

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

УДК 535.015

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В СПЕЦИАЛЬНЫХ ТЕЛЛУРИТНЫХ ВОЛОКНАХ И МИКРОРЕЗОНАТОРАХ

© Е. А. Анашкина, А. В. Андрианов

*Институт прикладной физики им. А. В. Гогонова-Грекова РАН,
603950, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46
E-mail: elena.anashkina@ipfran.ru*

Теоретически исследованы лазеры различных классов мощности от десятков мкВт до десятков Вт на основе эффекта вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) света в волноводных элементах из теллуритных стёкол. Благодаря высокому коэффициенту ВКР-усиления и большому ВКР-сдвигу частоты, теллуритные стёкла являются перспективными материалами для развития лазерных источников на длине волны около 2,3 мкм при накачке на длине волны около 2 мкм. Проведено детальное численное моделирование ВКР-лазеров на основе односердцевинных и многосердцевинных специальных теллуритных волокон. Показано, что для оптимальных параметров эффективность преобразования мощности накачки в мощность ВКР-волны может превышать 50 %. Выполнено детальное моделирование маломощных ВКР-лазеров на основе высокочастотных микрорезонаторов, найдены оптимальные параметры и факторы, ограничивающие генерацию.

Ключевые слова: вынужденное комбинационное рассеяние, оптический микрорезонатор, многосердцевинное волокно, теллуритное стекло, лазер.

DOI: 10.15372/AUT20240102

EDN: ZAJFTD

Введение. Разработка лазерных систем различных классов мощностей в диапазоне длин волн свыше 2 мкм востребована для широкого круга приложений и фундаментальных задач [1]. В частности, источники когерентного света на длине волны около 2,3 мкм привлекают внимание тем, что земная атмосфера прозрачна в этой спектральной области, а такие опасные газы, как например: CO, HF, CH₄, обладают выраженными линиями поглощения именно в этой области, что открывает возможность применения соответствующих лазеров для их дистанционного мониторинга. Для многих приложений желательно иметь лазерные системы мощностью единицы и десятки ватт, разработка которых может представлять определённую сложность [1]. Но в то же время для других приложений, например, высокочувствительного детектирования микро- и нанообъектов, требуются миниатюрные источники с низкими мощностями ~1 мВт или даже ~1–10 мкВт [2].

Существуют различные подходы и технологии создания когерентных оптических источников на длине волны 2,3 мкм разного класса мощности. В случае систем с высокой и умеренной мощностью известны лазеры на основе кристаллов, легированных ионами тулия или хрома [3]. Также активно развиваются лазеры на основе фторидных или теллуритных волокон, легированных ионами тулия [4–7]. Кроме того, известны источники, основанные на нелинейно-оптических преобразованиях света [8–10]. Маломощные лазерные источники могут быть основаны на использовании микрорезонаторов [11].

Целью представленной работы является развитие и теоретическое исследование достаточно универсального подхода, который может быть применён для разработки лазеров

на длине волны около 2,3 мкм мощностью от нескольких десятков мкВт до нескольких десятков Вт, а также математическое моделирование и оптимизация конкретных реализаций лазерных систем на базе развитого подхода, а именно: исследуются лазеры на основе эффекта вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в волноводных элементах из теллуридных стёкол.

Теллуридные стёкла на основе диоксида теллура являются очень перспективными оптическими материалами для разработки лазерных источников на длинах волн около 2,3 мкм. Теллуридные стёкла прозрачны в диапазоне $\sim 0,5\text{--}5$ мкм, обладают хорошими оптическими и физико-химическими свойствами [12, 13], имеют достаточно высокие пороги разрушения (т. е. могут выдерживать высокие пиковые интенсивности [14]). Максимальный коэффициент ВКР-усиления для них составляет $\sim (0,5 \dots 1) \cdot 10^{-11}$ м/Вт на длине волны 1 мкм, что на два порядка превышает значение максимального коэффициента ВКР-усиления для кварцевого стекла 10^{-13} м/Вт [8, 15, 16]. Соответствующий ВКР-сдвиг частот для теллуридных стёкол равняется 20–28 ТГц (в зависимости от точного состава) [15, 16] против 13,2 ТГц для кварцевого стекла [8]. Кроме того, кварцевые волокна, применяемые в том числе для ВКР-лазеров в диапазоне 1–1,7 мкм [17–19], имеют большие потери в диапазоне длин волн свыше 2,1 мкм, поэтому их использование сильно ограничено в спектральном диапазоне 2,3 мкм. Для накачки ВКР-лазеров на длине волны около 2,3 мкм на основе волноводных элементов из теллуридных стёкол подходят оптические источники на длине волны около 2 мкм, например, широко распространённые тулиевые волоконные лазеры, что является удобным техническим решением.

В представленной работе исследуются непрерывные теллуридные ВКР-лазеры на основе волокон при характерных мощностях от сотен мВт до десятков Вт и на базе микрорезонаторов при характерных мощностях порядка 1 мВт и менее. При мощностях от сотен мВт до единиц Вт наиболее простым решением кажется использование одномодовых волокон со стандартной геометрией со ступенчатым профилем показателя преломления между сердцевинной и оболочкой. При мощностях около 10 Вт и выше для снижения тепловой нагрузки и предотвращения разрушения волокна под действием излучения накачки предлагается использовать многосердцевинные волокна (МСВ) с близкорасположенными сердцевинами, в которых могут распространяться супермоды [8, 20], а именно: рассматриваются двухсердцевинные и четырёхсердцевинные (центры сердцевин расположены в углах квадрата) волокна. Излучение рабочей супермоды на выходе МСВ легко можно преобразовать в гауссов пучок с использованием всего лишь одного или двух делителей пучков (для МСВ с двумя и четырьмя сердцевинами соответственно) [20]. Отметим, что экспериментальная реализация непрерывного волоконного ВКР-лазера была продемонстрирована в волокне с одной сердцевинной в телекоммуникационном диапазоне [21]. Известны работы по моделированию теллуридных односердцевинных волоконных ВКР-лазеров в диапазоне свыше 2 мкм [22, 23]. Мы также исследовали ранее возможность каскадного лазерного и ВКР-усиления оптических сигналов на длине волны 2,3 мкм при диодной накачке на 793 нм в теллуридных МСВ [24]. При разработке компактных маломощных (~ 10 мкВт — 1 мВт) источников можно отказаться от волоконной геометрии и перейти к микролазерам на основе высокодобротных микрорезонаторов [2, 11]. Микрорезонатор является одновременно активной средой и резонатором для ВКР-генерации и не требует использования зеркал или брэгговских решёток [2]. Современные технологии позволяют создавать теллуридные микрорезонаторы, интегрированные на чипы [25–27], что несомненно является преимуществом с точки зрения приложений. Ранее в [28, 29] была продемонстрирована ВКР-генерация в теллуридных микросферах при накачке в телекоммуникационном диапазоне. Теоретические исследования ВКР-генерации на длинах волн около 2,3 мкм могут способствовать экспериментальной разработке таких микрорезонаторных устройств на основе теллуридных стёкол.

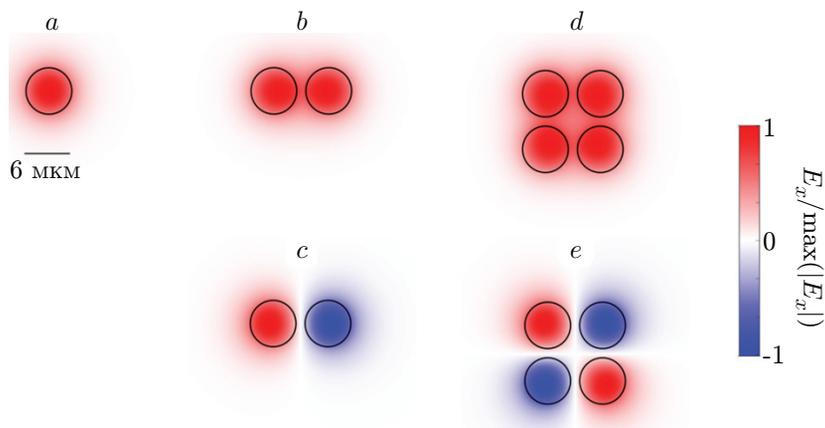


Рис. 1. Поля E_x различных волокон: фундаментальной моды односердцевинного волокна (a); синфазной (b) и противофазной (c) супермод двухсердцевинного волокна; синфазной (d) и противофазной (e) супермод четырёхсердцевинного волокна

Моделирование мощных лазеров на основе односердцевинных и многосердцевинных волокон. Вначале были рассчитаны параметры теллуритных волокон со стандартной геометрией, а также МСВ с двумя и четырьмя сердцевинами. Были рассмотрены волокна на основе системы $\text{TeO}_2\text{—WO}_3$, так как для них коэффициент ВКР-усиления выше, чем для часто используемых систем $\text{TeO}_2\text{—ZnO}$ [15]. Полагаем, что максимальный коэффициент ВКР-усиления $\text{TeO}_2\text{—WO}_3$ стекла $g_{\text{glass}} = 0,85 \cdot 10^{-11}$ м/Вт (на длине волны 1 мкм), а соответствующий ВКР-сдвиг частот составляет 21,9 ТГц [15]. Для ВКР-генерации на длине волны $\lambda_R = 2,3$ мкм рассматривалась накачка на длине волны $\lambda_p = 1,97$ мкм.

Расчёт параметров специальных теллуритных волокон осуществлялся путём численного решения уравнений Максвелла методом конечных элементов. На рис. 1 показано распределение электрического поля E_x фундаментальной моды в односердцевинном волокне, а также синфазной и противофазной супермод в двухсердцевинном и четырёхсердцевинном волокнах. Диаметр сердцевины ($d = 6$ мкм) и числовая апертура ($NA = 0,25$) выбраны таким образом, чтобы обеспечить одномодовое распространение сигнала в сердцевине на длине волны накачки $\lambda_p = 1,97$ мкм.

На основе найденных распределений полей производился расчёт эффективных площадей супермод, результаты которого представлены в табл. 1. Эффективная площадь для противофазной супермоды меньше, чем для синфазной, так как противофазная супермода лучше локализуется вблизи сердцевины. Это связано с тем, что топологическая структура распределения полей синфазных и противофазных мод различна. Для противофазной супермоды между сердцевинами имеются линии нулевой амплитуды поля (из-за равных амплитуд и разности фаз на π на этих линиях), поэтому большая часть её мощности распространяется в сердцевинах. Для синфазной супермоды, как хорошо видно на рис. 1, амплитуда поля между сердцевинами достаточно большая. Поскольку коэффициент усиления обратно пропорционален эффективной площади моды, то для противофазных супермод он выше, чем для синфазных. Поэтому ожидается, что в лазере на основе многосердцевинных волокон, в первую очередь, будет стартовать генерация именно в противофазной супермоды, которую мы рассматриваем далее.

Теоретическое исследование непрерывных ВКР-лазеров на основе специальных теллуритных волокон выполнено в рамках известной модели, описывающей эволюцию мощности накачки $P_p^+(z)$ вдоль волокна и эволюцию мощностей ВКР-волн $P_R^+(z)$ и $P_R^-(z)$, распро-

Таблица 1

Эффективные поля мод, рассчитанные на длинах волн накачки и ВКР-сигнала, для исследуемых теллуритных волокон

Тип волокна	Мода	A_{eff} , мкм ²	
		$\lambda = 1,97$ мкм	$\lambda = 2,3$ мкм
Односердцевинное волокно	Фундаментальная мода	28,0	41,1
Двухсердцевинное волокно	Синфазная супермода	58,6	80,7
	Противофазная супермода	52,3	72,1
Четырёхсердцевинное волокно	Синфазная супермода	122,5	159,1
	Противофазная супермода	97,8	126,8

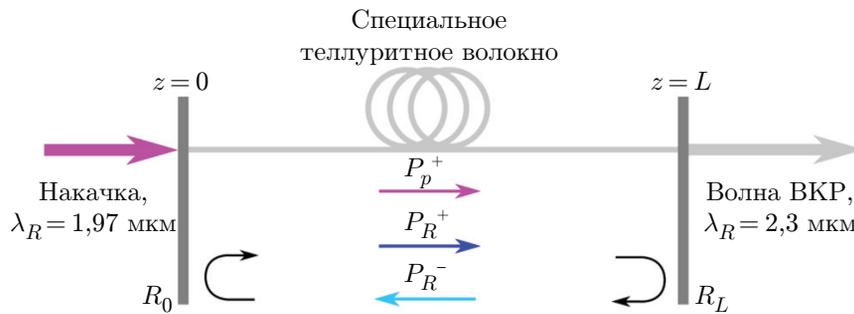


Рис. 2. Схема волоконного ВКР-лазера на основе специального теллуритного волокна

страняющихся в прямом и обратном направлении вдоль оси z . Рассмотренная схема с линейным резонатором показана на рис. 2. Предполагалось, что для ВКР-волн коэффициент отражения R_0 на входном торце при $z = 0$ близок к 1, а коэффициент отражения R_L на выходном торце при $z = L$ может меняться в широких пределах; коэффициенты отражения для волны накачки равны нулю. Это может достигаться при использовании пары брэгговских решёток или диэлектрических селективных зеркал со специальными покрытиями. Мы пренебрегли генерацией ВКР-волн во втором каскаде на длине волны около 2,77 мкм, полагая, что потери в волокне высоки (из-за поглощения гидроксильными группами [13]), а коэффициенты отражения в резонаторе могут быть сделаны очень малыми (поэтому порог генерации не достигается).

Численное моделирование выполнено в рамках известных уравнений на внутрирезонаторные мощности [17, 22, 30]:

$$\frac{dP_p^+}{dz} = -g_R \frac{\omega_p}{\omega_R} (P_R^+ + P_R^-) P_p^+ - \alpha P_p^+, \quad (1)$$

$$\pm \frac{dP_R^\pm}{dz} = g_R P_p^+ P_R^\pm - \alpha P_R^\pm \quad (2)$$

с учётом граничных условий на входном ($z = 0$) и выходном ($z = L$) торцах:

$$P_R^+(0) = R_0 P_R^-(0), \quad (3)$$

$$P_R^-(L) = R_L P_R^+(L). \quad (4)$$

Таблица 2

Параметры, используемые при моделировании волоконных ВКР-лазеров

Параметр	Обозначение	Значение
Диаметр сердцевинны волокна	d	6 мкм
Расстояние между центрами двух ближайших сердцевин МСВ		7,2 мкм
Числовая апертура	NA	0,25
Частота накачки ($\lambda_p = 1,97$ мкм)	ω_p	$2\pi \cdot 152,3$ ТГц
Частота волны ВКР ($\lambda_R = 2,3$ мкм)	ω_R	$2\pi \cdot 130,4$ ТГц
Коэффициент ВКР-усиления:	g_R	
в односердцевинном волокне		$12,5 \cdot 10^{-4} (\text{Вт} \cdot \text{см})^{-1}$
в противофазной супермоды двухсердцевинного волокна		$6,9 \cdot 10^{-4} (\text{Вт} \cdot \text{см})^{-1}$
в противофазной супермоды четырёхсердцевинного волокна		$3,8 \cdot 10^{-4} (\text{Вт} \cdot \text{см})^{-1}$
Оптические потери в волокне	α	0,5 дБ/м
Длина волокна	L	100 см
Коэффициент отражения волны ВКР при $z = 0$	R_0	0,98
Коэффициент отражения волны ВКР при $z = L$	R_L	0,05–0,95

В уравнениях (1) и (2) α — линейные потери, ω_p и ω_R — частоты накачки и ВКР-волн, при этом величина $(\omega_p - \omega_R)/(2\pi) = 21,9$ ТГц соответствует частоте, на которой ВКР-усиление максимально. Коэффициент ВКР-усиления в волокне связан с объёмным коэффициентом ВКР-усиления стекла g_{glass} и параметрами волокна следующим образом [8]:

$$g_R = \frac{g_{glass} (1 \text{ мкм})(1 \text{ мкм}/\lambda_p)}{(A_{effp} + A_{effR})/2}, \quad (5)$$

где A_{effp} и A_{effR} — эффективные площади рабочей супермоды на длине волны накачки λ_p и ВКР-волны λ_R соответственно (см. табл. 1). В выражении (5) учтено, что коэффициент ВКР-усиления обратно пропорционален длине волны накачки [8].

Параметры, использованные в моделировании, приведены в табл. 2.

На рис. 3 показан пример расчёта стационарных внутрирезонаторных мощностей в рамках системы уравнений (1)–(4). Данные распределения мощностей являются типичными для ВКР-лазеров [22, 30]. Мощность волны накачки на рис. 3, a убывает с увеличением z , так как она расходуется на усиление ВКР-волн в прямом и обратном направлении, а также есть линейные потери. Видно, что локальное усиление ВКР-волн происходит при локальных значениях мощности накачки $P_p(z)$ выше некоторого, наблюдаемого около $z \sim 60$ см. При меньших значениях P_p линейные потери превосходят усиление, и наблюдается слабое суммарное затухание на относительно длинной трассе. Разница в мощностях сгенерированных прямой и обратной ВКР-волн при $z = 0$ и $z = L$ демонстрирует выполнение граничных условий (3), (4).

Мы исследовали зависимость выходных мощностей ВКР-волн от мощности накачки для односердцевинного, двухсердцевинного и четырёхсердцевинного волокон (рис. 4, a, b, c соответственно) при различных коэффициентах отражения R_L . Как и следовало ожидать, чем выше R_L , тем ниже пороговая мощность для каждого типа волокна. При фиксированном коэффициенте отражения пороговая мощность ниже для односердцевинного волокна, так как для него меньше эффективная площадь моды и выше коэффициент ВКР-усиления (см. табл. 1 и 2). Максимальная выходная мощность при фиксированной мощности накачки может достигаться при разных R_L , что хорошо видно на рис. 4 (кривые пересекаются). При этом эффективность преобразования может превышать 50 %. В односердцевинном

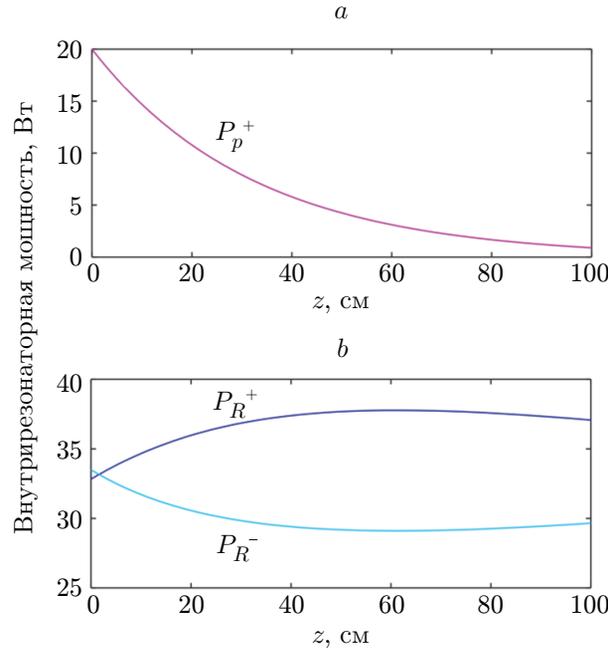


Рис. 3. Пример распределения внутривибраторных мощностей вдоль волокна: мощность волны накачки (а); мощности волн ВКР, распространяющихся в две противоположные стороны (б). Моделирование выполнено для четырёхсердцевинного волокна при мощности накачки 20 Вт и коэффициенте отражения $R_L = 0,8$

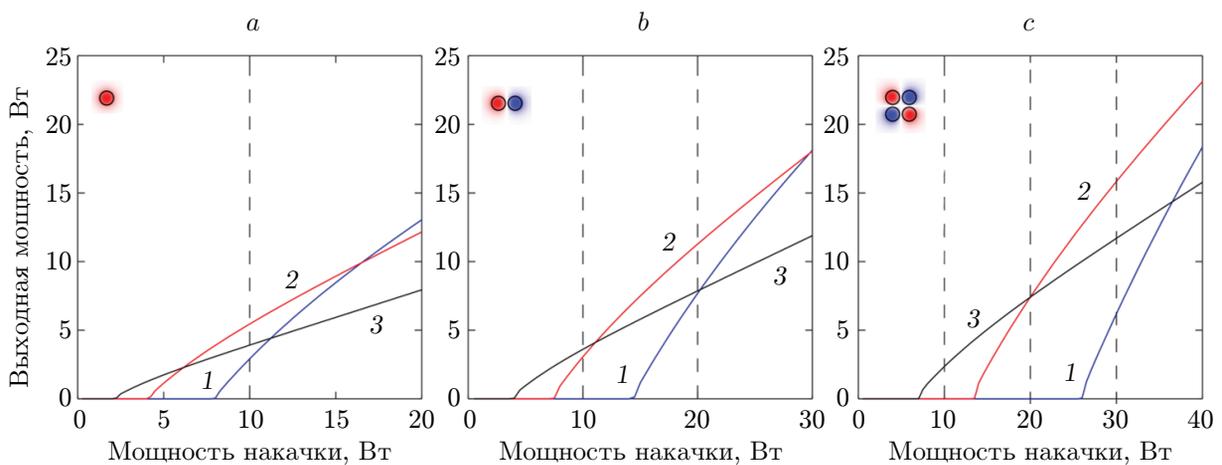


Рис. 4. Зависимости выходных мощностей ВКР-волн от мощности накачки в односердцевинном (а), двухсердцевинном (б) и четырёхсердцевинном (с) волокнах, рассчитанные при трёх различных значениях коэффициента отражения: $R_L = 0,2$ (кривая 1), $R_L = 0,5$ (кривая 2), $R_L = 0,8$ (кривая 3)

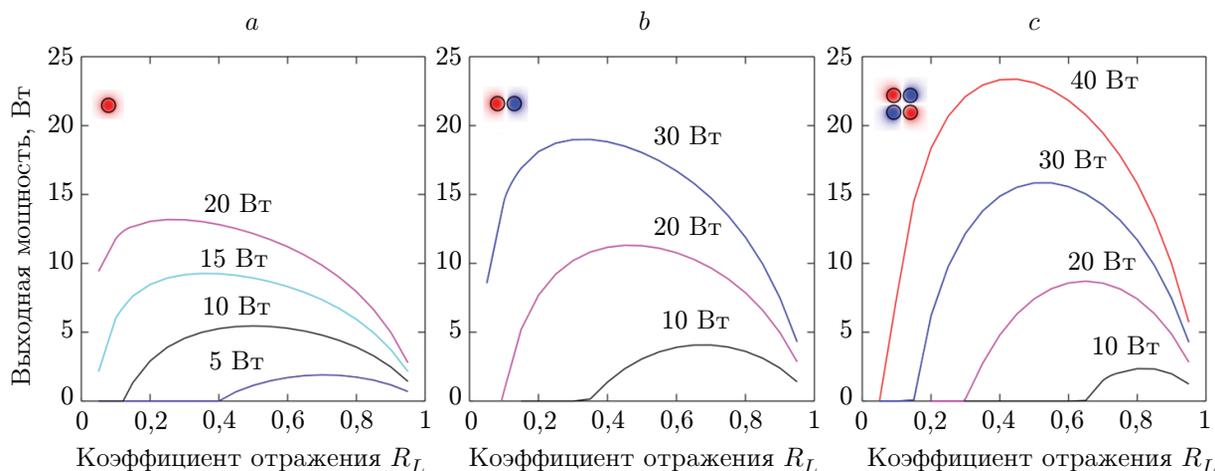


Рис. 5. Зависимости выходных мощностей ВКР-волн от коэффициента отражения R_L в односердцевинном (a), двухсердцевинном (b) и четырёхсердцевинном (c) волокнах, рассчитанные при различных мощностях накачки, указанных рядом с соответствующими кривыми

волокне при $R_L = 0,2$ и $0,5$ при $P_p > 13$ Вт более половины мощности накачки преобразуется в мощность ВКР-волны. Для четырёхсердцевинного волокна, применение которого более предпочтительно для систем с высокой мощностью, эффективность выше 50 % достигается при $P_p > 25$ Вт для $R_L = 0,5$ (рис. 4, c).

Далее более детально исследовано влияние коэффициента отражения R_L на выходную мощность. Результаты моделирования для односердцевинного, двухсердцевинного и четырёхсердцевинного волокон представлены на рис. 5, a, b, c соответственно. При фиксированной мощности накачки существует оптимальное значение R_L , что согласуется с общей теорией лазеров [31]. Чем больше мощность накачки, тем меньше оптимальный коэффициент отражения. Чем больше количество сердцевин (т. е. чем меньше коэффициент ВКР-усиления при фиксированной суммарной мощности накачки), тем выше оптимальное значение R_L . Для четырёхсердцевинного волокна при $P_p > 30$ Вт максимизация выходной мощности достигается при $R_L \sim 0,5-0,6$.

Следует отметить, что при целевых мощностях ВКР-волн порядка 1 Вт и меньше односердцевинные волокна кажутся оптимальным решением, поскольку технология их изготовления проще, чем МСВ, и пороговые мощности ниже. Переход к МСВ кажется оправданным при высоких мощностях, при которых есть риск повреждения односердцевинных волокон.

Моделирование маломощных рамановских лазеров на основе микрорезонаторов. Для моделирования теллуритных ВКР-микролазеров с характерными мощностями порядка 1 мВт и менее применялась теория нелинейно связанных мод, в которых записывались уравнения на средние внутрирезонаторные поля: поле накачки U_0 , поле ВКР-волны 1-го порядка U_1 , а также поле ВКР-волны 2-го порядка U_2 , генерируемой во втором каскаде. В отличие от волоконных лазеров, в которых коэффициенты отражения элементов резонатора могут быть сделаны очень малыми для подавления генерации стоксовой волны во втором каскаде около 2,8 мкм, для микрорезонаторов это сделать гораздо сложнее. Микрорезонатор является одновременно активной средой и резонатором, поэтому в нём необходимо учитывать данный эффект даже при условии, что потери в материале выше на длине волны 2,77 мкм, чем на длине волны 2,3 мкм. Рассматриваемая схема микролазера показана на рис. 6.

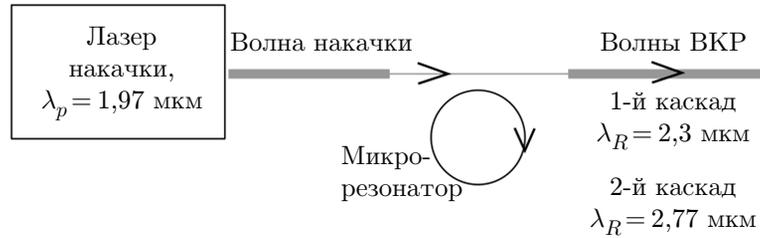


Рис. 6. Схема микрорезонаторного ВКР-лазера

Система уравнений для полей U_0 , U_1 и U_2 записывалась в хорошо известной форме [32]:

$$\frac{dU_0}{dt} = \left(i \Delta\omega_0 - \frac{1}{2\tau_0} U_0 \right) - g_1 \frac{\omega_0}{\omega_1} |U_1|^2 U_0 + \sqrt{\kappa_0 P}, \quad (6)$$

$$\frac{dU_1}{dt} = -\frac{1}{2\tau_1} U_1 + g_1 |U_0|^2 U_1 - g_2 \frac{\omega_1}{\omega_2} |U_2|^2 U_1, \quad (7)$$

$$\frac{dU_2}{dt} = -\frac{1}{2\tau_2} U_2 + g_2 |U_1|^2 U_2, \quad (8)$$

где t — время, τ_k — время жизни в резонаторе фотона на соответствующей длине волны, индекс $k = 0, 1, 2$ обозначает волну накачки, ВКР-волну в 1-м каскаде и ВКР-волну во 2-м каскаде соответственно. Время τ_k связано с добротностью Q_k соотношением $\tau_k = Q_k/\omega_k$. В уравнении (6) P — мощность накачки, $\Delta\omega_0$ — отстройка частоты накачки от точного резонанса, κ_k — коэффициент связи (мы установили $\kappa_k = 1/(2 \cdot \tau_k)$), g_k — коэффициенты ВКР-усиления: $g_k = \Gamma g_{glass} c^2 / [n^2 (V_{k-1} + V_k)]$, где $\Gamma \sim 0,7$ — интеграл перекрытия, c — скорость света в вакууме, n — показатель преломления, V_k — эффективный объём моды для соответствующей волны. Выходная мощность определялась выражением $P_k = \kappa_k |U_k|^2$. Рассматривалась стационарная генерация, т. е. полагалось, что $dU_k/dt = 0$ в уравнениях (6)–(8).

Проанализирована ВКР-генерация в микрорезонаторе диаметром 80 мкм, эффективные объёмы мод в котором на длинах волн 1,97, 2,3 и 2,77 мкм составляли $2,8 \cdot 10^3$, $3,2 \cdot 10^3$ и $4,3 \cdot 10^3$ мкм³ соответственно. Предполагалось, что $\tau_0 = \tau_1 = 5\tau_2$ (т. е. учитывались дополнительные потери в полосе поглощения гидроксильными группами вблизи 2,8 мкм). На рис. 7 показаны результаты расчётов для трёх значений добротности ($Q = 1 \cdot 10^7$, $1,5 \cdot 10^7$, $2 \cdot 10^7$ на длине волны накачки). В первом и втором ряду на рис. 7 продемонстрированы выходные мощности ВКР-волн в первом и втором каскадах соответственно как функции двух переменных: мощности накачки и отстройки частоты накачки от точного резонанса. В третьем ряду показаны мощности ВКР-волн в первом и втором каскадах в зависимости от мощности накачки при $\Delta\omega_0 = 0$. В нижнем ряду даны мощности ВКР-волн в первом и втором каскадах в зависимости от отстройки при мощности накачки 10 мВт. Чем больше добротность и меньше $\Delta\omega_0$, тем ниже порог генерации. Для добротности $Q = 1 \cdot 10^7$ порог генерации ВКР-волны во втором каскаде не достигается для рассмотренных параметров. Если в системе генерируется волна только в первом каскаде, то при фиксированной добротности, чем больше мощность накачки и меньше отстройка, тем выше интенсивность ВКР-волны. Но если в системе возникает генерация ВКР-волны во втором каскаде, то при этом мощность волны в первом каскаде перестаёт меняться, что согласуется с результатами теоретических и экспериментальных исследований каскадной ВКР-генерации в микросферах [28, 32]. Поэтому видно, что каскадная генерация в микролазерах может сильно ограничивать мощность ВКР-волны на 2,3 мкм. Мы также проверили, что генерация ВКР-волны в третьем каскаде в микрорезонаторах с рассмотренными параметрами не достигается.

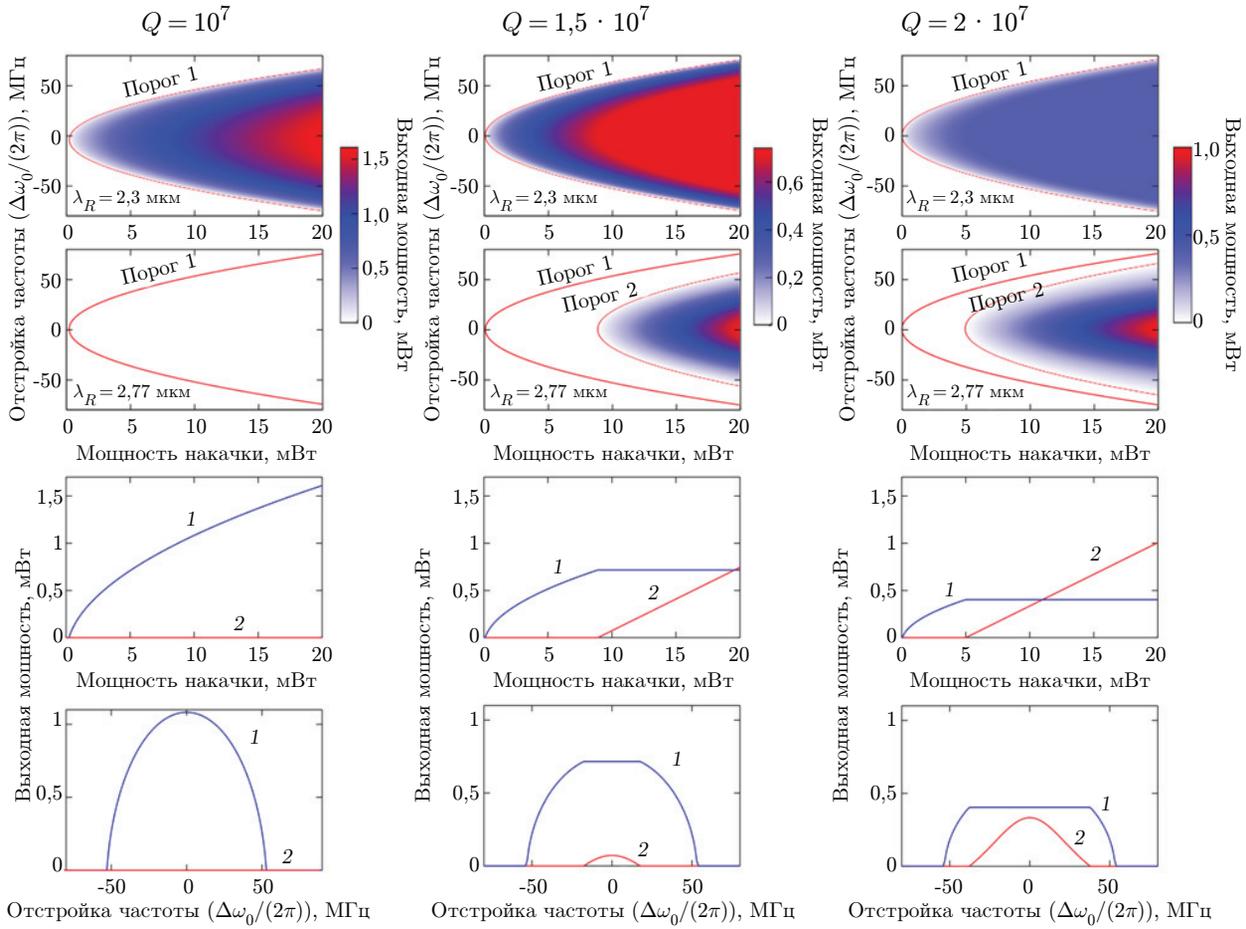


Рис. 7. Моделирование микрорезонаторных ВКР-лазеров для различных добротностей ($Q = 10^7, 1,5 \cdot 10^7, 2 \cdot 10^7$ для левого, среднего и правого столбцов соответственно). Выходные мощности в ВКР-волнах в первом каскаде (верхний ряд) и во втором каскаде (второй ряд) как функции двух переменных — мощности накачки и отстройки. Выходные мощности в ВКР-волнах в первом и втором каскадах как функции мощности накачки при $\Delta\omega_0 = 0$ (третий ряд) и как функции отстройки при мощности накачки 10 мВт (нижний ряд)

Также детально исследовано, как влияет добротность на эффективность генерации. На рис. 8, *a* представлены зависимости выходной мощности в ВКР-волне на 2,3 мкм от добротности при нулевой отстройке для трёх различных мощностей накачки. Видно, что существует некоторое оптимальное значение добротности, при котором выходная мощность максимальна, что хорошо согласуется с общей теорией лазеров [31]. Максимальная расчётная эффективность преобразования достигает 20 % при добротностях $Q \sim 3 \cdot 10^6$ при мощности накачки порядка 10 мВт. Подчёркнём общность результатов, полученных при исследовании волоконных лазеров (см. рис. 5) и микрорезонаторных лазеров (см. рис. 8, *a*) относительно наличия оптимального коэффициента вывода излучения из резонатора.

В случае рассмотренных микрорезонаторных ВКР-лазеров генерация волны во втором каскаде является паразитным эффектом с точки зрения генерации «полезной» волны в первом каскаде. На рис. 8, *b* показаны зависимости выходной мощности в ВКР-волне во втором каскаде на 2,77 мкм от добротности при нулевой отстройке для трёх различных мощностей накачки. Видно, что когда достигается порог генерации во втором каскаде (см. рис. 8, *b*), мощность ВКР-волны в первом каскаде начинает спадать сильнее

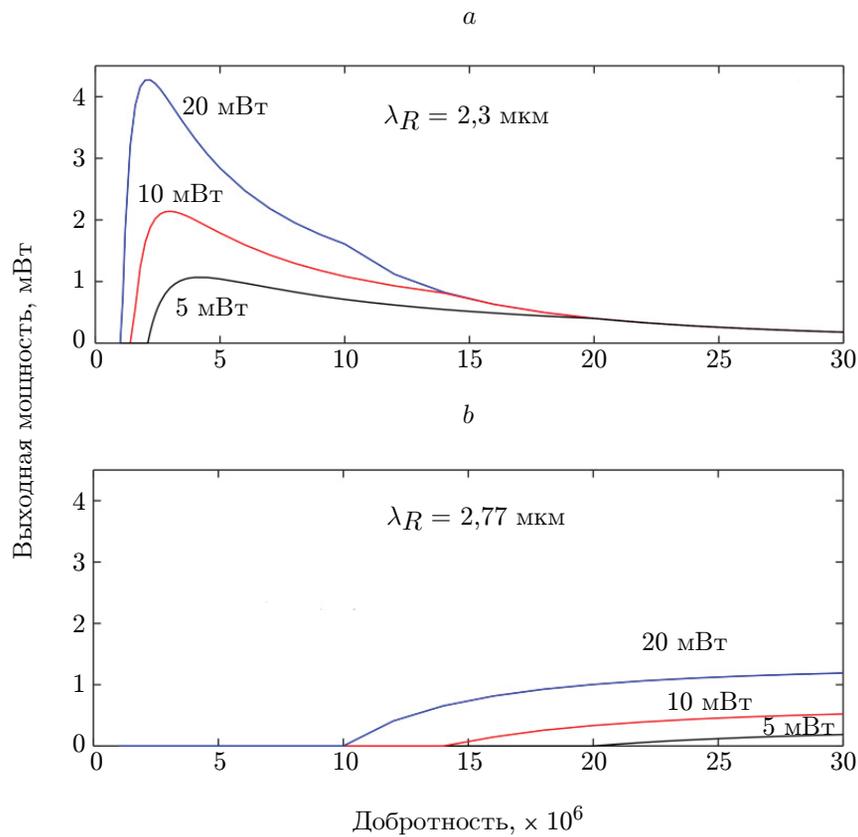


Рис. 8. Мощность ВКР-волн в первом (а) и во втором (б) каскадах в зависимости от добротности при трёх различных значениях мощности накачки, указанных рядом с соответствующими кривыми

(см. рис. 8, а). Когда генерируется волна во втором каскаде, мощность выходной волны в первом каскаде не зависит от мощности накачки, что продемонстрировано на рис. 8, а: при $Q > 2 \cdot 10^7$ все три кривые совпадают. При очень высоких добротностях наблюдаются низкие пороги генерации и низкие выходные мощности, что качественно согласуется с результатами моделирования волоконных лазеров при высоких значениях R_L .

Заключение. Теоретически исследованы ВКР-лазеры на длине волны 2,3 мкм с накачкой на длине волны около 2 мкм мощностью от десятков мкВт до десятков Вт на основе волноводных элементов из теллуридных стёкол. Выбор теллуридных стёкол обусловлен высоким коэффициентом ВКР-усиления, на 2 порядка превосходящим значение для кварцевого стекла, и большим ВКР-сдвигом частоты (~ 22 ТГц против 13 ТГц для кварцевого стекла), а также прозрачностью в рассмотренном спектральном диапазоне. Проведено детальное численное моделирование непрерывных ВКР-лазеров на основе односердцевинных и многосердцевинных специальных теллуридных волокон. Показано, что для оптимальных параметров системы эффективность преобразования мощности накачки в мощность ВКР-волны может превышать 50 %. Например, в четырёхсердцевинном волокне при выходном коэффициенте отражения 0,4 и мощности накачки 40 Вт ожидаемая выходная мощность ВКР-волны составляет 23 Вт. Выполнено детальное моделирование маломощных ВКР-лазеров на основе высокодобротных микрорезонаторов, найдены оптимальные параметры системы и факторы, ограничивающие генерацию. Чем больше добротность и меньше отстройка частоты накачки от точного резонанса, тем ниже порог генерации. Ограничивающим фактором для микролазеров может являться генерация ВКР-волны во втором каскаде.

Финансирование. Исследование лазеров на основе специальных многосердцевинных волокон поддержано Российским научным фондом (грант № 23-12-00248). Исследование лазеров на основе односердцевинных волокон поддержано Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания ИПФ РАН № 2024-FFUF-2024-0030. Исследование рамановской генерации в микрорезонаторах поддержано Российским научным фондом (грант № 20-72-10188-П).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Wang Z., Zhang B., Liu J. et al.** Recent developments in mid-infrared fiber lasers: Status and challenges // *Opt. Laser Technol.* 2020. **132**. 106497. DOI: 10.1016/j.optlastec.2020.106497.
2. **Reynolds T., Riesen N., Meldrum A. et al.** Fluorescent and lasing whispering gallery mode microresonators for sensing applications // *Laser Photon. Rev.* 2017. **11**, N 2. 1600265. DOI: 10.1002/lpor.201600265.
3. **Mirov S. B., Moskalev I. S., Vasilyev S. et al.** Frontiers of Mid-IR Lasers Based on Transition Metal Doped Chalcogenides // *IEEE Journ. Select. Topics Quantum Electron.* 2018. **24**, N 5. 1601829. DOI: 10.1109/JSTQE..2808284.
4. **Tyazhev A., Starecki F., Cozic S. et al.** Watt-level efficient 2.3 μm thulium fluoride fiber laser // *Opt. Lett.* 2020. **45**, Iss. 20. P. 5788–5791. DOI: 10.1364/OL.403450.
5. **Muravyev S. V., Anashkina E. A., Andrianov A. V. et al.** Dual-band Tm^{3+} -doped tellurite fiber amplifier and laser at 1.9 μm and 2.3 μm // *Sci. Rep.* 2018. **8**. 16164. DOI: 10.1038/s41598-018-34546-w.
6. **Denker B. I., Dorofeev V. V., Galagan B. I. et al.** A 200 mW, 2.3 μm Tm^{3+} -doped tellurite glass fiber laser // *Laser Phys. Lett.* 2020. **17**, N 9. 095101. DOI: 10.1088/1612-202x/aba0be.
7. **Anashkina E. A., Andrianov A. V.** Numerical Study of Efficient Tm-Doped Zinc-Tellurite Fiber Lasers at 2300 nm // *Fibers.* 2023. **11**, N 7. 57. DOI: 10.3390/fib11070057.
8. **Agrawal G. P.** *Nonlinear Fiber Optics*. 6th ed. Amsterdam, The Netherlands: Elsevier, 2019. 728 p.
9. **Liu H., Yu Y., Song W. et al.** Recent development of flat supercontinuum generation in specialty optical fibers // *Opto-Electronic Advances.* 2019. **2**, N 2. 180020. DOI: 10.29026/oea.2019.180020.
10. **Zhluktova I. V., Kamynin V. A., Korobko D. A. et al.** Broadband Supercontinuum Generation in Dispersion Decreasing Fibers in the Spectral Range 900–2400 nm // *Photonics.* 2022. **9**, Iss. 10. 773. DOI: 10.3390/photonics9100773.
11. **Wang P., Yi Y., Wang X. et al.** Tm^{3+} -doped fluorotellurite glass microsphere resonator laser at 2.3 μm // *Opt. Lett.* 2020. **45**, Iss. 13. P. 3553–3556. DOI: 10.1364/OL.396843.
12. **Tao G., Ebendorff-Heidepriem H., Stolyarov A. M. et al.** Infrared fibers // *Adv. Opt. Photon.* 2015. **7**, Iss. 2. P. 379–458. DOI: 10.1364/AOP.7.000379.
13. **Dorofeev V. V., Moiseev A. N., Churbanov M. F. et al.** Production and properties of high purity $\text{TeO}_2\text{-WO}_3\text{-(La}_2\text{O}_3, \text{Bi}_2\text{O}_3)$ and $\text{TeO}_2\text{-ZnO-Na}_2\text{O-Bi}_2\text{O}_3$ glasses // *Journ. Non-Crystalline Solids.* 2011. **357**, Iss. 11–13. P. 2366–2370. DOI: 10.1016/j.jnoncrysol.2011.01.022.
14. **O'Donnell M. D., Richardson K., Stolen R. et al.** Tellurite and Fluorotellurite Glasses for Fiberoptic Raman Amplifiers: Glass Characterization, Optical Properties, Raman Gain, Preliminary Fiberization, and Fiber Characterization // *Journ. American Ceramic Society.* 2007. **90**, Iss. 5. P. 1448–1457. DOI: 10.1111/j.1551-2916.2007.01574.x.
15. **Plotnichenko V. G., Sokolov V. O., Koltashev V. V. et al.** Raman band intensities of tellurite glasses // *Opt. Lett.* 2005. **30**, Iss. 10. P. 1156–1158. DOI: 10.1364/OL.30.001156.

16. **Okhrimchuk A. G., Yatsenko Yu. P., Smayev M. P. et al.** Nonlinear properties of the depressed cladding single mode TeO₂-WO₃-Bi₂O₃ channel waveguide fabricated by direct laser writing // *Opt. Mater. Express.* 2018. **8**, Iss. 11. P. 3424–3437. DOI: 10.1364/OME.8.003424.
17. **Supradeepa V. R., Feng Y., Nicholson J. W.** Raman fiber lasers // *Journ. Opt.* 2017. **19**, N 2. 023001. DOI: 10.1088/2040-8986/19/2/023001.
18. **Vatnik I. D., Churkin D. V., Babin S. A., Turitsyn S. K.** Cascaded random distributed feedback Raman fiber laser operating at 12 μm // *Opt. Express.* 2011. **19**, Iss. 19. P. 18486–18494. DOI: 10.1364/OE.19.018486.
19. **Kharenko D. S., Bednyakova A. E., Podivilov E. V. et al.** Cascaded generation of coherent Raman dissipative solitons // *Opt. Lett.* 2016. **41**, Iss. 1. P. 175–178. DOI: 10.1364/OL.41.000175.
20. **Kalinin N. A., Anashkina E. A., Leuchs G., Andrianov A. V.** Lenslet array-free efficient coherent combining of broadband pulses at the output of a multicore fiber with a square core grid // *Opt. Express.* 2022. **30**, Iss. 2. P. 1013–1020. DOI: 10.1364/OE.446794.
21. **Qin G., Liao M., Suzuki T. et al.** Widely tunable ring-cavity tellurite fiber Raman laser // *Opt. Lett.* 2008. **33**, Iss. 17. P. 2014–2016. DOI: 10.1364/OL.33.002014.
22. **Zhu G., Geng L., Zhu X. et al.** Towards ten-watt-level 3-5 μm Raman lasers using tellurite fiber // *Opt. Express.* 2015. **23**, Iss. 6. P. 7559–7573. DOI: 10.1364/OE.23.007559.
23. **Ni C., Gao W., Chen X. et al.** Theoretical investigation on mid-infrared cascaded Raman fiber laser based on tellurite fiber // *Appl. Opt.* 2017. **56**, Iss. 33. P. 9171–9178. DOI: 10.1364/AO.56.009171.
24. **Anashkina E. A., Andrianov A. V., Litvak A. G.** Numerical Simulation of High-Power Optical Amplifiers at 2.3 μm Based on a Special Multicore Fiber // *Photonics.* 2023. **10**, Iss. 7. 711. DOI: 10.3390/photonics10070711.
25. **Zheng B., Zhao M., Guo Q. et al.** A chip-based microcavity derived from multi-component tellurite glass // *Journ. Mater. Chem. C.* 2015. **3**, Iss. 20. P. 5141–5144. DOI: 10.1039/C5TC00734H.
26. **Kiani M. K., Frankis H. C., Mateman R. et al.** Thulium-doped tellurium oxide microring lasers integrated on a low-loss silicon nitride platform // *Opt. Mater. Express.* 2021. **11**, Iss. 11. P. 3656–3665. DOI: 10.1364/OME.444087.
27. **Segat Frare B. L., Ahmadi T. P., Hashemi B. et al.** On-chip hybrid erbium-doped tellurium oxide–silicon nitride distributed Bragg reflector lasers // *Appl. Phys. B.* 2023. **129**. 158. DOI: 10.1007/s00340-023-08099-4.
28. **Anashkina E. A., Andrianov A. V.** Switchable cascade Raman lasing in a tellurite glass microresonator // *ACS Photonics.* 2023. **10**, Iss. 5. P. 1485–1494. DOI: 10.1021/acsp Photonics.3c00070.
29. **Anashkina E. A., Marisova M. P., Dorofeev V. V., Andrianov A. V.** Raman Lasing in a Tellurite Microsphere with Thermo-Optical on/off Switching by an Auxiliary Laser Diode // *Micromachines.* 2023. **14**, Iss. 9. 1796. DOI: 10.3390/mi14091796.
30. **Jackson S. D., Muir P. H.** Theory and numerical simulation of nth-order cascaded Raman fiber lasers // *JOSA B.* 2001. **18**, Iss. 9. P. 1297–1306. DOI: 10.1364/josab.18.001297.
31. **Svelto O., Hanna D. C.** Principles of lasers. N. Y.: Springer, 2010. 620 p.
32. **Min B., Kippenberg T. J., Vahala K. J.** Compact, fiber-compatible, cascaded Raman laser // *Opt. Lett.* 2003. **28**, Iss. 17. P. 1507–1509. DOI: 10.1364/OL.28.001507.

Поступила в редакцию 24.10.2023

После доработки 12.12.2023

Принята к публикации 26.12.2023