

На правах рукописи

Каблуков Сергей Иванович

**Нелинейное преобразование спектра генерации
перестраиваемых волоконных лазеров**

01.04.05 «Оптика»

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Новосибирск — 2014

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук (ИАиЭ СО РАН)

Научный консультант: член-корреспондент РАН,
доктор физико-математических наук,
Бабин Сергей Алексеевич

Официальные оппоненты: Колкер Дмитрий Борисович
доктор физико-математических наук,
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Новосибирский государственный технический университет,
профессор

Курков Андрей Семёнович
доктор физико-математических наук,
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук,
ведущий научный сотрудник

Скворцов Михаил Николаевич
доктор физико-математических наук,
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук,
руководитель группы

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Научный центр волоконной оптики Российской академии наук

Защита состоится «17» октября 2014 г. в 10⁰⁰ часов на заседании диссертационного совета Д 003.005.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте автоматики и электрометрии СО РАН по адресу: 630090, Новосибирск, проспект Академика Коптюга, 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте ИАиЭ СО РАН. Автореферат разослан «___» _____ 2014 г.

Ученый секретарь диссертационного совета

д.ф.-м.н.

Ильичёв Л.В.

Общая характеристика работы

Актуальность

Методы нелинейного преобразования частоты излучения получили бурное развитие с началом лазерной эпохи. Волоконные лазеры были предложены вскоре после создания первого (рубинового) лазера [1], но получение высокого уровня мощности и эффективности стало возможным только с появлением активных световодов с двойной оболочкой с накачкой мощными многомодовыми лазерными диодами [2]. Относительно быстро уровень мощности одночастотных источников с высоким качеством выходного излучения ($M^2 \leq 1,1$) и узким спектром (< 1 МГц) превысил 100 Вт в ближней инфракрасной (ИК) области при использовании волоконных усилителей [3]. Методы нелинейной оптики позволяют относительно просто преобразовать частоту таких мощных источников в видимый диапазон спектра с использованием современных высококачественных нелинейных кристаллов для генерации гармоник. Однако для многих практических применений, таких как проточная цитометрия или спектроскопия комбинационного рассеяния, уровень мощности в сто милливатт оказывается достаточным, но при этом возникает потребность в перестройке частоты генерации. Одним из наиболее эффективных способов решения этой задачи является нелинейное преобразование частоты непрерывных волоконных лазеров средней мощности (см., например, [4]) с потенциально большим диапазоном перестройки.

Два известных подхода к генерации второй гармоники (ГВГ) излучения волоконных лазеров с использованием высокоэффективных кристаллов с регулярной доменной структурой (РДС-кристаллов) вне резонатора и обычных кристаллов во внешнем резонаторе [5] имеют свои недостатки. Оба метода обеспечивают относительно малую область перестройки (единицы нанометров) из-за особенностей нелинейных кристаллов или конструкции одночастотных лазеров. Простым решением, позволяющим расширить диапазон перестройки, является использование линеек РДС-структур в одном кристалле (см., например, [6]). Доступность изготовления РДС-структур с изменяющимся периодом на момент начала диссертационной работы была ограничена. Кроме того, оба перечисленных метода требуют линейной поляризации излучения, в то время как наибольшее распространение получили многочастотные волоконные источники со случайной поляризацией. Недостатком метода

ГВГ во внешнем резонаторе является необходимость использования одночастотного поляризованного излучения и относительно сложной электроники и высококачественной оптики для эффективной работы внешнего резонатора, тогда как обычно ширина спектра генерации волоконных лазеров, состоящего из многих продольных мод, изменяется от долей до единиц нанометров. Наиболее эффективным волоконным источником является иттербиевый волоконный лазер (ИВЛ) с оптической накачкой в оболочку. Ещё в 1990 г. была продемонстрирована возможность перестройки ИВЛ в диапазоне 1010–1162 нм [7], но дальнейшее расширение рабочего диапазона, которое и в настоящее время представляют собой актуальную научную задачу, потребовало развития методов нелинейного преобразования.

Преобразование в длинноволновую область возможно за счёт процесса вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в пассивном световоде (см., например, [4]), а в коротковолновую область – как за счёт генерации гармоник в нелинейных кристаллах, так и параметрического преобразования в процессе четырёхволнового смешения (ЧВС) непосредственно в волоконном световоде. Как и в случае нелинейных кристаллов волоконные оптические параметрические генераторы (ВОПГ) позволяют получать перестраиваемое излучение (см., например, [8]). Для параметрического преобразования излучения зачастую используется вырожденный по частоте накачки ω_p процесс ЧВС, при котором два фотона накачки за счет нелинейности $\chi^{(3)}$ генерируют два новых фотона. Частота одного из них $\omega_p - \Omega$ (стоксова волна) меньше, а второго $\omega_p + \Omega$ (антистоксова волна) больше частоты накачки, здесь Ω – частотная параметрическая отстройка. Непрерывные ВОПГ разрабатывались в области малых оптических потерь волоконных световодов (1,5 мкм). Достигнутые параметрические отстройки (~ 15 ТГц) [9] сравнимы со стоксовым сдвигом в ВКР-лазерах (13 ТГц). Параметрическое преобразование в коротковолновую область (менее 1 мкм) в непрерывном режиме осуществлялось только во внрезонаторной схеме.

Для применения нелинейных методов преобразования зачастую требуется малая ширина спектра излучения лазера. На момент публикации обзора [4] мощностные характеристики многочастотных иттербиевого и ВКР волоконных лазеров были исследованы относительно хорошо, а описание их спектра генерации представляло нерешённую задачу. Таким образом, для эффективного преобразования частоты волоконных лазерных источников потребо-

валось описать форму спектра и разработать методы управления шириной спектра генерации.

Цель работы

Основная цель настоящей диссертационной работы — расширение рабочего диапазона перестраиваемых волоконных лазерных источников, в первую очередь, иттербиевого волоконного лазера, за счёт использования нелинейных оптических явлений и экспериментальное исследование этих процессов с целью повышения эффективности нелинейного преобразования излучения волоконных лазерных источников.

Задачи работы

1. Описание формы линии генерации иттербиевого волоконного лазера (ИВЛ) и определение факторов, влияющих на её ширину.
2. Создание простых и надёжных схем перестройки частоты иттербиевых лазеров в полностью волоконном исполнении.
3. Расширение спектрального диапазона генерации перестраиваемого ИВЛ за счёт процесса ВКР и сравнение полученного спектра генерации волоконного ВКР-лазера с ИВЛ.
4. Исследование возможности преобразования излучения непрерывных перестраиваемых волоконных лазеров в видимый диапазон путём удвоения частоты в нелинейных кристаллах и полингованных волоконных световодах.
5. Исследование влияния количества продольных мод и ширины спектра генерации на эффективность удвоения частоты волоконных лазеров.
6. Создание непрерывных волоконных лазеров с большим диапазоном перестройки в области < 1 мкм за счёт параметрического преобразования в волоконном световоде.

Научная новизна

Проведённые экспериментальные исследования спектра генерации непрерывного узкополосного ИВЛ впервые показали, что его форма описывается функцией гиперболического секанса. Определены факторы, влияющие на спектральную ширину. Впервые показано, что до перехода в непрерывный режим при малой мощности наблюдаются самоподдерживающиеся пульсации с самосканированием узкополосной линии генерации вблизи максимума отражения формирующих резонатор зеркал. Самосканирование возникает в результате неоднородного по длине насыщения усиления (выжигания пространственных дыр (ВПД) инверсии) в активной среде лазера с линейным резонатором. Показано, что при увеличении мощности в непрерывном режиме основным эффектом, определяющим ширину спектра генерации, является эффект фазовой самомодуляции. Впервые получена перестраиваемая в диапазоне до 50 нм ВКР-генерация в фосфосиликатном световоде в полностью волоконной конфигурации. Проведено сравнение спектров генерации ВКР и иттербиевого лазеров.

Впервые осуществлена внутрирезонаторная ГВГ волоконного ИВЛ. Продемонстрирована перестраиваемая генерация в области 530-550 нм. Продемонстрировано наличие статистического увеличения эффективности ГВГ многочастотных волоконных ВКР и иттербиевого лазеров. Статистический выигрыш при удвоении частоты ИВЛ отличается от двукратного, что говорит о наличии фазировки при генерации продольных мод в лазере, связанной с однородным насыщением линии усиления. Впервые реализован полностью волоконный непрерывный оптический параметрический генератор на эффекте ЧВС с отстройками частоты от линии накачки до 38 ТГц.

Практическая значимость

Практическая ценность полученных результатов определяется в первую очередь тем, что в диссертации установлен механизм уширения спектра генерации волоконных лазеров, что позволяет управлять им, и созданы простые схемы волоконных источников и ВКР-лазеров с преобразованием частоты. Эффект самосканирования частоты в ИВЛ использовался для регистрации узкого резонанса шириной ~ 14 МГц в спектре отражения волоконной брэгговской решётки (ВБР) с фазовым сдвигом [10]. Полученные теоретические

и экспериментальные результаты позволили создать перестраиваемые источники в области менее 1 мкм. В частности, продемонстрированы эффективные перестраиваемые источники видимого диапазона, излучение которых может быть использовано в системах проточной цитометрии [11] и конфокальной микроскопии, а также для спектроскопии комбинационного рассеяния и классической лазерной спектроскопии.

Защищаемые положения

1. Спектр генерации иттербиевого волоконного лазера (ИВЛ) с волоконными брэгговскими решётками (ВБР) имеет форму гиперболического секанса. Ширина линии пропорциональна ширине спектра отражения ВБР, длине резонатора, нелинейности световода и мощности генерации лазера. Эффекты выжигания пространственных дыр инверсии при малых мощностях ИВЛ (< 1 Вт) приводят к самосканированию частоты в пределах спектра отражения ВБР, сопровождающемуся незатухающими релаксационными колебаниями интенсивности.
2. Применение перестраиваемых ВБР в качестве зеркал резонатора позволяет создавать полностью волоконные иттербиевые и ВКР-лазеры с областью непрерывной перестройки в десятки нанометров при практически постоянном уровне выходной мощности.
3. Линии генерации ИВЛ и волоконных ВКР-лазеров близки по форме, но имеют разную ширину. Значительно большая величина дисперсии в ВКР-лазере приводит к нелинейному характеру уширения спектра с ростом мощности генерации.
4. Удвоение частоты генерации перестраиваемых ИВЛ в кристаллах КТР позволяет создавать эффективные источники видимого излучения в области 510-560 нм с плавной перестройкой длины волны генерации более 20 нм для одного кристалла.
5. Статистический выигрыш при удвоении частоты генерации многочастотного волоконного лазера с линейной поляризацией излучения по сравнению с одночастотным близок к двукратному. Небольшие отличия связаны с отклонением статистики многомодового излучения от

гауссовой.

6. Использование двулучепреломляющих световодов с длиной волны нулевой дисперсии в области работы мощных ИВЛ позволяет создавать эффективные непрерывные параметрические генераторы, излучающие в спектральной области менее 1 мкм с диапазоном плавной перестройки около 100 нм.

Апробация работы

Результаты работы были доложены на 27 конференциях: European Conference on Optical Communications ECOC 2006 и 2008 (Cannes, 2006; Brussels, 2008); Optical Amplifiers and Their Applications Topical Meeting OAA 2006 (Whistler, 2006); Int. Conf. "Laser Optics" 12, 13 и 15 (С.-Петербург, 2006; С.-Петербург, 2008; С.-Петербург, 2012); Advanced Solid State Photonics 2007 (Vancouver, 2007); Optical Fiber Communication Conference 2007 и 2008 (Anaheim, 2007; San Diego, 2008); CLEO/Europe–IQEC 2007 и 2013 (Munich, 2007; Munich, 2013); ICONO/LAT 2007, 2010 и 2013 (Минск, 2007; Казань, 2010; Москва, 2013); 13th Int. Conf. on Methods of Aerophysical Research, ICMAR XIII (Новосибирск, 2007); Int. Symposium Modern Problems of Laser Physics 5 и 6 (Новосибирск, 2008; Новосибирск, 2013); International Laser Physics Workshop LPHYS 19 и 20 (Foz do Iguaçu, Brazil. 2010; Sarajevo, 2011); SPIE Photonics West 2012 (San Francisco, 2012); SPIE Photonics Europe (Brussels, 2012); 1-3 и 5-й Российский семинар по волоконным лазерам (Новосибирск, 2007; Саратов, 2008, Уфа, 2010, Новосибирск, 2012); 3-я Всероссийская конференция по волоконной оптике (Пермь, 2011); Winter College on Optics: Trends in Laser Development and Multidisciplinary Applications to Science and Industry (Триест, 2013).

Личный вклад автора

Диссертационная работа проводилась в лаборатории волоконной оптики ИАиЭ СО РАН совместно с сотрудниками лаборатории. Работы по сверхдлинному ВКР-лазеру проводились в университете Астон (Великобритания). Все указанные в диссертации результаты получены автором лично либо под

его научным руководством, а вклад в планирование и проведение экспериментов был определяющим.

Публикации

Основные результаты работы по тематике диссертации опубликованы в 21 статье в рецензируемых журналах, определенных Высшей аттестационной комиссией [A1–A21], и 15 статьях в сборниках трудов международных конференций [A22–A36]. Приоритетная работа по перестройке и внутрирезонаторному удвоению частоты волоконного иттербиевого лазера [A5] процитирована в обзорах [11, 12].

Структура и объем диссертации

Работа состоит из введения, пяти глав, заключения, списка цитируемой литературы, а также списка обозначений и сокращений. Диссертация изложена на 263 страницах текста, содержит 100 рисунков и 2 таблицы. Список литературы содержит 297 наименований.

Основное содержание работы

Во введении описана область науки, в которой проводились исследования, приведен обзор публикаций, подтверждающий актуальность работы, и сформулированы цели и задачи работы. В конце приведено краткое содержание диссертации и сформулированы защищаемые положения.

Первая глава посвящена описанию физики и техники волоконных лазеров. Она имеет в основном методическое значение. В параграфе 1.1 дано общее описание типов резонаторов, видов зеркал и методов заведения излучения оптической накачки в световод. В параграфе 1.2 обсуждается насыщение усиления и расчёт мощности генерации двух типов волоконных лазеров, работающих за счёт ионов иттербия и процесса ВКР в активных и пассивных световодах соответственно. Насыщение усиления в иттербиевых световодах имеет относительно большую однородную ширину [13] в сравнении с характерной шириной спектра генерации (≤ 1 нм). Для описания насыщения ВКР-усиления приведены результаты собственных измерений методом коге-

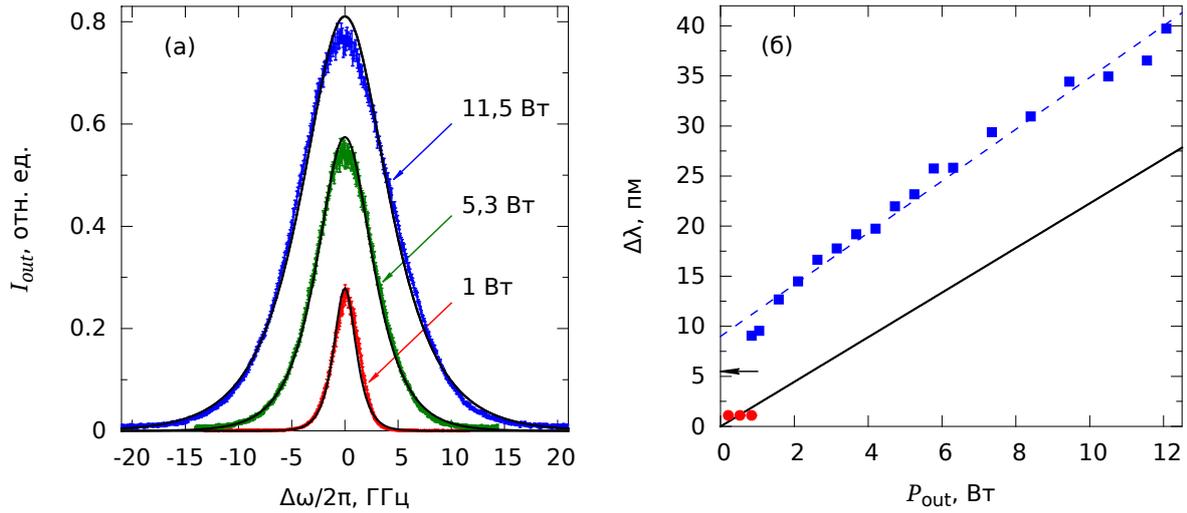


Рис. 1. Выходной спектр для нескольких значений мощности ИВЛ (а) и зависимость ширины спектра от мощности генерации (б). Кружки соответствуют ширине пика генерации в режиме с самосканированием частоты, квадратики – режиму стационарной генерации. Сплошная линия соответствует теоретической зависимости (1) для полной ширины на полувысоте ($2\text{arcsch}(2)\Delta_g$), штриховая линия – аппроксимации экспериментальных точек линейной функцией.

рентной активной спектроскопии комбинационного рассеяния. Показано, что в фосфосиликатном световоде [14] насыщение усиления компоненты со стоксовым сдвигом около 40 ТГц происходит однородно по спектру, а основным механизмом насыщения является истощение накачки. В параграфе 1.3 описывается процедура записи ВБР в пассивных световодах и приводятся характерные параметры решёток, использованных в качестве зеркал волоконных лазеров.

Вторая глава посвящена вопросам описания формы и ширины спектра генерации, а также способам перестройки частоты в иттербиевых волоконных лазерах. Для эффективного нелинейного преобразования требуется излучение с относительно малой шириной спектра, поэтому в первом параграфе данной главы рассказывается об экспериментальном исследовании формы спектра генерации многомодового лазера мощностью до 12 Вт (см. рис. 1) и механизмах его уширения с ростом мощности. Малость ширины спектра (< 40 пм согласно рис. 1 б) и относительно небольшая длина резонатора ИВЛ (~ 10 м) позволили построить аналитическую модель уширения спектра на

основе эффекта фазовой самомодуляции (ФСМ) в пренебрежении дисперсией групповых скоростей разных мод. Теоретически и экспериментально продемонстрировано, что форму линии генерации описывает функция гиперболического секанса $I_{out}(\Delta\omega) \propto 1/\text{ch}(\Delta\omega/\Delta_g)$, а ширина спектра Δ_g линейно растёт с выходной мощностью P_{out}

$$\Delta_g = (4/\pi)(\Delta_{FBG}\gamma L/\ln(1/R_0))P_{out}, \quad (1)$$

где Δ_{FBG} и R_0 — полуширина спектра по уровню $1/e$ и коэффициент отражения в максимуме выходной ВБР соответственно, γ — коэффициент нелинейности световода, L — длина резонатора. При этом показано, что выжигание дыр инверсии стоячей волной в линейном резонаторе приводит к дополнительному уширению спектра: $\Delta_{SHB} \approx (\Delta_{FBG}^2 H \ln(1/R_0))^{1/3}$, где H — межмодовое расстояние в линейном резонаторе. Значение для полной ширины $2\Delta_{SHB}$ показано стрелкой на графике рис. 1 б при нулевом уровне выходной мощности. Наблюдаемая в эксперименте ширина является результатом совместного влияния эффектов пространственного выжигания дыр инверсии и фазовой самомодуляции. При больших мощностях вклад ФСМ становится основным.

При мощностях менее 1 Вт наблюдается режим самоподдерживающихся импульсов с самосканированием узкой линии генерации, который более подробно рассмотрен во втором параграфе главы. При переходе в непрерывный режим спектр уширяется скачкообразно. Диапазон периодического самосканирования частоты зависит от ширины спектра потерь в резонаторе и может достигать 16 нм при использовании широкополосных зеркал. Дано качественное объяснение эффекта с учётом формирования стоячей волной продольной периодической модуляции инверсии населённости, проявляющейся в модуляции усиления и показателя преломления согласно соотношениям Крамерса-Кронига [15]. Вопросы перестройки частоты с применением волоконных зеркал обсуждаются в параграфе 2.3. Здесь описано два конструктивных подхода для сжатия ВБР, которые успешно применены для создания перестраиваемых лазеров в полностью волоконном исполнении с выходной мощностью на уровне нескольких Ватт как в стандартном диапазоне генерации ИВЛ вблизи 1090 нм, так и в коротковолновом — вблизи 1030 нм.

Третья глава посвящена вопросам удвоения частоты перестраиваемых ИВЛ. Параграф 3.1 имеет методическое значение. В нём описаны основные

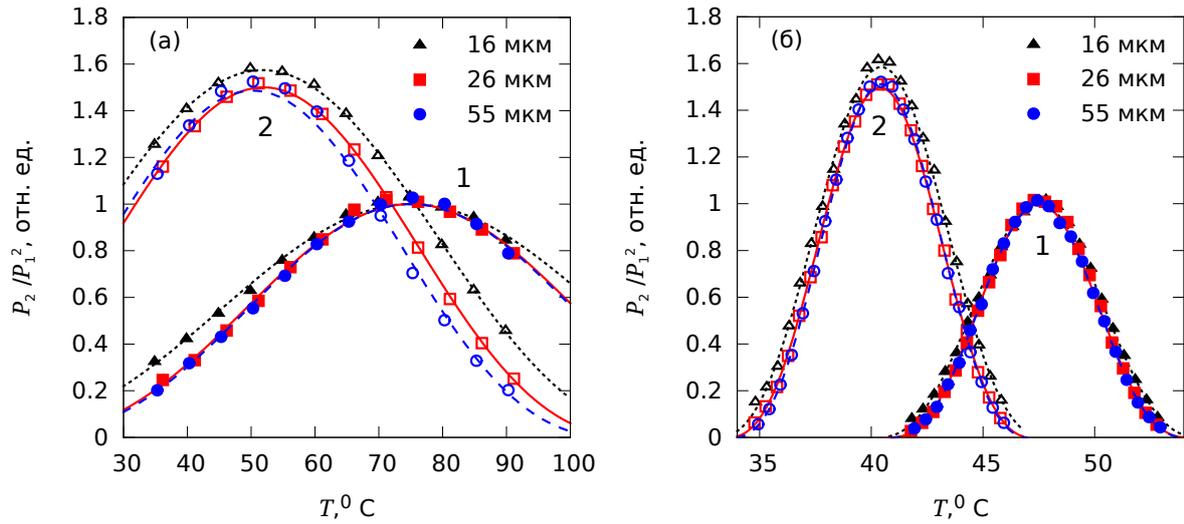


Рис. 2. Нормированные зависимости коэффициента эффективной нелинейности ГВГ от температуры для кристаллов КТР длиной 5 мм (а) и MgO:ppLN длиной 4,7 мм (б) в случае одночастотного (1) и многочастотного (2) режимов. Радиус пучка в перетяжке указан в легенде.

уравнения непрерывной ГВГ сфокусированных гауссовых пучков, приведены условия и методы получения синхронизма, рассмотрено влияние сноса энергии в нелинейных кристаллах. Кроме того, обсуждается генерация гармоник в волноводах и модификация уравнений при выполнении условия квазисинхронизма.

Второй параграф главы посвящен экспериментальному исследованию увеличения эффективности ГВГ за счёт статистических флуктуаций интенсивности многочастотного иттербиевого лазера с линейной поляризацией излучения и шириной спектра генерации много меньшей ширины синхронизма. Работа проводилась на примере кристаллов титанил-фосфата калия (KTiOPO_4 или КТР) со вторым типом синхронизма и РДС-кристалла ниобата лития (LiNbO_3), легированного оксидом магния (MgO), MgO:ppLN, с квазисинхронизмом. Постановка эксперимента с применением общего выходного световода обеспечивала идентичность фокусировки и места прохождения через кристаллы для излучения одночастотного и многочастотного лазеров. В ходе измерений положение и наклон кристаллов оптимизировались для получения максимума мощности второй гармоники одночастотного излучения при температуре 75° и $47,5^\circ\text{C}$ для кристаллов КТР и MgO:ppLN соответственно. Далее регистрировалась зависимость полного коэффициента эффектив-

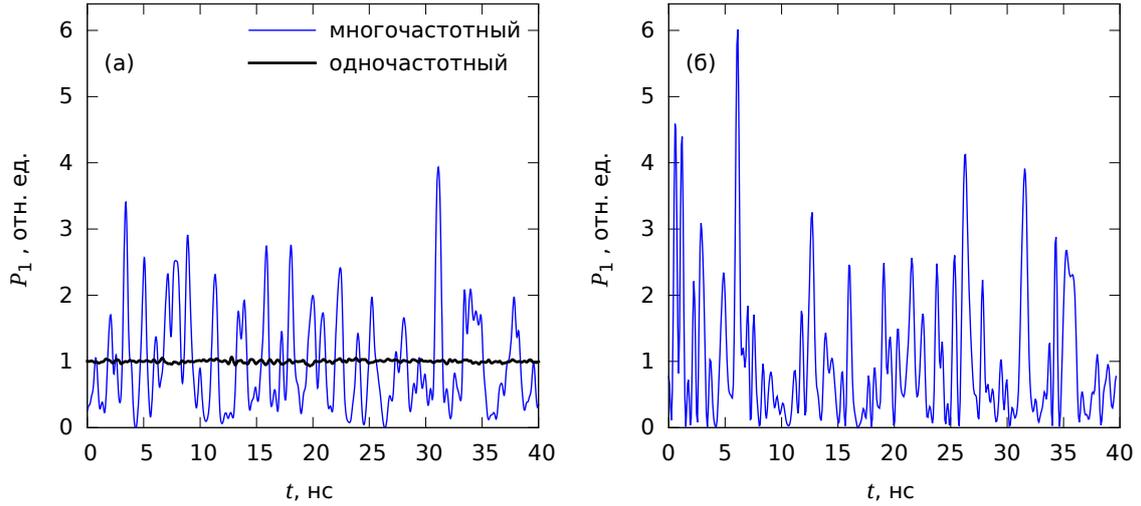


Рис. 3. Временные зависимости интенсивности для одночастотного и многочастотного лазеров, нормированные на среднее значение: эксперимент (а), расчет для многочастотного излучения с гауссовой статистикой мод и формой спектра в виде гиперболического секанса (б).

ной нелинейности удвоения частоты $\gamma_2 = P_2/P_1^2$ от температуры кристалла T для одночастотного и многочастотного излучений.¹ Обе зависимости аппроксимировались функцией $f(T) = A_t \cdot \text{sinc}^2(0,443\pi(T - T_0)/\Delta T)$ с тремя независимыми параметрами (A_t , T_0 , ΔT) и нормировались на значение эффективной нелинейности γ_2 одночастотного излучения в максимуме. Результаты измерений представлены на рисунках 2 а и б для кристаллов КТР и MgO:ppLN соответственно. Пустые и заполненные символы показывают измеренные значения для многочастотного и одночастотного режимов соответственно. Различие положений максимумов эффективной нелинейности связано с различием на 0,5 нм длин волн многочастотного и одночастотного источников излучения. Из рисунков видно, что величина статистического выигрыша для многочастотного излучения слабо зависит от фокусировки и типа синхронизма и лежит в диапазоне от 1,5 до 1,65. Указанная величина хорошо согласуется с временной динамикой флуктуаций мощности многочастотного лазера. Ширина спектра генерации не превышала 2 ГГц, поэтому осцилляции интенсивности (см. рис. 3 а) можно напрямую регистрировать с помощью современных осциллографов и фотодетекторов с шириной полосы пропускания $\geq 2,5$ ГГц. Для сравнения с экспериментом производился расчёт

¹Здесь $P_{1,2}$ — мощность излучения основной и второй гармоники соответственно.

временной динамики с использованием известной модели лазера с несинхронизованными модами (см., например, [16]), в которой фазы мод статистически независимы и равномерно распределены на интервале $(-\pi, \pi)$. Форма спектра генерации выбиралась в виде гиперболического секанса согласно модели уширения спектра иттербиевого лазера за счёт ФСМ в пренебрежении дисперсией. Вычисления проводились для 101 моды с межмодовым расстоянием 25,2 МГц и с полной шириной спектра на полувысоте 2 ГГц. Зависимость мощности от времени $P_1(t)$ имеет периодический характер с периодом 40 нс со случайным наполнением внутри периода (рис. 3 б). Если мощность ГВГ пропорциональна квадрату мощности первой гармоники, статистический выигрыш в квазистатическом режиме, когда ширина спектра лазера значительно меньше ширины синхронизма кристалла, равен отношению среднего от квадрата мощности к квадрату средней мощности на фундаментальной частоте $\langle P_1(t)^2 \rangle / \langle P_1(t) \rangle^2$ (см., например, [16]). Было проверено, что получаемое расчетное увеличение эффективности изменяется от реализации к реализации случайного выбора фаз мод, но близко к двукратному - $2 \pm 0,15$. Аналогичное усреднение непосредственно измеренной временной зависимости мощности иттербиевого лазера по времени обхода резонатора (≈ 40 нс) даёт величину 1,5, что близко к наблюдаемому в экспериментах увеличению эффективности ГВГ. Таким образом, измеренная величина статистического выигрыша незначительно отличается от коэффициента 2, характерного для случая независимых фаз многочастотного излучения с гауссовой статистикой. Отличие может быть связано с частичной фазировкой мод из-за однородности насыщения усиления в ИВЛ.

Параграф 3.3 посвящен вопросам удвоения частоты перестраиваемых ИВЛ в кристаллах КТР различных конфигураций. Сначала описывается расчёт синхронизма и выбор геометрии кристалла для компенсации сноса энергии при наклонном падении излучения на поверхность кристалла. Известно, что компенсация сноса позволяет увеличить эффективность генерации гармоники (см., например, [17]). Нами теоретически и экспериментально исследовался вопрос использования таких кристаллов при перестройке синхронизма за счёт изменения угла падения. Диапазон температурной перестройки заметно ограничен. Например, в работе [18] сообщается об изменении длины волны синхронизма на 3 нм с ростом температуры кристалла на 100⁰С. Эксперименты проводились при фиксированной температуре 60⁰С для трёх главных

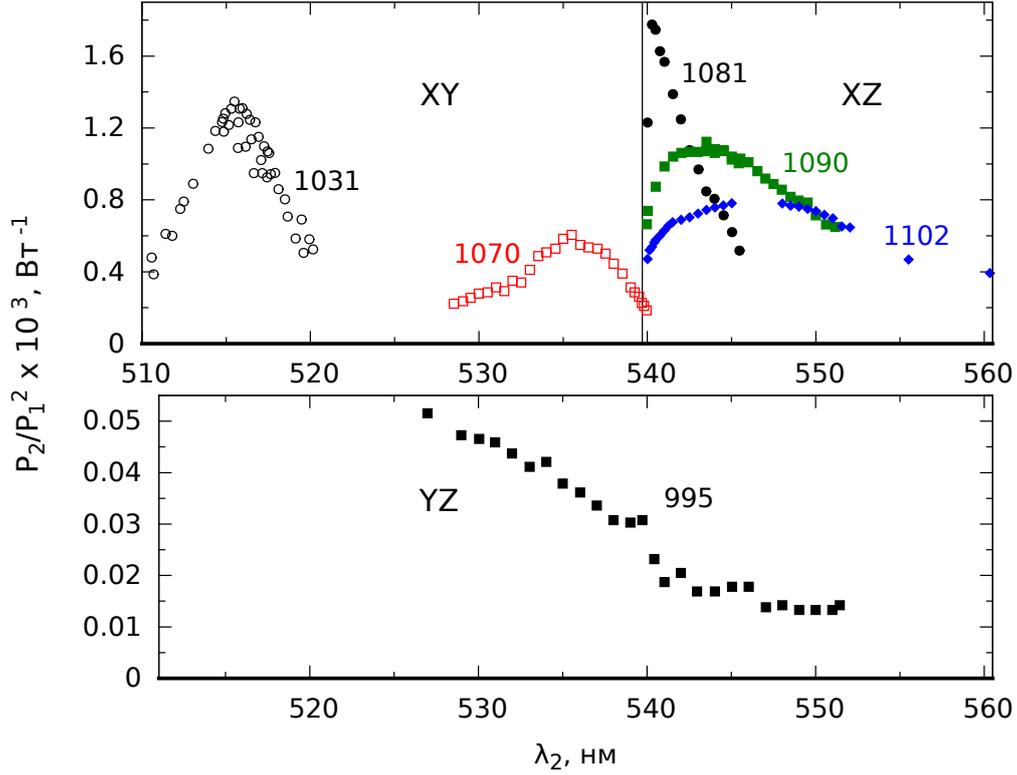


Рис. 4. Зависимость полного коэффициента квадратичной нелинейности $\gamma_2 = P_2/P_1^2$ от длины волны второй гармоники λ_2 для трёх главных плоскостей кристалла КТР. Числа около кривых соответствуют длинам волн, для которых компенсируется снос излучения необыкновенной волны основной гармоники.

плоскостей кристаллов КТР в диапазоне от 1020 до 1120 нм. Измеренные зависимости полных коэффициентов квадратичной нелинейности $\gamma_2 = P_2/P_1^2$ от длины волны представлены на рис. 4 для разных конфигураций кристаллов. При этом геометрическая длина кристалла вдоль оптического пути l_c составляла 10 мм для кристаллов с синхронизмом в плоскости XZ, 8 мм для кристалла с синхронизмом в плоскости YZ, 8 и 18 мм для кристаллов с синхронизмом в плоскости XY, оптимизированных для $\lambda_1 = 1070$ нм и 1030 нм соответственно. Следует отметить, что фокусировка в предпоследнем случае (кривая 1070) не была оптимизирована. При оптимальной фокусировке значения для этой кривой увеличатся в 2 раза до уровня, близкого к кривой 1090 (кристалл с синхронизмом в плоскости XZ, оптимизированный для $\lambda_1 = 1090$ нм). Для плоскости YZ полной компенсации достичь не удаётся, поэтому использовался кристалл с компенсацией сноса для длины волны

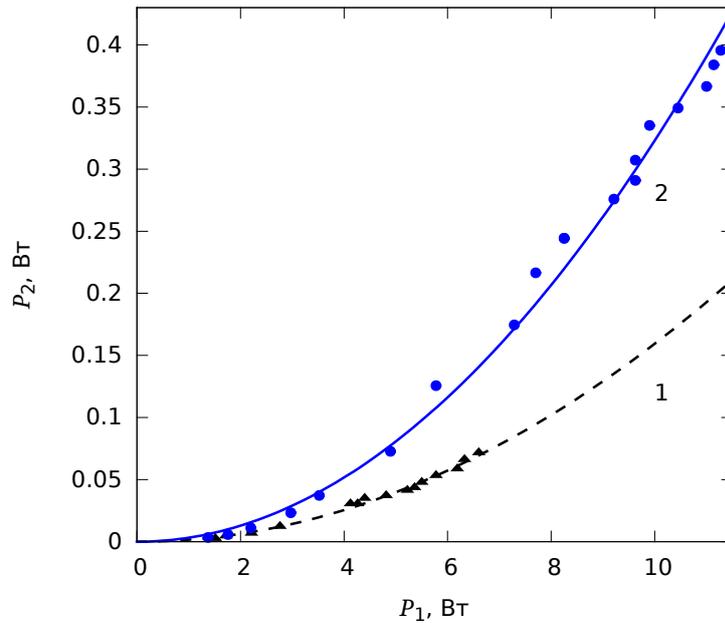


Рис. 5. Зависимость мощности второй гармоники от мощности основного излучения при ГВГ с длиной волны 515 нм во внerezонаторной (1) и внутриврезонаторной (2) схемах (точки – экспериментальные данные, линии – квадратичная аппроксимация).

995 нм, обеспечивающий трёхкратное уменьшение разбегания пучков основной гармоники на длине волны 1070 нм. Приближение к длине волны компенсации сноса обеспечивает монотонный рост коэффициента квадратичной нелинейности γ_2 для этого кристалла в коротковолновой области. Из рисунка видно, что для плоскости XY методика компенсации позволяет получить высокую эффективность при перестройке излучения на 10 нм. Для плоскости XZ удалось продемонстрировать относительно высокий полный коэффициент эффективной нелинейности $P_2/P_1^2 \sim 8 \times 10^{-4} \text{ Вт}^{-1}$ при генерации второй гармоники с плавной перестройкой в диапазоне 540–560 нм при использовании только одного кристалла.

Далее изложены результаты по внутриврезонаторному удвоению частоты ИВЛ в кристалле КТР. Получено увеличение мощности второй гармоники от 4 до 8 раз (в зависимости от диапазона генерации) по сравнению с внerezонаторной схемой удвоения частоты. На рис. 5 представлен пример сравнения внerezонаторной и внутриврезонаторной схем ГВГ с длиной волны 515 нм. Мощность многомодовой диодной накачки в экспериментах достигала 19 Вт. Из рис. 5 видно, что при той же максимальной мощности диодной накач-

ки в схеме с внутриврезонаторным удвоением частоты мощность основной гармоники P_1 увеличилась в 2 раза по сравнению с внерезонаторной схемой. Благодаря квадратичной зависимости мощности второй гармоники P_2 от мощности основного излучения P_1 получено четырёхкратное увеличение. Дополнительное двукратное увеличение получено за счёт двухпроходной схемы генерации, используемой при внутриврезонаторной ГВГ. В экспериментах показано, что уширение спектра приводит к росту потерь основного излучения на брэгговской решётке, используемой для перестройки длины волны лазера, и ограничивает увеличение мощности внутри резонатора.

Стоит отметить, что острая фокусировка может привести к деградации кристалла КТР. В работе [18] использовались кристаллы длиной до 30 мм с некритическим синхронизмом в области 1080 нм и импульсная накачка со средней мощностью до 27 Вт. Обнаружено, что при ваттных уровнях средней мощности ГВГ происходит разрушение кристалла. Порог деградации кристалла растёт при увеличении диаметра пучка и сокращении длины кристалла. Авторы цитируемой работы [18] отмечали относительно большое линейное поглощение второй гармоники (в два раза большее, чем в работе [19]), ведущее в формированию тепловой линзы, в использованных кристаллах. Проведённые нами исследования показывают, что при длине кристалла 10 мм и радиусе пучка в перетяжке 30 мкм лазеры с внутриврезонаторным удвоением в кристалле КТР могут работать на уровне выходной мощности сотен милливатт без деградации качества выходного пучка ($M^2 \leq 1,1$) на протяжении тысяч часов.

При внутриврезонаторном удвоении использовалась двухпроходная схема, в которой излучение основной и второй гармоник идёт через оптические элементы, расположенные за нелинейным кристаллом. Наличие дисперсии в этих элементах приводит к возникновению разности фаз у волн второй гармоники, генерируемых на первом и втором проходе. При перестройке длины волны эта разность фаз изменялась, приводя к значительной дополнительной модуляции перестроечной кривой при внутриврезонаторном удвоении по сравнению с внерезонаторным случаем. Экспериментально показано, что добавление компенсирующего дисперсию элемента устраняет эту модуляцию.

Отметим, что после публикации наших работ [А5, А8] был разработан новый метод эффективного внутриврезонаторного удвоения частоты волоконных лазеров [20]. В этом методе в резонатор лазера вставлен дополнительный

четырёхзеркальный резонатор с помещённым в него нелинейным кристаллом. Выходящее из световода излучение проходит через этот резонатор в прямом направлении, а после отражения от плотного зеркала и в обратном направлении, после чего вновь попадает в световод лазера. Организованная таким образом обратная связь позволяет волоконному лазеру генерировать только на собственных модах четырёхзеркального резонатора, благодаря чему в нём накапливается излучение с фундаментальной частотой, приводящее к увеличению эффективности генерации гармоники. В такой схеме получена мощность второй гармоники 19 Вт при мощности поглощенной многомодовой накачки 90 Вт, однако при уменьшении поглощённой накачки до ~ 20 Вт мощность ГВГ падает до уровня 0,5 Вт, характерного для наших экспериментов. Данный метод в принципе позволяет осуществить перестройку частоты в достаточно широком диапазоне. Недостатком этой схемы является сложность ее конструкции: в качестве селектора частоты волоконного лазера вместо волоконной брэгговской решетки используется объемная дифракционная решетка; схема содержит достаточно много объёмных оптических элементов, требующих точного согласования и настройки. Кроме того, в спектре излучения второй гармоники имеется несколько пиков в области $\sim 0,6$ нм, обусловленных селекцией продольных мод во внутреннем четырёхзеркальном резонаторе.

В заключительном параграфе главы приведены результаты по ГВГ внутри подготовленного специальным образом волоконного световода. При термическом полинге в постоянном электрическом поле в световоде создаётся постоянное электрическое поле, что приводит к возникновению квадратичной нелинейности. Для обеспечения квазисинхронизма это поле периодически стирается. При импульсном возбуждении ранее была получена высокая эффективность ГВГ в области 780 нм [21]. При удвоении частоты непрерывного ИВЛ удалось получить ГВГ, но с относительно низкой эффективностью из-за значительных потерь в образце для излучения как основной, так и второй гармоник.

В четвёртой главе обсуждаются характеристики волоконных лазеров, использующих процесс ВКР. В первом параграфе главы проводится сравнение спектров генерации ВКР и иттербиевых лазеров. Для этих целей измерялся внутррезонаторный спектр генерации в ВКР-лазере с линейным резонатором, сформированным двумя высокоотражающими ВБР. Нелинейный на-

бег фаз за обход резонатора стоксовой волной мощностью P_s становится большим $2\gamma P_s L > 1$. Из-за большого дисперсионного набега фаз $4\beta_2 \Delta_s^2 L \gg \gamma P_s L$ (здесь β_2 — коэффициент дисперсии второго порядка, а Δ_s — полуширина спектра генерации) процессы четырёхволнового смешения нерезонансны. Количество таких процессов велико, поскольку велико число продольных мод ($\sim 10^5$) в ВКР-лазере с характерной длиной 100 м и шириной спектра генерации 1 нм. При этом оказалось возможным описать спектр ВКР-лазера, применив подход на основе волнового кинетического уравнения на спектральную плотность мощности [A14]². Теоретически и экспериментально показано, что форма спектра волоконных иттербиевого и ВКР лазеров описывается функцией гиперболического секанса, но характер уширения с ростом мощности при этом различен: линейный и корневой соответственно. Кроме того, ширина спектра ВКР-лазера более чем на порядок превышает ширину спектра генерации ИВЛ. Теоретическое описание спектра ВКР-лазера проводилось в приближении относительно небольшой длины и высокой добротности резонатора, когда суммарная по двум направлениям мощность стоксовой волны может считаться постоянной по длине резонатора.

Значительный интерес представляют ВКР-лазеры, излучение которых может служить накачкой распределённых усилителей в линиях связи. В конце параграфа рассмотрен случай такого ультрадлинного ВКР-лазера, в котором становится существенным поглощение волн генерации и накачки. Показано, что его оптический спектр генерации также имеет экспоненциальную форму крыльев, а в радиочастотном спектре наблюдаются биения на межмодовой частоте. Экспериментально подтверждено наличие модовой структуры в ВКР-лазерах длиной до 270 км.

Второй параграф посвящён созданию перестраиваемых ВКР источников излучения при оптической накачке перестраиваемыми ИВЛ. Предложено использовать конструкцию с двумя перестраиваемыми ВБР, приклеенными к общей изгибной пластине. Рассматриваются ограничения, возникающие при использовании такой конструкции. Реализована синхронная перестройка ВКР-лазера и лазера накачки в диапазоне ~ 50 нм (см. рис. 6) при уровне выходной мощности до 3 Вт.

В последнем параграфе главы приводятся результаты по ГВГ излучения ВКР-лазера с преобразованием в красную область (655 нм) в РДС-кристалле

²Вывод уравнения сделан Е.В. Подивиловым

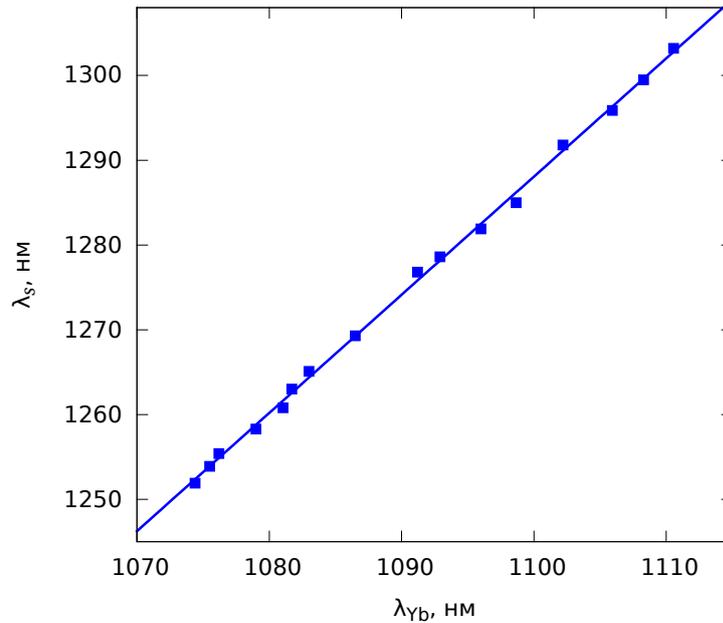


Рис. 6. Длина волны генерации перестраиваемого ВКР-лазера λ_s как функция длины волны лазера накачки (ИВЛ).

MgO:ppLN длиной 8 мм. Был собран резонатор ВКР-лазера с малой шириной спектра ($\sim 0,2\text{nm}$) и низким коэффициентом отражения ($R_0 \approx 23\%$) выходной ВБР. Условия применимости модели, представленной в начале главы, здесь нарушались из-за низкой добротности резонатора и значительных изменений суммарной мощности стоксовой волны по длине резонатора. Ширина спектра генерации ВКР-лазеров росла с мощностью и достигала двух нанометров в максимуме, что в три раза больше ширины синхронизма кристалла. Эффективная ГВГ при этом затруднена. В работе [22] утверждалось, что для расчёта мощности ГВГ достаточно учесть долю мощности основного излучения, попадающую в область синхронизма нелинейного кристалла. Однако наши эксперименты показали, что необходимо также учитывать процессы суммирования частот отдельных спектральных компонент, которые приводят к росту мощности ГВГ, даже когда мощность основного излучения в области синхронизма перестаёт расти. Для этих целей измерялись не только зависимости мощности основной и второй гармоник (рис. 7 а), но и их спектры. На основании измерений спектральной плотности мощности основной гармоники в приближении независимости фаз генерируемых мод вычислялись спектры ГВГ. Пример сравнения нормированных расчётных спектров и результатов измерений для максимальной мощности представлен на рис. 7 б. При учё-

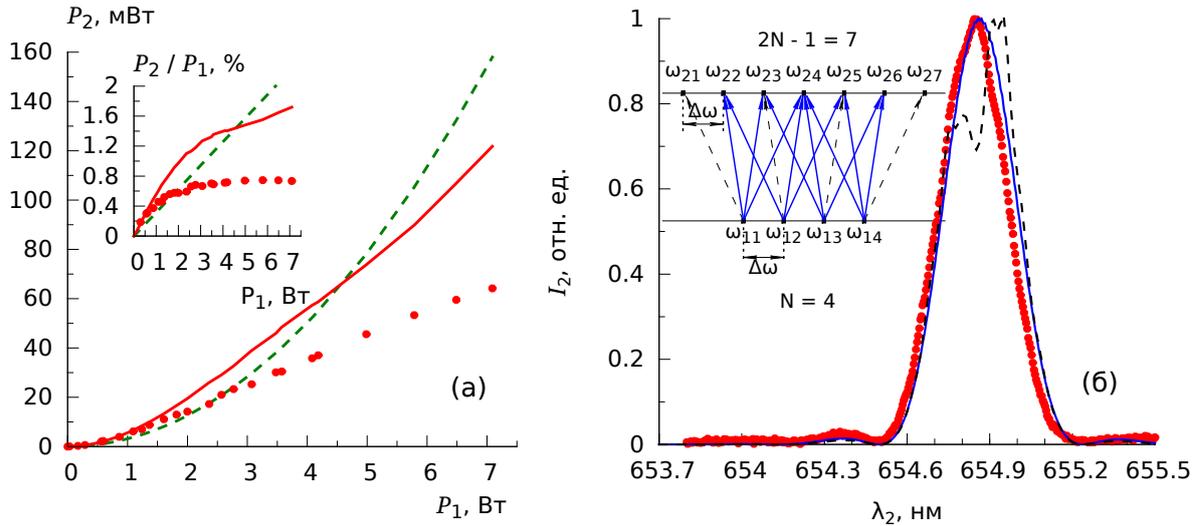


Рис. 7. Зависимость мощности ГВГ P_2 от мощности ВКР-лазера P_1 (а) и спектр ГВГ при максимальной мощности (б). Точки — эксперимент, сплошная линия — расчёт на основе измеренных спектров излучения на основной частоте. Штриховыми линиями показан расчёт мощности ГВГ одночастотного излучения и спектра ГВГ без учёта процессов суммирования частоты. На вставках приведена соответствующая эффективность ГВГ P_2/P_1 и пример комбинаций частот при ГВГ для четырёх мод основного излучения ($N = 4$).

те только процессов удвоения частоты (стрелки со штриховыми линиями на вставке к рисунку) форма спектра ГВГ копирует провал в центре из спектра излучения на основной частоте (штриховая линия на графике), а при учёте процессов суммирования (стрелки со сплошными линиями на вставке) данная структура замывается (сплошная линия), что лучше согласуется с результатами экспериментов (точки). Результаты расчётов мощности ГВГ, проведённые на основании измеренных спектров на фундаментальной частоте, показаны сплошной линией на рис. 7 а. Штриховой линией там же показаны расчёты для случая одночастотного излучения. В согласии с предсказаниями теории при малой ширине линии генерации многочастотного ВКР-лазера (до мощности ~ 1 Вт) в эксперименте наблюдается статистический выигрыш в эффективности ГВГ по сравнению со случаем одночастотного излучения.

Пятая глава посвящена вопросам параметрического преобразования частоты при накачке перестраиваемыми ИВЛ. В первом параграфе, имеющем методический характер, изложены основные уравнения четырёхволнового смешения (ЧВС) и методы получения синхронизма в одномодовых световодах.

Во втором параграфе приводятся результаты измерения кривых синхронизма в коммерчески доступном световоде с сохранением поляризации LMA-PM-5 фирмы NKT Photonics для двух случаев: 1) поляризации всех взаимодействующих волн совпадают (скалярный тип синхронизма), 2) волны накачки распространяются в разных поляризационных модах (векторный тип синхронизма). На вход световода подавались сигнальная волна и перестраиваемое излучение накачки. При выполнении условий синхронизма на выходе наблюдалось рождение холостой волны. Точками на рис. 8 а показаны результаты измерений. Сплошные кривые группируют точки для двух возможных случаев скалярного синхронизма при ориентации векторов поляризации вдоль главных осей световода, а штриховые и штрихпунктирные — для отрицательной и положительной ветвей векторного синхронизма соответственно. Вертикальной прямой показано положение длины волны нулевой дисперсии λ_0 , а пунктирной разграничиваются области стоксовой λ_s и антистоксовой λ_a компонент. Из приведённых данных видно, что частотные отстройки сигнальной (стоксовой) волны и волны накачки достигали 100 ТГц как в случае скалярного, так и векторного типов синхронизма (длина волны антистоксовой компоненты уменьшалась до ~ 750 нм) при использовании в качестве накачки перестраиваемого ИВЛ с диапазоном генерации 1020–1100 нм. В третьем параграфе выведено аналитическое решение для положения частотных ветвей векторного синхронизма, согласующееся с результатами измерений и численных расчётов вплоть до отстроек в 60 ТГц.

В четвёртом параграфе главы экспериментально продемонстрирована генерация антистоксовой волны с эффективностью 15% по отношению к мощности стоксовой компоненты поступающей на вход волоконного световода при величине частотной отстройки 16 ТГц. Такая относительно высокая эффективность позволила отказаться от необходимости использования стоксовой волны и создать однорезонаторный параметрический генератор, о котором рассказывается в последнем параграфе главы. В резонаторе накапливается излучение стоксовой волны, а излучение накачки и антистоксовой волн выходит после одного обхода. На рис. 8 б показаны спектры генерации на выходе ВОПГ. При использовании линейно поляризованного излучения накачки дифференциальная эффективность достигла 18%. В такой конфигурации удалось продемонстрировать рекордные для непрерывного режима частотные отстройки генерируемой волны до 38 ТГц. На рис. 8 б показана

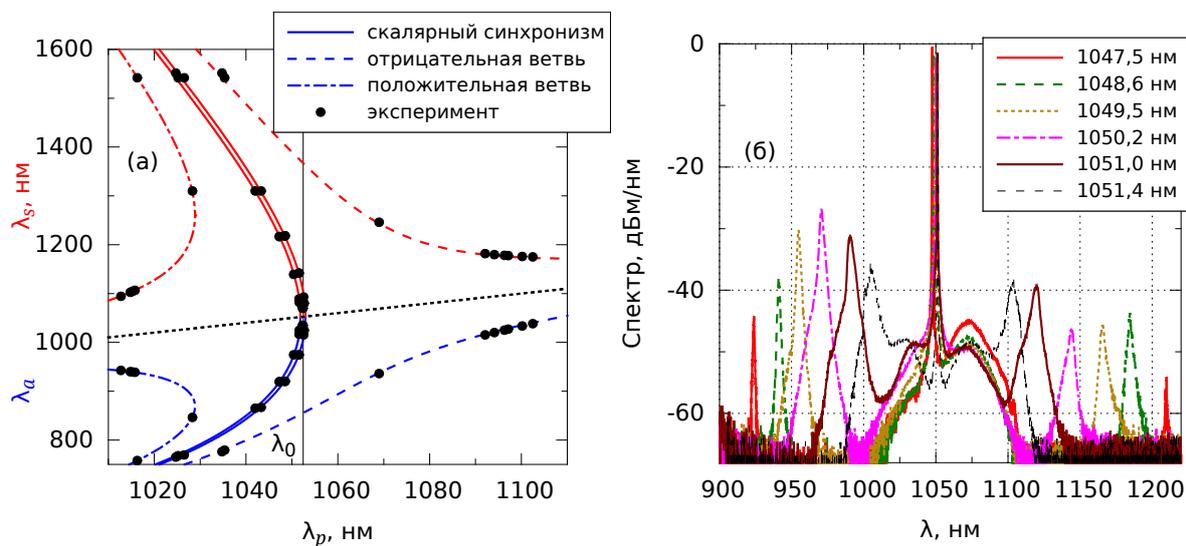


Рис. 8. Кривые синхронизма световода LMA-PM-5 (а) и выходные спектры параметрической генерации при выполнении скалярного синхронизма (б). В легенде правого рисунка указаны текущие значения длин волн накачки λ_p .

перестройка антистоксова излучения в диапазоне от 923 до 1005 нм при перестройке длины волны накачки (ИВЛ) менее чем на 4 нанометра (1047,5–1051,4 нм). В конце параграфа обсуждается влияние ширины линии накачки и конкурирующих нелинейных процессов на параметрическую генерацию. При значительном сужении линии накачки до 30 пм в резонаторе ВОПГ начинает хаотично возникать вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ). Это приводит к уменьшению средней мощности и хаотической модуляции генерируемого излучения. При уширении спектра накачки до 100 пм эффект ВРМБ не достигает порога, и генератор работает в непрерывном режиме. Кроме того, в спектре генерации ВОПГ могут появляться линии, соответствующие процессу ВКР, однако при оптимизации спектра потерь резонатора ВОПГ они были подавлены.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации.

Основные результаты

1. Экспериментально показано, что спектр генерации непрерывного многододового иттербиевого волоконного лазера (ИВЛ) с волоконными брэгговскими решётками (ВБР) имеет форму гиперболического секанса.

Ширина линии пропорциональна ширине спектра отражения ВБР, длине резонатора, нелинейности световода и мощности генерации лазера. Экспериментальная форма спектра и линейный закон уширения хорошо описываются аналитической моделью, рассматривающей фазовую самомодуляцию из-за керровской нелинейности в пренебрежении дисперсией и приближении гауссовой статистики мод. Показано, что применимость теории ограничивается эффектами выжигания пространственных дыр инверсии при малых мощностях, когда в режиме незатухающих релаксационных колебаний наблюдается самосканирование частоты в пределах спектра отражения ВБР.

2. С помощью перестраиваемых ВБР продемонстрирована генерация ИВЛ с перестройкой длины волны более 45 нм около 1,08 мкм при уровне выходной мощности лазера около 5 Вт, который постоянен во всём диапазоне вследствие однородного насыщения усиления. Получена перестраиваемая генерация (50 нм около 1,3 мкм) в схеме фосфосиликатного ВКР-лазера с накачкой перестраиваемым ИВЛ.
3. Проведено сравнение формы спектра многомодовых иттербиевого и ВКР лазеров при ваттном уровне мощности. Показано, что наблюдаемые отличия обусловлены разным механизмом дефазировки мод. Для ИВЛ нелинейность мала и стохастизация происходит на каждом обходе ВБР-резонатора. В случае ВКР-лазера нелинейный набег фазы больше единицы, и обратное время дефазировки мод пропорционально интенсивности излучения, кроме того, из-за большей длины резонатора становится важной дисперсия групповых скоростей. При этом, форма спектра ИВЛ и ВКР-лазера одинакова (гиперболический секанс), ширины отличаются более чем на порядок, а их зависимость от мощности – линейная и корневая соответственно. Реализована генерация в ультрадлинном ВКР-лазере (длиной до 270 км). Показано, что спектр такого лазера также имеет характерную форму с экспоненциальными крыльями.
4. Экспериментально продемонстрирована возможность эффективной генерации второй гармоники (ГВГ) случайно поляризованного излучения ИВЛ с плавной перестройкой в диапазоне более 40 нм. Получено увеличение мощности при внутррезонаторном удвоении частоты ИВЛ в 4-8 раз (в зависимости от длины волны) по сравнению с внerezонаторной

однопроходной схемой ГВГ. Коэффициент увеличения ограничен ростом спектральных потерь в ВБР-резонаторе из-за уширения спектра генерации. Продемонстрирована внутриврезонаторная ГВГ на разных длинах волн в диапазоне 515–550 нм с уровнем мощности 400 мВт при мощности многомодовой диодной накачки ИВЛ до 20 Вт.

5. Показано, что эффективность ГВГ многочастотного излучения иттербиевого и ВКР лазеров выше, чем для одночастотного, если ширина линии генерации находится в пределах ширины синхронизма кристалла. На примере ИВЛ с линейно поляризованным излучением для кристаллов с первым (MgO:ppLN) и вторым (КТР) типами синхронизмов экспериментально показано, что статистическое увеличение эффективности преобразования во вторую гармонику для многочастотного излучения по сравнению с одночастотным составляет 1,5–1,65 раза, что близко к расчётному коэффициенту 2 для гауссовой статистики мод. Полученное отличие может быть объяснено частичной фазировкой мод, связанной с однородным характером насыщения усиления. На примере ГВГ случайно-поляризованного излучения волоконного ВКР-лазера в кристалле MgO:ppLN показано, что при увеличении ширины спектра генерации за пределы области синхронизма кристалла (до трёх раз) квадратичный рост мощности ГВГ сменяется линейным. При этом основными являются процессы суммирования разных частот (мод) спектра генерации многочастотного лазера.
6. Построены экспериментальные кривые синхронизма двулучепреломляющего фотонно-кристаллического волоконного световода в области 0,75–1,6 мкм, получено аналитическое решение для положения частотных ветвей векторного фазового синхронизма при накачке вблизи длины волны нулевой дисперсии волоконного световода. Экспериментально реализован полностью волоконный оптический параметрический генератор (ВОПГ) в области менее 1 мкм с отстройкой частоты до 38 ТГц в коротковолновую область при накачке перестраиваемым ИВЛ. Продемонстрирована непрерывная генерация ВОПГ в области 0,92–1,01 мкм с дифференциальной эффективностью до 18% и выходной мощностью на уровне сотен милливольт.

Список работ, опубликованных по теме диссертации

- [A1] Babin S. A., Churkin D. V., Kablukov S. I., Podivilov E. V. Homogeneous Raman gain saturation at high pump and Stokes powers // J. Opt. Soc. Am. B. — 2006. — Vol. 23, no. 8. — Pp. 1524–1530.
- [A2] Babin S. A., Kablukov S. I., Vlasov A. A. Tunable fiber Bragg gratings for application in tunable fiber lasers // Laser Phys. — 2007. — Vol. 17, no. 11. — Pp. 1323–1326.
- [A3] Kablukov S. I., Zlobina E. A., Podivilov E. V., Babin S. A. Output spectrum of Yb-doped fiber lasers // Opt. Lett. — 2012. — Vol. 37, no. 13. — Pp. 2508–2510.
- [A4] 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 // Opt. Express. — 2011. — Vol. 19, no. 18. — Pp. 17632–17640.
- [A5] Akulov V. A., Afanasiev D. M., Babin S. A. et al. Frequency tuning and doubling in Yb-doped fiber lasers // Laser Phys. — 2007. — Vol. 17, no. 2. — Pp. 124–129.
- [A6] Донцова Е. И., Каблукоев С. И., Бабин С. А. Волоконный иттербиевый лазер с перестройкой длины волны в диапазоне 1017 – 1040 нм и генерацией второй гармоники // Квант. электроника. — 2013. — Т. 43, № 5. — С. 467–471.
- [A7] Политко М. О., Каблукоев С. И., Немов И. Н., Бабин С. А. Эффективность генерации второй гармоники многочастотного излучения волоконного иттербиевого лазера // Квант. электроника. — 2013. — Т. 43, № 2. — С. 99–102.
- [A8] Akulov V. A., Babin S. A., Kablukov S. I., Vlasov A. A. Fiber lasers with a tunable green output // Laser Phys. — 2008. — Vol. 18, no. 11. — Pp. 1225–1229.

- [A9] Akulov V. A., Babin S. A., Kablukov S. I., Raspopin K. S. Intracavity frequency doubling of Yb-doped fiber laser with 540-550 nm tuning // *Laser Phys.* — 2011. — Vol. 21, no. 5. — Pp. 935–939.
- [A10] Акулов В. А., Каблуков С. И., Бабин С. А. Удвоение частоты излучения перестраиваемого иттербиевого волоконного лазера в кристаллах КТР с синхронизмом в плоскостях XY и YZ // *Квант. электроника.* — 2012. — Т. 42, № 2. — С. 120–124.
- [A11] Акулов В. А., Каблуков С. И. Перестройка и удвоение частоты генерации волоконных лазеров // *Автометрия.* — 2013. — Т. 49, № 4. — С. 30–52.
- [A12] Kablukov S. I., Dontsova E. I., Akulov V. A. et al. Frequency doubling of Yb-doped fiber laser to 515 nm // *Laser Phys.* — 2010. — Vol. 20, no.2. — Pp. 360–364.
- [A13] Babin S. A., Churkin D. V., Ismagulov A. E. et al. Spectral broadening in Raman fiber lasers // *Opt. Lett.* — 2006. — Vol. 31, no. 20. — Pp. 3007–3009.
- [A14] Babin S. A., Churkin D. V., Ismagulov A. E. et al. Four-wave-mixing-induced turbulent spectral broadening in a long Raman fiber laser // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2007. — Vol. 24, no. 8. — Pp. 1729–1738.
- [A15] Turitsyn S. K., Ania-Castañón J. D., Babin S. A. et al. 270-km ultralong Raman fiber laser // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 103, no. 13. — P. 133901.
- [A16] Babin S. A., Churkin D. V., Kablukov S. I. et al. All-fiber widely tunable Raman fiber laser with controlled output spectrum // *Opt. Express.* — 2007. — Vol. 15, no. 13. — Pp. 8438–8443.
- [A17] Kablukov S. I., Babin S. A., Churkin D. V. et al. Frequency doubling of a broadband Raman fiber laser to 655 nm // *Opt. Express.* — 2009. — Vol. 17, no. 8. — Pp. 5980–5986.
- [A18] Kablukov S. I., Babin S. A., Churkin D. V. et al. Frequency doubling of a Raman fiber laser // *Laser Phys.* — 2010. — Vol. 20, no. 2. — Pp. 365–371.

- [A19] Zlobina E. A., Kablukov S. I., Babin S. A. Phase matching for parametric generation in polarization maintaining photonic crystal fiber pumped by tunable Yb-doped fiber laser // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2012. — Vol. 29, no. 8. — Pp. 1959–1967.
- [A20] Zlobina E. A., Kablukov S. I., Babin S. A. Tunable CW all-fiber optical parametric oscillator operating below $1 \mu\text{m}$ // *Opt. Express.* — 2013. — Vol. 21, no. 6. — Pp. 6777–6782.
- [A21] Злобина Е. А., Каблукоев С. И. Оптические параметрические генераторы на основе волоконных световодов // *Автометрия.* — 2013. — Т. 49, № 4. — С. 53–78.
- [A22] Babin S., Churkin D. V., Ismagulov A. E. et al. Mechanisms of spectral broadening in Raman fiber lasers // *European Conference on Optical Communications, 2006. ECOC 2006.* — 2006. — Pp. 1–2. — Cannes, France.
- [A23] Babin S. A., Churkin D. V., Kablukov S. I., Podivilov E. V. Examination of the hole burning in Raman gain spectra at high pump and signal powers // *Optical Amplifiers and Their Applications/Coherent Optical Technologies and Applications.* — Optical Society of America, 2006. — P. JWB37. — June 25, 2006, Whistler, Canada.
- [A24] Akulov V. A., Afanasiev D. M., Babin S. A. et al. Tunable green Yb-doped fiber laser // *Advanced Solid-State Photonics.* — Optical Society of America, 2007. — P. MB22. — January 28, 2007, Vancouver, Canada.
- [A25] Babin S., Churkin D., Ismagulov A. et al. All-fiber widely tunable Raman fiber laser with controlled output spectrum // *CLEO/Europe and IQEC 2007 Conference Digest.* — OSA, 2007. — P. CJ7_2. — June 17, 2007, Munich, Germany.
- [A26] Babin S. A., Churkin D. V., Ismagulov A. E. et al. Turbulent broadening of a Raman fiber laser spectrum // *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The National Fiber Optic Engineers Conference.* — OSA, 2007. — P. JWA11. — March 25, 2007, Anaheim, California.

- [A27] Akulov V. A., Babin S. A., Churkin D. V. et al. New operation modes of high-power Yb-doped fiber lasers // Proc. ICMAR XIII (Novosibirsk, Russia, February 5–10, 2007), part II. — 2007. — Pp. 13–18.
- [A28] Akulov V. A., Afanasiev D. M., Babin S. A. et al. Yb-doped fiber laser with tunable FBG // Laser Optics 2006: Solid State Lasers and Nonlinear Frequency Conversion / Ed. by V. I. Ustugov. — Vol. 6610. — SPIE, 2007. — Pp. 66100C–8. — 2006, St. Petersburg.
- [A29] Akulov V. A., Babin S. A., Churkin D. V. et al. Powerful green Yb-doped fiber laser // International Conference on Lasers, Applications, and Technologies 2007: Advanced Lasers and Systems / Ed. by V. A. Orlovich, V. Panchenko, I. A. Scherbakov. — Vol. 6731 of Proc. SPIE. — SPIE, 2007. — Pp. 67310L–6. — May 28, 2007, Minsk, Belarus.
- [A30] Babin S. A., Churkin D. V., Ismagulov A. E. et al. Role of nonlinear effects in Raman fiber laser spectral broadening // Laser Optics 2006: Diode Lasers and Telecommunication Systems / Ed. by N. N. Rosanov. — Vol. 6612 of Proc. SPIE. — SPIE, 2007. — Pp. 661206–12. — 2006, St. Petersburg.
- [A31] Babin S. A., Churkin D. V., Kablukov S. I., Podivilov E. V. Homogeneous Raman gain saturation at high pump and Stokes powers in a phosphosilicate fiber // Laser Optics 2006: Diode Lasers and Telecommunication Systems / Ed. by N. N. Rosanov. — Vol. 6612. — SPIE, 2007. — Pp. 661204–11. — 2006, St. Petersburg.
- [A32] Karalekas V., Kablukov S., Harper P. et al. 165 km ultra-long Raman fibre laser in the C-band // 34th European Conference on Optical Communication, 2008. ECOC 2008. — 2008. — Pp. 1–2. — 21–25 Sept. 2008, Brussels, Belgium.
- [A33] Babin S. A., Churkin D. V., Ismagulov A. E. et al. Turbulent square-root broadening of fiber lasers output spectrum // Optical Fiber Communication Conference/National Fiber Optic Engineers Conference. — Optical Society of America, 2008. — P. JWA20. — February 24–28, 2008, San Diego, California United States.

- [A34] Lobach I. A., Kablukov S. I., Podivilov E. V., Babin S. A. All-fiber broad-range self-sweeping Yb-doped fiber laser // *Fiber Lasers IX: Technology, Systems, and Applications* / Ed. by E. C. Honea, S. T. Hendow. — Vol. 8237 of Proc. SPIE. — SPIE, 2012. — Pp. 82371C–7. — 23–26 January, San Francisco, California, USA.
- [A35] Kablukov S. I., Zlobina E. A., Podivilov E. V., Babin S. A. Modeling and measurement of Ytterbium fiber laser generation spectrum // *Laser Sources and Applications* / Ed. by T. Graf, J. I. Mackenzie, H. Jelinková, J. Powell. — Vol. 8433 of Proc. SPIE. — 2012. — Pp. 843305–9. — 17–19 April, Brussels, Belgium.
- [A36] Zlobina E. A., Kablukov S. I., Babin S. A. CW parametric generation in polarization maintaining PCF pumped by Yb-doped fiber laser // *Microstructured and Specialty Optical Fibres* / Ed. by K. Kalli, A. Mendez; SPIE; Brussels Photon Team (B-PHOT); Brussels-Capital Reg; Fonds Wetenschappelijk Onderzoek (FWO); Int Commiss Opt (ICO); Ville Bruxelles. — Vol. 8426 of Proc. SPIE. — 2012. — Pp. 842613–12. — 17–19 April, Brussels, Belgium.

Список цитируемых работ

- [1] Snitzer E. Optical maser action of Nd^{+3} in a barium crown glass // *Phys. Rev. Lett.* — 1961. — Vol. 7, no. 12. — Pp. 444–446.
- [2] Gapontsev V. P., Samartsev I. E., Zayats A. A., Loryan R. R. Laser-diode pumped Yb-doped single-mode tunable fibre lasers // *Conference on Advanced Solid State Lasers.* — 1991. — Pp. 214–216. — Hilton Head, NC, Paper WC1-1.
- [3] Jeong Y., Nilsson J., Sahu J. K. et al. Single-frequency, single-mode, plane-polarized ytterbium-doped fiber master oscillator power amplifier source with 264 W of output power // *Opt. Lett.* — 2005. — Vol. 30, no. 5. — Pp. 459–461.
- [4] Курков А. С., Дианов Е. М. Непрерывные волоконные лазеры средней мощности // *Квант. электроника.* — 2004. — Т. 34, № 10. — С. 881–900.

- [5] Markert F., Scheid M., Kolbe D., Walz J. 4W continuous-wave narrow-linewidth tunable solid-state laser source at 546 nm by externally frequency doubling a ytterbium-doped single-mode fiber laser system // *Opt. Express*. — 2007. — Vol. 15, no. 22. — Pp. 14476–14481.
- [6] Widiyatmoko B., Imai K., Kouroggi M., Ohtsu M. Second-harmonic generation of an optical frequency comb at 1.55 μm with periodically poled lithium niobate // *Opt. Lett.* — 1999. — Vol. 24, no. 5. — Pp. 315–317.
- [7] Hanna D., Percival R., Perry I. et al. An Ytterbium-doped monomode fibre laser: broadly tunable operation from 1.010 μm to 1.162 μm and three-level operation at 974 nm // *J. Mod. Opt.* — 1990. — Vol. 37, no. 4. — Pp. 517–525.
- [8] Marhic M. E., *Fiber Optical Parametric Amplifiers, Oscillators and Related Devices*. — Cambridge University Press, 2008. — 378 pp.
- [9] Xu Y. Q., Murdoch S. G., Leonhardt R., Harvey J. D. Raman-assisted continuous-wave tunable all-fiber optical parametric oscillator // *J. Opt. Soc. Am. B*. — 2009. — Vol. 26, no. 7. — Pp. 1351–1356.
- [10] Lobach I. A., Kablukov S. I. Application of a self-sweeping Yb-doped fiber laser for high-resolution characterization of phase-shifted FBGs // *J. Lightwave Technol.* — 2013. — Vol. 31, no. 18. — Pp. 2982–2987.
- [11] Telford W. G. Chapter 15 - lasers in flow cytometry // *Recent Advances in Cytometry, Part A Instrumentation, Methods* / Ed. by Z. Darzynkiewicz, E. Holden, A. Orfao et al. — Academic Press, 2011. — Vol. 102 of *Methods in Cell Biology*. — Pp. 373–409.
- [12] *Tunable Laser Applications, Second Edition* / Ed. by F. Duarte. *Optical Science and Engineering*. — Second edition. — New York: CRC Press, 2009. — 447 pp.
- [13] Hildebrandt M., Frede M., Kracht D. Narrow-linewidth ytterbium-doped fiber amplifier system with 45 nm tuning range and 133 W of output power // *Opt. Lett.* — 2007. — Vol. 32, no. 16. — Pp. 2345–2347.

- [14] Dianov E., Grekov M. V., Bufetov I. et al. CW high power 1.24 μm and 1.48 μm Raman lasers based on low loss phosphosilicate fibre // *Electron. Lett.* — 1997. — Vol. 33, no. 18. — Pp. 1542–1544.
- [15] Kuznetsov M. S., Antipov O. L., Fotiadi A. A., M egret P. Electronic and thermal refractive index changes in Ytterbium-doped fiber amplifiers // *Opt. Express.* — 2013. — Vol. 21, no. 19. — Pp. 22374–22388.
- [16] Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику. — Москва: Наука, 1981. — 640 с.
- [17] Asaumi K. Fundamental walkoff-compensated type II second-harmonic generation in KTiOPO_4 and LiB_3O_5 // *Appl. Opt.* — 1998. — Vol. 37, no. 3. — Pp. 555–560.
- [18] Давыдов Б. Л., Крылов А. А. Особенности генерации второй гармоники излучения импульсного иттербиевого волоконного лазера в кристаллах титанилфосфата калия KTiOPO_4 // *Квант. электроника.* — 2007. — Т. 37, № 7. — С. 661–668.
- [19] Boulanger B., Rousseau I, Feve J.-P. et al. Optical studies of laser-induced gray-tracking in KTP // *IEEE J. Quantum Electron.* — 1999. — Vol. 35, no. 3. — Pp. 281–286.
- [20] Cieslak R., Clarkson W. A. Internal resonantly enhanced frequency doubling of continuous-wave fiber lasers // *Opt. Lett.* — 2011. — Vol. 36, no. 10. — Pp. 1896–1898.
- [21] Canagasabey A., Corbari C., Gladyshev A. V. et al. High-average-power second-harmonic generation from periodically poled silica fibers // *Opt. Lett.* — 2009. — Vol. 34, no. 16. — Pp. 2483–2485.
- [22] Georgiev D., Gapontsev V. P., Dronov A. G. et al. Watts-level frequency doubling of a narrow line linearly polarized Raman fiber laser to 589 nm // *Opt. Express.* — 2005. — Vol. 13, no. 18. — Pp. 6772–6776.