ФАНО РОССИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАСРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ “ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР ИНСТИТУТ
ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК” (ИПФ РАН)

На правах рукописи

АНТИПОВ ОЛЕГ ЛЕОНИДОВИЧ

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЕ ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ С НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИМ УПРАВЛЕНИЕМ И ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ ПАРАМЕТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

01.04.21 - лазерная физика

Диссертация
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Нижний Новгород, 2018

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ……8

Глава 1. Механизмы изменений показателя преломления лазерных кристаллов при интенсивной накачке…….....32

1.1 Теоретическое описание основных механизмов инерционных изменений показателя преломления в лазерных кристаллах……...32

1.2 Интерферометрические исследования изменений показателя преломления лазерного кристалла Nd^{3+}:YAG при диодной или ламповой накачке……...38

1.2.1 Продольная диодная накачка ……39

1.2.2 Поперечная диодная накачка……44

1.2.3 Ламповая накачка и усиление светового пучка……48

1.3 Спектроскопические исследования механизмов заселения высоколежащих энергетических уровней в лазерных кристаллах, активированных ионами Nd^{3+}……..50

1.4 Исследование изменений показателя преломления в кристалле Nd^{3+}:YAG методом тестирования динамических решёток……55

1.4.1 Динамические решётки показателя преломления в кристаллах Nd^{3+}:YAG с лазерной накачкой……55

1.4.1.1 Решётки, записанные на длине волны 808 нм……57

1.4.1.2 Решётки, записанные на длине волны 1064 нм…….....61

1.4.1.3 Решётки, записанные на длине волны 266 нм……63

1.4.2 Динамические решётки в кристалле Nd^{3+}:YAG с ламповой накачкой…….……..64

1.5 Оценка электронных изменений показателя преломления кристалла Nd^{3+}:YAG на различных длинах волн тестирующего излучения……...68

1.6 Исследования электронных изменений показателя преломления в лазерных кристаллах Nd^{3+}:YVO_4, Nd^{3+}:$GdVO_4$, Nd^{3+}:GGG, Nd^{3+}:LMA, Nd^{3+}:KGW и Nd^{3+}-содержащих стёклах……..……...73

1.7 Исследования изменений показателя преломления лазерных кристаллов, активированных ионами Yb^{3+}, при диодно-лазерной и лазерной накачке……..76

1.7.1 Интерферометрические исследования кристалла Yb^{3+}:YAG с диодной накачкой и кристаллов Yb^{3+}:Lu_2O_3 и Yb^{3+}:Sc_2O_3 с лазерной накачкой……...77

1.7.2 Исследование лазерных кристаллов Yb^{3+}:YAG, Yb^{3+}:GGG, Yb^{3+}:KYW, Yb^{3+}:KGW, Yb^{3+}:YVO_4 методом тестирования динамических решёток……..80

1.7.3 Исследование электронных изменений показателя преломления кристаллов, активированных ионами Yb^{3+}, методом измерения дифференциального поглощения……..…….84
1.7.4 Обсуждение механизма электронных изменений показателя преломления кристаллов, активированных ионами Yb^{3+}……..…86
1.8 Основные результаты и выводы главы 1……...87
Глава 2. Параметрическая генерация световых волн при четырёхволновом взаимодействии на динамических решётках, формируемых с участием внешнего сигнала в нелинейной среде с обратной связью……..…….89
2.1 Теоретические исследования параметрической генерации при совместном вынужденном рассеянии пересекающихся световых волн в слое нелинейной среды с петлёй обратной связи……...89
2.1.1 Геометрические особенности совместного вынужденного рассеяния пересекающихся световых волн……89
2.1.2 Порог параметрической генерации при совместном вынужденном рассеянии пересекающихся световых волн в нелинейной среде с петлёй обратной связи……92
2.1.3 Особенности совместного вынужденного рассеяния пространственно-неоднородных световых волн в нелинейной среде с петлёй обратной связи……..99
2.2 Экспериментальные исследования параметрической генерации и обращения волнового фронта световых пучков при их совместном вынужденном рассеянии в слоях нематических жидких кристаллов с петлёй обратной связи……...……102
2.2.1 Параметрическая генерация и обращение волнового фронта лазерных пучков при их совместном температурном рассеянии…….……....103
2.2.2 Параметрическая генерация и обращение волнового фронта лазерных пучков при их совместном ориентационном рассеянии…….…..107
2.3 Параметрическая генерация при совместном вынужденном рассеянии пересекающихся световых пучков в усиливающих лазерных кристаллах с петлёй обратной связи……..108
2.3.1 Экспериментальные и теоретические исследования взаимодействия двух световых пучков и вынужденного резонансного рассеяния в лазерных усилителях на кристаллах Nd^{3+}:YAG с ламповой накачкой……108
2.3.2 Экспериментальные исследования параметрической генерации и обращения волнового фронта в лазерном усилителе на кристалле Nd^{3+}:YAG с петлёй обратной связи……..117
2.3.3 Теоретические исследования параметрической генерации при четырёхволновом взаимодействии в лазерном усилителе с петлёй обратной связи…….……..124

2.3 Основные результаты и выводы главы 2……128
Глава 3. Твердотельные лазеры с резонаторами на динамических решётках…….....130
3.1 Общие принципы и схемы лазеров с резонаторами на динамических решётках……...130
3.1.1 Качественный анализ условий генерации в динамическом резонаторе с “петлевым” нелинейно-оптическим зеркалом……..130
3.1.2 Продольные моды лазера с петлевым резонатором на динамических решётках……132
3.1.3 Поперечные моды лазера с петлевым резонатором на динамических решётках……135
3.2 Лазеры с резонаторами, формируемыми с участием динамических решёток показателя преломления в слое нематического жидкого кристалла…….138
3.2.1 Теоретические исследования самостартующего лазера с резонатором на динамических решётках показателя преломления……140
3.2.2 Экспериментальные исследования лазеров с резонаторами на ориентационных или температурных динамических решётках……..……145
3.2.2.1 Лазеры с резонаторами на ориентационных динамических решетках……..146
3.2.2.2 Лазеры с резонаторами на температурных динамических решетках……149
3.3 Лазеры на динамических решётках населённости рабочих уровней в лазерных кристаллах……151
3.3.1 Теоретическое описание твердотельных лазеров с резонаторами на динамических решётках населённости……...151
3.3.1.1 Узкополосная модель генерации при наличии случайных источников……158
3.3.1.2 Многочастотная модель генерации……...164
3.3.2 Экспериментальные исследования лазеров на кристаллах, активированных ионами Nd^{3+}, с ламповой накачкой и резонаторами на динамических решётках в активной среде…….167
3.3.2.1 Схемы лазеров с резонаторами на динамических решётках……...167
3.3.2.2 Тестирование динамической решётки при генерации…….……170
3.3.2.3 Исследования кинетики и спектра генерации лазеров с резонатором, формируемым с участием одиночной динамической решетки ……..172
3.3.2.4 Лазеры на динамических решётках в режиме пассивной модуляции добротности с внутрирезонаторным насыщающимся поглотителем…….176
3.3.2.5 Лазеры на динамических решётках в активной среде с высокой (в среднем по времени) мощностью генерации……178
3.3.3 Экспериментальные исследования лазеров на кристаллах с диодной накачкой и резонатором на динамических решётках населённости……..183
3.3.3.1 Лазеры на кристаллах Nd^{3+}:YAG с импульсной накачкой……..183
3.3.3.2 Лазеры на кристалле Nd^{3+}:YVO_4 с непрерывной диодной накачкой…….187

3.4 Основные результаты и выводы главы 3……191
Глава 4. Электронные изменения показателя преломления в иттербиевых волоконно-лазерных усилителях и их использование для когерентного сложения пучков многоканальных лазерных систем…….....193
4.1 Исследования изменений показателя преломления при накачке иттербиевых волоконных усилителей……...193
4.1.1 Аналитические и численные исследования индуцированного изменения показателя преломления и фазового набега тестирующей волны……..……...195
4.1.2 Экспериментальные исследования с помощью волоконного интерферометра……...203
4.1.3 Оценка параметров электронных изменений показателя преломления иттербиевого волокна……209
4.2 Исследование когерентного сложения излучения в двухканальной системе эрбиевых волоконно-лазерных усилителей за счёт нелинейно-оптического управления показателем преломления волокна, активированного Yb^{3+}……..211
4.3 Исследование низкопороговой модовой неустойчивости в маломодовых иттербиевых волоконных усилителях……..219
4.3.1 Модовая неустойчивость в однонаправленном волоконном усилителе……..221
4.3.2 Модовая неустойчивость в волоконном усилителе при наличии встречного сигнала…...232
4.4 Основные результаты и выводы главы 4……238
Глава 5. Высокоэффективные твердотельные лазеры с параметрическим преобразованием излучения в средний ИК диапазон…….....240
5.1 Лазеры на кристаллах $Nd^{3+}:YVO_4$ с боковой диодной накачкой и параметрическое преобразование их излучения в средний ИК диапазон……...240
5.1.1 Непрерывная и импульсно-периодическая генерация лазеров на кристаллических пластинах $Nd^{3+}:YVO_4$ с боковой диодной накачкой……241
5.1.2 Параметрическое преобразование излучения импульсно-периодического лазера на кристалле $Nd^{3+}:YVO_4$ в периодически-поляризованном элементе $MgO:LiNbO_3$ в средний ИК диапазон……..….246
5.2 Лазеры на керамике $Tm^{3+}:Lu_2O_3$ с диодной, лазерной или волоконно-лазерной накачкой и преобразование их излучения……249
5.2.1 Структурные, оптические и спектроскопические свойства лазерной керамики $Tm^{3+}:Lu_2O_3$……...250
5.2.2 Исследование лазерной генерации при диодной накачке керамики $Tm^{3+}:Lu_2O_3$……259
5.2.3 Исследование лазерной генерации в режиме синхронизации мод при лазерной накачке керамики $Tm^{3+}:Lu_2O_3$……..265

5.2.4 Исследование лазерной генерации при волоконно-лазерной накачке керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3.....268
5.2.5 Гибридная система: волоконный лазер – керамический усилитель…….273
5.2.6 Использование лазеров на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 для накачки лазеров на кристаллах Cr^{2+}:CdSe и Cr^{2+}:ZnSe, генерирующих в диапазоне длин волн 2,3-2,92 мкм……277
5.2.7 Параметрическое преобразование излучения лазера на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 в средний ИК диапазон……...283
5.3 Лазеры на кристаллах Ho^{3+}:YAG с лазерной и волоконно-лазерной накачкой и параметрическое преобразование их излучения в средний ИК диапазон…….287
5.3.1 Лазеры с накачкой излучением Tm^{3+}:YLF лазера……...288
5.3.2 Лазеры с волоконно-лазерной накачкой…….....290
5.3.3 Эффективное параметрическое преобразование излучения Ho^{3+}:YAG лазера в средний ИК диапазон……...……296
5.4 Использование разработанных тулиевых и гольмиевых лазеров в медицине……....305
5.5 Основные результаты и выводы главы 5……309
ЗАКЛЮЧЕНИЕ…….……..312
Список цитированной литературы…….....319

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ СОКРАЩЕНИЯ

АОМ – акустооптический модулятор

АОП – антиотражающее покрытие

АСМ – атомно-силовой микроскоп

АС – алюмосиликатные (волокна / стёкла)

АЭ – активный элемент

ВР – вынужденное рассеяние

ВРМБ – вынужденное рассеяние Мандельштама – Бриллюэна

ВРР – вынужденное резонансное рассеяние

ВТР – вынужденное температурное рассеяние

ДВВ – двухволновое взаимодействие

ИК – инфракрасный

ИПП – изменение показателя преломления

НЖК – нематические жидкие кристаллы

ОВФ – обращение волнового фронта

ПГС – параметрический генератор света

ПВС - поглощение из возбуждённого состояния

ПМН – поперечная модовая неустойчивость

ПОС – петля обратной связи

ППЗ – переходы с переносом заряда

РПП – решётка показателя преломления

УСИ – усиленное спонтанное излучение

ФС – фосфоросиликатные (волокна / стёкла)

ЧВВ – четырёхволновое взаимодействие

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность исследований

За последние 25 лет техника твердотельных лазеров сделала гигантский скачок в своём развитии. Этот прогресс обусловлен улучшением характеристик активных сред (оптических волокон и кристаллов), появлением новых активных материалов (керамики и поликристаллов высокого оптического качества) и, главное, использованием диодно-лазерной накачки, позволивший существенно повысить эффективность лазерных систем и улучшить качество пучков генерации. Высокоэффективные, мощные и компактные твердотельные лазеры на основе оптических волокон, кристаллов и керамики всё шире применяются в различных отраслях производства, телекоммуникации, медицине, для решения военно-технических задач и в других областях. Дальнейшее расширение сферы применения лазеров требует освоения новых спектральных диапазонов (в частности, среднего инфракрасного (ИК)), а также улучшения пространственно-временных характеристик мощного лазерного излучения.

Для управления параметрами излучения и расширения спектрального диапазона генерации лазерных систем всё шире используются методы и устройства нелинейной оптики. Будущее развитие лазерной техники, во многом, связано с совершенствованием нелинейно-оптических материалов и структур, а также методов нелинейно-оптического преобразования. На повестке дня стоят, в частности, задачи когерентного и спектрального сложения световых пучков для достижения их высокой мощности при малой расходимости; решение этих задач требует применения и совершенствования методов когерентной и нелинейной оптики. Вместе с тем, повышение мощности излучения и энергии импульсов в твердотельных и волоконных лазерных системах сопровождается возникновением новых нелинейно-оптических эффектов (в частности, в самой активной среде), которые препятствуют достижению высокого пространственно-временного качества излучения. Для предотвращения негативного проявления нелинейно-оптических эффектов требуется лучшее понимание механизмов их развития, а также знание величины нелинейно-оптических параметров лазерных сред.

Таким образом, ***развитие твердотельных лазеров с высокой эффективностью использования накачки и нелинейно-оптическим управлением пространственно-временными характеристиками излучения и преобразованием длины волны в новые спектральные диапазоны***, без сомнения, ***остаётся актуальной задачей лазерной физики***.

Целями диссертационной работы являются:

- выявление механизмов изменений показателя преломления и оптической нелинейности лазерных кристаллов и стёкол, активированных редкоземельными ионами, при их интенсивной накачке; определение параметров этих изменений и нелинейности;
- выявление нелинейно-оптических эффектов в активной среде твердотельных и волоконных лазеров и определение возможностей повышения порога их возникновения;
- определение возможностей использования нелинейно-оптических эффектов (в частности, динамических решёток в активных средах) для улучшения качества пучков лазерной генерации или управления световыми пучками;
- разработка новых высокоэффективных твердотельных лазеров с нелинейно-оптическим преобразованием (в частности, лазеров двухмикронного диапазона длин волн с параметрическим преобразованием излучения в средний ИК диапазон).

Для достижения этих целей **выполнялись следующие задачи**:

1) Исследование механизмов изменения показателя преломления (ИПП) лазерных кристаллов, активированных редкоземельными ионами Nd^{3+} и Yb^{3+} при их интенсивной накачке, методами интерферометрии, спектроскопии и нелинейной оптики.

2) Определение параметров и кинетики электронных ИПП лазерных кристаллов, связанных с различием поляризуемости возбужденных и невозбуждённых ионов активатора.

3) Исследование нелинейно-оптического взаимодействия двух и четырёх световых пучков в лазерных кристаллах (Nd^{3+}:YAG и Nd^{3+}:YVO_4) при их интенсивной накачке.

4) Исследование параметрической генерации при совместном вынужденном рассеянии (ВР) пересекающихся световых пучков в лазерных кристаллах и нематических жидких кристаллах при наличии оптической обратной связи (в слоях с петлёй обратной связи).

5) Исследование твердотельных лазеров, резонаторы которых формируются с участием динамических решёток показателя преломления и коэффициента усиления активной среды.

6) Разработка и создание мощных твердотельных лазеров с ламповой и диодной накачкой с адаптивными резонаторами на динамических решётках.

7) Исследование механизмов ИПП сердцевины волоконно-лазерных усилителей на основе кварцевых стёкол (алюмосиликатных и фосфоросиликатных), активированных ионами Yb^{3+}.

8) Исследование возможности использования оптического управления ИПП иттербиевых лазерных волокон для когерентного сложения излучения многоканальных лазерных усилителей.

9) Исследование нелинейно-оптического эффекта низкопроговой модовой неустойчивости в маломодовых иттербиевых волоконно-лазерных усилителях.

10) Разработка эффективных и мощных лазеров на кристаллах Nd:YVO_4 с боковой диодной накачкой (в режимах непрерывной генерации, при активной модуляции добротности или пассивной синхронизации мод) и параметрическим преобразованием излучения в средний ИК диапазон.

11) Исследование структурных, оптических, нелинейно-оптических, спектроскопических и теплофизических свойств лазерной керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3.

12) Получение лазерной генерации в керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 в двухмикронном диапазоне длин волн (~1967 нм и ~2066 нм) с диодной, лазерной или волоконно-лазерной накачкой в различных режимах: непрерывном, активной модуляции добротности или пассивной синхронизации мод.

13) Исследование гибридных лазерных систем: тулиевый волоконный задающий генератор – усилитель мощности на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 для излучения на длинах волн 1940 нм и 1908 нм.

14) Исследование возможностей использования лазеров на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 для накачки параметрических генераторов света (ПГС) среднего ИК диапазона, а также лазеров на монокристаллах Cr^{2+}:CdSe и поликристаллах Cr^{2+}:ZnSe, генерирующих в диапазоне длин волн 2,3-2,92 мкм.

15) Оптимизация параметров и разработка эффективных импульсно-периодических лазеров на кристаллах Ho^{3+}:YAG с накачкой излучением Tm^{3+}:YLF лазера или тулиевого волоконного лазера.

16) Исследование возможностей эффективного параметрического преобразования излучения лазеров на кристаллах Ho^{3+}:YAG в средний ИК диапазон в ПГС на основе нелинейно-оптических кристаллов $ZnGeP_2$.

17) Исследование возможностей использования высокоэффективных лазеров на кристаллах Ho^{3+}:YAG и Tm^{3+}:YLF и керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 (генерирующих в диапазоне длин волн 1966-2100 нм) для хирургии биологических тканей и разрушения почечных камней.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. С использованием интерферометрических, нелинейно-оптических и спектроскопических методов впервые проведены комплексные исследования ИПП, обусловленных различием поляризуемости ионов активатора Nd^{3+} и Yb^{3+} в основном и возбуждённом состояниях, в лазерных кристаллах и стёклах при интенсивной накачке (диодной, ламповой или лазерной). Для ряда кристаллов, активированных ионами Nd^{3+} (Nd^{3+}:YAG, Nd^{3+}:YVO_4, Nd^{3+}:$GdVO_4$, Nd^{3+}:GGG, Nd^{3+}:LMA, Nd^{3+}:KGW) и Yb^{3+} (Yb^{3+}:YAG, Yb^{3+}:GGG, Yb^{3+}:KYW, Yb^{3+}:KGW, Yb^{3+}:YVO_4), а также для некоторых Nd^{3+}-содержащих и Yb^{3+}-содержащих стёкол определена величина различия их поляризуемости в основном и возбуждённом состояниях. Определены характерные времена кинетики электронных ИПП при включении и выключении накачки в

импульсах с различной энергией и на различных длинах волн.

2. Экспериментально и теоретически исследованы нелинейные взаимодействия двух и четырёх световых пучков в лазерных кристаллах Nd^{3+}:YAG на динамических решётках показателя преломления, сопровождающих решётки населённости и обусловленных различием поляризуемости ионов активатора Nd^{3+}.

3. Определены закономерности параметрической генерации при совместном вынужденном рассеянии двух пересекающихся световых пучков в слое нелинейной среды (нематических жидких кристаллах или лазерных кристаллах) с петлёй обратной связи при наличии или в отсутствие в ней невзаимных оптических элементов. Определены условия генерации световых пучков с волновым фронтом, обращённым к фронту исходного пучка.

4. Экспериментально и теоретически исследованы твердотельные лазеры на кристаллах Nd^{3+}:YAG и Nd^{3+}:YVO_4 с ламповой или диодной накачкой и динамическим резонатором, формируемым с участием решёток показателя преломления и усиления в активной среде (или только в нелинейной среде), которые индуцируются интерференционным полем световых волн. Определены условия генерации мощных световых пучков высокого качества в лазерах с такими динамическими резонаторами. Показано, что высокая пространственно-угловая и частотная селективность динамических решёток способствует генерации узкополосного излучения с высоким качеством пучка. Показано также, что адаптивные свойства нелинейных петлевых зеркал обеспечивают частичную компенсацию термонаведённых искажений в активной лазерной среде при высокой мощности генерируемого пучка.

5. Проведены экспериментальные и теоретические исследования электронного механизма ИПП сердцевины волоконно-лазерных усилителей на основе кварцевых стёкол (алюмосиликатных и фосфоросиликатных), активированных ионами Yb^{3+}. Показано, что этот механизм обусловлен различием поляризуемости возбуждённых и невозбуждённых ионов активатора. Определена величина различия поляризуемости уровней $^2F_{5/2}$ и $^2F_{7/2}$ ионов Yb^{3+} в этих стёклах, связанная с различной вероятностью переходов с переносом заряда с лиганда на возбуждённые и невозбуждённые ионы активатора.

6. Экспериментально исследована возможность когерентного сложения излучения двухканального волоконного эрбиевого усилителя при оптическом управлении показателем преломления иттербиевого волокна.

7. В волоконно-лазерных усилителях с диаметром сердцевины 8-10 мкм, активированной ионами Yb^{3+}, с малым числом поперечных мод и сохранением поляризации обнаружена низкопороговая неустойчивость основной моды и перекачка энергии в моды с более высоким индексом. Проведены аналитические исследования и численное моделирование показавшие, что основная причина такой модовой неустойчивости связана с рассеянием основной моды на

динамических электронных решётках показателя преломления, сопровождающих изменения населённости, которые индуцируются интерференционным полем основной и высшей мод. Показано, что при наличии встречной волны порог модовой неустойчивости ещё более уменьшается из-за четырехволнового взаимодействия двух пар встречных волн на общих динамических решётках показателя преломления активной среды.

8. Предложено использовать керамику Tm^{3+}:Lu_2O_3 для лазерной генерации на длине волны ~2 мкм. Проведены комплексные исследования структурных, оптических, нелинейно-оптических, спектроскопических и теплофизических свойств керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3, впервые изготовленной по заказу автора японской компанией “Konoshima Chemicals”. Получена лазерная генерация на длине волны 2060-2094 нм в керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 с диодной-лазерной накачкой (на длине волны 796 нм, или 811 нм, или 1200 нм). Продемонстрированы возможности реализации импульсно-периодической генерации в лазерах на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 (с диодно-лазерной или лазерной накачкой на длине волны 796 нм) за счёт активной модуляции добротности (в импульсах наносекундной длительности) или пассивной синхронизации мод (в импульсах длительностью 150-400 фс) на длине волны ~2070 нм. Обнаружена перестройка длины волны лазерной генерации в этой керамике с 2066 нм на 1967 нм при её накачке интенсивным излучением волоконного лазера на длине волны 1670 нм. Исследованы гибридные лазерные системы: волоконный задающий генератор – усилитель мощности на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3, при этом усиливаемый сигнал (на длине волны 1940 нм или 1908 нм) и пучок накачки (на длине волны 1670 нм или 1678 нм) распространялись в одном и том же одномодовом волокне. Показана возможность использования импульсно-периодического излучения лазера на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 для накачки лазеров на монокристаллах Cr^{2+}:CdSe и поликристаллах Cr^{2+}:ZnSe , генерирующих на длинах волн ~2,92 мкм и 2,35-2,74 мкм, соответственно.

9. Проведены исследования и найдена оптимальная концентрация активатора, ионов Ho^{3+}, в кристаллах Ho^{3+}:YAG и параметры резонаторов лазеров на этих кристаллах с накачкой излучением тулиевых волоконных лазеров для высокоэффективной генерации на длине волны ~2097 нм.

10. Продемонстрирована возможность получения импульсно-периодической генерации в диапазоне длин волн 3,5-5 мкм со средней мощностью более 10 Вт в ПГС на тандеме нелинейно-оптических элементов $ZnGeP_2$ с накачкой излучением Ho^{3+}:YAG лазеров на длине волны 2097 нм. Получена высокая эффективность преобразования излучения Ho^{3+}:YAG лазера в излучение ПГС среднего ИК диапазона (по суммарной средней мощности холостой и сигнальной волн), достигающая более ~40%, при общей эффективность преобразования мощности излучения волоконного лазера (на 1908 нм) в средний ИК диапазон - 25%. Развита теоретическая модель ПГС на $ZnGeP_2$, учитывающая модовый состав генерации, снос пучков в

нелинейном элементе и тепловые эффекты, и на её основе выполнены численные расчёты, результаты которых хорошо согласуются с экспериментами. В результате численных расчётов показано, что широкие спектральные линии сигнальной и холостой волн параметрического генератора при его узкополосной накачке обусловлены кластерами мод с волновой расстройкой, кратной 2π.

Научная и практическая значимость работы

Полученные данные о механизмах и параметрах ИПП лазерных кристаллов и стёкол позволяют более точно определять величину оптических искажений световых пучков в лазерных усилителях и генераторах при интенсивной накачке (диодной, лазерной или ламповой). Продемонстрированные возможности оптического управления показателем преломления лазерных кристаллов и стёкол могут быть положены в основу создания мощных лазерных систем, в частности, многоканальных усилителей с когерентным сложением световых пучков. Развитые представления о нелинейно-оптическом взаимодействии световых пучков в твердотельных и волоконных усилителях позволяют предсказывать и повышать пороги возникновения негативных нелинейно-оптических эффектов, таких как пространственная модовая неустойчивость.

Полученные данные о структурных, оптических, нелинейно-оптических, спектроскопических, теплофизических и генерационных свойствах новой керамики $Tm^{3+}:Lu_2O_3$ могут быть использованы для создания лазерных систем двухмикронного диапазона длин волн на её основе.

Созданы лабораторные макеты ряда высокоэффективных и мощных твердотельных и гибридных лазеров (в частности, на керамике $Tm^{3+}:Lu_2O_3$ и кристаллах Ho^{3+}:YAG, Nd^{3+}:YAG и $Nd^{3+}:YVO_4$, Cr^{2+}:ZnSe), которые могут быть использованы для прецизионной обработки материалов, медицины, дистанционной диагностики и в других областях.

Создан и сдан заказчику опытный образец лазерной системы среднего ИК диапазона (на длинах волн 3,5 – 5 мкм). Создан опытный образец хирургического лазера на керамике $Tm^{3+}:Lu_2O_3$ для отоларингологии, который проходит доклиническую апробацию.

Достоверность полученных результатов обеспечивается высоким уровнем экспериментальной техники и методик измерений; сопоставлением данных, полученных различными методами измерений и в различных условиях (лабораториях); проведением теоретических и численных исследований, моделирующих эксперименты; применением современных теоретических представлений и их развитием при анализе данных экспериментов и численных расчётов; сравнением полученных результатов с литературными данными.

Основные положения и результаты, выносимые на защиту

1) В лазерных кристаллах и стёклах, активированных редкоземельными ионами, при их интенсивной накачке (диодной, лазерной или ламповой) существуют изменения показателя преломления, обусловленные различием поляризуемости ионов активатора в основном и возбуждённом состояниях. Величина различия поляризуемости (определённая для ряда кристаллов Nd^{3+}:YAG, Nd^{3+}:YVO_4, Nd^{3+}:$GdVO_4$, Nd^{3+}:GGG, Nd^{3+}:LMA, Nd^{3+}:KGW, Yb^{3+}:YAG, Yb^{3+}:GGG, Yb^{3+}:KYW, Yb^{3+}:KGW, Yb^{3+}:YVO, а также ряда стёкол) зависит как от квантовых свойств иона активатора (Nd^{3+}, Yb^{3+} или других), так и от характеристик матрицы. В лазерных материалах, активированных ионами Nd^{3+}, различие поляризуемости уровней $^4F_{3/2}$ и $^4I_{9/2}$ (вне линии усиления на переходе между этими уровнями) обусловлено разной вероятностью межконфигурационных переходов $4f^3 \rightarrow 4f^25d$ (между оболочками 4f и 5d) с этих уровней. Нерезонансное различие поляризуемости ионов Yb^{3+} на уровнях $^2F_{5/2}$ и $^2F_{7/2}$, в лазерных кристаллах и стёклах, активированных этими ионами, обусловлено разной вероятностью переходов с переносом заряда с лиганда на ион или переходов между смешанными орбиталями.

2) Взаимодействие двух или четырёх световых волн в активной среде твердотельных лазеров обусловлено динамическими решётками показателя преломления и усиления, которые сопровождают решётки населённости, индуцированные интерференционным полем световых волн в активной среде. Динамические решётки показателя преломления возникают вследствие различия поляризуемости ионов активатора, а также из-за различного тепловыделения в максимумах и минимумах решётки инверсной населённости активной среды.

3) В слое нелинейной среды (типа нематического жидкого кристалла или лазерного кристалла) с петлёй обратной связи существует параметрическая генерация световых волн, связанная с совместным вынужденным рассеянием исходного и прошедшего петлю световых пучков. Пучок параметрической генерации может иметь волновой фронт, обращённый к волновому фронту исходного светового пучка.

4) Резонаторы твердотельных лазеров могут формироваться с участием динамических решёток (или голографических зеркал), индуцируемых волнами генерации в нелинейной и/или активной среде. Высокая пространственно-угловая и частотная селективность динамических решёток способствует генерации узкополосного излучения с высоким качеством пучка. Адаптивные свойства резонаторов с динамическими голографическими зеркалами обеспечивают частичную компенсацию термонаведённых искажений в активной среде и позволяют получать пучки высокого качества при высокой в среднем по времени мощности лазерной генерации.

5) Когерентное сложение пучков излучения системы параллельных волоконно-лазерных усилителей может быть реализовано с высокой эффективностью за счёт оптически-управляемых изменений показателя преломления в самих лазерных волокнах. Управление

показателем преломления иттербиевого волокна, в частности, может быть осуществлено излучением накачивающей волны (на длине волны 980 нм) и сигнала насыщения (на длине волны 1064 нм). Использование алгоритма амплитудной модуляции управляющего сигнала и синхронного детектирования в цепи обратной связи обеспечивает высокое быстродействие фазовой подстройки, что позволяет компенсировать акустические шумы в полосе частот более 10 кГц.

6) В волоконно-лазерных усилителях с диаметром сердцевины 8-10 мкм, активированной ионами Yb^{3+}, с малым числом поперечных мод и сохранением поляризации существует низкопороговая неустойчивость основной моды излучения, приводящая к перекачке её энергии в моды с более высоким индексом. Порог модовой неустойчивости по мощности выходного сигнала варьируется от 1 до 100 Вт и зависит как от параметров волокна (диаметра сердцевины, числовой апертуры, длины, уровня легирования ионами Yb^{3+}, отражения от выходного торца), так и от характеристик сигнала (ширины линии, мощности входного сигнала, длины волны, длительности импульсов). Основная причина низкопороговой модовой неустойчивости связана с рассеянием основной моды на динамических электронных решётках показателя преломления, сопровождающих решётки населённости, которые индуцируются интерференционным полем основной и высшей мод. При наличии встречной волны порог модовой неустойчивости ещё более уменьшается из-за четырехволнового взаимодействия двух пар встречных волн на общих динамических решётках показателя преломления активной среды.

7) Керамика $Tm^{3+}:Lu_2O_3$ (высокого оптического качества) может быть использована для создания высокоэффективных и мощных лазеров (с диодной, лазерной или волоконно-лазерной накачкой), генерирующих в двухмикронном диапазоне длин волн. В лазерах на керамике $Tm^{3+}:Lu_2O_3$ реализуется непрерывная или импульсно-периодическая генерация (в режиме модуляции добротности или синхронизации мод) в пучках высокого качества. Широкая линия усиления лазерной керамики $Tm^{3+}:Lu_2O_3$ позволяет осуществлять перестройку длины волны лазерного усиления или генерации от 1900 до 2100 нм, а также генерацию последовательности фемтосекундных импульсов длительностью ~150-400 фс. Излучение лазеров на керамике $Tm^{3+}:Lu_2O_3$ может быть использовано для накачки лазеров на монокристаллах Cr^{2+}:CdSe и поликристаллах Cr^{2+}:ZnSe, генерирующих на длинах волн ~2,92 мкм и 2,3-2,74 мкм, соответственно, а также для нелинейно-оптического параметрического преобразования в средний ИК диапазон.

8) Параметрический генератор на основе тандема нелинейно-оптических элементов $ZnGeP_2$ с накачкой излучением импульсно-периодического Ho^{3+}:YAG лазера (на длине волны 2097 нм) позволяет получать излучение среднего ИК диапазона (на длинах волн 3,6-4,7 мкм) со средней по времени мощностью более 10 Вт в пучках высокого качества. Широкие спектральные линии

сигнальной и холостой волн при узкополосной накачке параметрического генератора обусловлены кластерами мод с волновой расстойкой, кратной 2π.

9) Опытный образец лазера для хирургии мягких биотканей разработан на основе керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3 с диодной накачкой. Применение импульсно-периодического излучения лазеров на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 на длине волны ~2 мкм с энергией импульсов 2-55 мДж, их длительностью 20-40 нс и частотой повторения 0,2-10 кГц позволяет также выполнять контролируемый разлом почечных конкрементов (различного химического состава и плотности) до фрагментов, дающих возможность осуществить их удаление без разбрасывания содержимого.

Апробация работы. Материалы, вошедшие в диссертацию, докладывались автором на семинарах в ИПФ РАН, ИК РАН, ИОФ РАН, НЦВО РАН, ИПМ РАН, ННГУ, ИФМ РАН, ИФ НАН Беларуси (г. Минск), Имперском колледже г. Лондона (Великобритания), Техническом университете г. Берлина (Германия), Техническом университете г. Потсдама (Германия), лазерном центре г. Ганновера (Германия), Ливерморской национальной лаборатории (США), исследовательской лаборатории Хьюза в Лос-Анжелесе (США), исследовательском центре TRW в Лос-Анжелесе (США), Свободном Брюссельском университете (Бельгия), университете телекоммуникаций г. Монс (Бельгия), университете г. Монтпелье (Франция), университете г. Каен (Франция), Астонском университете г. Бирмингема (Великобритания).

Материалы диссертации были представлены в более чем 300 докладах (из них в 16-и приглашённых докладах) на следующих международных конференциях: “Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике”/”ICONO” (С. Петербург, 1991, 1995; Москва, 1998, 2002, 2013; Казань, 2010), “Оптика лазеров”/”Laser Optics” (С. Петербург, 1991, 1993, 1995, 1998, 2003, 2006, 2008, 2010, 2012, 2014, 2016), “Лазерные технологии и применения”/ “LAT” (2010, 2013); “Conference on Lasers and Elecro-Optics/CLEO” (USA, Anahiem, 1996; Baltimore, 1997, 2001, 2003, 2005; San Francisco, 1998, 2000, 2004; Long Beach, 2002), “Quantum Electronics and Laser Science/QELS” (USA, Anaheim, 1996; Baltimore, 2005), "Photonics West" (USA, San Jose, 1997, 1998, 1999, 2000, 2016), “Conference on Lasers and Elecro-Optics/Europe” (Amsterdam, 1994; Hamburg, 1996; Glasgo, 1998; Nice, 2000; Munich, 2003, 2005, 2007, 2009, 2011, 2013, 2015, 2017), “European Quantum Electronics Conference” (Hamburg, Germany, 1996), "Advanced Solid State Topical Meetings" (USA, San Francisco, 1996; Idaho, 1998), “Optics for Industry and Medicine” (Шатура, Московская обл., 1997, 1998), “CLEO Pacific Rim” (Chiba, Japan, 1995), “CLEO/Europe Focus Meeting” (Munich, Germany, 2001), "Modern Problems of Laser Physics" (Новосибирск, 2001), “Annual Meeting of Optical Society of America” (Long Beach, USA, 2001), “Industrial Lasers and Laser Applications/ILLA” (Москва, 2002; С. Петербург,

2003), “Frontiers in Nonlinear Waves” (Н. Новгород, 2002; Н. Новгород - С. Петербург, 2004), “Nonlinear Wave Physics” (С. Петербург – Н. Новгород, 2005), “Laser Physics Workshops” (2008, 2017), Российско-французском семинаре по лазерам (Москва, 2003), Российско-американском семинаре по лазерной оптике “CELO” (С. Петербург, 2004), Российско-германском семинаре по лазерным наукам (Н. Новгород, 2005), а также на школах “Нелинейные волны” (Н. Новгород, 2001, 2003), 11-й Всероссийской с международным участием конференции-школе «Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение» 2010 г. и 2012 г. (Саранск), ежегодных конференциях по радиофизике (ННГУ, Н. Новгород, 1996-2005), 7-ом Российском семинаре по волоконным лазерам, 2016 г. (Новосибирск).

Публикации. По материалам диссертации опубликованы 127 работ (фамилия автора диссертации выделена жирным шрифтом в списке литературы), из которых 3 главы в книгах (в списке цитируемой литературы номера [104], [225], [227]), 73 статьи опубликованы в изданиях, входящих в перечень ВАК ([11-15], [30], [41], [59], [61], [73], [74], [76-80], [85], [86], [101-103], [105], [107-115], [117], [118], [121], [136], [157], [160], [161], [168], [172-174], [178], [221-223], [226], [228], [229], [232], [264-269], [305], [306], [338], [339], [342-347], [349], [360], [389], [390], [393], [426]); 2 патента РФ ([167], [340]); препринт [179]; 47 работ опубликованы в материалах крупных международных и всероссийских конференций.

Личный вклад автора. Все основные результаты работы получены автором лично, либо при его непосредственном участии. Часть работ, результаты которых вошли в диссертацию, выполнено и опубликовано О.Л. Антиповым без соавторов [102-104], но большинство работ - в соавторстве. В коллективных работах соискателю принадлежит определяющий вклад в постановке задачи, определении направления и метода исследований, интерпретации результатов.

Основные работы выполнены в соавторстве с сотрудниками Института прикладной физики РАН, студентами и сотрудниками Нижегородского государственного университета, сотрудниками компании “НТО “ИРЭ-Полюс” (г. Фрязино, Московской обл.), Ковровской государственной технологической академии (г. Ковров, Владимирской обл.). Часть работ выполнена в соавторстве с зарубежными коллегами: сотрудниками Института физики Национальной академии наук Беларуси (г. Минск), университета г. Монса (Бельгия), Имперского колледжа г. Лондона (Великобритания), университета г. Каена (Франция), университета г. Сент-Андрюса (Великобритания), лазерного центра г. Тампере (Финляндия), университета г. Мюнхена (Германия). В работах были использованы лазерные кристаллы, произведённые в НПО “Полюс”, ФИАН (Москва), НИТИОМ ВНЦ ГОИ им. С.И. Вавилова (С.

Петербург) и ИХВВ РАН (Н. Новгород); керамика компании “Konoshima Chemicals” (Япония); волоконные лазеры компании “НТО “ИРЭ-Полюс” (Фрязино, Россия).

Во всех случаях использования результатов других исследований, основных материалов и приборов в диссертации приведены ссылки на источники информации или изготовителя.

Диссертационная работа выполнена в отделении “Нелинейной динамики и оптики” Института прикладной физики РАН. Работа выполнялась в рамках проектов РФФИ, гранты №94-02-04075_а, №01-02-17674_а; 08-02-99050 рег_офи; №11-02-97111 р_поволжье_а, №15-42-02654 р_поволжье_а; российской-белорусских проектов РФФИ – НАНБ, гранты 02-02-81042-Bel2002_a, № 06-02-81046-Bel_a, № 10-02-90049-Bel_a; российско-французского проекта РФФИ – CNRS, грант 07-02-92184-CNRS_a; международной программы “Наука ради мира”, грант SfP974143; международной программы ИНТАС, гранты №97-2112, №03-51-4893; международной программы АФГИР, грант RPO-693; партнёрской программы МНТЦ, грант “ISTC/EOARD 1913р”; ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы, госконтракт № ГК 14.740.11.0071.; договора НИР № 10 от 2.04.2015 между ИПФ РАН и ФКП ГЛП “Радуга” (г. Радужный, Владимирская обл.); Программы фундаментальных исследований Отделения физических наук (ОФН) РАН “Нелинейно-оптические методы и материалы для создания лазерных систем нового поколения” 2009-2014 г.г.; Подпрограммы **“**Новые нелинейно-оптические материалы, структуры и методы для создания лазерных систем с уникальными характеристиками” комплексной программы ОФН РАН 2015-2017 г.г.

В процессе выполнения данной работы под научным руководством автора защищены следующие диссертации на соискание степени кандидата физико-математических наук:

1. Кужелев А.С. “Нелинейные резонансные взаимодействия лазерного излучения в кристалле Nd:YAG с инверсией населённости”. Диссертация кандидата физ.-мат. наук, Нижний Новгород, 1998. Специальность 01.04.03 –радиофизика.
2. Яровой В.В. “Механизмы формирования мод кольцевого лазера с голографическим зеркалом, записываемым спекл-излучением”. Диссертация кандидата физико-математических наук, Нижний Новгород, 2000. Специальность 05.27.03 - квантовая электроника.
3. Еремейкин О.Н. “Электронная компонента изменения показателя преломления лазерных кристаллов при интенсивной накачке и её роль в формировании голографических зеркал в лазерах на динамических решётках населённости.” Диссертация кандидата физико-математических наук, Нижний Новгород, 2004. Специальность 01.04.03 – радиофизика.

Структура и объем работы. Диссертация изложена на 353 страницах и состоит из введения, пяти глав, заключения и списка цитируемой литературы, включающего 428 наименований.

Краткое содержание работы

Во введении обосновывается актуальность темы диссертационной работы, формулируются цель и задачи исследования. Отмечена научная новизна и практическая значимость работы. Приводятся основные положения, выносимые на защиту; перечень научных публикаций по теме диссертации; сведения об апробации работы, личном вкладе автора, структуре и объеме диссертации.

Первая глава посвящена исследованиям механизмов изменений показателя преломления (ИПП) лазерных кристаллов при интенсивной накачке. В параграфе **1.1.** приводится теоретическое описание основных механизмов инерционных ИПП в лазерных кристаллах при изменении населённости их энергетических уровней: теплового, обусловленного тепловыделением при релаксации возбуждённых ионов, и электронного, обусловленного различием поляризуемости возбуждённых и невозбуждённых ионов активатора.

В параграфе **1.2** приводится методика и результаты исследования ИПП лазерного кристалла Nd^{3+}:YAG при диодной накачке с помощью поляризационного интерферометра Жамена-Лебедева. При этом в разделе **1.2.1** описываются интерферометрические исследования при продольной диодной накачке кристалла Nd^{3+}:YAG, в разделе **1.2.2 -** интерферометрические исследования при поперечной диодной накачке этого кристалла, в разделе **1.2.3 -** интерферометрические исследования при ламповой накачке этого же кристалла и усилении в нём светового пучка на длине волны резонансного перехода. Основное внимание уделяется разделению тепловых и электронных ИПП, связанных с различием поляризуемости ионов Nd^{3+} в основном состоянии (на уровне $^4F_{3/2}$) и в возбуждённом состоянии (на уровне $^4I_{9/2}$). Сравниваются измеренные параметры электронных ИПП в кристалле Nd^{3+}:YAG при различных способах накачки, отмечается нелинейный рост наведённых изменений при большой мощности накачки (особенно при широкополосной ламповой накачке), который объясняется заселением высоколежащих квазиметастабильных уровней ионов Nd^{3+} ($^2F(2)_{5/2}$ $^4D_{3/2}$, $^2P_{3/2}$).

В параграфе **1.3** приведены результаты исследований спектров люминесценции кристаллов Nd^{3+}:YAG и Nd^{3+}:YAG при их диодной накачке в комбинации с излучением на длинах волн 532 нм, 354,7 нм или 266 нм. При этом спектрально-идентифицированы переходы с высоколежащих квазиметастабильных энергетических уровней ионов Nd^{3+}: $^2F(2)_{5/2}$, $^4D_{3/2}$, $^2P_{3/2}$, заселяемых при комбинированной накачке за счёт переходов из возбуждённого состояния (с уровня $^4F_{3/2}$). Эти исследования подтвердили возможность двухступенчатого заселения высоких квазиметастабильных уровней, дающих вклад в нелинейный рост электронных ИПП при

мощной полихроматической накачке.

В параграфе **1.4** приведены результаты исследований ИПП в кристалле Nd^{3+}:YAG методом тестирования динамических решёток. В разделе **1.4.1** описывается тестирование динамических решёток показателя преломления (РПП) в кристаллах Nd^{3+}:YAG с лазерной накачкой. Динамическая решетка возбуждалась в элементе из кристалла Nd^{3+}:YAG двумя пересекающимися лазерными пучками на одной из трёх длин волн: 808 нм, 1064 нм или 266 нм. В последних двух случаях использовалась также однородная накачка кристалла на длине волны 808 нм. Динамическая решётка, наведённая в лазерном кристалле, считывалась излучением He-Ne лазера на длине волны 633 нм. В подразделе **1.4.1.1** приводятся результаты тестирования решётки, записанной излучением на длине волны 808 нм (стандартной для диодной накачки этого кристалла). За счёт разного времени релаксации разделяются вклады тепловой и электронной составляющей динамической решётки, и определяются параметры этих решёток. Обсуждается роль тепловыделения при релаксации на верхнем ($^4F_{3/2}$) и нижнем ($^4I_{11/2}$) энергетических уровнях лазерного перехода. Обсуждается влияние кросс-релаксации и ап-конверсии ионов Nd^{3+} на результаты измерений. В следующем подразделе **1.4.1.2** приводятся результаты тестирования РПП, сопровождающей решётку населённости, которая записывалась в лазерном кристалле Nd^{3+}:YAG (при его однородной накачке на 808 нм) пучком на длине волны усиления 1064 нм. Обсуждаются проявления эффектов ап-конверсии при большой мощности накачки. В подразделе 1.4.1.3 приводятся результаты тестирования РПП, которая возбуждалась в кристалле Nd^{3+}:YAG (с накачкой импульсами Ti:Sa лазера на 808 нм или без неё) пучками лазерного излучения на длине волны 266 нм. Обсуждается вклад в амплитуду РПП заселения высоколежащего квазиметастабильного уровня $^2F(2)_{5/2}$, переходов с переносом заряда с иона на лиганд и генерации свободных носителей. В разделе **1.4.2** приводятся результаты тестирования динамической решётки, возбуждаемой в кристалле Nd^{3+}:YAG с ламповой накачкой пересекающимися пучками излучения на длине волны резонансного усиления - 1064 нм. При этом тестирующий пучок имеет длину волны 1054 нм вне линии резонансного усиления. Приводится сравнение полученных результатов экспериментов по тестированию (или невырожденному четырёхволновому взаимодействию (ЧВВ)) с теорией. Отмечаются вклады процессов заселения высоколежащих квазиметастабильных уровней в формирование РПП.

В параграфе **1.5** обсуждается дисперсия электронных ИПП кристалла Nd^{3+}:YAG и величины различия поляризуемости основного и возбуждённого состояний, Δp. При этом сравниваются величины экспериментально-измеренных изменений вне линии усиления и аналитические

оценки внутри этой линии (на длине волны ~1064 нм). Приводится график зависимости Δp от длины волны в широком диапазоне (от 300 до 1300 нм).

В параграфе **1.6** приводятся результаты сравнительных исследований электронных ИПП в лазерных кристаллах Nd^{3+}:YVO_4, Nd^{3+}:$GdVO_4$, Nd^{3+}:GGG, Nd^{3+}:LMA, Nd^{3+}:KGW и некоторых Nd^{3+}-содержащих стёклах, выполненных методами тестирования динамических решёток и поляризационной интерферометрии. Приводятся гистограммы и таблицы результатов этих измерений для всех исследованных лазерных материалов.

В параграфе **1.7** приводятся результаты исследования ИПП лазерных кристаллов, активированных ионами Yb^{3+}, при диодно-лазерной и лазерной накачке. Для этого используются те же методы и приёмы, что и при исследовании Nd^{3+}-содержащих лазерных материалов. В разделе **1.7.1** описываются интерферометрические исследования ИПП в кристалле Yb^{3+}:YAG при диодной накачке. Разделяются тепловой и электронный вклады ИПП, определяется величина Δp ионов Yb^{3+} в основном ($^2F_{7/2}$) и возбуждённом ($^2F_{5/2}$) состояниях. Приводятся также результаты интерферометрических исследований ИПП в кристаллах Yb^{3+}:Lu_2O_3 и Yb^{3+}:Sc_2O_3 при их накачке излучением Ti:S лазера на длине волны 969 нм. В разделе **1.7.2** приводятся результаты исследований ИПП лазерных кристаллов Yb^{3+}:YAG, Yb^{3+}:GGG, Yb^{3+}:KYW, Yb^{3+}:KGW, Yb^{3+}:YVO_4 методом тестирования динамических решёток. Разделяются тепловая и электронные компоненты этих решёток, и определяется величина Δp ионов Yb^{3+} в основном ($^2F_{7/2}$) и возбуждённом ($^2F_{5/2}$) состояниях в этих кристаллах. Приводится сводная таблица для величины Δp и экспериментально-определённых коэффициентов температуропроводности во всех исследованных лазерных кристаллах, активированных Yb^{3+}. В разделе **1.7.3** приводятся результаты исследования электронных ИПП кристаллов, активированных ионами Yb^{3+}, методом измерения поглощения из возбуждённого состояния. Из известных спектров поглощения с помощью соотношения Крамерса-Кронига рассчитывается величина Δp ионов Yb^{3+} в основном ($^2F_{7/2}$) и возбуждённом ($^2F_{5/2}$) состояниях и сравнивается с результатами прямых экспериментальных измерений этой величины. В разделе **1.7.4** обсуждается механизм электронных ИПП кристаллов, активированных ионами Yb^{3+}. Показано, что в большинстве этих лазерных кристаллов основной вклад в различие поляризуемости уровней $^2F_{7/2}$ и $^2F_{5/2}$ (на длинах волн ~0,6-1,0 мкм) вносят переходы с переносом заряда с иона активатора на лиганд. В кристалле Yb^{3+}:KGW дополнительный вклад может быть обусловлен переходом между смешанными орбиталями $Yb^{3+}(4f)$,$O^{2-}(2p) \rightarrow W^{6+}(5d)$.

В заключительном параграфе **1.8** приводятся основные результаты и выводы этой главы. Отмечается, что электронные ИПП являются принципиально неустранимыми и накладывают серьёзные ограничения на создание безаберрационных лазерных систем. Электронные ИПП

являются локальным механизмом, независимым от формы активных элементов, и могут преобладать над тепловыми при накачке с малым дефектом кванта в волокнах, стержнях или тонких дисках с ограниченным тепловым нагревом или в нестационарном режиме (при малом изменении температуры).

Вторая г**лава** посвящена экспериментальным и теоретическим исследованиям параметрической генерация световых волн при ЧВВ на динамических решётках, формируемых с участием внешнего сигнала в слое нелинейной среды с обратной связью. В параграфе **2.1** приводятся результаты теоретических исследований параметрической генерации при совместном вынужденном рассеянии (ВР) пересекающихся пучков в слое нелинейной среды с петлёй обратной связи. При этом в разделе **2.1.1**, исходя из условий четырехволнового синхронизма, обсуждаются геометрические особенности совместного ВР пересекающихся световых пучков. В разделе **2.1.2** в приближении плоских монохроматических волн рассчитывается порог параметрической генерации при совместном ВР двух пересекающихся световых волн в слое нелинейной среды (с кубичной инерционной нелинейностью, типа тепловой или ориентационной) и с петлёй обратной связи (ПОС). В разделе **2.1.3** на основе аналитических оценок порога генерации обсуждаются особенности совместного ВР пространственно-неоднородных пучков в нелинейной среде с обратной связью. При этом обсуждается, в частности, возможность реализации обращения волнового фронта (ОВФ) световых пучков в слое среды с ПОС (при наличии в ней невзаимных элементов или в отсутствие таких элементов).

В параграфе **2.2** приводятся результаты экспериментальных исследований параметрической генерации при совместном ВР световых пучков в слоях нематических жидких кристаллов (НЖК) с ПОС. В разделе **2.2.1** приводятся результаты исследований параметрической генерация при совместном температурном рассеянии в НЖК, а в разделе **2.2.2** – результаты исследований параметрической генерации и ОВФ лазерных пучков при совместном ориентационном рассеянии в НЖК. Экспериментально показано, что наличие фазовой невзаимности в ПОС приводит к снижению порога генерации и улучшению качества ОВФ исходного светового пучка. Приводятся результаты экспериментов по использованию ОВФ зеркала (на основе НЖК слоя с зеркалом) для компенсации искажений световых пучков в двух- и четырёхпроходовых усилителях.

В параграфе **2.3** обсуждается параметрическая генерация при совместном ВР пересекающихся световых пучков в усиливающих лазерных кристаллах с ПОС. Вначале, в разделе **2.3.1**, приведены результаты исследования взаимодействия двух световых волн и вынужденного резонансного рассеяния (ВРР) в лазерных усилителях на кристаллах Nd^{3+}:YAG с ламповой накачкой. Показано, что слабая световая волна может усиливаться сильнее в

усилителе на кристалле Nd^{3+}:YAG с ламповой накачкой в присутствии встречной к ней сильной световой волны. Этот эффект, противоречащий представлениям о простом насыщении усиления, объясняется нелинейным взаимодействием встречных световых волн на РПП, сопровождающих решётки населённости в лазерном усилителе. Слабая встречная волна может появляться в результате диффузного отражения сильной волны от торца активного элемента, и усиление этой волны можно трактовать как ВРР в активной среде. Приведены оценки стационарного инкремента ВРР для волны с малым частотным сдвигом. В следующем разделе **2.3.2** приведены результаты экспериментальных исследований параметрической генерации и ОВФ в лазерном усилителе на кристалле Nd^{3+}:YAG с ПОС. Экспериментально исследовано влияние амплитудных и фазовых невзаимностей ПОС на порог параметрической генерации. Показано, что параметрическая генерация в такой системе существует как при наличии фазовой невзаимности ПОС, так и без неё. В первом случае основной вклад в развитие эффекта даёт динамическая решётка насыщения усиления в лазерном усилителе, во втором случае – динамическая РПП (и такой эффект можно трактовать как совместное ВРР). Исследования ОВФ спекл-пучков (с фазовой пластинкой или амплитудным транспарантом на входе) во взаимной схеме показали возможность достижения высокого качества, существенно не отличающегося от качества ОВФ в невзаимной схеме (при той же мощности прошедшей петлю волны). Приводятся также результаты экспериментальных исследований генерации в другом варианте схемы, когда исходный световой пучок и пучок, прошедший ПОС, могли интерферировать между собой в активной среде и создавать тем самым динамическое зеркало, замыкающее резонатор. Обсуждается влияние невзаимности ПОС на порог генерации в этом случае и показано, что генерация может быть обусловлена совместным действием решёток усиления и РПП. В следующем разделе **2.3.3** приводятся результаты теоретических исследований параметрической генерации при ЧВВ в лазерном усилителе с обратной связью. В приближении плоских монохроматических волн, пересекающихся под малым углом в лазерном усилителе, проанализированы пороги генерации при наличии или в отсутствие динамических РПП. Показано, что при наличии одних только решёток усиления параметрическая генерация может развиваться в системе с амплитудной и фазовой невзаимностью ПОС. При наличии динамических РПП (наряду с решётками усиления) порог генерации может быть достигнут и во взаимной схеме, что хорошо согласуется с результатами экспериментов. В параграфе **2.5** сформулированы основные результаты и выводы главы 2.

Третья глава посвящена экспериментальным и теоретическим исследованиям твердотельных лазеров с резонаторами на динамических решётках. В параграфе **3.1** описываются общие принципы и схемы лазеров с резонаторами на динамических решётках (или голограммах). При этом в разделе **3.1.1** качественно рассматриваются условия генерации в

резонаторе с “петлевым” участком и нелинейно-оптическим элементом. Показано, что для достижения генерации необходима положительная обратная связь меду ростом амплитуды рассеивающей решётки и ростом мощности световых волн, индуцирующих эту решётку. Такая положительная обратная связь возникает при наличии динамических РПП, а для решёток насыщения усиления требуется амплитудная и фазовая невзаимность резонатора. В отличие от генерации в лазере с обычным резонатором лазер на динамических решётках имеет более быстрое нарастание мощности из-за возрастания (самомодуляции) добротности резонатора за счёт формирования динамического зеркала, а также лучшую дискриминацию высоких пространственных мод по сравнению с основной модой (которая обусловлена не только меньшими дифракционными потерями основной моды в резонаторе, но и лучшим её отражением от голографического зеркала по сравнению с другими модами). В разделе **3.1.2** проанализированы продольные моды лазера с петлевым резонатором на динамических решётках. На стадии формирования динамического резонатора волна на любой частоте вблизи максимума коэффициента усиления может индуцировать динамическую решётку, которая при наличии положительной обратной связи обеспечивает замыкание резонатора. После того, как динамическая решётка в резонаторе сформировалась, условия внутрирезонаторной селекции качественно меняются: появляется резонатор с заданной “распределённой обратной связью”. Теперь резонатор имеет выходное (голографическое) зеркало, которое наряду с другими зеркалами определяет спектр продольных мод. Число продольных мод (вокруг основной частоты) ограничивается условием брегговской селекции при отражении от объёмной решётки. Одновременное выполнение условий синхронизма и модовых условий для отражения от решёток с разными периодами (например, отражательных и просветных) существенно уменьшает число возможных продольных мод лазера с резонатором на динамических решётках. В следующем разделе **3.1.3** проанализированы поперечные моды лазера с петлевым резонатором. В формировании поперечной моды в лазере на динамических решётках наряду с геометрическими факторами (дифракцией в свободном пространстве, ограничением размера области усиления в активном элементе и апертуры зеркал) важную роль играет пространственно-угловая селективность объёмной голограммы, обеспечивающей замыкание резонатора. Число поперечных мод, отражаемых динамической решёткой, можно оценить как отношение угловой селективности к дифракционному углу одной моды. Если резонатор формируется несколькими решётками одновременно, то угловая селективность будет определяться этими решётками и условие одномодовой генерации упрощается.

Параграф **3.2** посвящён лазерам с резонаторами, формируемыми с участием динамических РПП в слое НЖК. В разделе **3.2.1** приведены результаты теоретического исследования самостартующего лазера с резонатором на динамических решётках в НЖК, особенностью

которых является наличие одних только инерционных РПП (тепловых или ориентационных). В разделе **3.2.2** приведены результаты экспериментальные исследования лазеров с резонаторами на динамических решётках в НЖК (ориентационных динамических решетках в НЖК, в разделе **3.2.2.1**, либо тепловых динамических решетках, в разделе **3.2.2.2**, реализуемых при разной ориентации директора НЖК относительно к поляризаций световых волн). Приведены структуры пучков генерации в экспериментах с разной мощностью накачки активной среды.

Параграф **3.3** посвящён лазерам на динамических решётках населённости в лазерных кристаллах. В разделе **3.3.1** приводится теоретическое описание твердотельных лазеров с резонаторами на динамических решётках населённости в активной среде. При этом обсуждаются схемы таких лазеров с взаимным или невзаимным резонатором. Анализируются различные модели возникновения генерации: узкополосной волны генерации при наличии случайных источников и случайных отражений (**3.3.1.1**) и модель многочастотной волны генерации (широкополосной затравки усиленного спонтанного излучения (УСИ)) (**3.3.1.2**). Проведённые исследования показали, что наличие различных источников случайного отражения (“случайных” решёток населённости и РПП, диффузного рассеяния и отражения на границах активного элемента (АЭ)) позволяют сравнительно узкополосной компоненте УСИ достичь порога генерации, которая развивается с участием динамического зеркала, усиливаемого интерференционным полем волн генерации. Возможно предварительное выделение из широкополосного УСИ группы мод, имеющих фазированное интерференционное поле. Интерференционное поле такой группы мод (или одной моды) индуцирует (усиливает) динамическую РПП, способную обеспечить формирование более добротного резонатора и дальнейшее нарастание выходной мощности. Выделение группы мод из шумового спонтанного излучения в реальном эксперименте может быть связано с частотной зависимостью коэффициента усиления активной среды, спонтанным рассеянием на случайных РПП внутри этой среды именно в эту моду, а также диффузным рассеянием на границах активного элемента (АЭ) или на поверхностях других оптических элементов (положение которых будет определять длину резонатора и, следовательно, набор мод). На стадии развития генерации моды конкурируют между собой, что способствует одномодовой генерации на пороге её возникновения. С ростом мощности накачки (при значительном превышении порога) возможна генерация дополнительных продольных мод (многочастотная генерация).

В разделе **3.3.2** обсуждаются результаты экспериментальных исследований лазеров на кристаллах, активированных ионами Nd^{3+}, с ламповой накачкой и резонаторами на динамических решётках в активной среде. При этом в подразделе **3.3.2.1** приведены различные схемы лазеров с резонаторами на динамических решётках (с линейной, кольцевой, петлевой и многопетлевой геометрией). Экспериментально показано, что в лазерах на кристаллах

Nd^{3+}:YAG с ламповой накачкой с кольцевыми и петлевыми резонаторами, формируемыми с участием динамических решёток в активной среде, возможна эффективная генерация мощных пучков высокого качества, устойчивых к внутрирезонаторным искажениям. В **3.3.2.2** приводятся результаты тестирования внутрирезонаторной динамической РПП в голографическом лазере. Показано, что динамическая решётка развивается одновременно с началом генерации. В **3.3.2.3** приводятся результаты исследования кинетики и спектра генерации лазеров с петлевыми и кольцевыми резонаторами, формируемым с участием одиночной динамической решетки. Прослеживается эволюция спектра генерации от одночастотного до многочастотного (с большим числом продольных мод). Подраздел **3.3.2.4** посвящён лазерам на динамических решётках в режиме пассивной модуляции добротности с внутрирезонаторным насыщающимся поглотителем. Здесь показана возможность генерации импульсно-периодического излучения (со стабильными параметрами) при пассивной модуляции за счёт дополнительного насыщающегося поглотителя, кристаллов $LiF:F_2^-$ или Cr^{4+}:YAG. В **3.3.2.5** приводятся результаты исследований лазеров на динамических решётках в активной среде (Nd^{3+}:YAG с ламповой накачкой) с высокой в среднем по времени мощностью. Продемонстрирована импульсно-периодическая генерация пучков с высокой в среднем по времени мощностью до 200-300 Вт (энергия в пачках импульсов до 10 Дж при частоте повторения до 30 Гц) и высоким качеством пучка $M^2 \leq 2…4$, определяемым селектирующими свойствами объёмных голограмм.

Параграф **3.3.3** посвящён экспериментальным исследованиям лазеров на кристаллах с диодной накачкой и резонатором на динамических решётках. В подразделе **3.3.3.1** приведены результаты исследований лазеров на кристаллических пластинах Nd:YAG с боковой импульсной диодной накачкой. При этом получена генерация с импульсной энергией до 6 мДж в пучке дифракционного качества ($M^2 \leq 1,5$). В **3.3.3.2** приведены результаты исследований лазера на кристалле $Nd^{3+}:YVO_4$ с непрерывной диодной накачкой и динамическим резонатором. В этом лазере при 30 Вт диодной накачки мощность генерации достигала 9,6 Вт (эффективности преобразования оптической мощности накачки в мощность генерации ~32%) при хорошем (близком к дифракционному пределу) качестве пучка генерации ($M^2 < 1,1$).

В параграфе **3.4** приведены основные результаты и выводы главы 3. Отмечается, в частности, что с ростом мощности накачки полная эффективность её использования в лазерах на динамических решётках возрастает и приближается к эффективности лазеров с с оптимальным коэффициентом отражения выходного зеркала. Использование подобных резонаторов на динамических решётках, обладающих адаптивными свойствами к наводимым фазовым искажениям, представляется перспективным для импульсно-периодических лазерных систем со средней мощностью киловаттного уровня.

Четвёртая **глава** посвящена исследованиям электронных ИПП в иттербиевых волоконно-лазерных усилителях и возможностей их использования для когерентного сложения пучков многоканальных лазерных систем. В параграфе **4.1** приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований ИПП при накачке иттербиевых волоконных усилителей. Аналитические и численные исследования ИПП и фазового набега при накачке иттербиевых волоконных усилителей дали следующие основные результаты (**4.1.1**): соотношение величины электронного и теплового фазовых набегов в волоконном усилителе существенно зависит от длительности импульсов накачки. В отсутствие сигнала для коротких импульсов накачки (10^{-5} - 10^{-4} с) электронный фазовый набег значительно превосходит тепловой. С ростом длительности импульсов накачки соотношение меняется: электронный фазовый набег прекращает нарастать при длительности импульсов, большей времени жизни верхнего лазерного уровня $^2F_{5/2}$, в то время как тепловой фазовый набег продолжает увеличиваться (вплоть до времени установления равновесия с окружающей волокно средой). При длительности импульсов накачки ~10^{-1} с тепловой фазовый набег становится доминирующим. Длительность импульса накачки, при которой амплитуды электронной и тепловой составляющих фазового набега сравниваются, зависит от диаметра волокна и пластиковой оболочки, их теплофизических параметров, а также от коэффициента теплопередачи между полимерной оболочкой и воздухом. При наличии усиливаемого сигнала в иттербиевом лазерном волокне (например, на длине волны 1064 нм) уменьшается населённость верхнего уровня $^2F_{5/2}$, а за счёт накачки происходит новое возбуждение ионов Yb^{3+}. За много циклов в системе рабочих уровней ($^2F_{5/2} \leftrightarrow {}^2F_{7/2}$) увеличивается тепловыделение при постоянной средней населённости верхнего уровня; соотношение электронного и теплового вкладов ИПП может измениться в пользу последнего, особенно при длительных сигналах.

В разделе **4.1.2** приведены результаты экспериментальные исследований фазового набега и ИПП в алюмосиликатных и фосфоросиликатных кварцевых волокнах, активированных ионами Yb^{3+}, с помощью волоконного интерферометра Маха – Цандера. В результате измерений определена величина различия поляризуемости Δp ионов Yb^{3+} на уровнях $^2F_{5/2}$ и $^2F_{7/2}$ в этих волокнах вне линии усиления (1450-1600 нм): (9-15) × 10^{-27} $см^{-3}$. В следующем разделе (**4.1.3**) дана оценка Δp в практически важном диапазоне длин волн накачки и усиления иттербиевых волокон (850-1600 нм), где резонансный вклад в Δp может заметно превышать нерезонансный. Приведена также оценка отношения действительной и мнимой части изменения восприимчивости иттербиевых волокон $\beta = \Delta\chi_{re}^{(1)}/\Delta\chi_{im}^{(1)}$ при изменении населённости, которая в области усиления существенно превосходит 1.

Параграф **4.2** посвящён экспериментальным исследованиям когерентного сложения мощности в двухканальной системе эрбиевых волоконно-лазерных усилителей за счёт нелинейно-оптического управления показателем преломления волокна, активированного Yb^{3+}. Когерентное сложение мощности излучения системы 2 параллельных эрбиевых волоконно-лазерных усилителей реализовано с высокой эффективностью за счёт оптически-управляемых ИПП в иттербиевых лазерных волокнах. Управление показателем преломления иттербиевого волокна осуществлено излучением накачивающей волны (на длине волны 980 нм) и сигнала насыщения (на длине волны 1064 нм). Использование алгоритма амплитудной модуляции управляющего сигнала и синхронного детектирования в цепи обратной связи обеспечивает высокое быстродействие фазовой подстройки, что позволяет компенсировать акустические шумы в полосе более 10 кГц.

В параграфе **4.3** приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований низкопороговой поперечной модовой неустойчивости (ПМН) в маломодовых иттербиевых волоконных усилителях. При этом рассматривается ПМН в однонаправленном волоконном усилителе (**4.3.1**) и при наличии встречного сигнала (**4.3.2**). В волоконно-лазерных усилителях с диаметром сердцевины 8-10 мкм, активированной ионами Yb^{3+}, с малым числом поперечных мод и сохранением поляризации обнаружена неустойчивость основной моды квазинепрерывного излучения по отношению к модам с более высоким индексом. Порог возникновения неустойчивости (по мощности выходного сигнала) варьируется от 1 до 100 Вт и зависит как от параметров волокна (диаметра сердцевины, числовой апертуры, длины, уровня легирования ионами Yb^{3+}, отражения от выходного торца), так и от характеристик излучения (ширины линии, мощности входного сигнала, длины волны). Аналитические исследования и численное моделирование показали, что основная причина низкопороговой ПМН связана с рассеянием на динамических электронных РПП, сопровождающих решётки населённости, которые индуцируются интерференционным полем основной и высшей мод. При наличии встречной волны (из-за отражения от выходного торца волокна или запущенной от внешнего источника) порог ПМН ещё более уменьшается. В этом случае неустойчивость обусловлена ЧВВ двух пар встречных волн на общей динамической решётке.

Основные результаты и выводы главы 4 сформулированы в параграфе **4.4.**

Пятая глава посвящена высокоэффективным твердотельным лазерам с параметрическим преобразованием излучения в средний ИК диапазон. Параграф **5.1** посвящён экспериментальным исследованиям генерации лазеров на кристаллических пластинах Nd^{3+}:YVO_4 с боковой (поперечной) диодной накачкой. В разделе **5.1.1** приведены результаты исследований лазеров на пластинах из кристаллов Nd^{3+}:YVO_4 с боковой диодной накачкой и скользящим падением пучка генерации на накачиваемую поверхность. В таких лазерах кроме

непрерывного реализованы различные режимы импульсно-периодической генерации: 1. активной модуляции добротности с генерацией импульсов длительностью ~15-25 нс; 2. пассивной синхронизации мод за счёт органического насыщающегося поглотителя - полиметинового красителя в полиуретановой матрице с генерацией импульсов в 10-20 пс при частоте повторения ~150 МГц). Достигнута высокая эффективность преобразования накачки (на длине волны 808 нм) в излучение генерации (на 1064 нм) со средней мощностью до 15 Вт в пучке высокого качества (с оптической эффективность использования накачки ~40-45%). В разделе **5.1.2** приведены результаты исследований параметрического преобразования излучения Nd^{3+}:YVO_4 лазеров в средний ИК диапазон в виде узкополосной генерации холостой волны с длиной 3392,2 нм в параметрических генераторах света (ПГС) на основе периодически-поляризованного MgO:$LiNbO_3$. В качестве затравки узкополосного излучения на длине волны 3392,2 нм использовано излучение He-Ne лазера. Эффективность преобразования мощности излучения лазера Nd^{3+}:YVO_4 на 1064 нм в средний ИК диапазон (на 3392,2 нм) достигала 10%.

Параграф **5.2** посвящён лазерам на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 с диодной, лазерной или волоконно-лазерной накачкой и преобразованию их излучения в средний ИК диапазон длин волн. В разделе **5.2.1** приведены результаты комплексных исследований керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3, впервые изготовленной по заказу автора японской компанией “Konoshima Chemicals”: исследованы структурные, оптические, нелинейно-оптические, спектроскопические и теплофизические характеристики этой керамики. В 5.2.2 приведены результаты исследований лазерной генерации в керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 с диодной накачкой. Получена лазерная генерация на длине волны 2060-2094 нм в керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 с диодной-лазерной накачкой (на длине волны 796 нм, или 811 нм, или 1200 нм) с мощностью до 34 Вт в непрерывном режиме (при полной эффективности преобразования накачки ~35% и дифференциальной эффективности ~38%) в многомодовом пучке (M^2 ≈ 6-7) и до 6-7 Вт в пучке дифракционного качества. Продемонстрированы возможности реализации импульсно-периодической генерации в лазерах на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 (с диодно-лазерной или лазерной накачкой на длине волны 796 нм) за счёт активной модуляции добротности в импульсах длительностью 80-300 нс.

В разделе **5.2.3** приведены результаты исследований лазерной генерации в керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 (с накачкой излучением Ti:S лазера на длине волны 796 нм) в режиме пассивной синхронизации мод. В качестве насыщающихся поглотителей использовались полупроводниковые гетероструктуры с квантовой ямой InGaAsSb (или монослой графена на медной подложке). Получена импульсно-периодическая генерация на длине волны ~2070 нм с частотой следования импульсов 130-150 МГц при длительности 180-300 фс и средней мощности до 750 мВт.

Исследованы лазеры на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 с накачкой излучением волоконных лазеров на длине волны 1670 нм (или 1678 нм) (раздел **5.2.4**). Получена непрерывная генерация на длине волны 2066 нм и/или 1967 нм с мощностью до 23 Вт (при эффективности преобразования накачки до 51%) и импульсно-периодическая генерация (при активной акустооптической модуляции добротности) со средней мощностью до 12-15 Вт в пучке дифракционного качества.

В разделе **5.2.5** приведены результаты исследований гибридных лазерных систем: волоконный задающий генератор – усилитель мощности на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3, при этом усиливаемый сигнал (на длине волны 1940 нм или 1908 нм) и пучок накачки (на 1670 нм или 1678 нм) распространялись в одном и том же одномодовом волокне. В такой системе для импульсно-периодического излучения (с длительностью импульсов 10-100 нс при частоте повторения от 3 до 95 кГц) достигнута выходная мощность ~24 Вт и импульсная энергия ~2,3 мДж в пучке высокого качества.

Раздел **5.2.6** посвящён исследованию лазеров на монокристаллах Cr^{2+}:CdSe и поликристаллах Cr^{2+}:ZnSe с накачкой импульсно-периодическим излучением лазеров на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3. В лазерах на монокристаллах Cr^{2+}:CdSe получена лазерная генерация импульсно-периодического излучения на длине волны 2920 нм со средней по времени мощностью до 800 мВт в пучке дифракционного качества. В лазерах на поликристаллах Cr^{2+}:ZnSe получена генерация на различных длинах волн в спектральном диапазоне 2,35-2,74 мкм со средней по времени мощностью до 3,6 Вт в пучке высокого качества (при эффективности по накачке до 35%).

Продемонстрирована возможность параметрического преобразования излучения лазера на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 в средний ИК диапазон в ПГС основе периодически-поляризованного MgO:$LiNbO_3$ или кристаллов $ZnGeP_2$ (в разделе **5.2.7**). В этих ПГС достигнута генерация излучения на длинах волн в диапазоне 3,4-4,9 мкм со средней по времени мощностью до 3-4 Вт.

В параграфе **5.3** сообщается об исследованиях высокоэффективных лазеров на кристаллах Ho^{3+}:YAG с накачкой излучением лазеров на кристаллах Tm^{3+}:YLF (раздел **5.3.1**) или волоконных тулиевых лазеров на длине волны 1908 нм (раздел **5.3.2**). Получена непрерывная и импульсно-периодическая генерация на длинах волн 2091 нм, 2097 нм, 2123 нм. В результате оптимизации параметров лазера на кристалле Ho^{3+}:YAG с волоконно-лазерной накачкой получена импульсно-периодическая генерация на длине волны 2097 нм со средней мощностью ~36 Вт в пучке высокого качества ($M^2 \leq 1,2$) при эффективности преобразования мощностт накачки в генерацию ~68%; стабильная генерация импульсов длительностью ~15-45 нс получена при частоте повторения 8-25 кГц. Максимальная эффективность непрерывной генерации (преобразования мощности накачки) составляла 73% при выходной мощности 38,5

Вт. Расчёты подтвердили оптимальную концентрацию ионов Ho^{3+} - 0,5 ат. % (при длине активного элемента 35 мм); максимум обусловлен влиянием эффектов ап-конверсии (при высокой концентрации) и ростом порога генерации из-за малого поглощения накачки (при низкой).

Раздел **5.3.3** посвящён исследованию параметрического преобразования излучения Ho^{3+}:YAG лазера в средний ИК диапазон. Продемонстрирована возможность получения импульсно-периодической генерации в диапазоне длин волн 3,5-5 мкм со средней мощностью до 10 Вт в ПГС на тандеме нелинейно-оптических элементов $ZnGeP_2$. Эффективность преобразования излучения Ho^{3+}:YAG лазера в излучение ПГС (по суммарной средней мощности холостой и сигнальной волн) достигала ~40%,. Развита теоретическая модель ПГС на ZGP_2, учитывающая модовый состав генерации, снос пучков в нелинейном элементе и тепловые эффекты, и выполнены численные расчёты, результаты которых хорошо согласуются с экспериментами. Обсуждаются особенности спектра частот ПГС. Создан опытный образец системы среднего ИК диапазона (на длинах волн 3,7 – 4,6 мкм) на основе ПГС на кристалле ZGP_2 с накачкой Ho^{3+}:YAG лазером.

Параграф **5.4** посвящён исследованиям использования разработанных тулиевых и гольмиевых лазеров в медицине. Продемонстрированы возможности использования лазеров на основе керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3 и кристаллов Tm^{3+}:YLF с диодно-лазерной накачкой, а также кристаллов Ho^{3+}:YAG с волоконно-лазерной накачкой для хирургии биологических тканей при минимальной карбонизации и ограниченной зоне коагуляции. Продемонстрированы также возможности использования импульсно-периодического излучения лазеров на кристаллах Ho^{3+}:YAG или керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 с волоконно-лазерной накачкой для контролируемого разреза (деструкции) почечных камней (что должно позволить удалять фрагменты конкрементов без разбрасывания их содержимого по полостной системе почки). Создан опытный образец непрерывного лазера на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 с диодно-лазерной накачкой и с волоконным выходом для хирургии в отоларингологии, который проходит доклиническую апробацию в медицинском учреждении.

Заканчивается диссертационная работа **заключением**, в котором сформулированы основные результаты, и списком цитируемой литературы.

Глава 1. Механизмы изменений показателя преломления лазерных кристаллов при интенсивной накачке

Изучение физических механизмов изменений показателя преломления (ИПП) лазерных кристаллов и стёкол привлекало внимание исследователей, начиная с создания первых мощных твердотельных лазеров [1]. Этот интерес связан с тем значительным влиянием, которое оказывают на параметры генерации возмущения параметров активной среды (в виде аберрационных линз, клиньев или более сложных форм), наводимые накачкой или самим пучком генерации [2-5]. Узкополосная диодно-лазерная накачка, хорошо согласованная с линиями поглощения ионов активатора, позволила существенно снизить тепловыделение и уменьшить термонаведённые искажения в активной среде, однако она не смогла полностью устранить ИПП [4-9]. Многочисленные эксперименты показали, что аберрации световых пучков, возникающие в активной среде при интенсивной диодной накачке, оказывают значительное влияние на характеристики лазерных генераторов и усилителей (например, типичные фокусные расстояния линз, наводимых в лазерных кристаллах при диодной накачке, составляют десятки и даже единицы сантиметров и существенно влияют на условия распространения пучков в усилителях и генераторах). В связи с этим вопрос о механизмах ИПП в твердотельных лазерных средах (кристаллах, стёклах, керамике) при интенсивной накачке вплоть до настоящего времени остаётся весьма актуальным.

Настоящая глава посвящена исследованиям ИПП лазерных кристаллов при различных видах накачки (ламповой, диодной, лазерной), связанных с различием поляризуемости возбуждённых и невозбуждённых ионов активатора (Nd^{3+} и Yb^{3+}) и выполненным автором самостоятельно или группой, им возглавляемой, за последние 25 лет.

1.1. Теоретическое описание основных механизмов инерционных изменений показателя преломления в лазерных кристаллах

Динамические ИПП, возникающие в лазерных кристаллах и стеклах при интенсивной накачке или усилении световых пучков, могут быть обусловлены не только нагревом вследствие поглощения света матрицей, но и изменением населенности уровней ионов активатора. Вариации показателя преломления (δn), связанные с изменением населённости ионов, в свою очередь, можно также представить в виде суммы тепловой (δn_T) и электронной компонент (δn_e).

$$\delta n = \delta n_T + \delta n_e . \quad (1)$$

Тепловая компонента ИПП в объёме лазерных кристаллов и стёкол, как хорошо известно, обусловлена тепловыделением при поглощении накачки и усиливаемого сигнала. Механизмы

тепловыделения в лазерных кристаллах и стёклах достаточно разнообразны и могут быть связаны со следующими причинами: 1) безызлучательная релаксация ионов активатора с уровня накачки на верхний лазерный уровень и с нижнего лазерного уровня в основное состояние; 2) безызлучательная релаксация с промежуточных уровней, заселяемых при люминесценции или кросс-релаксации, в основное состояние, 3) безызлучательная релаксация с высоколежащих уровней, заселяемых при ап-конверсии или поглощении из возбуждённого состояния (ПВС); 4) безызлучательная релаксация с верхнего лазерного уровня на нижний лазерный уровень или какой-либо промежуточный уровень; 5) миграция возбуждения ионов активатора с передачей энергии примесным частицам и дефектам решётки с последующей безызлучательной релаксацией; 6) поглощение накачки или сигнала примесными частицами и дефектами решётки с переходом поглощённой энергии в тепло [4-9]. В результате этих процессов происходит изменение температуры активной среды (δT) и деформация твёрдого тела, вызывающие ИПП для волн разных поляризаций, которое может быть представлено в следующем виде [4,9]:

$$\delta n_T^i = \left(\partial n^i / \partial T\right)_\varepsilon \delta T + \sum_{j=1}^{3} (\partial n^i / \partial \varepsilon_j)_T \delta \varepsilon_j \,, \qquad (2)$$

где i – индекс поляризации; $(\partial n^i/\partial T)_\varepsilon$ – постоянный (при адиабатическом нагреве) термооптический коэффициент в отсутствие деформаций и напряжений; $(\partial n^i/\partial \varepsilon_j)_T$ – компоненты градиента ИПП при деформации; $\delta\varepsilon_j$ - компоненты диагонализированного тензора деформаций. Вклад в дополнительный фазовый набег световой волны в активной среде ($\delta\varphi_T$, нормированный на волновое число k_0) при её нагревании учитывает также её тепловое расширение (удлинение оптического пути) и может быть выражен через полный термооптический коэффициент (χ_T) и интегральное изменение температуры (при этом деформации также выражаются через изменение температуры в приближении плоских деформаций - для тонкой протяжённой среды типа лазерного стержня или оптического волокна, или в приближении плоских напряжений - для тонких дисков) [4,9]

$$\delta\varphi_T = \int_0^L \chi_T \delta T(r')dr' = \int_0^L ((\partial n/\partial T)_\varepsilon + 2n_0^3\alpha_T C_{r,\vartheta} + (n_0 - 1)(1+\tilde{\nu}_P)\alpha_T)\delta T(r')dr' \,, \qquad (3)$$

где r' – координата вдоль оптического пути, L – оптический путь световой волны в активной среде ($L = kl$, k – волновое число, l – длина среды); n_0 – невозмущённый показатель преломления; α_T – линейный коэффициент теплового расширения; $C_{r,\Theta}$ – коэффициенты фотоупругости (для радиальной и тангенциальной поляризаций световой волны); $\tilde{\nu}_P$ – коэффициент Пуассона.

Изменение температуры кристалла при изменении населённости энергетических уровней

ионов активатора δN_i и поглощении матрицей и примесными частицами описывается уравнением температуропроводности с источниками тепловыделения (Q_T), обусловленными термализацией энергии накачки и сигнала при безызлучательной релаксации из возбуждённых и промежуточных состояний

$$(\frac{\partial}{\partial t} - D_T\Delta)\delta T = Q_T = \sum_{ij} \frac{h\nu_{ij}}{\rho C_p} \delta N_i w_{ij} + \frac{\alpha_{nr}\xi I}{\rho C_p}, \quad (4)$$

где D_T – коэффициент температуропроводности кристалла; Δ - оператор Лапласа; ρ – плотность; C_p – удельная теплоёмкость при постоянном давлении; h – постоянная Планка; ν_{ij} и w_{ij} – частоты и скорости безызлучательных переходов с уровня *"i"* на уровень *"j"*, α_{nr} – коэффициент нерезонансного поглощения матрицей и случайными примесями, ξ – доля энергии, переходящей в тепло при нерезонансном поглощении, I – интенсивность световых волн (накачки и сигнала).

Другой механизм ИПП связан с различием поляризуемости возбуждённых и невозбуждённых ионов активатора [5,10-15]. Поскольку этот механизм связан с изменением населённости различных электронных уровней энергии ионов активатора в кристалле, то его можно назвать "населённостным" или "электронным". Наиболее удобным для описания населённостного механизма ИПП (по крайней мере, для кристаллов с кубической симметрией решётки, таких как Nd:YAG и Yb:YAG, и для полностью изотропных сред) представляется подход, основанный на использовании представления о "действующем поле" и формулы Лорентц-Лоренца, связывающей показатель преломления среды n с поляризуемостью p составляющих её частиц. В рамках этого похода электронную компоненту ИПП кристалла δn_e при изменении населённости уровней ионов можно описать следующим выражением [5,11,12]:

$$\delta n_e(\nu) = \frac{2\pi F_L^{\,2}}{n_0} \sum_q \Delta p_q(\nu)\delta N_q, \quad (5)$$

где $F_L = (n_0^2+2)/3$ - фактор локального поля (фактор Лорентца), n_0 - показатель преломления, δN_q – изменения населенности q-го уровня, $\Delta p_q(\nu)$ – различие поляризуемости частиц среды (на частоте ν) на q-ом возбужденном уровне и в основном состоянии (либо в некотором промежуточном состоянии, с которого произошёл переход). В общем случае, вклад в ИПП может давать и различие колебательной поляризуемости основного и возбуждённого состояний, например, в кристаллах с сильной вибронной связью [5].

Наибольшие вклады в ИПП, определяемые суммой (5), дают уровни с наибольшим изменением населённости и с наибольшим отличием их поляризуемости от поляризуемости исходного состояния. Поляризуемость каждого q-ого уровня на частоте измерения ν определяется, в свою очередь, вероятностью всех переходов с этого уровня под действием

излучения на данной частоте

$$p_q(\nu) = \frac{e^2}{4\pi^2 m} \sum_i \frac{f_{qi}(\nu_{qi}^2 - \nu^2)}{(\nu_{qi}^2 - \nu^2)^2 + (\nu \Delta\nu_{qi})^2} = \frac{\lambda n_0}{8\pi^2 F_L^2} \sum_i \frac{\sigma_{qi} \nu \Delta\nu_{qi}(\nu_{qi}^2 - \nu^2)}{(\nu_{qi}^2 - \nu^2)^2 + (\nu \Delta\nu_{qi})^2}, \qquad (6)$$

где e и m - заряд и масса электрона, соответственно; f_{qi}, σ_{qi}, ν_{qi} и $\Delta\nu_{qi}$ – сила осциллятора, эффективное сечение, частота и ширина линии перехода между энергетическими уровнями с индексами q и i, соответственно.

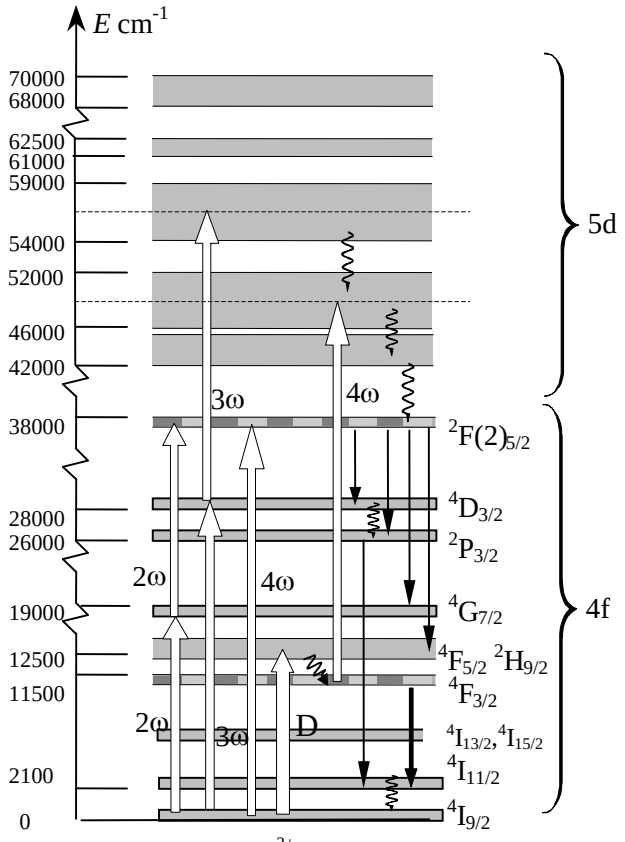


Рисунок 1. Схема энергетических уровней ионов Nd^{3+} в кристалле Nd:YAG и его накачка излучением диодного лазера на длине волны 808 нм (стрелка “D”) и пучками 2-ой, 3-ей и 4-ой гармоник (стрелки “2ω”, “3ω” и “4ω”) на длинах волн 532 нм, 355 нм и 266 нм, соответственно.

При одинаковых силах осцилляторов всех переходов основной вклад в поляризуемость уровня (наибольшие слагаемые в сумме (6)) дают переходы, наиболее близкие по частоте к тестирующему излучению. Однако в реальных средах силы осцилляторов могут различаться на порядки величины. Например, в лазерных кристаллах, легированных редкоземельными ионами, сила осцилляторов слаборазрешённых переходов внутри одной “рабочей” электронной оболочки (оболочки 4f для ионов Nd^{3+}, например (рис. 1)) может быть на 1-3 порядка величины меньше силы осцилляторов хорошо разрешённых межконфигурационных переходов ($4f^3 \rightarrow 4f^2 5d$ переходов для ионов Nd^{3+}) или переходов с переносом заряда [5,16-18]. Поэтому в этих кристаллах сильные межоболочечные переходы могут давать заметный вклад в сумму (6) даже на частотах, далёких от резонансов этих переходов (резонансы 4f-5d переходов Nd-содержащих кристаллов лежат в УФ диапазоне). Этот вклад может конкурировать с вкладом

квазирезонансных слаборазрешённых переходов, какими являются, например, переходы внутри 4f-оболочки для ионов Nd^{3+}.

ИПП под действием световых волн можно связать с изменением действительной части линейной оптической восприимчивости среды ($\Delta\chi_{re}^{(1)}$). Изменения населённости уровней под действием интенсивных световых волн приводят к изменению линейной восприимчивости среды и появлению оптической нелинейности для этих световых волн [5,19,20]. Для анализа различных нелинейно-оптических эффектов в лазерных кристаллах полезно ввести действительную часть нелинейно-оптической (кубичной) восприимчивости ($\chi_{re}^{(3)}$), обусловленную изменением линейной восприимчивости $\Delta\chi_{re}^{(1)}$ при изменениях населённости уровней кристалла, которую можно представить в виде

$$\chi_{re}^{(3)} = \Delta\chi_{re}^{(1)} = \frac{n_0 \Delta n_e}{2\pi} = F_L^2 \sum_q \Delta p_q \delta N_q . \qquad (7)$$

В случае заселения только одного метастабильного m-ого уровня в сумме (7) остаётся только одно слагаемое, связанное с изменением населённости основного и m-ого возбуждённого уровня (ΔN_m) и различием их поляризуемости (Δp_m). В том случае, когда изменение населённости происходит под действием светового пучка с интенсивностью I_p, $\Delta N_m \sim I_p$, изменение линейной восприимчивости характеризует "кубичный" нелинейно-оптический эффект: $\chi_{re}^{(3)} \sim \Delta\chi_{re}^{(1)} \sim I_p$. Мнимая часть резонансной восприимчивости (отвечающая, в частности, за насыщение усиления), как хорошо известно, может быть также выражена через разность населённости уровней рабочего перехода

$$\Delta\chi_{im}^{(1)} = \frac{n_0 \lambda \Delta\sigma_m \Delta N_m}{8\pi^2} , \qquad (8)$$

где $\Delta\sigma_m$ – различие эффективных сечений переходов из основного и возбуждённого состояний на длине волны λ. Если $\Delta\chi_{im}^{(1)} \sim I_p$, то это изменение мнимой части линейной восприимчивости также характеризует нелинейно-оптическую восприимчивость $\chi_{im}^{(3)} \sim \Delta\chi_{im}^{(1)}$.

Введём также отношение действительной и мнимой части кубичной восприимчивости (параметр β) лазерного кристалла, которое в случае изменения населённости (в результате перехода из основного в возбуждённое состояния) определяется выражением

$$\beta = \frac{\chi_{re}^{(3)}}{\chi_{im}^{(3)}} = \frac{\Delta\chi_{re}^{(1)}}{\Delta\chi_{im}^{(1)}} = \frac{8\pi^2 F_L^2 \Delta p_m}{n_0 \lambda \Delta\sigma_m} . \qquad (9)$$

Определённый таким образом параметр β характеризует соотношение населённостного ИПП и насыщения усиления (поглощения) активной среды. Такой параметр для лазерных кристаллов является аналогом α-фактора для полупроводниковых лазеров (который связан с асимметрией линии усиления и обуславливает сильные нелинейные взаимодействия световых волн в

полупроводниковых лазерах [21,22]).

Населённостный механизм ИПП может быть описан также при использовании соотношения Крамерса-Кронига, связывающего действительную часть линейной восприимчивости с её мнимой частью [23-25]

$$\Delta\chi_{re}^{(1)}(\nu)=\frac{2}{\pi}P\int_0^{\infty}\frac{\nu'\Delta\chi_{im}^{(1)}(\nu')}{\nu'^2-\nu^2}d\nu', \tag{10}$$

где значок P означает интегрирование в смысле главного значения. Такое описание применительно к лазерным кристаллам требует знания спектров поглощения (в том числе, ПВС) и люминесценции при каждом уровне мощности накачки. Следует отметить, что соотношения Крамерса-Кронига справедливы не только для линейной восприимчивости (или её изменений), но и для нелинейно-оптической восприимчивости и, в частности, для резонансных сред с насыщением [24,26].

Под действием резонансной световой волны, меняющей населённость возбуждённого состояния δN_{q} (например, верхнего метастабильного уровня лазерного перехода), возникают ИПП лазерной среды, которые (также как и параметр β) могут быть выражены из соотношения (10) через сечения переходов с поглощением из основного (σ_{ab}^{gr}) и возбуждённого (σ_{ESA}^{q}) состояний и излучения усиливающего (“лазерного”) перехода (σ_{em}^{q}):

$$\delta n_e(\lambda)=\sum_q\frac{\delta N_q}{2\pi^2}P\int_0^{\infty}\frac{\Delta\sigma_q(\lambda')}{(\lambda'^2/\lambda^2)-1}d\lambda', \tag{11}$$

$$\beta(\lambda)=\frac{2}{\pi\Delta\sigma_m(\lambda)\lambda}P\int_0^{\infty}\frac{\Delta\sigma_m(\lambda')}{(\lambda'^2/\lambda^2)-1}d\lambda', \tag{12}$$

где $\Delta\sigma_q(\lambda)=\sigma_{ab}^{gr}(\lambda)+\sigma_{em}^{q}(\lambda)-\sigma_{ESA}^{q}(\lambda)$. Выражение (12) записано в предположении заселения только одного возбуждённого m-ого метастабильного уровня.

При наличии изменения населённости под действием усиливаемого сигнала соотношение (11) характеризует нелинейно-оптическое ИПП активной среды, в которой происходит резонансный переход. При этом соотношение (12) характеризует отношение действительной и мнимой части кубичной нелинейной восприимчивости, связанной с насыщением усиления.

Следует отметить, что соотношение Крамерса-Кронига (10) и производные от него соотношения (11) и (12) справедливы для изотропных сред или кристаллов с кубической симметрией кристаллической решётки, но не применимы в общем виде для анизотропных сред [26,27]. Однако для анизотропной среды соотношение (10) справедливо для компонент тензора восприимчивости, если эти компоненты соответствуют направлению поля вдоль кристаллографических осей (этот факт экспериментально проверялся, в частности, для кристаллов с одной из наименее симметричных триклинной сингонией решётки [27]).

Различие поляризуемостей уровней даёт вклад также и в керровскую электронную оптическую нелинейность [19,20,28]. Этот вклад в малоинерционную керовскую нелинейность (время релаксации которой определяется временем поперечной релаксации перехода T_2) не связан с изменением населённости в отличие от рассмотренных выше инерционных ИПП. Следует также отметить, что в лазерных материалах величина коэффициента керровской нелинейности n_{2K}, связывающего изменения показателя преломления с интенсивностью светового пучка $\Delta n = n_{2K}I$, с учётом всех возможных вкладов намного порядков меньше, чем в случае нелинейности, связанной с населённостными ИПП. Например, для кристалла Nd:YAG величина $n_{2K} \approx 6{,}2\times10^{-16}$ см^2/Вт [5], а аналогичный коэффициент для стационарных населённостных изменений можно оценить на основе наших измерений как $n_{2P} \approx 10^{-8}\ldots10^{-9}$ см^2/Вт. Однако для коротких импульсов (длительность которых $\leq T_2$) с высокой пиковой мощностью эффекты керровской электронной нелинейности могут доминировать над эффектами населённостной электронной нелинейености.

Знание спектроскопических параметров переходов, входящих в выражения (6) или (11), позволяет, в принципе, рассчитать поляризуемость уровней. Однако для этого требуется достаточно много данных, известных лишь для некоторых уровней наиболее используемых ионов активаторов. Например, для ионов Nd^{3+} в лазерном кристалле Nd^{3+}:YAG на основе известных литературных данных была рассчитана поляризуемость верхнего метастабильного уровня рабочего лазерного перехода $^4F_{3/2}$, определяемая известными 4f-4f переходами (смотри раздел 1.5) [14,15]. Точный же расчёт полной поляризуемости даже для этого уровня затруднён вследствие отсутствия точных данных о силе осцилляторов хорошо разрешённых 4f-5d переходов и переходов с переносом заряда. Разброс значений силы осцилляторов этих 4f-5d переходов на 1-2 порядка величины, известный из литературы, делает такую оценку очень неточной. В связи с этим особенно важную роль играют экспериментальные измерения ИПП. Такие измерения были проведены для лазерных кристаллов, активированных ионами Nd^{3+} и Yb^{3+}, при различных видах накачки (ламповой, диодной и лазерной) методами поляризационной интерферометрии, тестирования динамических решёток и спектроскопии дифференциального поглощения. Методики и результаты этих измерений приведены в следующих параграфах этой главы.

1.2. Интерферометрические исследования изменений показателя преломления лазерного кристалла Nd^{3+}:YAG при диодной или ламповой накачке

Исследования ИПП в кристалле Nd^{3+}:YAG проводились как при продольной, так и при поперечной диодной накачке, а также ламповой накачке с помощью высокочувствительного поляризационного интерферометра Жамена-Лебедева [11-15, 30-33].

1.2.1 Продольная диодная накачка

Эксперименты с продольной накачкой проводились в стержне из кристалла Nd:YAG, длиной 5 мм и диаметром 6,3 мм [11,13]. Использовались кристаллы, выращенные методом Чохральского (с концентрацией ионов Nd^{3+} ~1 ат. %), стержни были вырезаны в направлении [100] относительно кристаллографических осей. Линейно поляризованный тестирующий пучок непрерывного диодного лазера на длине волны $\lambda_t \approx 680$ нм расщеплялся поляризационной призмой на два ортогонально поляризованных, равных по интенсивности пучка, которые проходили через лазерный кристалл (рис. 2). Диаметры тестирующих пучков, разнесённых на расстояние 1,5 мм, в кристалле Nd:YAG составляли ~160…300 мкм. Один из тестирующих пучков совмещался с пучком накачки диодного GaAs-лазера мощностью до 0,2 Вт (производства НПО “Полюс”, Москва). Длина волны накачки $\lambda_p = 807{,}5$ нм, соответствующая центру линии поглощения Nd:YAG, поддерживалась за счет стабилизации температуры диодного лазера с помощью элемента Пельтье. Диаметр коллимированного пучка накачки варьировался в пределах 320...600 мкм. После прохождения ЛК тестирующие пучки вновь совмещались, проходя через поляризационную призму, идентичную первой. Разность хода тестирующих пучков приводила к эллиптической поляризации выходного суммарного пучка.

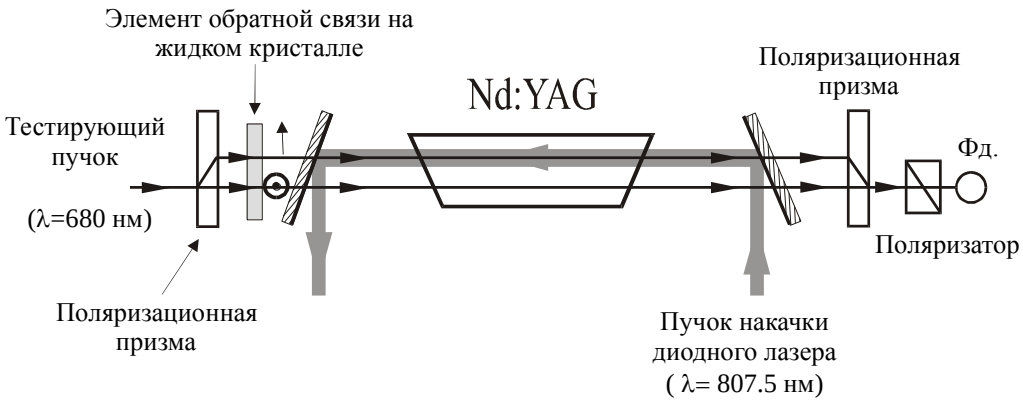


Рисунок 2. Схема поляризационного интерферометра Жамена-Лебедева, использованного для измерений изменений ПП кристалла Nd:YAG при его диодно-лазерной накачке.

Для регистрации степени эллиптичности поляризации суммарный тестирующий пучок пропускался через поляризатор и направлялся на фотоприемник. Рабочая точка интерферометра поддерживалась в максимуме чувствительности при помощи обратной связи со временем подстройки ~100 мс. Обратная связь была реализована на ячейке с нематическим жидким кристаллом, в которой разность хода ортогонально поляризованных тестирующих пучков зависела от приложенного напряжения. Оптимальный выбор рабочей точки и компактное размещение элементов оптической схемы на демпфирующем основании, а также накопление данных с последующим усреднением позволили значительно снизить шумы и увеличить чувствительность к разности фазовых набегов до величины ~ 2×10^{-4} (по ИПП до ~ 5×10^{-7}).

При обработке результатов измерений учитывалось, что ИПП (δn) могут быть вызваны как

тепловым нагревом кристалла из-за поглощения накачки (δn_T), так и переходом активных ионов в возбужденное состояние - электронными ИПП (δn_e). Учитывалось также тепловой удлинение активного элемента (АЭ) в канале накачки. Для разделения теплового и электронного вкладов в разность фазовых набегов тестирующих пучков использовалась разница во временах их установления (и релаксации): времени теплопроводности на поперечном сечении пучка накачки (радиусом по уровню e^{-2}, $w_p \approx 160$ …300 мкм) $\tau_T \approx w_p^2/4D_T \approx 1{,}2\ldots5$ мс, при $D_T = 4{,}6\times10^{-2}$ см^2/с, и теплопроводности на расстоянии между пучками ~50 мс - для δn_T; и времени продольной релаксации рабочего перехода ($T_{1ef} \approx 230$ мкс) - для δn_e. Поэтому излучение GaAs-лазера было синусоидально промодулировано (по току накачки) с частотой модуляции, варьируемой от 20 Гц до 10 кГц. Разность хода световых волн в плечах интерферометра на частоте модуляции, возникающая в канале одного из тестирующих пучков, регистрировалась с помощью синхронного детектора (измерялась разность фаз на частоте модуляции). Была измерена зависимость амплитуды регистрируемого сигнала от периода модуляции (рис. 3).

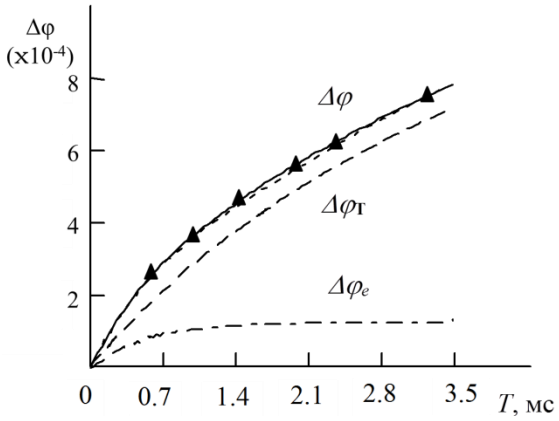


Рисунок 3. Зависимость амплитуды регистрируемого сигнала (разности фаз оптических волн) от периода модуляции накачки T_{mod}: треугольники - эксперимент (сплошная линия – апроксимация); пунктирные - теория для электронного ($\Delta\varphi_e$) и теплового ($\Delta\varphi_T$) вкладов и для их суммы ($\Delta\varphi$).

Для разделения теплового и электронного вкладов в полных $\Delta\varphi$ производилось сравнение экспериментальной зависимости с теоретическими расчетами. Тепловой вклад $\delta\varphi_T$ был вычислен с помощью решения задачи теплопроводности в лазерном стержне. Численно решалось нестационарное уравнение теплопроводности для изменений температуры (4) с источником в виде греющего гауссова пучка накачки, промодулированного во времени. Предполагалось, что кристалл нагревается в результате безизлучательных переходов с уровней накачки ($^4F_{5/2}$+$^2H_{9/2}$) на верхний лазерный уровень ($^4F_{3/2}$), а также с нижнего лазерного уровня ($^4I_{11/2}$) в основное состояние ($^4I_{9/2}$). Поскольку $T_{1ef} << \tau_T$, задержкой тепловыделения на нижнем лазерном уровне пренебрегалось по сравнению с тепловыделением на верхнем уровне накачки. При расчёте фазового набега учитывалось также тепловое удлинение оптического пути в канале накачки.

При оценках величины электронного вклада в ИПП предполагалось, что в результате накачки заселяется только метастабильный уровень рабочего перехода. Поэтому величина δn_e считалась пропорциональной населенности метастабильного уровня $^4F_{3/2}$ иона Nd^{3+} в канале пучка накачки (N_m). Величина N_m оценивалась с помощью измеренного усиления по слабому сигналу и оценки из уравнения для инверсии населенности Nd:YAG-кристалла, накачиваемого гауссовым пучком с известными параметрами

$$\frac{\partial N_m}{\partial t} + \frac{N_m}{T_{1ef}} = \frac{\sigma_p N_0}{h\nu_p} I_p(\vec{r}, t), \qquad (13)$$

где σ_p и ν_p – сечение поглощающего перехода накачки и её частота, N_0 – населённость основного состояния, I_p – интенсивность накачки. Полученное значение населённости соответствовало найденному при прямых измерениях (логарифмического) усиления слабого сигнала (на 1064 нм) $\alpha l = 2.2\times10^{-3}$ в стержне с диодной накачкой (пучком с той же интенсивностью).

Повторяя операцию синхронного детектирования, численно находилась проекция полученных решений на модулирующий накачку сигнал $\cos(\Omega t)$ и на его квадратурную компоненту $\sin(\Omega t)$. Затем строились зависимости их амплитуд от периода модуляции $T_{mod}=2\pi/\Omega$ при чисто тепловом или чисто электронном отклике. Эти вычисления позволили установить поведение электронной и тепловой компонент. Наконец, численно варьируя величину различия поляризуемости уровней $^4F_{3/2}$ и $^4I_{9/2}$ - параметр Δp (искомую величину), строились кривые для амплитуды суммарного отклика. Следует отметить, что при известных параметрах лазерного кристалла (Таблица 1) Δp оставался единственным подгоночным параметром, определяющим соотношение электронного и теплового вкладов, которое считалось независящим от населенности метастабильного уровня.

Таблица 1. Параметры кристалла Nd:YAG, используемые в расчётах.

Показатель преломления, n_0 (на λ = 680 нм)	Эффективное сечение поглощения, σ_p (на λ = 808 нм), см^2	Концентрация ионов Nd (1 ат.%), см$^{-3}$	Термооптический коэффициент, $(\partial n/\partial T)$, K^{-1}	Теплоемкость единицы объёма, ρC_p, Дж/(см^3 K)	Температуропроводность, D_T, см^2/с	Линейный коэффициент теплового расширения, α_T, K^{-1}
1,83	$7{,}7\times10^{-20}$	$1{,}38\times10^{20}$	$7{,}3\times10^{-6}$	2,7	0,045	8×10^{-6}

Численно рассчитанные кривые сравнивались с экспериментально найденной зависимостью (рис. 3), и подбиралась величина параметра Δp, при которой соответствие теории и эксперимента было наилучшим. В итоге, наилучшего соответствия экспериментальных и теоретических зависимостей удалось достичь при $\Delta p \approx (3{,}9\pm0{,}65)\cdot\times10^{-26}$ см^3 (на длине волны тестирования 680 нм), что соответствовало $\beta \approx 0{,}14\pm0{,}03$ на 1064 нм (определённому выражением (9)). Значительная погрешность определённых таким образом параметров

складывается из погрешности аппроксимации экспериментальных зависимостей расчётными кривыми, неточным знанием параметров лазерного элемента и физических констант кристалла, и, в меньшей степени, с флюктуациями интерферометра и погрешностями измерений.

В последующих работах методика интерферометрических исследований ИПП лазерных кристаллов (в частности, Nd:YAG) была усовершенствована и были использованы более мощные источники накачки (рис. 4) [30-33]. При этом удалось более аккуратно разделить электронный и тепловой вклады в ИПП кристалла Nd:YAG. Пластина из кристалла Nd:YAG накачивалась с помощью Ti:Sa лазера на длине волны ~808 нм с торца, соосно с одним из тестирующих пучков непрерывного He-Ne лазера на 633 нм (мощность 10 мВт). Для тестирования использовались пластинки Nd:YAG (диаметром 6 мм и толщиной 0,5-1,0 мм), выращенные методом Чохральского (с концентрацией ионов Nd^{3+} ~1 ат. %) или горизонтально-направленной кристаллизации (с концентрацией ионов Nd^{3+} - 0,5-0,8 ат. %); вырезанные в направлении [111] или [100] относительно кристаллографических осей.

Для накачки использовался импульсный Ti:Sa лазер, излучающий импульсы с энергией до 6 мДж длительностью ~10 нс и частотой повторения 10 Гц. Пучок накачки был сфокусирован в Nd:YAG пластину в область диаметром ~0,4…0,7 мм (по e^{-2}). Два тестирующих поляризованных пучка излучения непрерывного He-Ne лазера распространялись в пластине Nd:YAG через накачанные и ненакачанные области (расстояние между тестирующими пучками ~ 1,5 мм, их диаметры в образце ~ 0,2…0,3 мм). Использование дифференциального усилителя (вычитающего шум, но складывающего полезный сигнал) и усреднение более чем по 500 импульсам накачки улучшило точность определения фазы до ~10^{-4}.

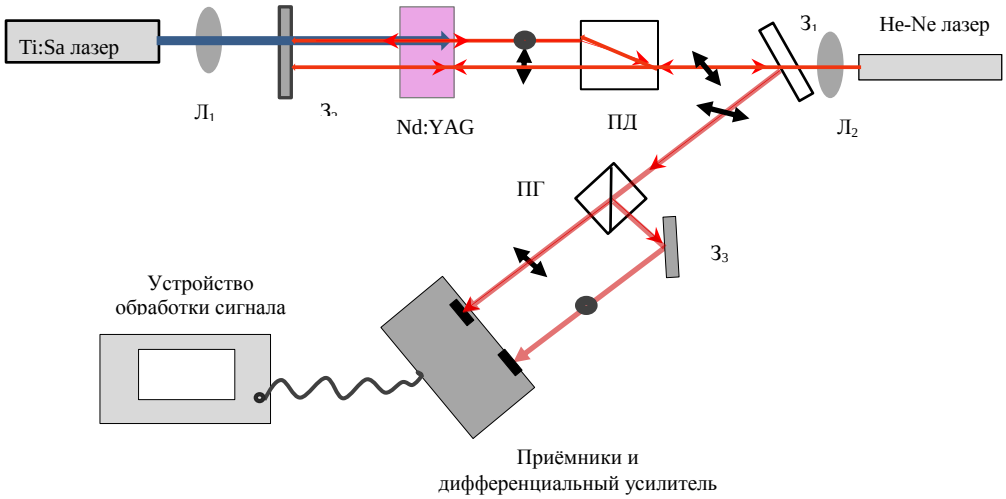


Рисунок 4. Схема эксперимента по исследованию ИПП в пластинах из Nd:YAG кристаллов: $Л_i$ – линзы, $З_i$ – зеркала, ПД – поляризационный делитель, ПГ – поляризационная призма Глана.

Регистрируемый интерферометрический сигнал (усреднённый по 500 импульсам накачки) $\Delta I(t)$, нормированный на суммарную интенсивность тестирующих пучков $2I_0$, при малых

фазовых набегах пропорционален различию полных фазовых набегов тестирующих пучков ($<\Delta\varphi>_{x,y,z}$) за 2 прохода через пластинку Nd:YAG (усреднённому по поперечному сечению тестирующих пучков и интегрированному по длине). Этот сигнал хорошо аппроксимировался суммой 3-х слагаемых (соответствующих затухающей компоненте со временем жизни верхнего лазерного уровня T_{1ef}, компоненте со временем релаксации температуры в канале пучка накачки τ_T, квазистационарной компоненте с характерным временем изменения более 100 мс)

$$\Delta I(t)/2I_0 \approx \langle \Delta\varphi \rangle_{x,y,z} = \Delta\varphi_{10}\exp(-t/T_{1ef}) + \Delta\varphi_{20}/(1+t/\tau_T) + \Delta\varphi_{res}, \qquad (14)$$

где $\Delta\varphi_{10}$ и $\Delta\varphi_{20}$ – фазовые набеги, релаксирующие со временами T_{1ef} и τ_T, $\Delta\varphi_{res}$ – случайный фазовый набег через 100 мс (и более) после импульса накачки (рис. 5).

При анализе теплового фазового набега учитывались два основных источника тепловыделения: 1). при безизлучательной релаксации с уровня накачки $^4F_{5/2}$ на верхний лазерный уровень $^4F_{3/2}$ (уменьшение по закону ~ $(1+t/\tau_T)^{-1}$ с характерным временем $\tau_T \approx w_p^2/8D_T$ ≈ 1…3 мс, намного превосходящим время жизни верхнего лазерного уровня T_{1ef}≈230 мкс); 2). при безизлучательной релаксации с нижнего лазерного уровня $^4I_{11/2}$ (и уровней $^4I_{15/2}$ и $^4I_{13/2}$, заселяемых при кросс-релаксации), следующей за релаксацией уровня $^4F_{3/2}$.

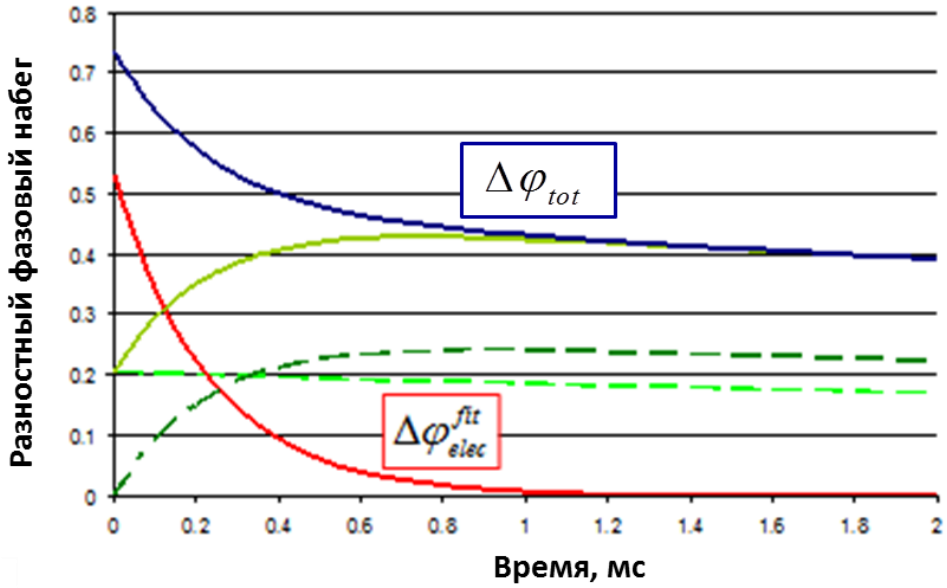


Рисунок 5. Разностный фазовый набег в интерферометре в зависимости от времени (на длительности 2 мс): измеренный полный набег (фиолетовый); восстановленный полный тепловой набег (сплошной тёмно-зелёный), восстановленный набег при тепловыделении на нижнем уровне (тёмно-зелёный пунктир), восстановленный набег при тепловыделении на верхнем уровне накачки (светло-зелёный пунктир), восстановленный электронный фазовый набег (красный).

Поскольку $T_{1ef} << \tau_T$, то второй источник тепловыделения, “включающийся” со временем T_{1ef}, на временном масштабе в 1 мс хорошо аппроксимировался временной зависимостью ~ 1 – $\exp(-t/T_{1ef})$. Поэтому второй источник тепловыделения при измерениях фазы давал вклад в компоненту с амплитудой $\Delta\varphi_{10}$, и нормированная величина этого фазового набега, измеряемая в эксперименте, имела следующий вид:

$$\frac{\Delta\varphi_{10}}{\Delta\varphi_{10}+\Delta\varphi_{20}+\Delta\varphi_{0}}=\frac{\left\langle \Delta n_{e}\right\rangle_{x,y,z}-\left\langle \Delta n_{th}^{down}\right\rangle_{x,y,z}}{\left\langle \Delta n_{e}\right\rangle_{x,y,z}+\left\langle \Delta n_{th}^{up}\right\rangle_{x,y,z}}, \qquad (15)$$

где $\left\langle \Delta n_{th}^{down}\right\rangle_{x,y,z}$ и $\left\langle \Delta n_{th}^{up}\right\rangle_{x,y,z}$ - усреднённые по поперечному сечению тестирующего пучка (в канале накачки) тепловые ИПП при релаксации нижнего лазерного уровня и уровня накачки, соответственно (с учётом эффекта теплового удлинения оптического пути). Усреднённые электронные ИПП и тепловые фазовые набеги рассчитывались, используя выражения (5) и (3), соответственно. При этом пренебрегалось эффектами ап-конверсии, ПВС и усиленного спонтанного излучения. Величины $\Delta n_{e,T}$ составили ~10^{-6}. Подбиралась такая величина различия поляризуемости, которая давала наилучшее соответствие расчётов с экспериментом. Проводилось также сравнение результатов интерференционных экспериментов и тестирования динамических решёток (смотри раздел 1.4). В результате этих вычислений и сравнений определена величина различия поляризуемости для Nd:YAG: $\Delta p \approx (3{,}7\pm0{,}3)\times10^{-26}$ см^3 (на длине волны тестирования 633 нм), которая достаточно хорошо согласуется с предыдущей оценкой (на стр. 41).

1.2.2 Поперечная диодная накачка

Схема интерферометрических измерений ИПП в кристалле Nd^{3+}:YAG с поперечной диодной накачкой была близка к схеме экспериментов с продольной накачкой: трасса одного из пучков тестирующего излучения непрерывного He-Ne лазера внутри кристалла Nd^{3+}:YAG накачивалась излучением диодной матрицы на длине волны 808 нм (рис. 6) [14,15]. Длительность импульса накачки (диодной матрицей JOLD фирмы “JENOPTIK”) составляла 200-300 мкс при импульсной мощности излучения до 300 Вт (частота повторения варьировалась от нескольких Гц до 1 кГц). Пучок накачки фокусировался цилиндрической линзой внутрь кристалла Nd^{3+}:YAG (толщина области накачки варьировалась от ~75 мкм до ~150 мкм) через просветлённый срез на боковой поверхности стержня. Для увеличения чувствительности (минимально измеряемые фазовые изменения $\Delta\varphi\approx10^{-4}$, и $\Delta n \approx 10^{-7}$), и понижения уровня шумов путем их компенсации (отношение сигнал-шум в рабочей точке интерферометра было более чем 5×10^2) использовался двухканальный дифференциальный усилитель, в плечи которого поступал сигнал с фотоприемников. Стержень из кристалла Nd:YAG (выращенного методом Чохральского с концентрацией ионов Nd^{3+} ~ 1 ат. %, вырезанного вдоль кристаллографической оси [100]) в первой серии интерферометрических измерений накачивался одной только импульсной диодной матрицей, излучающей на длине волны 808 нм; его температура стабилизировалась элементом Пельтье.

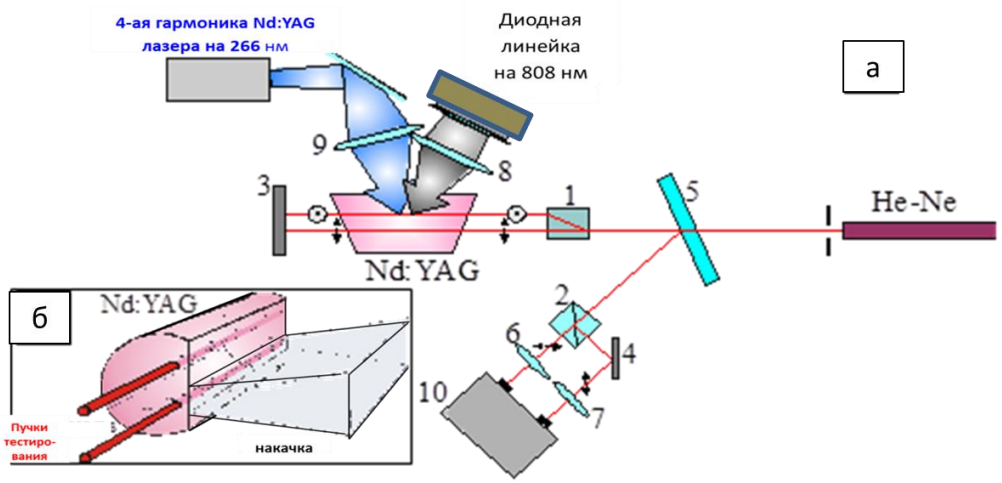


Рисунок 6. Схема экспериментальной установки (1, 7 - 10 – фокусирующие линзы; 2 – поляризационный делитель; 3, 6 – глухие зеркала; 4 – полупрозрачное зеркало; 11 – двухканальный дифференциальный усилитель) (а) и накачки кристалла Nd:YAG (диодной матрицей и 4-ой гармоникой Nd:YAG лазера) (б).

На осциллограммах интерферометрического отклика сначала наблюдался практически линейный рост сигнала (за время импульса накачки ~200 мкс), а затем (после окончания импульса накачки) его релаксация до нуля с двумя хорошо разрешимыми временными масштабами: ~230 мкс и ~4-6 мс (рис. 7а). Релаксация сигнала с хорошей точностью описывалась суммой двух экспонент с указанными выше временами затухания (рис. 7б). Уменьшение амплитуды сигнала на быстром и медленном временном масштабе были практически равными при настройке на максимум полного сигнала. Этому соответствовала одинаковая амплитуда компонент в аппроксимации сигнала.

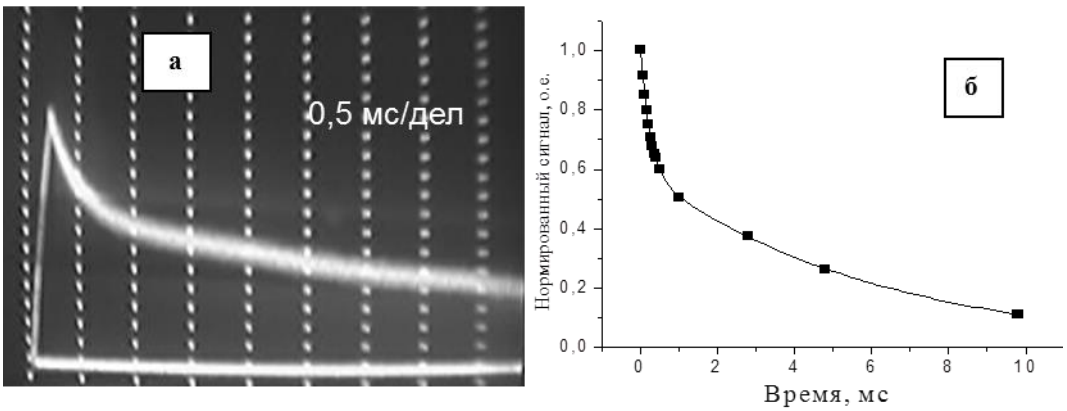


Рисунок 7. Осциллограмма интерферометрического отклика при накачке кристалла Nd:YAG импульсной диодной матрицей на 808 нм с длительностью импульса 200 мкс (а) и его аппроксимация суммой двух экспонент по формуле $Y=Y_0+A_1\times\exp(-t/t_1)+A_2\times\exp(-t/t_2)$ (б).

При сканировании пучком накачки внутри Nd^{3+}:YAG кристалла от одного тестирующего пучка к другому амплитуда интерферометрического сигнала сначала уменьшалась до нуля (при фокусировке накачки в середину области между двумя тестирующими пучками), а затем меняла знак и увеличивалась (по модулю) до исходной величины (при накачке области прохождения второго тестирующего пучка). Сигнал достигал максимальной амплитуды при перекрытии пучка накачки с одним из тестирующих пучков внутри кристалла.

Динамику интерферометрического сигнала можно объяснить двумя механизмами ИПП, имеющих различную природу, но связанных с накачкой. Медленная компонента ИПП объяснялась тепловым нагревом при накачке и релаксацией тепла на масштабе кристалла; быстро релаксирующие ИПП - возбуждением метастабильного уровня рабочего перехода $^4F_{3/2}$, поляризуемость которого отличается от поляризуемости основного состояния. Действительно, время быстрой релаксации ~230 мкс (независящее от геометрии накачки) соответствовало времени релаксации населённости уровня $^4F_{3/2}$, медленный же масштаб ~4-6 мс (меняющийся в зависимости от размеров накачиваемой области) соответствовал времени выравнивания температуры в областях прохождения тестирующих пучков. Теоретическое (аналитическое и численное) исследование задачи теплопроводности внутри образца Nd:YAG кристалла показало хорошее соответствие динамики релаксации температуры в каналах зондирующих пучков экспериментальному поведению “медленной” компоненты [14,15]. Величина измеренных ИПП зависела от плотности мощности пучка накачки, варьируемой как путем повышения мощности излучения, так и изменением размеров фокусируемой области накачки при использовании линз с разными фокусными расстояниями (величина полных Δn достигала $1{,}0...1{,}5\times10^{-5}$). Оценки показали, что величина “электронной” компоненты ИПП сравнима с тепловой и достигает $\Delta n_e = 5\ldots7\times10^{-6}$. Эта оценка, а также оценка населённости верхнего рабочего уровня лазерного перехода (по измерению коэффициента усиления слабого сигнала) позволили определить величину различия поляризуемости метастабильного уровня $^4F_{3/2}$ и основного состояния $^4I_{9/2}$, $\Delta p(\nu) \approx (4\pm0{,}6)\times10^{-26}$ см^3 (для $\lambda\approx633$ нм). Эта оценка согласовалась с результатами измерений электронных ИПП в схеме с продольной накачкой (параграф 1.2.1).

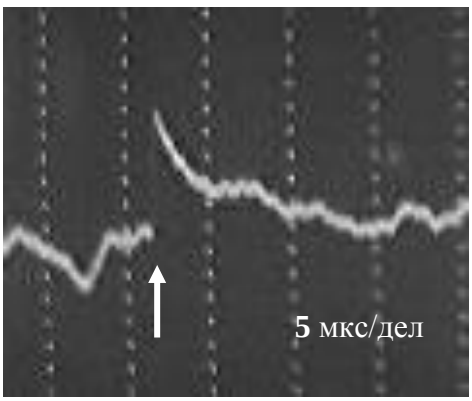


Рисунок 8. Осциллограмма интерферометрического отклика при комбинированной накачке кристалла Nd:YAG диодной матрицей (808 нм) и 4-ой гармоникой Nd:YAG лазера (266 нм). Стрелка соответствует импульсу 4-ой гармоники, длительностью 10 нс.

В начале второй серии экспериментов были проведены интерферометрические измерения при накачке кристалла Nd:YAG импульсами 4-ой гармоники дополнительного Nd:YAG-лазера на длине волны 266 нм (с длительностью ~ 10 нс и энергией до 2 мДж). Лазерная накачка производилась через ту же грань, что и диодная (рис. 6). При этом наблюдались слабые ИПП (по величине меньшие, чем 5×10^{-7}). Значительное возрастание ИПП было зарегистрировано при комбинированной накачке кристалла импульсами диодной матрицы и 4-ой гармоники

дополнительного Nd:YAG лазера на длинах волн 808 нм и 266 нм, соответственно (эти пучки накачки совмещались в объёме Nd:YAG кристалла). Импульс излучения 4-ой гармоники (длительностью ~10 нс) варьировался временной задержкой относительно импульса диодной матрицы (с длительностью 200 мкс) (рис. 8). Максимальные ИПП (~10^{-4}) наблюдались при совпадении импульса 4-ой гармоники с окончанием импульса диодной матрицы.

В эксперименте с комбинированной накачкой (как и в эксперименте с одной диодной накачкой) наблюдались две компоненты ИПП с разной динамикой затухания после окончания импульса 4-ой гармоники: быстро затухающая (с характерным временем ~ 3 мкс) и медленная "тепловая" компонента (с миллисекундным временем). Результаты предыдущих спектроскопических исследований при той же накачке и совпадение времени затухания "быстрой" компоненты ИПП со временем релаксации населённости уровня $^2F(2)_{5/2}$ (которое составляет ~ 3 мкс) позволили объяснить эффект заселением этого уровня при поглощении из возбуждённого состояния (с уровня $^4F_{3/2}$) (рис. 1). Величина полных ИПП при комбинированной накачке Nd:YAG оказалась настолько велика, что без принятия специальных мер интерферометр входил в насыщение (фазовое рассогласование плеч превышало $\pi/2$). Измерение ИПП оказалось возможным только при уменьшении мощности пучка диодной матрицы и энергии импульса 4-ой гармоники, а также смещении рабочей точки интерферометра.

Измерение быстрых электронных ИПП при малых импульсных мощностях диодной матрицы (20-30 Вт) дало величину $\Delta n_e \approx 1{,}2\text{-}1{,}5\times10^{-6}$ при энергии импульса 4-ой гармоники ~2 мДж. Величина электронных ИПП в этом случае оказалась соизмеримой с величиной полных изменений (включающих тепловую компоненту), зарегистрированных при одной только диодной накачке той же мощности. При увеличении энергии импульса 4-ой гармоники (до 4-5 мДж) наблюдался практически линейный рост электронных ИПП. При этом максимальные электронные ИПП достигали ~$6{,}0\times10^{-6}$, в то время как полные ИПП при накачке Nd:YAG одной только диодной матрицей составляли значительно меньшую величину ~$2{,}5\times10^{-6}$. Линейная аппроксимация электронных ИПП на большие импульсные мощности диодной матрицы (до 300 Вт) при фиксированной энергии 4-ой гармоники (2,5 мДж) даёт величину $\Delta n_e \approx 1{,}7\times10^{-5}$, что почти на порядок превышает полные ИПП при одной только диодной накачке. Оценка поляризуемости уровня $^2F(2)_{5/2}$ дала величину, на два порядка превышающую поляризуемость уровня $^4F_{3/2}$ (на длине волны 633 нм) [14,15]. Такая экспериментальная оценка хорошо согласуется с теоретическими представлениями о поляризуемости уровня $^2F(2)_{5/2}$, определяемой силами осцилляторов хорошо разрешённых межоболочечных 4f-5d переходов.

1.2.3. Ламповая накачка и усиление светового пучка

С помощью поляризационного интерферометра, аналогичного описанному в разделах 1.2.1 и 1.2.2, проводились также исследования ИПП в кристалле Nd:YAG при ламповой накачке и усилении резонансного пучка (рис. 9) [11,13]. Один из тестирующих пучков He-Ne лазера (на 633 нм) совмещался внутри кристалла с лазерным пучком (с длиной волны усиливающего перехода 1064 нм). Кристаллический стержень Nd:YAG (длиной 10 см и диаметром 0.63 см, 1 ат.% Nd^{3+}, ориентация оси [111]) был помещён в квантрон К-307.

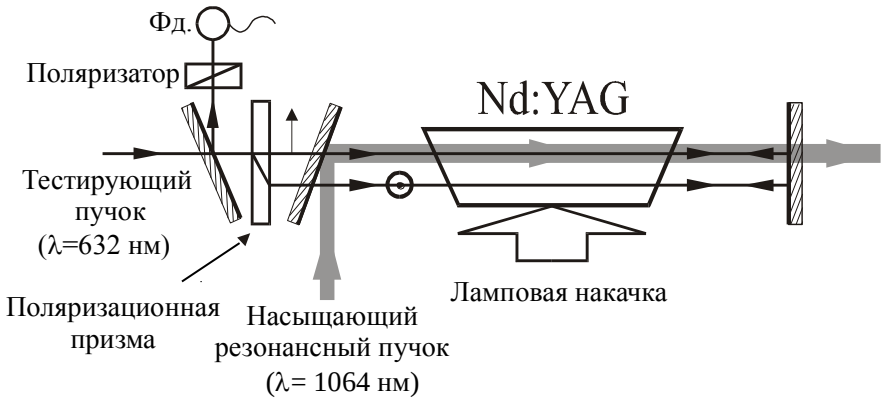


Рисунок 9. Схема поляризационного интерферометра, использованного для измерений ИПП кристалла Nd:YAG с ламповой накачкой при насыщении усиления резонансным пучком.

В отличие от предыдущих измерений в данной схеме оба тестирующих пучка находились в одинаковых условиях по отношению к накачке. Однако реально существующие вариации концентрации Nd в стержне и неоднородность накачки все же приводили к малым различиям фазового набега, вызванным различным нагревом ЛК в каналах тестирующих пучков. Эти факторы, а также механические шумы, связанные с работой системы охлаждения и блока накачки ограничивали реальную чувствительность на уровне $\Delta\varphi \approx 10^{-3}$.

Регистрировалась осциллограмма разности хода световых волн в плечах интерферометра, которая возникала в результате насыщения усиления "резонансным" пучком, распространяющимся в канале одного из тестирующих пучков. Импульс "резонансного" пучка был синхронизован с максимумом импульса усиления активной среды. Эксперименты проводились с импульсами “резонансного” пучка, имевшими различные длительности (от 30 нс до 60 мкс). В результате экспериментов было обнаружено, что импульс "резонансного" пучка вызывает изменение разности хода тестирующих пучков в интерферометре (рис. 10). Эта разность хода уменьшается до невозмущенного уровня (измеряемого в отсутствие импульса "резонансного" пучка) за время, соизмеримое со временем продольной релаксации метастабильного уровня (~250 мкс) и существенно меньшее времени релаксации тепловых изменений на диаметре усиливаемого пучка (~5 мс). Эксперименты с импульса "резонансного" пучка длительностью 30 нс показали, что ИПП отслеживают изменения населенности метастабильного уровня с запаздыванием ~3 мкс.

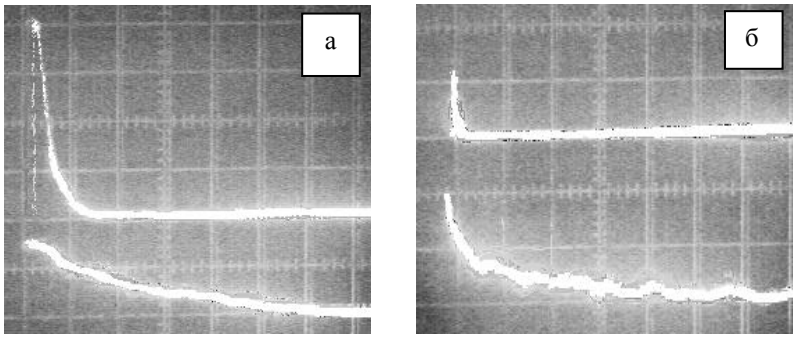


Рисунок 10. Осциллограммы импульсов регистрируемых пучков на развёртке 100 нс/дел (а) и 1 мкс/дел (б): сверху импульс насыщающего усиление пучка длительностью 30 нс, снизу осциллограммы разности хода тестирующих пучков.

В результате измерений определена величина и динамика изменений показателя преломления. С ростом накачки ИПП нарастали, достигая величины $\sim(2\text{-}5)\times10^{-6}$ при логарифмическом погонном усилении ~0,4 $см^{-1}$. Анализ результатов измерений показал, что ИПП можно объяснить вкладом электронной и тепловой компонент. При использовании фильтров в квантроне лазерного усилителя, отсекающих УФ компоненту, прямое поглощение накачки матрицей кристалла минимизируется. Поэтому тепловые ИПП обусловлены термализацией накачки при безизлучательной релаксации возбуждения по электронным уровням. Однако измерение времени затухания ИПП показало, что доминирующий вклад в ИПП при малой энергии накачки даёт электронная компонента, обусловленная различием поляризуемостей основного состояния (уровня $^4I_{9/2}$) и метастабильного уровня рабочего перехода (уровня $^4F_{3/2}$). Доминирование электронного механизма (над тепловым) в нашем эксперименте подтверждается также тем, что знак ИПП был отрицательный: показатель преломления кристалла Nd:YAG уменьшался в присутствии усиливаемого светового импульса, а не увеличивался, как это должно было бы быть при тепловом механизме (в предположении, что выделение тепла при безизлучательных переходах с нижнего рабочего лазерного уровня в основное состояние больше, чем тепловыделение при релаксации возбуждения после ПВС). В экспериментах было обнаружено также сильное нелинейное возрастание величины ИПП при росте мощности ламповой накачки. Такое нарастание может быть объяснено заселением высоколежащих уровней ионов Nd^{3+} как за счёт поглощения квантов накачки из возбуждённого состояния (с уровня $^4F_{3/2}$), так и за счёт ион-ионного взаимодействия – ап-конверсии (двух ионов, находящихся на уровне $^4F_{3/2}$). В условиях широкополосной ламповой накачки существует довольно много каналов заселения высоких квазиметастабильных уровней ($^2F(2)_{5/2}$, $^4D_{3/2}$, $^2P_{3/2}$) за счёт поглощения с уровня $^4F_{3/2}$. Заселение высоколежащих энергетических уровней сопровождается возрастанием электронной компоненты ИПП, а безызлучательная релаксация с этих уровней приводит к дополнительному тепловыделению (что приводит к росту тепловой компоненты ИПП). Оба этих эффекта пропорциональны населённости верхнего лазерного уровня и, следовательно, приводят к уменьшению показателя преломления при вынужденных переходах, индуцированных усиливаемым импульсом.

Вместе с изменением разности фазовых набегов тестирующих пучков $\Delta\varphi$ регистрировалась

величина снижения коэффициента усиления резонансного пучка из-за насыщения рабочего перехода: $\Delta\alpha l = \ln(K_0/K)$, где K_0 и K – коэффициент усиления на переднем и на заднем фронтах импульса, соответственно. Полученные результаты позволили оценить параметр β_{eff}, как отношение изменений фазового набега и логарифмического коэффициента усиления (пересчитанное на резонансную длину волны λ_w): $\beta_{eff} = (\Delta\varphi\lambda_t)/(\lambda_w\Delta\alpha l)$. Такие оценки дают рост параметра β_{eff} от ~0,15-0,2 до 1,0-1,6 при росте коэффициента усиления от 2 до 4,5 (рис. 11). Сравнение этих значений параметра β_{eff} с оценками параметра β, полученными на основе других измерений (см. раздел 1.2.1), показывает, что вклад в ИПП в данном случае может давать как электронная, так и тепловая компонента. Рост параметра β_{eff} под действием мощной широкополосной ламповой накачки (почти на порядок величины при интенсивной накачке), определённый на основе анализа данных интерферометрических измерений, можно также объяснить заселением высоколежащего метастабильного уровня $^2F(2)_{5/2}$ ионов Nd^{3+}, поляризуемость которого намного превышает поляризуемость уровня $^4F_{3/2}$. Время жизни этого уровня (~3 μс) совпадает с характерным временем запаздывания ИПП после короткого импульса.

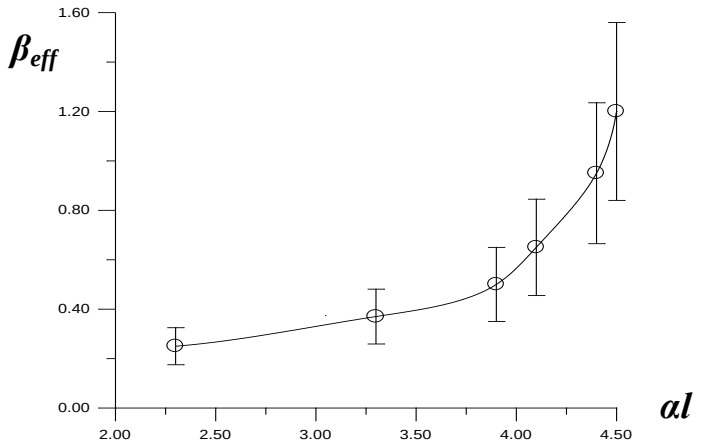


Рисунок 11. Зависимость отношения действительной и мнимой частей восприимчивости инвертированного Nd:YAG кристалла на частоте рабочего перехода (β_{eff}) от логарифмического коэффициента усиления (αl).

Следует отметить, что заселение высоколежащих уровней при увеличении мощности накачки может объяснить большой разброс величин различия поляризуемости ионов Nd^{3+} в лазерных кристаллах и стёклах, который обнаруживается при анализе результатов исследований различных групп, не учитывавших указанного эффекта [34-40]. Результат измерения поляризуемости существенно зависит от интенсивности и спектра накачки.

1.3 Спектроскопические исследования механизмов заселения высоколежащих энергетических уровней в лазерных кристаллах, активированных ионами Nd^{3+}

Исследовались спектры люминесценции кристаллов YAG и YAP, активированных ионами Nd^{3+} с концентрацией ~ 1 ат. % [41]. Эти кристаллы накачивались излучением диодных лазеров (на

длине волны 807…808 нм) и/или дополнительным лазерным пучком. Накачка осуществлялась непрерывными диодными линейками (с мощностью пучка до 25 Вт) или импульсной матрицей (с длительностью импульса 200...300 мкс и пиковой мощностью до 300 Вт), а также 2-ой (на длине волны 532 нм), 3-ей (354,7 нм) или 4-ой (266 нм) гармониками вспомогательного импульсного Nd:YAG лазера (1064 нм). Спектр люминесценции в видимом диапазоне от 380 нм до 650 нм регистрировался автоматизированным спектрометром ДФС-12 с последующей компьютерной обработкой, существенно улучшающей отношение сигнал/шум.

Измеренные спектры люминесценции кристалла Nd:YAG при накачке 2-ой (λ=532 нм) или 4-ой (λ=266 нм) гармониками оказались одинаковыми в диапазоне 400...500 нм (рис. 12). Положение наиболее интенсивных спектральных линий в этом диапазоне с хорошей точностью соответствуют переходам, стартовым уровнем которых являются два нижних штарковских подуровня состояния $^2F(2)_{5/2}$ (рис. 1). Конечные уровни переходов были идентифицированы как $^2K_{13/2}$, $^2G_{9/2}$, $^2G_{7/2}$, $^4G_{5/2}$, $^4F_{9/2}$, $^2H_{9/2}$, и $^2F_{5/2}$. Несколько линий, имеющих меньшую интенсивность, были отождествлены с переходами $^4D_{3/2}\rightarrow{}^4I_{15/2}$. Исследование интенсивности люминесценции показало, что излучение 2-ой или 4-ой гармоник приводит к заселению уровня $^2F(2)_{5/2}$ ионов Nd^{3+} из основного состояния $^4I_{9/2}$. При этом интенсивность люминесценции на контрольной линии 400,5 нм (соответствующей переходу $^2F(2)_{5/2}\rightarrow{}^2H_{9/2}$) квадратично зависела от мощности накачки пучком 2-ой гармоники и линейно от мощности пучка 4-ой гармоники. Такие зависимости объясняются соответственно двухступенчатым или одноступенчатым механизмом возбуждения уровня $^2F(2)_{5/2}$ из основного состояния $^4I_{9/2}$.

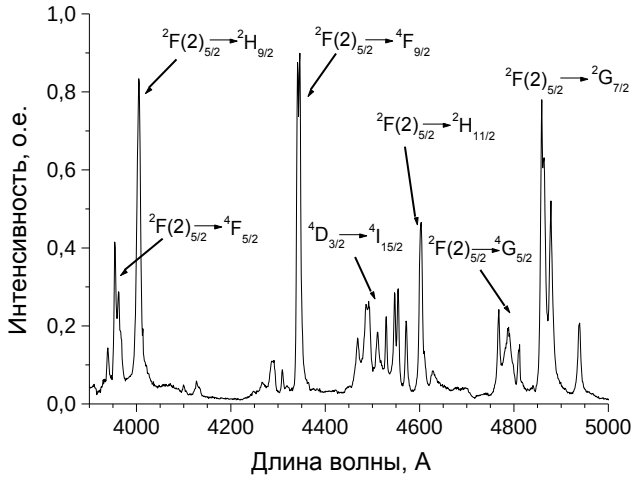


Рисунок 12. Спектр люминесценции кристалла Nd:YAG, обусловленной переходами с высоколежащих квазиметастабильных уровней $^2F(2)_{5/2}$ и $^4D_{3/2}$.

Измеренный спектр люминесценции Nd:YAG при возбуждении 3-ей гармоникой существенно зависел от энергии накачки. При малой энергии импульсов накачки $E_p \le 0{,}2$ мДж спектральные линии люминесценции были идентифицированы переходами $^4D_{3/2}\rightarrow{}^4I_{13/2}$, $^2P_{3/2}\rightarrow{}^4I_{11/2}$, $^4D_{3/2}\rightarrow{}^4I_{15/2}$, $^2P_{3/2}\rightarrow{}^4I_{13/2}$. Стартовыми уровнями этих переходов являются достаточно

долгоживущие уровни $^4D_{3/2}$ и $^2P_{3/2}$, имеющие времена релаксации 2,2 нс и 300 нс, соответственно. Заселение этих уровней из основного состояния происходит при поглощении квантов 3-ей гармоники. Увеличение энергии импульсов 3-ей гармоники приводило к появлению новых линий люминесценции, соответствующих переходам с уровня $^2F(2)_{5/2}$ на уровни $^4F_{5/2}$, $^2H_{9/2}$ и $^4F_{9/2}$ (рис. 13). Интенсивность этих переходов квадратично зависела от мощности оптической накачки. Такая квадратичная зависимость может быть опять объяснена 2-х ступенчатым поглощением, когда ионы Nd^{3+} с возбуждённого уровня $^4D_{3/2}$ при поглощении второго фотона совершают переход на уровни 5d конфигурации.

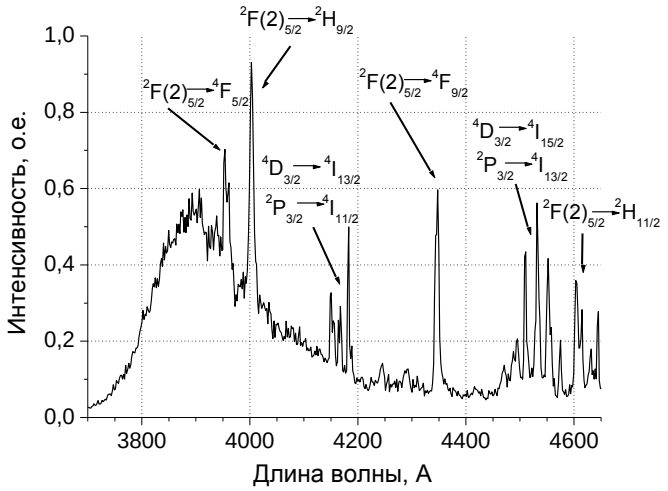


Рисунок 13. Спектр люминесценции кристалла Nd:YAG при оптической накачке 3-ей гармоникой (354,7 нм), энергия в импульсе накачки $E_p \sim 0{,}5$ мДж.

Следует отметить, что результаты проведенных спектроскопических исследований Nd:YAG кристалла при лазерной накачке хорошо согласуются с результатами предыдущих исследований других авторов [16-18, 42-46]. В то же время, наши измерения показали наличие нескольких новых (ранее не отмеченных) спектральных линий (в частности, широкой полосы люминесценции в диапазоне 380…400 нм).

Исследовались также спектры люминесценции кристалла Nd:YAP при накачке 2-ой, 3-ей и 4-ой гармониками импульсного Nd:YAG лазера. При накачке кристалла Nd:YAP 3-й гармоникой (на длине волны 354 нм) была зарегистрирована люминесценция на линиях, соответствующих переходам $^4D_{3/2}\rightarrow{}^4I_{13/2}$, $^2P_{3/2}\rightarrow{}^4I_{11/2}$, $^4D_{3/2}\rightarrow{}^4I_{15/2}$ и $^2P_{3/2}\rightarrow{}^4I_{13/2}$, положение которых близко к аналогичным линиям в кристалле Nd:YAG. В то же время, спектры люминесценции кристалла Nd:YAP при оптической накачке излучением 2-ой и 4-ой гармоник отличались от спектров кристалла Nd:YAG при той же накачке (рис. 14). Так при накачке кристалла Nd:YAP излучением 2-ой гармоники (на длине волны 532 нм) наряду с переходами с уровней $^2F(2)_{5/2}$ и $^4D_{3/2}$, зарегистрирован также переход с уровня $^2P_{3/2}$ (на длине волны 461 нм), который в спектре люминесценции кристалла Nd:YAG не наблюдался. При накачке 4-ой гармоникой (266 нм) были зарегистрированы только те линии, которые соответствуют переходам с уровня $^2F(2)_{5/2}$. Следует отметить, что при лазерной накачке Nd:YAP наблюдалась еще более интенсивная (по

сравнению с Nd:YAG) широкополосная люминесценция в диапазоне 375...400 нм. Наличие этой полосы люминесценции может быть объяснено переходами с уровней 5d-оболочки, линии которых перекрываются.

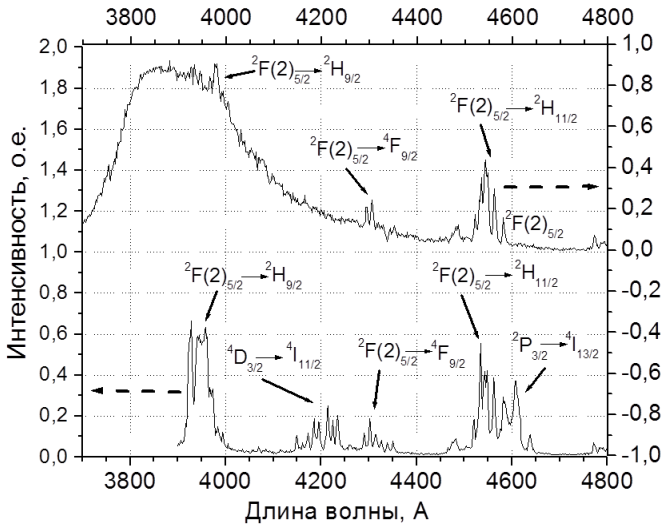


Рисунок 14. Спектр люминесценции кристалла Nd:YAP при оптической накачке 2-ой гармоникой (532 нм) – внизу, и 4-ой гармоникой (266 нм) - вверху.

Коротковолновая люминесценция (в диапазоне 380...650 нм) исследовалась в кристаллах Nd:YAG и Nd:YAP при накачке комбинированным излучением лазерных диодов (на длине волны 808 нм) и гармоник дополнительного Nd:YAG лазера. При накачке кристаллов Nd:YAG и Nd:YAP излучением одних только диодных лазеров (как непрерывных, так и импульсных) в наших экспериментах не было зарегистрировано люминесценции в диапазоне 380...650 нм вплоть до интенсивностей накачки 10…15 кВт/см^2. В то же время, при комбинированной накачке кристалла Nd:YAG диодным лазером (на длине волны 808 нм) и излучением 4-ой гармоники импульсного Nd:YAG лазера (на 266 нм) наблюдалось сильное увеличение люминесценции с уровня $^2F(2)_{5/2}$ с ростом интенсивности диодной накачки. Сигнал люминесценции на контрольной линии 400,5 нм возрастал примерно в 50 раз при увеличении мощности импульса диодной накачки от 0 до 200 Вт. Мощность люминесценции зависела от задержки импульса 4-ой гармоники относительно начала импульса диодной накачки. При увеличении задержки с 0 до 200 мкс наблюдался практически линейный рост коротковолновой люминесценции. Максимум сигнала люминесценции наблюдался при задержке ~250 мкс, что соответствует времени жизни метастабильного уровня $^4F_{3/2}$. Сильное увеличение коротковолновой люминесценции в Nd:YAG кристалле при росте диодной накачки можно объяснить двухступенчатым переходом на уровень $^2F(2)_{5/2}$ из основного состояния $^4I_{9/2}$ через промежуточный метастабильный уровень $^4F_{3/2}$. Действительно, излучение диодного лазера на длине волны 808 нм обеспечивает эффективное заселение уровня $^4F_{3/2}$, который имеет время жизни ~230 мкс и является верхним уровнем рабочего лазерного перехода (на длине волны 1064 нм). Поглощение излучения 4-ой гармоники неодимового лазера “из возбужденного состояния” (с уровня $^4F_{3/2}$) способно переводить ионы Nd^{3+} во вторую полосу 5d оболочки (на

уровни с энергией ~49000 $см^{-1}$) или инициировать переходы с переносом заряда (ППЗ) с лиганда на ион неодима, приводя к появлению иона Nd^{2+}. Причём поглощение “из возбуждённого состояния” весьма велико, поскольку сечение межконфигурационного перехода $4f^3 \rightarrow 4f^2 5d$ (с уровня $^4F_{3/2}$ во вторую полосу 5d-оболочки) или ППЗ имеет величину на два порядка превышающую сечение 4f-4f переходов, а частота 4-ой гармоники лежит вблизи его резонанса на 263 нм [5,46]. После такого двухступенчатого перехода в 5d-оболочку происходит безызлучательная релаксация на нижние уровни этой оболочки с последующей безызлучательной релаксацией на верхние уровни 4f-оболочки (за время ~2 нс [5]), приводящей, в частности, к заселению квазиметастабильного уровня $^2F(2)_{5/2}$. Можно отметить, что несмотря на потери энергии на безызлучательную релаксацию, эффективность двухступенчатого возбуждения состояния $^2F(2)_{5/2}$ оказалась значительно выше, чем при непосредственном поглощении ультрафиолетового излучения из основного состояния (переходы $^4I_{9/2} \rightarrow {}^2F(2)_{5/2}$ и $^4I_{11/2} \rightarrow {}^2F(2)_{5/2}$).

Эксперименты не выявили увеличения коротковолновой люминесценции в кристалле Nd:YAG при комбинированной накачке диодным лазером и 2-ой (или 3-ей) гармоникой дополнительного Nd:YAG лазера. Этот факт можно объяснить недостаточной энергией квантов излучения 2-ой и 3-ей гармоник для 4f-5d перехода и отсутствием промежуточных резонансов поглощения с метастабильного уровня $^4F_{3/2}$ для этого излучения.

Следует отметить также, что увеличения коротковолновой люминесценции не наблюдалось и в кристалле Nd^{3+}:YAP при комбинированной накачке излучением диодного лазера и 2-ой, 3-ей или 4-ой гармоник импульсного Nd:YAG лазера. Этот результат можно объяснить тем, что полосы поглощения в 5d-оболочке кристалла Nd:YAP имеют резонансные частоты 53400 $см^{-1}$ и 55200 $см^{-1}$ [43], и суммарная энергия квантов комбинированной накачки (49100 $см^{-1}$) недостаточна для 4f-5d переходов.

Таким образом, спектроскопические исследования выявили механизмы заселения высоколежащих квазиметастабильных уровней. Эффективное заселение наиболее важного уровня $^2F(2)_{5/2}$ достигается при комбинированной накачке кристалла Nd:YAG излучением диодного лазера и 4-ой гармоники. Механизм заселения обусловлен двухступенчатым возбуждением: диодная накачка приводит к заселению верхнего метастабильного уровня рабочего перехода, кванты 4-ой гармоники обеспечивают ПВС путём хорошо разрешённого межконфигурационного перехода 4f-5d с последующей безызлучательной релаксацией на уровень $^2F(2)_{5/2}$ (или перехода с переносом заряда с лиганда на ион неодима). Исследованный эффект представляется важным для понимания механизма ИПП лазерных кристаллов. Ещё одним следствием проведённых исследований является возможность получения эффективной

люминесценции в фиолетово-голубом диапазоне спектра за счёт использования комбинированной двухчастотной накачки.

1.4 Исследование изменений показателя преломления в кристалле Nd^{3+}:YAG методом тестирования динамических решёток

В этом разделе приведены результаты исследований выполненных совместно с сотрудниками Института физики Нацональной академии наук Беларуси (г. Минск), Е.В. Ивакиными, А.В. Суходоловым и другими, а также с сотрудниками университета г. Канн (Франция) [30-33,47]. Эффекты возбуждения динамических решёток были хорошо известны (смотри, например, [5,48]), однако применительно к анализу механизма ИПП в лазерных кристаллах метод динамических решёток был применён впервые в наших работах [30-33,47].

1.4.1 Динамические решётки показателя преломления в кристаллах Nd^{3+}:YAG с лазерной накачкой

Решетка населённости верхнего уровня рабочего лазерного перехода возбуждалась в элементе из кристалла Nd:YAG двумя пересекающимися лазерными пучками на одной из трёх длин волн: 808 нм, 1064 нм или 266 нм (изображением дифракционной решётки, перенесённым в объём АЭ). Использовались полированные с двух сторон пластинки толщиной d=1-2 мм и диаметром 4-6 мм с концентрацией ионов Nd^{3+} ~ 1 или 0,5 ат. %, выращенные методом Чохральского или горизонтально-направленной кристаллизации, соответственно. При возбуждении решётки на 1064 нм или 266 нм пластинка из кристалла Nd:YAG накачивалась также дополнительным лазерным пучком на длине волны 808 нм (рис. 15). Источником излучения на 808 нм служил лазер на кристалле Ti:Sapphire (длительность импульса ~10 нс, энергия в импульсе до 10 мДж). Пучки излучения на 1064 нм и 266 нм генерировались импульсным Nd:YAG лазером (длительность импульса 10 нс) и его четвёртой гармоникой, соответственно. Импульсы лазеров на Nd:YAG и Ti:Sapphire были синхронизованы друг с другом во времени (импульс накачки на 808 нм на 2-3 мкс опережал импульс пучка, снимающего инверсию).

Динамическая голографическая решётка, сопровождающая решётку населённости в пластине Nd:YAG, считывалась с помощью пучка излучения непрерывного He-Ne лазера на длине волны λpr= 633 нм (радиус ~250 мкм в элементе). Для улучшения соотношения сигнал/шум тестирующее излучение модулировалось по амплитуде с помощью акустооптического модулятора (отношение сигнал/шум для дифрагирующего сигнала составляло 20).

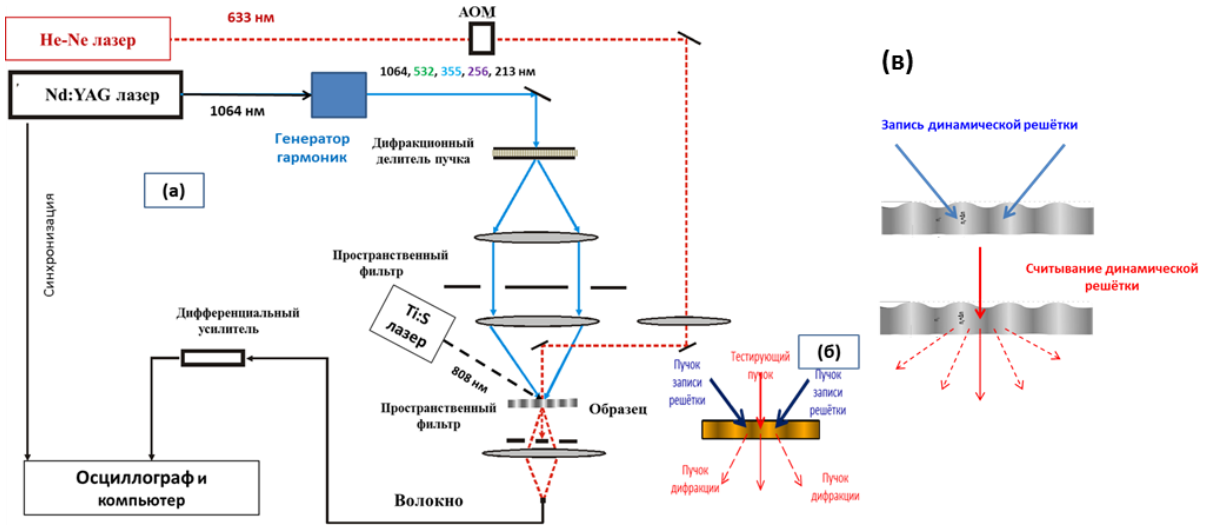


Рисунок 15. Схема экспериментов по тестированию динамической решётки в пластине Nd:YAG (а), диаграмма пучков накачки, пробного и дифрагированных пучков, а также решетка показателя преломления в пластине (б); схема записи и считывания раздельно (в).

Поскольку длина волны зондирующего излучения расположена вне линий поглощения и усиления образца, то динамическая решётка, приводящая к дифракции этого излучения, - решётка показателя преломления (РПП): $\Delta n = \delta n_{av} + \delta n_{gr} \times \sin(2\pi x/\Lambda)$ (где δn_{av} – среднее в пространстве изменение показателя преломления, δn_{gr} – амплитуда решётки, x - координата поперек штрихов решетки с периодом Λ). Дифракционная эффективность тонкой РПП ($D(t)$) для первого порядка дифракции зондирующего излучения (в режиме дифракции Рамана – Ната, когда выполняется условие $(\pi l/\lambda)^2(\Delta n_{gr}/n_0) \le 1$) определяется следующим соотношением [48]:

$$D(t) = \left(\frac{\pi \left\langle \int_0^l \delta n_{gr}(t,z)dz \right\rangle_{x,y}}{\lambda_{pr}} \right)^2 = \left(\frac{\pi^2 \iint \left[E_{pr}(x,y) \int_0^l \delta n_{gr}(t=0,x,y,z)dz \right]^2 dxdy}{\lambda_{pr}^2 \iint \left[E_{pr}(x,y) \right]^2 dxdy} \right) \left[\eta_e \exp(-t/\tau_e) + \eta_{th} \exp(-t/\tau_{th}) + \eta_{sl}(t) \right]^2, \quad (16)$$

где l - толщина образца; t – время; x,y и z – координаты вдоль и поперёк слоя штрихов решётки, E_{pr} – амплитуда считывающей (пробной) волны; η_e и η_{th} (τ_e и τ_{th}) – относительные дифракционные эффективности (времена релаксации) электронной (населённостной) и тепловой решёток, соотвественно; η_{sl} – медленно-меняющий вклад. Второе равенство в соотношении (16) записано в приближении слабого возбуждения, когда нелинейностями уравнений населённости и теплопроводности можно пренебречь.

Регистрируемая мощность пучков первого порядка дифракции пропорциональна дифракционной эффективности записанной решётки, а, следовательно (из (16)), и квадрату ИПП, усреднённых по длине активной среды. Поскольку величина усреднённых ИПП $< \Delta n_{gr} > \approx \sqrt{D}\lambda_{pr}/(\pi l)$, то при регистрации пучка дифракции на уровне $\ge 10^{-4}$ от мощности исходного тестирующего пучка чувствительность измерений этих ИПП ограничивается значением $\sim 10^{-6}$. В более поздних экспериментах эта предел разрешения ИПП методом тестирования решётки был доведён до значений $2\text{-}4\times10^{-7}$ за счёт регистрации интерференции

дифрагированного пучка и пучка диффузного рассеяния от неоднородностей поверхности тестируемого образца [31].

1.4.1.1 Решётки, записанные на длине волны 808 нм

В первой серии экспериментов запись динамической решётки осуществлялась непосредственно на длине волны оптимального поглощения (~808 нм): лазерный импульс накачки с пространственной модуляцией (в виде интерференционной решетки) переводит ионы Nd^{3+} в состояния $^4F_{5/2}$ и $^4H_{9/2}$ откуда они быстро релаксируют (за время ≤ 1 нс [5,49]) в метастабильное состояние $^4F_{3/2}$, создавая решетку населенности этого состояния и тепловую решетку за счет тепла, выделившегося при переходах ($^4F_{5/2}$, $^4H_{9/2}$) ⇒ $^4F_{3/2}$. Осуществлялось возбуждение решёток с тремя периодами 32, 53 и 69 мкм. Радиус пучка накачки в плоскости записи решётки в Nd:YAG составлял 0,8-0,9 мм (по e^{-2}). При небольшой энергии накачки (плотность энергии W_p ≤ 1 Дж/см^2) динамика релаксации РПП хорошо описывалась двухэкспоненциальной кривой (рис. 16б), соответствующей квадратному корню из выражения (16) для D(t): одно время затухания соответствовало тепловому процессу, второе – эффективному времени жизни метастабильного уровня $^4F_{3/2}$, T_{1ef} ≈ 230 мкс (в максимуме дифракционной эффективности дополнительный медленно-меняющийся вклад не превышал 1%).

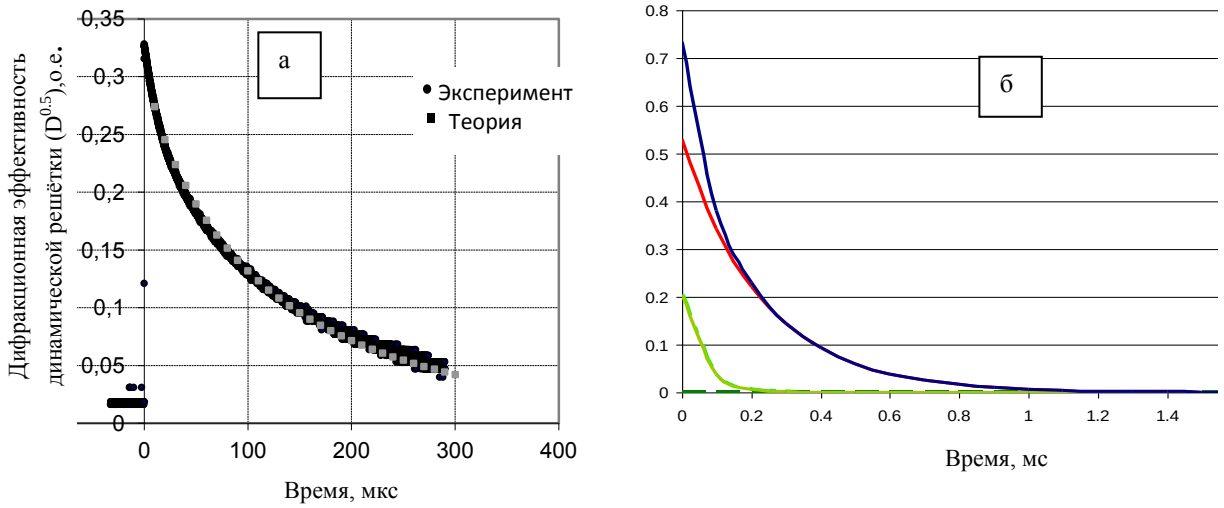


Рисунок 16. Динамика затухания дифракционной эффективности решетки показателя преломления после обработки (в единицах квадратного корня из дифракционной эффективности): (а) сравнение экспериментальной и теоретической кривой (для решётки с периодом Λ= 53 мкм); (б) аппроксимация экспериментальной кривой (фиолетовая) суммой двух экспонент для электронной РПП (красная), тепловой (зелёная) и медленно меняющегося вклада (тёмно-зелёные штрихи) (для решётки с периодом Λ= 32 мкм). Плотность энергии накачки (на 808 нм) ~ 0,5 Дж/см^2.

При теоретическом анализе учитывалось, что при записи решётки пучками накачки с плотностью энергии $W_p(1+\sin(qx))$, к концу короткого импульса накачки (τ_p«T_{1ef}) населённость имеет следующий вид:

$$N_3(x,t_r) = N_{3in} + \frac{W_p}{W_{ps}} N_0(1+\sin(qx)) = N_{3in} + N_{30}(1+\sin(qx)) \quad , \tag{17}$$

где W_p – плотность энергии накачки, $W_{ps} = h\nu_p/\sigma_p$ – энергия насыщения поглощения накачки, N_{30} – средняя населённость уровня $^4F_{3/2}$ к концу импульса накачки, N_{3in} – исходная населённость уровня $^4F_{3/2}$. Здесь предполагается, что W_p « W_{ps}, и всеми нелинейными эффектами на стадии записи решётки можно пренебречь.

Решётка населённости сопровождается электронной и тепловой РПП. Время релаксации тепловой решётки определяется теплопроводностью на её периоде Λ:

$$\tau_{th} = \Lambda^2/(4\pi^2 D_T). \tag{18}$$

Для использованных в эксперименте решёток с малым периодом это время было намного меньше, чем времени жизни метастабильного уровня T_{1ef}. Поэтому тепловыделение при термализации нижних уровней (безизлучательной релаксации уровней $^4I_{11/2}$, $^4I_{13/2}$ и $^4I_{15/2}$ в основное состояние $^4I_{9/2}$) практически безынерционно отслеживало релаксацию с уровня $^4F_{3/2}$. Связанная с этим тепловая компонента РПП релаксировала со временем T_{1ef}, но давала малый вклад по сравнению с электронной решёткой:

$$\eta_e \approx \frac{\left\langle \Delta n_e \right\rangle_{x,y,z} - \left\langle \Delta n_{th}^{down} \right\rangle_{x,y,z}}{\left\langle \Delta n_e \right\rangle_{x,y,z} + \left\langle \Delta n_{th}^{up} \right\rangle_{x,y,z}}, \tag{19}$$

где $<\Delta n_{e,th}^{up,down}>_{x,y,z}$ - средняя по объёму амплитуда РПП (электронная и тепловая, связанная с термализацией верхнего уровня, соответственно). Амплитуда электронной РПП определялась из выражения (5) с учётом различия поляризуемости уровней $^4F_{3/2}$ и $^4I_{9/2}$, Δp; суммарная амплитуда тепловой РПП находилась из следующего выражения:

$$\left\langle \Delta n_{th}^{up} \right\rangle_{x,y,z} + \left\langle \Delta n_{th}^{down} \right\rangle_{x,y,z} \approx \eta_T \frac{h\nu_p}{\rho C_p} \left\langle \Delta N_{ex} \right\rangle_{x,y,z} \left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_\varepsilon, \tag{20}$$

где η_T – доля энергии накачки, переходящая в тепло, ~40% для Nd:YAG (с 1 ат.% Nd) при накачке на 808 нм [4,7]; $<\Delta N_{ex}>_{x,y,z}$ – среднее число всех возбуждённых ионов.

В результате расчётов из соотношений (5), (19) и (20) была получена оценка различия поляризуемости уровней $^4F_{3/2}$ и $^4I_{9/2}$: $\Delta p \approx (3{,}0\pm0{,}2) \times 10^{-26}$ см$^{-3}$ на 1064 нм [30], в хорошем соответствии с результатами интерферометрических измерений.

При увеличении энергии импульса накачки динамика релаксации РПП усложнялась и её нельзя было свести к сумме 2-х экспонент. Усложнение динамики релаксации РПП при большой энергии импульса накачки можно объяснить нелинейными эффектами при заселении уровня $^4F_{3/2}$, вследствие взаимодействия возбужденных ионов Nd^{3+} (приводящего, в частности, к ап-конверсии возбуждения) и усиленного спонтанного излучения (УСИ). Известно, что в результате взаимодействия полей двух возбуждённых ионов (находящихся на метастабильном

уровне $^4F_{3/2}$) один ион переходит на один из более высоких уровней $^2K_{15/2}$+$^2D_{3/2}$, $^2G_{9/2}$+ $^4G_{11/2}$ или $^4G_{7/2}$+ $^2K_{13/2}$+$^2G_{7/2}$, а другой – на один из более низких уровней $^4I_{9/2}$, $^4I_{11/2}$ или $^4I_{13/2}$, соответственно [50-53]. В простейшем приближении (статического "прыжкового" энергообмена [5]) такой процесс ап-конверсии описывается дополнительным квадратичным слагаемым с постоянным коэффициентом в уравнении для населённости уровня $^4F_{3/2}$ (N_3), в котором учтены также процессы кросс-релаксации, влияние УСИ и усиливаемого сигнала, а также ПВС:

$$\frac{\partial N_3}{\partial t}+\frac{N_3}{T_1}=\frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p}N_0-(\frac{I_A}{W_S}+\frac{I_{ASE}}{W_S^{ASE}})N_3-\alpha_{UP}N_3^{\,2}-\alpha_{CR}N_0N_3-\frac{\sigma_{esa}I_{ESA}}{h\nu_{esa}}N_3 \quad , \quad (21)$$

где σ_p – сечение поглощающего перехода накачки, I_p и ν_P – интенсивность и частота накачки (на 808 нм); N_0 – населённость основного состояния (уровня $^4I_{9/2}$); α_{UP} и α_{CR} – коэффициенты ап-конверсии и кросс-релаксации; W_S и W_S^{ASE} – плотность энергии насыщения усиливающего перехода (на 1064 нм) и УСИ; I_A и I_{ASE}– интенсивность усиливаемого пучка (на 1064 нм) и УСИ, σ_{esa} и ν_A – сечение и частота поглощающего перехода из возбуждённого состояния, I_{esa} – интенсивность излучения на частоте перехода из возбуждённого состояния. В правой части уравнения (21) присутствует слагаемое, обусловленное кросс-релаксацией при взаимодействии возбуждённых и невозбуждённых ионов Nd^{3+}, в результате которой оба иона переходят на промежуточный уровень $^4I_{15/2}$. Этот процесс приводит к уменьшению реального времени жизни возбуждённого состояния: в кристалле Nd:YAG с концентрацией ионов активатора Nd^{3+} ~ 1 ат. % эффективное время релаксации меняется до 230 мкс (с 260 мкс при низких концентрациях) [49,54]. Ранее, в уравнении (13), было введено эффективное время жизни: $T_{1ef}=T_1/(\alpha_{CR}N_0T_1+1)$. В уравнении (21) учтена также возможность перехода из возбуждённого состояния при наличии излучения на частоте этого перехода (последний член в правой части). В уравнении (21) не учитывается диффузионная миграция возбуждения между ионами без изменения населённости в микрообъёме [5,50,55,56], которая считается пренебрежимо малым эффектом для Nd:YAG с концентрацией Nd^{3+} в 1 ат. %.

В условиях экспериментов по записи решёток на длине волны 808 нм эффектами ПВС и УСИ можно пренебречь, усиливаемый сигнал отсутствует. Поэтому основным нелинейным эффектом, влияющим на динамику решёток, считалась ап-конверсия. Наличие квадратичного слагаемого $\alpha_{UP}N_3^{\,2}$ в уравнении (21) существенно меняет динамику релаксации населённости и связанной с ней РПП. Отличие динамики релаксации населённости от простого экспоненциального спадания особенно сильно проявляется при интенсивной накачке, когда выполняется условие $N_{30}\alpha_{UP}T_{ef}$~1. Действительно, решение уравнения (21) с учётом сформированной решётки (17) даёт следующую кинетику населённости лазерного уровня после

окончания импульса накачки

$$N_3(x,t) = N_{3in} + \frac{N_{30}(1+\sin qx)\exp(-t/T_{1ef})}{1+T_{1ef}\alpha_{UP}N_{30}(1+\sin qx)(1-\exp(-t/T_{1ef}))}) \quad . \qquad (22)$$

Изменение кинетики населённости приводит к изменению динамики релаксации РПП, поскольку электронная и тепловая компоненты связаны с изменением населённости лазерного и более высоких уровней. Электронная компонента пропорциональна N_3, источники тепловыделения в правой части уравнения теплопроводности (4) пропорциональны N_3 и N_3^2. Квадратичный по N_3 источник обусловлен тепловыделением при безизлучательной релаксации с высоких уровней ($^2K_{15/2}$+$^2D_{3/2}$, $^2G_{9/2}$+ $^4G_{11/2}$ или $^4G_{7/2}$+ $^2K_{13/2}$+$^2G_{7/2}$), заселяемых в результате ион-ионного взаимодействия (в наших расчётах предполагалось, что вся энергия, приобретаемая ионом Nd^{3+} при ап-конверсии, термализуется) [51,57]. Поскольку в эксперименте выделялись “1”-ый и “-1”-ый порядки дифракции на гармонической РПП, то именно гармоническая составляющая ИПП играет принципиальную роль при тестировании. С учётом всех вкладов выражение для гармонической составляющей затухающих ИПП можно представить в следующем аналитическом виде (при нецелых значениях параметра $T_{ef}Dq^2$)

$$\int_0^{\Lambda}\delta n(t,\vec{r})\sin(qx)dx \approx 2\frac{\partial n}{\partial T}\left\langle \exp\left(-Dq^2t\right)\left[\left(\frac{A}{\alpha_{up}}+\frac{B(T_{ef}Dq^2-1)}{\alpha_{up}^2T_{ef}}\right)\frac{1}{\Lambda}\int_0^{\Lambda}\Phi(C_1(x),1,-T_{ef}Dq^2)\sin(qx)dx+\right.\right.,$$

$$\left.+\frac{B}{\alpha_{up}\Lambda}\int_0^{\Lambda}N_3(x,0)\sin(qx)dx+N_{30}\right]-\left(\frac{A}{\alpha_{up}}+\frac{B(TefDq^2-1)}{\alpha_{up}^2T_{ef}}\right)\frac{1}{\Lambda}\int_0^{\Lambda}\Phi(C_1(x)\exp\left(\frac{-t}{T_{ef}}\right),1,-T_{ef}Dk^2)\sin(qx)dx\Bigg\rangle+$$

$$+\frac{2}{\Lambda}\int_0^{\Lambda}N_3(x,t)\sin(qx)dx\left(\frac{2\pi F_L^2}{n_0}\Delta p_{4F3/2}-\frac{B}{\alpha_{up}}\frac{\partial n}{\partial T}\right), \qquad (23)$$

где $\Phi(z,s,a)=\sum_{k=0}^{\infty}\frac{z^k}{(a+k)^s}$ - специальная функция “Lerch Transcendent Phi Function” [58], A и B – коэффициенты при источниках тепловыделения в уравнении теплопроводности (4), пропорциональные пространственным гармоникам от N_3 и N_3^2, соответственно: $A \approx h\nu_{10}/\rho C_p T_{ef}$, $B \approx h(\nu_{10}+\nu_{up})\nu_{up}/\rho C_p$; $h\nu_{10}$ – различие энергий нижнего лазерного уровня и основного состояния, $h\nu_{up}$ – различие энергий верхнего уровня (заселяемого при ап-конверсии) и уровня $^4F_{3/2}$, $C_1(x) = ((N_{30}\alpha_{up}T_{ef}(1+sin(qx))^{-1}+1)^{-1}$; $\Delta p_{4F3/2}$ – различие поляризуемости уровня $^4F_{3/2}$ и $^4I_{9/2}$.

Анализ решения (23), а также прямые численные расчёты задачи показали, что хорошего соответствия теории и эксперимента удаётся достичь при соответствующем подборе коэффициента ап-конверсии: $\alpha_{UP} \approx 10^{-16}$ см^3/с. Следует отметить, что полученные значения коэффициента ап-конверсии находятся в пределах разброса значений этого параметра, полученных другими группами: от 5×10^{-17} до 3×10^{-16} см^3/с [51-53, 57].

1.4.1.2 Решётки, записанные на длине волны 1064 нм

В следующей серии экспериментов тестировалась РПП, сопровождающая решётку населённости, которая записывалась в лазерном кристалле Nd:YAG (при его однородной накачке на 808 нм) пучком на длине волны усиления 1064 нм (изображение дифракционной решётки на длине волны 1064 нм переносилось в пластинку Nd:YAG, пучок накачки на 808 нм оставался однородным) (рис. 15). Импульс накачки на 808 нм переводил ионы Nd^{3+} в метастабильное состояние $^4F_{3/2}$, а следующий за ним импульс записи на 1064 нм формировал решётку населённости этого уровня за счёт индуцированных переходов $^4F_{3/2} \Rightarrow {}^4I_{11/2}$. Записывались решётки двух периодов: 75 и 54 мкм. Максимумам интерференционного поля записи в этом случае соответствуют минимумы решётки населённости. Тестирование проводилось He-Ne лазером на длине волны 633 нм.

При не слишком большой плотности энергии импульсов накачки на длине волны 808 нм (≤2 Дж/см^2) динамика релаксации тестируемого сигнала хорошо описывалась суммой трёх экспонент, которые можно интерпретировать следующим образом: 1). тепловой компоненты, с затуханием определяемым теплопроводностью на периоде решётки; 2). электронной компоненты, со временем ~T_{1ef}; 3). кооперативной (ап-конверсионной) компоненты со временем ~T_{1ef}/2 (рис. 17). Тепловая компонента давала вклад в общую решётку с противоположным (отрицательным) знаком по сравнению с двумя другими (рис. 17в). Отрицательный вклад объясняется сдвигом тепловой решётки на полпериода относительно решетки населенности (при записи решётки тепловыделение происходит при безизлучательной релаксации нижнего лазерного уровня $^4I_{11/2} \Rightarrow {}^4I_{9/2}$ в максимумах интерференционного поля лазерного импульса на 1064 нм). Соотношение амплитуд затухающих экспонент менялось при изменении энергии импульса накачки: с ростом накачки возрастал относительный вклад кооперативной (ап-конверсионной) компоненты. Этот результат хорошо объясняется квадратичной зависимостью этой компоненты от населённости возбуждённого уровня.

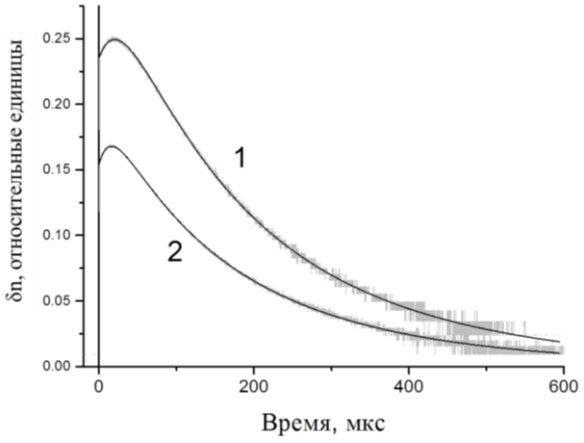


Рисунок 17(а). Кинетики релаксации при накачке на дине волны 808 нм и записи на 1064 нм: период решётки - 75 мкм (1), или 54 мкм (2). Сплошная линия результат подгонки по сумме трех экспоненциальных компонент.

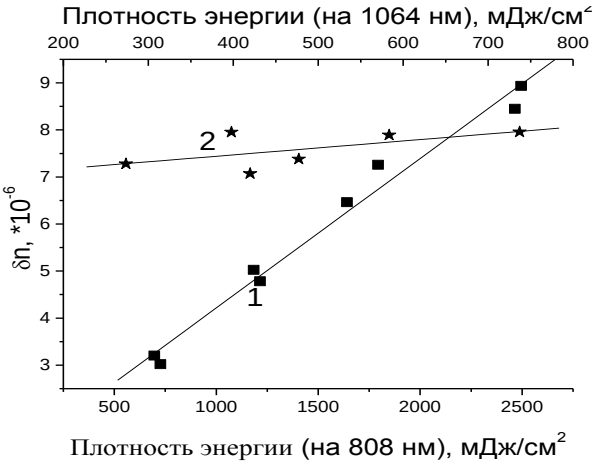


Рисунок 17(б). Зависимость амплитуды решётки показателя преломления от плотности энергии накачки на 808 нм (1), и записывающего пучка на 1064 (2).

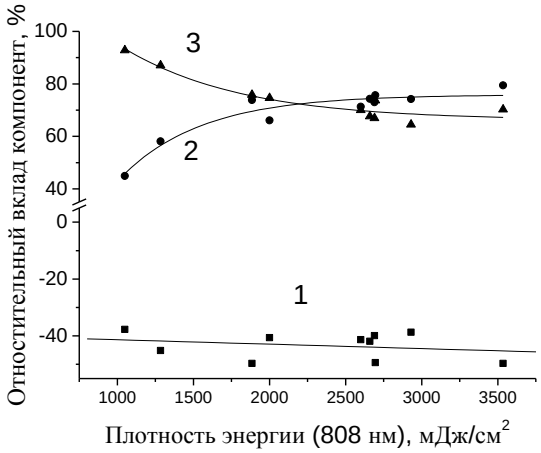


Рис. 17(в). Вклады различных компонент в зависимости от плотности энергии накачки на 808 нм: 1-тепловая компонента, 2 - кооперативная компонента, обусловленная ап-конверсией с уровня $^4F_{3/2}$; 3-электронная компонента, обусловленная поляризуемостью уровня $^4F_{3/2}$.

При дальнейшем увеличении плотности энергии импульсов накачки (≥2 Дж/см^2) динамика релаксации решётки ещё более усложнялась, что также потребовало теоретического анализа. Решение уравнения для населённости (21) при однородном пучке накачки и гармоническом пучке усиления на 1064 нм на стадии релаксации в этом случае имеет следующий вид

$$N_3(x,t) = N_{3in}(x) + \frac{1}{\alpha_{UP} T_{1ef}} \frac{\exp\left(-t / T_{1ef}\right)}{C_2(x,t) - \exp\left(-t / T_{1ef}\right)} \quad , \qquad (24)$$

где $C_2(x,t) = (N_{3W}(x,t) T_{1ef}\, \alpha_{up})^{-1} + 1$, $N_{3W}(x,t)$ – инверсная населённость в конце импульса записи решётки τ_{ind} импульсом с энергией W_3, определяемая выражением

$$N_{3W}(x,t) = \left(\frac{1}{N_{30}} + \alpha_{UP} \int_0^{\tau_{ind}} \exp\left(-\frac{t}{T_{ef}} - \frac{W_3(t)(1+\sin(qx))}{W_s} \right) dt \right)^{-1} \cdot \exp\left(-\frac{\tau_{ind}}{T_{ef}} - \frac{W_3(\tau_{ind})(1+\sin(qx))}{W_s} \right) \quad , \qquad (25)$$

в котором N_{30} – населённость уровня $^4F_{3/2}$ к началу записи решётки (после однородного в пространстве импульса накачки), зависящая от энергии импульса накачки на 808 нм. При получении выражений (24) и (25) предполагалось наличие ап-конверсии, но отсутствие ПВС (вклад УСИ при этом сводился к дополнительному, квадратичному по N_3 слагаемому, которое объединялось с ап-конверсионным слагаемым и давало поправку к коэффициенту ап-конверсии).

Следует отметить, что в этом случае также удаётся получить аналитическое решение для гармонической составляющей РПП. Окончательное выражение для этой составляющей в этом случае совпадает с выражением (22) с заменой функции $C_1(x,t)$ на $C_2(x,t)$. Численный расчёт релаксации решётки по полученным аналитическим выражениям в этом случае также даёт хорошее согласие с экспериментом при соответствующем подборе параметров, в частности, при $\alpha_{UP} \sim 10^{-16}$ см^3/с (рис. 17).

1.4.1.3 Решётки, записанные на длине волны 266 нм

В третьей серии экспериментов тестировалась РПП, сопровождающая решётку населённости, которая возбуждалась в кристалле Nd:YAG (с накачкой импульсами Ti:Sa лазера на 808 нм) пучком лазерного излучения на длине волны 266 нм (изображением решётки). РПП считывалась излучением He-Ne лазера (на длине волны 633 нм). Для сравнения тестировалась также решётка, возбуждаемая излучением на 266 нм без дополнительной накачки на 808 нм. Как показали наши спектроскопические исследования (описанные в разделе 1.3), излучение на длине волны 266 нм поглощается в кристалле Nd:YAG за счёт переходов из возбуждённого состояния с уровня $^4F_{3/2}$ на уровни 5d-оболочки с последующей релаксацией и заселением уровня $^2F(2)_{5/2}$ (или переходов с переносом заряда). Импульс накачки на 808 нм обеспечивает заселение метастабильного уровня $^4F_{3/2}$, а следующий за ним импульс лазера на 266 нм переводит ионы Nd^{3+} в квазиметастабильное состояние $^2F(2)_{5/2}$. В результате такой записи формировались решётки населённости уровня $^4F_{3/2}$, с которого ушли ионы, и уровня $^2F(2)_{5/2}$, на который ионы пришли. При записи решётки излучением на 266 нм (без подкачки на 808 нм) возможны прямые переходы с заселением уровня $^2F(2)_{5/2}$.

Типичные кинетики РПП при возбуждении образца на длине волны 266 нм с накачкой на 808 нм и без неё представлены на рисунке 18. По монотонному характеру обеих кинетик видно, что все компоненты Δn_i имеют одинаковые знаки. Из рисунка также следует, что качественно характер кинетики ИПП при возбуждении на длине волны 266 нм и комбинированном возбуждении 808 и 266 нм практически не изменяется. Однако во втором случае амплитуда РПП возрастает примерно в 3 раза. В обеих кинетиках РПП можно выделить 4 компоненты с различными временами релаксации:

(1) самая быстрая компонента со временем 0,3-0,5 мкс (которую можно объяснить процессами релаксации короткоживущих уровней на метастабильные уровни $^2F(2)_{5/2}$ и $^4F_{3/2}$),

(2) компонента со временем 3-5 мкс, которое соответствует времени жизни уровня $^2F(2)_{5/2}$, связанная с электронным вкладом в РПП этого уровня;

(3) компонента со временем релаксации от 90 до 20 мкс, в зависимости от периода решетки (которая соответствует тепловой решётке при термализации возбуждения);

(4) наиболее долгоживущая компонента со временем жизни более 1,5 мс; она может быть обусловлена переходами с переносом заряда, приводящим к перезарядке ионов Nd^{3+}, и фоторефракцией в матрице кристалла (при переходах в зону проводимости под действием возбуждающего излучения), а также формированием центров окраски.

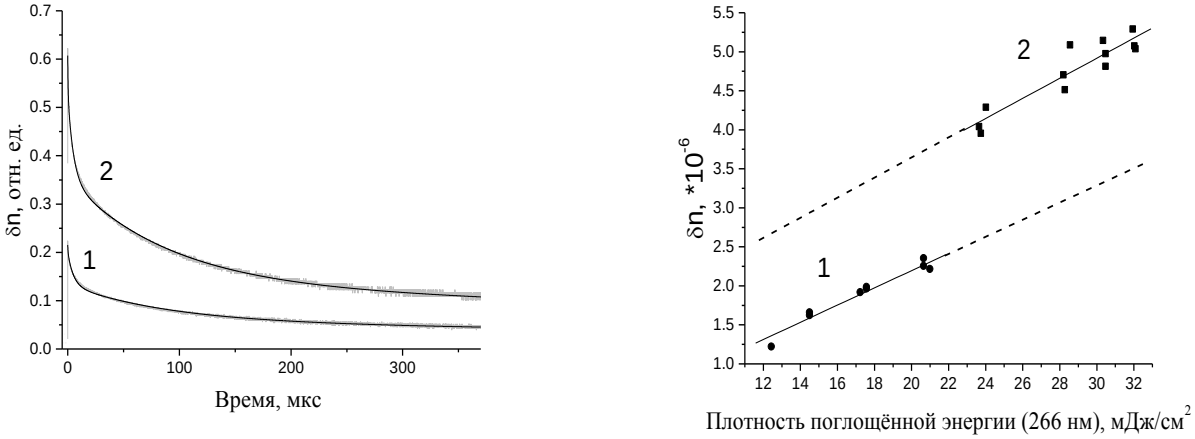


Рисунок 18 - Кинетика РПП (а) и зависимость максимальной амплитуды РПП от поглощенной энергии на длине волны 266 нм (б) при записи решётки на 266 нм без подкачки на 808 нм (1) и с ней (2).

При использованной накачке вклад в суммарную РПП каждой компоненты был примерно следующий: (1) – 10%, (2) – 25 %, (3) – 40 % и (4) – 25%. Увеличение амплитуды РПП при использовании подкачки на длине волны 808 нм связано с появлением дополнительного канала возбуждения с метастабильного уровня $^4F_{3/2}$. Зависимость амплитуды суммарной РПП от поглощенной плотности энергии при возбуждении на длине волны 266 нм и комбинированном возбуждении представлена на рисунке 18(б). В обоих случаях амплитуда РПП пропорциональна поглощенной энергии. Вместе с тем при использовании комбинированной накачки наблюдается заметный скачок суммарной РПП по сравнению с одноволновой накачкой при одинаковых плотностях поглощенной энергии. Это свидетельствуют о том, что при использовании комбинированной накачки увеличение РПП связано не только с аддитивным увеличением числа возбужденных ионов, но и с заселением высоколежащих уровней неодима, появлением ионов Nd^{2+} , генерацией свободных носителей и появление “центров окраски”.

1.4.2 Динамические решётки в кристалле Nd^{3+}:YAG с ламповой накачкой

Механизмы ИПП кристалла Nd:YAG с ламповой накачкой исследовались методом тестирования динамической решётки **(**или четырёхволнового взаимодействия) [12,59-61]. Проводились экспериментальные исследования как для вырожденного по частоте случая (когда две записывающие и считывающая световая волна имели одинаковую частоту), так и для невырожденного (когда запись решётки осуществлялась волнами одинаковой частоты, а

считывание волной с другой частотой). В обоих экспериментах исходный пучок непрерывного Nd:YAG лазера (на длине волны 1064 нм) разделялся на два равных по мощности пучка E_{w1} и E_{w2}, которые пересекались под малым углом (≈ 10^{-2} рад) в кристалле Nd:YAG с ламповой накачкой, и в их интерференционном поле (на резонансной частоте) формировалась решётка инверсной населенности (рис. 19). В усилителе использовался стержень из Nd:YAG диаметром 0.63 см и длиной l=10 см, выращенный методом горизонтально-направленной кристаллизации и имеющий 1-% концентрацию ионов Nd^{3+} (концентрации других ионов Mo и Fe не превышали 5×10^{-3}% и 10^{-3}%, соответственно). Длительность импульса накачки криптоновой лампы-вспышки составляла 1,5 мс.

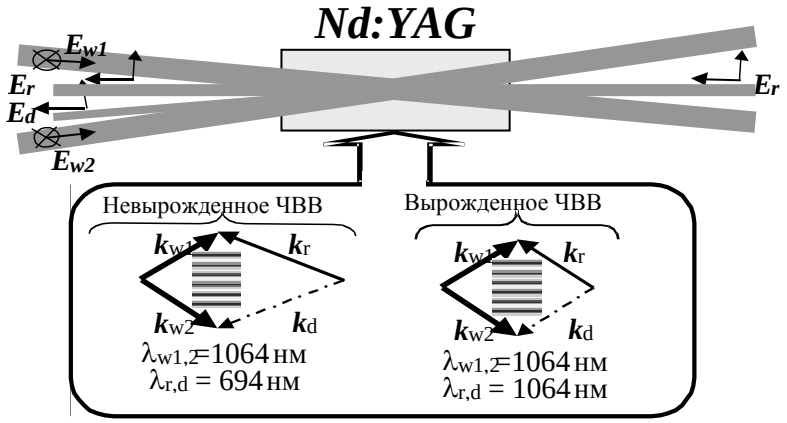


Рисунок 19. Геометрия взаимодействия записывающих ($\vec{E}_{w1}$ and $\vec{E}_{w2}$), считывающего ($\vec{E}_{r}$) и отраженного ($\vec{E}_{d}$) от голограммы пучков и диаграммы их волновых векторов (на нижней вставке).

В экспериментах по вырожденному тестированию суммарная РПП и решётка усиления считывалась пучком излучения дополнительного Nd:YAG лазера (на длине волны 1064 нм) с модулированной добротностью, обеспечивающей длительность импульса ~30 нс. В невырожденном случае тестирующий пучок излучения лазера на фосфатном стекле с неодимом (на длине волны 1054 нм) или рубинового лазера (на 694 нм) считывал решетку показателя преломления (оба тестирующих лазера работали в режиме свободной генерации). Углы падения тестирующих пучков были выбраны так, чтобы оптические пучки с различными длинами волн эффективно дифрагировали на РПП, которая сопровождает решетку населенности, записанную в кристалле резонансными волнами.

Дифракционная эффективность решётки для пучка рубинового лазера достигала 0.4% и зависела от интенсивности записывающего пучка и мощности накачки (рис. 20). Эту дифракцию можно объяснить только РПП, вызванной решеткой населенности. Действительно, согласно нашим измерениям, не было ни усиления, ни поглощения в лазерном кристалле для пучка на 694 нм (кроме того, как известно из литературы, в Nd:YAG нет близких линий переходов из основного или возбужденного состояния на данной длине волны [5, 44, 49]).

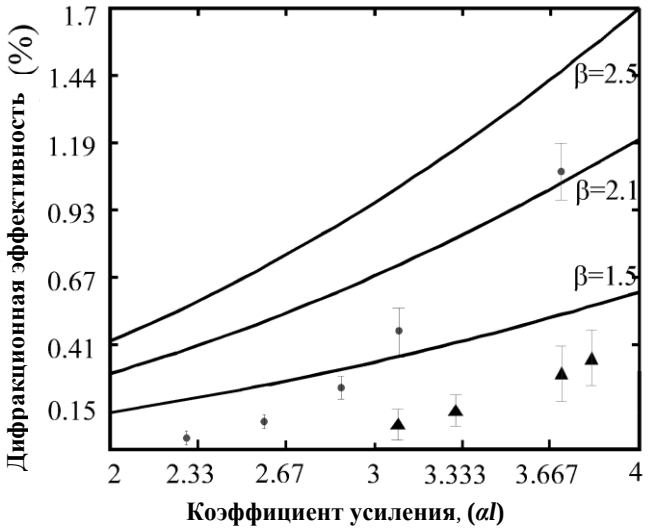


Рисунок 20. Теоретические кривые (сплошные линии, соответствующие разным значениям параметра β) и экспериментальные зависимости (точки соответствуют тестирующему пучку на 1054 нм; треугольники – тестирующему пучку на 693 нм) дифракционной эффективности от логарифмического усиления Nd:YAG кристалла при интенсивности записывающих волн (на 1064 нм) ~$3.5\times10^{-3}I_S$.

Дифракционная эффективность динамической решётки несколько возрастала при тестировании пучком излучения лазера на фосфатном стекле с Nd^{3+} (длина волны 1054 нм, импульс тестирующего пучка был синхронизован с максимумом усиления Nd:YAG усилителя и имел общую длительность 80-120 мкс). Максимальная ДЭ достигала в этом случае ~1% (рис. 20). Отсутствие поглощения или усиления на длине волны тестирования также позволяет утверждать, что в этом случае дифракция происходит на решётке показателя преломления.

В следующем эксперименте динамическая решетка считывалась пучком одномодового Nd:YAG лазера с модулированной добротностью с длиной волны 1064 нм и длительностью импульса 30 нс (вырожденное взаимодействие). Энергия импульса составляла ≈10^{-5} Дж, много меньше плотности энергии насыщения (0.66 Дж/см^2). Пучок считывания направлялся навстречу к одному из записывающих пучков, так что выполнялось условие синхронизма (рис. 18). Диаметр тестирующего пучка в Nd:YAG был меньше, чем диаметры записывающих пучков. Использование ортогональных поляризаций пучков считывания и записи, а также различных длительностей импульса пучков и ламповой накачки позволило отделить сигнал дифрагированного пучка от шумовой засветки, обусловленной рассеянием записывающих пучков и усиленной люминесценцией в канале регистрации. Резонансный пучок на 1064 нм эффективно дифрагировал на индуцируемой решетке (дифракционная эффективность достигала 2%). В этом случае дифракция объясняется совместным проявлением решёток показателя преломления и усиления, сопутствующих решетке населенности. Отличие в 2 раза величины измеренной эффективности решеток для тестирующего пучка на 1064 нм и 1054 нм говорит о том, что вклады в дифракционную эффективность РПП и решёток усиления при большой мощности ламповой накачки соизмеримы.

Другой режим тестирования был использован, чтобы определить время релаксации динамической решётки. В этом случае решетка населённости записывалась пучками Nd:YAG лазера с модулированной добротностью и длительностью импульса ~30 нс. Решётки показателя преломления и усиления, сопровождающие решётку населённости, считывались непрерывным пучком другого Nd:YAG лазера. Фотоэлектронный умножитель с постоянной времени меньше 10 нс использовался для измерения временной динамики решеток. Было обнаружено, что дифракционная эффективность увеличивалась не только в течение импульса записи, но и после него со временем выхода на стационарный уровень ~3 мкс. Причем, основные изменения происходили уже после окончания импульса записи: соотношение дифракционной эффективности в конце импульса записи и через 3 мкс составляло ~1:7. Эти измерения времени формирования РПП (3 μс) подтвердили определяющую роль заселения уровня $^2F(2)_{5/2}$ для изменений показателя преломления в кристалле Nd:YAG с ламповой накачкой. Нарастание решётки со временем 3 мкс можно объяснить тем, что решетка населённости метастабильного уровня $^4F_{3/2}$ (которая формируется в течение короткого лазерного импульса и живет ~230 мкс) обеспечивает возникновение решетки населённости уровня $^2F(2)_{5/2}$ за счёт излучательных (и безызлучательных) переходов между этими уровнями.

Проводились также аналитические исследования и численные расчеты дифракционной эффективности решёток в условиях тестирования. Теоретическое описание проводилось для случая, когда длительность импульса записывающих пучков (определяемая импульсом ламповой накачки Nd:YAG усилителя) значительно превышала продольное время релаксации рабочего перехода. Поэтому, для расчётов использовалось стационарное приближение, в рамках которого выражение для дифракционной эффективности (определенной как отношение интенсивностей дифрагированного и тестирующего пучков $De = I_d(z=0)/I_r(z=0)$) имеет следующий вид [12,59,61]:

$$De = 0.25\gamma\left[\int_0^l N_{gr}(z)dz\right]^2, \quad \alpha z = 2\frac{I_w(z) - I_w(0)}{I_s} + C(z) - C(0) + \ln\frac{C(z)-1}{C(0)-1}, \qquad (26)$$

где N_{gr} - амплитуда установившейся решетки населенности, определенная как $N_{gr}(z) = (A(z)\cdot N_0 - N^e)/(2B)$; $A(z) = 1+(I_{w1}(z)+I_{w2}(z))/I_S$; $B(z) = (I_{w1}(z)\cdot I_{w2}(z))^{0.5}/I_S$, N^e – стационарная инверсная населённость в отсутствие записывающих и считывающих волн; $C(z)=1+4I_w(z)/I_S$, предполагалось интенсивность записывающих волн одинаковой $I_{W1}=I_{W2}=I_W$, $\gamma = (\sigma(\lambda_r)\cdot\beta_{eff}(\lambda_r))^2$, $\sigma(\lambda_r)$ - сечение усиления на длине волны тестирования, $\beta_{eff}(\lambda_r)$) – эффективное отношение действительной и мнимой части восприимчивости, $\alpha = \sigma\cdot N^e$ - ненасыщенное логарифмическое усиление записывающих волн, l - длина кристалла, I_S – интенсивность насыщения усиления.

Второе (трансцендентное) уравнение системы (26) можно рассматривать как уравнение для определения интенсивности записывающих волн I_W, которая используется для нахождения дифракционной эффективности. Уравнения (26) справедливы как для вырожденного по частоте тестирования, так и для невырожденного (различие – в величине параметров).

Хорошее соответствие экспериментов и теории при малом усилении (когда $\alpha l < 3$) наблюдается для фиксированного значении параметра $\beta_{eff} = 0.2$. Однако, при большом усилении ($\alpha l > 3$) экспериментально измеряемая дифракционная эффективность для различных длин волн тестирующего пучка увеличивалась с ростом усиления гораздо быстрее, чем теоретически рассчитанная. Чтобы улучшить соответствие между экспериментами и теорией, можно предположить, что действительная часть восприимчивости нелинейно зависит от мощности ламповой накачки (при этом параметр β_{eff} зависит от мощности ламповой накачки и достигает значения 1.5-2.0 (рис. 20)). Это предположение можно объяснить заселением высоколежащих квазиметастабильных уровней 4f-оболочки ($^2F(2)_{5/2}$, $^4D_{3/2}$ и $^2P_{3/2}$) за счет многоступенчатого возбуждения ионов Nd^{3+} под действием квантов широкополосной ламповой накачкой (при ПВС). Абсолютные значения параметра β и его рост при увеличении энергии накачки находятся в хорошем соответствии с результатами интерферометрических измерений.

Мощная широкополосная ламповая накачка, с одной стороны, увеличивает населенность верхнего уровня рабочего лазерного перехода $^4F_{3/2}$, с другой стороны, индуцирует переходы (одно- или многоступенчатые) с этого уровня на более высокие уровни. Спектроскопические исследования показали, что переходы с уровня $^4F_{3/2}$ на квазиметастабильный уровень $^2F(2)_{5/2}$ (с наибольшей поляризуемостью и временем жизни из верхних уровней 5d-оболочки), могут быть вызваны компонентой ламповой накачки с длиной волны ~310 нм. Отметим, что излучение с длиной волны ~300-350 нм не полностью отсекается УФ фильтрами, обычно используемыми в лазерных квантронах, в то время как излучение с более короткой длиной волны (менее 230 нм), обеспечивающее переходы на этот уровень из основного состояния, как правило, эффективно отсекается. Таким образом, решётка населённости уровня $^4F_{3/2}$, записанная пучками с длительностью импульса 30 нс << 3 μс, способна приводить к формированию решетки населённости уровня $^2F(2)_{5/2}$ (нарастающей уже после этого импульса за время ухода частиц с этого уровня ~3 μс). Решётка населённости уровня $^2F(2)_{5/2}$, в свою очередь, сопровождается заметным возрастанием РПП (из-за большой поляризуемости уровня $^2F(2)_{5/2}$ и дополнительного термовыделения при безизлучательной релаксации с этого уровня).

1.5 Оценка электронных изменений показателя преломления кристалла Nd^{3+}:YAG на различных длинах волн тестирующего излучения

В наших интерферометрических исследованиях и тестированиях динамических решёток в качестве тестирующего пучка использовалось излучение He-Ne лазера на длине волны 633 нм (или лазерного диода на λ=680 нм). Однако практически более важным является знание величины электронных ИПП на длинах волн лазерных переходов и, в частности, на длине волны наиболее используемого “рабочего” перехода 1064 нм. К сожалению, прямое измерение ИПП с помощью интерферометра или тестирования решётки на этой длине волны затруднено из-за усиления тестирующего пучка в кристалле Nd:YAG с диодной накачкой. В случае тестирования решётки на 1064 нм (описанного в разделе 1.4.2) трудно разделить вклады решёток усиления и показателя преломления. В связи с этим представляет интерес аналитическая оценка величины поляризуемостей уровней на длине волны 1064 нм. Такая оценка была проведена путём пересчёта величин, измеренных на длине волны 633 нм, на длину волны 1064 нм [12,13].

При диодной накачке Nd:YAG кристалла электронная компонента ИПП определяется заселением уровня $^4F_{3/2}$, и связана с отличием его поляризуемости от поляризуемости основного состояния $^4I_{9/2}$. Для пересчёта различия поляризуемостей уровней $^4F_{3/2}$ и $^4I_{9/2}$ на длину волны 1064 нм общую сумму, следующую из выражения (6), можно разделить на две части: первая обусловлена близкими 4f-4f резонансами, вторая – сильными но далёкими от резонанса УФ переходами (4f-5d переходами и переходами с переносом заряда):

$$\Delta p_{FI}(\nu) = \Delta p_{FI}^{4f-4f}(\nu) + \Delta p_{FI}^{UV}(\nu)\,. \qquad (27)$$

Величина резонансных Δp_{FI}^{4f-4f} определяется, в свою очередь, линиями люминесценции и поглощения с уровня $^4F_{3/2}$, а также поглощения с уровня $^4I_{9/2}$. Поскольку параметры переходов с этих уровней достаточно хорошо известны, то величину Δp_{FI}^{4f-4f} можно рассчитать аналитически. Для расчёта поляризуемости уровня $^4F_{3/2}$ по формуле (6) на длине волны максимального усиления Nd:YAG кристалла - 1064,2 нм были учтены параметры 15-и наиболее сильных усиливающих (люминесцентных) переходов и 3-х поглощающих ПВС переходов (таблица 2). Необходимость учёта большого числа линий связана с тем, что их дисперсионные вклады в общую поляризуемость соизмеримы по величине и различаются по знаку (даже переходы на длинах волн 946 нм и 1318 нм, достаточно далёких от 1064,2 нм, дают вполне заметные вклады).

Численные расчёты поляризуемости, обусловленной усиливающими переходами с уровня $^4F_{3/2}$, дали величину $p_{4F}^{Lum}(1064,2нм) \approx 6,3\cdot 10^{-27} см^3$. Учёт ПВС уменьшил величину этой компоненты поляризуемости до $p_{4F}^{4f-4f}(1064,2нм) \approx 1-4\cdot 10^{-27} см^3$ (большой разброс значений связан с неточным знанием ширины линий переходов для ПВС [62,63]).

Таблица 2. Спектроскопические параметры, используемые для расчётов поляризуемости. * - данные из [5], ** - [62]; *** - [63], **** - [4]

Длина волны перехода, λ (нм)	Ширина линии, Δν ($см^{-1}$)	Эффективное сечение перехода, σ (10^{-19} $см^2$)	Длина волны перехода, λ (нм)	Ширина линии, Δν ($см^{-1}$)	Сечение перехода, σ (10^{-19} $см^2$)
$^4F_{3/2}\rightarrow{}^4I_{9/2}$			1111,9	10,2*	0,36* 0,43**
869,0	13*	0,41* 0,41**	1115,8	10,6*	0,42* 0,40**
875,4	10*	0,11* 0,11**	1122,5	9,9*	0,40* 0,46**
879,2* 879,1**	18*	0,13*	$^4F_{3/2}\rightarrow{}^4I_{13/2}$		
884,4	19*	0,42*	1318,7* 1318,4**	4,0*	0,95* 0.64**
885,8* 885,7**	19*	0,35*	1320,3	4,6*	0,23*
891,1* 891,0**	10*	0,24*	1333,5* 1333,1**	3,0*	0,44*
893,4* 893,2**	31*	0,05*	1335,1	3,3*	0,54* 0,53**
900,0* 899,9**	31*	0,12*	1338,1	4,0*	1,00* 0.64**
938,6* 938,5**	10*	0,48* 0,35**	1341,9	6,0*	0,36* 0,27**
956,1* 946,0**	9*	0,51* 0,77**	1353,3	4,0*	0,28* 0,20**
$^4F_{3/2}\rightarrow{}^4I_{11/2}$			1357,2	4,0*	0,73* 0,50**
1052,1	4,5*	0,95* 1,15**	1415,0	8,5*	0,20*
1054,9	4,5*	0,06*	1427,1	7,0*	0,08*
1061,5	4,6* 3,6**	2,50* 2,69**	1432,0	10,0*	0,13*
1064,2* 1064,15**	5,0*	2,8**** 3,00* 3,03**	1444,4	9,0*	0,28*
1064,4	4,2*	1,45* 1,09**	$^4F_{3/2}\rightarrow{}^4G_{11/2}$		
1068,2	6,5*	0,60* 0,77**	1040***	–	0,1***
1073,7	4,6*	1,65* 1,49**	$^4F_{3/2}\rightarrow{}^4G_{9/2}$		
1077,9	7,0*	0,77* 0,68**	1067***	–	0,28***
1105,5	11,0*	0,16* 0,13**	1074***	–	0,27***

Оценка поляризуемости уровня $^4I_{9/2}$, определяемого 4f-4f переходами с поглощением из основного состояния, дала пренебрежимо малую величину (по сравнению с p_{4F}^{4f-4f}) на длине волны 1064,2 нм. Поэтому, можно считать, что искомая резонансная компонента поляризуемости определяется только вкладом уровня $^4F_{3/2}$:

$$p_{4F}^{4f-4f}(1064.2нм)\approx 1-4\times10^{-27}см^3. \quad (28)$$

Нерезонансная компонента поляризуемости в кристалле Nd-содержащих кристаллах может быть обусловлена как $4f^3 \rightarrow 4f^25d$ переходами, так и ППЗ. Переносом заряда может быть: 1). с лиганда (иона O^{2-}) на ион Nd^{3+} (из валентной зоны кристаллической матрицы на ион редкоземельного металла) с появлением пары ион Nd^{2+} и дырки; 2). с иона Nd^{3+} в зону проводимости с генерацией свободных носителей [64,65]. Оценка влияния обоих видов ППЗ заряда для кристалла Nd:YAG, показала их малый вклад по сравнению с межконфигурационными переходам $4f^3 \rightarrow 4f^25d$ (по крайней мере, на длине волны

тестирования 633 нм и на длине волны 1064 нм) [30, 65]. Поэтому далее будем учитывать вклад именно этих $4f^3 \rightarrow 4f^25d$ переходов в нерезонансную компоненту различия поляризуемости Nd:YAG. Её величина на длине волны 1064,2 нм может быть оценена на основе известной ранее и измеренной в нашем эксперименте величины Δp(633 нм). Действительно, оценка "резонансной" компоненты поляризуемости уровней $^4I_{9/2}$ и $^4F_{3/2}$ на длине волны тестирующего излучения 633 нм (проведённая аналогично оценке этой компоненты на 1064,2 нм с учётом поглощающих 4f-4f переходов) даёт величины на два порядка меньшие, чем экспериментально определённая электронная часть ИПП. Поэтому, можно считать, что различие поляризуемостей уровней $^4I_{9/2}$ и $^4F_{3/2}$ (на 633 нм) определяется только далёкими от резонанса 4f-5d переходами (величину которых возьмём из экспериментальных данных, приведённых в предыдущих разделах этой главы):

$$\Delta p_{FI}^{UV}(633нм) \approx \Delta p_{FI}^{4f-5d}(633нм) \approx 3,3-4,0\times10^{-26} см^3 . \quad (29)$$

Зная величину $\Delta p_{FI}^{4f-5d}(633нм)$, можно оценить $\Delta p_{FI}^{4f-5d}(1064нм)$. Для этого воспользуемся общим выражением (6), предполагая для $4f^3 \rightarrow 4f^25d$ переходов с уровней $^4F_{3/2}$ и $^4I_{9/2}$ одинаковые силы осцилляторов [49,50]. Тогда при частотах тестирования ν, очень далёких от 4f-5d резонансов ($(\nu_{F,I}^{4f-5d})^2 - \nu^2 >> \nu\Delta\nu_{F,I}^{4f-5d}$), получим оценочное выражение:

$$\Delta p_{FI}^{4f-5d}(\nu) \approx \frac{A}{(\nu_F^{4f-5d})^2 - \nu^2} - \frac{A}{(\nu_I^{4f-5d})^2 - \nu^2}, \quad (30)$$

где A – коэффициент пропорциональности, $\nu_{F,I}^{4f-5d}$ - частоты $4f^3 \rightarrow 4f^25d$ переходов с уровня $^4F_{3/2}$ и $^4I_{9/2}$, соответственно.

Воспользовавшись выражением (30), и зная величины $\Delta p_{FI}^{4f-5d}(633нм)$ и $\nu_{F,I}^{4f-5d}$, можно получить следующую численную оценку:

$$\Delta p_{FI}^{4f-5d}(1064,2нм) \approx 2,6-3,3\times10^{-26} см^3 . \quad (31)$$

Полученная величина нерезонансной компоненты различий поляризуемости (31) оказывается более чем на порядок больше квазирезонансной компоненты (30) на длине волны 1064,2 нм.

Таким образом, вклад в общую поляризуемость уровня $^4F_{3/2}$ (а также в различие поляризуемостей уровней $^4F_{3/2}$ и $^4I_{9/2}$) далёких (по частоте), но сильных $4f^3 \rightarrow 4f^25d$ переходов в максимуме усиления 1064,2 нм намного превосходит вклад квазирезонансных, но слабых $4f^3$-$4f^3$ переходов (вклады которых, кроме того, частично компенсируют друг друга). Поэтому, можно дать следующую оценку полного различия поляризуемостей уровней $^4F_{3/2}$ и $^4I_{9/2}$:

$$\Delta p_{FI}(1064,2нм) \approx 2,8-3,5\times10^{-26} см^3 . \quad (32)$$

Здесь следует отметить, что не для всех длин волн справедлив вывод о доминирующем

вкладе $4f^3 \rightarrow 4f^25d$ переходов в поляризуемость уровня $^4F_{3/2}$. На краю линий усиления лазерных $4f^3$-$4f^3$ переходов существуют частоты, на которых “резонансная” компонента поляризуемости весьма велика и превышает вклад далёких $4f^3 \rightarrow 4f^25d$ линий (рис. 21).

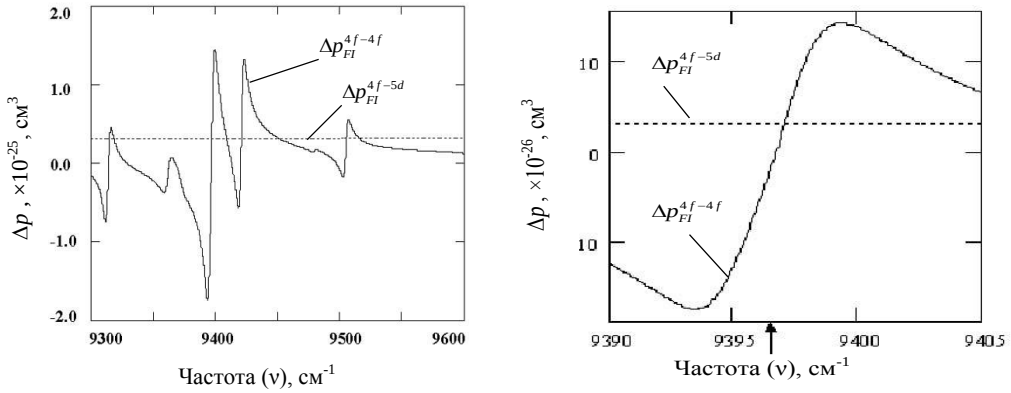


Рисунок 21. Различие поляризуемости ионов Nd^{3+} в основном состоянии $^4I_{9/2}$ и на уровне $^4F_{3/2}$ на разных частотах вблизи центра линии усиления $\nu_r \approx 9396{,}7$ см$^{-1}$: в диапазоне частот от 9300 см$^{-1}$ до 9600 см$^{-1}$ (слева) и в более узком диапазоне от 9390 см$^{-1}$ до 9405 см$^{-1}$ (справа). Пунктиром показана нерезонансная компонента (обусловленная $4f^3 \rightarrow 4f^25d$ переходами), сплошными линиями – резонансная (4f-4f переходами); стрелка соответствует максимуму линии усиления (1064,2 нм).

При 7% заселении уровня $^4F_{3/2}$, исходя из оценки (32) и выражения (5), можно дать следующую оценку электронных ИПП: $\Delta n_e(1064,2нм) \approx 4{,}0\text{-}4{,}4\times10^{-6}$. При комбинированной накачке, обеспечивающей заселение уровня $^2F(2)_{5/2}$, электронная компонента ИПП на длине волны 1064,2 нм должна быть больше, чем на длине волны 633 нм. Это связано с возрастанием поляризуемости уровня $^2F(2)_{5/2}$ на длине волны 1064,2 нм по сравнению с 633 нм (этот факт отмечался в конце предыдущего раздела).

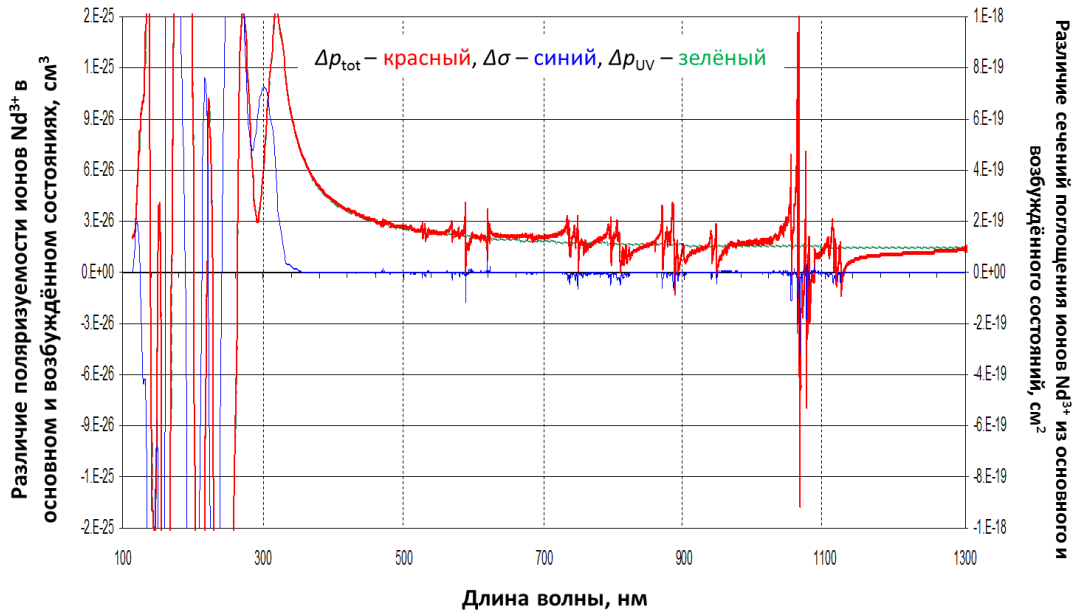


Рисунок 22. Различие поляризуемости ионов Nd^{3+} (в состояниях $^4I_{9/2}$ и $^4F_{3/2}$) в диапазоне длин волн 100 нм – 1300 нм (красная), “нерезонансная” часть Δp, обусловленная УФ крылом поглощения (зелёная), разница эффективных сечений переходов (синяя). Шкала слева - Δp (см^3), справа - Δσ (см^2).

В заключение этого раздела приводится кривая различия поляризуемости $\Delta p(\lambda)$ (при изменении населённостей только одной пары уровней $^4F_{3/2}$ и $^4I_{9/2}$) в диапазоне длин волн 100-1300 нм (рис. 22), рассчитанная с помощью соотношения Крамерса-Кронига из известной дисперсионной зависимости сечений переходов $\Delta\sigma(\lambda) = \sigma_p(\lambda) + \sigma_e(\lambda) - \sigma_{ESA}(\lambda)$:

$$\Delta p_{FI}(\lambda) = \frac{n_0}{4F_L^2\pi^3} P\int_0^\infty \frac{\Delta\sigma(\lambda')}{(\lambda'^2/\lambda^2)-1} d\lambda' . \qquad (33)$$

Приведённая кривая наглядно показывает вклад сильных УФ переходов в дисперсию различия поляризуемости и, в тоже время, говорит о знакопеременности Δp вблизи линий люминесценции. Учёт заселения других квазиметастабильных уровней, поляризуемость которых также вносит вклад в электронные ИПП (согласно выражению (5)), может существенно подправить их общую дисперсионную зависимость.

1.6 Исследования электронных изменений показателя преломления в лазерных кристаллах Nd^{3+}:YVO_4, Nd^{3+}:$GdVO_4$, Nd^{3+}:GGG, Nd^{3+}:LMA, Nd^{3+}:KGW и Nd^{3+}-содержащих стёклах

С использованием методов тестирования динамических решёток и интерферометра Жамена-Лебедева, описанных в разделах 1.2 и 1.4, были проведены исследования электронных ИПП ряда Nd-содержащих лазерных кристаллов и стёкол при их лазерной накачке (излучением импульсного Ti:S лазера на длине волны ~808 нм) [30-33]. Эти исследования проводились на установках, собранных в университете г. Кан, Франция, с участием сотрудников ИПФ РАН и ИФ НАНБ. Исследовались кристаллы Nd:YVO_4 с концентрацией ионов Nd в 1 ат. %, Nd:$GdVO_4$ с концентрацией ионов Nd в 1 или 3 ат. %, Nd:GGG с концентрацией ионов Nd в 1 ат. %, Nd:LMA с концентрацией ионов Nd в 15 ат. %, Nd:$KGd(WO_4)_2$ с концентрацией ионов Nd в 0,86 или 1,77 ат. %, фосфатное стекло LHG-8 (Hoya) с концентрацией Nd_2O_3 в 4 вес. %, силикатное стекло LSG-91H (Hoya) с концентрацией Nd_2O_3 в 3,25 вес. %, в качестве репера использовался кристалл Nd:YAG с концентрацией ионов Nd в 0,7 ат. %. Энергия импульсов накачки выбиралась достаточно слабой, чтобы исключить (или уменьшить) эффекты ап-конверсии, перезарядки ионов Nd^{3+} и появление свободных носителей. Тестирующий пучок (на длине волны λ = 633 нм) имел поляризацию, совпадающую с направлением одной из кристаллографических осей тестируемых анизотропных кристаллов. За счёт различия времён релаксации электронных и тепловых ИПП и РПП разделялись их электронные и тепловые вклады (как это обсуждалось в разделах 1.2 и 1.4). Сравнительные результаты исследований для перечисленных материалов представлены в виде гистограмм (рис. 23-25).

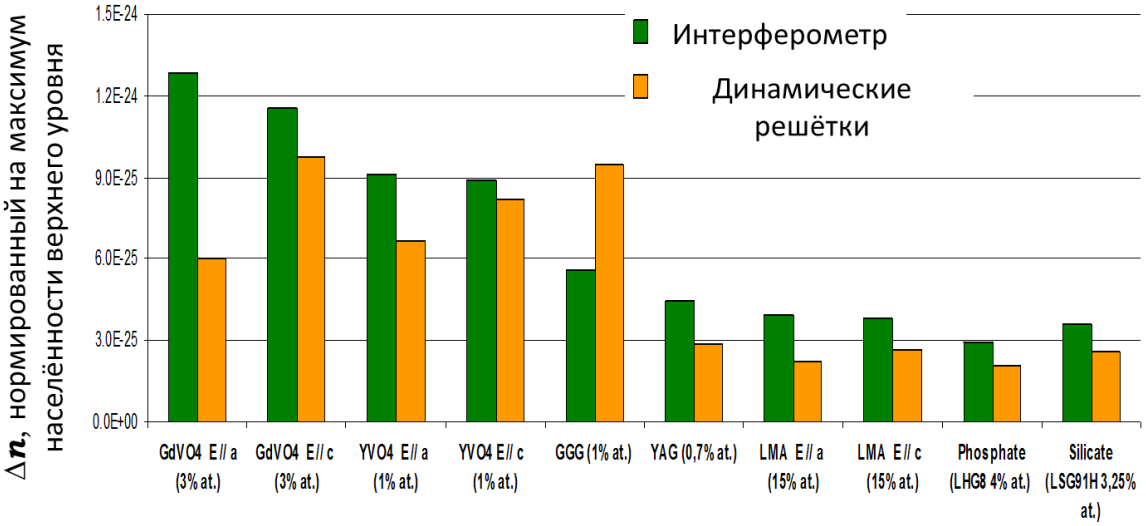


Рисунок 23. Гистограмма измеренных ИПП при накачке на 808 нм, нормированных на величину максимальной инверсной населённости (в конце импульса накачки), для Nd-содержащих кристаллов и стёкол, измеренные с помощью интерферометра (зелёные) и тестирования динамической решётки (жёлтые). Указывается направление вектора поляризации электрического поля тестирующей волны относительно кристаллографических осей кристаллов, концентрация ионов Nd^{3+} в атомарных %.

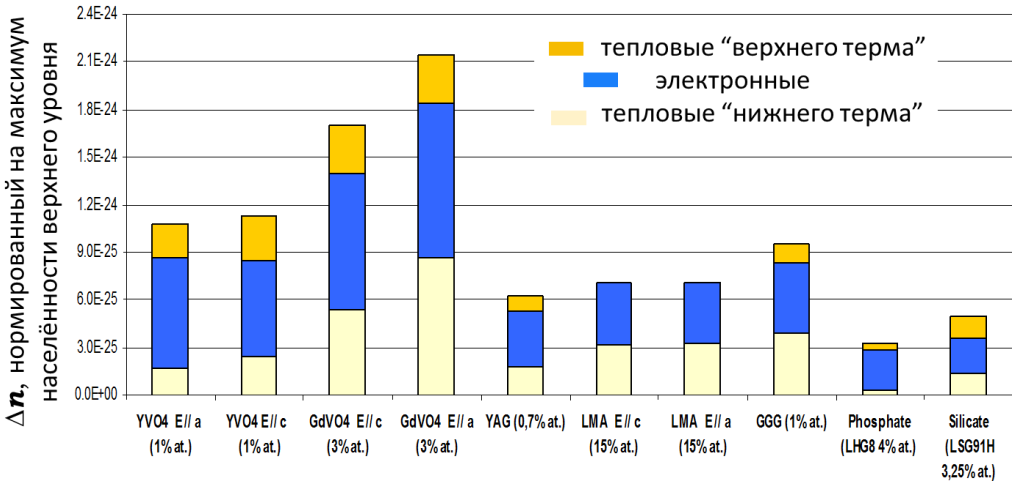


Рисунок 24. Гистограмма средних значений ИПП (для двух методов измерений), нормированных на величину максимальной инверсной населённости (в конце импульса накачки), для Nd-содержащих кристаллов и стёкол: тепловые ИПП из-за термовыделения на при релаксации с уровня накачки (тёмно-жёлтый), электронные ИПП (синий), тепловые ИПП при безизлучательной релаксации нижнего лазерного уровня с учётом кросс-релаксации (светло-жёлтый).

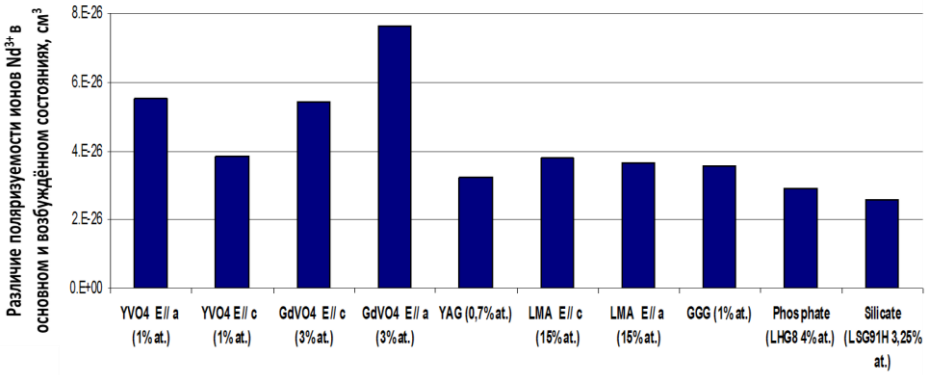


Рисунок 25. Гистограмма различия поляризуемости возбуждённых и невозбуждённых ионов Nd^{3+} (Δp_{FI}) для ряда Nd-содержащих кристаллов и стёкол.

В одних и тех же условиях накачки и измерений наиболее сильные электронные ИПП и

наибольшие значения различия поляризуемости уровней $^4F_{3/2}$ и $^4I_{9/2}$ определены в кристаллах ванадатов Nd:YVO_4 и Nd:$GdVO_4$ (при концентрации Nd^{3+} в 3 ат. %). Оценки резонансов переходов с переносом заряда (с лиганда на ион Nd^{3+} или с этого иона в зону проводимости) и их возможные силы осцилляторов по сравнению с аналогичными параметрами для межконфигурационных переходов $4f^3 \rightarrow 4f^25d$ показали доминирующий вклад последних в различие поляризуемости (уровней $^4F_{3/2}$ и $^4I_{9/2}$) для всех исследованных лазерных материалов, активированных ионами Nd^{3+} [30].

В таблице 3 приведена сводка результатов измерений различия поляризуемости Δp (уровней $^4F_{3/2}$ и $^4I_{9/2}$) ионов Nd^{3+} для ряда лазерных кристаллов и стёкол, выполненных различными методами и разными исследовательскими группами. Сравнение данных показывает довольно большой разброс значений этой величины, который, тем не менее, можно объяснить различными условиями измерений (прежде всего, различными длинами волн тестирования и различными методами измерений, учитывающими дополнительные механизмы нелинейности и дающими свои погрешности). Если сравнивать значение Δp, например, для Nd:YAG кристаллов, то можно видеть хорошее согласие этих значений с учётом дисперсии, описанной в разделе 1,5, при измерениях на длинах волн от 514 нм до 1064 нм (при этом, аномально большое значение этой величины на длине волны 808,7 нм можно объяснить дополнительным вкладом резонансного поглощающего перехода [66]).

Если сравнивать различия поляризуемости Δp для разных материалов, то наибольшее значение имеют кристаллы ванадатов (Nd:YVO_4 и Nd:$GdVO_4$), а наименьшее – кристаллы фторидов (Nd:YLF). Различие поляризуемости для разных матриц хорошо коррелирует с энергией уровней 5d-оболочки ионов Nd^{3+}, которая максимальна для фторидов и минимальна для ванадатов [5].

Таблица 3. Величина различия поляризуемости Δp ряда кристаллов и стёкол, активированных ионами Nd^{3+}.

Название кристалла или стекла	Концентрация активатора, Nd	Поляризация тестирующей волны относительно кристаллографической оси	Величина различия поляризуемости Δp, $\times 10^{-26}$ см^3 (на длине волны)	Метод измерений	Источник информации [для чужих измерений]
Nd:YAG	0,5-1,1 ат. %	Изотропный кристалл	2,8-3,5 (1064 нм) 3,3-4,0 (633 нм)	Интерферометры, тесты РПП	
	0,5 ат. % 1,1 ат. %		4,5-4,9 (514 нм) 5,5-6,5 (808,7 нм)	ЧВВ Z-сканирование	[4,39] [65]
Nd:YVO_4	1 ат. %	$\vec{E} \parallel \vec{a}$	5,2-5,5 (633 нм)	Интерферометры, тесты РПП	
		$\vec{E} \parallel \vec{c}$	3,1-3,4 (633 нм)	Интерферометры, тесты РПП	
		Не указана	9,4 (515 нм)	ЧВВ	[4,36]
Nd:$GdVO_4$	1 ат. %	$\vec{E} \parallel \vec{a}$	2,8-3,1 (633 нм)	Интерферометры, тесты РПП	

	3 ат. %	$\vec{E}\|\vec{c}$ $\vec{E}\|\vec{a}$ $\vec{E}\|\vec{c}$	2,7-3,0 (633 нм) 7,5-7,9 (633 нм) 5,2-5,5 (633 нм)	Интерферометры, тесты РПП Интерферометры, тесты РПП Интерферометры, тесты РПП	
Nd:GGG	1 ат. %	Изотропный кристалл	3,3-3,5 (633 нм)	Интерферометры, тесты РПП	
Nd:LMA	15 ат. %	$\vec{E}\|\vec{a}$ $\vec{E}\|\vec{c}$	3,3-3,6 (633 нм) 3,2-3,5 (633 нм)	Интерферометры, тесты РПП Интерферометры, тесты РПП	
$Nd:KG(WO_4)_2$	0,86 ат. % 1,77 ат. %	$\vec{E}\|\overrightarrow{n_g}$ $\vec{E}\|\overrightarrow{n_m}$ $\vec{E}\|\overrightarrow{n_g}$ $\vec{E}\|\overrightarrow{n_m}$	2,8-3,1 (633 нм) 2,4-2,6 (633 нм) 3,1-3,4 (633 нм) 2,9-3,1 (633 нм)	Интерферометры, тесты РПП Интерферометры, тесты РПП Интерферометры, тесты РПП Интерферометры, тесты РПП	
Nd:YLF	2 ат. %	Не указана	1,4 (514 нм)	ЧВВ	[4,39]
Фосфатное стекло LHG-8	4 вес. % Nd_20_3	Изотропное стекло	3,1-3,4 (633 нм)	Интерферометры, тесты РПП	
Фосфатное стекло LG-750	2 вес. % Nd_20_3	Изотропное стекло	2,8 (514 нм)	ЧВВ	[4,39]
Силикатное стекло LSG-91H	3,25 вес. % Nd_20_3	Изотропное стекло	3,0-3,3 (633 нм)	Интерферометры, тесты РПП	

Результаты измеренний ИПП и данамических решёток были впоследствии использованы для детектирования вибраций удалённой отражающей поверхности с помощью дифракции тестирующего сигнала на динамических решётках в кристалле $Nd:YVO_4$ [].

1.7 Исследования изменений показателя преломления лазерных кристаллов, активированных ионами Yb^{3+}, при диодно-лазерной и лазерной накачке

С начала 2000-х годов лазерные стекла и кристаллы, легированных ионами Yb^{3+}, считаются одними из лучших кандидатов на создание мощных и эффективных волоконных и твердотельных лазеров (на длине волны ~1 мкм) с диодной накачкой [68-70]. Это связано со структурой уровней ионов Yb^{3+}, обеспечивающей малое различие между квантами накачки и генерации (малый “дефект кванта”), а также отсутствие эффектов ап-конверсии и ПВС (рис. 1.21). Благодаря малому дефекту кванта накачки тепловые искажения в лазерных средах, активированных ионами Yb^{3+}, могут быть существенно меньшими, чем в Nd-содержащих средах. При этом населённостные (электронные) ИПП при некоторых условиях могут стать доминирующими. Однако информации относительно электронных ИПП в Yb-содержащих лазерных кристаллах до момента начала наших работ, представленных в настоящей диссертации [71-80], не было.

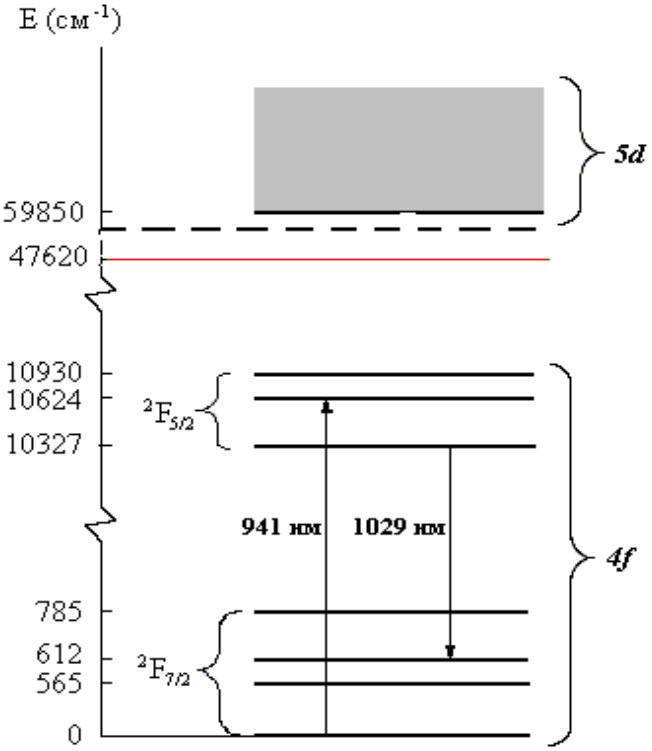


Рисунок 26. Структура уровней ионов Yb^{3+} в кристаллах Yb:YAG в пределах 4f оболочки. Отмечено также положение уровней 5d оболочки (ионов Yb^{3+}), а также энергия перехода с переносом заряда с лиганда на ион: $O^{2-} \rightarrow Yb^{3+}$, с образованием иона Yb^{2+} (красная линия с энергией 47620 $см^{-1}$). Данные приведены согласно работе [75]. Прерывистая чёрная линия обозначает уровень энергии, соответствующий энергии межзонного перехода матрицы YAG: ~56200 $см^{-1}$. Стрелки вверх и вниз показывают переходы накачки и лазерного усиления.

1.7.1 Интерферометрические исследования кристалла Yb^{3+}:YAG с диодной накачкой и кристаллов $Yb^{3+}:Lu_2O_3$ и $Yb^{3+}:Sc_2O_3$ с лазерной накачкой

Исследования ИПП в кристалле Yb:YAG с диодной накачкой были проведены с помощью поляризационного интерферометра Жамена-Лебедева, аналогичного использованному для измерений в кристаллах Nd^{3+}:YAG (рис. 27) [71-76].

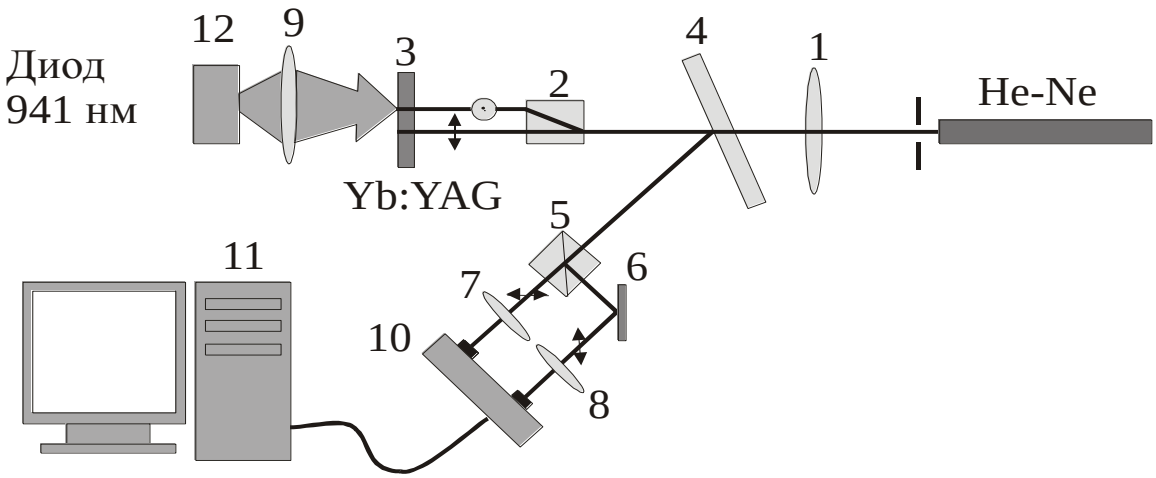


Рисунок 27. Схема поляризационного интерферометра: 1, 7, 8, 9 – линзы, 2 – поляризационный делитель, 3 – Yb:YAG диск с зеркалом на 633 nm, 4 –полуотражательное зеркало, 5 – призма Глана, 6 – зеркало, 10 – двухканальный приемник с электронным дифференциальным усилителем, 11 – анализатор сигнала, 12 – диодный лазер (λ=941 нм).

Диск из кристалла Yb^{3+}:YAG (диаметром 10 мм и толщиной ~0,4 мм, концентрация Yb^{3+} - ~9 ат. %) накачивался с помощью диодного лазера на длине волны ~941 нм с торца, соосно с одним из тестирующих пучков. Для накачки использовался лазерный диод InGaAsP

(изготовленный в НИФТИ при ННГУ), излучающий 1-мс импульсы с мощностью до 6 Вт на длине волны 941 нм. Пучок накачки был сфокусирован в Yb:YAG диск системой линз в область с размерами ~0,15×1,0 мм^2. Два тестирующих поляризованных пучка излучения непрерывного He-Ne лазера (с выходной мощностью до 15 мВт на 633 нм) распространялись в диске Yb:YAG через накачанные и ненакачанные области (расстояние между тестирующими пучками ~ 1,5 мм, их диаметры в образце ~ 100 мкм). Результаты наблюдения изменений фазы усреднялись более чем по 500 импульсам накачки, что улучшило точность определения фазы до 10^{-4}.

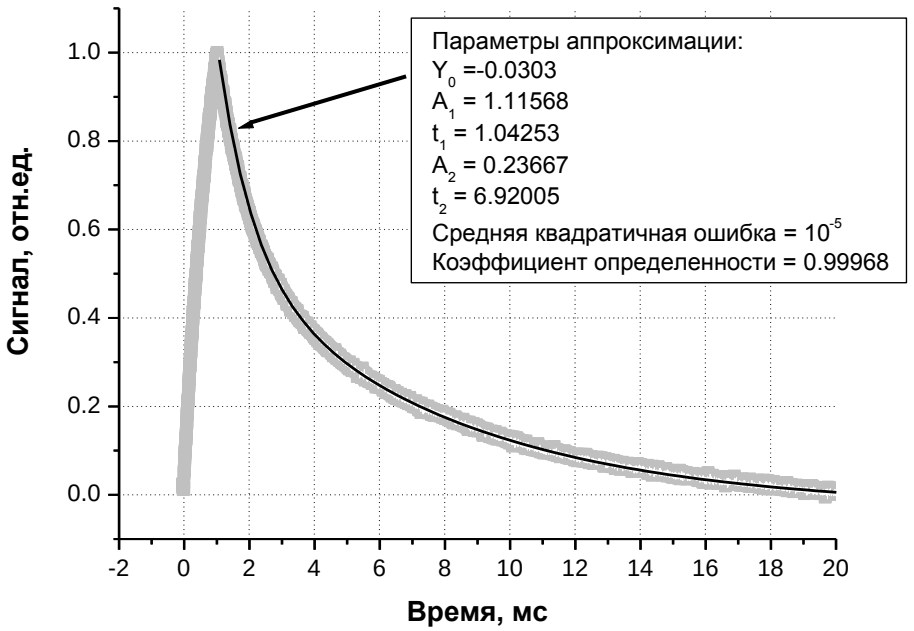


Рисунок 28. Типичная экспериментально измеренная осциллограмма ИПП (широкая серая линия) и ее численная аппроксимация суммой двух затухающих экспонент (сплошная линия) при мощности накачки 2 Вт. Параметры аппроксимации представлены на рисунке.

На осциллограммах наблюдался квазилинейный рост ИПП в течение импульса диодной накачки и ослабление после его завершения (рис. 28). Максимальное ИПП в конце импульса накачки составляло ~7×10^{-6}. Регистрируемый сигнал с хорошей точностью описывался суммой двух экспонент: $Y=Y_0+A_1\times\exp(-t/t_1)+A_2\times\exp(-t/t_2)$. Более сильная быстрая компонента имела характерное время $t_1 \approx 0.9$-1.0 мс, которое не зависело от линзы, фокусирующей пучок накачки в кристалл. Это время соответствует времени жизни метастабильного уровня $^2F_{5/2}$ рабочего лазерного перехода Yb:YAG (T_e). Поэтому эта компонента может быть отождествлена с “электронными” ИПП (Δn_e), соответствующими разности поляризуемости (Δp) основного состояния $^2F_{7/2}$ и возбужденного метастабильного уровня $^2F_{5/2}$. Вторая медленно меняющаяся компонента может быть определена как тепловая, поскольку её характерное время t_2

изменялось с изменением фокусного расстояния линзы накачки от 3.0 мс до 7.0 мс.

Сигнал имел максимальную амплитуду, когда один тестирующий пучок распространялся через накаченную область в кристалле. В этом случае, амплитуда более быстрой (электронной) компоненты была намного больше (до 10 раз), чем амплитуда более медленной (тепловой) компоненты. Основной сигнал и его более быстрая составляющая уменьшались, когда пучок накачки смещался из области тестирующего пучка, в то время как тепловая компонента была менее чувствительна к перестройке пучка накачки. Эти результаты хорошо согласуются с данным объяснением происхождения ИПП. Действительно, электронная компонента локально зависит от накачки, а медленно-релаксирующая тепловая компонента нелокальная из-за растекания тепла.

Изменения населенности электронных уровней при импульсной накачке (продолжительностью τ_p и мощностью $P_p \approx const$) в эксперименте были оценены с помощью следующего выражения

$$\Delta N = \frac{\sigma_p \lambda_p P_p T_e}{hcS_p}(1-\exp(-\tau_p / T_e)), \qquad (34)$$

где σ_p и λ_p – эффективное сечение и длина волны накачки, h – постоянная Планка, c – скорость света, S_p – эффективное сечение области накачки. Измерение ИПП, разделение компонент и вычисление населенности возбужденного состояния $^2F_{5/2}$ (согласно выражению (34)) позволили оценить с помощью выражения (6) разность поляризуемостей для основного и возбужденного состояний ионов Yb^{3+}(уровней $^2F_{7/2}$ и $^2F_{5/2}$, соответственно): $\Delta p \approx (1{,}9 \pm 0.8) \times 10^{-26}$ см^3 (на длине волны тестирования 633 нм). Большой разброс в значениях связан с сильной расходимостью пучка накачки, которая приводит к большим изменениям его интенсивности в зависимости от положения диска Yb:YAG. Величина β-параметра, определяемая выражением (9), на разных длинах волн оказалась равной: $\beta(948нм) = 3{,}7$ и $\beta(1030нм) = 1{,}4$, что существенно превышает величину аналогичного параметра для кристалла Nd:YAG на длине волны 1064 нм при диодной накачке на 808 нм.

Аналогичным образом (с помощью интерферометра Жамена-Лебедева) производились исследования ИПП в лазерных кристаллах полуторных оксидов, активированных ионами Yb^{3+}(концентрация Yb - 2,5 ат. %, для обоих образцов): $Yb:Lu_2O_3$ и $Yb:Sc_2O_3$ [79]. Накачкой служило излучение Ti:S лазера на длине волны 969 нм, тестирование производилось на длине волны 633 нм. Измерения дали величину различия поляризуемости $(2{,}3 \pm 0.5) \times 10^{-26}$ см^3 для $Yb:Lu_2O_3$ (при величине электронных ИПП $\overline{\Delta n_{el}}^{x,y,z} \approx 6{,}5 \times 10^{-6}$), и $(1{,}9 \pm 0{,}5) \times 10^{-26}$ см^3 для $Yb:Sc_2O_3$ (при величине электронных ИПП $\overline{\Delta n_{el}}^{x,y,z} \approx 3{,}8 \times 10^{-6}$). Величина β-параметра,

определяемая выражением (9), оказалась равной $\beta(948нм) =$ 3,4 и $\beta(1030нм) = 2{,}6$ для кристаллов Yb:Lu_2O_3.

1.7.2 Исследование лазерных кристаллов Yb^{3+}:YAG, Yb^{3+}:GGG, Yb^{3+}:KYW, Yb^{3+}:KGW, Yb^{3+}:YVO_4 методом тестирования динамических решёток

Методом тестирования динамических решёток были исследованы изменения показателя преломления при накачке в лазерных кристаллах, активированных ионами Yb^{3+}: Yb^{3+}:YAG, Yb^{3+}:GGG, Yb^{3+}:YVO_4, Yb^{3+}:KYW, Yb^{3+}:KGW [71-73,75-78]. Динамическая РПП сопровождала решётку населённости верхнего метастабильного уровня рабочего лазерного перехода. Эта решётка населённости возбуждалась в тонких пластинах кристаллов (толщиной от 0,4 мм до 2,0 мм) двумя пересекающимися пучками излучения импульсного лазера на кристалле Ti:S, излучающего импульсы длительностью 10 нс на длине волны максимального поглощения накачки (длина волны накачки для каждого из кристаллов приведена в таблице 4). Зондирование решётки (с периодом 26, 39 или 53 мкм) осуществлялось пучком излучения непрерывного He-Ne лазера на длине волны 633 нм (рис. 29).

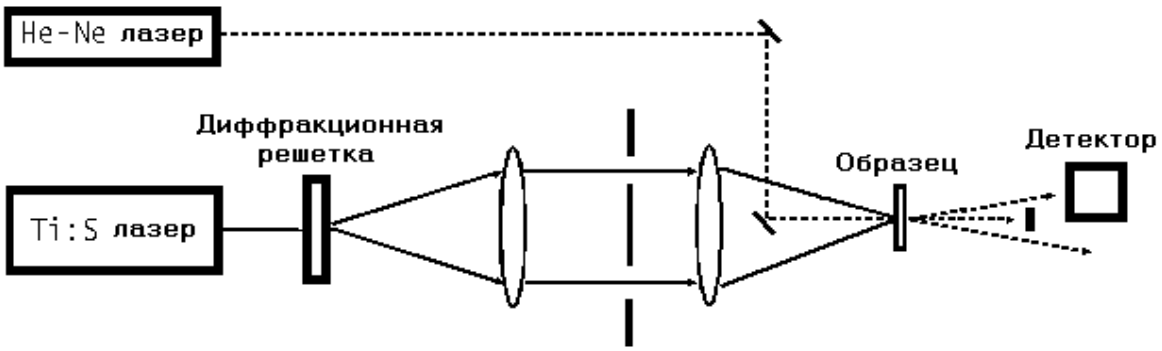


Рисунок 29. Схема эксперимента по тестированию динамических решёток показателя преломления в пластинах лазерных кристаллов, активированных ионами Yb^{3+}.

Поскольку длина волны тестирования лежит вне полос поглощения и усиления образца, то можно утверждать, что дифракция зондирующего излучения обусловлена РПП под действием излучения накачки. Динамика релаксации решётки для всех исследуемых кристаллов хорошо аппроксимировалась суммой двух затухающих экспонент. Время затухания первой компоненты, доминирующей по амплитуде, соответствовало времени релаксации населённости возбуждённого метастабильного уровня рабочего перехода (в кристалле Yb:YAG это время составляло 0,9…1,0 мс для всех периодов решётки). Время затухания второй (меньшей по амплитуде) компоненты соответствовало релаксации тепловой решётки (в кристалле Yb:YAG это время составляло 29 ± 2 мкс, 15 ± 3 мкс и 6 ±1 мкс для решёток с периодом 53, 39 и 26 мкм, соответственно). В кристалле Yb:YAG полные максимальные ИПП достигали 3×10^{-6} – $4{,}5\times10^{-6}$

при плотности энергии накачки 180 - 390 мДж/см^2, электронная компонента по амплитуде более чем на порядок превышала тепловую. Разделение компонент с разными временами затухания (рис. 30) позволило определить параметры электронной и тепловой компонент РПП, в частности, различие поляризуемостей Δp уровней $^2F_{7/2}$ и $^2F_{5/2}$ ионов Yb^{3+}, а также коэффициент температуропроводности D_T кристаллов из измерений времени затухания и соотношения (18) (результаты приведены в таблице 4).

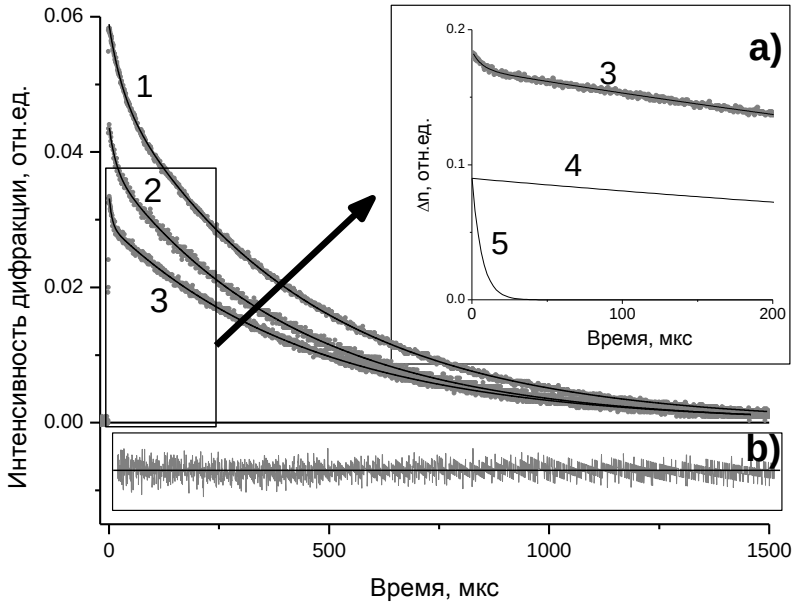


Рисунок 30. Экспериментально-измеренная кинетики дифракции тестирующей волны в Yb:YAG для Λ=52 (1), 39 (2) и 26 (3) мкм. Сплошные линии - аппроксимации суммой экспонент. Вставка (a) иллюстрирует вклады электронной (4) (уменьшена в 2 раза) и тепловой компонент (5) (увеличена в 5 раз) для кривой (3). Остаточная разность между кривой (3) и ее аппроксимацией - на вставке (b).

С учетом тепловых и электронных процессов выражение для Δp и термооптического коэффициента показателя преломления $\left(\partial n/\partial T\right)_{eff}$ (с учётом расширения образца в максимумах решётки поглощения накачки [80]) могут быть выражены через дифракционную эффективность решетки в конце импульса накачки $D(0)$ следующим образом:

$$\Delta p = \eta_e \frac{9\sqrt{D(0)}\, n_0\, h\, c\, \lambda_r}{2\pi^2\,(n_0+2)^2\,\lambda_p\, W_p\,(1-\exp\{-2\alpha_p l\})}, \tag{35}$$

$$\left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_{eff} = \eta_T \frac{\sqrt{D(0)}\, C_p\, \rho\, \lambda_r}{\pi\, W_p\, \eta_p\,(1-\exp\{-2\alpha_p l\})} - \alpha_T (n_0-1)(1+\nu_p), \tag{36}$$

где η_e и η_T – относительный вклад электронной и тепловой компонент ИПП в дифракционную эффективность, C_p и ρ - удельная теплоемкость и плотность Yb:YAG, W_p – плотность энергии пучка накачки, α_P – коэффициент поглощения излучения накачки, α_T – линейный коэффициент теплового расширения, ν_p – коэффициент Пуассона. Из выражений (35) и (36) при использовании измеренной дифракционной эффективности решетки $D(0)$, были определены

разность поляризуемости и тепловой градиент показателя преломления. Для кристалла Yb:YAG (с концентрацией ионов Yb^{3+} ~9 ат. %) оценки дали: $\Delta p \approx (1.95\pm0.25)\times10^{-26}$ см^3 и $\left(\partial n/\partial T\right)_{eff} \approx (7\pm2)\times10^{-6}$ K^{-1}. Это значение Δp находится в хорошем соответствии с результатами интерферометрических измерений. Следует отметить "свежий" результат независимых измерений группы из Гамбурга: $\Delta p \approx (1.93\pm0.06)\times10^{-26}$ см^3 на длине волны 532 нм [81], который очень хорошо согласуется с нашими результатами измерений (таблица 4).

В отличие от Yb:YAG и Yb:GGG кристаллы $Yb:YVO_4$, $Yb:KY(WO_4)_2$ (или Yb:KYW) и $Yb:KGd(WO_4)_2$ (или Yb:KGW) являются анизотропными. Такие характеристики как сечения поглощающего и излучающего переходов зависят от направлений поляризации и распространения световых волн по отношению к оптической оси. Кроме того, от направления вектора решётки зависит коэффициент температуропроводности и наведённое двулучепреломление. Поэтому, результаты тестирования РПП в этих кристаллах существенно зависят от геометрии эксперимента. Пластины из Yb:KYW (толщиной 400 мкм, с концентрацией легирующих ионов Yb^{3+} ~20 ат. %) и Yb:KGW (толщиной 500 мкм, с концентрацией легирующих ионов Yb^{3+} ~5 ат. %) были вырезаны в $N_m\times N_g$ плоскости и накачивались интерферирующими пучками Ti:S лазера на длине волны 935 нм (в максимуме поглощения). Поляризации накачивающего пучка и тестирующего пучка He-Ne лазера (на 633 нм) выбирались параллельными оси N_m для кристаллов Yb:KYW и Yb:KGW. В обоих тестируемых кристаллах хорошо разделялись вклады электронной компоненты (со временем затухания ~240 ± 20 мкс и 250 ± 20 мкс для Yb:KYW и Yb:KGW, соответственно) и тепловой компоненты (со временем температуропроводности на периоде решётки) в общие ИПП. Во всех измерениях электронная компонента существенно превосходила тепловую. По аналогии с кристаллом Yb:YAG (с помощью соотношений (35) и (36)) были определены величины Δp и коэффициент температуропроводности (таблица 4).

Следует отметить, что относительный вклад тепловой компоненты зависел от ориентации вектора решётки по отношению к осям кристаллов. Например, в результате тестирования решётки в кристалле Yb:KYW обе компоненты ИПП были определены с одним и тем же знаком, когда вектор решётки был параллелен оси N_m, и противоположные знаки, когда вектор решётки был параллелен другой оси - N_g. Этот результат можно объяснить тем, что термонаведённые напряжения в кристалле, дающие вклад в температурную компоненту ИПП, зависят от ориентации решётки по отношению к осям. Для вектора решётки, параллельного N_m, изменения показателя преломления вследствие наведённых напряжений складываются с объёмными температурными изменениями, а для вектора решётки, параллельного N_g, знак ИПП из-за термонаведённых напряжений противоположен объёмным тепловым изменениям, и

первый доминирует над вторым.

Можно также отметить, что в кристаллах Yb:GGG с высокой степенью легирования Yb (20%) была обнаружена зависимость амплитуды РПП от периода этой решётки, что можно объяснить влиянием миграции возбуждения между ионами активатора [75].

Методом динамической решётки исследовались также ИПП в пластине Yb:YVO_4 (толщиной 1 мм, концентрация ионов Yb^{3+} - 2 ат. %, вырезана параллельно оси С) при π-поляризованной накачке на длине волны 985 нм (в пике поглощения). Поляризация тестирующего излучения и вектор решётки были параллельны поляризации накачки. Полная амплитуда РПП квазилинейно зависели от интенсивности записывающих пучков накачки (рис. 31).

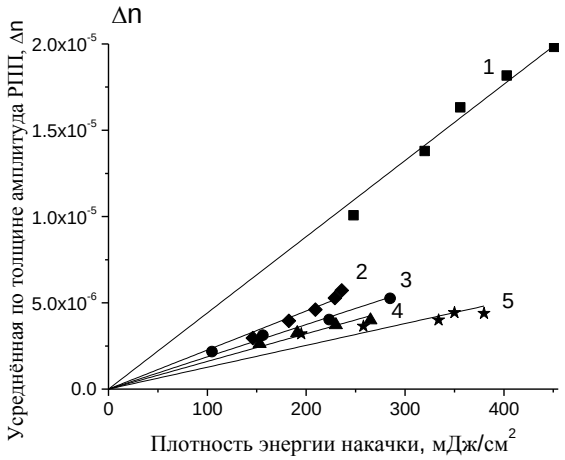


Рисунок 31. Зависимость амплитуды решётки показателя преломления (усреднённой по толщине образца) от плотности энергии накачки в кристаллах: Yb:KYW (1); Yb:GGG (2); Yb:KGW (3); Yb:YVO_4 (4), Yb:YAG (5).

Электронная и тепловая компоненты хорошо разделялись по времени релаксации, что позволило определить значения Δp и D_T для Yb:YVO_4 (таблица 4).

Таблица 4. Результаты измерений параметров в лазерных кристаллах, активированных Yb^{3+}.

Кристалл (концентрация Yb^{3+} в ат. %)	**Длина волны накачки / тестирующей волны, нм**	**Направление вектора поляризации тестирующей волны**	**Метод тестирования (период решётки)**	**Вклад электронной компоненты, в %**	***Δp*, $\times 10^{-26}$, $см^3$ (на длине волны 633 нм)**	**Коэффициент температуропроводности D_T, $см^2/с$**
Yb:YAG (9 ат. %)	941 / 633	Изотропный	Интерфер.	90	1,1...2,7	не измерялся
			Тестирование РПП (Λ=53 мкм)	92-97	1,7…2,2 (1,95±0,25)	0,026 ± 0,005
			Спектроскопия ПВС		2,4	
Yb:YAG (3 ат. %) [81]	941 / 532	Изотроп.	Интерфер.		1,93±0,06	
Yb:Lu_2O_3	969 / 633	Изотроп-	Интерфер.	93	1,8…2,8	

(2,5ат.%)		ный	Спектро-скопия ПВС		2,0…3,2	
$Yb:Sc_2O_3$ (2,5ат.%)	969 / 633	Изотроп-ный	Интерфер.	69	1,4…2,4	
			Спектро-скопия ПВС		1,6…2,3	
Yb:GGG (20ат.%)	933 / 633	Изотроп-ный	Тестирование РПП (Λ=53 мкм)	80-85	7,2…8,6	0,017±0,003
Yb:KYW (20ат.%)	935 /633	$\vec{E}\left\|\overrightarrow{n_m}\right.$	Тестирование РПП (Λ=53 мкм)	90-97	7,8…8,6	0,01 ± 0,002
Yb:KGW (5ат.%)	935 / 633	$\vec{E}\left\|\overrightarrow{n_m}\right.$	Тестирование РПП (Λ=53 мкм)	92-97	9,8…10,8	0,01 ± 0,002
			Спектро-скопия ПВС		12	
$Yb:YVO_4$ (2ат.%)	985 / 633	$\vec{E}\left\|\vec{c}\right.$	Тестирование РПП (Λ=53 мкм)	98-99	7,8…8,5	не измерялся
$Yb:CaF_2$ ($3,8\times10^{20}$ $см^{-3}$) [81]	941 / 532	Изотроп.	Интерфер.		0,79±0,03	
Yb:фторо-фосфатное стекло FP15 ($3,8\times10^{20}$ $см^{-3}$) [81]	940 / 532	Изотроп.	Интерфер.		1,15±0,09	

Λ – период решётки

Проведённые измерения показали существенное доминирование электронного вклада ИПП по сравнению с тепловым во всех исследованных кристаллах. Следует однако отметить, что данный вывод нельзя автоматически переносить на другие экспериментальные ситуации: при увеличении минимального из характерных размеров (области накачки, толщины кристалла, периода решётки или области усиления), а также в непрерывном режиме следует ожидать нарастания тепловой компоненты, которая пропорциональна времени релаксации тепла; электронная же компонента не зависит от геометрических размеров образца. Сравнивая значение Δp в разных матрицах, можно констатировать его минимальное значение для кристаллов Yb:YAG (и $Yb:CaF_2$) и максимальное значение для Yb:KGW.

1.7.3 Исследование электронных изменений показателя преломления кристаллов, активированных ионами Yb^{3+}, методом измерения дифференциального поглощения

Соотношение Крамерса-Кронига, связывающее изменение действительной и мнимой части линейной восприимчивости, позволяет установить связь между электронными ИПП (при заселении верхнего лазерного уровня) и разностным сечением поглощения из возбуждённого и

основного состояний $\Delta\sigma = \sigma_e + \sigma_p - \sigma_{ESA}$ (с уровней $^2F_{5/2}$ и $^2F_{7/2}$, для ионов Yb^{3+}) с помощью соотношения (11). Если предположить, что ИПП связаны только с заселением уровня $^2F_{5/2}$, то из соотношений (5), (6) и (11) можно получить выражение для различия поляризуемостей уровней $^2F_{5/2}$ и $^2F_{7/2}$

$$\Delta p(\lambda) = \frac{n_0}{4F_L^2\pi^3} P\int_0^\infty \frac{\Delta\sigma(\lambda')}{(\lambda'/\lambda)^2 - 1} d\lambda' . \qquad (37)$$

Таким образом, знание разностного спектра поглощения из основного и возбуждённого состояний позволяет с помощью соотношений (11) и (37) определить величину электронных ИПП и параметр Δp.

Измерения ПВС ионов Yb^{3+} в кристаллах Yb(5 ат. %):YAG, Yb(5 ат. %):KGW, Yb(2,5 ат. %):Lu_2O_3 и Yb(2,5 ат. %):Sc_2O_3 производились при использовании в качестве накачки излучения параметрического генератора света (ПГС) (на длинах волн перехода $^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$: 940 нм, 982 нм, 975 нм и 976 нм, соответственно для перечисленных кристаллов) с длительностью импульсов 12 нс и пробного излучения ксеноновой лампы вспышки с длительностью импульса 5 мкс [78,79]. Импульсы пробного излучения лампы вспышки были синхронизованы с импульсами ПГС с варьируемой задержкой 3 мкс, 220 мкс, 620 мкс. В эксперименте производились измерения мощности, прошедшей через образец при наличии только ПГС накачки на 940 нм (P_G) и при наличии комбинации излучения на 940 нм и лампы вспышки (P_E). Различие сечений поглощения $\Delta\sigma$ на исследуемых длинах волн вычислялось по следующей формуле

$$\sigma_{esa} - \sigma_p = \frac{ln(P_E / P_G)}{N_{ex} l}, \qquad (38)$$

где N_{ex} – населённость верхнего уровня $^2F_{5/2}$ (определяемая по поглощённой мощности накачки), l – толщина образца.

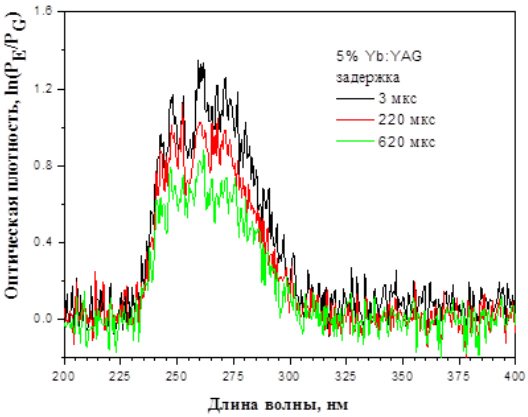


Рисунок 32. Дифференциальный спектр поглощения кристалла Yb:YAG при различных задержках импульсов ПГС-накачки и пробного излучения лампы вспышки 3 мкс, 220 мкс и 620 мкс.

С ростом задержки (между импульсами ПГС-накачки и пробного излучения лампы) измеряемая величина разностного сечения поглощения падала (рис. 32), что подтверждает эффект ПВС. Измеренные разностные спектры поглощения приведены на рисунках (33) и (34). На рисунке 33 приведён также спектр люминесценции кристалла Yb:YAG (за счёт перехода с

переносом заряда) при комбинированной накачке (возбуждении) на длине волны 940 нм и 355 нм (3-ая гармоника Nd:YAG лазера).

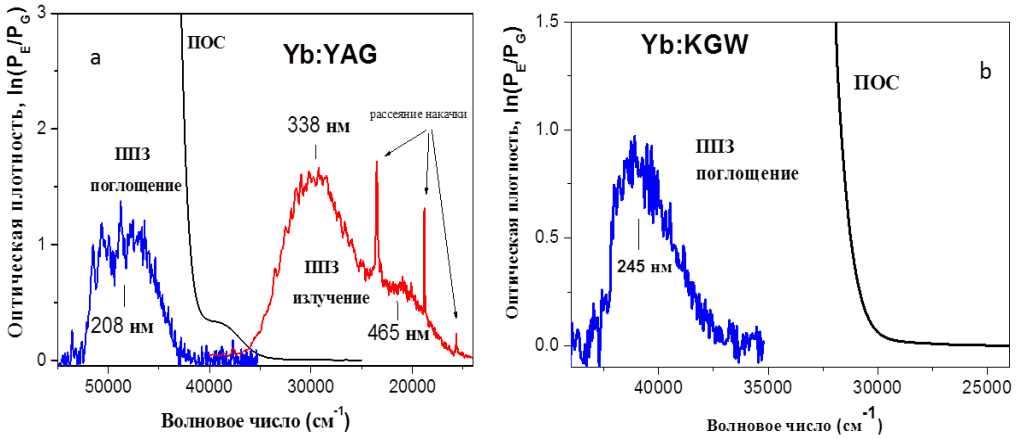


Рисунок 33. Дифференциальный спектр поглощения кристаллов Yb:YAG и Yb:KGW. Синим показана линия поглощения с переносом заряда (ППЗ), красным – линия люминесценции с переносом заряда, чёрным – край линии поглощения из основного состояния (ПОС).

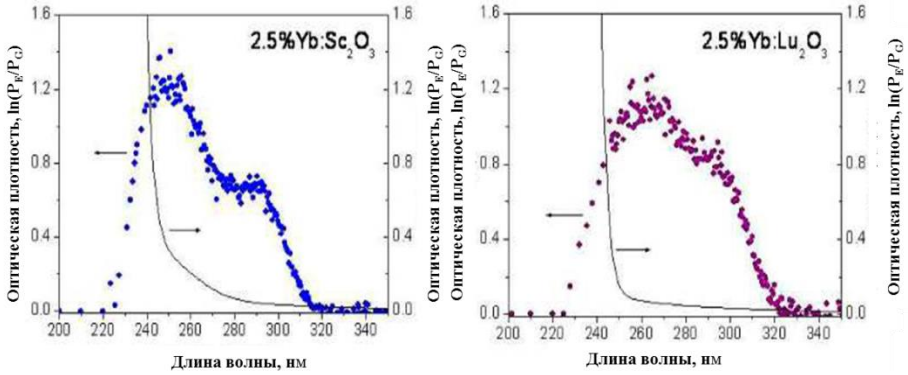


Рисунок 34. Дифференциальные спектры поглощения кристаллов Yb:Sc_2O_3 и Yb:Lu_2O_3 Синим и фиолетовым показаны линии поглощения ППЗ, чёрным – край линии поглощения из основного состояния.

Измерение спектра дифференциального поглощения позволило (с помощью соотношения (37)) сделать оценку величины различия поляризуемости ионов Yb^{3+} на уровнях $^2F_{7/2}$ и $^2F_{5/2}$, связанную с ПВС, для исследованных кристаллов на длине волны 633 нм (вне линий поглощения из основного состояния) [78,79]: Δp_{esa} (633 нм) ≈ $2{,}4\times10^{-26}$ см^3 и $\Delta n \approx 2{,}7\times10^{-6}$ при плотности энергии накачки на 940 нм - 0,2 Дж/см^2 (для Yb:YAG); Δp_{esa} (633 нм) ≈ 12×10^{-26} см^3 (для Yb:KGW); Δp_{esa} (633 нм) ≈ 1,6…2,3 (для Yb:Sc_2O_3); Δp_{esa} (633 нм) ≈ 2,0…3,2 (для Yb:Lu_2O_3). Эти величины различия поляризуемости для каждого из кристаллов находятся в хорошем соответствии с результатами наших интерферометрических исследований и измерениями методом динамических РПП, а также независимых интерферометрических измерений группы из Гамбурга [81] (смотри Таблицу 4).

1.7.4 Обсуждение механизма электронных изменений показателя преломления кристаллов, активированных ионами Yb^{3+}

В лазерных кристаллах и стёклах, активированных ионами Yb^{3+}, длина волны межконфигурационных переходов $4f^3 \rightarrow 4f^25d$ существенно короче, чем длина волны ППЗ (с

лиганда на ион Yb) [82-84]. Например, в кристалле Yb:YAG характерная длина волны ППЗ с иона O^{2-} на ион Yb^{3+} составляет ~211 нм (энергия 47600 $см^{-1}$), в то время как для переходов $4f^3 \rightarrow 4f^25d$ характерная длина волны составляет 170 нм (энергия ~59000 $см^{-1}$), что меньше длины волны межзонного перехода матрицы YAG ~ 178 нм (энергия ~56200 $см^{-1}$) (рис. 26). Эти соотношения длин волн (энергий) переходов противоположны тем, что были в кристалле Nd:YAG (смотри, разделы 1.5 и 1.6). Поскольку силы осцилляторов ППЗ и межконфигурационных $4f^3 \rightarrow 4f^25d$ переходов соизмеримы между собой (и на 2-3 порядка величины превышают силы осцилляторов $4f^3 \rightarrow 4f^3$ переходов), то из заметного различия длин волн этих переходов следует, что для кристаллов, активированных ионами Yb^{3+}, основной вклад в различие поляризуемости уровней $^2F_{7/2}$ и $^2F_{5/2}$ (на длинах волн ~0,6-1,0 мкм) вносят именно ППЗ с ион активатора на лиганд (действительная часть восприимчивости, обусловленная этими ППЗ).

В кристалле Yb:KGW линия поглощения ППЗ, по нашим измерениям, имеет максимум на длине волны ~245 нм (энергия ~41000 $см^{-1}$) при накачке в поляризации, параллельной кристаллографической оси **b** этого анизотропного двухосного кристалла. Такая малая энергия линии не может соответствовать ППЗ иона O^{2-} на ион Yb^{3+}; возможным механизмом, ответственным за эту линию поглощения, может быть переход между смешанными орбиталями $Yb^{3+}(4f),O^{2-}(2p) \rightarrow W^{6+}(5d)$ [78].

В кристаллах полуторных оксидов $Yb^{3+}:Sc_2O_3$ и $Yb^{3+}:Lu_2O_3$ линии дифференциального поглощения довольно широкие с максимума на 248 нм и 261 нм, соответственно. Наиболее вероятным физическим механизмом появления этих линий являются ППЗ $O^{2-} \rightarrow Yb^{3+}$ [79].

Таким образом, в исследованных лазерных кристаллах, активированных ионами Yb^{3+}, различие поляризуемости возбуждённых и невозбуждённых ионов (на уровнях $^2F_{7/2}$ и $^2F_{5/2}$) и электронные ИПП, обусловленные этим различием, связаны с различной вероятностью ППЗ с лиганда на ион или между смешанными орбиталями ионов и лигандов.

1.8 Основные результаты и выводы главы 1

Методами поляризационной интерферометрии, динамической голографии (тестирования динамических решёток) и спектроскопии исследованы динамические ИПП в лазерных кристаллах и стёклах, активированных ионами Nd^{3+} или Yb^{3+}, при их интенсивной накачке: диодной, лазерной или ламповой. Доказано, что существует значительная по величине электронная компонента этих изменений, обусловленная различием поляризуемости возбуждённых и невозбуждённых ионов Nd^{3+} или Yb^{3+} (соотношением Крамерса-Кронига между действительной и мнимой частью восприимчивости). Величина этих электронных ИПП на рабочих длинах волн лазеров может достигать значений 10^{-6}-10^{-5} в зависимости от плотности

мощности (или энергии) накачки.

Нерезонансное различие поляризуемости ионов Nd^{3+}, в лазерных кристаллах активированных этими ионами (на уровнях $^4F_{3/2}$ и $^4I_{9/2}$), обусловлено разным положением этих уровней относительно межконфигурационных переходов $4f^3 \rightarrow 4f^25d$ (между оболочками 4f и 5d). В этих кристаллах электронные ИПП значительно возрастают при накачке УФ излучением, приводящей к заселению высоколежащих квазиметастабильных уровней энергии (в частности, при накачке на длинах волн 280-320 нм, 240-280 нм, обеспечивающей заселение высоколежащего квазиметастабильного уровня $^2F(2)_{5/2}$).

Нерезонансное различие поляризуемости ионов Yb^{3+} в лазерных кристаллах, активированных этими ионами (на уровнях $^2F_{5/2}$ и $^2F_{7/2}$), обусловлено разной вероятностью ППЗ с лиганда на ион или переходов между смешанными орбиталями ($O^{2-} \rightarrow Yb^{3+}$ или $Yb^{3+}(4f),O^{2-}(2p) \rightarrow W^{6+}(5d)$). Отношение действительной части электронной восприимчивости к её мнимой части на линиях поглощения или лазерного излучения в этих кристаллах может существенно превышать 1.

Полученные в данной главе результаты относятся к высокочистым оптически-однородным лазерным кристаллам. Наличие значительного количества примесей других химических элементов или дефектов матрицы кристаллов может существенно изменить величину и динамику электронных и тепловых ИПП.

Электронный механизм ИПП может существенно измениться также при очень высокой плотности энергии накачки и/или при УФ накачке, приводящей к генерации свободных носителей и образованию центров окраски в кристалле (например, в кристаллах Nd^{3+}(1 ат. %):YAG при 808-нм накачке наносекундными импульсами с плотностью энергии > 2 Дж/см^2).

Электронные ИПП являются принципиально неустранимыми и накладывают серьёзные ограничения на создание безаберрационных лазерных систем с малым дефектом кванта накачки при её высокой мощности. Электронная рефракция (населённостные линзы) может играть важную роль при распространении пучков в лазерных усилителях или генераторах [85, 86], а также при нелинейно-оптических взаимодействиях световых волн в лазерных кристаллах. Электронные ИПП, являясь локальным механизмом, независимым от формы АЭ, могут преобладать над тепловыми ИПП при накачке с малым дефектом кванта в случаях пучков с малым поперечным сечением в волокнах, стержнях или тонких дисках с ограниченным тепловым нагревом. Роль электронных ИПП может снижаться по сравнению с тепловыми ИПП в случае сильного насыщения усиления или поглощения.

Электронные ИПП и сявязанные с ними эффекты присутствуют в лазерных кристаллах и стёклах, активированных и другими ионами: редкоземельных металлов (Tm^{3+}, Er^{3+} и т.д.) [80], переходных металлов (Cr^{3+}, Ti^{3+} и т.д.) [35,87,88].

Глава 2. Параметрическая генерация световых волн при четырёхволновом взаимодействии на динамических решётках, формируемых с участием внешнего сигнала в нелинейной среде с обратной связью

Одним из подходов к решению задачи создания мощных лазеров с высоким качеством пучка генерации является использование нелинейно-оптических динамических решёток показателя преломления (РПП) и коэффициента усиления (или поглощения) в качестве адаптивных зеркал резонатора [89,90]. В качестве нелинейных сред, в которых формируется динамическая решётка (динамическая голограмма), могут выступать фоторефрактивные кристаллы [89,91,92], жидкости и газы с тепловой нелинейностью [93], активные лазерные среды [94-96], насыщающиеся поглотители [97], другие материалы [89]. Динамические решётки могут формироваться (индуцироваться интерференционным световым полем) в нелинейной среде как при участии внешних световых волн, так и самими пучками генерации лазера. В первом случае лазер на динамических решётках может генерировать излучение, структура которого определяется пространственной структурой записывающих пучков и параметрами резонатора (схемы обратной связи). В частности, может генерироваться излучение с обращённым волновым фронтом (ОВФ) (сопряжённой фазой) по отношению к записывающему пучку [98-100]. При записи динамических решёток и генерации могут взаимодействовать четыре световые волны с одинаковыми (или близкими) длинами волн, в этом случае такой эффект называется вырожденным четырёхволновым взаимодействием (ЧВВ).

Данная глава посвящена экспериментальным и теоретическим исследованиям параметрической генерации световых волн при ЧВВ в нелинейной среде (нематических жидких кристаллах (НЖК) и лазерных кристаллах) с обратной связью при наличии внешнего светового пучка. Исследования, представление в настоящей главе, были выполнены автором в последние 30 лет: первая теоретическая работа была опубликована в соавторстве с В.И. Беспаловым и Г.А. Пасмаником [101], несколько работ было выполнено без соавторов [102-104]; ряд экспериментальных исследований выполнен под руководством автора совместно с А.С. Кужелевым, С.И. Беляевым и другими [105-122]).

2.1 Теоретические исследования параметрической генерации при совместном вынужденном рассеянии пересекающихся волн в слое нелинейной среды с петлёй обратной связи

2.1.1 Геометрические особенности совместного вынужденного рассеяния пересекающихся световых волн

Два лазерных пучка, пересекающихся в нелинейно-оптической среде, могут участвовать в процессе вынужденного рассеяния (ВР). ВР будет происходить наиболее эффективно, если каждая из сильных волн с комплексной амплитудой $E_{1,2}$ рассеивается на одной и той же РПП ($\delta n_{13} = \delta n_{24}$), которая возбуждается интерференционным полем сильных волн и волн рассеяния $E_{3,4}$: $\delta n_{13} + \delta n_{24} \sim E_1^* E_3 + E_2^* E_4$. Необходимым условием существования такой общей динамической решётки, связывающей все 4-е световые волны, является выполнение условия волнового синхронизма:

$$\vec{k}_3 - \vec{k}_1 = \vec{q} = \vec{k}_4 - \vec{k}_2, \tag{39}$$

где $\vec{q}$ – вектор РПП.

Если направления распространения волн накачки фиксированы ($\vec{k}_1 = \vec{k}_0^+$ и $\vec{k}_2 = \vec{k}_0^-$ фиксированы), то условие (39) определяет три конуса волновых векторов волн рассеяния AOB (A'OB') и AOA' с осями $\pm(\vec{k}_2 - \vec{k}_1)$ и $\vec{k}_2 + \vec{k}_1$ (рис. 35) [101].

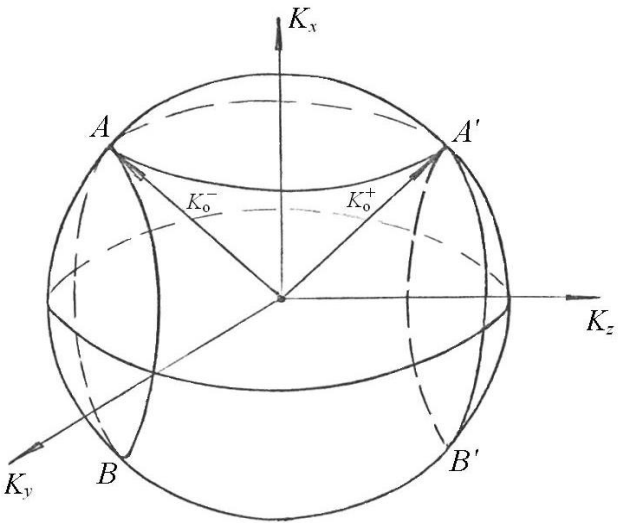


Рисунок 35 Конуса волновых векторов в k-пространстве, удовлетворяющие условию синхронизма при совместном вынужденном рассеянии двух пересекающихся пучков накачки с волновыми векторами $\vec{k}_0^+$ и $\vec{k}_0^-$.

Если рассеяние происходит в ячейке с петлей обратной связи (ПОС) с малым углом видения, то из всех волн рассеяния преимущество получают те, которые распространяются навстречу волнам накачки: $\vec{k}_4 = -\vec{k}_1$, $\vec{k}_3 = -\vec{k}_2$ (рис. 36). При определённых условиях, которые будут обсуждаться ниже, эти волны имеют фронты, обращённые к фронтам исходных волн. ОВФ волны рассеяния имеют минимальные (из возможных) потери в ПОС и максимальное (или почти максимальное) усиление в нелинейном слое. В общем случае, в ПОС может находиться лазерный усилитель или невзаимный оптический элемент.

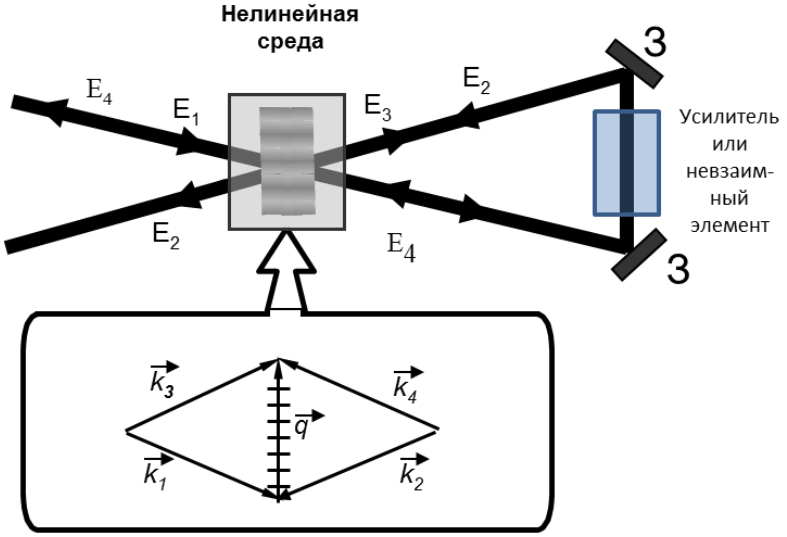


Рисунок 36. Схема совместного рассеяния волн E_1 и E_2 в нелинейной среде с петлёй обратной связи с зеркалами З (E_3 и E_4 – комплексные амплитуды волн рассеяния) и диаграмма их волновых векторов.

В случае пространственно-неоднородных волн накачки $E_{1,2}(\vec{r}\,)$ требование формирования единой рассевающей решётки (и максимума нелинейного усиления) определяет, по существу, условия генерации волн рассеяния с сопряжённой накачкам фазой (т.е. ОВФ волн) [101,103,104]. Соотношения

$$\delta n_{13} \sim E_1^*(\vec{r}) \cdot E_3(\vec{r}) = E_2^*(\vec{r}) \cdot E_4(\vec{r}) \sim \delta n_{24}, \tag{40}$$

выполняются в том случае, когда

$$E_4(\vec{r}\,) = E_1^*(\vec{r}) \;\text{ и }\; E_3(\vec{r}\,) = E_2^*(\vec{r}). \tag{41}$$

Обращённые волны рассеяния (определяемые выражением (41)) являются единственным точным решением уравнения (40), если волны накачки со сложными фронтами пространственно-некоррелированы: $\int_V E_2(\vec{r}\,) \times E_1^*(\vec{r})\, d\vec{r} = 0$ [101,104].

Две сильные волны накачки могут рассеиваться независимо друг от друга в нелинейной среде (на независимо создаваемых динамических решётках). Однако совместное рассеяние 2-ух пучков на общей решётке имеет больший инкремент, чем независимое ВР каждого из пучков по отдельности. В том случае, когда пучки накачки почти встречные (пересекаются под малым углом в нелинейной среде), нарастание волн рассеяния может иметь характер параметрической генерации: инкремент волны рассеяния на границе среды линейно нарастает во времени (то есть реализуется абсолютная неустойчивость ВР). Такая параметрическая генерация реализуется в том случае, когда имеет место положительная обратная связь между нарастанием амплитуды общей рассеивающей решётки и ростом мощности волн рассеяния.

Нетрудно видеть формальную аналогию между процессом совместного ВР, рассматриваемого здесь, и “пассивным фазовым сопряжением” (“passive phase conjugation”) в фоторефрактивных материалах [89,91,100]. Основное отличие заключается в механизме

нелинейности. В случае фоторефрактивных материалов существует статический пространственный сдвиг на полпериода между решёткой показателя преломления и решёткой интерференции. Такой пространственный сдвиг обеспечивает однонаправленное преобразование энергии из волн накачки в волны рассеяния. В случае релеевского ВР такого статического пространственного сдвига нет, но положительный инкремент волн рассеяния обеспечивается динамическим сдвигом фазы решётки по отношению к полю интерференции за счёт её движения в пространстве (при различие частот интерферирующих волн).

Близким к рассмотренному процессу совместного ВР в слое среды с обратной связью является генерация волны в петлевом генераторе, одно из зеркал которого образовано динамической голограммой, индуцированной в слое нелинейной среды двумя пересекающимися волнами накачки, $\delta n_{12} \sim E_1^* \cdot E_2$. В этом случае, однако, для развития генерации необходимо использовать дополнительный (линейный) лазерный усилитель внутри петли обратной связи. При этом имеет место обычная лазерная генерация в резонаторе, одно из зеркал которого образовано динамической голограммой δn_{12} [93,123,124].

Следует отметить, что впервые для реализации ОВФ было использовано совместное вынужденное рассеяние Мандельштама – Бриллюэна (ВРМБ) в нелинейной жидкости с ПОС [99]. Порог совместного ОВФ в такой схеме был заметно ниже, чем при обычном обратном ВРМБ. Однако совместное попутное релеевское рассеяние (температурное или ориентационное рассеяние в НЖК [125-127], или ВР на динамических решётках в лазерных кристаллах) даёт ещё более низкий порог параметрической генерации и ОВФ, который будет определён в следующих разделах.

2.1.2 Порог параметрической генерации при совместном вынужденном рассеянии пересекающихся световых волн в нелинейной среде с петлёй обратной связи

Проанализируем условия параметрической генерации при совместном рассеянии релеевского типа двух пересекающихся плоских монохроматических волн с линейной поляризацией в слое среды с инерционной кубичной нелинейностью и с ПОС (рис. 36). После прохождения через слой нелинейной среды и ПОС (которая может включать различные оптические элементы) исходная сильная световая волна с комплексной амплитудой E_1 превращается в волну с комплексной амплитудой E_2. ВР возникает как результат самосогласованного нарастания волн рассеяния (с комплексными амплитудами $E_{3,4}$) и динамических решёток показателя преломления (или коэффициента поглощения), которые возбуждаются интерференционным полем пересекающихся сильных волн и волн рассеяния. В случае среды с инерционной кубичной нелинейностью (типа тепловой или ориентационной в НЖК) укороченное материальное уравнение для комплексных амплитуд динамических решёток Q_{ij} (связанных с

изменениями показателя преломления соотношением $\delta n_{ij} = (\partial n/\partial Q)\cdot Q_{ij}$) может быть записано в следующем виде:

$$\partial Q_{ij}/\partial t + \chi\nabla^2 Q_{ij} = \gamma\left(E_i \cdot E_j^* \cdot \exp(i(\vec{k}_j - \vec{k}_i)\vec{r}) + \kappa.c.\right) \quad , \qquad (42)$$

где t - время, χ - коэффициент температуропроводности (для тепловой нелинейности) или упругости (для ориентационной нелинейности) среды, ∇^2 - Лапласиан, γ - коэффициент, обусловленный механизмом нелинейности.

Сильные световые волны $E_{1,2}$ в слое нелинейной среды могут совместно рассеваться на решётках показателя преломления δn_{ij}, передавая энергию волнам рассеяния $E_{3,4}$, и в случае неточного выполнения условия четырёхволнового синхронизма (39), когда имеет место волновая расстройка на длине нелинейного взаимодействия l: $\left|\Delta\vec{k}\right|l = \left|\vec{k}_1 - \vec{k}_3 + \vec{k}_4 - \vec{k}_2\right|l$ (рис. 37).

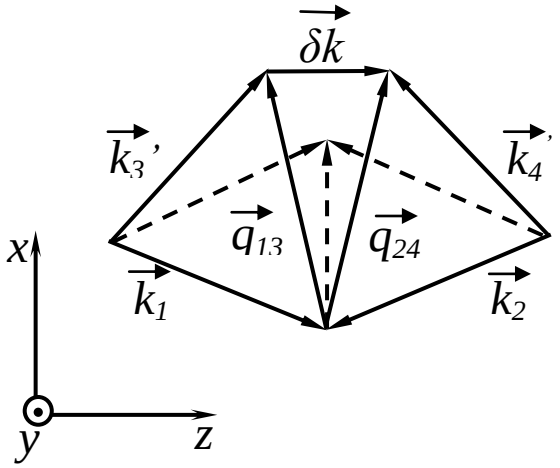


Рисунок 37. Диаграмма волновых векторов взаимодействующих волн при совместном рассеянии при наличии расстройки $\delta\vec{k}$. Слева – система координат.

В тонком слое среды (много тоньше длины дифракционного расплывания пучков) для малого угла пересечения световых пучков θ_{in} « 1 (и при малом смещении пучков по отношению к их диаметру) система укороченных уравнений для комплексных амплитуд волн может быть записана в одномерном приближении

$$\frac{1}{v}\frac{\partial E_1}{\partial t} + \frac{\partial E_1}{\partial z} = i\beta_1(T_0E_1 + T_{12}^*E_2 + T_{13}^*E_3 + T_{14}^*E_4) - \frac{\alpha}{2}E_1,$$

$$\frac{1}{v}\frac{\partial E_2}{\partial t} - \frac{\partial E_2}{\partial z} = i\beta_1(T_0E_2 + T_{12}E_1 + T_{23}^*E_3 + T_{13}^*E_4\exp(i\Delta kz)) - \frac{\alpha}{2}E_2,$$

$$\frac{1}{v}\frac{\partial E_3}{\partial t} + \frac{\partial E_3}{\partial z} = i\beta_1(T_0E_3 + T_{13}E_1 + T_{23}E_2 + T_{12}^*E_4\exp(-i\Delta kz)) - \frac{\alpha}{2}E_3, \qquad (43)$$

$$\frac{1}{v}\frac{\partial E_4}{\partial t} - \frac{\partial E_4}{\partial z} = i\beta_1(T_0E_4 + T_{14}E_1 + T_{12}E_3\exp(i\Delta kz) + T_{13}E_2\exp(-i\Delta kz)) - \frac{\alpha}{2}E_4,$$

где v – скорость света в среде, β_1 – коэффициент нелинейности среды ($\partial n/\partial T$ - для тепловой нелинейности), α – коэффициент поглощения, $\Delta kz = \Delta\vec{k}\vec{z}$, T_0 – амплитуда среднего в

пространстве ИПП (среднее изменение температуры для тепловой нелинейности), $T_{12},\ldots,T_{14}$ – комплексные амплитуды решёток ($Q_{ij} = T_{ij}\ exp(i\vec{q}_{ij}\vec{r})$), которые определяются следующими уравнениями (полученными из уравнений (42))

$$\frac{\partial T_0}{\partial t}+\frac{T_0}{\tau_0}=\gamma\sum_{i=1}^{4}\left|E_i\right|^2,\ \frac{\partial T_{12}}{\partial t}+\frac{T_{12}}{\tau_{12}}=\gamma(E_1^*E_2+E_3^*E_4\exp(-i\Delta kz)),$$

$$\frac{\partial T_{13}}{\partial t}+\frac{T_{13}}{\tau_{13}}=\gamma(E_1^*E_3+E_2^*E_4\exp(i\Delta kz)), \qquad (44)$$

$$\frac{\partial T_{14}}{\partial t}+\frac{T_{14}}{\tau_{14}}=\gamma E_1^*E_4, \qquad \frac{\partial T_{23}}{\partial t}+\frac{T_{23}}{\tau_{23}}=\gamma E_2^*E_3,$$

где τ_{ji} и τ_0 – времена релаксации решёток и среднего в пространстве ИПП, соответственно: $\tau_{ji} = (\chi\left|\vec{q}_{ij}\right|^2)^{-1}$, $\vec{q}_{ij}$ - вектор решётки, $\vec{q}_{ij}=\vec{k}_i-\vec{k}_j$; $\tau_0 = r_0^2/(2\chi)$, r_0 – радиус гауссова светового пучка ($\sim E_j\ exp(-0.5\ r^2/r_0^2)$, $r_0 >> q_{ij}^{-1}$), γ – коэффициент.

Граничные условия для световых волн определяются оптическими характеристиками ПОС (потерями или усилением волн r_{ij} и изменением их фаз φ_{ij} при обходе петли):

$$\begin{aligned} E_2(z=l)&=r_{21}\exp(i\varphi_{21})E_1(z=l),\\ E_4(z=l)&=r_{43}\exp(i\varphi_{43})E_3(z=l), \end{aligned} \qquad (45)$$

и условиями на исходный оптический шум на частоте рассеяния (флуктуациями параметров среды), который может быть выражен через затравку рассеяния на границе среды (противоположной к выходной для волны рассеяния):

$$E_3(z=0)=\varepsilon\exp(i\Omega t), \qquad (46)$$

где Ω - отстройка частоты волн рассеяния ($\omega_3=\omega_4$) по отношению к частотам волн накачки ($\omega_1 = \omega_2$): $\Omega = \omega_3 - \omega_1$, амплитуда затравки мала $\left|\varepsilon\right| \langle\langle \left|E_1(z=0)\right|$.

В зависимости от механизма нелинейности и длительности световых импульсов амплитуды решёток с разными периодами могут существенно различаться. Например, для среды с тепловой или ориентационной нелинейностью рост амплитуды мелкомасштабных (“отражательных”) решёток T_{12}, T_{14}, T_{23} ограничивается малым временем релаксации (обратно пропорциональным квадрату модуля вектора решётки, если период решётки меньше толщины нелинейного слоя и радиуса оптических пучков). Для других сред с оптической нелинейностью, независящей от пространственного масштаба, (такой как нелинейность насыщения усиления или поглощения в лазерных кристаллах) время релаксации решёток и их стационарные комплексные амплитуды не зависят от периода.

Будем по-прежнему рассматривать среду с нелинейностью, время релаксации которой зависит от пространственного масштаба (типа тепловой или ориентационной). В этом случае

для световых импульсов с длительностью, намного превосходящей время пробега по нелинейному слою и время релаксации мелкомасштабных отражательных решёток (с периодом ~ $\lambda/2$), и сравнимой со временем релаксации крупномасштабных (“просветных”) решёток (с периодом ~λ/θ_{in}), система уравнений (3.6) может быть упрощена. В этом случае, мелкомасштабные решётки T_{12}, T_{14}, T_{23} пренебрежимо малы по сравнению с крупномасштабными просветными T_{13} и начальная стадия развития совместного ВР может быть описана следующей системой уравнений, преобразованной из (43):

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} = i\beta_1 T_0 E_1 - \frac{\alpha}{2} E_1, \quad -\frac{\partial E_2}{\partial z} = i\beta_1 T_0 E_2 - \frac{\alpha}{2} E_2, \quad \frac{\partial E_3}{\partial z} = i\beta_1 (T_0 E_3 + T_{13} E_1) - \frac{\alpha}{2} E_3,$$

$$-\frac{\partial E_4}{\partial z} = i\beta_1 (T_0 E_4 + T_{13} E_2 \exp(-i\Delta kz)) - \frac{\alpha}{2} E_4 . \tag{47}$$

В случае выполнения условия точного синхронизма четырёхволнового смешения (Δkl = 0) система уравнений (47) и уравнение для решётки температуры T_{13} с граничными условиями (45) и (46) и нулевым начальным условием ($T_{13}\ (t=0) = 0$) даёт следующее стационарное решение для волны рассеяния:

$$E_4(z=0) = \left(\frac{(r_{43}\exp(i\phi_{43}) + r_{21}\exp(i\phi_{21})}{\Gamma}\exp(Int(l,0)) - r_{21}\exp(i\phi_{21})\right) \varepsilon \exp\left(i\Omega t - \frac{\alpha l}{2} + i\beta_1 \int_0^l T_0(z')dz'\right), \tag{48}$$

где

$$\Gamma = 1 - \frac{iG(r_{21}r_{43}\exp(i\Delta\phi) + r_{21}^2)}{1 + i\Omega\tau_{13}} \int_0^l dz \exp(\alpha(z-2l) + Int(l,z)),$$

$$Int(l,z) = \frac{iG}{1+i\Omega\tau_{13}} \int_z^l (\exp(-\alpha z') - r_{21}^2 \exp(\alpha(z'-2l))dz')), \mathrm{G} = \beta_1\gamma\tau_{13}\left|E_1(z=0)\right|^2 . \tag{49}$$

Решение (48) показывает возможность роста волны рассеяния $E_4\ (z=0)$ в нелинейном слое в случае положительной действительной части функции $Int\ (l, 0) - (\alpha/2)l$. Волны рассеяния могут существенно увеличиваться из-за совместного рассеяния на общей решётке и преобладать над рассеянием каждой волны по отдельности. Этот режим - аналог обычного ВР (конвективной неустойчивости). Однако более интересный режим реализуется тогда, когда знаменатель, определяемый выражением (49), обращается в нуль, $\Gamma \to 0$. В этом случае стационарное решение для волны рассеяния обращается в бесконечность. Это означает абсолютную неустойчивость волн рассеяния (то есть, параметрическую генерацию волн с сопряжёнными накачкам фазами). Уравнение $\Gamma = 0$, по существу, определяет порог параметрической генерации для инкремента G_{th} и частотного сдвига волн рассеяния $\Omega\tau_{13}$. Выше порога абсолютной неустойчивости нарастание волн совместного рассеяния происходит экспоненциально во времени:

$$\left|E_4(z=0)\right|^2 \sim \varepsilon^2 \exp\left(2\left(\frac{G}{G_{th}}-1\right)\frac{t}{\tau_{13}}\right). \tag{50}$$

Ввиду такого экспоненциального нарастания по времени волн рассеяния режим параметрической генерации является наиболее интересным с точки зрения экспериментальной реализации. Можно сказать, что параметрическая генерация достигается при наличии положительной обратной связи между нарастанием РПП δn_{13} и δn_{24} на противоположных границах нелинейного слоя и ростом волны рассеяния. В этом случае отражение волны E_1 от решётки δn_{24} усиливает ту же волну E_3, что и волна, возникающая в результате рассеяния на "собственной" решётке δn_{13} (индуцированной интерференционным полем этой же пары волн E_1 и E_3).

Порог G_{th} и частота рассеяния $\Omega\tau_{13}$ являются функциями коэффициента поглощения и отражения зеркал. Минимум порога генерации $G_{th} \approx 16.5$ достигается для $\alpha l = 1$ (рис. 38). Для малого поглощения в нелинейном слое (αl «1) порог генерации может быть найден аналитически даже в общем случае $\Delta kl \neq 0$. Следующее трансцендентное уравнение определяет в этом случае порог генерации G_{th} и частоту $\Omega\tau_{13}$ как функции параметров Δkl, $\Delta\varphi$, r_{21} и r_{43}:

$$\exp(p_2 - p_1) = \frac{p_2 + A_{11} + A_{12}r_{43}(\cos\Delta\varphi + i\sin\Delta\varphi)}{p_1 + A_{11} + A_{12}r_{43}(\cos\Delta\varphi + i\sin\Delta\varphi)}, \tag{51}$$

где $p_{1,2} = -\frac{A_{11}+A_{22}}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{(A_{11}-A_{22})^2 + 4A_{12}A_{21}}$; $A_{11} = i\Delta kl + \frac{iG_{th}}{1+i\Omega\tau_{13}}$; $A_{12} = \frac{iG_{th}}{1+i\Omega\tau_{13}} r_{21}$;

$$A_{21} = -A_{12};\ A_{22} = -i\Delta kl - \frac{iG_{th}}{1+i\Omega\tau_{13}} r_{21}^2;\ \Delta\varphi = \varphi_{34} - \varphi_{12}. \tag{52}$$

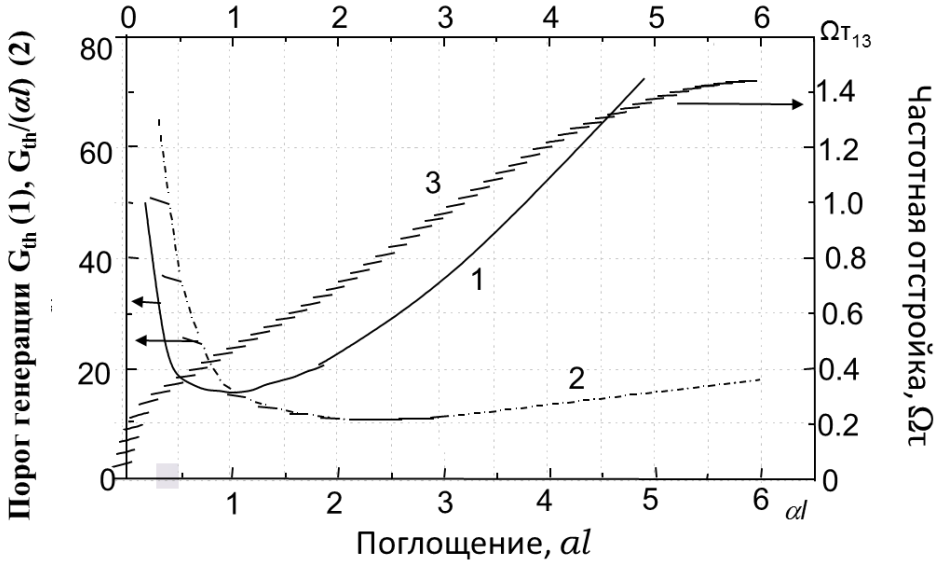


Рисунок 38. Порог генерации G_{th} (1) и $G_{\text{th}}/\alpha l$ (2) и частотная отстройка (3) волн совместного рассеяния в зависимости от поглощения среды αl с тепловой нелинейностью.

Для точно-встречной волны (в отсутствие расстройки $\Delta kl=0$), выражения для порога колебания и частоты могут быть записаны в явном виде:

$$G_{th} = \frac{(\ln B)^2 + (\arctan C + 2\pi N)^2}{(\arctan C + 2\pi N)(1 - r_{21}^2)}, \Omega = \frac{\ln B}{(\arctan C + 2\pi N)\tau_{13}}, \quad (53)$$

где $B = \sqrt{\frac{1 + 2r_{21}r_{43}\cos\Delta\varphi + r_{21}^2 r_{43}^2}{2r_{21}r_{43}(1+\cos\Delta\varphi)}}, C = \frac{(1 - r_{21}^2)\sin\Delta\varphi}{1 + r_{21}r_{43}\cos\Delta\varphi}$, N - целое число. Можно показать, что решения уравнения Γ = 0 (из (49)), переходят в (53) при αl «1.

Решения (53) дисперсионного уравнения (51) имеют ветви с различным значением индекса *N*, который является аналогом номера продольной моды петлевого генератора. Из выражений (53) можно видеть, что порог параметрической генерации и её частота существенно зависят от условий прохождения ПОС ($\Delta\varphi$, r_{21}, r_{43}) и номера моды *N* (рис. 39).

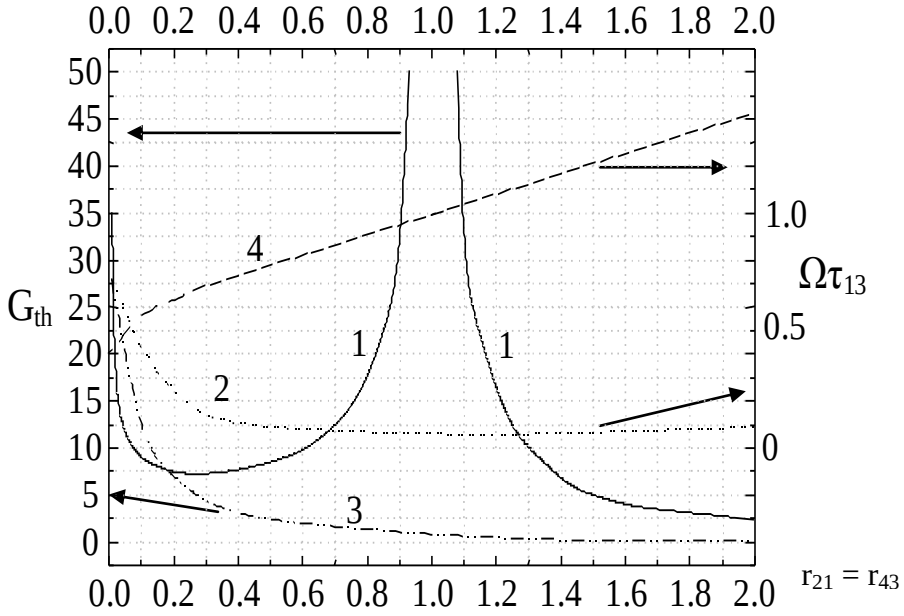


Рисунок 39. Зависимость порога генерации G_{th} (кривые 1 и 3) и оптимальной частотной отстройки $\Omega\tau_{13}$ (2 и 4) от коэффициента прохождения петли обратной связи $r_{21}=r_{43}$ для взаимной схемы $\Delta\varphi=0$ (кривые 1 и 2) и схемы с фазовой невзаимностью $\Delta\varphi=\pi/2$ (кривые 3 и 4) при малом поглощении $\alpha l<<1$.

Для взаимной ПОС ($\Delta\varphi$ = 0, $r_{21} = r_{43}$) минимальный порог достигается для моды с N = 1, имеющей ненулевую частотную отстройку Ω. Эта отстройка показывает важную особенность релеевского рассеяния: световая волна накачки эффективно дифрагирует на медленно движущейся решётке с малым частотным сдвигом (порядка ширины линии спонтанного рассеяния). Заметим, что порог генерации (определяемый выражением (53)) становится бесконечным $G_{th}\to\infty$ для волн накачки равной интенсивности $r_{21} = r_{43}\to 1$. При наличии невзаимности в ПОС ($\Delta\varphi \neq 0$, $r_{21} = r_{43}$) порог генерации может быть меньше, чем в случае взаимной обратной связи. Минимальный порог генерации достигается для фазовой невзаимности π/2 (сравни кривые 1 и 3 на рис. 39). Этот факт можно объяснить тем, что такая фазовая невзаимность обеспечивает оптимальный фазовый сдвиг π/2 между интерференционным полем $E_1^* E_3$ (или $E_2^* E_4$) и решёткой показателя преломления, которая индуцируется "чужой" парой световых волн δn_{24} (или δn_{13}). Уменьшение порога генерации особенно важно в случае равных интенсивностей волн накачки ($r_{21} = r_{43} = 1$), когда

коэффициент отражения нелинейного зеркала становится близким к 1. В этом случае частота совместного ВР в невзаимной схеме совпадает с центром линии обычного ВР каждой волны по отдельности ($\Omega\tau_{13} = 1$ для кривой 4 на рис. 39).

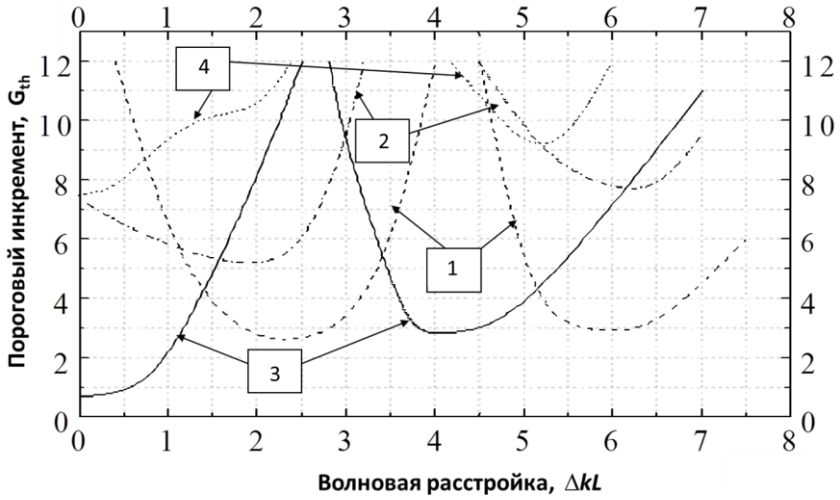


Рисунок 40. Зависимость порога генерации G_{th} волны рассеяния от расстройки четырёхволнового синхронизма Δkl для взаимной петли с $r_{21} = r_{43} = 1$ при $\alpha l \ll 1$ (1), с $r_{21}^2 = r_{43}^2 = 0.95$ при $\alpha l = 1$ (2), для невзаимной схемы с $\Delta\varphi = \pi/2$, $r_{21} = r_{43} = 0.75$ и $\alpha l \ll 1$ (3), для спекл-неоднородной волны с $\Theta/\Theta_d = 1$ во взаимной схеме с $r_{21}^2 = r_{43}^2 = 0.95$, $\alpha l \ll 1$ (4).

Для взаимной и невзаимной схем различается также зависимость порога генерации от пространственной расстройки четырёхволнового синхронизма ($\Delta kl = 2kl(2\cos(\theta/2)\sin^2(\delta\theta/2)+\sin(\theta/2)\sin(\delta\theta))$. Во взаимной схеме порог генерации минимален для волн рассеяния, распространяющихся под некоторым углом $\delta\theta$ к накачке (так что $\Delta kl \neq 0$, кривые 1 и 2 на рис. 40). В схеме с невзаимной обратной связью ($\Delta\varphi \neq 0$) порог параметрической генерации имеет минимум в отсутствие пространственной расстройки ($\delta\theta = 0$) даже в случае идеального отражения зеркал петли обратной связи $r_{21} = r_{43} = 1$ (кривая 2 на рис. 40).

Теоретический верхний предел коэффициента отражения нелинейного зеркала (по интенсивности волн) может быть оценен следующим выражением, которое получено из исходной системы уравнений (43) при $v \to \infty$ [104]

$$\frac{I_4(z=0)}{I_1(z=0)} \le r_{21}^2 \exp(-2\alpha l)\,. \qquad (54)$$

Выражение (54) даёт оптимистичную оценку эффективности нелинейного зеркала: при $\alpha l \ll 1$ и $r_{21} \to 1$ нелинейное отражение также стремиться к 1. Численные расчёты системы уравнений (43)-(44) также подтвердили возможность высокого (близкого к 1) отражения нелинейного зеркала в среднем по времени [109].

Таким образом, рассмотрение, проведённое в этом параграфе, показывает, что взаимное ВР двух световых волн (исходной и прошедшей ПОС), пересекающихся в слое среды с инерционной кубичной нелинейностью, может приводить к параметрической генерации волны,

распространяющихся навстречу (или под малым углом) к исходной.

2.1.3 Особенности совместного вынужденного рассеяния пространственно-неоднородных световых волн в нелинейной среде с петлёй обратной связи

Для анализа совместного ВР пересекающихся световых пучков со сложным фронтом в среде с инерционной кубичной нелинейностью и ПОС использованы подходы, разработанные ранее для анализа ОВФ при обратном ВР (ВРМБ, ВКР и др.) [89,98,128]. В частности, была использована модель пространственно-неоднородного спекл-пучка (с гауссовой огибающей и гауссовой статистикой неоднородностей), реализуемая в эксперименте при прохождении гауссова пучка через фазовую пластинку, вносящую регулярную серую расходимость Θ, намного превышающую дифракционный предел (для исходного пучка) Θ_d [129-131].

Угол пересечения пучков в нелинейной среде θ предполагался намного меньшим Θ, а также таким, что поперечным сносом пучков на длине нелинейного взаимодействия можно пренебречь. Поэтому в уравнениях для всех (узкополосных) световых волн (бегущих в прямом $E_{1,3}$ и обратном направлениях $E_{2,4}$) в качестве продольной координаты была использована одна и та же координата “z” и поперечный лапласиан $\nabla_\perp$ по “x” и “y” (поглощение, для простоты, предполагалось малым αl « 1):

$$\frac{\partial E_1}{\partial z}+\frac{i}{2k}\nabla_\perp^2 E_1 = i\beta_1 T_0 E_1,\ -\frac{\partial E_2}{\partial z}+\frac{i}{2k}\nabla_\perp^2 E_2 = i\beta_1 T_0 E_2, \qquad (55)$$
$$\frac{\partial E_3}{\partial z}+\frac{i}{2k}\nabla_\perp^2 E_3 = i\beta_1 (T_0 E_3 + T_{13} E_1),\ -\frac{\partial E_4}{\partial z}+\frac{i}{2k}\nabla_\perp^2 E_4 = i\beta_1 (T_0 E_4 + T_{13} E_2).$$

Предположим, что пучки накачки (первоначально сильные волны $E_{1,2}$) имеют плоскую огибающую и их можно представить в виде набора плоских волн [104]:

$$E_{1,2} = \sum_m E_{1,2}^m \exp(i\vec{q}_m\vec{r} \pm \frac{iq_m^2 z}{2k} \pm i\beta_1 < T_0 > z), \qquad (56)$$

где $<T_0>$ - среднее по поперечному сечению изменение температуры или ориентации (тепловая или ориентационная линза). В качестве модельной нелинейности рассматривается та же, что и в предыдущем параграфе (близкая к тепловой или ориентационной в НЖК), при этом пренебрегается РПП с малым периодом и быстрой релаксацией.

Решение для пучков рассеяния (с комплексными амплитудами $E_{3,4}$) может быть найдено с помощью разложения Фурье по тому же самому базису плоско-волновых компонент, который использовался для волн накачки

$$E_{3,4} = \sum_m E_{3,4}^m \exp(i\vec{q}_m\vec{r} \pm \frac{iq_m^2 z}{2k} + i\vec{q}\vec{r} + pz + i\Omega t \pm i\beta < T_0 > z), \qquad (57)$$

где Ω – частотная отстройка волн рассеяния, $\vec{q}$ - волновая расстройка волн рассеяния, p – искомый инкремент.

Используем систему уравнений (55) для комплексных амплитуд световых волн (56) и (57) и уравнение для решётки T_{13} (из системы (44)), и усредняя их правые части в пространстве по отдельных спектральным гармоникам, в стационарном приближении по решёткам и при заданных интенсивностях волн накачки $|E_{1,2}{}^{m}|^2$ можно получить следующие уравнения для комплексных амплитуд волны рассеяния:

$$(\pm d/dz - i(\vec{q}\vec{q}_m)/k - iq^2/2k)E_{3,4}^m = -g/(1+i\Omega\tau_{13})\sum_{n,p,l}\delta(\vec{q}_n+\vec{q}_p-\vec{q}_l-\vec{q}_m)(E_{1,2}^{l*}E_{3,4}^n E_{1,2}^p \exp(\pm iz/2k(q_n^2+q_p^2-q_l^2-q_m^2)) + E_{1,2}^p E_{2,1}^{l*}E_{4,3}^n \exp(\pm iz/2k(q_l^2+q_p^2-q_n^2-q_m^2)) \quad (58)$$

где знаки “+” и “-“ в левой и правой частях уравнений относятся к волнам с индексом “3” и “4”, соответственно; $g = \gamma\beta_1\tau_{13}$; δ(q)={0 при q≠0, 1 при q=1).

Наибольший вклад в правые части уравнений (58) дают знакопостоянные слагаемые с $q_n = q_m$, $q_l = q_p$ в первой сумме и $q_p = q_m$, $q_l = q_n$ во второй сумме, для которых показатели экспонент зануляются. Всеми остальными слагаемыми, дающими случайный вклад в сумму, можно пренебречь, если $l >> z_{ch} = (k\Theta^2)^{-1}$ и нелинейное усиление на длине корреляции z_{ch} мало. Тогда решения для комплексных амплитуд волн рассеяния $E_{3,4}$ могут быть представлены в следующем виде:

$$E_3^m = \frac{igE_2^{m*}\sum_n E_1^n E_4^n}{(1+i\Omega\tau_{13})(pl - i(\frac{\vec{q}\vec{q}_m}{k})l - iG/(1+i\Omega\tau_{13}))}, \quad E_4^m = \frac{-igE_1^{m*}\sum_n E_2^n E_3^n}{(1+i\Omega\tau_{13})(pl + i(\frac{\vec{q}\vec{q}_m}{k})l + iGr_{21}^2/(1+i\Omega\tau_{13}))} \quad (59)$$

где $G = g\tau_{13}\left\langle|E_1|^2\right\rangle l$ - инкремент обычного рассеяния волны E_1, $\left\langle|E_1|^2\right\rangle = \sum_n |E_1^n|^2$ - средняя интенсивность этой волны. При $\vec{q}\vec{q}_m = 0$ из (59) получаются выражения для обращённых волн рассеяния.

Система уравнений (59) может быть преобразована в систему уравнений для корреляционых функций $\langle E_1E_4\rangle = \sum_n E_1^n E_4^n$ и $\langle E_2E_3\rangle = \sum_n E_2^n E_3^n$ с помощью разложения знаменателей (3.21) в ряд в приближении малого параметра $\vec{q}\vec{q}_m l/kG$«1. После этого в правой части уравнений для $\langle E_1E_4\rangle$ и $\langle E_2E_3\rangle$ появятся дополнительные слагаемые Характеристическое уравнение системы для $\langle E_1E_4\rangle$ и $\langle E_2E_3\rangle$, даёт два корня для параметра $p_{1,2}$. С их помощью могут быть получены решения $\left\langle E_{1(2)}E_{4(3)}\right\rangle = C_{11(21)}\exp(p_1 z) + C_{12(22)}\exp(p_2 z)$. Условием бесконечного нарастания этих решений (обращения в 0 знаменателя в выражении для коэффициентов C_{ij}) является следующее дисперсионное уравнение:

$$(A_1 + B)/(A_2 - B) = \exp(iB), \tag{60}$$

где

$$A_1 = G_1(1+3r_{21}^2) - 2Q_{ef} + 2H(2r_{21}^2 + r_{21}^{-2})/G_1, A_2 = G_1(1+3r_{21}^2) - 2Q_{ef} + 2H \times$$
$$(r_{21}^{-4} + r_{21}^{-2} + r_{21}^2)/G_1, B = \sqrt{(1-r_{21}^2)^2 G_1^2 + 4Q_{ef} - 4H(r_{21}^2 + r_{21}^{-2}) - 4G_1 Q_{ef}(1+r_{21}^2)}, \tag{61}$$
$$Q_{ef} = \frac{q^2 l}{2k} + \sum_n \frac{\vec{q}\vec{q}_n \left|E_1^n\right|^2 l}{k\left\langle \left|E_1\right|^2 \right\rangle}, G_1 = \frac{G_{th}}{1 + i\Omega\tau_{13}}, H = \sum_n \frac{(\vec{q}\vec{q}_n)^2 \left|E_1^n\right|^2 l^2}{k^2 \left\langle \left|E_1\right|^2 \right\rangle}.$$

Для симметричного относительно оси z пространственно-углового спектра волн накачки может быть сделано упрощение: $\sum_n \vec{q}\vec{q}_n \left|E_1^n\right|^2 l \Big/ k\left\langle \left|E_1\right|^2 \right\rangle \approx 0$, что позволяет упростить выражение $Q_{ef} \approx q^2 l/2k$. Выражения (60) и (61) отличаются от подобных выражений (51) и (52) параметром Q_{ef}, используемым вместо Δkl, и появлением нового параметра H. Для осе-симметричного углового спектра параметр H может быть записан в следующем виде: $H \approx \frac{q^2 l}{2k}\frac{l}{z_{ch}} \approx Q_{ef}\frac{l}{z_{ch}}$ (где $z_{ch} = (k\Theta^2)^{-1}$ – характерная длина одной спекл-неоднородности). Этот параметр оказывает влияние на зависимость порогового инкремента G_{th} от параметра пространственной расстройки Q_{ef}. Первый минимум зависимости $G_{th}(Q_{ef})$ сдвигается к $Q_{ef}=0$ уже при $l \geq z_{ch}$ (см. кривую 4 в рис. 40). Однако, другие минимумы зависимости $G_{th}(Q_{ef})$ (другие продольные моды) могут иметь приблизительно те же самые значения, что и первый минимум $G_{th}(0)$. Этот факт означает, что угловое смещение (поворот) волн рассеяния относительно волн накачки уже на характерной длине одной спекл-неоднородности приводит к увеличению порога генерации такой “повёрнутой” волны.

Условие генерации обращённой волны (дискриминации высших мод по сравнению с точно обращённой волной) может быть выражено как сильное увеличение порога генерации для волны рассеяния с угловым смещением (поворотом под углом больше чем Θ_d) относительно волны накачки. Такой поворот соответствует $q_d = k\Theta_d$, и условие ОВФ может быть записано (по аналогии с теорией ОВФ при обратном ВРМБ [98,128]) как

$$G_{th}(q_d) \leq 2G_{th}(q = 0). \tag{62}$$

Параметры Q и H могут быть представлены в виде $Q = N_\vartheta Q_d$ и $H = N_\vartheta Q_d (l/z_{ch}) = N_\vartheta (l/z_d)^2$ (где $z_d = (k\Theta\Theta_d)^{-1}$ - длина дифракционного расплывания пучка накачки, N_ϑ - число, характеризующее номер поперечной моды и её отличие от обращённой волны). Анализ зависимости $G_{th}(N_\vartheta)$ при различных (l/z_d) показывает, что порог генерации с ростом N_ϑ нарастает быстро, и условие (62) выполняется при $(l/z_d) \geq 1$.

Аналогичный результат был получен в данной задаче при использовании модового подхода,

в рамках которого комплексные амплитуды волн рассеяния представлялись в следующем виде [103]:

$$E_{3,4} = f_{3,4}(x, y)E^{*}_{2,1} + \sum_{i=1}^{2} g^{i}_{3,4}(\partial E^{*}_{2,1}/\partial x_i) + \sum_{l,j=1}^{2} h^{lj}_{3,4}(\partial^2 E^{*}_{2,1}/\partial x_l \partial x_j) + \ldots \quad , \qquad (63)$$

где $x_1 = x$, $x_2 = y$.

В случае степообразных встречных пучков накачки модами огибающей $f_{3,4}$ являются гармонические функции поперечных координат $\sin(q_x x)$ и $\sin(q_y y)$. Условием ОВФ в этом случае является то, что минимум порога генерации достигается именно для обращённой волны (по сравнению со всеми остальными), и этот порог более чем в 2 раза меньше порога для волн с модами огибающей $q_{x,y} \sim k\Theta_d$. Необходимым условием ОВФ здесь является также достаточно большая длина нелинейного взаимодействия, когда $(l/z_d) \geq 1$ [103].

Для не точно встречных пучков накачки (когда $\theta \neq 0$) условие дискриминации необращённых волн может быть выполнено и в более тонком слое среды, когда $(l/z_d) \leq 1$. Это связано с тем, что с ростом угла θ растёт величина расстройки $\Delta kl = 2kl(2\cos(\theta/2)\sin^2(\delta\theta/2) + \sin(\theta/2)\sin(\delta\theta))$ при тех же значениях $\delta\theta << 1$. Пространственные неоднородности пучков лучше перемешиваются, и полная информация о пространственной структуре интерференционного поля содержится в более тонкой голограмме. Другими словами, петлевая схема ОВФ обеспечивает хорошую спектрально-угловую селективность в плоскости пересечения пучков. Однако в случае тонкой голограммы (даже при выполнении условий дискриминации необращённых волн в плоскости поворота (x,z) за счёт перемешивания) остаются опасные (с точки зрения ОВФ) возмущения сопряжённых волн рассеяния в направлении “y”: $E_{3,4} = f_{3,4}(y)E_{2,1}^{*}$. Действительно, в этом случае возможна генерация волн рассеяния с волновыми векторами, лежащими на конусах синхронизма в плоскости (y,z) (рис. 35). Порог генерации таких волн может быть близким к порогу генерации ОВФ волны. Для предотвращения этого эффекта может быть использован поворот на 90° пространственной структуры пучков накачки при прохождении ПОС [132], или дифракционное перемешивание y-неоднородностей в ПОС (например, за счёт фокусировки волн накачки линзой или сферическим зеркалом (или цилиндрическим зеркалом с y-кривизной) в петле обратной связи [133,134]).

2.2 Экспериментальные исследования параметрической генерации и обращение волнового фронта световых пучков при их совместном вынужденном рассеянии в слоях нематических жидких кристаллов с петлёй обратной связи

Параметрическая генерация световых пучков при их совместном ВР была исследована в слоях НЖК с обратной связью. В экспериментах использовались пучки излучения различных лазеров:

аргонового, Nd:YAG или CO_2, генерирующих на длине волны 514,5 нм, 1064 нм или 10.6 мкм, соответственно, импульсы длительностью от нескольких микросекунд до нескольких миллисекунд [106-113,135]. В качестве нелинейной среды были выбраны НЖК, которые обладают рекордно высокими коэффициентами тепловой или ориентационной нелинейности [125-127,135,136].

2.2.1 Параметрическая генерация и обращение волнового фронта лазерных пучков при их совместном температурном рассеянии

В этих экспериментах были использованы ячейки НЖК с толщиной слоя, варьируемой от 0,1 до 2,0 мм, между двумя прозрачными пластинами (из стекла К8 или кварца) или между прозрачной стеклянной пластиной и пластиной с диэлектрическим или металлическим зеркалом (рис. 40) [104-108]. В ячейках малой толщины (от 100 до 200 мкм) использовалась планарная ориентация молекул, достигаемая путём натирания тонкой поверхностной плёнки на стекле и зеркале. Гомеотропная ориентация молекул в слоях толщиной 0,5…2,0 мм достигалась с помощью переменного электрического поля напряжённостью 1…2 кВ/см и частотой 50 Гц, приложенного между токопроводящим покрытием на входном и выходном стеклах или металлическим зеркалом (рис. 41).

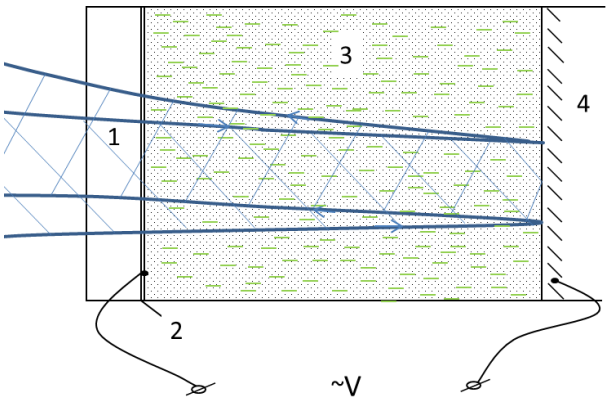


Рисунок 41. Конструкция НЖК ячейки на зеркале с приложенным электрическим полем и схема распространения световых пучков в ячейке: 1- стекло, 2 – токопроводящий слой, 3 – жидкий кристалл, 4 – металлическое зеркало (или токопроводящий слой на поверхности стекла). Стрелками показаны граничные лучи падающего и отражённого от зеркала пучков накачки.

В качестве НЖК использовались смеси цианобифенилов с поглощением ~0,1…0,5 $см^{-1}$ (на 1064 нм), а также цианобифенилы с добавкой поглощающего красителя (с поглощением ~4,0…10,0 $см^{-1}$ на длине волны 1064 нм). НЖК материалы и смеси были изготовлены в университете г. Вильнюс. Поляризация световых пучков была параллельна (или перпендикулярна директору НЖК), что исключало эффекты ориентационной нелинейности.

Лазерные пучки (на длине волны 514,5 нм, 1064 нм или 10,6 мкм) фокусировались в слой НЖК (рис. 42). В экспериментах с НЖК на зеркале длина фокальной перетяжки пучка была соизмерима с толщиной нелинейного слоя. Регистрировалось излучение рассеяния, возникающее в ячейке в направлении навстречу падающему пучку накачки.

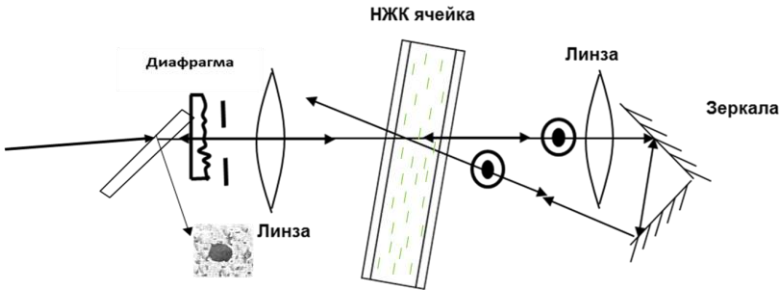


Рисунок 42. Схема исследований генерации при совместном рассеянии в слое планарного НЖК с прозрачными стенками, на вставке показана фотография ОВФ-пучка генерации в дальней зоне (при использовании фазовой пластинки до или сразу после диафрагмы).

При достижении некоторой пороговой мощности пучка накачки была зарегистрирована генерация пучка рассеяния, распространяющегося навстречу накачке (обращённого пучка). Порог генерации и коэффициент преобразования в обращённую компоненту зависели от угла пересечения, коэффициента поглощения и температуры НЖК. В НЖК слое с сильным поглощением ~4,0 $см^{-1}$ пороговая интенсивность пучка накачки (на длине волны 1064 нм) составляла несколько $кВт/см^2$ (при мощности входного пучка в несколько сотен мВт); при уменьшении поглощения нелинейного слоя порог генерации возрастал, достигая нескольких десятков $кВт/см^2$.

Условия генерации пучков с ОВФ исследовались при использовании фазовой пластинки (вносящей мелкомасштабные фазовые искажения, увеличивающие расходимость исходного пучка ~ в 10 раз). В экспериментах с зеркальной ячейкой наилучшая генерация ОВФ-пучка с наблюдалась в том случае, когда длина фокальной перетяжки была соизмерима с длиной области пересечения падающего и отражённого от зеркала пучков (т.е. когда толщина нелинейного слоя была соизмерима с длиной фокальной перетяжки и угол пересечения пучков был соизмерим с геометрическим углом фокусировки). Коэффициент преобразования в ОВФ-пучок от мощности исходной волны достигал 50%, качество пучка генерации было близким к качеству исходного гауссова пучка излучения (параметр качества M^2~1,1-1,2). В экспериментах с прозрачными стенками НЖК-ячейки эффективность генерации ОВФ-пучка была максимальной при одинаковом диаметре пучков накачки, падающего и прошедшего петлю, в нелинейном слое.

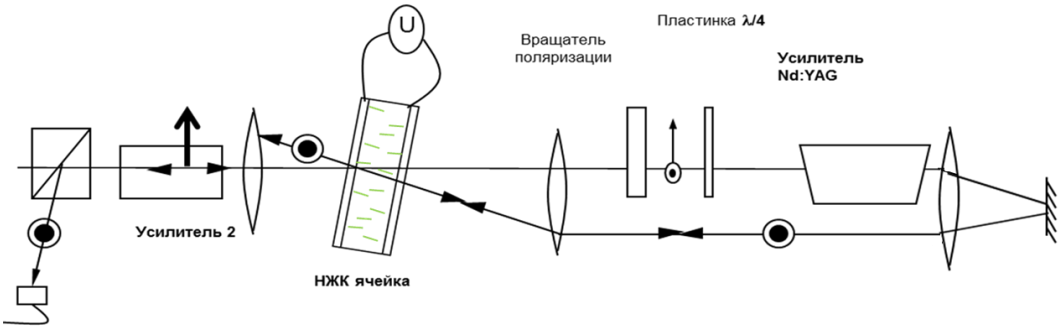


Рисунок 43. Схема эксперимента по исследованию ОВФ в НЖК с невзаимной петлёй обратной связи, созданной за счёт использования вращателя поляризации и пластинки λ/4.

В другой серии экспериментов была исследована зависимость порога генерации и коэффициента преобразования в волну генерации от фазовой невзаимности ПОС при совместном ВР в гомеотропной НЖК ячейке (рис. 43). Фазовая невзаимность $\pi/2$ (при ортогональной поляризации в НЖК исходной и прошедшей петлю волн) была реализована с помощью вращателя поляризации и пластинки $\lambda/4$, с ориентацией оптической оси вдоль или ортогонально поляризациям световых волн [112].

Порог генерации и коэффициент преобразования в волну генерации оптимизировались путём выбора оптимальной температуры ячейки, коэффициента поглощения и интенсивности накачки (так, чтобы температура в ячейке приближалась к температуре фазового перехода к концу импульса накачки). Наибольший коэффициент преобразования в волну генерации достигал ~50% по мощности лазерного импульса (рис. 44). Такая температурная зависимость обусловлена возрастанием коэффициента температурной нелинейности НЖК при приближении к фазовому переходу нематик-изотропная жидкость [125,127,135].

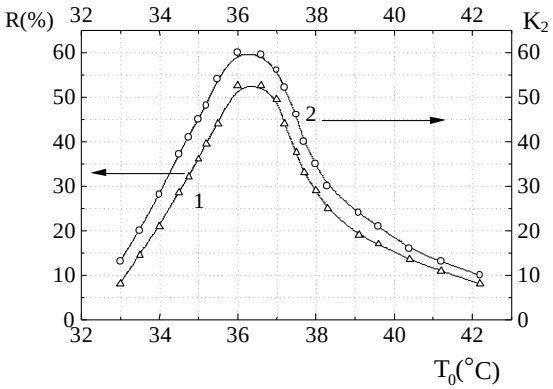


Рисунок 44. Зависимость коэффициента отражения волны генерации (1) и двухпроходового усиления (2) от начальной температуры НЖК - ячейки.

Измеренный порог генерации ОВФ-волны в схеме с фазовой невзаимностью $\pi/2$ был почти в 1,5 меньше, чем в схеме без пластинки $\lambda/4$ (рис. 45). В последнем случае в схеме реализовалась фазовая невзаимность $\sim\pi$. В отсутствие вращателя поляризации и пластинки (во взаимной схеме) генерация достигалась только при увеличении температуры НЖК-слоя.

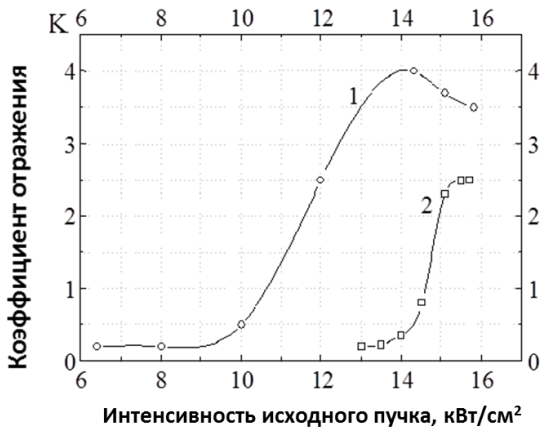


Рисунок 45. Зависимость коэффициента отражения ОВФ-пучка (после усилителя 2 в схеме на рисунке 43) от интенсивности исходного пучка в схеме с пластинкой $\lambda/4$ (1) и без неё (2)

ОВФ-зеркало на основе НЖК с петлёй обратной связи использовалось для компенсации искажений в двух- и четырёхпроходовых лазерных усилителях на основе кристаллов Nd:YAG с ламповой накачкой при длительностях лазерных импульсов 0,3-1,0 мс и частоте повторения 10-20 Гц (рис. 46) [108-112]. Порог ОВФ по интенсивности накачки в таких схемах с ячейкой НЖК с тепловой нелинейностью был на 5-6 порядков величины меньше, чем порог ОВФ зеркала на основе обратного ВРМБ.

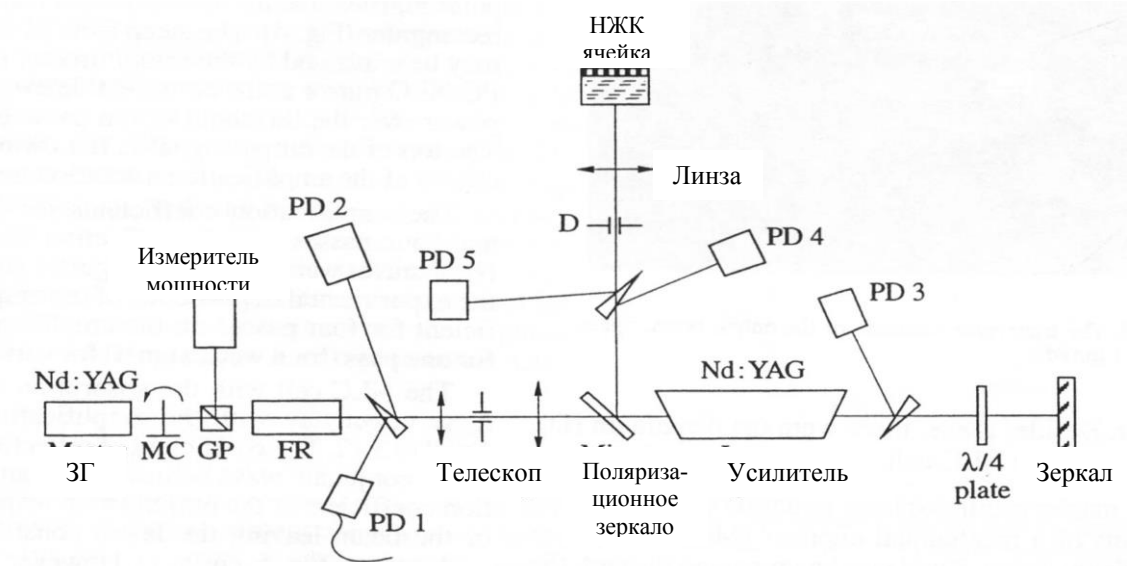


Рисунок 46. Экспериментальная схема четырёхпроходового усилителя с НЖК зеркалом (PD – фотодиоды, MC – прерыватель, GP – призма Глана, FR – вентиль Фарадея, “λ/4 plate” – четвертьволновая пластинка.

В схеме с четырёхпроходовым усилителем было достигнуто усиление пучка в 300-400 раз (при частоте повторения до 20 Гц) при хорошем качестве пучка, обеспечиваемом за счёт использования ОВФ в НЖК-ячейке (рис. 47). Ограничения по средней мощности пучка на выходе были связаны с перегревом НЖК слоя (выше температуры фазового перехода). Предельная плотность энергии световых импульсов, падающих на НЖК, ячейку оценивалась величиной 600 Дж/см^2, при коэффициенте поглощения ~0,1 см$^{-1}$ и температурном интервале существования мезофазы ~40°C.

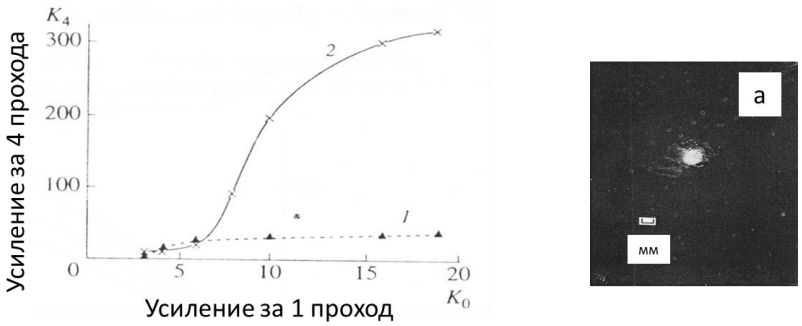


Рисунок 47. Коэффициент усиления четырёхпроходового усилителя как функция усиления по слабому сигналу за один проход (слева) для ячейки с толщиной НЖК слоя ~2 мм и коэффициентом поглощения ~4 см$^{-1}$ (1) и толщиной ~5 мм поглощением ~0.2 см$^{-1}$; структура пучка на выходе в дальней зоне (справа на вставке (а)).

2.2.2 Параметрическая генерация и обращение волнового фронта лазерных пучков при их совместном ориентационном рассеянии в нематических жидких кристаллах

Исследовалась параметрическая генерация пучков излучения Nd:YAG лазера при совместном ориентационном рассеянии в НЖК ячейке с ПОС [113]. Для планарной ориентации НЖК использовалось внешнее электрическое поле, приложенное вдоль стенок ячейки (рис. 48). В экспериментах использовалось излучение непрерывного лазера на длине волны 1064 нм, из которого с помощью прерывателя формировался импульс длительностью 0,6-1,0 мс. Взаимная ориентация поляризаций световых волн и директора лазерного кристалла обеспечивала максимальную величину совместного ориентационного рассеяния: оптическая ось НЖК была ориентирована под углом ~45° к поляризации волн накачки (вторая волна накачки имела поляризацию ортогональную первой). В результате совместного ориентационного ВР реализовалась генерация ОВФ волн, при этом поляризация выходящей волны генерации “4” совпадала с поляризацией исходной световой волны “1” (рис. 48). В этих экспериментах было продемонстрировано также снижение порога параметрической генерации за счёт невзаимности $\pi/2$ в ПОС (пороговая мощность исходного пучка уменьшалась с 2,5-3 Вт до 0,5 Вт). Было также обнаружено улучшение качества ОВФ в схеме с фазовой невзаимностью $\pi/2$, реализованной с помощью пластинки $\lambda/8$.

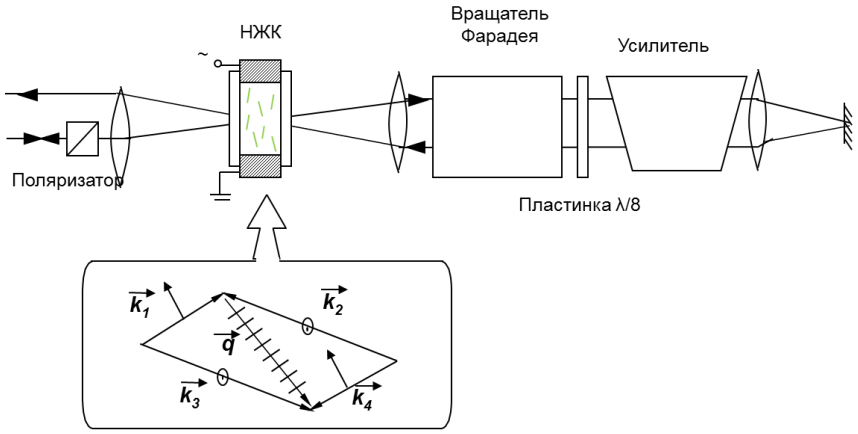


Рисунок 48. Схема эксперимента по исследованию параметрической генерации и ОВФ при совместном ориентационном рассеянии лазерных пучков в ячейке с НЖК и схема волновых векторов (и поляризаций) взаимодействующих волн.

Таким образом, при совместном ВР пересекающихся пучков в слое НЖК с ПОС за счёт тепловой или ориентационной нелинейности реализуется параметрическая генерация световой волны в направлении навстречу исходной. При этом может быть реализовано ОВФ исходного пучка с малым порогом возникновения и высоким коэффициентом преобразования мощности из исходной в обращённую волну. В работах, последовавших после представленных в настоящей диссертации, была подтверждена возможность реализации эффектов параметрической генерации и ОВФ при совместном ВР в НЖК с ПОС [138-140]; двойное ОВФ

в НЖК было использовано для компенсации пульсаций светового пучка при сопровождении удалённой цели [141]. Ограничения использования четырёхволновых НЖК-зеркал для мощных лазерных пучков связаны с перегревом жидкого кристалла выше точки фазового перехода нематик-изотропная жидкость (разрушением мезофазы и деструкцией самой жидкости при ещё больших мощностях).

2.3 Параметрическая генерация при совместном вынужденном рассеянии пересекающихся световых пучков в усиливающих лазерных кристаллах с петлёй обратной связи

Изменение коэффициента усиления при насыщении лазерного перехода, а также ИПП при изменении населённости рабочих лазерных уровней (описанные в главе 1) являются предпосылками для нелинейно-оптических взаимодействий световых волн на динамических решётках усиления и РПП в лазерных кристаллах и стёклах. В усиливающих лазерных кристаллах возможно двухволновое взаимодействие (ДВВ) и ЧВВ лазерных пучков (последнее можно трактовать как совместное ВР двух пересекающихся световых пучков). В настоящем разделе приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований взаимодействия и совместного ВР световых пучков в лазерных кристаллах с интенсивной накачкой.

2.3.1 Экспериментальные и теоретические исследования взаимодействия двух световых пучков и вынужденного резонансного рассеяния в лазерных усилителях на кристаллах Nd^{3+}:YAG с ламповой накачкой

В серии экспериментов исследовалось резонансное ДВВ в кристалле Nd:YAG с ламповой накачкой [114-116]. Исходный пучок непрерывного Nd:YAG лазера (на длине волны 1064 нм) разделялся на два, которые направлялись с противоположных сторон (под малым углом к точно встречному направлению) в два последовательно расположенных стержня Nd:YAG с ламповой накачкой (рис. 49). Мощность одного из пучков (слабого, называемого сигналом) на входе первого усилителя была много меньше мощности встречного (сильного) пучка на входе второго усилителя (их отношение составляло $\sim 5\times10^{-6}$). Суммарный логарифмический коэффициент усиления в усилителях составлял 8 (по слабому сигналу). Измерялось усиление слабого сигнала при наличии или в отсутствие почти встречного сильного пучка. Подвижное зеркало, закреплённое на пьезоэлементе, позволяло вводить частотную расстройку взаимодействующих волн. Исходный пучок непрерывного Nd:YAG лазера содержал 8-10 продольных мод, поэтому изменение разности хода этого пучка по отношению к его слабой компоненте в пределах длины резонатора исходного генератора позволяло варьировать их взаимную когерентность.

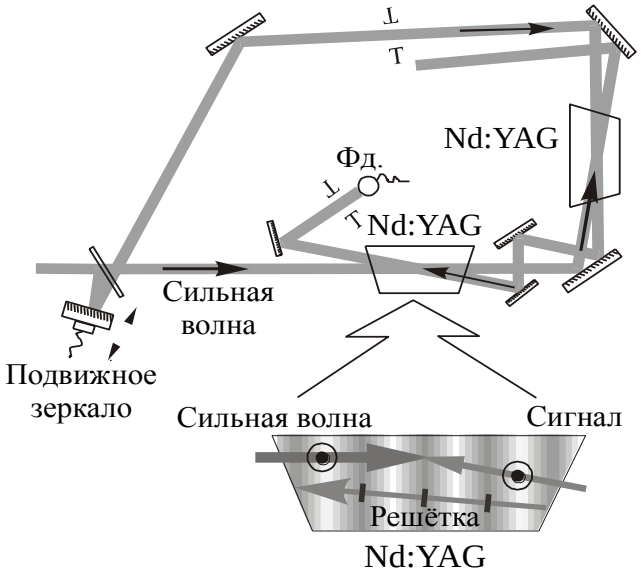


Рисунок 49. Схема эксперимента по исследованию взаимодействия двух лазерных пучков в инвертированном Nd:YAG кристалле.

Импульс сильного пучка формировался (вырезался) механическим прерывателем из непрерывного излучения, его длительность составляла 30 мкс. Длительность импульса ламповой накачки усилителей была значительно больше (≈800 мкс), и эта накачка синхронизировалась с предшествующим сильным импульсом так, чтобы последующий импульс имел максимальное усиление. Излучение сигнальной волны было непрерывным. Таким образом, можно было разделить по временам обычное усиление, УСИ и дополнительное усиление (или уменьшение усиления) слабого сигнала за счёт взаимодействия с сильным. Измеренное в экспериментах усиление сигнальной волны в присутствии сильной волны почти в два раза превышало усиление в её отсутствие (рис. 50). Наблюдаемый импульс аномального усиления был значительно больше уровня рассеянной (и усиленной) в направлении регистрации компоненты сильного пучка (осциллограмма 3 на рис. 50). Однако при уменьшении мощности слабого пучка (до уровня менее 10^{-6} по отношению к мощности входной сильной волны) рассеянная компонента сильной волны доминировала, затрудняя измерение сигнала.

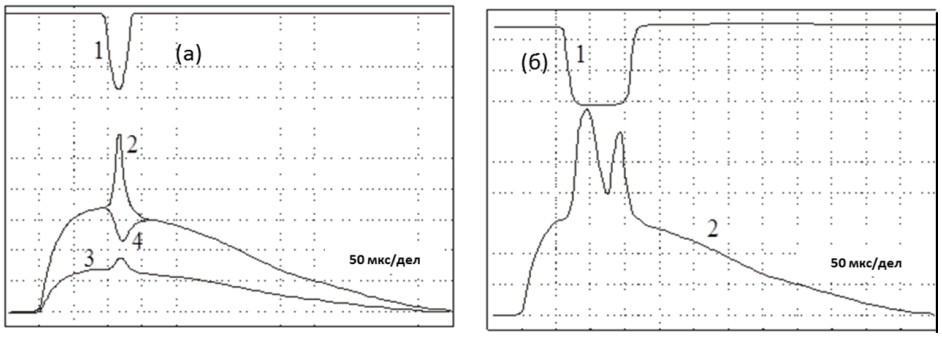


Рисунок 50. Осциллограммы импульса сильной волны (1), усиленного сигнала при взаимной когерентности волн (2) или их некогерентности (4); шумовая засветка в направлении слабого сигнала, когда последний отсутствует (3). Длительность сильного импульса 30 мкс (а) и ~300 мкс (б).

Коэффициент дополнительного усиления несколько менялся от импульса к импульсу, однако усреднённая по многим импульсам величина этого добавочного усиления была почти

постоянной и зависела от интенсивности сильного пучка и его длительности импульса. Для импульсов, длительностью много меньше эффективного времени продольной релаксации рабочего перехода ($\tau_p << T_{1ef} \approx 230$ мкс), наблюдался рост величины аномального усиления с ростом этой длительности. При длительностях порядка и более T_{1ef} нарастание дополнительного усиления прекращалось (было примерно одинаковым), причем импульс усиленного слабого сигнала содержал несколько пичков (осцилляций) длительностью 40…120 мкс (рис. 50б). Следует отметить, что усиление слабого сигнала уменьшалось в присутствии сильной волны, когда взаимодействующие волны в лазерном усилителе были некогерентны, что обеспечивалось соответствующим подбором разности оптических путей сильной и слабой волн (осциллограмма 4 на рис. 50а). Этот результат подтверждает тот факт, что аномальное усиление слабого сигнала обусловлено нелинейным взаимодействием двух когерентных волн. Таким образом, эффект аномального усиления слабого сигнала можно объяснить дифракцией сильного пучка на РПП, индуцируемой интерференционным полем взаимодействующих волн в активной среде (или ДВВ).

Изучалась зависимость ДВВ от наличия фазовой модуляции (или смещения частоты) слабой волн по отношению к сильной. Для создания фазовой модуляции в оптический тракт сильной волны было включено зеркало на подвижном основании (варьировалась его скорость и направление), а также зеркало, помещённое на пьезокерамический вибратор. Величина аномального усиления оставалась постоянной при частотном сдвиге менее ±10 кГц (максимально достигаемая в эксперименте величина за счёт поступательного движения зеркала). В то же время при ширине полосы модуляции пьезокерамического вибратора в 100 кГц эффект аномального усиления не наблюдался. Этот результат также хорошо согласуется с представлением о ДВВ двух пучков в усилителе со временем релаксации динамической решётки в 230 мкс.

ДВВ световых волн исследовалось аналитически и численно [114]. Численные расчёты проводились в приближении плоских волн с учётом реальной временной динамики импульсов накачки усилителей и оптических волн. Принималась во внимание действительная и мнимая части резонансной восприимчивости инвертированного Nd:YAG-кристалла (их отношение β введено выражением (9) в главе 1). Мелкомасштабной температурной решёткой и эффектами ап-конверсии пренебрегалось. Численно исследовалась следующая система уравнений для встречных плоских волн (сильной и слабой плоскополяризованных волн с комплексными амплитудами E_{st} и E_{wk}, соответственно):

$$\frac{\partial N_0}{\partial t}+\frac{N_0}{T_{1ef}}=U_p-\frac{I_{tot}N_0}{W_{sat}}-\frac{N_{gr}E_{st}E_{wk}^*+\text{c.c.}}{W_{sat}},\frac{\partial N_{gr}}{\partial t}+\frac{N_{gr}}{T_{1ef}}=-\frac{I_{tot}N_{gr}}{W_{sat}}-\frac{E_{st}^*E_{wk}N_0}{W_{sat}},$$

$$2\frac{\partial E_{wk}}{\partial z}=\sigma(1+i\beta)(E_{wk}N_0+E_{st}N_{gr}),-2\frac{\partial E_{st}}{\partial z}=\sigma(1+i\beta)(E_{st}N_0+E_{wk}N_{gr}^*), \quad , \quad (64)$$

$$\frac{\partial I_{sp}^+}{\partial z}=\sigma I_{sp}^+N_0,\quad \frac{\partial I_{sp}^-}{\partial z}=-\sigma I_{sp}^-N_0$$

где t - время; z - продольная координата в кристалле; N_0 - средняя населенность; N_{gr} - решетка населенности ($N_0(t = 0) = N_{gr}(t = 0) = 0$); W_S - энергия насыщения резонансного перехода; U_p - скорость накачки; ; $I_{tot} = I_{st} + I_{wk} + I^+_{sp} + I^-_{sp}$; I_{st} и I_{wk} - интенсивности сильной и слабой волн; I^+_{sp} и I^-_{sp} - интенсивности волн усиленного спонтанного излучения (УСИ), распространяющихся в противоположных направлениях, $W_{sat} = h\nu_e/\sigma_e$ – плотность энергии насыщения усиления.

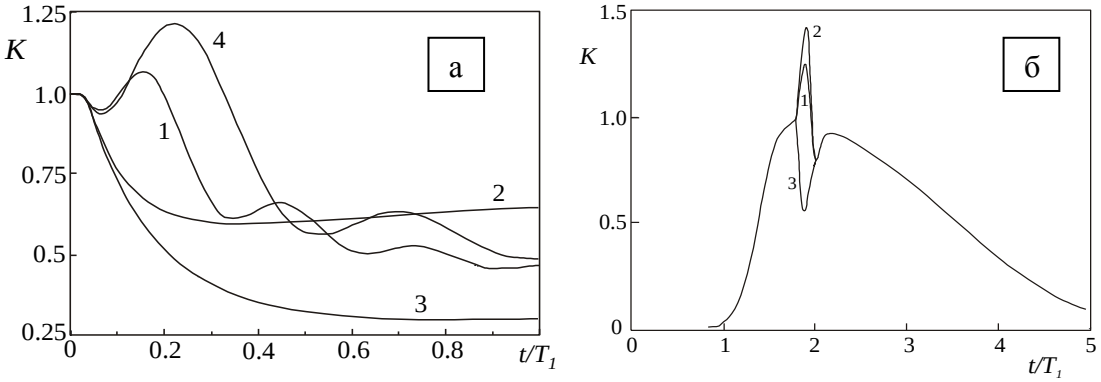


Рисунок 51. Численно рассчитанные осциллограммы усиления: а). непрерывной слабой волны в присутствии сильной волны (стартующей при $t = 0$), нормированного на коэффициент усиления в отсутствие сильной волны (частотный сдвиг $\Omega T_1 = 23$ (1), 2,1 (2), 0 (3), 16 (4), параметр β= 2,2 (1,2), 0 (3), 3 (4), усиление αl=8); б). с учётом реальной формы импульса накачки, усиление αl=8, параметр β = 2,2 (1), 4 (2), 0 (3).

Хорошее соответствие результатов численных расчётов и экспериментов наблюдалось при величине параметра $\beta \approx$ 1,5-2,5 (при максимальной накачке). Такое значение эффективного параметра β при сильной ламповой накачке (с учётом заселения высоколежащих квазиметастабильных уровней $^2F(2)_{5/2}$, $^4D_{3/2}$ и $^2P_{3/2}$) хорошо согласуется с результатами тестирования решёток и интерферометрических исследований лампового Nd:YAG усилителя (глава 1, раздел 1.4.2).

Экспериментальные и теоретические исследования показали, что перекачка энергии из сильной волны в слабую на динамической РПП в лазерном усилителе может происходить и в том случае, когда слабый пучок возникает из шумов, причиной которых может быть рассеяние на неоднородностях кристалла или шероховатостях поверхности торцов, а также квантовые шумы усилителя. При большом коэффициенте линейного усиления и большой интенсивности сильного пучка (сравнимой с интенсивностью насыщения рабочего лазерного перехода) перекачка энергии в пучок, стартующий с уровня шумовой затравки, может достигать большой величины. Этот эффект является, по существу, вынужденным резонансным рассеянием (ВРР)

[115,116].

В экспериментах по изучению ВРР в качестве задающего генератора использовался непрерывный Nd:YAG лазер, который обеспечивал одномодовый по поперечному и многомодовый по продольному индексу (8-10 продольных мод) пучок мощностью до 1,5 Вт на длине волны 1064 нм. С помощью механического прерывателя, установленного внутри телескопа, формировались прямоугольные импульсы с длительностью, изменяемой от 6 мкс до 1,2 мс. Исходный пучок проходил через изолятор Фарадея с коэффициентом развязки более 10^4 и последовательно направлялся в усиливающие Nd:YAG стержни диаметром 6 мм и длиной 60 мм (рис. 51). Эксперименты проводились с двумя или трем последовательно расположенными усилителями с общим логарифмическим коэффициентом усиления по слабому сигналу αl, изменяемым от 4 до 10,5. Варьировалось также расстояние между усилителями. Торцы всех усилителей закашивались так, чтобы избежать обратного отражения (прохождения зеркально отражённого пучка через остальные усилители). Регистрировались мощность и энергия рассеянного назад излучения в телесном угле $\sim 2\theta_d^2$ (θ_d - угловая расходимость исходного пучка). Поперечная структура пучка обратного ВРР изучалась визуально в ближней и дальней зонах при помощи электронно-оптического преобразователя. Многократно усиленный пучок на выходе направлялся на систему развёрнутых черных экранов, отражение от которых было пренебрежимо мало.

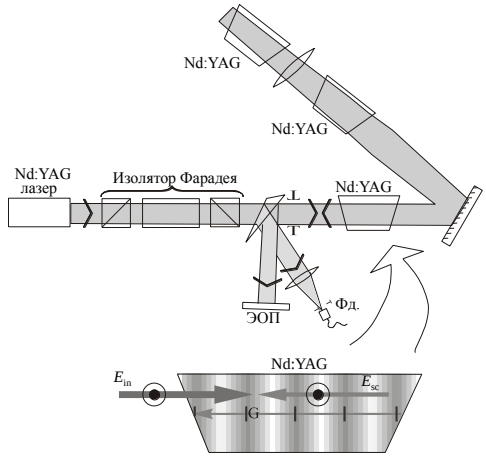


Рисунок 51. Схема эксперимента по исследованию ВРР в каскаде Nd:YAG усилителей с ламповой накачкой. На вставке показана решётка населённости, индуцируемая интерференционным полем встречных волн.

Измерялась энергия пучка обратного рассеяния при различной мощности исходного пучка, различных длительностях его импульсов и разных коэффициентах усиления в Nd:YAG усилителях. При общем коэффициенте усиления $\alpha l \leq 9$ и длительности исходного импульса более 200 мкс для наблюдения пучка ВРР существовал порог (по мощности и энергии входного пучка). Величина пороговой мощности входного пучка увеличивалась с уменьшением длительности импульса (рис. 52). Коэффициент преобразования энергии исходного пучка в пучок ВРР при этом уменьшался. Увеличение усиления приводило к росту коэффициента

отражения (по пиковой мощности он достигал 10 при αl = 10.5), а также к снижению пороговой мощности исходного пучка. Мощность входного пучка, при которой еще наблюдалось ВРР при большом усилении (αl > 9), снижалась настолько, что определение порога ВРР было затруднено из-за наличия сильной засветки УСИ.

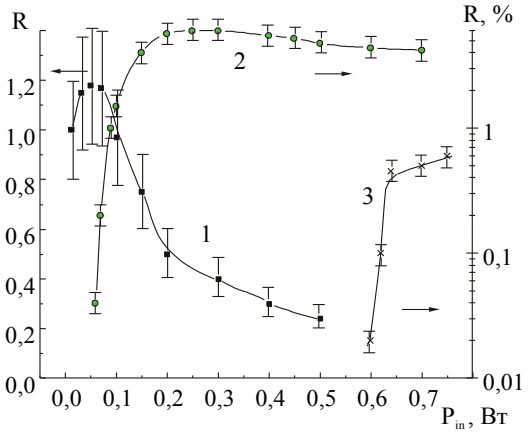


Рисунок 52. Зависимости мощности пучка рассеяния, нормированной на мощность исходного пучка, от мощности входного пучка P_{in}. Цифрами обозначены кривые, соответствующие следующим параметрам экспериментов: (1)- длительность исходного импульса τ_p=1.2 мс, логарифмический коэффициент усиления αl =10,5; (2) - τ_p=20 мкс, αl=7,5; (3) - τ_p = 6 мкс, αl=7,5.

Временная форма импульсов рассеяния существенно менялась при изменениях длительности импульса входного пучка, его задержки относительно импульса усиления Nd:YAG стержней, коэффициента усиления и входной мощности. Для входных импульсов большой длительности (более 250 мкс), синхронизованных без задержки с импульсами накачки, импульс пучка рассеяния представлял собой пик, стартующий в момент достижения максимального усиления в Nd:YAG стержнях (рис. 53). Характерное время нарастания импульса ВРР составляло 30-70 мкс, а его длительность - 50-120 мкс. При увеличении мощности исходного пучка или коэффициента усиления стержня время нарастания импульса ВРР уменьшалось до 20-50 мкс, а его вершина становилась изрезанной пиками с характерными длительностями 5-20 мкс. Дальнейшее сокращение времени нарастания сигнала ВРР наблюдалось тогда, когда передний фронт входного импульса был синхронизован с максимумом усиления усилителей. При логарифмическом усилении αl > 8 длительность переднего фронта сокращалась до 2-10 мкс.

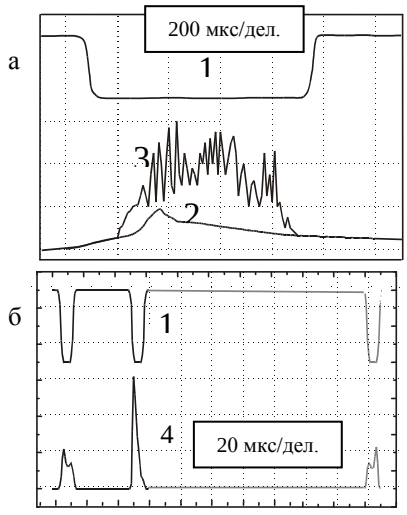


Рисунок 53. Осциллограммы импульса пучка ВРР и входного пучка (1) длительностью ~0,8 мс (а) и ~20 мкс (б). Цифрами обозначены на (а): 2 - импульс ВРР при αl = 7,5 и P_{in} = 0.06 Вт, 3 - импульс ВРР при αl = 10,5 и P_{in} = 0.5 Вт; на (б): 4 - импульсы ВРР при αl = 10,5 и P_{in} = 0.5 Вт.

С помощью электронно-оптического преобразователя регистрировалась также пространственная структура пучка обратного рассеяния. В зависимости от расстояния между Nd:YAG стержнями пучок ВРР имел различную пространственную структуру и расходимость. Так, при расстоянии между первым и последним усилителем в 2-5 м наблюдаемый пучок как в ближней, так и в дальней зонах имел неоднородную "пятнистую" структуру и общую расходимостью 2,5-5,5θ_d. При увеличении общей длины усиливающей системы до 4 м пучок рассеяния становился сходящимся; в дальней зоне этот пучок представлял собой 2-5 пятен в телесном угле ≈2-3θ_d. Дальнейшее увеличение длины усиливающей системы до 7 м приводило к тому, что (как в ближней, так и в дальней зонах) наблюдался однородный пучок, который сходился к плоскости, сопряженной выходному зеркалу лазера.

Измерения спектра пучка рассеяния с помощью интерферометра Фабри-Перо показали отсутствие частотного сдвига волны ВРР относительно исходного пучка. Эти измерения и оценка порога наблюдаемого рассеяния в Nd:YAG усилителе и теоретические оценки порогов известных видов ВР показали, что исследуемое явление не являлось ни ВКР, ни ВТР или ВРМБ.

Исследовалось рассеяние последовательности двух импульсов с длительностями по 20 мкс, время задержки между которыми варьировалось в пределах 0,1-0,5 мс. Проводилось сравнение мощности обратного рассеяния для первого и второго импульсов. При этом время прихода импульсов подбиралось так, чтобы им соответствовало одинаковое усиление, контролируемое по осциллограмме люминесценции. Для временных задержек, меньших времени продольной релаксации лазерного перехода T_1 = 0,23 мс, мощность второго импульса рассеяния стабильно превышала мощность первого (коэффициент этого превышения достигал 4). С увеличением времени задержки прихода второго импульса до величины T_1 и более различие мощностей пучков рассеяния для первого и второго импульсов исходного пучка уменьшалось и при задержках, больших 2-3T_1, отсутствовало. Эти наблюдения подтверждают, что рассеяние связано с отражением от решетки населенности, имеющей временя релаксации T_1. Действительно, ВРР второго импульса должно начинаться на рассеивающей решетке, индуцированной первым импульсом, если эта решетка не успевает релаксировать за время между входными импульсами.

Проводились также измерения уровня эффективной затравки, эквивалентной суммарной мощности спонтанного рассеяния, с которого стартует процесс ВРР, пересчитанной на выходную границу нелинейной среды. Для этого на выходе усилительной схемы устанавливался экран с регулируемым коэффициентом диффузного отражения в заданном направлении. В том случае, когда уровень отражения от этого экрана был велик, на входе усиливающей системы наблюдался спекл-пучок обратного рассеяния. В экспериментах с

общим усилением $\alpha l \approx 8$ при снижении коэффициента отражения от экрана в телесный угол приёма до 10^{-8} (в приёмную апертуру диаметром ~2 мм при расстоянии от фотоприёмника до экрана ~9 м, т.е. в телесный угол $\approx 5 \cdot 10^{-8}$, соответствующий расходимости исходного пучка) в импульсе обратного рассеяния на входе системы усилителей ещё можно было различить компоненту, обусловленную отражением от этого экрана. Поэтому за относительный уровень интенсивности эффективной затравки для развития ВРР (в отсутствие экрана) можно принять величину $I_n = 10^{-9} I_{in}(z=l)$, где $I_{in}(z=l)$ - интенсивность исходного пучка на выходе каскада усилителей. Учитывая усиление в усилителях (при $\alpha l = 8$) $I_{in}(z=l) \approx 3 \times 10^3 I_{in}(z=0)$, можно получить относительный уровень затравочной мощности по отношению к входной $I_n / I_{in}(z=0) \approx 3 \times 10^{-6}$. Отметим, что полученная таким образом оценка затравочного уровня ВРР хорошо согласуется с результатами экспериментов по ДВВ.

Как уже отмечалось выше, затравка рассеяния назад в лазерном усилителе на кристалле Nd:YAG может быть обусловлена спонтанным излучением, рассеянием на флюктуациях показателя преломления и неоднородностях кристаллической структуры АЭ и диффузным рассеянием на торцах.

Интенсивность спонтанного излучения в телесный угол $d\Theta$ и в частотном интервале dv_{in}, пересчитанная на входной торец усилителя, определяется известным выражением [142]:

$$\left\langle |\varepsilon|^2 \right\rangle \approx I_S (d\Theta / 4\pi)(\mathrm{d}\nu_{in} / \Delta\nu_{amp})(\exp(\sigma_e N^0 l_\Sigma) - 1)^{1.5} / ((\sigma_e N^0 l_\Sigma)^{0.5} \exp(1,5\sigma_e N^0 l_\Sigma)), \quad (65)$$

где I_S – интенсивность насыщения усиления, Δv_{in} – ширина линии усиления лазерного усилителя, N^0 – инверсная населённость, l_Σ - полная длина усилителя. Для больших коэффициентов ненасыщенного усиления при ширине линии продольной моды $dv_{in} \sim 10^{-3}$ см$^{-1}$ и телесный угол 5 10^{-8} оценка (65) даёт величину $\left\langle |\varepsilon|^2 \right\rangle \approx 10^{-9}$ Вт/см^2.

Рассеяние вблизи выходного торца Nd:YAG кристалла лазерного качества на неоднородностях его структуры существенно зависит от качества кристалла: при величине коэффициента экстинкции (для наших элементов [143]) на единицу длины стержня в единицу телесного угла ~0,001 см$^{-1}$срад$^{-1}$ получаем величину затравочной интенсивности рассеянного назад (в заданный телесный угол) излучения $\sim 5 \times 10^{-12} I_{in}(z=l)$. Диффузное рассеяние на выходном торце лазерного стрежня зависит от качества его полировки и просветления: при величине диффузного рассеяния в единицу телесного угла 6×10^{-5} срад$^{-1}$ оценка затравки рассеяния даёт $5 \times 10^{-12} I_{in}(z=l)$. Поскольку интенсивность усиленного сигнала на выходе системы усилителей превышает интенсивность насыщения, то последние два вклада (за счёт рассеяния на неоднородностях и остаточных шероховатостях торца АЭ) доминируют над вкладом УСИ.

Теоретическая оценка ВРР (в нестационарном режиме) производилась с помощью той же системы уравнений (64), что и ДВВ. При этом менялось только граничное условие на выходном торце усилителя, в качестве затравки подставлялся сигнал, по интенсивности соответствующий малой доле, ~5×10^{-12}, от интенсивности выходного усиленного импульса. В стационарном приближении из системы (64) можно получить простую оценку для дополнительного усиления слабого сигнала за счёт рассеяния на динамической РПП, сопровождающей решётку населённости. Стационарное решение для комплексной амплитуды волны рассеяния (на его начальной стадии) можно записать в виде:

$$E_{sc}(z)=\int_0^z\left\{\frac{iF_e^k}{2}+\frac{\sigma_e(1+i\beta)F_n^kE_{in}(z')}{2(1+I'_{in}(z')+i\Omega T_{1ef})}+\frac{ik\Delta nE_{in}(z')}{2}\right\}\exp(M(z,z'))dz', \tag{66}$$

где F_e^k и F_n^k – дельта-коррелированные источники флюктуаций поляризации и населённости, соответствеено; Δn - флюктуации показателя преломления (не связанные с населённостью); E_{in} и I'_{in} – амплитуда и интенсивность сильной встречной волны (последняя нормирована на интенсивность насыщения усиления); Ω – сдвиг частоты волны рассеяния (относительно исходной волны), а $M(z,z')$ дается выражением

$$M(z,z')=\frac{\alpha}{2}\int_{z'}^{z}\left\{\frac{1}{1+I'_{in}(z'')}-\frac{(1+I'_{in}(z'')+\Omega T_{1ef}\beta)I'_{in}(z'')}{(1+I'_{in}(z'')+i\Omega T_{1ef})(1+I'_{in}(z''))}\right\}dz'', \tag{67}$$

где α – ненасыщенный коэффициент усиления.

Из выражения (67) можно найти оптимальный сдвиг частоты волны рассеяния (с точки зрения максимального дополнительного усиления), который в приближении постоянной заданной интенсивности сильной волны (I'_{in}) даётся аналитическим выражением:

$$\Omega=\frac{1+I'_{in}}{T_{1ef}\beta}(1+\sqrt{1+\beta^2}). \tag{68}$$

Дополнительное логарифмическое усиление, "нелинейный" инкремент волны рассеяния, на оптимальной частоте (задаваемой (68)), определяются выражением $\alpha\beta^2 I'_{in}/(2(1+I'_{in})^2(1+(1+\beta^2)^{0.5}))$. Из последнего выражения видно, что "нелинейное" усиление ВРР-волны ограничивается при больших интенсивностях исходной волны, что связано с насыщением "линейного" усиления в ее среднем поле. Этот факт отличает ВРР от других видов ВР, для которых инкремент волны рассеяния неограниченно растет с ростом интенсивности падающей волны. Исследование стационарного инкремента выявляет также другую важную особенностью резонансного рассеяния: дополнительное усиление волны ВРР из-за перекачки энергии из сильной исходной волны невелико (при не слишком больших β) по сравнению с ее обычным "линейным" усилением в активной среде. Так, для волны рассеяния на оптимальной частоте отношение "нелинейного" и "линейного" (αl) логарифмических усилений при β = 3

составляет $\approx 1{,}8\, I'_{in}/(1+I'_{in})$ и остается меньше 1 при любых интенсивностях исходной волны. Однако отношение "нелинейного" и "линейного" усиления, взятого с учётом реального насыщения усиления входной волной ($\alpha l/(1+I'_{in})$), растёт с ростом её интенсивности ($\approx 1{,}8\, I'_{in}$).

Численные расчёты нестационарной системы уравнений (64) показали наличие дополнительного усиления волны рассеяния, обусловленное рассеянием на динамической РПП, сопровождающей решётку населённости, которая индуцировалась интерференционным полем исходной волны и волны рассеяния [116]. При этом условия достижения дополнительного нелинейного усиления (при наличии действительной части резонансной восприимчивости) реализуются намного легче, чем в стационарном приближении.

Таким образом, проведенные исследования показали наличие взаимодействия двух встречных взаимно-когерентных световых пучков в лазерном усилителе на кристалле Nd:YAG (приводящее к дополнительному нелинейно-оптическому усилению слабого пучка, которое в 1,5-2 раза может превышать усиление в отсутствие сильной волны), а также вынужденного резонансного рассеяния в усилителе на частоте его рабочего перехода. Пучок ВРР распространяется в телесном угле, определяемой геометрией сильной волны в активной среде, что существенно отличает его от УСИ, распространяющейся в телесном угле всей области усиления. Обсуждаемые механизмы ДВВ и ВРР представляются достаточно универсальными для усилителей с однородным насыщением усиления при наличии действительной части резонансной восприимчивости.

2.3.2 Экспериментальные исследования параметрической генерации и ОВФ в лазерном усилителе на кристалле Nd^{3+}:YAG с петлёй обратной связи

Эффекты ЧВВ в активных лазерных средах привлекают внимание исследователей с конца 70-х годов прошлого века [144-146]. В 80-е и 90-е годы этот интерес был в значительной степени обусловлен возможностью реализации эффекта ОВФ световых пучков в активной лазерной среде [98,146-148]. В конце 80-х годов появились сообщения о наблюдении параметрической генерации и ОВФ световых пучков в лазерных кристаллах с ПОС [94-96,124]. В ряде работ значительное внимание уделялось использованию динамических решёток усиления, индуцированных интерференционным полем исходной волны и волны, прошедшей ПОС, а также невзаимных амплитудно-фазовых элементов в ПОС, обеспечивающих необходимые условия генерации ОВФ волны [96,124,149]. В настоящем и следующем разделах приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований параметрической генерации и ОВФ световых пучков в лазерном усилителе на кристаллах Nd:YAG со взаимной или невзаимной ПОС, проведённых автором (или под его руководством) с начала 90-ых годов [117-122].

В наших экспериментах многомодовый по продольному индексу пучок (содержащий 3…5 продольных моды) Nd:YAG лазера (λ = 1,06мкм) с длительностью импульса ~0,6 мс (сформированный механическим прерывателем из непрерывного излучения) проходил через поляризационный изолятор (образуемый вращателем Фарадея и двумя призмами Глана) и направлялся в исследуемую систему. Система состоял из “нелинейного” лазерного усилителя (на основе Nd:YAG стержня с 1%-й ат. концентрацией ионов Nd^{3+}) и ПОС (рис. 54). Длина петли варьировалась от 0,5 м до 20 м (при длине когерентности входного пучка ~ 6 м). Исследовалось несколько вариантов петлевых схем: с попутными и встречными пучками накачки; с амплитудной и фазовой невзаимностями и без них (рис. 54).

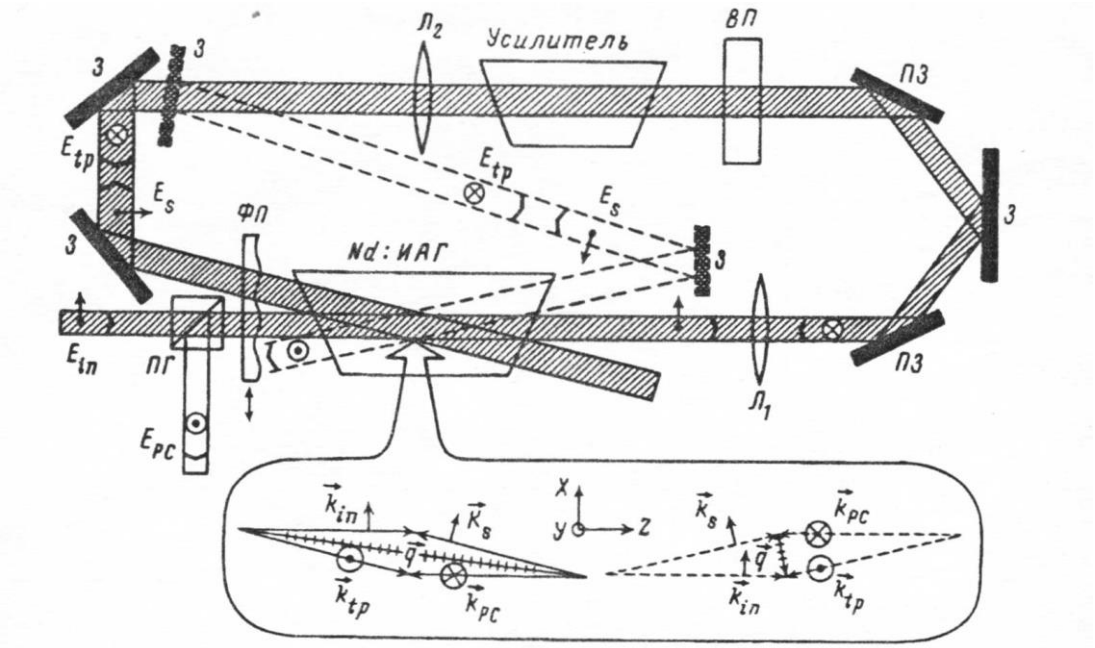


Рисунок 54. Два варианта экспериментальной схемы с диаграммой волновых векторов: ПГ- призма Глана, Nd: YAG - инвертированный лазерный кристалл, Л - линзы, ПЗ - поляризационные зеркала, З - зеркала, E_{in} и E_{tp} - волны накачки, E_{sc} и E_{PC} - волны генерации, $\vec{k}_{in}, \vec{k}_{tp}, \vec{k}_{sc}, \vec{k}_{PC}$ - соответствующие волновые вектора, $\vec{q}$ - вектор решётки инверсии населённости.

Ортогональные поляризации входной и прошедшей ПОС волн исключали их интерференцию. Фазовая невзаимность ПОС достигалась для x- поляризованного входного пучка (поляризованного в плоскости рисунка) использованием кварцевой пластины (ВП), поворачивающей поляризацию волны на 90°. Волна генерации E_s, поляризованная в направлении исходной волны E_{in}, после прохождения ПОС на выходе "нелинейного" стержня имела направленные поляризации, ортогональное исходной ($\vec{E}_{PC} \perp \vec{E}_{in}$). Фазовый набег такой волны генерации в ПОС отличался на π по отношению к фазовому набегу исходной волны. Различие коэффициентов прохождения (амплитудная невзаимность) в ПОС обеспечивалось использованием поляризационных зеркал с различными коэффициентами отражения под углом (для ортогонально-поляризованных волн генерации и накачки). Потери волны накачки в ПОС

(которые были в 20...50 раз больше, чем для генерируемых волн) предотвращали сильное насыщение усиления в среднем поле волны накачки.

Измерялась мощность и энергия отражённого назад излучения $\vec{E}_{PC}$. Пространственная структура пучка в различных поляризациях изучалась с помощью поляризационного клина и электрооптического преобразователя (визуализатора ИК излучения) или ИК камеры. Когда мощность входного пучка и коэффициенты усиления ”нелинейного” стержня и петлевого усилителя достигали определённых пороговых уровней, наблюдалась генерация пучка в направлении навстречу входному. Форма генерируемого импульса в основном определялась динамикой импульса накачки усилителей. Пороговый уровень логарифмического коэффициента усиления “нелинейного” стержня составлял 4,1...4,3 по мощности в зависимости от усиления в петле и мощности входного пучка. Пороговая мощность входной волны зависела от коэффициента усиления всех усилителей; она составляла 0,02...0,1 Вт, что соответствует интенсивности накачки $I_{in} = 20 \div 100 Bm/\text{см}^2$ в области нелинейного взаимодействия. Коэффициент отражения волны генерации по мощности (измеренный в пределах 1.2…1.5 дифракционного угла исходного пучка) достигал $K_{PC} \approx 3...4 \times 10^3$ (и 500…1000 по энергии) (рис. 55).

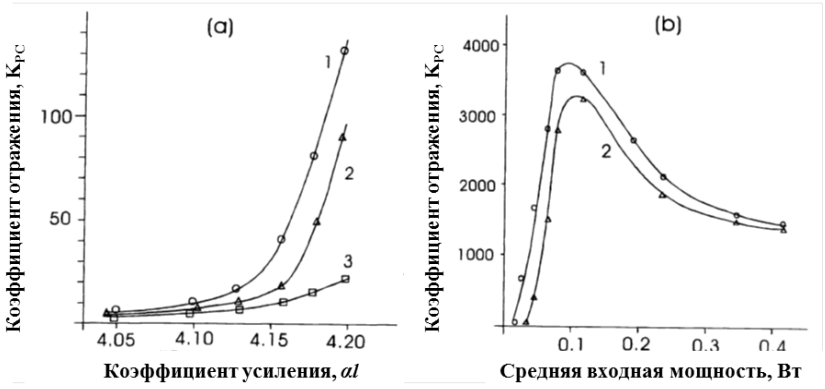


Рисунок 55. Зависимости коэффициента отражения (обращённого пучка) от логарифмического коэффициента усиления (а) (при $R_1 \approx 35$, $R_0 \approx 0{,}3$ и входных мощностях 0,23 Вт (1); 0,34Вт (2); 0,46Вт (3)) и входной мощности (б) (при $\alpha l \approx 4{,}5$ и $R_1 \approx 110$, $R_0 \approx 1$ (1); $R_1 \approx 80$, $R_0 \approx 0{,}7$ (2)).

Исследования показали, что взаимная временная когерентность исходной и прошедшей ПОС волн (в дополнение к их ортогональным поляризациям) не оказывала влияния на порог и кинетику параметрической генерации обращённой волны (в ряде экспериментов длина петли была намного больше длины когерентности исходного пучка). Кроме того, установка одного из зеркал в ПОС на пьезокерамический вибратор с частотой 100 кГц также не влияла ни на порог генерации, ни на коэффициент отражения системы (“ОВФ зеркала”). Следовательно, наблюдаемую генерацию в этом случае нельзя объяснить только наличием резонатора с динамической решёток, записанной в поле интерференции исходной и прошедшей ПОС световых волн.

Экспериментально исследовалось качество ОВФ как для однородного на входе (гауссова) пучка, так и для спекл-неоднородных пучков [117]. В экспериментах с однородным пучком на входе при не слишком большом превышении порога генерировал пучок близкий к точно обращённому (измерения доли мощности обращённой компоненты в угле 1,2-1,5 дифракционных по отношению ко всей мощности давали значение 85...95%). Для достижения высокого качества ОВФ пучка было необходимо избежать самовозбуждения, что удавалось сделать в некотором диапазоне усилений за счет использованием фазовой пластинки внутри ПОС. Эксперименты с пространственно-неоднородным пучком на входе (с фазовой пластинкой на входе системы, увеличивающей расходимость исходного пучка в 10..20 раз) показали, что качество ОВФ достигало 80%, и оно было наилучшим, когда диаметры пучков накачки в "нелинейном" стержне были одинаковы. Для предотвращения самовозбуждения в этих экспериментах внутри петли также использовалась фазовая пластинка. Качество ОВФ тестировалось также с помощью амплитудного транспаранта "сеточка" на исходном пучке. Исследования показали, что качество изображения, создаваемого генерируемой волной в "сопряжённой" транспаранту плоскости, было высоким, когда диаметры пучков накачки (исходного и прошедшего ПОС) в нелинейном стержне были одинаковы. При большом различии диаметров пучков накачки в области нелинейного взаимодействия генерировал пучок существенно отличный от обращенного.

Исследовались зависимости пороговой мощности входной волны и коэффициента отражения системы (по мощности пучков) от поляризации входного пучка. Х-поляризованная исходная волна проходила через пластинку λ/2, ориентация которой обеспечивала поворот поляризации прошедшей волны, а значит и определённый угол (θ) поляризации входного пучка относительно плоскости петли. Было обнаружено, что существует локальный минимум пороговой мощности и максимум коэффициента отражения для х- поляризованной входной волны (θ = 0°) в невзаимной петлевой схеме (рис. 56). Для схемы со взаимной петлёй, которая реализовалась изменением числа зеркал в ПОС, такого экстремума не было обнаружено.

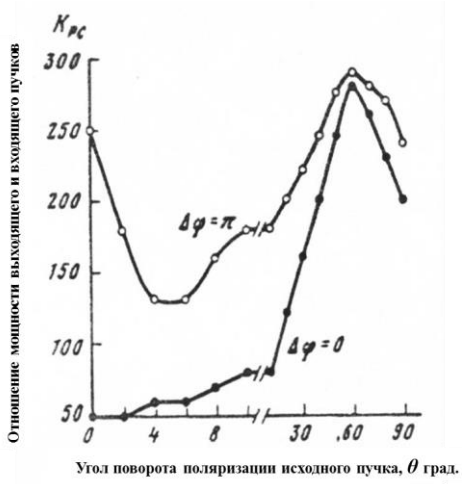


Рисунок 56. Зависимость коэффициента отражения в ОВФ волну (по мощности) от угла поворота поляризации θ входного пучка (относительно плоскости ПОС) для попутного сведения волн накачки при $r_0^2 = 0.4$, $r_1^2 = 40$, $\alpha l = 4.2$ для невзаимной (Δφ=π) и взаимной (Δφ=0) схем.

Следует также отметить, что параметрическая генерация в исследуемой схеме была зарегистрирована и для других поляризаций входного пучка. В частности, в представленном на рисунке 54 варианте невзаимной петли наряду с максимумом при $\theta \approx 0°$ существовал ещё один максимум коэффициента отражения: для угла поляризации входной волны $\theta \approx 60°$. Причём для больших углов θ порог генерации был приблизительно одинаков как в схеме с фазовой невзаимностью, так и во взаимной схеме. Генерация ОВФ-волны реализовалась даже с y-поляризованной входной волной. При этом генерировалась хорошо проходящая по петле y-поляризованная на выходе волна, для которой и фазовый набег и усиление в ПОС были такими же, как и у волны накачки. Эти эксперименты говорят о существовании параметрической генерации и ОВФ в Nd:YAG-кристалле со взаимной ПОС. Исследования ОВФ спекл-пучков (с фазовой пластинкой или амплитудным транспарантом на входе) во взаимной схеме показали возможность достижения высокого качества, существенно не отличающегося от качества ОВФ в невзаимной петле (при той же мощности прошедшей петлю волны).

Была выполнена серия экспериментов по исследованию генерации и ОВФ во взаимной схеме, аналогичной приведённой на рисунке 54, но без вращателя поляризации (без изменения поляризации волн в ПОС) [112,113]. Эти эксперименты показали наличие генерации ОВФ волны во взаимной схеме для любой поляризации волны накачки (поляризация регистрируемой волны генерации совпадала с поляризацией входной волны). Порог генерации не зависел от вибрации зеркал ПОС (вплоть до частоты в 100 кГц). Коэффициент отражения по мощности импульсов (при длительности импульса накачки ~0,65 мс) достигал 18 (рис. 57). Качество обращения (измеряемое как отношение мощности пучка рассеяния, идущего назад в пределах 1,2-1,5 диаметра пучка накачки, к мощности пучка накачки на входе системы) достигало 85-90% для Гауссова пучка накачки и ~80% при наличии на входе фазовой пластинки, увеличивающей расходимость накачки в 10-20 раз.

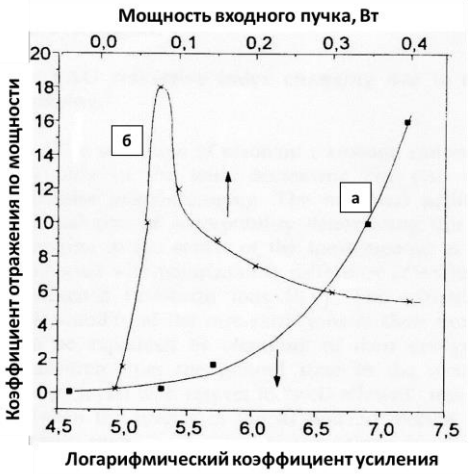


Рисунок 57. Коэффициент отражения (по мощности) ОВФ волны генерации в усилителе на кристалле Nd:YAG с ламповой накачкой со взаимной ПОС (1) как функция логарифмического коэффициента усиления слабого сигнала и мощности исходной волны на входе.

Экспериментальные исследования показали, что эффект параметрической генерации в схеме со взаимной ПОС не может быть обусловлен деполяризацией накачки в стержне, поскольку генерация ОВФ волны наблюдалась в экспериментах с различно-деполяризующими Nd:YAG стержнями (при разной ориентации кристаллографических осей относительно оси стержня и при разном оптическом качестве материала). Измерения спектра пучков (с помощью интерферометра Фабри-Перо) показали отсутствие отстройки частоты волны генерации от частоты исходного пучка. Следовательно, генерация не была связана с эффектами ВРМБ или ВКР. Наиболее вероятным механизмом возникновения генерации ОВФ волны является совместное рассеяние на динамических решётках коэффициента усиления и РПП, сопровождающих решётки населённости в активной среде. Во взаимной схеме с одинаковыми поляризациями световых волн возможно взаимодействие всех четырёх волн (каждой с каждой) на динамических решётках как с большим, так и с малым периодом. В этом случае, наряду с РПП, обусловленными различием поляризуемости возбуждённых и невозбуждённых ионов Nd^{3+}, возможно возникновение достаточно сильных крупномасштабных температурных решёток, обусловленных различным тепловыделением в инвертированном лазерном кристалле в интерференционном поле световых волн (подобные решётки обсуждались в главе 1 при исследовании механизмов ИПП, смотри также работу [150]).

Исследовалось также схема генератора на кристалле Nd:YAG (с ламповой накачкой) с ПОС, в которой в качестве невзаимного элемента использовался вращатель Фарадея с двумя поляризаторами, а также ячейка Покельса с поляризаторами для управления временем открытия резонатора (рис. 58) [121,122]. Основное отличие данной схемы от рассмотренных выше генераторов заключается в способе формирования динамической решётки. В последнем эксперименте динамическая решётка формируется под действием интерференционного поля входного пучка E_1 и прошедшего по петле пучка E_3 ($E_1E_3^*$). Эта динамическая решётка играет роль динамического зеркала, замыкающего резонатор, в котором может генерироваться волна с поляризацией, ортогональной к исходной (эта волна распространяется с малыми потерями). Возможности такой системы генерировать световые пучков с обращённым к накачке волновым фронтом интенсивно исследовались ранее другими группами [124,148,151,152].

В наших экспериментах с генератором, построенном по схеме на рисунке 58, исследовался коэффициент отражения в зависимости от времени задержки открытия резонатора (регулируемого с помощью ячейки Покельса и поляризаторов) по отношению к импульсу записывающего пучка внешнего импульсного Nd:YAG лазера (с длительностью входного импульса ~30 нс).

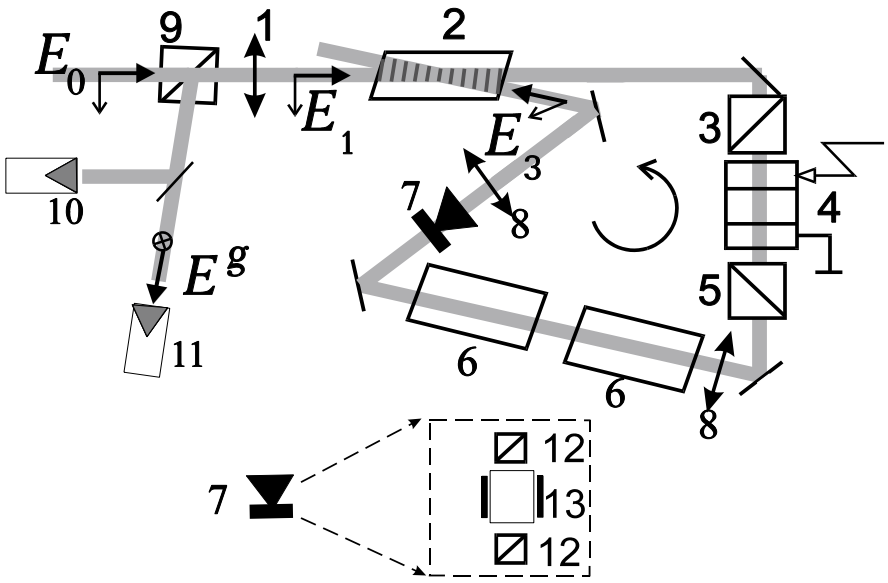


Рисунок 58. Экспериментальная схема голографического лазера: 1,8 – линзы; 2 – усилитель с динамической решёткой; 3, 5, 9, 12 – призмы Глана; 4 – электрооптическая ячейка Покельса; 6 – усилители на Nd:YAG; 7 – изолятор Фарадея с вращателем на постоянном магните (13), 10, 11 – измерители энергии и мощности.

Было обнаружено, что максимальная энергия импульса генерации (длительностью ~20-40 нс) достигается в голографическом лазере при задержке открытия резонатора на ~3-10 мкс по сравнению со временем прихода импульса обращаемой (исходной) волны в инвертированную среду (ламповая накачка включалась задолго до прихода сигнального импульса так, что коэффициент усиления Nd:YAG усилителя к моменту прихода импульса был максимальным) (рис. 59). Этот результат можно объясняется задержкой в формировании РПП после импульса записи решётки населённости. Задержку в формировании РПП, в свою очередь, можно объяснить переходными процессами, обусловленными, в частности, заселением и релаксацией высоколежащего метастабильного уровня $^2F2_{5/2}$ (описанными в главе 1). За счёт такого механизма возрастает дифракционная эффективность динамических (тепловой и электронной) РПП. Численный расчёт задачи, с учётом этого эффекта, показал хорошее совпадение теоретической модели с результатами экспериментов [121,122].

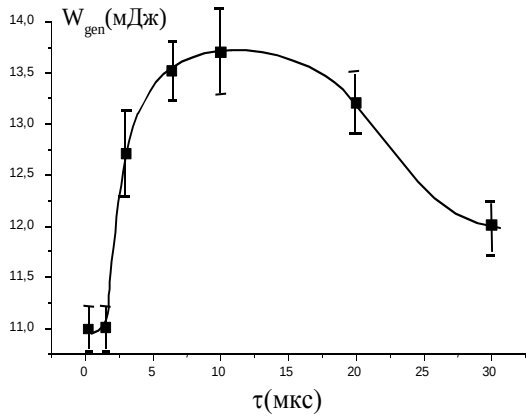


Рисунок 59. Зависимость энергии W_{gen} импульса генерации лазера с голографическим зеркалом, записанным внешним пучком, от времени задержки открытия резонатора τ.

Таким образом, экспериментально показано, что параметрическая генерация и само-ОВФ лазерного пучка могут быть реализованы в инвертированном Nd:YAG кристалле как с невзаимной, так и со взаимной ПОС. Генератор ОВФ пучка на основе лазерного усилителя с ПОС обладает рядом достоинств: низкой пороговой мощностью входного пучка для возникновения генерации; высоким коэффициентом отражения; высоким качеством ОВФ; возможностью работать с лазерными пучками, имеющими высокую мощность и широкий частотный спектр.

2.3.3 Теоретические исследования параметрической генерации при четырёхволновом взаимодействии в лазерном усилителе с петлёй обратной связи

В экспериментах, описанных в предыдущем разделе, исследовано несколько схем генерации при ЧВВ в лазерном усилителе на кристалле Nd:YAG со взаимной или невзаимной ПОС. В зависимости от схемы в генерации принимают участие те или другие динамические решётки. Как уже упоминалось ранее, схемы, в которых динамическая решётка индуцируется интерференционным полем исходной волны и волны, прошедшей ПОС, теоретически исследовались ранее (до момента публикации работ, представленных в настоящей диссертации) [96,124]. В данном разделе приведены результаты теоретических исследований особенности параметрической генерации при ЧВВ в лазерном усилителе на кристалле Nd:YAG с ПОС в отсутствие интерференции исходной волны и волны, прошедшей петлю (то есть для схемы, представленной на рисунке 54). Использовано приближение плоских монохроматических волн с линейной поляризацией, пересекающихся под малым углом (почти встречно) в инвертированной среде. Усиление и нелинейное взаимодействие исходной волна (с комплексной амплитудой E_{in}), волны прошедшей ПОС (с комплексной амплитудой E_{tr}) и волн генерации (с комплексными амплитудами E_{sc} и E_{PC}) описываются следующей системой дифференциальных уравнений:

$$
\begin{aligned}
-\frac{\partial E_{sc}}{\partial z} &= \frac{\sigma_e}{2}(1+i\beta)(E_{sc}N_0 + E_{in}N_1), \quad \frac{\partial E_{in}}{\partial z} = \frac{\sigma_e}{2}(1+i\beta)(E_{in}N_0 + E_{sc}N_1^*), \\
-\frac{\partial E_{PC}}{\partial z} &= \frac{\sigma_e}{2}(1+i\beta)(E_{PC}N_0 + E_{tp}N_1), \quad \frac{\partial E_{tp}}{\partial z} = \frac{\sigma_e}{2}(1+i\beta)(E_{tp}N_0 + E_{PC}N_1^*),
\end{aligned}
\tag{69}
$$

где средняя в пространстве населенность N_0 и решётка населённости с комплексной амплитудой N_1, описываются следующими уравнениями (которые можно получить из уравнения (21), если пренебречь эффектами апконверсии, ПВС и УСИ, насыщением поглощения и влиянием решётки на среднюю населённость):

$$
\frac{\partial N_0}{\partial t} = U_p - \left(\frac{1}{T_{1ef}} + \frac{I_\Sigma}{W_s}\right)N_0, \qquad \frac{\partial N_1}{\partial t} = -\frac{(E_{sc}E_{in}^* + E_{PC}E_{tr}^*)}{W_s}N_0 - \left(\frac{1}{T_{1ef}} + \frac{I_\Sigma}{W_s}\right)N_1, \tag{70}
$$

где U_p – скорость накачки, T_{1ef} – эффективное время продольной релаксации ($T_1 \approx 230$ мкс для кристалла Nd:YAG), W_s – плотность энергии насыщения на длине волны сигнала, $I_\Sigma = \frac{cn_0}{8\pi}(|E_{in}|^2 + |E_{tr}|^2 + |E_{sc}|^2 + |E_{PC}|^2)$ - суммарная интенсивность световых волн.

В системе уравнений (69)-(70) учитывается только одна мелкомасштабная (с малым периодом) решётка населённости (индуцируемая полем интерференции сильных исходных волн и волн рассеяния); пренебрегается температурными РПП и различием влияния тепловой линзы на световые волны; не учитывается заселение при ламповой накачке высоколежащих квазиметастабильных уровней $^2F2_{5/2}$, $^4D_{3/2}$ и $^2P_{3/2}$.

Рассмотрим возможность мягкого режима возбуждения параметрической генерации, когда волна рассеяния E_{sc} стартует с малого уровня шумов на границе $z = l$ $E_{sc}(z=0,t) = \varepsilon + r_{rd}E_{in}(z=0,t); \varepsilon, r_{rd} << 1$, а возмущения населённости в начальный момент времени отсутствуют $N_1(t = 0, z) = 0$. Граничные условия связывают комплексные амплитуды падающей в нелинейный кристалл и прошедшей через ПОС волн

$$E_{tp}(z=0) = E_{in}(z=l)\, r_0 \exp(i\phi_0), E_{PC}(z=l) = E_{sc}(z=0)\, r_1 \exp(i\phi_1), \qquad (71)$$

где коэффициенты r_0 и r_1 характеризуют возможные усиления и потери световых волн в ПОС, а φ_1 и φ_0 - их фазовые набеги.

Порог параметрической генерации (волны рассеяния E_{sc} и обращённой волны E_{PC}) может быть найден аналитически. Средняя населённость и амплитуда решётки населённости в стационарном режиме (когда коэффициент усиления постоянен, а характерное время установления решётки много меньше длительности световых импульсов) могут быть представлены в следующем виде:

$$N_1 = N_0\left(E_{in}^* E_{sc} + E_{tp}^* E_{PC}\right) \Big/ \left(I_S\left(1 + i\Omega T_{1ef} + \frac{|E_{in}|^2 + |E_{tp}|^2}{I_S}\right)\right), \qquad N_0 \approx \left[U_p\left(1 + \frac{|E_{in}|^2 + |E_{tp}|^2}{I_S}\right)\right]^{-1}, \qquad (72)$$

где Ω - частотная расстройка волн генерации и исходных волн.

Подставляя (72) в уравнения (69) с граничными условиями (71) в приближении заданных интенсивностей волн накачки, $|E_{in}|^2 / I_S = \text{const} = I$ и $|E_{tr}|^2 / I_S = r_0^2 I$, получим дисперсионное уравнение:

$$\exp\left(-\frac{\alpha(1+i\beta)I(1+r_0^2)}{2(1+I(1+r_0^2))(1+i\Omega T_{1ef} + I(1+r_0^2))}\right) = 1 + \frac{(1+r_0^2)}{r_0 r_1}\exp\left(i\left(\varphi_0 - \varphi_1\right)\right). \qquad (73)$$

Уравнение (73) определяет пороговую интенсивность I и отстройку частоты волны генерации Ω при фиксированных значениях параметров r_0, r_1, $\alpha = \sigma_e N_0 l$. Предположим вначале, что реальная часть резонансной восприимчивости отсутствует ($\beta = 0$). Тогда уравнение (73) дает решение для пороговой интенсивности при конечном усилении α, если усиление волны

люминесценции (рассеяния) в ПОС больше, чем усиление волны накачки ($r_1 > r_0$), а фазовые набеги волн генерации и исходных волн, распространяющихся в противоположных направлениях по этой петле, различаются более, чем на π/2 ($\varphi_1 - \varphi_0 > \pi / 2$). В этом случае генерация возможна в конечном интервале значений входной интенсивности, зависящем от коэффициента усиления "нелинейного" стержня (справа от кривых на рис. 60). При фиксированных коэффициентах прохождения волн по петле существует критическое значение усиления α, ниже которого параметрическая генерация невозможна ни при каких интенсивностях накачки.

Минимальные пороги (для I и α) достигаются в случае фазовой π-невзаимности петли ОС: $\varphi_1 - \varphi_0 = \pi$. Наличие генерации в этом случае можно объяснить смещением одной решётки интерференции $E_{in}^* E_{sc}$ по отношению ко второй решётке $E_{tp}^* E_{PC}$ на половину периода. В результате, каждая из волн накачки E_{in} (и E_{tp}) при дифракции на решётке населённости $\delta n_2 \sim E_{tp}^* E_{PC}$ (и $\delta n_1 \sim E_{in}^* E_{sc}$), даёт волну E_{sc} (и E_{PC}) которая коррелирована с максимумами усиления инвертированного кристалла. Другими словами, фазовая π -невзаимность петли ведёт к положительной обратной связи между возбуждением решёток населённости и нарастанием обращённой волны генерации.

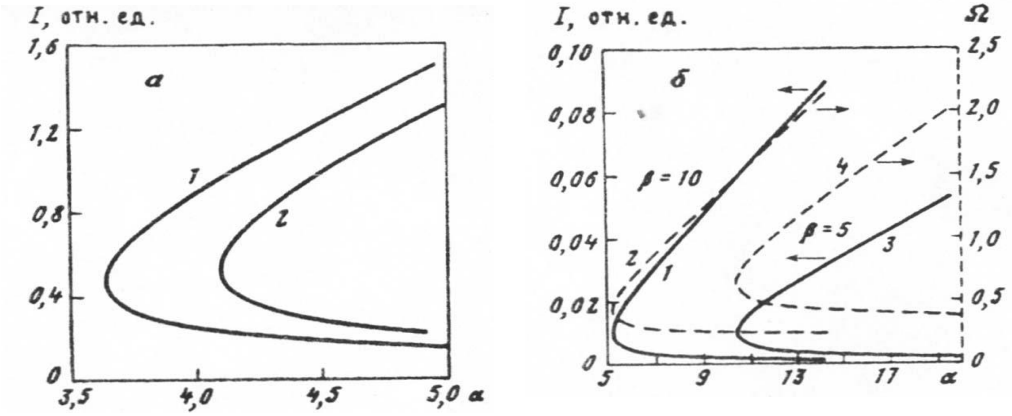


Рисунок 60. Зависимость пороговой интенсивности входного пучка (нормированной на интенсивность насыщения) для невзаимной (а) и взаимной (б) петлевых схем и частотной отстройки волны накачки ΩT_{1ef} для взаимной (б) схемы от ненасыщенного логарифмического коэффициента усиления (по слабому сигналу): $\alpha = \sigma_e N_0 l$.

Обозначения кривых на рисунке (а) соответствуют следующим параметрам: $r_0^2 = 1{,}1$, $r_1^2 = 30$ (1); $r_0^2 = 0{,}9$, $r_1^2 = 25$ (2), β = 0, Ω = 0; на рисунке (б): $r_0 = r_1 = 6$; β = 10 (1,2), β = 5 (3,4)

Другим необходимым условием возбуждения параметрической генерации, как следует из анализа решений уравнения (73) при $\beta = 0$, является различие коэффициентов прохождения волн накачки и генерации в ПОС, $r_1 > r_0$ (амплитудная невзаимность). Физически, различие усилений в петле ведёт к различию амплитуд интерференционных решёток, смещённых на

половину периода, и предотвращает взаимное гашение решёток населённостей δn_1 и δn_2, индуцированных этими оптическими полями. С другой стороны, малое усиления волн накачки в ПОС ($r_0^2 \ll r_1^2$) препятствует быстрой релаксации решёток инверсии в мощном "среднем" световом поле прошедшей по петле волны накачки E_{tp}.

Учтем теперь существование действительной части резонансной восприимчивости инвертированного кристалла: $\beta \neq 0$. Исследование уравнения (73) в этом случае показывает возможность генерации (конечную пороговую интенсивность входной волны) на отстроенной частоте ($\Omega \neq 0$) даже во взаимной схеме ($r_1 = r_0$, $\varphi_1 = \varphi_0$). Поведение пороговых кривых здесь (на рисунке 60(б)) аналогично случаю чисто мнимой восприимчивости. Физически, генерация в среде с действительной восприимчивостью может быть интерпретирована совместным ВРР исходных сильных волн на бегущих РПП. Здесь можно провести аналогию со средой с тепловой нелинейностью (например, с НЖК, рассмотренными в разделе 2.2.2), в которой также возможна генерация ОВФ-волны (в петлевой схеме) с частотой, отличной от частоты волны накачки [14]. Следует однако отметить, что (в рамках применимости наших приближений) разумные пороговые коэффициенты усиления α достигаются во взаимной схеме только для большого значения отношения действительной и мнимой частей нелинейной восприимчивости $\beta \geq 3$. В то же время, надо учитывать, что в проведённом рассмотрении не учитывались вклады в действительную часть восприимчивости тепловых решёток и возрастание электронной нелинейности (за счёт вклада в поляризуемость верхних квазиметастабильных уровней рабочей лазерной оболочки ионов Nd^{3+}).

Численное исследование полной системы нестационарных уравнений (69)-(70) в Nd:YAG усилителе с ПОС также показало возможность возникновения параметрической генерации обращённой волны при логарифмическом коэффициенте усиления (по слабому сигналу) ~3-4 и параметре $\beta \geq 1$-2 [3.41] (рис. 61).

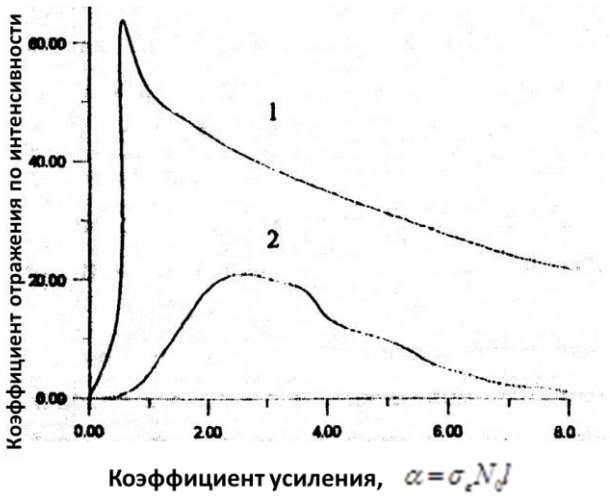


Рисунок 61. Численно рассчитанный коэффициент отражения (отношение интенсивностей выходной обращённой волны генерации и входной волны) как функция логарифмического коэффициента усиления $\alpha = \sigma_e N_0 l$ для невзаимной ПОС (1) и взаимной ПОС (2) со следующими параметрами: (1) $r_0^2 = 1, r_1^2 = 100, \varphi_0 - \varphi_1 = \pi, \beta = 1{,}5, \alpha = 6, \Omega = 0$; (2) $r_0^2 = r_1^2 = 36, \varphi_0 - \varphi_1 = 0, \beta = 1{,}5, \alpha = 6, \Omega T_{1ef} = 1{,}3$.

Заметное различие оценок порогов генерации в стационарной теории и при численном расчёте в нестационарном приближении можно объяснить закономерностями ВР на инерционных решётках: в нестационарном режиме возможно усиление слабой волны рассеяния без специально-заданного частотного сдвига. Кроме того, в нестационарном режиме уменьшается влияние насыщения на средний коэффициент усиления (по слабому сигналу). Это существенно упрощает возможность развития генерации в нестационарном режиме.

Следует отметить, что существует и другая возможность снижения порога генерации обращённой волны в усилителе со взаимной петлевой схеме: “жёсткое” возбуждением, когда рост коэффициента отражения (рассеяния в волну генерации) начинается с конечного уровня отражения на случайных решётках. Такое жёсткое возбуждение петлевых ОВФ-схем изучалось в прошлом для фоторефрактивных кристаллов [153] и сред со стрикционной нелинейностью [154]. В лазерном усилителе необходимый пороговый уровень волны генерации на выходе может обеспечиваться мощной суперлюминесценцией, распространяющейся в противоположных направлениях и индуцирующей в активной среде динамические решётки населённости со случайной фазой.

2.3 Основные результаты и выводы главы 2

Исследованы общие закономерности параметрической генерации при совместном вынужденном рассеянии (вырожденном ЧВВ) световых пучков (с импульсами длительностью в сотни микросекунд и более) в нелинейных средах с инерционными кубичными нелинейностями (тепловой или ориентационной в НЖК или нелинейностью насыщения усиления в лазерных кристаллах) и с петлёй обратной связи. Показана возможность параметрической генерации волны, распространяющейся навстречу исходной и имеющей обращённый волновой фронт, с низким порогом возникновения и большим коэффициентом отражения. Механизм возникновения параметрической генерации связан с совместным ВР на динамических решётках показателя преломления, индуцированных интерференционным полем исходных световых волн и волн рассеяния в нелинейной среде. Порог параметрической генерации зависит от амплитудного и фазового преобразования светового пучка в ПОС (от величины амплитудной и фазовой невзаимности обратной связи).

В НЖК с тепловой и ориентационной нелинейностью порог параметрической генерации обращённой волны по мощности входной волны составляет сотни милливатт (или единицы кВт/см^2 по интенсивности). Показано, что ячейки НЖК с ПОС могут быть использованы для компенсации термонаведённых искажений в импульсно-периодических двух- и четырёхпроходовых усилителях на кристаллах Nd:YAG с ламповой накачкой. Ограничение

использования четырёхволновых НЖК-зеркал для мощных лазерных пучков связано с их перегревом выше точки фазового перехода нематик-изотропная жидкость.

В лазерных усилителях Nd:YAG с ламповой накачкой исследовано взаимодействием двух встречных резонансных световых пучков. При этом показана возможность дополнительного усиления слабой волны за счёт нелинейной перекачки энергии из сильной на динамических РПП, сопровождающих решётки населённости активной среды. Показана также возможность нелинейного усиления слабого сигнала, возникающего в результате ВРР сильной волны в лазерном усилителе.

В лазерных усилителях Nd:YAG с ламповой накачкой с ПОС происходит параметрическая генерация волны, распространяющейся навстречу исходной и имеющей обращённый волновой фронт по отношению к исходному пучку. Порог параметрической генерации нелинейно зависит от усиления слабого сигнала в усилителе и может составлять десятки-сотни милливатт по мощности входного пучка. Доказана доминирующая роль динамических РПП, сопровождающих индуцированные светом решётки населённости, для возникновения параметрической генерации в лазерных усилителях со взаимной ПОС.

Глава 3. Твердотельные лазеры с резонаторами на динамических решётках

Динамические решётки, выполняющие функции зеркал лазерного резонатора, могут формироваться в нелинейной среде как внешними световыми волнами (этот случай был рассмотрен в главе 2), так и самими волнами генерации. Во втором случае входное излучение отсутствует, и можно говорить о самоорганизации лазера с резонатором на динамических решётках (или о “самостартующем лазере”). Голографические зеркала (совокупность динамических решёток) таких лазеров могут обеспечивать высокую пространственно-угловую и частотную селективность световых волн, что существенно отличает их от обычных зеркал. Кроме того, будучи записанными волнами генерации, такие динамические голографические зеркала могут обладать адаптивными свойствами (подстраиваясь под изменения оптического пути внутри резонатора).

Динамические решётки самостартующих лазеров могут формироваться в различных нелинейных средах [89], и в частности, в самих активных средах твердотельных лазеров [94,95]. Первые сообщения о таких лазерах с резонаторами на динамических решётках появились в конце 80-х – начале 90-х годов 20-ого века [94,95,155,156].

Данная глава посвящена теоретическим и экспериментальным исследованиям твердотельных лазеров с динамическими голографическими зеркалами, выполненных автором самостоятельно и группой ИПФ РАН, возглавляемой автором, за последние 25 лет [104, 157-185]. Ряд перечисленных работ выполнен во взаимодействии со студентами и сотрудниками ННГУ, Ковровской государственной технической академии, а также Имперского колледжа г. Лондона (Великобритания).

3.1 Общие принципы и схемы лазеров с резонаторами на динамических решётках

3.1.1 Качественное рассмотрение условий генерации в динамическом резонаторе с “петлевым” нелинейно-оптическим зеркалом

Рассмотрим общие принципы лазерных генераторов, резонаторы которых формируются с участием динамических решёток, возбуждаемых в нелинейной среде интерференционным полем волн генерации. Существует несколько схем лазеров с динамическими зеркалами. Рассмотрим вначале одну из наиболее общих схем, содержащую лазерные усилители (Ус1 и Ус2), нелинейно-оптический элемент с кубичной (инерционной) нелинейностью (НЭ) и зеркала, формирующие “петлю обратной связи” (ПОС) (рис. 62).

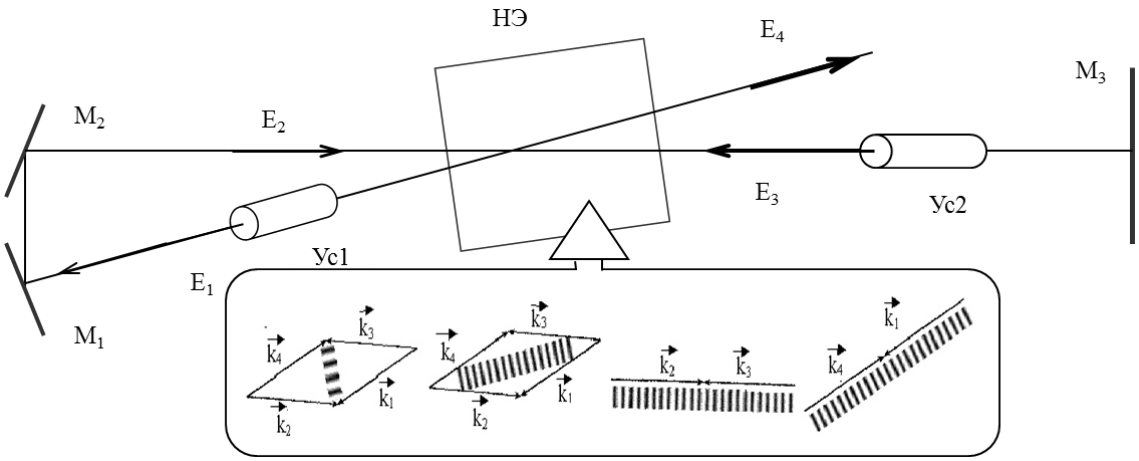


Рисунок 62. Схема лазерного генератора с петлеобразной конфигурацией. M_1, M_2, M_3 – линейные зеркала, Ус1 и Ус2 – лазерные усилители, $\vec{\kappa}$ – волновые векторы взаимодействующих оптических волн E_1, E_1, E_2 и E_3, штрихами изображены наводимые в нелинейной среде (НЭ) динамические решетки.

Без нарушения общности задачи, можно считать, что наиболее слабая волна E_1 стартует с уровня УСИ, а остальные волны E_2-E_4 получаются в результате прохождения волны E_1 через усилители и отражения от зеркал (прохождения ПОС). Отметим, что вначале в системе нет выходного зеркала, за счёт отражения обеспечивающего положительную обратную связь, которая необходима для развития генерации в обычном резонаторе. Система поворотных зеркал M_1, M_2, M_3 является лишь пространственным селектором, формирующим направления распространения световых волн и обеспечивающих их пересечение в нелинейном элементе. Интерференционное поле этих световых волн E_1-E_4, индуцирует в нелинейной среде динамические решётки. В зависимости от типа нелинейной среды эти решётки могут быть решётками показателя преломления, коэффициента поглощения или усиления, или их комбинацией. Дифракция сильных волн на этих решётках при определённых условиях может приводить к перекачке энергии из сильных в более слабые волны, в частности, в наиболее слабую волну E_1. Рост амплитуды волны E_1 приводит к росту амплитуд всех остальных волн, что в свою очередь ведёт к нарастанию интерференционного поля и, следовательно, динамических решёток, индуцируемых этим полем. В результате в системе устанавливается положительная обратная связь между ростом интенсивности световых волн и ростом амплитуды динамической решётки (а значит, и ростом коэффициента отражения нелинейных зеркала). При достижении определённого порогового уровня усиления рассмотренная система превращается в генератор с нелинейным зеркалом. Резонатор замыкается динамическими решётками, система входит в режим лазерной генерации. Следует отметить, что положительная обратная связь, необходимая для генерации, установится в системе только в том случае, если волна нелинейного отражения от динамических решёток будет согласована (сфазирована) с волнами, которые эту решётку индуцировали.

Принципиальным отличием возникающей генерации от УСИ является наличие быстрого (“взрывного”) нарастания выходной мощности (ограничиваемой насыщением усиления), существование продольных и поперечных мод (узкая спектральная линия и высокая направленность), конкуренция мод, переходные процессы в виде релаксационных колебаний и т.д. В отличие же от генерации в лазере с обычным резонатором лазер на динамических решётках имеет более быстрое нарастание мощности из-за возрастания (самомодуляции) добротности резонатора за счёт формирования динамического зеркала, а также лучшую дискриминацию высоких пространственных мод по сравнению с основной модой (которая обусловлена не только меньшими дифракционными потерями основной моды в резонаторе, но и лучшим её отражением от “нелинейного” голографического зеркала по сравнению с другими модами).

3.1.2 Продольные моды лазера с петлевым резонатором на динамических решётках

В лазерах с резонаторами на динамических решётках, так же как и в обычных лазерах, существуют продольные и поперечные моды. В отличие от обычных лазеров модовая структура излучения определяется не только условиями распространения в резонаторе, но и взаимодействием и самовоздействием световых волн (пучков) в нелинейной среде.

Будем считать, что на стадии развития генерации выходное зеркало в резонаторе отсутствует и основную роль играют динамические зеркала (динамические РПП, решётки поглощения или усиления), которые индуцируются самими волнами генерации. Для анализа модовой структуры в резонаторе с динамическими решётками можно использовать операторное соотношение, связывающее самую слабую (по интенсивности) волну E_1 со всеми остальными при её появлении (из-за отражения от решёток) в нелинейной среде:

$$\widehat{L_1}E_1 = \widehat{F_{NL}}E_2E_3E_4^* + \sum_{i=1}^{4} E_i\widehat{D_{1i}}\,E_1E_i^* + E_1\widehat{S}\sum_{i=1}^{4}|E_i|^2, \qquad (74)$$

где L_1 – квазиоптический оператор, F_{NL} – оператор ЧВВ; $D_{1\mathrm{i}}$ –оператор ДВВ, S – оператор нелинейной линзы (самовоздействия).

Кроме того, нужно учитывать линейные операторные соотношения, попарно связывающие волны при их распространении в свободном (линейном пространстве) резонатора:

$$E_i = \widehat{L_{ij}}E_j \qquad (75)$$

где L_{ij} – линейный оператор распространения. Для нахождения продольных мод можно воспользоваться приближением плоских монохроматических волн и стационарного локального нелинейного взаимодействия (в “вырожденном” случае одинаковых частот волн в резонаторе).

Синхронизм ЧВВ определяет лишь первое слагаемое в правой части (74), которое в этом случае переходит в алгебраическое соотношение:

$$E_1 \sim f_{\mathrm{NL}}\, E_2\, E_3\, E_4^{*}\,, \tag{76}$$

где f_{NL} – комплексный коэффициент.

При чисто действительном положительном коэффициенте f_{NL} это соотношение для "петлевых" резонаторов выполняется автоматически для любых частот: прямой подстановкой нетрудно убедиться, что в резонаторе без невзаимных элементов фазовые набеги волн 1-3 в точности компенсируются фазой волны 4. Действительно, из соотношения (76) можно получить связь фаз (φ_i, i=1-4) взаимодействующих волн:

$$\begin{aligned}\varphi_1(z) &= \varphi_2(z)+\varphi_3(z)-\varphi_4(z)+\xi_{NL} = \delta\psi_{2NL}(z)+\delta\psi_{1NL}(0)+\xi_{NL}+\\ &+\psi_{12}(0)+\delta\psi_{3NL}(z)+\varphi_3(L)-\delta\psi_{4NL}(z)-\psi_{34}(L)-\delta\psi_{3NL}(0)-\varphi_3(L)\,,\\ &= \delta\psi_{2NL}(z)+\delta\psi_{3NL}(z)-\delta\psi_{4NL}(z)+\delta\psi_{1NL}(0)-\delta\psi_{3NL}(0)+\xi_{NL}\end{aligned} \tag{77}$$

где ξ_{NL} – фаза коэффициента нелинейности, $\delta\psi_{iNL}$ – фазовый набег i-ой волны в нелинейной среде, $\psi_{12}(0)$ и $\psi_{34}(L)$ –фазовые набеги в ПОС (взаимно-компенсируемые в схеме без невзаимных элементов).

Таким образом, во взаимной системе с ЧВВ (при ξ_{NL}=0) условия фазового согласования не накладывают ограничений на частоты, поэтому любая волна в полосе усиления и нелинейного взаимодействия является модой! Подобный вывод был известен для резонаторов с ОФВ-зеркалом, например, на фоторефрактивной нелинейности [89].

Другая особенность мод резонатора с ЧВВ-зеркалом связана с фазой коэффициента нелинейности ξ_{NL}: для нелинейности насыщения усиления стационарный коэффициент f_{NL} – отрицательная величина ($\xi_{\mathrm{NL}} = \pi$), а для нелинейности показателя преломления – чисто мнимая ($\xi_{\mathrm{NL}} = \pi/2$). Компенсация дополнительного фазового сдвига ξ_{NL} при отражении от решётки может быть достигнута при использовании невзаимного фазового элемента в ПОС (с фазовой невзаимностью π для решёток усиления [155,186]) или за счёт смещения частоты при отражении от движущейся РПП [157-159]. Только в этих случаях достигается фазировка волн и устанавливается положительная обратная связь между ростом динамических решёток и амплитуд световых волн. Наличие малой частотной отстройки при отражении от динамической решётки и внутрирезонаторных движущихся зеркал, компенсирующих эту частотную отстройку, принципиально не меняет ситуацию с выполнением условия синхронизма при обходе резонатора: при наличии фазового согласования любая волна может быть продольной модой. Только в случае большой частотной отстройки при отражении от динамической решётки, которая не компенсируется на одном проходе в резонаторе, возникают ограничения на величину этой отстройки: в этом случае фаза волн должна восстанавливаться (изменяться на

число кратное 2π) за полный обход петлевого резонатора. При этом появляется дискретный спектр отстроек [89]. Для “медленных” инерционных нелинейностей, ориентационной и тепловой в НЖК, электронной (нелинейности насыщения) и тепловой в лазерных кристаллах, величина отстройки, оптимальной для нелинейного взаимодействия волн, лежит в диапазоне 1-10 килогерц, что существенно меньше величины межмодового интервала, определяемого полным обходом петлевого резонатора (с заданным зеркалом). С другой стороны, если смешение частоты при отражении от динамической решётки не компенсируется в резонаторе, происходит постоянная перестройка (свипирование) частоты. Подобный эффект известен для лазеров с нелинейным зеркалом в фоторефрактивной среде [187], и недавно был обнаружен в волоконном лазере с распределённой обратной связью на самоиндуцированной динамической решётке в активной среде [188,189].

Следует отметить, что инерционность или нелокальность нелинейности может существенно повлиять на условие формирования мод в резонаторе, если интенсивности или распределения пучков заметно различаются. Например, фазовый набег из-за самовоздействия более сильной волны внутри нелинейной среды будет отличаться от фазового набега из-за самовоздействия более слабых волн (аналогичная ситуация возникает и за счёт ДВВ волн разной интенсивности). Это может привести к невзаимости обратной связи в петлевом резонаторе в отсутствие линейных невзаимных элементов.

После того, как динамическая решётка в резонаторе сформировалась, условия внутрирезонаторной селекции качественно меняются: появляется резонатор с заданной “распределённой обратной связью”. Теперь резонатор имеет выходное (заданное) голографическое зеркало, которое наряду с другими “линейными” зеркалами определяет спектр продольных мод. В частности, при наличии крупнопериодной (просветной) решётки в качестве зеркала резонатора межмодовый интервал $\Delta\nu_m$ определяется удвоенной оптической длиной линейной части резонатора L_d, длиной петлевой части резонатора L_{loop} и удвоенной оптической длиной активной среды L_{ac} [174]:

$$\Delta\nu_m = c/(2L_d + L_{loop} + 2L_{ac}). \qquad (78)$$

Следует отметить, этот межмодовый интервал (78) отличается от межмодового интервала обычного резонатора (в последнем случае в знаменателе будет стоять 2 L_{loop}). Если же резонатор формируется мелкопериодной (отражательной) решёткой ЧВВ, то в выражении для межмодового интервала будет входить удвоенная длина ПОС [155].

Ширина спектра генерации определяется условием синхронизма при отражении от решётки (известным условием Брэгга при отражении от толстой голограммы или дифракцией Раммана-Ната при отражении от тонкой голограммы [190-194]). Число продольных мод (в интервале частот $\Delta\nu$ вокруг основной частоты ν) ограничивается известным условием “брегговской”

селекции при отражении, например, от объёмной решётки с периодом Λ (записанной двумя волнами, пересекающимися под углом Θ) и её толщиной T [190-194]:

$$\Delta\nu \approx \nu \frac{\Lambda}{T} ctg(\theta/2). \qquad (79)$$

При наличии в объёме нелинейной среды нескольких решёток условие отражения должно выполняться для каждой решётки, и спектр продольных мод будет определяться совокупностью соотношений (78) и (79) для каждой решётки. При этом надо иметь ввиду, что периоды решёток существенно различаются: от λ/2 (для решёток, индуцированных встречными волнами) до λ/Θ (для решёток, индуцированных попутными волнами, распространяющимися под углом Θ). Межмодовый интервал, задаваемый различными решётками, также может различаться: так для решёток, формируемых в процессе ДВВ, в частности, между самой сильной и самой слабой волнами на выходе системы, в выражении (78) будет входить удвоенная длина петлевой части резонатора. Очевидно, что одновременное выполнение условий синхронизма и модовых условий для отражения от решёток с разными периодами существенно уменьшает число возможных продольных мод лазера с резонатором на динамических решётках [186].

Таким образом, в лазере с резонаторами на динамических решётках существует спектр продольных мод, который отличается от спектра мод обычного резонатора большим межмодовым интервалом и меньшей шириной (из-за необходимости выполнения условия отражения от совокупности решёток - голограммы). Для существования одной продольной моды в лазере с динамической голограммой существует больше условий, чем в обычном лазере. Однако даже в таком лазере может сформироваться несколько мод в течение одного импульса, если уменьшение отражения от решётки из-за расстройки синхронизма компенсируется большим усилением в активной среде. Если период следования импульсов мал (по сравнению со временем релакасации решётки), то развитие мод при последующих импульсах накачки определяется решётками, сформированными предыдущим импульсом. Если же период следования импульсов накачки превышает время жизни динамической решётки, то для последующего импульса спектр продольных мод может отличаться от спектра предыдущего импульса (если из-за изменения условий распространения преимущество получит иная основная продольная мода).

3.1.3 Поперечные моды лазера с петлевым резонатором на динамических решётках

Структура поперечных мод в резонаторе с динамическими решётками также определяется условиями распространения световых пучков в пространстве (дифракцией) и их нелинейно-оптическим взаимодействием. Для нахождения поперечных мод можно также использовать

систему соотношений (74) и (75). В петлевых резонаторах с коротким нелинейным элементом ДВВ и самовоздействие волн в нелинейной среде не накладывает существенных ограничений на состав поперечных мод. Используя это предположение (пренебрегая ДВВ и самовоздействием в нелинейной среде), уравнение (74) можно представить в упрощенном виде:

$$\widehat{L_1}E_1 = \widehat{F_{NL}}E_2E_3E_4^* \tag{80}$$

Для анализа поперечных мод можно искать решение (80) для комплексных амплитуд световых волн в виде обобщённого гауссова пучка:

$$E_j(r,z) \sim \exp\left(-\frac{ikr^2}{2q_j(z)}\right), \tag{81}$$

где r – поперечная координата пучка, z – координата вдоль направления распространения, k – волновое число, $q_j(z)$ – обобщённый комплексный радиус кривизны пучка, представимый в виде

$$\frac{1}{q_j(z)} = \frac{1}{R_j(z)} - i\frac{\lambda}{\pi w_j^2(z)}, \tag{82}$$

где R(z) и w(z) – действительные радиус кривизны и радиус пучка. Преобразование q-параметра осесимметричного пучка в “линейной части” резонатора (из сечения z в сечение z’) можно описать с помощью стандартного подхода ABCD матрицы [193]:

$$q' = \frac{Aq + B}{Cq + D}, \tag{83}$$

где A,B,C,D – элементы лучевой матрицы оптической системы.

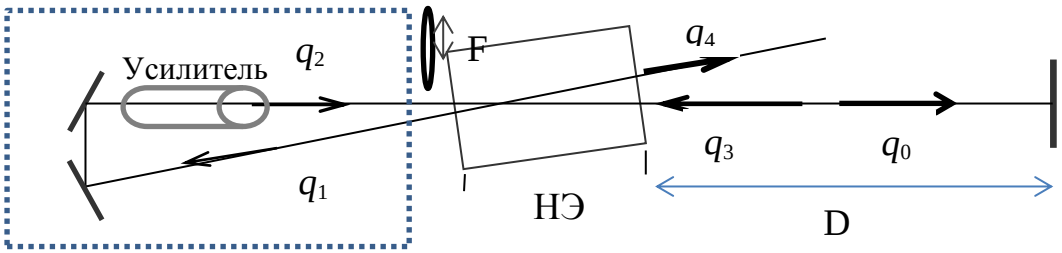


Рисунок 63. Резонатор лазера с четырёхволновым взаимодействием внутри нелинейной элемента (“НЭ”). Показаны комплексные радиусы кривизны всех волн q_i. Прямоугольник их точек выделяет область произвольной оптической системы.

Стационарное нелинейно-оптическое ЧВВ (на любой амплитудно-фазовой нелинейности) в тонком слое среды (толщиной, много меньшей дифракционной длины) в приближении малоуглового взаимодействия (вдоль одной координаты z) даёт следующее соотношение для q-параметров взаимодействующих световых пучков [194]:

$$\frac{1}{q_1} = \frac{1}{q_2} + \frac{1}{q_3} - \frac{1}{q_4^*}. \tag{84}$$

Решение системы (83) – (84) зависит от конкретных оптических элементов схемы, но для некоторых реализаций может быть найдено в общем виде. Предполагая выполнение условий использования матричной оптики [193], введём обобщённую матрицу обхода петлевого участка (преобразование q_1 в q_2), содержащего произвольные (осесимметричные) оптические элементы:

$$S_{oo'} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}. \tag{85}$$

При нулевой длине линейного участка $D = 0$ (когда нелинейная среда находиться вблизи правого зеркала на рисунке 63), решение задачи для q-параметров (в частности, параметра $q_0 = x+iy$ на правом зеркале) может записано в общем виде через элементы матрицы (85):

$$x = \frac{2ab}{ad-bc}; y^2 = \frac{b^2}{a^2} - \frac{4b^2\left(a^2 - ad + bc\right)}{\left(ad-bc\right)^2}. \tag{86}$$

В частности, если петлевой участок представляет собой свободное пространство длиной L, находим $x = 2L$; $y = L$. В этом случае радиус выходного пучка (E_4 на выходе нелинейной среды) $w_4 = (10L\lambda/\pi)^{0/5}$, а радиус кривизны его волнового фронта $R_4 = 10L/3$. Следует отметить, что в этом случае соотношение радиусов кривизны фронтов взаимодействующих волн существенно отличается от условия фазового сопряжения: $R_1 \neq -R_4$, а их радиусы w_i также значительно отличаются. Это снижает эффективность нелинейного взаимодействия, кроме того при этом не выполняется условие компенсации малых фазовых искажений оптической системы за счёт эффекта фазового сопряжения. Действительно, наилучшие условия компенсации аберраций световых пучков реализуются в том случае, когда встречные волны (1 и 4, 3 и 2) являются взаимно-обращёнными (по аналогии с резонаторами с ОВФ-зеркалами [89,90,98]).

При наличии линзы (например, тепловой линзы) с фокусным расстоянием F в петлевом резонаторе (смотри рисунок 63), расположенной, например, во входной плоскости нелинейного элемента (который полагаем в дальнейшем точечным, для простоты), решение (86) даёт следующее выражение:

$$\mathrm{x} = 2Lg; y^2 = L^2(4g^2 - 4g^4 + 1)/g^2, \tag{87}$$

где $g = 1 - L/F$. В этом случае, за счёт подбора фокусного расстояния и длины можно одновременно выполнить условие равенства радиусов пучков ($w_1 \approx w_4$) и фазового сопряжения волновых фронтов ($R_1 \approx -R_4$). Следует отметить, что на вид решения не влияет линза внутри петлевого участка с произвольным фокусным расстоянием, поскольку вносимый ею фазовый набег для одной волны компенсируется противоположным фазовым набегом для сопряжённой волны. В этом проявляется определённая адаптивность петлевого резонатора.

При ненулевой длине линейного участка $D \neq 0$ простого выражения для аналитического решения (для q-параметров) не получается, однако система имеет решение, которое может быть найдено и проанализировано численно. Анализ этого решения показывает существование областей устойчивости резонатора, а также его независимость от линз внутри петли при определённых параметрах [175,185,194].

Набор мод лазера на динамических решётках может быть найден также в виде собственных решений системы дифференциальных уравнений (74)-(75): наряду с гауссовым пучком модами лазера могут быть и другие пучки, описываемые полиномами гаусса-эрмита (смотри, например, работу [133], в которой была проанализирована подобная задача для кольцевого лазера с голографическим динамическим зеркалом).

Важным вопросом является возможность одномодовой генерации и её устойчивость (дискриминация более высоких поперечных мод). В отличие от резонатора с обычным зеркалом в лазере на динамических решётках наряду с геометрическими факторами (дифракцией в свободном пространстве, ограничением размера апертур области усиления в активном элементе и зеркал) важную роль играет селективность объёмной голограммы. Угловая селективность $\Delta\theta_{Бр}$ объемной РПП с периодом Λ и толщиной T, как известно [190-192], определяется выражением

$$\Delta\theta_{Бр} \approx \Lambda / T \approx \lambda / T \sin(\theta/2). \quad (88)$$

Число поперечных мод N_m, отражаемых такой динамической решёткой, можно оценить как отношение угловой селективности к дифракционному углу одной моды (с длиной волны λ и диаметром пучка d):

$$N_m \approx d / T \sin(\theta/2). \quad (89)$$

Согласно выражению (89), одномодовая генерация в резонаторе с динамической решёткой (поддерживаемая только за счёт селективности объёмной решётки) $N_m \approx 1$ будет реализоваться, например, при диаметре пучка $d \approx 1$ мм, толщине решётки $T \approx 1$ см и угле пересечения волн $\Theta \approx 0{,}1$.

Если резонатор формируется несколькими решётками, то угловая селективность будет определяться несколькими голографическими условиями, что увеличивает возможность одномодовой генерации.

3.2 Лазеры с резонаторами, формируемыми с участием динамических решёток показателя преломления в слое нематического жидкого кристалла

Как уже отмечалось в главе 2, НЖК, обладающие высокой нелинейностью показателя преломления (обусловленной ориентационными и тепловыми эффектами, доминирующими для

световых импульсов длительностью от десятков наносекунд до непрерывного излучения [125-127]), могут быть использованы в лазерах на динамических решётках. Был исследован лазерный генератор (на основе усилителей на Nd:YAG стержнях с ламповой накачкой) с резонатором, сформированным с участием РПП в ячейке НЖК, который был построен по схеме, изображённой на рисунке 64 [164, 168-170].

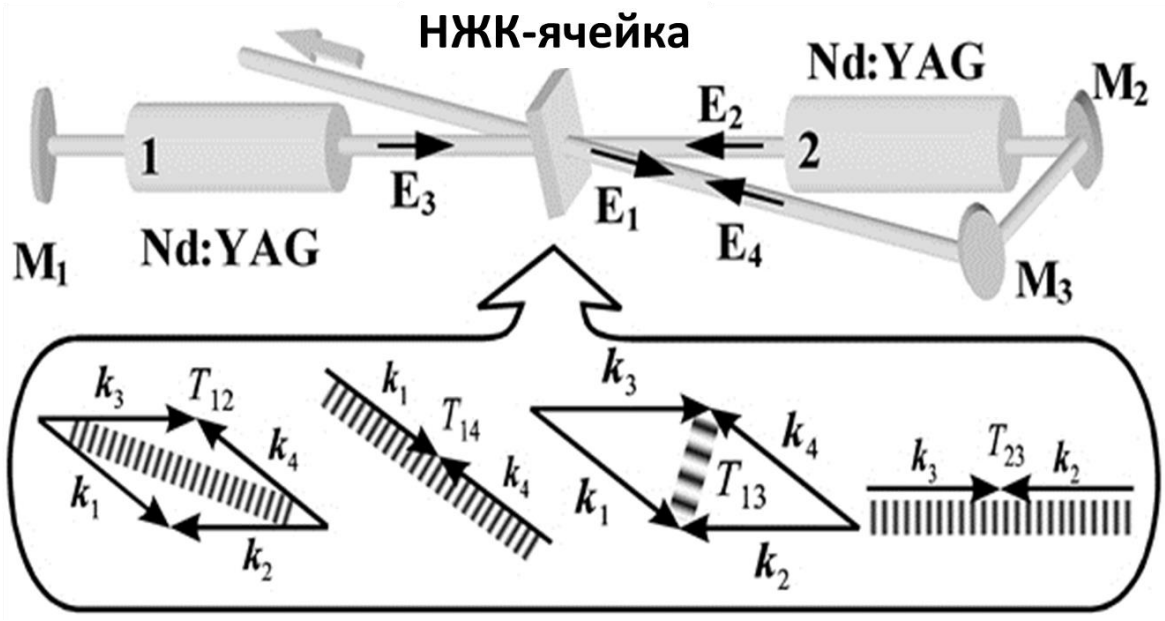


Рисунок 64. Модель самостартуюшего лазера с голографическим решетками в НЖК ("NLC-cell") и диаграмма волновых векторов: $\mathbf{k}_1$-$\mathbf{k}_4$ – волновые векторы пучков генерации, T_{ij} –различные решетки в НЖК, M_1-M_3 - линейные зеркала.

Оптическая волна E_1, стартующая с уровня спонтанной эмиссии в лазерном усилителе, интерферирует с волнами E_2, E_3, E_4, которые являются результатом распространения исходной волны через схему. Интерференционные поля оптических волн наводят РПП, комплексные амплитуды которых Q_{ij} подчиняются уравнению (42). Более сильные волны E_4, E_3 и E_2 могут отражаться от РПП, обеспечивая перекачку энергии в более слабые волны E_1, E_2 и E_3. Однако, для нелинейности диффузионного типа (к которым относятся тепловая и ориентационная), только движущаяся РПП может обеспечивать нелинейное усиление слабой волны (это следует из необходимости компенсации фазовой расстройки, которая возникает при смешении волн с участием РПП). Поэтому, движущаяся РПП может обеспечивать положительную обратную связь (между ростом амплитуды решётки и отражённых волн) в самостартующей схеме. Движущаяся РПП, в свою очередь, может быть эффективно индуцирована интерференцией оптических волн, с отличающимися частотами (частотным сдвигом). Движение РПП возникает и в нестационарном случае, когда длительность интерферирующих световых импульсов меньше времени установления решётки. В то же время, при отражении от движущегося нелинейного зеркала (решётки) возникает сдвиг частоты дифрагированной волны. который может компенсироваться в резонаторе движением обычных зеркал. Поэтому стационарная генерация может просходить в присутствии частотной расстройки взаимодействующих волн (ω_i

– $\omega_j = \Omega$), которая может быть скомпенсирована движением (или случайными механическими вибрациями) внутрирезонаторных зеркал M_1 или M_2 и M_3. Наличие такого частотного сдвига при перекачке энергии из сильной волны в слабую на РПП хорошо известно для динамической самодифракции [195] или ВР релеевского типа (например, для вынужденного температурного рассеяния (ВТР) [196]).

“Самостартующий” лазер на динамических решётках может быть представлен и другим способом. Правую часть схемы на рис. 2.4, включающую ячейку НЖК, Nd:YAG-усилитель 2 и зеркала M_2 и M_3, можно представить как ОВФ-зеркало. В этой интерпретации, лазерный генератор состоит из линейного зеркала M_1, Nd:YAG-усилителя 1, и ОВФ-зеркала на основе НЖК. ОВФ-зеркало вместе с пространственным фильтром могут обеспечивать адаптивность лазерного генератора и формирование стабильной основной моды.

3.2.1 Теоретические исследования самостартующего лазера с резонатором на динамических решётках показателя преломления

Численное моделирование системы уравнений для комплексных амплитуд E_1-E_4 электрического поля световых волн позволило изучить условия развития генерации в самостартующем лазере [168-170]. Наиболее простая модель была построена в приближении плоских монохроматических волн, взаимодействующих в нелинейном слое и граничными условиями, учитывающими обход резонатора. Эволюция комплексных амплитуд четырёх взаимодействующих световых волн и амплитуд решёток подчиняется уравнениям (43)-(44), которые были выведены при описании ЧВВ и параметрической генерации в слое НЖК с ПОС при наличии входного сигнала (раздел 2.1.2). Отличие от рассмотренной выше задачи для “самостартующего” генератора на динамических решётках в НЖК заключается в граничных и начальных условиях, а также в наличии дополнительных лазерных усилителей в резонаторе

Усиление волн в лазерных усилителях (УС1 и УС2) описывалось следующей системой уравнений:

$$\mu_2 \frac{\partial E_1}{\partial t} - \frac{\partial E_1}{\partial z_2} = \sigma_e E_1 N_2, \;\; \mu_2 \frac{\partial E_4}{\partial t} + \frac{\partial E_4}{\partial z_2} = \sigma_e E_4 N_2,$$
$$\mu_1 \frac{\partial E_2}{\partial t} - \frac{\partial E_2}{\partial z_1} = \sigma_e E_2 N_1, \;\; \mu_1 \frac{\partial E_3}{\partial t} + \frac{\partial E_3}{\partial z_1} = \sigma_e E_3 N_1, \qquad (90)$$

где σ_e - ненасыщенное сечение лазерного перехода внутри усилителей; $N_{1(2)}$ – населенность метастабильного уровня в усилителе с индексом i (i = 1 или 2); $z_{1(2)}$ - координаты внутри усилителей; $\mu_{1(2)} = l_{1(2)}/(v\ T_R)$; $l_{1(2)}$ – длина стержней в усилителях; T_R – время релаксации рабочего перехода; и v – скорость света. Зависимость усиления в усилителях от времени описывалась уравнениями для населенностей N_1 и N_2 (решётками в которых можно простоты пренебречь):

$$\frac{\partial N_1}{\partial t}+\frac{N_1}{T_R}=N_e-\frac{N_1}{W_S}(E_2E_2^*+E_3E_3^*),\ \frac{\partial N_2}{\partial t}+\frac{N_2}{T_R}=N_e-\frac{N_2}{W_S}(E_1E_1^*+E_4E_4^*)\ , \quad (91)$$

где N_e - скорость накачки, временной профиль которой был подобран близким к реализованному в экспериментах: $N_e(t)=\left[\exp(-t/t_{off})(1-\exp(-t/t_{on}))\right]^2$ (t_{off} = 300 мкс, t_{on} = 200 мкс) и W_S – плотность энергии насыщения. Начальные условия систем уравнений (43), (44), (90), (91) полагались нулевыми:

$$E_1(z,t=0)=E_2(z,t=0)=E_3(z,t=0)=E_4(z,t=0)=0$$
$$T_0(z,t=0)=T_{12}(z,t=0)=T_{13}(z,t=0)=T_{14}(z,t=0)=T_{23}(z,t=0)=0, \quad (92)$$

Одна из проблем полного теоретического описания самостартующего лазера – происхождение затравок волн генерации (шумовых источников). В качестве одной из таких выступает УСИ в лазерных усилителях, которое распространяется в системе и отражается от зеркал и границ лазерных элементов и нелинейной среды. В расчётах спонтанное излучение учитывалось в граничном условии для волны E_1 на границе усилителя 1 в виде малой добавки с комплексной амплитудой ε(t):

$$E_1(z=z_2^{out},\ t)=E_1(z=l,t)r_{11}\exp(\ 2\ i\ kL_{11}+i\ \Omega\ t)+\varepsilon(\mathrm{t})\ , \quad (93)$$

где Ω - частота вибрации зеркала M_1, которое обеспечивает частотную расстройку взаимодействующих волн, L_{ij} - расстояния от границы НЖК до границы усилителей 1 или 2; r_{ij} - коэффициенты передачи (потерь) оптических волн в свободном пространстве; $z_{1(2)}^{in(out)}$ - координаты границ стержней в усилителях.

Для оценки интенсивности спонтанного излучения, которое даёт затравку для генерации, следует учесть, что в слое толщиной l оптические волны с различными частотами (в интервале частот Δν вокруг центральной частоты ν) могут эффективно отражаться от РПП с периодом Λ, если выполняется известное “голографическое условие” (79). Из этого соотношения (79) следует, что в тонком слое НЖК (толщина которого l составляет от нескольких десятков до нескольких сотен микрометров) все волны в пределах линии люминесценции Nd:YAG-усилителя (полная ширина линии ~ 6 $см^{-1}$) могут эффективно отражаться от общей длиннопериодной РПП (с периодом $\Lambda\approx$10-100λ). С другой стороны, период решётки, индуцируемой световыми волнами, пересекающимися под углом $\theta<<1$, с длиной волны в пределах линии люминесценции $\lambda\pm\Delta\lambda$, составляет $\Lambda\approx(\lambda\pm\Delta\lambda)\ \theta^{-1}\approx\lambda\theta^{-1}$ (если ширина линии люминесценции много меньше длины волны $\lambda<<\Delta\lambda$). Таким образом, в тонком слое НЖК в формировании общей динамической решётки участвуют волны в пределах линии люминесценции Nd:YAG усилителя. Поэтому для оценки затравочного уровня необходимо оценить интенсивность в пределах всей линии люминесценции. Хорошо известно, что полная

интенсивность люминесценции в однопроходовом лазерном усилителе может быть пересчитана в интенсивность на его (начальной) границе и описана выражением (65) в разделе 2.3.1, следующим из формулы Линфорда [142]. Выражение (65) позволяет оценить интенсивность необходимой "затравочной" люминесценции $\approx 10^{-7}\ I_S$ (для телесного угла $d\Theta \approx 10^{-6}$ и полного ненасыщенного усиления в усилителях $2\sigma_e N^0 l_\Sigma \approx 2$).

Граничные условия для слоя НЖК и усилителей имели следующий вид:

$$\begin{aligned}
&E_1(z=0\ ,\ t) = R_{ds}(E_2(z=0\ ,\ t) + E_4(z=0\ ,\ t)), E_2(z=l\ ,\ t) = E_1(z=z_2^{in}, t) r_{12} \exp(\ 2\ i\ k\ L_{12}),\\
&E_2(z=z_1^{out},\ t) = E_2(z=0, t) r_{22} \exp(\ 2\ i\ k\ L_{22}), E_3(z=z_1^{in}\ ,\ t) = E_2(z=z_1^{in}, t) r_{23} \exp(\ 2\ i\ k\ L_{23}),\\
&E_3(z=0\ ,\ t) = E_3(z=z_1^{out}, t) r_{33} \exp(\ 2\ i\ k\ L_{33}), E_4(z=z_2^{in}\ ,\ t) = E_3(z=l, t) r_{34} \exp(\ 2\ i\ k\ L_{34}),\\
&E_4(z=l\ ,\ t) = E_4(z=z_2^{out}, t) r_{44} \exp(\ 2\ i\ k\ L_{44} + i\ \Omega\ t).
\end{aligned} \qquad (94)$$

Отметим, что в первом из соотношений (94) учтено диффузное рассеяние наиболее сильной выходной волны в слабейшую, путём введения коэффициента R_{ds} (коэффициента диффузионного рассеивания на границе НЖК). Следует также отметить, что в отличие от задачи дифракции на решётке, записанной заданными внешними волнами, в самостартующем генераторе дифрагированные волны превращаются в записывающие после обхода резонатора. Поэтому, пространственная расстройка ЧВВ синхронизма Δk (введённая в уравнениях (43)-(44) раздела 2.1.2) ограничивается условиями обхода резонатора (формированием моды за один или два полных обхода резонатора). Для анализа условий генерации предполагалось формирование моды за 1 обход резонатора, при этом расстройка ЧВВ синхронизма зануляется ($\Delta k = 0$).

Численное моделирование системы уравнений (43), (44), (90), (91) с начальным условиями (92) и граничными условиями (93) и (94) производилось методом Эйлера [168]. При этом учитывалось, что время пробега световых волн в тонком слое НЖК намного меньше, чем характерные времена в системе (время изменения волн и решёток, длительность импульсов в экспериментах). Поэтому в уравнениях для световых волн в НЖК (43) пренебрегалось временными производными. В уравнениях для решёток (44) использовались решения системы (43), после очередного шага по времени амплитуды решёток снова подставлялись в (44). Аналогичным образом рассчитывались усилители УС1 и УС2 (уравнения (90) и (91)).

Расчёты показали генерацию в системе как при наличии, так и в отсутствие диффузионного отражения от границ, $R_{ds} = 0$. При этом существует пороговый уровень свободных параметров (коэффициента усиления, интенсивности спонтанного излучения, коэффициента диффузного рассеяния), который разделяет качественное поведение системы до генерации и после её возникновения. Ниже порога наблюдалось только УСИ (суперлюминесценция в усилителях), в то время как выше порога имело место "взрывное" нарастание выходной волны, насыщение и спад: генерация последовательности импульсов (пичков "свободной генерации") (рис. 65).

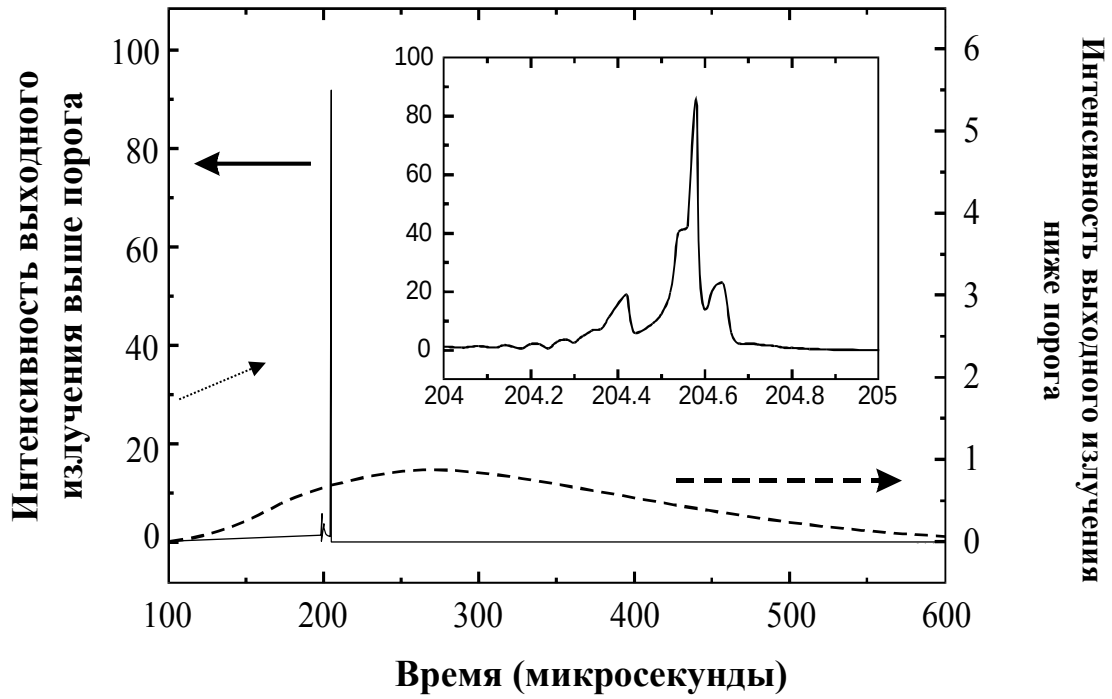


Рисунок 65. Численно рассчитанные осциллограммы интенсивности выходной волны, нормированной на интенсивность насыщения усиления, выше (сплошная кривая) и ниже порога (пунктирная кривая) генерации.

Найденный порог генерации сильно зависел от различных параметров системы, таких как коэффициент нелинейности НЖК ($g_{\text{eff}} = \beta_1 \cdot \gamma$); логарифмическое усиление $\alpha_{1,2}$ усилителей, внутрирезонаторный частотный сдвиг Ω, и начальная шумовая интенсивность (нормированная на интенсивность насыщения резонансного перехода Nd:YAG кристалла) $\langle|\varepsilon|^2\rangle/I_S$ (рис. 66). Область генерации в плоскости частотного сдвига и начальной шумовой интенсивности при заданном ненасыщенном усилении ($\alpha_1 = 2\sigma_e N_1^0 l = 1.5$) и коэффициента нелинейности НЖК ($g_{eff} = 18$), показана на рисунке 66(а). Зависимость порога генерации от частотного сдвига обусловлена зависимостью нелинейного усиления от этого параметра, хорошо известной при ДВВ и ЧВВ на динамических РПП (перекачке энергии из сильной волны в слабую с отстройкой частоты). Результаты этих расчётов дают минимальное пороговое значение интенсивности затравки, $|\varepsilon|^2/I_S \approx 10^{-7}$ (рис. 66(а)), что хорошо согласуется с оценкой этого параметра по формуле (65) для телесного угла $d\Theta \approx 10^{-6}$ и ненасыщенного усиления в усилителе $2\sigma N^0 l_\Sigma \approx 2$.

Область самостартующей генерации также была рассчитана в плоскости частотной расстройки и логарифмического усиления в усилителе 1 при фиксированной шумовой интенсивности ($|\varepsilon|^2/I_S = 10^{-7}$) (рис. 66(б)). Эти расчеты показали, что имеется оптимальный частотный сдвиг взаимодействующих волн, при котором порог генерации является минимальным. Величина этого сдвига составила $\Omega \approx 120\tau_P^{-1} \approx 1$ кГц (при $\tau_P \approx 0{,}12$ с) Такой частотный сдвиг может быть обусловлен случайными механических колебаний зеркала в резонаторе

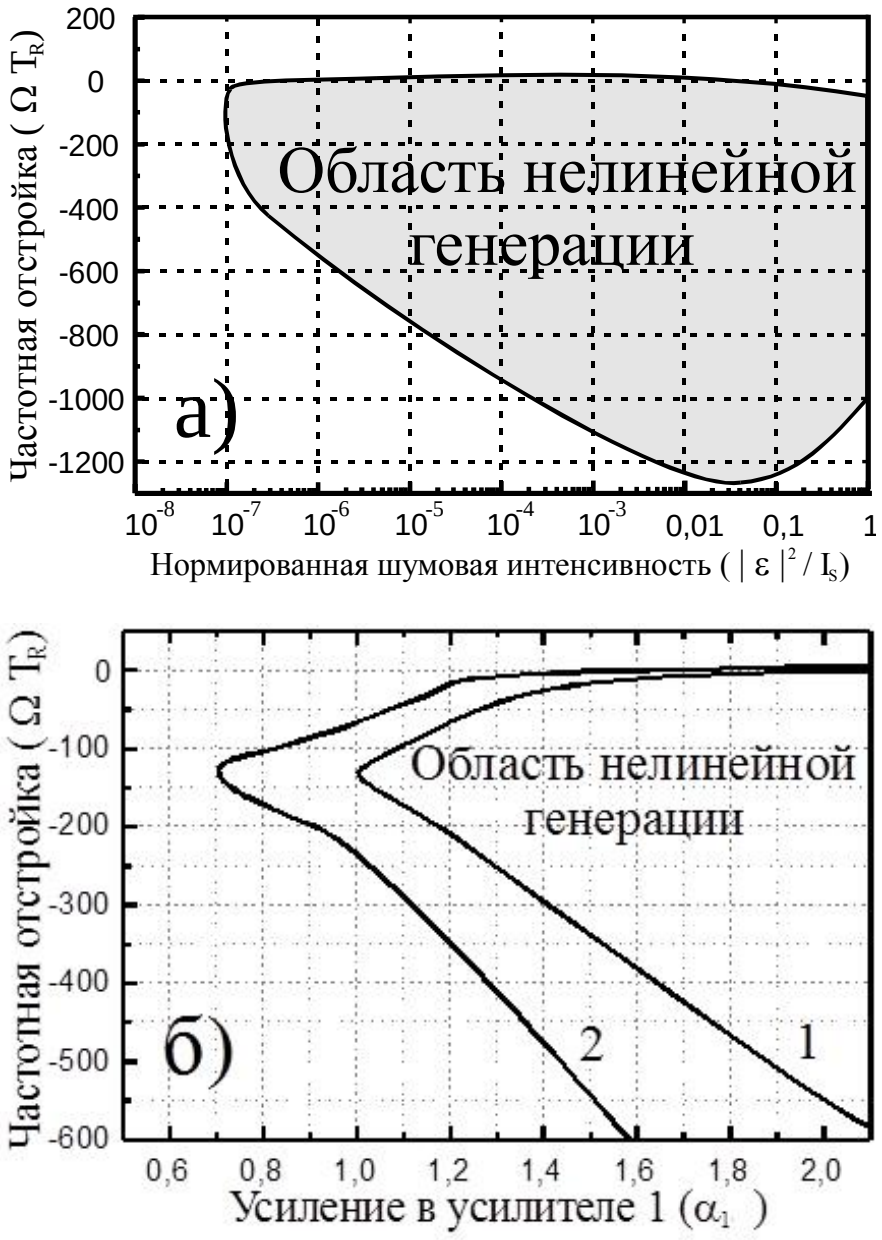


Рисунок 66. Численно рассчитанные области генерации: (а) - как функция интенсивности шума (в логарифмическом масштабе) и частотной отстройки при логарифмическом усилении $\alpha_1 = 1.5$, $\alpha_2 = 2.95$ и нелинейности НЖК $g_{eff} = \beta_1 \cdot \gamma = 18$; (б) - как функция логарифмического усиления α_1 и частотной отстройки при фиксированной шумовой интенсивности $|\varepsilon|^2/I_S = 10^{-7}$ и $\alpha_2 = 2.95$ и различной нелинейности НЖК $\beta_{eff} = 18$ (кривая 1), и $\beta_{eff} = 36$ (кривая 2).

Следует отметить, что минимальное расчетное пороговое усиление ($\alpha_1 = 1$) согласуется с экспериментальными результатам (все параметры расчетных уравнений соответствовали параметрам эксперимента). Пороговое логарифмическое усиление уменьшалось с увеличением нелинейности НЖК g_{eff} (рис. 66(b), область 2). Этот результат также находится в хорошем соответствии с экспериментом: вблизи точки фазового перехода нематик-изотропная жидкость нелинейность НЖК увеличивалась, а порог самостартующей генерации уменьшался.

Таким образом, численное моделирование показало возможность генерации в резонаторе, замыкаемом РПП, наведенной в НЖК самими генерируемыми пучками.

3.2.2 Экспериментальные исследования лазеров с резонаторами на ориентационных или температурных динамических решётках

Экспериментальная схема лазерного генератора с динамическим голографическим зеркалом, записываемым в ячейке НЖК волнами генерации, представлена на рисунке 67.

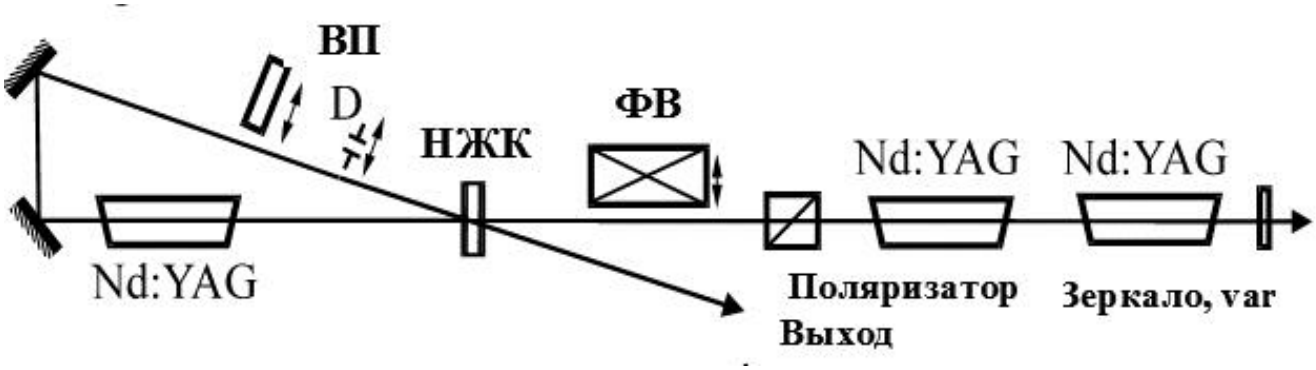


Рисунок 67. Оптическая схема Nd:YAG лазера с резонатором, формируемым с помощью решёток в ячейке НЖК. Использовался поляризатор (Поляризатор), кварцевый вращатель поляризации (ВП) или Фарадеевский вращатель поляризации (ФВ), диафрагма (D), концевое плоское зеркало с варьируемым пропусканием (зеркало, var).

Схема состояла из трех Nd:YAG усилителей с ламповой накачкой со стержнями 100 мм в длину и 6.3 мм в диаметре, поляризатора, обычных зеркал и ячейки НЖК. Полное логарифмическое усиление (по малому сигналу) $\alpha_\Sigma = \alpha_1 + \alpha_2$ достигало 13, при энергии импульса накачки ≈ 60 Дж (в каждом усилителе). Длительность импульса накачки составляла 0,3 мс, частота повторения импульсов накачки варьировалась от 1 Гц до 30 Гц.

Варьирование частоты повторения позволило определить роль РПП, обусловленных медленной ориентационной нелинейностью или тепловой нелинейностью НЖК. Способы формирования и тип решеток в НЖК варьировались также путем изменения взаимной поляризации интерферирующих волн, что достигалось внесением кварцевого вращателя (QR) и вращателя Фарадея (FR) в различные участки схемы.

В экспериментах использовались ячейки с различными химическими составами и толщиной НЖК слоя:

- 75 мкм, слой чистого 5CB (температура фазового перехода нематик-жидкость – 36^o C) с планарной ориентацией директора НЖК;
- 0.5 мм, слой чистого 5CB с гомеотропной ориентацией директора НЖК, наводимого электрическим полем, приложенным к стенкам;
- 5 мм, слой смеси цианобифенилов с температурой перехода 59^0C и электрически наведенной гомеотропной ориентацией.

НЖК были изготовлены в Вильнюсском университете, Литва. Различные ориентации директора ячеек НЖК (планарная или гомеотропная) и ориентация поляризации световых волн относительно директора позволили использовать различные нелинейности (ориентационную или тепловую).

3.2.2.1 Лазеры с резонаторами на ориентационных динамических решетках

В серии экспериментов использовались планарные ячейки НЖК с толщиной нелинейного слоя 75 мкм [164,168]. Были реализованы различные взаимные ориентации поляризации оптической волны и директора НЖК. В отсутствии какого-либо вращателя поляризации (но при наличии поляризатора в резонаторе) поляризация оптических волн, пересекающихся в ячейке НЖК, были одинаковыми и имели наклон под углом (θ~30°) к ориентации директора НЖК ***d*** (рис. 68). Доминирующим механизмом нелинейности НЖК вдали от точки фазового перехода (нематик - изотропная жидкость) в этом случае является ориентационный [125-127].

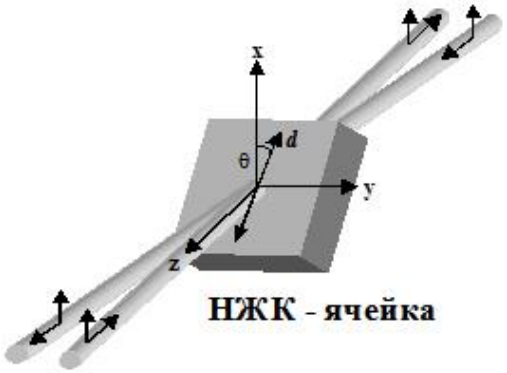


Рисунок 68. Схема варьирования угла наклона θ ячейки НЖК по отношению к вертикали (директор **d** лежит в плоскости слоя**)**.

Генерация наблюдалась, когда усиление в усилителях превысило некоторый пороговый уровень (рис. 69). Участие решеток НЖК в развитии генерации подтверждалось тем фактом, что измеренное пороговое усиление оказалось значительно ниже чем при самовозбуждении схемы без НЖК-ячейки или в схеме с одним проходом через слой НЖК (без пересечения пучков). Пороговое усиление зависело от угла θ (рис. 69). Минимальный порог генерации был достигнут при угле $\theta \approx 30^0$. Следует отметить, что этот угол является оптимальным для достижения максимального нелинейного усиления при взаимодействии световых волн в слое НЖК, и величина динамической решетки максимальны для этого угла в случае ориентационной нелинейности [126,137]. Порог был меньше при большей частоте повторения импульсов, что соответствует эффектам накопления для ориентационной решётки с большим временем жизни.

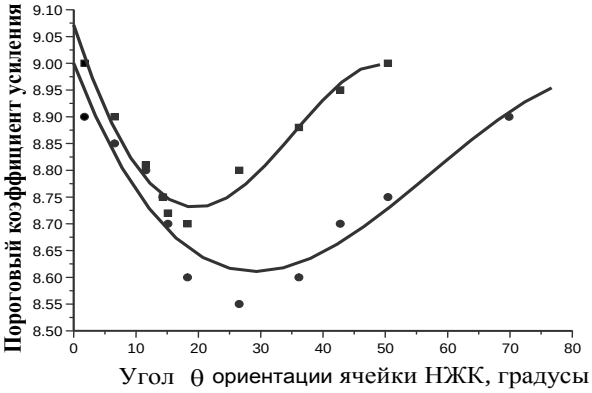


Рисунок 69. Зависимости полного порогового усиления αl_Σ в схеме с планарной ячейкой от угла наклона θ ячейки НЖК при частоте повторения 1 Гц (квадраты) и 30 Гц (окружности).

Таким образом, угловые зависимости порогового усиления подтвердили основную роль ориентационной нелинейности в формировании динамических решеток в резонаторе.

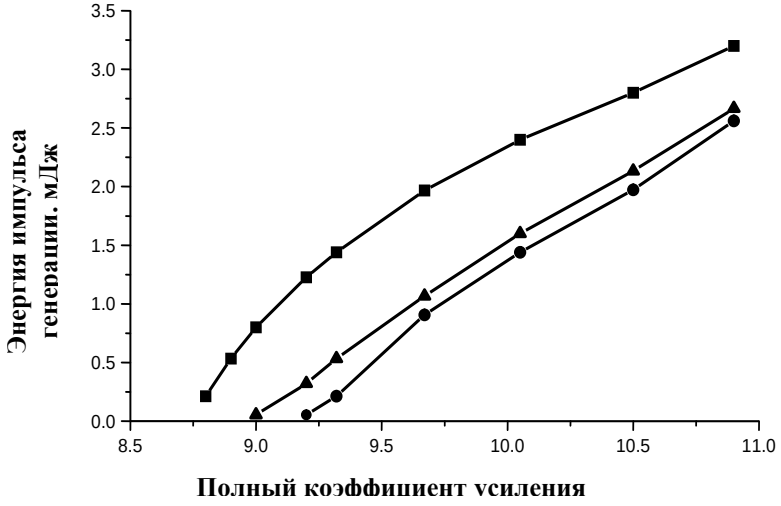


Рисунок 70. Зависимости энергии выходного пучка генерации в самостартующей схеме с планарной ячейкой от полного усилении αl_{Σ} при частоте повторения 1 Гц. КВ(QR) расположен около поляризатора (квадраты);
в схеме без КВ(QR) (треугольники); КВ(QR) расположен в петле обратной связи, генерируемые пучки поляризованы ортогонально в ячейке (окружности).

Генерация также наблюдалась, когда поляризации волн, пересекающихся в НЖК-ячейке, были ортогональны (при наличии в петле кварцевого вращателя (КВ) поляризации на 90°) (рис. 70, окружности). Несмотря на то, что поляризации световых волн в НЖК ортогональны (и они распространяются как волны разных типов: обыкновенная и необыкновенная) такие волны могут взаимодействовать на решётке ориентации. В этом случае выполняется и условие ЧВВ синхронизма волн разных типов (как показано на рис. 71а).

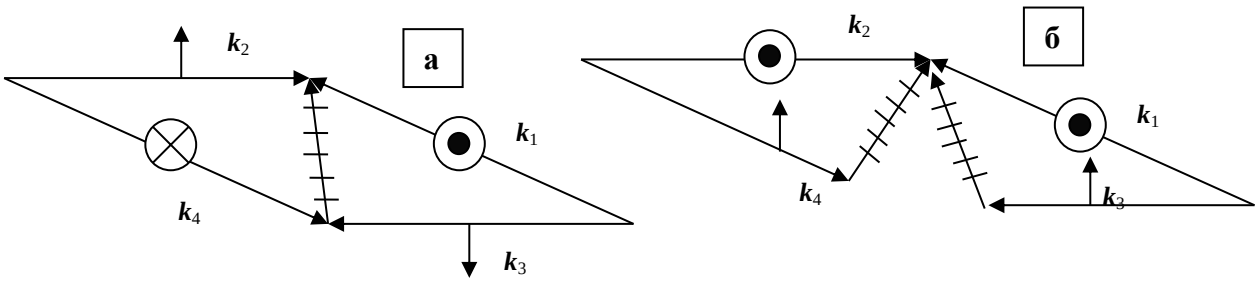


Рисунок 71. Диаграммы волновых векторов световых волн в ячейке НЖК при наличии кварцевого вращателя поляризации (на 90° за проход) в петлевой части схемы (а), или вращателя Фарадея (на 45° за проход) в линейной части (б).

Генерация не была зарегистрирована при наличии вращателя Фарадея (с поворотом поляризации на 45° за проход) в линейной части схемы (рис. 67). Анализ диаграммы волновых векторов в этом случае показывает, что условие ЧВВ синхронизма не выполняется из-за различия показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волн в НЖК (рис. 71б).

Ориентационный механизм формирования крупномасштабной отражательной РПП, которая замыкала резонатор, демонстрировался также зависимостью энергии импульса генерации от частоты повторения импульсов накачки (рис. 72). Наблюдалось значительное увеличение

энергии генерируемого импульса с увеличением частоты повторения. Этот рост можно объяснить следующим образом: крупномасштабная ориентационная решетка имеет большое время релаксации: большее чем период следования импульсов накачки; поэтому её амплитуда увеличивается от импульса к импульсу при более высокой частоте повторения.

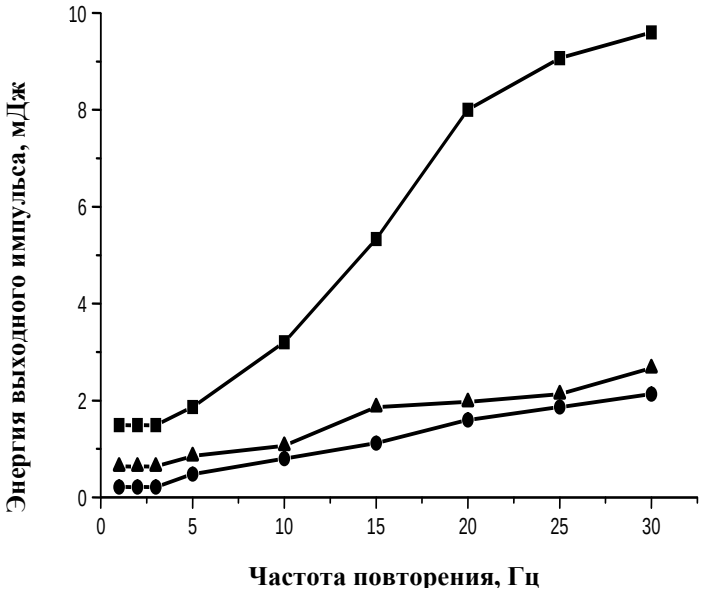


Рисунок 72. Зависимости энергии выходного пучка генерации в самостартующей схеме с планарной ячейкой от частоты повторения импульсов накачки при полном логарифмическом усилении α_Σ = 9.3. КВ(QR) расположен около поляризатора, (квадраты); в схема без КВ(QR), (треугольники); и КВ(QR) расположен в ПОС так, что генерируемые волны поляризованы ортогонально в ячейке (окружности).

Лазер генерировал пучок хорошего (дифракционного) качества в направлении выхода через динамическую решётку (направлении 4 на рис. 64) как вблизи порога, так и выше его. При энергии импульса накачки 50 Дж и частоте повторений 30 Гц в лазерных усилителях формировались тепловые линзы с фокусным расстоянием ~200 см. Несмотря на это, лазер показал хорошую стабильность направления и хорошее качество пучка генерации (выходящего через НЖК-ячейку (рис. 73(а,д), в направлении 4): при наличии в схеме диафрагмы с апертурой ~2 мм параметр качества пучка M^2 (по измерениям в дальней зоне методом ножа и обработке по стандартам ГОСТ ИСО [196]) составил ~1,1-1,2. Отметим, что в отсутствие диафрагмы при максимальной мощности накачки структура генерируемого пучка становилась более сложной (рис. 73б). Обратная ситуация наблюдалась для пучка, выходящего через 50-% зеркало в направлении 2 (когда глухое зеркало в линейной части схемы заменялось на 50-и процентное): структура пучка была негауссовой, когда диафрагма была включена в схему, и близкой к гауссовой в ее отсутствие (рис. 73(в), (г)). Такое поведение пучка генерации можно объяснить существованием различных устойчивых мод в лазере с динамической решёткой и дополнительными селекторами. Действительно, наличие гауссовых “опорных” пучков E_1 и E_4 (селектируемых диафрагмой в петлевой части схемы) допускает ЧВВ с негауссовыми пучками E_2 и E_3, если их комплексные амплитуды сопряжены ($E_2 \sim E_3^*$). Наоборот, при наличии селекции в линейной части схемы формируются гауссовы опорные пучки E_2 и E_3, при этом пучки E_1 и E_4 могут иметь негауссовы взаимносопряжённые пространственные структуры.

Негауссовость двух пучков из четырёх является следствием аберраций в лазерных усилителях при большой мощности накачки.

Энергия пучка, выходящего со стороны 50-% зеркала была приблизительно в 100 раз меньше, чем у того же пучка, выходящего через НЖК-ячейку (в схеме с глухим зеркалом). Это значение соответствовало полному усилению (по слабому сигналу) во всех трех усилителях (K). Зная полное усиление, можем оценить отражательную способность решетки $R \approx 1/K \approx 0.01$.

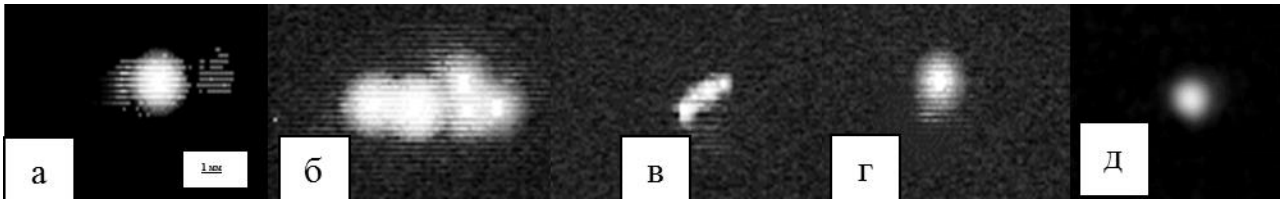


Рисунок 73. Поперечные профили генерируемых пучков в различных участках самостартующей схемы с планарной ячейкой при частоте повторения 30 Гц с КВ(QR) ($\theta = 90^0$): выходной пучок в схеме с диафрагмой (ближняя зона (а) и дальняя зона (д)); выходной пучок в схеме без диафрагмы, ближняя зона (б); выходной пучок, наблюдаемый со стороны 50% зеркала в схеме с диафрагмой (в); выходной пучок, наблюдаемый со стороны 50% зеркала в схеме без диафрагмы (г).

Пачка генерируемых импульсов содержала до 30 пичков длительностью 0,5-2,0 мс (рис. 74). Форма пичков генерации была гладкой во времени.

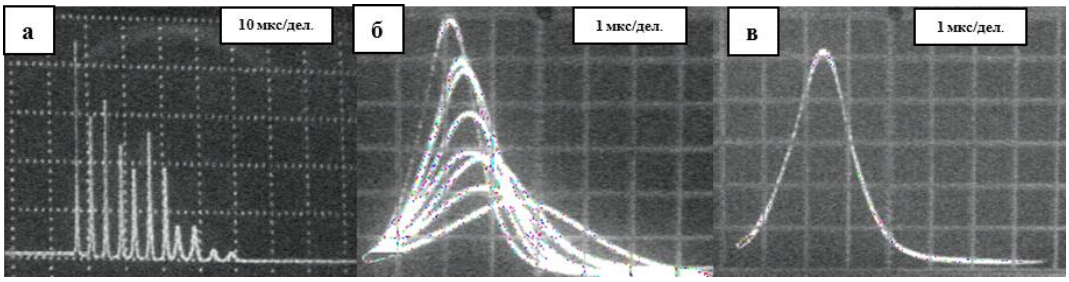


Рисунок 74 Осциллограммы импульса пучка генерации в самостартующей схеме при полном усилении $\alpha l_{\Sigma} = 10$ с планарной ячейкой в различном масштабе времени: а). пачка генерируемого импульса; б). 8 пичков из одного пачки генерируемого импульса; в). один пичок из пачка импульса генерации.

3.2.2.2 Лазеры с резонаторами на температурных динамических решетках

В экспериментах использовались ячейки НЖК (цианобифенилы: 5CB или их смесь) с гомеотропной ориентацией [164,168]. Гомеотропная ориентация достигалась за счёт внешнего электрического поля, приложенного к прозрачным токопроводящим электродам, напылённым на подложки из стекла К8. В такой ячейке НЖК взаимодействовали обыкновенные оптические волны (с поляризацией, ортогональной оптической оси, “директору”) на тепловой нелинейности, которая существенно возрастает (на порядки величин) при приближении к температуре фазового перехода нематик-изотропная жидкость [125,127,135,136].

Генерация наблюдалась, когда усиление превысило некоторый пороговый уровень (рис. 75). Порог генерации в схеме с тонкой ячейкой НЖК был ниже, чем в схеме с более толстым НЖК слоем (500 мкм и 5 мм, соответственно), что можно объяснить неполной ориентацией молекул НЖК в толстой ячейке (приводящей к потерям на рассеяние). Энергия импульса генерации не зависела от частоты повторения накачки (варьируемой в пределах от 1 до 30 Гц),. Такое

временное поведение соответствует динамической решётке за счёт тепловой нелинейности НЖК, время релаксации которой намного меньше, чем период следования импульсов. Порог генерации уменьшился, и энергия увеличилась, когда был заменен НЖК 5СВ с температурой фазового перехода приблизительно 36^0С на смесь цианобифенилов с температурой фазового перехода ~59 ^{0}С.

При настройке резонатора удавалось получить выходной пучок высокого качества (с параметром $M^2 \leq 1.3$, измеряемым в дальней зоне методом ножа по стандартам ГОСТ ИСО [197]) (рис. 76). При этом лучшего качества пучка генерации удалось достичь при использовании более толстого НЖК слоя. Установка фазовой пластинки (увеличивающей “серую” расходимость до ~10^{-2} рад.) приводила к уменьшению мощности генерации на 10-15%, но качество выходного пучка в дальней зоне оставалось высоким.

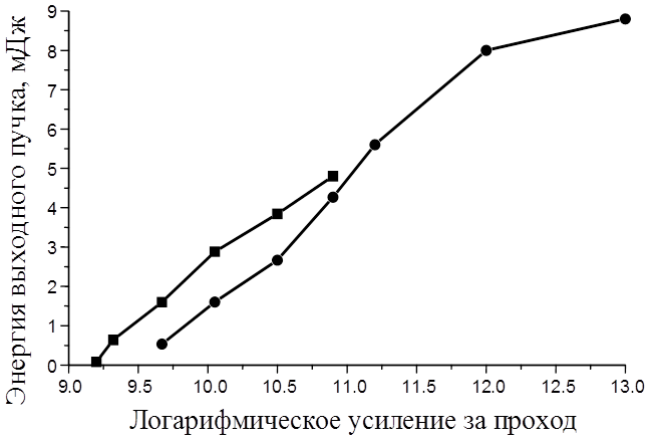


Рисунок 75. Зависимости энергии выходного пучка генерации в самостартующей схеме с гомеотропными ячейками при полном усилении α_Σ. Толщина ячейки - 0.5 мм (квадраты) и 5 мм (окружности).

Эксперименты, выполненные при частоте повторения импульсов накачки до 30 Гц, показали также хорошую стабильность пучка генерации в направлении “открытого выхода” (рис. 76).

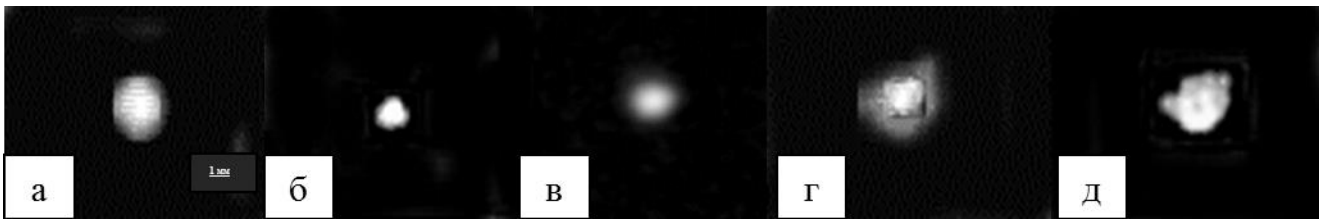


Рисунок 76. Поперечные профили генерируемых пучков в различных участках самостартующей схемы при частоте повторения 30 Hz без вращателя поляризации и диафрагмы: выходной пучок (ближняя зона) в схеме с гомеотропной ячейкой толщиной 0,5 мм (а); выходной пучок в схеме с ячейкой толщиной 5 мм (ближняя зона (б) и дальняя зона (в)); выходной пучок в схеме с ячейкой, толщиной 0,5 мм, наблюдаемый в ближней зоне с выхода 50% зеркала (г); выходной пучок в схеме с ячейкой, толщиной 5 мм, наблюдаемый с выхода 50% зеркала (д).

Временная форма пичков генерации и структура пачки импульса была аналогична полученным результатам в экспериментах с планарной ячейкой.

При нагреве ячеек до температур, близких к температуре фазового перехода “нематик - изотропная жидкость”, порог лазерной генерации уменьшался, но диапазон существования генерации также уменьшался (при достижении температурой точки фазового перехода нематик

- изотропная жидкость возникало сильное рассеяние), а при температурах изотропного состояния жидкого кристалла генерация пропадала.

Таким образом, экспериментально и теоретически показано, что динамические голографические решётки, индуцированные в НЖК ячейках интерференционным полем пересекающихся световых волн, обеспечивают формирование резонатора и генерацию в петлевом резонаторе с АЭ. Было найдено, что ориентационная нелинейность в планарных НЖК ячейках и тепловая нелинейность в гомеотропных ячейках может обеспечивать формирование РПП, которые участвуют в формировании резонатора лазера. Nd:YAG лазер с резонатором, сформированным динамическими решетками в жидком кристалле, способен генерировать излучение с хорошей направленностью (стабильной во времени) и высоким качеством пучка. Мощность генерации ограничивается нагревом нелинейной среды до температуры фазового перехода НЖК в изотропную фазу.

3.3 Лазеры на динамических решётках населённости рабочих уровней в лазерных кристаллах

Интерференционное поле световых волн на частоте резонансного лазерного перехода, пересекающихся в активной среде, индуцирует динамические решётки населённости, которые сопровождаются решётками усиления и РПП. Эти динамические решётки способны замыкать (формировать) лазерный резонатор. Эффекты генерации световых волн при наличии внешнего сигнала, индуцирующего решётки, в таких системах обсуждались в предыдущей главе. Генерация в петлевых схемах твердотельных лазерных усилителей с самопересечением световых волн в активной среде (рис. 77) в отсутствие внешнего светового сигна*ла* рассматривается в этом параграфе [171-185].

3.3.1 Теоретическое описание твердотельных лазеров с резонаторами на динамических решётках населённости

Исследуемая модель лазера представляет собой активную среду (усилитель на кристалле), систему зеркал, формирующих петлю обратной связи, а также нелинейное динамическое зеркало, индуцируемое в активной среде интерференционным полем пересекающихся пучков (рис. 77 и 78). Внутри кристалла в области пересечения световых волн возникают условия для нелинейно-оптического взаимодействия четырёх волн E_1-E_4.

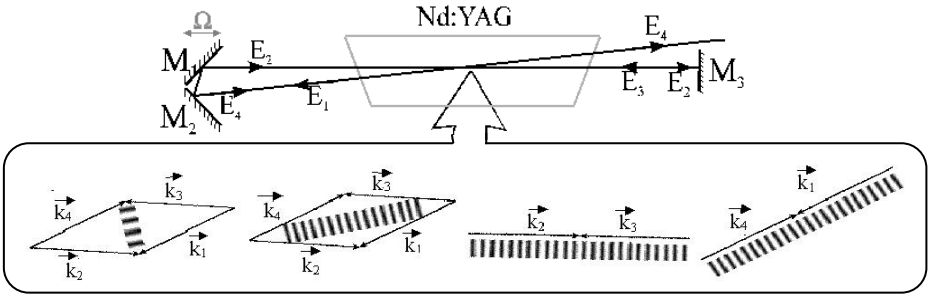


Рисунок 77. Схема лазерного генератора с петлеобразной конфигурацией. M_1, M_2, M_3 – линейные зеркала, зеркало M_1 подвижно и обеспечивает сдвиг частоты Ω для отраженных волн, $\vec{\kappa}_i$ – волновые векторы взаимодействующих внутри кристалла оптических волн E_i, штрихами изображены наводимые в кристалле решетки населенности.

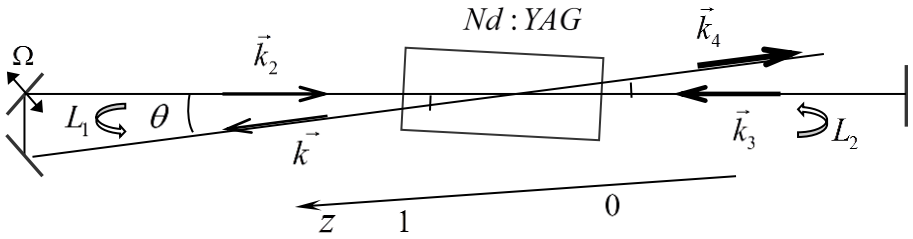


Рисунок 78. Эквивалентная схема генератора. L_1, L_2 – плечи резонатора, $L_1 + L_2 = 3$ м, введена ось z.

Без нарушения общности задачи, можно считать, что наиболее слабая волна E_1 стартует с уровня УСИ, а остальные волны E_2-E_4 получаются в результате прохождения волной E_1 петли обратной связи (резонатора) и отражения от зеркал и решёток. В результате взаимодействия световых волн со средой за счёт нелинейности насыщения возникают динамические решётки населённости, которые сопровождаются решётками коэффициента усиления и показателя преломления. Каждая пара интеферирующих световых волн индуцирует свою динамическую решётку населённости, N_{ij}. На всех образованных решетках возможна дифракция более сильных волн в более слабые. За счёт этой дифракции слабая волна получает дополнительное “нелинейное” усиление. В частности, нарастание самой слабой волны E_1 будет приводить к нарастанию всех остальных световых волн и их интерференционных полей. Нарастание амплитуды поля интерференции, в свою очередь, приводит к нарастанию амплитуды индуцируемых динамических решеток населенности лазерного кристалла. За счёт отражения более сильных световых волн от динамических решёток может усиливаться первоначально слабая волна E_1. Как уже отмечалось, положительная обратная связь между нарастанием световых волн и динамических зеркал, необходимая для генерации, установится в системе только в том случае, если нелинейное отражение от динамических решёток сфазировано с волнами, которые эту решётку индуцировали. В случае одних только решёток насыщения усиления такая фазировка возможна только для ПОС с невзаимным амплитудно-фазовым

элементом [155,186,194]. Действительно, при отражении световой волны от решётки насыщения усиления фаза волны меняется на π (максимумам интерференционной решётки соответствуют минимумы усиления). Поэтому, в среде с одним только насыщением усиления дифрагирующая волна ослабляет первоначальную волну. Если же в нелинейной среде существует динамическая решётка показателя преломления (наряду с решёткой усиления), то положительная обратная связь в системе может установиться и без невзаимных элементов в резонаторе.

Существуют два варианта построения динамического резонатора: 1) резонатор с невзаимным элементом и динамическими решётками коэффициента усиления, исследованный М. Дамзеном [155,186,194] (рис. 79), 2) взаимный резонатор, основную роль в котором играют РПП, исследованный в работах автора диссертации [171-185] (рис. 77). Эти варианты различаются по условию реализации положительной обратной связи между динамическими решётками и волнами генерации.

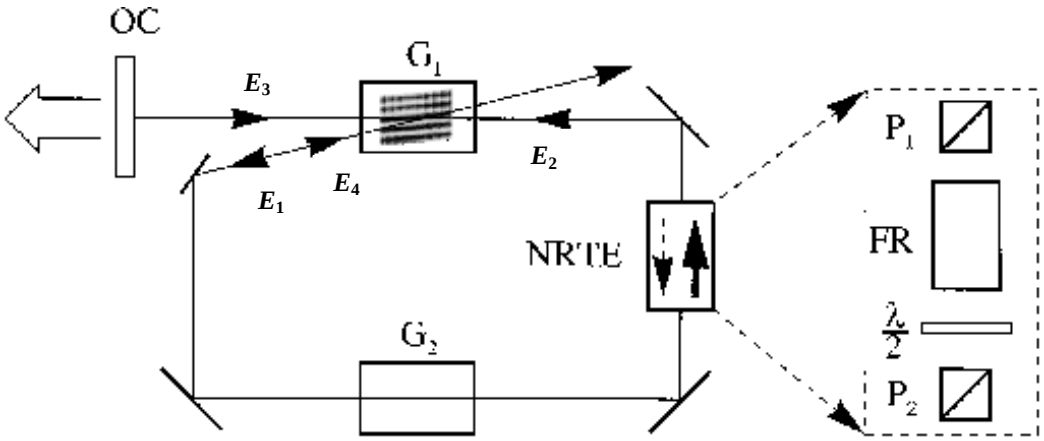


Рисунок 79. Оптическая схема Nd:YAG-лазера с петлевым ОВФ-резонатором и невзаимным элементом NRTE (состоящим из вращателя Фарадея (FR), P1 и P2 – поляризаторов, λ/2 – полуволновой пластинки), G1 и G2 – лазерные усилители, ОС – выходное зеркало [186].

В первом случае, невзаимный элемент, состоящий из вращателя Фарадея, полуволновой пластинки и двух скрещенных поляризаторов, обеспечивает различие фазовых набегов на “π” для световых волн, распространяющихся в противоположных направлениях (рис. 79). В результате этого интерференционные поля $E_1E_2^*$ и $E_3E_4^*$ (и индуцируемые ими решётки населённости и коэффициента усиления) оказываются в противофазе. За счёт этой противофазности отражение волны E_2 от “чужой” решётки усиления N_{34} приводит к росту волны E_1. Отражение же волны E_2 от “своей” решётки насыщения усиления N_{12} приводит к уменьшению волны E_1, поскольку максимумы интерференционного поля $E_1E_2^*$ соответствуют минимумам коэффициента усиления для волны E_1. Для абсолютного роста волны E_1 необходимо, чтобы решётка N_{34} существенно превосходила по амплитуде решётку N_{12}. Это обеспечивается амплитудной невзаимностью, вносимой невзаимным элементом и поляризаторами (усиление световых волн, распространяющихся по часовой стрелке

существенно ниже, чем волн, распространяющихся по часовой стрелке). В итоге обеспечивается положительная обратная связь между нарастанием выходной волны (которой в данном случае является волна E_2) и ростом динамической решётки (нелинейного зеркала).

Во втором случае (в схеме без невзаимного элемента, приведённой на рисунке 77), дополнительное усиление слабой волны E_1 может быть обеспечено в результате отражения сильных волн от движущихся РПП. Инерционность РПП обеспечивает необходимый фазовый сдвиг по отношению к интерференционному полю. Процесс нелинейного взаимодействия световых волн в данном случае аналогичен процессу вынужденного рассеяния с малым сдвигом частоты. За счёт этого вынужденного рассеяния более сильные волны E_3 и E_4 отдают энергию более слабым, имеющим частотную отстройку (“стоксов” или “антистоксов” сдвиг частоты, в зависимости от механизма нелинейности). Рост волны E_1 в данном случае приводит к росту РПП.

Основными механизмами формирования динамических решёток в лазерных кристаллах и стёклах (начиная от импульсов длительностью в десятки наносекунд и до непрерывного излучения) являются эффекты насыщения (связанные с изменением населённости рабочих уровней) и тепловые эффекты. Для описания изменений населенности верхнего метастабильного уровня рабочего перехода в лазерном усилителе, работающем по четырёхуровневой схеме (типа усилителя на кристалле Nd:YAG), можно использовать уравнение для изменения населённости в форме (21), представленной в Главе 1 (учитывающее возможные эффекты кросс-релаксации, ап-конверсии, ПВС). Выделим явным образом среднюю в пространстве населенность N_0 и решётку населённости с комплексной амплитудой N_{ij}, которая может изменяться во времени вслед за осцилляциями интерференционного поля волн E_i и E_j с разными (но близкими) частотами ω_i и ω_j. Тогда из уравнения (21) для населённости N можно получить уравнения для N_0 и N_{ij}:

$$\frac{\partial N_0}{\partial t} = \frac{\sigma_{abs} I_p}{h\nu_p}(N_{ions} - N_0) - \left(\frac{1}{T_1} + \frac{I_\Sigma}{W_s} + \frac{I_{ASE}}{W_s^{ASE}} + \alpha_{CR} N_{gr} + \alpha_{UP} N_0 + \frac{I_{esa}}{W_{esa}}\right) N_0 - \frac{cn_0 (E_i E_j^* N_{ij} + E_j E_i^* N_{ij}^*)}{8\pi W_s}, \quad (95)$$

$$\frac{\partial N_{ij}}{\partial t} = -\frac{cn_0 (E_i E_j^* + \sum_{noise} E_i^{noise} E_j^{noise*})}{8\pi W_s} N_0 - \left(\frac{1}{T_1} + \frac{I_\Sigma}{W_s} + \frac{I_{ASE}}{W_S^{ASE}} + \alpha_{CR} N_{gr} + 2\alpha_{UP} N_0 + \frac{I_{esa}}{W_{esa}}\right) N_{ij} - \frac{\sigma_{abs} I_p}{h\nu_p} N_{ij}, \quad (96)$$

где σ_{abs} – сечение поглощения накачки, I_{p} – мощность накачки, $h\nu_{\text{p}}$ – энергия кванта накачки, N_{ions} – концентрация ионов активатора, T_1 – время продольной релаксации ($T_1 \approx 230$ мкс для кристалла Nd:YAG), W_s и W_s^{ASE} – плотность энергии насыщения на длине волны усиления сигнала и УСИ, $I_\Sigma = \frac{cn_0}{8\pi}\sum_{i=1}^{4}|E_i|^2$ и I_{ASE} - суммарная интенсивность пучков усиления и УСИ, α_{up} и α_{CR} - коэффициенты ап-конверсии и кросс-релаксации, N_{gr} – населённость основного

состояния, I_{esa} и W_{esa} – интенсивность излучения на частоте перехода из возбуждённого состояния и плотность энергии насыщения этого перехода, E_i^{noise} - комплексные амплитуды волн УСИ в i-ом направлении. Определённый вклад в ИПП и формирование РПП может давать заселение высоколежащих квазиметастабильных уровней $^2F(2)_{5/2}$, $^4D_{3/2}$, $^2P_{3/2}$ ионов Nd^{3+} (вследствие ап-конверсии или ПВС), для описания которых можно ввести обобщённую населённость N^h и решётки населённости N^h_{ij}, которые связаны с решётками населённости метастабильного верхнего лазерного уровня $^4F_{3/2}$ (N_{ij}) соотношением

$$\frac{\partial N_{ij}^h}{\partial t} = -\frac{N_{ij}^h}{T_1^h} - N_{ij}^h w^h + N_{ij}(2\alpha_{UP} N_0 + \frac{I_{esa}}{W_{esa}}), \tag{97}$$

где $T_1{}^h$ – время излучательной релаксации высоколежащего уровня, w^h – скорость его безизлучательной релаксации. Если время релаксации высоколежащих уровней мало’ по сравнению с характерными временами (импульсов), то связь решёток населённости N^h_{ij} и N_{ij} можно считать алгебраической.

Решётки населённости верхнего уровня лазерного перехода и “обобщённого” высоколежащего уровня приводят к РПП (из соотношения (5))

$$\delta n_{ij}^e = \frac{2\pi F_L{}^2}{n_0}(\Delta p_w N_{ij} + \Delta p^h N_{ij}^h), \tag{98}$$

где Δp_w (и Δp^h) – различие поляризуемости верхнего уровня рабочего перехода (и высоколежащего квазиметастабильного уровня) и основного состояния.

Изменения населённости энергетических уровней активной среды сопровождаются изменением температуры из-за их безизлучательной релаксации. Такие изменения температуры можно представить в виде суммы средней в пространстве температуры T_0 и решёток температуры T_{ij}, уравнения для комплексной амплитуды последних могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{aligned}\frac{\partial T_{ij}}{\partial t} + D_T q_{ij}^2 T_{ij} = \frac{cn_0 E_i E_j^*}{8\pi W_s} N_0 \zeta_{10} + N_{ij}(\frac{I_\Sigma}{W_s}\zeta_{10} - \sigma_{abs} I_p \frac{\Delta\nu_{up}}{\rho C_p \nu_p}) + N_{ij}\left(\frac{1}{T_1} + \frac{I_{ASE}}{W_{ASE}}\right)\zeta_{10}^i + \\ + \alpha_{CR} N_{gr} N_{ij} \zeta_{cr} + 2\alpha_{UP} N_0 N_{ij} \zeta_{up} + \frac{I_{esa}}{W_{esa}} N_{ij} \zeta_{esa} + \frac{\alpha^r cn_0 E_i E_j^*}{8\pi\rho C_p}\end{aligned}, \tag{99}$$

где ξ_{10} и ξ^i_{10}, ξ_{cr}, ξ_{up}, ξ_{esa} – количество тепла (нормированное на плотность ρ и удельную теплоёмкость C_p), выделяющееся при безизлучательной релаксации нижнего лазерного уровня (для кристаллов, активированных неодимом, в ξ_{10} из-за ветвления люминесценции следует учитывать безизлучательную релаксацию всех уровней $^4I_{11/2}$, $^4I_{13/2}$ и $^4I_{15/2}$), после кросс-релаксации (для Nd-содержащих материалов: кросс-релаксация $^4F_{3/2} + {}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2} + {}^4I_{15/2}$), ап-

конверсии и поглощения из возбуждённого состояния, соответственно; $h\Delta\nu_{up}$ – разница энергий накачиваемого уровня и верхнего уровня лазерного перехода (уровней $^4F_{5/2}$ и $^4F_{3/2}$ для Nd – содержащих кристаллов при накачке на 808 нм); α^r – коэффициент поглощения сигнала случайными неоднородностями активной среды.

Решётки температуры в объёме активной среды приводят к тепловым РПП

$$\delta n_{ij}^T = \frac{\partial n}{\partial T} \mathrm{T}_{ij} \,. \tag{100}$$

Качественно сравним электронные и тепловые РПП в лазерном кристалле-усилителе вблизи порога возникновения генерации с участием динамических решёток. Электронные РПП, пропорциональные решёткам населённости, находятся в противофазе с интерференционным полем усиливаемых световых волн (если это интерференционное поле не движется), и их амплитуда не зависит от их периода (в пренебрежении миграцией возбуждения). Амплитуда тепловых РПП наоборот существенно зависит от их периода (через вектор решётки q_{ij}): мелкомасштабные решётки имеют очень малую амплитуду по сравнению с крупномасштабными, поскольку они сглаживаются теплопроводностью. Различные тепловые источники дают различные по фазе вклады в РПП: решётки тепловыделения после релаксации в интерференционном поле световых волн находятся в фазе (в стационарном случае) с этим интерференционным полем, а решётки тепловыделения при переходах под действием люминесценции, нерезонансного УСИ, кросс-релаксации, ПВС и ап-конверсии находятся в фазе с решёткой населённости верхнего лазерного уровня. В инвертированных лазерных кристаллах высокого качества, активированных ионами Nd^{3+}, тепловыделение без сигнала, как правило, превышает тепловыделение в том же усилителе с сигналом, что обусловлено возможными вкладами кросс-релаксации, ап-конверсии или ПВС [4,7]. В этом случае будет доминировать та часть источников тепловыделения, которая связана с инверсной населённостью, и тепловые РПП находятся в фазе с решётками населённости. Результаты анализа решёток, приведённые в Главе 1, для Nd-содержащих кристаллов показывают, что амплитуды электронных РПП соизмеримы с амплитудами крупномасштабных тепловых РПП, и намного превышают амплитуды мелкомасштабных РПП. Поэтому, в дальнейшем анализе для Nd-содержащих кристаллов можно пренебречь мелкомасштабными тепловыми РПП, а в крупномасштабных тепловых РПП считать доминирующими вклады, пропорциональные решёткам населённости.

С учётом решёток населённости и температуры система укороченных уравнений для комплексных амплитуд световых волн, пересекающихся в усилителе под малым углом (таком, что можно поперечным сносом пучков на длине взаимодействия), выглядит следующим образом:

$$\frac{n_0}{c}\frac{\partial E_{1,3}}{\partial t}+\frac{\partial E_{1,3}}{\partial z}=(\frac{\sigma}{2}N_0+ik\frac{\partial n}{\partial T}\mathrm{T}_0)E_{1,3}+\sum_{j\neq 1,3}(\frac{\sigma}{2}N_{1,3\mathrm{j}}+ik\frac{\partial n}{\partial T}\mathrm{T}_{1,3\,j})E_j+$$
$$+(\frac{\sigma}{2}N_{24}+ik\frac{\partial n}{\partial T}\mathrm{T}_{24})E_{3,1}+(\frac{\sigma}{2}N_{3,14,2}+ik\frac{\partial n}{\partial T}\mathrm{T}_{3,14,2})E_{2,4}\quad , \tag{101}$$

$$\frac{n_0}{c}\frac{\partial E_{2,4}}{\partial t}-\frac{\partial E_{2,4}}{\partial z}=(\frac{\sigma}{2}N_0+ik\frac{\partial n}{\partial T}\mathrm{T}_0)E_{2,4}+\sum_{j\neq 2,4}(\frac{\sigma}{2}N_{2,4\mathrm{j}}+ik\frac{\partial n}{\partial T}\mathrm{T}_{2,4\,j})E_j+$$
$$+(\frac{\sigma}{2}N_{13}+ik\frac{\partial n}{\partial T}\mathrm{T}_{13})E_{4,2}+(\frac{\sigma}{2}N_{4,23,1}+ik\frac{\partial n}{\partial T}\mathrm{T}_{4,23,1})E_{1,3}\quad , \tag{102}$$

где $\sigma=\sigma_e(1+i\beta)$, σ_e – сечение усиливающего перехода, n_0 –показатель преломления кристалла, c – скорость света в вакууме, β - коэффициент, равный отношению действительной и мнимой частей нелинейной восприимчивости, характеризующий электронные ИПП при изменении населённости (включая высоколежащие уровни), которое возникает в результате различия поляризуемости возбуждённых и невозбуждённых ионов в лазерном кристалле, T_0 – распределение температуры, характеризующее тепловую линзу в активной среде.

Для анализа условий генерации в системе необходимо учитывать различные флуктуационные источники [198]: источник спонтанного излучения - спонтанную поляризацию (в уравнениях для поля); случайные изменения (шумовые решётки) населённости и температуры, которые приводят к флюктуационным ИПП; случайные РПП из-за неоднородностей или дефектов структуры кристалла; диффузное рассеяние на границах и т.д. Спонтанную поляризацию, случайные решётки населённости и случайные РПП можно учесть в виде дельта-коррелированных “ланжевеновских” источников в уравнениях для электрических полей световых волн и решёток населённости и температуры [198].

При другом подходе спонтанную поляризацию, распределённую по активной среде, можно пересчитать на исходную границу, т.е. учесть в виде ненулевого граничного условия для наиболее слабой световой волны, а диффузное рассеяние в виде коэффициента отражения в эту же волну [179]:

$$E_1(t,0)=\sqrt{\varepsilon\sigma_e l N_0(t,0)}+\sum_i r_{1i}^n\sqrt{I_i}\,,\ E_2(t,l)=r_{12}E_1(t-\tau_{12},l)\exp(i\Omega t)\,,\ E_3(t,0)=r_{23}E_2(t-\tau_{23},0),$$
$$E_4(t,l)=r_{34}E_3(t-\tau_{34},l)\exp(i\Omega t)\,, \tag{103}$$

где ε – коэффициент связи интенсивности волны спонтанного излучения и населённости на границе; τ_{ij} – время обхода петли обратной связи и свободного пространства до зеркала (в дальнейшем полагалось, для простоты, $\tau_{12}=\tau_{23}=\tau_{34}$); r_{ij} – коэффициенты линейного преобразования волн, r_{1i}^n - коэффициенты диффузного рассеяния на торце стрежня. Граничные условия (103) для волн 2 и 4 учитывают изменение частоты (Ω) световых волн при отражении от зеркал (из-за тепловых или шумовых колебаний зеркала, например). Вариация данного

смещения частоты, обеспечивающего изменение интерференционного поля во времени, представляется необходимой, поскольку эффективность рассеяния на динамической решётки зависит от скорости её движения.

3.3.1.1 Узкополосная модель генерации при наличии случайных источников

Предположим вначале, что волна генерации является узкополосной (по крайней мере, вблизи порога). Задачу решаем в приближении плоских монохроматических волн генерации. При этом будем учитывать наличие широкополосных (дельта-коррелированных в пространстве и во времени) случайных источников (случайных решёток населённости и РПП), а также диффузного рассеяния на границе.

Рассмотрим вначале стационарное решение системы уравнений (95), (96), (99) с учётом частотных смещений световых волн и пренебрегая УСИ можно представить в следующем виде:

$$N_0^{st} \approx (\frac{\sigma_{abs} I_p N_{ions}}{h\nu_p} / \left(\frac{1}{T_1} + \frac{I_\Sigma}{W_s} + \alpha_{CR} N_{ions} + \frac{\sigma_{abs} I_p}{h\nu_p} \right)) \times$$
$$\times (1 - 2\alpha_{UP} V^e / (\frac{1}{T_1} + \frac{I_\Sigma}{W_s} + \alpha_{CR} N_{ions} + \frac{\sigma_{abs} I_p}{h\nu_p})) = \frac{\sigma_{abs} I_p N_{ions} \tau_{1ef}^{'}}{h\nu_p} , \quad (104)$$

$$N_{ij}^{st} \approx -\frac{cn_0 E_i E_j^*}{8\pi W_s} N_0^{st} / \left(i\Omega_{ij} + \frac{1}{T_1} + \frac{I_\Sigma}{W_s} + \alpha_{CR} N_{ions} + 2\alpha_{UP} N_0^{st} + \frac{\sigma_{abs} I_p}{h\nu_p} \right) =$$
$$= -\frac{cn_0 E_i E_j^* N_0^{st} \tau_{1ef}^{'}}{8\pi W_s \left(i\Omega_{ij} \tau_{1ef}^{'} + 1 \right)} , \quad (105)$$

$$(i\Omega_{ij} + D_T q_{ij}^2) T_{ij}^{st} \approx (\frac{cn_0 E_i E_j^*}{8\pi W_s} N_0^{st} \zeta_{10} + N_{ij}^{st} (\frac{\zeta_{10}^i}{T_1} + \frac{I_\Sigma}{W_s} \zeta_{10} - \sigma_{abs} I_p \frac{\Delta\nu_{up}}{\rho C_p \nu_p} + \alpha_{CR} N_{gr} \zeta_{cr} + 2\alpha_{UP} N_0^{st} \zeta_{up}) \approx$$
$$\approx \frac{cn_0 E_i E_j^*}{8\pi W_s} N_0^{st} (\alpha_{CR} N_{gr} (\zeta_{10} - \zeta_{cr}) + 2\alpha_{UP} N_0^{st} (\zeta_{10} - \zeta_{up}) + i\Omega_{ij} + \frac{(\zeta_{10} - \zeta_{10}^i)}{T_1} + , \quad (106)$$
$$+ \sigma_{abs} I_p (1 - \frac{\Delta\nu_{up}}{\nu_p})) / (i\Omega_{ij} + \frac{1}{T_1} + \frac{I_\Sigma}{W_s} + 2\alpha_{UP} N_0^{st} + \frac{\sigma_{abs} I_p}{h\nu_p}) \approx -\frac{cn_0 E_i E_j^* N_0^{st} C_{ef} \tau_{1ef}^{'}}{8\pi W_s (i\Omega_{ij} \tau_{1ef}^{'} + 1)}$$

где введены новое эффективное время жизни $\tau_{1ef}^{'}$ и коэффициент тепловыделения C_{ef}.

Используя стационарные решения (104-106) можно записать уравнение для амплитуды самой слабой световой волны в виде:

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} = (\frac{\sigma}{2} N_0^{st} + ik \frac{\partial n}{\partial T} T_0^{st}) E_1 + (\frac{\sigma}{2} (N_{24}^{st} + N_{13}^{st}) + ik \frac{\partial n}{\partial T} (T_{24}^{st} + T_{13}^{st})) E_3 +$$
$$+ \frac{\sigma}{2} (N_{34}^{st} + N_{12}^{st}) E_2 + \frac{\sigma}{2} N_{14}^{st} E_4 , \quad (107)$$

где T_0^{st} - распределение температуры, характеризующее стационарную тепловую линзу в активной среде. В (107) учтена только крупнопериодная температурная решётка. Для амплитуд

остальных “сильных” световых волн E_2-E_4 учтём только усиление и наведённую линзу, пренебрегая малым вкладом рассеяния на всех динамических решётках по сравнению с усилением:

$$\frac{\partial E_i}{\partial z} = (-1)^{i+1} \cdot (\frac{\sigma}{2} N_0^{st} + ik \frac{\partial n}{\partial T} \mathrm{T}_0^{st}) E_i, \; i = 2,3,4 . \tag{108}$$

Подставив в уравнение (107) комплексные амплитуды сильных волн, выраженные через значение E_1 на границе из уравнений (108) и граничных условий, получим:

$$\frac{\partial E_1(z)}{\partial z} = (\frac{\sigma}{2} N_0^{st} + ik \frac{\partial n}{\partial T} \mathrm{T}_0^{st}) E_1(z) - \frac{\sigma}{2} \frac{cn_0 \left|E_1(1) r_{12}\right|^2 N_0^{st} \tau_{1ef}^{'}}{8\pi W_s} \times (\frac{\left|r_{23} r_{34} B\right|^2}{\left(2i\Omega\tau_{1ef}^{'} + 1\right)} + \frac{(1+\left|r_{23} B\right|^2)}{\left(i\Omega\tau_{1ef}^{'} + 1\right)}) \exp\left(\int_Z^1 \sigma_e N_0^{st}(z')dz'\right) E_1(z) -$$
$$-\sigma_e (1 + i\beta_{ef}^{st}) \frac{cn_0 \left|E_1(1)\right|^2 N_0^{st} \tau_{1ef}^{'}}{8\pi W_s \left(i\Omega\tau_{1ef}^{'} + 1\right)} H(z) \exp\left(\int_0^Z (\frac{\sigma}{2} N_0^{st}(z') + ik \frac{\partial n}{\partial T} \mathrm{T}_0^{st}(z'))dz'\right) E_1(1), \tag{109}$$

где введены следующие коэффициенты $\beta_{ef}^{st} = \beta + \frac{k}{\sigma_e (i\Omega + D_T q_{24}^2)} (\frac{\partial n}{\partial T}) C_0^{st}$;

$H(z) = r_{12} r_{23} r_{34}^* \left|B\right|^2 B^* \exp\left(\int_z^1 \sigma_e N_0^{st}(z')dz'\right)$; $B = \exp\left(\int_0^1 (\frac{\sigma}{2} N_0^{st}(z') + ik \frac{\partial n}{\partial T} \mathrm{T}_0^{st}(z'))dz'\right)$; $\Omega_{12} = \Omega_{13} = \Omega_{24} = \Omega_{34} = \Omega, \Omega_{14} = 2\Omega$.

Третье слагаемое в правой части уравнения (109) отвечает за рассеяние волны 3 в волну 1 на общих решётках с большим периодом ($\Lambda_{13} = \Lambda_{24} = 2\pi / \left|\vec{k}_4 - \vec{k}_2\right|^2$) и волны 2 в волну 1 на общей решётке с малым периодом ($\Lambda_{34} = 2\pi / \left|\vec{k}_4 - \vec{k}_3\right|^2$); второе слагаемое – за рассеяние волн 2,3 и 4 в волну 1 на решётках, которые возбуждаются парами волн 1 и 2, 1 и 3, 1 и 4; наконец, первое слагаемое – за лазерное усиление и фазовый набег волны 1 в усилителе (смотри рисунок (78)).

Анализируя решение уравнения (109) рассмотрим вначале ситуацию, когда в усилителе нет никаких РПП ($\beta_{ef}^{st} = \beta = 0$), а есть только решётки усиления. В этом случае, знак минус перед вторым и третьим слагаемым в правой части (109) приводит к тому, что решетка коэффициента усиления оказывает лишь подавляющее действие на волну E_1 (реализуется отрицательная обратная связь между ростом решёток и волн рассеяния). В этом случае параметрическая генерация отсутствует. Возможность положительной обратной связи (и параметрической генерации) в такой системе может появиться только при наличии фазовой π-невзаимности в системе (отрицательное произведение $r_{12} r_{23} r_{34}^*$) и амплитудной невзаимности ($\left|r_{12}\right| \ll \left|r_{34}\right|$).

Рассмотрим теперь решение уравнения (109) при наличии РПП ($\beta_{ef}^{st} \neq 0, \beta \neq 0$) в системе со взаимным резонатором (все коэффициенты r_{ij} – положительные действительные числа). Это уравнение может быть проинтегрировано аналитически, если считать $N_0^{st} = const$ (нет неоднородного насыщения усиления в среднем поле). Зависимость интенсивности волны на выходе от коэффициента усиления по слабому сигналу (при разной интенсивности затравочной волны ε) имеет область неоднозначности (рис. 80). Такая S-образная зависимость говорит о

возможности генерации при достижении коэффициента усиления критического значения (стрелка показывает возможность генерации).

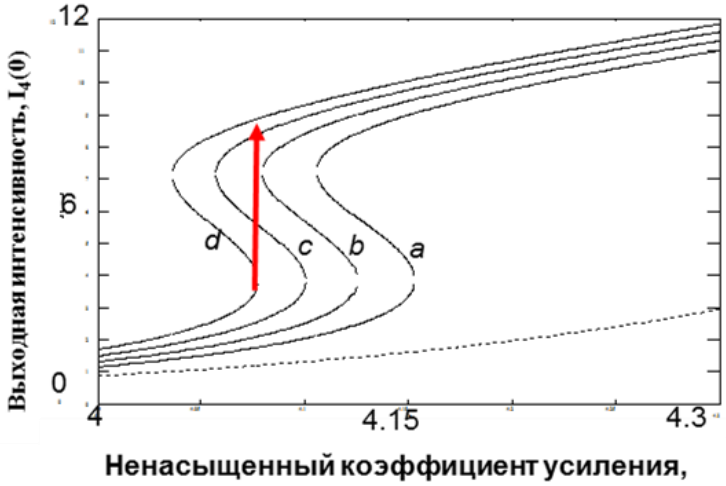


Рисунок 80. Зависимость выходной интенсивности от коэффициента усиления при различных значениях затравки. Значения затравки ε равны 10^{-7}, $1.1\cdot10^{-7}$, $1.2\cdot10^{-7}$, $1.3\cdot10^{-7}$ для кривых *a*, *b*, *c* и *d*, соответственно. Значения остальных параметров $\Omega\tau_{1ef}^{'}=12$, $\beta_{ef}^{st}=\beta=2{,}5$. Пунктирная кривая соответствует линейному усилению без решеток для $\varepsilon=10^{-7}$. Коэффициент диффузного отражения в волну E_1 равен нулю (для всех кривых). Интенсивности нормированы на интенсивность насыщения. Стрелка показывает возможность генерации.

В нестационарном режиме и при учёте насыщения полная система нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных (95), (96), (99), (101), (102) с граничными условиями (103) и начальным условием $E_i(0,z)=0$ (i=1...4); $N_0(0,z)=0$; $N_{ij}(0,z)=0$ и произвольной мощностью накачки не имеет аналитического решения, поэтому её исследование проводилось численными методами [160,171,172,178,179]. Для численных расчётов было опробовано несколько разностных схем. Наиболее удачными оказались разностная схема предиктор-корректор на шаблоне “уголок” и схема “Кабаре” [179]. Генерация была численно исследована в различных вариантах учёта источников затравки: 1). дельта-коррелированных в пространстве и во времени источников (в уравнениях для поля световых волн и в уравнениях для населённости); 2). источника спонтанного излучения, пересчитанного на исходную границу для наиболее слабой световой волны, а также диффузного рассеяния сильных световых волн в слабые. Численные расчёты по указанным выше схемам дали следующие результаты: при достижении некоторого порогового уровня параметров (коэффициента усиления по слабому сигналу $\alpha_0=\sigma_e N_0^{st} l$, параметров нелинейности показателя преломления β и $(\partial n/\partial T)$, затравочного шума УСИ (ε), коэффициентов диффузного рассеяния, шумовой решётки населённости N_η) возникает генерация, проявляющаяся в резком нарастании амплитуды световой волны и ее производной на выходе (рис. 81). Вблизи порога генерируется один импульс, при увеличении мощности накачки (или параметров β, ε или N_η) число импульсов генерации увеличивается (рис. 81). Численным критерием порога генерации было выбрано превышение интенсивности выходной волны (нормированной на интенсивность насыщения) значения 30.

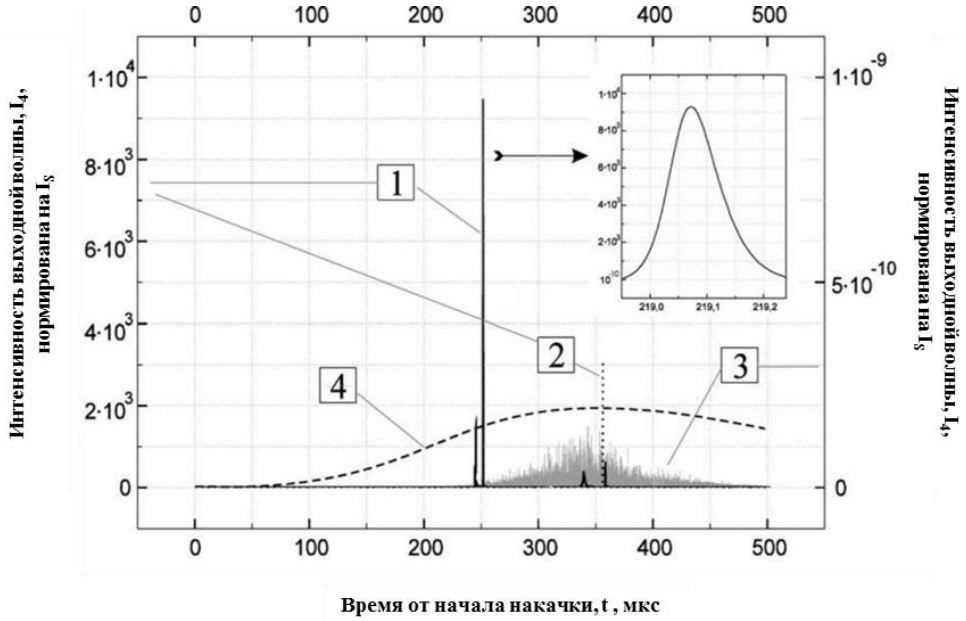


Рисунок 81. Численно рассчитанные осциллограммы импульсов генерации для интенсивности выходной волны I_4 (нормированной на I_S) (кривые 1, 2, 3), для максимума коэффициента усиления по слабому сигналу α_0 = 2,0 (кривая 1), α_0 = 1,7 (кривая 2), α_0 = 1,5 (кривая 3, до порога), at ΩT_{1ef} = 1,25, амплитуда шумовой решётки населённости (нормированной на концентрация рабочих ионов Nв) $N_\eta = 1{,}39 \times 10^{-3}$, спонтанная поляризация = 0, $\beta_{ef} = \beta = 2$, r_{dif14} = 0, $/E_1(0)/^2$ = 0; кривая 4 показывает профиль временной профиль нормированного логарифмического коэффициента усиления $\alpha_0(t)$.

Следует отметить, что эти расчёты показали важную роль шумовой (затравочной) решётки населённости, которая даже при её малой амплитуде ($N_\eta \approx 10^{-3}$) обеспечивает развитие генерации. Физически, такая шумовая решётка может быть результатом действия на населённость активной среды шумового интерференционного поля световых волн суперлюминесценции (каждая частотная компонента которой интерферирует сама с собой и тем самым индуцирует свою решётку населённости и температуры).

В модели затравки УСИ, пересчитанной на исходный торец (параметр ε), численные расчёты показали, что существует нелинейная зависимость пороговой величины интенсивности УСИ от соотношения действительной и мнимой части нелинейной восприимчивости: чем меньше значение параметра β, тем большая затравка необходима для того, чтобы в системе наблюдалась генерация (рис. 82). Следует отметить, что в отсутствие электронных ИПП (при β_{ef} = 0) во взаимной схеме генерация не достигается ни при каких значениях затравки. Этот вывод качественно согласуется с представлением о роли решёток усиления и показателя преломления, которое обсуждалось выше.

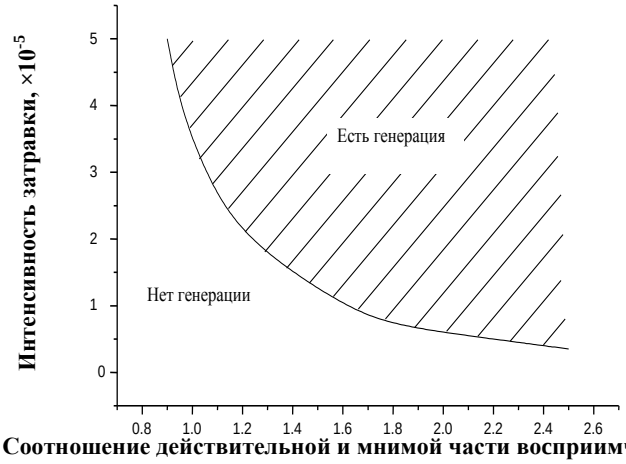


Рис. 82. Зависимость порогового значения затравки, выше которой развивается генерация от параметра $\beta = \beta_{ef}$ при $\Omega T_{1ef} = \beta/2$, $\alpha_0=4$, $N_\eta = 0$. Шаг по времени был равен 625 пс.

Исследовалась также зависимость пороговых значений затравки ε и параметра β_{ef} (вводился эффективный параметр β) от частотного сдвига Ω (рис. 83(а)), а также от коэффициента усиления по слабому сигналу (рис. 83(*б*)). Расчёты показали также, что с ростом коэффициента усиления (при фиксированной затравке) уменьшается пороговое значение параметра β (рис. 10). Результаты вычислений показывают, что при $\alpha_0 \approx 4$ наблюдается генерация в системе с $\beta = 2$ (это значение характерно для Nd:YAG с ламповой накачкой), а при $\alpha_0 \approx 5$ возможна генерация в системе с $\beta = 0.15\text{-}0.2$ (эти значения характерны для Nd:YAG- систем с диодной накачкой) (рис. 83(б)). Учёт тепловых РПП также способен увеличить эффективное значение параметра β_{ef} и, соответственно, снизить пороговый коэффициент усиления α_0.

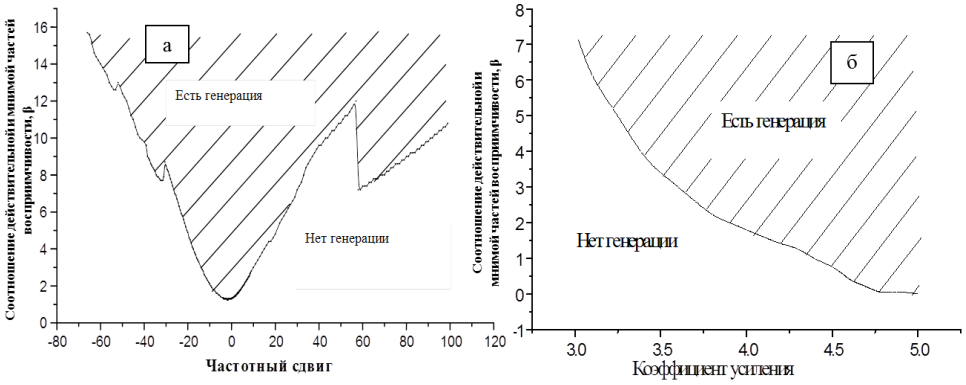


Рисунок 83. Зависимость порогового значения параметра β_{ef} от частотного сдвига (при $\alpha_0=4$) (а) и коэффициента усиления по слабому сигналу α_0 (при ΩT_{1ef}=-2) (б), при $\varepsilon = 1{,}5\times10^{-6}$, $r_{dif} = 0$, $N_\eta = 0$.

Определена также зависимость порогового значения интенсивности затравки от коэффициента усиления по слабому сигналу α_0 (рис. 84). При значении коэффициента усиления α_0 =4 пороговая величина затравки ~ 10^{-5}. Данная величина соизмерима с полной люминесценцией всей линии усиления (суммарной интенсивностью излучения в диапазоне

линии усиления). Увеличивая значения параметров системы (например, параметр β или коэффициент усиления α_0) можно снизить пороговую величину интенсивности затравки более чем на порядок.

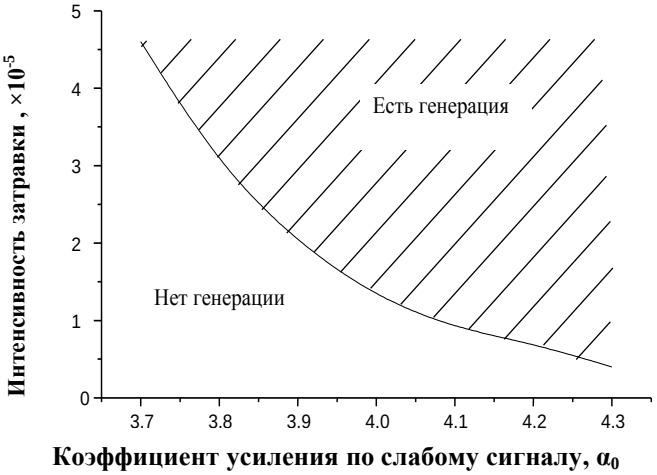


Рисунок 84. Зависимость порогового значения интенсивности затравки от коэффициента усиления по слабому сигналу при $\beta = 1,3; \Omega T_{1ef} = -2$, $r_{\text{dif}} = 0$, $N_\eta = 0$.

Таким образом, расчёты одномодовой модели показали возможность генерации в лазере с динамическим зеркалом. Однако пороговое значение затравочной интенсивности ε, необходимой для возникновения генерации, в данной модели довольно велико ~10^{-6}…$10^{-5}\times I_S$. Оценка затравки УСИ на границе усилителя (из выражения (65)) даёт следующую оценку: $\varepsilon \approx I_S(\delta\Theta/4)(\delta\nu/\Delta\omega_L)$, где δΘ – телесный угол люминесценции, δν – интервал частот волны УСИ, $\Delta\omega_L$ – ширина линии люминесценции (резонансного усиливающего перехода). Для спонтанного излучения, сосредоточенного в телесном угле $\delta\Theta \approx 10^{-6}$…$10^{-5}$ (что соответствует геометрии экспериментов), пороговая интенсивность достигается в том случае, если частотный интервал волн люминесценции $\delta\nu$ соизмерим со всей линией резонансного перехода $\Delta\omega_L$.

Исследовано также влияние диффузного рассеяния наиболее сильной выходной волны E_4 в наиболее слабую световую волну E_1 на выходном торце (границе z=0), r_{41dif} (смотри также граничное условие (103)). Расчёты показали, что при величине r_{41dif} ~ 10^{-3}…10^{-4} пороговая интенсивность спонтанной затравки ε уменьшается на 4-5 порядков величины (по сравнению с порогом генерации в отсутствии диффузного рассеяния на границе), достигая 10^{-9}…$10^{-11}\times I_S$, что соответствует спонтанному излучению в полосе частот $\delta\nu \approx 10^{-4}$…$10^{-5}\times\Delta\omega_L$. Такая узкая линия генерации (на пороге) соответствует одночастотной модели.

В расчётах учитывались также сдвиги фазы при отражении волн на границах: E_1 в E_2 и т.д. Исследования показали, что взаимные сдвиги фаз могут повлиять лишь на максимальную амплитуду генерации, но к изменениям пороговых условий генерации они не приводят.

Таким образом, проведённые исследования показали, что наличие случайного отражения и рассеяния (диффузного отражения и рассеяния на границах АЭ, рассеяния на случайных решётках населённости и РПП) позволяет сравнительно узкополосной компоненте УСИ достичь порога генерации.

3.3.1.2 Многочастотная модель генерации

Люминесценция в лазерных усилителях на кристаллах имеет довольно широкую линию, и волны УСИ с разными частотами могут формировать динамические решётки с несколько различающимися периодами. Отражение одной и той же световой волны от решёток с разным периодом происходит с разной эффективностью. Кроме того, набег фазы в ПОС существенно зависит от длины волны, что приводит к различию фазы вкладов в нелинейную поляризацию для волн УСИ. Поэтому для более точного описания работы самостартующего лазера на динамических решётках необходимо было бы учитывать множество волн генерации с разными частотами. К сожалению, модель, учитывающая множество волн на разных частотах, сложна для теоретических оценок и численные расчеты с ее использованием занимают много времени, так как время счетов увеличивается пропорционально количеству частотных компонент.

Для анализа генерации, возникающей из многочастотной люминесценции, комплексная амплитуда каждой из четырёх взаимодействующих волн E_i (i = 1,2,3,.4) представлялась в виде ряда

$$E_i = \sum_j E_{ij} \exp(i\Delta\omega_{ij} t - i\Delta\vec{k}_{ij}\vec{r}), \tag{110}$$

где $\Delta\omega_{ij}$, $\Delta\vec{k}_{ij}$ - отстройка частоты и волнового вектора j-ой компоненты от основной частоты и волнового вектора i-ой волны.

Анализировался генератор, резонатор которого формировался с участием крупнопериодной решётки. Как уже обсуждалось выше, крупномасштабная решётка обеспечивает примерно одинаковое отражение всех волн в пределах широкого интервала частот и волновых векторов. При наличии световых волн, разность частот которых существенно превосходит обратное время релаксации T_{1ef}^{-1}, уравнение для амплитуды динамической крупнопериодной решётки (с вектором решётки $\vec{q}_{24} = \vec{k}_2 - \vec{k}_4$) будет иметь следующий вид:

$$\frac{\partial N_{24}}{\partial t} = -\frac{\sum_j E_{2j} E_{4j}^* \exp(-i(\Delta\vec{k}_{2j} - \Delta\vec{k}_{4j})\vec{r})}{W_s} N_0 - \left(\frac{1}{T_{1ef}} + \frac{|E_\Sigma|^2}{W_s}\right) N_{24}, \tag{111}$$

где $|E_\Sigma|^2 = \sum_{i=1}^{4}\sum_j |E_{ij}|^2$.

Предположим для простоты, что все световые волны (с индексом j), участвующие во взаимодействии, одинаково хорошо отражаются от этой крупномасштабной динамической

решётки. В этом случае отражение световых волн от всех решёток даёт аддитивный вклад в нелинейную поляризацию и для j-й компоненты волны люминесценции можно написать уравнение

$$\mu\frac{\partial E_{1j}}{\partial t}+\frac{\partial E_{1j}}{\partial z}-\frac{\alpha}{2}N_0E_{1j}\approx\frac{\alpha}{2}N_{24}E_{3j}\,, \qquad (112)$$

которое с точностью до обозначений совпадает с уравнением (4). В рамках используемых приближений наличие разных частотных компонент люминесценции приводит к разному фазовому набегу волн в петле обратной связи ($\varphi_{im} = \omega_i L_m/c$, где L_m – длина ПОС L_1 или удвоенная длина пробега до отражающего назад зеркала L_2 и длина активной среды L_{ac}). В результате этого в правой части уравнения (21) появляются слагаемые с различной фазой $\varphi_{i1} - \varphi_{j1} + \varphi_{i2} - \varphi_{j2}$. Частотные компоненты, для которых данная комбинация фаз кратна 2π, образуют одну группу мод, поскольку все они дают сфазированный вклад в нелинейную поляризацию. Отсюда можно определить межмодовый интервал частот как $2\pi c/(L_1+2L_2+2L_{ac})$ (эта выражение совпадает с выражением (78) для межмодового интервала в лазере с резонатором на установившейся решётке). Волны, частота которых отличается на другую (некратную) величину, дают вклады с другими фазами в нелинейную поляризацию. Такие волны должны конкурировать друг с другом (мешать друг другу) на стадии зарождения генерации.

Влияние конкуренции различных спектральных компонент люминесценции на порог генерации в многочастотной модели исследовалось численно и аналитически [160,178,179]. Численные счёты (выполненные методом кабаре) показали, что такое наличие большого числа спектральных компонент люминесценции, имеющих одинаковый коэффициент усиления по слабому сигналу, и относящихся к разным группам мод не только не понизило порог генерации (по параметру β при фиксированной полной интенсивности затравки ε или наоборот), но и существенно его увеличило (в 1,5-2 раза). Этот результат означает, что частотные компоненты, не относящиеся к одной и той же системе мод, мешают друг другу при инициировании генерации.

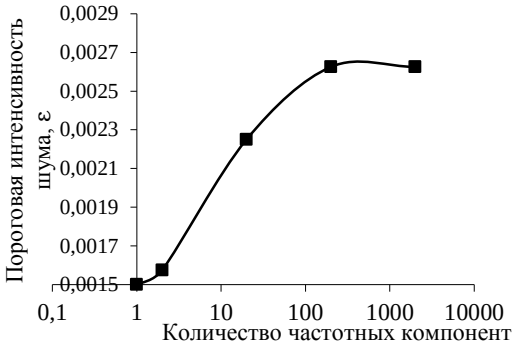


Рисунок 85. Зависимость порогового значения шума от количества частотных компонент (при оптимизации частотных сдвигов).

Расчёты проводились также для волн составляющих одну группу мод. Счеты показали, что в рамках этой модели при одинаковом коэффициенте усиления для всех частотных компонент порог генерации практически не зависит от количества этих компонент (рис. 15). Этот результат подтверждается тем, что система уравнений для частотных компонент с одинаковыми коэффициентами усиления сводится к уравнению для суммарной амплитуды без изменения параметров усиления и нелинейности.

Численно исследовалась также задача, в которой учитывалось различие коэффициента усиления для разных мод одной и той же группы (предполагалось нормальное распределения коэффициента усиления по частоте)). В рамках данной модели в расчётах наблюдался эффект конкуренцию мод, когда суммарная энергия аккумулируется в одной моде, а у других мод интенсивность нарастает значительно медленнее и даже может падать во время генерации сильной моды (рис. 86). Таким образом, учёт зависимости коэффициента усиления от частоты выявил конкуренцию мод на стадии насыщения. Такой эффект способствует уменьшению ширины линии генерации в реальной системе.

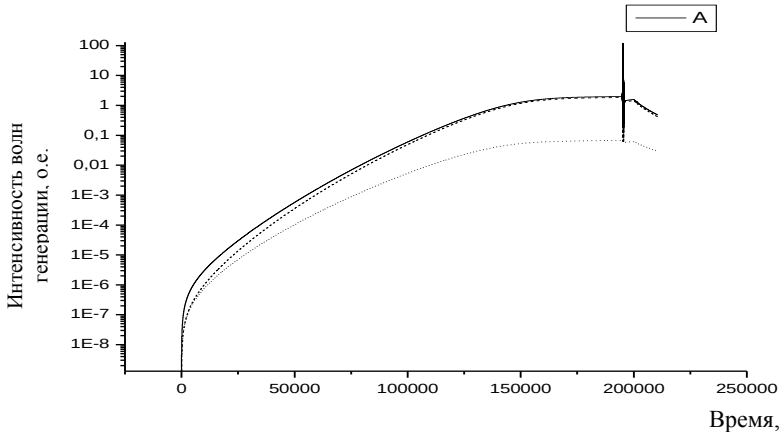


Рисунок 86. Динамика выходных интенсивностей мод (нормированных на интенсивность насыщения усиления) во времени в логарифмическом масштабе по оси ординат: суммарной интенсивности (верхняя сплошная линия), интенсивности сильнейшей моды (средняя пунктирная кривая) и одной из слабых “негенерирующих” мод многомодовой модели (нижняя точечная кривая). Численные расчёты многомодовой модели (учитывалось всего 10 мод).

Аналитические оценки и результаты расчётов одночастотной и многочастотной модели генерации и их сравнение с экспериментальными результатами (в частности, для порога генерации) показывают, что для возникновения генерации с участием динамической решётки необходимо предварительное выделение из общего УСИ какой-либо группы мод (или даже одной выделенной узкополосной компоненты, моды), имеющих сфазированное интерференционное поле. Интерференционное поле такой группы мод (или одной моды) индуцирует (усиливает) динамическую решётку, способную обеспечить формирование более

добротного резонатора и дальнейшее нарастание выходной мощности. Выделение группы мод из шумового спонтанного излучения в реальном эксперименте может быть связано с частотной зависимостью коэффициента усиления активной среды, спонтанным рассеянием на случайных РПП внутри этой среды именно в эту моду, а также диффузным рассеянием на границах АЭ или на поверхностях других оптических элементов (положение которых будет определять длину резонатора и, следовательно, набор мод). На стадии развития генерации моды конкурируют между собой, что способствует одномодовой генерации на пороге её возникновения. С ростом мощности накачки (при значительном превышении порога) возможна генерация дополнительных продольных мод (многочастотная генерация).

Следует отметить, что во всех исследованных случаях наличие динамических РПП играет ключевую роль в возникновении генерации в системе без невзаимных оптических элементов. Наряду с электронными РПП, сопровождающими решётки инверсной населённости, в формировании резонатора могут принимать участие и тепловые РПП активной среды.

3.3.2 Экспериментальные исследования лазеров на кристаллах, активированных ионами Nd^{3+}, с ламповой накачкой и резонаторами на динамических решётках в активной среде

3.3.2.1 Схемы лазеров с резонаторами на динамических решётках

Были исследованы различные варианты схем лазеров на основе кристаллов, активированных ионами Nd^{3+}, с ламповой накачкой и резонатором на динамических решётках в активной среде [157-163, 165-167, 171-185]. Были исследованы следующие схемы: с линейным расположением усилителей, кольцевая, петлевая и многопетлевые конфигурации резонаторов (рис. 87) [157, 158]. В этих работах основное внимание уделялось изучению условий генерации: доказательству того, что происходит именно лазерная генерация (а не УСИ), и генерация возникает одновременно с возникновением динамических решёток в активной среде и она не связана с зеркальным отражением от торцов АЭ или оптических элементов схемы.

В качестве активной среды использованы кристаллы Nd:YAG, выращенные методом горизонтально-направленной кристаллизации или Чохральского (в Институте кристаллографии РАН или НПО “Полюс”, соответственно) с концентрацией активатора Nd^{3+} ~1 ат. % (по данным производителей, концентрация иных примесей Mo и Fe не превышала $5\ 10^{-3}$ ат. % или 10^{-3} ат %, соответственно) с полированными и просветлёнными (на 1064 нм) торцами, диаметром 6,3 мм и длиной 60 или 100 мм. Измеренный коэффициент рассеяния в АЭ (включая рассеяние на объёмных микронеоднородностях и шероховатостях поверхности) не превышал 0,013 $см^{-1}стер^{-1}$ на длине волны генерации 1064 нм. Лазерные усилители были собраны на квантронах К301 с зеркальным (или диффузным) отражателем с лампами накачки ДНП6/60 или ДНП6/90 (или КДНП6/90). Варьировалась энергия накачки, подаваемая на лампы от блоков БПЛ75/33У,

СПИК-3 или МТ42М (до ~100 Дж на квантрон), длительность и частота повторения её импульсов (150-650 мкс и 1-30 Гц, соответственно).

В исследованных схемах при достижении определённого порогового усиления возникала генерация импульсов с крутым передним фронтом и задержкой относительно начала импульса накачки (рис. 89). Кинетика генерации имеет пичковый вид, характерный для твердотельных лазеров с релаксационными колебаниями. Порог генерации в исследуемых схемах был заметно выше, чем в схемах с полным набором зеркал (обычного резонатора). Порог генерации и выходная мощность зависят от конфигурации резонатора: с ростом числа петель (и коэффициента усиления) порог уменьшается, а выходная мощность растёт (рис. 90).

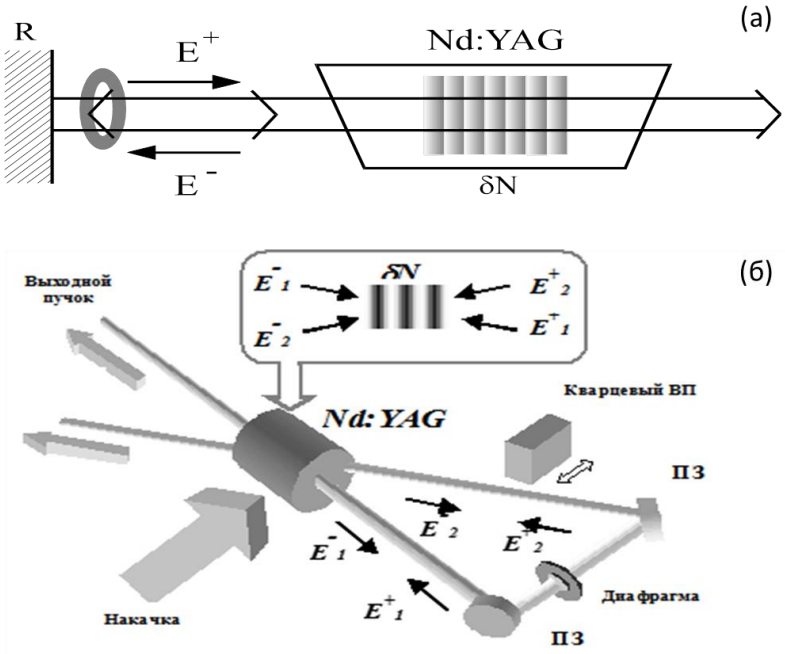


Рисунок 87. Линейная (а) и кольцевая (б) схемы лазеров на кристалле Nd:YAG с ламповой накачкой и резонатором на динамических решётках (использованы 2 усилителя). Использован кварцевый вращатель поляризации (ВП), поляризационные зеркала (ПЗ).

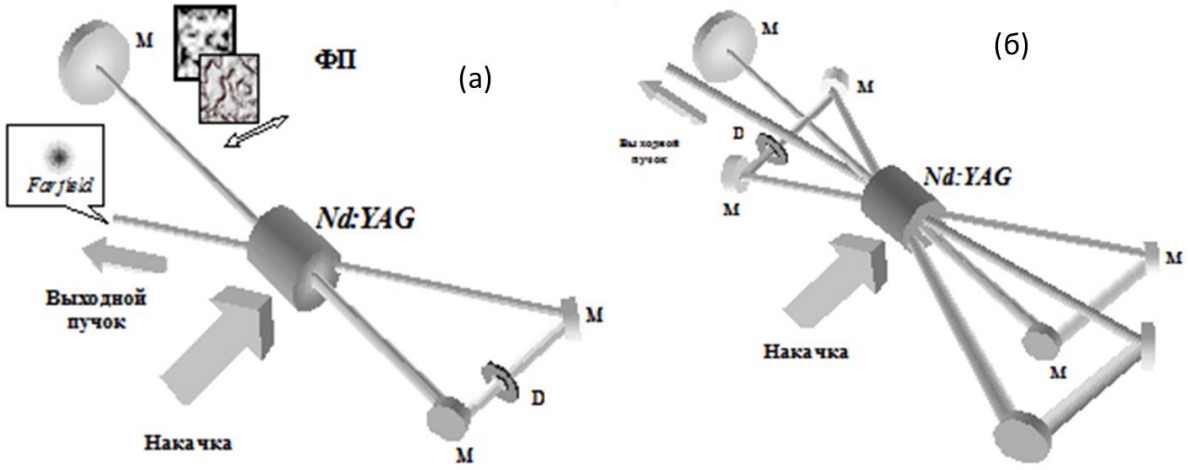


Рисунок 88. Однопетлевая (а) и трёхпетлевая (б) схемы лазеров на кристалле Nd:YAG с ламповой накачкой и резонатором на решётках (использован 1 усилитель). Использована фазовая пластинка (ФП), зеркала (М), диафрагмы (D).

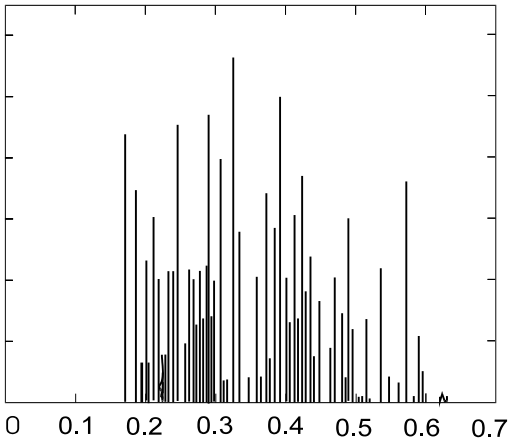


Рисунок 89. Типичная осциллограмма генерации, время отсчитывается от начала импульса накачки.

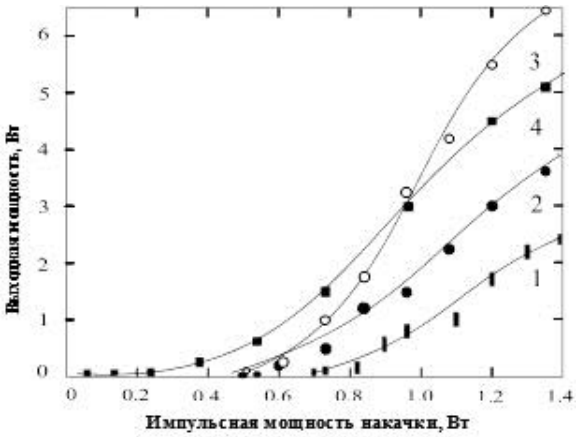


Рисунок 90. Зависимость выходной мощности от мощности импульсов накачки: 1- однопетлевая, 2- двухпетлевая, 3- трёхпетлевая схемы; 4 – генерация в обычном лазере с тем же усилителем и выходным зеркалом с отражением 80%. 1,4 кВт накачки соответствовали логарифмическому усилению по слабому сигналу ~3,8.

Оценка рассеяния в активной среде и на торцах оптических элементов показала их недостаточность для возникновения “обычной” лазерной генерации (в пределах телесного угла менее 10^{-6} стер.). Просветлённые торцы АЭ были закошены так, чтобы исключить генерацию из-за одного только остаточного отражения от них.

В схеме с линейной конфигурацией резонатора (рис. 87а) пучок генерации имел гауссову форму, когда число Френеля резонатора $N_F = a^2/(\lambda L)$ (где a – минимальный радиус апертуры (диафрагмы), λ – длина волны генерации, L – оптическая длина резонатора) было порядка 1. С ростом числа Френеля генерация становилась многомодовой; постановка фазовой пластинки внутрь резонатора приводила к резкому росту порога и ухудшению качества пучка на выходе (особенности линейной схемы были описаны также в [143]).

Особенностью кольцевой схемы (рис. 87б) было то, что введение кварцевого вращателя поляризации (на 90º за один проход) в одно из боковых плеч (при наличии поляризационных зеркал) приводило к прекращению генерации, что подтверждает необходимость интерференции пересекающихся волн (индуцирующих динамическую решётку) для возникновения генерации (при заданном уровне накачки).

Порог генерации и выходная мощность в петлевых схемах демонстрировали более слабую зависимость от числа Френеля резонатора, чем в линейной или кольцевой схемах (рис. 87). Петлевые схемы показали также хорошую устойчивость пучка генерации к фазовым искажениям, вносимым фазовой пластинкой в резонатор (увеличивающих расходимость пучка до $1\ldots7\times10^{-2}$ рад.) (рис. 91б и 92).

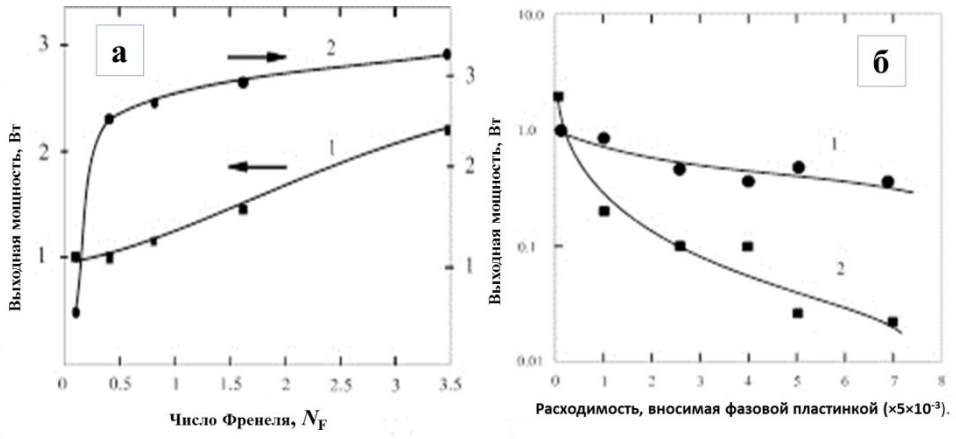


Рисунок 91. Зависимость выходной мощности и расходимости пучка генерации от числа Френеля резонатора (изменяемого диафрагмой) (а); выходная мощность от расходимости, вносимой фазовой пластинкой в резонатор (1 петлевой лазер, 2 – обычный резонатор с выходным зеркалом 80%) (б). Схема с одной петлёй, 1 АЭ Nd:YAG (длиной 100 мм, Ø 6.3 мм, коэффициент усиления по слабому сигналу 3.8), частота повторения 5 Гц.

Структура пучка генерации лазера с петлевым резонатором, зарегистрированная с помощью CCD-камеры в дальней зоне, оставалась близкой к гаусовой даже при наличии сильных фазовых искажений внутри резонатора (в 10 раз увеличивающих расходимость пучка без компенсации аберраций) (рис. 92).

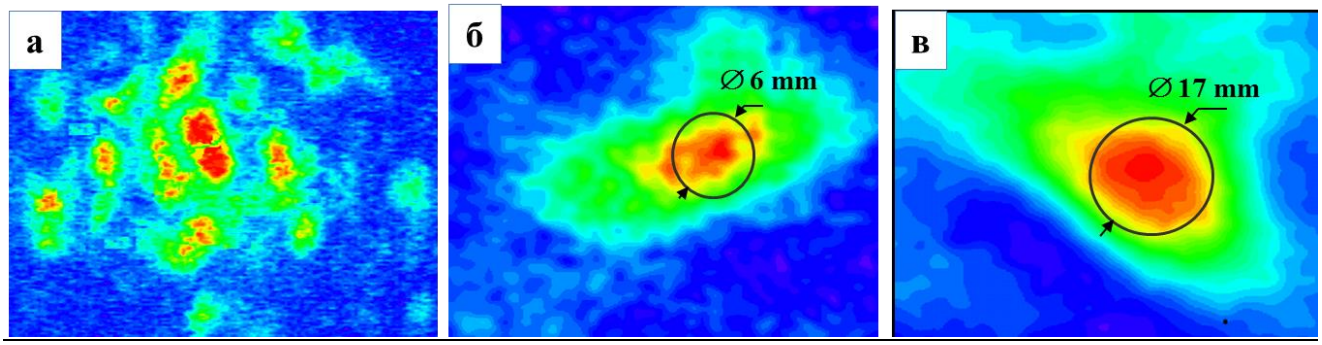


Рисунок 92. Поперечный профиль гауссова пучка, прошедшего через фазовую пластинку в дальней зоне, зарегистрированный CCD-камерой (а). Поперечный профиль пучка генерации в петлевом лазере с той же фазовой пластинкой: в ближней зоне на расстоянии ~1 m от выхода (б), в дальней зоне на расстоянии ~20 м от выхода (в).

Таким образом, экспериментально показано, что в лазерах на кристаллах Nd:YAG с ламповой накачкой с кольцевыми и петлевыми резонаторами, формируемыми с участием динамических решёток населённости в активной среде, возможна эффективная генерация мощных пучков высокого качества, устойчивых к внутрирезонаторным искажениям.

3.3.2.2 Тестирование внутрирезонаторной динамической решётки при генерации

Для выяснения роли динамических решёток в генерации в петлевом лазере был выполнен эксперимент по тестированию решётки (в Nd^{3+}:YAG усилителе) излучением дополнительного лазера на фосфатном стекле с неодимом на длине волны 1054 нм, близкой к длине волны генерации 1064 нм (рис. 93) [160].

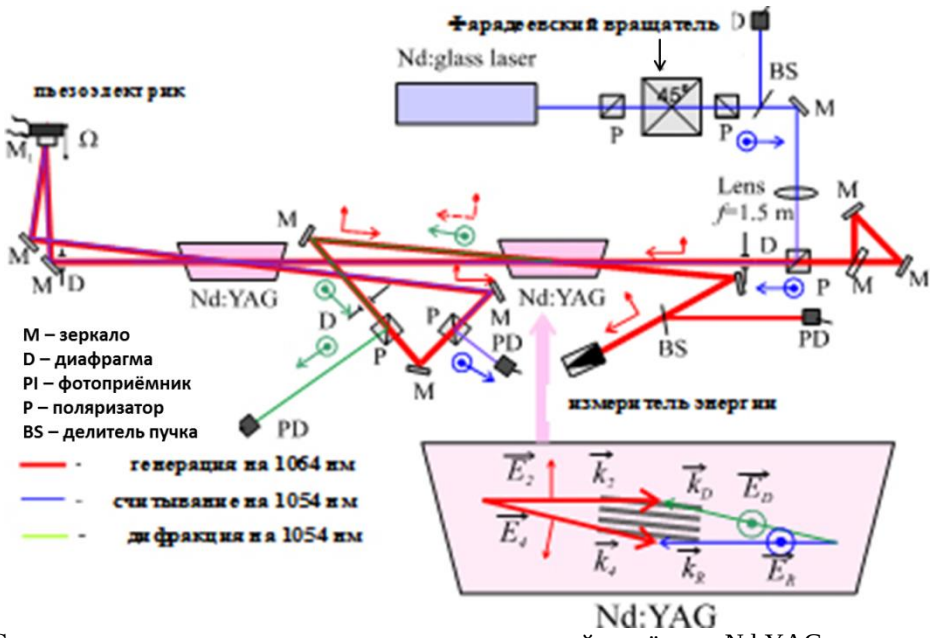


Рисунок 93. Схема эксперимента по тестированию динамической решётки в Nd:YAG усилителе излучением импульсного лазера на фосфатном стекле. На вставке схематически изображена диаграмма волновых векторов невырожденного ЧВВ на динамической решётке внутри Nd:YAG кристалла.

В этом эксперименте излучение импульсного лазера на стекле (длительность импульса ~160 нс) с помощью поляризационной призмы заводилось в схему петлевого лазера на Nd:YAG усилителях с ламповой накачкой. Тестирующее излучение (с поляризацией, ортогональной генкрации на 1064 нм), дифрагирующее на просветной РПП, принималось фотоприёмником. Отстройка тестирующей волны от линии усиления Nd:YAG исключала дифракцию на решётке усиления. Импульсы тестирования были синхронизованы (с задержкой, изменяемой от ~500 нс до сотен мкс) с импульсами ламповой накачки. Определялась дифракционная эффективность динамической решётки, *DE* (как отношение энергии дифрагированного импульса к энергии тестирующего импульса), на временном интервале развития генерации в петлевом резонаторе (рис. 94). Хорошее совпадение дифракционной эффективности с коэффициентом усиления Nd:YAG усилителя и малое время релаксации, показывают, что динамическая решётка имеет нетепловую природу.

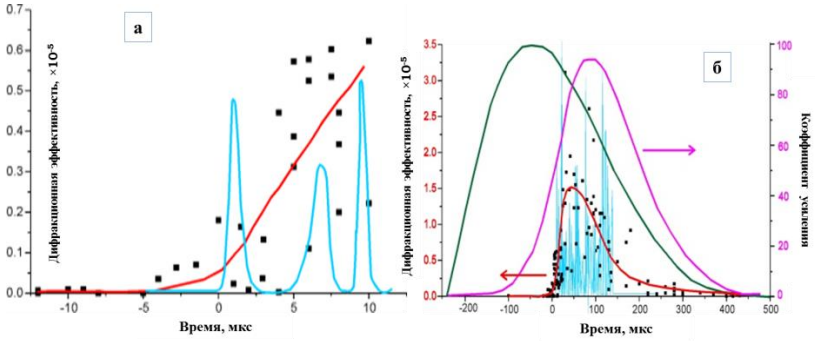


Рисунок 94. Дифракционная эффективность (DE) РПП, считываемая импульсами лазера на стекле (точки) в зависимости от времени от начала импульса накачки (0-ой момент времени соответствует началу генерации, обозначенной синими линиями), красным показана огибающая дифракционной эффективности, зелёным – импульс накачки, фиолетовым коэффициент усиления Nd:YAG-усилителя по слабому сигналу (K). Рисунки (а) и (б) соответствуют разным временным шкалам.

Одно из зеркал резонатора Nd:YAG лазера было помещено на пьезовибратор (рис. 35.4), частота колебаний которого изменялась (от 1.5 до 80 кГц). Было обнаружено увеличение энергии пачки генерации при частоте колебаний зеркала в 1.5 кГц при определённом соотношении фазы колебаний зеркала с импульсами накачки (рис. 95 и 96).

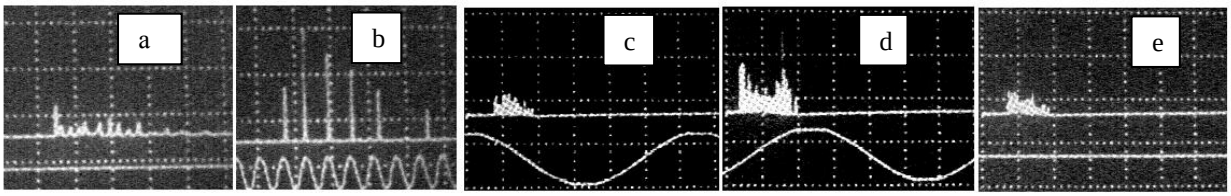


Рисунок 95. Осциллограммы лазерной генерации (верхние) и напряжения модуляции пьезоподвижки с зеркалом (нижние): при выключенной подвижке (a, e), включённой подвижке (b-d), при частоте модуляции 80 кГц (b) ; 1.5 кГц, с неоптимальной фазойl (c); с оптимальной фазой (d). Энергия накачки лампы-вспышки 32 Дж (a, b), 50 Дж (c)-(e). Вертикальная шкала одинакова на всех осциллограммах.

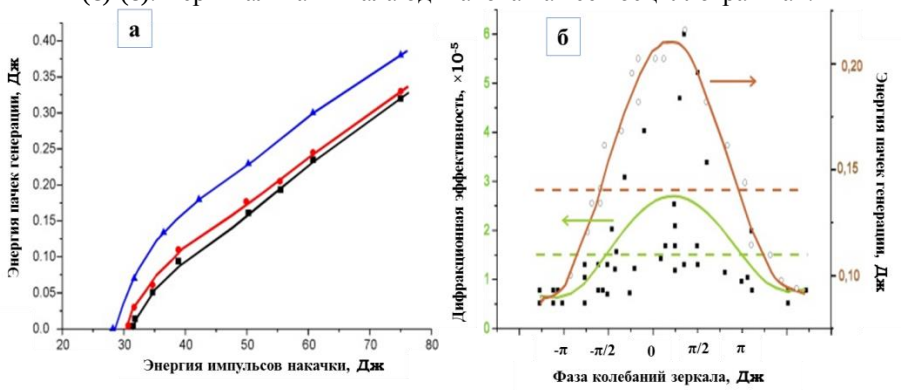


Рисунок 96. Энергия пачек генерации W от энергии накачки (а) при выключенной пьезоподвижке (чёрная), колебаниях зеркала с частотой 80 кГц (красная) или 1.5 кГц (синяя); зависимость дифракционной эффективности решётки (***DE***) и энергии пачек генерации W от фазы колебаний зеркала (б).

Таким образом, эти эксперименты продемонстрировали совпадение во времени импульсов генерации с ростом РПП, сопровождающей динамическую решётку населённости, а также влияние колебаний зеркал (с периодом, соизмеримым со временем жизни верхнего лазерного уровня) на энергию генерации. Эти экспериментальные результаты хорошо коррелируют с представлениями о доминирующей роли РПП, сопровождающих решётки населённости, в формировании динамического резонатора.

3.3.2.3 Исследования кинетики и спектра генерации лазеров с резонатором, формируемым с участием одиночной динамической решетки

Для того чтобы лучше разобраться в условиях генерации были исследованы схемы, в которых в активной среде индуцировалась только одна динамическая решётка, принимающая участие в формировании резонатора [180,181]. Для реализации одиночной отражательной или просветной решетки использовались схемы самостартующего лазера с дополнительным невзаимным устройством – поляризационным изолятором. Это устройство состояло из 2-х вращателей Фарадея, вращающих поляризацию излучения в противоположных направлениях, и

поляризатора, помещенного между ними (рис. 97). Поляризационный изолятор обеспечивал распространение волны только с одной поляризацией в каждом из направлений. В результате, волны, распространяющиеся в резонаторе по часовой стрелки и против были ортогонально поляризованы. Невзаимное устройство обеспечило возможность формирования только одной решеткой (просветной или отражательной): 1) две пересекающиеся волны были перпендикулярно поляризованы и не индуцировали решетку; 2) отражающие назад решетки, которые могли наводиться встречными волнами, не могли давать вклад в формирование резонатора.

Экспериментально были изучены две схемы самостартующего NdYAG лазерного генератора, которые различались геометрией пересечения волн внутри лазерного кристалла и периодом индуцированной решетки населенности. В первой схеме почти попутные световые волны с одинаковой поляризацией пересекались в Nd:YAG усилителе под малым углом Θ и индуцировали крупномасштабную просветную решетку населенности, которая участвовала в формировании резонатора (рис. 97). Фазовая пластинка λ/4 служила вращателем поляризации (PR), которая в комбинации с зеркалом обеспечивала поворот поляризации волны на 90° после её двухкратного прохождения, в результате этого в ПОС по часовой стрелке распространялись волны одной поляризации, а против часовой – волны с ортогональной поляризацией.

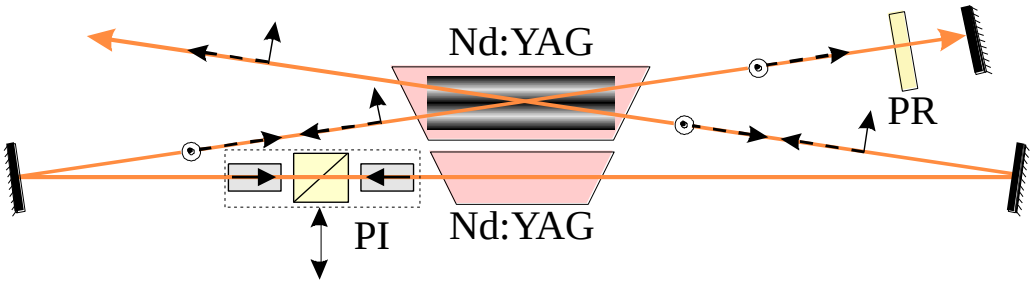


Рисунок 97. Самостартующий лазер с разонатором, форимируемым с участием только одной просветной решетки, PI - поляризационный изолятор на основе вращателей Фарадея и поляризатора, PR - фазовая пластинка λ/4.

Во второй схеме волны одной поляризации, распространяющиеся почти навстречу друг к другу, индуцировали в лазерном кристалле мелкомасштабную отражательную решетку населенности, которая могла замкнуть резонатор (рис. 98).

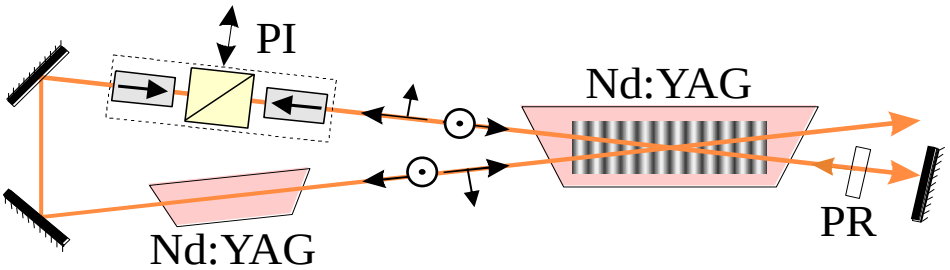


Рисунок 98. Самостартующий лазер с резонатором, завершенным отражательной решеткой, PI - поляризационный изолятор на основе вращателей Фарадея, PR - фазовая пластинка λ/4.

Каждая схема содержала два лазерных усилителя на кристаллах Nd:YAG с ламповой накачкой. В усилителях были использованы Nd:YAG стержни с размерами ∅6,3×100 мм и ∅10×100 мм. Длительность импульса накачки от лампы-вспышки составляла ~300 мкс, частота повторения менялась от 1 до 30 Гц.

Эксперименты показали, что порог генерации в схеме с крупномасштабными просветными решетками был намного меньше, чем в схеме с отражательными решетками: пороговое усиление внутрипетлевого лазерного усилителя, необходимое для возникновения генерации, в схеме 1 было найдено намного меньшим, чем усиление во второй схеме (рис. 99).

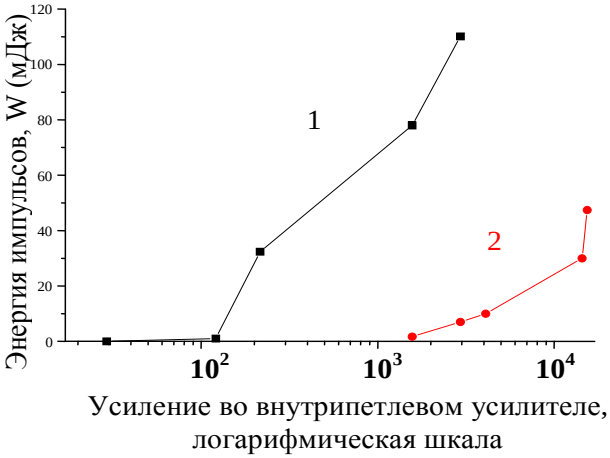
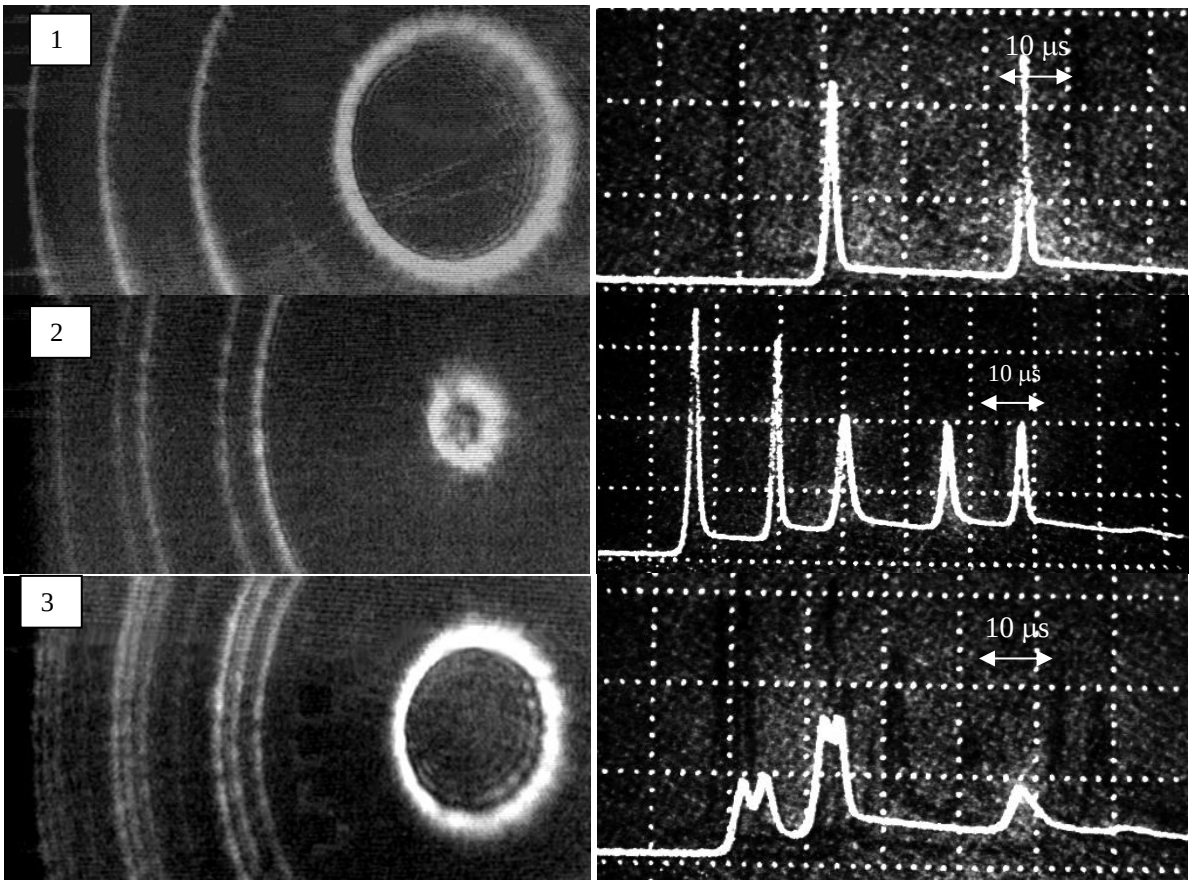


Рисунок 99. Зависимость энергии генерируемого импульса от усиления внутрипетлевого усилителя в схеме с поляризационным изолятором с просветными решетками (кривая 1) и отражательными решетками (кривая 2).

Найденное различие порога генерации с в резонаторе с просветной и отражательной решёткой можно объяснить различием селективности этих решёток. Действительно, как указывалось в разделе 3.3.1, крупномасштабную решётку (с большим периодом) могут формировать одновременно гораздо большее число спектральных компонент (продольных мод в переделах линии $\Delta\nu_{кр}$), чем мелкомасштабную решётку с малым периодом (в переделах линии $\Delta\nu_{м}$): $\Delta\nu_{м} \approx 1/(2L_{вз}) << \Delta\nu_{кр} \approx 1/(\Theta L_{вз}) \sim \Delta\nu_{люм} \approx 6$ см$^{-1}$ для Nd:YAG [3,4] (здесь $L_{вз}$ ~ 6-10 см - длина области нелинейного взаимодействия внутри лазерного усилителя). Поэтому в формировании одной и той же крупномасштабной решётки на предгенерационной стадии участвуют гораздо больше спектральных компонент УСИ, чем в формировании мелкомасштабной решётки с одним периодом (решётки с другими периодами обеспечивают плохое отражение волн с отстройкой волнового вектора от брэгговского синхронизма).

В лазерах с резонаторами на одной динамической решётке одновременно исследовались спектр продольных мод генерации и временная динамика импульсов (спектр регистрировался с помощью интерферометра Фабри - Перро и CCD-камеры, кинетика генерации измерялась с помощью фотоприёмников на основе фотодиодов ФД24КП и осциллографа). В результате этих измерений было установлено, что в лазерах с динамическим резонатором (с одной просветной

или отражательной решёткой) вблизи порога генерации происходит преимущественная генерация одночастотного излучения (в одной продольной моде) в переделах одного импульса накачки (при этом длина волны одномодовой генерации может меняться от импульса к импульсу накачки), а ростом энергии накачки в пределах одного импульса накачки происходит генерация большего числа продольных мод (с хаотической последовательностью импульсов свободной генерации при значительном превышении порога) (рис. 100). Вблизи порога вероятность генерации одночастотного излучения оказывается выше в схеме с крупномасштабной просветной решёткой, по сравнению со схемой с мелкомасштабной отражательной решёткой (этот факт можно объяснить тем, что порог генерации по энергии накачки в схеме с просветной решёткой был заметно ниже, чем в схеме с отражательной решёткой, и одночастотная генерация происходила при меньшей энергии накачки). Следует отметить, что генерация на одной продольной моде не противоречит участию большого числа спектральных компонент в формировании решётки в предгенерационный период: при достижении порога вследсвии сильной конкуренции мод может побеждать одна из них с наибольшим усилением.



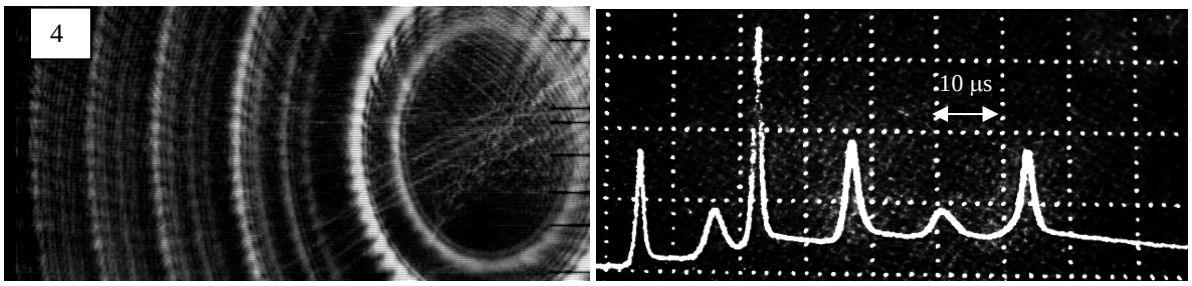


Рисунок 100. Спектры продольных мод и осциллограммы генерации в пределах одного импульса накачки в схеме с просветной динамической решёткой, энергия импульса накачки увеличивается с ростом номера измерения: $J_1 < J_2 < J_3 < J_4$

Таким образом, проведённые исследования показали, что в лазерах с резонатором, формируемым с участием одной крупномасштабной (“просветной”) решётки порог генерации ниже, чем в резонаторе с одной мелкомасштабной (“отражательной”) решёткой. Вблизи порога генерации в лазерах на динамических решётках происходит преимущественная генерация на одной продольной моде. С увеличением мощности накачки число мод генерации растёт.

3.3.2.4 Лазеры на динамических решётках в режиме пассивной модуляции добротности с внутрирезонаторным насыщающимся поглотителем

Был экспериментально реализован самостратующий лазер с резонатором, формируемым с участием динамических решёток в активной среде и насыщающемся поглотителе (рис. 101) [159,161-163,167]. Эти исследования проводились совместно с группой из КГТА, г. Ковров, под руководством Федина А.В.

В качестве активной среды использованы Nd:YAG стержни (Ø6.3×100 мм^2, концентрация Nd^{3+} ~ 1 ат. %) с накачкой лампами КДНП-6/90 (длительность импульсов накачки ~250 μс, частота следования до 30 Гц). В качестве дополнительного селектора продольных мод резонатора использовался интерферометр Саньяка.

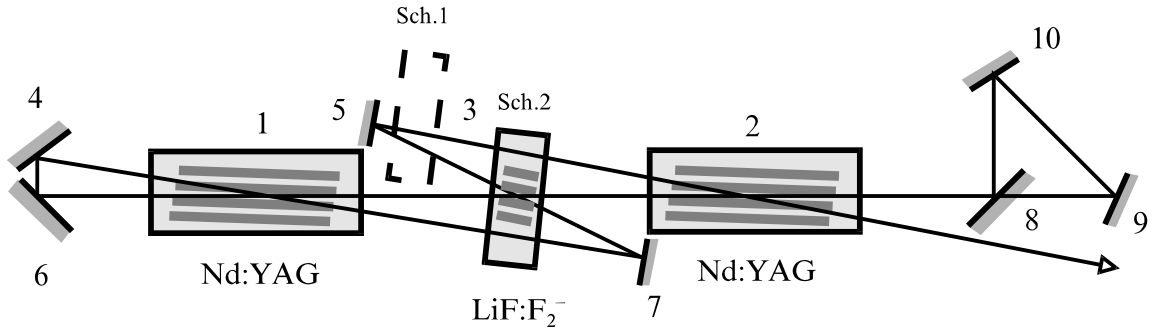


Рисунок 101. Оптическая схема Nd:YAG лазера с динамическим резонатором: 1, 2 – активные элементы; 3 – кристалл $LiF:F_2^-$; 4, 5, 6, 7 – поворотные зеркала; 8 – светоделительное зеркало; 9, 10 – зеркала интерферометра Саньяка. В схеме 1 кристалл $LiF:F_2^-$ располагался около зеркала 5.

В этой схеме была достигнута свободная генерация пучка дифракционного качества ($M^2 \leq 1{,}3$, измерения качества производились методом ножа по ГОСТ [197].) со средней по времени

мощностью до 50 Вт (энергия в пачке импульсов ~1.67 Дж, частота повторения – 30 Гц). Путём внесения насыщающегося поглотителя LiF:F_2^- (с варьируемой концентрацией поглощающих F_2^- центров и начальным пропусканием от 20% до 70%) в этом лазере был реализован режим модуляции добротности. Наилучшие результаты были получены, когда элемент LiF:F_2^- помещался в место пересечения световых пучков, при этом в области пересечения в насыщающемся поглотителе формировались динамические решётки населённости (обеспечивающие дополнительную пространственно-временную селекцию светового излучения в резонаторе) (рис. 102).

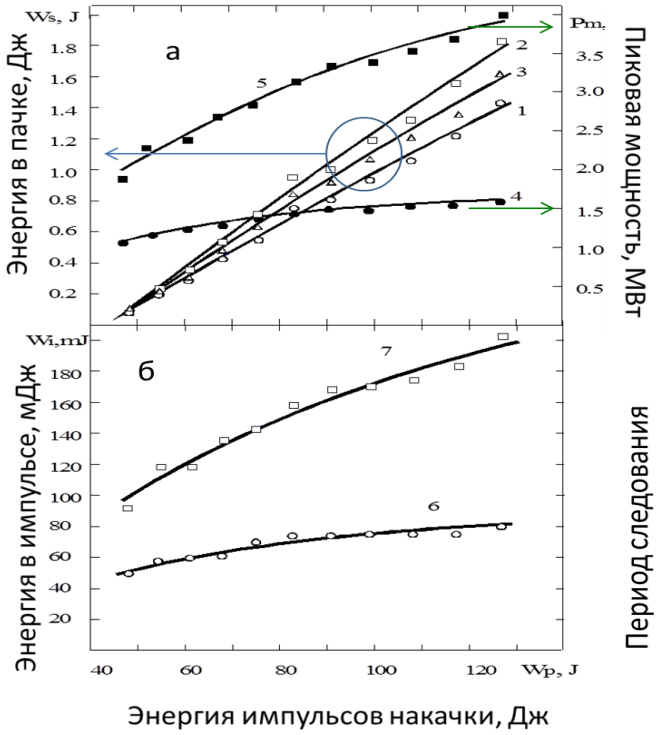


Рисунок 102. Зависимости энергетических параметров излучения Nd:YAG лазера от энергии импульсов накачки с частотой 30 Гц при начальном пропускании затвора 58 %: 1,2 – энергии цуга импульсов, W_s (Дж); 3 – энергия импульса свободной генерации (Дж); 4,5 – пиковой мощности импульса P_m (МВт); 6,7 – энергии отдельного импульса W_i, (мДж); 1,4,6 – затвор установлен вблизи поворотного зеркала; 2,5,7 – затвор установлен в пересечении внутрирезонаторных пучков.

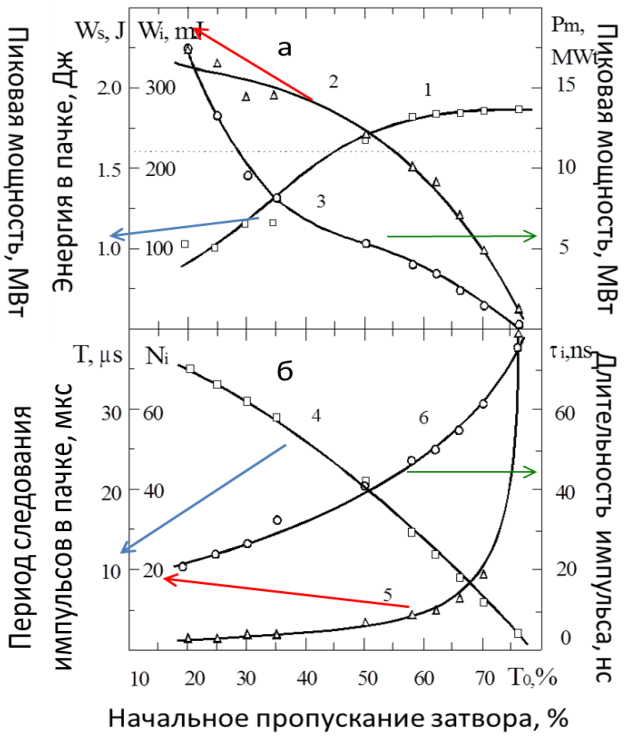


Рисунок 103. Зависимости энергетических параметров излучения Nd:YAG лазера от начального пропускания затвора на LiF:F при энергии импульсов накачки 127 Дж с частотой повторения 30 Гц: 1 – энергии цуга импульсов W_S (Дж); 2 – энергии отдельного импульса W_i (мДж); 3 – пиковой мощности импульса P_m (МВт); 4 – периода следования импульсов в цуге, T (мкс); 5 – количества импульсов в цуге, N_i; 6 – длительности импульсов, τ_i (нс).

Подбор начального пропускания LiF:F_2^- выявил наилучшее значение ~58%, при котором генерировалась стабильная последовательность импульсов длительностью ~50 нс (число импульсов в пачках N_i изменялось при изменении накачки) (рис. 103). При максимальной энергии импульса накачки 63,5 Дж на квантрон энергия цуга лазерных импульсов достигала ~1,8 Дж, а энергия отдельных импульсов цуга составляла ~200 мДж при периоде их следования ~15 мкс. Исследование спектра выходного излучения с помощью эталона Фабри-Перо показало устойчивую генерацию одночастотного излучения (в пределах одного импульса накачки).

Качество пучка генерации оставалось высоким (M^2 ≤ 1.3-1.5), вплоть до максимальной мощности генерации.

Хорошие результаты по генерации стабильной последовательности наносекундных импульсов в лазерах на кристаллах Nd:YAG с ламповой накачкой в режиме пассивной модуляции добротности (с самопересечением пучка генерации в лазерном усилителе и поглотителе) были получены также и при использовании насыщающегося поглотителя на кристалле Cr^{4+}:YAG [173].

Работы, описанные в этом разделе, были проведены совместно с А.С. Кужелевым, А.П. Зиновьевым, а также А.В. Фединым, А.В. Гавриловым и С.Н. Сметаниным (из КГТА). Впоследствии работы по исследованию лазеров на динамических решётках с насыщающимися поглотителями были самостоятельно продолжены группой А.В. Федина [199 - 201], а также в ИОФАН [202,203]. С помощью излучения этих лазеров с высоким пространственно-временным качеством излучения были продемонстрированы возможности лазерного сверления каналов с рекордным аспектным отношением (диаметром 20-200 мкм и глубиной до 27 мм) в различных труднообрабатываемых сверхтвердых и тугоплавких материалах, таких как никелевые сплавы для лопаток турбин и корундовая керамика (рис. 104) [202,203].

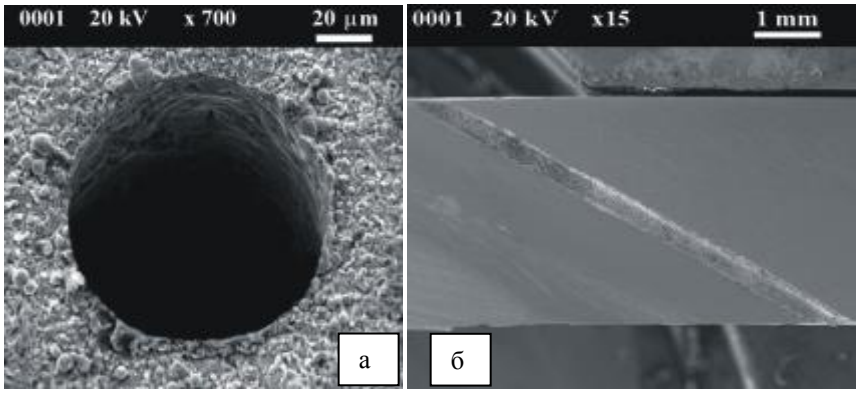


Рисунок 104. Фотографии микроотверстий, сделанных в КГТА, импульсно-периодическим лазером с петлевым резонатором на динамических решётках в стали Р18 (а), и стали 18Х10НТ (б).

3.3.2.5. Лазеры на динамических решётках в активной среде с высокой (в среднем по времени) мощностью генерации

В экспериментах с усилителями на кристаллах Nd:YAG размерами Ø6.3×100 мм (техника накачки описана в разделе 3.3.2.1) в лазерах с резонатором на динамических решётках в активной среде была получена генерация импульсно-периодического излучения (частота повторения импульсов накачки до 30 Гц) со средней по времени мощностью до 100 Вт в пучках высокого качества (M^2≤1.4) [165,166].

Для дальнейшего увеличения мощности генерации были использованы стержни из кристаллов Nd:YAG большего размера (Ø10×135 мм или Ø12×135 мм (рис. 105)) с рельефной нарезкой по матированной боковой поверхности (производства “Laser Materials Corp.”, США),

которая способствует предотвращению паразитной генерации в поперечном направлении и появлению мод “шепчущей галереи” (концентрация Nd – 1,1 ат.%.; ориентация стержня относительно кристаллографических осей [111]). Стержни помещались в квантроны с диффузным керамическим отражателем и 2-я лампами-вспышки типа ИФП-800 или ИСП-5000, источником энергии накачки служили стойки питания технологических лазеров СПИК-3 и МТ42М (модернизированные в нашей лаборатории путём увеличения числа конденсаторов типа К75-406, 100 мкФ, 2 кВт).

Рисунок 105. Фотографии лазерных стержней Ø12×135 мм производства компании “Laser Materials Corp.”, США.

С использованием усилителей на стержнях большого диаметра Ø10×135 мм был исследован ряд схем лазеров на динамических решётках [171,172]. Одна из наиболее успешных схем наряду с усилителями и зеркалами включала кварцевый вращатель поляризации световой волны на 90°, а также четвертьволновую пластинку, поворачивающую поляризацию за 2 прохода на 90° (рис. 106). Последние 2 элемента были использованы для уменьшения влияния деполяризации, возникающей в двух идентичных АЭ при большой энергии накачки (подобный метод компенсации деполяризаций используется в мощных лазерах с резонатором на обычных “линейных” зеркалах [4]).

В исследуемой схеме была получена высокая (в среднем по времени) мощность генерации, до 200 Вт (при накачке до 200 Дж на каждый усилитель и при частоте повторения импульсов до 30 Гц). Длительность импульсов генерации (пачек импульсов свободной генерации) при большой мощности накачки была близка к длительности импульсов накачки, при этом импульсы в пачке сливались в один протяжённый импульс (с небольшими флюктуациями амплитуды).

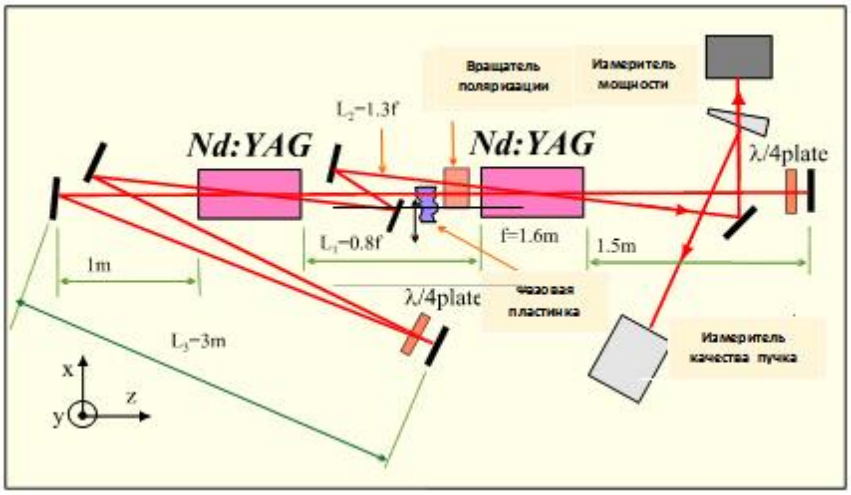


Рисунок 106. Экспериментальная схема лазера с двумя усилителями на Nd:YAG стержнях (∅10×135 мм), вращателем поляризации и поляризационными четвертьволновыми пластинками (λ/4 plate). Указаны оптимизированные длины отдельных участков схемы.

При большой энергии накачки в активных элементах Nd:YAG наводилась сильная тепловая линза. Мощность и качество пучка генерации зависели от параметров схемы, при определённых параметрах мощность достигала 200 Вт при высоком качестве пучка ($M_x^2 \approx 2$; $M_y^2 \approx 3$) (рис. 107 и Таблица 5). В качестве теста в схему вводилась дополнительная искажающая фазовая пластинка (увеличивающая расходимость в 8-10 раз), при этом качество пучка генерации оставалось достаточно хорошим (последняя строка в таблице 5).

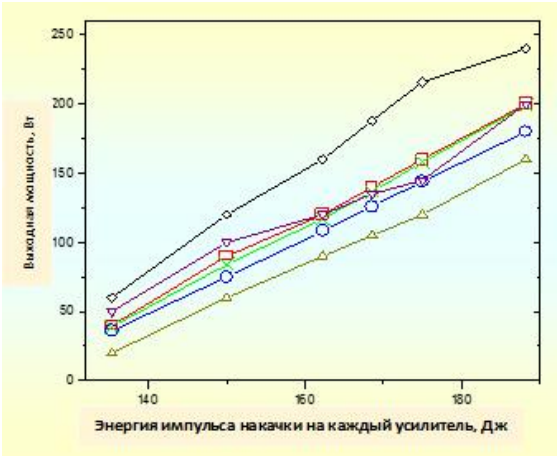
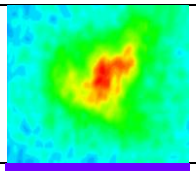
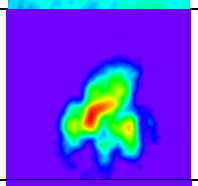
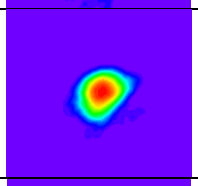
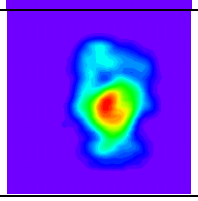


Рисунок 107. Средняя по времени мощность пучка генерации в зависимости от энергии накачки на каждый усилитель (однаковые энергии). Разные обозначения относятся к различным схемам: синие кружки – схема без поляризационных элементов и плечом L_3=0; крестики – схема без поляризационных элементов и плечом L_3=3 м; квадраты – схема с поляризационными элементами и L_3=3 м; треугольники вниз – схема с дополнительным плечом; призмы – схема с дополнительным плечом и поляризационными элементами; треугольник вверх - схема с поляризационными элементами и искажающей фазовой пластинкой.

Таблица 5. Параметры схемы (рис. 106) и параметры пучка генерации.

Схемы	Максимальная средняя мощность	$M^2_{x,y}$-параметры пучка генерации. Измерения методом ножа по ГОСТ [191].	Профиль пучка генерации в дальней зоне

L_1=1.3 м L_2=2.1 м L_3=0 без вращателя поляризации	180 Вт	M^2_x=11 M^2_y=14	
L_1=1.3 м L_2=2.1 м L_3=3 м Без вращателя поляризации	200 Вт	M^2_x=5.1 M^2_y=4.4	
L_1=1.3 м L_2=2.1 м L_3=3 м с вращателем поляризации	200 Вт	M^2_x=2.3 M^2_y=2.8	
L_1=1.3 м L_2=2.1 м L_3=4 м с вращателем поляризации и фазовой пластинкой	160 Вт	M^2_x=2.7 M^2_y=3.9	

Была исследована также схема с двумя Nd:YAG усилителями со стержнями ещё большого размера (стержни 1 и 2: Ø12×135 мм), трёх или четырёх линзами F_i, зеркалами M_i, кварцевым вращателем поляризации (ВП), а также диафрагмами (рис. 109) [183-185]. Для компенсации деполяризации использовался перенос изображения из принципиальной плоскости одного усилительного стержня в принципиальную плоскость другого стержня и поворот поляризации пучка на 90° при распространении от одного усилителя до другого [4]. Исследовалось также изменение параметров выходного излучения (мощности, качества пучка) при введении в схему Фарадеевского вращателя поляризации, ФВ (на постоянных магнитах).

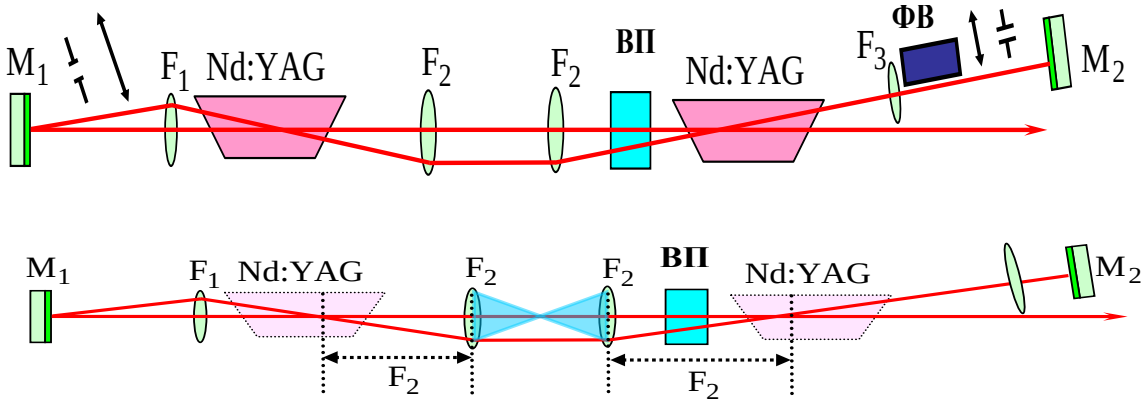


Рисунок 109. Рабочая схема (сверху) и эквивалентная схема (снизу) самостартующего лазера на динамических решётках с телескопическим переносом изображения и компенсацией термонаведённой деполяризации: F_1-F_3 - линзы; M_1 и M_2 - зеркала; Nd:YAG - усилители.

Эксперименты были направлены на оптимизацию схемы подбором линз, длины резонатора, размеров диафрагм, а также использования вращателей поляризации. Было также исследовано влияние внутрирезонаторных диафрагм (D_1, D_2) на качество пучка и среднюю мощность (Таблица 6). В отсутствие диафрагм в резонаторе средняя выходная мощность достигала

290…300 Вт (энергия в импульсах до 10 Дж, при частоте повторения до 30 Гц) при качестве пучка $M^2_x = 4$, $M^2_y = 4{,}9$.

Таблица 6. Диаметры диафрагм (схема рис. 109), качество пучка ($M_{x,y}^2$) и средняя мощность генерации, $P_г$.

D_1, / D_2 мм	5	4	3	2	
2.7	3.6 3.8 254 Вт	3.2 3.4 225 Вт	3.2 3.6 205 Вт	3.1 3.4 185 Вт	M^2_x M^2_y $P_г$
3	3.7 3.9 259 Вт	3.3 3.5 244 Вт	3.2 3.6 215 Вт	2.9 3.5 200 Вт	M^2_x M^2_y $P_г$
нет	3.9 4.8 283 Вт	3.3 4.3 264 Вт	3.02 4.0 234 Вт	3.2 3.9 211 ВТ	M^2_x M^2_y $P_г$

Анализ мощности пучка и его качества показывает высокую чувствительность к диаметрам диафрагм. Для понимания селективных свойств лазера было рассчитано число Френеля для эквивалентной схемы. Была найдена зависимость качества пучка от числа Френеля. Хорошее качество пучка (стабильное во времени) при средней мощности более 250 Вт достигалось при эффективном числе Френеля около 2…3.

Проведённые эксперименты показали, что качество генерируемого пучка в плоскости схемы (в плоскости пересечения пучков) было выше, чем в ортогональной плоскости (на рисунках 106 и 109 координата *x* соответствует плоскости пересечения пучков в систем). Этот результат может быть объяснен лучшей селективностью динамических голограмм в плоскости пересечения пучков (дифракционная длина пучков была меньше активной области).

Для устранения анизотропии расходимости пучка была создана и исследована схема лазера на динамических решётках с двухкратным пересечением пучков в усилителе (при этом пересечения пучков происходили в двух ортогональных плоскостях (рис. 110)) [184,185]. Использовались два Nd:YAG усилителя со стержнями большого размера (Ø12×135 мм), кварцевый вращатель поляризации на 90°. С помощью телескопа производился перенос изображения из принципиальной плоскости одного усилителя в принципиальную плоскость другого (с поворотом поляризации). Использовалась диафрагма в опорном плече.

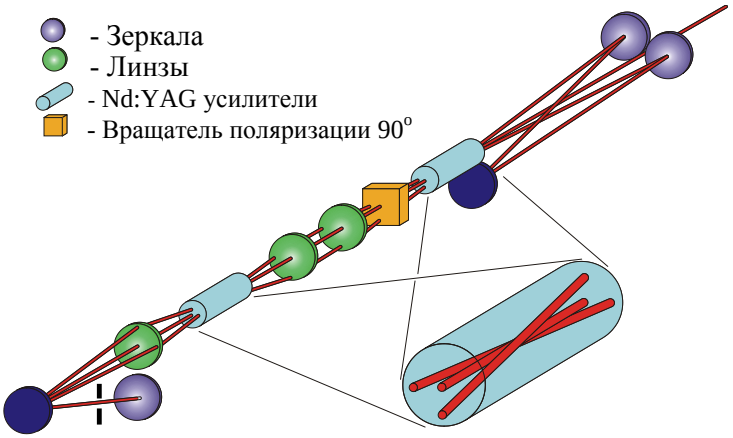
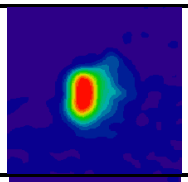
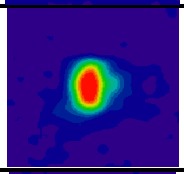
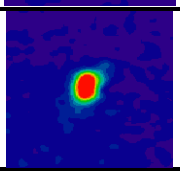


Рисунок 110. Схема лазера на динамических решётках с двукратным пересечением пучков в усилителях Nd:YAG с ламповой накачкой.

Оптимизация параметров схемы (длины плеч и диаметра диафрагмы) позвола достичь генерации пучка генерации пучка со средней по времени мощностью 200-230 Вт и высоком качеством пучка, $M^2<3$ (таблица 7). При этом качество пучка было приблизительно одинаковым во всех плоскостях (что можно объяснить селекцией трёхмерных голограмм в активной среде).

Таблица 7. Параметры схемы рисунке 110 (диаметр диафрагмы, эквивалентное число Френеля) и пучка генерации (средняя мощность, качество пучка, фотография дальней зоны).

Диаметр диафрагмы	Число Френеля	Средняя мощность	Качество пучка	Пучок генерации в дальней зоне
5 мм	**3,92**	**232 Вт**	$\mathbf{M^2_x = 2,6}$ $\mathbf{M^2_y = 2,8}$	
4 mm	**2,51**	**220 Вт**	$\mathbf{M^2_x = 2,5}$ $\mathbf{M^2_y = 2,7}$	
3 mm	**1,41**	**203 W**	$\mathbf{M^2_x = 2,1}$ $\mathbf{M^2_y = 2,2}$	

Таким образом, в лазерах на кристаллах Nd:YAG (с ламповой накачкой) с петлевыми резонаторами, формируемыми с участием динамических решёток в активной среде, продемонстрирована импульсно-периодическая генерация пучков с высокой в среднем по времени мощностью до 200-300 Вт (энергия в пачках импульсов до 10 Дж при частоте повторения до 30 Гц) и высоким качеством пучка $M^2 \leq 2…3$ (определяемым селектирующими свойствами объёмных голограмм).

3.3.3 Экспериментальные исследования лазеров на кристаллах с диодной накачкой и резонатором на динамических решётках

3.3.3.1 Лазеры на кристаллах Nd^{3+}:YAG с импульсной накачкой

В этом разделе приведены результаты экспериментальных исследований, выполненных автором совместно с О.Н. Еремейкиным, А.П. Савикиным и В.В. Шарковым (оба из ННГУ) [173,175,177]. Исследуемая схема состояла из АЭ из кристалла Nd:YAG (концентрация Nd – 1 ат. %), двух вертикальный цилиндрических линз, одного глухого и двух поворотных зеркал на генерацию 1064 нм, системы оптической накачки на 808 нм (рис. 111). Зафиксированный в металлическом корпусе с радиатором охлаждения элемент Nd:YAG в виде пластины (размерами ~2×4×12 $мм^3$ с просветленными на длину волны генерации торцами, закошенными относительно друг друга) накачивался через боковую поверхность, просветленную на длину

волны накачки (на противоположной поверхности элемента было нанесено зеркало, отражающее накачку). В качестве оптической накачки использовалась импульсная диодная матрица (длительность импульсов 300 мкс, частота следования импульсов 10-500Гц) с импульсной мощностью до 300 Вт. Охлаждение матрицы осуществлялось термостатированной помпой, поддерживающей оптимальную температуру воды охлаждения, при которой обеспечивалось совпадение длины волны генерации матрицы с длиной волны максимального поглощения в кристалле. Излучение матрицы фокусировалось короткофокусной цилиндрической линзой с просветлением на длину волны накачки (фокусное расстояние F = 3 см). Активная область представляла собой узкий (100-200 мкм) горизонтальный слой вдоль всего кристалла.

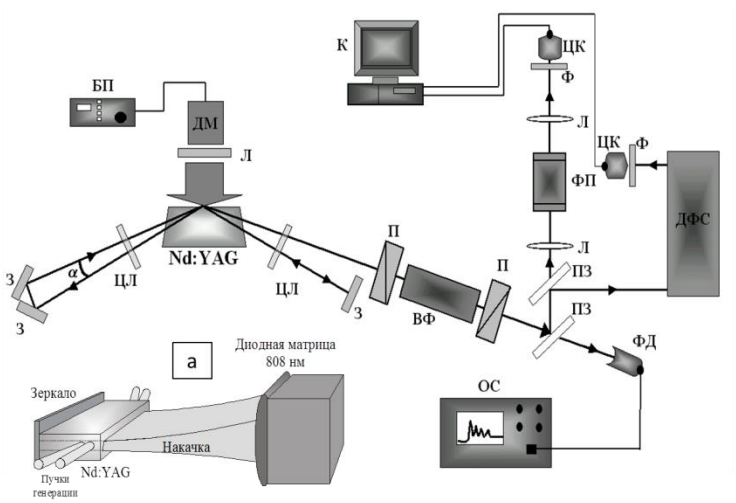


Рисунок 111. Схема экспериментальной установки (вид сверху): Nd:YAG – АЭ; ДМ – диодная матрица; БП – блок питания; Л-линзы; ЦЛ – цилиндрические линзы; З – зеркала; П – поляризаторы; ВФ – вращатель Фарадея; ПЗ – плоскопараллельные пластины; ФД – фотодетектор; ОС – осциллограф; ФП – интерферометр Фабри-Перо; ДФС – спектрофотометр ДФС-12; Ф-фильтры; ЦК – цифровая камера; К-компьютер. На вставке (а) показана схема накачки АЭ.

Поворотные зеркала (З) формировали такое направление распространения световых пучков, при котором они испытывали полное внутреннее отражение внутри кристалла от боковой поверхности, через которую осуществлялась оптическая накачка. Таким образом обеспечивалось прохождение и пересечение пучков в области кристалла с максимальным усилением. При этом две просветленные на длину волны 1064 нм вертикальные цилиндрические линзы (F = 9 см) обеспечивали согласование лазерной моды с областью накачки. Для того чтобы исключить развитие паразитной генерации на бликах от регистрирующих устройств, на выходе схемы использовался изолятор Фарадея. Для регистрации временной динамики выходного излучения использовались фотоприемники ИК-диапазона, сигнал с которого подавался на осциллограф (С1-70, С8-17). С помощью эталона Фабри-Перо (ФП) (диапазон свободный дисперсии $\Delta\nu$ =5 ГГц), спектрофотометра ДФС-12 и цифровой ИК камеры анализировался спектральный состав генерации. Также камера

использовалась и для исследования качества генерируемых пучков. Полученные с помощью камеры снимки обрабатывались компьютером. В качестве измерителя мощности выходной генерации использовался ИМО-2Н.

В исследуемой схеме была достигнута лазерная генерация, о чем свидетельствовал пороговый характер зависимости выходной энергии излучения от энергии накачки (рис. 112). Наименьший порог генерации достигался при значении угла пересечения пучком $\alpha<0{,}01$ рад. Выходная энергия генерации практически линейно возрастала с увеличением энергии импульсов накачки.

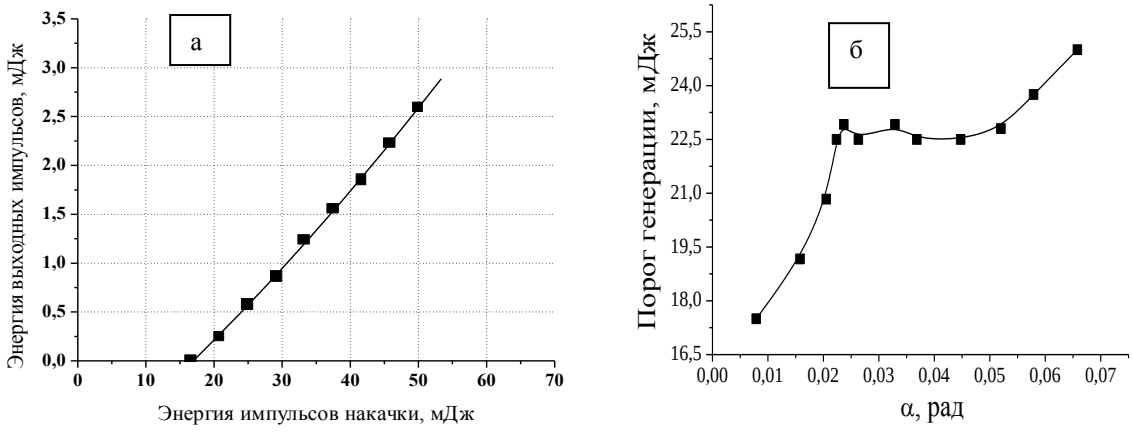


Рисунок 112. Зависимость выходной энергии излучения от энергии импульсов накачки (а), и зависимость пороговой мощности накачки от угла пересечения пучков в активной среде (б).

Исследование осциллограмм и спектра мод генерации показали, что на пороге наблюдалась генерация одиночного импульса с длительностью в несколько сотен наносекунд. В этом случае регистрировалась одномодовая генерация со слабым изменением от импульса к импульсу длины волны моды около некоторого среднего значения (рис. 113(а)). Количество генерируемых импульсов и количество продольных мод возрастало с увеличением энергии накачки (рис. 113(б)). В конечном итоге наблюдалась многомодовая генерация в широком спектральном интервале $\Delta\lambda\sim1{,}4$ Å (или $\Delta\nu\sim1{,}23$ см$^{-1}$) (разрешающая способность спектрофотометра ДФС-12 составляла 0,01 Å) (рис. 113(в)).

С помощью поляризатора (призмы Глана) исследовалась поляризация выходной генерации – излучение имело вертикальную поляризацию, что может быть объяснено селективностью диэлектрических зеркал резонатора (под углом падения 45°).

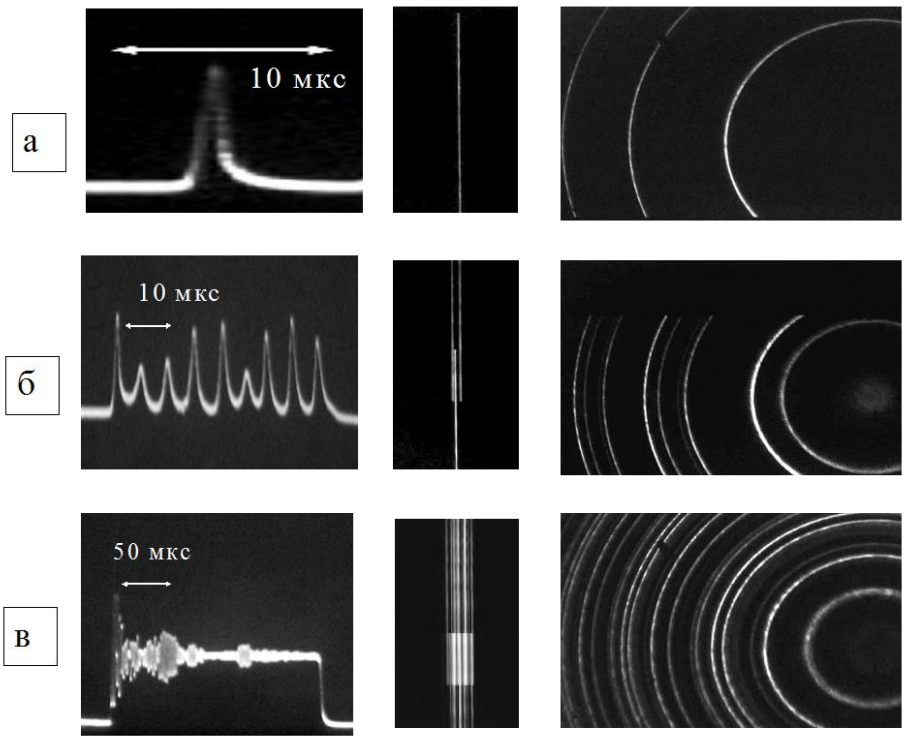


Рисунок 113. Временная динамика импульсов генерации (левый столбец); спектр генерации, измеренный с помощью ДФС-12 (средняя колонка) и интерферометра Фабри-Перро (правая колонка); вблизи порога (а), при небольшом превышении порога (б), при большом превышении порога (в).

Исследования поперечного распределения пучков генерации в ближней и дальней зонах показали их высокое качество (рис. 114). Согласно стандартной методике ([197]) методом “ножа” были проведены измерения качества лазерных пучков: $M^2 \leq 1{,}5$ для обеих координат.

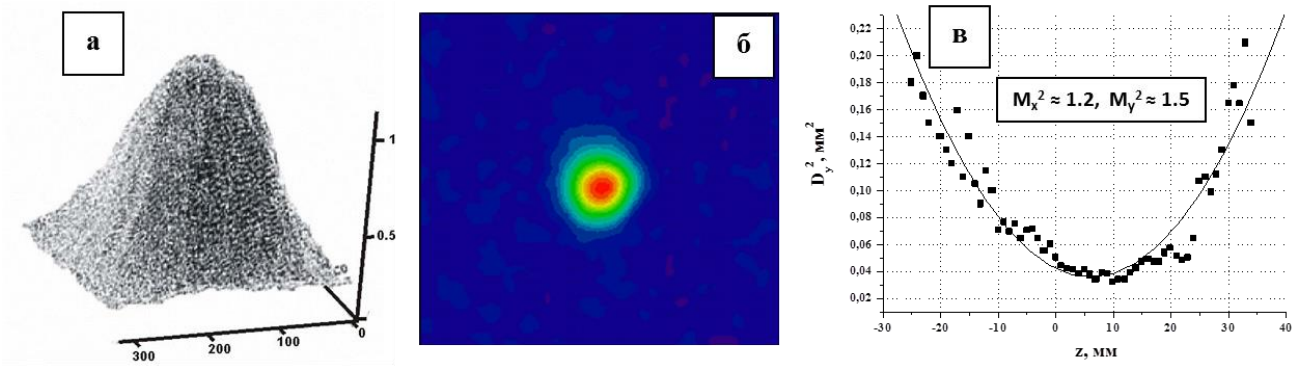


Рисунок 114. Поперечное распределение интенсивности выходного излучения: ближняя (а) и дальняя (б) зоны. Пропись диаметра фокальной перетяжки пучка методом “ножа” для измерения параметра M^2.

Исследована также двухпетлевая схема самоорганизующегося лазера на кристалле Nd:YAG с диодной накачкой и взаимным резонатором (рис. 115). В данном лазере порог генерации был ниже, чем в схеме с одной петлей, при этом энергия в импульсе генерации было более чем в два раза выше (рис. 115б). В результате, оптическая эффективность генерации по отношению к энергии импульсов накачки достигала более 15%. Временная динамика и спектры генерации были аналогичны полученным в схеме лазера с однопетлевым резонатором: одномодовая

импульсная генерация около порога и многомодовая при высокой мощности накачки. Некоторые особенности спектрального состава и временной динамики лазера на кристалле Nd:YAG с динамическим резонатором обсуждались также в диссертации Еремейкина О.Н. [204].

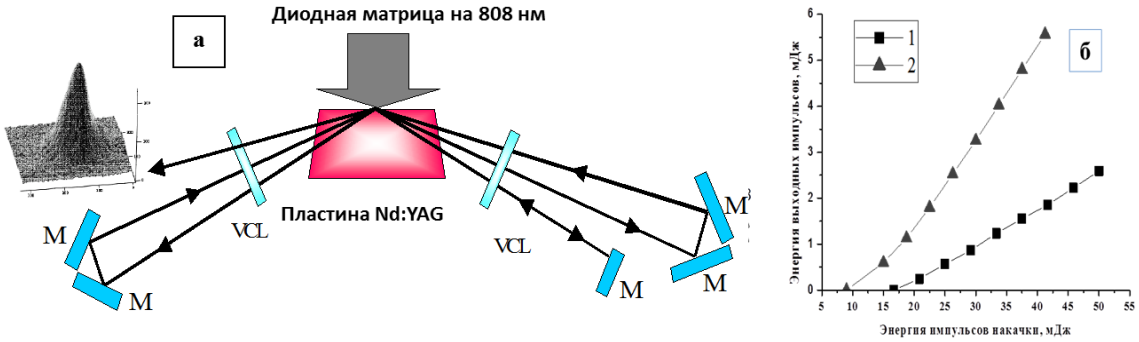


Рисунок 115. Схема самоорганизующегося лазера с двухпетлевым динамическим резонатором (а): VCL – цилиндрические линзы; М – зеркала. На рисунке (б) показана зависимость выходной энергии излучения от энергии накачки: однопетлевая (1) и двухпетлевая (2) схемы.

3.3.3.2 Лазеры на кристалле $Nd^{3+}:YVO_4$ с непрерывной диодной накачкой

В данном разделе представлены результаты экспериментов по исследованию самоорганизующегося лазера на кристалле $Nd^{3+}:YVO_4$ с непрерывной диодной накачкой резонатором на динамических решётках, проведённые совместно с О.Н. Еремейкиным, М.Дж. Дамзеном и А. Минасяном (оба из Имперского Колледжа, Англия) [174]. Достоинством кристаллов $Nd^{3+}:YVO_4$ является высокое сечение поглощения (на длине волны ~808 нм) и люминесценции (на 1064 нм) [4,5].

Исследуемая система состояла из $Nd^{3+}:YVO_4$ усилителя, трех зеркал (З) с отражающим покрытием на 1064 нм и двух вертикальных цилиндрических линз (ЦЛ) (рис. 116). АЭ из кристалла $Nd^{3+}:YVO_4$ (с концентрацией ионов Nd^{3+} ≈ 1,1 ат. %) имел форму пластинки с размерами 2×5×20 мм^3 со скошенными торцами (угол около 5°) и просветлением на 1064 нм. Элемент был вырезан так, что оптическая ось (одноосного кристалла $Nd^{3+}:YVO_4$) была перпендикулярна основанию 25×20 мм^2. Кристалл накачивался через поверхность 2×20 мм^2 (с просветлением на 808 нм) непрерывной диодной линейкой на 808 нм с выходной мощностью до 30 Вт. Излучение диодной линейки с помощью короткофокусной цилиндрической вертикальной линзы с фокусным расстоянием 12,7 мм формировало область накачки в виде полоски с размерами ~0.3 × 15 мм^2. Поляризация накачки была параллельна оптической оси. Благодаря эффективному поглощению в кристалле $Nd^{3+}:YVO_4$ на длине волны накачки 808 нм (сечение поглощения для π-поляризации ~2,7×10^{-19} см^2) глубина её проникновения (затухание в е раз) в элемент составляла ~300 мкм. Три зеркала (З) формировали направление распространения световых пучков; при этом внутри элемента $Nd^{3+}:YVO_4$ происходило полное внутреннее отражение пучков от поверхности, через которую осуществлялась накачка. Такая

геометрия обеспечивала пересечение пучков в области с максимальным усилением. Две цилиндрические линзы (ЦЛ) с фокусным расстоянием 50 мм обеспечивали согласование лазерной моды с областью накачки. Угол пересечения пучков варьировался от 0,02 до 0,1 рад. (в воздухе). Для того чтобы исключить паразитную генерацию на бликах от регистрирующих устройств, на выходе схемы использовался изолятор Фарадея.

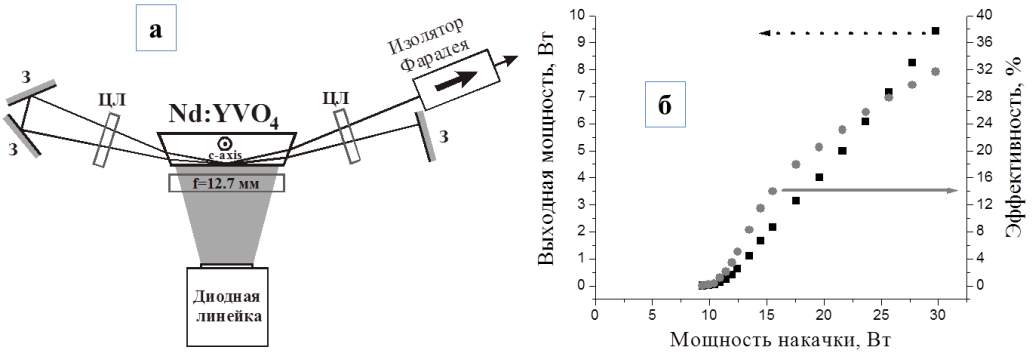


Рисунок 116. Схема диодно-накачиваемого лазера на кристалле Nd:YVO_4 с динамическим резонатором (а); зависимость выходной мощности и эффективности генерации от мощности накачки (б).

Благодаря большому коэффициенту усиления для данной геометрии усилителя на выходе исследуемой схемы уже при небольшой мощности накачки (несколько Ватт) регистрировался достаточно интенсивный сигнал усиленной спонтанной люминесценции в широком спектральном диапазоне и малом телесном угле. При увеличении мощности накачки в спектре излучения на фоне широкополосной люминесценции начинали проявляться узкие полосы генерации, на выходе схемы формировался узконаправленный лазерный пучок, при этом увеличилась крутизна нарастания выходной мощности, что свидетельствовало о превышении мощности накачки над пороговым уровнем (~ 10 Вт).

Порог и мощность выходной генерации зависели как от размеров резонатора, так и от угла сведения пучков внутри Nd^{3+}:YVO_4 кристалла. Небольшое уменьшение порога при значительном возрастании мощности и улучшении качества пучка генерации наблюдалось при уменьшении угла от 0,1 до 0,02 рад (в воздухе). При 30 Вт накачки и угле сведения около 0,04 рад мощность генерации достигала 9,6 Вт, что соответствовало эффективности преобразования оптической мощности накачки в мощность генерации ~32% (рис. 116), при хорошем (близком к дифракционному пределу) качестве пучка генерации (M^2<1,1) (рис. 117). Выходное излучение имело вертикальную поляризацию, что в первую очередь обусловлено анизотропными свойствами кристалла Nd^{3+}:YVO_4, вырезанного так, что его оптическая ось располагалась ортогонально плоскости схемы (рис. 116).

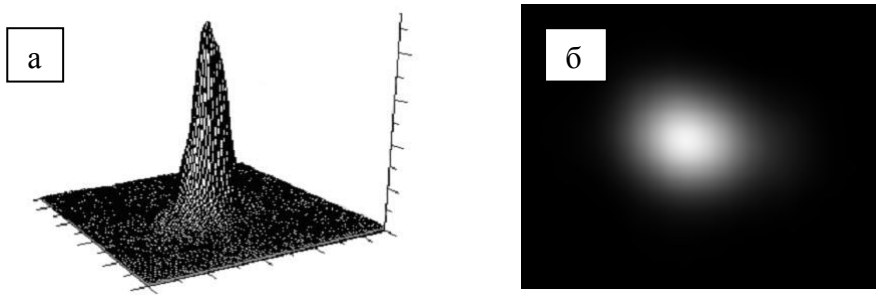


Рисунок 117. Поперечное распределение интенсивности в пучке генерации: ближняя (а) и дальняя (б)

С помощью интерферометра Фабри-Перо (область свободный дисперсии составляла $\Delta\nu_{ФП}$ =3,4 ГГц) проводился анализ частотного спектра генерации лазера. Спектр лазерной генерации вблизи (но ниже) порога состоял из широких линий, которые можно поставить в соответствие усиленному спонтанному излучению (рис. 118(а) и (б)). При увеличении мощности накачки линии люминесценции становились более узкими, и на их фоне появлялись узкие компоненты, которые можно сопоставить с модами генерации лазера (рис. 118(в)). Число мод генерации и их ширина уменьшались при увеличении мощности накачки (рис. 118(г) и (д)). Межмодовый интервал соответствовал полному круговому проходу по резонатору с динамическим ЧВВ-зеркалом, определяемому формулой (78), и составил ~500…600 МГц.

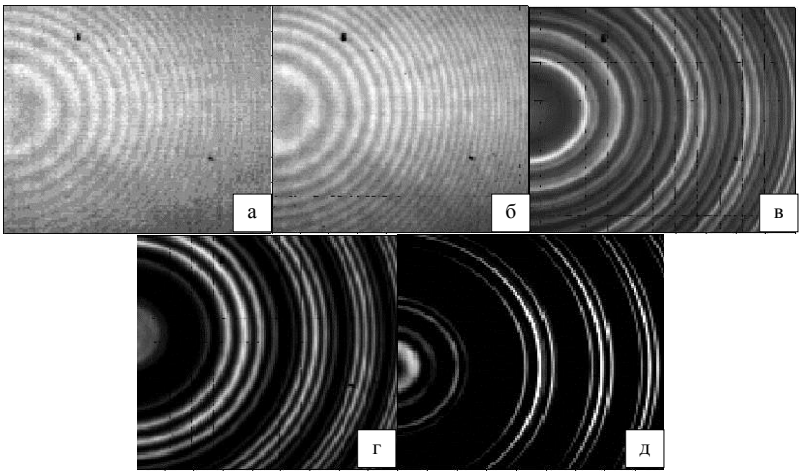


Рисунок 118. Спектр продольных мод генерации самоорганизующегося Nd^{3+}:YVO_4 лазера: (а), (б), (в) – вблизи порога генерации, (г), (д) – выше порога генерации.

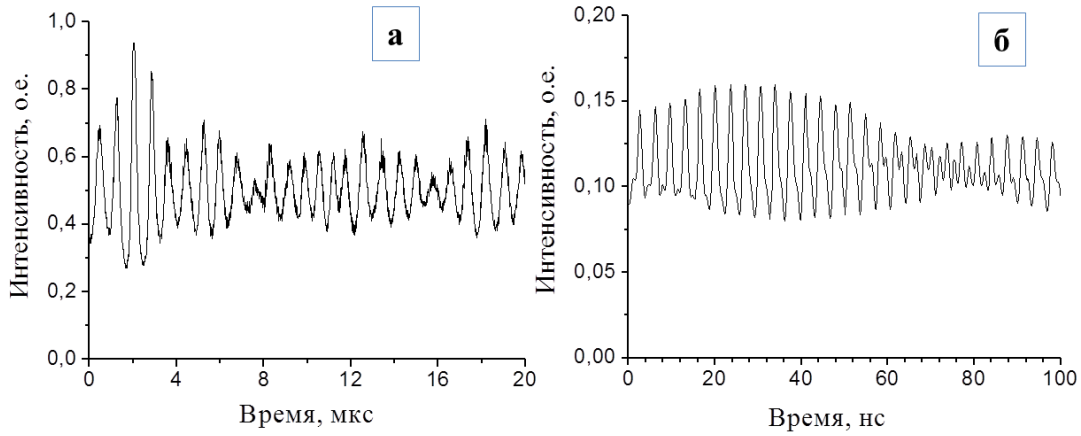


Рисунок 119. Осциллограмма генерации Nd^{3+}:YVO_4 лазера (микросекундная и наносекундная развертки).

Исследовались также временные характеристики генерации. Полученные осциллограммы выявили наличие двух характерных времен: быстрых осцилляций со временем ~ 2…4 нс и медленных осцилляций с периодом 400…600 мкс (рис. 119). Период быстрых колебаний зависел только от длины схемы и соответствовал обратному межмодовому интервалу (при двухмодовой генерации). Период медленных колебаний, соответствующих релаксационным колебаниям, зависел как от длины схемы, так и от мощности накачки. Глубина модуляции увеличивалась при увеличении мощности генерации и уменьшении угла сведения пучков в кристалле.

Модуляция излучения накачки или прерывание сигнала внутри резонатора приводили к сильному возрастанию мощности генерации (пичку генерации) при включении накачки (открывании резонатора) и дальнейшей её релаксации на стационарный уровень.

Спектр излучения в виде резонаторных мод наряду с пороговой зависимостью выходной мощности и временными характеристиками излучения являлись основными признаками наличия именно лазерной генерации в схеме на кристалле Nd^{3+}:YVO_4. Особенности формирования мод из широких полос люминесценции указывают на то, что в исследуемой системе происходит самоорганизация изначально отсутствующего резонатора. Определённая величина межмодового интервала установившейся генерации соответствует резонатору, замыкаемому четырёхволновым динамическим зеркалом. Следует отметить, что подобная временная динамика и спектр генерации наблюдались и в лазерах на динамических решётках с невзаимным резонатором [205,206].

Таким образом, проведённые эксперименты впервые показали возможность эффективной генерации в твердотельных лазерах на кристаллах Nd^{3+}:YAG и Nd^{3+}:YVO_4 с диодной накачкой со взаимным резонатором, формируемым с участием РПП. Показана возможность получения пучка высокого качества в непрерывном и импульсно-периодическом режимах. Впоследствии эти работы по лазерам на динамических решётках с диодной накачкой были продолжены в

КГТА, ИОФАН и Балтийском государственном технологическом университете “ВОЕНМЕХ”, С. Петербург [207 - 209].

3.4 Основные результаты и выводы главы 3

Экспериментально и теоретически исследованы твердотельные лазеры, резонаторы которых формируются с участием динамических голографических решёток, индуцируемых в нелинейной среде самими волнами генерации. Высокая пространственно-угловая и частотная селективность динамических решёток способствует генерации узкополосного излучения с высоким качеством пучка. Адаптивные свойства нелинейных зеркал обеспечивают частичную компенсацию термонаведённых искажений в активной лазерной среде при высокой мощности генерируемого пучка.

Экспериментально и теоретически показано, что динамические голографические решётки, индуцированные в НЖК с ориентационной или тепловой нелинейностью интерференционным полем пересекающихся световых волн, обеспечивают формирование резонатора и генерацию в петлевом или кольцевом резонаторе с АЭ. Лазер на основе Nd^{3+}:YAG усилителя с резонатором, сформированным с участием динамических решеток в жидком кристалле, способен генерировать излучение с высоким качеством пучка и стабильной направленностью. Мощность генерации ограничивается нагревом нелинейной среды и фазовым переходом НЖК в изотропную фазу.

Показано, что динамические РПП, сопровождающие решётки населённости, которые индуцируются в активной среде интерференционным полем световых волн, способны обеспечивать положительную обратную связь между ростом волны генерации и дифракционной эффективности динамического зеркала. Решётки показателя преломления, обеспечивающие формирование динамического резонатора, сопровождают в активной среде решётки населённости вследствие различия поляризуемости возбуждённых и невозбуждённых ионов активатора, а также неоднородного тепловыделения в интерференционном светом поле. Самостратующие лазеры на усилителях Nd^{3+}:YAG с ламповой накачкой и с динамическим резонатором, формируемым с участием РПП в активной среде, способны генерировать в импульсно-периодических режимах свободной генерации или модуляции добротности с высокой в среднем по времени мощностью, хорошим качеством пучка генерации и узкой спектральной линией (в одной продольной моде). Экспериментально продемонстрирована возможность генерации в таких лазерах импульсно-периодического излучения со средней по времени мощностью до 250…300 Вт (при энергии до 10 Дж в пачках импульсов длительностью 250…300 мкс и частоте повторения до 30 Гц) и с высоким качеством пучка ($M^2 \leq 3…5$).

Экспериментально исследованы также лазеры на кристаллах Nd^{3+}:YAG и Nd^{3+}:YVO_4 с интенсивной диодной накачкой и взаимным резонатором на динамических голографических решётках. В схеме импульсно-периодического лазера на кристалле Nd^{3+}:YAG была получена генерация с высоким, близким к дифракционному пределу, качеством пучка и с эффективностью преобразования энергии накачки более 15%. Продемонстрирован также высокоэффективный лазер на кристалле Nd^{3+}:YVO_4 с непрерывной диодной накачкой и резонатором на динамических решётках. Была достигнута непрерывная генерация с выходной мощностью до 10 Вт (при эффективности использования накачки до ~ 32 %) при высоком качестве пучка, близкому к дифракционному пределу.

Исследования показали принципиальную возможность построения мощных и компактных лазеров с ламповой или диодной накачкой и резонатором на динамических решётках населённости. Определёнными недостатками таких лазеров является невысокая эффективность генерации при малой мощности накачки (сравнительно с резонатором с оптимальным коэффициентом отражения выходного зеркала), а также высокая чувствительность к внешнему сигналу, идущему со стороны открытого выхода (в частности, в виде бликов от внешних оптических элементов). С ростом мощности накачки полная эффективность её использования в лазерах на динамических решётках возрастает и приближается к эффективности лазеров с выходным зеркалом с оптимальным коэффициентом отражения. Использование подобных резонаторов на динамических голографических решётках, обладающих адаптивными свойствами к наводимым фазовым искажениям, представляется перспективным для импульсно-периодических лазерных систем со средней мощностью киловаттного уровня.

Глава 4. Электронные изменения показателя преломления в иттербиевых волоконно-лазерных усилителях и их использование для когерентного сложения пучков многоканальных лазерных систем

За последние 30 лет волоконные лазеры, впервые предложенные ещё в 60-ые годы [210,211], продемонстрировали колоссальный прогресс в своём развитии и в настоящее время уверенно расширяют область своих применений [212-215]. Выходная мощность непрерывной одномодовой или маломодовой (по поперечному индексу) генерации таких систем достигает 10 кВт [214]. Волоконные лазеры на волокнах (кварцевых, фтороцирконатных и других), легированных ионами редкоземельных металлов, способны генерировать в широком диапазоне длин волн от 1 до 3 мкм, и их излучение может быть нелинейно преобразовано в другие спектральные диапазоны [216,217]. Однако на пути дальнейшего развития волоконно-лазерных систем встают различные нелинейно-оптические эффекты: вынужденные рассеяния (ВРМБ или ВКР) [218], поперечная модовая неустойчивость [219], фотопочернение световода [220] и другие. Настоящая глава посвящена исследованиям ИПП силикатных (на основе плавленого кварца) волокон, активированных ионами Yb^{3+}, при их интенсивной накачке [221-227]. Обсуждается возможность использования управляемых ИПП для когерентного сложения пуков многоканальных волоконно-лазерных усилителей [222,225,227,228], а также роль этих изменений в эффектах поперечной модовой неустойчивости в маломодовых иттербиевых усилителях [230-232]. Теоретические исследования ИПП в волоконных усилителях и модовой неустойчивости проводились в ИПФ РАН (совместно с М.С. Кузнецовым); идея экспериментальных исследований электронных ИПП и их использования для когерентного сложения пучков принадлежит автору диссертации, эксперименты проводились А.А. Фотиади (в Университете телекоммуникаций г. Монс, Бельгия) при участии автора; экспериментальные исследования модовой неустойчивости были выполнены В. Тыртышным, О. Вершининым и Д. Алексеевым (“НТО ИРЭ – Полюс”, Фрязино, Московская область).

4.1. Исследования изменений показателя преломления при накачке иттербиевых волоконных усилителей

В Главе 1 настоящей диссертации были рассмотрены механизмы ИПП лазерных кристаллов и некоторых стёкол, активированных ионами Nd^{3+} и Yb^{3+}, при интенсивной накачке. Основное внимание было уделено электронным ИПП, обусловленным различием поляризуемости возбуждённых и невозбуждённых редкоземельных ионов. Используемые в волоконных лазерах стёкла на основе плавленого кварца, легированные молекулами Al_2O_3, P_2O_5, GeO_2 для

обеспечения волноводного эффекта, а также ионами редкоземельных металлов (Er^{3+}, Yb^{3+}, Tm^{3+}, Nd^{3+}, Ho^{3+} и другими), прозрачны в широком диапазоне длин волн в ближнем ИК и видимом диапазонах, имеют однородно уширенную линию люминесценции, обладают высокой теплопроводностью и хорошей механической прочностью [233,234]. Система электронных уровней сердцевины кварцевых волокон, активированных Yb^{3+} близка по виду к уровням лазерных кристаллов, активированных Yb^{3+} (рис. 120(а)); хотя линии спектров поглощения (с максимумами на 915 нм и ~976 нм, для алюмосиликатных (АС) волокон [235]) и люминесценции (с максимумами на 976 нм и 1024 нм, для АС волокон [235]) гораздо шире [234-236] (рис. 120б).

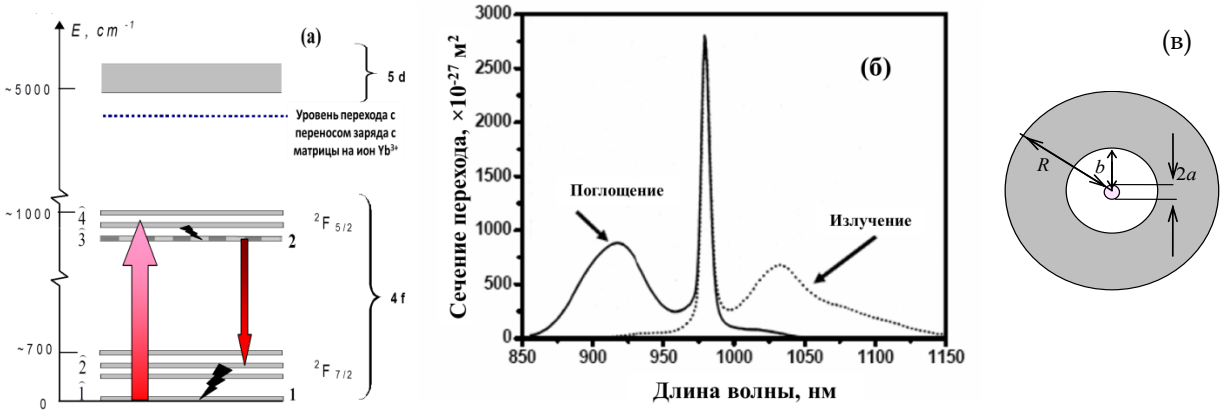


Рисунок 120. Система рабочих электронных уровней Yb^{3+} в лазерных силикатных стёклах (а) (номера $\hat{1}, \hat{2}, \hat{3}, \hat{4}$ и стрелки переходов обозначают четырёхуровневую модель иттербиевых волоконных усилителей); сечения поглощающих и излучающих переходов в иттербиевых АС волокнах (б) [231]; схематическое изображение лазерного волокна с активированной сердцевиной (радиусом a), оболочкой накачки (радиусом b) и пластиковой оболочкой (радиусом R) (в).

Механизмы ИПП при диодной накачке активированной сердцевины волоконных лазеров аналогичны тем, что были описаны в Главе 1: тепловые и электронные эффекты сопровождают изменения населённости электронных уровней. Электронные ИПП δn_e, обусловленные различием поляризуемости возбуждённых и невозбуждённых ионов активатора Yb^{3+}, описываются выражениями (5) и (11). Различие поляризуемости Δp может быть выражено в виде суммы дискретных линий (6) или в виде интеграла от непрерывного разностного спектра (поглощения из основного и возбужденного состояний и эмиссии из возбуждённого состояния) – выражением (37). Вне линий резонансного поглощения или люминесценции (на длине волны $\lambda_T > 1.2\ мкм$, для Yb волокон) поляризуемость определяют сильные УФ переходы, поэтому на длине волны тестирования λ_T в этом диапазоне выражение для различия поляризуемости возбуждённых и невозбуждённых ионов Yb^{3+} может быть представлено в следующем виде [225]:

$$\Delta p(\lambda_T) \approx \frac{e^2}{4\pi^2 c^2 m}\left\{A\left[\frac{1}{1-\lambda_R^2/\lambda_T^2}+o\left(\frac{\lambda_R^2}{\lambda_T^2}\right)\right]+B\left[1+o\left(\frac{\lambda_{UR}^2}{\lambda_T^2}\right)\right]\right\}, \qquad (113)$$

где $A \equiv \sum_{I \in R} f_{2I}\lambda_{2I}^2 - f_{1I}\lambda_{1I}^2$; f_{1I}, λ_{1I}, f_{2I}, λ_{2I} - силы осцилляторов и длины волн ИК переходов из основного (с нижнего уровня 1, $^2F_{7/2}$) и возбуждённого (с верхнего уровня 2, $^2F_{5/2}$) состояний, соответственно; $B \equiv \left(f_{2U}\lambda_{2U}^2 - f_{1U}\lambda_{1U}^2 \right)$; $\lambda_R \sim 1\mu m$ - характерная длина волны резонансных переходов; f_{1U}, λ_{1U}, f_{2U}, λ_{2U} - силы осцилляторов и длины волн хорошо разрешённых УФ переходов (с переносом заряда и 4f-5d переходов) из основного и возбуждённого состояний, соответственно.

Эффекты электронных ИПП лазерных волоконных световодов при накачке (обусловленные различием поляризуемости возбуждённых и невозбуждённых редкоземельных ионов) обсуждались в 90-ые годы в связи с возможностью их использования для быстрых оптически-управляемых переключателей [237,238]; обсуждалось также влияние этих ИПП на распространение световых пучков в многосердцевинных волоконных усилителях [239], а также для самофазировки пучков нескольких параллельных волоконных усилителей [240,241]. Несмотря на определённый интерес к этому эффекту во многих исследованиях (конца 90-ых – начала 2000-ых годов) электронные ИПП связывались только с переходами на длине волны, близкой к резонансной, при этом из рассмотрения полностью исключались далёкие от резонанса, но сильные УФ переходы [239, 242-244].

4.1.1 Аналитические и численные исследования индуцированного изменения показателя преломления и фазового набега тестирующей волны

Фазовый сдвиг тестирующего пучка (на длине волны λ_T) в одномодовом лазерном волокне длиной L с ИПП, индуцируемыми волной накачки на λ_p ~ 976 нм при наличии или в отсутствие усиливаемого сигнала на длине волны λ_A ~ 1064 нм (в приближении заданной структуры тестирующего и накачивающего пучков), может быть описан следующим выражением [218]:

$$\Delta\varphi = \int_0^L \Delta\beta_{tr}(z)dz = \frac{k_0 \int_0^L \int_0^\infty \Delta n(z,t,r)\left|G_T(r)\right|^2 rdrdz}{\int_0^\infty \left|G_T(r)\right|^2 rdr}, \qquad (114)$$

где $\Delta\beta_{tr} = k_0\Delta n$ – изменение постоянной распространения волны в волокне, обусловленное наведёнными ИПП, $k_0 = 2\pi/\lambda_T$, $\Delta n(z, r, t)$ – ИПП, включающая сумму теплового и электронного вкладов, $G_T(r)$ – поперечное распределение пробного пучка в волокне [245]:

$$G_T(r) = A\frac{J_0(ur/a)}{J_0(u)} (при \quad r \le a); A\frac{K_0(vr/a)}{K_0(v)} \quad (при \quad r > a), \qquad (115)$$

где a – радиус активированной сердцевины волокна, J_n и K_n - функция Бесселя и модифицированная функция Бесселя n-ого порядка, A – нормировочная константа (такая, что $\int_0^\infty |G_T(r)|^2 rdr = 1$). Параметры u и v определяются выражениями:

$$u^2 = a^2\left(n_0^2 k_0^2 - \beta_{tr}^2\right), \quad v^2 = a^2\left(\beta_{tr}^2 - n_0^2 k_0^2\right), \quad V^2 = u^2 + v^2 = k_0^2 a^2\left(n_0^2 - n_1^2\right), \tag{116}$$

и связаны характеристическим уравнением:

$$u\frac{J_1(u)}{J_0(u)} = v\frac{K_1(v)}{K_0(v)}, \tag{117}$$

Если профиль показателя преломления сердцевины не прямоугольный, то соотношения (115)-(117) остаются справедливыми с точностью до замены радиуса на эффективный радиус сердцевины, который определяется следующим соотношением [246]:

$$a_{eff} = w\left[1.3 + 0.864\left(\lambda_S/\lambda_c\right)^{3/2} + 0.0298\left(\lambda_S/\lambda_c\right)^6\right]^{-1}, \tag{118}$$

где w - диаметр поля моды на длине волны $\lambda_S \approx 1.06\,\mu m$, λ_c - длина волны одномодовой отсечки волокна; и эффективный $V = 2.05\lambda_c/\lambda_T$ - безразмерный модовый параметр

Фазовый набег тестирующей волны, возникающий при изменении населённостей “лазерных” уровней под действием накачки и сигнала, связан с электронными и тепловыми ИПП. Электронные ИППП δn_e обусловлены различием поляризуемости возбуждённых и невозбуждённых ионов активатора Yb^{3+}, описываются выражениями (5), (11) и (113). Для оценки этих ИПП необходимо вычислить изменение населённости рабочих лазерных уровней.

При описании лазерных уровней можно использовать представление об обобщённых населённостях уровней $^2F_{7/2}$ и $^2F_{5/2}$ (N_1 и N_2, соответственно), учитывая распределение по штарковским подуровням этих мультиплетов в зависимости сечений поглощения (σ_{12}) и эмиссии (σ_{21}) от длины волны и других параметров (в частности, температуры) [247]. В приближении такой “двухуровневой системы” и однородного распределения ионов активатора по сердцевине волокна уравнение для населённости верхнего уровня $^2F_{5/2}$ (N_2(z,r,t)) при наличии волн накачки, люминесценции и усиливаемого сигнала может быть записано в следующем виде:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} + \frac{N_2}{T_1} = \sigma_{12}(\nu_p)\frac{(N_0 - N_2)P_p}{S_{clad}h\nu_p} - \sigma_{21}(\nu_p)\frac{N_2 P_p(z)}{S_{clad}h\nu_p} - \sigma_{21}(\nu_L)\frac{N_2(P_L^+(z) + P_L^-(z))}{S_{core}h\nu_L} +$$

$$+\sigma_{12}(\nu_L)(N_0 - N_2)\frac{P_L}{S_{core}h\nu_L} - \sigma_{21}(\nu_A)\frac{N_2 P_A}{S_{core}h\nu_A} + \sigma_{12}(\nu_A)\frac{(N_0 - N_2)P_A}{S_{core}h\nu_A}, \tag{119}$$

где $N_0 = N_1 + N_2$ – полная концентрация ионов Yb^{3+} внутри волокна, S_{core} и S_{clad} – поперечные сечения сердцевины и оболочки накачки, соответственно; ν_p , ν_A и ν_L – частоты волн накачки, усиливаемого сигнала и эффективная частота УСИ, соответственно; P_p, P_A, P_L^+ и P_L^- –

мощности этих волн в волокне, соответственно, которые описываются следующими уравнениями:

$$\partial P_p/\partial z = -\Gamma(N_0 - N_2)\sigma_{12}(\nu_p)P_p - \alpha_p^{nr}P_p, \tag{120}$$

$$\pm\partial P_L^{\pm}/\partial z = N_2\sigma_{21}(\nu_L)P_L^{\pm} + N_2\zeta - (N_0 - N_2)\sigma_{12}(\nu_L)P_L^{\pm} - \alpha_L^{nr}P_L^{\pm}, \tag{121}$$

$$\partial P_A/\partial z = N_2\sigma_{21}(\nu_A)P_A - (N_0 - N_2)\sigma_{12}(\nu_A)P_A - \alpha_A^{nr}P_A, \tag{122}$$

где $\Gamma = S_{\text{core}}/S_{\text{clad}}$, α_P^{nr}, α_L^{nr} и α_A^{nr} - коэффициенты нерезонансных потерь волн накачки, люминесценции и усиливаемого сигнала, соответственно; знаки ± у мощностей волн УСИ соответствуют противоположным направлениям их распространения, ζ – мощность "ланжевеновского" источника люминесценции $\zeta = (hc/\lambda_L T_1)(S_{core}/4\pi)(2a/L)^2$. (123)

Полный "тепловой" фазовый набег тестирующей волны складывается не только из фазового набега за счёт объёмных тепловых ИПП, но и за счёт теплового удлинения волокна и изменения постоянной распространения при расширении волокна.

Уравнения (119)-(123) позволяют найти населённость верхнего уровня $^2F_{5/2}$ и с помощью соотношения (5) определить электронную компоненту ИПП и вычислить связанный с ним фазовый набег тестирующей волны:

$$\Delta\varphi^e = \frac{4\pi^2}{\lambda_T}\int_0^L\int_0^\infty \delta n_e(z,r)\left|G_T(r)\right|^2 r dr dz \approx \frac{\bar{\eta}\left|G_T(0)\right|^2}{\lambda_T}\left[4\pi^2\frac{F_L^{\,2}}{n_0}\Delta p\right]\delta\mathbf{N}_\mathbf{2}^{\Sigma}, \tag{124}$$

где $\delta\mathbf{N}_\mathbf{2}^{\Sigma} = 2\pi\int_0^L\int_0^\infty \delta N_2(z,r) r dr dz$, $\bar{\eta}$ - фактор перекрытия моды тестирования с распределением возбуждённых ионов Yb^{3+} внутри волокна:

$$\bar{\eta} = \frac{\int_0^\infty\int_o^L N_2(r,z)\left|G_T(r)\right|^2 r dr dz}{\left|G_T(0)\right|^2\int_0^\infty\int_0^L N_2(r,z) r dr dz}. \tag{125}$$

Выражение (124) показывает пропорциональность фазового набега тестирующей волны нормированному интегралу от населённости возбуждённого уровня (125). Поэтому обе эти величины имеют схожую динамику, определяемую решением кинетического уравнения:

$$\frac{d\delta\mathbf{N}_\mathbf{2}^{\Sigma}}{dt} \approx \frac{P_p(0) - P_p(L)}{h\nu_P} - \frac{P_L^{+}(L) + P_L^{-}(0)}{h\nu_L} - \frac{P_A(L) - P_A(0)}{h\nu_A} - \frac{\delta\mathbf{N}_\mathbf{2}^{\Sigma}}{T_1}; \tag{126}$$

$$\delta\varphi^e(t) \approx K_\varphi\int_0^t\left[P_p(0,t') - P_p(L,t') - \frac{\lambda_L}{\lambda_P}(P_L^{+}(L,t') + P_L^{-}(0,t')) - \frac{\lambda_A}{\lambda_P}(P_A(L,t') - P_A(0,t'))\right]\exp(-\frac{t-t'}{T_1})dt', \tag{127}$$

где $K_\varphi = 2\pi F_L^{\,2}\Delta p\bar{\eta}\left|G_T(0)\right|^2\lambda_P/n_0 hc\lambda_T$.

Изменение температуры активированной сердцевины волокна описывается уравнением теплопроводности (4) с источником тепловыделения Q_T, который может быть представлен в следующем виде:

$$Q_T = \frac{h\nu_{B1}N_2}{\rho_1 C_{p1} T_{1ef}} + \frac{\nu_{B3}P_A(N_2\{\sigma_{21}(\nu_A)+\sigma_{12}(\nu_A)\}-\sigma_{12}(\nu_A)N_0)}{\rho_1 C_{p1}\nu_A S_{cor}} + \frac{\nu_{BL}N_2 P_L \sigma_{21}(\nu_L)}{\rho_1 C_{p1}\nu_L S_{cor}} + \frac{\alpha_A^{nr}P_A + \alpha_P^{nr}P_P(S_{cor}/S_{clad})}{\rho_1 C_{p1} S_{cor}}, \quad (128)$$

где h – постоянная Планка, ν_{B1} – средняя частота безизлучательных переходов между подуровнями основного состояния, ρ_1 и C_{p1} - плотность и удельная теплоёмкость стекла, T_1 - время релаксации возбуждённого состояния, N_0 – полная концентрация ионов Yb^{3+}, $\sigma_{21}(\nu)$ – сечение эмиссии на частоте ν, $\sigma_{12}(\nu)$ – сечение поглощения на частоте ν, $\nu_{B3}=\nu_p-\nu_A$, $\nu_{BL}=\nu_p-\nu_L$. Последнее слагаемое соответствует тепловыделению при “серых” потерях сигнала и накачки в матрице, другие 3 слагаемых соответствуют “резонансной” термализации энергии волн накачки, усиления и люминесценции, соответственно.

В случае линейной теплопередачи от пластика в воздух граничное условие на внешней поверхности волоконной оболочки ($r = R$) описывается условием Ньютона:

$$K_2(\partial T(\mathrm{r},\mathrm{z},t)/\partial r)_{r=R} + \eta(T(\mathrm{r},\mathrm{z},t)-\mathrm{T}_{air})_{r=R} = 0, \quad (129)$$

где K_2 – коэффициент теплопроводности пластика, η - коэффициент теплопередачи с пластика на воздух, T_{air} – температура воздуха вблизи поверхности пластиковой оболочки, z и r – продольная и поперечная координаты волокна,

Изменение температуры волокна (кварцевого стекла и пластиковой оболочки) может быть найдено из уравнений (4), (105) и (106) и записано в следующем виде (использую решение задачи теплопередачи вложенных цилиндров [248]):

$$\delta T(z,r,t) = \sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{Z_n}\frac{K_1}{D_T^2}\int_0^a J_0\left(\frac{\mu_n r'}{D_T}\right)\int_0^t \exp\left[-\mu_n^2(t-t')\right]Q(z,r',t')dt'r'dr'J_0\left(\frac{\mu_n r}{D_T}\right), \quad (130)$$

где K_1 – коэффициент теплопроводности стекла, J_0 – функция Бесселя 0-ого прядка, коэффициент Z_{n} описывается следующим выражением

$$\begin{aligned} Z_n = {} & K_1 b^2/2D_{T1}^2\left[J_0^2(\psi_{n,1,1})+J_1^2(\psi_{n,1,1})\right]+K_2/D_{T2}^2\left\{0{,}5R^2C^2(\mu_n)\left[J_0^2(\psi_{n,2,2})+\right.\right. \\ & +J_1^2(\psi_{n,2,2})\left.\right]+R^2C(\mu_n)\mathrm{B}(\mu_n)\left[J_0(\psi_{n,2,2})Y_0(\psi_{n,2,2})+J_1(\psi_{n,2,2})Y_1(\psi_{n,2,2})\right]+ \\ & +0{,}5R^2B^2(\mu_n)\left[Y_0^2(\psi_{n,2,2})+Y_1^2(\psi_{n,2,2})\right]-0{,}5b^2C^2(\mu_n)\left[J_0^2(\psi_{n,1,2})+J_1^2(\psi_{n,1,2})\right]- \\ & \left.-0{,}5b^2C(\mu_n)\mathrm{B}(\mu_n)\left[J_0(\psi_{n,1,2})Y_0(\psi_{n,1,2})+J_1(\psi_{n,1,2})Y_1(\psi_{n,1,2})\right]-0{,}5b^2B^2(\mu_n)\left[Y_0^2(\psi_{n,1,2})+Y_1^2(\psi_{n,1,2})\right]\right\}, \end{aligned} \quad (131)$$

где $\psi_{n,\mathrm{i},j} = \mu_n r_i/D_{Tj}$, $r_1 = a$, $r_2 = b$, $D_{T1} = D_T$ – коэффициент температуропроводности стекла, D_{T2} - коэффициент температуропроводности пластика,

$$B(\mu_n) = \frac{(K_1 D_{T2}/K_2 D_{T1})J_0(\psi_{n,1,2})J_1(\psi_{n,1,1})-J_1(\psi_{n,1,2})J_0(\psi_{n,1,1})}{J_0(\psi_{n,1,2})Y_1(\psi_{n,1,2})-J_1(\psi_{n,1,2})Y_0(\psi_{n,1,2})}, \quad (132)$$

$$C(\mu_n) = \left[J_0(\psi_{n,1,1})-B(\mu_n)Y_0(\psi_{n,1,2})\right]/J_0(\psi_{n,1,2}), \quad (133)$$

μ_n - n-ый положительный корень следующего уравнения:

$$C(\mu_n)\left[J_0(\psi_{n,2,2})-(\mu_n\rho_2C_{p2}/\eta)J_1(\psi_{n,2,2})\right]+B(\mu_n)\left[Y_0(\psi_{n,2,2})-(\mu_n\rho_2C_{p2}/\eta)Y_1(\psi_{n,2,2})\right]=0, \quad (134)$$

где J_1, Y_0 и Y_1 – функции Бесселя *1*-ого порядка, Неймана *0*-ого и *1*-ого порядков, соответственно; ρ_2 и C_{p2} - плотность и удельная теплоёмкость полимерной оболочки.

Фазовый сдвиг, обусловленный локальным термооптическим коэффициентом $(\partial n/\partial T)_\varepsilon$, может быть представлен в следующем виде:

$$\delta\varphi_1^T = k_0(\frac{\partial n}{\partial T})_\varepsilon\int_0^\infty\int_0^l T(z,r)dz\left|G(r)\right|^2 rdr\,. \quad (135)$$

Для нахождения деформаций волокна необходимо решить задачу термоупругости. Для волоконных световодов наиболее адекватным приближением является приближении плоских деформаций с заданным температурным распределением в волокне. Фазовый сдвиг, связанный с поперечным тепловым расширением волокна, обусловлен изменением постоянной распространения и поперечного размера моды при расширении сердцевины:

$$\Delta\varphi_2^T = \int_0^L(\frac{\partial\beta_{tr}}{\partial a})(\frac{\partial a}{\partial T_{av}})T_{av}(z)dz = (\frac{\partial\beta_{tr}}{\partial a})\alpha_T\left(1+\tilde{\nu}_P\right)a\int_0^L dz\,\frac{2}{r_0^2}\int_0^a T\left(r,z,t\right)rdr\,, \quad (136)$$

где α_T – коэффициент теплового расширения, $\tilde{\nu}_P$ - коэффициент Пуассона,

$T_{av}(z) = 2/a^2\int_0^a T\left(r,z,t\right)rdr$ - средняя температура на диаметре сердцевины,

$$\beta_{tr}(a) = \sqrt{\left(2\pi\right)^2 n_0^2/\lambda_T^2 - u\left(a\right)^2/a^2}\,, \quad (137)$$

$$(\frac{\partial\beta_{tr}}{\partial a}) = \frac{\left\{J_1(u)K_0(v)/\left[vK_1(v)\right]\right\}^2 a2\pi(n_0-n_1)/\lambda_{tr}}{\frac{\left[J_0^2(u)+J_1^2(u)\right]a^2}{2u^2}+\frac{\left\{\left[K_0^2\left(vb/\mathrm{a}\right)-K_1^2\left(vb/\mathrm{a}\right)\right]b^2+\left[K_1^2(v)-K_0^2\left(v\right)\right]a^2\right\}J_1^2\left(u\right)}{2v^2K_1^2(v)}}\,. \quad (138)$$

Удлинение волокна даёт следующий вклад в фазовый набег тестирующей волны:

$$\Delta\varphi_3^T = \alpha_T\left(\beta_{tr}-n_{air}2\pi/\lambda_T\right)\int_0^L dz\left(2/b^2\right)\int_0^b T\left(z,r,t\right)rdr\,, \quad (139)$$

где n_{air}= 1 – показатель преломления воздуха.

Численная оценка показывает, что фазовый набег, обусловленный поперечным расширением волокна, меньше, чем фазовый набег из-за удлинения, а последний намного меньше фазового набега из-за локального термооптического коэффициента:

$$\Delta\varphi_2^T < \Delta\varphi_3^T \approx \Delta\varphi_1^T\left(\alpha_T\int_0^b T(r)rdr\int_0^b\left|G(r)\right|^2 rdr\right)\Big/\left((\partial n/\partial T)_\varepsilon b^2\int_0^b T(r)\left|G(r)\right|^2 rdr\right). \quad (140)$$

Поскольку отношение $\Delta\varphi_3^T/\Delta\varphi_1^T \le 10^{-2}$ при типичных параметрах используемого волокна, то основной “тепловой” вклад в фазовый набег тестирующей волны даёт локальный термооптический коэффициент, $\Delta\varphi_1^T$.

Таким образом, выражения (127) и (135) определяют основные вклады в фазовый набег тестирующего пучка в лазерном волокне. С точки зрения разделения этих вкладов в фазовый

набег в экспериментах с интерферометром необходимо оценить кинетику нарастания и релаксации ИПП при включении и выключении накачки. Кинетика электронных ИПП определяется эффективным временем жизни верхнего лазерного уровня, которое (согласно уравнению 119) в отсутствие насыщения поглощения или усиления (сигнала или спонтанного излучения) близко к T_1 (величина которого составляет ~800 мкс для АС волокон и ~1,2…1,5 мс для фосфоросиликатных (ФС) волокон [235]). Кинетика температурной компоненты является гораздо более сложной и определяется разложением температуры в ряд (130) и интегралом (135). В приближении однородного источника тепловыделения в сердцевине волокна ($Q(r,t)$ = constant) интегралы в выражении (130) берутся аналитически и температура на оси волокна (после окончания импульса накачки, длительностью τ_{pul}, с постоянной амплитудой, определяющей тепловыделение Q) представима в следующем виде [226]:

$$T^C(\mathrm{z},\mathrm{r}=0,t>\tau_p)=2\frac{ab}{D_T}Q(z)\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\left(1-\exp(-\mu_n^2\tau_{pul}(\mathrm{D}_T/\mathrm{b}^2)\right)\exp(-\mu_n^2(t-\tau_{pul})(\mathrm{D}_T/\mathrm{b}^2))}{\mu_n^3J_1^2\left(\mu_n\right)}J_1\left(\frac{\mu_n a}{b}\right), \quad (141)$$

где μ_{n} – безразмерный параметр – n-ый положительный корень уравнения (134).

Согласно выражению (141) характерные времена релаксации температурных компонентов $\tau_{\text{n}} = b^2/(\mu_{\text{n}}{}^2 D_{\text{T}})$ (величина b^2/D_{T} составляет ~0,8 мс при b = 60 мкм и D_{T}= 7,5 10^{-3} см^2/с). С другой стороны, простые оценки показывают, что время релаксации тепла на диаметре сердцевины $2a$ = 10 мкм, составляет ~30 мкс, что значительно меньше T_1; время же установления температурного баланса между пластиковой оболочкой волокна и воздухом – более 18 с (при коэффициенте теплообмена η = 1,18×10^{-4} кал/(см^2 К с)) [226].

Фазовый набег в иттербиевых волоконных усилителях рассчитывался численно (численно решалась система уравнений (119)-(123) и (4), (128)-(134) и вычислялись фазовые набеги в виде (127) и (135). В расчётах учитывались параметры иттербиевых волоконных световодов и световых волн, использованных в интерферометрических экспериментах по тестированию фазовых набегов (Таблица 8).

Таблица 8. Параметры лазерных волокон и излучения, используемые в расчётах фазового набега.

Параметры	ФС световоды	АС световоды	Ссылки, замечания
Плотность кварцевого стекла, ρ_1, *г/см^3*	2,2		[249]
Удельная теплоёмкость кварцевого стекла, C_{p1}, *кал/(г·К)*	0,188		[249]
Теплопроводность стекла, K_1, *Вт/(см·К)*	0,014		[249]
Плотность пластика, ρ_2, *г/см^3*	1,19		[249]
Удельная теплоёмкость пластика, C_{p2}, *кал/(г·К)*	0,3		[250]
Теплопроводность пластика, K_2, *Вт/(см·К)*	0,002		[250]
Энергия, выделяющаяся при безизлучательных переходах между подуровнями верхнего уровня $^2F_{5/2}$, *см$^{-1}$*	0	0	Накачка на нижний подуровень
Энергия, выделяющаяся при безизлучательных переходах между подуровнями нижнего уровня $^2F_{7/2}$, $h\nu_{\text{B1}}$, *см$^{-1}$*	740	1210	[235]

Энергия кванта накачки, $h\nu_p$, *см*$^{-1}$	10260 (на 974 нм)	10245 (на 976 нм)	накачка на 974 нм или 976 нм
Эффективная энергия кванта люминесценции, $h\nu_L$, *см*$^{-1}$	9900	9800	[234,235]
Плотность ионов Yb^{3+}, *см*$^{-3}$	8.56×10^{19}		
Время жизни верхнего уровня, $^2F_{5/2}$, T_1, *мс*	1,276	0,83	[235]
Сечение поглощение на длине волны накачки, $\sigma_{gsa}(\lambda_P)$, пм^2	1,38	2,69	[235]
Сечение излучения на длине волны накачки, $\sigma_e(\lambda_P)$, пм^2	1,46	2,97	[235]
Сечение излучения на эффективной длине волны люминесценции, $\sigma_e(\nu_L)$, пм^2	0,485	0,495	[235]
Сечение поглощения на эффективной длине волны люминесценции, $\sigma_{gsa}(\nu_L)$, пм^2	0,068	0,086	[235]
Радиус сердцевины, a, мкм	1,8		
Радиус оболочки накачки, b, мкм	62,5		
Радиус внешней пластиковой оболочки, R, мкм	125		
Длина волокна, l, *м*	2		
Коэффициент теплопередачи на границе пластик - воздух, η, *кал/(см*^{2} *сек К)*	0,000118		[251]
Различие поляризуемости ионов Yb в волокне на длине волны 1550 нм ($\times10^{-26}$), Δp, см^3	0,9±0,2	1,2±0,3 2,6±0,4	[223] [252]
Показатель преломления стекла, n_0	1,5		[249]
Локальный термооптический коэффициент, $(\partial n/\partial T)_\varepsilon$, K^{-1}	$1,2\times10^{-5}$		[253]
Длина волны тестирующего пучка, λ_T, мкм	1,55		
"Эффективная" длина волны люминесценции, λ_L, мкм	1,01	1,02	[235]
Мощность накачки, P_p, мВт	145		
Коэффициент теплового расширения кварцевого волокна, α_T, K^{-1}	$5,1\times10^{-7}$		[249]
Коэффициент Пуассона для кварцевого стекла, $\tilde{\nu}_P$	0,164		[249]
Длина волны усиливаемого сигнала, λ_A, мкм	1,064		
Сечение поглощения на длине волны сигнала, $\sigma_{gsa}(1064нм)$, пм^2	0,0016	0,0046	[235]
Сечение эмиссии на длине волны сигнала, $\sigma_e(1064нм)$, пм^2	0,13	0,3	[235]

Численные расчёты показали, что соотношение величины электронного и теплового фазовых набегов существенно зависит от длительности импульсов накачки (в отсутствие усиливаемого сигнала). Для коротких импульсов накачки электронный фазовый набег (по максимальной величине) значительно превосходит тепловой набег (рис. 121а). С ростом длительности импульсов накачки соотношение меняется: электронный фазовый набег прекращает нарастать при длительности импульсов, большей времени T_1, в то время как тепловой фазовый набег продолжает увеличиваться (вплоть до времени установления равновесия с окружающей волокно средой). При длительности импульсов накачки в сотни миллисекунд тепловой фазовый набег становится доминирующим (рис. 121б). Длительность импульса накачки, при которой амплитуды электронной и тепловой составляющих фазового набега сравниваются, зависит от диаметра волокна и пластиковой оболочки, их теплофизических параметров, а также от коэффициента теплопередачи между полимерной оболочкой и воздухом [225,226]. Релаксация электронной компоненты фазового набега тестирующей волны после окончания импульса

накачки является экспоненциальной с характерным временем T_1; релаксация же тепловой компоненты заметно отличается от одноэкспоненциальной.

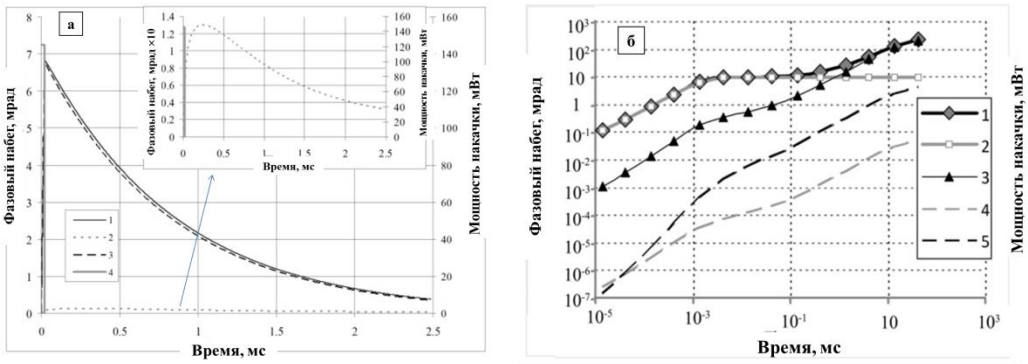


Рисунок 121. Численно-рассчитанные электронная и тепловая составляющие фазового набега, индуцированного накачкой. (а) Временная зависимость фазового сдвига, индуцированного импульсов накачки длительностью 20 мкс прямоугольной формы с амплитудой 145 мВт (энергия импульса – 2,9 мкДж): полный фазовый набег (1), его тепловая (2) и электронная (3) составляющие, импульс накачки (4).
(б) Зависимость фазового сдвига (к концу импульса накачки прямоугольной формы) от длительности импульса накачки: полный фазовый набег (1), его электронная (2) и тепловая (3) составляющие, часть теплового фазового набега, связанная с удлинением волокна (4) и его расширением (5).

При указанных параметрах экспериментов (в таблице 8) была проведена численная оценка электронных и тепловых ИПП, которая показала доминирование электронной компоненты при импульсном режиме. Расчёты показали, что при длительной накачке (когда устанавливается стационарное распределение температуры) величина тепловых ИПП превосходит электронные изменения (рис. 122).

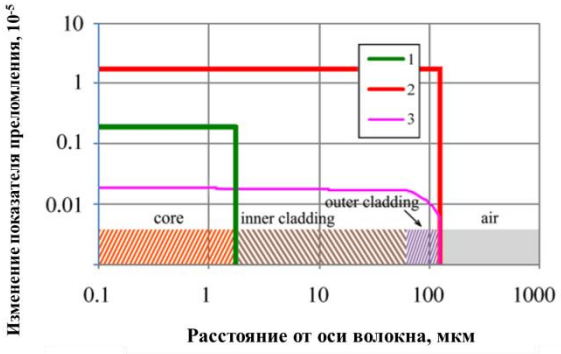


Рисунок 122. Профиль изменений показателя преломления, наведённых накачкой в иттербиевом лазерном волокне (координата от оси волокна показана в логарифмической шкале) на длине волны 1550 нм. Предполагается равномерное распределение ионов активатора Yb по сердцевине, однородный профиль пучка накачке в сердцевине. Кривая 1 – стационарная электронная компонента ИПП, 2 – стационарная тепловая компонента, 3 – тепловая компонента ИПП при длительности накачки 0,5 с.

При наличии усиливаемого сигнала в иттербиевом лазерном волокне (например, на длине волны 1064 нм) уменьшается населённость верхнего уровня $^2F_{5/2}$, а за счёт накачки происходит новое возбуждение ионов Yb^{3+}. За много циклов в системе рабочих уровней ($^2F_{5/2} \leftrightarrow {}^2F_{7/2}$) увеличивается тепловыделение (при постоянной средней населённости верхнего уровня); соотношение электронного и теплового вкладов ИПП может измениться в пользу последнего.

Для коротких импульсов сигнальной волны (на 1064 нм) ~10^{-4} с электронная компонента ИПП является по-прежнему доминирующей (рис. 123а).

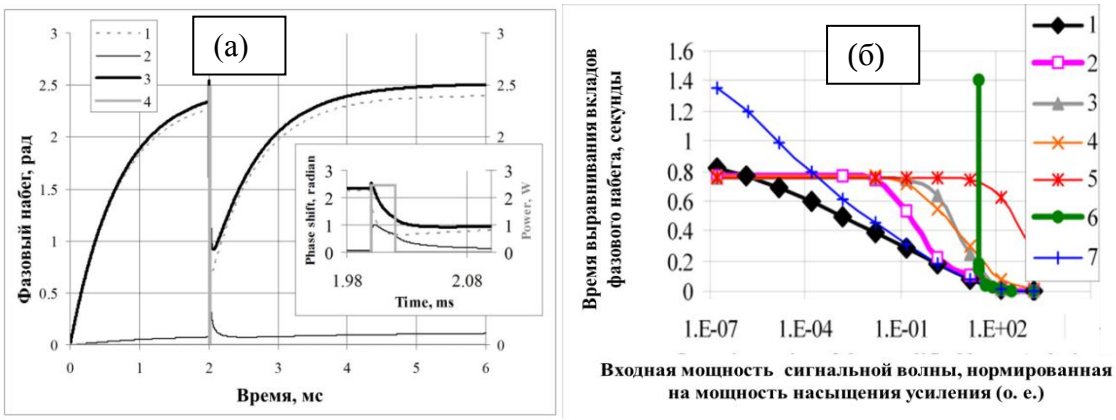


Рисунок 123. (а) Кинетика рассчитанного фазового набега тестирующей волны (на 1550 нм), индуцированного длительным импульсом накачки (на 976 нм) и коротким импульсом сигнала (на 1064 нм). Накачка включается в момент $t = 0$, сигнальный импульс амплитудой 2,48 Вт и длительностью 20 мкс включается в момент времени 2 мс: электронный вклад (1), тепловой вклад (2), суммарный фазовый набег (3), сигнальный импульс (4). (б) Зависимость времени выравнивания электронного и теплового вкладов фазового набега тестирующей волны (на 1550 нм) от интенсивности непрерывной сигнальной волны (на 1064 нм) при непрерывной накачке. Мощность входной накачки 145 мВт (кривые 1-3). Длина волокна: L = 2 м (кривые 1, 4-7), L = 0,2 м (кривая 2), L = 0,02 м (кривая 3). Входная мощность накачки: $P_p(z=0)$=40 мВт (кривая 4), $P_p(z=0)$=2 мВт (кривая 5), $P_p(z=0)$=145 мВт (кривые 6,7). Коэффициент теплопередачи с полимера на воздух: η=0,000118 кал/(см^{2}с К) для кривых 1-5, η=0,2388 кал/(см^{2}с К) для кривой 6, η=0,002388 кал/(см^{2}с К) для кривой 7. Значения на оси X отложены в логарифмической шкале.

При увеличении длительности входного сигнала соотношение компонент сдвигается в сторону тепловой составляющей. Для непрерывного сигнала наступает момент, когда тепловой и электронный вклады в фазовый набег равны друг другу по величине, но противоположены по знаку - один вклад компенсирует другой. При увеличении мощности непрерывного входного сигнала уменьшается время выравнивания фазовых набегов тестирующей волны (на длине волны 1550 нм) (рис. 123б). При уменьшении длины лазерного волокна время выравнивания вкладов увеличивается (рис. 123(б)), что связано с возрастанием средней населённости верхнего уровня по длине волокна (обусловленного большей интенсивностью накачки и меньшей интенсивностью сигнала в среднем по длине).

4.1.2 Экспериментальные исследования с помощью волоконного интерферометра

В наших экспериментальных исследованиях ИПП в волоконных световодах, активированных Yb^{3+}, использовался волоконный интерферометр Маха-Цандера [221-227] (рис. 124). В этих экспериментах измерялся дополнительный фазовый набег (тестирующей волны) в иттербиевом волокне, связанный с воздействием накачки (на длине волны ~976 нм) и сигнала (на 1064 нм).

Тестируемое иттербиевое лазерное волокно вваривалось в одно из плеч интерферометра Маха – Цандера (рис. 124). Оно накачивалось в сердцевину с помощью стандартного лазерного диода (на длине волны ~976 нм) при мощности до ~145 мВт (длительность импульса накачки варьировалась от 10 мкс до 10 мс). Непрерывное излучение диодного лазера “Tunics” (“Yenista

Optics”) с длиной когерентности ~10 м использовалось в качестве тестирующего (его длина волны варьировалась от 1460 нм до 1620 нм).

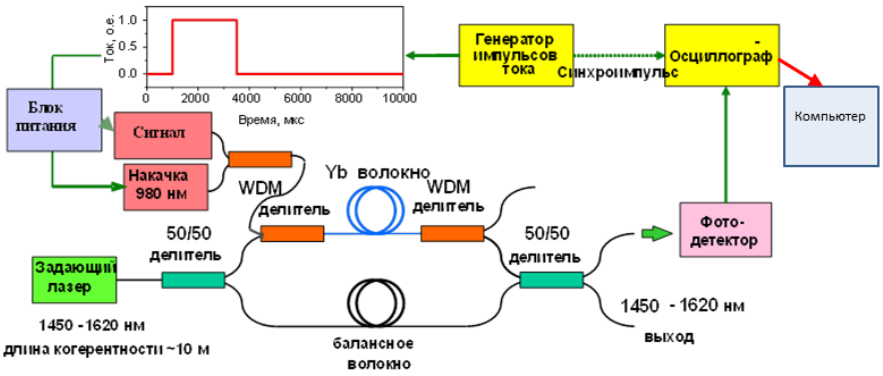


Рисунок 124. Обобщённая схема интерферометра Маха – Цандера при экспериментальных исследованиях механизма изменений показателя преломления в иттербиевых лазерных волокнах.

Тестирующий сигнал на выходе одного из плеч интерферометра принимался широкополосным фотодиодом (с малым временем интегрирования) и направлялся на широкополосный осциллограф (синхронизированный импульсами тока драйвера накачки). В качестве насыщающего “усиливаемого сигнала” использовалось излучение другого диодного лазера на длине волны 1064 нм с мощностью до 50 мВт (импульсы “сигнала” синхронизировались с импульсами накачки с варьируемой задержкой). Для уменьшения влияния шумового фактора на результат измерений волоконный интерферометр помещался в виброизолированный термостабилизированный контейнер.

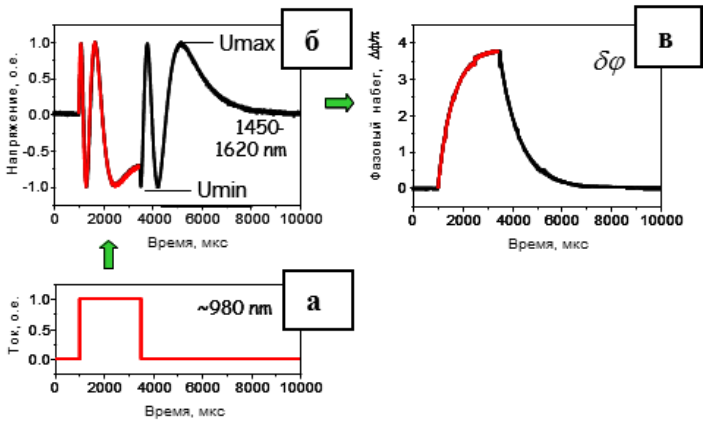


Рисунок 125. Пример восстановленного фазового сдвига $\delta\varphi(t)$: импульс тока драйвера накачки (а), зарегистрированный тестирующий сигнал на выходе интерферометра (б), восстановленный фазовый набег в различные моменты времени относительно импульса накачки (в).

Сигнал, содержащий информацию об интерференции тестирующей волны, прошедшей иттербиевое волокно (с накачкой), и волны, прошедшей опорное волокно, обрабатывался с помощью компьютера: сначала выбирались реализации, соответствующие одной и той же начальной фазе интерференционного сигнала, затем восстанавливалась кинетика фазового набега (в волокне), которая усреднялась по 100 реализациям. Индуцированный фазовый набег в

иттербиевом волокне определялся с помощью зарегистрированного сигнала $U(t)$ из следующих выражений:

$$\delta\varphi(t)=\varphi(t)-\varphi(0);\varphi(t)=(-1)^k\arcsin\left(\frac{2U(t)-U_{\max}-U_{\min}}{U_{\max}-U_{\min}}\right)+\pi m, \qquad (142)$$

где $m=0,1,2...$ - целое число (обеспечивающее непрерывность фазового набега $\delta\varphi(t)$).

Тестировались 6 лазерных волокон, активированных ионами Yb^{3+}, с различным химическим составом, поперечным профилем показателя преломления и длиной (параметры лазерных волокон указаны в таблице 9). Все лазерные волокна были одномодовыми (по сердцевине) на длинах волн накачки и тестирования. Волокна A, F, G были изготовлены в НЦВО РАН (Москва), волокна B, C, D изготовлены компанией “CorActive”, Канада (марки “Yb-198”, “Yb-118”, “Yb-103”). Все волокна имели оболочку накачки с прямоугольным или круглым профилем для волокон НЦВО или “CorActive”, соответственно, со стороной (или диаметром) ~125 мкм.

Таблица 9. Параметры иттербиевых одномодовых волокон, тестируемых в экспериментах, и результаты измерений

Параметры волокна	Волокно A	Волокно B	Волокно C	Волокно D	Волокно E	Волокно F
Тип волокна (алюмосиликатное, АС, или фосфоросиликатное, ФС)	АС	АС	АС	АС	АС	ФС
Поглощение в волокне (на длине волны 980 нм), дБ/м	900	1073	245	35	280	160
Эффективный диаметр моды в волокне, MFD (на длине волны тестирования 1550 нм), мкм	4,5	3,6	4,5	3,6	4,0	5,0
Длина волны отсечки, нм	810	870	680	816	825	950
Эффективный радиус сердцевины (эквивалентный радиус волокна с прямоугольным профилем показателя преломления), мкм	1,6	1,4	1,3	1,3	2,0	2,3
Измеренный коэффициент фазового набега K_φ (на 1550 нм), рад мс$^{-1}$ мВт$^{-1}$	$0,043\pi$	$0,056\pi$	$0,067\pi$	$0,067\pi$	$0,035\pi$	$0,024\pi$

Результаты измерений фазового набега при различных значениях мощности и длительности импульсов накачки представлены на рисунке 126. Максимальный измеренный фазовый сдвиг дли мощности 145 мВт и длительности импульса накачки 2 мс достигал ~4π. С увеличением длительности импульса накачки (более ~1 мс) и энергии его импульса рост фазового сдвига насыщался. После окончания импульса накачки наблюдалось экспоненциальное затухание фазового набега тестирующей волны с характерным временем τ_{sp}, равным “времени жизни” ионов Yb^{3+} в возбуждённом состоянии $^2F_{5/2}$ (T_1): ~ 830 мкс (для АС волокон) и ~ 1,3 мс (для ФС волокон). Для всех мощностей и длительностей импульсов накачки уменьшение фазового набега тестирующей волны происходило по одному и тому же закону, который соответствует электронному механизму ИПП.

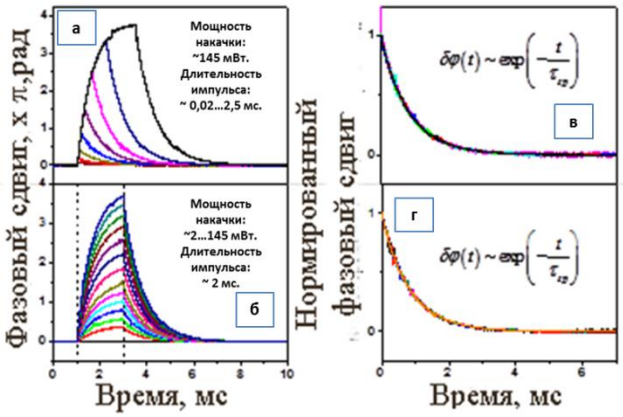


Рисунок 126. Измеренный фазовый сдвиг (набег) тестирующей волны (длина волны ~1550 нм) в волокне А, длиной 2 м, при различной длительности импульсов накачки, от 0,02 мс до 2,5 мс (а, в), и их амплитуде, от 2 мВт до 145 мВт (б, г). Затухающий участок фазового сдвига нормирован на максимальное значение (в, г).

В волокнах А, В и С концентрация активатора Yb^{3+} была достаточно высокой для того, чтобы накачка полностью поглощалась. При полном поглощении накачки (с прямоугольным импульсом) в волокне, её малой мощности по сравнению с насыщением, в отсутствие сигнала и пренебрежимо-малом УСИ выражение для фазового набега (из интеграла (127)) может быть записано в явном виде:

$$\delta\varphi(t) = K_\varphi T_1 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right)\right] P_p(0) \qquad (143)$$

Измеренные в интерферометре кинетики фазового набега хорошо коррелируют с оценкой (143): кривые от чёрной до фиолетовой на рис. 127(а) имеют линейное нарастание в зависимости от “нормированного времени” $\tau_{norm} = 1 - \exp(-t/T_1)$); фазовый набег линейно зависит от входной мощности накачки (при малой амплитуде её ипульса, на рисунке 127б).

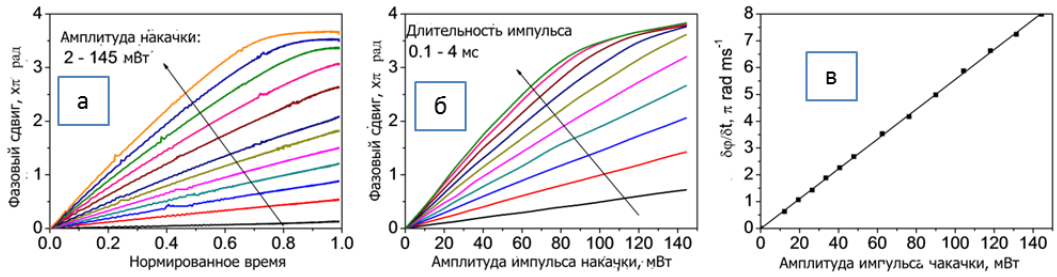


Рисунок 127. Фазовый набег тестирующей волны в волокне В при его накачке прямоугольными импульсами длительностью 4 мс как функция “нормированного времени” $\tau_{norm} = 1 - \exp(-t/T_1)$ (а), или амплитуды импульса накачки (б). Кривые разного цвета на рисунке (а) соответствуют разной амплитуде накачки (нарастание от 2 мм (чёрная) до 145 мВт (оранжевая)), а на рисунке (б) разные кривые соответствуют разной длительности импульса накачки (от 0,1 мс до 4 мс). Производная $\delta\varphi/\delta t|_{t\to 0}$ как функция амплитуды импульса накачки - на (в).

При малом погонном усилении (малой мощности накачки) и малом уровне УСИ на выходе волокна производная $\delta\varphi/\delta t|_{t\to 0}$ линейно зависит от амплитуды импульса накачки (рис. 127 (в)), и из этой зависимости легко определяется фактор $K_\varphi = 0.056\pi$ *рад мс*$^{-1}$мВт$^{-1}$ (значения этого фактора для других волокон приведены в таблице 9).

При большей мощности накачки (максимальном и близком к максимальному значениях в эксперименте) наблюдались расхождения между измеренными значениями фазового набега и предсказанными выражением (143). Эти расхождения объясняются наличием УСИ, которым нельзя пренебречь в экспериментах с большой мощностью накачки. Действительно, проведённые измерения выявили наличие УСИ на обоих торцах тестируемого волокна при большой мощности накачки (рис. 128).

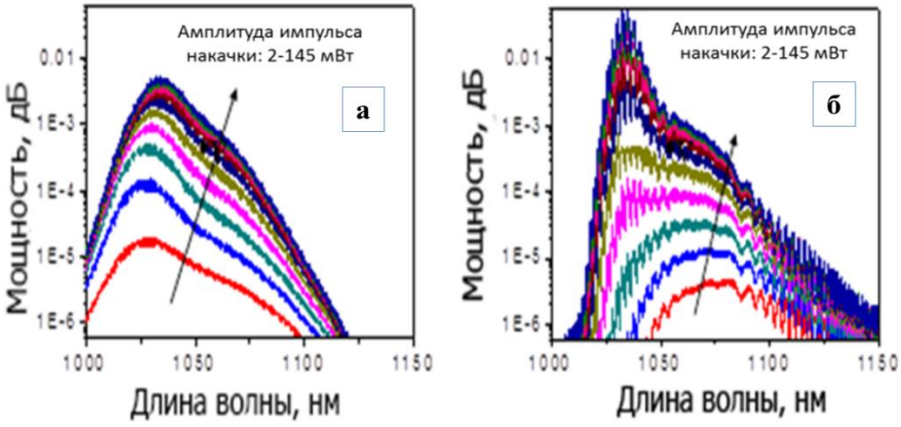


Рисунок 128. Измеренный спектр усиленного спонтанного излучения с левого (а) и правого (б) торцов тестируемого волокна B.

При наличии УСИ фазовый набег определяется общим выражением (127), из которого можно получить выражение для мощности УСИ:

$$P_L^+(L,t)+P_L^-(0,t)\approx\frac{\lambda_P}{\lambda_L}\left(P_P(0,t)-K_\varphi^{-1}\left[\frac{d\delta\varphi^e(t)}{dt}+\frac{\delta\varphi^e(t)}{T_1}\right]\right), \qquad (144)$$

Реконструкция импульсов УСИ (по известным импульсам накачки и фазовому набегу) из выражения (144) хорошо согласовалась с экспериментальными измерениями (рис. 129).

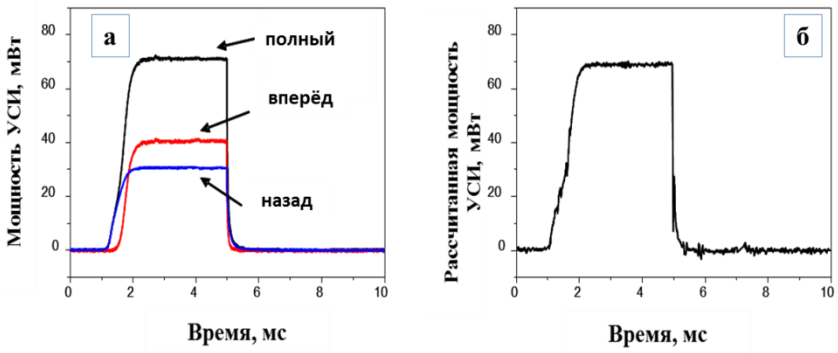


Рисунок 129. Экспериментально зарегистрированный (слева) и численно реконструированный (справа) импульс УСИ.

Были проведены также сравнительные интерферометрические исследования двух иттербиевых волоконных световодов, изготовленных в НЦВО РАН: АС (волокно *E* в таблице 9) и ФС (волокно *F*). Схема эксперимента и методика измерений были аналогичными предыдущим. Результаты измерений показали схожие кинетики нарастания фазового сдвига тестирующей волны за время импульса накачки (рис. 130(a и b), но время затухания фазового

набега в этих волокнах соответствовало времени жизни возбуждённого состояния: ~830 мкс в АС волокне *E* и ~1,46 мс в ФС волокне *F* (рис. 130c). Фактор K_φ, определённый по описанной выше методике, показал зависимость от длины волны тестирующего излучения (рис. 130d).

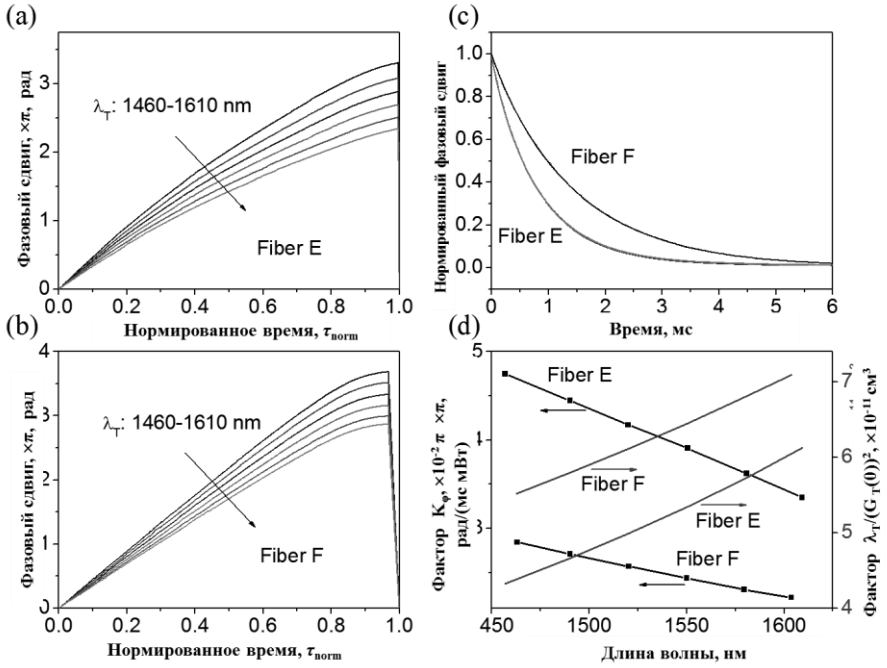


Рисунок 130. Фазовый сдвиг тестирующей волны в иттербиевом волокне *E* (a) и волокне *F* (b), индуцированный прямоугольным импульсом накачки с амплитудой 120 мВт для различных длин волн тестирования λ_T, как функция "нормированного" времени $\tau = 1 - \exp(-t/T_1)$. Нормированные кривые затухания фазового набега после окончания импульса накачки во времени (c); определённый из экспериментов фактор K_φ и вычисленный фактор $\lambda_T / |G_T(0)|^2$ для разных тестирующих длин волн (d).

Были проведены также экспериментальные исследования фазового набега тестирующей волны (на длине волны 1550 нм) при наличии усиливаемого сигнала (на 1064 нм) в отсутствие или при наличии накачки на 976 нм (рис. 131(а) и (б), соответственно). Использовались импульсы сигнала длительностью 4 мс и различной амплитуды (от 2 до 24 мВт). В отсутствии накачки сигнал поглощается в волокне, индуцированный фазовый набег имеет положительный знак. При наличии непрерывной накачки (мощностью 145 мВт на длине волны 976 нм) импульс сигнального излучения усиливается (снимает накопленную инверсию) (рис. 131а), при этом фазовый набег тестирующей волны меняет знак на противоположный (рис. 131б). После окончания импульса сигнала фазовый набег восстанавливался до исходного (без сигнала) за время ~ T_1 (в отсутвие накачки) или за более короткое время (при наличии накачки).

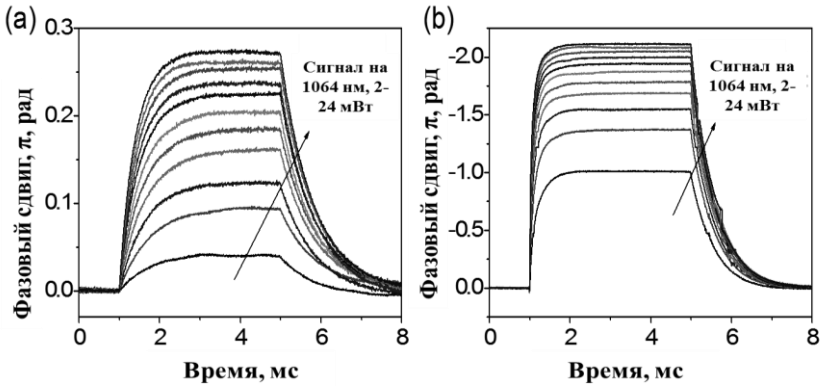


Рисунок 131. Фазовый сдвиг, индуцированный импульсом сигнала (на 1064 нм) длительностью 4 мс в отсутствие накачки (a), а также при наличии непрерывной накачки мощностью 145 мВт на длине волны 976 нм (b).

Максимальный фазовый набег, индуцированный сигналом (на 1064 нм), при увеличении мощности накачки убывал (при ослаблении сигнала на выходе), проходил через 0 (при достижении порога усиления), а затем становился отрицательным (рис. 132).

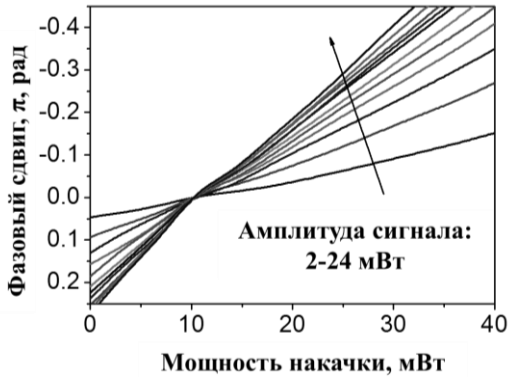


Рисунок 132. Максимальный фазовый набег, индуцированный импульсом сигнала (на 1064 нм) длительностью 4 мс (и мощностью от 2 до 24 мВт), в зависимости от мощности непрерывной накачки.

Эти экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими представлениями о фазовом набеге, обусловленном электронным механизмом ИПП (описанном в разделе 4.1.1).

4.1.3 Оценка параметров электронных изменений показателя преломления иттербиевого волокна

На основе полученных в эксперименте значений коэффициента K_φ (приведённых в таблице 9) было вычислено значение различия поляризуемости (Δp) ионов Yb^{3+} в основном и возбуждённом состояниях в диапазоне изменения длины волны тестирования (1450-1650 нм): ~ $(1,25\pm0,25)\times10^{-26}$ $см^3$ и ~ $(9,5\pm1,9)\times10^{-27}$ $см^3$ для волокон E и F, соответственно (рис. 133). Близкие значения Δp были получены и для волокон A-D: $(1,2\pm0,3)\times10^{-26}$ $см^3$. Результаты определения различия поляризуемости слабо зависели от длины волокна и были близкими для волокон одного и того же химического состава, но различались для АС (A-E) и ФС (F) волокон. Значительная допускаемая ошибка (~20-25%) в определении Δp связана с неточным знанием диаметра сердцевины и концентрации активатора в сердцевине волокна (с неточным

определением интеграла перекрытия тестирующей моды и наведённого показателя преломления).

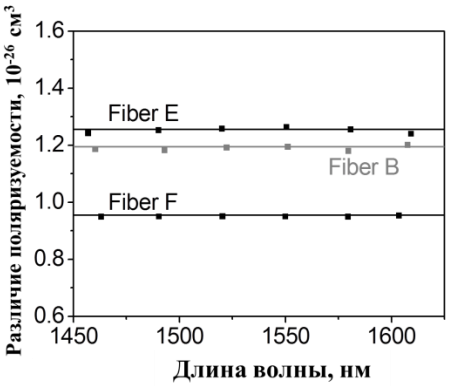


Рисунок. 133. Результаты измерений различия поляризуемости для разных длин волн тестирующего излучения для АС волокон B и E, а также ФС волокна F.

Проведённые оценки на основе результатов измерений показали также слабую зависимость величины Δp от длины волны тестирования. Этот результат хорошо согласуется с теоретической оценкой различия поляризуемости (в спектральном диапазоне 1450-1650 нм) на основе выражения (113). Слабая зависимость этого параметра от длины волны связана с удалённостью линий УФ-поглощения и ИК-люминесценции от диапазона тестирования.

С использованием полученных значений параметра Δp в диапазоне тестирования и с учётом спектральной зависимости сечений поглощения и люминесценции (с использованием данных о величине этих сечений, приведённых в работе [235]) были вычислены значения этого параметра в практически-важном диапазоне длин волн 850-1200 нм (результаты приведены на рис. 134).

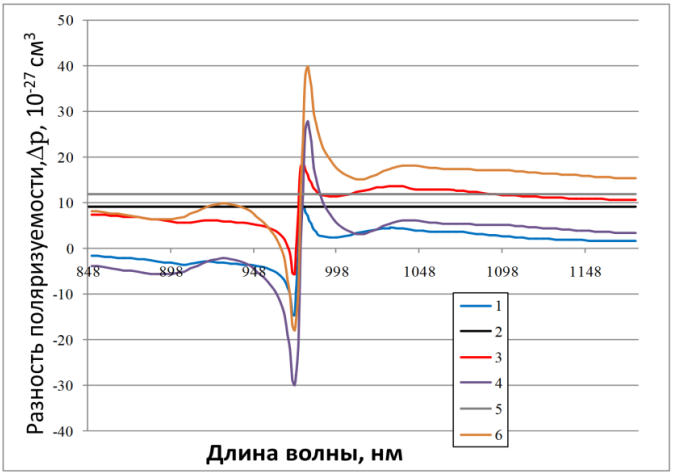


Рисунок 134. Зависимость разности поляризуемостей между возбужденным и основным состоянием в ФС и АС иттербиевых лазерных волокнах. Кривая 1 – резонансная часть разности поляризуемостей в ФС стекле, кривая 2 – нерезонансная часть в ФС стекле, крива 3 – суммарная разность поляризуемостей в ФС стекле. Кривая 4 – резонансная часть разности поляризуемостей в АС стекле, кривая 5 – нерезонансная часть в АС стекле, крива 6 – суммарная разность поляризуемостей в АС стекле.

Эти расчёты показывают, что вблизи максимумов линий поглощения и люминесценции резонансная часть Δp существенно превосходит нерезонансную, но вне линий поглощения и

люминесценции доминирует нерезонансная компонента (обусловленная “далёкими”, но сильными УФ переходами).

Результаты этих измерений и оценок можно сравнить с результатами работы [252], в которой с помощью волоконного интерферометра исследованы ИПП в иттербиевом волоконном лазере [252,254,255]. При этом было определено значение Δp(1550 нм) = $(2{,}6\pm0{,}4)\times10^{-26}$ см^3 [252], которое ~ в 2 раза превосходит величину, приведённую в настоящей диссертации. Такое различие можно объяснить разным химическим составом исследованных лазерных волокон, а также разными условиями тестирования ИПП в волоконных усилителях и генераторах.

С использованием полученных выше значений Δp были рассчитаны значения отношения действительной и мнимой части нелинейной восприимчивости ($\chi_{re}^{(3)}$), β - параметра (определяемого выражением (9)), на длинах волн 1064 нм и 1080 нм: $\beta(1064нм) = 9{,}8$, $\beta(1080нм) = 24{,}9$ и $\beta(1064нм) = 5{,}8$, $\beta(1080нм) = 7{,}4$ для ФС и АС волокон, соответственно. Следует отметить, что полученные значения β – параметра для иттербиевых волокон существенно превосходят значения того же параметра для лазерных кристаллов (вблизи максимума линии усиления). Этот результат объясняется большим вкладом в Δp линий резонансной дисперсии в лазерных волокнах (вне максимума усиления и поглощения). Таким образом, действительная часть восприимчивости $\chi_{re}^{(3)}$ в иттербиевых лазерных волокнах в полосе усиления намного превосходит её мнимую часть. Этот вывод качественно подтверждается результатами исследований динамических решёток в волокнах, активированных Yb^{3+} [256], а также исследованиями самоперестройки длины волны волоконных лазеров с малым отражением от выходного торца волокна [257].

В заключение этого раздела надо отметить, что значения нелинейной восприимчивости получены при сравнительно невысоких интенсивностях накачки и сигнала в сердцевине волокна. При высокой интенсивности (или плотности энергии) в сердцевине эффекты переходов с переносом заряда и/или фотопочернения АС иттербиевых волокон способны существенно изменить и их нелинейную восприимчивость.

4.2 Исследование когерентного сложения излучения в двухканальной системе эрбиевых волоконно-лазерных усилителей за счёт нелинейно-оптического управления показателем преломления волокна, активированного Yb^{3+}

Как отмечалось во введении, задача когерентного сложения пучков излучения одномодовых волоконных лазеров является в настоящее время весьма актуальной, поскольку таким способом можно получить мощное лазерное излучение с высоким качеством пучка [258-262]. Описанные в разделе 4.1 ИПП иттербиевых волоконных усилителей были использованы для управления

показателем преломления этих усилителей с целью компенсации случайных фазовых сдвигов (вследствие тепловых и акустических шумов) и когерентного сложения пучков излучения двухканальной волоконно-лазерной системы [225,227,228].

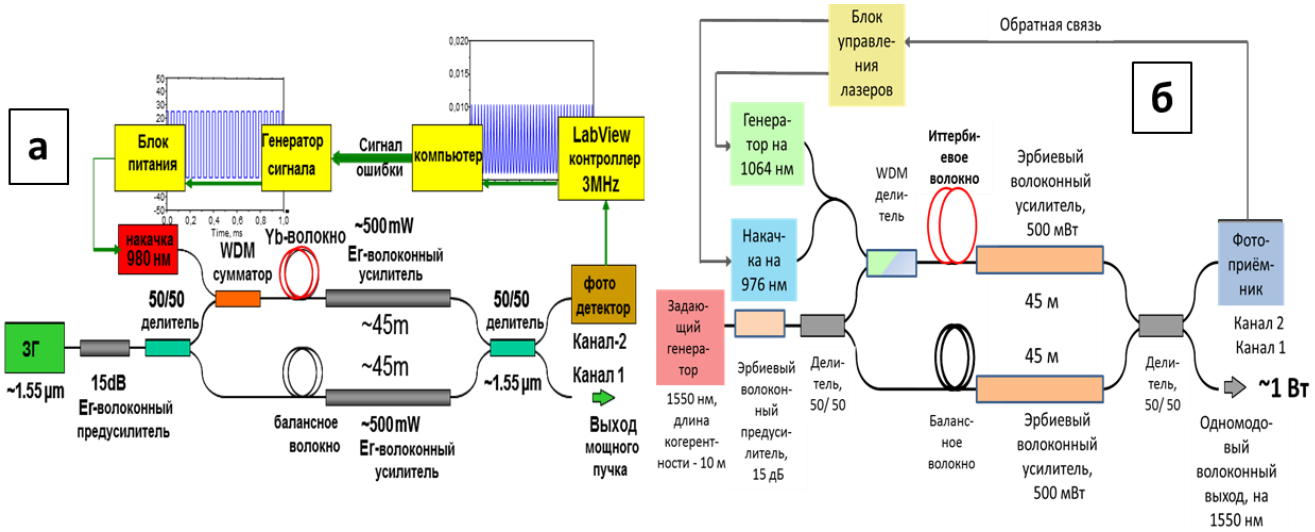


Рисунок 135. Схемы экспериментов по исследованию когерентного сложения излучения 2-х эрбиевых волоконных усилителей за счёт управлением показателем преломления иттербиевого волокна (только при его накачки на 976 нм (а) и под действием как накачки, так и оптического сигнала на 1064 нм (б)).

Схема эксперимента по исследованию когерентного сложения пучков излучения двухканального усилителя близка к схеме исследования ИПП в иттербиевом усилителе, описанной в разделе 4.1.1, за исключением 2-х усилителей на силикатном волокне, активированном Er^{3+} (рис. 135). В качестве задающего генератора выступал непрерывный лазерный диод “Tunics” (“Yenista Optics”) на длине волны 1550 нм (с длиной когерентности излучения ~10 м) в комбинации с эрбиевым волоконным предусилителем (усиление ~15 дБм на 1550 нм). Исходное одномодовое излучение разделялось на 2 канала, в каждом из которых находился одномодовый эрбиевый усилитель (с номинальной выходной мощностью до 500 мВт на 1550 нм). Эрбиевые усилители были помещены на термоэлектрический контроллер, а вся система усилителей помещалась в виброизолированный термостабилизированный контейнер (для уменьшения низкочастотных температурных и акустических шумов). При использованном в эксперименте уровне накачки сигнал на выходе усилителей не имел спектрального уширения.

Для управления фазовым набегом сигнала в одно из плеч волоконной системы вваривалось иттербиевое одномодовое волокно (типа “CoreActive Yb-198”, длиной ~2 м), в которое через WDM-делитель вводилось излучение накачки на 976 нм и/или управляющего сигнала на 1064 нм. Под действием накачки и управляющего сигнала в Yb-волокне изменяется показатель преломления и возникает контролируемый фазовый набег для усиливаемого сигнала на длине волны 1550 нм (рис. 136). Управляемый таким образом относительный фазовый набег позволил скомпенсировать случайный фазовый шум в волокне до $\sim 2,6\pi$ *рад*/*мс* (при управлении только

накачкой на 976 нм) и даже более сильный фазовый шум до $\sim 10\pi$ *рад/мс* (при управлении как накачкой на 976 нм, так и сигналом на 1064 нм).

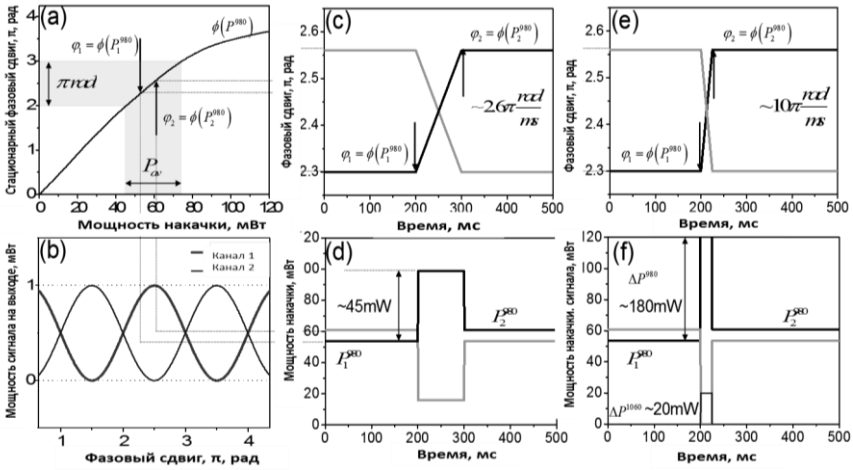


Рисунок 136. Экспериментальные характеристики системы когерентного сложения: стационарный фазовый набег на длине волны 1550 нм как функция мощности накачки (a); мощность выходного сигнала на 1550 нм в каналах интерферометра как функция относительного фазового сдвига (b); фазовый отклик (c, e) на импульсы переключения диодной накачки на длине волны 976 нм (d, f) (с увеличением амплитуды – чёрный, или с уменьшением амплитуды - серый), в отсутствие (c, d) или при наличии сигнала на 1064 nm (e,f).

Алгоритм работы управления системой когерентного сложения может быть описан следующим образом (рис. 136). Для переключения фазового набега в канале управления в волокно, активированное Yb, подаётся импульс накачки (с фиксированной амплитудой ΔP_{976}, но переменной длительностью) (рис. 136d). Разница конечной и начальной мощности накачки P_2 - P_1 много меньше амплитуды этого импульса ΔP_{976}. Изменение населённости ионов Yb^{3+} во время импульса приводит к фазовому сдвигу для сигнала (рис. 136c) которое согласно выражению (143) может быть записано в следующем виде (при $t << T_1$):

$$\Delta\varphi^e(t) = K_\varphi T_1\left[1-\exp\left(-\frac{t}{T_1}\right)\right]\Delta P_{976} \approx K_\varphi t \Delta P_{976}, \qquad (145)$$

Из выражения (145) можно найти время импульса накачки τ_{pulse}, необходимое для изменения (переключения) фазового набега из одного стационарного состояния $\varphi_1 = \Phi(P_1)$ (соответствующего начальной мощности накачки P_1) в другое стационарное состояние $\varphi_2 = \Phi(P_2)$ (соответствующего конечной мощности накачки P_2)

$$\tau_{pulse} \approx (\Phi(P_2) - \Phi(P_1))/(K_\varphi \Delta P_{976}). \qquad (146)$$

Таким способом можно управлять ростом фазового набега. Однако при уменьшении фазового набега (для “импульса” накачки с отрицательной полярностью $\Phi(P_2) - \Phi(P_1) < 0$, т.е. при скачкообразном уменьшении накачки) время переключения фазы ограничивается временем релаксации населённости T_1. Поэтому в наших экспериментах при амплитуде импульсов накачки в 45 мВт скорость переключения фазы ограничивалось уровнем $\sim 2,6\pi$ *рад/мс*. Для более быстрого переключения фазы в этом случае необходим дополнительный импульс сигнала

на длине волны 1064 нм, быстро снимающий инверсную населённость в иттербиевом усилителе. Такой импульс сигнала в наших экспериментах подавался одновременно со скачкообразным уменьшением накачки на длине волны 976 нм. Изменение фазового набега (за время этого импульса сигнала на 1064 нм, $\tau << T_1$) в этом случае описывается следующим выражением (которое следует из выражения (127)):

$$\Delta\varphi^e(t) = K_\varphi T_1 \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau}{T_1}\right)\right]\left(\Delta P_{976} - \frac{\lambda_S}{\lambda_P}\delta P_{1064}\right) \approx K_\varphi \left(\Delta P_{976} - \frac{\lambda_S}{\lambda_P}\delta P_{1064}\right)\tau\,, \qquad (147)$$

где $\Delta P_{976} = P_2 - P_1 < 0$ - амплитуда "скачка" уменьшения мощности накачки с уровня $P_2 \approx 0$ до P_1; δP_{1064} - разница между мощностью выходного и входного сигналов на длине волны 1064 нм в иттербиевом волокне, которая может быть оценена (при $\tau << T_1$) как $\delta P_{1064} \approx \left(g\left(P_1\right) - 1\right)\Delta P_{1064}$, здесь $g\left(P_1\right)$ - полный коэффициент усиления в волокне на длине волны 1064 нм при накачке на 976 нм мощностью P_1, ΔP_{1064} - амплитуда импульса сигнала на 1064 нм. Можно отметить, что фазовый сдвиг зависит от коэффициента усиления иттербиевого волокна при начальном уровне накачки $g\left(P_1\right)$, и от амплитуды и длительности импульса сигнала на 1064 нм. Управляя амплитудой и длительностью импульса сигнала (на длине волны 1064 нм) можно обеспечить необходимое переключение фазы (независимо от её начального значения). Оценки показывают, что при P_1 = 75 мВт и ΔP_{1064} = 15 мВт скорость изменения фазового набега составляет $\Delta\varphi \sim -10\pi$ *рад*/мс (при этом скорость переключения фазы за счёт скачка накачки и сигнала составляет $\sim -3.8\pi$ *рад*/мс и $\sim -6.2\pi$ *рад*/мс, соответственно). Практически важное изменение фазы на π происходит за время импульса в ~0,1 мс, что позволяет скомпенсировать фазовые шумы (с амплитудой π) в полосе частот ~10 кГц.

Схематическое изображение алгоритма работы системы фазовой подстройки изображено на рисунке 137. Контрольный сигнал складывается из постоянного во времени сигнала (с управляемой величиной амплитуды) и импульсов прямоугольной формы (в виде меандра) на длине волны 976 нм и 1064 нм, длительностью 12 мкс. Эти импульсы синхронизованы между собой и с платой обработки сигнала с полосой 2,86 МГц (National Instruments, NI PCI-6251), так что период выборки контрольного сигнала составляет 6 мкс.

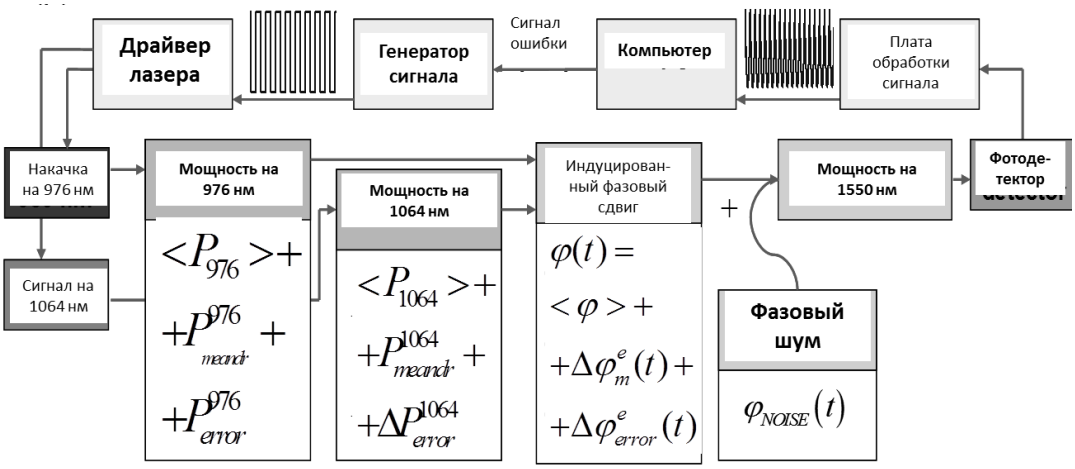


Рисунок 137. Принципиальная схема компенсации случайного фазового шума за счёт управления накачкой на длине волны 976 нм и сигналом на длине волны 1064 нм в иттербиевом волокне.

Амплитуды импульсов находятся в пределах 180 - 225 мВт и 14 - 24 мВт для излучения на 976 нм и 1064 нм, соответственно, так чтобы их комбинация обеспечивала подстройку фазы основного сигнала (на 1550 нм) в пределах π по отношению её стационарному значению $<\varphi>$. При этом модуляция фазы основного сигнала $<\Delta\varphi^{e}_{m}>$ (треугольной формы) составляет $<\Delta\varphi^{e}_{m}>\approx K\Delta P_0\tau$ = 0,06π рад в максимуме. Если схема находится в скомпенсированном состоянии (когда разность хода основного излучения на длине волны 1550 нм составляет 2πM, где M – целое число), то такая модуляция фазы обеспечивает 100-% амплитудную модуляцию в канале контрольного сигнала (канал 2 на рисунке 135) с одинаковой амплитудой соседних максимумов (рис. 138a,b). При этом модуляция сигнала в канале основного излучения составляет менее 1%. При наличии шумовых фазовых возмущений амплитуды соседних максимумов в канале контрольного сигнала становятся разными по величине (рис. 138c,d). Сигнал ошибки, формируемый платой обработки сигнала с фотоприёмника, пропорционален разности амплитуд соседних максимумов контрольного сигнала. Этот сигнал управляет изменениями тока в каналах управления лазерными диодами на 976 нм и 1064 нм так, чтобы изменить среднюю мощность их излучения на величину $\Delta P^{976,1064}_{error}$, изменяя фазовый набег на величину $<\Delta\varphi^{e}_{error}>$ и уменьшая разность амплитуд соседних максимумов контрольного сигнала в канале 2.

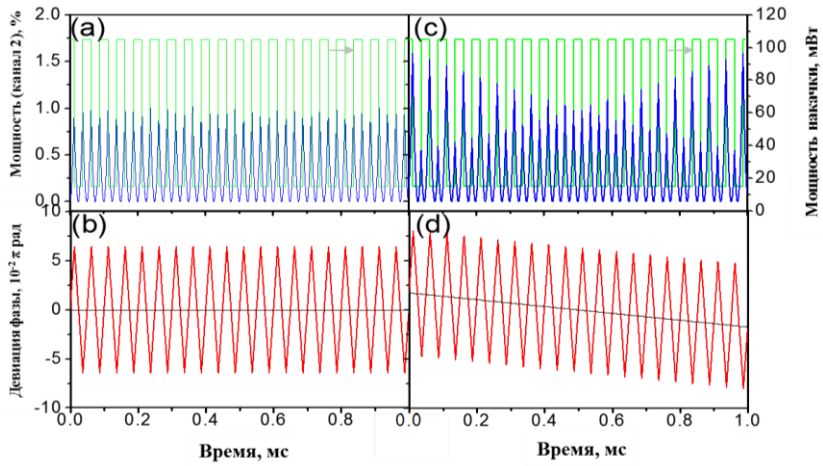


Рисунок 138. Динамические характеристики работы системы обратной связи: мощность на выходе канала 2 (a, c) и девиация фазы (b, d) от времени в случае скомпенсированного (a, b) и нескомпенсированного (c, d) фазового шума; (a, c) мощность лазерного диода на 976 нм (зелёный) и мощность основного сигнала на выходе канала 2 (синий); (b, d) реконструированная девиация фазы (красный) и сигнал ошибки (чёрный); $< P_{976} > \approx 60 мВт; < P_{1064} > = 0$.

В отсутствие обратной связи сигнал на выходе двухканальной лазерной системы имел шумовой характер, обусловленный независимыми случайными фазовыми набегами в каждом из каналов. В стационарном температурном режиме (наступающем через 2-3 минуты после включения при мощности 500 мВт на выходе каждого канала) можно было выделить 2 характерных временных масштаба флюктуаций разностной фазы: 1) секундный, с большой девиацией фазы ~±π, который ассоциируется с локальными флюктуациями температуры (рис. 139(a)); 2) миллисекундный, с малыми девиациями фазы ~0,2-0,4π, связанный с акустическими шумами (рис. 139b). С другой стороны, для хорошо известного спектра шумов волоконных усилителей (в лабораторных условиях) фазовый шум с полосой 1 кГц имеет характерную величину $10^{-4}…10^{-3}$ рад (рис. 139c).

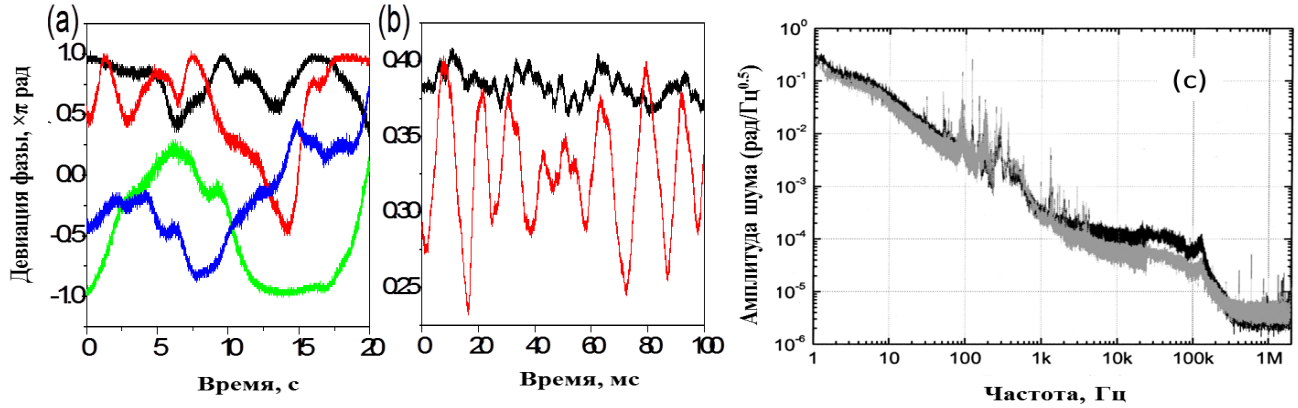


Рисунок 139. Временные развёртки фазового шума усилителей (на выходе двухканальной системы) на медленной (a) и быстрой развёртках (b), чёрным и серым показан дополнительный шум, связанный с ударом по стенду; спектральная плотность волоконного усилителя (нормированная на полосу 1 Гц) при мощности накачки 10 Вт (чёрный) и 1 Вт (серый) [260] (c).

Для компенсации первого теплового источника фазовых флюктуаций была использована подстройка локальной температуры (за счёт термоконтроллеров и элементов Пельтье) каждого из усилителей в отдельности. Второй, акустический шум, обусловленный случайными вибрациями оборудования и элементов волоконной системы, не может быть скомпенсирован

так же, как медленный тепловой шум. При простом ударе по экспериментальному стенду характерная скорость изменений фазы составляла ~0,02π рад/мс. Именно для компенсации шума в полосе 1-10 кГц необходимо использовать когерентное сложение.

При наличии обратной связи в системе усилителей (на рис. 135) и управлении накачкой на длине волны 980 нм и вспомогательным сигналом на 1064 нм (с контрольными сигналами в прямоугольных противофазных импульсах, длительностью ~12 мкс) удалось скомпенсировать случайные шумы и достичь когерентного сложения излучения двух каналов с эрбиевыми усилителями мощностью 500 мВт в каждом (рис. 140b,c). При этом максимальная мощность суммарного сигнала составила ~950 мВт (рис. 140d), что соответствовало 95% эффективности когерентного сложения. Абсолютная вариация мощности, обусловленная контрольными сигналами) на выходе системы составила 10-20 мВт, т.е. ~1-2% от полной выходной мощности.

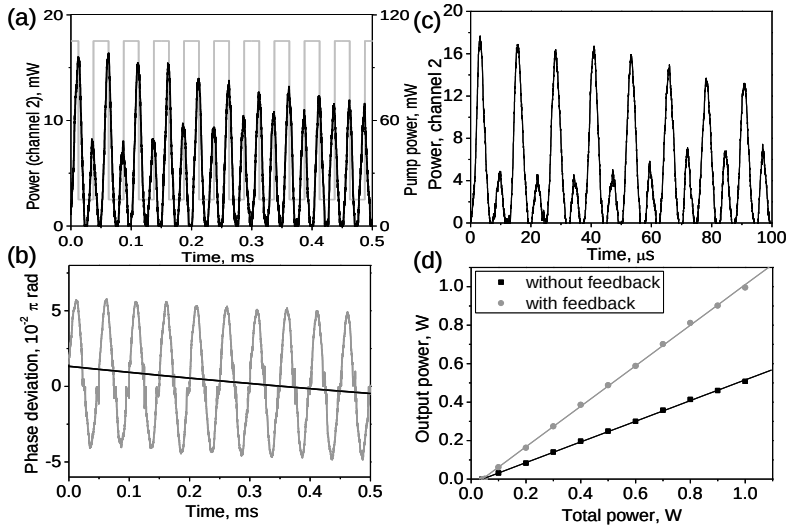


Рисунок 140. Экспериментально зарегистрированная работа системы двух когерентно-складываемых эрбиевых усилителей при наличии случайного шума: (a) сигнал фотодиода в канале 2 (серым показан контрольный сигнал на длине волны 980 нм); (b) восстановленная фаза (серым) и сигнал ошибки, генерируемый платой обработки информации (чёрным); (c) сигнал фотодиода в канале 2 при наличии двух управляющих сигналов (на длинах волн 980 нм и 1064 нм); (d) выходная мощность на выходе 1 двухканальной системы при наличии (серый) и в отсутствие (чёрный) фазовой подстройки.

Метод когерентного сложения пучков излучения волоконных усилителей на основе использования динамических ИПП, наведённых накачкой в активированном волокне, может быть обобщен на большее (чем 2) число усилителей [227]. Схема когерентного сложения N усилителей с управлением за счёт динамических ИПП в волокне, активированном Yb, может выглядеть так, как изображено на рисунке 141.

Задающий генератор излучает на длине волны λ_S (в диапазоне высокой прозрачности силикатного волокна, активированного Yb) с большой длиной когерентности (в несколько метров). Излучение делится на N каналов (за счёт N-1 делителя 50/50), затем проходит через одномодовое волокно, активированное Yb, и поступает в N волоконных усилителей на длине волны λ_S. Затем в сумматоре NxN (N-1 делителя 50/50) излучение N-каналов суммируется в 1,

при этом формируется N-1 сигналов управления (после обработки сигналов фотоприёмников с разной степенью иерархии), которые поступают на драйверы диодов, обеспечивающих накачку и сигнал насыщения в иттербиевых волокнах.

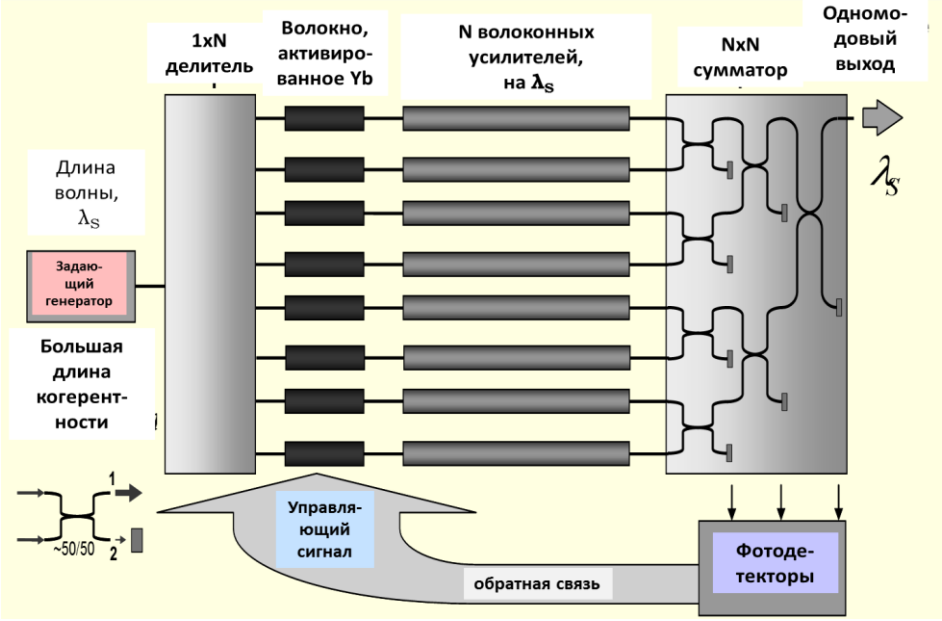


Рисунок 141. Многоканальная волоконно-лазерная система с когерентным сложением за счёт оптического управления показателем преломления волокна, активированного Yb. Задающий генератор и N усилителей на длине волны λ_s в пределах полосы пропускания Yb-волокна (1.15 - 2 μm).

Рассмотрим логическую схему управления управляющей накачкой на длине волны 976 нм. Лазерный диод, подключенный к *k*-ому усилителю, излучает с управляемой средней постоянной мощностью P_{avk} (в диапазоне 45-75 мВт) и дополнительный переменный сигнал $\Delta P_k(t) = \sum_{m=1..n} \Delta P_{km}(t)$ с нулевым средним и прямоугольными импульсами, амплитудой 0, $\pm 45/m$ мВт (где *m* – номер временного интервала с длительностью τ = 25 мкс, *n* = $\log_2 N$). Номер временного интервала соответствует номеру уровня иерархии в выходном сумматоре (нарастающего от 1 до *n* от входа к выходу). Переменный сигнал накачки в пределах одного временного *m*-ого интервала обеспечивает изменение фазы (со средней величиной $\varphi_{avk} = \phi(P_{avk})$) излучения в k-ом усилительном канале на длине волны λ_S, величиной $\Delta\varphi_{km} \approx K_\varphi \Delta P_{km} \tau \approx 0.06\pi$ / m рад. Такой фазовый набег обеспечивает, в свою очередь, 100-% модуляцию амплитуды излучения на контрольном фотодиоде в *m*-ом каскаде выходного сумматора (при этом модуляция основного сигнала на выходе остаётся менее (1-2)/n %). При наличии быстроменяющегося (акустического) шума, приводящего к случайному фазовому набегу в каждом усилителе, описанный алгоритм управления позволяет компенсировать шум со скоростью $2,6\, n^{-1}\pi$ *рад*/*мс* в каждом канале.

Логическая схема управления резонансным насыщающим сигналом (на длине волны 1064 нм) должна быть организована аналогично схеме управления накачкой на 976 нм. При

одновременном управлении накачкой и сигналом скорость компенсации шума в каждом усилительном канале будет составлять $10\,n^{-1}\pi$ *рад*/*мс* (при максимальных амплитудах управляющих импульсов ΔP_{1064} = 15 мВт и ΔP_{976} = 45 мВт). Эта скорость может быть увеличена за счёт увеличения амплитуд управляющих импульсов. Если полагать необходимость компенсации лабораторного шума ~10^{-3}…10^{-4} рад в полосе до 10 кГц, то оценка числа суммируемых каналов даёт ограничение на ***N*** не менее 100.

Таким образом, продемонстрировано когерентное сложение 2-канального волоконного эрбиевого усилителя за счёт оптического управления показателем преломления иттербиевого волокна. Показана возможность использования системы оптического управления для многоканальной системы волоконных усилителей. Контроль накачки иттербиевого волокна может быть использован и для когерентного сложения излучения самих иттербиевых усилителей (или эрбий-иттербиевых усилителей), однако этот метод управления должен быть использован наряду с нерезонансной амплитудно-фазовой подстройкой (поскольку сама система резонансного оптического контроля даёт в этом случае большую амплитудную модуляцию выходного сигнала) [241,258]. Наведённые сигналом электронные ИПП использовались для “самоорганизации” взаимной когерентности излучения в системе волоконных усилителей с “пересекающимися” каналами усиления [240,241], а также для взаимной фазировки волоконнных генераторов с большим числом сердцевин [239].

Следует отметить, что когерентное сложение многоканальных волоконных усилителей (за счёт управляемой подстройки фазы) даёт возможность не только повышать мощность суммарного пучка при сохранении его высокого пространственного качества (M^2 ~ 1), но и адаптивно компенсировать (без использования других адаптивных оптических элементов) искажения пучка при его распространении в турбулентной атмосфере [241,258-263]. Численные исследования задачи компенсации искажений в турбулентной атмосфере при распространении в ней пучка излучения многоканального волоконного усилителя (с управляемой фазой в каждом канале) были проведены в Институте оптики атмосферы СО РАН (Томск) (при участии автора в постановке задачи и обсуждении результатов) [264-269].

4.3 **Исследование низкопороговой модовой неустойчивости в маломодовых иттербиевых волоконных усилителях**

Увеличение выходной мощности излучения волоконно-лазерных систем (как в импульсах, так и в среднем по времени) ограничивается влиянием нелинейно-оптических эффектов, таких как вынужденные рассеяния световых волн (ВРМБ, ВТР и ВКР), самовоздействие (самомодуляция и нелинейное уширение спектра), фотопочернение (в АС волокнах) [212,213,270,271]. Повышения порогов этих эффектов (зависящих от интенсивности световых пучков в волокне)

можно достичь за счёт увеличения диаметра сердцевины волокна, активированного редкоземельными ионами, при уменьшении его числовой апертуры (для сохранения одномодовости). Однако использование таких волокон также ограничивается нелинейно-оптическими эффектами: в волоконных усилителях с сердцевиной большого диаметра недавно была обнаружена неустойчивость основной моды, в результате которой значительная часть мощности основной моды LP_{01} перекачивалась в первую моду LP_{11} и моды более высокого порядка [219, 272-276]. Такой эффект, названный поперечной модовой неустойчивостью (ПМН), носит пороговый характер, сопровождается осцилляциями мощности основной и высших мод излучения и изменениями формы выходного пучка (рис. 142).

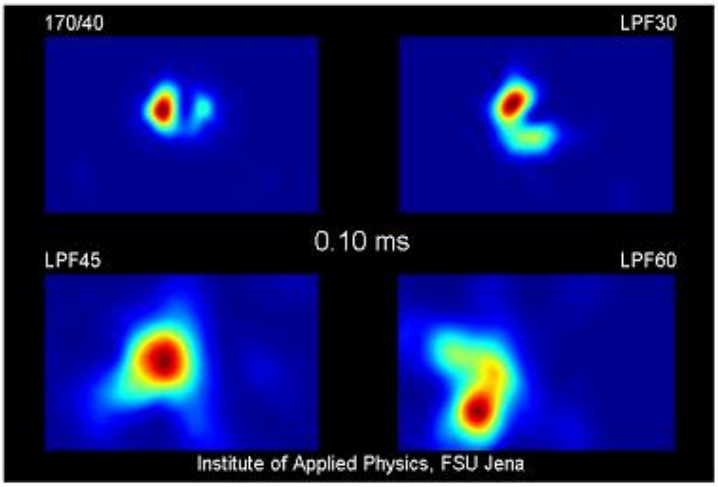


Рисунок 142. Одиночные кадры из высокоскоростной видеозаписи неустойчивостей моды, происходящих в иттербиевых лазерных волокнах DC-170/40-PZ-YB-03 (170/40), LPF30, LPF45 и LPF60 [276].

Этот негативный эффект приводит к деградации поперечной структуры пучка излучения на выходе мощных волоконно-лазерных систем, высвечиванию высших мод в местах сварки (с одномодовым пассивным волокном) и часто сопровождается разрушением этих сварных соединений. ПМН была экспериментально обнаружена как для чисто непрерывного излучения [219,272], так и для импульсно-периодического излучения (в том числе, для последовательности фемтосекундных импульсов с большой частотой повторения [273]). Этот эффект имеет место не только в волоконных усилителях с сердцевиной диаметром более 20 мкм, но и в микроструктурированных фотонно-кристаллических усилителях [274,275], а также (как обнаружено в наших исследованиях) в иттербиевых волоконных усилителях со сравнительно небольшим диаметром сердцевины 8-10 мкм [229,277]. ПМН была обнаружена в лазерных волоконных усилителях с различными химическим составом матрицы (как в АС, так и в ФС волокнах) и с различными редкоземельными активаторами (Yb^{3+}, Er^{3+} или Tm^{3+}) [278]. ПМН, первоначально наблюдаемая как курьёзный эффект, в настоящее время рассматривается как одно из самых серьёзных ограничений для дальнейшего увеличения мощности киловаттных волоконно-лазерных систем [278].

При теоретическом описании эффекта ПМН рассматривалось взаимодействие основной моды LP_{01} и мод LP_{nm} (с более высокими индексами n и m) на различных нелинейностях: тепловой [279-282], электронной [229,281,283], стрикционной [284]. Интерференционное поле мод LP_{01} и LP_{nm} за счёт одного из механизмов нелинейности индуцирует динамическую решётку, на которой происходит их энергообмен (перетекание мощности из более мощной основной моды в первоначально слабую высокую моду). В наших работах [229-231,283,285], обзор которых приведён в этом параграфе, впервые в мировой науке показано, что для маломодовых иттербиевых лазерных волокон со сравнительно небольшим диаметром сердцевины (8-15 мкм) и высокой концентрацией активатора Yb^{3+} существует ПМН с малым порогом возникновения (от нескольких Ватт до сотни Ватт по мощности выходного сигнала). Основным физическим механизмом такой низкопороговой ПМН является взаимодействие мод на динамических решётках населённости и сопровождающих их РПП и решётках коэффициента усиления. Наряду с ПМН в однонаправленном усилителе впервые была рассмотрена неустойчивость в волоконном усилителе со встречной волной [223,224]. В следующем разделе обсуждается также влияние ширины линии сигнальной волны на порог её ПМН [229,230]. Экспериментальные исследования ПМН проводились В. Тыртышным, Д. Алексеевым, О. Вершининым в ООО “НТО “ИРЭ – Полюс”, Фрязино; автор диссертации участвовал в обсуждении результатов и постановки новых экспериментов. Численные расчёты проведены автором совместно с М.С. Кузнецовым.

4.3.1 Модовая неустойчивость в однонаправленном волоконном усилителе

В качестве тестируемого усилителя использовалось поляризационно-сохраняющее иттербиевое волокно (типа “PANDA”) с диаметром сердцевины 10-11 мкм (производство ООО “НТО “ИРЭ - Полюс”). Диаметр основной моды (MFD) в сердцевине – 6-7 мкм, диаметр стержней (обеспечивающих сохранение поляризации волокна PANDA) 32 – 34 мкм, расстояние между стержнями 21 – 23 мкмб длина усиливающего волокна варьировалась от 6 м до 10 м. В качестве сигнальной волны использовалось непрерывное или импульсно-периодическое (с длительностью 1,5 нс и частотой повторения 100...1000 кГц) линейно-поляризованное излучение на длине волны 1064 нм (рис. 143). Пассивные потери в иттербиевом волокне (измеряемые на длине волны 1,15 мкм) были менее 20 дБ/км. Излучение непрерывного диодного лазера на длине волны λ_p~975 нм, со средней мощностью 30 Вт использовалось как накачка усилителя (сонаправленная или противонаправленная к сигналу). Накачка вводилась в усилитель через вспомогательное волокно (конфигурация “GT-wave” [286]). Параметры активного волокна, накачки и сигнала суммированы в Таблице 1.

Таблица 10. Параметры активированного волокна, накачки и сигнала в экспериментах по исследованию ПМН.

Диаметр сердцевины, $2r_0$, мкм	Концентрация активатора Yb^{3+}, N_d , $см^{-3}$	Диаметр оболочки накачки, $2r_1$, мкм	Различие показателя преломления сердцевины и оболочки Δn_{core}	Числовая апертура сердцевины, *NA*	Длина волны накачки, λ_p, 975 нм	Длина волны сигнала, λ_S , нм
8 – 11	$2,5 - 2,6\times10^{20}$	124-125	$1,1 - 1,5\times10^{-2}$	0,21	975	1064

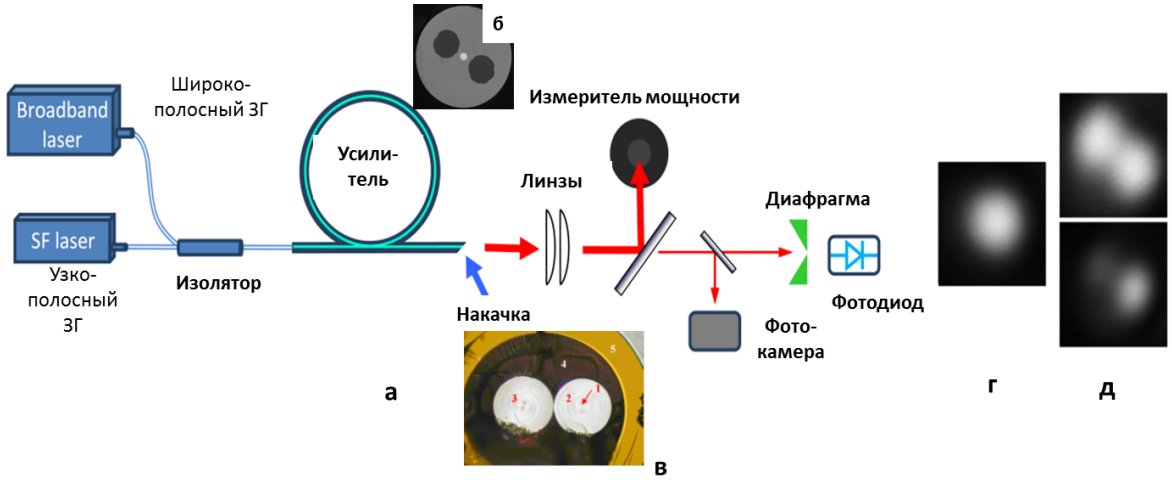


Рисунок 143. Схема эксперимента по исследованию ПМН (а), фотография волокна PANDA с активированной сердцевиной (белая) и 2 стержнями (чёрные), обеспечивающими сохранение поляризации сигнала (б), фотография GT-wave световода (1 – легированная сердцевина, 2 – световод сигнала, 3 – световод накачки, 4 – отражающая полимерная оболочка, 5 – защитная оболочка) (в), фотография изображения пучка на выходе волоконного усилителя ниже порога неустойчивости (г), и выше его (д).

К волоконному усилителю с двух сторон было приварено пассивное одномодовое волокно. Излучение на выходе регистрировалось измерителем мощности и фотодиодом, а также с помощью фотокамеры CMOS “iDS UI-1540LE”. При достижении некоторой пороговой мощности вместо основной моды регистрировалось изменение модовой структуры (появление более высокой моды LP_{11} и более сложная пространственная структура). Изменение модового состава на выходе сопровождалось колебаниями сигнала с приёмного фотодиода (рис. 144).

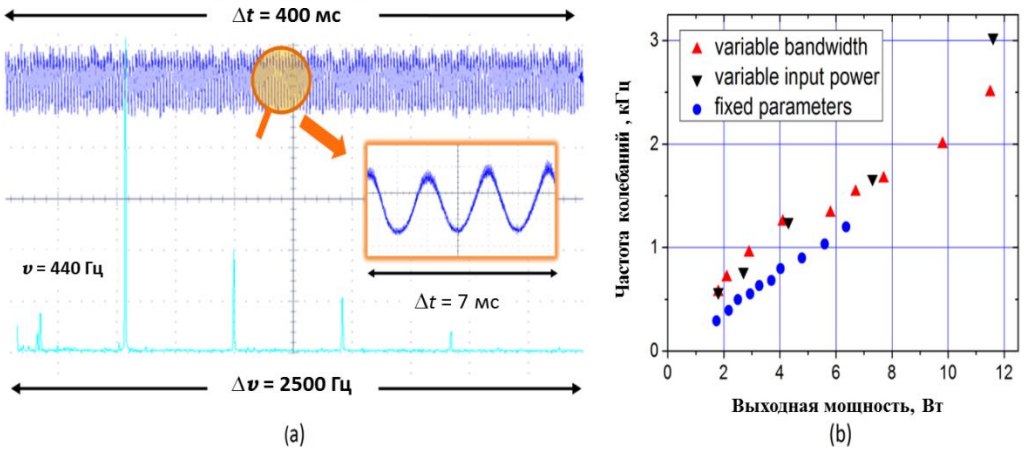


Рисунок 144. Осцилограмма выходного сигнала вблизи порога ПМН (а), частота колебаний выходного сигнала как функция выходной мощности (b): мощность накачки выше порога при слабом сигнале (синие точки), мощность накачки вблизи порога при вариации входного полосы сигнала (красные метки) и его входной мощности (чёрные).

В другом эксперименте одновременно измерялись осциллограммы сигнала на выходе приваренного пассивного одномодового волокна, сигнал высвечивания на месте сварки, а также мощность прямой и обратной волны (рис. 145).

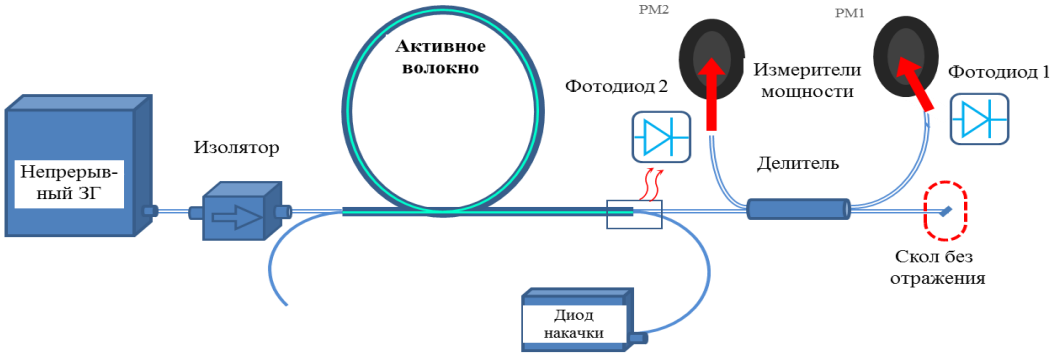


Рисунок 145. Схема эксперимента по измерению мощности и осциллограмм основной моды (фотодиод 1) и высвечивания на сварке (фотодиод 2).

В этом эксперименте при достижении порога ПМН наблюдались синхронные противофазные колебания основной моды и сигнала высвечивания (более высоких мод) (рис. 146). Типичные частоты колебаний мощности составляли от нескольких сотен Герц до нескольких кГц (рис. 144 и 146).

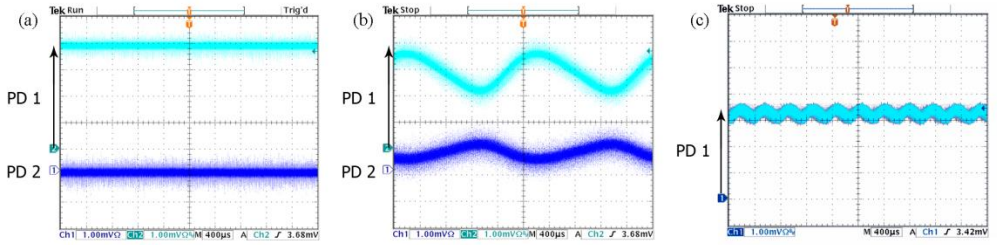


Рисунок 146. Осциллограммы основной моды с фотодиода 1 на рисунке 145 (светло-синие кривые) и высоких мод (высвечивания на сварке) с фотодиода 2 (тёмно-синие кривые): ниже порога (a), немного выше порога (b), и далеко над порогом ПМН (c).

Были измерены зависимости порога ПМН от мощности, ширины спектра и состояния поляризации входного сигнала, длины активного волокна, направления распространения и длины волны накачки, от мощности и длины волны сигнала, распространяющегося во встречном к основному сигналу направлении. Порог ПМН (определяемый по мощности выходного сигнала, рис. 147) менялся от нескольких Ватт до нескольких десятков Ватт: он рос с увеличением мощности входного сигнала и ширины линии входного сигнала (рис. 147).

Эффект ПМН регистрировался как для чисто непрерывного сигнала, так и для импульсно-периодической последовательности наносекундных импульсов (с частотой повторения в сотни кГц), при этом средняя мощность порога ПМН для импульсно-периодического сигнала примерно равнялась пороговой мощности ПМН для непрерывного сигнала.

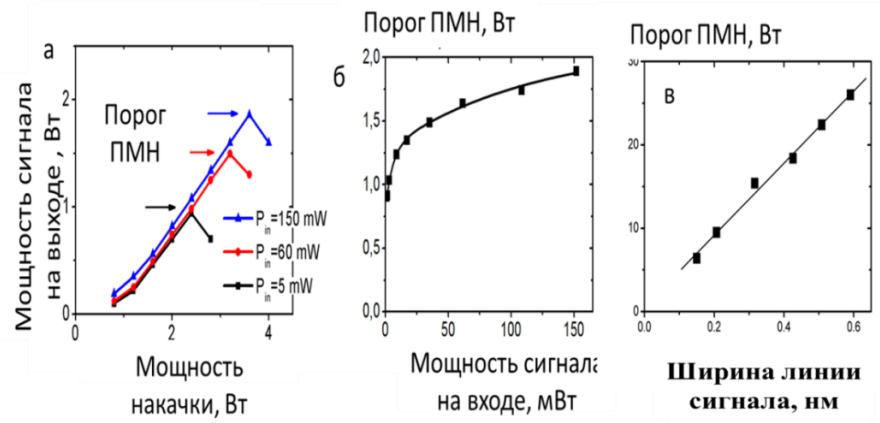


Рисунок 147. Зависимость мощности выходного сигнала от мощности накачки при разном уровне мощности сигнала на входе P_{in} (а), зависимость ПМН (по выходному сигналу) от мощности сигнала на входе (б), и от ширины линии входного сигнала (в). Ширина линии входного сигнала на рисунках (а) и (б) была менее 0,05 нм, длина активного волокна - 6 м.

При теоретическом анализе ПМН поляризационно-сохраняющее иттербиевое волокно с двумя оболочками представлялось как бесконечный составной цилиндр: ФС сердцевина, легированная Yb^{3+}; оболочка накачки из кварцевого стекла; полимерная оболочка (аналогичное волокно схематически изображено на рисунке 120(в)). Волокно накачивалось либо непосредственно в оболочку, либо с помощью дополнительного многомодового волокна, транспортирующего накачку в конфигурации GT-wave [286]. Основные теплофизические и спектроскопические параметры ФС волокна, использованные в расчётах, приведены в Таблице 8; специфические параметры волокна "НТО "ИРЭ-Полюс" и накачки приведены в Таблице 10. Параметры иттербиевого волокна соответствовали маломодовой сердцевине (они допускали распространение нескольких поперечных мод сигнала на длине волны 1064 нм: основной моды LP_{01}, и мод более высокого порядка LP_{11}, LP_{21}, LP_{31} и LP_{02}; моды с высокими индексами были вытекающими [245,246,287,288]).

При анализе предполагалось взаимодействие только двух линейно-поляризованных мод: основной моды LP_{01} и первой моды LP_{11}, с комплексными амплитудами

$$E_{01} = A_0(z,t)e^{i(2\pi\nu_s t - k_0 z)}\psi_0(r),\ E_{11} = (A_1^s(z,t)e^{-i\Omega t + i\phi} + A_1^{as}(z,t)e^{i\Omega t - i\phi})e^{i(2\pi\nu_s t - k_1 z)}\psi_1(r), \qquad (148)$$

где ν_s – частота сигнала, t - время, k_0 и k_1 постоянные распространения мод, z и r – продольная и поперечная координаты волокна, φ – полярный угол, Ω – частотный сдвиг Стоксовой и анти-Стоксовой компонент LP_{11} моды с комплексными амплитудами A_1^s и A_1^{as}, соответственно; ψ_0 и ψ_1 – радиальные распределения мод: $\psi_{0,1}(r) = C_{0,1}J_{0,1}(u_{0,1}r/r_0)/J_{0,1}(u_{0,1})$ если $r \le r_0$, и $\psi_{0,1}(r) = C_{0,1}K_{0,1}(w_{0,1}r/r_0)/K_{0,1}(w_{0,1})$, если $r > r_0$, $C_{0,1}$ – константы нормировки, J_i и K_i – функции Бесселя и Макдональда i-ого порядка, постоянные $u_{0,1}$ и $w_{0,1}$ определялись соотношениями: $u_{0,1}^2 = r_0^2(n_0^2(2\pi/\lambda_s)^2 - k_{0,1}^2), w_{0,1}^2 = r_0^2(k_{0,1}^2 - (n_0 - \Delta n_{core})^2(2\pi/\lambda_s)^2)$, и были связаны характеристическими уравнениями: $u_{0,1}J_{1,2}(u_{0,1})/J_{0,1}(u_{0,1}) = w_{0,1}K_{1,2}(w_{0,1})/K_{0,1}(w_{0,1})$. Пространственная структура каждой из

мод предполагалась неизменяющейся (из-за возможного самовоздействия или нелинейного взаимодействия).

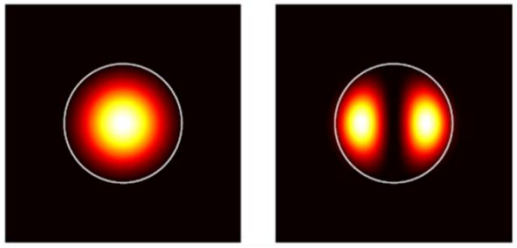


Рисунок 148. Профили интенсивности поперечных линейно-поляризованных мод сердцевины волокна. Слева направо: моды LP_{01} и LP_{11} [279]

Система уравнений для комплексных амплитуд квазимонохроматических мод в приближении слабого волновода ($\Delta n_{core} << n_0$) и после усреднения по поперечному сечению каждой из мод была следующей:

$$\frac{\partial A_0}{\partial z}+\frac{1}{\upsilon_0}\frac{\partial A_0}{\partial t}=-i\frac{2\pi n_0}{\lambda_s k_0}(A_0\langle\psi_0^2\delta H\rangle+A_1^s e^{-i\Omega t+iqz}\left\langle\psi_1\psi_0\delta H e^{i\phi}\right\rangle+A_1^{as}e^{i\Omega t+iqz}\left\langle\psi_1\psi_0\delta H e^{-i\phi}\right\rangle);\frac{\partial A_1^s}{\partial z}+\frac{1}{\upsilon_1}\frac{\partial A_1^s}{\partial t}==-i\frac{2\pi n_0}{\lambda_s k_1}(A_1^s\langle\psi_1^2\delta H\rangle+$$

$$+A_0 e^{i\Omega t-iqz}\left\langle\psi_0\psi_1\delta H e^{-i\phi}\right\rangle);\frac{\partial A_1^{as}}{\partial z}+\frac{1}{\upsilon_1}\frac{\partial A_1^{as}}{\partial t}=-i\frac{2\pi n_0}{\lambda_s k_1}(A_1^{as}\langle\psi_1^2\delta H\rangle+A_0 e^{-i\Omega t-iqz}\left\langle\psi_0\psi_1\delta H e^{i\phi}\right\rangle), \qquad (149)$$

где $\upsilon_{0,1}$ – фазовые скорости мод, $q=k_0-k_1\left(\left|q/k_0\right|<<1\right)$, $\langle...\rangle=\frac{1}{\pi r_0^2}\int_0^\infty\int_0^{2\pi}...rdrd\phi$, $\left\langle\psi_{0,1}^2\right\rangle=1$,

$$\delta H=\frac{2\pi}{\lambda_s}(\partial n/\partial T)\delta T+\frac{i}{2}((\sigma_{em}^s+\sigma_{ab}^s)(1+i\beta)\delta N_{ex}-\sigma_{ab}^s N_d), \qquad (150)$$

δN_{ex} населённость верхнего уровня $^2F_{5/2}$, $\beta=\frac{8\pi^2}{\lambda_s n_0}F_L^2\frac{\Delta p}{\sigma_{em}^s+\sigma_{ab}^s}$, $F_L=\frac{n_0^2+2}{3}$ - фактор локального поля. В выражении (150) предполагалось ИПП из-за температурных изменений и изменения населённостей (в том числе, учитывалась электронная компонента ИПП). При этом пренебрегалось всеми остальными механизмами нелинейности (керровской нелинейностью, стрикционным ВРМБ, ВКР и другими).

Населённость верхнего уровня описывалась следующим уравнением:

$$\frac{\partial N_{ex}}{\partial t}+\frac{N_{ex}}{T_1}+\frac{N_{ex}(\sigma_{ab}^p+\sigma_{em}^p)P_p}{h\nu_p S_{cl}}=\frac{\sigma_{ab}^p N_d P_p}{h\nu_p S_{cl}}-\frac{(\sigma_{em}^s+\sigma_{ab}^s)I_s}{h\nu_s}(N_{ex}-\frac{\sigma_{ab}^s N_d}{\sigma_{em}^s+\sigma_{ab}^s}), \qquad (151)$$

где $S_{cl}=\pi r_1{}^2$, P_p и ν_p – мощность и частота накачки, соответственно, I_s – полная интенсивность сигнала (включая обе моды и их интерференционное поле).

Температурное распределение в волокне описывалось следующим уравнением:

$$\frac{\partial T}{\partial t}-\frac{K_1}{\rho_1 C_{1p}}\nabla^2 T=\frac{h\nu_T}{\rho_1 C_{1p}}\frac{N_{ex}}{T_1}+\frac{\nu_p-\nu_s}{\nu_s}\frac{(\sigma_{em}^s+\sigma_{ab}^s)I_s}{\rho_1 C_{1p}}(N_{ex}-\frac{\sigma_{ab}^s N_d}{\sigma_{em}^s+\sigma_{ab}^s}), \qquad (152)$$

где ∇^2 - Лапласиан, $h\nu_T$ – энергия безизлучательных переходов между подуровнями основного состояния $^2F_{7/2}$ после спонтанного перехода с верхнего лазерного уровня.

Распределения температуры и населённости δT *и* δN_{ex} включали по три компоненты:

$$\begin{pmatrix}\delta T\\ \delta N_{ex}\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}T_0(z,r,t)\\ \delta N_{ex}^0(z,r,t)\end{pmatrix}+\begin{pmatrix}\delta T^s(z,r,t)\\ \delta N_{ex}^s(z,r,t)\end{pmatrix}e^{-i\Omega t+i\phi+iqz}+\begin{pmatrix}\delta T^{as}(z,r,t)\\ \delta N_{ex}^{as}(z,r,t)\end{pmatrix}e^{i\Omega t-i\phi+iqz}, \qquad (153)$$

первая компонента соответствует изменениям под действием интенсивностей каждой из мод, вторая и третья – решёткам, индуцируемым интерференционными полями мод.

Рисунок 149. Схематическое изображение волоконного усилителя с длиннопериодной решёткой населённости в сердцевине (максимумы изображены розовым цветом), белым показана оболочка накачки, серым – пластиковая.

При подстановке (153) в (151) и (152), а затем в (150) и в (149), возникали следующие величины:

$$\begin{pmatrix} T_{00} & N_{00} \\ T_{11} & N_{11} \\ T_{01}^{s} & N_{01}^{s} \\ T_{01}^{as} & N_{01}^{as} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \langle T_0(z,r,t)\psi_0^2\rangle & \langle \delta N_{ex}^0(z,r,t)\psi_0^2\rangle \\ \langle T_0(z,r,t)\psi_1^2\rangle & \langle \delta N_{ex}^0(z,r,t)\psi_1^2\rangle \\ \langle \delta T^s(z,r,t)\psi_0\psi_1 e^{-i\phi}\rangle & \langle \delta N_{ex}^s(z,r,t)\psi_0\psi_1 e^{-i\phi}\rangle \\ \langle \delta T^{as}(z,r,t)\psi_1\psi_0 e^{i\phi}\rangle & \langle \delta N_{ex}^{as}(z,r,t)\psi_1\psi_0 e^{i\phi}\rangle \end{pmatrix}. \quad (154)$$

Входящие в (154) корреляторы населённости высокого порядка сводились к корреляторам более низкого порядка:

$$\left\langle \delta N_{ex}^0 \psi_{0,1}^4 \right\rangle \approx N_{00,11} \frac{\left\langle \psi_{0,1}^4(r)\right\rangle}{\left\langle \psi_{0,1}^2(r)\right\rangle}, \left\langle \delta N_{ex}^0 \psi_0^2 \psi_1^2 \right\rangle \approx N_{00} \frac{\left\langle \psi_0^2(r)\psi_1^2(r)\right\rangle}{\left\langle \psi_0^2(r)\right\rangle}, \left\langle \delta N_{ex}^{s,as} \psi_{0,1}^3 \psi_{1,0} \right\rangle \approx N_{01}^{s,as} \frac{\left\langle \psi_{0,1}^4(r)\psi_{1,0}^2(r)\right\rangle}{\left\langle \psi_0^2(r)\psi_1^2(r)\right\rangle}. \quad (155)$$

Температурные корреляторы для решёток также упрощались (предполагая, что $\delta T^{s,as} \sim \psi_1\psi_0 e^{\pm i\phi \mp iqz} \sim J_1(u_1 r/r_0)J_0(u_0 r/r_0)e^{\pm i\phi \mp iqz}$). При этом оценивались выражения с Лапласианами как: $\left\langle \psi_0(r)\psi_1(r)e^{\mp i\phi \pm iqz}\nabla^2(\delta T^{s,as}(z,r,t))\right\rangle \approx -(b^2+q^2)T_{01}^{s,as}(z,t)$, где константа b оценивалась как:

$$b^2 = \frac{u_0^2+u_1^2}{r_0^2} + \frac{2u_0u_1\int_0^{r_0} J_1(u_1 r/r_0)J_0(u_0 r/r_0)(J_1(u_0 r/r_0)J_0(u_1 r/r_0)r - J_1(u_1 r/r_0)J_1(u_0 r/r_0)r_0/u_1)dr}{r_0^2\int_0^{r_0} J_1^2(u_1 r/r_0)J_0^2(u_0 r/r_0)rdr} \approx \frac{13}{r_0^2}.$$

В результате таких упрощений получалась замкнутая система уравнений для всех решёток и полей. В частности, уравнений для корреляторов температурных и населённостных решёток выглядели следующим образом:

$$\frac{\partial T_{01}^{s,as}}{\partial t} \mp i\Omega T_{01}^{s,as} - \frac{\mathrm{K}_1}{\rho_1 C_{1p}}(b^2+q^2)T_{01}^{s} = \frac{(\sigma_{em}^s+\sigma_{ab}^s)(\nu_p-\nu_s)}{\rho_1 C_{1p}\nu_s}\left[N_{01}^{s,as}\frac{\left\langle \psi_0^4\psi_1^2\right\rangle |A_0|^2 + (|A_1^s|^2+|A_1^{as}|^2)\left\langle \psi_1^4\psi_0^2\right\rangle}{\left\langle \psi_0^2\psi_1^2\right\rangle} + \right. \quad (156)$$

$$\left. + (\frac{N_{00}}{\left\langle \psi_0^2\right\rangle} - \frac{\sigma_{ab}^s N_d}{\sigma_{em}^s+\sigma_{ab}^s})\left\langle \psi_0^2\psi_1^2\right\rangle (A_0^* A_1^{s,as} + A_1^{as,s*}A_0 e^{\mp 2iqz}) \right] \frac{cn_0}{8\pi} + \frac{h\nu_T}{\rho_1 C_{1p}\tau} N_{01}^{s,as},$$

$$\frac{\partial N_{01}^{s,as}}{\partial t} \mp i\Omega N_{01}^{s,as} + \frac{N_{01}^{s,as}}{T_1} + \frac{N_{01}^{s,as}(\sigma_{em}^p+\sigma_{ab}^p)P_p}{\pi r_1^2 h\nu_p} = \frac{\sigma_{em}^s+\sigma_{ab}^s}{h\nu_s}\frac{cn_0}{8\pi}\left[N_{01}^{s,as}\frac{\left\langle \psi_0^4\psi_1^2\right\rangle |A_0|^2 + (|A_1^s|^2+|A_1^{as}|^2)\left\langle \psi_1^4\psi_0^2\right\rangle}{\left\langle \psi_1^2\psi_0^2\right\rangle} + \right. \quad (157)$$

$$\left. + (\frac{N_{00}}{\left\langle \psi_0^2\right\rangle} - \frac{\sigma_{ab}^s N_d}{\sigma_{em}^s+\sigma_{ab}^s})\left\langle \psi_1^2\psi_0^2\right\rangle (A_0^* A_1^{s,as} + A_1^{as,s*}A_0 e^{\mp 2iqz}) \right],$$

где c – скорость света в вакууме.

Уравнения для мощностей накачки в активном волокне P_p и во вспомогательном волокне P_ax (в случае GT-wave накачки) были следующие:

$$\frac{\partial P_p}{\partial z} = (-N_d(\sigma_{em}^p+\sigma_{abab}^p)+\sigma_{em}^p\langle \delta N_{ex}\rangle)\frac{r_0^2}{r_1^2}P_p + \gamma(P_{ax}-P_p), \qquad \frac{\partial P_{ax}}{\partial z} = -\gamma(P_{ax}-P_p), \quad (158)$$

где γ – коэффициент перекачки мощности накачки из вспомогательного в основное волокно.

В расчётах сигнал включался ранее накачки на время 1…50 мкс (в соответствии с экспериментом). Отношения мощностей мод LP_{01} и LP_{11} на входе варьировались от 40 до 10^4.

Начальные возмущения температуры и населённостей предполагались нулевыми. Система полученных укороченных уравнений в частных производных (по t и z) решалась методом предсказание – коррекция [229,233]. Численное моделирование проводилось совместно с М.С. Кузнецовым (при консультации с Юнаковским А.Д.).

Для ***узкополосного сигнала*** (когда разбегание мод на длине волокна L за время когерентности пренебрежимо мало: $(1/\upsilon_1 - 1/\upsilon_0)L\Delta\nu_s \ll 1$, где $\Delta\nu_s$ – ширина линии сигнала) производной по времени в левых частях уравнений для амплитуд мод (148) можно пренебречь. Результаты численных расчётов в этом случае показали, что полный коэффициент усиления анти-Стоксовой компоненты моды LP_{11} может значительно превосходить коэффициенты усиления основной моды LP_{01} и Стоксовой компоненты моды LP_{11} (для параметров волокна, сигнала и накачки, использованных в эксперименте). Типичные распределения мощности мод вдоль волокна и во времени (на выходе волокна) показаны на рисунке 150.

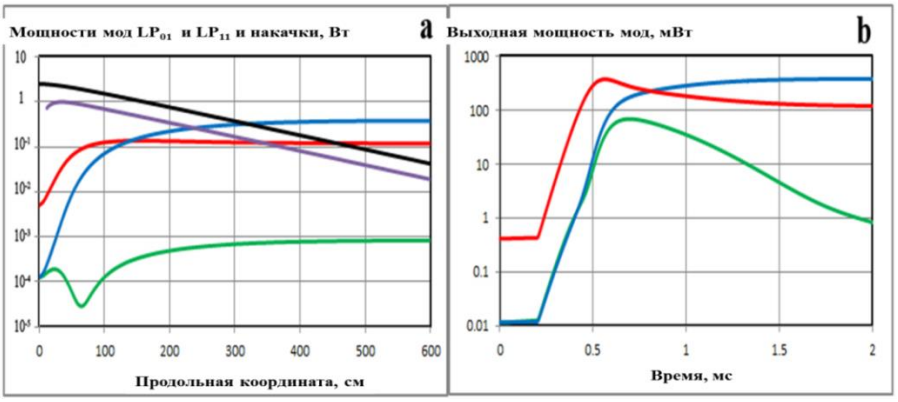


Рисунок 150. Мощности основной моды LP_{01} (красный), анти-Стоксовой (синяя) и Стоксовой (зелёная) компонент моды LP_{11} и накачки в активном волокне (фиолетовая) и во вспомогательном волокне (чёрный) на длине волокна в момент времени t = 2 мс после включения накачки с мощностью 5 Вт (сигнал был включен за 20 мкс до включения накачки) (a), и от времени на выходе волокна (b). Отношение мощностей мод LP_{01} и LP_{11} равно 40, частотная отстройка Ω = 4 кГц.

Расчёты показали, что относительный коэффициент усиления (определяемый отношением усиления анти-Стоксой компоненты моды LP_{11} ($P_{11}^{as}(z=L,t_{st})/P_{11}^{as}(z=0,t_{st})$) к усилению моды LP_{01} ($P_{01}(z=L,t_{st})/P_{01}(z=0,t_{st})$) в момент времени после выхода на стационарное распределение t_{st} = 2 мс имеет максимум для частотной отстройки $\Omega \approx$ 4-5 кГц при мощности накачки 1-1,5 Вт (рис. 151). Величина оптимального частотного сдвига Ω растёт с ростом мощности накачки и основной моды: от единиц кГц (при мощности накачки в единицы Ватт) до сотен кГц мощности накачки в десятки Ватт) (рис. 151б). Оптимальный частотный сдвиг слабо зависит от числовой апертуры сердцевины NA (варьируемой от 0,16 до 0,23) и от отношения мощностей мод LP_{11} и LP_{01} на входе (варьируемого от 40 до 10^3 при фиксированной мощности входного сигнала). Следует отметить, что в нестационарном режиме, когда длительность импульса накачки намного меньше времени спонтанной релаксации населённости T_1, перекачка мощности от

моды LP_{01} к LP_{11} возникает и без дополнительного частотного сдвига (оранжевая пунктирная кривая на рис. 151а). Сам частотный сдвиг (~кГц – сотни кГц) может быть обусловлен механическими колебаниями и техническими шумами усилителя. Прямые экспериментальные измерения выявили зависимость порога ПМН от частоты модуляции накачки: порог сначала уменьшался (при частоте модуляции 0,3 кГц), а затем возрастал (вплоть до частоты в 4 кГц).

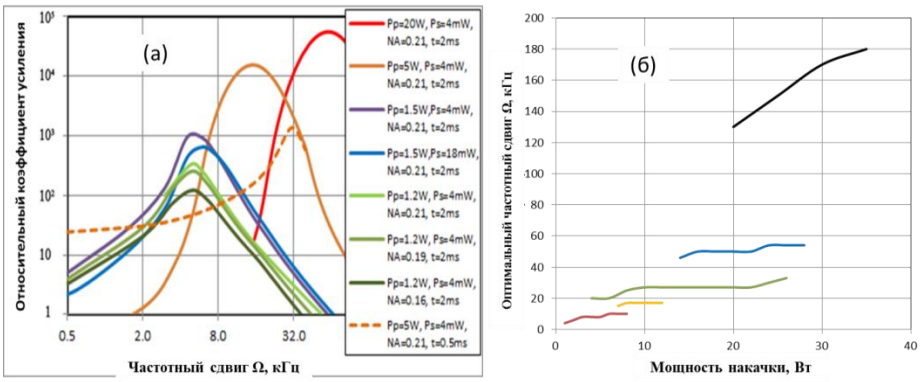


Рисунок 151. Относительное усиление анти-Стоксовой компоненты моды LP_{11} (по сравнению с основной модой) как функция частотного сдвига Ω для различных мощностей накачки и сигнала на входе волокна (P_p и P_S), величины числовой апертуры (NA) в различные моменты времени t после включения накачки (а); оптимальный частотный сдвиг анти-Стоксовой компоненты моды LP_{11} как функция мощности накачки (на входе) для разных значений входной мощности сигнала: 43 мВт (красная), 200 мВт (жёлтая), 430 мВт (зеленая), 860 мВт (синяя), 4,3 Вт (черная) (б) (концентрация активатора Yb – $2{,}6\times10^{20}$ см$^{-3}$; ФС волокно; время нарастания сигнала на входе - 10 мкс; время нарастания накачки на входе - 5 мкс; радиус сердцевины - 5 мкм; показатель преломления сердцевины 1,47; коэффициент деления мод по мощности на входе – 2000).

Дополнительный коэффициент усиления анти-Стоксовой компоненты моды LP_{11} объясняется нелинейно-оптической перекачкой мощности (и энергии) из основной моды на динамической электронной РПП, сопровождающей решётку населённости, которая индуцируется, в свою очередь, интерференционным полем мод LP_{01} и LP_{11}. При этом анти-Стоксов сдвиг нарастающей компоненты моды LP_{11} является индикатором доминирования электронной решётки РПП которая обеспечивает перекачку мощности из моды LP_{01} (в отличие от тепловой РПП, которая обеспечивает перекачку мощности в волну со Стоксовым сдвигом). Действительно, расчёт амплитуд электронных и тепловых динамических РПП показывает существенное превосходство электронной РПП (рис. 152). Абсолютные величины амплитуд решёток (при мощности накачки 6 Вт и входного сигнала 5 мВт): (на выходе волокна, максимальные во времени) температурной РПП - $1{,}8\times10^{-5}$ К$^{-1}$, электронной РПП – $2{,}2\times10^{16}$ см$^{-3}$; (максимальные по координате в момент времен 2 мс) температурной РПП - $3{,}8\times10^{-6}$ К$^{-1}$, электронной РПП – $1{,}75\times10^{16}$ см$^{-3}$. Следует отметить, что вывод о доминирующей роли электронных РПП противоречит выводу о превосходстве температурной РПП для усилителя с большим размером моды [279,280,282]. Однако это противоречие легко объяснимо: в волокне с большим диаметром сердцевины температурная решётка может нарастать до гораздо большой величины, чем электронная (особенно при большой мощности накачки и сигнала, когда рост решётки населённости ограничивается насыщением в “среднем поле”). Подобные эффекты

конкуренции электронных и тепловых РПП хорошо известны для объёмных (кристаллических) лазерных сред и обсуждались в главах 1 - 3 настоящей диссертации.

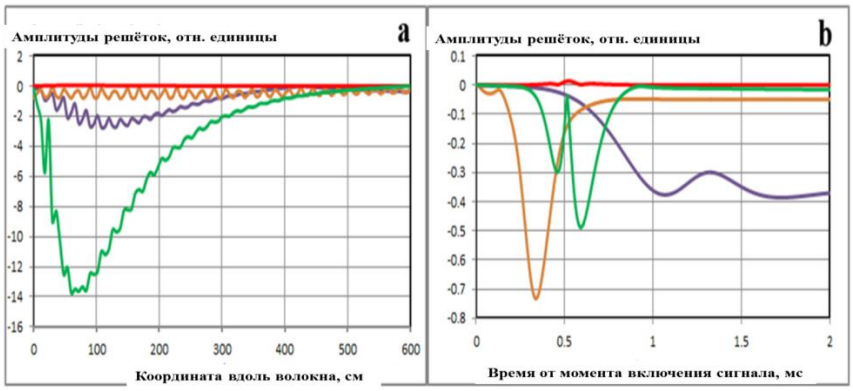


Рисунок 152. Численно-рассчитанные амплитуды динамических РПП в иттербиевом волоконном усилителе, обусловленные температурными изменениями (красная) и различием поляризуемости ионов Yb^{3+} (коричневая, фиолетовая, зелёная) на длине волокна в момент времени 2 мс после включения сигнала (a), и от времени на выходе усилителя (b). Входная мощность LP_{01} моды - 5 мВт (коэффициент деления мощности мод LP_{01} и LP_{11} на входе - 40), мощность входной накачки (в дополнительном “GT-wave” волокне) - $P_{ax}(0)$ = 2,5 Вт, а частотный сдвиг моды LP_{11} - Ω = 6 кГц (зелёная и красная), $P_{ax}(0)$ = 1,5 Вт и Ω = 4,25 кГц (коричневая), $P_{ax}(0)$ = 0,75 Вт и Ω = 4,25 кГц (фиолетовая). Относительные единицы амплитуд решёток – единицы полного фазового набега.

Численные расчёты подтверждают, что мощность основной моды LP_{01} на выходе нарастает с ростом мощности накачки вплоть до некоторого “порогового” значения, а затем начинает уменьшаться (из-за перекачки энергии в анти-Стоксову компоненту моды LP_{11}) (рис. 153). Этот порог соответствует порогу ПМН, измеряемому в эксперименте. Пороговая мощность сигнала на выходе растёт с ростом мощности входного сигнала (что полностью соответствует экспериментам) и с ростом коэффициента деления мод LP_{11} and LP_{01} на входе. “Деление” мощности между основной и высокими модами на входе волоконного усилителя (с диаметром ~10 мкм), связано с неидеальной одномодовостью сердцевины использованного иттербиевого волокна.

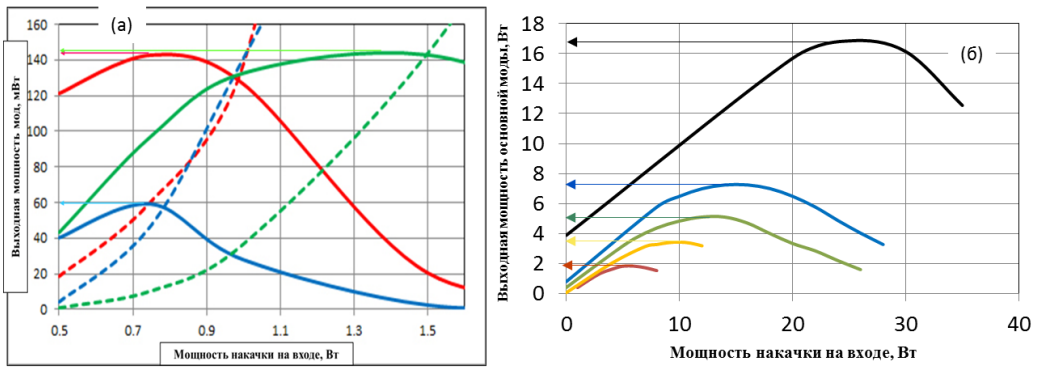


Рисунок. 153. (а) Выходная мощность основной моды LP_{01} (сплошные линии) и анти-Стоксовой компоненты моды LP_{11} (пунктирные линии) от мощности накачки (в момент времени после включения сигнала 2 мс) для входной мощности моды LP_{01} 5 мВт (синяя и зелёная) или 60 мВт (красная), для отношения входных мощностей мод LP_{01} и LP_{11} - 40 (для синей и красной) или 200 (для зелёной). Стрелки указывают на значение “пороговой” мощности основной моды на выходе (по аналогии с экспериментом). (б) Выходная мощность основной моды LP_{01} от мощности накачки (в момент времени 10 мс) для входной мощности моды LP_{01} 43 мВт (коричневая), 200 мВт (жёлтая), 430 (тёмно-зелёная), 860 мВт (тёмно-синяя), 4,3 Вт (чёрная); отношение входных мощностей мод LP_{01} и LP_{11} – 2000.

Большая величина разности постоянных распространения мод $q = k_0 - k_1$ препятствует прямому Стокс – анти-Стоксову взаимодействию, поэтому в установившемся режиме ПМН нарастает только анти-Стоксова компонента моды LP_{11}.

Более подробно экспериментально и численно был исследован начальный этап развития неустойчивости (в течение нескольких миллисекунд после включения накачки при включённом сигнале). Эксперименты показали наличие нестационарного “провала” мощности основной моды на выходе в определённом интервале мощностей накачки ещё до достижения порога стационарной ПМН (красная и зелёная кривые на рис. 154а). Численные расчёты подтвердили наличие такого нестационарного провала для мощности основной моды LP_{01} за счёт перекачки в моду LP_{11} на той же самой частоте (без частотного сдвига $\Omega = 0$) (рис. 154б). Численные расчёты показали также осцилляторную перекачку мощности основной моды в моду LP_{11} на отстроенной частоте (без частотного сдвига $\Omega = 2$ кГц).

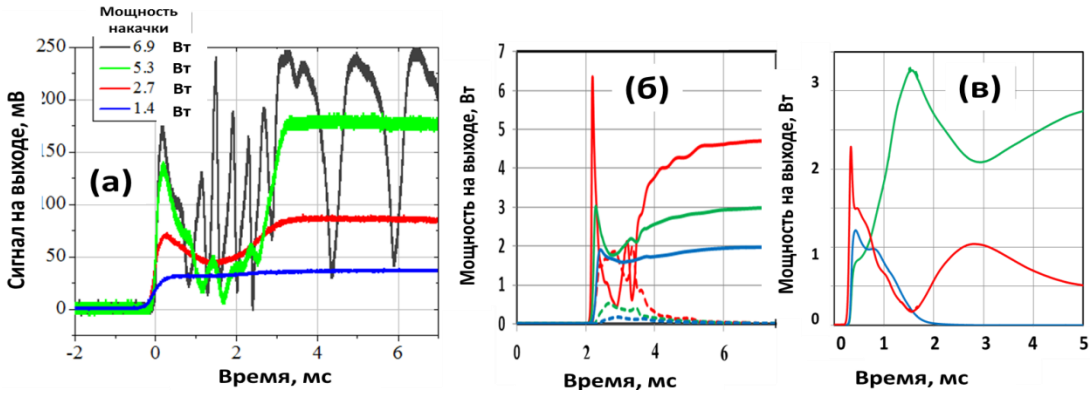


Рисунок 154. Мощность основной моды на выходе сразу после включения накачки (сигнал включен заранее): в экспериментах (при разной стационарной мощности накачки) (а); в численных расчётах для основной моды LP_{01} (сплошные линии) и моды LP_{11} компоненты ($\Omega = 0$) (пунктир) при стационарной мощности накачки 4Вт (синие), 6 Вт (зелёные), 9 Вт (красные) (б); в численных расчётах для основной моды LP_{11} (красная), анти-Стоксовой (зелёная) и Стоксовой (синяя) компонент моды LP_{11} ($\Omega = 2$ кГц) при мощности накачки 7 Вт (в).

Можно отметить, что расчёты проводились только для двух мод (LP_{01} и LP_{11}). При достижении максимальной мощности анти-Стоксовой компоненты первой моды LP_{11} можно ожидать перекачку энергии в следующую анти-Стоксову компоненту мод с более высокими индексами (LP_{02}, LP_{21}, LP_{31}) и/или в анти-Стоксову компоненту основной моды LP_{01} (при этом нарастающая компонента будет иметь сдвиг ~2Ω относительно частоты входной волны). В пользу последнего сценария говорит колебательный характер энергообмена и кинетика мощностей мод LP_{01} и LP_{11} на выходе, наблюдаемая в экспериментах (рис. 146).

Для ***широкополосного входного сигнала*** (когда разбеганием мод LP_{01} и LP_{11} на длине волокна L за время когерентности нельзя пренебречь: $(1/\upsilon_1 - 1/\upsilon_0)L\Delta\nu_s \geq 1$) частные производные по времени от комплексных амплитуд A_0 и A_1^{ac} в левой части уравнения (149) должны быть учтены. Для анализа этой ситуации комплексная амплитуда каждой из мод LP_{01} and LP_{11} представлялась в виде набора продольных мод задающего генератора:

$$A_{0,1}^{s,as}(z,t)=\sum_{m=-M}^{M}B_{0,1m}^{s,as}(z,t)e^{im\Delta t+i\varphi_m}, \qquad (159)$$

где $B_{0,1m}^{s,as}$ - новые медленно-меняющиеся комплексные амплитуды, Δ – межмодовый частотный интервал, ϕ_m – фаза m-ой продольной моды. Межмодовый интервал Δ считался намного большим, чем характерные времена нелинейного взаимодействия ($\Delta >> T_{1\text{eff}}^{-1}$, τ_{ther}^{-1}, ult T_{1eff} – эффективное время жизни возбуждённого уровня, τ_{ther} – характерное время релаксации температурных возмущений в волокне). Спектр продольных мод считался неизменным.

В этом случае уравнения (149) были переписаны для новых медленно-меняющихся комплексных амплитуды (Стоксовой компонентой здесь пренебрегалось, поскольку $qL>>1$):

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial B_{0m}}{\partial z}+\frac{im\Delta}{\upsilon_0}B_{0m}=\frac{\sigma_{em}^{s}+\sigma_{ab}^{s}}{2}(1+i\beta)(N_{00}B_{0m}+N_{01}B_{1m}^{as})-\frac{\sigma_{ab}^{s}}{2}N_dB_{0m}-i\frac{2\pi}{\lambda_s}(\frac{\partial n}{\partial T})(T_{00}B_{0m}+T_{01}B_{1m}^{as}),\\
&\frac{\partial B_{1m}^{as}}{\partial z}+\frac{im\Delta}{\upsilon_1}B_{1m}^{as}=\frac{\sigma_{em}^{s}+\sigma_{ab}^{s}}{2}(1+i\beta)(N_{00}B_{1m}^{as}+N_{01}^{*}B_{0m})-\frac{\sigma_{ab}^{s}}{2}N_dB_{1m}^{as}-i\frac{2\pi}{\lambda_s}(\frac{\partial n}{\partial T})(T_{00}B_{1m}^{as}+T_{01}^{*}B_{0m}),
\end{aligned} \qquad (160)$$

где населённостные N_{ij} и температурные T_{ij} корреляторы зависели от средней интенсивности $<I_\Sigma>=\sum_{m=-M}^{M}\left(|B_{om}|^2+|B_{1m}^{as}|^2\right)$, и интерференционного поля мод в виде $\sum_{m=-M}^{M}B_{om}B_{1m}^{as*}$. Частотная отстройка анти-Стоксовой компоненты Ω считалась одинаковой для всех продольных мод.

Численные расчёты системы уравнений (160) для комплексных амплитуд ($2M$+1 уравнение для комплексных амплитуд продольных мод каждой из поперечных мод LP_{01} и LP_{11}), и уравнения дня накачки, температуры, населённости и их решёток показали наличие перекачки мощности от моды LP_{01} в анти-Стоксову компоненту моды LP_{11}. Дополнительное “нелинейное” усиление зависело от ширины линии сигнала $\Delta\nu_s = 2M\Delta$, а также от мощностей сигнала и накачки (рис. 155).

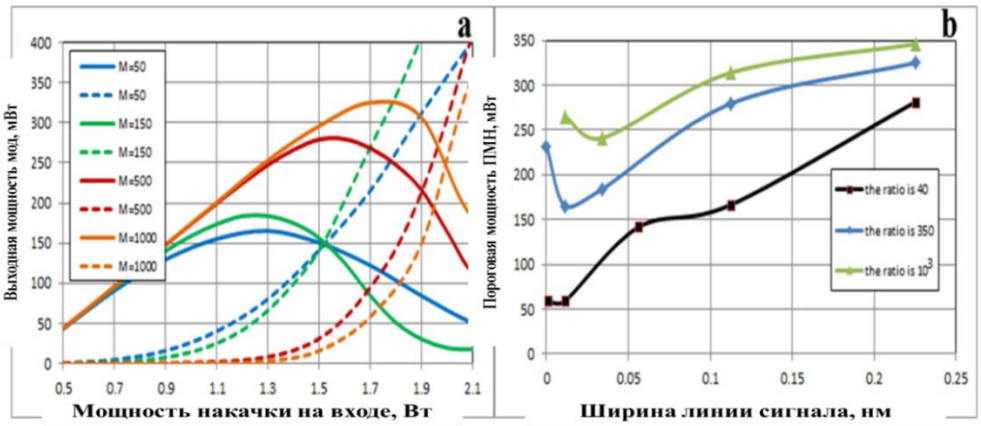


Рисунок 155. Выходная мощность основной моды LP_{01} (сплошные линии) и анти-Стоксовой компоненты моды LP_{11} с оптимальным частотным сдвигом (пунктирные линии) от мощности накачки для разного числа продолных мод M (a); пороговая мощность моды LP_{01} как функция ширины линии сигнала (b) (мощность моды LP_{01} на входе 5 мВт; отношение мощностей мод на входе 350 для рисунка (a), и варьировалось от 40 до 10^3 для рисунка (b)).

Мощность выходного сигнала в моде LP_{01} нарастала с ростом накачки до некоторого порогового уровня (рис. 155a), а этот порог зависел от ширины линии сигнала и отношения

мощностей мод на входе (рис. 155b). Возрастание порога ПМН при расширении частотной линии сигнала находится в хорошем качественном соответствии с экспериментальными результатами.

Таким образом, численные расчёты показали, что основным механизмом ПМН в иттербивых маломодовых усилителях (с диаметром сердцевины ~10 мкм) является рассеяние основной моды на динамической электронной РПП, сопровождающей решётку населённости, индуцируемую интерференционным полем основной моды LP_{01} и затравки моды LP_{11}. Этот эффект имеет аналог в виде ДВВ на резонансной нелинейности или ВРР в объёмных лазерных кристаллах (которые были описаны в главе 2 настоящей диссертации). С другой стороны, объёмным аналогом ПМН в волоконном усилителе можно назвать и хорошо известную “мелкомасштабную” (“малоугловую”) неустойчивость световых волн в нелинейных средах [290-292].

4.3.2 Модовая неустойчивость в волоконном усилителе при наличии встречного сигнала

Экспериментально и теоретически была исследована ПМН в иттербиевых волоконных усилителях при наличии встречной волны, которая появлялась либо как следствие отражения от выходного торца усиливающего волокна, либо вводилась от внешнего источника навстречу основному сигналу. Эксперименты проводились с использованием тех же маломодовых иттербиевых поляризационно-сохраняющих усилителей, что и описанные в разделе 4.3.1 (смотри таблицу 10). Схема эксперимента по исследованию ПМН в зависимости от коэффициента отражения от выходного торца была аналогична представленной на рисунке 145 (с вариацией и контролем коэффициента отражения от выходного торца, рис. 155). В качестве основного сигнала использовалось излучение либо узкополосного лазерного диода (на длине волны 1064 нм, с шириной линии $\Delta\lambda_S$ < 0,04 нм и мощностью 1-500 мВт), либо волоконного лазера с шириной линии, варьируемой в пределах от 0,14 до 0,5 нм. В другой серии экспериментов сигнал DFB лазерного диода (на длине волны ~1064 нм, с шириной линии ~10 МГц) заводился с выходного торца волоконного усилителя навстречу основному сигналу.

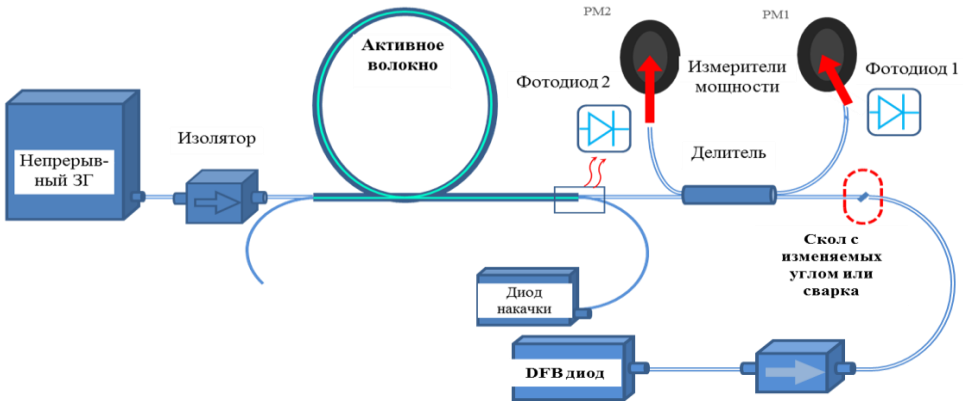


Рисунок 156. Схема эксперимента по исследованию ПМН при наличии встречного сигнала.

Эксперименты показали, что порог ПМН существенно снижается при наличии встречной волны: при увеличении коэффициента отражения от торца с -60 дБ до -15 дБ пороговая мощность ПМН уменьшался на 2 порядка величины (рис. 157b). Порог ПМН рост с ростом ширины линии входного сигнала (рис. 157a). Порог ПМН определялся по выходной мощности сигнала, при которой начиналось её снижение (аналогично экспериментам без встречной волны).

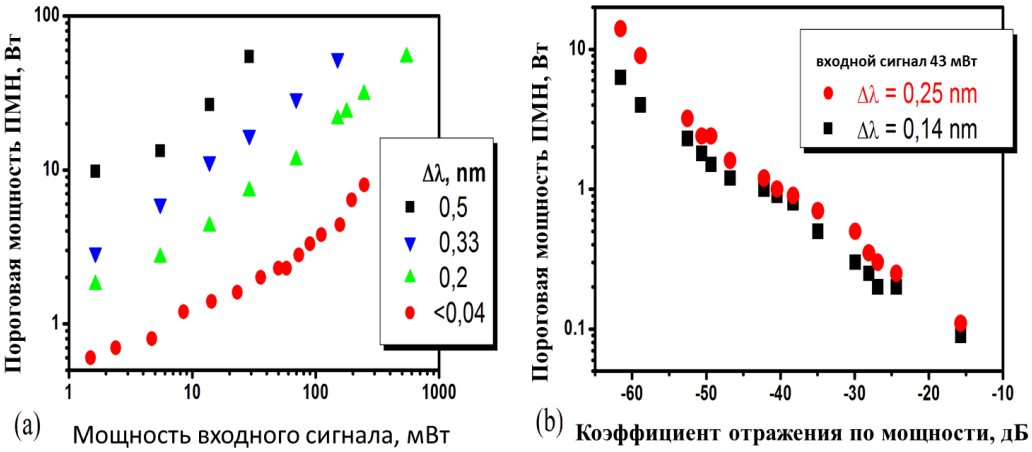


Рисунок 157. Зависимости порога ПМН от мощности основного входного сигнала (при отражении от выходного торца -60 dB) при разной ширине его линии (a), и от коэффициента отражения выходного торца при разной ширине линии исходного сигнала (b).

Аналогичное снижение порога наблюдалось и в эксперименте с внешним сигналом (от DFB лазерного диода): пороговая мощность ПМН снижалась с ростом мощности встречной волны и уменьшения ширины линии сигнала (рис. 158).

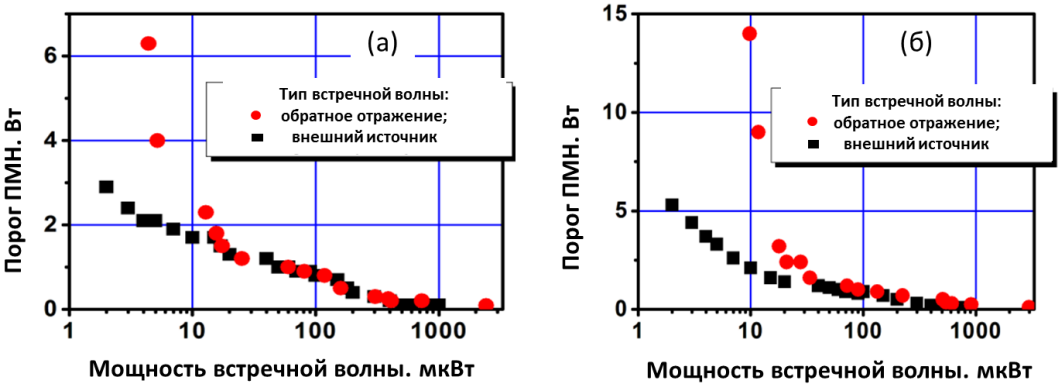


Рисунок 158. Пороговая мощность сигнала от мощности встречной волны в волокне при мощности входного сигнала 43 мВт и ширине линии сигнала 0,14 нм (a), или 0,25 нм (б).

Остальные закономерности ПМН (искажение структуры выходного пучка или высвечивание через сварку с одномодовым волокном, возникновение колебаний выходной мощности, зависимости от мощности сигнала) были аналогичны экспериментам без встречной волны.

При теоретическом анализе ПМН при наличии встречной волны в модели учитывались встречно-распространяющиеся волны в основной LP_{01} и первой модах LP_1 с комплексными амплитудами:

$$E_{01}^{\pm}=A_0^{\pm}(z,t)\psi_0(r)e^{i(\omega t\mp k_0 z)},\ E_{11}^{\pm}=(A_1^{\pm,s}(z,t)e^{-i(\Omega t-\varphi)}+A_1^{\pm,as}(z,t)e^{i(\Omega t-\varphi)})\psi_1(r)e^{i(\omega t\mp k_1 z)}. \quad (161)$$

Параметры мод в выражении (161) были аналогичны описанным для выражения (148). Качественное отличие задачи со встречной волной от рассмотренной ранее однонаправленной задачи заключалось в возможности совместного возбуждения одной и той же динамической РПП интерференционным полем двух пар встречных мод, например интерференционным полем с большим периодом: $(A_0^{+}A_1^{+s,as*}\psi_0^{+}\psi_1^{+}+A_0^{-*}A_1^{-as,s}\psi_0^{-}\psi_1^{-})\exp(-\mathrm{i}\Omega\mathrm{t}-\mathrm{iqz}+\mathrm{i}\varphi))$ (рис. 159). Наряду с длиннопериодными решётками взаимодействие могло происходить и на решётках с малым периодом, индуцируемых интеференционным полем встречных волн, однако эффективность такого взаимодействия ограничивалась длиной когерентности сигнала.

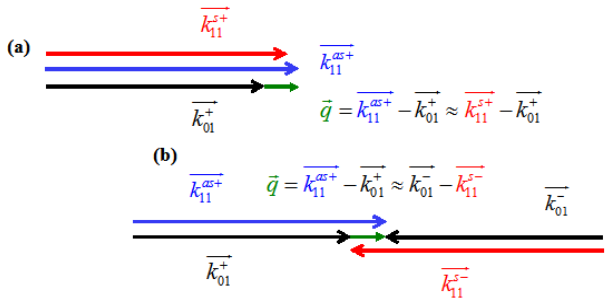


Рисунок 159. Диаграмма волновых векторов взаимодействующих мод и РПП в волоконном усилителе в отсутствие встречных волн (a) и при наличии встречной волны (b). $k_{01}^{\pm}$ и $k_{11}^{s,as\pm}$ - постоянные распространения мод LP_{01} и LP_{11} со Стоксовым и анти-Стоксовым сдвигом частоты (распространению в прямом направлении соответствует индекс "+", в обратном – индекс "-"); $\vec{q}$ – вектор динамической РПП.

Таким образом, в рассматриваемой задаче происходило взаимодействие четырёх световых волн на общей динамической решётке (аналогично ЧВВ на динамической решётке в объёмном усилителе или НЖК, описанному в главах 2 и 3 настоящей диссертации).

Система укороченных уравнений для комплексных амплитуд мод (после усреднения по поперечному сечению волокна) в этом случае была следующей:

$$\begin{aligned}
&(\pm\frac{\partial}{\partial z}+\frac{1}{v_0}\frac{\partial}{\partial t})A_0^{\pm}=A_0^{\pm}<\psi_0^2\delta H_0>+A_0^{\mp}<\psi_0^2\delta H_0 e^{\pm i2k_0 z}>+A_1^{\pm,s}<\psi_0\psi_1\delta H_0 e^{i\varphi\pm iqz}>+\\
&+A_1^{\mp,s}<\psi_0\psi_1\delta H_0 e^{i\varphi\pm isz-i\Omega t}>+A_1^{\pm,as}<\psi_0\psi_1\delta H_0 e^{-i\varphi\pm iqz+i\Omega t}>+A_1^{\mp,as}<\psi_0\psi_1\delta H_0 e^{-i\varphi\pm isz+i\Omega t}>\\
&(\pm\frac{\partial}{\partial z}+\frac{1}{v_1}\frac{\partial}{\partial t})A_1^{\pm,s}=A_1^{\pm,s}<\psi_1^2\delta H_1>+A_1^{\mp,s}<\psi_1^2\delta H_1 e^{\pm i2k_1 z}>+A_1^{\pm,as}<\psi_1^2\delta H_1 e^{\mp 2i\varphi+2i\Omega t}>+\\
&+A_1^{\mp,as}<\psi_1^2\delta H_1 e^{\mp 2i\varphi\mp i2k_1 z+i2\Omega t}>+A_0^{\pm}<\psi_1\psi_0\delta H_1 e^{-i\varphi\mp iqz+i\Omega t}>+A_0^{\mp}<\psi_1\psi_0\delta H_1 e^{-i\varphi\pm isz+i\Omega t}>\\
&(\pm\frac{\partial}{\partial z}+\frac{1}{v_1}\frac{\partial}{\partial t})A_1^{\pm,as}=A_1^{\pm,as}<\psi_1^2\delta H_1>+A_1^{\mp,as}<\psi_1^2\delta H_1 e^{\pm i2k_1 z}>+A_1^{\pm,s}<\psi_1^2\delta H_1 e^{\pm i2\varphi-i2\Omega t}>+\\
&+A_1^{\mp,s}<\psi_1^2\delta H_1 e^{\mp i2k_1 z\pm i2\varphi-i2\Omega t}>+A_0^{\pm}<\psi_1\psi_0\delta H_1 e^{i\varphi\mp iqz-i\Omega t}>+A_0^{\mp}<\psi_1\psi_0\delta H_1 e^{i\varphi\pm isz-i\Omega t}>
\end{aligned} \quad (162)$$

где $s=k_0+k_1$, остальные параметры были описаны для уравнения (149). Материальные уравнения (для населённости и температуры) были аналогичны, описанным в разделе 4.3.1., но с учётом полной интенсивности суммарного электрического поля всех световых волн. При расчёте корреляторов в уравнениях для населённости и температуры использовался тот же

подход сведения более высоких пространственных корреляторов к более низким, что в задаче о неустойчивости в однонаправленном усилителе.

Первая серия расчётов была проведена для сигнала с шириной линии, удовлетворяющей соотношению: $\nu_{0,1}/2L < \Delta\nu_S < L^{-1}(1/\nu_0 - 1/\nu_1)^{-1}$, (163)
когда разбегание встречных волн в волоконном усилителе существенно превышало длину когерентности сигнала, но разбегание попутных мод LP_{01} and LP_{11} было меньше длины когерентности. В этом случае короткопериодными решётками, индуцируемыми встречными волнами $(A_0^+ A_1^{-as*}\psi_0^+\psi_1^- + A_0^{-*} A_1^{+s}\psi_0^-\psi_1^+)\exp(-\mathrm{i}\Omega\mathrm{t} - i(k_0+k_1)z + \mathrm{i}\varphi)$ и $(A_0^+ A_1^{-s*}\psi_0^+\psi_1^- + A_0^{-*} A_1^{+as}\psi_0^-\psi_1^+)\exp(\mathrm{i}\Omega\mathrm{t} - i(k_0+k_1)z - \mathrm{i}\varphi)$, пренебрегалось, предполагая, что относительно малая длина когерентности сигнала препятствует прямому взаимодействию встречных волн на всей длине волоконного усилителя; вторая часть неравенства (163) позволяла считать сигнал узкополосным для взаимодействия попутных волн.

Результаты численных расчётов показали, что мода LP_{11} может иметь больший коэффициент усиления, чем мода основная мода LP_{01} (рис. 160(a) и (b)), и это различие больше при наличии встречных волн и общей решётки. Дополнительный инкеремент моды LP_{11} объясняется рассеянием основной моды на длиннопериодной динамической решётке в анти-Стоксову компоненту моды LP_{11}, бегущую в попутном с ней направлении. При этом во встречной волне также происходит перекачка энергии из основной моды, но в Стоксову компоненту моды LP_{11} за счёт рассеяния на той же самой динамической РПП (индуцированную компонентой интерференционного поля: $(A_0^+ A_1^{+as*} + A_0^{-*} A_1^{-s})\psi_0\psi_1 \exp(-\mathrm{i}\Omega\mathrm{t} - \mathrm{i}qz + \mathrm{i}\varphi)$). Положительная обратная связь между ростом амплитуды динамической РПП и амплитудой моды LP_{11} определяется фазовым сдвигом между решётками интерференции и показателя преломления (зависящим от частотной отстройки Ω). Распространяющаяся в прямом направлении анти-Стоксова компонента моды LP_{11} и в обратном направлении Стоксова компонента той же моды (дающий общий вклад динамическую решётку) имеет больший инкремент, сем друга пара (эта асимметрия усиления зависит от распределения коэффициента усиления (накачки) в волокне). Для параметров наших экспериментов электронная компонента РПП растёт сильнее, чем тепловая (рис. 160(c) и (d)).

Доминирование электронной решётки над тепловой (для диаметра сердцевины иттербиевого волокна ~10 мкм) обусловлено быстрым выравниванием температуры в сердцевине. При увеличении диаметра сердцевины (до 30 мкм, например) можно ожидать большей амплитуды температурной решётки и уменьшения решётки населённости при насыщении в сильном среднем поле накачки и сигнала. Подобные эффекты конкуренции электронной и тепловой решёток имеют место и в объёмных усилителях (например, в лазерах на динамических решётках).

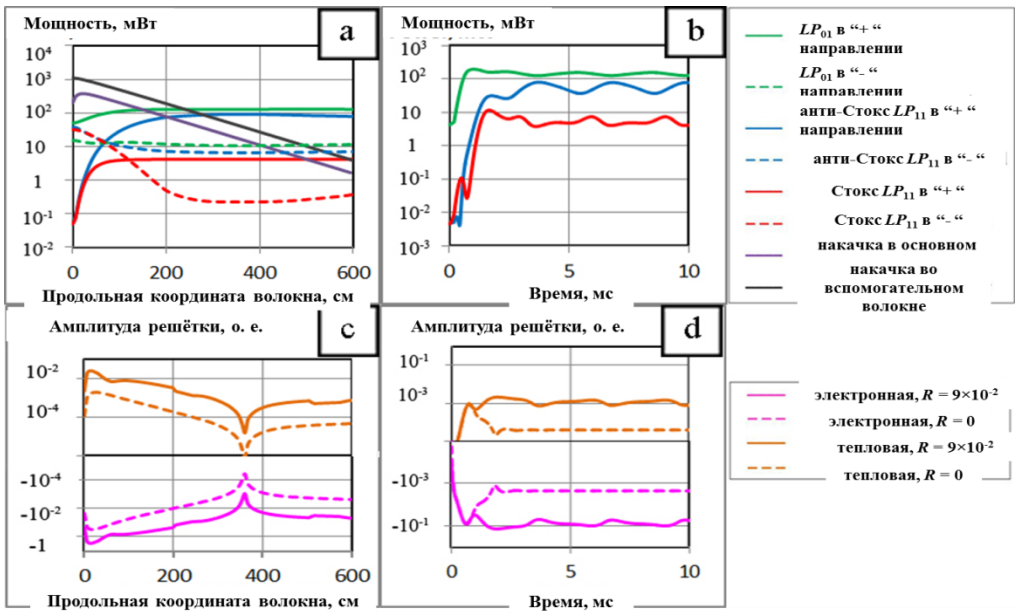


Рисунок 160. Мощность моды LP_{01} (зелёная), анти-Стоксовой (при оптимальной частоте, Ω (синяя)), и Стоксовой (красная) компонент моды LP_{11}, накачка в основном волокне (фиолетовая) и во вспомогательном волокне (чёрная) для прямой (сплошная) и обратной (пунктир) волн от продольной координаты волокна z в момент времени t = 10 мс (a), и от времени на выходе волокна (b) (коэффициент отражения от торца $R_0 = R_1 = R = 9\times10^{-2}$, диаметр сердцевины D = 10 μm, NA = 0.21). Амплитуда электронной РПП (светлофиолетовая) и тепловой РПП (оранжевая) на длине волокна в момент времени t = 10 мс (c), и от времени на выходе волокна (d) (сплошные линии соответствуют коэффициенту отражения от торца $R = 9\cdot10^{-2}$, пунктиры - R = 0). Мощность накачки 1.1 Вт, мощность моды LP_{01} на входе $P_{01}^{+}(z=0)$ = 50 мВт, отношение мощностей мод LP_{01} и LP_{11} на входе $(P_{01}^{+}(0)/P_{11}^{+}(0)) = 10^3$.

Инкремент моды LP_{11} существенно зависел от коэффициента отражения на торце волокна (или мощности встречной волны): увеличение коэффициента отражения (по мощности) с 9×10^{-6} до 10^{-2} приводило к росту моды LP_{11} и, соответственно, к снижению порога ПМН (рис. 161). Порог ПМН возрастал с ростом входной мощности моды LP_{01} и с уменьшением мощности затравки LP_{11} моды на входе (рис. 161b), а также с уменьшением диаметра сердцевины и её числовой апертуры NA.

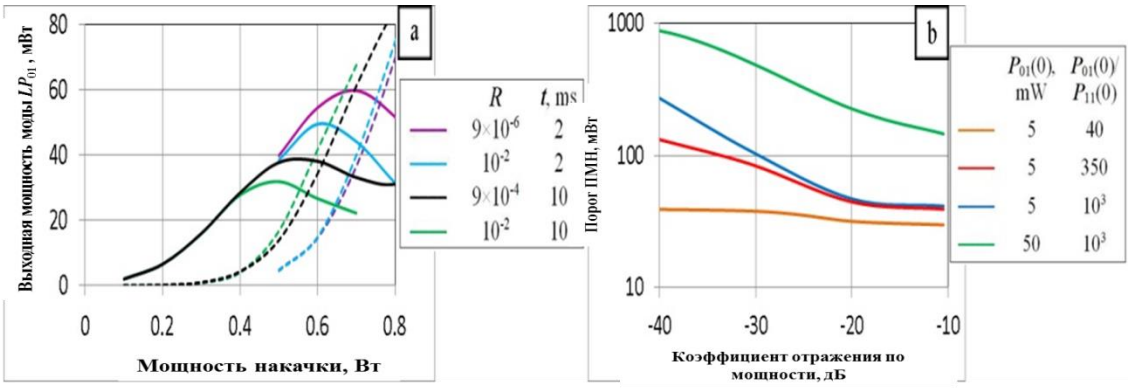


Рисунок 161. Выходная мощность моды LP_{01} (сплошные линии) и моды LP_{11} (пунктирные линии) от мощности накачки для различных коэффициентов отражения от торца R в момент времени t (a) ($P_{01}^{+}(0)$ = 5 мВт; $P_{01}^{+}(0)/P_{11}^{+}(0)$ = 40); порог ПМН как функция логарифмического коэффициента отражения для различных значений мощности моды LP_{01} на входе и отношения мощностей мод на входе (t =10 мс) (b). NA = 0.21; диаметр сердцевины D = 10 μm. Мода LP_{11} имеет оптимальный частотный сдвиг.

Относительный инкремент моды LP_{11} имел максимум при некоторой частотной отстройке Ω (в несколько кГц при малой мощности накачки). При большей мощности накачки инкремент

моды LP_{11} имел несколько максимумов близкой величины; в этом случае выходные мощности мод LP_{01} и LP_{11} осциллировали (рис. 162a). При дальнейшем увеличении мощности накачки счёты давали хаотический энергообмен между модами (рис. 162b).

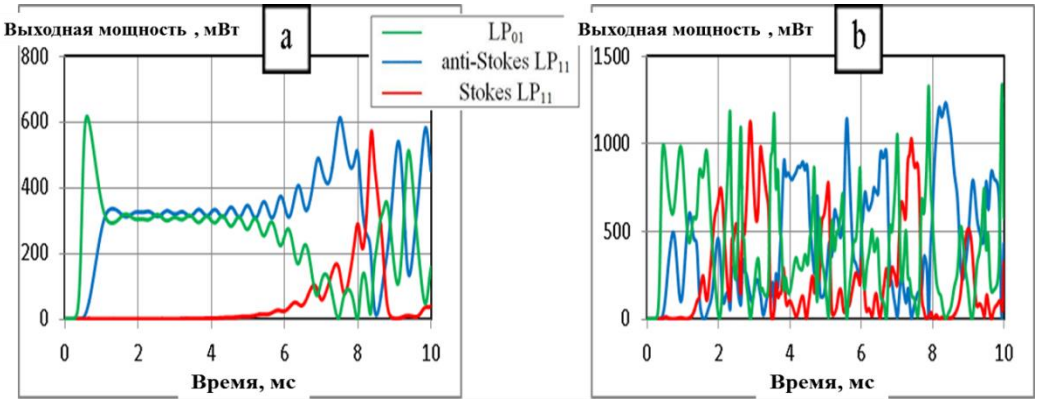


Рисунок 162. Осцилограммы выходной мощности основной моды LP_{01} (зелёная), анти-Стоксовой (синяя) и Стоксовой (красная) компонент моды LP_{11} на выходе волокна при мощности накачки во вспомогательном волокне $P_{ax}(0)$ = 2.8 Вт (a) или 4.3 Вт (b); $P_{01}^{+}(0)$ = 5 мВт; $P_{01}^{+}(0)/P_{11}^{+}(0) = 10^{3}$; $R = 10^{-4}$; NA=0.21; D = 10 мкм; при оптимальной частотной отстройке, Ω = 10.5 кГц.

Для широкополосного входного сигнала, когда разбегание попутных мод на длине волокна превышает длину когерентности сигнала ($\Delta\nu_S > L^{-1}(1/\nu_0 - 1/\nu_1)^{-1}$), частные производные по времени в левой части уравнений (162) должны быть учтены. Расчёты этой задачи были проведены с использованием того же подхода, что и для однонаправленного усилителя: обе моды LP_{01} и LP_{11}, распространяющиеся в прямом и обратном направлениях представлялись в виде набора продольных мод задающего генератора (монохроматических компонент). Проводились численные расчёты системы уравнений для каждой из продольных мод, решёток и накачки. Результаты расчётов показали, что нелинейное преобразование мощности из основной моды LP_{01} в моду LP_{11} с анти-Стоксовым сдвигом уменьшается с ростом ширины частотного спектра сигнала $\Delta\nu_S$ (рис. 163a), при этом растёт и порог ПМН (рис. 163b).

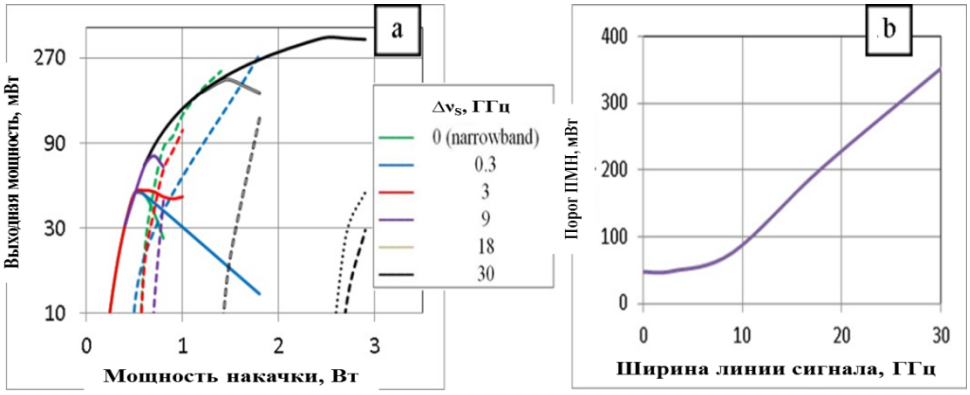


Рисунок 163. Выходная мощность основной моды LP_{01} (сплошные линии) и моды LP_{11} (пунктирные и точечные линии для анти-Стоксовой и Стоксовой мод, соответственно, с оптимальным частотным сдвигом Ω) от мощности накачки при разной ширине линии сигнала (a), и порог ПМН как функция ширины линии сигнала, $\Delta\nu_S$ (b). $R = 10^{-2}$; t = 10 мс; $P_{11}^{+}(0)/P_{01}^{+}(0) = 10^{-3}$; $P_{01}^{+}(0)$ = 5 мВт; диаметра сердцевины D = 10 мкм.

Таким образом, численные расчёты подтвердили существенное снижение ПМН при наличии встречной волны в иттербиевом волоконном усилителе. Уменьшение порога связано со

взаимодействием четырёх световых волн: двух мод, бегущих в каждом из направлений. Встречные пары попутных мод индуцируют совместную динамическую решётку, основной компонентой которых является электронная (из-за различия поляризуемости ионов Yb), рассеяние на этой решётки основных мод в первые моды даёт нарастание амплитуды этих первоначально слабых мод LP_{11} и, в свою очередь, нарастание динамической решётки. При этом вместо конвективной ПМН однонаправленного усилителя реализуется абсолютная ПМН с ростом амплитуды решётки и световых волн во времени. Подобные эффекты снижения порога неустойчивости встречных световых волн известны для объёмных нелинейных сред [90,102,292].

4.4 Основные результаты и выводы главы 4

С помощью волоконного интерферометра Маха-Цандера исследованы ИПП иттербиевых волоконных усилителей при накачке и усилении резонансного сигнала, обусловленные различием поляризуемоси возбуждённых и невозбуждённых ионов Yb^{3+}. Определена величина различия поляризуемости ионов Yb^{3+} (на уровнях $^2F_{7/2}$ и $^2F_{5/2}$) для ряда АС и ФС световодов (от разных изготовителей): $\Delta p \approx 8\text{-}15\times10^{-27}$ см^3 (на длинах волн вне линий поглощения и люминесценции 1450-1650 нм). Теоретические расчёты показали, что вблизи максимумов линий поглощения и люминесценции резонансная часть Δp существенно превосходит нерезонансную, но вне линий поглощения и люминесценции доминирует нерезонансная компонента (обусловленная “далёкими”, но сильными УФ переходами). Электронная компонента ИПП, обусловленная различием поляризуемости ионов Yb^{3+}, превосходит тепловую компоненту ИПП для коротких импульсов накачки (≤10 мс) для волокон с диаметром сердцевины в 3-10 мкм или в непрерывном режиме на начальной стадии. В стационарном режиме (при непрерывной накачке) тепловые ИПП доминируют.

Экспериментально продемонстрирована возможность когерентного сложения излучения двухканального эрбиевого усилителя за счёт оптического управления показателем преломления волокна, активированного ионами Yb^{3+}. Управление показателем преломления иттербиевого волокна осуществлялось излучением накачивающей волны (на длине волны 980 нм) и волны насыщения (на длине волны 1064 нм). Использование алгоритма амплитудной модуляции управляющего сигнала и синхронного детектирования в цепи обратной связи обеспечивало высокое быстродействие фазовой подстройки. В результате удалось обеспечить компенсацию акустических шумов (в полосе более 10 кГц), что привело к когерентному сложению излучения двух волоконных усилителей с эффективностью ~95%. Проведённые оценки указывают на возможность использования (через временное мультиплексирование) всей доступной полосы

системы управления фазой, что позволяет увеличить число фазируемых волоконно-лазерных каналов до 50-100.

В волоконно-лазерных усилителях с диаметром сердцевины 8-10 мкм, активированной ионами Yb^{3+}, с малым числом поперечных мод и сохранением поляризации обнаружена неустойчивость основной моды по отношению к модам с более высоким индексом. Порог возникновения ПМН (по мощности выходного сигнала) варьируется от 1 до 100 Вт и зависит как от параметров волокна (диаметра сердцевины, числовой апертуры, длины, уровня легирования ионами Yb^{3+}, отражения от выходного торца), так и от характеристик излучения (ширины линии, мощности входного сигнала, длины волны). Аналитические исследования и численное моделирование показали, что основная причина низкопороговой модовой неустойчивости связана с рассеянием на динамических электронных решётках показателя преломления, сопровождающих решётки населённости, которые индуцируются интерференционным полем основной и высшей мод. При наличии встречной волны (из-за отражения от выходного торца волокна или запущенной от внешнего источника) порог ПМН ещё более уменьшается. В этом случае ПМН обусловлена ЧВВ двух пар встречных волн на общей динамической РПП.

ГЛАВА 5. Высокоэффективные твердотельные лазеры с параметрическим преобразованием излучения в средний ИК диапазон

Настоящая глава посвящена исследованиям твердотельных лазеров на кристаллах Nd^{3+}:YVO_4, Tm^{3+}:YLF, Ho^{3+}:YAG, Cr^{2+}:CdSe, поликристаллах Cr^{2+}:ZnSe и керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 с диодно-лазерной, твердотельной лазерной или волоконно-лазерной накачкой, генерирующих в ближнем ИК диапазоне на длинах волн от 1 до 3 мкм. Приведены также результаты исследований гибридных систем волоконный лазер – твердотельный усилитель. Важнейшим критерием выбора схемных решений этих лазеров была эффективность преобразования накачки в лазерную генерацию, что необходимо для создания компактных, мощных и надёжных лазерных систем. Приведены результаты исследования преобразования излучения этих лазеров в ПГС на основе нелинейно-оптических кристаллов $ZnGeP_2$ и периодически-поляризованного MgO:$LiNbO_3$ в средний ИК диапазон (на длины волн 3-5 мкм).

Экспериментальные и теоретические исследования, результаты которых представлены в настоящей главе, были проведены автором во взаимодействии с сотрудниками ИПФ РАН, ННГУ, ООО “НТО “ИРЭ-Полюс”, ИЛФИ РФЯЦ-ВНИИЭФ, а также с зарубежными учёными из Великобритании, Финляндии, Франции.

5.1 Лазеры на кристаллах Nd^{3+}:YVO_4 с боковой диодной накачкой и параметрическое преобразование их излучения в средний ИК диапазон

Как уже отмечалось в главе 3 настоящей диссертации, одним из основных достоинств лазерных кристаллов ортованнадата иттрия, легированного ионами Nd^{3+} (Nd^{3+}:YVO_4), является большое сечения поглощения на длине волны ~808 нм и люминесценции (усиления) на длине волны ~1064 нм (Таблица 11) [4,5,293,294], что позволяет создавать компактные и эффективные лазеры с диодной накачкой [294-301]. Лазеры на основе Nd^{3+}:YVO_4 с диодной накачкой и с нелинейно-оптическим удвоением частоты в последние годы нашли применение, например, в медицине [301], а ткаже в виде лазерных указок.

Таблица 11. Сравнительные характеристики лазерных кристаллов Nd^{3+}:YAG и Nd^{3+}:YVO_4

	Nd^{3+}:YAG	Nd^{3+}:YVO_4
Длина волны максимального поглощения, нм	807,5	808,5 (π-поляризация)
Максимальное значение сечение поглощения (1 ат. % Nd^{3+}), 10^{-20} $см^2$	6,7	27 (π-поляризация)
Максимальный коэффициент поглощения (1 ат. % Nd^{3+}), $см^{-1}$	8	37 (π-поляризация)
Максимальное сечение лазерного перехода (1 ат. % Nd^{3+}), 10^{-19} $см^2$	2,8	15,6 (π-поляризация)
Время жизни метастабильного уровня, мкс	250	100

Теплопроводность (300 К), Вт см$^{-1}$ К$^{-1}$	0,11-0,12	0,05-0,1 (в зависимости от направления)

Благодаря большому сечения поглощения кристаллы Nd^{3+}:YVO_4 даже при малой концентрации активатора могут накачиваться как продольно (вдоль хода пучка генерации), так и поперечно. Боковая накачка пластин Nd^{3+}:YVO_4 с помощью диодных линеек позволяет существенно упростить оптическую схему и пространственно развязать каналы накачки и генерации [302-304]. Основной проблемой построения таких лазеров является необходимость сопряжения пучка генерации с областью усиления внутри активной среды. В данном параграфе представлены результаты исследований лазеров на кристаллах Nd^{3+}:YVO_4 с боковой диодной накачкой и параметрическим преобразованием их частоты в средний ИК диапазон [305-308].

5.1.1 Непрерывная и импульсно-периодическая генерация лазеров на кристаллических пластинах Nd^{3+}:YVO_4 с боковой диодной накачкой

АЭ из кристалла Nd^{3+}:YVO_4 (с концентрацией ионов Nd^{3+} - 1 ат. %,) имел форму параллелепипеда с размерами 20×5×2 мм^3, вырезанного в направлении кристаллографической оси “a” (оптическая ось “c” была направлена перпендикулярно плоскости 20×5 мм^2). Использовались кристаллы производства “Castech Inc.” (Китай - США) или ООО “Соликс” (Минск, Беларусь). Для предотвращения паразитной генерации торцы пластины (поверхности 5×2 мм^2) были скошены под углом 5^0 с антиотражающим покрытием (АОП). Накачка кристалла Nd^{3+}:YVO_4 производилась излучением диодно-лазерной линейки (производства “Coherent”, США) на длине волны ~808,5 нм (стабилизируемой и перестраиваемой путём контроля температуры) с непрерывной мощностью до 50 Вт. Пучок излучения лазерного диода фокусировался по вертикальной координате цилиндрической линзой с фокусным расстоянием ~12 мм внутрь пластины Nd^{3+}:YVO_4 вблизи грани 2×20 мм^2. Накачка была поляризована вдоль оптической оси кристалла (π-поляризация) (рис. 164).

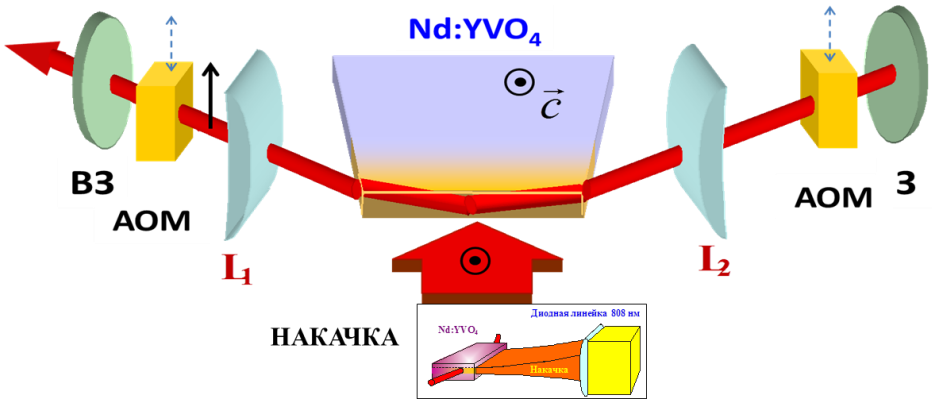


Рисунок 164. Схема лазера на кристалле Nd:YVO_4 с боковой накачкой. L_1 и L_2 – цилиндрические линзы для пучка генерации, АОМ – акустооптический модулятор, З и ВЗ – глухое и выходное зеркала резонатора. На вставке – геометрия фокусировки накачки в АЭ (вид сбоку).

Характерная длина поглощения накачки составляла ~300 мкм, поэтому область усиления была прижата ко входной грани 2×20 мм^2. Для эффективного съёма инверсной населённости использовалась геометрия скользящего падения пучка генерации с полным внутренним отражением от грани 2×20 мм^2. Такая геометрия лазерной накачки и резонатора, ранее предложенная А. Алкоком из Канады [302], позволяет получать высокую эффективность генерации по отношению к накачке (до 60% дифференциальной эффективности) [303,304].

Резонатор лазера формировался двумя плоскими диэлектрическими зеркалами: одно имело коэффициент отражения ~99,9%, второе полупрозрачное с варьируемым отражением от 4% до 40%. Пучок генерации фокусировался цилиндрическими линзами с фокусным расстоянием ~50 мм внутрь активной области вблизи поверхности, через которую осуществлялась накачка. Такая схема резонатора использовалась при реализации всех режимов: непрерывной генерации, модуляции добротности или синхронизации мод.

Для достижения максимальной мощности ***непрерывной генерации*** оптимизировались различные параметры лазера: положение лазерного диода и линзы накачки, температура лазерного диода и лазерного кристалла, угол падения пучка генерации в кристалл, положение цилиндрических линз внутри резонатора, коэффициент отражения выходного зеркала. Экспериментальное исследование зависимости выходной мощности лазера от угла падения пучка генерации в пластину Nd:YVO_4 - Θ показало, что оптимальный угол составил Θ ~22,7^0 (при длине области накачки вдоль входной грани $L \approx 1{,}5$ см, температуре кристалла ~13^{0}C, мощности накачки ~31 Вт). Сильное влияние на параметры генерации оказывало также положение цилиндрических линз, фокусирующих лазерный пучок в кристалл. Эти линзы формируют перетяжку усиливаемого пучка (моды резонатора) в активном элементе и позволяют достичь максимального съёма запасённой инверсии населённости рабочего лазерного перехода при усилении пучка генерации.

Варьировался коэффициент отражения выходного зеркала R: использовался набор диэлектрических зеркал с R = 4, 9, 19, 24, 31, 36, 40 % (выходная поверхность зеркала была просветлена на длине волны 1064 ± 20 нм). Наибольшая выходная мощность была получены для зеркала с R = 9%. Порог генерации в этом случае был больше, чем для зеркал с большим отражением, но дифференциальная эффективность также возросла, что позволило увеличить выходную мощность до ~17 Вт при полной эффективности преобразования оптической энергии накачки в энергию выходного излучения до ~43,5% (рис. 165). Следует отметить, что в системе наблюдалась генерация и в отсутствие выходного зеркала (R = 0). Большой коэффициент усиления активной среды в этом случае требует предотвращения завязки из-за обратных отражений, что достигается отсутствием непросветлённых оптических элементов на трассе пучка и использованием изолятора Фарадея на выходе генератора. Однако эксперименты

показали, что эти меры не способны предотвратить генерацию. Такую генерацию с хорошим качеством пучка и высокой эффективностью можно объяснить возникновением динамической решетки в активной среде, индуцируемой интерференционным полем световых волн и обеспечивающей положительную обратную связь в системе (как это описано в разделе 3.3.3.2).

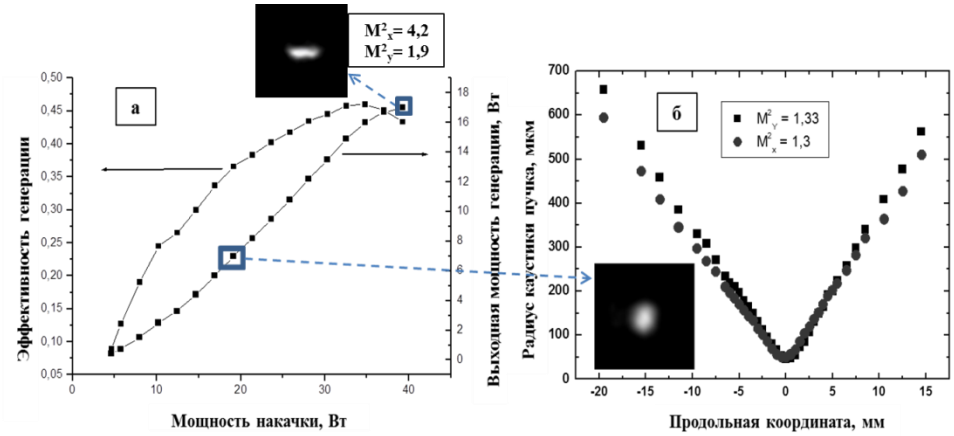


Рисунок 165. Зависимости выходной мощности и эффективности преобразования накачки в излучение генерации от мощности накачки (при коэффициенте отражения выходного зеркала R = 9%, длине выходного и “глухого” плеч 10 см и 14 см, соответственно; линзы L_1 и L_2 на расстоянии ~ 6 см от точки полного внутреннего отражения; угол Θ = 22,7^0) (а). Экспериментально измеренные радиусы каустики пучка (в области фокальной перетяжке линзы с F = 15 см) в плоскости схемы (x - координата) и в ортогональной плоскости (y - координата) при мощности выходного излучения 6 Вт, использованные для вычисления параметра M^2 (по ГОСТУ Р ИСО 11146 [197]). Продольная z - координата отсчитывается от положения наименьшего радиуса (б).

Пространственная структура пучка генерации существенно зависела от геометрии резонатора (длин плеч, положения линз L_1 и L_2, угла падения Θ), а также от мощности накачки. Так, для резонатора с параметрами, описанными в подписи к рисунку 165, высокое качество пучка генерации ($M_{x,y}^2$ ≈1,3) в основной поперечной моде сохранялось вплоть до выходной мощности 6-8 Вт (рис. 165б), а при максимальной выходной мощности в 17 Вт качество пучка заметно ухудшалось (вставка на рис. 165а). В результате проведенной оптимизации была найдена область параметров, позволяющая получить пучок генерации высокого качества при мощности >10 Вт и высоком коэффициенте преобразования мощности накачки.

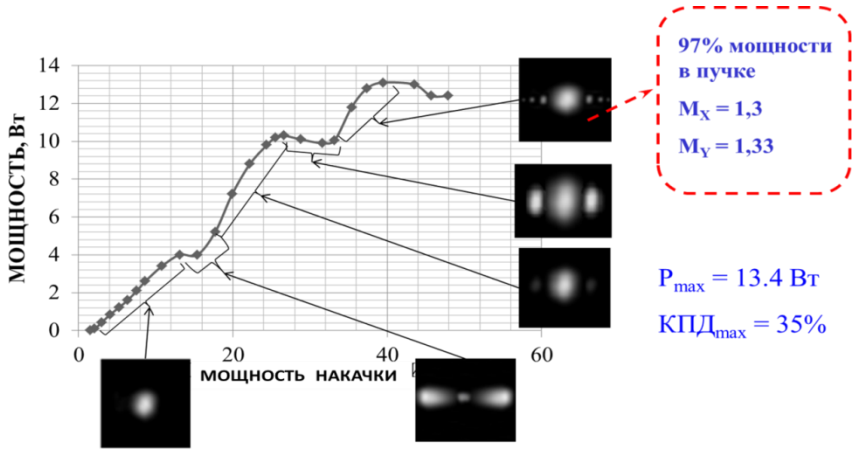


Рисунок 166. Зависимость выходной мощности и структуры пучка непрерывной генерации от мощности накачки для Nd:YVO_4 лазера при оптимизированных параметрах резонатора: для выходного зеркала с R=31%, расстоянии от линз до точки отражения от поверхности грани 2×20 мм^2: $L_1 \approx L_2 \approx$ 5,6 см; длин выходного и “глухого” плеч 19 см и 42,5 см, соответственно; угле Θ = 17^0.

Следует отметить, что наряду с выходным пучком высокого качества наблюдаются слабые боковые сателлиты (рис. 166), которые соответствуют дифракции основного гауссова пучка на крупномасштабной динамической РПП (тонкой голограммы) внутри активной среды (которая возникает в интерференционном поле падающей и отражённой от грани 2×20 мм^2). Такая решётка играет роль динамического селектора, который, с одной стороны, способствует сохранению высокого качества пучка генерации в основном порядке дифракции (с долей мощности 97%), с другой стороны, приводит к появлению более высоких порядков дифракции.

Исследование динамики генерации при различных параметрах резонатора показало высокую стабильную выходной мощности с уровнем флюктуаций менее 3%. Спектр генерации содержал набор продольных мод, число которых зависело от превышения над порогом. Поляризация излучения была линейной с коэффициентом поляризации не хуже 100:1.

Для осуществления ***активной модуляции добротности*** использовался акустооптический модулятор (АОМ) на кварцевом элементе, который вносился в плечо резонатора с глухим зеркалом, или два АОМ вносились симметрично в оба плеча резонатора. Для выходного зеркала с коэффициентом отражения 40% максимальная средняя мощность импульсно-периодического излучения составила 16,9 Вт при мощности диодной накачки ~42 Вт. Импульсы генерации имели длительность ~10 нс при частоте следования ~10 кГц, с ростом частоты следования (до 100 кГц) длительность импульсов увеличивалась до 15 нс. Следствием большого коэффициента усиления в Nd:YVO_4 было неполное закрытие резонатора при использовании только одного АОМ, что приводило к значительной нестабильности мощности импульсов. Эту проблему удалось решить при использовании 2-х АОМ (в обоих плечах резонатора), синхронизированных между собой: в этом случае нестабильность амплитуды импульсов генерации была менее 10% (рис. 167). Структура пучка генерации была аналогична непрерывной генерации.

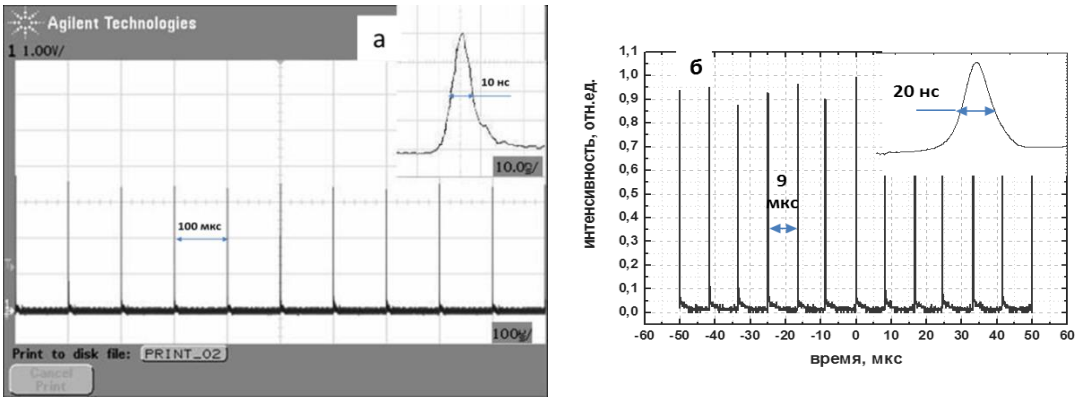


Рисунок 167. Осциллограмма генерации Nd:YVO_4 - лазера в режиме активной (а), и пассивной (б) модуляции добротности (на вставках – формы отдельных импульсов).

Для реализации ***пассивной модуляции добротности*** использовался элемент из кристалла LiF:F_2^- с диаметром 1 см, длиной 4 см, и начальным коэффициентом пропускания ~33%.

Параметры кристалла $LiF:F_2^-$ позволяют реализовать модуляцию добротности (сечение поглощения $1{,}7\times10^{-17}$ см^2 на длине волны 1064 нм, время релаксации составляет 90 нс [309]). Параметры резонатора (собранного по схеме Рис. 164) при генерации стабильной импульсно-периодической последовательности имели следующие значения: длины плеч, выходного - 10,5 см, “глухого” - 15 см, отражение выходного зеркала R= 90%. В плечо с “глухим” зеркалом вносился насыщающийся поглотитель на расстоянии 11 см от АЭ. В таком резонаторе были получены импульсы с длительностью ~20 нс и пиковой мощностью ~400 Вт при частоте следования ~120 кГц (рис. 1667б); средняя мощность – до 3 Вт.

Для реализации ***пассивной синхронизации мод*** в лазерах на основе $Nd:YVO_4$ обычно использовались полупроводниковые насыщающиеся зеркала “SESAM” [310,311]. В нашей работе использовался органический насыщающийся поглотитель - полиметиновый краситель №4965-u в полиуретановой матрице [312], помещённый между двумя стеклянными пластинками. Его характеристики (сечение поглощения на длине волны 1064 нм - 8.6×10^{-16} см^2, время релаксации 20±2 пс [312,313]) позволяют реализовать режим синхронизации мод. Параметры резонатора лазера (собранного по схеме Рис. 164) были следующие: длина глухого плеча - 55 см, выходного - 49 см Удлинение резонатора позволило увеличить период следования выходных импульсов, что упрощало регистрацию импульсной последовательности. Для стабилизации выходного излучения использовалось выходное зеркало с R=90%. изменение амплитуды выходных импульсов не превышало 5% (рис. 168а). Измеренный период повторения импульсов соответствовал удвоенной длине резонатора $T_{theor} = 2\times L_{cav} / c \approx 6{,}9$*нс*. Длительность импульсов генерации, измеренная корреляционными методом (по генерации второй гармоники в пластине $LiIO_3$ толщиной 3 мм [314]), составила ~10-20 пс. Средняя мощность генерации в этом режиме достигала 500 мВт (рис. 168б).

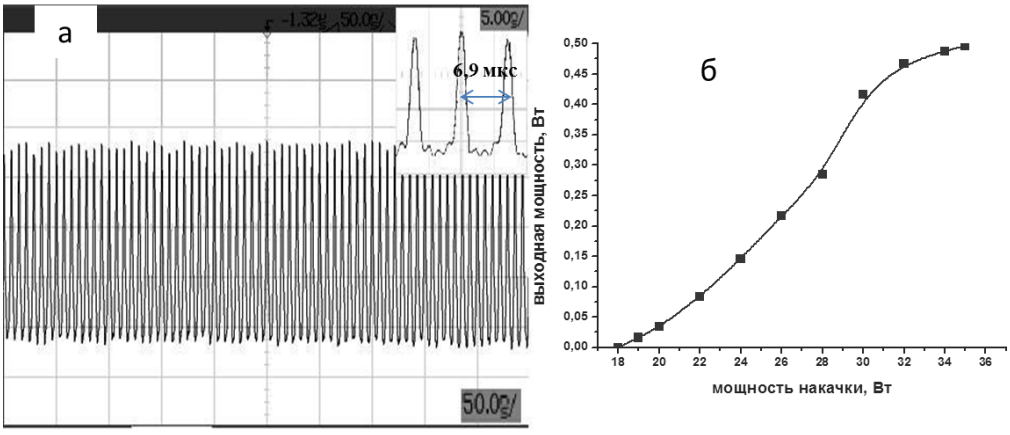


Рисунок 168. Осциллограмма (а) и выходная мощность (б) генерации в режиме пассивной синхронизации мод [305].

5.1.2 Параметрическое преобразование излучения импульсно-периодического лазера на кристалле Nd^{3+}:YVO_4 в периодически-поляризованном MgO:$LiNbO_3$ в средний ИК диапазон

Импульсно-периодическое излучение Nd:YVO_4 лазера, описанного в предыдущем разделе, использовалось для накачки параметрического генератора света (ПГС), на кристалле периодически-поляризованного конгруэнтного $LiNbO_3$ с 5 мол. % легирования MgO, длина которого составляла 25 мм, толщина 1 мм (производство “HP Photonics”, Тайвань) (рис. 169а). Использованная структура периодически-поляризованного MgO:$LiNbO_3$ (PPMgO:LN) содержала 3 дорожки с периодами 29,5; 30 и 30,5 мкм. Выбор периодически-поляризованного MgO:$LiNbO_3$ был обусловлен его высоким коэффициентом нелинейности (квадратичная нелинейная восприимчивость - d_{eff} ≈ 14 пм/В для ПГС с накачкой на 1 мкм [315,316], d_{33}≈28 пм/В для генерации 2-ой гармоники [317]), высоким порогом пробоя поверхности (при хорошей обработке и просветлении: ~1-2 Дж/см^2 в импульсе длительностью 10 нс на 1064 нм [318]), простотой использования и возможностью подстройки длин волны преобразования с помощью нагрева [315-318]. Элемент PPMgO:LN помещался в термостатируемый нагреватель (точность поддержания температуры ~0,1° C).

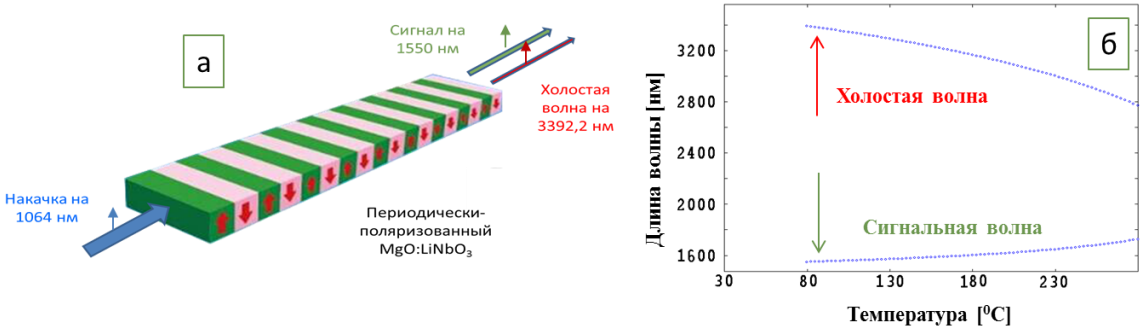


Рисунок 169. Схема периодически-поляризованного MgO:$LiNbO_3$ с направлением и поляризациями волн при параметрическом распаде (а). Зависимость длин волн, для которых выполняется оптимальный синхронизм (при накачке на 1064 нм), от температуры для PPMgO:LN с периодом 30,5 мкм (расчёт с помощью программы SNLO [319,320]) (б).

Задачей работы было получение максимальной генерации узкополосного излучения на длине волны 3392 нм для дистанционного зондирования углеводородов (линия поглощения C-H группы лежит на длине волны ~3392,2 нм [321]). Для этой цели был создан однорезонаторный ПГС с зеркалами, имеющими высокий коэффициент отражения на сигнальную длину волны 1,5 – 1,6 мкм и высокий коэффициент пропускания на накачку 1064 нм и на холостую волну 3,39 мкм (рис. 170) [307,322]. В качестве затравки холостой волны использовалось плоско-поляризованное излучение непрерывного He-Ne лазера с мощностью до 9 мВт на длине волны 3392,2 нм (модель ГНИК-3-2, производство НПО “Плазма”, Рязань). Входное зеркало M_s имело радиус кривизны 200 мм, высокое пропускание на 1064 нм и 3392 нм (≥ 98%) и малое пропусканием на сигнальную волну T@1,5 мкм ≈ 0,17%. Для получения максимального

параметрического преобразования (на 3392 нм) были исследованы различные выходные зеркала: плоское зеркало с коэффициентом пропускания 29,5% на 1,5 мкм; зеркало с радиусом кривизны 200 мм и коэффициентом пропускания 0,17% на 1,5 мкм.

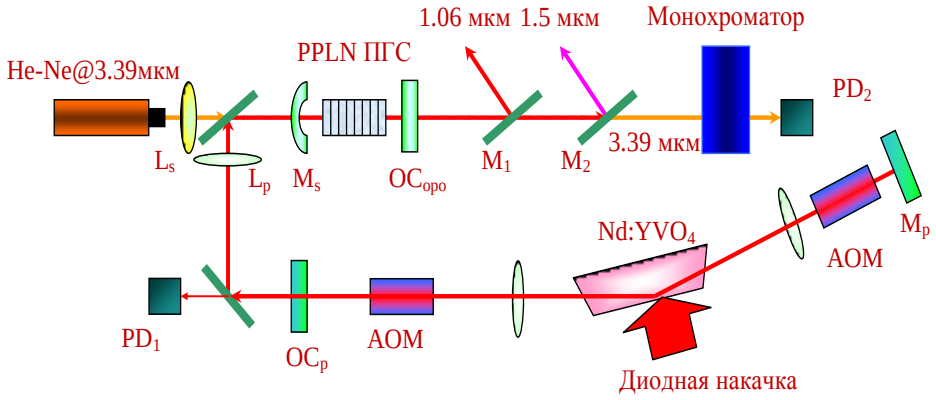


Рисунок 170. Схема ПГС на PPMgO:LN, накачиваемого Nd:YVO_4 лазером: PD_1, PD_2 – фотодиоды на 1,06 мкм и 3,39 мкм, соответственно; L_p - линза на пучок накачки ПГС с фокусным расстоянием 15 см; L_s - линза на затравочный пучок He-Ne лазера с фокусным расстоянием - 10 см; M_s – глухое зеркало на 1,5 мкм; OC_{opo} – выходное зеркало ПГС; M_1, M_2 –глухие зеркала на 1,06 и 1,5-1,6 мкм, соответственно.

Профиль пучка накачки (на 1064 нм) в области перетяжки имел эллиптическую форму: диаметр (по e^{-2} от пиковой интенсивности) по вертикали - 450 мкм, по горизонтали - 700 мкм. Пучок накачки был многомодовым по продольному индексу (4-9 мод), пучок затравки на 3392,2 нм тоже содержал несколько продольных мод (по данным производителя - 3-6 мод).

Наилучшие результаты по генерации излучения на 3392,2 нм были достигнуты для PPMgO:LN с периодом решётки 30,5 мкм при температуре ~80^0C, что совпадало с предварительными расчетами (по программе SNLO [319,320]). Для выходного зеркала ПГС T@1,5 мкм = 0,17% и при частоте повторения накачки в 10 кГц, максимальная средняя мощность генерации на 3392,2 нм составила ~1,2 Вт при ширине линии менее 0,2 нм (ограничение разрешающей способностью используемого монохроматора МДР-41). Параметрическая генерация более широкополосного излучения (с изменяемой от температуры длиной волны) наблюдалась при отключении затравочного пучка на 3392,2 нм (рис. 171). В схеме с зеркалом T@1,5 мкм =29,5%, выходная мощность узкополосной холостой волны (с затравкой на 3392,2 нм) не превышала ~300 мВт. Полученная эффективность преобразования в узкополосную волну на 3392,2 нм (~10%) оказалась меньше, чем максимальная (известная из литературы [318]) для подобных ПГС при генерации широкополосных сигнальных и холостых волн.

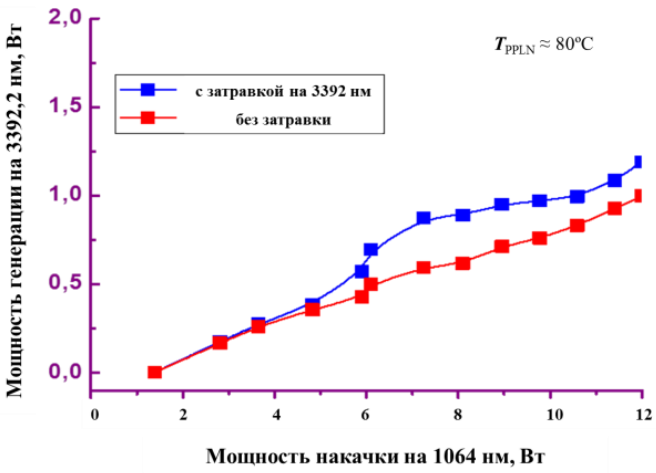


Рисунок 171. Зависимость мощности генерации холостой волны в ПГС на PPMgO:LN от мощности накачки.

Наряду с узкой линией затравки дополнительным фактором, влияющим на эффективность ПГС, являлась “паразитная” генерация видимого излучения. Помимо “полезной” генерации на 3,39 мкм в ходе экспериментов наблюдалась генерация видимого “зелёного” излучения (что соответствовало второй гармонике волны накачки на длине волны ~532 нм), а также видимого “красного” излучения (что соответствовало суммарной частоте волны накачки и сигнальной волны на ~630 нм). Синхронизм для генерации видимого света может быть обусловлен как основной решёткой PPMgO:LN (периодичности нелинейных областей), так и решётками высоких порядков [323]. Паразитная генерация видимого света имела и положительную сторону - существенно облегчала настройку зеркал ПГС. Действительно, с ростом эффективности преобразования в холостую волну на 3,39 мкм интенсивность выходного излучения на частоте второй гармоники (“зелёного” излучения) уменьшалась, а интенсивность на суммарной частоте (“красного” излучения) увеличивалась. Поэтому генерация красного света была индикатором хорошей настройки ПГС. Суммарная выходная мощность паразитных потерь на генерацию видимого света составляла по оценкам несколько десятков милливатт.

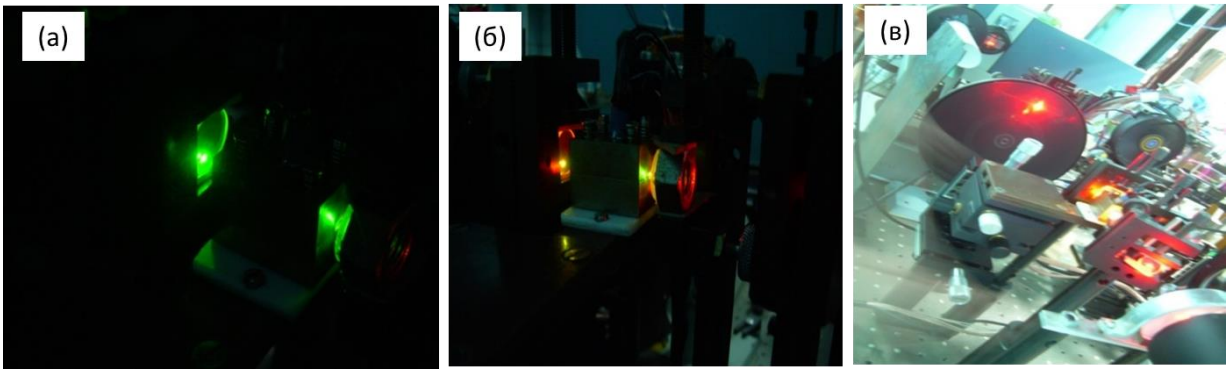


Рисунок 172. Фотографии генерация видимого света в ПГС на PPMgO:LN. В отсутствие полезного преобразования в холостую волну на 3,39 мкм наблюдалась генерация второй гармоники накачки на длине волны 532 нм (видимый “зелёный”, (а)), с ростом эффективности ПГС преобразования на 3,39 мкм наблюдалась генерация на суммарной частоте сигнальной волны и волны накачки, длина волны – 630 нм (видимый “красный” (б)). При оптимальной настройке ПГС при максимуме мощности холостой волны визуально наблюдалась только генерация суммарной частоты (“красного” света, (в)).

Таким образом, создан эффективный лазер на кристалле Nd:YVO_4 с боковой диодной накачкой и продемонстрирована возможность параметрического преобразования его излучения в средний ИК диапазон на длину волны 3392,2 нм (в виде узкополосной генерации в ПГС на основе периодически-поляризованного MgO:$LiNbO_3$ с накачкой излучением лазера на Nd:YVO_4 и затравкой излучением He-Ne лазера).

5.2 Лазеры на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 с диодной, лазерной или волоконно-лазерной накачкой и преобразование их излучения

Лазеры двухмикронного диапазона длин волн (1.9-2.1 мкм) имеют множество применений в медицине (отоларингологии, урологии, офтальмологии, ангиопластике, артроскопии и т.д.), дистанционном зондировании атмосферы и экологическом мониторинге, технологиях обработки пластиков и других областях [324-326]. Кроме того, лазеры на длине волны 2,0-2,1 мкм являются идеальным источником накачки ПГС на основе нелинейных кристаллов $ZnGeP_2$, для преобразования в средний ИК диапазон (длины волн 3,5-5,0 мкм) [327].

Лазеры на кристаллах, активированных ионами Tm^{3+}, могут генерировать в широком диапазоне длин волн (около 2 мкм) – от 1,8 мкм до 2,3 мкм. Структура уровней ионов Tm^{3+} допускает несколько возможных схем накачки для получения инверсной населённости между подуровнями уровней $^4F_3$ и $^3H_6$ и двухмикронной лазерной генерации в кристаллах, активированных этими ионами [328]. В частности, тулиевые лазеры, работающие по кросс-релаксационной схеме заселения верхнего лазерного уровня, могут накачиваться диодами на длине волны ~800 нм [324,328].

В начале 2000-х годов появились сообщения о лазерной генерации в кристаллах полуторных оксидов, активированных ионами Tm^{3+}: Tm^{3+}:Lu_2O_3 и Tm^{3+}:Sc_2O_3, в которых при диодной накачке на 800 нм удаётся получить мощную и эффективную генерацию на длинах волн 2067 нм и 2116 нм, соответственно [324,329-331]. Эти кристаллы имеют хорошую теплопроводность и большие сечения поглощения и эмиссии. К сожалению, изготовление таких монокристаллов (методом Киропулоса или “теплового обмена”) затруднено из-за высокой температуры плавления (~2450 ˚C) и до настоящего времени освоено только в одной лаборатории мира (в Институте лазерной физики Гамбургского университета, Германия) [324,331]. Альтернативным методом изготовления активных элементов на основе полуторных оксидов является спекание керамики. К моменту начала наших работ, представленных в данном параграфе, были известны лазеры на основе керамики из полуторных оксидов Lu_2O_3, Sc_2O_3, Lu_2O_3, активированных ионами Nd^{3+},Yb^{3+},Ho^{3+} [332-337]. Автором диссертации было предложено использовать для генерации на длине волны ~2-х мкм новой лазерной керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3 [338-340], которая была впервые изготовлена по нашему заказу компанией “Konoshima Chemicals” (Япония) [341].

Настоящий параграф посвящен исследованию структурных, оптических и спектроскопических свойств, а также лазерной генерации в этой керамике (на длинах волн 1,94 мкм – 2,08 мкм) в различных режимах и при различных способах накачки [342-348]. Приводятся также первые результаты использования лазеров на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 для накачки кристаллов, активированных ионами Cr^{2+} (Cr^{2+}:CdSe и Cr^{2+}:ZnSe), генерирующих в диапазоне 2,3-3,0 мкм [349,350]. Исследования лазерной генерации в керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 выполнены, в основном, в ИПФ РАН [338-340]; генерация при накачке полупроводниковым лазером на 1200 нм исследована при взаимодействии с Оптическим центром университета г. Тампере (Финляндия) [342]; синхронизация мод исследована при взаимодействии с А.А. Лагатским из университета г. Сэнт-Андрюс (Шотландия) [343-345]; структурные и спектроскопические исследования выполнены при участии сотрудников ННГУ (Кругловой М.В., Сахарова Н.В., Марычева М.О., Горшкова О.Н.) [338,345]; часть спектроскопических исследований проводилась в университете г. Кан, Франция [348]; зондирование динамических РПП в керамике производилось в совместном эксперименте с ИФ НАНБ, Минск, Беларусь [80]; гибридные волоконно-керамические лазеры исследованы совместно с сотрудниками “НТО “ИРЭ-Полюс”, Фрязино (С. Лариным, О. Вершининым, И. Оброновым) [346,347]; были исследованы лазеры на кристаллах Cr^{2+}:CdSe и Cr^{2+}:ZnSe, изготовленных в ФИАН и ИХВВ РАН с накачкой излучением лазера на Tm^{3+}:Lu_2O_3 [350,351].

5.2.1 Структурные, оптические и спектроскопические свойства лазерной керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3

Лазерная керамика Tm^{3+}:Lu_2O_3 была впервые изготовлена по нашему заказу компанией “Konoshima Chemicals Co.” (Япония) [341]. Исследовалась структура зёрен (кристаллитов) образцов керамики Tm:Lu_2O_3 (с концентрацией ионов Tm 2 ат. %), изготовленных в форме цилиндров толщиной ~3 мм и диаметром 20 мм, отполированных с обоих торцов (рис. 173). Исследования проводились с помощью сканирующего электронного микроскопа Jeol JSM-6490 (производство компании “Jeol”, Япония).

Керамики крепились к подложке проводящим скотчем; никаких специальных процедур для устранения электростатической зарядки образцов не проводилось, что гарантировало отсутствие любых искажений информации, которые могли быть вызваны напылением на образец проводящего слоя. Для минимизации эффекта “засвеченности” некоторых участков образца (из-за зарядки электронным пучком) съемка проводилась при минимальных значениях ускоряющего напряжения и толщины пучка, которые обеспечивали требуемое разрешение.

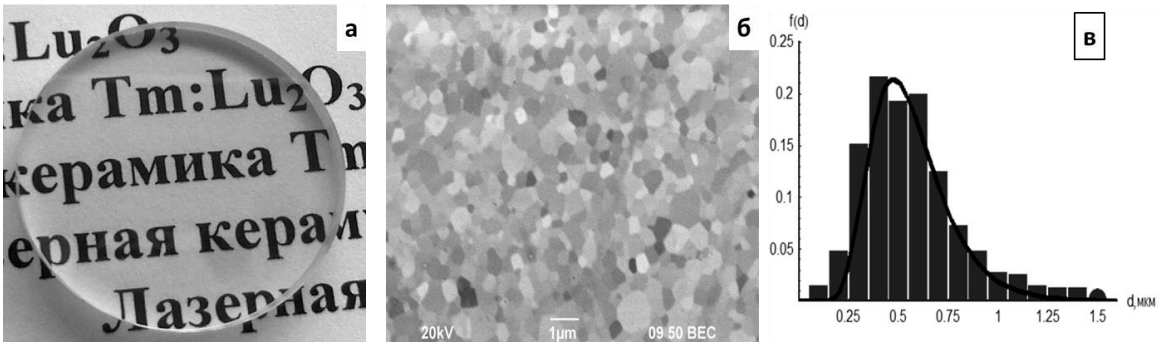


Рисунок 173. Внешний вид образца керамики (а). Изображение структуры образца керамики Tm:Lu_2O_3, полученное с помощью растрового электронного микроскопа (увеличение 10^4) (б). Распределения зерен по размерам (f(*d*) - нормированное количество зёрен размера *d*) (в), огибающая построена с помощью аппроксимирующей функции (164).

Полученные изображения позволяют выявить особенности структуры зёрен (кристаллитов), присущие исследуемым образцам керамики (рис. 173). Известно, что кристалл Lu_2O_3 имеет кубическую кристаллическую решётку [331]. Видимые различия сигнала электронного микроскопа соответствуют случайной ориентации кристаллографических осей в кристаллитах керамики. Изображение электронного микроскопа показывают, что структура керамики плотная, зерна имеют равноосную форму, наблюдается некоторая неоднородность кристаллитов по размерам. Для расчета размера зерна использовался метод измерения длин хорд [351]. Были проанализированы 8 участков образца керамики, количество анализируемых кристаллитов на каждом участке составляло не менее 80. Распределение зерен по размерам хорошо аппроксимируется функцией логнормального распределения следующего вида:

$$f(d) = \frac{\alpha}{\sigma \cdot d \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{(\ln d - \mu)^2}{2\sigma^2} \right], \qquad (164)$$

где *d* – размер зерна в микрометрах, α = 0,0915, μ = - 0,59 и σ = 0,34. Средний размер зерна (определяемый по максимуму плотности распределения (164)) составил ~535 нм.

Морфология поверхности керамики исследовалась с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) “Solver Pro” производства компании “NT-MDT” (Зеленоград, Россия). АСМ исследования проводились в атмосферных условиях в контактном режиме с использованием кремниевых кантилеверов марки NSG01_DLC (производства компании NT-MDT) с радиусом закругления острия R < 3 нм. Максимальная разрешающая способность АСМ измерений составляла: в плоскости поверхности – 3 нм; по высоте – 1 нм. Обработка результатов АСМ исследований производилась с помощью специализированного программного обеспечения для обработки и анализа данных СЗМ NT-MDT Nova Image Analysis 2.0 и SPMLab Analysis Only 5.01 (компании “Veeco Instruments”, США). Перед проведением исследований поверхность образца подвергалась травлению в течение 10 минут в смеси кислот HF + HNO_3 в соотношении 1:2, которая подогревалась до температуры 60 ^oC. На основе обработки полученных АСМ-

снимков поверхности произведены расчеты среднего размера зерен и среднеквадратичного отклонения, а также построены графики распределения зерен по размерам (рис. 174). Для расчета среднего размера зерна использовался тот же метод измерения длин хорд [351]. Распределение зерен по размерам также аппроксимируется функцией логнормального распределения (164) со следующими значениями параметров аппроксимирующей функции: α = 0,062, μ = – 0,61 и σ = 0,34. Средний размер зерна, определённый по максимуму плотности распределения (164), составил ~562 нм.

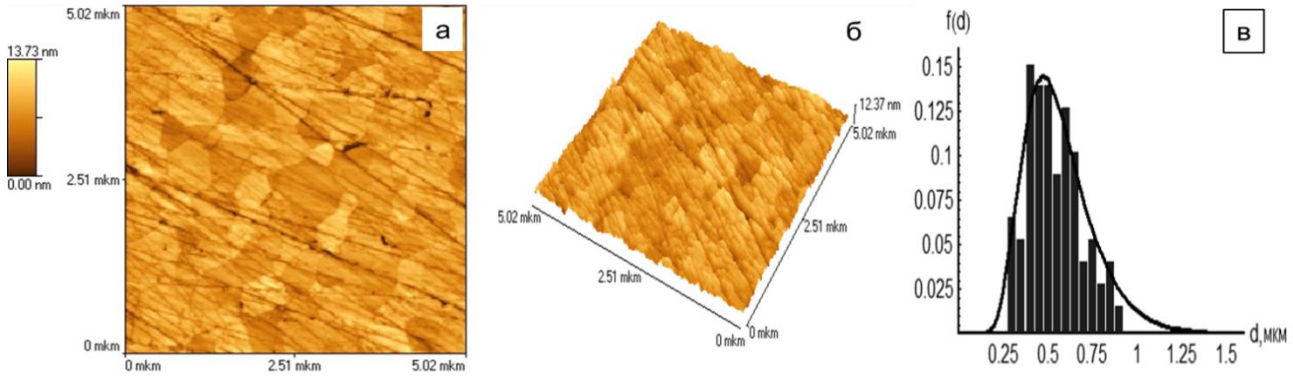


Рисунок 174. Двухмерное (а) и трёхмерное (б) АСМ-изображение поверхности керамики после травления. Распределения зерен по размерам. Огибающая построена с помощью аппроксимирующей функции (164).

Оценка среднего размера зерна (~0,5 мкм) из измерений в АСМ в пределах среднеквадратичного отклонения совпадает с оценкой, полученной из обработки изображения электронного микроскопа. Можно отметить, что размер кристаллита в керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 существенно отличается от аналогичного размера в лучших образцах керамики YAG, который составляет единицы-десятки микрон (смотри, например, [336,352,353]). Следует также отметить, что в исследованных образцах керамики кроме границ зёрен не наблюдались (ни с помощью растрового электронного микроскопа, ни с помощью атомно-силового микроскопа) никакие другие дефекты структуры: включения, локальные образования или поры. На основании полученных изображений в электронном микроскопе и АСМ-снимков можно заключить, что характерный размер пор на границах кристаллита более чем на 2 порядка меньше характерного размера зерна. Отметим, что субмикронный размер зерна и нанометровый размер границы способствуют малым потерям на рассеяние светового излучения ИК диапазона в керамике [336,353]. Потери на рассеяние в использованной нами керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 составляли менее 5×10^{-2} $см^{-1}$ на длине волны 840 нм.

С помощью спектрофотометра “Perkin-Elmer Lambda 9” (“PerkinElmer Inc.”) исследовался спектр поглощения керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3 при комнатной температуре в диапазоне длин волн от 500 нм до 2500 нм с шагом 0,2 нм. Идентификация показала наличие линий поглощения из основного состояния $^3H_6$ ионов Tm^{3+} (рис. 175). На основании проведённых измерений коэффициента пропускания образца $T(\lambda)$ с учётом френелевских потерь (с коэффициентом Fr) проведен расчёт сечения поглощения σ_{abs} по формуле (в отсутствии насыщения):

$$\sigma_{abs} = \frac{\ln(Fr/T(\lambda))}{N_0 l}, \quad (165)$$

где N_0 – концентрация ионов Tm^{3+} ($5{,}8\times10^{20}$ $см^{-3}$ [331]), l – толщина образца (3 мм).

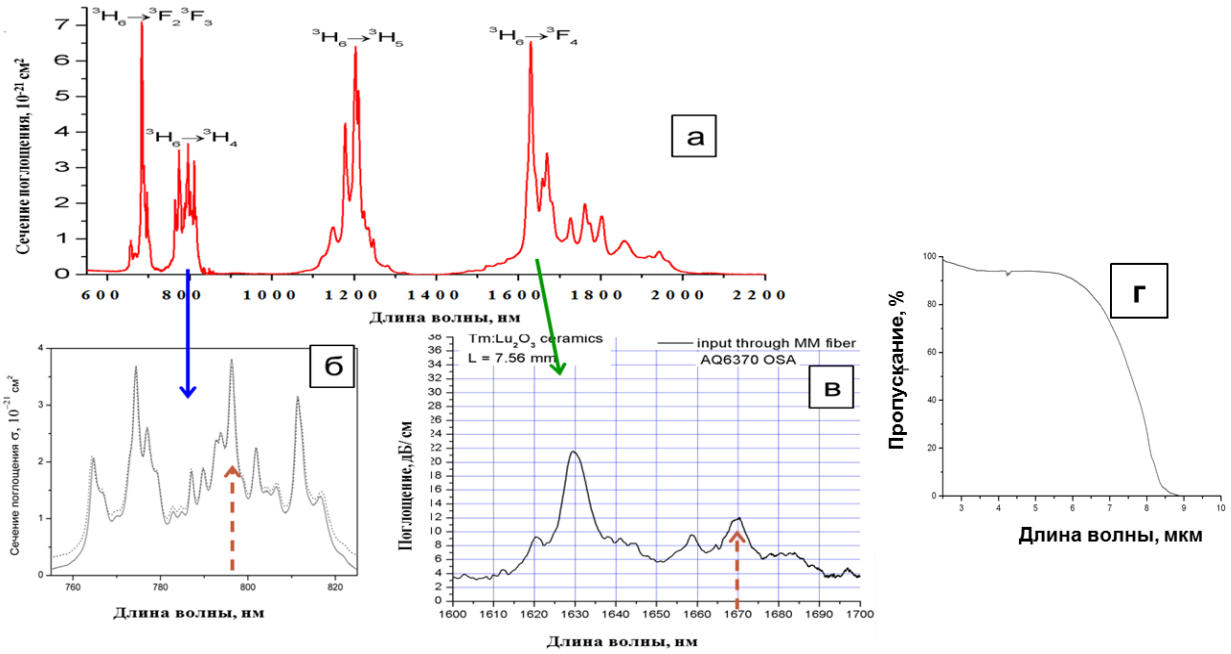


Рисунок 175. Спектр поглощения керамики $Tm:Lu_2O_3$ в диапазоне длин волн 600–2100 нм (а), 780-820 нм (б), 1600-1700 нм (в). Пунктирные стрелки показывают линии накачки на 795 нм и 1670 нм. ИК пропускание керамики (г).

В диапазонах накачки (от 700-900 нм, 1100-1300 нм, 1600-1700 нм) проводились дополнительные измерения с шагом 0,1 нм (рис. 175б,в). Эти измерения выявили несколько линий, удобных для накачки диодами (на 795 нм и 811 нм), полупроводниковыми лазерами (на 1200 нм) и волоконными лазерами (на 1670 нм). С использованием результатов измерений по формуле (165) рассчитано сечение поглощения: в пике на 796 нм оно составило $\sigma_{abs} \approx 3{,}8\times10^{-21}$ $см^2$; а в максимуме другой линии на 811 нм - $\sigma_{abs} \approx 3{,}2\times10^{-21}$ $см^2$. Сравнение измеренного спектра поглощения керамики с данными по кристаллам $Tm^{3+}:Lu_2O_3$ показывает их значительное сходство как по положению спектральных максимумом и их ширине, так и по величине сечения поглощения [331].

Вне линий поглощения ионов Tm^{3+} в исследованных образцах составил менее 3×10^{-2} $см^{-1}$ (на длине волны ~840 нм). С помощью Фурье-спектрометра FTS-7000 (производства компании “Digilab”, ныне “Varian”) исследовался спектр ИК пропускания керамики в диапазоне от 2,5 мкм до 9 мкм (спектральное разрешение составляло ~1 $см^{-1}$). В качестве приёмника использовался детектор DTGS с охлаждением с помощью элемента Пельтье. Эти измерения показали хорошее пропускание керамики на длине волны от 2,5 мкм до 7 мкм (рис. 175г).

С помощью монохроматора MDP-41 (производства компании “ЛОМО”, г. С. Петербург, Россия) и фотосопротивления ФСА-Г1 исследовался спектр люминесценции керамики $Tm^{3+}:Lu_2O_3$ при накачке лазерными диодами на длине волны 796 нм, аналогичные измерения

спектра люминесценции нашего образца керамики при накачке диодами на 811 нм проводились в оптическом центре университета г. Тампере (рис. 176) [343].

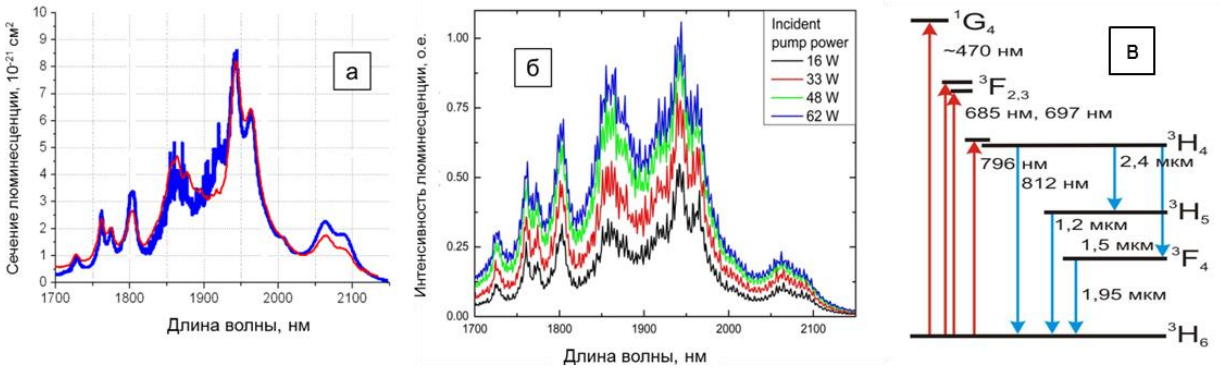


Рисунок 176. Спектр люминесценции (в единицах сечения люминесценции (а)), полученный в результате измерений в керамике Tm:Lu_2O_3 (красная) при накачке на 795 нм и пересчёта по данным [320] для кристалла Tm:Lu_2O_3 (синяя); спектр фотолюминесценции измеренный при накачке на 811 нм (при разных мощностях накачки: от 16 до 62 Вт); структура линий переходов люминесценции и накачки (в).

Исследование спектра люминесценции керамики в диапазоне 1,75-2,2 мкм при накачке диодами на 795 и 811 нм показало наличие сильных линий с максимумами на 1942 нм, 1966 нм и 2065 нм. Положение максимумов спектральных линий люминесценции керамики и соотношение их максимумов с хорошей точностью совпадало с данными по люминесценции кристалла Tm^{3+}:Lu_2O_3 [331]. На основе измеренной формы линии люминесценсции с использованием известных спектроскопических параметров Tm^{3+}:Lu_2O_3 рассчитывались значения сечения люминесценции с помощью формулы Фюхтбауэра-Ланденбурга [339,354].

Исследовался также спектр люминесценции керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3 при накачке с помощью излучения ПГС на длине волны 460 нм. В этом случае в спектре люминесценции присутствовала полоса с максимумом на 812 нм, остальные спектральные линии соответствуют измеренным ранее (при накачке на 796 нм). По результатам спектральных измерений можно составить схему переходов между уровнями иона Tm^{3+} в керамике (рис. 176в).

Были проведены исследования кинетики затухания люминесценции на длине волны 1950 нм, соответствующей наиболее сильной люминесценции с уровня $^3F_4$. При лазерном возбуждении (λ=796 нм) и плотности энергии 60 мДж/см^2 длительность люминесценции составила 4±0,2 мс. Такая же длительность свечения зарегистрирована при ламповой накачке через уровень $^1G_4$ на длине волны 460 нм. Превышение измеряемого времени жизни уровня $^3F_4$ в керамике по сравнению с результатами для кристаллов (~3,8 мс [331]) можно объяснить влиянием переизлучения, поскольку в наших люминесцентных измерениях регистрировалось свечение всего объема образца.

Близость спектров поглощения и люминесценции (по крайней мере, в спектральном диапазоне 400-2400 нм) керамики и кристаллов Tm^{3+}:Lu_2O_3 говорит о высоком качестве этой керамики и об отсутствии примесей, дающих вклад в поглощение или люминесценцию в этом спектральном интервале. Вообще, кристаллы Lu_2O_3, активированные редкоземельными ионами,

имеют структуру биксбиита и характеризуются пространственной группой Ia3 (рис. 177) [355]. В этих кристаллах ионы Tm^{3+} могут занимать позиции, которые соответствуют двум типам точечной симметрии C_2, и C_{3i} [331]. Вынужденные электрические дипольные переходы для ионов Tm^{3+} с точечной симметрией C_{3i} запрещены в соответствии с правилами отбора, а разрешенными являются только магнитодипольные переходы. При этом позиции с симметрией C_2 в кристаллах Lu_2O_3 занимают ¾ доли от общего числа редкоземельных ионов и ¼ доля этих ионов занимают позиции с симметрией C_{3i}. Плотная упаковка ионов в кристаллической решётке Tm^{3+}:Lu_2O_3 и высокое внутрикристаллическое поле приводит к большому Штарковскому расщеплению уровней, большим силам осцилляторов, большей ширине и ИК сдвигу линий поглощения и люминесценции (по сравнению, например, с Tm^{3+}:YAG) [331].

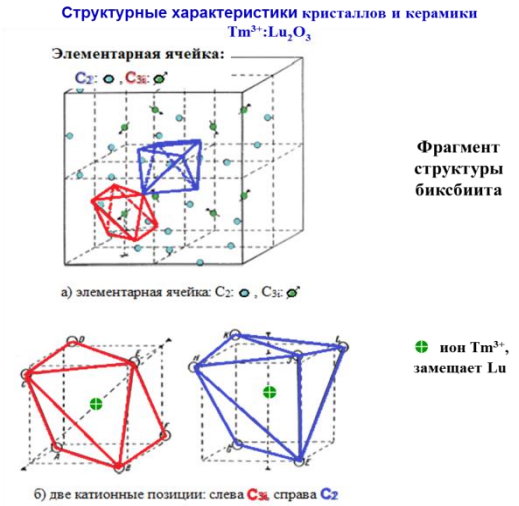


Рисунок 177. Структурные характеристики кристаллов и керамики Tm:Lu_2O_3 [355].

С помощью спектроскопического эллипсометра PhE-102 (“Micro Photonics Inc.”) измерялся показатель преломления в диапазоне длин волн 300-1200 нм с разрешением ~1 нм (рис. 177). Абсолютная ошибка измерения не превышала 0,005. Исследовалась пластинка из керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3 (диаметром 20 мм и толщиной 3 мм) без просветления. Измеренный показатель преломления керамики сравнивался с литературными данными по кристаллам Lu_2O_3 [356].

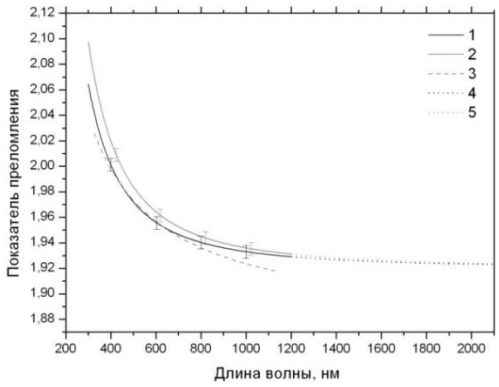


Рисунок 178. Показатель преломления керамики Tm:Lu_2O_3, измеренный с помощью эллипсометра (1 - образец 1, 2-образец 2, 3 - литературные данные [357], 4 - аппроксимация данных образца 1 формулой Зельмеера (3), 5 - аппроксимация данных образца 2).

Для определения значения показателя преломления вне диапазона длин волн измерений (1200-2100 нм) использовалась аппроксимация Коши формулы Зельмеера в следующем виде [358]:

$$n(\lambda) = \frac{A}{\lambda^2} + B \cdot \lambda^2 + C, \qquad (166)$$

где A, B, C – подгоночные коэффициенты. С использованием программы “Matlab” подобраны значения коэффициентов A,B и C (так, чтобы различие значений линии аппроксимации и результатов измерений было меньше чем 10^{-2}): для образца 1: A = 1,3×10^{18} см^2, B = -1,256×10^{-26} см$^{-2}$, C = 1,92; для образца 2: A = 1,6×10^{18} см^2, B = 1,033×10^{-26} см$^{-2}$, C = 1,92. По результатам измерений показатель преломления составил n ≈ 1,94 на длине волны накачки (~800 нм). Аппроксимация спектральной зависимости показателя преломления выражением (166) даёт оценку n ≈ 1,92 на длине волны генерации ~2065 нм.

С помощью поляризационного интерферометра Жамена – Лебедева (по схеме, изображённой на рисунке 4, и по методике, описанной в разделе 1.2.1) проводились исследования кинетики ИПП керамики Tm:Lu_2O_3 и лазерных кристаллов Tm:YAG и Tm:YLF, для сравнения, после короткого импульса накачки [348]. В качестве зондирующего использовалось излучение He-Ne лазера на длине волны 633 нм. В качестве накачки использовалось перестраиваемое излучение TiS-лазера на длине волны ~786 нм, 792 нм или 796 нм, для пластинок толщиной ~1 мм из кристаллов Tm:YAG, Tm:YLF и керамики Tm:Lu_2O_3, соответственно. Импульс накачки имел длительность ~10 нс. Исследовалась кинетика затухания ИПП, возникающих во время импульса накачки (рис. 179).

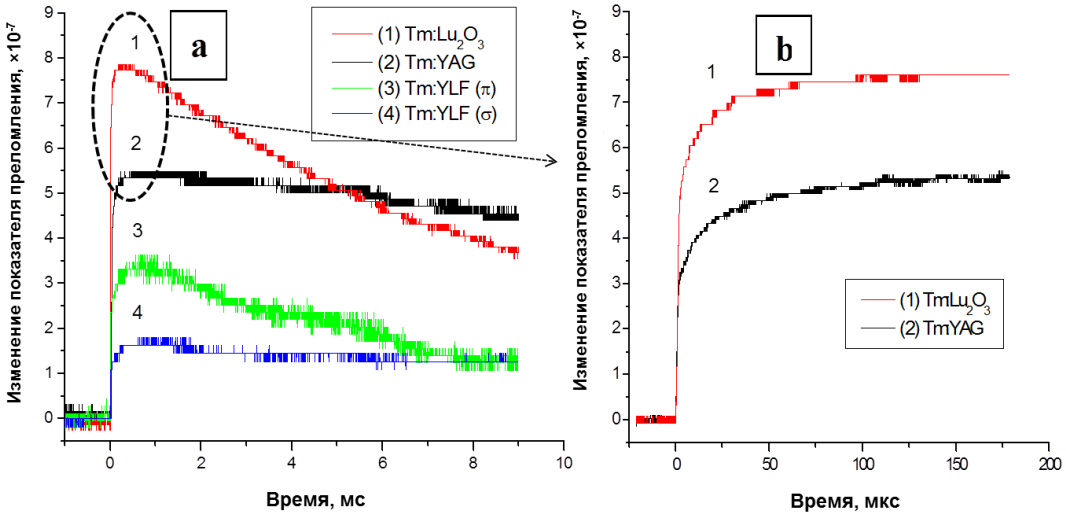


Рисунок 179. Кинетика затухания изменения показателя преломления после импульса накачки в керамике Tm:Lu_2O_3 и кристаллах Tm:YAG и Tm:YLF (π- и σ-поляризациях) на временном масштабе в 10 мс (a) и 200 мкс (b).

Кинетика ИПП после короткого импульса накачки аппроксимировалась суммой трёх экспонент вида $exp(-t/\tau_i)$, где τ_i – времена затухания, соответствующие кросс-релаксационному

переходу (τ_1), времени жизни верхнего уровня лазерного перехода (τ_2), времени выравнивания тепла в каналах зондирующих пучков (τ_3) (таблица 12).

Таблица 12. Компоненты изменения показателя преломления в керамике $Tm:Lu_2O_3$.

Компоненты	“Кросс-релаксационная”/ “излучательная” (с уровня $^3H_4$) (τ_1) (мкс)	“Люминесцентная” (с уровня $^4F_3$) (τ_2) (мс)	“Тепловая” (τ_3) (мс)
Времена релаксации	**35…55**	**3,3 3,7**	**7,5…7.9**
Относительные вклады %	“-” 45-53	“+” 65-77	“+” 25-35

Сравнение амплитуд этих экспонент (множителей перед экспонентами) показало во всех исследованных материалах доминирующий вклад электронной компоненты, обусловленной различием поляризуемости основного и возбуждённого состояний ионов Tm^{3+}. ИПП в керамике оказались большими, чем в кристаллах Tm:YAG и Tm:YLF (при одинаковой энергии накачки).

Проводились также дополнительные исследования спектроскопических и теплофизических параметров керамики $Tm:Lu_2O_3$ (образцы с 2 ат % Tm) с помощью метода тестирования динамической решётки (описанного в разделе 1.4) [80,348]. Матрица Lu_2O_3 возбуждалась излучением пятой гармоники Nd:YAG лазера модели LS-2151 (“Lotis”). Длительность и частота следования импульсов были 60 пс и 10 Гц, соответственно. Накачка образца на длине волны, соответствующей одной из полос поглощения иона Tm^{3+}, осуществлялась импульсом 10 нс от лазера на Ti:S модели CF123 M (производства “Solar TII”). Длительность импульса возбуждения в обоих вариантах была значительно меньше длительности любого исследуемого временного процесса. Динамическая решётка в пластинках керамики зондировались пучком He-Ne лазера (λ=633 нм) в геометриях “на отражение” и “на пропускание”. Для уменьшения уровня засветки фотоприемника пучок зондирования открывался АОМ-затвором синхронно с импульсами накачки. Первый порядок дифракции Рамана-Ната направлялся на вход многомодового оптоволокна и далее регистрировался ФЭУ модели H6780-20 (“Hamamatsu”). Временная развертка сигнала с ФЭУ производилась цифровым осциллографом Tektronix TDS 3032B с полосой пропускания 300 МГц. Полная ширина функции импульсного отклика регистрирующей системы составляла 4 нс по полувысоте. Для повышения чувствительности измерений использовался эффект гомодинного усиления, заключающийся в том, что на фотоприемнике интерферировали пучок дифракции $\boldsymbol{I_d}$ и поле рассеяния зонда $\boldsymbol{I_b}$ на оптических неоднородностях образца, и полная интенсивность записывается в виде

$$I(t) = I_b + I_d(0)\cdot\exp\left(-\frac{2t}{\tau}\right) + 2\gamma\left[I_b I_d(0)\right]^{1/2}\cdot\cos(\varphi)\cdot\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \qquad (167)$$

где τ – время релаксации населённости, γ – коэффициент. При этом разность фаз φ двух когерентных полей контролировалась и производилось фазочувствительное накопление реализаций. Эта процедура повышала достоверность обработки результатов эксперимента.

При возбуждении динамической решётки излучением на 213 нм (5-ая гармоника Nd:YAG лазера) происходило поглощение матрицы и возникала чисто тепловая РПП. Кинетики сигнала дифракции на просветной или отражательной РПП существенно различались (рис. 180). Затухание дифракции на просветной решётке соответствует экспоненциальному закону релаксации $D_n(t)=D_n(0)\exp(-t/\tau_{Th})$, что свидетельствует о незначительном вкладе в дифракцию рельефной РПП (кривая a на рисунке). При зондировании динамической решетки в отраженном свете пробный пучок дифрагировал на поверхностной решётке и её распад хорошо соответствовал закону $D_R=D_R(0)\cdot erfc(t/\tau_{th})^{1/2}$.

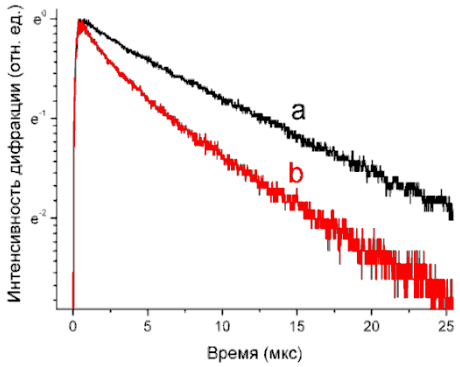


Рисунок 180. Кинетики затухания дифракции в керамике Tm:Lu_2O_3 при зондировании РПП в проходящем (a) и отраженном (b) свете и возбуждении решётки на длине волны 213 нм. Период решетки 50 мкм.

Обе экспериментальные кинетики дали практически одинаковое значение τ_{th}, которое хорошо соответствовало выражению (18) в Главе 1. По измеренным величинам периода РПП рассчитывалась температуропроводность D_T керамики, которая оказалась = $(5\pm0,2)\cdot10^{-2}$ см^2/с. Оценка теплопроводности дала величину (12,1±0,5) Вт/м·К, которая немного меньше значения 12,8 Вт/м·К для монокристалла Tm^{3+}(2%):Lu_2O_3, но совпадает с литературными данными для керамики Lu_2O_3 [320,334,341,356]. Из сравнения результатов дифракции на просветной и отражательной решётках, а также из сравнения данных о дифракции на РПП с разным периодом были определены значения линейного коэффициента теплового расширения $\alpha_T= (8\pm0,2)\times10^{-6}$ К$^{-1}$ и термооптический коэффициент ИПП $(dn/dT)_\varepsilon = (2\pm0,5)\cdot10^{-5}$ К$^{-1}$, что хорошо согласуется с данными для неактивированного монокристалла и керамики Lu_2O_3 [320,334,341,357,359].

В другой серии экспериментов РПП керамике возбуждалась накачкой в полосу поглощения иона Tm^{3+} на длине волны 796 нм. В результате формировалась объемная фазовая РПП, релаксирующая за счет переходов ионов Tm^{3+} вниз. Время ее затухания определяется временем жизни метастабильного лазерного уровня $^3F_4$. В экспериментах плотность энергии возбуждения

варьировалась диапазоне от 10 до 240 мДж/см^2. Типичная кинетика затухания сигнала дифракции в двух временных масштабах приведена на рисунке 181.

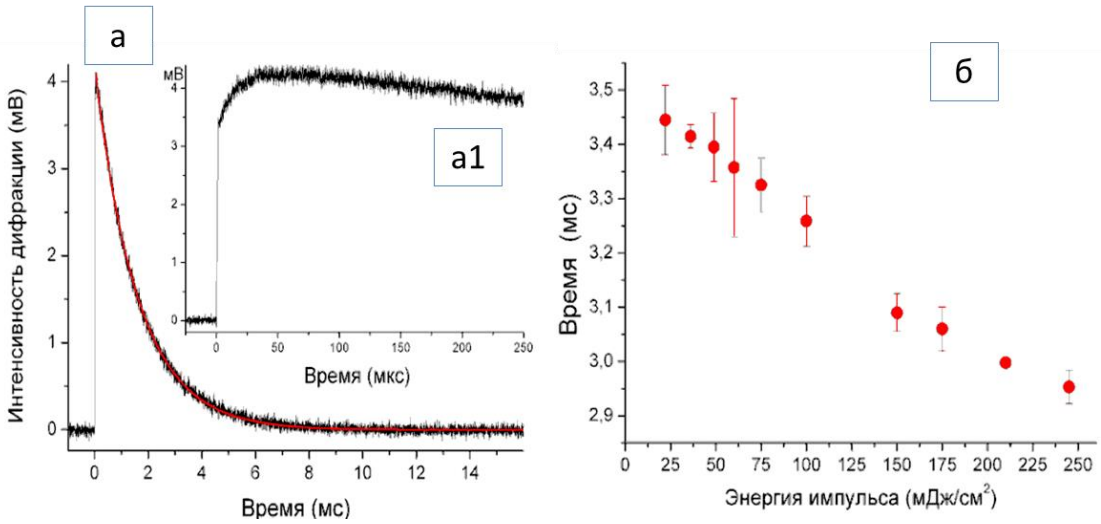


Рисунок 181. (а): Кинетика затухания дифракции на решетке населенностей уровней керамики Tm:Lu_2O_3 (в мВ фотоприёмника). Период решетки 25 мкм, плотность энергии возбуждения 110 мДж/см^2. На вставке (а1) – начальная часть кинетики. (б): Энергетическая зависимость времени затухания РПП (времени жизни уровня $^3F_4$).

Время жизни уровня $^3F_4$ иона Tm^{3+}, измерялось по длительности затухания сигнала дифракции. Его значение изменялось от 2,9 до 3,5 мс в зависимости от степени возбуждения, что можно объяснить влиянием УСИ (рис. 180(б)). Верхнее значение времени жизни лазерного уровня $^3F_4$ хорошо согласуется с опубликованными результатами измерений для монокристалла Tm^{3+}:Lu_2O_3: 3,4-3,8 мс [330,331,359].

На вставке рисунка 181(а) быстро-нарастающая часть кинетики длительностью ≤10 мкс (независимо от периода решетки) есть следствие кросс-релаксации ($^3H_4$;$^3H_6$)→($^3F_4$,$^3F_4$), приводящей в конечном счете к накоплению ионов активатора на рабочем энергетическом уровне $^3F_4$. С помощью измерений затухания люминесценции на разных длинах волн (812 нм, 1,96 мкм и 2,4 мкм) было показано, что динамика населенности уровня $^3H_4$ (после его заселения) имеет сложный характер. Ее можно удовлетворительно аппроксимировать двумя затухающими экспонентами, причем время медленного затухания - 37,8±0.7 мкс относится к излучательному времени жизни уровня, а быстрого - 3,4±0,3 мкс связано с процессом кросс-релаксации (при концентрации Tm в 2 ат. %). В других наших измерениях кинетика люминесценции в той же керамике на длине волны 1518 нм (с уровня $^3H_4$) также имела двухэкспоненциальный вид с характерными временами затухания 40±0,3 мкс и 7±0,5 мкс.

5.2.2 Исследование лазерной генерации в керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 с диодной накачкой

Для исследования генерации изготавливались стержни (вырезались в ИПФ РАН из пластин и полировались) из керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3 (использовалась концентрация ионов Tm^{3+} - 1 или 2 ат. % Tm) диаметром 3-4 мм и длиной от 6 до 20 мм, на торцы которых были нанесены АОП на

длины волн излучения накачки (~800 нм) и генерации (~2065 нм). Для улучшения теплоотвода стержень заворачивался в индиевую фольгу и помещался в медный радиатор, температура которого поддерживалась постоянной с помощью элементов Пельтье или прокачиваемой воды (~ 6-15 ^{0}C).

Исследовались 2 основных конфигурации резонатора: линейная и Г-образная (рис. 182). В схеме с линейной конфигурацией резонатора коэффициент отражения плоского входного зеркала имел высокий коэффициент отражения (~99,9%) в диапазоне 1,9-2,1 мкм и хорошее пропускание излучения накачки на длине волны накачки 796 или 810 нм (~96 %). В качестве выходного полупрозрачного зеркала (с коэффициентом пропускания T_{oc} = 2%, 6%, 9% или 11%) использовались либо плоские зеркала, либо вогнутые зеркала (с радиусом кривизны R = 98 мм, 200 мм или 299 мм) (рис. 182а).

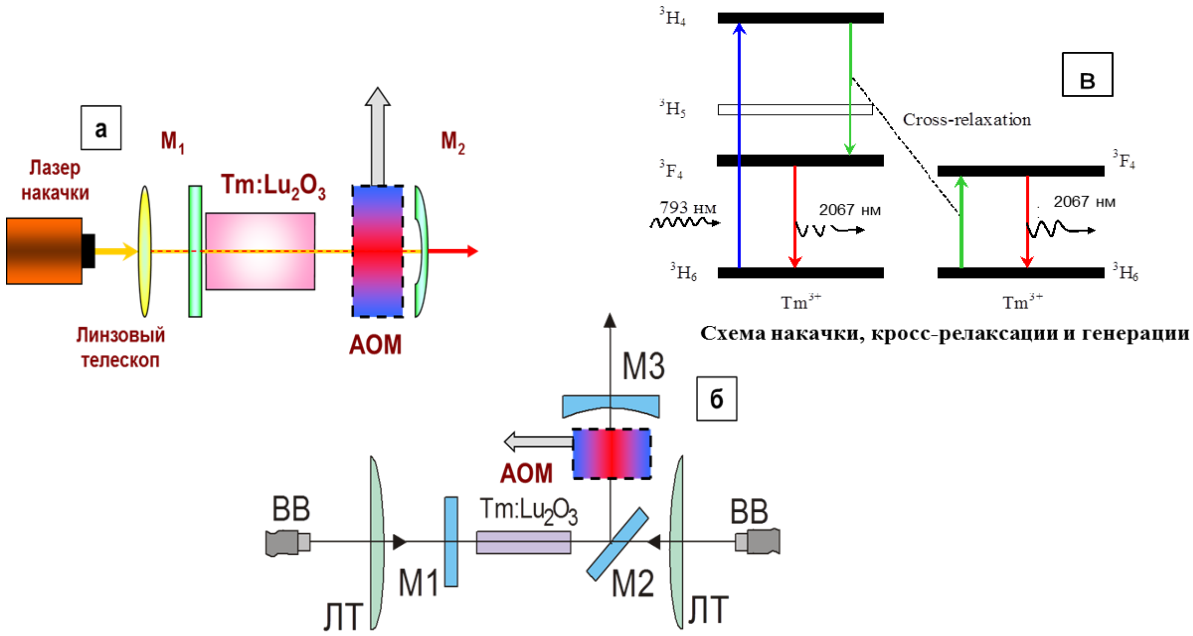


Рисунок 182. Схема лазера на керамике Tm:Lu_2O_3 при линейной (а) или Г-образной (б) конфигурации резонатора: M_1 - M_3 – зеркала, ЛТ – линзовые телескопы, ВВ - выход волокна лазера накачки, АОМ – акустооптический модулятор (в режиме модуляции добротности). На вставке (в) показана схема накачки, кросс-релаксации и генерации.

Г-образный резонатор лазера формировался тремя зеркалами: двумя плоскими дихроичными зеркалами M_1 и M_2 с высоким коэффициентом отражения для излучения генерации 1.9-2.1 мкм ~99,9% (коэффициент пропускания для накачки для зеркала M_2 составлял ~92-98 %, а зеркало M_1 имело высокое отражение для накачки 90-95% в случае односторонней накачки или высокое пропускание в случае двухсторонней накачки) и выходным зеркалом M_3, параметры которого варьировались (рис. 182б). Концентрация ионов активатора, длина АЭ, его положение в резонаторе, длина резонатора, кратность телескопа накачки, радиусы кривизны и пропускание выходного зеркала варьировались с целью достижения максимальной выходной мощности

генерации в непрерывном или импульсно-периодическом (при активной модуляции добротности) режимах.

В качестве источника накачки использовались диодные лазеры (производства компаний “Coherent”, США; “Dilas” и “JENOPTIK”, Германия) на длине волны 796 нм или ~810 нм с волоконным выходом и максимальной мощностью излучения до 40 и 55 Вт (для линеек “Coherent” и “Dilas”) и до 140 Вт (для диодных лазеров “JENOPTIK”). Длина волны накачки подстраивалась под максимумы поглощения на 796 нм или 811 нм (рис. 175) путем регулирования температуры лазерных диодов. Пучок излучения диодных линеек, выходящий из торца многомодового волокна, фокусировался с помощью линзового телескопа, состоящего из набора сферических линз, внутрь Tm^{3+}:Lu_2O_3-керамики через дихроичное зеркало M_2 (и через зеркало M_1 при двухсторонней накачке). Заселение верхнего лазерного уровня $^4F_{3/2}$ осуществлялось по кросс-релаксационной схеме $(^3H_4;^3H_6)\rightarrow(^3F_4,^3F_4)$ с квантовой эффективностью, близкой к 2 (рис. 182в).

В схеме Г-образного резонатора при использовании двухсторонней накачки удавалось добиться равномерного распределения инверсии населённости по длине кристалла. Максимальная мощность генерации в этом случае ~19,5 Вт (при оптической эффективности ~30% и дифференциальной эффективность по поглощённой мощности ~ 42%) была достигнута в схеме с плоским выходным зеркалом с $T \approx 10\%$, диаметром перетяжки накачки в активном элементе ~800 мкм и минимально возможной длиной резонатора ~6 см (рис. 183).

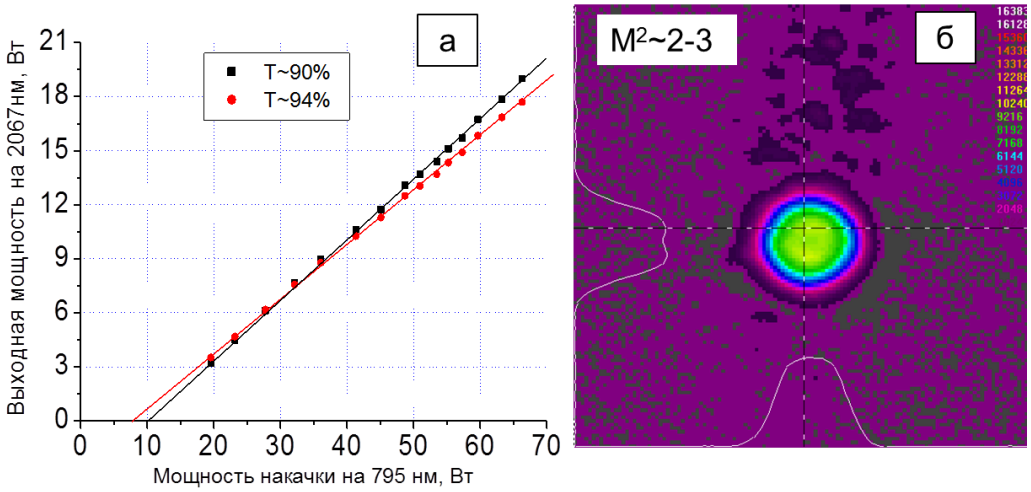


Рисунок 183. Выходная мощность лазера на керамике Tm(2 ат. %):Lu_2O_3 (с Г-образным резонатором) в зависимости от мощности диодной накачки (а); структура пучка генерации (изображение камеры “Pyrocam III”) при максимальной выходной мощности (б).

При тех же условиях, но при коэффициенте отражения выходного зеркала ~94%, мощность и эффективность генерации были несколько ниже (~18 Вт и 27%). Увеличение длины резонатора приводило к его выходу из области устойчивости, что проявлялось в “загибе” (уменьшении выходной мощности при росте мощности накачки). Изменение кривизны выходного зеркала не приводило к значительным изменениям выходной мощности и влияло, в основном, на качество

пучка выходного излучения. Исследования пучка генерации показало хорошее качество пучка излучения ($M^2 \leq 1,2$) при выходной мощности до 5-6 Вт, при дальнейшем увеличении мощности качество пучка ухудшалось ($M^2 \approx 2$-3) (рис. 183б).

В схеме с линейной конфигурацией резонатора после оптимизации параметров удалось получить максимальную мощность непрерывной генерации ~34 Вт (при полной эффективности ~35% и дифференциальной эффективности ~38%) в многомодовом пучке ($M^2 \approx 6$-7) (рис. 184).

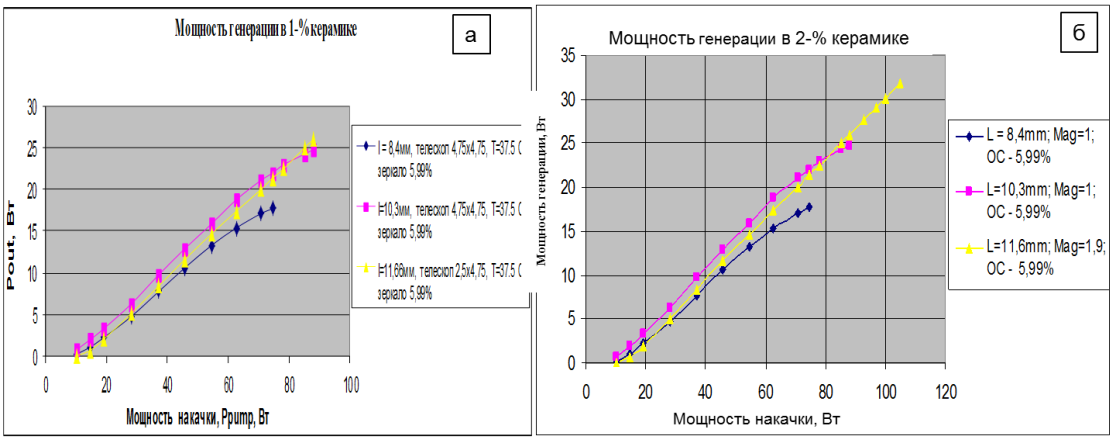


Рисунок 184. Выходная мощность лазера на керамике Tm:Lu_2O_3 (с линейным резонатором) в зависимости от мощности диодной накачки при концентрации активатора 1 ат. % (а) и 2 ат. % (б) (при разных длинах резонатора, размерах пучка накачки, коэффициенте отражения выходного зеркала).

Сравнение диаграмм на рисунке 184 показывает, что максимальная выходная мощность непрерывной генерации достигается для керамики с концентрацией ионов активатора Tm^{3+} в 2 ат. % (при мощности накачки 105 Вт). Для того чтобы избежать теплового пробоя АЭ необходимо использовать широкий пучок накачки (оптимальная кратность телескопа составила ~1,5). При 1-% концентрации Tm максимальная мощность в 26 Вт была достигнута при эффективности преобразования накачки ~32,6% при следующих параметрах: длине АЭ - 11.6 мм, кратности телескопа накачки 1,5, плоском выходном зеркале с коэффициентом пропускания T_{oc} = 6% и длине резонатора 15 мм.

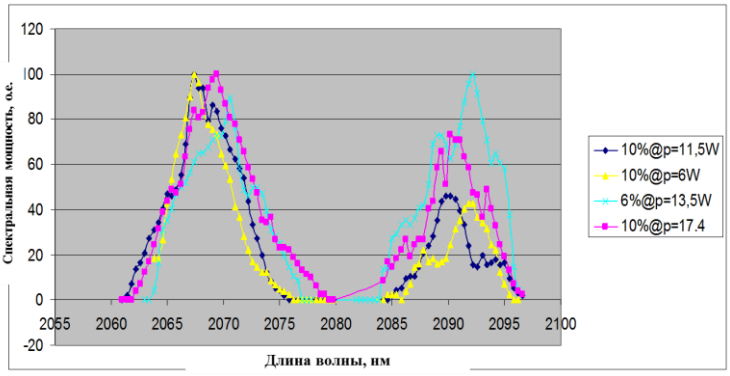


Рисунок 185. Спектр генерации лазера на керамике Tm:Lu_2O_3 (2 ат. % Tm) для разных коэффициентов пропускания выходного зеркала 6 и 10 % и разной мощность генерации в ваттах (спектральная мощность – мощность пучка на выходе монохроматора МДР-24).

Исследование спектра генерации в 2-% керамике с помощью монохроматора (МДР-24) выявило интересные особенности: наряду с максимумом на длине волны ~2066 нм, шириной ~4 нм, присутствовала линия на длине волны 2090-2094 нм (рис. 185). Спектральная интенсивность которой возрастала с ростом коэффициента отражения выходного зеркала с уменьшением его пропускания. Соотношение линий генерации и их ширина изменялись в зависимости от мощности накачки.

Подобная закономерность спектра генерации сохранялась и в лазере на основе 1-% керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3: наличие генерации в двух спектральных диапазонах ~2066 нм и 2092 нм, нарастание спектральной интенсивности более коротковолновой ветви с ростом пропускания выходного зеркала (хотя коротковолновая ветвь генерации в этой керамике доминировала более сильно, чем в 2-% керамике).

При малой мощности диодной накачки “непрерывная” генерация носила пичковый характер, но при выходной мощности более 10 Вт амплитуда пульсаций заметно уменьшалась (регистрирация с помощью фотодиодов Hamamatsu и осциллографа Agilent) (рис. 186а).

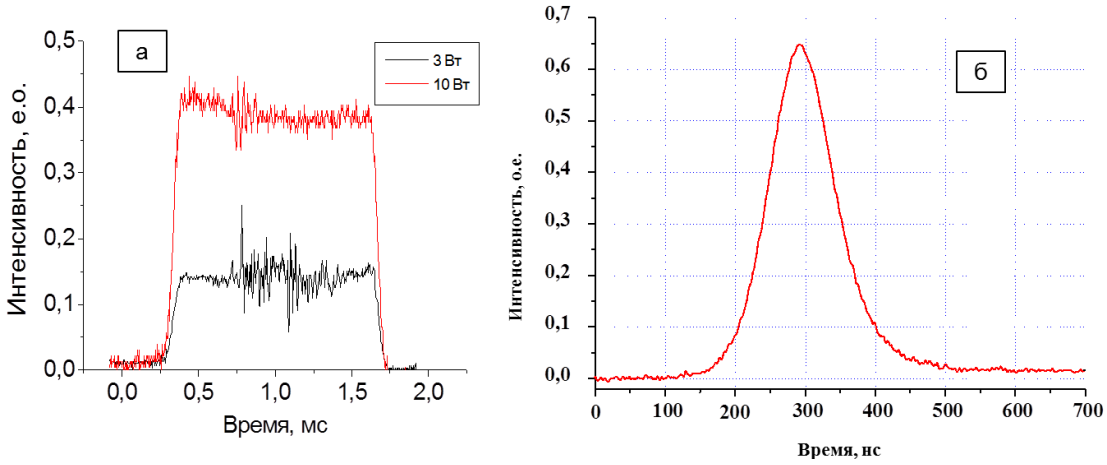


Рисунок 186. Форма импульса генерации в режиме “непрерывной генерации” после обтюратора при выходной мощности 3 Вт или 10 Вт (а), и в режиме модуляции добротности при средней выходной мощности в 7 Вт и частоте следования импульсов 10 кГц (б).

Наряду с непрерывной генерацией исследовалась генерации в режиме модуляции добротности как в резонаторе с линейной, так и Г-образной конфигурацией (рис. 182). Для этого в резонатор лазера вносился АОМ на основе кристаллического кварца, длиной от 20 до 40 мм, частотой ВЧ волны 50 или 80 МГц, просветлённый на 2000±100 нм (производство “НПО Полюс”, Москва). Исследовалась импульсно-периодическая генерация с частотой повторения 5-40 кГц, длительность импульсов генерации (регистрируемая с помощью фотодиодов Hamamatsu и осциллографа Agilent) при этом изменялась от 80-300 нс (рис. 186). Средняя по времени мощность генерации в этом режиме достигала 10-11 Вт, пиковая – 20-35 кВт (в зависимости от частоты повторения). Нестабильность пиковой мощности импульсов при оптимальной настройке была не хуже 5%.

Дальнейшее увеличение пиковой и средней мощности в режиме модуляции добротности при увеличении мощности накачки ограничивалось оптическим пробоем поверхности активных элементов. Оптический спектр импульсно-периодической генерации (измеряемый с помощью монохроматоров МДР-24 и МДР-41) содержал линию с максимумом на длине волны ~2066 нм и шириной ~4 нм.

Таким образом, лазеры на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 продемонстрировали высокую мощность и высокую эффективность генерации (~30-35%) при диодной накачке на ~795 нм, соизмеримую с эффективностью исследованного нами ранее Tm:YLF лазера с той же диодной накачкой [360].

В совместных экспериментах, проведённых в оптическом центре г. Тампере, Финляндия, была получена ***2-х микронная генерация в лазере на диске из керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3 с накачкой полупроводниковым лазером на длине волны 1160 нм*** [342].

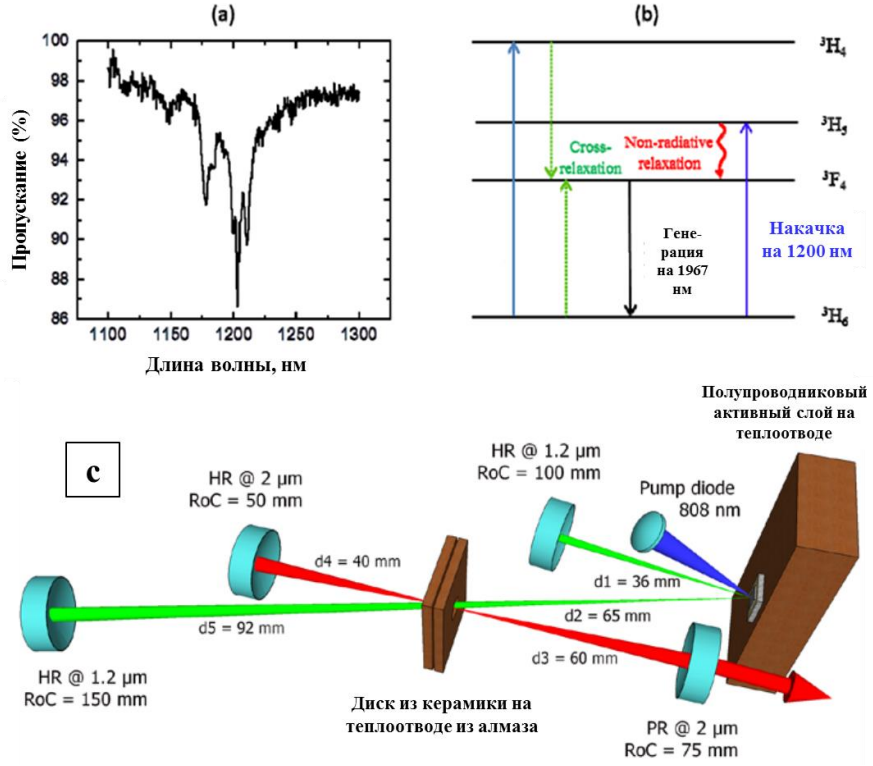


Рисунок 187. Линия поглощения керамики на 1200 нм (а), схема накачки на 1200 нм и генерации на 2067 нм (б), схема лазера на диске из керамики Tm:Lu_2O_3 с накачкой излучением полупроводникового лазера (с).

Диски, толщиной ~260-280 мкм и диаметром 3 мм, изготавливались из керамики Tm^{3+}(3,3 ат. %):Lu_2O_3 в ИПФ РАН. На диски наносилось антиотражающее покрытие на длины волн 1967 нм и 1200 нм. Эти диски зажимались между термостабилизированными медными пластинами, обеспечивающими хороший теплоотвод с поверхности АЭ, в которых имелось отверстие диаметром 1,5 мм (при этом диски из керамики висели в воздухе). АЭ из керамики находился внутри резонатора лазера на дисковом полупроводниковом элементе с квантовой ямой InGaAs (10 слоёв) и компенсирующим слоем GaAsP, и 23-слоями AlAs/GaAs в качестве объемной Брегговской решётки (на медной подложке). Полупроводниковый лазер накачивался лазерным

диодом на 808 нм и генерировал на длине волны ~1160-1165 нм, которая, в свою очередь, служила накачкой лазера на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3. Резонатор лазера на керамике формировался двумя плоско-вогнутыми зеркалами с радиусами кривизны 50 мм и 75 мм и варьируемым коэффициентом отражения выходного зеркала. Длина резонатора оптимизировалась для достижения максимальной мощности генерации.

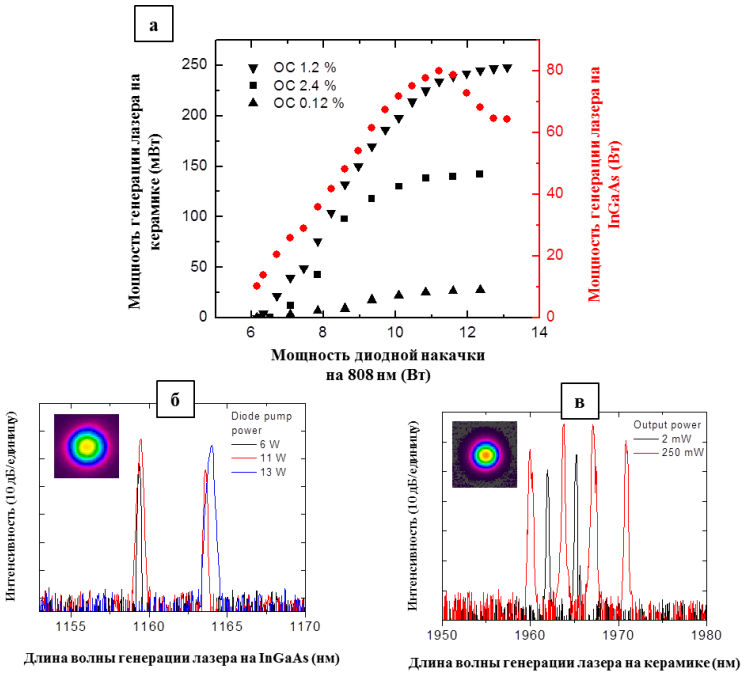


Рисунок 188. Мощность генерации лазера на керамике Tm:Lu_2O_3 и лазера на InGaAs от мощности диодной накачки на 808 нм (а); спектр генерации лазера на InGaAs (б); спектр генерации лазера на керамике (в).

При мощности диодной накачки (на 808 нм) до 12 Вт внутрирезонаторная мощность непрерывной генерации полупроводникового лазера на квантовой яме InGaAs достигала 80 Вт, при этом выходная мощность лазера на керамике достигала 250 мВт (рис. 188а). Лазер на InGaAs генерировал на 1160-1165 нм (рис. 188б), а лазер на керамике – на длине волны 1960-1970 нм (рис. 188в). Качество пучков генерации лазеров на InGaAs и керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 было высоким M^2 ~ 1,0-1,2 (пучки показаны на вставках рисунков 188(б и в)).

5.2.3 Исследование лазерной генерации в керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 с лазерной накачкой в режиме синхронизации мод

Исследована возможность генерации лазера на керамике Tm:Lu_2O_3 в режиме синхронизации мод. Были проведены совместные эксперименты с группой А.А. Лагатского из Университета г. Сэнт-Андрюс (Шотландия) [343,344]. Эксперименты проводились в Шотландии. Для пассивной синхронизации мод использовался насыщающиеся поглотители: полупроводниковый SESAM [343], монослой графена [344].

В качестве АЭ был использован образец керамики длиной 5 мм и диаметром 3 мм (обработанной в ИПФ РАН) с нанесением АОП на 795 и 2100 нм (НПО “Полюс”), торцы

которого были срезаны под углом Брюстера по отношению к падающему пучку. В качестве накачки использовалось излучение лазера на кристалле Ti:Sapphire мощностью до 2,6 Вт на длине волны 796 нм.

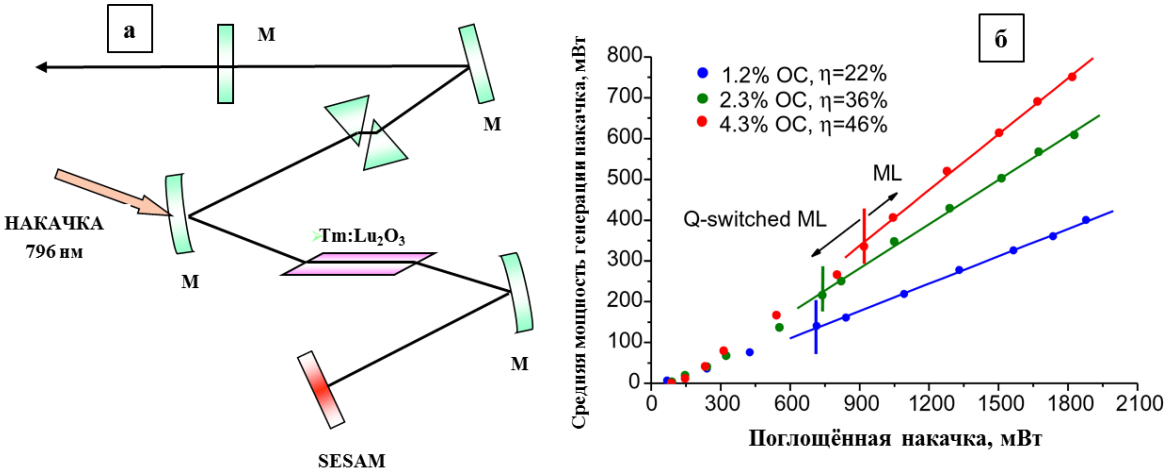


Рис. 189. Схема лазера на керамике $Tm:Lu_2O_3$ с насыщающимся поглотителем.

Резонатор лазера с насыщающимся поглотителем SESAM имел Z-образную (или W-образную) конфигурацию (ассиметричную, с компенсацией астигматизма), традиционную для реализации режима синхронизации мод [361,362] (рис. 189а). Он состоял из двух вогнутых зеркал с радиусом кривизны 100 мм (с высоким отражением R > 99,8% на длине волны генерации 2070 нм), выходного зеркала с высоким отражением (пропускание на длине волны 2070 нм варьировалось: 1,2%, 2,3%, или 4,3%) и структуры SESAM (изготовленной в Шотландии) в качестве концевого отражателя. Конфигурация резонатора позволяла работать в зоне стабильности, при этом одна перетяжка пучка находилась в активном элементе, а вторая - в насыщающемся поглотителе. Насыщающийся поглотитель SESAM, используемый для пассивной синхронизации мод, был изготовлен на основе полупроводниковой структуру с квантовой ямой InGaAsSb и имел начальное отражение 99,5-98,1% в диапазоне длин волн 2-2,1 мкм. Две призмы из плавленого кварца (расстояние между поверхностями ~12 мм) были помещены в резонатор для контроля (компенсации) дисперсии групповых скоростей, необходимой для генерации импульсов с предельно-короткой длительностью. АЭ и SESAM помещались на медный теплоотвод со стабилизацией температуры ~20°C за счёт элемента Пельтье. Пучок накачки (с *p*-поляризацией в плоскости схемы) фокусировался в АЭ с помощью линзы с фокусным расстоянием 80 мм через зеркало резонатора (имеющее пропускание T > 99% на 796 нм) в пучок радиусом 26 мкм ($1/e^2$ интенсивности) на входной торец элемента. Размеры моды лазерного пучка в активном элементе по оценкам составляли 32×61 мкм^2.

При возрастании мощности накачки сначала происходила генерация в режиме импульсной синхронизации мод (последовательность фемтосекундных импульсов с наносекундной

огибающей), а затем при поглощённой мощности накачки ~1 Вт начиналась стабильная генерация последовательности фемтосекундных импульсов (рис. 189б).

Оптический спектр генерации измерялся с помощью спектрометра “APE WaveScan” (APE) с разрешением ~0,3 нм, радиочастотный спектр измерялся с помощью фотодетектора на основе InGaAs и спектроанализатора “FSP40” (Rohde&Schwarz) с полосой отсечки ≥7 ГГц, длительность импульса оценивалась с помощью созданного автокоррелятора с индикацией по 2-х фотонному поглощению в детекторе на Si.

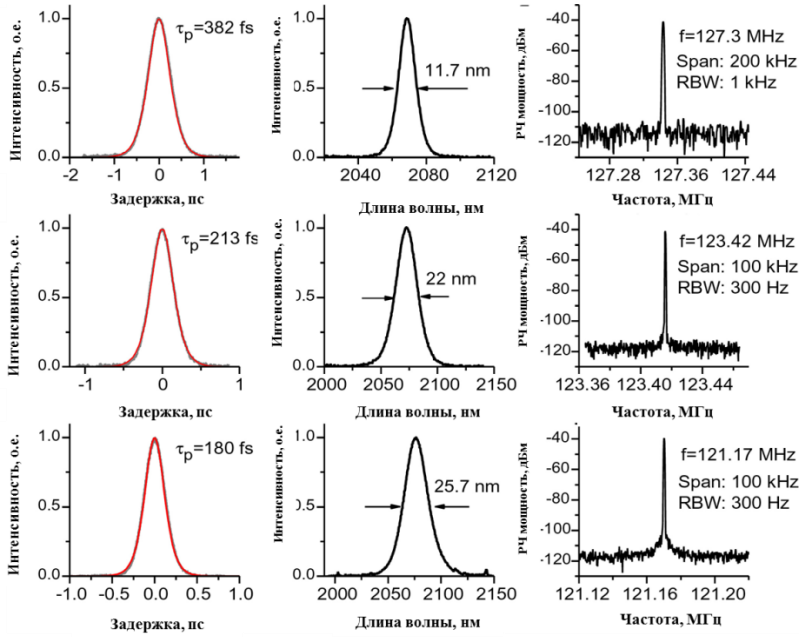


Рисунок 190. Диаграмма автокоррелятора (первый столбец), оптический (второй столбец) и радиочастотный (третий столбец) спектры генерации Tm:Lu_2O_3-лазера в режиме синхронизации мод при различных значениях пропускания выходного зеркала: 4,3% (верхний ряд), 2,3% (средний ряд) и 1,2% (нижний ряд).

При использовании выходного зеркала с пропусканием 4,3% была получена генерации последовательности импульсов длительностью τ_{imp}~382 фс (измеренная ширина спектра составляла $\Delta\lambda$~11,7 нм, что соответствовало импульсу, близкому к спектрально-ограниченному, со спектрально-временным параметром $\Delta\nu\tau_{imp}$~0,32, характерном для огибающей импульсов “$sech^2$” [363]) со средней мощностью до 750 мВт (на длине волны 2070 нм) и энергией в импульсах до ~5,9 нДж при частоте следования ~127,3 МГц (рис. 190). При использовании выходного зеркала с пропусканием 1,2% получена генерация более коротких импульсов, длительностью ~180 фс (близкой спектрально-ограниченной). Соответствующий оптический спектр имел центр на длине волны 2075 нм с шириной ~25,7 нм (рис. 190). Частота следования фемтосекундных импульсов составляла при этом 121,2 МГц. Управление положением призмы внутри резонатора позволило осуществить перестройку длины от 2030 нм до 2100 нм в последовательности синхронизованных импульсов длительностью 300 фс.

Таким образом, впервые в мировой практике был реализован режим синхронизации мод в лазере на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 с рекордными для двухмикронного диапазона длин волн

параметрами: малой длительностью импульсов (180-300 фс) и высокой импульсной энергией и средней мощностью (до 750 мВт). В последующих экспериментах (в университете Сэнт-Андрюса) А.А. Лагатским была получена пассивная синхронизация мод в лазере на нашей керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 за счёт использования насыщающегося поглотителя на основе монослоя графена (изготовленного в Южной Корее) [344]. В этом эксперименте лазер на керамике генерировал спектрально-ограниченный импульс, длительностью 410 фс, при ширине спектра ~11,1 нм на длине волны 2067 нм, максимальной средней мощности 270 мВт и частоте повторения импульсов ~110 МГц. Это была первая экспериментальная реализация синхронизации мод за счёт графена в лазерах на длине волны ~2 мкм.

5.2.4 Исследование лазерной генерации в керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 с волоконно-лазерной накачкой

Лазерные кристаллы и керамика, активированные ионами Tm^{3+}, для заселения уровня $^3F_4$ допускают накачку с уровня $^3H_6$ (рис. 191). При этом инверсия населённости, необходимая для лазерной генерации, может быть достигнута между подуровнями тех же мультиплетов $^3F_4$ и $^3H_6$ (накачка “в линию”, “in-band”). Несомненным достоинством такой накачки является малый “дефект кванта” – нормированная разность энергий кванта накачки и генерации. В качестве накачки лазера на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 мною было предложено использовать излучение волоконного лазера на длине волны 1670 нм или 1678 нм; ранее излучение на длине волны 1678 нм использовалось для накачки лазера на кристалле Tm:YLF [364].

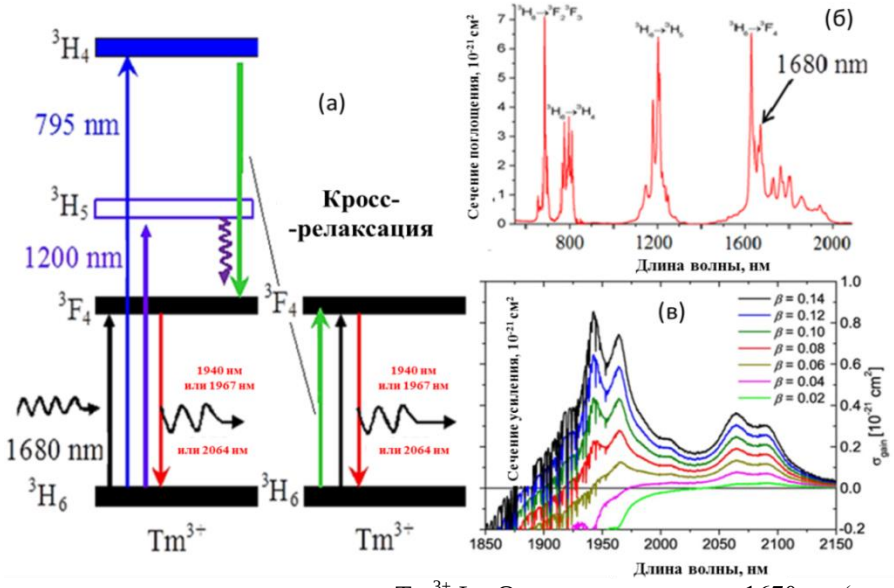


Рисунок 191. Схема накачки и генерации керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3 с поглощением на 1670 нм (чёрным) и усилением или генерацией на 1940 нм, или 1967 нм, или 2070 нм (красным) (а); спектр поглощения с отмеченным максимумом на 1680 нм (б); сечение усиления при различной степени инверсии β_{in} (в).

Источником накачки керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3 на длине волны 1670 нм служил одномодовый эрбиевый волоконный лазер (модуль ELM-1567-80, “НТО “ИРЭ – Полюс”) с ВКР

преобразованием длины волны с 1567 нм на 1670 нм в 200-метровом волокне рамановского лазера. Эффективность ВКР преобразования достигала 65%, а выходная мощность на 1670 нм - 52,5 Вт. Накачивающий гауссов пучок волоконного лазера (~4,5 мм диаметром после выходного телескопа) фокусировался (или транслировался телескопом Галилея) в активный керамический стержень с диаметром перетяжки (по e^{-2}), изменяющимся от 80 до 500 мкм.

В экспериментах использовались керамические стержни Tm^{3+}:Lu_2O_3 с концентрацией ионов Tm^{3+} 1, 1,5 или 2 ат. %, диаметром 2,5-3,0 мм и длиной от 10 до 20 мм. На обе торцевые поверхности стержней были нанесены АОП на 1,67 мкм и 2 мкм. Керамические стержни были обернуты в фольгу из индия и вставлены в медный радиатор со стабилизированной температурой 12ºС.

Конструкция резонатора была выбрана линейной как для непрерывных лазеров, так и для лазеров с модуляцией добротности за счёт АОМ (рис. 192). В качестве входного зеркала M_1 использовалось дихроичное зеркало с отражением 99,9% на длину волны 2,07±0,05 мкм и пропусканием ≥99% на 1,67 мкм. В качестве выходных зеркал M_2 использовались вогнутые зеркала с радиусом кривизны от 100 мм до 500 мм или плоское зеркало. Коэффициент пропускания выходного зеркала составлял 15,6% (или 10%) на 2064 нм, 46,6% (или 50%) на 1966 нм, и ~4% на 1670 нм.

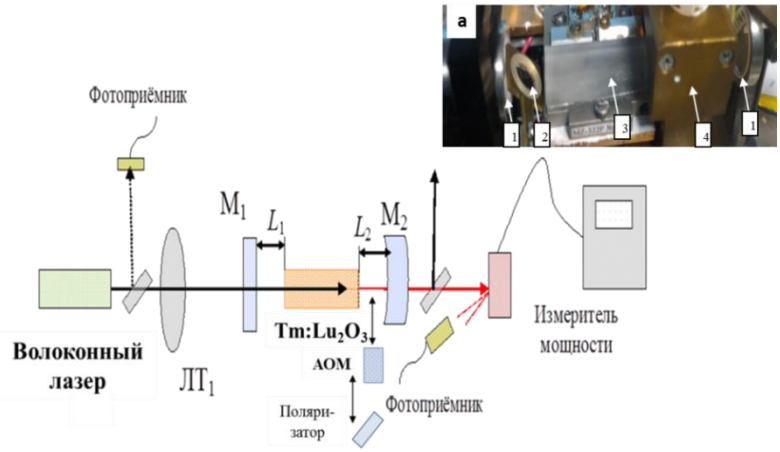


Рисунок 192. Схема лазера на керамике с накачкой излучением волоконного лазера на 1670 нм и генерацией на 2064 нм или 1967 нм. Показаны также АОМ и поляризатор, которые вставлялись в схему. На вставке (а) - фотография лабораторного лазера, цифрами обозначены: 1- зеркала резонатора, 2 – поляризатор, 3 – АОМ, 4 – радиатор керамики.

Керамические стержни с Tm-концентрацией 1 ат. % продемонстрировали большую выходную мощность и лучшую эффективность лазерной генерации в предварительных исследованиях. Такой стержень длиной 19,4 мм был выбран в качестве наиболее эффективного АЭ и использовался в последующих экспериментах. Минимальный порог генерации был достигнут при использовании плоского выходного зеркала M_2, имеющего коэффициент пропускания 90% на длине волны генерации 2070 нм. При низких мощностях накачки лазер генерировал в

пичковом режиме свободной генерации, при мощности накачки выше 12 Вт наблюдалось стабильное непрерывное излучение.

Эффективность генерации для плоского выходного зеркала с коэффициентом пропускания 90% была ниже, чем для вогнутого зеркала с коэффициентом пропускания 85%. Выходная мощность достигала 23 Вт при эффективности преобразования 51% (для радиуса кривизны выходного зеркала 200 мм и диаметра пучка накачки ~ 300 мкм в керамике). Максимальная эффективность преобразования (от волоконного лазера к генерации керамики) составляла 59,1% при выходной мощности 14 Вт (рис. 193). Следует отметить, что такая высокая эффективность лазерной генерации обусловлена как малым “дефектом кванта” (который при накачке на 1670 нм и генерации на 1967 нм составляет ~85%), так и хорошим энергосъёмом в активной среде (из-за хорошего перекрытия накачанной области инверсной населённости и лазерной моды внутри активной среды).

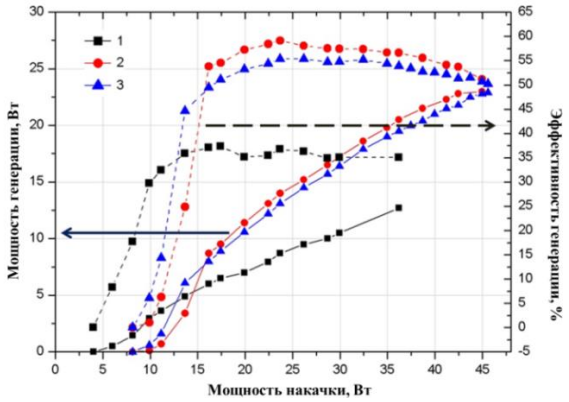


Рисунок 193. Выходная мощность (сплошные лини) и полная оптическая эффективность (пунктиры) генерации лазера на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 от мощности накачки излучением волоконного лазера на длине волны 1670 нм. 1 – плоское выходное зеркало с пропусканием T@2μm = 10%; 2 – зеркало с радиусом кривизны R=200 мм и пропусканием T@2μm = 15%; 3 - зеркало с радиусом кривизны R=500 мм и пропусканием T@2μm = 15%.

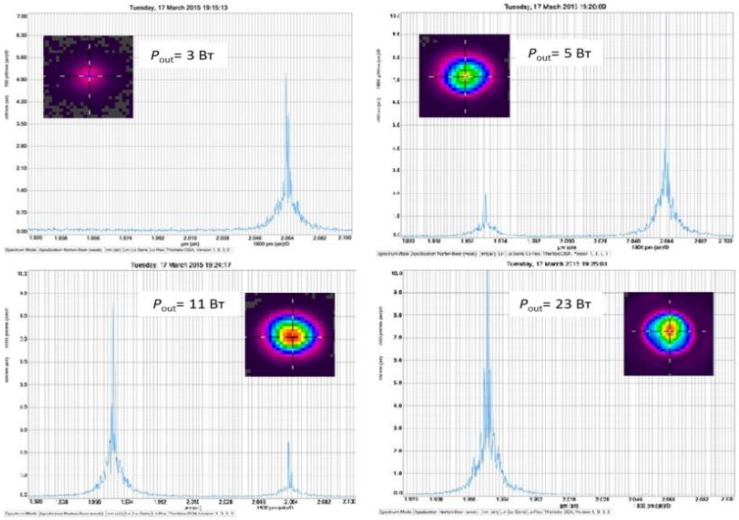


Рисунок 194. Спектр генерации и структура пучка генерации при разных выходных мощностях непрерывной генерации лазера на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 (с выходным зеркалом с радиуса кривизны 200 мм и пропусканием ~15% на 2 мкм) при накачке волоконным лазером на 1670 нм.

Спектр генерации (измеренный анализатором спектра “OSA 302”, Thorlabs) менялся при использовании разных выходных зеркал и изменении мощности накачки. Длина волны

генерации изменялась с 2064 нм до 1966 нм при увеличении мощности накачки (рис. 194). В лазере с выходным зеркалом с радиуса кривизны 200 мм излучение на длине волны 2064 нм генерировалось при выходной мощности менее 3,4 Вт. Увеличение мощности накачки приводило к двухволновой генерации: как на 2064 нм, так на 1966 нм (при выходной мощности 3,4-14 Вт). Одиночная линия генерации на 1966 нм наблюдалась при выходной мощности более 14 Вт. Для резонатора с вогнутым выходным зеркалом с кривизной 500 мм генерация на одиночной длине волны 1966 нм происходила при выходной мощности более 8 Вт.

В непрерывном режиме пучки генерации высокого качества были зафиксированы вплоть до выходной мощности 14-20 Вт (в зависимости от конфигурации резонатора), однако при большей мощности генерации качество пучка ухудшалось (вставки на рисунке 193).

Эволюция спектра генерации при изменении мощности накачки объясняется изменением спектра (сечения) усиления в зависимости от инверсии. Действительно, для квазитрёхуровневых лазерных схем погонный коэффициент (g_{amp}) и сечение усиления (σ_{gen}) могут быть представлены в следующем виде [328-330]:

$$g_{amp} = \sigma_{gen} N_0 = \left(\beta_{in} \times \sigma_{em} - \left(1-\beta_{in}\right)\times\sigma_{ab}\right) N_0, \qquad (168)$$

где σ_{em} и σ_{ab} - сечения эмиссии (люминесценции) и поглощения, соответственно; N_0 – концентрация всех ионов активатора Tm^{3+}, способных принимать участие в генерации; β_{in} - степень инверсии (доля инвертированных ионов активатора).

Оценка спектра усиления керамики из известных спектров люминесценции и поглощения показывает, что погонный коэффициент усиления излучения имеет максимум на длине волны 2066 нм при $\beta_{\text{in}} < 0{,}06$ (рис. 191в). Усиление для более коротких длин волн значительно возрастает при росте накачки (степени инверсии): при $\beta_{\text{in}} > 0{,}8$ коротковолновое усиление больше, чем длинноволновое. Степень инверсии зависит от мощность накачки и добротности резонатора, поэтому переключение с одной длины волны 2,07 мкм на другую 1,97 мкм наблюдалось в экспериментах при разных мощностях накачки и для разных конфигураций резонатора.

Для генерации в режиме модуляции добротности был использован АОМ на основе кристаллического кварца (произведённый в НПО “Полюс”), который помещался в выходное плечо резонатора (между АЭ и выходным зеркалом) (рис. 193). В экспериментах использовались АОМ с длиной кварцевой пластины 20 мм или 43 мм. Режим генерации гигантских импульсов был достигнут со всеми использованными АОМ. АОМ на основе 20-мм кварцевого элемента позволил сделать более короткий резонатор, но из-за низкой дифракционной эффективности затвора при этом наблюдалась значительная нестабильность энергии генерации импульсов. Стабильную генерацию импульсов удалось получить при использовании АОМ с кварцевым элементом, длиной 43 мм. При использовании выходного

зеркала с радиусом кривизны R = 200 мм в полуконфокальном резонаторе с физической длиной ~94-100 мм была получена высококонтрастная импульсно-периодическая генерация с длительностью импульсов 35-80 нс при частоте повторения 15-25 кГц (которая регистрировалась детектором на основе InGaAs, “Ай Си Фотоникс”, С. Петербург) (рис. 196). Длительность импульсов генерации и стабильность их энергии возрастали с уменьшением частоты повторения. Импульсы длительность 35-40 нс зарегистрированы при частоте повторения 10-15 кГц, импульсная энергия достигала при этом 1-2 мДж. Энергия импульсов генерации и их пиковая мощность ограничивались оптическим пробоем керамики (при частотах повторения менее 10 кГц и средней выходной мощности ~10 Вт): пороговая плотность энергии для пробоя торца керамики составила ~0,6-0,7 Дж/см^2.

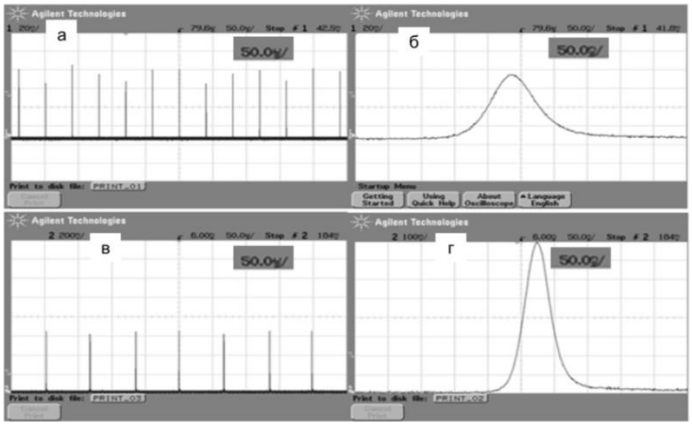


Рисунок 195. Последовательность импульсов при частоте повторения 25 кГц (а) с длительностью импульсов ~80 нс (средняя мощность – 8 Вт), при частоте повторения 15 кГц (в) с длительностью импульсов 40 нс (г).

Средняя мощность в 15 Вт была достигнута в импульсно-периодическом режиме при частоте повторения 20-25 кГц при оптимизации длины резонатора, кривизны и пропускания выходного зеркала (рис. 196). Качество пучка (измеренное методом ножа и определённое согласно ГОСТУ Р ИСО 11146-1-2008 [197]) ухудшалось от $M_{x,y}^2 \approx 1.1$ (при средней мощности в 8-10 Вт) до $M_x \leq 1.6$ и $M_y \leq 1.4$ (при максимальной выходной мощности в 14-15 Вт).

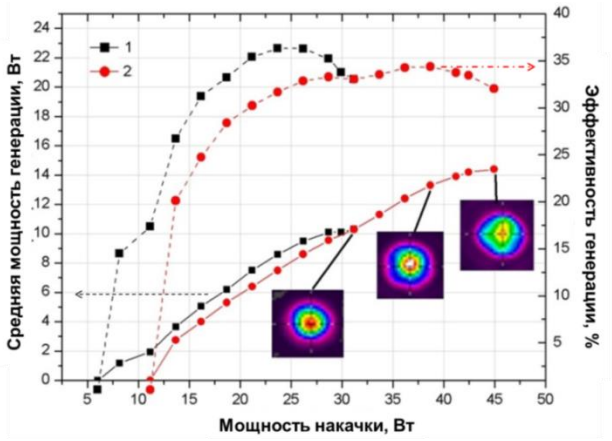


Рисунок 196. Средняя мощность (сплошные) и эффективность (пунктиры) импульсно-периодической генерации в режиме модуляции добротности от мощности накачки. На вставках показано качество пучка генерации при разных мощностях. Кривые 1 соответствуют диаметру пучка накачки ~360 мкм в керамике, кривые 2 – диаметру пучка в 400 мкм. Оптимизированная длина резонатора – 93 мм. Кривизна выходного зеркала – R = 200 мм, его прохождение T = 15% на 2064 нм.

Эволюция спектра генерации (измеряемого с помощью фотоприёмника и осциллографа Agilent) в режиме модуляции добротности была аналогична непрерывной генерации: длина волны 2066 нм регистрировалась при малой выходной мощности, обе линии 2066 нм и 1967 нм генерировали при выходной мощности 3-5 Вт, и генерация только на длине волны 1967 нм регистрировалась при выходной мощности более 5-6 W.

Поляризация пучка генерации в непрерывном режиме (без АОМ внутри резонатора) была хаотической (при измерении вертикальной и горизонтальной составляющих с помощью призмы Глана из исландского шпата). Внесение АОМ в резонатор в импульсно-периодическом режиме приводило к преимущественной вертикальной ориентации вектора поляризации, что можно объяснить анизотропией кристаллического кварца в АОМ (оптическая ось которого была ориентирована вертикально) и различной дифракционной эффективностью световых волн с разной поляризацией на бегущих звуковых волнах в модуляторе. Стабильная вертикальная (или горизонтальная) поляризация генерировалась в лазере при использовании тонкой кварцевой пластинки (толщиной 100-200 мкм), ориентированной под углом Брюстера по отношению к падающему пучку.

5.2.5 Гибридная система: волоконный лазер – керамический усилитель

Широкая линия люминесценции керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3 позволяет использовать её для усиления излучения на длинах волн в диапазонах 1900-1970 нм и ~2060-2080 нм. В совместных с “НТО “ИРЭ-Полюс” экспериментах излучение импульсно-периодического тулиевого волоконного лазера (на длине волны 1940 нм или 1908 нм) усиливалось в элементе на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 [346,365]. В качестве источника излучения накачки для керамики использовался эрбиевый волоконный лазер с ВКР преобразованием длины волны на 1678 нм (или 1670 нм). Излучение тулиевого волоконного лазера на длине волны 1940 нм (или 1908 нм) и накачка сводились в одномодовое волокно с помощью объединителя WDM. На выходном коллиматоре волоконного лазера присутствовали два пучка (диаметром ~1 мм). Эти пучки фокусировались с помощью линзы (или двух последовательных линз) с фокусным расстоянием f = 104,8 мм (с АОП на 1940 нм) в элемент из керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3 (с концентрацией активатора Tm 1,5 или 2 ат. %) (рис. 197а). Такая схема усилителя позволяет получить хорошее согласование пучков излучения сигнала и накачки в лазерном усилителе без юстировки оптических элементов. Пучки накачки (на 1678 нм) и сигнал (на 1940 нм или 1908 нм) имели близкие диаметры как на выходе одномодового волокна, так и в керамике ~260 мкм (или ~130 мкм при использовании 2-х линз) и длины фокальных перетяжек (рис. 197б). Поскольку сигнал и накачка были объединены в одномодовом волокне, то радиусы основной моды W_f на их близких длинах волн были близки по величине (с точность формулы Маркузе [246]):

$$W_f / a \approx 0,65 + 1,619 / V^{3/2} + 2,879 / V^6, \qquad (169)$$

где a – радиус сердцевины, V – параметр, $V = (2\pi/\lambda)a(n_2^2 - n_1^2)^{0.5}$.

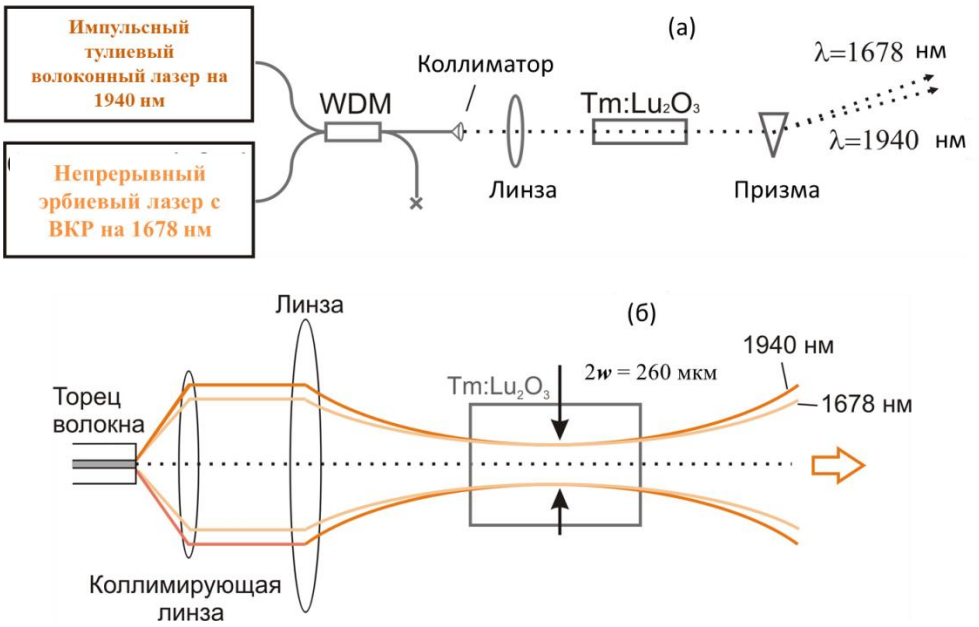


Рисунок 197. Схема экспериментального усилителя на керамике $Tm:Lu_2O_3$ для излучения тулиевого волоконного лазера на 1940 нм при накачке излучением эрбиевого волоконного лазера с ВКР сдвигом на 1678 нм (а); пучки излучения на длинах волн 1678 и 1940 нм выходят из одного волокна и фокусируются в элемент из керамики (б).

На выходе из керамического элемента пучки сигнального излучения и излучения накачки разводились с помощью призмы (или дихроичного зеркала). Керамический элемент был зафиксирован в медном радиаторе, который охлаждался водой. Использовались элементы $Tm^{3+}:Lu_2O_3$ с концентрацией Tm –1,5 ат. % или 2 ат. %, длиной от 18 мм до 20 мм.

Импульсы сигнального излучения (на 1940 нм) на выходе коллиматора волоконного лазера имели длительность, варьируемую от 1 до 100 нс, энергию до 150 мкДж и частоту повторения, изменяемую от 3 кГц до 100 кГц. Мощность непрерывного волоконного лазера накачки на длине волны 1678 нм могла увеличиваться до 43 Вт, а на длине волны 1670 нм – до 50 Вт.

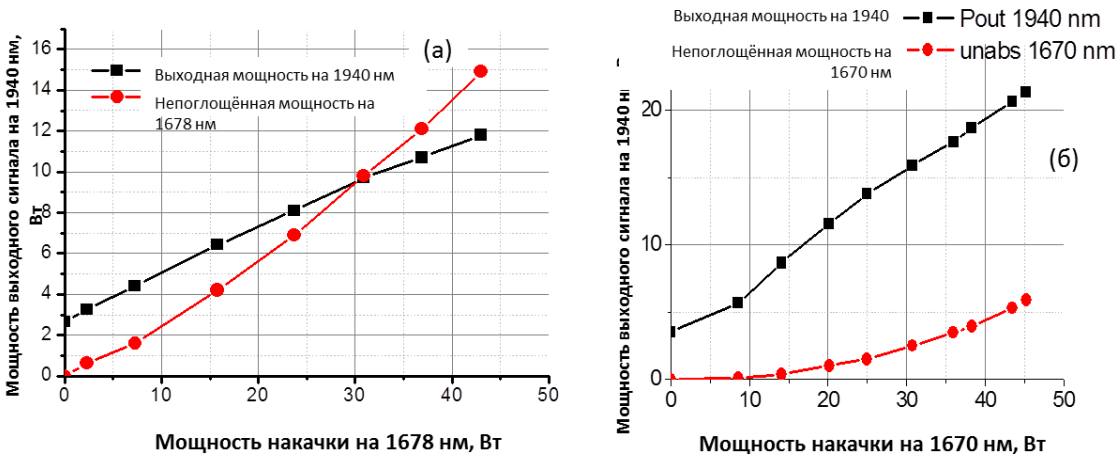


Рисунок 198. Зависимость выходной мощности сигнала на 1940 нм от мощности накачки на 1678 нм (а) или 1670 нм (б). Элемент из керамики $Tm:Lu_2O_3$ имел концентрацию Tm 1,5 ат. % (а) и 2 ат % (б). Частота повторения импульсов сигнала была 45 кГц (а) и 95 кГц (б). Длительность импульсов сигнала 40 нс (а) и 65 нс (б).

Мощность выходного сигнала на выходе достигала 12 Вт и 21 Вт при усилении в керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 с концентрацией Tm в 1,5 ат. % (рис. 197а) и 2 ат % (рис. 198б). Энергия в импульсах ~267 мкДж и 220 мкДж, эффективность использования накачки 20 % и 43% , для усилителей (а) и (б), соответственно. Усилителей на более концентрированной керамике был более эффективным, однако порог оптического пробоя торца этой керамики был ниже. Поэтому, в последующих экспериментах использовалась керамика с концентрацией активатора Tm – в 1,5 ат. % в двух последовательно расположенных элементах (рис. 199).

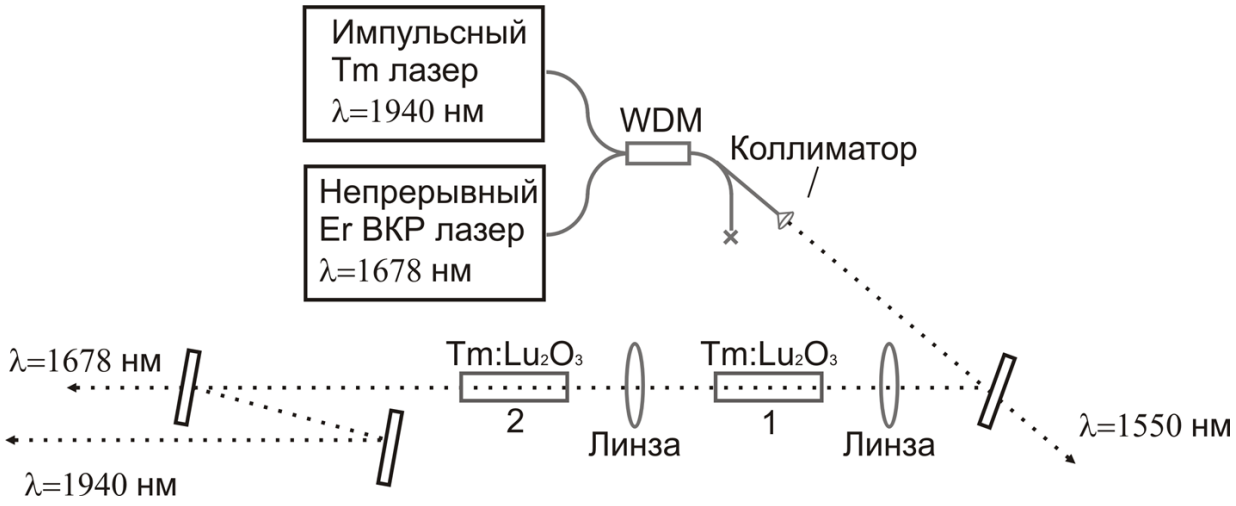


Рисунок 199. Схема усиления в двух последовательно расположенных элементах $Tm:Lu_2O_3$ с переносом изображения фокальной перетяжки из одного элемента в другой.

Пучок излучения с выхода из первого элемента фокусировался во второй элемент (с помощью линзы переносилось изображение фокальной перетяжки из одного усилителя на керамике $Tm:Lu_2O_3$ в другой так, что диаметры перетяжек пучка в обоих элементах были одинаковы 2ω~130 мкм). Пучки накачки (на длине волны 1670 нм или 1678 нм) и сигнала (на 1940 нм) во втором усилителе перекрывались также хорошо, как и в первом. В результате увеличена выходная мощность и импульсная энергия (по сравнению с одним АЭ) (рис. 200).

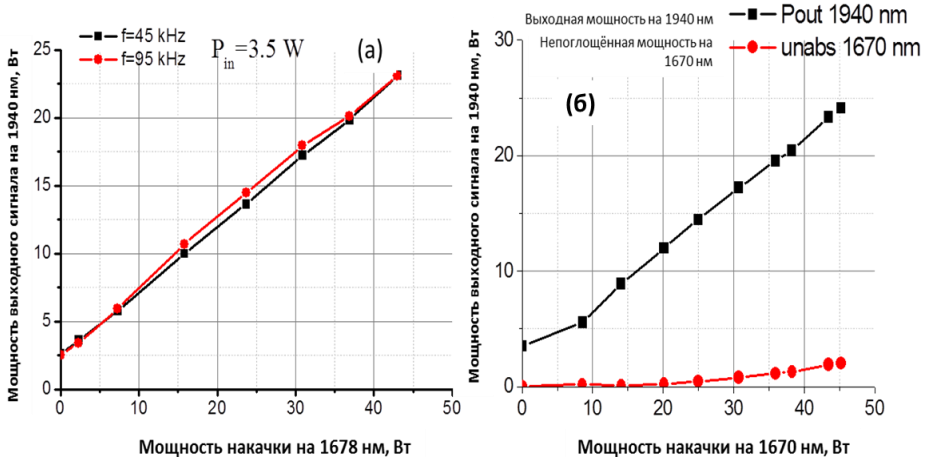


Рисунок 200. Зависимость мощности выходного сигнала (на 1940 нм) в системе двух последовательно-расположенных элементов на керамике $Tm:Lu_2O_3$ (с концентрацией Tm – 1,5 ат. %; длина элементов ~18-19 мм) от мощности накачки на выходе волоконно-лазерной системы на длине волны 1678 нм (а) или 1670 нм (б). Входной сигнал имел мощность P_{in}= 4,6 Вт, частота повторения импульсов f=95 кГц, длительность импульсов τ~65 нс.

При частоте повторения импульсов сигнала 95 кГц получена выходная мощность сигнала ~24 Вт (коэффициент усиления по мощности составил ~5,2 (7,2 дБ)), энергия в импульсе 250 мкДж, эффективность преобразования мощности накачки в сигнальный пучок составила 45-46% (по поглощенной накачке ~48%).

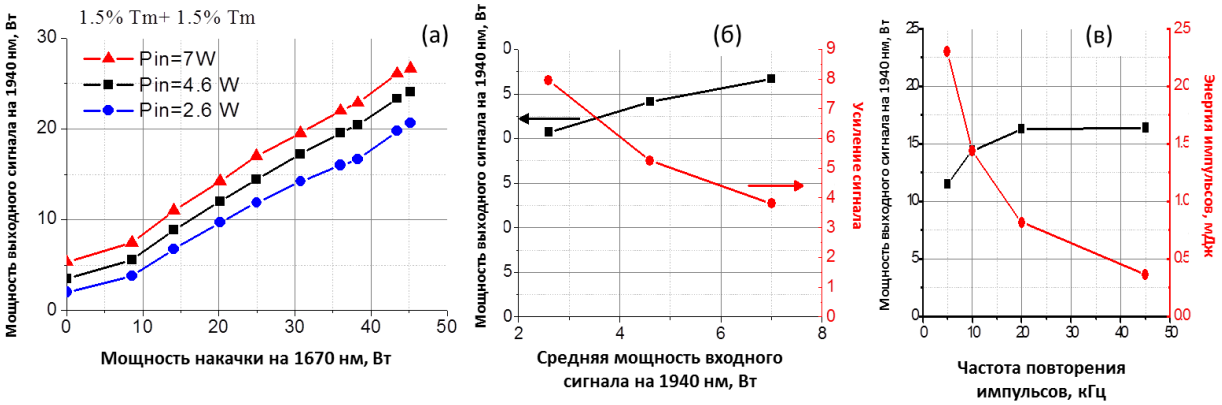


Рисунок 201. Для системы двух усиливающих элементов Tm:Lu_2O_3 приведены зависимость мощности выходного сигнала (на 1940 нм) от мощности накачки (на 1670 нм) при разной входной мощности сигнала (а), и от средней мощности входного сигнала (б) (при частоте повторения f=95 кГц, и длительности импульсов сигнала τ~65 нс); зависимость мощности и энергии импульсов выходного сигнала от частоты их повторения (при фиксированной средней мощности сигнала на входе в 1 Вт) при непрерывной накачке на 1678 нм с мощностью 40 Вт (в).

Мощность выходного сигнала зависела от мощности накачки, мощности сигнала на входе и от частоты повторения импульсов сигнала (рис. 201). Максимально полученная энергия в импульсах сигнала на выходе составила ~2,3 мДж (при частоте повторения f = 5 кГц). Увеличение энергии сигнала при низких частотах повторения ограничивалось оптическим пробоем поверхности керамики. Следует отметить, что при максимальной мощности сигнала на выходе пучок сохранял высокое качество (параметр $M^2 \approx$ 1,2-1,4) (рис. 202).

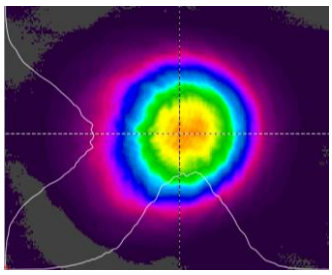


Рисунок 202. Форма усиленного сигнального пучка при выходной мощности 24 Вт.

В системе одного или 2-х керамических усилителей исследовалось также усиление пачки наносекундных импульсов сигнала на длине волны 1940 нс. Пачка состояла из регулярной последовательности 10-15 импульсов (“гребёнка”), длительностью 1,5-2,5 нс (каждый), следующих с частотой повторения ~80 МГц (рис. 203). При частоте повторения пачек 10 кГц достигнут коэффициент усиления (по средней мощности) ~19, и получена средняя мощность 12,4 Вт (энергия в пачке ~1,24 мДж). Пиковая мощность импульсов на выходе достигала при этом 160 кВт.

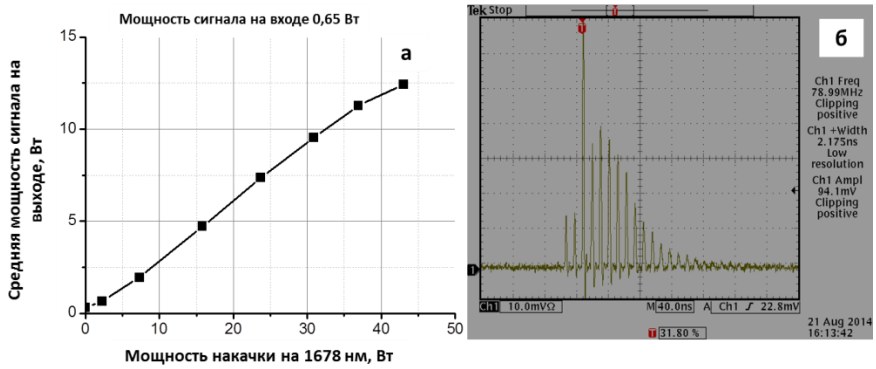


Рисунок 203. Зависимость средней мощности последовательности пачек наносекундных импульсов на выходе усилителя на керамике Tm:Lu_2O_3 от мощности накачки (а), осциллограмма пачки импульсов (длительность импульсов ~2 нс, частота повторения импульсов в пачке 79 МГц, частота повторения пачек 10 кГц) (б).

В той же гибридной схеме (волоконный задающий генератор + накачка – усилитель на керамике Tm:Lu_2O_3) исследовано также усиление импульсно-периодического сигнала на длине волны 1908 нм. При средней мощности входного сигнала 4 Вт, и частоте следования импульсов 100 кГц (длительностью ~30-40 нс) на выходе получено излучение со средней мощностью 15,8 Вт (энергия в импульсах до 160 мкДж) (рис. 204). Коэффициент усиления по средней мощности достигал ~4, эффективность усилителя (по мощности) достигала 27%.

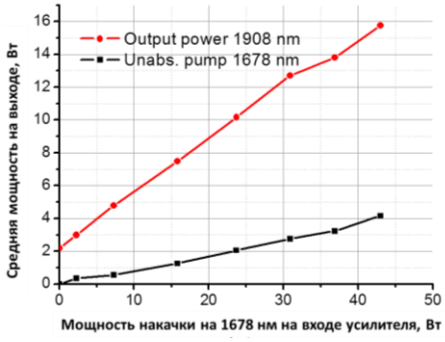


Рисунок 204. Мощность сигнала на длине волны 1908 нм (красная) и непоглощённой накачки на выходе усилителя из керамики Tm:Lu_2O_3 (чёрная) от мощности накачки (на 1678 нм) на входе.

5.2.6 Использование лазеров на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 для накачки лазеров на кристаллах Cr^{2+}:CdSe и Cr^{2+}:ZnSe, генерирующих в диапазоне длин волн 2,3-2,92 мкм

Двухмикронное излучение лазеров на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 было использовано для накачки лазеров на монокристаллах Cr^{2+}:CdSe и поликристаллах Cr^{2+}:ZnSe, генерирующих в диапазоне длин волн 2,3-2,92 мкм [350,351]. В последнее десятилетие лазеры на халькогенидных материалах (ZnSe, ZnS, CdSe), активированных ионами переходных металлов Cr^{2+} и Fe^{2+}, продемонстрировали значительный прогресс благодаря совершенствованию технологии изготовления активных элементов и методов их накачки [366-368]. Хорошо известно, что широкие линии поглощения кристаллов, активированных ионами Cr^{2+}, позволяют накачивать их излучением различных лазеров [369-372]. Целью наших исследований было определение возможности использования лазеров на керамике, излучающих на линиях 2067 нм и 1966 нм, в качестве источников накачки лазеров на монокристаллах Cr^{2+}:CdSe и поликристаллах

Cr^{2+}:ZnSe. Длинноволновая накачка халькогенидов, активированных Cr^{2+}, с малым “дефектом кванта” обеспечивает потенциально-высокую эффективность лазера и меньшие тепловые искажения в активной среде. Следует отметить, что особенностью исследованной нами лазерной системы является малая величина сечения поглощения Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe на длинах волн ~2 мкм, которая оказывается соизмеримой или меньше величины сечения люминесценции (рис. 205, таблица 13).

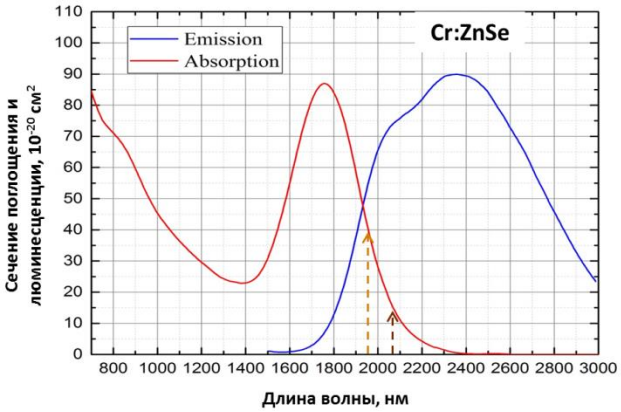


Рисунок 205. Спектры поглощения (красная) и люминесценции (синяя) кристаллов Cr^{2+}:ZnSe [371]. Стрелками показаны линии лазерной генерации керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3: 1967 нм (оранжевая); 2066 нм (коричневая).

Таблица 13. Теплофизические и спектроскопические (для перехода $^5E \leftrightarrow {}^5T_2$) параметры кристаллов Cr^{2+}:CdSe и Cr^{2+}:ZnSe (в лабораторных условиях), по данным [372]

Кристаллы	Показатель преломления, n_0 (на 3 мкм)	$(\partial n / \partial T)/n_0$, K^{-1}	Теплопроводность, Вт/(см К)	Время жизни верхнего уровня, мкс	Сечение поглощения			Сечение люминесценции		
					σ_{ab},× 10^{-18}, см²	λ_{ab}, нм	$\Delta\lambda_{ab}$, нм	σ_{em},× 10^{-18}, см²	λ_{em}, нм	$\Delta\lambda_{em}$, нм
Cr^{2+}:CdSe	2,5	4×10^{-5}	9×10^{-2}	4,4	1,94	1890	440	2	2650	940
Cr^{2+}:ZnSe	2,44	$2,6\times10^{-5}$	19×10^{-2}	5,4	1,1	1770	350	1,3	2450	860

В первой серии экспериментов импульсно-периодический лазер на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 с диодной накачкой использовался для продольной накачки ***монокристаллов Cr^{2+}:CdSe***. АЭ на кристалле Cr^{2+}:CdSe, изготовленный в ФИАНе [373,374], имел размеры 4.9 × 1.5 × 5 мм^3, был зажат через индиевую фольгу в медном радиаторе с водяной термостабилизацией (при температуре 10-11ºС). Входной и выходной торцы были отполированы и взаимно-параллельны (с углом <30"), но не имели АОП. Оптическая ось кристалла была перпендикулярна рабочей поверхности торца АЭ (пучки накачки и генерации распространялись как обыкновенные).

Резонатор лазера на Cr^{2+}:CdSe формировался двумя сферическими зеркалами (с радиусом кривизны отражающей поверхности ~100 мм) (рис. 206). Спектр отражения зеркал резонатора обеспечивал сдвиг частоты длины волны генерации в длинноволновую сторону по отношению к максимуму линии люминесценции (с максимумом на 2,6-2,65 мкм). Входное зеркало (M_1) имело отражение ~99% на длине волны генерации 2,9 мкм. Выходное зеркало (M_2) имело

отражение 86% и 6% на длинах волн генерации и накачки, соответственно. АЭ располагался в центре резонатора и был ориентирован вдоль оси резонатора. Физическая длина резонатора составляла ~200 мм (резонатор был близким к концентрическому).

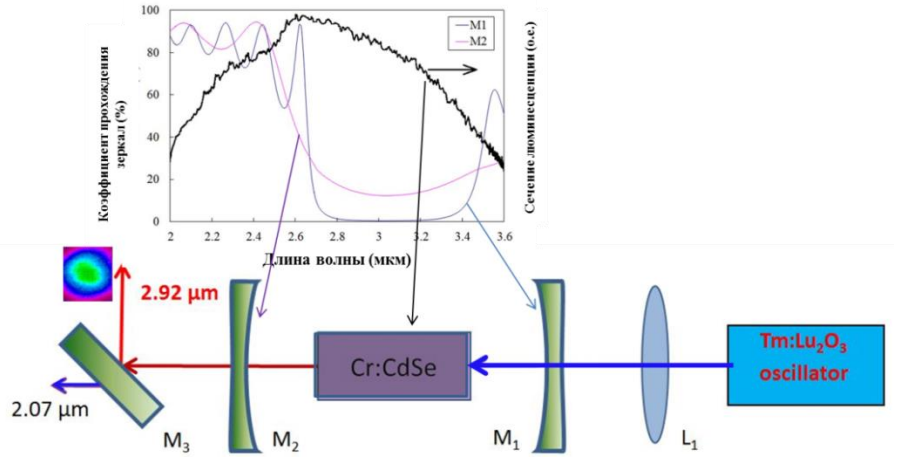


Рисунок 206. Схема лазера на кристалле Cr^{2+}:CdSe с накачкой излучением лазера керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3. На верхней вставке показаны спектры пропускания входного (M_1) и выходного (M_2) зеркал, а также сечение люминесценции кристалла Cr^{2+}:CdSe (чёрным). На нижней вставке показана форма пучка генерации на 2,92 мкм.

Лазер накачки на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 (с диодной накачкой на 796 нм) генерировал дифракционно-ограниченный гауссов пучок на длине волны ~2066 нм (вплоть до выходной мощности ~4,5 Вт). Длительность импульсов (при модуляции с помощью АОМ) варьировалась от 150 нс до 450 нс при изменении частоты повторения от 5 до 20 кГц. Лазерный пучок на длине волны 2066 нм фокусировался в АЭ с помощью линзы L_1 с фокусным расстоянием 100 мм. Входное зеркало немного дефокусировало пучок так, что на торце элемента Cr^{2+}:CdSe пучок имел диаметр 850 - 900 мкм (по уровню e^{-2}). Мощность генерации и прошедшей накачки измерялись приборами Coherent Field Max II и GENTEC (пучки генерации и непоглощённой накачки разделялись с помощью дихроичного зеркала M_3).

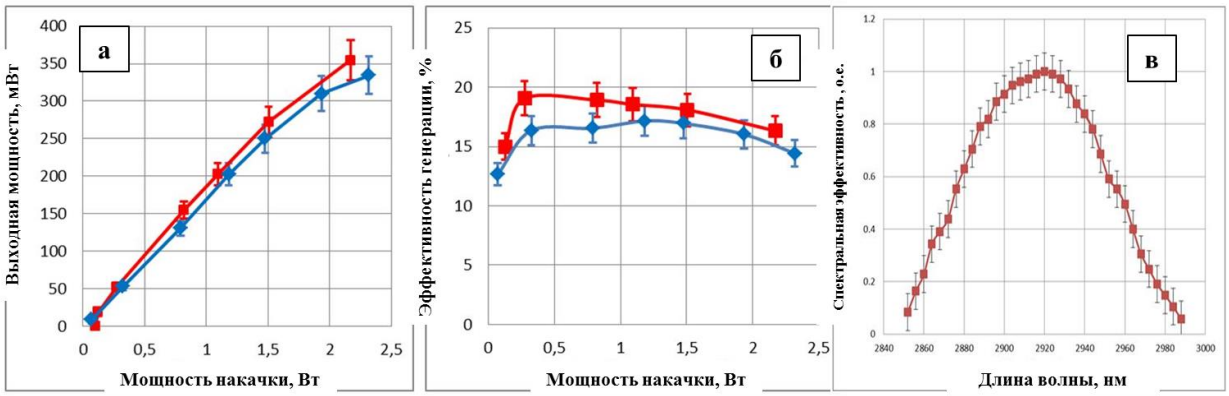


Рисунок 207. Выходная мощность (а) и эффективность (б) генерации в кристалле Cr^{2+}:CdSe в зависимости от мощности накачки лазером на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 (при частоте повторения 7 кГц (синяя) и 10 кГц (красная)). Спектр генерации при максимальной выходной мощности (в).

Порог генерации лазера на Cr^{2+}:CdSe составлял ~60-80 мВт, а максимальная выходная мощность достигала 350 мВт в пучке высокого качества при частоте повторению импульсов 10

кГц (рис. 207а). Эффективность генерации по входящей мощности накачки достигала 20%, а по поглощённой ~45% (рис. 207б). Спектр генерации (измеренный с помощью монохроматора МДР-12) показал широкую линию с максимумом на ~2,92 мкм и шириной ~80 нм по полувысоте (рис. 207в).

Малое время жизни верхнего лазерного уровня ионов Cr^{2+} в кристалле Cr^{2+}:CdSe (~4,4 мкс) приводит к отсутствию накопления ионов на верхнем лазерном уровне при длительности импульсов накачки ~40-300 нс и частоте их следования ~10-20 кГц. Поэтому накопление инверсии происходило при каждом импульсе накачки по-отдельности, а генерация развивалась во время этого импульса (или на его хвосте, вблизи порога). Динамика импульсов накачки регистрировалась с помощью фотодетектора на основе диодов HAMAMATSU InGaAs PIN G8422-03 (оптический диапазон измерения 0,9 – 2,1 мкм; частота отсечки – 100 МГц), а генерации (на ~2,92 мкм) – с помощью фотодетектора на основе фотодиода PD 36-02-PR(TO18) производства IBSG Co., Ltd., С. Петербург, Россия (диапазон измерения 2.3-3.6 мкм; частота отсечки ~ 60 МГц). При низкой мощности накачки (вблизи порога) генерация развивалась в конце импульса накачки (рис. 208а), а при большой мощности накачки генерация стартовала на переднем фронте импульсов накачки (рис. 208б). Импульс прошедшей накачки показывал увеличение поглощения за счёт расселения верхнего лазерного уровня (и перекачки энергии в генерацию). Лазер работал в режиме “переключения усиления” (“gain switch”).

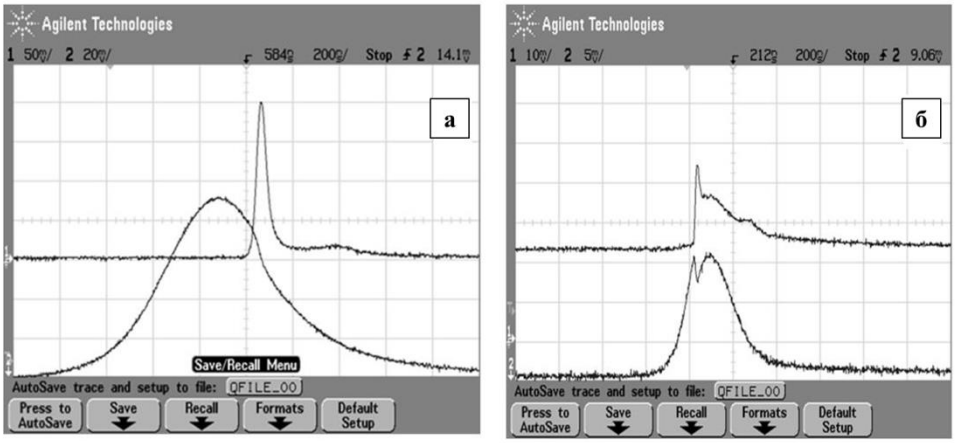


Рисунок 208. Осциллограммы импульсов генерации (верхняя) и прошедшей накачки (нижняя) вблизи порога (а) и при значительном превышении порога (б).

Пространственная структура пучка генерации регистрировалась с помощью пирокамеры PYROCAM III (Spiricon-Ophir, США - Израиль). Пучок хорошего качества регистрировался вплоть до максимальной мощности на выходе в 350 мВт (показан на вставке схемы рис. 205). Качество пучка ($M^2 \leq 1{,}1 - 1{,}2$) определялось методом ножа в соответствии с ГОСТ Р ИСО 11146-1-2008 [191].

Во второй серии экспериментов в качестве накачки использовалось излучение лазера на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 с накачкой излучением волоконного лазера на 1670 нм. Этот лазер,

описанный в разделе 5.2.3, генерировал в импульсно-периодическом режиме на длине волны ~1966 нм (при выходной мощности > 5 Вт). Длительность импульсов лазера на керамике была ~35-40 нс при частоте повторения 10-15 кГц. В качестве АЭ использовался тот же элемент из Cr^{2+}:CdSe, что и в первой серии. Зеркала резонатора были такими же, как описанные выше.

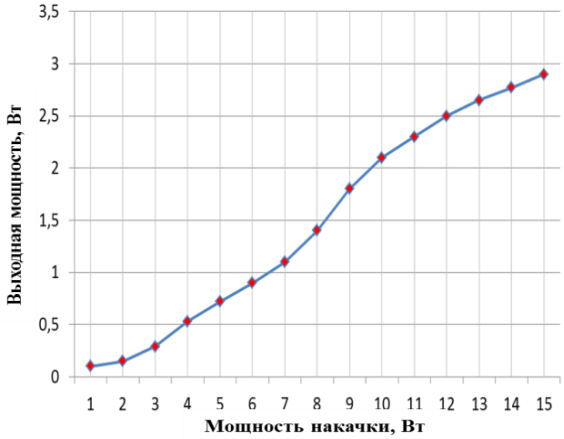


Рисунок 209. Выходная мощность лазера на кристалле Cr^{2+}:CdSe в зависимости от мощности накачки излучением лазера на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 (с волоконно-лазерной накачкой) при частоте повторения импульсов в 15 кГц.

В этом эксперименте удалось увеличить выходную мощность генерации лазера на Cr^{2+}:CdSe до уровня в 2,9 Вт (рис. 209) [375]. Линия генерации несколько уширялась (в основном в коротковолновую сторону) по сравнению с предыдущим экспериментом, а пучок генерации оставался гауссовым (хорошего качества) до мощности 1,2-1,5 Вт (при большей мощности качество пучка заметно ухудшалось).

Проведены исследования ***лазеров на поликристаллах Cr^{2+}:ZnSe с накачкой импульсно-периодическим излучением лазера на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 на длине волны 1967 нм*** (накачиваемого излучением волоконного лазера на 1670 нм) [350]. Поликристаллические элементы Cr^{2+}:ZnSe были изготовлены в ИХВВ РАН, Нижний Новгород [376-378]. Легирование заготовок чистого ZnSe ионами Cr^{2+} осуществлено методом диффузии из нанесённой поверхностной плёнки при горячем изостатическом прессовании [376]. После вырезания образцов и отжига их рабочие поверхности полировались (химико-механическим методом), и на них наносилось АОП (на длину волны накачки ~2 мкм и генерации ~2,5 мкм). АЭ из поликристаллического Cr^{2+}:ZnSe размером 2x4x20 $мм^3$ на рабочих концах имели неактивированные области (с одной или двух сторон) длиной 2-5 мм (вставка (д) на рисунке 210). Концентрация активатора (ионов Cr^{2+}) в этих поликристаллических АЭ была примерно одинаковой, при этом погонный коэффициент поглощения накачки за проход составил $\alpha \approx 0.7 – 1$ $см^{-1}$ (на длине волны 1967 нм). В качестве накачки использовалось излучение импульсно-периодического лазера на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 (с внутрирезонаторным АОМ) на длине волны 1967 нм. Характерные частоты повторения импульсов, использованных в исследованиях, составляли 14-20 кГц, при этом длительность импульсов составляла 35-45 нс при средней

выходной мощности до 11 Вт. Излучение было линейно-поляризованным в одномодовом по поперечному индексу пучке.

В качестве зеркал резонатора были использованы диэлектрические зеркала на подложках из YAG, ZnSe или кварца КВ. Входное зеркало было с максимальным пропусканием накачки (более 98% на длине волны 1966 нм) и с максимальным отражением на длинах волн генерации (более 97-99 % на длинах волн 2.4-2.7 мкм). Выходное зеркало имело различные коэффициенты отражения в зависимости от использованной подложки и диэлектрического напыления (рис. 210б). Активный элемент был обёрнут индиевой фольгой и помещён в медный радиатор с темроэлектрическим элементом Пельтье для стабилизации температуры (вставка (в) на рисунке 210).

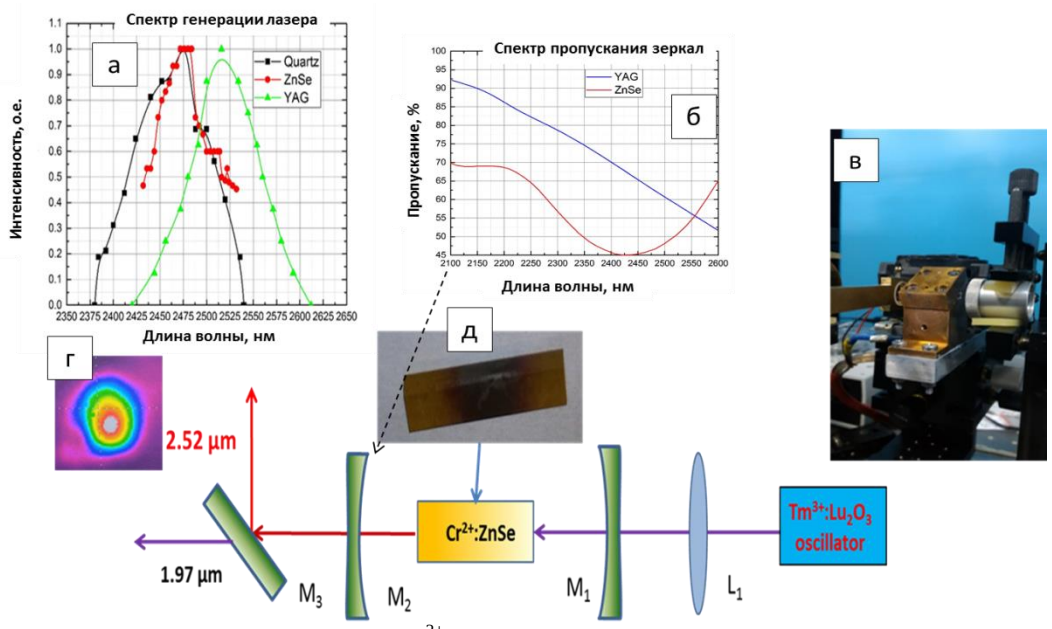


Рисунок 210. Схема лазера на поликристаллах Cr^{2+}:ZnSe: M_1 – M_3 – зеркала, L_1 – линза накачки; Tm:Lu_2O_3 oscillator – лазер накачки на 1967 нм. На вставках: спектр генерации для разных выходных зеркал (а); спектры пропускания выходного зеркала на разных подложках (б); фотография активного элемента в радиаторе (в); изображение пучка генерации (д); фотография активного элемента с неактивированными торцами (г).

Спектр генерации лазера на поликристалле Cr:ZnSe, измеренный с помощью монохроматора MDR-24 с измерителем мощности Coherent PM-10, имел различный вид в диапазоне длин волн 2400-2600 нм в зависимости от спектра пропускания выходного зеркала. Пучок генерации (зарегистрированный с помощью пироэлектрической камеры PYROCAM III, “Ophir – Spiricon”) имел достаточно высокое качество (близкое к гауссовому распределению) при генерации на длине волны 2,52 мкм, выходной мощности ~3 Вт и частоте повторения ~14-18 кГц (рис. 210г).

Мощность генерации также зависела от использованного выходного зеркала (рис. 211). Максимальная выходная мощность (в среднем по времени) была достигнута при использовании зеркал на подложках из YAG. При этом для всех использованных зеркал выходная мощность генерации в лазере на элементе из Cr:ZnSe с длиной легированной области в 15 мм превышала мощность генерации на элементе с длиной легированной области в 10 мм (рис. 211 (а) и (б)).

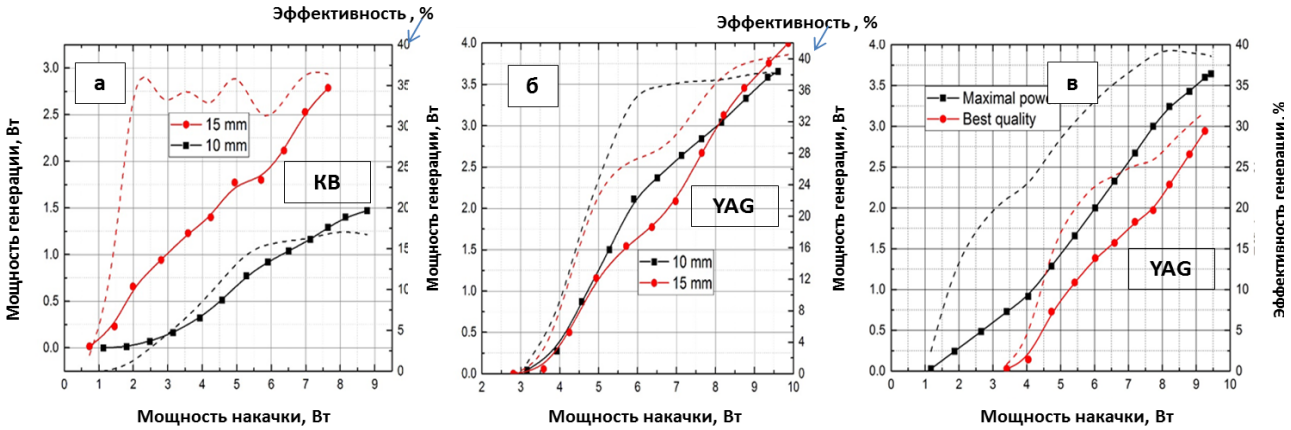


Рисунок 211. Выходная мощность (сплошные линии) и эффективность (пунктиры) для АЭ из Cr:ZnSe с длиной активированной области 10 мм (чёрные) и 15 мм (красные) и с выходными зеркалами на кварце KB (а) или YAG (б); для выходного зеркала на подложке из YAG при настройке на максимальную мощность (чёрные) или лучшее качество пучка (чёрная) (в).

С помощью камеры PYROCAM III исследована пространственная структура пучка генерации в ближней зоне (на расстоянии ~50 см от выхода лазера на Cr^{2+}:ZnSe). Для улучшения качества пучка генерации изменялась длина резонатора лазера: более высокое качество пучка достигнуто в резонаторе большей длины (в резонаторе с плоскими зеркалами при расстоянии между ними ~40 мм), при этом мощность излучения немного уменьшалась (рис. 211в). Максимальная эффективность генерации достигала ~40% по входной мощности накачки.

Лазер на поликристалле Cr^{2+}:ZnSe при накачке импульсно-периодическим излучением (частотой 11-25 кГц) генерировал в режиме “переключения усиления”. Длительность и форма импульсов генерации были примерно одинаковыми как в лазере с длиной активированной области Cr^{2+}:ZnSe в 10 мм, так и с длиной активированной области в 15 мм, но существенно зависели от величины превышения над порогом: вблизи порога генерация развивалась на заднем фронте импульса накачки, при большом превышении над порогом импульс генерации имел минимальную задержку по отношению к переднему фронту импульса накачки (рис. 212).

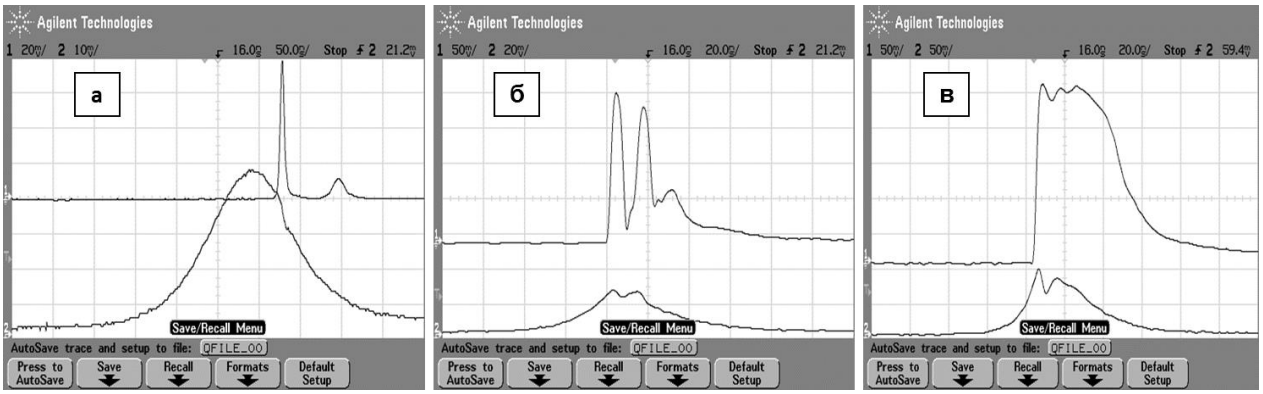


Рисунок 212. Осциллограммы импульсов генерации Cr:ZnSe лазера на длине волны 2520 нм (верхние) и прошедшей накачки на длине волны 1967 нм (нижние) вблизи порога генерации (а); при 2-х кратном превышении порога (б); при 4-х кратном превышении порога (в). Частота повторения – 14 кГц.

5.2.7 Параметрическое преобразование излучения лазера на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 в средний ИК диапазон

Излучение 2-х микронного диапазона является хорошим плацдармом для преобразования в средний ИК диапазон (особенно, на длины волн 3-5 мкм) [324,327]. Были проведены эксперименты по преобразованию импульсно-периодического линейно-поляризованного излучения лазера на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 в средний ИК диапазон с помощью ПГС на кристалле ZGP и структурах периодически-поляризованного MgO:$LiNbO_3$ [365,379,380].

Вначале были проведены расчёты (с помощью пакета SNLO [308,309]) возможности ***параметрической генерации в кристалле $ZnGeP_2$ при накачке на длинах волн ~2067 нм или 1970 нм*** (перестроечные кривые приведены на рис. 213).

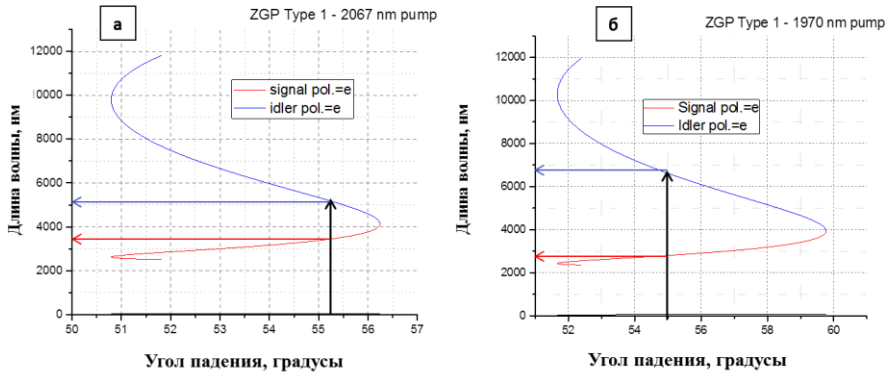


Рисунок 213. Перестроечные кривые длины волны генерации сигнальной и холостой волн в $ZnGeP_2$ при накачке на 2067 нм (а) и 1970 нм (б).

Эти расчёты показали, что в кристалле ZnGeP, вырезанном под углом φ ~55-56º к оптической оси, параметрическая генерация в диапазоне длин волн 3-5 мкм может быть реализована при накачке на длине волны 2067 нм (рис. 213а). В тоже время, реализация ПГС на таком кристалле при накачке на длине волны 1970 нм затруднена (при использовании зеркал в диапазоне 3,5-5,0 мкм) (рис. 213б).

Для реализации ПГС была собрана схема, включающая элемент $ZnGeP_2$ (производства ООО “ЛОК”, Томск) длиной ~16 мм (сечением 4 × 4 $мм^2$) с оптической осью под углом φ ~55,2º к оптической оси элемента. Использовались плоские зеркала: входное (М5) с коэффициентом пропускания более T>95% по накачке и отражением более 98 % в диапазоне 3,5-5 мкм; выходное (М6) с коэффициентом T> 80 % на 2067 нм и отражения ~50% на 3,5-4,9 мкм. В качестве накачки использовалось линейно-поляризованное излучение импульсно-периодического лазера на Tm^{3+}:Lu_2O_3 с частотой повторения импульсов 15 кГц и средней мощностью до 8 Вт. Пучок накачки фокусировался линзой с фокусным расстоянием 100 мм – эффективный фокус ~114 мм (или 215 мм – эффективный фокус ~242 мм) (рис. 214а).

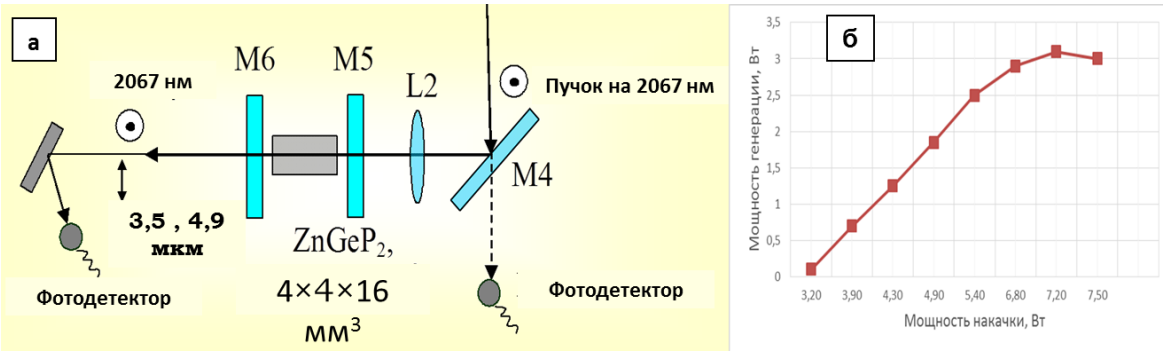


Рисунок 214. Схема ПГС на $ZnGeP_2$ с накачкой пучком на 2067 нм и генерацией сигнальной и холостой волн (а); зависимость мощности генерации ПГС (сигнал + холостая) на ZGP от мощности пучка излучения лазера на керамике $Tm:Lu_2O_3$ (б).

С помощью фотоприёмных модулей на основе фотодиодов PD36-02-PR (ООО АИБИ, С. Петербург) была зафиксирована параметрическая генерация с порогом по накачке ~ 3,2 Вт (при фокусировке накачки линзой с F = 100 мм) и ~3.9 Вт (при фокусировке накачки линзой F = 215 мм). Мощность излучения ПГС начинала насыщаться при мощности накачки 6-7 Вт (рис. 214б). Исследование спектра генерации с помощью монохроматора МДР-41 показало наличие линий генерации в диапазоне 3,4-3,7 мкм (“сигнальная” волна) и 4,7-5,1 мкм (“холостая” волна). Насыщение генерации ПГС при сравнительно малых мощностях накачки можно объяснить перестройкой спектральной линии $Tm^{3+}:Lu_2O_3$-лазера накачки (появлением и увеличением коротковолновой генерации на 1970 нм при мощности более 5-6 Вт, для которой нелинейно-оптический синхронизм параметрической генерации в диапазоне работы использованных зеркал 3,5-5,0 мкм не достигался). Для достижения большей мощности ПГС требуется стабилизация спектра лазера на керамике на линии 2067 нм.

Был исследован ***ПГС на элементе PPMgO:LN с накачкой излучением импульсно-периодического лазера на керамике $Tm^{3+}:Lu_2O_3$ на длине волны 1966 нм.*** Этот нелинейный элемент для наших экспериментов был изготовлен ООО “Лабфер” (Екатеринбург, Россия, [381]) и имел следующие размеры: длина - 20 мм; толщина – 3 мм; ширина - 10 мм; период решётки структуры $LiNbO_3$ – 29,7 мкм. Период решётки PPLN выбирался из расчёта использования накачки на длине волны 1966 нм. Перестроечная кривая рассчитана с помощью программы SNLO [308,309] для ПГС на PPMgO:LN при температуре 300 K с накачкой на длине волны 1966 нм (рис. 215).

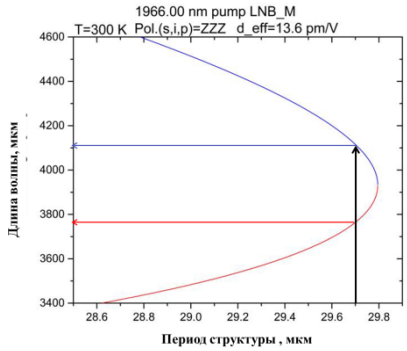


Рисунок 215. Перестроечная кривая для ПГС на периодически-поляризованном $MgO:LiNbO_3$. Стрелкой указан использованный период структуры PPMgO:LN.

Элемент PPMgO:LN помещался в термостабилизированную ячейку с открытыми торцами (рис. 216). Температура нагревателя ячейки стабилизировалась с помощью термоконтроллера (с точностью 0,1ºС) и варьировалась от комнатной температуры до 160 ºС. В качестве зеркал резонатора использовались следующие плоские зеркала: входное M_1 - с высоким пропусканием на длине волны накачки (~1.9-2 мкм) и высоким отражением на генерацию (на длинах волн 3.6-4.1 мкм); выходное M_2 - с высоким пропусканием на 1.9-2.0 мкм и пропусканием ~50% на длинах волн ~3.6-4.1 мкм. Физическая длина резонатора ПГС составляла ~24 мм.

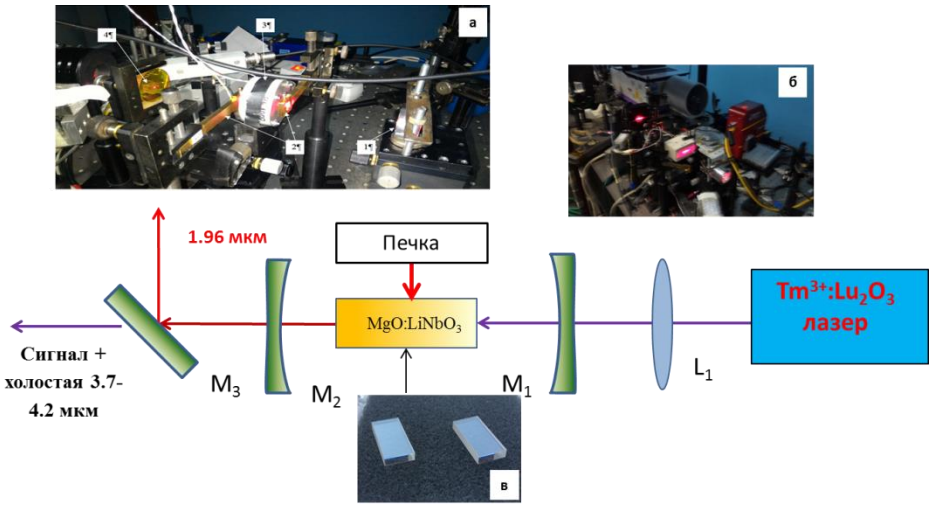


Рисунок 216. Схема эксперимента по исследованию ПГС на PPMgO:LN. Обозначены: L_1 – линза, фокусирующая накачку в PPMgO:LN (1 – на вставке (а)); M_2 – зеркала резонатора ПГС, закреплённые в держатели на латунных лопаточках (2 – на вставке (а)); 3 – термостабилизованная ячейка с элементом PPMgO:LN; M_3 – зеркало-фильтр, отсекающее накачку (4 – на вставке (а)). На вставках (а) и (б) – фотографии схемы в рабочем режиме (видна генерация “красного” излучения). На вставке (в) – фотография 2-х элементов PPMgO:LN.

Накачка ПГС производилась импульсно-периодическим излучением Tm^{3+}:Lu_2O_3 лазера на длине волны 1967 нм. Пучок накачки фокусировался в PPMgO:LN линзой с фокусным расстоянием ~75 мм (эффективный фокус – 102 мм). Была зафиксирована генерация в среднем ИК диапазоне, мощность которой существенно зависела от температуры ячейки PPMgO:LN.

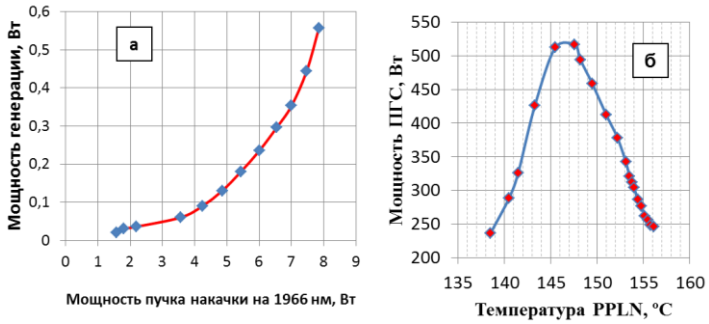


Рисунок 217. Зависимость мощности генерации ПГС на PPMgO:LN (при температуре ~147º С) в среднем ИК диапазоне от мощности накачки лазера на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 (а). Зависимость мощности генерации ПГС (в среднем ИК диапазоне) от температуры PPMgO:LN (б).

Была зафиксирована генерация излучения среднего ИК диапазона со средней по времени мощностью до 550 мВт при мощности импульсно-периодической накачки до 8 Вт на частоте повторения ~15 кГц при температуре термостабилизации PPMgO:LN около 147ºС (рис. 217а).

Мощность генерации сильно зависела от температуры (рис. 217б), что подтверждается зависимостью перестроечной кривой от температуры.

Исследование спектра генерации с помощью монохроматора МДР-41 показало наличие линий генерации в диапазоне 3,7-4,2 мкм (“сигнальная” и “холостая” волны). Наряду с генерацией в среднем ИК диапазоне визуально наблюдалась генерация видимого излучения (пучка “красного” цвета, хорошо видимого на фотографиях-вставках (а) и (б) к рис. 216), которую можно объяснить сопутствующей генерацией гармоник излучения накачки на 1966 нм: сначала, 2-ой гармоники – на длине волны 984 нм; затем, суммарной частоты (с соотношением 1/1966 + 1/984 = 3/1966), соответствующей “красной” длине волны ~655 нм.

Таким образом, была экспериментально продемонстрирована параметрическая генерация в среднем ИК диапазоне (на длинах волн ~3.7-4.2 мкм) в PPMgO:LN (российского производства) при накачке излучением лазера на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 на длине волны 1967 нм. Конкурирующим эффектом является удвоение частоты лазера накачки на 1967 нм. Для увеличения эффективности преобразования в средний ИК диапазон должны быть использованы нелинейные элементы с оптимизированным периодом решётки для предотвращения генерации 2-ой гармоники волны накачки.

5.3 Лазеры на кристаллах Ho:YAG с лазерной и волоконно-лазерной накачкой и параметрическое преобразование их излучения в средний ИК диапазон

Ионы Ho^{3+} в кристаллических матрицах (YAG, YVO_4, Lu_2O_3 и других) имеют большие сечения поглощения и люминесценции вблизи длины волны 2 мкм (рис. 218) [324,327,328]. Поглощательные и излучательные переходы между штарковскими подуровнями мультиплетов $^5I_8$ и $^5I_7$ дают возможность эффективной накачки и генерации вблизи длины волны 2,1 мкм с минимальным дефектом кванта: например, накачка на 1908 нм и генерация на 2091 нм или 2097 нм в кристалле Ho:YAG.

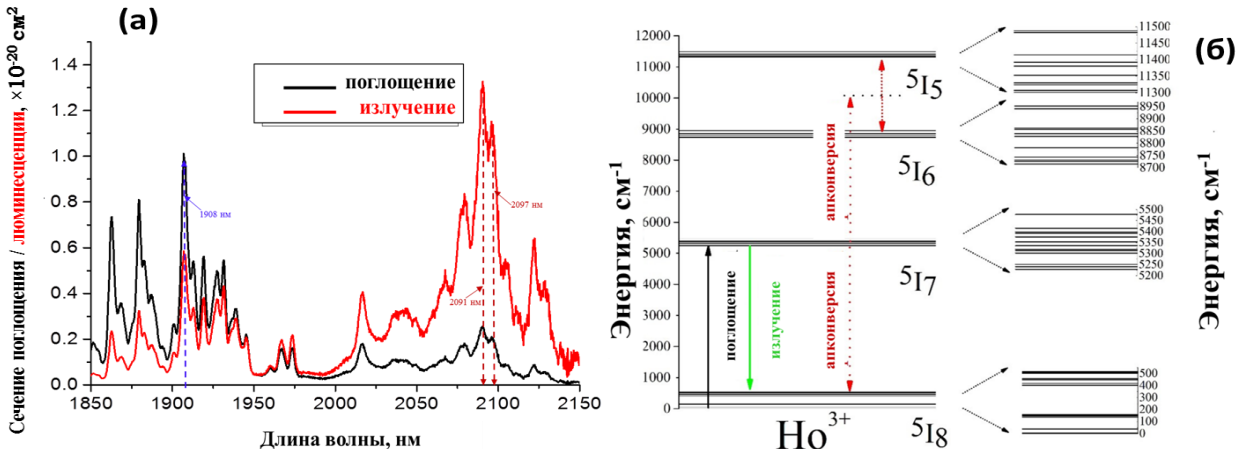


Рисунок 218. Сечения поглощения и люминесценции в диапазоне 1850-2150 нм (а) и структура энергетических уровней ионов Ho^{3+} со штарковскими подуровнями (б) в матрице кристалла YAG [375]. Стелками показаны переходы накачки (синим), генерации (красным), поглощения (чёрным), излучения (зелёным), ап-конверсии (коричневым).

Лазеры на кристаллах Ho^{3+}:YAG с ламповой накачкой были хорошо известны с 90-ых годов прошлого века и активно использовались в медицине [325]. В начале 2000-х годов возник большой интерес к исследованию этих лазеров с генерацией на 2100 нм при лазерной [318,383], диодно-лазерной [384], или волоконно-лазерной накачке [385-387]. При накачке на длине волны ~1908 нм и генерации на 2091/2097 нм эти лазеры демонстрировали очень высокую эффективность (до 80%) и стали привлекательными для целого ряда приложений, включая накачку ПГС среднего ИК диапазона [324,327,385-388]. В настоящем параграфе представлены результаты работ, выполненных под руководством автора, по исследованию лазеров на кристаллах Ho^{3+}:YAG с накачкой излучением тулиевого волоконного лазера и лазера на кристаллах Tm^{3+}:YLF [360,389,390], а также параметрического преобразования излучения Ho^{3+}:YAG лазера в средний ИК диапазон [391-393].

5.3.1 Лазеры с накачкой излучением Tm^{3+}:YLF лазера

Для накачки кристаллов Ho^{3+}:YAG вначале был создан лазер на кристалле Tm^{3+}:YLF с продольной диодной накачкой на длине волны ~793 нм. Инверсная населённость между штарковскими подуровнями мультиплетов $^3F_4$ и $^3H_6$ ионов Tm^{3+} в кристалле Tm^{3+}:YLF достигалась за счёт использования кросс-релаксационной схемы $(^3H_4,^3H_6)\rightarrow(^3F_4,^3F_4)$ (аналогично описанному в разделе 5.2.2 для керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3 и изображенному на рис. 182). В результате оптимизации схемы резонатора, диаметров пучков накачки, длины и концентрации активатора (Tm^{3+}) в кристалле Tm^{3+}:YLF в лазере на этом элементе была получена непрерывная генерация на длине волны ~1908 нм с мощностью до ~30 Вт в пучке высокого качества (параметр M^2≤2,5-3) (рис. 219). Дифференциальная эффективность генерации Tm^{3+}:YLF лазера по мощности накачки достигала 50%, полная эффективность оптического преобразования - 41% [360,389,394].

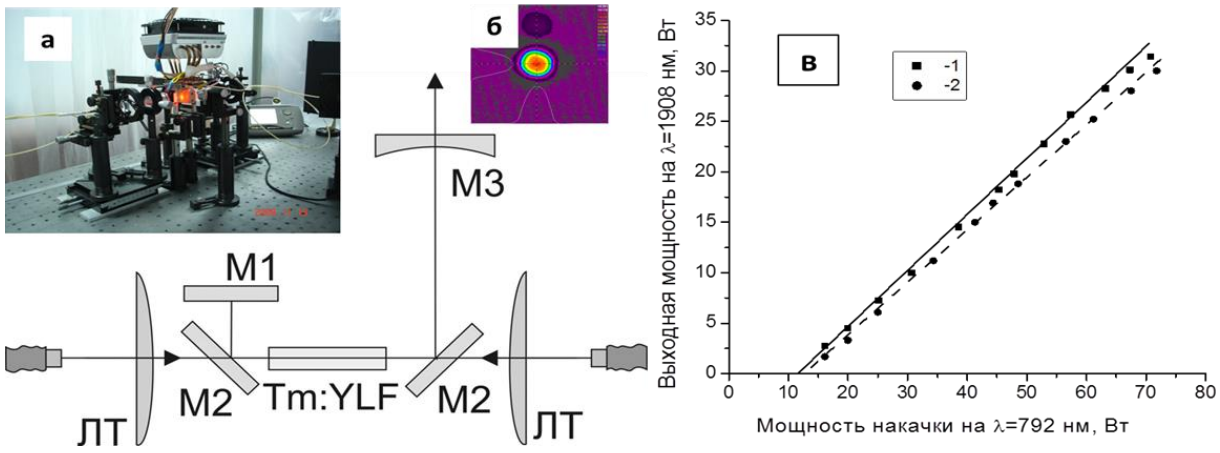


Рисунок 219. Схема лазера на кристалле Tm:YLF с двухсторонней диодной накачкой излучением лазерных диодов на 793 нм (М1-М3 – зеркала, ЛТ – линзовые телескопы для фокусировки накачки в АЭ). На вставках: фотография экспериментального образца лазера на кристалле Tm^{3+}:YLF с диодной накачкой (а); изображение пучка непрерывной генерации на 1908 нм (б); выходная мощность этой генерации как функция суммарной мощности диодной накачки (в).

Излучение Tm^{3+}:YLF лазера было использовано для накачки лазера на кристалле Ho^{3+}:YAG. Схема накачки Ho^{3+}:YAG на длине волны 1908 нм связана с переходом с нижних штарковских подуровней уровня $^5I_8$ на верхние штарковские подуровни уровня $^5I_7$ с последующей быстрой безизлучательной релаксацией на нижние подуровни этого мультиплета (рис. 218). Поскольку на переходе между уровнями $^5I_8$ и $^5I_7$ линии поглощения и люминесценции перекрываются, то спектр усиления существенно зависит от степени инверсии β_{in} согласно выражению (168) без учёта апконверсии: при малой инверсии максимальное усиление на длине волны ~2123 нм, с ростом инверсии максимум усиления смещается сначала на 2097 нм, а затем на 2091 нм (рис. 220а). Накачка Ho^{3+}:YAG лазера осуществлялась через дихроичное зеркало М2. Четвертьволновая пластинка и поляризационный клин Р обеспечивали развязку Tm^{3+}:YLF-лазера накачки от обратно отражённого (непоглощённого) излучения из Ho^{3+}:YAG лазера (рис. 220).

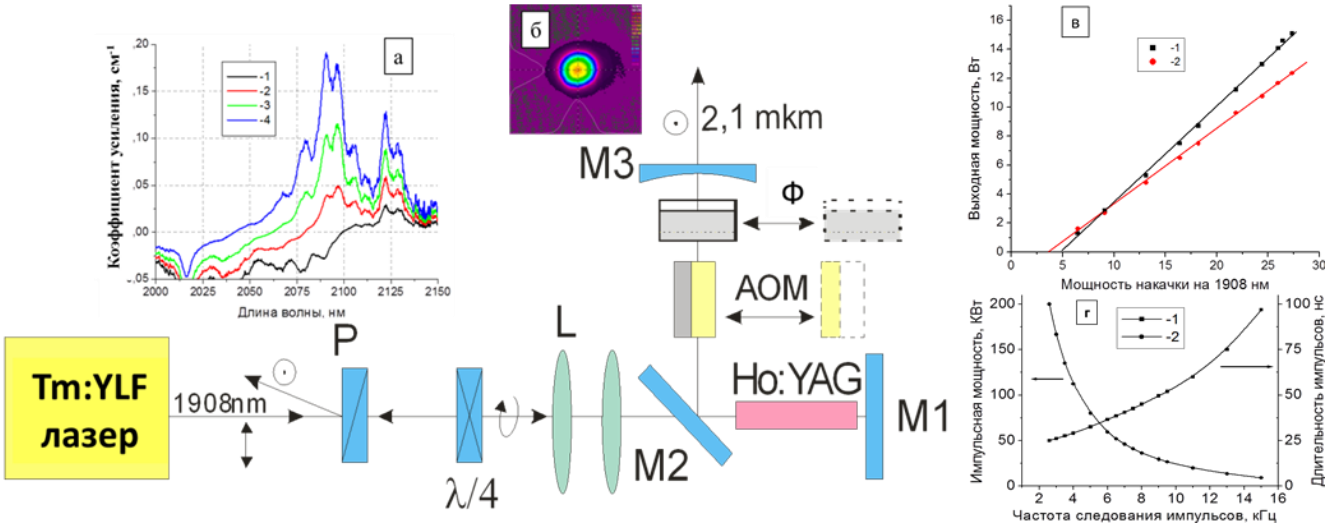


Рисунок 220. Схема лазера на кристалле Ho:YAG с накачкой излучением Tm:YLF лазера: М1-М3 – зеркала, Ф – фильтр длин волн, АОМ – акустооптический модулятор, L – телескоп Кеплера, Р – поляризационный клин, λ/4 – четвертьволновая пластинка. На вставках: (а) спектр усиления при разной степени инверсии (1 - β_{in}= 0,15; 2 – 0,18; 3- 0,21; 4 – 0,25); (б) изображение пучка генерации с пирокамеры “PYROCAM III”; (в) мощность непрерывной генерации на длине волны 2097 нм (1) и 2123 нм (2) как функция мощности накачки; (г) импульсная мощность и длительность импульсов генерации от их частоты следования.

АЭ Ho^{3+}:YAG (ООО “ЭЛС-94”, Москва) были выращены методом Чохральского с концентрацией ионов Ho^{3+} ~1 ат. % и вырезаны в виде цилиндров длиной 30 мм и диаметром 4 мм («АЭ 1»). В некоторых экспериментах использовался составной элемент Ho:YAG: на торце, через который осуществлялась накачка, методом диффузионной сварки была приварена область нелегированного YAG (длиной 5 мм и диаметром 4 мм), что обеспечивало уменьшение температурного градиента («АЭ 2»). Все АЭ имели торцы, просветленные на длину волны накачки и генерации (1,9 и 2,1 мкм, соответственно). Стержни Ho^{3+}:YAG закреплялись с помощью индиевой фольги в медный радиатор с постоянной температурой (10-15^{0}C), поддерживаемой с помощью элемента Пельтье и системы температурного контроля.

Была исследована непрерывная и импульсно-периодическая генерация лазера на Ho^{3+}:YAG. Для реализации режима модуляции добротности в выходное плечо резонатора между дихроичным M_2 и выходным M_3 зеркалами помещался АОМ. Частотная селекции генерации осуществлялось с помощью интерференционно-поляризационного фильтра (Ф) в виде плоскопараллельной сапфировой пластинки толщиной 5 мм, ориентированной под углом Брюстера к оси резонатора. Радиус кривизна выходного зеркала варьировался от 150 мм до 300 мм, коэффициент отражения – от 64% до 80%.

В результате оптимизации параметром резонатора, АЭ и накачки была получена непрерывная генерация на длине волны 2097 нм с мощностью до 15 Вт при оптической эффективности преобразования мощности накачки до 55% и высоком качестве пучка, $M^2 \leq 1{,}3$ (рис. 220б,в). С помощью внутрирезонаторного спектрального селектора Ф была осуществлена перестройка со стабильной генерацией на линиях 2123 нм, 2097 нм, 2091 нм. Режиме активной модуляции добротности (с помощью АОМ) была получена импульсно-периодическая генерация с частотой следования импульсов от 2 до 18 кГц, при длительности импульсов от 25 нс до 100 нс, средней мощности до 14,7 Вт и пиковой мощности до 200 кВт (рис. 220г). Импульсно-периодическая генерация была достигнута на тех же длинах волн 2123 нм, 2097 нм, 2091 нм. Максимальная мощность генерации была достигнута на длинах волн 2097 и 2091 нм.

5.3.2 Лазеры с волоконно-лазерной накачкой

В качестве накачки для Ho^{3+}:YAG лазера использовался волоконный лазер ЛМТ-50 (на волокне, легированном ионами Tm^{3+}) производства “НТО “ИРЭ-Полюс” (Фрязино), генерирующий непрерывное линейно-поляризованное излучение мощностью до 55 Вт на длине волны 1908 нм. Пучок излучения одномодового волоконного лазера (диаметром 1,4 мм на выходе коллиматора) фокусировался в АЭ с помощью двухлинзового телескопа L1-L2 так, что диаметр пучка (по e^{-2}) на торце кристалла Ho^{3+}:YAG составлял от 400 до 600 мкм (при изменении телескопа). Использовались кристаллы Ho:YAG (производства ООО “ЭЛС-94”, Москва) с концентрацией ионов Ho^{3+} 0,5; 0,6; 0,8; 1,0 ат. %; активный элемент был вырезан в направлении [001] относительно кристаллографических осей; его диаметр изменялся от 3 до 5 мм, а длина от 25 до 35 мм (в зависимости от концентрации активатора так, чтобы логарифмическое поглощение за проход составляло ~2 на длине волны накачки 1908 нм). Для сравнения использовались также АЭ Ho^{3+}:YAG с длиной активированной области 25 мм (концентрация Ho^{3+} – 1 ат. %) и неактивированной YAG-областью (длиной 5 мм) на торце, через который шла накачка.

Резонатор Ho^{3+}:YAG лазера формировался тремя зеркалами: плоским зеркалом М1 с высоким коэффициентом отражения на длинах волн генерации 2,1 мкм и накачки 1,9 мкм, поворотным дихроичным зеркалом М2 с высоким отражением для пучка генерации (>99.5%) и высоким

пропусканием на длине волны накачки (>95%), выходным сферическим зеркалом М3 (с радиусом кривизны 100 мм), полупрозрачным на длине волны генерации (коэффициент отражения ~50% либо ~56%) (рис. 221). АЭ Ho^{3+}:YAG располагался в коротком плече резонатора между зеркалами М1 и М2. Элемент был вплавлен в индиевую фольгу и помещен в медный радиатор, температура которого поддерживалась постоянной (варьировалась 6-15 ^{0}C) с помощью элемента Пельтье. Для получения импульсно-периодической генерации в длинное плечо резонатора между зеркалами М2-М3 помещался кварцевый АОМ. Частота повторения модуляции в ходе эксперимента варьировалась от 8 до 35 кГц.

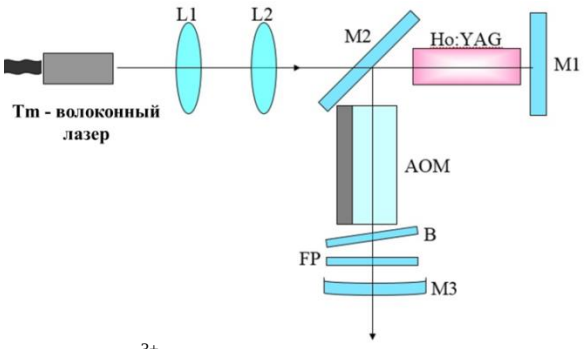


Рисунок 221. Схема лазера на кристалле Ho^{3+}:YAG с волоконно-лазерной накачкой: L1-L2 – двухлинзовый телескоп для излучения волоконного лазера; АОМ – акусто-оптический модулятор; В – пластинка под углом Брюстера, FP – эталон Фабри-Перо, М1-М3 – диэлектрические зеркала на подложках из кварца.

В резонаторе Ho^{3+}:YAG лазера без селективных элементов генерация наблюдалась как на длине волны 2097 нм, так и на длине волны 2091 нм. С целью селекции длины волны генерации в резонатор был вставлен эталон Фабри-Перо - пластинка из кварцевого стекла КИ, толщиной ~90 мкм. Пластинка из YAG (толщиной 200 мкм), ориентированная под углом Брюстера, обеспечивала селекцию поляризации волны генерации.

Генерация Ho^{3+}:YAG лазера была исследована в непрерывном и импульсно-периодическом режимах при разных частотах следования импульсов: от 0,4 кГц до 40 кГц. В ходе предварительных экспериментов наилучшие результаты по выходной мощности были достигнуты с АЭ длиной 35 мм при концентрации активатора 0,5 ат. %. Поэтому при дальнейшей оптимизации Ho^{3+}:YAG лазера были использованы именно эти АЭ. Максимальная выходная мощность (измеренная с помощью Gentec UP25N-40S-H9-D0) при частоте следования импульсов 17 кГц составила 35,4 Вт, а при частоте 10 кГц - 33,7 Вт, с эффективностью 66% и 63%, соответственно (рис. 222). Для сравнения, мощность генерации в непрерывном режиме достигала 38,5 Вт с эффективностью использования накачки ~73%. При частоте следования импульсов (задаваемой АОМ) более 20 кГц мощность генерации падала (из-за нестабильности энергии импульсов), при низких частотах повторения (менее 8 кГц) средняя мощность генерации также снижалась из-за непропорционального увеличения периода следования импульсов по отношению к росту импульсной энергии.

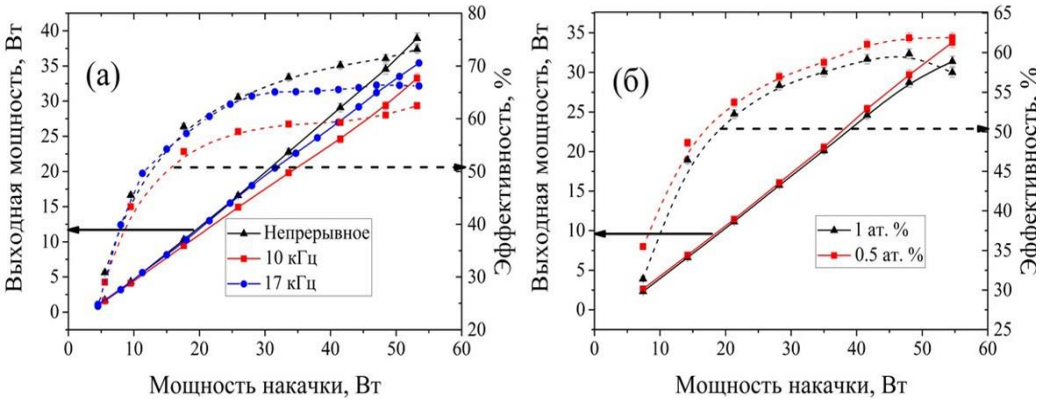


Рисунок 222. Зависимость выходной мощности (сплошная линия) и эффективности (прерывистая линия) Ho:YAG лазера от мощности накачки при разных частотах следования импульсов (для АЭ с концентрацией ионов Ho^{3+} 0,5 ат. %) (а) и для АЭ с разной концентрацией ионов Ho^{3+} при частоте следования импульсов 10 кГц (б).

Динамика лазерных импульсов регистрировалась с помощью фотодетекторов собственного производства на основе фотодиодов G8422-03 (производства компании “Hamamatsu”, Япония, спектральный диапазон отклика 0,9-2,1 мкм). Длительность импульсов (по полувысоте) изменялась в диапазоне 15-45 нс в зависимости от мощности волоконной накачки и частоты модуляции АОМ (рис. 223А). Максимальная энергия в импульсе не превышала 3 мДж. Осциллограмма импульсов при определённых параметрах (мощности накачки и частоте повторения импульсов) была гладкой или содержала биения с периодом ~1 нс.

В ходе эксперимента при некоторых параметрах (при низких мощностях накачки или при высоких частотах модуляции АОМ) наблюдались нестабильные режимы импульсной генерации гольмиевого лазера со значительными вариациями в энергии следующих друг за другом импульсов, вплоть до их полного исчезновения и функционирования на частоте, вдвое меньшей частоты модуляции АОМ. Подстройка резонатора Ho:YAG лазера позволяла стабилизировать его генерацию (с нестабильностью менее 5%) при частотах следования импульсов, не превышающих 17 кГц, при выходной мощности более 20 Вт, а при высоких частотах повторения 30-40 кГц – при ещё более высокой мощности генерации (мощность накачки >40 Вт) (рис. 223Б).

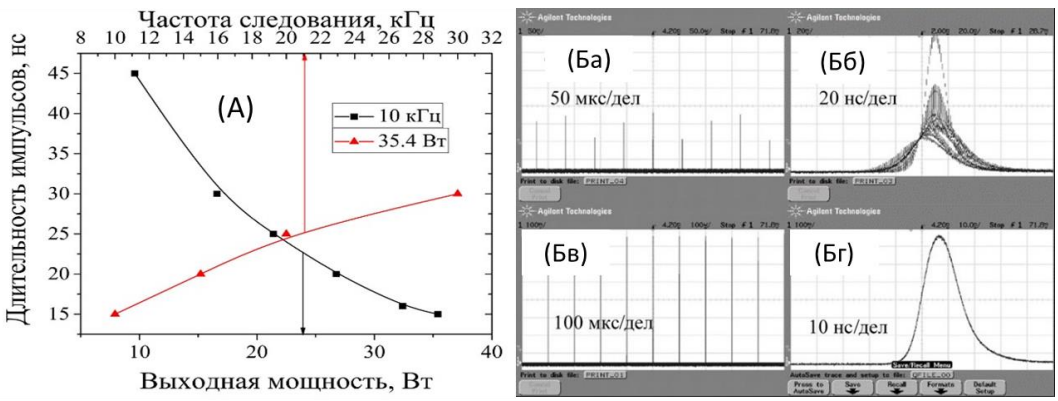


Рисунок 223. (А) Зависимость длительности импульсов Ho:YAG лазера от выходной мощности при частоте следования импульсов 10 кГц (черная линия) и от частоты следования при выходной мощности 35.4 Вт (красная линия). (Б) Осциллограммы импульса генерации Ho:YAG лазера и серии импульсов в нестабильном режиме при частоте следования 17 кГц (Ба,Бб) и в стабильном режиме при частоте следования 10 кГц (Бв,Бг).

Благодаря селективному элементу – пластинке, расположенной под углом Брюстера к падающему пучку, в резонаторе поляризация излучения была близка к линейной (отношение вертикальной и горизонтальной поляризации превышало 100:1). При соответствующей настройке эталона Фабри-Перо спектр выходного излучения (измеренный с помощью спектрофотометра “OSA-203”, “Thorlabs”) содержал одну линию на длине волны 2097 нм (рис. 224а). Ширина линии генерации была менее 0,25 $см^{-1}$ (с точностью, ограниченной пределом разрешения спектрофотометра ~40 пм).

Спектрофотомер OSA-203 не позволял разрешить отдельные продольные моды генерации, однако по гладкости формы лазерных импульсов и предельно-высокой эффективности ПГС можно заключить, что в рабочем режиме Ho:YAG лазера благодаря частотной селективности эталона Фабри—Перо и пластинке под углом Брюстера внутри резонатора был достигнут режим генерации близкий к одномодовому по продольному индексу. Действительно, межмодовый интервал $\Delta\nu = c/2L_{opt}$ (где с – скорость света, L_{opt} - полная оптическая длина резонатора ~140 мм) составлял для Ho^{3+}:YAG лазера ~1 ГГц. При наличии в спектре нескольких мод на осциллограмме лазерных импульсов в переходных режимах наблюдались биения с периодом ~1 нс, которые исчезали при переходе к стабильному режиму работы лазера на частоте ~17 кГц при выходной мощности 20-35 Вт.

Поперечная структура пучка регистрировалась камерой “PYROCAM III” (производства “Spiricon-Ophir”, США - Израиль). С помощью подстройки резонатора Ho:YAG лазера удавалось достигать высокое качество пучка лазерной генерации при всех частотах следования импульсов и мощностях накачки, применявшихся в эксперименте, параметр M^2 (измеряемый методом ножа согласно стандарту ГОСТ Р ИСО [197]) не превышал значения 1,3 при мощности 27 Вт (рис. 224б).

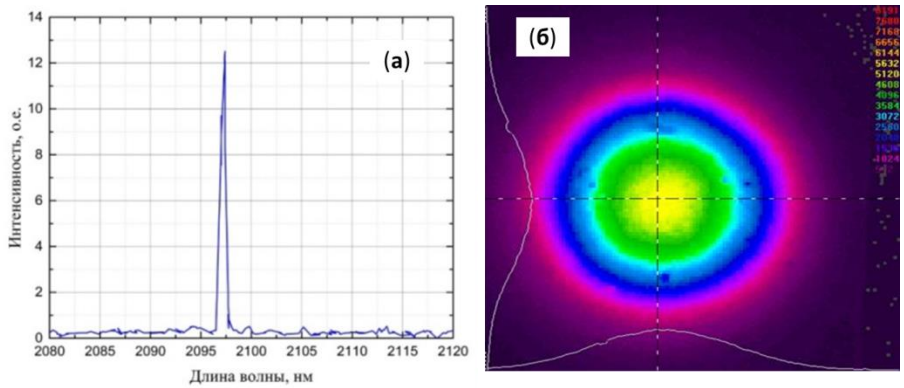


Рисунок 224. Спектр генерации Ho:YAG лазера (а). Профиль пучка генерации Ho:YAG лазера (в ближней зоне - на расстоянии ~50 см от выходного зеркала) (б).

Были произведены также ***численные расчёты лазера на кристалле Ho:YAG*** , с целью определения оптимальной концентрации активатора, длины активных элементов, фокусировки накачки и длины резонатора [390]. В рассматриваемой схеме генерация на кристалле Ho^{3+}:YAG

достигается путем заселения уровня $^5I_7$ накачкой на 1908 нм, при достижении инверсии на паре штарковских подуровней мультиплетов $^5I_7$ и $^5I_8$ (рис. 217б). Населённость уровня снижается $^5I_7$ также из-за взаимодействия двух возбуждённых ионов Ho^{3+} с участием фононов (безизлучательной апконверсии) [395]. Термализация энергии между подуровнями мультиплетов $^5I_7$ и $^5I_8$ приводит к тепловыделению (тепловой линзе, изменению средней температуры). Эти эффекты учитывались в численной модели лазера на кристалле Ho^{3+}:YAG, которая включала кинетическое уравнение для населённости N_2 верхнего лазерного уровня

$$\frac{\partial N_2}{\partial t}+\frac{N_2}{T_1}=\frac{\sigma_{ab}^{p}(I_p^{+}+I_P^{-})}{h\,\nu_p}N_1-\frac{\sigma_{em}^{s,2}(I_s^{i+}+I_s^{i-})}{h\,\nu_s}N_2+\frac{\sigma_{ab}^{s,2}(I_s^{i+}+I_s^{i-})}{h\,\nu_s}N_1-K_{up}N_2^2-\sigma_{ea}l_aN_2^2, \qquad (170)$$

где N_1 - населённость основного состояния $^5I_8$, T_1 – время жизни верхнего лазерного уровня, ν_p и ν_s – частоты накачки и генерации (лазерная длина волны 2097 нм), σ_{ab}^{p}, σ_{ab}^{s} и σ_{em}^{s} – сечения переходов с поглощением накачки и генерации и излучения на длине волны 2097 нм, K_{up} – коэффициент апконверсии (значение этого коэффициента при концентрации Ho^{3+} в 0,5 ат. % оценивалось по линейной аппроксимации значений при большей концентрации активатора [395]), слагаемое $\sigma_{ea}l_aN_2^2$ учитывает УСИ [396], $l_a=\int_0^{4\pi}\int_0^{V_0} z\,d\Omega dV/4\pi V_0$ – средняя длина спонтанно-излучаемых фотонов, V_0 – объём активной среды с инверсией, $\sigma_{ea}=\frac{\int\sigma_{em}^{s}(\nu)d\nu}{\int d\nu}\approx\frac{\sum_{i=1}^{3}\sigma_{em}^{s,i}\,\Delta\nu_i}{3\sum_{i=1}^{3}\Delta\nu_i}$ - среднее сечение излучения волн УСИ, $\sigma_{em}^{s,i}$ и $\Delta\nu_i$ – сечения переходов и ширина линий i-ого пика спектра УСИ, т.е. на 2091 нм, 2097 нм и 2123 нм, соответственно.

Уравнения для интенсивностей пучков накачки I_p и генерации I_S имели следующий вид:

$$\pm\frac{\partial I_p^{\pm}}{\partial z}+\frac{1}{v}\frac{\partial I_p^{\pm}}{\partial t}=-\sigma_{ab}^{p}I_p^{\pm}N_1\,,\ \pm\frac{\partial I_s^{\pm}}{\partial z}+\frac{1}{v}\frac{\partial I_s^{\pm}}{\partial t}=\sigma_{em}^{s}I_s^{\pm}N_2-\sigma_{ab}^{s}I_s^{\pm}N_1, \qquad (171)$$

где $v=c/n$ – скорость света в активной среде.

Пучки накачки и генерации предполагались одномодовыми (основная мода в виде Гауссова пучка). Распространение пучков в резонаторе рассчитывалось методом матричной оптики с учётом безаберрационной тепловой линзы (параболического профиля ИПП, наведённых накачкой в АЭ). Основные параметры кристалла Ho:YAG, использованные в расчётах, приведены в таблице 14.

Таблица 14. Оптические, спектроскопические и теплофизические параметры кристалла Ho^{3+}:YAG.

Наименование параметра	Значение параметра	Ссылка
Показатель преломления на 2 мкм, *n*	1,82	[4, 397]
Время жизни верхнего лазерного уровня T_1, мс	8,6	[398]
Термооптический коэффициент, *dn/dT*, 10^{-6} K^{-1}	7,3	[397]
Сечение поглощения (на 1908 нм), σ_{ab}^{p}, 10^{-21} $см^2$	8	[382, 398]
Сечение поглощения (на 2091 нм), $\sigma_{ab}^{s,1}$, 10^{-21} $см^2$	1,8	[382, 398]
Сечение поглощения (на 2097 нм), $\sigma_{ab}^{s,2}$, 10^{-21} $см^2$	2,1	[382, 398]
Сечение поглощения (на 2123 нм), $\sigma_{ab}^{s,3}$, 10^{-21} $см^2$	0,6	[382, 398]
Сечение люминесценции (на 2091 нм), $\sigma_{em}^{s,1}$, 10^{-21} $см^2$	11,8	[382, 398]

Сечение люминесценции (на 2097 нм), $\sigma_{em}^{s,2}$,10^{-21} cm^2	13,5	[382, 398]
Сечение люминесценции (на 2123 нм), $\sigma_{em}^{s,3}$, 10^{-21} cm^2	6	[382, 398]
Объёмная концентрация Ho^{3+} при активировании в 1 at. % , N_0, 10^{20} см$^{-3}$	1,38	[4, 399]
Теплопроводность, Вт м$^{-1}$ К$^{-1}$	10,7	[4, 400]
Плотность, г/см^3	4,56	[4, 400]
Удельная теплоёмкость, C_p, Дж·кг$^{-1}$·К$^{-1}$	590	[4, 400]
Коэффициент апконверсии при концентрации Ho^{3+} 1 ат. %, K_{up}, 10^{-24} м^3/с	2,8	[395]
Энергия безизлучательных переходов между подуровнями мультиплета $^5I_7$, $h\nu_{32}$,см$^{-1}$	14	[382]
Энергия безизлучательных переходов между подуровнями мультиплета $^5I_8$, $h\nu_{10}$, см$^{-1}$	456	[382]

Результаты численных расчётов выходной мощности лазера от мощности накачки хорошо согласуются с результатами экспериментов (рис. 225а). Зависимость эффективности преобразования мощности накачки в мощность генерации от диаметра пучка накачки в АЭ показала максимум при диаметре 320-360 мкм для различных кристаллов (рис. 225б). При малых диаметрах пучка накачки резонатор терял устойчивость из-за сильной тепловой линзы, при большом диаметре накачки она плохо перекрывалась с модой резонатора (выходная мощность и эффективность падали). Эффект апконверсии не приводил к качественным изменениям этой зависимости, но уменьшал коэффициент усиления и выходную мощность. Эффективность генерации слабо зависела от коэффициента отражения выходного зеркала в интервале 20-80%, но вне этого интервала наблюдалось резкое снижение эффективности: из-за роста порога генерации при малом отражении зеркала, и росте тепловой линзы и насыщении усиления при большом отражении (рис. 225в). При учёте эффекта апконверсии эффективность генерации как функция концентрации активатора показала экстремум при концентрации Ho^{3+} ~0,5 ат. % (при малой концентрации активатора происходило недостаточное поглощение накачки в АЭ, а при большой – апконверсия снижала инверсию населённости) (рис. 225г). Как показали расчёты, влияние УСИ на параметры генерации в условиях эксперимента было мало’.

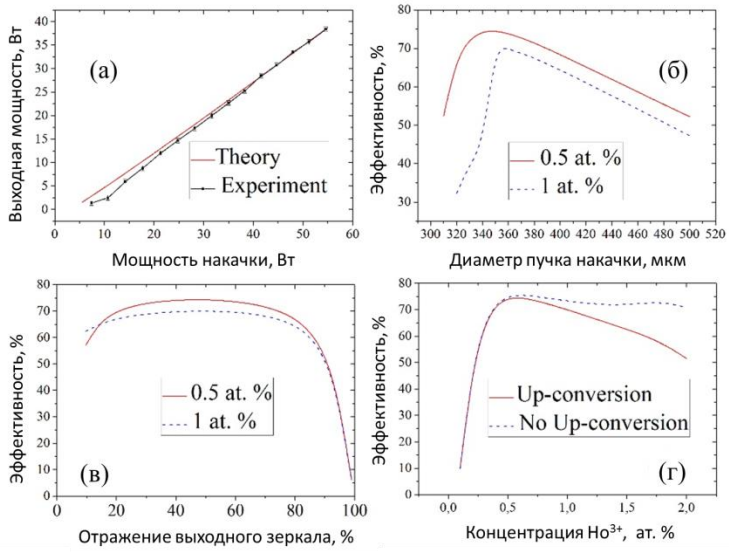


Рисунок 225. Результаты численного моделирования: выходная мощность как функция входной мощности накачки для 0,5 ат. % Ho^{3+} в непрерывном режиме в расчёте (красная) и в эксперименте (чёрная) (а); эффективность генерации как функция диаметра пучка накачки (по e^{-2}) для концентрации Ho^{3+} в 1 ат. % (штрихи) и 0,5 ат. % (сплошная) при накачке 50 Вт (б); эффективность как функция коэффициента отражения выходного зеркала при концентрации Ho^{3+} в 1 ат. % (штрихи) и 0,5 ат. % (сплошная) при мощности накачки 50 Вт (в); эффективность от концентрации Ho^{3+} с учётом апконверсии (сплошная) и без учёта (штрихи) при мощности накачки 50 Вт (г).

Таким образом, в результате оптимизации параметров лазера на кристалле Ho:YAG с волоконно-лазерной накачкой получена импульсно-периодическая генерация на длине волны 2097 нм со средней мощностью 36 Вт в пучке высокого качества при эффективности преобразования накачки в мощность генерации 68%; стабильная генерация импульсов получена при частоте повторения 8-25 кГц и длительности ~15-45 нс. Максимальная эффективность непрерывной генерации (преобразования накачки) составляла 73% при выходной мощности 38,5 Вт. Расчёты подтвердили оптимальную концентрацию ионов Ho^{3+} в 0,5 ат. % (при длине активного элемента 35 мм); максимум обусловлен влиянием эффектов апконверсии (при высокой концентрации) и ростом порога (при низкой).

5.3.3 Эффективное параметрическое преобразование излучения Ho^{3+}:YAG лазера в средний ИК диапазон

Импульсно-периодическое излучение 2-х микронного диапазона длин волн является эффективной накачкой ПГС среднего ИК диапазона, особенно на длинах волн 3-5 мкм, поскольку обе длины волны параметрической генерации (и сигнальная, и холостая) падают в этом случае в указанный спектральный диапазон (рис. 213б). Одним из наиболее привлекательных нелинейных кристаллов для такого параметрического преобразования является кристалл $ZnGeP_2$ (ZGP) (рис. 226а), к достоинствам которого относят высокий коэффициент квадратичной нелинейности, большую анизотропию, высокую теплопроводность и хорошее пропускание в широком диапазоне длин волн 2,1 - 8 мкм (таблица 15) [401-403]. Использование лазерного излучения на длине волны >2 мкм для накачки кристаллов ZGP является принципиально-важным ввиду наличия в них поглощения, обусловленного дефектами, для более коротких длин волн (далеко от линии фундаментального поглощения матрицы) (рис. 226б) [403-405].

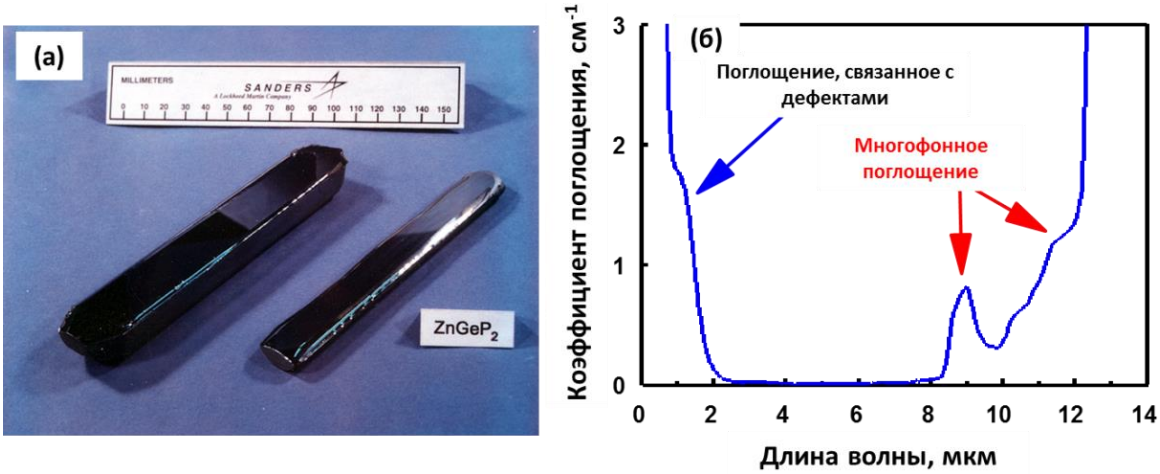


Рисунок 226. Фотография выращенного кристалла $ZnGeP_2$ [402] (а), спектр поглощения этого кристалла в диапазоне длин волн 1-12 мкм (б).

Таблица 15. Параметры нелинейно-оптических кристаллов ZGP_2, PPMgO:LN, $CdSiP_2$.

Кристалл	Коэффициент нелинейности, d_{eff}, пм/В	Диапазон прозрачности, мкм	Теплопроводность, Вт/(м К)	Двулучепреломление, $n_e - n_o$
ZGP_2	75	2 - 8	35	0,04 (на 2 мкм)
PPMgO:LN	14	0,32 - 4	4,4-4,6	Взаимодействуют волны одной поляризации
$CdSiP_2$	53 / 84	1 - 6,5	13,6	- 0,051 (на 4 мкм)

ПГС среднего ИК диапазона на основе кристаллов ZGP с накачкой излучением Ho^{3+}:YAG лазеров интенсивно исследуются с начала 2000-х годов ввиду большого числа приложений [386-388]. Целью работы, проведённой в ИПФ РАН под руководством автора диссертации, являлось определение возможности повышения мощности и эффективности ПГС среднего ИК диапазона на основе нелинейного кристалла ZGP (одного или двух элементов) российского производства при использовании лазера накачки на кристалле Ho^{3+}:YAG [391-393].

В наших экспериментах в качестве накачки ПГС на кристалле ZGP использовался лазер на кристалле Ho^{3+}:YAG с волоконно-лазерной накачкой, описанный в разделе 5.3.2. Между резонатором гольмиевого лазера и ПГС помещался изолятор Фарадея, ИФ. Излучение гольмиевого лазера фокусировалось в центр резонатора ПГС с помощью двухлинзового телескопа Т2 (рис. 227).

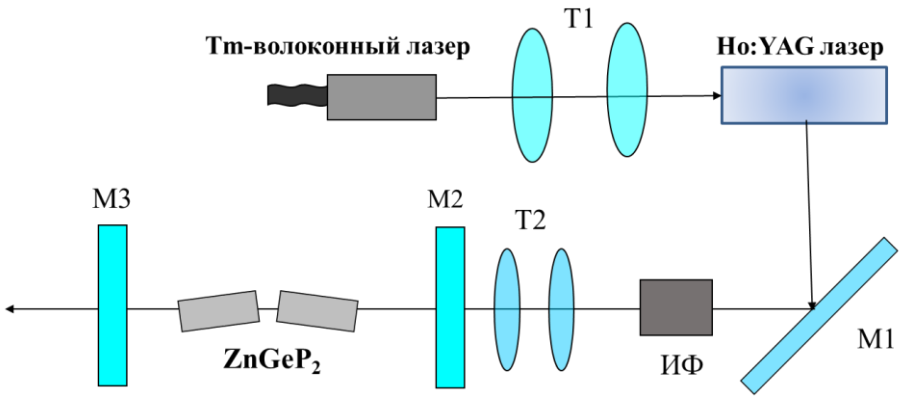


Рисунок 227. Схема эксперимента: Т1 – телескоп для излучения волоконного лазера, ИФ – изолятор Фарадея, Т2 – телескоп для накачки ПГС излучением Ho:YAG лазера, М1- поворотное зеркало, М2-М3 – зеркала ПГС.

Резонатор ПГС был сформирован двумя плоскими зеркалами М2 и М3, расположенными на расстоянии 20 мм (или 42 мм) друг от друга в различных конфигурациях. Зеркало М2 обладало высоким коэффициентом отражения на длине волны 3-5 мкм (>98 %), зеркало М3 частично отражало двухмикронное излучение и обладало коэффициентом пропускания ~50 % на длинах волн 3.5 - 5 мкм. В резонаторе находился один либо два элемента ZGP (произведённых ООО “ЛОК”, Томск) размерами 18×5×5 $мм^3$. Элементы были вырезаны из кристалла под углом $\varphi \approx 55^o$ к его оптической оси для 1-го типа фазового синхронизма (о-ее синхронизм для электроположительного кристалла) и имели просветленные торцы (для волн накачки 2,1 мкм и

генерации 3.5-5 мкм). В случае тандема ZGP оптические оси нелинейных элементов были ориентированы в противоположные стороны так, чтобы скомпенсировать снос (пространственное разбегание пучков) обыкновенной волны накачки относительно необыкновенных сигнальной и холостой волн параметрической генерации (рис. 228). Длина резонатора ПГС составляла ~22 мм (для генератора на одном нелинейном элементе) или ~43 мм (для тандема элементов ZGP).

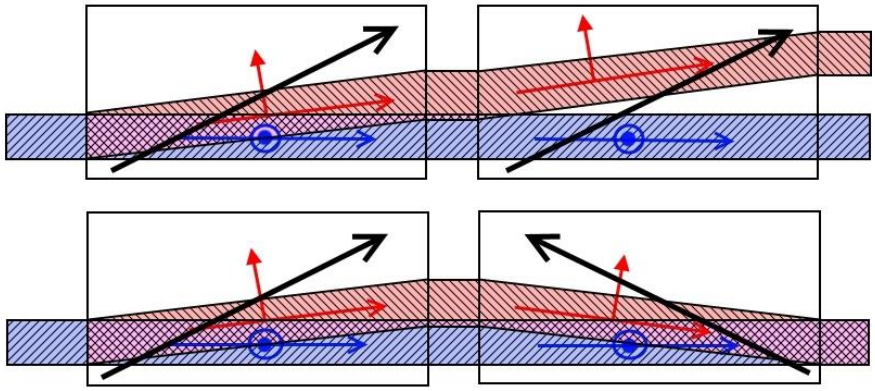


Рисунок 228. Траектории пучков накачки (синий, штриховка справа налево) и генерации (красный, штриховка слева направо) и величина их перекрытия (фиолетовый, штриховка крест-накрест) в резонаторе без компенсации сноса (сверху) и с компенсацией сноса (снизу). Жирными чёрными стрелками показаны ориентации оптических осей, более тонкими стрелками показаны направление распространения и поляризация пучков.

Размер перетяжки пучка накачки в резонаторе ПГС с помощью настройки телескопа варьировался от 900 мкм до 1100 мкм таким образом, чтобы плотность энергии накачки на входном торце элемента ZGP не превышала 0,4 Дж/см^2 (для уменьшения вероятности пробоя элемента [406-408]).

Импульсы параметрической генерации регистрировались с помощью фотодетекторов собственного производства на основе фотодиодов PD 36-02-PR(TO18) и PD 48-03-NS-PR(TO18) (произведённых ООО “АИБИ”, Санкт-Петербург, Россия, диапазон спектральной чувствительности 1,5-3,8 мкм и 3,8-4,8 мкм, соответственно). Длительность импульсов генерации (с быстрым передним фронтом) составляла 15-25 нс (по полувысоте) при длительности импульсов накачки 25-30 нс (рис. 229а).

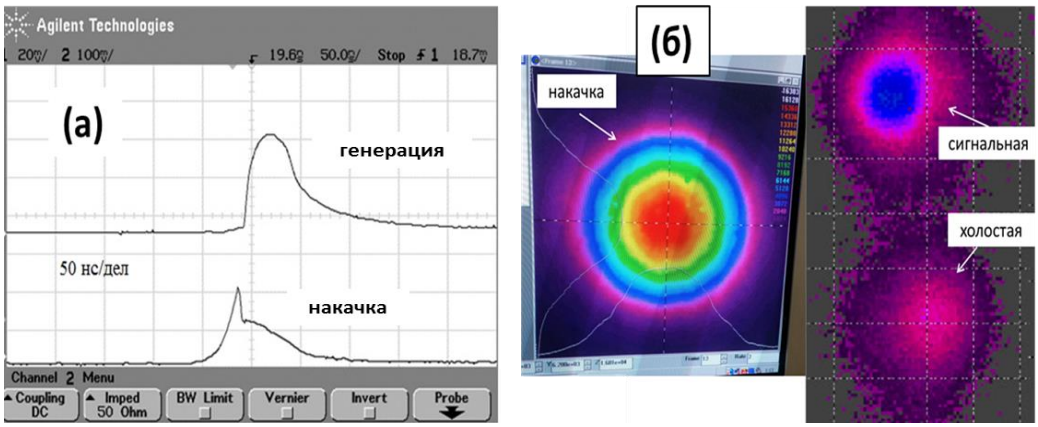


Рисунок 229. (а) Осциллограммы импульса прошедшей накачки (снизу) и параметрической генерации (сверху) при небольшом превышении порога. (б) Пучки накачки (на 2097 нм) и ПГС генерации (сигнальная и холостая волны).

Генерируемые пучки, структура которых контролировалась по “PYROCAM III” при разделении с помощью клина BaF_2 с фильтром на 3-5 мкм, имели однородное пространственное распределение в ближней и дальней зонах и высокое качество (близкое к дифракционному пределу): расходимость “холостого” пучка излучения (на длине волны ~4,55 мкм) составила не более 0,2 мрад при диаметре пучка 22 мм, параметр качества $M^2 \leq 1{,}4$, по измерению методом ножа [197] (рис. 229б).

Эффективность преобразования мощности накачки в мощность параметрической генерации зависела как от частоты следования импульсов накачки, так и от её мощности. Максимальная выходная мощность ПГС в среднем ИК диапазоне была получена в тандеме нелинейных элементов при мощности накачки 25 Вт и частоте следования импульсов 17 кГц и составила ~10 Вт (с эффективностью ~41%, определяемой по соотношению мощностей) (рис. 230а).

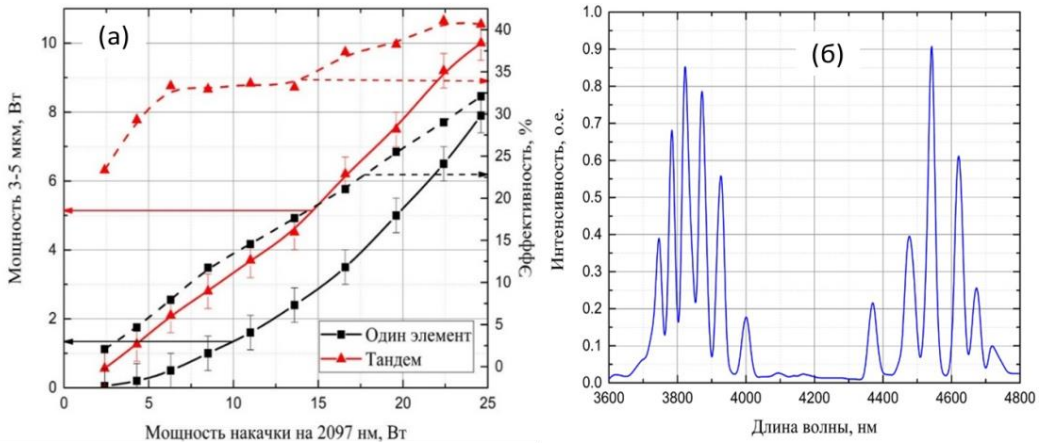


Рисунок 230. (а) Зависимость выходной мощности (сплошная линия) и эффективности (прерывистая линия) генерации от мощности накачки в одноэлементной и тандемной конфигурациях ПГС при частоте следования импульсов 17 кГц. (б) Спектр генерации, измеренный с помощью монохроматора МДР-41 (с шагом 10 нм при ширине выходной щели 0,2 мм).

Спектр параметрической генерации (измеренный с помощью монохроматора МДР–41, “ОКБ Спектр”, Россия) содержал несколько линий с центрами на 3,8 и 4,5 мкм, соответствующими сигнальной и холостой волнам (рис. 229б). Подобная кластерная структура генерации в ПГС на ZGP ранее отмечалась и в других работах [383,386,388]. Из классических работ по теории двухрезонаторных ПГС известно (смотри, например [409]), что при большом превышении порога линии генерации представляют собой кластеры мод, для каждой из которых разность фаз за пробег $\Delta\varphi = 2(k_p - k_s - k_i)L_N$ (где k_j – волновой вектор, L_N – длина нелинейного элемента в одноэлементной конфигурации и длина двух элементов в тандеме) равна (или кратна) 2π. Для одночастотной волны накачки каждой моде сигнальной волны соответствует мода холостой волны, для которой наилучшим образом выполнено условие синхронизма.

Теоретическая модель ПГС была разработана в предположении одномодовой одночастотной накачки, а для сигнальной и холостой волн учитывался набор продольных мод, каждая из

которых взаимодействовала только с накачкой (аналогичный подход был ранее разработан для ПГС на основе кристаллов BBO [410]). Используемые в расчетах параметры приведены в таблице 16.

Таблица 16. Параметры эксперимента и нелинейных элементов ZGP, использованные в расчётах.

Наименование параметра	Обозначение	Величина	Ссылка
Длина волны накачки	λ_p, нм	2097	
Длина сигнальной волны	λ_s, нм	3800	
Длина холостой волны	λ_i, нм	4680	
Показатель преломления на λ_p	n_p	3,14592	[411]
Показатель преломления на λ_s	n_s	3,14833	[411]
Показатель преломления на λ_i	n_i	3,14306	[411]
Угол синхронизма	θ, градусы	55	
Угол сноса	ρ_w, мрад	11,6	
Коэффициент поглощения на λ_p	α_p, $см^{-1}$	0,04	
Коэффициент поглощения на λ_s	α_s, $см^{-1}$	0,01	
Коэффициент поглощения на λ_i	α_i, $см^{-1}$	0,01	
Коэффициент отражения выходного зеркала ПГС на λ_p	R_p, %	3	
Коэффициент отражения выходного зеркала ПГС на λ_s и λ_i	R, %	50	
Длина нелинейного элемента	L_N, мм	18	
Радиус пучка накачки в перетяжке	r_p, мкм	500	
Температура радиатора элемента ZGP	T_0, K	291	
Коэффициент нелинейности ZGP	d_{36}, пм/В	69, 70, 75 *	[412-414]
Термооптический коэффициент ZGP на λ_p	$\partial n_p/\partial T$, 10^{-6} $К^{-1}$	158,85	[411]
Термооптический коэффициент ZGP на λ_s	$\partial n_s/\partial T$, 10^{-6} $К^{-1}$	162,47	[411]
Термооптический коэффициент ZGP на λ_i	$\partial n_i/\partial T$, 10^{-6} $К^{-1}$	160,88	[411]
Коэффициент теплопроводности ZGP	K, Вт/(м К)	36	[415]
Плотность ZGP	P, $г/см^3$	4,12	[416]
Теплоемкость ZGP	c_p, Дж/(г К)	0,464	[416]
Продольный коэффициент теплового расширения ZGP	$\beta_{\|\|}$, $10^{-6}К^{-1}$	15,9	[417]
Поперечный коэффициент теплового расширения ZGP	$\beta_{\perp}$, $10^{-6}К^{-1}$	17,5	[417]

* Расчёты проводились для d_{36} = 75 пм/В.

Поскольку эксперименты показали хорошее качество пучков генерации, то расчеты проводились в приближении заданной гауссовой формы всех пучков (при этом для сигнальной и холостой необыкновенных волн учитывался их поперечный снос по отношению к обыкновенной волне накачки [418]):

$$E_q^{(j)\pm}(x,y,z,t) = c_q^{(j)\pm}(z,t)e^{-\frac{r^2}{r_q^2(z)}-ik_q^{(j)}\frac{r^2}{2R_q(z)}+i\omega_q^{(j)}t\mp ik_q^{(j)}z-i\varphi_q^{(j)\mp}(z)} =$$

$$= c_q^{(j)\pm}(z,t)e^{-i\varphi_q^{(j)\pm}(z)+i\omega_q^{(j)}t\mp\Delta k^{(j)}z}\varepsilon_q(x,y,z), \quad (172)$$

где j – номер продольной моды для сигнальной или холостой волн, $q \in \{s,i,p\}$ обозначает сигнальную, холостую волну или волну накачки, $E_q^{(j)\mp}$ - напряженность электрического поля волн, бегущих в +/- z направлениях в ПГС, $c_q^{(j)\mp}$ - амплитуда электрического поля, $k_q^{(j)}$ – волновой вектор моды, $\omega_q^{(j)}$ – частота световых волн, $\Delta k^{(j)} = (k_p - k_s^{(j)} - k_i^{(j)})$ – расстройка для j-й моды, $\varphi_q^{(j)\mp}$ - фаза соответствующей волны, $r_q^2(z)$ и $R_q(z)$ – радиус пучка и радиус кривизны основной поперечной моды в резонаторе ПГС, $r^2 = (x-\rho_w z)^2 + y^2$, где ρ_w – малый угол сноса для необыкновенных сигнальной и холостой волн (для волны накачки ρ_w = 0). Длины холостой и сигнальной волн генерации и угол сноса оценивались из условий синхронизма и уравнения Сельмейера [411].

Численно рассчитывалась система укороченных уравнений для мощностей волн $P_q^{(j)\mp}$ и эйконалов ($\Phi^{(j)\mp} = \varphi_s^{(j)\mp} + \varphi_i^{(j)\mp} - \varphi_p^{(j)\mp}$) в стационарном приближении (с учётом малого времени пробега на длине резонатора ПГС по сравнению с длительностью световых импульсов) и в предположении малого сноса сигнального и холостого пучков на длине нелинейного взаимодействия по сравнению с диаметром пучка накачки:

$$\pm\frac{\partial P_s^{(j)\pm}}{\partial z} = -\gamma_s{}^{(j)}\sqrt{P_i^{(j)\pm}P_s^{(j)\pm}P_p{}^{\pm}}\,\sin\left(\Phi^{(j)\pm}+\Gamma\pm\Delta k^{(j)}z\right)J_\perp - \alpha_s P_s^{(j)\pm}, \quad (173)$$

$$\pm\frac{\partial P_i^{(j)\pm}}{\partial z} = -\gamma_i{}^{(j)}\sqrt{P_i^{(j)\pm}P_s^{(j)\pm}P_p{}^{\pm}}\,\sin(\Phi^{(j)\pm}+\Gamma\pm\Delta k^{(j)}z)J_\perp - \alpha_i P_i^{(j)\pm}, \quad (174)$$

$$\pm\frac{\partial P_p{}^{\pm}}{\partial z} = \textstyle\sum_l \gamma_p{}^{(i)}\sqrt{P_i^{(l)\pm}P_s^{(l)\pm}P_p{}^{\pm}}\,\sin(\Phi^{(l)\pm}+\Gamma\pm\Delta k^{(l)}z)\,J_\perp - \alpha_p P_p{}^{\pm}, \quad (175)$$

$$\pm\frac{\partial\Phi^{(j)\pm}}{\partial z} + \left(\frac{2\pi i}{\lambda_p}\Delta n_p - \frac{2\pi i}{\lambda_s}\Delta n_s - \frac{2\pi i}{\lambda_i}\Delta n_i\right) = \textstyle\sum_l\left(\gamma_p{}^{(l)}\cos\left(\Phi^{(l)\pm}+\Gamma\pm\Delta k^{(l)}z\right)\sqrt{\frac{P_i^{(l)\pm}P_s^{(l)\pm}}{P_p{}^{\pm}}}J_\perp\right) -$$

$$\left(\gamma_s{}^{(j)}\sqrt{\frac{P_p{}^{\pm}P_i^{(j)\pm}}{P_s{}^{(j)\pm}}} + \gamma_i{}^{(j)}\sqrt{\frac{P_p{}^{\pm}P_s^{(j)\pm}}{P_i{}^{(j)\pm}}}\right)\cos\left(\Phi^{(j)\pm}+\Gamma\pm\Delta k^{(j)}z\right)J_\perp, \quad (176)$$

где $J_\perp e^{i\Gamma} \equiv \frac{\int \varepsilon_p \varepsilon_s^* \varepsilon_i^* dxdy}{\sqrt{\int |\varepsilon_s|^2 dxdy \int |\varepsilon_i|^2 dxdy \int |\varepsilon_p|^2 dxdy}}$, $\Delta\omega^{(j)} = \omega_p - \omega_s^{(j)} - \omega_i^{(j)} d_{eff} = 2d_{36}\sin(2\theta)$, $\gamma_{s,i,p}^{(j)} =$ $(\frac{8\pi}{c})^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\sqrt{n_s n_i n_p}} \omega_{s,i,p}^{(j)} d_{eff} (\frac{Sin(\Delta\omega^{(j)}\tau_r)}{(\Delta\omega^{(j)}\tau_r)})$, Δn_q – тепловые ИПП, коэффициент $\frac{Sin(\Delta\omega^{j}\tau_r)}{(\Delta\omega^{j}\tau_r)}$ - результат усреднения нелинейного члена за время пробега по резонатору ПГС, τ_r.

Граничные условия мощностей волн накачки и генерации и эйконалов имели вид:

$$P_p^+(z=0,t) = P_0(t); P_p^-(z=L_N,t) = R_p P_p^+(z=L_N,t), \quad (177)$$

$$P_{s,i}^{+(j)}(z=0,t) = P_{s,i}^{-(j)}(z=0,t); P_{s,i}^{-(j)}(z=L_N,t) = R P_{s,i}^{+(j)}(z=L_N,t), \quad (178)$$

$$\Phi^{(j)\mp}(z=(0,L_N),t) = \Phi^{(j)\pm}(z=(0,L_N),t) + (\frac{P_{ns}}{P_s^{\pm(j)}(z=(0,L),t)} + \frac{P_{ni}}{P_i^{\pm(j)}(z=(0,L),t)})\varphi_r + \frac{\Delta\omega^{(j)}}{c} L_{L,R}, \quad (179)$$

$$\varphi_p^-(z=L_N,t) = \varphi_n; \varphi_p^-(z=0,t) = \varphi_{p,0}^-(t), \quad (180)$$

где R и R_p – коэффициенты отражения выходного зеркала на длинах волн генерации и накачки, $L_{L,R}$ – длины участков резонатора от входного зеркала до элемента и от элемента до выходного зеркала, φ_r – случайная фаза квантового шума, равномерно распределённая в интервале от 0 до 2π, $P_{\text{ns,ni}}$ – средняя мощность квантового шума на моду сигнальной и холостой волны на торцах нелинейного элемента [419,420], определяемая следующим выражением:

$$P_{ns,ni} = hc^2 / (2\lambda_{s,i} n_{s,i} (L_N + L_R + L_L)) \approx 4\times10^{-10}\, Bm, \quad (181)$$

h – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме.

Начальными условиями для комплексных амплитуд мод сигнальной и холостой волн была случайная величина с равномерным распределением фазы (от 0 до 2π) и средней мощностью квантового шума на одну моду (определяемой выражением (181)). Рассчитывалось прохождение через ПГС импульса накачки заданной длительности с гауссовым распределением по времени $P_0(t) = P_0 e\text{xp}(-\frac{(t-t_0)^2}{\tau_p^2})$ на входе нелинейного элемента, где τ_p – длительность импульса накачки. При расчете схемы с двумя элементами учитывался также набег фазы каждой волны между элементами. Спектр продольных мод ПГС рассчитывался для холодного резонатора, при этом в расчетах учитывались моды, для которых $\frac{Sin(\Delta\omega^{(j)}\tau_r)}{(\Delta\omega^{(j)}\tau_r)} > 0{,}1$ (количество мод в расчётах варьировалось, но в среднем составляло 50).

В численных расчётах учитывалось также влияние тепловых эффектов в кристалле на пространственное распределение пучков накачки и генерации, а также фазы волн. При анализе тепловых эффектов предполагалось, что вся поглощенная в кристалле мощность идет на его нагрев. Температурное поле в кристалле представлялось в виде суммы средней по времени части (рассматриваемой в стационарном приближении) и дополнительного нагрева (за время импульса накачки), который полностью релаксировал за время между импульсами. Уравнение для расчёта средней части температурного поля имело вид

$$K\Delta T = \alpha_p < I_p(z) > + \alpha_s < I_s(z) > + \alpha_i < I_i(z) >, \quad (182)$$

где $I_{s,i,p}$ – интенсивность соответствующей волны, <…> обозначает усреднение по времени наблюдения, которое рассчитывалось усреднением по нескольким реализациям. Граничным условием для уравнения (182) служила заданная температура T_0 на границе кристалла. Уравнение для изменения температуры за время импульса имело вид

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_p \, I_p(z,t) + \alpha_s I_s(z,t) + \alpha_i \, I_i(z,t). \quad (183)$$

Полученное распределение аппроксимировалось параболой $\delta T(z,r) = \delta T_0(z) + \delta T_2(z) r^2$. Нагрев элемента приводил к изменению показателя преломления нелинейного кристалла $\Delta n_q = \frac{\partial n_q}{\partial T} \delta T_0$, а также к тепловому расширению (удлинению) элемента и разности набегов фаз из-за удлинения $\beta_{ef} \delta T_0 \Delta k^{(j)} L_N$, где $\beta_{ef} = \beta_{||} \, cos(\theta) + \beta_{\perp} sin(\theta)$. Квадратичный по поперечной координате член в изменении показателя преломления учитывался как распределённая тепловая линза в безаберрационном приближении. Эта линза, в свою очередь, учитывалась при расчете моды резонатора методами матричной оптики, что определяло величины Γ и $J_\perp$ в уравнениях 173-176.

Учитываемые в расчетах случайные факторы (фазы шумовых затравок, вариация оптической длины резонатора, количество мод) заметно влияли на их результат, так что для получения достоверных результатов проводилось усреднение по 100 реализациям. Численные расчеты проводились для трех вариантов ПГС: резонатор с одним нелинейным элементом, с двумя последовательными элементами без компенсации сноса и с двумя элементами с компенсацией сноса (с ориентацией оптических осей, изображенных на рис. 227). При этом зависимость интеграла перекрытия $J_\perp$ от продольной координаты вдоль элементов для этих трех случаев изображена на рисунке 230.

Хорошо известно, что длины волн генерации в двухрезонаторном ПГС сильно меняются при изменении параметров системы (оптической длины резонатора, температуры нелинейного элемента и т.д. [409,420]). Поэтому в каждой реализации численных расчётов оптическая длина резонатора изменялась на случайную величину (значение которой варьировалось), что меняло модовый состав и спектр генерации. Так способом учитывались возможные вибрации зеркал резонатора и температурные флуктуации оптического пути. При полном отсутствии случайных изменений оптической длины, спектр генерации состоял из нескольких линий; однако эти линии содержали всего несколько мод и были слишком узкими по сравнению с экспериментально измеренными. При абсолютном значении отклонений длины резонатора, равному длине волны накачки, спектр представлял собой два широких пика, не содержащих каких-либо различимых компонент (рис. 232). Наибольшего соответствия эксперименту удалось добиться при величине отклонения длины ~100 нм. При такой величине вариации

длины в спектре генерации ПГС отчетливо видны отдельные кластеры мод, которые соответствуют условию неточного синхронизма с разностью фаз за пробег, кратным 2π, и имеют близкую к экспериментальной ширину. Абсолютное положение этих кластерных линий сильно зависит от длины резонатора и длины волны накачки, однако их количество и ширина остаются постоянными при варьировании этих параметров. В дальнейших расчетах использовалась величина вариации длины в 100 нм.

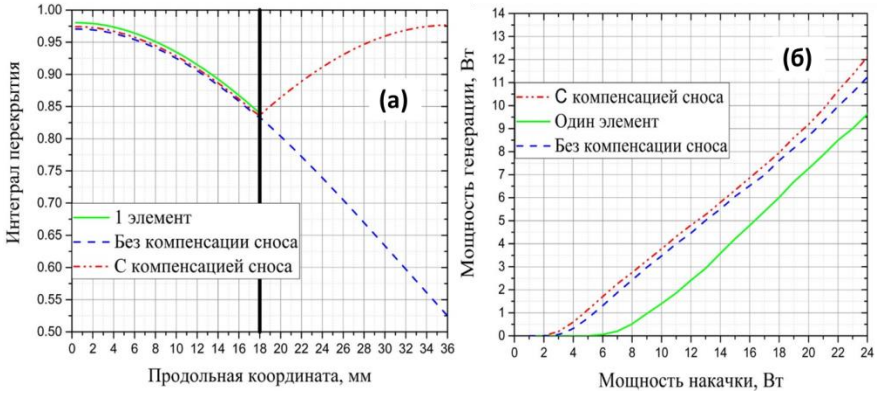


Рисунок 231. (а) Зависимость интеграла перекрытия от координаты вдоль элемента для трех различных конфигураций ПГС. Вертикальная линия посередине обозначает границу между элементами. (б) Численно рассчитанная зависимость мощности генерации от мощности накачки для трех различных конфигураций ПГС.

В результате расчётов была получена зависимость импульсной мощности и модового состава генерации от мощности накачки. Расчеты выходной мощности показывают большую эффективность ПГС с двумя элементами ZGP с компенсацией сноса по сравнению со схемой без компенсации и с ПГС на одном нелинейном элементе (рис. 232). При этом порог генерации в одноэлементной схеме был значительно выше. Эти результаты находятся в качественном согласии с результатами эксперимента (рис. 230б), небольшое превышение расчётных значений выходной мощности по сравнению с экспериментальными (не более 15%) можно объяснять неучтёнными потерями (например, нелинейными потерями внутри ZGP [421]), более низким значением эффективного коэффициента нелинейности или наличием примеси нескольких маломощных продольных мод волны накачки.

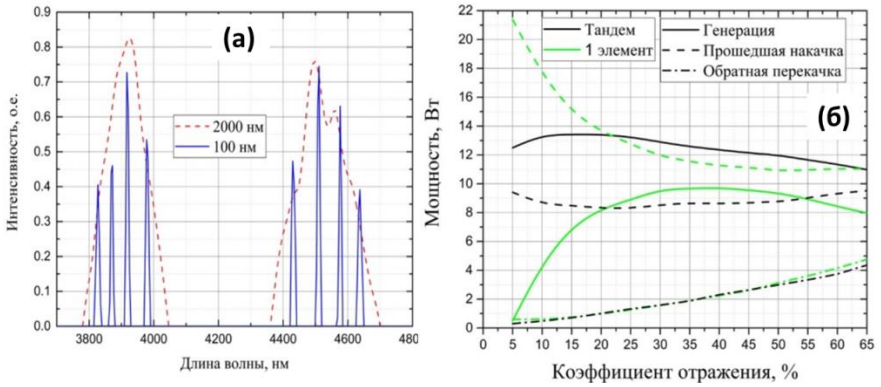


Рисунок 232. (а) Расчетный спектр ПГС с величиной случайных отклонений 2000 нм (пунктирная линия) и 100 нм (сплошная). (б) Численно рассчитанная зависимость мощности генерации ПГС (сплошная линия), прошедшей накачки (штрих-пунктир) и обратно преобразованной волны на длине волны накачки на обратном проходе (пунктирная линия) от коэффициента отражения в разных конфигурациях ПГС.

Численно исследована также зависимость выходной мощности генерации, прошедшей накачки и генерации на длине волны накачки на обратном проходе от коэффициента отражения выходного зеркала при мощности накачки 24 Вт (рис. 232б). Как в одноэлементном ПГС, так и в двухэлементном генераторе имеется оптимальное для выходной мощности значение коэффициента отражения. Это вызвано тем, что при малом отражении эффективность преобразования падает из-за недостаточного усиления за пробег, а при большом – за счет роста эффективности обратной перекачки мощности сигнальной и холостой волн. При этом максимум в ПГС на тандеме элементов смещен в область меньшего коэффициента отражения относительно максимума для одного элемента (из-за большего усиления за проход). Результаты расчётов указывают также на возможность получения ещё большей выходной мощности в резонаторе ПГС с меньшим по сравнению с использованным в экспериментах коэффициентом отражения выходного зеркала.

5.4 Использование разработанных тулиевых и гольмиевых лазеров в медицине

Благодаря сильному поглощению водой (H_2O в жидком состоянии) излучение 2-х микронного диапазона (длины волн 1,9-2,1 мкм) хорошо поглощается биологическими тканями, содержание воды в которых может достигать 70-90% [324,422]. Кроме того, излучение этого спектрального диапазона ещё достаточно хорошо пропускается надёжными и доступными кварцевыми световодами (рис. 233). Эти два фактора делают лазеры 2-х микронного диапазона очень привлекательными для применений в медицине, включая эндоскопические операции [324,325]. К настоящему времени широко известны применения лазеров на Ho:YAG с ламповой накачкой в урологии и хирургии [325], а также исследования использования тулиевых и гольмиевых волоконных и твердотельных лазеров с диодной накачкой в различных областях медицины (хирургии, отоларингологии, урологии, флебологии, гинекологии и других) [422-425].

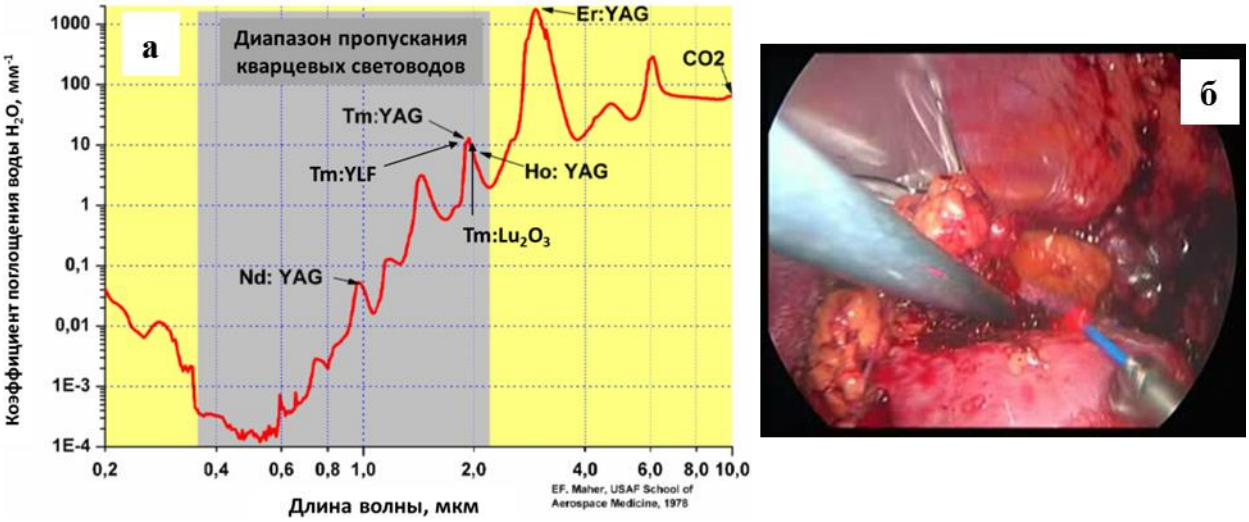


Рисунок 233. (а) Спектр поглощения воды в жидком состоянии при нормальных условиях (красная линия) и диапазон хорошего пропускания кварцевых световодов (серый). Стрелками и надписями показаны линии генерации ряда лазеров. (б) Снимок операции на почке с помощью излучения лазера с волоконным выходом.

Целью исследований, проведённых под руководством автора диссертации, было определение возможности применения в медицине новых лазеров на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 и кристаллах Tm^{3+}:YLF и Ho^{3+}:YAG с диодной и волоконно-лазерной накачкой. Эти работы были проведены в ИПФ РАН при взаимодействии с сотрудниками Нижегородской областной больницы им. Семашко, Нижегородской государственной медицинской академии и Университета им. Л. Максимилиана, Мюнхена (Германия) [426-428].

Были проведены, в частности, исследования воздействия излучения лазеров на кристаллах Tm:YLF (на длине волны 1908 нм), Ho:YAG (2097 нм) и керамике Tm:Lu_2O_3 (2067 нм или 1966 нм) на ткани печени и почек животных *ex-vivo* [426,427]. Излучение перечисленных выше лазеров вводилось в кварцевые световоды (с малым содержанием ОН-групп и диаметром многомодовой сердцевины 400-600 мкм), а излучение на выходе световода направлялось непосредственно на биологический объект (который находился на расстоянии 1-5 мм от конца световода) (рис. 234а). Регистрировалось время воздействия на объект (от 1 до 10 секунд), средняя мощность и режим работы (частота повторения и импульсная энергия). После операции объект с лазерным разрезом (перфорацией) замораживался и с помощью микрокриотома делались срезы с биоткани в виде пластинок (толщиной 15-25 мкм) со следами лазерного воздействия. Эти пластинки затем исследовались с помощью микроскопа Leica DM 1000 (Leica Microsystems, Russia) и фотографировались. На фотографиях измерялись размеры зон абляции, карбонизации, коагуляции, вапоризации (рис. 234б).

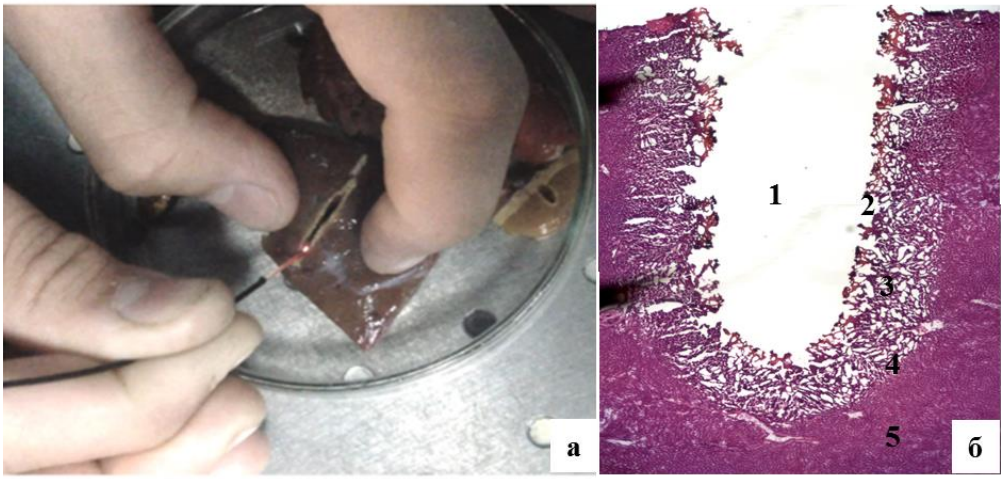


Рисунок 234. (а) Фотография воздействия излучением Tm:Lu_2O_3 лазера на свиную печень *ex-vivo*. (б) Снимок зон лазерного воздействия на печень: абляции (1), карбонизации (2), коагуляции (3), слабой вапоризации (4), неповреждённой ткани (5).

Методами статистического анализа определялись среднестатистические размеры зон лазерного воздействия в зависимости от параметров излучения (длины волны, мощности, времени экспозиции, частоты следования импульсов) (рис. 235). Полученные результаты существенно зависели от вида биологической ткани и режима лазерного воздействия.

Обработка результатов показала высокую скорость абляции ткани при сравнительно малой области карбонизации и достаточно большой ширине области коагуляции.

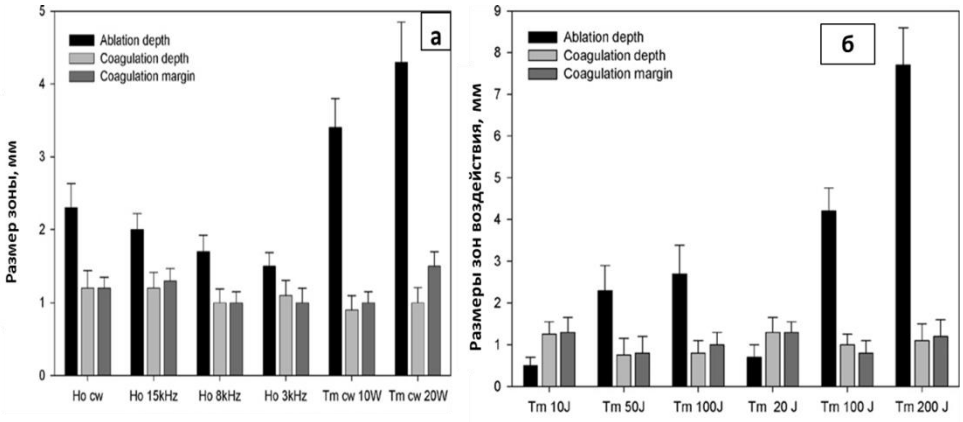


Рисунок 235. (а) Среднестатистические размеры зон воздействия (глубины абляции, глубины и толщины коагуляции) на свиную почку ex-vivo излучением Ho:YAG лазера мощностью 10 Вт (в непрерывном режиме и при частотах повторения импульсов 3,8 или 15 кГц) или непрерывного Tm:YLF лазера мощностью 10 вт или 20 Вт при скорости реза 1 мм/сек. (б) Среднестатистические размеры зон воздействия (глубины абляции, глубины и толщины коагуляции) на свиную печень ex-vivo излучением Tm:YLF лазера в зависимости от энергии излучения в одной точке (времени экспозиции).

Было показано, в частности, при использовании импульсно-периодического режима генерации лазеров на кристаллах Ho:YAG и керамике Tm:Lu_2O_3 скорость абляции биоткани несколько возрастает с ростом энергии в импульсе и по сравнению с непрерывной генераций, а размеры зон коагуляции и слабой вапоризации меняются слабо (рис. 236). В целом, эти результаты показали хорошие перспективы применения импульсно-периодического излучения лазеров 2-х микронного диапазона в хирургии биотканей.

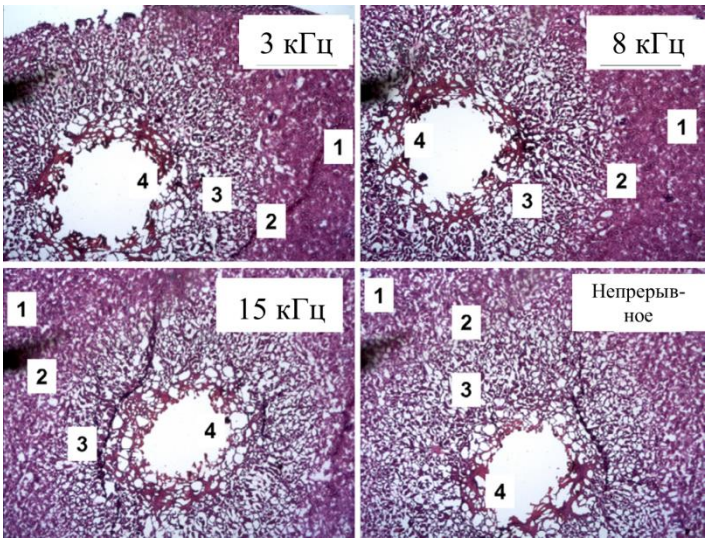


Рисунок 236. Фотографии воздействия излучением Ho:YAG лазера на свиную почку *ex-vivo* при одиноковом времени воздействия (10 сек) и одинаковой средней мощности (10 Вт) но при разных частотах повторения импульсов (3 кГц, 8 кГц или 15 кГц) или в непрерывном режиме. Цифрами показаны зоны: абляции (4), коагуляции (3), слабой вапоризации (2), неповреждённой ткани (1).

Были также проведены ***исследования воздействия импульсно-периодического излучения лазеров на кристаллах Ho:YAG и керамике Tm:Lu_2O_3 с волоконно-лазерной накачкой на почечные камни различного химического состава*** (извлечённые у пациентов с различными

заболеваниями почек) [428]. Целью исследований было определение возможности контролируемого разлома камня при воздействии импульсно-периодическим лазерным излучением со сравнительно малой импульсной энергией (в отличие от полного разрушения камня с высвобождением и разбрасыванием содержащихся в нём бактерий и биоплёнок при большей энергии лазерного воздействия).

В этом эксперименте лазерное излучение фокусировалось на сырые камни в воздухе (извлечённые из физиологического раствора) (рис. 237а), и измерялось время до полной перфорации камня и требуемая для этого энергия воздействия (рис. 237б,в).

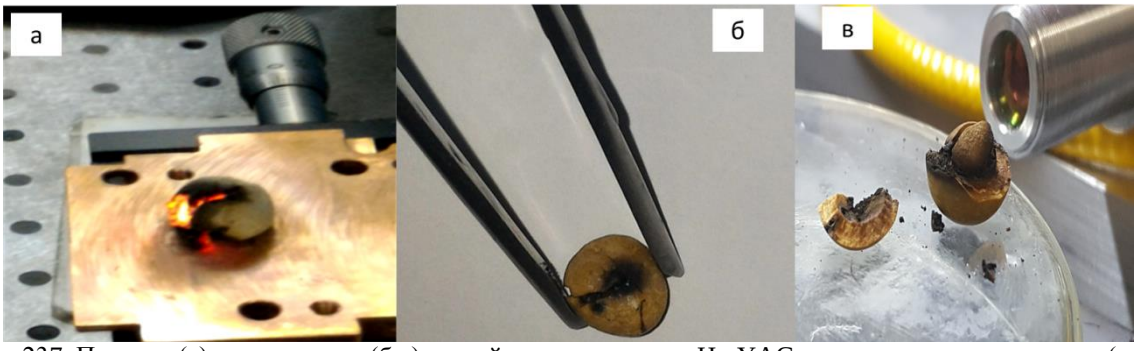


Рисунок 237. Процесс (а) и результаты (б,в) воздействия излучения Ho:YAG лазера на почечные камни (сквозная перфорация (б) или контролируемый разлом (в)).

Полученные результаты показали, что с точки зрения скорости дробления камней лазер на кристалле Ho:YAG с волоконно-лазерной накачкой значительно превосходит лазер на керамике $Tm:Lu_2O_3$. Однако это превосходство связано в основном с большей импульсной энергией лазера на кристалле Ho:YAG (достигающей десятков мДж) по сравнению с импульсной энергией в 0,4-0,6 мДж лазера на керамике. С другой стороны, длина волны генерации лазера на керамике $Tm:Lu_2O_3$ – 1967 нм, обеспечивает больший коэффициент поглощения водой, чем излучение Ho:YAG лазера на длине волны 2097 нм. Поэтому, при достижении аналогичной импульсной энергии (в десятки мДж) на длине волны 1967 нм следует ожидать более эффективного воздействия на камни, чем излучением на длине волны 2097 нм. Фактором, влияющим на результаты проведённых экспериментов, стало их выполнение в атмосферном воздухе, хотя камни доставались из раствора и были сырыми к моменту лазерного воздействия. Лазерное дробление камней в жидкой среде (воде или моче) может несколько изменить скорость их разрушения, что требует дальнейших исследований.

Основной вывод проведённых исследований следующий: вариантом профилактики инфекционно-воспалительного процесса в почке после нефролитотрипсии может стать контролируемая деструкция без разбрасывания содержимого конкрементов по полостной системе почки, что возможно обеспечить подбором режимов лазерного воздействия при контактной литотрипсии. Применение импульсно-периодического Ho:YAG лазера на длине волны 2097 нм с энергией импульсов 2-55 мДж, длительностью 20-40 нс и частотой повторения

0,2-10 кГц позволяет выполнять контролируемый разлом камня до фрагментов, дающих возможность осуществить их удаление из почки путем чрескожной нефролитоэкстракции и, соответственно, профилактировать инфекционно-воспалительные процессы в почках за счет минимальной микробной диссеминации тканей. В зависимости от типа камня варьируется энергия импульсов, требуемая для перфорации (от 2 до 55 мДж).

Результатом работы стало также создание опытного образца лазера на керамике $Tm:Lu_2O_3$ с диодно-лазерной накачкой и с волоконным выходом для хирургии в отоларингологии (рис. 238), Этот лазер сейчас находится в медицинском учреждении в процессе доклинической апробации.

Рисунок 238. Фотография опытного образца лазера на керамике $Tm:Lu_2O_3$ с волоконным выходом для отоларингологии.

5.5 Основные результаты и выводы Главы 5

На основе представленных в данной главе материалов можно сформулировать основные результаты.

1. Проведены исследования лазеров на кристаллах $Nd^{3+}:YVO_4$ с боковой (поперечной) диодной накачкой и скользящим падением пучка генерации на накачиваемую поверхность. В таких лазерах реализованы различные режимы генерации: непрерывный и импульсно-периодические (I. активной модуляции добротности с генерацией импульсов длительностью ~15-25 нс; II. пассивной синхронизации мод за счёт органического насыщающегося поглотителя - полиметинового красителя в полиуретановой матрице с генерацией импульсов в 10-20 пс при частоте повторения ~150 МГц). Достигнута высокая эффективность преобразования накачки (на длине волны 808 нм) в излучение генерации (на длине волны 1064 нм) со средней мощностью до 15 Вт в пучке высокого качества (с оптической эффективность использования накачки ~40-45%). Продемонстрирована возможность параметрического преобразования излучения $Nd^{3+}:YVO_4$ лазера в средний ИК диапазон в виде узкополосной генерации холостой волны на 3392,2 нм в ПГС на основе периодически-поляризованного $MgO:LiNbO_3$ (с накачкой излучением лазера на $Nd:YVO_4$ и затравкой излучением He-Ne лазера); эффективность

генерации в среднем ИК диапазоне составила ~10% от полной мощности пучка излучения на длине волны 1064 нм.

2. Впервые предложено использовать керамику Tm^{3+}:Lu_2O_3 для лазерной генерации на длине волны ~2 мкм. Проведены комплексные исследования керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3, изготовленной по заказу автора японской компанией “Konoshima Chemicals”: исследованы структурные, оптические, нелинейно-оптические, спектроскопические и теплофизические характеристики этой керамики. Получена лазерная генерация на длине волны 2060-2094 нм в керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 с диодной-лазерной накачкой (на длине волны 796 нм, или 811 нм, или 1200 нм) с мощностью до 34 Вт в непрерывном режиме (при полной эффективности преобразования накачки ~35% и дифференциальной эффективности ~38%) в многомодовом пучке (M^2 ≈ 6-7) и до 6-7 Вт в пучке дифракционного качества. Продемонстрированы возможности реализации импульсно-периодической генерации в лазерах на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 (с диодно-лазерной или лазерной накачкой на длине волны 796 нм) за счёт активной модуляции добротности (в импульсах наносекундной длительности) и пассивной синхронизации мод (в импульсах длительностью 150-300 фс) на длине волны ~2070 нм.

3. Исследованы лазеры на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 с накачкой излучением волоконных лазеров на длине волны 1670 нм (или 1678 нм); получена непрерывная генерация на длине волны 2066 нм и 1967 нм с мощностью до 23 Вт (при эффективности преобразования накачки до 51%) и импульсно-периодическая генерация (при активной акустооптической модуляции добротности) со средней мощностью до 12-15 Вт в пучке дифракционного качества.

Исследованы гибридные лазерные системы: волоконный задающий генератор – усилитель мощности на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3, при этом усиливаемый сигнал (на длине волны 1940 нм или 1908 нм) и пучок накачки (на 1670 нм или 1678 нм) распространялись в одном и том же одномодовом волокне. В такой системе для импульсно-периодического излучения (с длительностью импульсов 10-100 нс при частоте повторения от 3 до 95 кГц) достигнута выходная мощность ~24 Вт и импульсная энергия ~2,3 мДж в пучке высокого качества.

4. Исследованы лазеры на монокристаллах Cr^{2+}:CdSe и поликристаллах Cr^{2+}:ZnSe с накачкой импульсно-периодическим излучением лазеров на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3. В лазерах на монокристаллах Cr^{2+}:CdSe получена лазерная генерация импульсно-периодического излучения на длине волны 2920 нм со средней по времени мощностью до 800 мВт в пучке дифракционного качества. В лазерах на поликристаллах Cr^{2+}:ZnSe получена генерация на различных длинах волн в спектральном диапазоне 2,35-2,74 мкм со средней по времени мощностью до 3,6 Вт в пучке высокого качества (при эффективности по накачке до 35%).

5. Продемонстрирована возможность параметрического преобразования излучения лазера на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 в средний ИК диапазон в ПГС основе периодически-поляризованного

$MgO:LiNbO_3$ или кристаллов $ZnGeP_2$. В этих ПГС достигнута генерация излучения на длинах волн в диапазоне 3,4-4,9 мкм со средней по времени мощностью до 3-4 Вт.

6. Разработаны и созданы высокоэффективные лазеры на кристаллах Ho^{3+}:YAG с накачкой излучением лазеров на кристаллах Tm^{3+}:YLF или волоконных тулиевых лазеров (на длине волны 1908 нм). Получена непрерывная и импульсно-периодическая генерация на длинах волн 2091 нм, 2097 нм, 2123 нм. В результате оптимизации параметров лазера на кристалле Ho^{3+}:YAG с волоконно-лазерной накачкой получена импульсно-периодическая генерация на длине волны 2097 нм со средней мощностью ~36 Вт в пучке высокого качества ($M^2 \leq 1,2$) при эффективности преобразования накачки в мощность генерации ~68%; стабильная генерация импульсов получена при частоте повторения 8-25 кГц и длительности ~15-45 нс. Максимальная эффективность непрерывной генерации (преобразования мощности накачки) составляла 73% при выходной мощности 38,5 Вт. Расчёты подтвердили оптимальную концентрацию ионов Ho^{3+} в 0,5 ат. % (при длине активного элемента 35 мм); максимум обусловлен влиянием эффектов апконверсии (при высокой концентрации) и ростом порога (при низкой).

7. Продемонстрирована возможность получения импульсно-периодической генерации в диапазоне длин волн 3,5-5 мкм со средней мощностью до 10 Вт в ПГС на тандеме нелинейно-оптических элементов $ZnGeP_2$. Эффективность преобразования излучения Ho^{3+}:YAG лазера в излучение ПГС среднего ИК диапазона (по суммарной средней мощности холостой и сигнальной волн) достигала ~40%, общая эффективность преобразования мощности излучения волоконного лазера (на 1908 нм) в средний ИК диапазон - 25%. Развита теоретическая модель ПГС на ZGP, учитывающая модовый состав генерации, снос пучков в нелинейном элементе и тепловые эффекты, и выполнены численные расчёты, результаты которых хорошо согласуются с экспериментами. Создан опытный образец лазерной системы среднего ИК диапазона (на длинах волн 3,7 – 4,6 мкм) на основе ПГС на кристалле ZGP с накачкой Ho^{3+}:YAG лазером.

8. Продемонстрированы возможности использования лазеров двухмикронного диапазона длин волн на основе керамики $Tm^{3+}:Lu_2O_3$ и кристаллов Tm^{3+}:YLF с диодно-лазерной накачкой, а также кристаллов Ho^{3+}:YAG с волоконно-лазерной накачкой для хирургии биологических тканей при минимальной карбонизации и ограниченной зоне коагуляции. Продемонстрированы возможности использования импульсно-периодического излучения лазеров на кристаллах Ho^{3+}:YAG или керамике $Tm^{3+}:Lu_2O_3$ с волоконно-лазерной накачкой для контролируемого разреза (деструкции) почечных камней (который должен предотвратить разбрасывание содержимого конкрементов по полостной системе почки). Разработан и создан опытный образец непрерывного лазера на керамике $Tm^{3+}:Lu_2O_3$ с диодно-лазерной накачкой и с волоконным выходом для хирургии в отоларингологии, который проходит доклиническую апробацию в медицинском учреждении.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В процессе выполнения настоящей диссертационной работы получены следующие основные результаты.

1. Методами поляризационной интерферометрии, динамической голографии (нелинейных динамических решёток) и спектроскопии исследованы динамические ИПП в лазерных кристаллах и стёклах, активированных ионами Nd^{3+} или Yb^{3+}, при их интенсивной накачке: диодной, лазерной или ламповой. Доказано, что существует значительная по величине электронная компонента этих изменений, обусловленная различием поляризуемости возбуждённых и невозбуждённых ионов Nd^{3+} или Yb^{3+} (соотношением Крамерса-Кронига между действительной и мнимой частью восприимчивости). Величина этих электронных ИПП на рабочих длинах волн лазеров может достигать значений 10^{-6}-10^{-5} в зависимости от плотности мощности (или энергии) накачки.

Различие поляризуемости ионов Nd^{3+}, в лазерных кристаллах активированных этими ионами (на уровнях $^4F_{3/2}$ и $^4I_{9/2}$), обусловлено разным положением этих уровней относительно межконфигурационных переходов $4f^3 \rightarrow 4f^25d$ (между оболочками 4f и 5d). В этих кристаллах электронные ИПП значительно возрастают при накачке УФ излучением, приводящей к заселению высоколежащих квазиметастабильных уровней энергии (в частности, при накачке на длинах волн 280-320 нм, 240-280 нм, обеспечивающей заселение высоколежащего квазиметастабильного уровня $^2F(2)_{5/2}$).

Различие поляризуемости ионов Yb^{3+}, в лазерных кристаллах активированных этими ионами (на уровнях $^2F_{5/2}$ и $^2F_{7/2}$), обусловлено разной вероятностью ППЗ с лиганда на ион или переходов между смешанными орбиталями ($O^{2-} \rightarrow Yb^{3+}$ или Yb^{3+} ($4f$),O^{2-} ($2p$) $\rightarrow$ W^{6+}($5d$)). Отношение действительной части электронной восприимчивости к её мнимой части на линиях поглощения или лазерного излучения в этих кристаллах может существенно превышать 1.

2. Исследованы общие закономерности параметрической генерации при совместном ВР световых пучков (с импульсами длительностью в сотни микросекунд и более) в нелинейных средах с инерционными кубичными нелинейностями (тепловой или ориентационной в НЖК или нелинейностью насыщения усиления в лазерных кристаллах) и с ПОС. Показана возможность параметрической генерации волны, распространяющейся навстречу исходной и имеющей обращённый волновой фронт, с низким порогом возникновения и большим коэффициентом отражения. Механизм возникновения параметрической генерации связан с совместным ВР на динамических РПП, индуцированных интерференционным полем исходных световых волн и волн рассеяния в нелинейной среде. Порог параметрической генерации зависит

от амплитудного и фазового преобразования светового пучка в ПОС (от величины амплитудной и фазовой невзаимности обратной связи).

В НЖК с тепловой и ориентационной нелинейностью порог параметрической генерации обращённой волны по мощности входной волны составлял сотни милливатт (или единицы кВт/см^2 по интенсивности). Ячейки НЖК с ПОС были использованы для компенсации термонаведённых искажений в импульсно-периодических двух- и четырёхпроходовых усилителях на кристаллах Nd:YAG с ламповой накачкой. Ограничение использования четырёхволновых НЖК-зеркал для мощных лазерных пучков связано с их перегревом выше точки фазового перехода нематик-изотропная жидкость.

В лазерных усилителях Nd:YAG с ламповой накачкой исследовано взаимодействием двух встречных резонансных световых пучков. При этом показана возможность дополнительного усиления слабой волны за счёт нелинейной перекачки энергии из сильной на динамических решётках показателя преломления, сопровождающих решётки населённости активной среды. Показана также возможность нелинейного усиления слабого сигнала, возникающего в результате вынужденного резонансного рассеяния сильной волны в лазерном усилителе.

В лазерных усилителях Nd:YAG с ПОС происходит параметрическая генерация волны, распространяющейся навстречу исходной. Волновой фронт этой волны может быть обращённым по отношению к волновому фронту исходной волны. Порог параметрической генерации нелинейно зависит от усиления слабого сигнала в усилителе и может составлять десятки-сотни милливатт по мощности входного пучка. Доказана доминирующая роль динамических РПП, сопровождающих индуцированные светом решётки населённости, для возникновения параметрической генерации в лазерных усилителях со взаимной ПОС.

3. Экспериментально и теоретически исследованы твердотельные лазеры, резонаторы которых формируются с участием динамических голографических решёток, индуцируемых в нелинейной среде самими волнами генерации. Высокая пространственно-угловая и частотная селективность динамических решёток способствует генерации узкополосного излучения с высоким качеством пучка. Адаптивные свойства нелинейных зеркал обеспечивают частичную компенсацию термонаведённых искажений в активной лазерной среде при высокой мощности генерируемого пучка.

Экспериментально и теоретически показано, что динамические голографические решётки, индуцированные в НЖК с ориентационной или тепловой нелинейностью интерференционным полем пересекающихся световых волн, обеспечивают формирование резонатора и генерацию в петлевом или кольцевом резонаторе с АЭ. Лазер на основе Nd:YAG усилителя с резонатором, сформированным с участием динамических решеток в жидком кристалле, способен генерировать излучение с высоким качеством пучка и стабильной направленностью. Мощность

генерации ограничивается нагревом нелинейной среды и фазовым переходом НЖК в изотропную фазу.

Показано, что динамические РПП, сопровождающие решётки населённости, которые индуцируются в активной среде интерференционным полем световых волн, способны обеспечивать положительную обратную связь между ростом волны генерации и дифракционной эффективности динамического зеркала. Решётки показателя преломления, обеспечивающие формирование динамического резонатора, сопровождают в активной среде решётки населённости вследствие различия поляризуемости возбуждённых и невозбуждённых ионов активатора, а также неоднородного тепловыделения в интерференционном светом поле. Самостартующие лазеры на усилителях Nd:YAG с динамическим резонатором, формируемым с участием РПП в активной среде, способны генерировать в импульсно-периодических режимах свободной генерации или модуляции добротности с высокой в среднем по времени мощностью, хорошим качеством пучка генерации и узкой спектральной линией (в одной продольной моде). Экспериментально продемонстрирована возможность генерации в таких лазерах импульсно-периодического излучения со средней по времени мощностью до 250…300 Вт (при энергии до 10 Дж в пачках импульсов длительностью 250…300 мкс и частоте повторения до 30 Гц) и с высоким качеством пучка ($M^2 \leq 3…5$).

Экспериментально исследованы также лазеры на кристаллах Nd^{3+}:YAG и Nd^{3+}:YVO_4 с интенсивной диодной накачкой и взаимным резонатором на динамических голографических решётках. В схеме импульсно-периодического лазера на кристалле Nd:YAG была получена генерация с высоким, близким к дифракционному пределу, качеством пучка и с эффективностью преобразования энергии накачки более чем 15%. Продемонстрирован также высокоэффективный самоорганизующийся лазер на кристалле Nd:YVO_4 с непрерывной диодной накачкой и взаимным резонатором на динамических решётках. Достигнута генерация с выходной мощностью до 10 Вт (при эффективности использования накачки до ~ 32 %) при высоком качестве пучка, близкому к дифракционному пределу.

4. С помощью волоконного интерферометра Маха-Цандера исследованы ИПП иттербиевых волоконных усилителей при накачке и усилении резонансного сигнала, обусловленные различием поляризуемости возбуждённых и невозбуждённых ионов Yb^{3+}. Определена величина различия поляризуемости ионов Yb^{3+} (на уровнях $^2F_{7/2}$ и $^2F_{5/2}$) для ряда АС и ФС световодов (от разных изготовителей): $\Delta p \approx (8\text{-}15)\times10^{-27}$ см^3 (на длинах волн вне линий поглощения и люминесценции 1450-1650 нм). Теоретические расчёты показали, что вблизи максимумов линий поглощения и люминесценции резонансная часть Δp существенно превосходит нерезонансную, но вне линий поглощения и люминесценции доминирует нерезонансная компонента (обусловленная “далёкими”, но сильными УФ переходами). Электронная

компонента ИПП, обусловленная различием поляризуемости ионов Yb^{3+}, превосходит тепловую компоненту ИПП для коротких импульсов накачки (≤10 мс) для волокон с диаметром сердцевины в 3-10 мкм или в непрерывном режиме на начальной стадии. В стационарном режиме (при непрерывной накачке) тепловые ИПП доминируют.

5. Экспериментально продемонстрирована возможность когерентного сложения излучения двухканального эрбиевого усилителя за счёт оптического управления показателем преломления волокна, активированного ионами Yb^{3+}. Управление показателем преломления иттербиевого волокна осуществлялось излучением накачивающей волны (на длине волны 980 нм) и волны насыщения (на длине волны 1064 нм). Использование алгоритма амплитудной модуляции управляющего сигнала и синхронного детектирования в цепи обратной связи обеспечивало высокое быстродействие фазовой подстройки. В результате удалось обеспечить компенсацию акустических шумов (в полосе более 10 кГц), что привело к когерентному сложению излучения двух волоконных усилителей с эффективностью ~95%. Проведённые оценки указывают на возможность использования (через временное мультиплексирование) всей доступной полосы системы управления фазой, что позволяет увеличить число фазируемых волоконно-лазерных каналов до 50-100.

6. В волоконно-лазерных усилителях с диаметром сердцевины 8-10 мкм, активированной ионами Yb^{3+}, с малым числом поперечных мод и сохранением поляризации обнаружена неустойчивость основной моды по отношению к модам с более высоким индексом. Порог возникновения ПМН (по мощности выходного сигнала) варьируется от 1 до 100 Вт и зависит как от параметров волокна (диаметра сердцевины, числовой апертуры, длины, уровня легирования ионами Yb^{3+}, отражения от выходного торца), так и от характеристик излучения (ширины линии, мощности входного сигнала, длины волны). Аналитические исследования и численное моделирование показали, что основная причина низкопороговой модовой неустойчивости связана с рассеянием на динамических электронных решётках показателя преломления, сопровождающих решётки населённости, которые индуцируются интерференционным полем основной и высшей мод. При наличии встречной волны (из-за отражения от выходного торца волокна или запущенной от внешнего источника) порог ПМН ещё более уменьшается. В этом случае ПМН обусловлена ЧВВ двух пар встречных волн на общей динамической РПП.

7. Проведены исследования лазеров на кристаллах $Nd^{3+}:YVO_4$ с боковой (поперечной) диодной накачкой и скользящим падением пучка генерации на накачиваемую поверхность. В таких лазерах реализованы различные режимы генерации: непрерывный и импульсно-периодические (I. активной модуляции добротности с генерацией импульсов длительностью ~15-25 нс; II. пассивной синхронизации мод за счёт органического насыщающегося поглотителя -

полиметинового красителя в полиуретановой матрице с генерацией импульсов в 10-20 пс при частоте повторения ~150 МГц). Достигнута высокая эффективность преобразования накачки (на длине волны 808 нм) в излучение генерации (на 1064 нм) со средней мощностью до 15 Вт в пучке высокого качества (с оптической эффективность использования накачки ~40-45%). Продемонстрирована возможность параметрического преобразования излучения Nd^{3+}:YVO_4 лазера в средний ИК диапазон в виде узкополосной генерации холостой волны на 3392,2 нм в ПГС на основе периодически-поляризованного MgO:$LiNbO_3$ (с накачкой излучением лазера на Nd:YVO_4 и затравкой излучением He-Ne лазера); эффективность генерации в среднем ИК диапазоне составила ~10% от полной мощности пучка излучения на 1064 нм.

8. Впервые предложено использовать керамику Tm^{3+}:Lu_2O_3 для лазерной генерации на длине волны ~2 мкм. Проведены комплексные исследования керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3, изготовленной по заказу автора японской компанией “Konoshima Chemicals”: исследованы структурные, оптические, нелинейно-оптические, спектроскопические и теплофизические характеристики этой керамики. Получена лазерная генерация на длине волны 2060-2094 нм в керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 с диодной-лазерной накачкой (на длине волны 796 нм, или 811 нм, или 1200 нм) с мощностью до 34 Вт в непрерывном режиме (при полной эффективности преобразования накачки ~35% и дифференциальной эффективности ~38%) в многомодовом пучке ($M^2 \approx$ 6-7) и до 6-7 Вт в пучке дифракционного качества. Продемонстрированы возможности реализации импульсно-периодической генерации в лазерах на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 (с диодно-лазерной или лазерной накачкой на длине волны 796 нм) за счёт активной модуляции добротности (в импульсах наносекундной длительности) и пассивной синхронизации мод (в импульсах длительностью 150-300 фс) на длине волны ~2070 нм.

9. Исследованы лазеры на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 с накачкой излучением волоконных лазеров на длине волны 1670 нм (или 1678 нм); получена непрерывная генерация на длине волны 2066 нм и 1967 нм с мощностью до 23 Вт (при эффективности преобразования накачки до 51%) и импульсно-периодическая генерация (при активной акустооптической модуляции добротности) со средней мощностью до 12-15 Вт в пучке дифракционного качества.

Исследованы гибридные лазерные системы: волоконный задающий генератор – усилитель мощности на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3, при этом усиливаемый сигнал (на длине волны 1940 нм или 1908 нм) и пучок накачки (на 1670 нм или 1678 нм) распространялись в одном и том же одномодовом волокне. В такой системе для импульсно-периодического излучения (с длительностью импульсов 10-100 нс при частоте повторения от 3 до 95 кГц) достигнута выходная мощность ~24 Вт и импульсная энергия ~2,3 мДж в пучке высокого качества.

10. Исследованы лазеры на монокристаллах Cr^{2+}:CdSe и поликристаллах Cr^{2+}:ZnSe с накачкой импульсно-периодическим излучением лазеров на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3. В лазерах на

монокристаллах Cr^{2+}:CdSe получена лазерная генерация импульсно-периодического излучения на длине волны 2920 нм со средней по времени мощностью до 800 мВт в пучке дифракционного качества. В лазерах на поликристаллах Cr^{2+}:ZnSe получена генерация на различных длинах волн в спектральном диапазоне 2,35-2,74 мкм со средней по времени мощностью до 3,6 Вт в пучке высокого качества (при эффективности по накачке до 35%).

11. Продемонстрирована возможность параметрического преобразования излучения лазера на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 в средний ИК диапазон в ПГС основе периодически-поляризованного MgO:$LiNbO_3$ или кристаллов $ZnGeP_2$. В этих ПГС достигнута генерация излучения на длинах волн в диапазоне 3,4-4,9 мкм со средней по времени мощностью до 3-4 Вт.

12. Разработаны и созданы высокоэффективные лазеры на кристаллах Ho^{3+}:YAG с накачкой излучением лазеров на кристаллах Tm^{3+}:YLF или волоконных тулиевых лазеров (на длине волны 1908 нм). Получена непрерывная и импульсно-периодическая генерация на длинах волн 2091 нм, 2097 нм, 2123 нм. В результате оптимизации параметров лазера на кристалле Ho:YAG с волоконно-лазерной накачкой получена импульсно-периодическая генерация на длине волны 2097 нм со средней мощностью ~36 Вт в пучке высокого качества ($M^2 \leq 1,2$) при эффективности преобразования накачки в мощность генерации ~68%; стабильная генерация импульсов получена при частоте повторения 8-25 кГц и длительности ~15-45 нс. Максимальная эффективность непрерывной генерации (преобразования мощности накачки) составляла 73% при выходной мощности 38,5 Вт. Расчёты подтвердили оптимальную концентрацию ионов Ho^{3+} в 0,5 ат. % (при длине активного элемента 35 мм); максимум обусловлен влиянием эффектов апконверсии (при высокой концентрации) и ростом порога (при низкой).

13. Продемонстрирована возможность получения импульсно-периодической генерации в диапазоне длин волн 3,5-5 мкм со средней мощностью до 10 Вт в ПГС на тандеме нелинейно-оптических элементов $ZnGeP_2$. Эффективность преобразования излучения Ho^{3+}:YAG лазера в излучение ПГС среднего ИК диапазона (по суммарной средней мощности холостой и сигнальной волн) достигала ~40%, общая эффективность преобразования мощности излучения волоконного лазера (на 1908 нм) в средний ИК диапазон - 25%. Развита теоретическая модель ПГС на ZGP, учитывающая модовый состав генерации, снос пучков в нелинейном элементе и тепловые эффекты, и выполнены численные расчёты, результаты которых хорошо согласуются с экспериментами. Объяснена кластерная структура спектра ПГС. Создан опытный образец лазерной системы среднего ИК диапазона (на длинах волн 3,7 – 4,6 мкм) на основе ПГС на кристалле ZGP с накачкой Ho^{3+}:YAG лазером.

14. Продемонстрированы возможности использования лазеров двухмикронного диапазона длин волн на основе керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3 и кристаллов Tm^{3+}:YLF с диодно-лазерной накачкой, а также кристаллов Ho^{3+}:YAG с волоконно-лазерной накачкой для хирургии биологических

тканей при минимальной карбонизации и ограниченной зоне коагуляции. Продемонстрированы возможности использования импульсно-периодического излучения лазеров на кристаллах Ho^{3+}:YAG или керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 с волоконно-лазерной накачкой для контролируемого разреза (деструкции) почечных камней (который способен предотвратить разбрасывание содержимого конкрементов по полостной системе почки). Создан опытный образец непрерывного лазера на керамике Tm^{3+}:Lu_2O_3 с диодно-лазерной накачкой и с волоконным выходом для хирургии в отоларингологии, который проходит доклиническую апробацию в медицинском учреждении Нижнего Новгорода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Справочник по лазерам, перевод под ред. *А.М. Прохорова* (“Handbook of lasers with selected data on optical technology, edd. by *R.J. Pressley*). // Москва: Советское радио, 1978, в двух томах.

2. *Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И.* Термооптика твердотельных лазеров. // Ленинград: Машиностроение, 1986. С. 32.

3. *Зверев Г.М., Голяев Ю.Д.* Лазеры на кристаллах и их применение. // Москва: Рикель, Радио и связь, 1994, 312 с.

4. *Koechner W.* Solid-State Laser Engineering. Springer Series in Optical Scienses, 6th Edn. // Springer Science+Business Media, Inc., 2006, 742 p.

5. *Powell R.C.* Physics of Solid-State Laser Materials. // New York – Berlin – Heidelberg: Springer, 1998, 423 p.

6. *Brown D.C.* Heat, fluorescence, and stimulated-emission power densities and fractions in Nd:YAG. // IEEE Journal of Quantum Electronics - 1998. V. 34. P. 560-572.

7. *Fan T.J.* Heat generation in Nd:YAG and Yb:YAG. // IEEE Journal of Quantum Electronics, - 1993. V. 29, Is. 6. P. 1457 – 1459.

8. *Pollnau M., Clarkson W.A., Hanna D.C.* Thermal lensing in end-pumped Nd:YAG under lasing and nonlasing conditions. // in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, OSA Technical Digest Series - 1998, V. 6. P. 100-101.

9. *Chenais S., Druon F., Forget S., Balembois F., Georges P.* On thermal effects in solid-state lasers: The case of ytterbium-doped materials. // Progress in Quantum Electronics - 2006. V. 30. P. 89–153.

10. *Baldwin G.D., Riedel E.P.* Theory of dynamic optical distortion in isotropic laser materials. // Journal of Applied Physics - 1967. V. 38. P. 2720-2726.

11. ***Антипов О.Л.****, Кужелев А.С., Лукьянов А.Ю., Зиновьев А.П.* Изменения показателя преломления лазерного кристалла Nd:YAG при возбуждении ионов Nd^{3+}. // Квантовая электроника - 1998. Т. 28, № 10. С. 867-874.

12. ***Antipov O.L.****, Belyaev S.I., Kuzhelev A.S., Chausov D.V.* Resonant two-wave mixing of optical beams by refractive index and gain gratings in inverted Nd:YAG. // Journal of Optical Society of America B - 1998, V. 15. P. 2276-2281.

13. ***Antipov O.L.****, Kuzhelev A.S., Chausov D.V., Zinov’ev A.P.* Dynamics of refractive index changes in Nd:YAG laser crystal under Nd^{3+}-ions excitation. // Journal of Optical Society of America B - 1999. V. 16. P. 1072-1079.

14. ***Antipov O.L.****, Eremeykin O.N., Savikin A.P., Vorob’ev V.A., Bredikhin D.V., Kuznetsov M.S.*

Electronic Changes of Refractive Index in Intensively Pumped Nd:YAG Laser Crystals. // IEEE Journal of Quantum Electronics – 2003. V. 39, № 7. P. 910-918.

15. ***Антипов О.Л.***, *Еремейкин О.Н., Савикин А.П.* Интерферометрические исследования электронных изменений показателя преломления лазерного кристалла Nd:YAG при интенсивной накачке. // Квантовая электроника – 2003. Т. 33, № 10. С. 861-868.

16. *Багдасаров Х.С., Володин И.С., Коломийцев А.И., и др*. Спектральные характеристики Nd:YAG в УФ и видимом диапазоах // Квантовая электроника - 1982. Т. 9. С. 1158.

17. *Константинов Н.Ю., Карасёва Л.Г., Громов В.В., Яковлев А.В*. Межконфигурационные переходы $4f^3$-$4f^25d^1$ ионов Nd^{3+} в кристаллах YAG. // Физика твёрдого тела (а) - 1984. Т. 83. С. 153-157.

18. *Дубинский А.М., Столов А.Л.* Исследование $4f^25d$-оболочки ионов Nd^{3+} в кристаллах методом поглощения из возбуждённого состояния. // Физика твердого тела (а) - 1985. Т. 27. С. 2194.

19. *Апанасевич П.А.* Основы теории взаимодействия света с веществом. // Москва: Наука и техника, 1977. С. 496.

20. *Бутылкин В.С., Каплан А.Е., Хронопуло Ю.Г., Якубович Е.И.* Резонансные взаимодействия света с веществом. // Москва: Наука, 1977. С. 351.

21. *Bogatov A., Eliseev P., Sverdlov B.* Anomalous interaction of spectral modes in a semiconductor laser. // IEEE Journal of Quantum Electronics - 1975. V. QE-11, № 7. P. 510-515.

22. *Peterman K.* Laser Diode Modulation and Noise. // Dordrecht, Germany: Kluwer, 1988.

23. *Kronig R. de L.* On the theory of the dispersion of X-rays. // Journal of Opt. Soc. of America - 1926. V. 12. P. 547-557.

24. *Hutchigns D.C., Sheike-Bahae M., Hagan D.J., Van Striland E.W.* Kramers-Kronig relations in nonlinear optics. // Optical and Quantum Electronics - 1992. V. 24. P. 1-30.

25. *Ярив А*. Квантовая электроника (перевод с англ. под редакцией *Ханина Я.И.*). // Москва: Советское радио 1980. С. 107-108.

26. *Lucarini V., Saarinen J.J., Peiponen K.-E., Vartianen A.* Kramers-Kronig relations in optical materials research. // Berlin- Heidelberg – New York: Springer, 2005, 159 p.

27. *Dressel M., Gompf B., Faltermeier D., Tripathi A.K., Pflaum J., Schubert M.* Kramers-Kronig-consistent optical functions of anisotropic crystals: generalized spectroscopic ellipsometry on pentacene. // Optics Express - 2008. V. 16, № 24. P. 19770-19778.

28. *Юрьевич В.А.* Особенности усиления коротких оптических импульсов в средах с нерезонансной поляризуемостью. // Квантовая электроника - 1990. Т. 17, №7. С. 951-952.

29. *Francon M., Mallick S.* Polarization Interferometers: Application in Microscopy and Macroscopy. // New York, 1971.

30. *Soulard R., Zinoviev A., Doualan J.L., Ivakin E.,* ***Antipov O.****, Moncorgé R.* Detailed characterization of pump-induced refractive index changes observed in Nd:YVO_4, Nd:$GdVO_4$ and Nd:KGW. // Optics Express - 2010. V. 18, No. 2. P. 1553-1568.

31. *Soulard R., Moncorgé R., Doualan J.-L.,* ***Antipov O.****, Eremeykin O., Ivakin E., Sukhadolau A.* Comparative measurements and analysis of polarizability and refractive index changes observed in the Nd^{3+} doped laser materials. // in Technical Digest of The 3rd EPS-QEOD "Europhoton" Conference, (August 31 – September 5, 2008, Paris, France), paper ThoB6.

32. *Soulard R., Zinoviev A., Brignon A., Doualan J.,* ***Antipov O.****, Huignard J., Moncorgé R.* Non-resonant pump-induced refractive index changes and two-wave mixing in Nd^{3+} and Yb^{3+} doped laser materials. // in Technical Digest of 19-th International Laser Physics Workshop (5-9 July, 2010, Foz do Iguacu, Brasil), paper 2.4.3.

33. *Soulard R., Zinoviev A., Brignon A., Doualan J.,* ***Antipov O.****, Huignard J., Moncorgé R.* Non-resonant pump-induced refractive index changes and non-degenerate two-wave mixing in Nd^{3+} and Yb^{3+} doped laser materials. // in Proceedings of International Conference on "Advances in Optical Materials (AIOM) 2011" (16-18 February 2011, Istanbul, Turkey), paper AIFA4.

34. *Baldwin G.D., Riedel E.P.* Measurements of dynamic optical distortion in Nd-doped glass laser rods. // Journal of Applied Phyics - 1967. V. 38. P. 2726-2739.

35. *Горбань И.С., Конончук Г.Л.,* Изменения показателя преломления рубина при накачке // Журнал Прикладной Спектроскопии - 1968. Т. 8. С. 864.

36. *Бубнов М.М., Грудинин А.Б., Дианов Е.М., Прохоров А.М.* Деформация резонатора лазера на стекле с неодимом, обусловленная изменением поляризуемости возбуждённых ионов Nd^{3+}. // Квантовая электроника - 1978. Т. 8. С. 275.

37. *Powell R.C., Payne S.A., Chase L.L., Wilke G.D.* Four-wave mixing of Nd^{3+}-doped crystals and glasses. // Physics Review B - 1990. V. 41. P. 8593.

38. *McMichael I., Saxena R., Chang T., Shu Q., Rand S., Chen J., Tuller H.* High gain nondegenerate two-wave mixing in Cr:$YALO_3$. // Optics Letters - 1994. V. 19. P. 1511.

39. *Pilla V., Impinnisi P.R., Catunda T.* Measurement of saturation intensities in ion doped solids by transient nonlinear refraction. // Applied Physics Letters - 1997. V. 70. P. 817.

40. *Powell R.P., Payne S.* Index-of-refraction change in optically pumped solid-state laser materials. // Optics Letters - 1990. V. 15. P. 1233.

41. ***Антипов О.Л.***, *Еремейкин О.Н., Савикин А.П.* Спектроскопические исследования заселения высокоэнергетических уровней Nd^{3+}-содержащих лазерных кристаллов при интенсивной накачке. // Квантовая электроника - 2002. Т. 32, №9. С. 793-798.

42. *Горбань И.С., Гуменюк А.Ф., Дегода В.Я.* Высокоэнергетические уровни $4f^3$-оболлочки ионов Nd^{3+} в $Y_3Al_5O_{12}$. // Оптика и спектроскопия - 1985. Т. 58. С. 217.

43. *Venikouas G.E., Quarles G.J., King J.P., Powell R.C.* Spectroscopy of $Y_3Al_5O_{12}$:Nd^{3+} under high-power, picosecond-pulse excitation. // Physical Review B - 1984. V. 30. P. 2401-2409.

44. *Каминский А.А., Антипенко Б.М.* Многоуровневые функциональные схемы кристаллических лазеров. // Москва: Наука, 1989.

45. *Басиев Т.Т., Дергачев А.Ю., Орловский Ю.В.*, и др. Многофононная нано- и субнаносекундная релаксация с высоких уровней ионов Nd^{3+} в флуоридных и оксидных кристаллах. // Труды ИОФ РАН - 1994. Т. 46.

46. *Kramer M.A., Boyd R.W.* Three photon absorption in Nd^{3+}-doped yttrium aluminum garnet. // Physical Review B - 1981. V. 23, PP. 986-991.

47. ***Antipov O.L.***, *Eremeykin O.N., Savikin A.P., Bredikhin D.V., Kuznetsov M.S., Ivakin E.V., Sukhadolau A.V.* Electronic changes of refractive index in intensively-pumped Nd:YAG crystals due to Nd^{3+}-ion excitation. // Technical Digest of Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO'2003, Baltimore, USA, June 1 – 6, 2003), paper CWG6.

48. *Eichler H.J., Gunter P., Pohl D.W.* Laser-induced dynamic gratings. // Springer-Verlag: New York-Berlin-Heidelberg, 1986.

49. *Каминский А.А*. Лазерные кристаллы. // Москва: Наука, 1975.

50. *Zubenko D.A., Noginov M.A., Smirnov V.A., Shcherbakov I.A.* Different mechanisms of nonlinear quenching of luminescence. // Physical Review B - 1997. V. 55, №. 14. P. 8881-8886.

51. *Guy S., Bonner C.L., Shepher D.P., Hanna D.C., Tropper A.C., Ferrand B.* High-inversion densities in Nd:YAG-upconversion and bleaching. // IEEE Journal of Quantum Electronics - 2002. V. 34, Is. 5. P. 900 – 909.

52. *Chen Y.F., Liao C.C., Lan Y.P., Wang S.C.* Determination of the Auger upconversion rate in fiber-coupled diode end-pumped Nd:YAG and Nd:YVO_4 crystals. // Applied Physics B - 2000. V. 70. P. 487-490.

53. *Jacinto C., Messias D.N., Andrade A.A., Catunda T.* Energy transfer upconversion determination by thermal-lens and Z-scan techniques in Nd^{3+}-doped laser materials. // Journal of the Optical Society of America B - 2009. V. 26, № 5. P. 1002-1008.

54. *Kumar G.A., Lu J., Kaminskii A.A., Ueda K.-I., Yagi H., Yanagitani T., Unnikrishnan N.V.* Specrtoscopic and stinulated emission characteristics of Nd^{3+} in trasperent YAG ceramics. // IEEE Journal of Quantum Electronics - 2004. V. 40, iss. 6. P. 747-758.

55. *Wright J.* Up-conversion and excited state energy transfer in rare-earth doped materials. // Topics in Applied Physics “Radiationless Processes in Molecules and Condensed Phases”, F. K. Fong, ed. (Springer, 1976), V. 15, Chap. 4. P. 239–295.

56. Селективная лазерная спектроскопия активированных кристаллов и стекол. // Труды ИОФАН - 1987. Т. 9, Москва: Наука.

57. *Pollnau M., Hardman P.J., Kern M.A., Clarkson W.A., Hanna D.C.* Upconversion-induced heat generation and thermal lensing in Nd: YLF and Nd: YAG. // Physical Review B - 1998. V. 58. Is. 24. P. 16076–16092.

58. *Erdélyi A., Magnus W., Oberhettinger F., Tricomi F.G.* The Function $\Psi(z, s, v) = \sum_{n=0}^{\infty} (v+n)^{-s} z^n$. // §1.11 in Higher Transcendental Functions 1981. V. 1. New York: Krieger, PP. 27-31.

59. ***Antipov O.L.**, Kuzhelev A.S., Chausov D.V.* Nondegenerate four-wave mixing measurement of resonantly induced refractive index grating in Nd:YAG amplifier. // Optics Letters - 1998. V. 23. P. 448-451.

60. ***Antipov O.L.**, Kuzhelev A.S., Chausov D.V.* Resonant refractive index and gain gratings measurements by four-wave mixings in Nd:YAG amplifier. // Trends in Optics and Photonics on Advanced Solid State Lasers (OSA, Washington, 1998, Edited by W. Bosenberg and M. Feyer). - 1998. V. 19. P. 555-560.

61. ***Антипов О.Л.**, Кужелев А.С., Чаусов Д.В.* Решетки показателя преломления в процессе резонансного четырехволнового смешения в Nd:YAG усилителе. // Известия РАН: Серия физическая - 1999. Т. 63, № 4. С. 740-747.

62. *Kück S, Fornasiero L., Mix E., Huber G.* Excited state absorption and stimulated emission of Nd^{3+} in crystals. Part I: $Y_3Al_5O_{12}$, $YAlO_3$, Y_2O_3. // Applied Physics B - 1998. V. 67. P. 151-156.

63. *Axe J.D.* Two-Photon Processes in Complex Atoms. // Phys. Rev. - 1964. V. 136. P. A42-46.

64. *Dorenbos P.* Systematic behavior in trivalent lanthanaide charge transfer energies. // Journal of Physycs Condensed Matter - 2003. V. 15. P. 8417-8434.

65. *Margerie J., Moncorgé R., Nagtegaele P.* Spectroscopic investigation of the variations in refractive index of a Nd:YAG laser crystal: experiments and crystal-field calculations. // Phys. Rev. B - 2006. V. 74. Is. 23. P. 235108-235112.

66. *Messias D.N., Pilla V., Andrade A.A., Catunda T.* Nd:YAG Optical Electronic Nonlinearity and Energy Transfer Upconversion Studied By the Z-Scan Technique. // Optical Materials Express - 2015. V. 5. Is. 11. P. 2588–2596.

67. *Jayet B., Ramaz F., Huignard J.P.* Refractive index and gain gratings in Nd:YVO_4: application to specle vibrometry and photoacoustic detection. // Optics Letters - 2017. V. 42, № 4. P. 695-698.

68. *Krupke W.* Ytterbium Solid-State Lasers – The First Decade. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics - 2000. V. 6. P. 1287-1296.

69. *Bruesselbach H.W., Sumida D.S., Reeder R.A., Byren R.W.* Low-Heat High-Power Scaling Using InGaAs-Diode-Pumped Yb:YAG Lasers. // IEEE Journal Selected Topics in Quantum Electronics - 1997. V. 3. P. 105–116.

70. *Stewen C., Contag K., Larionov M., Giesen A., Hügel H.* A 1-kW CW Thin Disc Laser. // IEEE Journal Selected Topics in Quantum Electronics - 2000. V. 6. P. 650-660.

71. ***Antipov O.L.***, *Bredikhin D.V., Eremeykin O.N., Savikin A.P., Ivakin E.V., Sukhadolau A.V., Kuleshov N.V.* Mechanisms of refractive index changes in intensively pumped Yb-doped laser crystals. // Proceedings of Conference on Lasers and Electro-optics CLEO'2005 (Baltimore, USA, May 2005), paper CTuZ2.

72. *Ivakin E.V., Filippov V.V., Sukhadolau A.V., Melnik S.A., Kuleshov N.V.,* ***Antipov O.L.****, Savikin A.P., Bredikhin D.V.* Transient light-induced refraction in Yb-doped laser crystals under intensive laser pumping. // Technical Digest of Conference CLEO'Europe-2005 (Munich, Germany, June 2005), paper CA-11-MON.

73. ***Антипов О.Л.***, *Бредихин Д.В., Еремейкин О.Н., Ивакин Е.В., Савикин А.П., Суходолов А.В., Федорова К.А.* Механизмы изменений показателя преломления лазерного кристалла Yb:YAG при интенсивной накачке. // Квантовая электроника – 2006. Т. 36, № 5. С. 418–423.

74. ***Antipov O.L.***, *Bredikhin D.V., Eremeykin O.N., Savikin A.P., Ivakin E.V., Sukhadolau A.V.* Electronic mechanism of refractive index changes in intensively pumped Yb:YAG laser crystals. // Optics Letters - 2006. V. 31, № 6. P. 763-765.

75. ***Antipov O.L.***, *Bredikhin D.V., Eremeykin O.N., Ivakin E.V., Kuleshov N.V., Savikin A.P., Sukhadolau A.V.* Electronic component of refractive index changes in intensively pumped Yb-doped laser crystals. // Proceedings of SPIE "Topical Problems of Nonlinear Wave Physics-2005", 2005. V. 5975, P. 2006.

76. *Ivakin E.V., Sukhadolau A.V.,* ***Antipov O.L.****, Kuleshov N.V.* Transient grating measurements of refractive-index changes in intensively pumped Yb-doped laser crystals. // Applied Physics B - 2007. V. 86. P. 315–318.

77. *Ivakin E.V., Kisialiov I.G., Malashkevich G.E.,* ***Antipov O.L.****, Sigaev V.N.* Time-resolved spectroscopy of light-induced refraction: the latest results. // Журнал прикладной спектроскопии - 2016. Т. 83, № 6-16. P. 514-515.

78. *Moncorgé R., Eremeykin O.N., Doualan Jean-Louis,* ***Antipov O.L.*** Origin of athermal refractive

index changes observed in Yb^{3+} doped YAG and KGW. // Optics communications - 2008. V. 281. P. 2526-2530.

79. *Soulard R., Moncorgé R., Zinoviev A., Petermann K.*, ***Antipov O.***, *Brignon A.* Nonlinear spectroscopic properties of Yb^{3+}-doped sesquioxides Lu_2O_3 and Sc_2O_3. // Optics Express - 2010. V. 18, № 11. P. 11173-11180.

80. *Ivakin E.V., Kisialiou I.G.,* ***Antipov O.L.*** Laser ceramics Tm: Lu_2O_3. Thermal, thermo-optical, and spectroscopic properties. // Optical Materials - 2013. V. 35, №3. P. 499-503.

81. *Tamer I., Keppler S., Hornung M., Keorner J., Hein J., Kaluza M.C.* Spatio-Temporal Characterization of Pump-Induced Wavefront Aberrations in Yb^{3+} - Doped Materials. // Laser and Photonics Reweivs - 2017. № 11. P. 1700211.

82. *Pieterson L., Heeroma M.. Heer E., Meijerink A.* Charge transfer luminescence of Yb^{3+}. // Journal of Luminescence - 2000. V. 91, is. 3–4. P. 177-193.

83. *Kamenskikh I.A., Guerassimova N., Dujardin C., Garnier N., Ledoux G., Pedrini C., Kirm M., Petrosyan A., Spassky D.* Charge transfer fluorescence and f–f luminescence in ytterbium compounds. // Optical Materials - 2003. V. 24, is. 1-2. P. 267-274.

84. *Nikl M., Yoshikawa A., Fukuda T.* Charge transfer luminescence in Yb^{3+}-containing compounds. // Optical Materials - 2004. V. 26, is. 4. P. 545-549.

85. ***Антипов О.Л.***, *Анашкина Е.А., Фёдорова К.А.* Электронные и тепловые линзы, наводимые продольной диодной накачкой, в стержневых и дисковых лазерных элементах на основе кристаллов Yb:YAG. // Квантовая электроника - 2009. Т. 38, №12. С. 1131-1136.

86. *Anashkina E.A.*, ***Antipov O.L.*** Electronic (population) lensing versus, thermal lensing in Yb: YAG and Nd: YAG laser rods and disks. // J. Optical Society of America B - 2010. V. 27, № 3. P. 363-369.

87. *Lima S.M., Catunda T.* Discrimination of Resonant and Nonresonant Contributions to the Nonlinear Refraction Spectroscopy of Ion-Doped Solids. // Physical Review Letters – 2007. V. 99. 243902.

88. *Wall K.F., Aggarwal R.L., Sciacca M.D., Zeiger H.J., Fahey R.E., Strauss A.J.* Optically induced nonresonant changes in the refractive index of $Ti:Al_20_3$. // Optics Letters - 1989. V. 14, №3. P. 180-182

89. *Одулов С.Г., Соскин М.С., Хижняк А.И.* Лазеры на динамических решётках. // Москва: Наука, 1990. 257 с.

90. *Беспалов В.И., Пасманик Г.А.* Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы. // Москва: Наука, 1985. 136 с.

91. *Croning-Golomb M., Fisher B., White J.O., Yariv A.* Theory and Applications of Four-Wave

Mixing in Photorefractive Media. // IEEE Journal of Quantum Electronics - 1984. V. 20. P. 15-30.

92. *Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В.* Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. // С. Петербург: Наука, 1992, 320 с.

93. *Бетин А.А., Жуков Е.В., Митропольский О.В.* Генерация излучения при четырёхволновом взаимодействии в схеме с петлёй обратной связи на 10.6 мкм. // Письма в ЖТФ - 1986. Т. 12. С. 1052-1056.

94. *Беренберг В.А., Васильев А.Е., Мочалов И.В., Петровский Г.Т., Харченко М.А., Шувалов В.В.* Генерация твердотельных лазеров с самонакачивающимся ОВФ-резонатором. // Оптика и спектроскопия - 1988. Т. 65, № 3. С. 506-507.

95. *Бельдюгин И.М., Баренберг В.А., Васильев А.Е., Мочалов И.В., Петников В.М., Петровский Г.Т., Харченко М.А., Шувалов В.В.* Твердотельные лазеры с самонакачивающимися ОВФ-зеркалами в активной средею. // Квантовая электроника - 1989. Т. 16, № 6. С. 1142-1145.

96. *Green R.P.M., Syed K.S., Damzen M.J.* Phase conjugate reflectivity and diffraction efficiency of gain gratings in Nd:YAG. // Optics Communications - 1993. V. 102. P. 288-292.

97. *Буфетова Г.А., Климов И.В., Николаев Д.А., Цветков Б.В., Щербаков И.А*. Лазер с адаптивным петлевым резонатором. // Квантовая электроника – 1995. V. 22, №8. P. 791-792.

98. *Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В.* Обращение волнового фронта // Москва: Наука, 1985, 247 с.

99. *Одинцов В.И., Рогачёва Л.Ф.* Эффективное обращение волнового фронта в режиме параметрической обратной связи. // Письма в ЖЭТФ - 1982. Т. 36. С. 281-284.

100. *Croning-Golomb M., Fisher B., White J.O., Yariv A.* Passive phase conjugate mirror based on self-induced oscillations in an optical ring cavity. // Applied Phys. Letters - 1983. V. 42. P. 919-921.

101. ***Антипов О.Л.**, Беспалов В.И., Пасманик Г.А.* О новых возможностях генерации сопряженных накачкам пучков при вынужденном рассеянии встречных световых волн. // ЖЭТФ - 1986. Т. 90. Вып. 5. С. 1577-1587.

102. ***Антипов О.Л.*** Неустойчивость встречных однородных лазерных пучков в слое среды с локальной инерционной нелинейностью. // Квантовая электроника - 1992. Т. 19, № 1. С. 56-60.

103. ***Antipov O.L.*** Mechanism of self-pumped phase conjugation by near-forward scattering of heterogeneons laser beam in nematic liquid crystal. // Optics Communication - 1993. V. 103. P. 499-506.

104. ***Antipov Oleg L.*** Self-Pumped Phase Conjugation by Joint Stimulated Scatterings in Nematic

Liquid Crystals and Its Application for Self-Starting Lasers // Chapter 10 In book: “Phase Conjugate Laser Optics”, edited by J.-P. Huignard and A. Brignon, John Wiley & Sons, Inc.: Hoboken, New Jersey, 2004. PP. 331-366.

105 ***Антипов О.Л.***, *Дворянинов Н.А.*, *Шешкаускас В.А*. Параметрическая генерация и ОВФ пересекающихся лазерных пучков в слое НЖК с красителем. // Письма в ЖЭТФ - 1991. Т. 90. Вып. 12. С. 586-590.

106. ***Antipov O.L.***, *Eichler H.J., Macdonald R., Mendl P*. Low-threshold phase conjugation of an Ar-laser beam by using a dye-doped nematic liquid crystal. // Proc. SPIE in Laser Optics'95: Phase Conjugation and Adaptive Optics, Editor Vladimir E. Sherstobitov, 1996. V. 2771. P. 61-63.

107. *Mendl P., Macdonald R., Eichler H.J.*, ***Antipov O.L.*** Self-pumped phase conjugation of an Ar-laser beam in dye-doped nematic liquid crystal. // Molecular Crystals and Liquid Crystals - 1996. V. 282. P. *429-435.*

108. ***Антипов О.Л****., Кужелев А.С.* Двухпроходовый усилитель с ОВФ-зеркалом на основе НЖК для лазерных импульсов миллисекундной длительности. // Известия РАН. Серия физическая - 1994. Т. 58, № 2. С. 138-141.

109. ***Антипов О.Л.,*** *Кужелев А.С., Турыгин В.В.* Оптимизация ОВФ-НЖК зеркала в двухпроходовом лазерном усилителе. // Квантовая электроника - 1994. Т. 21, № 5. С. 446-450.

110. ***Антипов О.Л****., Беляев С.И., Кужелев А.С.* Лазерные кристаллы с невзаимой обратной связью, как параметрические зеркала, самообращающие волновой фронт световых пучков. // Письма в ЖЭТФ - 1994. Т. 60. Вып. 3. С. 163-166.

111. ***Antipov O.L.***, *Belyaev S.I., Pasmanik H.A.* Four-Pass laser Amplifier with PC-NLC-Mirror. // Laser Physics - 1994. V. 4, №6. P. 1185-1189.

112. ***Антипов О.Л****., Кужелев А.С.* Параметрическое ОВФ лазерных пучков в слое нематического жидкого кристалла с невзаимной обратной связью. // Квантовая электроника - 1995. Т. 25, № 1. С. 49-52.

113. ***Антипов О.Л.****, Беляев С.И., Кужелев А.С.* Ориентационное обращение волнового фронта светового пучка в слое нематического жидкого кристалла с невзаимной обратной связью. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика - 1995. Т. 38. В. 3-4. С. 304-311.

114. ***Antipov O.L.***, *Belyaev S.I., Kuzhelev A.S., Chausov D.V.* Resonant two-wave mixing of optical beams by refractive index and gain gratings in inverted Nd:YAG. // Journal of Opt. Society of America B - 1998. V. 15. P. 2276-2281.

115. ***Антипов О.Л****., Беляев С.И., Кужелев А.С.* Вынужденное резонансное рассеяние световых волн в лазерных кристаллах с инверсией населённостей. // Письма в ЖЭТФ - 1996. Т. 63. В. 1. С. 13-18.

116. ***Antipov O.L.***, *Belyaev S.I., Kuzhelev A.S.* Transient stimulated resonant backscatterimg of light beam in inverted laser crystal. // OSA Technical Digest “Quantum Electronics and Laser Science Conference” (Baltimore, Maryland, United States, 18–23 May 1997), Optical Society of America, 1997. paper QThG30.

117. ***Antipov O.L.***, *Belyaev S.I., Kuzhelev A.S.* Self-pumped phase conjugation of the light heterogeneons beam in the inverted Nd:YAG-rod with nonreciprocal feedback. // Optics Communications - 1995. V. 117. P. 290-294.

118. ***Антипов О.Л.***, *Беляев С.И., Кужелев А.С.* Обращение волнового фронта светового пучка в усилителе на кристалле ИАГ:Nd с обратной связью. // Известия РАН. Серия физическая - 1995. Т. 59, № 12. С. 170 – 177.

119. ***Antipov O.L.***, *Belyaev S.I., Kuzhelev A.S.* Phase conjugator of the light beam based on Nd:YAG-rod with the reciprocal feedback. // Trends in Optics and Photonics on Advanced Solid State Lasers (OSA, Washington, Ed. by S. Payne and C. Pollock) 1996. V. 1. P. 411 - 417.

120. ***Antipov O.L.***, *Belyaev S.I., Kuzhelev A.S.* Laser amplifier with the feedback loop as self-pumped phase conjugator of the light beam. // Proceeding of SPIE in Laser Optics'95: Phase Conjugation and Adaptive Optics, Ed. V.E. Sherstobitov, 1996. V. 2771. P. 53-60.

121. ***Antipov O.L.***, *Chausov D.V., Yarovoy V.V.* Increase in phase-conjugate reflectivity of a holographic Nd:YAG oscillator due to resonant refractive-index grating. // Optics Communications - 2001. V. 189. P. 143-150.

122. ***Antipov O.L.***, *Chausov D.V., Yarovoy V.V.* Role of resonant refractive-index grating in an nonreciprocal Nd:YAG self-pumped phase conjugator. // Proceedings of SPIE (Conference on Laser Optics’2000, “Control on Laser Beam Characteristics and Nonlinear Methods of Laser Beam Control”) 2001. V. 4353. P. 221-229.

123. *Бельдюгин И.М., Галушкин М.Г., Земсков Е.М.* Обращение волнового фронта при четырёхволновом взаимодействии с обратной связью. // Квантовая электроника - 1984. Т. 11. С. 887-893.

124. *Damzen M.J., Green R.P.M., Crofts G.J.* Reflectivity and oscillation conditions of a gain medium in a self-pumped loop geometry. // Optics Letters - 1993. V. 19. P. 34-36.

125. *Аракелян С.М., Челингарян Ю.С.* Нелинейная оптика жидких кристаллов. // Москва: Наука, 1984, 360 с.

126. *Зельдович Б.Я., Табирян Н.В.* Ориентационная оптическая нелинейность жидких кристаллов. // УФН - 1985. Т. 147, вып. 4. С. 633-675.

127. *Khoo I.C.* Dynamics gratings and the associated self-diffraction and wavefront conjugation processes in nematic liquid crystals. // IEEE Journal of Quantum Electronics - 1986. Т. 22, № 8. P. 1268-1276.

128. *Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я.* Поперечная когерентизация рассеянного поля при обращении волнового фронта. // Квантовая электроника - 1980. Т. 7. С. 299-308.

129. *Зельдович Б.Я., Поповичев В.И., Рагульский В.В., Файзулов В.С.* О связи между волновыми фронтами отражённого и возбуждённого света при вынужденном рассеянии Мандельштама-Бриллюэна. // Письма в ЖЭТФ - 1972. Т. 15, №3. С. 160-164.

130. *Рагульский В.В.* Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света. // Москва: Наука, 1990. 178 с.

131. *Фраксон М.* Оптика спеклов. // Москва: Мир, 1980.

132. *Зозуля А.А., Силин В.П., Тихончук В.Т.* Теория фазового сопряжения при вынужденном рассеянии самопересекающегося светового пучка. // ЖЭТФ - 1987. Т. 92. С. 788-800.

133. *Русов Н.Ю.* Влияние нелинейных эффектов на формирование пространственной структуры излучения в лазере с адаптивными зеркалами. // Диссертация на соискание учёной степени кандидата физ.-мат. наук, Горький, 1987.

134. *Huot N., Pauliat G., Jonatan J.-M., Roosen G., Brugnon A., Huignard J.-P*. Principles and Optimization of $BaTiO_3$:Rh Phase Conjugators and Their Application to MOPA Lasers at 1.064 μm. // Chapter 8 In book “Phase Conjugate Laser Optics”, edited by J.-P. Huignard and A. Brignon, John Wiley & Sons, Inc.: Hoboken, New Jersey, 2004, P. 282.

135. ***Антипов О.Л.*** Параметрическая генерация при вынужденном рассеянии вперёд встречных лазерных пучков. // Диссертация на соискание учёной степени кандидата физ.-мат. наук, Нижний Новгород, 1992, 105 с.

136. ***Антипов О.Л.****, Беспалов В.И., Бетин А.А.* Самодифракция излучения CO_2 лазера в НЖК вблизи фазового перехода нематик - изоторопная жидкость. // Квантовая электроника - 1988. Т. 16, №6. С. 1098-1100.

137. *Khoo I.C., Liang Y*. Stimulated orientational and thermal scatterings and self-starting optical phase conjugation with nematic liquid crystals. // Phys. Rev. E - 2000. V. 62. P. 6722 – 6727.

138. *Kuzhelev A.S., Dudelzak A.E*. Thermally induced holographic gratings in liquid crystals at telecommunications wavelengths. // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics - 2003. № 3. P. 57817-5.

139. *Lucchetti L., Di Fabrizio M., Gentili M., Simoni F*. Optical phase conjugation and efficient wave front correction of weak light beams by dye-doped liquid crystals. // Appl. Phys. Lett. - 2004, V. 83. P. 5389-539.

140. *Khoo I.C.* Nonlinear optics of liquid crystalline materials. // Physics Reports - 2009. V. 471. Iss. 5–6. P. 221-267.

141. *Kuzhelev A.S., Dudelzak A.E.* Double phase conjugation in a liquid crystal at 1.5 μm for optical beam tracking. // Optical Engineering - 2007. V. 46. Iss. 2. P. 024001-024007.

142. *Linford G.J., Peressini E.R., Sony W.R., Spaeth M.L.* Very long lasers. // Applied Optics - 1974. V. 13. P. 379-389.

143. *Кужелев А.С.* Нелинейные резонансные взаимодействия лазерного излучения в кристалле Nd:YAG с инверсией населённости. // Диссертация на соискание учёной степени кандидата физ.-мат. наук, Нижний Новогород, 1998.

144. *Fisher R.A., Feldman B.J.* On-resonant phase-cojugate reflection and amplification at 10,6 μm in inverted CO_2. // Optics Letters - 1979. V. 4. P. 140-142.

145. *Tomita A.* Phase conjugation using gain saturation of a Nd:YAG laser. // Appl. Phys. Letters - 1979. V. 34. P. 463-464.

146. *Апанасевич П.А., Афанасьев А.А., Жвавый С.П.* Эффективность обращения волнового фронта световых пучков при четырехволновых взаимодействиях в резонансной среде. // Квантовая электроника - 1980. Т. 7. С. 1572-1575.

147. Optical Phase Conjugation, Ed. by *Fisher R.A.* // New York: Academic 1983. 636 c.

148. Phase Conjugate Laser Optics, Eds. by *Huignard J.-P.* and *Brignon A.*// New York: John Wiley & Sons, Inc., 2004.

149. *Silard R., Brignon A., Huignard J.-P.* Gain-grating analysis of a self-starting self-pumped phase phase-conjugate Nd:YAG loop resonator. // IEEE Journal of Quantum Electronics - 1998. V. 34. P. 465-472.

150. *Галушкин М.Г., Митин К.В., Свиридов К.А.* Четырехволновое взаимодействие на тепловой нелинейности в активных средах твердотельных лазеров. // Квантовая электроника - 1994. Т. 21, №12. С. 1157-1159.

151. *Kirsanov A.V., Yarovoy V.V.* Selection of a wave phase-conjugated to an input speckled beam in an FWMF-oscillator with a short hologram. // Optics Communications - 1997. V. 138. P. 235-241.

152. *Яровой В.В.* Механизмы формирования мод кольцевого лазера с голографическим зеркалом, записываемым спекл-излучением. // Диссертация на соискание учёной степени кандидата физ.-мат. наук, Нижний Новогород, 2000.

153. *Зозуля А.А., Тихончук В.Т.* Решение нелинейных уравнений четырёхволнового взаимодействия в фоторефрактивных средах. // Препринт ФИАН №147, Москва: ФИАН, 1987.

154. *Жанузаков М.Г., Зозуля А.А., Тихончук В.Т.* Нелинейная теория самообращающего кольцевого ВРМБ-зеркала. // Препринт ФИАН №275, Москва: ФИАН, 1987.

155. *Damzen M.J., Green R.P.M., Syed K.S.* "Self-adaptive solid-state laser oscillator formed by dynamic gain-grating holograms," // Optics Letters - 1995, V. 20. P. 1704-1706.

156. *Silard R., Brignon A., Huignard J.-P., Pochole J.P.* Self-pumped phase-conjugate diode-pumped Nd:YAG loop resonator. // Optics Letters - 1998. V. 23. P. 1093-1095.

157. ***Antipov O.L.**, Kuzhelev A.S., Zinov'ev A.P., Vorob'ev V.A.* Pulse repetitive Nd:YAG laser with distributed feedback by self-induced population grating. // Optics Communications - 1998. V. 152. P. 313-318.

158. ***Antipov O.L.**, Belyaev S.I., Kuzhelev A.S., Zinov'ev A.P.* Nd:YAG laser with cavity formed by population inversion gratings. // SPIE Proceeding (Edited by P. Galarneau and A.V. Kudryashov) 1998. V. 3267. C. 181-190.

159. ***Antipov O.L.**, Kuzhelev A.S., Zinov'ev A.P., Fedin A.V., Gavrilov A.V., Smetanin S.N., Basiev T.T.* Single-mode Nd:YAG laser with cavity formed by population gratings. // SPIE Proceeding (V.V. Sherstobitov, Editor) 1998. V. 3684. P. 59-63.

160. ***Antipov O.L.**, Kuzhelev A.S., Chausov D.V.* Formation of dynamic cavity in a self-starting high-average-power Nd:YAG laser oscillator // Optics Express - 1999. V. 5. P. 286-292.

161. *Fedin A.V., Gavrilov A.V., Basiev T.T., **Antipov O.L.**, Kuzhelev A.S., Smetanin S.N.* Passive Q-switching of self-pumped phase-conjugate Nd:YAG loop resonator. // Laser Physics - 1999. v. 9. P. 433-436.

162. ***Antipov O.L.**, Basiev T.T., Gavrilov A.V., Fedin A.V., Kuzhelev A.S., Zinov'ev A.P., Smetanin S.N.* Design and application a single-mode Nd:YAG laser with self-pumped phase conjugation in laser crystal and saturable absorber. // SPIE Proceeding (International Laser Applications, V.Ya. Panchenko and V.A. Golubev, Editors) 1999. V. 3688. P. 13-17.

163. ***Antipov O.L.**, Kuzhelev A.S., Chausov D.V., Zinov'ev A.P., Gavrilov A.V., Fedin A.V., Smetanin S.N.* 100-W average-power Nd:YAG laser with adaptive cavity formed by self-induced population gratings. // SPIE Proceeding (M. Osinski, H.T. Powell and K. Toyoda, Eds.) 2000. V. 3889, paper 88, PP. 651-660.

164. ***Antipov O.L.**, Chausov D.V., Kuzhelev A.S., Zinov'ev A.P.* Self-starting laser with a nonlinear liquid crystal mirror // SPIE Proceeding (Nonlinear Materials, Devices and Applications, Editor Jeffriy W. Pierce), 2000. V. 3928, paper 21, P. 157-165.

165. ***Antipov O.L.**, Kuzhelev A.S., Chausov D.V., Zinov'ev A.P., Gavrilov A.V., Smetanin S.N., Eremeykin O.N., Fedin A.V.* Self-starting 100W-average-power laser with a self-adaptive cavity // SPIE Proceeding (Laser Resonators III, Eds. A.V. Kudryashov and Alan Paxton), 2000, V. 3930. P.

104-114.

166. ***Antipov O.L.***, *Kuzhelev A.S., Chausov D.V., Zinov'ev A.P., Vorob'ev V.A.* High-average-power solid state lasers with a self-adaptive cavity based on a nonlinear mirror // SPIE Proceeding, (Selected research Papers on Wave Propagation in the Atmosphere and Adaptive Optics, Vladimir P. Lukin, Editor) 2000. V. 4338. P. 162-171.

167. ***Антипов О.Л.***, *Басиев Т.Т., Гаврилов А.В., Кужелев А.С., Сметанин С.Н., Федин, А.В.* Лазерная система одномодового излучения с динамическим резонатором. // Патент РФ №2157035. Приоритет от 27.05.1998 по заявке №98109913. Дата публикации 27.09.2000.

168. ***Antipov O.L.***, *Chausov D.V., Kuzhelev A.S., Zinoviev A.P.* Self-starting laser oscillator with a nonlinear nematic liquid crystal mirror. // Journal of Optical Society of America B - 2001. V. 18, № 1. P. 13-20.

169. *Зиновьев А.П., Еремейкин О.Н., Кужелев А.С.*, ***Антипов О.Л.*** Лазер с нелинейным жидкокристаллическим зеркалом. // Труды 3-ей научной конференции по радиофизике, Нижний Новгород: ТАЛАМ, 1999. С. 38-40.

170. *Зиновьев А.П., Еремейкин О.Н., Чаусов Д.В., Кужелев А.С.*, ***Антипов О.Л***. Самостартующий импульсно-периодический лазер с резонатором, сформированным нелинейным нематическим жидкокристаллическим зеркалом. // Труды 4-ой научной конференции по радиофизике, Нижний Новгород: ТАЛАМ, 2000. С. 37-38.

171. ***Antipov O.L.***, *Kuzhelev A.S., Chausov D.V., Zinov'ev A.P.* 200W-average-power Nd:YAG laser with self-adaptive cavity completed by dynamic refractive-index gratings. // SPIE Proceedings (Conference on Laser Optics 2000, "Solid-state lasers") - 2001. V. 4350. P. 9-16.

172. ***Antipov O.L.***, *Chausov D.V., Kuzhelev A.S., Vorob'ev V.A., Zinoviev A.P.* 250W-Average-Power Nd:YAG Laser with Self-Adaptive Cavity Completed By Dynamic Refractive-Index Gratings. // IEEE Journal of Quantum Electronics - 2001. V. 37, iss. 5. P. 716-724.

173. ***Antipov O.L.***, *Eremeykin O.N., Ievlev A.V., Savikin A.P.* Diode-pumped Nd:YAG laser with reciprocal dynamic holographic cavity. // Optics Express - 2004. V. 12, № 18. P. 4313-4319.

174. ***Antipov O.L.***, *Damzen M.J., Minassian A., Eremeykin O.N.* Efficient continuous-wave generation in a self-organizing diode-pumped Nd:YVO_4 laser with a reciprocal dynamic holographic cavity. // Optics Letters - 2004. V. 29, №20. P. 2390-2392.

175. ***Antipov O.L.***, *Eremeykin O.N., Zinoviev A.P., Savikin A.P.* Spatio-temporal mode analysis in self-organizing diode-pumped solid state lasers on dynamic gratings. // SPIE Proceedings "Solid State Lasers and Amplifiers" (A. Senanoglu, J.G. Fujimoto and C.R. Pollock, eds.), 2004. V. 5460. P. 212-219.

176. ***Antipov O.L.***, *Lobanov S.N., Nekorkin S.M., Zvonkov B.N.* // Self-organizing diode laser with

cavity formed by dynamic gratings. // SPIE Proc. 2004. V 5452, P. 183–191.

177. ***Antipov O.L.***, *Ievlev A.V., Savikin A.P., Eremeykin O.N.* Diode-pumped solid-state lasers with reciprocal dynamic holographic cavity. // Proceedings of the 2-nd International Conference “Frontiers of Nonlinear Physics” (Nizhniy Novgorod – St. Petersburg, Russia, 5-12 July, 2004) / Ed. A. Litvak – Nizhny Novgorod, Russia, Institute of Applied Physics RAS, 2005. P. 381-386.

178. *Ostermeyer M., Sträßer A., Scheikh-Obeid A., Kong H.J., Yoon J.W., Shin J.S., Beak D.H., Kovalev V.I., Harrison R.G., Kotova N.E., Fotiadi A.A., Mégret P., Kalal M., Slezak O., Lee S.K., Lü Z., Wang S., Lin D., Wang Y., He W., Yoshida H., Fujita H., Nakatsuka M., Hatae T.,Park H., Lim C., Omatsu T., Nawata K., Shiba N.,* ***Antipov O.L.****, Kuznetsov M.S., Zakharov N.G.* Trends in stimulated Brillouin scattering and optical phase conjugation. Chapter: “Laser oscillators with nonlinear dynamic cavity formed by resonant refractive-index gratings. // Laser and Particle Beams - 2008. V. 26, № 3. C. 297-362.

179. ***Антипов О.Л.****, Кузнецов М.С., Захаров Н.Г., Юнаковский А.Д.* Численное моделирование условий генерации в лазерах с петлевым резонатором на динамических решётках. // Препринт ИПФ РАН, №761, Н. Новгород, 2008. 28 с.

180. ***Antipov O.L.****, Zinoviev A.P., Chausov D.V., Kuzhelev A.S.* Self-starting Nd:YAG laser oscillator with a ring cavity formed by a resonant double-phase-conjugate mirror. // OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS) vol. 56, Conference on lasers and Electro-Optics (CLEO 2001), Technical Digest, Postconference Edition (Optical Society of America, Washington DC, 2001), CThL41. P. 465-466.

181. ***Антипов О.Л.****, Афанасьев А.В., Зиновьев А.П., Чаусов Д.В.* 300-Ваттный лазер с нелинейным динамическим резонатором. // Труды 5-ой Научной конференции по радиофизике, Н. Новгород: ННГУ, 2001. С. 40-41.

182. ***Antipov O.L.****, Afanas’ev A.V., Chausov D.V., Kuzhelev A.S., Vorob'ev V.A., Zinoviev A.P.* 300W-average-power Nd:YAG laser with self-adaptive cavity completed by dynamic holographic gratings. // OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS), vol. 56, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2001), Technical Digest, Postconference Edition (Optical Society of America, Washington DC, 2001), paper CWH2. P. 341-342.

183. *Зиновьев А.П.,* ***Антипов О.Л.****, Ахметов В.В., Юдакин Г.Е.* Исследование возможности компенсации деполяризации излучения в мощных самостартующих лазерных системах. // Труды 6-ой Научной конференции по радиофизике, Н. Новгород: ННГУ, 2002. С. 63-64.

184. *Зиновьев А.П.,* ***Антипов О.Л.****, Ахметов В.В., Юдакин Г.Е.* Оптимизация резонатора мощного самостартующего лазера на динамических решётках. // Труды 7-ой Научной конференции по радиофизике, Н. Новгород: ННГУ 2003. С. 43-44.

185. ***Антипов О.Л.***, *Зиновьев А.П., Ахметов В.В., Юдакин Г.Е.* Мощные твердотельные самостартующие Nd:YAG-лазеры: оптимизация архитектуры. // Тезисы докладов конференции молодых ученых «Нелинейные волновые процессы» (XII научная школа «Нелинейные волны-2004»), Н. Новгород, 29 февраля – 7 марта 2004 г. С. 47–48.

186. *Minassian A., Crofts G.J., Damzen M.J.* Spectral Filtering of Gain Gratings and Spectral Evolution of Holographic Laser Oscillator. // IEEE Journal of Quantum Electronics - 2000. V. 36, №7. P. 802-809.

187. *Мазур А.П., Одулов С.Г., Соскин М.С.* Петлевой генератор на фоторефрактивном кристалле с линейными аберрациями резонатора. // Квантовая электроника - 1990. Т. 17, №3. С. 373-376.

188. *Lobach I.A., Kablukov S.I., Podivilov E.V., Babin S.A.* Broad-range self-sweeping of a narrow-line self-pulsing Yb-doped fiber laser. // Optics Express - 2011. V. 19. P. 17632-17640.

189. *Kir'yanov A.V., Il'ichev N.N.* Self-induced laser line sweeping in an ytterbium fiber laser with nonresonant Fabry-Perot cavity. // Laser Phys. Lett. - 2011. V. 8, iss. 4. P. 305–312.

190. *Kogelnik H.* Coupled wave theory for thick hologram gratings. // The Bell System Technical Journal - 1968. V. 48. P. 2909-2019.

191. *Миллер М.* Голография. // Ленинград: Машиностроение, 1979. 207 с.

192. *Тихонов Е.А., Безродный В.И., Смирнова Т.Н., Сахно О.В.* Дисперсионные резонаторы с объёмными голографическими решётками. // Квантовая электроника - 2011. Т. 31, №3. С. 227-230.

193. *Джеррард А., Бёрч Дж. М.* Введение в матричную оптику. // Москва: Мир, 1978, 341 с.

194. *Udaiyan D., Crofts G.J., Omatsu T., Damzen M.J.* Self-consistent spatial mode analysis of self-adaptive laser oscillators. // J. Opt. Soc. Am. B - 1998. V. 15, № 4. P. 1346-1352.

195. *Виннецкий В.Л., Кухтарёв Н.В., Одулов С.Г., Соскин М.С.* Динамическая самодифракция когерентных световых пучков. // УФН - 1979. Т. 129, Вып. 1. С. 113-137.

196. *Старунов В.С., Фабелинский И.Л.* Вынужденное рассеяние Мандельштамма – Бриллюена и вынужденное энтропийное (температурное) рассеяние света. // УФН - 1969. Т. 98. С. 441-491.

197. ГОСТ Р ИСО 11146-1-2008 "Лазеры и лазерные установки (системы). Методы измерений ширин, углов расходимости и коэффициентов распространения лазерных пучков. Часть 1. Стигматические (гомоцентрические) и слабоастигматические пучки".

198. *Oraevsky A.N.* Quantum fluctuations and formation of coherency in lasers. // JOSA B - 1988. V. 5, №5. P. 933-945.

199. *Сметанин С.Н.* Мощные фазовосопряженные ИАГ:Nd лазеры с дифракционно-

связанными петлевыми резонаторами. Автореферат диссертации кандидата физико-математических наук. Москва, 2003 г.

200. *Федин А.В.* Управление временной и пространственной структурой излучения Nd-лазеров с помощью насыщающихся элементов на основе кристаллов $LiF:F_2^-$. Диссертация доктора технических наук. Москва, 2004.

201. *Ершков М.Н., Солохин С.А., Сметанин С.Н.*, Исследование механизма самомодуляции добротности петлевого лазерного резонатора на самонакачивающемся четырёхволновом ОВФ-зеркале в активной среде, // Оптика и спектроскопия – 2015. Т. 119, №3. С. 520-528.

202. *Basiev T.T., Fedin A.V., Gavrilov A.V., Smetanin S.N.* High-effective laser hole drilling in metals and alloys. // SPIE Proceeding 2000. V. 3888. P. 685-688.

203. *Basiev T.T. Fedin A.V., Gavrilov A.V., Solokhin S.A., Smetanin S.N., Garnov S.V., Klimentov S.M., Pivovarov P.A.* High rate ablative formation of ultra-deep channels by self-adaptive Nd:YAG laser with dynamically adjustable passive Q-switch. // SPIE Proceeding 2008. V. 6985. P. 87-91.

204. *Еремейкин О.Н.* Электронная компонента изменения показателя преломления лазерных кристаллов при интенсивной накачке и её роль в формировании голографических зеркал в лазерах на динамических решётках населённости. Диссертация кандидата физико-математических наук. Нижний Новгород, 2004.

205. *Thompson B.A., Minassian A., Damzen M.J.* Operation of a 33-W, continuous-wave, selfadaptive, solid-state laser oscillator. // J. Opt. Soc. Am. B - 2003. V. 20, №5, PP. 857-861.

206. *Thompson B.A., Minassian A., Eason R.W., Damzen M.J.* Efficient operation of a solid-state adaptive laser oscillator. // Applied Optics - 2002. V. 41, №27. P. 5638-5644.

207. *Лебедев В.Ф., Погода А.П., Сметанин С.Н., Борейшо А.С., Федин А.В.* Режимы генерации импульсного Nd-YAG-лазера с поперечной полупроводниковой накачкой и многопетлевым самонакачивающимся ОВФ-резонатором. // Журнал технической физики - 2014. Т. 84, № 12. С. 107-111.

208. *Погода А.П.* Способы управления параметрами решёток коэффициента усиления в лазерах с многопетлевыми ОВФ-резонаторами. Автореферат диссертации кандидата физико-математических наук, Санкт Петербург, 2015 г., 18 с.

209. *Бурковский Г.В., Федин А.В., Большанин Д.О., Погода А.П., Борейшо А.С.* Одномодовый Nd:YAG лазер с поперечной полупроводниковой накачкой и многопетлевым самонакачивающимся ОВФ-резонатором. // Журнал технической физики - 2017. Т. 87, № 8. С. 1202-1205.

210. *Snitzer E.* Optical maser action of Nd^{3+} in barium crown glass. // Phys. Rev. Letters - 1961. V. 7. P. 444-446.

211. *Koester C.J., Snitzer E.* Amplification in a Fiber Laser. // Applied Optics - 1964. V. 3. P. 1182-1186.

212. *Richardson D.J., Nilsson J., Clarkson W.A.* High power fiber lasers: current status and future perspectives. // J. Opt. Soc. Am. B – 2010. V. 27. P. 63 – 92.

213. *Nilsson J., Payne D.N.* High-power fiber lasers. // Science 2011. V. 332, Iss. 6032. P. 921-922.

214. сайт интернет: www.ipgphotonics.com (http://www.ipgphotonics.com/en/products/lasers/high-power-cw-fiber-lasers/1-micron/yls-sm-1-10-kw)

215. сайт интернет: www.ntoire-polus.ru

216. *Буфетов И.А.* "Непрерывные рамановские волоконные лазеры и усилители. Диссертация в виде научного доклада доктора физико-математических наук. Научный центр волоконной оптики при ИОФ РАН, Москва, 2002.

217. *Курков А.С.* Волоконные источники излучения в диапазоне 1-2 мкм. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. Научный центр волоконной оптики при ИОФ РАН, Москва, 2003.

218. *Агравал Г.,* Нелинейная волоконная оптика, пер. с англ. под ред. П. Мамышева // Москва: Мир. 1996, 323 с. (G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics,* 1989, Academic, Boston, Mass.)

219. *Jauregui C., Eidam T., Limpert J., Tünnermann A.* The impact of modal interference on the beam quality of high-power fiber amplifiers. // Optics Express - 2011. V. 19, Iss. 4. P. 3258–3271.

220. *Koponen J., Söderlund M., Hoffman H.J., Kliner D., Koplow J., Archambault J.L., Reekie L., Russell P.St.J., Payne D.N.* Photodarkening measurements in large mode area fibers. // SPIE Proceeding 2007. V. 6553. P. 783–9.

221. *Fotiadi A.A.,* ***Antipov O.L.****, Mégret P.* Dynamics of pump-induced refractive index changes in single-mode Yb-doped optical fibers. // Optics Express - 2008. V. 16, iss. 17. P. 12658-12663.

222. *Фотиади А.,* ***Антипов О****., Степанов С., Megret P.* Эффект изменения показателя преломления в активных световодах и его применение. // Фотоника - 2008. № 3. С. 20-21.

223. *Fotiadi A.A.,* ***Antipov O.L.****, Kuznetsov M.S., Panajotov K., Mégret P.* Rate Equation for the Nonlinear Phase Shift in Yb-Doped Optical Fibers Under Resonant Diode-Laser Pumping. // Journal of Holography and Speckle - 2009. V. 5. P. 1–4.

224. *Fotiadi A.A.,* ***Antipov O.L.****, Bufetov I.A., Dianov E.M., Mégret P.* Comparative study of pump-induced refractive index changes in aluminum and phosphate silicate Yb-doped fibers. // Lasers and Electro-Optics, 2009 and 2009 Conference on Quantum electronics and Laser Science Conference. CLEO/QELS 2009, Paper JWA9.

225. *Fotiadi A.A.*, ***Antipov O.L.****, Mégret P.* Resonantly induced refractive index changes in Yb-doped fibers: the origin, properties and application for all-fiber coherent beam combining. // Chapter 11 in books “Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics,” InTech: Croatia, 2011, PP. 209-233.

226. *Kuznetsov M.S.*, ***Antipov O.L.****, Fotiadi A.A., Mégret P*. Electronic and thermal refractive index changes in Ytterbium-doped fiber amplifiers. // Optics Express - 2013. V. 21, iss. 19. P. 22374-22388.

227. *Fotiadi A.*, ***Antipov O.****, Kuznetsov M., Mégret P*. Refractive Index Changes in Rare Earth-Doped Optical Fibers and Their Applications in All-Fiber Coherent Beam Combining. // Chapter 7 in book “Coherent Laser Beam Combining,” eddited by A. Brignon, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA Weinheim (Germany), 2013. P. 193-230.

228. *Fotiadi A.A., Zakharov N.*, ***Antipov O.L.****, Mégret P*. All-fiber coherent combining of Er-doped amplifiers through refractive index control in Yb-doped fibers. // Optics Letters - 2009. V. 34, iss. 22. P. 3574-3576.

229. *Kuznetsov M., Vershinin O., Tyrtyshnyy V.*, ***Antipov O.*** Low-threshold mode instability in Yb^{3+}-doped few-mode fiber amplifiers. // Optics Express - 2014. V. 22, iss. 24. P. 29714-29725.

230. *Алексеев Д.А., Тыртышный В.А., Вершинин О.И., Кузнецов М.С.*, ***Антипов О.Л.*** Модовая нестабильность излучения в усилителях на иттербиевом волокне с малым диаметром сердцевины (10 мкм). // Фотон-экспресс - 2015. Т. 126, № 6. С. 93-94.

231. ***Antipov O.****, Kuznetsov M., Tyrtyshnyy V., Alekseev D., Vershinin O.* “Low-threshold mode instability in Yb^{3+}-doped few-mode fiber amplifiers: influence of a backward reflection,” SPIE Proc. 2016. V. 9728. paper 97280A.

232. ***Antipov O.****, Kuznetsov M., Alekseev D., Tyrtyshnyy V.* Influence of a backward reflection on low-threshold mode instability in Yb^{3+}-doped few-mode fiber amplifiers. // Optics Express - 2016. V. 24, iss. 13. P. 14871-14879.

233. *Gambling W.A.* The rise and rise of optical fibers. // IEEE Journal Selected Topics in Quantum Electronics - 2000, V. 6, iss. 6. P. 1084-1094.

234. *Paschotta R., Nilsson J., Tropper A.C., Hanna D.C.* Ytterbium-Doped Fiber Amplifiers. // IEEE Journal of Quantum Electronics - 1997. V. 33, iss. 7. P. 1049-1056.

235. *Мелькумов М.А., Буфетов И.А., Кравцов К.С., Шубин А.В., Дианов Е.М.* Сечения поглощения и вынужденного излучения ионов Yb^{3+} в силикатных световодах, легированных P_2O_5 и Al_2O_3. // Препринт №5 Научного центра волоконной оптики при Институте общей физики РАН им. А.М. Прохорова, Москва, 2004, 57 с.

236. *Мелькумов М.А.* Мощные непрерывные иттербиевые лазеры на световодах с многоэлементной первой оболочкой. // Диссертация кандидата физико-математических наук. ИОФ РАН, Москва, 2006, 139 с.

237. *Digonnet M.J.F., Sadowski R.W., Shaw H.J., Pantell R.H.* Resonantly Enhanced Nonlinearity in Doped Fibers for Low-Power All-Optical Switching: A Review. // Opt. Fiber Technology - 1997. V. 3. P. 44-64.

238. *Arkwright J.W., Elango P., Atkins G.R., Whitbread T., Digonnet M.J. F.* Experimental and Theoretical Analysis of the Resonant Nonlinearity in Ytterbium-Doped Fiber. // J. Lightwave Technology - 1998. V. 16. P. 798-806.

239. *Bochove E.* Nonlinear refractive index of rare-earth-doped fiber laser. // Optics Letters - 2004. V. 29. P. 2414-2416.

240. *Bruesselbach H., Jones D.C., Mangir M.S., Minden M., Rogers J.L.* Self-organized coherence in fiber laser arrays. // Optics Letters - 2005. V. 30. P. 13-15.

241. *Bruesselbach H., Wang S.H., Minden M., Jones D.C., Mangir M.* Power-scalable phase-compensating fiber-array transceiver for laser communications through the atmosphere. // J. Opt. Soc. Am. B - 2005. V. 22. P. 347-353.

242. *Desurvire E.* Erbium-doped fiber amplifiers: Principles and Applications, 1994, Willey, New York.

243. *Barmenkov Yu.O., Kir'yanov A.V., Andres M.V.* Resonant and thermal changes of refractive index in a heavily doped erbium fiber pumped at wavelength 980 nm. // Appl. Phys. Lett. - 2004. V. 85. P. 2466-2468.

244. *Garsia H., Johnson A.M., Oguama F.A., Trivedi S.* Pump-induced nonlinear refractive index change in erbium and ytterbium-doped fibers: theory and experiment. // Optics Letters - 2005. V. 30. P. 1261-1263.

245. *Unger H.-G.* Planar Optical Waveguides and Fibres (Oxford University Press, 1977).

246. *Jeunhomme L.* Single-Mode Fiber Optics (Marcel Dekker, New York., 1983).

247. *McCumber D.E.* Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra. // Phys. Review - 1964. V. 136. P. A954-A957.

248. *Туголуков Е.Н.* Решение задач теплопроводности методом конечных интегральных преобразований. // (Издательство Тамбовского государственного технического университета, Тамбов, 2005), 116 с.

249. *Bass M., Van Stryland E.W., Williams D.R., Wolfe W.L.* Handbook for Optics, second ed. // (MGH, 1995).

250. *Привалко В.П.* Справочник по физической химии полимеров. // (Наукова Думка, Киев,

1984).

251. *Карслоу Г., Егер Д.* Теплопроводность твёрдых тел, перевод с английского под ред. Померанцева А.А. // (Наука: Москва, 1964), 489 с.

252. *Гайнов В.В., Рябушкин О.А.* Изменение показателя преломления и температуры в сердцевине активных волоконных световодов при оптической накачке. // Квантовая электроника - 2011. Т. 41, №9. С. 809-814.

253. *Dawson J.W., Messerly M.J., Beach R.J., Shverdin M.Y., Stappaerts E.A., Sridharan A.K., Pax P.H., Heebner J.E., Siders C.W., Barty C.P.J.* Analysis of the scalability of diffraction-limited fiber lasers and amplifiers to high average power. // Optics Express - 2008. V. 16. P. 13240-13266.

254. *Gainov V., Ryabushkin O., Vitkin M.* Interferometric technique for investigation of nonradiative transition kinetics in silicon laser media. // Optics Letters - 2015. V. 40, № 23. P. 5494-5497.

255. *Гайнов В.В.* Оптическая интерферометрия кварцевого волоконного световода, легированного редкоземельными ионами, в условиях генерации лазерного излучения. Автореферат диссертации кандидата физико-математических наук, Фрязино, 2016.

256. *Stepanov S., Fotiadi A., Megret P.* Effective recording of dynamic phase gratings in Yb-doped fibers with saturable absorption at 1064 nm. // Optics Express - 2007. V. 15, № 14. P. 8832-8837.

257. *Lobach I.A., Drobyshev R.V., Fotiadi A.A., Podivilov E.V., Kablukov S.I., Babin S.A.* Open-cavity fiber laser with distributed feedback based on externally or self-induced dynamic gratings. // Optics Letters - 2017. V. 42, № 20. P. 4207-4209.

258. Coherent Laser Beam Combining. Eddited by A. Brignon. // Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA Weinheim (Germany), 2013. P. 193-230.

259. *Goodno G.D., Asman Ch.P., Anderegg J., Brosnan S., Cheung E.C., Hammons D., Injeyan H., Komine H., Long W.H., McClellan M., McNaught S.J., Redmond S., Simpson R., Sollee J., Weber M., Weiss S.B., Wickham M.* Brightness-Scaling Potential of Actively Phase-Locked Solid-State Laser Arrays. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics – 2007. V. 13, №3. P. 460-472.

260. *Fan T.Y.* Laser Beam Combination for High-Power, High-Radiance Sources. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics - 2005. V. 11, №3. P. 567-577.

261. *Montoya J., Hwang Ch., Martz D., Aleshire Ch., Fan T.Y., Ripin D.J.* Photonic lantern kW-class fiber amplifier. // Optics Express - 2017, V. 25, № 22. P. 27543-27550.

262. *Yang Y., Geng C., Li F., Huang G., Li X.* Multi-aperture all-fiber active coherent beam combining for free-space optical communication receivers. // Optics Express - 2017. V. 25, № 22. P. 27519-27532.

263. *Vorontsov M.A., Weyrauch T., Beresnev L.A., Carhart G.W., Liu L., Aschenbach K.* Adaptive Array of Phase-Locked Fiber Collimators: Analysis and Experimental Demonstration. // IEEE Journal Selected Topics in Quantum Electronics - 2009. V. 15, iss. 2. P. 269-280.

264. *Канев Ф.Ю., Цыро Е.И., Макенова Н.А., Куксенок Д.С.,* ***Антипов О.Л.*** Распространение в атмосфере излучения, генерируемого многоканальной лазерной системой с когерентным сложением. Ч. 1. Условия свободной дифракции. // Известия Томского политехнического университета – 2012. Т. 321, № 2. С. 71-75.

265. *Канев Ф.Ю., Цыро Е.И., Макенова Н.А., Куксенок Д.С.,* ***Антипов О.Л.*** Распространение в атмосфере излучения, генерируемого многоканальной лазерной системой с когерентным сложением. Ч. 2. Влияние искажений и их компенсация. // Известия Томского политехнического университета - 2012. Т. 321, № 2. С. 76-80.

266. ***Антипов О.Л.****, Канев Ф.Ю., Цыро Е.И., Куксенок Д.С.* Адаптивная коррекция искажений, возникающих в многоканальной оптической системе. // Оптика атмосферы и океан – 2012. Т. 25, № 9. С. 801-809.

267. *Канев Ф. Ю., Макенова Н.А.,* ***Антипов О.Л.****, Цыро Е.И., Куксенок Д.С.* Влияние аберраций на распространение в атмосфере излучения, генерируемого многоканальной лазерной системой с когерентным сложением. // Известия вузов. Физика. – 2013. Т. 56, № 8/3. С. 300-302.

268. *Канев Ф.Ю.,* ***Антипов О.Л.****, Макенова Н.А., Лукин В.П., Цыро Е.И.* Адаптивная компенсация атмосферных искажений многоканального лазерного излучения. // Автометрия – 2015. Т. 51, №. 6. С. 41-46.

269. ***Антипов О.Л.****, Канев Ф.Ю., Лукин В.П., Макенова Н.А.* Зависимость эффективности компенсации турбулентных искажений многоканального излучения от метода управления фазой. Повышение эффективности при управлении амплитудой. // Оптика атмосферы и океана - 2016. Т. 29, № 11. С. 911–917.

270. *Jauregui C., Limpert J., Tunnermann A.* High-power fibre lasers. // Nature photonics – 2013. V. 7, № 11. P. 861-867.

271. *Zervas M.N., Codemard C.A.* High Power Fiber Lasers: A Review. // Journal of Selected Topics in Quantum Electronics – 2014. V. 20, № 5. P. 1-23.

272. *Eidam T., Wirth C., Jauregui C., Stutzki F., Jansen F., Otto H.-J., Schmidt O., Schreiber T., Limpert J., Tünnermann A.* Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers. // Optics Express – 2011. V. 19, № 14. P. 13218-13224.

273. *Eidam T., Hanf S., Seise E., Andersen T.V., Gabler T., Wirth C., Schreiber T., Limpert J., Tünnermann A.* Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power. // Optics Letters – 2010. V. 35, №2. P. 94–96.

274. *Karow M., Tünnermann H., Neumann J., Kracht D., Weßels P.* Beam quality degradation of a single-frequency Yb-doped photonic crystal fiber amplifier with low mode instability threshold power. // Optics Letters – 2012. V. 37, № 20. P. 4242-4244.

275. *Stutzki F., Otto H.-J., Jansen F., Gaida Ch., Jauregui C., Limpert J., Tünnermann A.* High-speed modal decomposition of mode instabilities in high-power fiber lasers. // Optics Letters – 2011. V. 36, № 23. P. 4572-4574.

276. *Otto H.-J., Stutzki F., Jansen F., Eidam T., Jauregui C., Limpert J., Tünnermann A.* Temporal dynamics of mode instabilities in high power fiber lasers and amplifiers. // Optics Express – 2012. Vol. 20, № 14. P. 15710-15722.

277. *Tyrtyshnyy V., Vershnin O., Larin S.* Influence of the radiation spectral parameters on the nonlinear interaction of modes in active fiber. // Technical Digest of 14th Int. Conf. on Laser Optics (International Symposium “High-Power Fiber Lasers and Their Applications”), Saint Petersburg, Russia, June 21-25, 2010, paper TuSy 04.

278. *Zervas M.N.* Transverse Mode Instability Analysis in Fibre Amplifiers. // SPIE Proceding “Fiber Lasers XIV: Technology and Systems,” ed. by Craig A. Robin - 2017, V. 10083, paper 100830M.

279. *Jauregui C., Eidam T., Otto H.-J., Stutzki F., Jansen F., Limpert J., Tünnermann A.* Physical origin of mode instabilities in high- power fiber laser systems. // Optics Express – 2012. V. 20, № 12. P. 12912-12925.

280. *Ward B., Robin C., Dajani I.* Origin of thermal modal instabilities in large mode area fiber amplifiers. // Optics Express – 2012. V. 20, № 10. P. 11407–11422.

281. *Smith A.V., Smith J.J.* Mode instability in high power fiber amplifiers. // Optics Express - 2011, V. 19, № 11. P. 10180–10192.

282. *Hansen K.R., Alkeskjold T.T., Broeng J., Lægsgaard J.* Thermally induced mode coupling in rare-earth doped fiber amplifiers. // Optics Letters – 2012. V. 37, №12. P. 2382-2384.

283. ***Antipov O.L.***, *Kuznetsov M.S.* Mode Instability in Yb^{3+}-doped High Power Fiber Amplifiers: Population and Thermal Gratings Analysis. // Technical Digest of International Conference on Coherent and Nonlinear Optics “ICONO’2013” (Moscow, June 18-21), paper IFI5.

284. *Lee K.-H., Lee K., Kim Y., Cha Y.-H., Lim G., Park H., Cho H., Jeong D-Y.* Transverse mode instability induced by stimulated Brillouin scattering in a pulsed single-frequency large-core fiber amplifier. // Applied Optics – 2015. V. 54, № 2. P. 189-194.

285. *Алексеев Д.А., Тыртышный В.А., Вершинин О.И., Кузнецов М.С.,* ***Антипов О.Л.*** Модовая нестабильность излучения в усилителях на иттербиевом волокне с малым диаметром сердцевины (10 мкм). // Фотон-экспресс - 2015. № 6 (126). С. 93-94.

286. *Codemard C., Yla-Jarkko K., Singleton J., Turner P.W., Godfrey I., Alam S.-U., Nolssson J., Sahu J., Grudinin A.B.* // Proceeding of European Conference on Optical Communication (ECOC'2002, Copenhagen, Denmark, 2002), PD1.6.

287. *Snyder A.W., Love J.D.* Optical Waveguide Theory. // Springer: Berlin, Heidelberd, New York; 1983.

288. *Olshansky R.* Propagation in glass optical waveguides. // Reviews of Modern Physics – 1979. V. 51, №2. P. 341-367.

289. *Smith A.V., Smith J.J.* Mode competition in high power fiber amplifiers. // Optics Express – 2011. V. 19, № 12. P. 10277.

290. *Беспалов В.И., Таланов В.И.* О нитевидной структуре световых пучков в нелинейных жидкостях. // Письма в ЖЭТФ – 1966. Т. 3, №12. С. 307-310.

291. *Chiao R.Y., Kelley P.L., Garmire E.* Stimulated four-photon interaction and its influence on stimulated Rayleigh-wing scattering. // Phys. Rev. Lett. – 1966. V. 17, iss. 22. P. 11558-1161.

292. *Власов С.Н., Таланов В.И.* Самофокусировка волн. // (Горький: ИПФ АН СССР, 1997).

293. *Багдасаров Х.С., Богомолова Г.А., Каминский А.А., Попов В.И.* Поглощение, люминесценция и индуцированное излучение кристаллов YVO_4 -Nd^{3+}. // Доклады Академии наук СССР – 1967. Т. 180, № 6. С. 1347.

294. *Yaney P.P., DeShazer L.G.* Studies and analysis of the laser states of Nd^{3+} in YVO_4. // JOSA - 1976, V. 66, №12. P. 1405-1414.

295. *Fields R.A., Birnbaum M., Fincher C.L.* High efficient Nd:YVO_4 diode-laser end-pumped laser. // Applied Physics Letters – 1987. V. 51. P. 1885- 1886.

296. *Сычугов В.А., Михайлов В.А., Кондратюк В.А., Лындин Н.М., Фрам Ю., Загуменный А.И., Заварцев Ю.Д., Студеникин П.А.* Коротковолновый (λ = 914 нм) микролазер на кристалле YVO_4:Nd^{3+} // Квантовая электроника – 2000. Т. 30, №1. С. 13-17.

297. *Ryba-Romanowski W.* YVO_4 crystals – puzzles and challenges. // Crystal Research and Technology – 2003. V. 38, № 4. P. 225–236.

298. *McDonagh L., Wallenstein R., Knappe R.* 47 W, 6 ns constant pulse duration, high repetition-rate cavity-dumped Q-switched TEM_{00} Nd:YVO_4 oscillator. // Optics Letters – 2006. V. 31, №22. P. 3303-3306.

299. *Рябцев Г.И., Богданович М.В., Енжиевский А.И., Буров Л.И., Рябцев А.Г., Щемелев М.А., Пожидаев А.В., Матросов В.Н., Машко В.В., Тепляшин Л.Л., Чумаков А.Н.* Параметры

выходного пучка YVO_4/Nd:YVO_4-лазера с продольной диодной накачкой. // Квантовая электроника – 2006. Т. 36, №10. С. 925- 928.

300. *Гарнов С.В., Михайлов В.А., Серов Р.В., Смирнов В.А., Цветков В.Б., Щербаков И.А.* Исследование возможности создания мультикиловаттного твердотельного лазера с многоканальной диодной накачкой на основе оптически плотных активных сред // Квантовая электроника – 2007. Т. 37, № 10. С. 910-915.

301. *Сироткин А.А.* Управление спектальными и временными параметрами лазеров на кристаллах ваннадатов. Диссертация доктора физ.-мат. наук, Москва, 2014.

302. *Bernard J.E., Alcock A.J.* High-efficiency diode-pumped Nd:YVO_4 slab laser. // Optics Letters – 1993. V. 18, №12. P. 968-970.

302. *Damzen M.J., Trew M., Rosas E., Crofts K.* Continuous-wave Nd:YVO_4 grazing-incidence laser with 22.5 W output power and 64% conversion efficiency. // Optics Communications – 2001. V. 196. P. 237-241.

304. *Zimer H., Albers K., Wittrok U.* Grazing-incidence YVO_4–Nd:YVO_4 composite thin slab laser with low thermo-optic aberrations. // Optics Letters – 2004. V. 29, №23. P. 2761-2763.

305. *Новиков А.А., Зиновьев А.П.,* ***Антипов О.Л.*** Эффективный лазер на пластине из Nd:YVO_4 с боковой диодной накачкой в различных режимах генерации. // Квантовая электроника – 2009. Т. 39, № 4. С. 309-312.

306. ***Антипов О.Л.****, Новиков А.А., Зиновьев А.П.* Структура пучка генерации лазера на пластине Nd^{3+}:YVO_4 с боковой диодной накачкой. // Квантовая электроника – 2009. Т. 39, № 11. С. 1047–1049.

307. *Александров Л.Н., Новиков А.А., Зиновьев А.П.,* ***Антипов О.Л.*** Эффективное параметрическое преобразование излучения импульсно-периодического лазера на кристалле Nd^{3+}:YVO_4 с боковой диодной накачкой в периодически-поляризованном $LiNbO_3$ в средний ИК диапазон. // Сборник Докладов Всероссийской школы для молодых учёных по лазерной физике и лазерным технологиям, Саров, 2010 г. С. 53-56.

308. *Novikov A.A.,* ***Antipov O.L.****, Alexandrov L.A.* Narrowline powerful generation at 3.39 μm in an OPO based on a periodically poled MgO:$LiNbO_3$. // Technical Digest of XIV International conference “Laser Optics”, S. Petersburg, Russia, June 28 – July 2, 2010, paper ThR1-26.

309. *Басиев Т.Т., Зверев П.Г., Папашвили А.Г., Фёдоров В.В.* Временные и спектральные характеристики перестраиваемого лазера на кристалле *LiF* с F^{2-}-центрами окраски. // Квантовая электроника – 1997. Т. 24, №7. С. 591-595.

310. *Graf T.* et al. Multi-Watt Nd^{3+}:YVO_4 laser, mode-locked by a semiconductor saturable absorber mirror and side-pumped by a diode-laser bar. // Optics Communications – 1999. V. 159. P.

84-87.

311. *Farrell D.J., Damzen M.J.* High power scaling of a passively modelocked laser oscillator in a bounce geometry. // Optics Express – 2007. V. 15, №8. P. 4781-4786.

312. *Grigonis R., Eidenas M., Sirutkaitis V., Bezrodnyi V., Ishchenko A., Siominskii Yu.* Relaxation Times of New Passive Polymer Switches for 1.06 μm. // Proceedings of the Ninth International Conlerence on "*Ultrafast Processes in Spectroscopy*", Eddited by O. Svelto and S. De Silvestri (Plenum Press, New York, 1996). P. 449-455.

313. *Безродный В.И., Ищенко А.А., Карабанова Л.В., Сломинский Ю.Л.* Высокостабильные полимерные затворы на основе полиметиновых красителей для пассивной синхронизации мод неодимовых лазеров. // Квантовая электроника – 1995. Т. 22, №8. С. 849-852.

314. *Котюк А.Ф.* Измерение энергетических параметров и характеристик лазерного излучения. // Москва: «Радио и связь», 1981, 285 с.

315. *Myers L.E., Eckardt R.C., Fejer M.M., Byer R.L., Bosenberg W.R.* Multigrating quasi-phase-matched optical parametric oscillator in periodically poled $LiNbO_3$. // Optics Letters – 1996. V. 21. P. 591-593.

316. *Myers L.E., Bosenberg W.R.* Periodically Poled Lithium Niobate and Quasi-Phase-Matched Optical Parametric Oscillators. // IEEE Journal of Quantum Electronics - 1997. V. 33, № 10. P. 1663-1672.

317. *Hum D.S., Fejer M.M.* Quasi-phasematching. // C. R. Phys. – 2007. V. 8. P. 180–198.

318. *Wu B., Kong J., Shen Y.* High-efficiency semi-external-cavity-structured periodically poled MgLN-based optical parametric oscillator with output power exceeding 9.2 W at 3.82 microm. // Optics Letters – 2010. V. 35, iss. 8. P. 1118–1120.

319. *Smith A.V.* Crystal nonlinear optics with SNLO examples. // AS-Photonics, USA, 2012, 726 p.

320. интернет сайт http://www.as-photonics.com/snlo

321. *Rothman L.S., Gordon I.E., Babikov Y., Barbe A., Benner D.C., Bernath P.F., Birk M., Bizzocchi L., Boudon V., Brown L.R.* The HITRAN2012 molecular spectroscopic database. // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer – 2014. V. 130. PP. 4-50.

322. *Novikov A.A., Zinoviev A.P., Alexandrov L.A.,* ***Antipov O.L.*** Narrowline OPG and OPO seeded by He-Ne laser at 3.39 μm. // Technical Digest of 3-rd International conference on "Mid-IR coherent courses" MICS'09 (6-12 June 2009, Trouville, France), paper PO1.

323. *Yu N.E., Kurimura S., Nomura Y., Nakamura M., Kitamura K., Takada Ya., Sakuma J., Sumiyoshi T.* Efficient optical parametric oscillation based on periodically poled 1.0 mol % MgO-doped stoichiometric $LiTaO_3$. // Applied Physics Letters – 2004. V. 85, №22. P. 5134-5136.

324. *Scholle K., Lamrini S., Koopmann P., Fuhrberg P.* 2 μm Laser Sources and Their Possible Applications, in book "Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics" (InTech, Croatia, 2010). P. 674-500.

325. *Грачев С.* Гольмиевый лазер в медицине (Москва: Триада-Х, 2003), 240 с.

326. *Henderson S.W., Hale C.P., Magee J.R., Kavaya M.J., Huffaker A.V.* Eye-safe coherent laser radar system at 2.1 μm using Tm,Ho:YAG lasers. // Optics Letters – 1991. V. 16. P. 773 - 775.

327. *Budni P.A., Pomeranz L.A., Lemons M.L., Miller C.A., Mosto J.R., Chicklis E.P.* Efficient mid-infrared laser using 1.9-μm-pumped Ho:YAG and $ZnGeP_2$ optical parametric oscillators. // J. Opt. Soc. Am. B – 2000. V. 17. P. 723-728.

328. *Walsh B.M.* Review of Tm and Ho Materials: Spectroscopy and Lasers. // Laser Physics – 2009. V. 19, №4. P. 855-866.

329. *Koopmann P., Lamrini S., Scholle K., Fuhrberg P., Petermann K., Huber G.* Long Wavelength Laser Operation of Tm:Sc_2O_3 at 2116 nm and Beyong. // Technical Digest of International Conference "Advanced Solid-State Photonics" (13-18 February 2011, Istanbul, Turkey), paper ATuA5.

330. *Koopmann P., Lamrini S., Scholle K., Fuhrberg P., Petermann K., Huber G.* Efficient diode-pumped laser operation of Tm:Lu_2O_3 around 2 μm. // Optics Letters – 2011. V. 36. P. 948-950.

331. *Koopmann P., Peters R., Petermann K., Huber G.* Crystal growth, spectroscopy, and highly efficient laser operation of thulium-doped Lu_2O_3 around 2 μm. // Appl. Phys. B – 2011. V. 102. P. 19-24.

332. *Lupei V., Lupei A., Ikesue A.* Single crystal and transparent ceramic Nd^{3+}-doped oxide laser materials: a comparative spectroscopic investigation. // J. of Alloys Compounds – 2004. V. 380. P. 61.

333. *Kamiskii A.A., Akchurin M.S., Gainutdinov R.V., Takaichi K., Shirakava A., Yagi H., Yanagitani T., Ueda K.-I.* Microhardness and fracture toughness of Y_2O_3 - and $Y_3Al_5O_{12}$-based nanocrystalline laser ceramics. // Crystallographic Report – 2005. V. 50. P. 809-873.

334. *Ueda K., Bisson J.-F., Yagi H., Takaichi K., Shirakawa A., Yanagitani T., Kaminskii A.A.* Scalable Ceramic Lasers. // Laser Physics – 2005. V. 15. P. 927.

335. *Takaichi K., Yagi H., Shirakawa A., Ueda K., Hosokawa S., Yanagitani T., Kaminskii A.A.* Lu_2O_3:Yb^{3+} ceramics – a novel gain material for high-power solid-state lasers. // Phys. Stat. Sol. (a) – 2005. V. 202, iss. 1. R1–R3.

336. *Ikesue A., Aung Y.L., Taira T., Kamimura T., Yoshida K., Messing G.L.* "Progress in ceramics lasers," // Annu. Rev. Mater. Res. – 2006. V. 36. P. 397.

337. *Багаев С.Н., Осипов В., Иванов М., Соломонов В., Платонов В., Орлов А., Расулева А.,*

Ватник С., *Ведин И., Майоров А., Пестряков Е., Шестаков А., Салков А*. Высокопрозрачная керамика на основе Nd^{3+}:Y_2O_3. // Фотоника – 2007. V. 5. С. 24-29.

338. ***Антипов О.Л.***, *Головкин С.Ю., Горшков О.Н., Захаров Н.Г., Зиновьев А.П., Касаткин А.П., Круглова М.В., Марычев М.О., Новиков А.А., Сахаров Н.В., Чупрунов Е.В.* Структурные, оптические и спектроскопические свойства новой лазерной керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3 и эффективная двухмикронная лазерная генерация на её основе. // Квантовая электроника – 2011. Т. 41, № 10. С. 860-867.

339. ***Antipov O.L.***, *Novikov A.A., Zakharov N.G., Zinoviev A.P.* Optical properties and efficient laser oscillation at 2066 nm of novel Tm:Lu_2O_3 ceramics. // Optical Materials Express – 2012. V. 2. P. 183-189.

340. ***Антипов О.Л.***, *Новиков А.А., Захаров Н.Г.* "Оптический квантовый генератор двухмикронного диапазона длин волн," Патент РФ на изобретение N2459328 (заявка на патент РФ 2011106907, приоритет от 25.02.2012), зарегистрировано в Госреестре изобретений РФ 20 августа 2012 года.

341. интернет сайт - http://www.konoshima.co.jp

342. *Saarinen E.J., Vasileva E.,* ***Antipov O.***, *Penttinen J.-P., Tavast M., Leinonen T., Okhotnikov O.G.* 2-μm Tm:Lu_2O_3 ceramic disk laser intracavity-pumped by a semiconductor disk laser. // Optics Express – 2013. V. 21, № 20. P. 23844-23850.

343. *Lagatsky A.A.,* ***Antipov O.L.***, *Sibbett W.* Broadly tunable femtosecond Tm:Lu_2O_3 ceramic laser operating around 2070 nm. // Optics Express – 2012. V. 20, № 17. P. 19349-19354.

344. *Lagatsky A.A., Sun Z., Kulmala T.S., Sundaram R.S., Milana S., Torrisi F.,* ***Antipov O.L.***, *Lee Y., Ahn J.H., Brown C.T.A., Sibbett W., Ferrari A.C.* 2-mkm solid-state laser mode-locked by single-layer grapheme. // Applied Physics Letters – 2013. V. 102. P. 013113.

345. ***Antipov O.L.***, *Novikov A.A., Zakharov N.G., Zinoviev A.P., Yagi H., Sakharov N.V., Kruglova M.V., Marychev M.O., Gorshkov O.N., Lagatskii A.A.* Efficient 2.1-μm lasers based on Tm^{3+}:Lu_2O_3 ceramics pumped by 800–nm laser diodes. // Phys. Status Solidi C – 2013. V. 10, № 6. P. 969–973.

346. *Larin S.,* ***Antipov O.***, *Sypin V., Vershinin O.* Hybrid booster at 1940 nm based on Tm:Lu_2O_3 ceramics implementing fiber combined signal and pump sources. // Optics Letters – 2014. V. 39, iss. 11. P. 3216-3218.

347. ***Antipov O.***, *Novikov A., Larin S., Obronov I.* Highly efficient 2 μm CW and Q-switched Tm^{3+}:Lu_2O_3 ceramics lasers in-band pumped by a Raman-shifted erbium fiber laser at 1670 nm. // Optics Letters – 2016. V. 41, № 10. P. 2298-2301.

348. *Zinoviev A., Soulard R.,* ***Antipov O.***, *Moncorge R., Ivakin E.* Dynamics of Refractive Index Changes in Tm-doped Crystals Tm:YAG and Tm:YLF, and Ceramics Tm:Lu_2O_3. // Technical

Digest of *Conference on Lasers and Electro-Optics/Europe-2011* (22–26 May 2011, Munich, Germany), paper CA.P.22.

349. ***Antipov O.L.***, *Novikov A.A., Eranov I.D., Frolov M.P., Korostelin Y.V., Kozlovsky V.I., Podmar'kov Yu.P., Skasyrsky Y.K.* 2.92 μm Cr^{2+}:CdSe single crystal laser pumped by a repetitively pulsed Tm^{3+}:Lu_2O_3 ceramics laser at 2.066 μm. // Laser Phys. Lett. – 2015. V. 12, № 4. P. 045801.

350. ***Antipov O.L.***, *Kositsyin R., Balabanov S., Larin S.* High-Repetition-Rate Gain-Switched Lasers Based on Polycrystalline Cr^{2+}:ZnSe with Undoped End-Cups Pumped at 1966 nm by Tm^{3+}:Lu_2O_3 Ceramic Lasers. // Technical Digest of Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) / Europe 2017 (Munich, Germany, June, 2017), paper CA - P.14 TUE.

351. ГОСТ 5639-82 Стали и сплавы. Методы выявления и определения величины зерна. // Москва: ИПК Издательство Стандартов, 2003.

352. *Boulesteix R., Maître A., Baumard J.-F., Rabinovitch Y., Reynaud F.* Light scattering by pores in transparent Nd:YAG ceramics for lasers: correlations between microstructure and optical properties. // Optics Express – 2010. V. 18. P. 14992-14997.

353. *Барменков Ю.Н., Иванов С.Н., Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Яаги Х., Янагитани Т., Такаичи К., Биссон Д.Ф., Ширакава А.* Неравновесные акустические фононы в нанокристаллических керамиках на основе $Y_3Al_5O_{12}$. // Письма в ЖЭТФ – 2004. Т. 79. С. 421-424.

354. *Aull B.F., Jenssen H.P.* Vibronic interactions in Nd:YAG resulting in nonreciprocity of absorption and stimulated emission cross sections. // IEEE Journal of Quantum Electronics – 1982. Т. 18, №5. P. 925–930.

355. *Рябочкина П.А.* Интенсивности сверхчувствительных переходов редкоземельных ионов в оксидных лазерных кристаллах. Диссертация доктора физико-математических наук (Саранск, 2012), 352 с.

356. *Ордин С.В., Шелых А.И.* Оптические и диэлектрические характеристики окисла редкоземельного металла Lu_2O_3. // Физика и техника полупроводников – 2010. Т. 44. Вып. 5. С. 584-590.

357. *Medenbach O., Dettmar D., Shannon R.D., Fischer R.X., Yen W.M.* Refractive index and optical dispersion of rare earth oxides using a small-prism technique. // J. Opt. A, Pure Appl. Opt. – 2011. V. 3, iss. 3. P. 174–177.

358. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики (М.: Наука, 1988) с. 99-105.

359. *Kahn A.* Fabrication and Characterization of Monocrystalline Sesquioxide Waveguide Lasers. Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades des Departments Physik der Universit Hamburg, 2009.

360. *Захаров Н.Г., **Антипов О.Л.**, Савикин А.П., Шарков В.В., Еремейкин О.Н., Фролов Ю.Н., Мищенко Г.М., Великанов С.Д.* Эффективная генерация на длине волны 1908 нм в лазере на кристалле Tm:YLF с диодной накачкой. // Квантовая электроника – 2009. Т. 39, №5. С. 410-415.

361. *Lagatsky A.A., Fusari F., Calvez S., Kurilchik S.V., Kisel V.E., Kuleshov N.V., Dawson M.D., Brown C.T.A., Sibbett W.* Femtosecond pulse operation of a Tm,Ho co-codoped crystalline laser near 2 μm. // Optics Lettetrs – 2010. V. 35. P. 172-174.

362. *Lagatsky A.A., Han X., Serrano M.D., Cascales C., Zaldo C., Calvez S., Dawson M.D., Gupta J.A., Brown C.T.A., Sibbett W.* Femtosecond (191-fs) $NaY(WO_4)_2$ Tm,Ho-codoped laser at 2060 nm. // Optics Letters – 2010. V. 35. P. 3027-3029.

363. интернет сайт: https://www.rp-photonics.com/time_bandwidth_product

364. *Kalachev Y.L., Mihailov V.A., Podreshetnikov V.V., Shcherbakov I.A.* The study of a Tm:YLF laser pumped by a Raman shifted Erbium fiber laser at 1678 nm. // Opt. Commun. – 2011. V. 284. P. 3357 – 3360 .

365. ***Antipov O.**, Novikov A., Larin S., Obronov I.* 2-μm hybrid lasers based on Tm^{3+}:Lu_2O_3 ceramics in-band pumped by Raman-shifted erbium fiber lasers and their OPO frequency conversion. // Technial Digest of 8th International Symposium on High-Power Fiber Lasers and Their Applications 2016 (S. Petersburg, Russia, June 28 - July 1, 2016), paper TuS1A-04.

366. *Mirov S., Fedorov V., Martyshkin D., Moskalev I., Mirov M., Vasilyev S.* Progress in mid-IR lasers based on Cr and Fe doped II-VI chalcogenides. // IEEE Journal Selected Topics in Quantum Electronics – 2015. V. 21, iss. 1. P. 1601719.

367. *Sorokina I., Sorokin E.* Femtosecond Cr^{2+}-Based Lasers. // IEEE Journals of Selected Topics in Quantum Electronics – 2016. V. 21. P. 1601519.

368. *Moskalev I., Mirov S., Mirov M., Vasilyev S., Smolsky V., Zakrevskiy A., Gapontsev V.*, 140 W Cr:ZnSe laser system. // Optics Express – 2016. V. 24, №. 18. P. 21090-2198.

369. *DeLoach L.D., Page R.H., Wilke G.D., Payne S.A., Krupke W.F.* Transition metal-doped zinc chalcogenides: spectroscopy and laser demonstration of a new class of gain media. // IEEE Journal of Quantum Electronics 1996, v. 32, iss. 6. P. 885–895.

370. *Page R.H., Schaffers K.I., Deloach L.D., Wilke G.D., Patel F.D., Tassano J.B., Payne S.A., Krupke W.F., Chen K.T., Burger A.* Cr^{2+}-doped zinc chalcogenides as efficient, widely tunable mid-infrared lasers. // IEEE Journal of Quantum Electronics - 1997. V. 33, № 4. P. 609–617.

371. *Ku¨ck S.* Spectroscopy and laser characteristics of Cr -doped chalcogenide crystals — overview and recent results. // Journal of Alloys and Compounds – 2002. V. 341. P. 28–33.

372. *Mirov S., Fedorov V., Moskalev I., Mirov M., Martyshkin D.* Frontiers of mid-infrared lasers based on transition metal doped II–VI semiconductors. // Journal of Luminescence – 2013. V. 133. P. 268–275.

373. *Akimov V.A., Frolov M.P., Korostelin Y.V., Kozlovsky V.I., Landman A.I., Podmar'kov Y.P., Voronov A.A.* Vapour growth of II-VI single crystals doped by transition metals for mid-infrared lasers. // Physica Status Solidi (c) – 2016. V. 3. P. 1213–1216.

374. *Fernandez T.T., Tarabrin M.K., Wang Y., Lazarev V.A., Leonov S.O., Karasik V.E., Korostelin Yu.V., Frolov M.P., Podmarkov Yu.P., Skasyrsky Y.K., Kozlovsky V.I., Svelto C., Maddaloni P., Coluccelli N., Laporta P., Galzerano G.* Thermo-optical and lasing characteristics of Cr^{2+}-doped CdSe single crystal as tunable coherent source in the mid-infrared. // Optical Materials Express – 2017. V. 7, № 11. P. 3815-3819.

375. ***Antipov O.L.**, Novikov A.A., Eranov I.D., Frolov M.P., Korostelin Y.V., Kozlovsky V.I., Podmar'kov Yu.P., Skasyrsky Y.K.* 2.92 μm Cr^{2+}:CdSe single crystal laser pumped by repetitively-pulsed Tm^{3+}:Lu_2O_3 ceramics lasers. // Technical Digest of International Conference for Laser Optics 2016 (S. Petersburg, Russia, June 27 - July 4, 2016), paper TuR1-p06.

376. *Гаврищук Е.М., Иконников В.Б., Балабанов С.С.* Метод изготовления активированного халькогенида цинка и его твёрдых растворов. Патент РФ 2549419, приоритет 26.12.2013.

377. *Родин С.А., Балабанов С.С., Гаврищук Е.М., Еремейкин О.Н.* Использование Tm:YLF лазера для определения коэффициента диффузии хрома в ZnSe. // Оптический журнал. - 2013. Т. 80, №5. С. 89-93.

378. *Савин Д.В., Гаврищук Е.М., Иконников В.Б., Еремейкин О.Н., Егоров А.С.* Генерация лазера на поликристаллическом Cr^{2+}:ZnSe с нелегированными торцами. // Квантовая электроника – 2015. Т. 45. Вып. 1. С. 8–10.

379. ***Antipov O.,** Kositsyn R., Kal'yanov D., Kolker D., Larin S.* 3.9-μm optical parametric oscillator based on MgO:PPLN pumped at 1966 nm using a high-repetition-rate Tm^{3+}:Lu_2O_3-ceramics laser. // Technical Digest of Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) / Europe 2017 (Munich, Germany, June, 2017), paper CD - P.50 TUE.

380. ***Antipov O.L.**, Novikov A.A., Eranov I.D., Kolker D.B.* High-efficiency oscillations at 1940 nm and 2070 nm in diode-pumped Tm:Lu_2O_3 ceramics lasers and their OPO frequency converision. // Technical Digest of International Conference for Laser Optics 2016 (S. Petersburg, Russia, June 27 - July 4, 2014), paper ThR1-22.

381. интернет сайт: www.labfer.ru

382. *Gruber J.B., Seltzer M.D., Pugh V.J., Richardson F.S.* Electronic energy-level structure of trivalent holmium in yttrium aluminum garnet. // J. Appl. Phys. – 1995. V. 77. P. 5882-5901.

383. *Bao-Quan Y., Shen Y.J, Duan X.M., Dai T.Y., Ju Y.L., Wang Y.Z.* A 41-W $ZnGeP_2$ optical parametric oscillator pumped by a Q-switched Ho:YAG laser. // Optics Letters – 2014. V. 39. P. 6589-6592.

384. *Lamrini S., Koopmann P., Schäfer M., Scholle K., Fuhrberg P.* Efficient high-power Ho:YAG laser directly in-band pumped by a GaSb-based laser diode stack at 1.9 μm. // Appl. Phys. B – 2012. V. 106. P. 315–319.

385. *Shen D.Y., Clarkson W.A., Cooper L.J., Williams R.B.* Efficient single-axial-mode operation of a Ho:YAG ring laser pumped by a Tm-doped silica fiber laser. // Optics Letters – 2004. V. 29. P. 2396-2398.

386. *Lippert E, Nicolas S, Arisholm G, Stenersen K, Rustad G.* Midinfrared laser source with high power and beam quality. // Applied Optics – 2006. V. 45. P. 3839-3845.

387. *Elder I., Thorne D., Jones I., Bell D.* Thulium fibre laser pumped mid-IR source. // SPIE Proceeding "*Technologies for Optical Countermeasures III"* ed. D.H. Titterton, 2009, P. 639703-1.

388. *Hemming A., Richards J., Davidson A., Carmody N., Bennetts S., Simakov N., Haub J.* 99 W mid-IR operation of a ZGP OPO at 25% duty cycle. // Optics Express – 2013. V. 21. P. 10062-69.

389. *Захаров Н.Г.,* ***Антипов О.Л.****, Шарков В.В., Савикин А.П.* Эффективная генерация на длине волны 2,1 мкм в лазере на кристалле Ho:YAG с накачкой излучением Tm:YLF лазера. // Квантовая электроника – 2010. Т. 40, №2. С. 98-100.

390. ***Antipov O.L.****, Kositsyn R.I., Eranov I.D.* 36W Q-switched Ho^{3+}:YAG Laser at 2097 nm Pumped by a Tm Fiber Laser: Evaluation of Different Ho^{3+} Doping Concentrations. // Laser Physics Letters – 2017. V. 14, №1. P. 015002 (6).

391. ***Antipov O.L.****, Eremeykin O.N., Frolov Yu.N., Garanin S.G. et all.* Mid-infrared parametric oscillator based on $ZnGeP_2$ crystal pumped by a 2.1-μm laser beam. // Proc. of Int. Symposium "Topical Problems of Nonlinear Wave Physics" (NWP-2005), Nizhny Novgorod, August 2–9, 2005 (NWP-2 High-field Laser Physics, ed. by Alexander M. Sergeev). P. 9–10.

392. ***Antipov O.L.****, Eremeykin O.N., Freidman G.I., Sergeev A.M., Frolov Yu.N., Garanin S.G., Il'kaev R.I., Lazarenko V.I., Mischenko G.M., Velikanov S.D., Volkov R.Yu., Konyushkov A.P., Savikin A.P.* Mid-IR parametric oscillator based on ZnGeP2 crystal with laser pumping at 2.1-mkm. // Technical Digest of EPC-QEOD Europhoton Conference "Solid-sate and fiber light sources" (September 10-15, 2002, Pisa, Italy), paper FrA 7 (2006).

393. ***Антипов О.Л.****, Еранов И.Д., Косицын Р.И.* Параметрические генераторы света среднего ИК диапазона мощностью 10 Вт на основе элементов $ZnGeP_2$, накачиваемых излучением Ho:YAG-лазера с волоконно-лазерной накачкой. Экспериментальное и численное исследование. // Квантовая электроника – 2017. Т. 47, №7. С. 601-606.

394. *Захаров Н.Г.* Исследование генерационных характеристик высокоэффективных лазеров двухмикронного диапазона на основе кристаллов Tm:YLF и Ho:YAG с диодно-ллазерной накачкой. Диссертация кандидата физ.-мат. наук, Нижний Новгород, 2010 г.

395. *Barnes N.P., Walsh B.M., Elizabeth D.F.* Ho:Ho upconversion: applications to Ho lasers. // J. Opt. Soc. Am. B – 2003. V. 20. P. 1212-19.

396. *Barnes N.P., Brian M.W.* Amplified spontaneous emission - application to Nd:YAG lasers. // IEEE Journal of Quantum Electronics – 1999. V. 35. P. 101-109.

397. *Ghosh G.* Handbook of Optical Constants of Solids: Handbook of Thermo-optic Coefficients of Optical Materials with Applications (Academic Press, 1998).

398. *Eichhorn M.* Quasi-three-level solid-state lasers in the near and mid infrared based on trivalent rare earth ions. // Appl. Phys. B - 2008, V. 93. P. 269–316.

399. *Kuwano Y., Suda K., Ishizawa N., Yamada T.* Crystal growth and properties of $(Lu,Y)_3Al_5O_{12}$. // J. of Cryst. Growth – 2004. V. 260. P. 159-165.

400. *Didierjean J., Herault E., Balembois F., Georges P.* Thermal conductivity measurements of laser crystals by infrared thermography. Application to Nd:doped crystals. // Opt. Express – 2008. V. 16. P. 8995-9010.

401. *Boyd G.D., Buehler E., Storz F.G.* Linear and nonlinear optical propertyies of $ZnGeP_2$ and CdSe. // Appl. Phys. Lett. – 1971. V. 18. P. 301-304.

402. *Андреев Ю.М., Воеводин В.Г., Грибенюков А.И., Зырянов О.Я., Ипполитов И.И., Морозов А.Н., Соснин А.В., Хмельницкий Г.С.* Эффективная генерация второй гармоники излучения перестраиваемого CO_2-лазера в $ZnGeP_2$. // Квантовая электроника – 1984. Т. 11, № 8. С. 1511–1512.

403. *Schunemann P.G., Zawilski K.T., Pomeranz L.A., Creeden D.J., Budni P.A.* Advances in nonlinear optical crystals for mid-infrared coherent sources. // Journal of the Optical Society of America B – 2016. V. 33, № 11. P. D36-D43.

404. *Setzler S.D., Schunemann P.G., Pollak T.M., Ohmer M.C., Goldstein J.T., Stevens K.T., Halliburton L.E., Giles N.C.* Characterization of defect-related optical absorption in $ZnGeP_2$. // J. Appl. Phys. – 1999. V. 86. P. 6677–6681.

405. *Gribenyukov A.I., Verozubova G.A., Trofimov A.Y., Vere A.W., Flynn C.J.* Native point defect interactions in ZGP crystals under influence of e-beam irradiation. // MRS Proceedings (Cambridge University, 2002). Vol. 744.

406. *Zawilski K.T., Setzler S.D., Schunemann P.G., Pollak T.M.* Increasing the laser-induced damage threshold of single crystal $ZnGeP_2$. // J. Opt. Soc. Am. B – 2006. V. 23. P. 2310–2316.

407. *Hildenbrand A., Kieleck Ch., Tyazhev A., Marchev G., Stöppler G., Eichhorn M., Schunemann*

P.G, Panyutin V.L., Petrov V. Laser damage of the nonlinear crystals $CdSiP_2$ and $ZnGeP_2$ studied with nanosecond pulses at 1064 and 2090 nm. // Optical Engineering – 2014. V. 53, №12. P. 122511.

408. *Petrov V., Marchev G., Tyazhev A., Starikova M., Esteban-Martin A., Panyutin V., Badikov V., Shevyrdyaeva G., Badikov D., Reza M., Sheina S., Fintisova A.* Optical damage limits in chalcogenide nonlinear crystals used in 1064 nm pumped nanosecond optical parametric oscillators. // SPIE Proc., Vol. 8786 (Pacific Rim Laser Damage 2013: Optical Materials for High Power Lasers, edited by Jianda Shao, Takahisa Jitsuno, Wolfgang Rudolph), paper 878603.

409. *Eckardt R.C., Nabors C.D., Kozlovsky W.J., Byer R.L.* Optical parametric oscillator frequency tuning and control. // J. Opt. Soc. Am. B – 1991. V. 8, №3. P. 646-667.

410. *Fix A., Wallenstein R.* Spectral properties of pulsed nanosecond optical parametric oscillators: experimental investigation and numerical analysis. // J. Opt. Soc. Am. B – 1996. V. 13, №11. P. 2484-2497.

411. *Kato K., Takaoka E., Umemura N.* New Sellmeier and thermo-optic dispersion formulas for $ZnGeP_2$. // Technical Digest of Conference on Lasers and Electrooptics CLEO/QELS 2003, (OSA,Washington DC, 2003), paper CTuM17.

412. *Roberts D.A.* Simplified characterization of uniaxial and biaxial nonlinear optical crystals: a plea for standardization of nomenclature and conventions. // IEEE Journal of Quantum Electronics – 1992. V. 28, №10. P. 2057-2074.

413. *Kato K.* Second-harmonic and sum-frequency generation in $ZnGeP_2$. // Appl. Opt. – 1997. V. 36, № 12. P. 2506-2510.

414. *Mason P.D., Jackson D.J., Gorton E.K.* CO_2 laser frequency doubling in $ZnGeP_2$. // Optics communications – 1994. V. 110, №1. P. 163-166.

415. *Beasley J.D.* Thermal conductivities of some novel nonlinear optical materials. // Appl. Optics – 1994. V. 33, №6. P. 1000–1003.

416. *Tucker J.E., Marquardt C.L., Bowman S.R., Feldman B.J.* Transient thermal lens in a $ZnGeP_2$ crystal. // Appl. Opt – 1995. V. 34, №15. P. 2678–2682.

417. *Nikogosyan D.N.* Nonlinear optical crystals: a complete survey. (Springer Science & Business Media, 2006).

418. *Fleck J.A., Feit M.D.* Beam propagation in uniaxial anisotropic media. // JOSA – 1983. V. 73, №7. P. 920-926.

419. *Smith A.V., Alford W.J., Raymond T.D., Bowers M.S.* Comparison of a numerical model with measured performance of a seeded, nanosecond KTP optical parametric oscillator. // *JOSA B* – 1995. V. 12, № 11. P. 2253-2267.

420. *Шен И.Р.* Принципы нелинейной оптики (пер. с англ. под ред. Ахманова С.А., М.: Наука, 1989).

421. *Schunemann P.G., Schepler K.L., Budni P.A.* Nonlinear Frequency Conversion Performance of $AgGaSe_2$, $ZnGeP_2$, and $CdGeAs_2$. // MRS Bulletin – 1998. V. 23. P. 45-48.

422. *Theisen-Kunde D., Tedsen S., Danicke V., Keller R., Brinkmann R.* Laser-scalpel for kidney resection based on 1.94 μm fibre laser system. In: Buzug T.M., Holz D., Bongartz J., Kohl-Bareis M., Hartmann U., Weber S., editors. Advances in Medical Engineering. Springer Proceedings in Physics 114. Berlin, Heidelberg and New York: Springer; 2007. P. 431–4.

423. *Jean B., Bende T.* Mid-IR Laser Applications in Medicine. // Solid-State Mid-Infrared Laser Sources, I.T. Sorokina, K.L. Vodopyanov (Eds.) (Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2003), Topics Appl. Phys. – 2003. V. 89. P. 511–546.

424. *Blackmon R.L., Irby P.B., Fried N.M.* Comparison of holmium: YAG and thulium fiber laser lithotripsy: ablation thresholds, ablation rates, and retropulsion effects. // Journal of Biomedical Optics – 2011. V. 16, №7. P. 071403.

425. *Гапонцев В.П., Минаев В.П., Савин В.И., Самарцев И.Э.* Медицинские аппараты на основе мощных полупроводниковых и волоконных лазеров. // Квантовая электроника – 2002. Т. 32, №11. С. 103-106.

426. ***Antipov O.L.**, Zakharov N.G., Fedorov M., Shakhova N.M., Prodanets N.N., Snopova L.B., Sharkova V.V., Sroka R.* Cutting effects induced by 2 mkm laser radiation of cw Tm:YLF and cw and Q-switched Ho:YAG lasers on *ex-vivo* tissue. // Medical Laser Applications – 2011. V. 26. P. 67–75.

427. *Еранов И.Д.,* ***Антипов О.Л.*** Исследование лабораторного образца лазера на основе керамики Tm^{3+}:Lu_2O_3 для хирургии. // Тезисы докладов ежегодной конференции по радифизике (ННГУ, Нижний Новгород, май 2014 г.). С. 185-187.

428. *Стрельцова О.С., Почтин Д.П., Еранов И.Д., Косицын Р.И., Бредихин В.И.,* ***Антипов О.Л.****, Каменский В.А., Гребёнкин Е.В.* Профилактика инфекционно-воспалительных осложнений лазерной литотрипсии. // Материалы XVII конгресса Российского общества урологов (8-10 ноября 2017 г., Москва). С. 183.