УДК 535.374

ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЕ ВКР-ПРЕОБРАЗОВАНИЕ В Yb:LuYAG/KGW QCW ЛАЗЕРЕ С АКТИВНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ ДИСКОВОЙ ГЕОМЕТРИИ

А. Л. Коромыслов¹, А. Б. Козлов², К. В. Лопухин³, В. А. Орлович⁴, И. М. Тупицын¹, Е. А. Чешев¹

Одним из перспективных методов получения источников новых длин волн лазерного излучения является процесс вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в нелинейных кристаллах. Обычно используются схемы лазеров с внутрирезонаторным ВКР-преобразованием в режиме модуляции добротности, при этом применяются активные элементы в форме стержня. В настоящей работе экспериментально исследован процесс внутрирезонаторного ВКР, возбуждаемого в кристалле калийгадолиниевого вольфрамата (KGW) излучением квазинепрерывного (длительность импульсов 10 мс и 15 мс, частота следования импульсов 20 Гц) дискового лазера с отечественным керамическим Yb:LuYAG активным элементом. Получена генерация стоксового излучения на длинах волн 1118 и 1135 нм, соответствующих стоксовым сдвигам 768 см⁻¹ и 901 см⁻¹ в кристалле КGW. Обнаружена временная задержка ≈4 мс в развитии ВКРгенерации по отношению к началу лазерной генерации.

Ключевые слова: ВКР, лазерная керамика, дисковый лазер.

Введение. Первые дископодобные лазеры появились еще в 60-е годы 20 века [1]. С появлением мощных лазерных диодов для накачки Yb:YAG началось бурное развитие дисковых лазеров [2]. Отличительной особенностью дисковых лазеров является

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: imtupitsyn@yandex.ru.

 $^{^2}$ АО "НИИ "Полюс" им. М. Ф. Стельмаха", 117342 Россия, Москва, ул. Введенского, д. 3, корп. 1.

³ ФИРЭ РАН им. В. А. Котельникова, 141190 Россия, Фрязино, Московская обл., пл. Введенского, д. 1.

⁴ Институт физики НАН Беларуси, 220072 Республика Беларусь, Минск, пр-т Независимости, д. 68-2.

активная среда в форме диска, а генерация происходит вдоль его оси. Благодаря такой геометрии активного элемента можно осуществить отвод тепла от одной из его плоских граней. Это позволяет уменьшить радиальные температурные градиенты, что, в свою очередь, уменьшает термооптические эффекты. За последние 25 лет средняя мощность, снимаемая с одного диска, выросла до 10 кВт [3], а качество пучка приблизилось к фундаментальному пределу при 4 кВт мощности [4, 5]. Однако ВКР-преобразование частоты генерации в дисковых лазерах до настоящего времени практически не исследовано, что, по-видимому, связано со сложностью экспериментальной реализации дисковых лазеров. Авторам известно лишь несколько работ по данной тематике [6–11], в трех из которых [6–8] использовались полупроводниковые поверхностно излучающие лазеры типа VECSEL. В настоящее время нашли широкое применение такие ВКР активные кристаллы как нитраты $Ba(NO_3)_2$, ванадаты YVO_4 , GdVO4, кальцит CaCO3, вольфраматы KGW, $BaWO_4$, PbWO4, алмаз. Кристалл KGW обладает рядом достоинств, включая негигроскопичность, высокий порог лазерного разрушения, большой Стоксов сдвиг (901 см⁻¹ и 768 см⁻¹), высокое рамановское усиление [12–14].

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию внутрирезонаторного BKP-преобразования в дисковом лазере с активным элементом Yb:LuYAG на основе отечественной лазерной керамики и BKP активного кристалла KGW в квазинепрерывном режиме (QCW).



Рис. 1: Принципиальная схема лазера с внутрирезонаторным ВКР-преобразованием.

Описание эксперимента. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Резонатор лазера длиной $L_f = 150$ мм для основной длины волны 1030 нм был об-

разован зеркалами M1 и M3, для излучения Стоксовой компоненты – зеркалами M2 и МЗ длиной $L_s = 50$ мм. Плоское зеркало М1 глухое (R = 99.96%) для длин волн 940 нм и 1030 нм. Сферические зеркала M2 и M3 имели радиусы кривизны 200 мм. На зеркало М2 нанесены высокоотражающие покрытие для 1135 нм и просветление для 1030 нм. Выходное зеркало МЗ имело пропускание 1% для 1135 нм и остаточное для 1030 нм. В качестве активной среды использовался дисковый активный элемент 5% Yb:Lu_{0.75}Y_{0.25}AG толщиной 800 мкм с нанесенным на него зеркалом M1, подробно описанный в работе [15]. Толщина дискового активного элемента была выбрана так, чтобы обеспечить необходимое усиление в случае двухпроходной накачки от одного источника. Такая схема накачки не требует применения большого количества зеркал или же источников накачки и отличается своей простотой в отличие от многопроходной накачки, используемой в дисковых лазерах с толщиной активного элемента 200–300 мкм. В качестве источника накачки использовался диодный модуль с волоконным выходом (105 мкм, NA = 0.22) с излучением на длине волны 940 нм и пиковой мощностью до 70 Вт. Излучение накачки под углом 13–15° к оптической оси лазера с помощью системы линз FL фокусировалось в пятно радиусом 250-300 мкм на активном элементе. Поглощение накачки в активном элементе составляло 50%. Дисковый элемент был смонтирован на теплоотвод HS, стабилизированный по температуре при 14 $^{\circ}\mathrm{C}$. В качестве ВКР активной среды использовался недопированный кристалл KGWb-cut длиной 24 мм, вырезанный вдоль оптической оси N_p , соответствующей кристаллографической оси [010]. На торцы кристалла были нанесены просветляющие покрытия на область длин волн 1.0–1.2 мкм. Кристалл не был монтирован в теплоотвод. Основные измерения выполнены в квазинепрерывных QCW режимах накачки с длительностями импульсов накачки 10 мс и 15 мс при частоте их следования 20 Гц (далее режим QCW1 и QCW2, соответственно).

С помощью дифракционной решетки (DG) 600 штрихов/мм происходило пространственное разделение излучения по длинам волн. Основные измерения проводились во втором порядке дифракции (od2) в положениях SM и FM на расстоянии 50 см от выходного зеркала M3. Распределение интенсивности и порог генерации на 1030 нм и 1135 нм (Стоксов сдвиг 901 см⁻¹) регистрировались с помощью ССD-камеры Beam On VIS-NIR. Временные характеристики излучения измерялись с помощью InGaAs фотодиода с полосой 5 ГГц и осциллографа Tektronix 7704B с полосой пропускания 7 ГГц. Регистрация излучения также контролировалась визуально с помощью прибора ночного видения на экране. Спектры излучения лазера фиксировались при помощи спектрофотометра Аве-



ста ASP-IR-2.6 (спектральный диапазон 900–2600 нм, спектральная точность ± 1.5 нм).

Рис. 2: Зависимость выходной мощности лазера от поглощенной мощности накачки в режимах QCW2 (слева) и QCW1 (справа).

Результаты и обсуждение. На рис. 2 представлены зависимости усредненной по длительности импульсов накачки пиковой выходной мощности лазера от поглощенной мощности накачки в режимах QCW1 и QCW2, что соответствует фактору заполнения 20% и 30%, соответственно. Экспериментально измерена суммарная выходная мощность на длинах волн 1030 нм + 1135 нм и мощность на длине волны 1030 нм с изъятым из резонатора кристаллом KGW. Стоит отметить, что нельзя определить мощность генерации на стоксовой компоненте как их разность, по причине истощения мощности генерации на основной длине 1030 нм волны при ВКР-преобразовании. Зарегистрированный на ПЗС камере порог генерации на первой стоксовой компоненте с длиной волны 1135 нм в режиме QCW2 достигается при поглощённой мощности накачки $P_{\rm abs} = 17.6$ Вт, а в режиме QCW1 достигается при поглощенной мощности P_{abs} = 19.6 Вт. Однако в режиме QCW2 из-за большей тепловой нагрузки на активный элемент, выходная мощность лазера как на 1030 нм, так и на 1030 нм + 1135 нм уменьшается быстрее с ростом поглощенной мощности накачки, чем в режиме QCW1. Помимо этого, ограничение роста выходной мощности лазера наряду с проявлением тепловых эффектов, может быть обусловлено усилением спонтанного излучения [16].

Профили излучения на длине волны 1030 нм и 1135 нм для двух QCW режимов представлены на рис. 3. Излучение на 1030 нм имеет форму эллипса с соотношением полуосей 0.9 и 0.7 для режимов QCW1 и QCW2, соответственно. Это может быть



Рис. 3: Профили излучения на основной длине волны (a) и (в) и на 1135 нм (б) и (г) в режиме QCW1 ((a), (б)) и режиме QCW2 ((в), (г)), при поглощенной пиковой мощности накачки в активном элементе 35 Вт.

обусловлено вводом излучения накачки под углом к оптической оси лазера и ее последующим отражением от зеркала M1, что вызывает формирование области усиления в активной среде в форме эллипса и приводит к формированию астигматичной тепловой линзы. Явно выраженный астигматизм в случае режима QCW2 обусловлен большими тепловыми искажениями в активном элементе в сравнении с режимом QCW1.

На рис. 4 представлены осциллограммы для обеих длин волн в обоих режимах при поглощенной пиковой мощности накачки 35 Вт. Видно, что генерация на длине волны 1135 нм возникает на каждом акте генерации на основной длине волны 1030 нм. При этом в случае режима QCW1 временной профиль для 1135 нм стабилен и не имеет



Рис. 4: Осциллограммы генерации для 1030 нм (зеленый) и 1135 нм (розовый) в режиме QCW1 (верхний ряд) и QCW2 (нижний ряд).

срывов генерации в отличие от режима QCW2.

Развитие стоксовой генерации начинается через 4 мс после включения накачки для обоих режимов QCW. Однако в случае режима QCW2 продолжительность акта генерации излучения на 1135 нм составляет 4 мс и ему предшествует снижение мощности генерации на 1030 нм, в то время как в случае QCW1 продолжительность акта излучения 1135 нм составляет около 5.6–5.8 мс и не наблюдается явного снижения мощности на 1030 нм. Мы связываем это как с различием тепловых режимов, так и усилением спонтанного излучения [16]. Временная задержка между началом лазерной и стоксовой генерации возникает вследствие развития процесса ВКР из спонтанных шумов через экспоненциальное усиление до макроскопических (регистрируемых приборами) значений [17] и проявляется особенно ярко при малых величинах ВКР-усиления.

В зависимости от поляризации падающего на кристалл KGW b-cut излучения может возбуждаться BKP на Стоксовых сдвигах 768 см⁻¹ и 901 см⁻¹. Оптическая ось N_p кристалла KGW соответствовала оси резонатора, оптические оси N_m и N_g лежат в плоскости, ортогональной N_p . Отметим, что излучение на основной длине волны было неполяризованным. Для исключения влияния термонаведенных фазовых и поляризационных искажений в Yb:LuYAG на выбор рабочего Стоксова сдвига мы поворачивали кристалл KGW на 90° вокруг оси N_p . В обоих случаях в лазере наблюдалась генерация



Рис. 5: Спектры излучения соосно съюстированного лазера (а) и с разъюстировкой (б).

на длине волны 1135 нм, соответствующая Стоксову сдвигу 901 см⁻¹. Однако имелась возможность управлять выбором рабочей линии ВКР путем разъюстировок кристалла и зеркал М2 и М3. В процессе разъюстировки можно было наблюдать попеременную генерацию от обоих Стоксовых сдвигов. На рис. 5 приведены спектры излучения лазера, собранного соосно, и с разъюстировками, приводящими к генерации на длине волны 1118 нм, соответствующей Стоксову сдвигу 768 см⁻¹. Это может быть обусловлено близкими коэффициентами усиления для Стоксовых сдвигов 768 см⁻¹ при $E||N_g$ и 901 см⁻¹ при $E||N_m$, также в случае $E||N_g$ в спектре КР присутствуют колебания 89 см⁻¹ и 901 см⁻¹ с меньшими коэффициентами усиления [18]. Мы предполагаем, что наличие в спектрах КР более интенсивного Стоксова сдвига 901 см⁻¹ для других ориентаций, определяло доминирующую длину волны стоксовой компоненты 1135 нм. Однако в случае разъюстировок резонатора возникали условия, при которых преобладала генерация от Стоксова сдвига 768 см⁻¹ с длиной волны 1118 нм – это экспериментальное наблюдение требует дальнейшего изучения.

Заключение. В работе исследован QCW лазер с дисковым активным элементом Yb:LuYAG на основе отечественной лазерной керамики с BKP-преобразованием излучения на кристалле KGW (b-cut). Исследовано влияние выбора QCW режима лазера на порог генерации и временную форму импульса на Стоксовой компоненте излучения, возможность генерации на длинах волн 1030 нм, 1118 нм и 1135 нм. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и БРФФИ в рамках научного проекта № 20-52-00036.

ЛИТЕРАТУРА

- H. Г. Басов, О. В. Богданкевич, В. А. Гончаров и др., Докл. Акад. Наук СССР 168(6), 1283 (1966).
- [2] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, et al., Appl. Phys. B 58(5), 365 (1994). DOI: 10.1007/BF01081875.
- [3] T. Gottwald, C. Stolzenburg, D. Bauer, et al., In *High-Power Lasers 2012: Technology* and Systems; Ackermann, H., Bohn, W. L., Eds.; 8547, 85470C (2012). DOI: 10.1117/12.978990.
- [4] S. Nagel, B. Metzger, T. Gottwald, et al., In 2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC); IEEE, (2019); pp 1–1. DOI: 10.1109/CLEOE-EQEC.2019.8872516.
- [5] S.-S. Schad, V. Kuhn, T. Gottwald, et al., In: Solid State Lasers XXIII: Technology and Devices; Clarkson, W. A., Shori, R. K., Eds.; 8959, 89590U (2014). DOI: 10.1117/12.2046689.
- [6] P. J. Schlosser, D. C. Parrotta, V. G. Savitski, et al., Opt. Express 23(7), 8454 (2015).
 DOI: 10.1364/OE.23.008454.
- [7] D. C. Parrotta, A. J. Kemp, M. D. Dawson, J. E. Hastie, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 19(4), 1400108 (2013). DOI: 10.1109/JSTQE.2013.2249046.
- [8] D. C. Parrotta, W. Lubeigt, A. J. Kemp, et al., Opt. Lett. 36(7), 1083 (2011). DOI: 10.1364/OL.36.001083.
- [9] F. G. Yang, L. Qiao, Z. C. Xia, Laser Phys. Lett. 12(12), 125803 (2015). DOI: 10.1088/1612-2011/12/12/125803.
- [10] G. M. Bonner, J. Lin, A. J. Kemp, et al., Opt. Express 22(7), 7492 (2014). DOI: 10.1364/OE.22.007492.
- [11] G. M. Bonner, H. Zhang, J. Wang, et al., Proc. Int. Quantum Electron. Conf. Conf. Lasers Electro-Optics Pacific Rim 2011 p. C804, (2011). DOI: 10.1109/IQEC-CLEO.2011.6193999.
- [12] L. Macalik, J. Hanuza, A. A. Kaminskii, J. Raman Spectrosc. 33(2), 92 (2002). DOI: 10.1002/jrs.829.

- [13] P. G. Zverev, T. T. Basiev, A. A. Sobol, et al., Quantum Electron. 30(1), 55 (2000).
 DOI: 10.1070/QE2000v030n01ABEH001658.
- [14] P. Černý, H. Jelinková, P. G. Zverev, T. T. Basiev, Prog. Quantum Electron. 28(2), 113 (2004). DOI: 10.1016/j.pquantelec.2003.09.003.
- [15] V. V. Balashov, L. Y. Zakharov, A. V. Inyushkin, et al., Ceram. Int. 48(5), 6294 (2022).
 DOI: 10.1016/j.ceramint.2021.11.172.
- [16] A. Antognini, K. Schuhmann, F. D. Amaro, et al., IEEE J. Quantum Electron. 45(8), 993 (2009). DOI: 10.1109/JQE.2009.2014881.
- [17] A. A. Demidovich, A. S. Grabtchikov, V. A. Lisinetskii, et al., Opt. Lett. **30**(13), 1701 (2005). DOI: 10.1364/ol.30.001701.
- [18] I. V. Mochalov, Opt. Eng. **36**(6), 1660 (1997). DOI: 10.1117/1.601185.

Поступила в редакцию 25 мая 2022 г.

После доработки 28 июля 2022 г.

Принята к публикации 29 июля 2022 г.