

УДК 535.33 : 621.373.8

## ПЕРЕСТРОЙКА И УДВОЕНИЕ ЧАСТОТЫ ГЕНЕРАЦИИ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ

В. А. Акулов, С. И. Каблуков

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН,  
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1  
E-mail: kab@iae.nsk.su*

Обсуждаются методы перестройки и удвоения частоты генерации волоконных лазеров. Показано, что использование кристалла КТР для генерации второй гармоники позволяет создать эффективные перестраиваемые источники видимого диапазона.

*Ключевые слова:* волоконный лазер, генерация второй гармоники, Yb волоконный лазер, ВКР-лазер, перестройка частоты.

**Введение.** Наиболее ярким достижением современной волоконной оптики и квантовой электроники являются волоконные лазеры. Обладая рядом преимуществ перед традиционными лазерными источниками, волоконные лазеры используются наравне с другими типами лазеров, а в некоторых случаях и заменяют их. К преимуществам волоконных лазеров [1] можно отнести: высокую эффективность (до ~80 %) преобразования оптической накачки в лазерное излучение; высокое качество выходного пучка, определяемое волноводными свойствами световода ( $M^2 \sim 1,1-1,5$ ); отсутствие водяного охлаждения; простоту в эксплуатации и надёжность ввиду отсутствия объёмной оптики, требующей юстировки. Исследования волоконных лазеров получили бурное развитие в конце 80-х годов прошлого столетия, когда было показано, что волоконный световод, легированный ионами  $\text{Er}^{3+}$ , может применяться в волоконных усилителях сигнала в диапазоне длин волн 1,53–1,56 мкм [2]. В 1989 году была предложена методика формирования внутри световода волоконных брэгговских решёток (ВБР) [3]. Всё это привело к разработкам различных лазерных конфигураций в полностью волоконном исполнении при отсутствии объёмной оптики.

В качестве активного элемента волоконного лазера обычно используется волоконный световод, легированный ионами редкоземельных металлов (Yb, Er, Nd, Tm, Ho). Данные элементы получили наибольшее распространение в качестве активных добавок волоконных световодов, поскольку обладают излучательным переходом в ближней ИК-области спектра, где кварцевое стекло наиболее прозрачно. К тому же ионы редкоземельных металлов не имеют энергетических уровней с малым энергетическим зазором внутри оптического перехода. Поскольку энергия фононов в кварцевом стекле составляет 400–1100  $\text{см}^{-1}$ , то наличие таких энергетических уровней приводило бы к безызлучательной релаксации, препятствуя появлению люминесценции. Область люминесценции данных элементов лежит в следующих диапазонах:  $\text{Yb}^{3+}$  — 0,98...1,16 мкм;  $\text{Er}^{3+}$  — 1,53...1,6 мкм;  $\text{Nd}^{3+}$  — 0,92...0,94 мкм, 1,05...1,1 мкм и около 1,34 мкм;  $\text{Tm}^{3+}$  — 1,7...1,9 мкм;  $\text{Ho}^{3+}$  — 1,9...2,1 мкм [4].

Иттербиевые волоконные лазеры (ИВЛ) являются одними из наиболее изучаемых объектов волоконной оптики в последние 10 лет благодаря высокой эффективности преобразования накачки, достигающей ~80 % [4]. Привлекательность иттербиевых волоконных лазеров и их потенциал генерировать большую мощность были признаны ещё в 1990-х годах [5–7]. Последнее достижение — демонстрация 10 кВт выходной мощности непрерывной генерации ИВЛ в режиме одной поперечной моды [8]. Твердотельные лазеры никогда не показывали таких результатов, а волоконные лазеры на основе активных волоконных

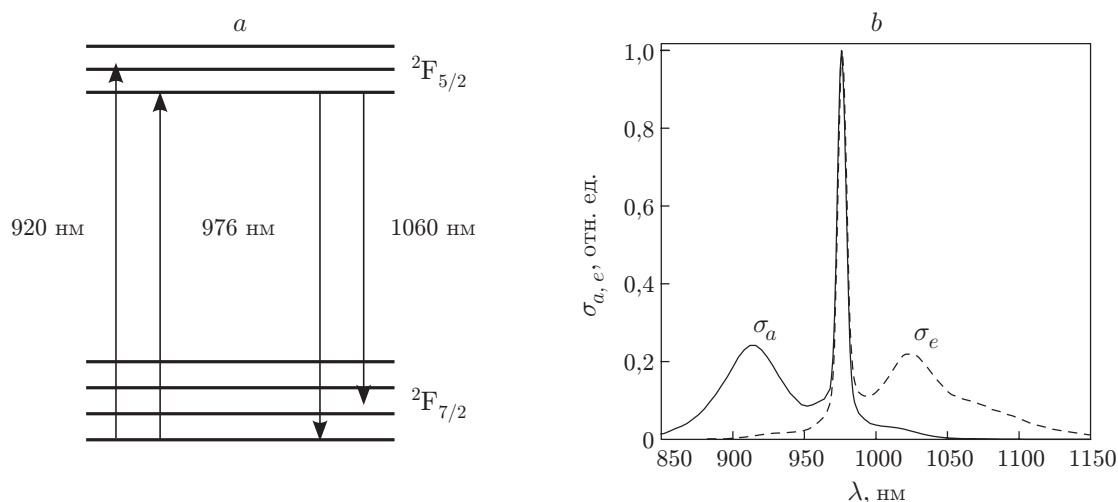


Рис. 1. Спектральные характеристики иона  $\text{Yb}^{3+}$ : *a* — схема уровней; *b* — спектры поглощения (сплошная кривая) и люминесценции (штриховая кривая) ионов иттербия в кварцевом стекле [9]

световодов, легированных другими элементами, имеют выходную мощность излучения на порядок ниже в одномодовом режиме генерации.

Схема уровней ионов иттербия в кварцевом стекле предельно проста (рис. 1, *a*). Помимо основного есть единственный возбужденный уровень. Отсутствие других энергетических уровней означает, что в данной системе должно отсутствовать поглощение из возбужденного состояния. Это позволяет существенно увеличить концентрацию активных ионов, что уменьшает длину активной среды лазера. В такой схеме уровней ионы иттербия в кварцевом стекле имеют полосу поглощения в диапазоне длин волн от 900 до 980 нм (рис. 1, *b*), где лазерные диоды накачки к настоящему времени обладают достаточно высокой мощностью. При этом генерация возможна в диапазоне от 975 нм [5, 10–13] до 1180 нм [14, 15]. Весь диапазон генерации ИВЛ делят на три: коротковолновый (975–980 нм и 1020–1060 нм), стандартный (1060–1130 нм) и длинноволновый (более 1130 нм) [16].

Генерация в коротковолновом диапазоне около 975 нм весьма привлекательна для такого применения, как накачка активных световодов с помощью источника с большой яркостью, что в некоторых случаях оказывается гораздо эффективнее, чем использование многомодовых лазерных диодов. Более того, с помощью удвоения частоты такого излучения можно создать компактный источник в синей области спектра, способный заменить громоздкую и неэффективную конструкцию ионного аргонового лазера. Однако генерация в данном специфическом диапазоне длин волн представляет собой гораздо более сложную задачу, чем генерация на длинах волн  $>1020$  нм. Это связано с тем, что сечение поглощения и сечение люминесценции около 975 нм практически совпадают. Поэтому, чтобы предотвратить перепоглощение, более 50 % ионов должны находиться в возбужденном состоянии. О методах получения лазерной генерации в области 975 нм можно узнать в работах [10–13, 17–20]. В области  $\sim 1020$  нм гораздо проще получить генерацию, чем около 975 нм. Тем не менее для этого диапазона генерации характерны свои особенности: для смещения центра линии усиления от 1035 нм в коротковолновую область в иттербиевый световод добавляют фосфоросодержащие примеси [20].

Отличительной особенностью длинноволнового диапазона генерации в области более 1130 нм является малое сечение люминесценции. Поэтому возникает сильная конкуренция с более короткими длинами волн (около 1080 нм), где спонтанное излучение усиливает-

ся. Одно из решений — использование зависимости сечения поглощения от температуры. Поглощение увеличивается с повышением температуры [14, 16, 21, 22] и снижает конкуренцию в области 1080 нм, поэтому появляется возможность генерации в длинноволновой области >1130 нм. Отметим, что в диапазоне длин волн >1130 нм генерацию возможно получить с помощью лазера [23] и усилителя [24], работающих на эффекте вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), либо иттербиевого усилителя [25].

Для иттербиевого волоконного лазера наиболее просто получить генерацию в стандартном диапазоне 1060–1130 нм. Благодаря разработке активных волоконных световодов с двойной оболочкой [26, 27] появилась возможность использования в качестве накачки многомодовых лазерных диодов с волоконным выходом, мощность которых значительно превышает мощность лазерных диодов, излучающих в одной поперечной моде. Переход от применения объёмной оптики для заведения многомодового излучения накачки в активный световод к лазерам в полностью волоконном исполнении значительно повысил их надёжность. В схеме волоконного лазера с накачкой в оболочку удалось достичь мощности непрерывной генерации более 1 кВт в одномодовом режиме [28–30]. В этом случае основным ограничением увеличения мощности генерации является квантовый дефект в случае использования традиционных лазерных диодов накачки с длиной волны генерации около 975 нм, который составляет примерно 9 %. На высоких мощностях из-за квантового дефекта происходит сильный нагрев усиливающего световода, который может привести к его разрушению. Таким образом, ИВЛ — один из самых перспективных источников когерентного излучения.

Целью данной работы является обзор методов и достигнутых результатов, направленных на расширение возможных применений волоконных источников за счёт перестройки и удвоения частоты генерации. Основное внимание уделено иттербиевым лазерам, но приводятся также результаты по удвоению частоты лазеров на ВКР.

**Методы перестройки частоты генерации волоконных лазеров.** Важная особенность волоконных лазеров — возможность эффективной генерации на любой длине волны внутри диапазона без каких-либо значительных изменений самой схемы лазера. Другими словами, благодаря широкой линии усиления можно создать эффективный источник лазерного излучения, длину волны которого можно перестраивать в широком диапазоне.

Существуют различные схемы перестройки длины волны генерации волоконного лазера. В работе [5] предложен метод перестройки длины волны с помощью призмы с высокой дисперсией. Принцип заключается в следующем: резонатор образуют два высокоотражающих зеркала, между которыми находится отрезок активного волоконного световода. Между одним из зеркал и световодом расположена призма, часть излучения через которую проходит, а часть отражается, осуществляя вывод излучения. Выходящее из световода спонтанное излучение, пройдя через призму, после преломления разлагается на различные спектральные компоненты, распространяющиеся под разными углами. Вследствие различия направлений распространения отдельных спектральных компонент обратно в волоконный резонатор попадает только та спектральная компонента, для которой создаётся обратная связь. При повороте призмы изменяются направление распространения спектральных компонент и длина волны генерации лазера. В такой схеме получен диапазон перестройки 1010–1162 нм. Использование дифракционной решётки в качестве селективирующего элемента также даёт возможность перестраивать длину волны генерации [31–35] поворотом дифракционной решётки. Такой метод позволяет достичь диапазона перестройки в десятки нанометров. У данных методов есть недостаток, заключающийся в использовании элементов объёмной оптики, требующих тонкой настройки.

Известно, что с помощью ВБР можно разрабатывать волоконные лазеры без объёмной оптики, что значительно упрощает схему и повышает надёжность лазера, поэтому создание перестраиваемых волоконных лазеров на базе ВБР является наиболее привле-

кательным. В основе метода лежат свойства чувствительности длины волны отражения волоконной брэгговской решётки к температуре и деформациям [36–39]. Типичная зависимость сдвига резонансной длины волны ВБР от температуры носит линейный характер, что обеспечивает калибровку с хорошей точностью, однако метод температурной перестройки длины волны является медленным. К тому же использование ВБР при высоких температурах приводит к уменьшению наведённого показателя преломления и соответственно к увеличению пропускания на резонансной длине волны [40]. Это ограничивает диапазон перестройки, который для длины волны  $\sim 1$  мкм составляет  $\sim 0,7$  нм при изменении температуры на  $100$  °С. Растяжение волоконного световода с записанной в нём ВБР даёт возможность изменять резонансную длину волны с достаточно высокой скоростью. При этом предел прочности волоконного световода на растяжение позволяет получить перестройку всего на несколько нанометров. На сжатие прочность волоконного световода на порядок выше, чем на растяжение [41], поэтому диапазон перестройки может составить десятки нанометров.

На сегодняшний день существует два распространённых подхода, обеспечивающих аксиальное сжатие волоконного световода с ВБР и тем самым перестройку резонансной длины волны последней. Первый использует конструкцию, в которой волоконный световод с ВБР, ограниченный в поперечных перемещениях, размещается в двух керамических обоймах, оси которых совмещены. Для обойм конструктивно предусмотрено аксиальное перемещение друг относительно друга. Волоконный световод приклеивается в двух дальних точках к обоймам. Посредством изменения зазора между обоймами обеспечивается относительное сжатие (растяжение) волоконного световода. Выбором зазора между ближними торцами обойм определяется возможность продольного сжатия волоконного световода. Второй подход основан на перераспределении механических напряжений при изгибе балки. Волоконный световод с ВБР жёстко приклеивается к деформируемой поверхности балки. Изгиб балки приводит к аксиальным напряжениям в волоконном световоде. Применение изгибной конструкции для фильтров ВБР позволило достичь рекордных значений диапазона перестройки (110 нм) в области  $1,55$  мкм [42]. Однако при использовании такой ВБР в качестве элемента резонатора волоконных лазеров диапазон перестройки не превышал 35 нм для эрбиевого лазера, генерирующего в области  $1,55$  мкм [43], и 15 нм для неодимового лазера, генерирующего в области  $0,9$  мкм [44]. В работах [45, 46] для иттербиевого полностью волоконного лазера продемонстрирован диапазон перестройки 45 нм. Схема экспериментальной установки перестраиваемого ИВЛ изображена на рис. 2, а. Излучение накачки многомодового лазерного диода (ЛД) коллимировалось линзой (Л2), проходило через прозрачное для излучения накачки и высокоотражающее на длине волны генерации зеркало (З) и фокусировалось в активный световод с двойной оболочкой (Yb) линзой (Л1). Торцы сколотого под прямым углом активного световода с одной стороны и перестраи-

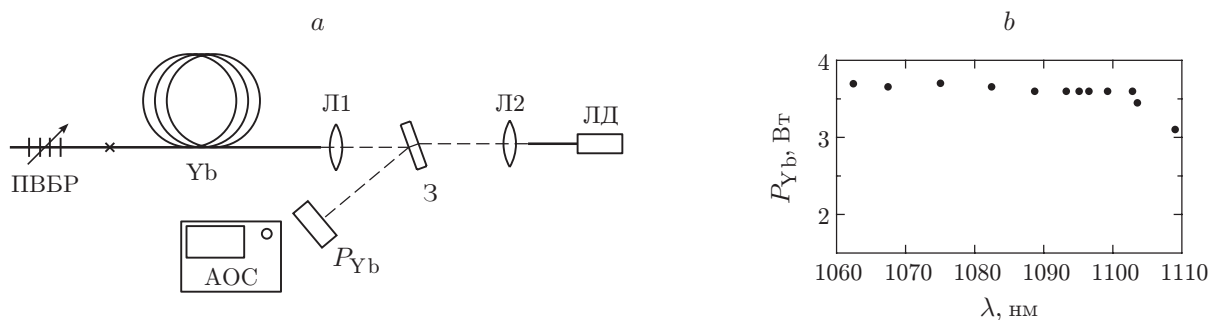


Рис. 2. Схема ИВЛ с перестройкой частоты генерации

ваемая ВБР (ПВБР) с другой стороны образовывали резонатор полностью волоконного лазера. Отражённое от дихроичного зеркала излучение генерации ИВЛ регистрировалось попеременно измерителем мощности ( $P_{\text{Уб}}$ ) и анализатором оптического спектра (АОС). Полученная зависимость мощности от длины волны генерации представлена на рис. 2, *b*. Перестроенная кривая измерена при мощности диодной накачки 7 Вт. Из рисунка видно, что мощность генерации практически не зависит от длины волны. Длина волны исходной (недеформированной) ВБР равна 1093 нм. Спад мощности в длинноволновой области связан с неравномерным растяжением ВБР в используемом механизме.

**Методы удвоения частоты генерации волоконных лазеров.** Волоконные лазеры различных конфигураций способны перекрыть достаточно широкий диапазон длин волн в ближней ИК-области от 0,9 до 2,2 мкм. Однако во многих практических и научных применениях, в частности в медицине, необходимо излучение видимого диапазона с мощностью несколько сотен милливатт. Кроме того, в ряде приложений требуются перестраиваемые источники, где исследуются резонансные свойства взаимодействия излучения с веществом. Высокие эксплуатационные характеристики волоконных лазеров могут помочь при создании перестраиваемых источников видимого диапазона.

С другой стороны, первые перестраиваемые источники видимого излучения были разработаны ещё в середине 1960-х годов. Активной средой таких лазеров являются органические красители, имеющие широкие линии поглощения и люминесценции, что позволяет изменять длину волны в широком диапазоне (до 100 нм) [47, 48]. Лазеры на красителях достаточно универсальны: помимо перестройки частоты они могут работать в непрерывном и в импульсном режимах, генерировать одночастотное излучение, а также получать высокие энергии в импульсе и высокие мощности видимого излучения. Тем не менее лазеры на красителях представляют собой сложные системы, для работы с которыми необходимы высококвалифицированные специалисты. В качестве накачки требуется видимое излучение мощностью в несколько ватт. Использование красителей в жидкой фазе влечёт за собой выделение токсичных и канцерогенных веществ. К тому же характерное время жизни красителя относительно небольшое и составляет порядка месяца. В некоторых приложениях универсальность лазеров на красителях излишня, а их применение затруднено.

Альтернативой лазерам на красителях могут служить перестраиваемые волоконные лазеры с удвоением частоты. Генерация гармоник излучения и нелинейная оптика в целом начали бурно развиваться в 1960-е годы после изобретения первого лазера. К настоящему времени теория генерации гармоник хорошо развита. Существует множество нелинейных элементов и схем для преобразования частоты. Нелинейно-оптические преобразователи частоты лазерного излучения позволяют практически полностью решить проблему перекрытия оптического диапазона разнообразными источниками излучения.

Касательно преобразования частоты генерации волоконных лазеров в большинстве случаев используют однопроходные внрезонаторные схемы (см., например, [49–53]) и преобразование частоты генерации во внешнем резонаторе [54–57]. Данные методы преобразования частоты генерации являются достаточно эффективными, но накладывают высокие требования к выходному излучению самого волоконного лазера. При удвоении частоты генерации во внрезонаторной схеме обычно применяют кристаллы с регулярной доменной структурой (РДС), поэтому выходное излучение волоконного лазера должно быть линейно поляризовано. Кроме того, на эффективность преобразования в этом случае влияет ширина линии генерации волоконного лазера. В работе [50] при генерации второй гармоники (ГВГ) в РДС-кристалле PPLN линейно поляризованного ВКР-лазера с длиной волны генерации 1178 нм получено 3 Вт второй гармоники при уровне мощности основного излучения 23 Вт. С ростом мощности основного излучения от 3 Вт наблюдался линейный рост мощности второй гармоники вместо квадратичного. Это связано с уширением спектра генерации ВКР-лазера при увеличении выходной мощности, вместе с тем значительная

часть мощности находится вне ширины квазисинхронизма использованного кристалла. Впоследствии влияние ширины спектра генерации волоконного лазера на эффективность преобразования во вторую гармонику также обсуждалось в [52, 58].

Для преобразования частоты генерации во внешнем резонаторе требуется одночастотное излучение. В большинстве случаев волоконные лазеры генерируют много частот. Для получения одночастотного режима генерации применяют волоконный лазер с распределённой обратной связью (РОС) [59]. Обычно мощность иттербиевого РОС-лазера не превышает 100 мВт, поэтому для увеличения мощности используют волоконно-оптические усилители, с помощью которых можно получить мощности в сотни ватт [60, 61]. Удвоение частоты генерации РОС-лазера во внешнем резонаторе позволяет достичь эффективности преобразования более 50 %. Так, в работе [54] продемонстрирована мощность второй гармоники 4,1 Вт с накачкой излучением одночастотного РОС-лазера мощностью 8,3 Вт на длине волны 1091 нм.

Данные подходы обеспечивают высокую эффективность преобразования в видимое излучение из ближнего ИК-диапазона генерации волоконных лазеров. Но эти методы достаточно сложно применить для создания волоконных лазерных источников видимого излучения, перестраиваемых в широком диапазоне длин волн. Во внerezонаторной схеме используется РДС-кристалл, диапазон перестройки которого ограничен диапазоном рабочих температур (обычно не более 5 нм). Схема удвоения частоты генерации одночастотного лазера во внешнем резонаторе достаточно сложна, хотя и находит практическое применение. Помимо трудности изготовления перестраиваемого РОС-лазера внешний резонатор представляет собой непростой технологический объект, требующий точной координации всех оптических элементов и электроники для согласования частоты лазера и моды внешнего резонатора. Поэтому задача создания перестраиваемых источников видимого излучения на базе РОС-лазеров затруднена сложностью и дороговизной технологического исполнения.

В отличие от схем ГВГ без резонатора и преобразования частоты генерации во внешнем резонаторе наибольшее распространение для генерации второй гармоники излучения твердотельных лазеров получили схемы внутрирезонаторного удвоения частоты [62, 63]. Принцип ГВГ заключается в том, что активный элемент, в котором генерируется излучение на основной частоте, и нелинейный кристалл, где это излучение преобразуется во вторую гармонику, оказываются внутри общего резонатора. При этом резонатор заперт для основного излучения, что увеличивает мощность внутри резонатора, и открыт для вывода излучения второй гармоники. Данная схема достаточно проста и эффективна для получения второй гармоники. К тому же при изменении длины волны генерации лазера стабилизации длины резонатора не требуется, и, как следствие, схема становится гораздо проще, чем при удвоении частоты генерации во внешнем резонаторе.

Первые попытки внутрирезонаторного преобразования частоты волоконных лазеров не принесли хороших результатов. В работах [64, 65] используется внутрирезонаторная схема удвоения частоты генерации ВКР-лазера в кристалле LBO. При уровне мощности основного излучения (1178 нм) 12 Вт было получено лишь 10 мВт на длине волны второй гармоники (589 нм). Столь низкое значение эффективности связано, во-первых, со случайным характером поляризации излучения ВКР-лазера, что приводит к четырёхкратному понижению эффективности ГВГ, поскольку в кристалле LBO использовался синхронизм I типа, требующий линейной поляризации. Синхронизм II типа позволил бы избежать данной проблемы. Во-вторых, причиной крайне низкой эффективности такой ГВГ является большая спектральная ширина выходного излучения ВКР-лазера, превосходящая ширину синхронизма кристалла (характерная ширина спектра излучения ВКР-лазера составляет единицы нанометров при выходной мощности несколько ватт). Других публикаций по внутрирезонаторному удвоению частоты волоконных лазеров не было. Далее будут изложены результаты исследований ГВГ волоконных лазеров, полученные в Лаборатории

волоконной оптики Института автоматики и электрометрии СО РАН.

**Одновременная перестройка и удвоение частоты генерации ИВЛ во внерезонаторной схеме.** Схема экспериментальной установки по внерезонаторному удвоению представлена на рис. 3. Выходящий из лазера пучок коллимируется асферической линзой Л1, затем, отражаясь от плотного поворотного зеркала З1, фокусируется в кристалл линзой Л2. Кристалл помещён в термостат для стабилизации температуры (в нашем случае 60 °С), которая поддерживалась контроллером температуры (КТ). Термостат закреплён на угловую подвижку, чтобы изменять угол падения излучения на кристалл. Селективное зеркало З2 отражает вторую гармонику и пропускает основное излучение. Мощность второй гармоники определяется с помощью измерителя мощности ИМ2, мощность основной — ИМ1. Слабый сигнал основного излучения, прошедший через зеркало З1, заводился в волоконный световод. С помощью АОС измерялась длина волны основного излучения. Перестройка длины волны осуществлялась за счёт сжатия ВБР. Эксперимент проводился следующим образом: сжатием решётки изменялась длина волны генерации волоконного лазера. Затем при повороте кристалла находился угол падения, при котором выполняется синхронизм. Измерялись мощность и длина волны первой гармоники и мощность второй гармоники.

Излучение перестраиваемого волоконного лазера случайно поляризовано. Для удвоения частоты генерации таких лазеров целесообразно использовать нелинейные кристаллы с синхронизмом II типа. Кристалл КТР обладает не только синхронизмом II типа, но и высокой нелинейностью. Благодаря этому он нашёл довольно широкое применение и для ГВГ поляризованного излучения твердотельных лазеров вблизи 1 мкм. В случае синхронизма II типа существенное внимание требуется уделить сносу излучения необыкновенной волны, влияющему на эффективность преобразования во вторую гармонику. Метод компенсации сноса для заданной длины волны за счёт наклонного падения на поверхность кристалла изложен в [66]. Используя зависимости показателя преломления от длины волны и температуры для кристалла КТР, можно для конкретной длины волны генерации ИВЛ найти геометрию кристалла, обеспечивающую совпадение направлений распространения обыкновенной и необыкновенной волн излучения основной частоты в нелинейном кристалле. Методика расчётов была применена для определения значений углов сноса, углов между лучами обыкновенной и необыкновенной волн и углов падения на поверхность

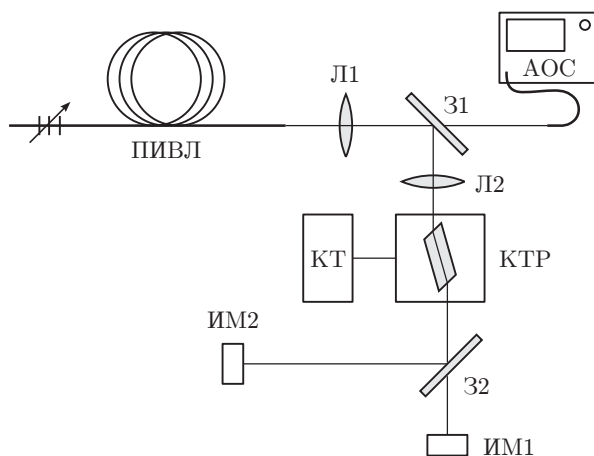


Рис. 3. Схема экспериментальной установки для удвоения частоты генерации перестраиваемого иттербиевого волоконного лазера (ПВЛ)

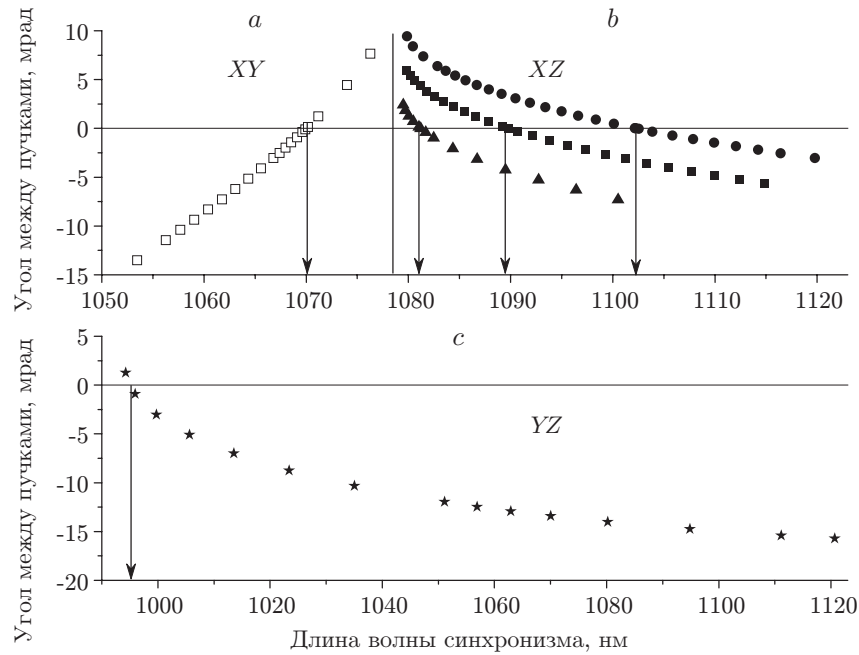


Рис. 4. Угол между лучами обыкновенной и необыкновенной волн основного излучения в зависимости от длины волны для кристаллов с синхронизмом в плоскостях: *a* —  $XY$  (кристалл оптимизирован на длину волны 1070 нм ( $\square$ )) [68]; *b* —  $XZ$  (кристаллы оптимизированы на 1081 ( $\blacktriangle$ ), 1090 ( $\blacksquare$ ) и 1102 нм ( $\bullet$ )) [67]; *c* —  $YZ$  (кристалл оптимизирован на 990 нм ( $\star$ )) [68]

кристалла в зависимости от длины волны синхронизма для трёх различных геометрий кристалла КТР с синхронизмом в плоскости  $XZ$ . На рис. 4, *b* показаны рассчитанные углы разбегания лучей в зависимости от длины волны для трёх кристаллов с различной геометрией [67]. Эти результаты позволяют найти длину волны, на которой преобразование во вторую гармонику будет оптимальным для определённого кристалла (соответствует нулевому значению угла между лучами). Отсюда видно, что разбегание лучей обыкновенной и необыкновенной волн компенсируется за счёт наклонного падения на длинах волн  $\sim 1081$ , 1090 и 1102 нм. Также данные углов между лучами позволяют оценить диапазон длин волн, в котором преобразование во вторую гармонику возможно без значительных потерь эффективности.

Следует отметить, что в случае скалярного синхронизма, который выбором геометрии кристалла можно реализовать при нормальном падении в плоскости  $XZ$  на этих же длинах волн, разбегание лучей обыкновенной и необыкновенной волн основного излучения составит 5,5 мрад для длины волны 1081 нм, 13,5 мрад для 1090 нм и 19,7 мрад для 1102 нм. Таким образом, наклонное падение на поверхность кристалла даёт возможность не только полностью компенсировать разбегание лучей для выбранной геометрии кристалла на фиксированной длине волны, но и значительно его уменьшить в достаточно широком спектральном диапазоне (см. рис. 4, *b*).

С использованием полученных данных изготовлено три кристалла длиной 10 мм с синхронизмом в плоскости  $XZ$ . Исследовалось влияние фокусировки пучка излучения основной частоты в кристалл на эффективность преобразования во вторую гармонику. Экспериментальные результаты позволили выбрать наиболее оптимальный набор линз для дальнейших исследований. В однопроходной внрезонаторной схеме проведены эксперименты по удвоению частоты генерации ПИВЛ. Результаты измерений полного коэффициента



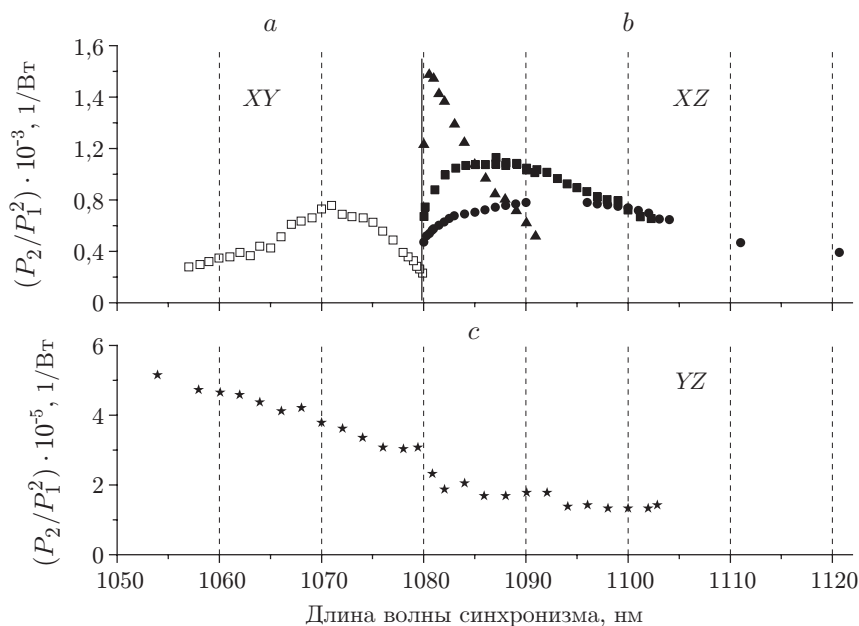


Рис. 5. Полный коэффициент эффективной нелинейности в зависимости от длины волны для кристаллов с синхронизмом в плоскостях: *a* — *XY*, *b* — *XZ*, *c* — *YZ* (обозначения символов см. на рис. 4)

эффективной нелинейности (отношение мощности второй гармоники  $P_2$  к квадрату мощности первой  $P_1$ ,  $P_2/P_1^2$ ) в зависимости от длины волны для этих кристаллов [67] показаны на рис. 5, *b*.

Аналогичная работа по генерации второй гармоники и перестройке частоты проведена для кристаллов КТР с синхронизмом в плоскостях *XY* и *YZ*. Для этих кристаллов подобно плоскости *XZ* на рис. 4 приведены расчётные значения углов между лучами обыкновенной и необыкновенной волн в зависимости от длины волны синхронизма [68]. Кристаллы КТР с синхронизмом в плоскости *XY* широко распространены в связи с возможностью ГВГ на длине волны 532 нм твердотельного Nd:YAG-лазера. Применительно к ПИВЛ данная плоскость подходит для ГВГ в диапазоне длин волн  $< 540$  нм [68]. В экспериментах использовался кристалл с геометрией, позволяющей компенсировать разбегание лучей обыкновенной и необыкновенной волн основного излучения при наклонном падении на поверхность кристалла на длине волны 1070 нм (рис. 4, *a*). При этом для кристалла со скалярным синхронизмом при нормальном падении на этой же длине волны разбегание лучей составляет 2,7 мрад, т. е. наклонное падение даёт не такой большой выигрыш в компенсации разбегания лучей, как для плоскости *XZ*. Тем не менее в работе [66] для длины волны 1064 нм компенсация разбегания лучей за счёт наклонного падения позволила увеличить эффективность преобразования на 20 % по сравнению с нормальным падением.

Плоскость *YZ* отличается от двух других тем, что в ней возможна ГВГ во всём диапазоне длин волн стандартного ИВЛ. На рис. 4, *c* показана зависимость угла разбегания лучей от длины волны для выбранной геометрии кристалла [68]. Видно, что компенсация разбегания лучей для этой геометрии находится вблизи 1000 нм, т. е. за пределами спектра генерации стандартного ИВЛ. Обоснованность выбора данной геометрии заключается в следующем. Полная компенсация разбегания лучей для плоскости *YZ* возможна в диапазоне 1000–1053 нм, но для  $\lambda = 1053$  нм она достигается только при скользком падении луча. Поэтому геометрия кристалла выбрана такой, чтобы частично компенсировать снос в диапазоне генерации ИВЛ и при этом углы падения не были слишком большими. Зна-

чительные углы падения на поверхность кристалла существенно влияют на коэффициент пропускания поверхности.

Также измерялись коэффициенты преобразования во вторую гармонику в зависимости от длины волны. На рис. 5 показано изменение экспериментально измеренного полного коэффициента эффективной нелинейности в зависимости от длины волны основного излучения для кристаллов КТР с синхронизмом в трёх различных плоскостях [67, 68]. Выше указывалось, что кристаллы с синхронизмом в плоскости  $XZ$  имели длину 10 мм. Для кристаллов с синхронизмом в плоскостях  $XU$  и  $YZ$  длина составляла 8 мм.

Таким образом, для оптимизации эффективности ГВГ для различных длин волн рассчитаны геометрии кристаллов с компенсацией разбегания лучей обыкновенной и необыкновенной волн основного излучения. Изучены их перестроечные характеристики. При удвоении частоты во внрезонаторной схеме для плоскостей  $XZ$  и  $XU$  получены диапазоны перестроек 540–560 нм и 528–540 нм соответственно. В этих плоскостях диапазоны перестройки ограничены длиной волны 540 нм, где выполняется не критический коллинеарный синхронизм для кристалла КТР. Полный коэффициент эффективной нелинейности в случае достаточно широкого диапазона перестройки составил  $\sim(5 \cdot 10^{-4})$  1/Вт. При этом оптимальный коэффициент для не критического коллинеарного синхронизма кристалла КТР длиной 10 мм, который выполняется на  $\lambda = 540$  нм, равен  $2 \cdot 10^{-3}$  1/Вт [69]. Для плоскости  $YZ$  полный коэффициент эффективной нелинейности оказался на порядок ниже ( $\sim(4 \cdot 10^{-5})$  1/Вт), но диапазон перестройки равнялся 24 нм (527–551 нм). Диапазон ограничен механическими возможностями ВБР и может быть расширен на всю область генерации стандартного ИВЛ. Аналогичные эксперименты по ГВГ в плоскости  $XU$  вблизи длины волны 1030 нм проводились в [70]. С нелинейным кристаллом длиной 18 мм получен диапазон перестройки 509–520 нм. Максимум полного коэффициента эффективной нелинейности  $\sim(1,4 \cdot 10^{-3})$  1/Вт достигался на длине волны 515,5 нм.

**Внутррезонаторное удвоение частоты генерации ПИВЛ.** Для увеличения эффективности преобразования частоты ИВЛ использован внутррезонаторный метод ГВГ. В этих целях создавался резонатор, плотный для основного ИК-излучения волоконного лазера и открытый для второй гармоники. Схема экспериментальной установки внутррезонаторного удвоения представлена на рис. 6. ИК-излучение на основной частоте, выходящее из волоконного лазера, коллимируется линзой Л1, отражается поворотным селективным зеркалом З1 и фокусируется в нелинейный кристалл КТР линзой Л2. Кристалл был помещён в термостат, температура которого задавалась контроллером температуры (КТ).

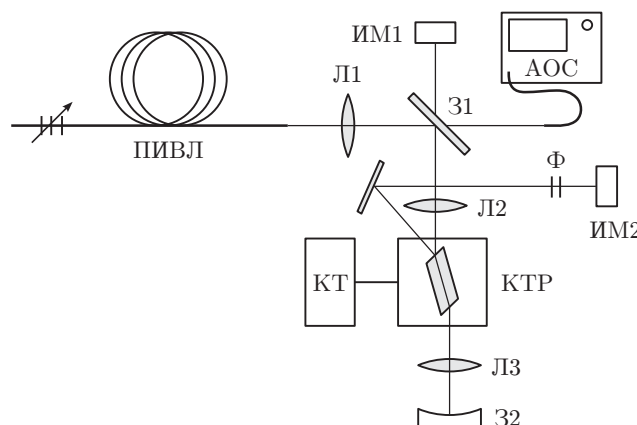


Рис. 6. Схема экспериментальной установки для внутррезонаторного удвоения частоты перестраиваемого иттербиевого волоконного лазера

Зеркало 32 имеет высокий коэффициент отражения излучений первой и второй гармоник. Генерируемое за два прохода в кристалле излучение второй гармоники выводится из резонатора через зеркало 31 и регистрируется с помощью ИМ1. Анализатор оптического спектра использовался для определения длины волны генерации ИВЛ. При рассмотрении оптической схемы резонатора оказалось возможным найти схему телескопического отражателя, позволяющего возвращать обратно в кристалл и далее в одномодовый световод параллельные лучи основного излучения, сформированные на выходе из кристалла вследствие эффекта сноса.

Вначале были проведены эксперименты по внутрирезонаторной ГВГ в волоконном лазере с фиксированной длиной волны 1085 нм [71]. Для удвоения частоты генерации взят кристалл КТР в плоскости  $XZ$ , оптимизированный на длину волны 1081 нм. Внутрирезонаторная мощность определялась по слабому отражённому сигналу, который подавался на ИМ2 (см. рис. 6). Фильтр (Ф) отсекал ИК-излучение. Для разного уровня мощности накачки измерялся сигнал как с плотным резонатором, так и без него. Тем самым находилось относительное увеличение внутрирезонаторной мощности основного ИК-излучения. Затем это увеличение нормировалось на измеренную выходную мощность волоконного лазера. Таким образом был определён уровень мощности ИК-излучения внутри резонатора в зависимости от мощности накачки.

На рис. 7 представлено сравнение мощностей второй гармоники при удвоении частоты во внутрирезонаторной и внерезонаторной схемах. Видно, что экспериментально наблюдается квадратичный рост мощности второй гармоники. Максимальная полученная мощность при внутрирезонаторном удвоении составила  $\approx 350$  мВт при мощности диодной накачки 20 Вт [71]. Во внерезонаторной схеме при той же мощности диодной накачки мощность второй гармоники составила  $\approx 130$  мВт, т. е. помещение кристалла внутрь резонатора увеличило эффективность примерно в 3 раза.

Относительно небольшое увеличение мощности второй гармоники связано с внутрирезонаторными потерями, растущими с увеличением мощности накачки. Для определения характера этих потерь были проведены измерения мощности за плотной брэгговской решёткой, отношение которой к внутрирезонаторной мощности показывает эффективное пропускание плотной ВБР. В результате измерений получена зависимость коэффициен-

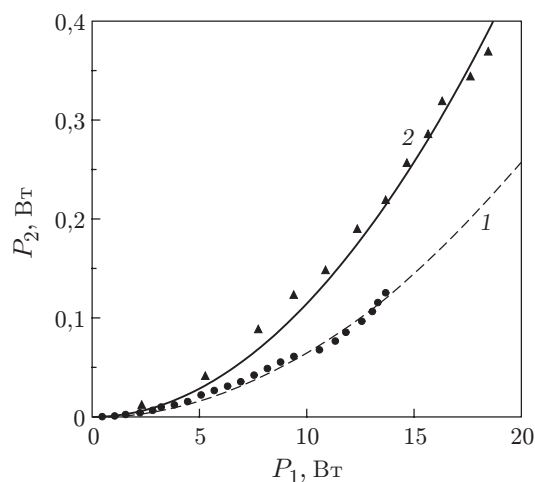


Рис. 7. Зависимость мощности второй гармоники от мощности основного излучения при удвоении частоты во внерезонаторной (1) и внутрирезонаторной (2) схемах (символы — экспериментальные данные, кривые — квадратичная аппроксимация)

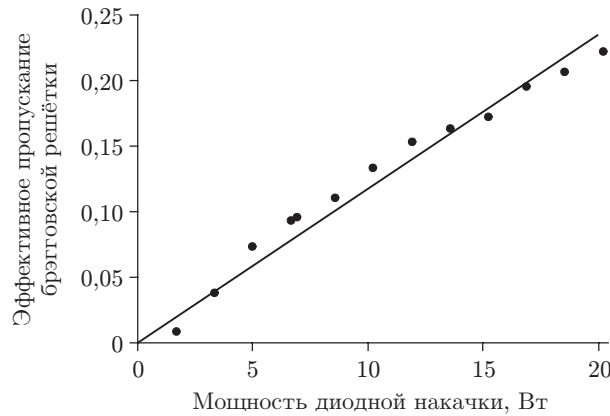


Рис. 8. Пропускание брэгговской решётки в зависимости от мощности диодной накачки (точки — экспериментальные данные, сплошная линия — линейная аппроксимация) [71]

та пропускания решётки от мощности диодной накачки (рис. 8). Как и предполагалось, внутрирезонаторные потери растут с увеличением мощности диодной накачки. В нашем случае потери выросли с  $\sim 1\%$  вблизи порога до  $\sim 25\%$  при мощности накачки 20 Вт [71]. Потери связаны с тем, что при увеличении мощности генерации лазера генерируемый спектр уширяется (см., например, [72–74]). Данный эффект приводит к тому, что спектр генерации лазера становится шире спектра отражения плотной ВБР. Тем самым увеличивается пропускание решётки и уменьшается добротность резонатора.

Генерация второй гармоники происходит за два прохода через нелинейный кристалл. При этом на эффективность преобразования оказывают влияние также фазовые эффекты. Сравнение экспериментальных данных по удвоению частоты генерации ИВЛ во внереzonаторной и внутрирезонаторной схемах показывает, что при перестройке частоты ИВЛ мощность второй гармоники во втором случае изменяется неплывным образом (рис. 9, а). Причина появления данных эффектов связана с наличием внутри резонатора оптических элементов со значительной дисперсией, в которых происходит сдвиг фазы между второй

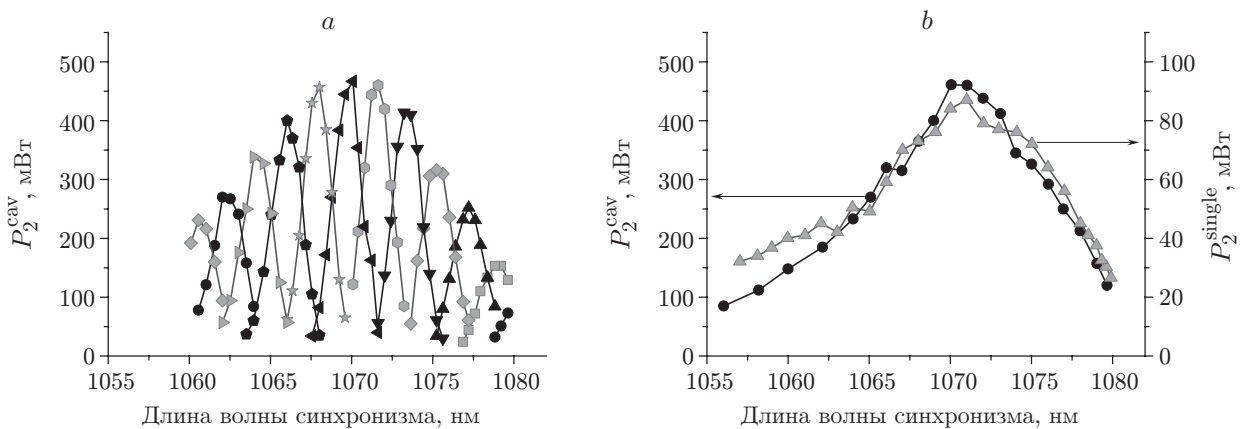


Рис. 9. Мощность второй гармоники в зависимости от длины волны для кристалла с синхронизмом в плоскости  $XU$  при генерации во внутрирезонаторной схеме  $P_2^{\text{cav}}$ : без компенсации фазы (а) и с компенсацией фазы (b).  $P_2^{\text{single}}$  — мощность второй гармоники при генерации во внереzonаторной схеме [68]

гармоникой и основным излучением. Подобные эффекты наблюдались в других схемах ГВГ (см., например, [75, 76]). Для качественного описания фазовых эффектов в резонаторе волоконного лазера можно рассмотреть схемы ГВГ в двух последовательных кристаллах, между которыми расположен фазосдвигающий элемент. Для такой схемы можно найти решение системы укороченных уравнений для ГВГ в случае цилиндрически симметричного гауссова пучка при рассмотрении не критического синхронизма I типа. В этом случае мощность второй гармоники пропорциональна следующему интегралу:

$$P_2 \propto \left| \int_0^l \left[ \frac{e^{i\Delta k z'}}{1 - i2\frac{z'-z_0}{b}} + e^{i\Phi + i\Delta k l} \frac{e^{i\Delta k z'}}{1 - i2\frac{z'-(l-z_0)}{b}} \right] dz' \right|^2,$$

где  $l$  — длина кристалла;  $\Delta k$  — волновая отстройка;  $z_0$  — положение перетяжки пучка в кристалле;  $b$  — конфокальный параметр. В случае плоских волн (когда конфокальный параметр  $b \rightarrow \infty$ ) данный интеграл сводится к виду

$$P_2 \propto 4 \cos^2 \left( \frac{\Phi + \Delta k l}{2} \right) \left( \frac{\sin(\Delta k l / 2)}{\Delta k l / 2} \right)^2.$$

Подобное выражение приводится в [75, 76]. Таким образом, варьируя фазу  $\Phi$ , можно добиться максимальной мощности второй гармоники для любой длины волны. Экспериментально показано, что за счёт внесения внутрь резонатора дополнительного дисперсионного элемента можно стабилизировать разность фаз и получить плавную зависимость мощности второй гармоники от длины волны (рис. 9, б) [68].

В экспериментах также выявлено, что основным фактором, влияющим на снижение добротности резонатора, является уширение спектра генерации волоконного лазера. При внутррезонаторном удвоении частоты в кристалле с синхронизмом в плоскости  $XU$  удалось увеличить мощность второй гармоники в 5 раз по сравнению с внerezонаторной схемой (с 90 до 450 мВт) [68]. Для кристалла с синхронизмом в плоскости  $XZ$  мощность увеличилась в 3 раза (со 120 до 350 мВт) [71, 77]. Различие коэффициентов увеличения связано с большим уширением спектра генерации ИВЛ во втором случае, поскольку используемый активный световод был длиннее, соответственно нелинейные эффекты сильнее сказывались на уширении спектра генерации ИВЛ. Ещё больший коэффициент увеличения (с 67 до 400 мВт) достигнут для длины волны 515 нм при применении более короткого активного световода [78]. При перестройке частоты генерации ИВЛ с генерацией второй гармоники во внутррезонаторной схеме проявляются фазовые эффекты, влияющие на выходную мощность видимого излучения. Внесением дополнительного дисперсионного элемента внутрь резонатора удаётся скомпенсировать дисперсию и продемонстрировать плавную перестройку, схожую с ГВГ во внerezонаторной схеме. Получены диапазоны перестройки 528–540 нм [68] и 540–550 нм [77] для кристаллов с синхронизмом в плоскостях  $XU$  и  $XZ$  соответственно.

Можно отметить последние достижения по внутррезонаторному удвоению частоты волоконных лазеров. В работах [79, 80] предложен ещё один метод эффективного удвоения частоты генерации волоконного лазера. Излучение лазера заводится в четырёхзеркальный резонатор, куда помещён нелинейный кристалл. Прошедшее через этот резонатор излучение отражается обратно в световод лазера с помощью зеркала с высоким коэффициентом отражения, стоящего за резонатором. Такая обратная связь позволяет волоконному лазеру генерировать только на собственных модах четырёхзеркального резонатора, благодаря чему основное излучение накапливается в резонаторе, что приводит к увеличению эффективности удвоения частоты. В данной схеме получена мощность второй гармоники 19 Вт

при мощности поглощённой многомодовой накачки 90 Вт. Предложенный метод позволяет осуществить перестройку частоты в достаточно широком диапазоне. Но недостатком этой схемы является сложность её конструкции: в качестве селектора частоты волоконного лазера вместо ВБР используется объёмная дифракционная решётка; схема содержит достаточно много оптических элементов, требующих точного согласования и настройки. К тому же в спектре излучения второй гармоники имеется несколько пиков, обусловленных селекцией продольных мод четырёхзеркальным резонатором.

**Статистический выигрыш при ГВГ многочастотного поляризованного излучения ИВЛ.** До сих пор рассматривалась ГВГ многочастотного излучения ИВЛ со случайной поляризацией. Показано, что уширение спектра генерации приводит к падению эффективности преобразования частоты. Сравним эффективности ГВГ одночастотного усиленного излучения и многочастотного поляризованного узкополосного излучения ИВЛ в кристаллах КТР и PPLN. Известно, что излучение многочастотного непрерывного лазера может быть значительно промодулированным по мощности на временах, существенно меньших времени обхода резонатора. В этом смысле в многочастотных непрерывных лазерах генерируется квазинепрерывное излучение. Эффективность ГВГ для квазинепрерывного излучения выше благодаря квадратичной зависимости мощности второй гармоники от мощности излучения на основной частоте. Ещё в работе [81] рассматривался вопрос о том, как эффективность ГВГ многочастотного излучения (например, для лазеров с большим количеством продольных мод в генерации) зависит от наличия фазовых корреляций между модами лазерного резонатора. В частности, было показано, что для излучения, состоящего из мод со случайными фазами (с гауссовой статистикой) может наблюдаться двукратное увеличение эффективности преобразования многочастотного излучения по сравнению с одночастотным. Однако в [82] отмечалось, что увеличение эффективности (статистический выигрыш) равно 2 только при малых коэффициентах преобразования поля со случайной комплексной амплитудой и существенно меняется при отклонении статистики излучения от гауссовой.

В экспериментах [83] использовался ИВЛ с узкополосным поляризованным излучением. С одной стороны, для предотвращения уменьшения статистического выигрыша из-за дисперсии в нелинейном кристалле ширина спектра генерации лазера (менее 10 пм) была много меньше спектральной ширины синхронизма (свыше 0,4 нм). С другой стороны, эффективное количество продольных мод в лазере было достаточно большим ( $N \sim 50$ ), поэтому конкретное значение  $N$  не влияло на коэффициент статистического выигрыша ( $K = 2 - 1/N \approx 2$  [81]). Для небольшого количества мод ( $N < 8$ ) данная зависимость экспериментально подтверждалась при ГВГ излучения He—Ne-лазера в кристалле RDP с некритическим синхронизмом I типа [84]. Поскольку в He—Ne-лазере наблюдается неоднородное насыщение усиления, длина резонатора была выбрана достаточно малой, чтобы межмодовое расстояние превышало однородную ширину линии. Это обеспечивало независимость насыщения усиления на всех продольных модах и, как следствие, их нескоррелированность.

Волоконные иттербиевые лазеры обычно характеризуются относительно большой длиной резонатора ( $L \sim 10$  м) [4], малым межмодовым расстоянием ( $c/(2Ln) \sim 10$  МГц) и большим числом генерируемых продольных мод, возбуждаемых при использовании в качестве зеркал резонатора ВБР с характерной шириной спектра отражения от единиц до сотен гигагерц. При этом однородная ширина линии усиления много больше межмодового интервала, а значит, даже в непрерывном лазере фазы мод могут быть связаны между собой. Поэтому величина статистического выигрыша при ГВГ иттербиевого волоконного лазера подлежит уточнению.

Удвоение частоты осуществлялось в двух кристаллах КТР с критическим синхронизмом II типа в плоскости XY. Кристаллы помещались в термостат, управляемый КТ с

возможностью регулировки от 35 до 99 °С. Поляризация лазеров выставлялась под углом 45° по отношению к оси  $OZ$  кристалла для обеспечения равной мощности обыкновенной и необыкновенной волн. Положение и наклон кристаллов оптимизировались для получения максимума мощности ГВГ одночастотного излучения при температуре 75 °С. Далее при изменении температуры кристалла регистрировалась зависимость полного коэффициента эффективной нелинейности удвоения частоты  $\gamma = P_2/P_1^2$  от температуры для одночастотного и многочастотного излучений. Обе кривые аппроксимировались функцией  $f(T) = A \operatorname{sinc}^2(0,443\pi(T - T_0)/\delta T)$  с тремя независимыми параметрами ( $A$ ,  $T_0$ ,  $\delta T$ ) и нормировались на единицу в максимуме эффективности ГВГ одночастотного излучения. Результаты измерений представлены на рис. 10, *a, b* для кристаллов КТР длиной 2,5 и 5 мм соответственно. Различие положений максимумов эффективности связано с различием длин волн многочастотного и одночастотного излучений на 0,5 нм. Из рисунков видно, что величина статистического выигрыша эффективности для многочастотного излучения слабо зависит от фокусировки и лежит в диапазоне от 1,5 до 1,65.

Аналогичные эксперименты проводились с РДС-кристаллом ниобата лития, легированным 5 % MgO, с периодом доменной структуры 6,95 мкм и длиной 4,7 мм [83]. При этом поляризация ориентировалась вдоль оси  $OZ$  кристалла. Результаты измерений приведены на рис. 10, *с*. Представленные данные свидетельствуют о том, что статистический выигрыш слабо зависит не только от фокусировки, но и от типа синхронизма. Измеренный статистический выигрыш составил 1,5–1,65 раза, что заметно меньше, чем расчётный коэффициент равный 2 для лазера с гауссовой статистикой излучения. Измерения временной

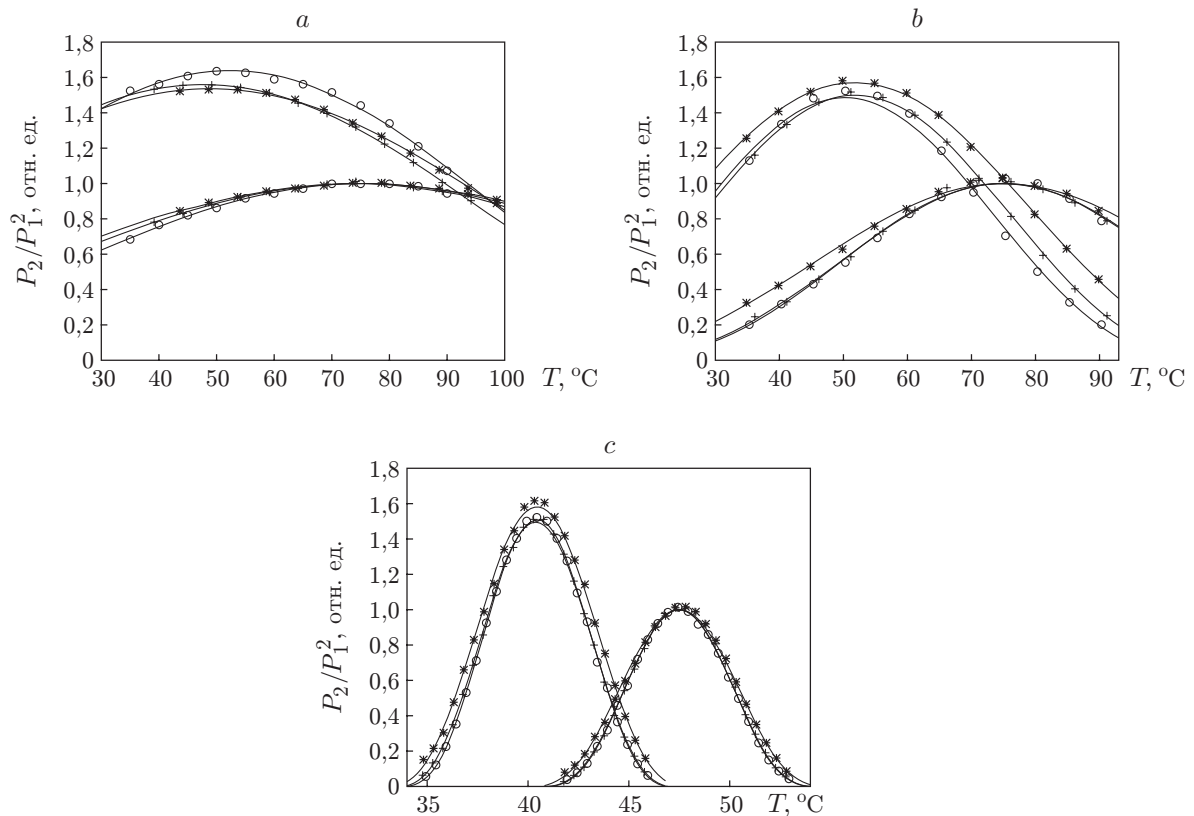


Рис. 10. Нормированные зависимости эффективности ГВГ от температуры: для кристаллов КТР длиной 2,5 (*a*) и 5 мм (*b*) и кристалла MgO:PPLN (*c*). Радиус перетяжки пучка составлял 16 (\*), 26 (+) и 55 мкм (o) [83]

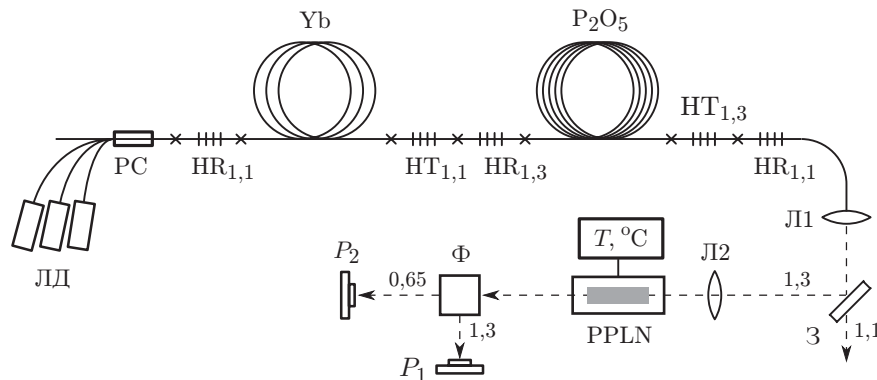


Рис. 11. Схема экспериментальной установки

зависимости мощности генерации непрерывного многочастотного лазера показали, что величина статистических флуктуаций хорошо согласуется с измеренным увеличением ГВГ в сравнении с одночастотным лазером.

**Удвоение частоты генерации ВКР-лазера.** В предыдущих разделах рассмотрена компенсация сноса в кристаллах КТР и продемонстрировано эффективное удвоение частоты ИВЛ. Можно показать, что на длинах волн вблизи 1,3 мкм полная компенсация сноса в кристалле КТР затруднена. В [58, 85] были проведены эксперименты по удвоению частоты излучения ВКР-лазера в простой и надёжной однопроходной схеме вне резонатора в РДС-кристалле PPLN, легированном 5 % MgO, обеспечивающем квазисинхронизм при температуре  $T_c \approx 49$  °С для длины волны 1,31 мкм.

Экспериментальная установка приведена на рис. 11. Использовалась линейная полностью волоконная схема фосфосиликатного ВКР-лазера с накачкой ИВЛ [86, 87]. Иттербиевый волоконный лазер (Yb) накачивается тремя ЛД и генерирует до 13,8 Вт излучения на длине волны 1115 нм. Резонатор лазера формируют ВБР с большим коэффициентом отражения ( $HR_{1,1}$ ) и высоким коэффициентом пропускания ( $HT_{1,1}$ ) для длины волны 1,11 мкм. Резонатор ВКР-лазера ( $P_2O_5$ ) образован ВБР  $HR_{1,3}$  и  $HT_{1,3}$  с коэффициентами отражения 99 и 23 % на длине волны 1,31 мкм соответственно, помещёнными по концам 350 м фосфосиликатного оптоволокна, произведённого в Научном центре волоконной оптики РАН (Москва), имеющего коэффициент ВКР-усиления 6,5 дБ/(км·Вт), потери порядка 1,1 дБ/км и диаметр модового пятна 5,9 мкм для длины волны 1,31 мкм. Большой сдвиг стоксовой компоненты ( $\sim 1330$  см<sup>-1</sup>), связанный с фосфором, обеспечивает преобразование длины волны с 1,11 в 1,31 мкм в одном каскаде [88]. Дополнительная ВБР  $HR_{1,1}$  (высокоотражающая для 1,11 мкм) установлена на выходе ВКР-лазера для реализации двухпроходной схемы накачки (см., например, [87]). Выходное излучение коллимировалось линзой Л1 (см. рис. 11), фильтровалось от излучения ИВЛ при помощи поворотного зеркала (3) и фокусировалось линзой Л2 в нелинейный кристалл PPLN, помещённый в термостат. Радиус пучка в перетяжке составил  $w_0 = 22$  мкм. В спектре ГВГ, отделяемом фильтром (Ф), наблюдались характерные боковые пики (рис. 12, b). Ширина основного пика ГВГ достигала  $\sim 0,3$  нм при больших мощностях в соответствии с шириной квазисинхронизма. Несмотря на то что ширина спектра ВКР-лазера достигала  $\sim 1,6$  нм (рис. 12, a) и была в 3 раза больше, чем ширина квазисинхронизма, мощность ГВГ растёт линейно до  $>60$  мВт при  $\sim 7$  Вт мощности излучения ВКР-лазера (рис. 13) [58, 85].

Механизм спектрального уширения ВКР-лазера связан с многочисленными процессами четырёхволнового смешения, включающими огромное число продольных мод ( $\sim 10^6$  в однокilометровом резонаторе) и приводящими к стохастической эволюции их амплитуд и фаз. Модель, построенная для высокооборотного ВКР-лазера, образованного ВБР



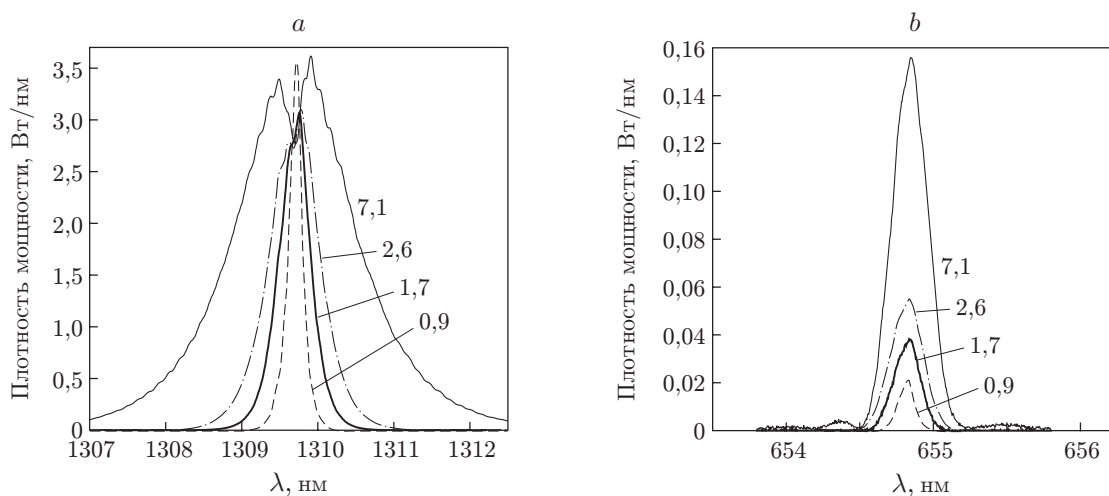


Рис. 12. Спектры генерации: ВКР-лазера (а) и ГВГ (б), измеренные при разных мощностях ВКР-лазера [58, 85]

с гауссовой формой спектра отражения, хорошо описывает их спектр: экспоненциальную форму и корневой рост ширины с увеличением мощности [74]. Но эта модель не применима напрямую в данном случае из-за низкого коэффициента отражения узкой выходной ВБР. Результаты измерений показали, что ширина растёт практически линейно, а плотность мощности насыщается на уровне 3,5 Вт/нм (см. рис. 12, а), что немаловажно для процесса ГВГ. Аналогичное поведение наблюдалось в ВКР-лазере с широкими и плотными ВБР, имеющими сложную структуру спектра отражения с пиками и провалами. Эта структура переходила в выходной спектр генерации с шириной, ограниченной шириной ВБР. Здесь применяются существенно более узкие ВБР без значительных дополнительных пиков, а спектр генерации намного шире спектра выходной ВБР. Это означает, что два предполо-

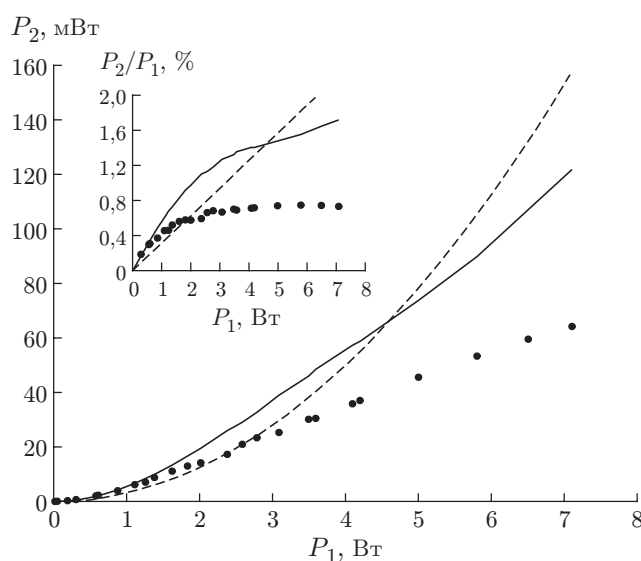


Рис. 13. Зависимость мощности ГВГ ( $P_2$ ) от мощности ВКР-лазера ( $P_1$ ): экспериментальные данные (точки) и расчётная мощность при одночастотном (штриховая кривая) и многочастотном (сплошная кривая) излучениях накачки. Вставка — соответствующая нелинейная эффективность ГВГ  $P_2/P_1$  [58, 85]

жения использованной ранее модели нарушаются: резонатор лазера невысокодобротный и ширина спектра генерации превышает спектр отражения обеих ВБР. Можно отметить, что численные расчёты, включающие процессы четырёхволнового смешения для ВКР-лазера с низкодобротным резонатором, выполненные в [89], качественно согласуются с наблюдаемыми результатами.

Полученные значения эффективности  $P_2/P_1 \sim 1\%$  [58, 85] сравнимы с вычисленными для одночастотного лазера. Результаты расчётов представлены на рис. 13 штриховой линией. Кроме того, при малых мощностях ( $P_1 < 2,5$  Вт) наблюдается статистический выигрыш для многочастотного излучения по сравнению с одночастотным в росте нелинейной эффективности, несмотря на то что при больших мощностях эффективность становится меньше. Обратимся к факту, что эффективность преобразования многочастотного излучения выше, чем одночастотного. Теоретически этот эффект обсуждался начиная с классической работы [81] (см. также [63] и цитируемую в ней литературу). Эффект двукратного статистического выигрыша экспериментально подтверждён для ВКР-лазера при малых мощностях [58, 85]. На больших мощностях спектр превышает ширину квазисинхронизма и дополнительный фактор, пропорциональный отношению числа мод внутри квазисинхронизма к общему числу мод, приводит к уменьшению статистического выигрыша в мощности ГВГ в сравнении с одночастотным излучением. Линейный рост числа мод с увеличением мощности ВКР-лазера приводит к линейному росту мощности ГВГ. В работах [58, 85] показано, что в эффективность ГВГ вносят вклад процессы не только прямого удвоения, но и суммирования частоты.

**Заключение.** Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы. Кристалл КТР со II типом синхронизма, оптимизированный на определённую длину волны с компенсацией сноса за счёт наклонного падения на поверхность кристалла, может быть использован для эффективной генерации второй гармоники непрерывного случайно поляризованного излучения иттербиевого волоконного лазера с перестройкой длины волны в диапазоне  $>40$  нм.

Достигнуты диапазоны плавной перестройки частоты второй гармоники 528–540 нм и 540–560 нм для кристаллов с синхронизмом в плоскостях  $XY$  и  $XZ$  соответственно. Полный коэффициент эффективной нелинейности (отношение мощности второй гармоники к квадрату мощности первой) во внerezонаторной схеме составил  $\sim(6 \cdot 10^{-4})$  1/Вт. Показано, что для кристалла с синхронизмом в плоскости  $YZ$  диапазон перестройки значительно шире (527–551 нм) и ограничен механическими возможностями перестраиваемой волоконной брэгговской решётки, но полный коэффициент эффективной нелинейности для данной плоскости синхронизма на порядок ниже, чем для двух других.

Получено увеличение эффективности ГВГ иттербиевого волоконного лазера во внутррезонаторной схеме до 5 раз по сравнению с внerezонаторной схемой. Показано, что уширение спектра с ростом мощности лазера приводит к увеличению эффективного пропускания ВБР, что снижает добротность резонатора и тем самым ограничивает рост мощности основного излучения внутри резонатора.

Продемонстрировано, что добавление внутрь резонатора дисперсионного элемента, компенсирующего сдвиг фазы волн второй гармоники, генерируемых при прямом и обратном проходе через нелинейный кристалл, позволяет достичь плавного изменения мощности второй гармоники при перестройке частоты ИВЛ с внутррезонаторным удвоением частоты.

При удвоении частоты линейно поляризованного узкополосного иттербиевого лазера показано, что даже при относительно большом эффективном числе мод ( $N \sim 50$ ), участвующих в генерации иттербиевого волоконного лазера, статистический выигрыш заметно отличается от двукратного (1,6). Отличие может быть связано с наличием частичной синхронизации мод в многочастотном непрерывном лазере вследствие однородности насы-

щения линии усиления на масштабах спектра генерации. Таким образом, статистический выигрыш в данном лазере определяется статистическими свойствами огибающей поля.

При ГВГ многочастотного излучения ВКР-лазера показано, что процессы суммирования дают основной вклад в мощность второй гармоники, тогда как вклад процессов прямого удвоения исчезающе мал при большом числе мод. Поэтому эффективная ГВГ возможна и для широкополосных волоконных лазерных источников с шириной спектра, превышающей ширину синхронизма кристалла.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers** /Ed. M. J. F. Digonnet. N. Y.: Taylor & Francis, 2002. Optical Engineering Ser. 798 p.
2. **Mears R. J., Reekie L., Jauncey I. M., Payne D. N.** High-gain rare-earth-doped fiber amplifier at 1.54  $\mu\text{m}$  // Optical Fiber Communication. OSA Technical Digest. 1987. Paper WI2.
3. **Meltz G., Morey W. W., Glenn W. H.** Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method // Opt. Lett. 1989. **14**, N 15. P. 823–825.
4. **Курков А. С., Дианов Е. М.** Непрерывные волоконные лазеры средней мощности // Квантовая электроника. 2004. **34**, № 10. С. 881–900.
5. **Hanna D., Percival R., Perry I. et al.** An Ytterbium-doped monomode fibre laser: broadly tunable operation from 1.010  $\mu\text{m}$  to 1.162  $\mu\text{m}$  and three-level operation at 974 nm // Journ. Modern Opt. 1990. **37**, N 4. P. 517–525.
6. **Pask H., Carman R., Hanna D. et al.** Ytterbium-doped silica fibre lasers: versatile sources for the 1–1.2  $\mu\text{m}$  region // IEEE Journ. Sel. Top. Quant. Electron. 1995. **1**, N 1. P. 2–13.
7. **Paschotta R., Nilsson J., Tropper A. C., Hanna D. C.** Ytterbium-doped fiber amplifiers // IEEE Journ. Quant. Electron. 1997. **33**, N 7. P. 1049–1056.
8. **Richardson D. J., Nilsson J., Clarkson W. A.** High power fiber lasers: current status and future perspectives // JOSA B. 2010. **27**, N 11. P. B63–B92.
9. **Мелькумов М. А., Буфетов И. А., Кравцов К. С. и др.** Генерационные параметры иттербиевых волоконных световодов, легированных  $\text{P}_2\text{O}_5$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  // Квантовая электроника. 2004. **34**, № 9. С. 843–848.
10. **Kurkov A., Dianov E., Paramonov V. et al.** Efficient Yb fiber laser at 980 nm pumped by the high-brightness semiconductor source // Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO'01). Technical Digest. 2001. Vol. 1. P. 216–217.
11. **Selvas R., Sahu J. K., Fu L. B. et al.** High-power, low-noise, Yb-doped, cladding-pumped, three-level fiber sources at 980 nm // Opt. Lett. 2003. **28**, N 13. P. 1093–1095.
12. **Boullet J., Zaouter Y., Desmarchelier R. et al.** High power ytterbium-doped rod-type three-level photonic crystal fiber laser // Opt. Express. 2008. **16**, N 22. P. 17891–17902.
13. **Roeser F., Jauregui C., Limpert J., Tünnermann A.** 94 W 980 nm high brightness Yb-doped fiber laser // Ibid. P. 17310–17318.
14. **Грух Д. А., Курков А. С., Парамонов В. М., Дианов Е. М.** Влияние нагрева на оптические свойства легированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$  волоконных световодов и лазеров на их основе // Квантовая электроника. 2004. **34**, № 6. С. 579–582.
15. **Shirakawa A., Olausson C. B., Chen M. et al.** Power-scalable photonic bandgap fiber sources with 167 W, 1178 nm and 14.5 W, 589 nm radiations // Lasers, Sources and Related Photonic Devices. OSA Technical Digest. 2010. Paper APDP6–3.
16. **Kurkov A.** Oscillation spectral range of Yb-doped fiber lasers // Laser Phys. Lett. 2007. **4**, N 2. P. 93–102.

17. **Soh D. B. S., Codemard C., Sahu J. K. et al.** A 4.3 W 977 nm ytterbium-doped jacketed-air-clad fiber amplifier // *Advanced Solid-State Photonics. OSA Technical Digest*. 2004. Paper MA3.
18. **Soh D. B. S., Codemard C., Wang S. et al.** A 980 nm Yb-doped fiber MOPA source and its frequency doubling // *IEEE Photon. Technol. Lett.* 2004. **16**, N 4. P. 1032–1034.
19. **Laroche M., Bartolacci C., Cadier B. et al.** Generation of 520 mW pulsed blue light by frequency doubling of an all-fiberized 978 nm Yb-doped fiber laser source // *Opt. Lett.* 2011. **36**, N 19. P. 3909–3911.
20. **Kurkov A. S., Medvedkov O. I., Paramonov V. M. et al.** High-power Yb-doped double-clad fiber lasers for a range of 0.98–1.04  $\mu\text{m}$  // *Optical Amplifiers and Their Applications. OSA Technical Digest*. 2001. Paper OWC2–3.
21. **Kurkov A. S., Paramonov V. M., Medvedkov O. I.** Ytterbium fiber laser emitting at 1160 nm // *Laser Phys. Lett.* 2006. **3**, N 10. P. 503–506.
22. **Peng X., Dong L.** Temperature dependence of ytterbium-doped fiber amplifiers // *JOSA B*. 2008. **25**, N 1. P. 126–130.
23. **Rulkov A. B., Popov S. V., Taylor J. R. et al.** Narrow-line 23 W linearly polarized fiber Raman laser applied to frequency doubling to 589 nm // *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies. OSA Technical Digest*. 2006. Paper CThCC6.
24. **Feng Y., Taylor L., Calia D. B.** Multiwatts narrow linewidth fiber Raman amplifiers // *Opt. Express*. 2008. **16**, N 15. P. 10927–10932.
25. **Shirakawa A., Maruyama H., Ueda K. et al.** High-power Yb-doped photonic bandgap fiber amplifier at 1150–1200 nm // *Opt. Express*. 2009. **17**, N 2. P. 447–454.
26. **Snitzer E., Tumminelli R.** SiO<sub>2</sub>-clad fibers with selectively volatilized soft-glass cores // *Opt. Lett.* 1989. **14**, N 14. P. 757–759.
27. **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. Hilton Head, USA, 1991. Paper WC1-1*. P. 214–216.
28. **Liem A., Limpert T., Zellmer H. et al.** 1.3 kW Yb-doped fiber laser with excellent beam quality // *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO'04)*. 2004. Vol. 2. P. 1067–1068.
29. **Gapontsev V., Gapontsev D., Platonov N. et al.** 2 kW CW ytterbium fiber laser with record diffraction-limited brightness // *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO/Europe'05)*. 2005. P. 508.
30. **Jeong Y.-C., Boyland A. J., Sahu J. K. et al.** Multi-kilowatt single-mode Ytterbium-doped large-core fiber laser // *Journ. Opt. Soc. Korea*. 2009. **13**, N 4. P. 416–422.
31. **Nilsson J., Alavarez-Chavez J., Turner P. et al.** Widely tunable high-power diode-pumped double-clad Yb<sup>3+</sup>-doped fiber laser // *Conference on Advanced Solid State Lasers. Optical Society of America, 1999. Paper WA2*. P. 147–149.
32. **Auerbach M., Wandt D., Fallnich C. et al.** High-power tunable narrow line width ytterbium-doped double-clad fiber laser // *Opt. Commun.* 2001. **195**, N 5–6. P. 437–441.
33. **Auerbach M., Adel P., Wandt D. et al.** 10 W widely tunable narrow linewidth double-clad fiber ring laser // *Opt. Express*. 2002. **10**, N 2. P. 139–144.
34. **Nilsson J., Clarkson W., Selvas R. et al.** High-power wavelength-tunable cladding-pumped rare-earth-doped silica fiber lasers // *Opt. Fiber Technol.* 2004. **10**, N 1. P. 5–30.
35. **Teodoro F. D., Hoffman P. R.** Tunable, linearly polarized, intrinsically single-mode fiber laser using a 40- $\mu\text{m}$  core-diameter Yb-doped photonic-crystal fiber // *Opt. Commun.* 2005. **252**, N 1–3. P. 111–116.

36. **Kashyap R.** Fiber Bragg Gratings. Optics and Photonics. San Diego, USA: Academic Press, 1999. 458 p.
37. **Othonos A., Kalli K.** Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing. Norwood, USA: Artech House, 1999. 422 p.
38. **Васильев С. А., Медведков О. И., Королев И. Г. и др.** Волоконные решетки показателя преломления и их применения // Квантовая электроника. 2005. **35**, № 12. С. 1085–1103.
39. **Кульчин Ю. Н.** Распределенные волоконно-оптические измерительные системы. М.: Физматлит, 2001. 272 с.
40. **Masuda Y., Nakamura M., Komatsu C. et al.** Wavelength evolution of fiber Bragg gratings fabricated from hydrogen-loaded optical fiber during annealing // Journ. Lightwave Technol. 2004. **22**, N 3. P. 934–941.
41. **Ball G. A., Morey W. W.** Compression-tuned single-frequency Bragg grating fiber laser // Opt. Lett. 1994. **19**, N 23. P. 1979–1981.
42. **Mokhtar M., Goh C., Butler S. A. et al.** Fibre Bragg grating compression-tuned over 110 nm // Electron. Lett. 2003. **39**, N 6. P. 509–511.
43. **Jeong Y., Alegria C., Sahu J. et al.** A 43-W C-band tunable narrow-linewidth erbium-ytterbium codoped large-core fiber laser // IEEE Photon. Technol. Lett. 2004. **16**, N 3. P. 756–758.
44. **Fu L., Ibsen M., Richardson D. et al.** Compact high-power tunable three-level operation of double cladding Nd-doped fiber laser // IEEE Photon. Technol. Lett. 2005. **17**, N 2. P. 306–308.
45. **Абдуллина С. Р., Бабин С. А., Власов А. А.** Полностью волоконный иттербиевый лазер, перестраиваемый в спектральном диапазоне 45 нм // Квантовая электроника. 2007. **37**, № 12. С. 1146–1148.
46. **Babin S. A., Kablukov S. I., Vlasov A. A.** Tunable fiber Bragg gratings for application in tunable fiber lasers // Laser Phys. 2007. **17**, N 11. P. 1323–1326.
47. **Dye Laser Principles: With Applications** /Eds. F. J. Duarte, L. W. Hillman. Academic Press, 1990. Ser. Quantum Electronics-Principles and Applications. 456 p.
48. **Tunable Laser Applications. Optical Science and Engineering** /Ed. F. Duarte. N. Y.: Taylor & Francis, 2010. 480 p.
49. **Thompson R., Tu M., Aveline D. et al.** High power single frequency 780 nm laser source generated from frequency doubling of a seeded fiber amplifier in a cascade of PPLN crystals // Opt. Express. 2003. **11**, N 14. P. 1709–1713.
50. **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. **13**, N 18. P. 6772–6776.
51. **Sinha S., Langrock C., Dignonnet M. J. et al.** Efficient yellow-light generation by frequency doubling a narrow-linewidth 1150 nm ytterbium fiber oscillator // Opt. Lett. 2006. **31**, N 3. P. 347–349.
52. **Kontur F. J., Dajani I., Lu Y., Knize R. J.** Frequency-doubling of a CW fiber laser using PPKTP, PPMgSLT, and PPMgLN // Opt. Express. 2007. **15**, N 20. P. 12882–12889.
53. **Samanta G. K., Kumar S. C., Mathew M. et al.** High-power, continuous-wave, second-harmonic generation at 532 nm in periodically poled KTiOPO<sub>4</sub> // Opt. Lett. 2008. **33**, N 24. P. 2955–2957.
54. **Markert F., Scheid M., Kolbe D., Walz J.** 4 W 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. **15**, N 22. P. 14476–14481.

55. **Herskind P., Lindballe J., Clausen C. et al.** Second-harmonic generation of light at 544 and 272 nm from an ytterbium-doped distributed-feedback fiber laser // *Opt. Lett.* 2007. **32**, N 3. P. 268–270.
56. **Kim J.-I., Meschede D.** Continuous-wave coherent ultraviolet source at 326 nm based on frequency tripling of fiber amplifiers // *Opt. Express.* 2008. **16**, N 14. P. 10803–10808.
57. **Uetake S., Yamaguchi A., Kato S., Takahashi Y.** High power narrow linewidth laser at 556 nm for magneto-optical trapping of ytterbium // *Appl. Phys. B.* 2008. **92**, N 1. P. 33–35.
58. **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. **17**, N 8. P. 5980–5986.
59. **Asseh A., Storoy H., Kringlebotn J. et al.** 10 cm Yb<sup>3+</sup> DFB fibre laser with permanent phase shifted grating // *Electron. Lett.* 1995. **31**, N 12. P. 969–970.
60. **Jeong Y., Nilsson J., Sahu J. K. et al.** Single-frequency, polarized ytterbium-doped fiber MOPA source with 264 W output power // *Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference and Photonic Applications Systems Technologies. OSA Technical Digest.* 2004. Vol. 2. Paper CPDD1. P. 1065–1066.
61. **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. **30**, N 5. P. 459–461.
62. **Цернике Ф., Мидвинтер Д.** Прикладная нелинейная оптика. М.: Мир, 1976. 262 с.
63. **Дмитриев В. Г., Тарасов Л. В.** Прикладная нелинейная оптика: генераторы второй гармоники и параметрические генераторы света. М.: Физматлит, 2004. 512 с.
64. **Feng Y., Huang S., Shirakawa A., Ueda K.-I.** Multiple-color cw visible lasers by frequency sum-mixing in a cascading Raman fiber laser // *Opt. Express.* 2004. **12**, N 9. P. 1843–1847.
65. **Feng Y., Huang S., Shirakawa A., Ueda K.-I.** 589 nm light source based on Raman fiber laser // *Jpn. Journ. Appl. Phys.* 2004. **43**, N 6. P. L722–L724.
66. **Asaumi K.** Fundamental walkoff-compensated type II second-harmonic generation in KTiOPO<sub>4</sub> and LiB<sub>3</sub>O<sub>5</sub> // *Appl. Opt.* 1998. **37**, N 3. P. 555–560.
67. **Akulov V. A., Babin S. A., Kablukov S. I., Vlasov A. A.** Fiber lasers with a tunable green output // *Laser Phys.* 2008. **18**, N 11. P. 1225–1229.
68. **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 // *Квантовая электроника.* 2012. **42**, № 2. С. 120–124.
69. **Ou Z. Y., Pereira S. F., Polzik E. S., Kimble H. J.** 85 % efficiency for cw frequency doubling from 1.08 to 0.54 μm // *Opt. Lett.* 1992. **17**, N 9. P. 640–642.
70. **Донцова Е. И., Каблуков С. И., Бабин С. А.** Волоконный иттербиевый лазер с перестройкой длины волны в диапазоне 1017–1040 нм и генерацией второй гармоники // *Квантовая электроника.* 2013. **43**, № 5. С. 467–471.
71. **Akulov V. A., Afanasiev D. M., Babin S. A. et al.** Frequency tuning and doubling in Yb-doped fiber lasers // *Laser Phys.* 2007. **17**, N 2. P. 124–129.
72. **Babin S., Churkin D., Podivilov E.** Intensity interactions in cascades of a two-stage Raman fiber laser // *Opt. Commun.* 2003. **226**, N 1–6. P. 329–335.
73. **Babin S. A., Churkin D. V., Ismagulov A. E. et al.** Spectral broadening in Raman fiber lasers // *Opt. Lett.* 2006. **31**, N 20. P. 3007–3009.
74. **Babin S. A., Churkin D. V., Ismagulov A. E. et al.** Four-wave-mixing-induced turbulent spectral broadening in a long Raman fiber laser // *JOSA B.* 2007. **24**, N 8. P. 1729–1738.
75. **Gonzalez D., Nieh S. T. K., Steier W. H.** Two-pass-internal second-harmonic generation using a prism coupler // *IEEE Journ. Quant. Electron.* 1973. **9**, N 1. P. 23–26.

76. Алферов Г. Н., Бабин С. А., Драчев В. П. Нелинейная дисперсионная интерферометрия плазмы аргонового лазера // Оптика и спектроскопия. 1987. **63**, № 3. С. 594–599.
77. 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. **21**, N 5. P. 935–939.
78. Kablukov S. I., Dontsova E. I., Akulov V. A. et al. Frequency doubling of Yb-doped fiber laser to 515 nm // Laser Phys. 2010. **20**, N 2. P. 360–364.
79. Cieslak R., Sahu J. K., Clarkson W. A. Efficient intracavity frequency doubling of an Yb-doped fiber laser using an internal resonant enhancement cavity // Conference on Lasers and Electro-Optics. OSA. 2010. Paper CMW4. P. 1–2.
80. Cieslak R., Clarkson W. A. Internal resonantly enhanced frequency doubling of continuous-wave fiber lasers // Opt. Lett. 2011. **36**, N 10. P. 1896–1898.
81. Ducuing J., Bloembergen N. Statistical fluctuations in nonlinear optical processes // Phys. Rev. 1964. **133**, N 6A. P. A1493–A1502.
82. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981. 640 с.
83. Политко М. О., Каблуков С. И., Немов И. Н., Бабин С. А. Эффективность генерации второй гармоники многочастотного излучения волоконного иттербиевого лазера // Квантовая электроника. 2013. **43**, № 2. С. 99–102.
84. Qu Y., Singh S. Second-harmonic generation and photon bunching in multimode laser beams // Phys. Rev. A. 1993. **47**, N 4. P. 3259–3263.
85. Kablukov S. I., Babin S. A., Churkin D. V. et al. Frequency doubling of a Raman fiber laser // Laser Phys. 2010. **20**, N 2. P. 365–371.
86. Dianov E. M., Bufetov I. A., Bubnov M. M. et al. Three-cascaded 1407-nm Raman laser based on phosphorus-doped silica fiber // Opt. Lett. 2000. **25**, N 6. P. 402–404.
87. Karpov V. I., Clements W. R. L., Dianov E. M., Papernyi S. B. High-power 1.48  $\mu\text{m}$  phosphoro-silicate-fiber-based laser pumped by laser diodes // Can. Journ. Phys. 2000. **78**, N 5–6. P. 407–413.
88. Курков А. С., Дианов Е. М., Парамонов В. М. Мощные волоконные ВКР-лазеры в диапазоне 1,22–1,34 мкм // Квантовая электроника. 2000. **30**, № 9. С. 791–793.
89. Hagen J., Engelbrecht R., Welzel O. et al. Numerical modeling of intracavity spectral broadening of Raman fiber lasers // IEEE Photon. Technol. Lett. 2007. **19**, N 21. P. 1759–1761.

*Поступила в редакцию 17 апреля 2013 г.*

---