

УДК 621.373.826

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕСЕЛЕКТИВНОГО СО-ЛАЗЕРА В ТГц-ДИАПАЗОН В КРИСТАЛЛЕ $ZnGeP_2$

© 2019 г. Ю. М. Андреев<sup>1,2</sup>, А. А. Ионин<sup>3</sup>, И. О. Киняевский<sup>3</sup>, \*, Ю. М. Климачев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт мониторинга климатических и экологических систем Сибирского отделения Российской академии наук, Томск, Россия

<sup>2</sup>Сибирский физико-технический институт имени академика В.Д. Кузнецова при федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования “Национальный исследовательский Томский государственный университет”, Томск, Россия

<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

\*E-mail: kigor@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 03.09.2018 г.

После доработки 10.09.2018 г.

Принята к публикации 22.10.2018 г.

Проведено численное моделирование преобразования частоты излучения неселективного СО-лазера в ТГц-диапазон методом генерации разностных частот в кристалле  $ZnGeP_2$ . Продемонстрирована возможность перестройки спектра разностных частот в интервале длин волн 70–1300 мкм при перестройке угла фазового синхронизма в пределах от 11° до 55°. Максимальная интегральная по спектру пиковая мощность излучения на разностных частотах составила ~0.23 Вт при угле фазового синхронизма 45°, что соответствует эффективности преобразования по пиковой мощности  $6 \cdot 10^{-5}$ .

DOI: 10.1134/S0367676519030049

### ВВЕДЕНИЕ

В последнее время во всем мире ведутся интенсивные исследования в направлении создания систем мониторинга атмосферы терагерцевого (ТГц) диапазона. Этому способствует целый ряд благоприятных факторов. Прежде всего, это наличие окон прозрачности атмосферы в его коротковолновой части и отсутствие спектров поглощения паров воды, как основного возмущающего фактора, в длинноволновой части. Большая длина волны ТГц излучения минимизирует рассеяние на пылевых частицах и осадках, а высокая проникающая способность в неполярные жидкости и непроводящие твердые тела — ослабление в них. Безопасность для живых организмов, обусловленная низкой энергией квантов излучения, позволяет широкое использование систем на основе источников ТГц-излучения на практике.

Благоприятным техническим фактором является появление высокочувствительных детекторов с субнано- и наносекундным разрешением, а именно, криогенных сверхпроводящих болометров и диодов Шоттки, работающих при комнатной температуре. Эти детекторы обеспечивают на один-два порядка более высокий вольтовый отклик при регистрации наносекундных зондирующих импульсов, по отношению к широко используемым

криогенным кремниевым болометрам с постоянной отклика миллисекундного диапазона, и позволяют разработать системы лидарного типа с измерительными трассами километровых длин на основе наносекундных источников излучения [1]. Создание таких измерителей допускают и оптические свойства атмосферы [2]. При применении высокоэффективных генераторов пикосекундных импульсов ТГц-излучения с накачкой мощными лазерными системами Ti:Sapphire [3, 4] не удалось выйти на километровые измерительные трассы атмосферы. Также не удалось продемонстрировать возможности измерения малых компонентов атмосферы и создать конструктивно простые и удобные в эксплуатации источники излучения для систем их мониторинга [3, 5]. Это делает поиск путей создания новых мощных надежных и конструктивно простых наносекундных источников терагерцевого (ТГц) диапазона актуальной задачей.

### ВЫБОР НЕЛИНЕЙНОГО КРИСТАЛЛА И ЛАЗЕРА НАКАЧКИ

Методы нелинейной кристаллоптики с использованием нелинейности второго порядка — перспективный путь генерации ТГц-излучения. Од-

нако выбор нелинейного процесса (метода параметрического преобразования частоты (ППЧ)), нелинейного кристалла, а также типа трехволнового взаимодействия волн в кристалле являются ключевыми факторами, определяющими эффективность ППЧ. Предельная эффективность ППЧ определяется соотношением Мэнли–Роу, т.е. отношением энергии квантов света преобразованного по частоте излучения, и излучения накачки [6]. Из этих обстоятельств следует, что применение мощных молекулярных газовых лазеров (CO<sub>2</sub>- и СО-лазеров) и наиболее эффективного, так называемого “стандарта нелинейных кристаллов среднего ИК-диапазона” – кристалла ZnGeP<sub>2</sub> (ZGP) [7], должно быть наиболее эффективным вариантом создания источника мощного ТГц-излучения, что не подтверждено на практике, по крайней мере, по отношению к CO<sub>2</sub>-лазерам [8–11]. Отметим, что кристалл ZGP имеет заметный уровень оптических потерь на длинах волн CO<sub>2</sub>-лазера и низкий уровень оптических потерь в ТГц-диапазоне [12]. Однако именно в нем были получены рекордная эффективность ППЧ в среднем ИК-диапазоне (более 80% для генерации второй гармоники наносекундного CO<sub>2</sub>-лазера [13], так и рекордная эффективность генерации второй гармоники наносекундного излучения СО-лазера [14], оптические потери для которого минимальны в окне прозрачности ZGP. Другим перспективным кристаллом для параметрического преобразования частоты лазерного излучения в ТГц-диапазон является кристалл GaSe, также прозрачный в среднем ИК- и ТГц-диапазонах. Однако при преобразовании частоты излучения СО-лазера кристалл GaSe оказался в 7 раз менее эффективным, чем кристалл ZnGeP<sub>2</sub> в тех же условиях [14].

В работе [15] отмечается возможность создания генератора разностной частоты (ГРЧ) или даун-конвертера излучения СО-лазера в ТГц-диапазон, однако потенциал и возможности ППЧ СО-лазера для получения ТГц-излучения детально не рассматривались.

В данной работе проведено численное моделирование преобразования частоты излучения не-селективного лазера на окиси углерода в ТГц-диапазон методом коллинеарной генерации разностных частот в кристалле ZGP для детального выяснения потенциальных возможностей такого источника. Выбор объекта исследования кажется перспективным из-за богатого спектра излучения лазера при широких возможностях масштабирования энергетики выходного излучения и минимальных оптических потерях в кристалле. А коллинеарная генерация разностных частот, как беспороговый процесс, не требует использования диэлектрических зеркал и наличия просветляющих покрытий на рабочих поверхностях кристалла.

### АНАЛИЗ УСЛОВИЙ ФАЗОВОГО СИНХРОНИЗМА И ЭФФЕКТИВНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ

Выполнение фазового синхронизма взаимодействующих в нелинейном кристалле волн – одно из основных условий достижения максимальной эффективности преобразования частоты [16]. Анализ всех возможных трехволновых взаимодействий, соответствующих генерации разностной частоты линий излучения СО-лазера в ТГц-диапазоне, показал, что в кристалле ZGP возможен коллинеарный фазовый синхронизм двух типов: тип I (ooe) и тип II (eoe). Обозначения *o* и *e* соответствуют обыкновенной и необыкновенной волнам, а взаимодействующие волны (или обозначенные индексами 1, 2, 3) перечислены в порядке уменьшения их длины волны.

На рис. 1а представлены рассчитанные зависимости угла фазового синхронизма (ФС)  $\theta$  от длины волны разностной частоты  $\lambda_3$ . Подробнее с методикой расчета углов ФС можно ознакомиться в справочниках, например, [16]. В расчете использовали дисперсионные уравнения из [16] для среднего ИК-диапазона и из [17] для ТГц-диапазона.

На рис. 1а видно, что из-за малого различия кривые ФС перекрываются. Расчеты показывают, методом ГРЧ в кристалле ZGP можно перекрыть спектральный интервал длин волн от 60 мкм (5 ТГц) до 3000 мкм (0.1 ТГц), соответствующий ТГц и коротковолновой части миллиметрового диапазонов.

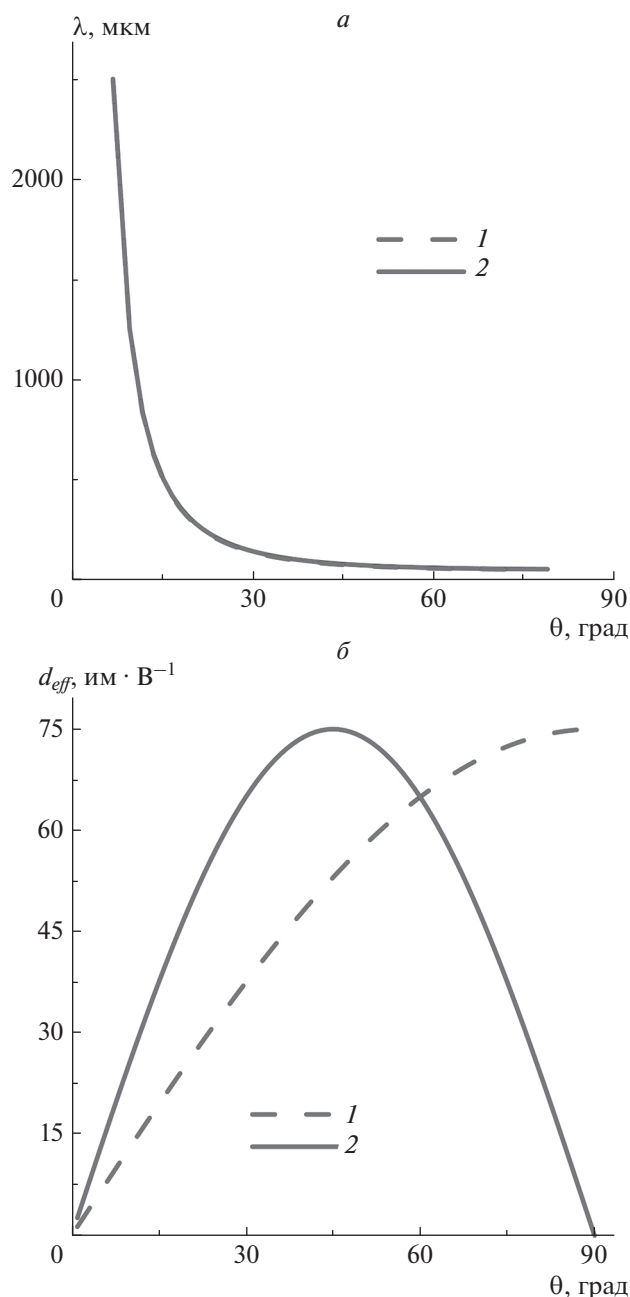
Для получения высокого значения коэффициента ППЧ необходимо, чтобы в условиях ФС наблюдался высокий нелинейный отклик поляризации, который численно характеризуется коэффициентом эффективной нелинейной восприимчивости второго порядка  $d_{ef}$ . Поскольку кристалл ZGP имеет точечную группу симметрии  $\bar{4}m2$ , при ППЧ в ТГц-диапазон, когда условия Клеймана не выполняются,  $d_{ef}$  рассчитывается по следующим формулам [6]:

$$\text{Тип I: } d_{ef}(ooe) = d_{36} \sin \theta \sin 2\varphi, \quad (1)$$

$$\text{Тип II: } d_{ef}(eoe) = (d_{14} + d_{36}) \sin \theta \cos \theta \cos 2\varphi,$$

где  $\theta$  – угол фазового синхронизма,  $\varphi$  – азимутальный угол направления взаимодействия (оптимизируется направлением среза граней кристалла),  $d_{ij}$  – элементы тензора коэффициента квадратичной нелинейной восприимчивости второго порядка.

Значения эффективного коэффициента нелинейной восприимчивости для I и II типа взаимодействий рассчитаны с использованием значения коэффициента  $d_{36} = d_{14} = 75 \text{ пм} \cdot \text{В}^{-1}$  [16] и представлены на рис. 1б. На этом рис. видно, что для углов ФС в пределах от 0° до 55°, соответствующих диапа-

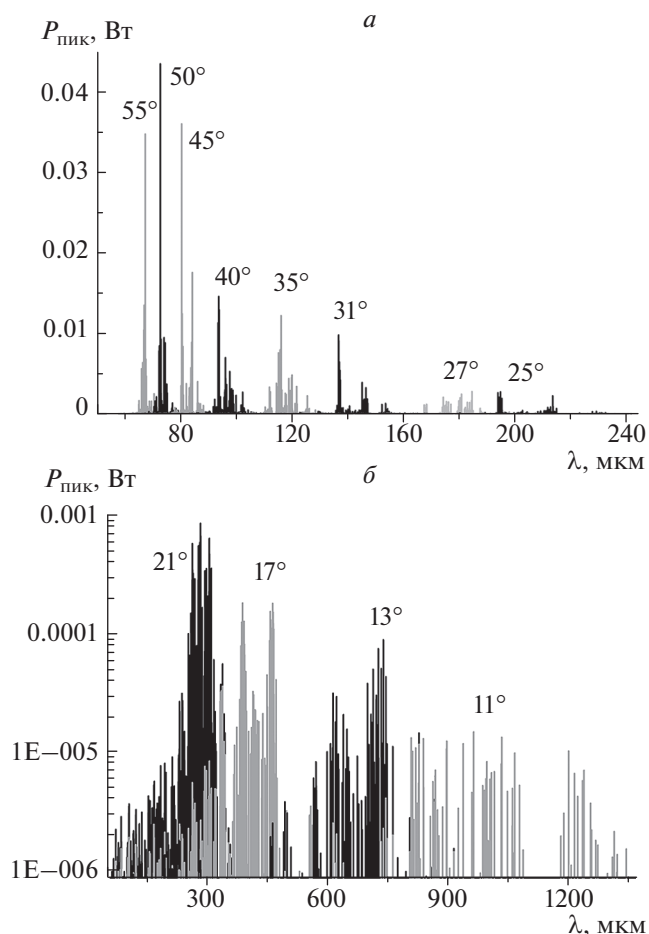


**Рис. 1.** Зависимость длины волны ТГц-излучения (а) и эффективной нелинейности (б) от угла фазового синхронизма в кристалле ZGP: 1 – оое, 2 – еое.

зону генерации разностной частоты от  $\sim 70$  мкм ( $\sim 4.3$  ТГц) до 3000 мкм (0.1 ТГц), II тип ППЧ эффективнее, чем I тип. Отметим, что в работе [17] ГРЧ излучения  $\text{CO}_2$ -лазера в ТГц-диапазон осуществлялась только по I типу взаимодействия.

### МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Численное моделирование ППЧ в ТГц-диапазон осуществлялось для параметров излучения



**Рис. 2.** Рассчитанные спектры излучения разностной частоты  $\text{CO}$ -лазера в кристалле  $\text{ZnGeP}_2$  при углах фазового синхронизма: а –  $25^\circ$ – $55^\circ$ , б –  $11^\circ$ – $21^\circ$  (логарифмический масштаб).

$\text{CO}$ -лазера, использованного в работе [18] для реализации широкополосного двухкаскадного ППЧ в кристалле ZGP. Спектр импульса излучения  $\text{CO}$ -лазера насчитывал 150 колебательно-вращательных компонент в интервале длин волн от 5.0 до 7.5 мкм, пиковая мощность излучения (интегральная по всему спектру) составляла 4 кВт. Моделирование осуществляли в приближении плоских волн и заданной амплитуды поля излучения накачки по методике, представленной в работе [18], или, например, в справочнике [16]. Кристалл ZGP имел длину 10 мм и был срезан под углом  $\varphi = 0^\circ$ , оптимизированным для II типа ППЧ. Радиус лазерного пучка равнялся 0.1 мм и сохранялся на всей длине кристалла. Потери на френелевское отражение от грани кристалла в расчетах не учитывали.

Рассчитанные спектры излучения ГРЧ при различных углах фазового синхронизма  $\theta$  показаны на рис. 2. Установлено, что спектр  $\text{CO}$ -лазера (150 линий в интервале длин волн от 5.0 до 7.5 мкм) позволяет получить более пяти тысяч

линий ГРЧ в интервале длин волн от 50 мкм до 5000 мкм. На рис. 2 продемонстрирована возможность перестройки спектра ГРЧ в ТГц-области спектра в интервале длин волн от 70 мкм (~4.3 ТГц) до 1300 мкм (~0.23 ТГц) при перестройке угла ФС в пределах от 11° до 55°.

Необходимо отметить, что поскольку спектр СО-лазера дискретный, а значения длин волн его спектральных компонент фиксированы, то спектр излучения ГРЧ также имеет дискретную структуру из фиксированного набора близко расположенных узких спектральных линий. Перестройка спектра ГРЧ в этом случае осуществляется за счет оптимизации условий ФС для какой-либо определенной спектральной области.

На рис. 2 видно, что при перестройке в длинноволновую область спектра мощность линий излучения ГРЧ резко уменьшается. Это связано с двумя факторами: 1) уменьшением отношения энергий квантов света, преобразованного по частоте излучения, и излучения накачки (уменьшение соотношения Мэнли–Роу); 2) уменьшением коэффициента эффективной нелинейности при уменьшении угла ФС от 55° до 0° (см. рис. 1б).

Интегральная по спектру зависимость мощности излучения ГРЧ от угла ФС представлена на рис. 3.

Максимальная интегральная по спектру мощность излучения РЧ в ТГц диапазоне наблюдается при углах ФС в интервале 35°–60°, что согласуется с результатами расчетов, представленными на рис. 2. Максимум зависимости имеет изрезанную структуру вследствие дискретности спектра излучения накачки. Максимальная пиковая мощность РЧ 0.23 Вт соответствует эффективности  $6 \cdot 10^{-5}$  ГРЧ по пиковой мощности.

Приведенные расчеты мощности и эффективности проводили для экспериментальных условий работы [18]. В этом случае интенсивность излучения составляла  $\approx 13 \text{ МВт} \cdot \text{см}^{-2}$ , что в 6 раз ниже порога оптического разрушения кристалла ZGP ( $78 \text{ МВт} \cdot \text{см}^{-2}$  [16]). Поэтому при применении более мощного СО-лазера для накачки кристалла ZGP эффективность преобразования и мощность излучения разностной частоты будут в 6 и 36 раз выше. Отметим, что эффективность преобразования может быть еще выше при применении мощных наносекундных импульсов СО-лазера (например, см. [14]).

Необходимо отметить и негативные факторы, влияющие на эффективность рассматриваемой лазерной системы. Исследование, проведенное в [19], показало, что внутри импульса неселективного СО-лазера с модуляцией добротности резонатора динамика генерации составляющих его спектральных компонент различаются. Однако существенный временной сдвиг начала и конца генерации характерен лишь для слабых спек-

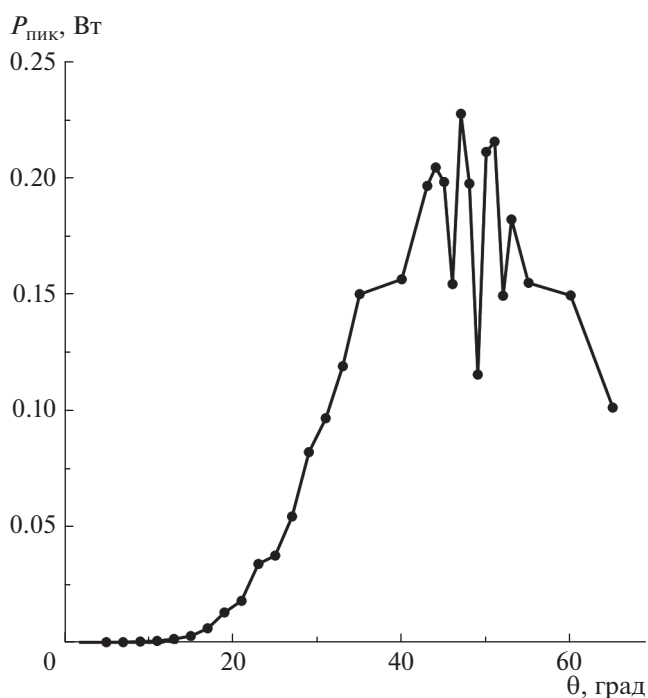


Рис. 3. Зависимость интегральной по спектру мощности излучения РЧ от угла фазового синхронизма в кристалле ZGP.

тральных линий, что в итоге приводит к небольшому уменьшению (на ~15–20%) интегральной по спектру эффективности преобразования. Отметим также, что поскольку накачка кристалла осуществляется многочастотным излучением, при фиксированном угле кристалла, то только часть спектральных компонент эффективно участвует в процессе генерации разностных частот. В этом случае эффективность преобразования может быть повышена за счет концентрации интенсивности излучения СО-лазера на заданных длинах волн при квазиселективном режиме работы СО-лазера [14].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное моделирование преобразования частоты излучения неселективного СО-лазера в ТГц-диапазон методом генерации разностных частот в кристалле ZnGeP<sub>2</sub>. Показано, что коллинеарный фазовый синхронизм возможен для двух типов преобразования частоты: I (ooe) и II (eoe). Однако интерес представляет в первую очередь II тип преобразования частоты из-за более высокого значения коэффициента эффективной нелинейной восприимчивости второго порядка. Проведены численные эксперименты по генерации разностной частоты излучения неселективного СО-лазера в кристалле ZnGeP<sub>2</sub> для II типа преобразования. Продемонстрирована

возможность перестройки спектра разностных частот в ТГц-области спектра в интервале длин волн от 70 мкм (~4.3 ТГц) до 1300 мкм (~0.23 ТГц) при перестройке угла фазового синхронизма от  $11^\circ$  до  $55^\circ$ . Максимальная интегральная по спектру пиковая мощность разностных частот составила 0.23 Вт при угле фазового синхронизма близком к  $45^\circ$ , что соответствует эффективности преобразования по пиковой мощности  $6 \cdot 10^{-5}$ . Эффективность преобразования и мощность излучения разностной частоты может быть значительно повышена за счет масштабирования мощности наносекундных импульсов квазиселективного СО-лазера.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 18-52-16019.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Huang Z.-M., Huang J.-G., Zhou W. et al.* // IEEE Conf. Public. IRMMW-THz 2017. P. 1.
2. *Ding Y.J., Shi W.* // Laser Phys. 2006. V. 16. P. 562.
3. *Stepanov A.G., Henin S., Petit Y. et al.* // Appl. Phys. B. 2010. V. 101. P. 11.
4. *Hoffmann M.C., Fülöp J.A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 44. P. 083001.
5. *Kim G.-R., Jeon T.-I., Grishkowsky D.* // Optics Express. 2017. V. 25. P. 25422.
6. *Zernike F., Midwinter J.E.* Applied nonlinear optics, N.Y.: John Wiley & Sons, 1973. 213 p.
7. *Schunemann P.* // Laser Focus World. 1999. V. 35. P. 85.
8. *Tochitsky S.Ya., Sung C., Trubnick S.E. et al.* // J. Opt. Soc. Am. B. 2007. V. 24. P. 2509.
9. *Cue Д.-Д., Гуо Д., Жанг Л.-М. и др.* // Фундам. проблемы совр. материаловед. 2012. Т. 9. С. 486.
10. *Shi W., Ding Yu. J.* // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 83. P. 848.
11. *Ding Y.J.* // IEEE J. Selected Topics in Quant. Electronics. 2007. V. 13. P. 705.
12. *Andreev Yu.M., Verozubova G.A., Gribenyukov A.I., Korotkova V.V.* // J. Korean Phys. Soc. 1998. V. 33. P. 356.
13. *Андреев Ю.М., Гейко П.П., Баранов В.Ю. и др.* // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. С. 2252.
14. *Andreev Yu.M., Budilova O.V., Ionin A.A. et al.* // Opt. Lett. 2015. V. 40 P. 2997.
15. *Lai-ming Zh., Ji-Jiang X., Jin G. et al.* // Opt. and Precision Engineering. 2012. V. 20. P. 277.
16. *Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N.* Handbook for nonlinear opt. crystals. 3d ed. Berlin. Springer, 1999. V. 64. P. 413.
17. *Kumbhakar P., Kobayashi T., Bhar G.C.* // Appl. Opt. 2004. V. 43. P. 3324.
18. *Andreev Yu.M., Ionin A.A., Kinyaevskiy I.O. et al.* // Quantum Electron. 2013. V. 43. P. 139.
19. *Ionin A.A., Kinyaevskiy I.O., Klimachev Yu.M. et al.* // Appl. Phys. B: Lasers and Optics. 2017. V. 123. P. 234.