

Лазерное усиление в активном зеркале из Yb:YAG с большим градиентом температур

Г.В.Купцов, В.А.Петров, В.В.Петров, А.В.Лаптев, А.О.Коновалова,
А.В.Кирпичников, Е.В.Пестряков

Рассмотрена нестационарная модель лазерного усиления в кристалле Yb:YAG, основанная на системе балансных уравнений, а также уравнений переноса излучения и теплопроводности. В модели также учитываются зависимость лазерных характеристик усиливающей среды от длины волны взаимодействующего излучения и эффект усиления спонтанного излучения. Верификация модели проведена на базе усилителя с диодной накачкой и криогенным охлаждением активных элементов. Экспериментально измерены зависимости коэффициента усиления от энергии импульса накачки для разных режимов работы усилителя и проведено сравнение с данными моделирования.

Ключевые слова: диодная накачка, высокая частота следования импульсов, криогенные температуры, лазерный усилитель, уравнение теплопроводности.

1. Введение

Важным направлением современных исследований в области лазерной физики является повышение частоты следования импульсов (ЧСИ) в лазерных системах, генерирующих излучение с высокой пиковой мощностью. В последнее время достигнут значительный прогресс в создании источников излучения субджоульного уровня энергии с ЧСИ в килогерцевом диапазоне [1–4]. Такие источники используются для генерации когерентного излучения рентгеновского диапазона [5, 6] и лазерного ускорения заряженных частиц [7, 8]. Ультракороткие лазерные импульсы с высокой энергией применяются для генерации предельно коротких импульсов на базе технологии ОРСПА [9].

Основным лимитирующим фактором при создании лазерных систем с высокой ЧСИ является нагрев активных элементов каскадов лазерных усилителей [3, 10], приводящий к фазовым искажениям усиленного излучения и снижению эффективности лазерного усиления. В активных элементах криогенно охлаждаемых систем возникают значительные градиенты температуры, определяющие

нелинейный характер зависимости коэффициента усиления от параметров излучения накачки и системы охлаждения [11]. Узкая ширина спектра сечения усиления кристалла Yb:YAG (~ 1 нм при $T = 100$ К) в области лазерного перехода и ее зависимость от температуры приводят к необходимости согласования рабочего режима усилителя с параметрами усиливаемого импульса.

В ИЛФ СО РАН ведется разработка источника, генерирующего СЕР-стабилизированные импульсы [12]. В его состав входит масштабируемая твердотельная лазерная система с энергией джоульного уровня, работающая с высокой ЧСИ и используемая для накачки параметрического усилителя. Ключевым звеном этой системы является двухкаскадный криогенно охлаждаемый мультидисковый лазерный усилитель с мощной диодной накачкой [13]. Его активными элементами служат диффузионно сваренные кристаллические образцы YAG–Yb:YAG (концентрация ионов Yb³⁺ 10 ат. %), которые попарно прикреплены с противоположных сторон к криогенно охлаждаемым кристаллодержателям. Образцы имеют форму диска диаметром 25 мм, толщина легированной части составляет 3.75 мм, нелегированной – 2 мм. На охлаждаемую грань диска нанесено покрытие с высоким коэффициентом отражения на длинах волн накачки и усиливаемого излучения, что позволяет использовать элементы в качестве активного зеркала. Всего используется восемь активных элементов, формирующих два каскада усиления по четыре элемента каждый.

При распространении в усилителе инжектируемые импульсы совершают двойной обход сначала одного, а затем второго каскада усиления. Энергия инжектируемых импульсов на входе в усилитель составляет 10 мДж. В усилителе используются восемь диодных лазеров накачки, работающих в импульсном режиме, с максимальной мощностью до 200 Вт каждый и с центральной длиной волны 940 нм. Охлаждение активных элементов блока лазерного усиления осуществляется с помощью криостатов замкнутого цикла, работающих на принципе Стирлинга. Охладители данного типа позволяют повысить стабильность температуры активных элементов, их особенностью

Г.В.Купцов, В.А.Петров. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630073 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20; e-mail: kuptsov.gleb@gmail.com

В.В.Петров. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б; Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, д. 2; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630073 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20

А.В.Лаптев, А.В.Кирпичников, Е.В.Пестряков. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б

А.О.Коновалова. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б; Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, д. 2

Поступила в редакцию 18 июня 2021 г.

является нелинейная зависимость температуры теплоотводов от отводимой мощности.

2. Модель

Ранее была разработана трёхмерная нестационарная модель процесса лазерного усиления с учётом зависимости теплофизических и лазерных характеристик активных сред от распределения температуры [14]. В модели учитываются объёмное распределение температуры и её эволюция во времени, динамика и взаимосвязь коэффициента усиления с нагревом, зависимости лазерных и теплофизических параметров от температуры, а также экспериментально измеренные параметры излучения лазерной накачки и зависимость температуры теплоотвода от средней мощности излучения накачки.

В настоящей работе в модели дополнительно учитывались зависимость лазерных характеристик усиливающей среды от длины волны взаимодействующего излучения и эффект усиления спонтанного излучения.

Зависимость полной ширины на полувысоте контура сечения люминесценции σ_L от температуры была получена на основании экспериментальных данных, опубликованных в [15], и аппроксимирована в диапазоне 80–330 К полиномом второго порядка:

$$\Delta\sigma_L(T) = a + bT + cT^2, \quad (1)$$

где T – температура (К); $a = 1.3$ см, $b = -6.8 \times 10^{-3}$ см·К⁻¹, $c = 8.6 \times 10^{-5}$ см·К⁻² – коэффициенты аппроксимации.

Зависимость центральной длины волны λ_{L0} сечения люминесценции от температуры была получена на основании экспериментальных данных, опубликованных в [16], и аппроксимирована в диапазоне 80–330 К полиномом первого порядка:

$$\lambda_{L0}(T) = d + rT, \quad (2)$$

где $d = 1030.085 \times 10^{-7}$ см и $r = 4.72 \times 10^{-10}$ см·К⁻¹ – коэффициенты аппроксимации.

Сечение люминесценции изменяется с температурой следующим образом [12]:

$$\sigma_{L0}(T) = 0.75 + 1.77 \exp(-[T - 273]/113.95). \quad (3)$$

Таким образом, зависимость сечения люминесценции на рабочем переходе от температуры и длины волны имеет вид

$$\sigma_L(T, \lambda) = \sigma_{L0}(T) \exp(-4 \ln 2 [\lambda - \lambda_{L0}(T)]^2 / \Delta\sigma_L^2(T)), \quad (4)$$

где λ измеряется в см.

Спектральная ширина сечения поглощения и его амплитуда на длине волны накачки для всех рассматриваемых в работе температур таковы, что на толщине легированной части элемента (3.75 мм) поглощается более 98% излучения накачки. Изменение ширины сечения поглощения слабо влияет как на температурное распределение, так и непосредственно на процесс усиления.

Еще одно дополнение модели состояло в учёте усиления спонтанного излучения (УСИ). В этом случае коэффициент усиления, согласно уравнению (10) из [17], неявно зависит от диаметра пучка накачки и коэффициента усиления без учёта УСИ. Уравнение решается численно,

что приводит к повышенной вычислительной нагрузке при расчете коэффициентов усиления на больших сетках. При фиксированном радиусе излучения накачки для снижения вычислительной нагрузки можно провести аппроксимацию коэффициента усиления по слабому сигналу с учётом УСИ γ_{ASE} для заданного диапазона коэффициентов. В настоящей работе эта аппроксимация была выполнена для диаметра пучка накачки 2 мм в следующем виде:

$$\gamma_{ASE}(\gamma_0) = A_0 + A_1 \exp(-\gamma_0/t_1) + A_2 \exp(-\gamma_0/t_2), \quad (5)$$

где γ_0 – коэффициент усиления по слабому сигналу без учёта УСИ; $A_1 = -15.46$ см⁻¹, $t_1 = 66.1$ см⁻¹, $A_2 = -5.53$ см⁻¹, $t_2 = 8.87$ см⁻¹, $A_0 = 21.15$ см⁻¹ – коэффициенты аппроксимации.

Уравнение переноса излучения с учётом УСИ тогда записывается как

$$\partial I_L / \partial z = c I_L \gamma_{AS} \{ \sigma_L [n f_{11} - (n_1 - n) f_{03}] \}, \quad (6)$$

где I_L – интенсивность усиливаемого излучения (Вт/см²); n_1 – концентрация ионов активатора (см⁻³); n – плотность населенности рабочего уровня (см⁻³); f_{ji} отражает степень заселенности энергетического уровня E_{ji} ; c – скорость света (см/с); σ_L измеряется в см². Направление вдоль z соответствует оси излучения накачки.

3. Эксперименты

Для верификации дополненной модели лазерного усиления были проведены эксперименты по усилению излучения с широким спектральным контуром.

В центре активного элемента (АЭ) было сформировано пятно излучения накачки с центральной длиной волны 940 нм, шириной спектрального контура ~ 10 нм, пиковой мощностью 200 Вт и диаметром 2 мм. Инжектируемое излучение с центральной длиной волны 1029.8 нм и энергией импульса 100 мкДж было сфокусировано в АЭ в пятно диаметром 1.9 мм и совмещено с пятном излучения накачки. Пространственные распределения излучения накачки и усиливаемого излучения в АЭ представлены на рис.1.

Угол с нормалью, под которым пучок излучения инжекции падал на АЭ, составлял 5.6°. Полная ширина на полувысоте огибающей импульсов во временной области составляла ~ 500 пс. Спектральное распределение усиливаемого излучения представлено на рис.2.

Инжектируемые импульсы и импульсы накачки имели одинаковые частоты следования и были синхронизированы во времени. Управление осуществлялось при помощи персонального компьютера, синхронизация осуществлялась прецизионным электронным блоком и контролировалась фотодиодами. Схема эксперимента представлена на рис.3.

Эксперименты были проведены для ЧСИ 250, 500 и 1000 Гц. Результаты измерения зависимости коэффициента усиления от энергии импульса накачки для различных ЧСИ представлены на рис.4. Видно, что для всех кривых можно выделить три характерных участка, обусловленных, в первую очередь, нагревом АЭ: это участки линейного роста, нелинейного роста и плато. На участке линейного роста нагрев АЭ незначителен и средняя температура АЭ находится в диапазоне 40–90 К, однако при этом усиливается лишь часть спектра, т. к. согласно выра-

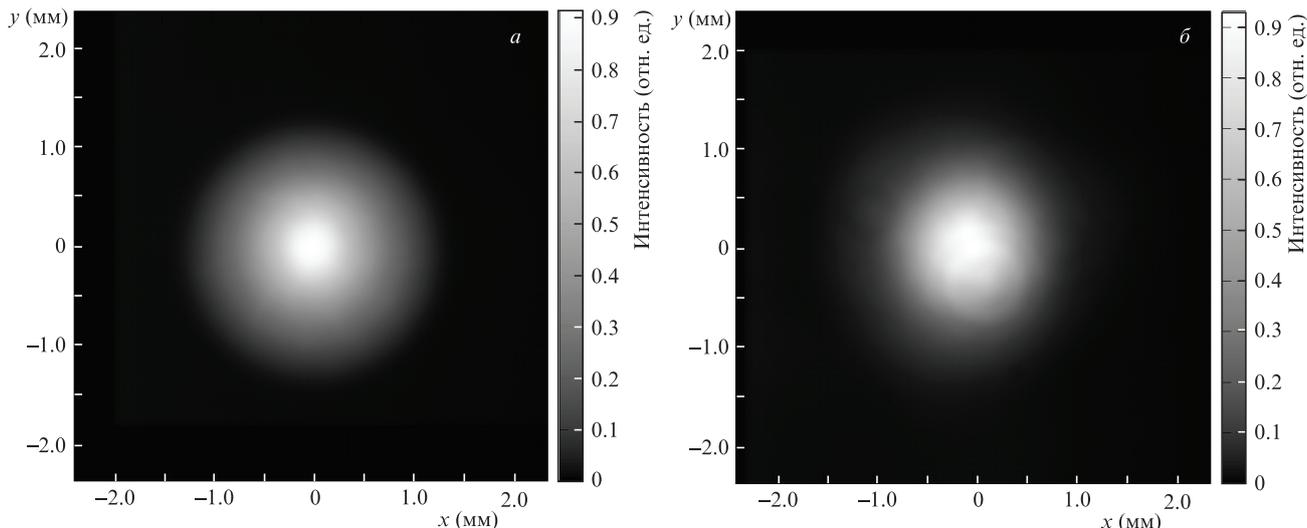


Рис.1. Пространственные распределения пучков излучения накачки (а) и усиливаемого излучения (б).

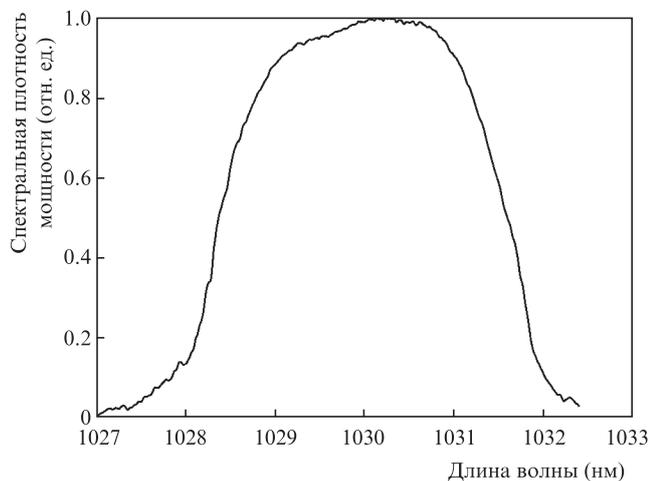


Рис.2. Спектральное распределение усиливаемого излучения.

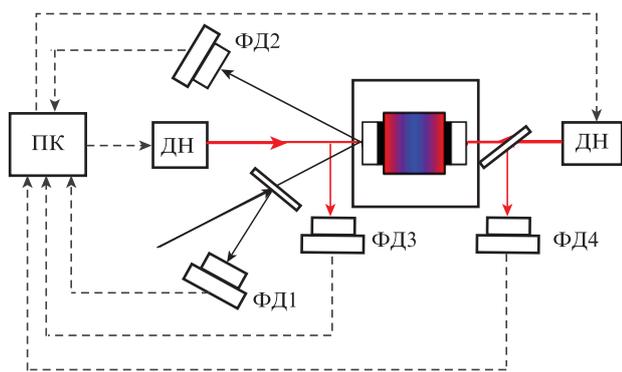


Рис.3. Схема эксперимента по измерению коэффициента усиления: ПК – персональный компьютер; ДН – модули диодной накачки; ФД1–ФД4 – фотодиоды.

жению (1) только при температуре ~ 230 К спектральная ширина контура сечения усиления становится равной спектральной ширине исходного импульса. На участке нелинейного роста происходит нагрев элемента, который приводит к снижению амплитуды и одновременному увеличению ширины спектрального контура сечения люминесценции, а также к росту амплитуды сечения поглоще-

ния на длине волны усиления. Таким образом, коэффициент усиления на центральной длине волны уменьшается, но с АЭ взаимодействует более широкий спектр излучения инжектируемого импульса. На последнем участке эффект от увеличения ширины спектрального контура уступает эффекту снижения коэффициента усиления за счёт нагрева. Интересным следствием такой сложной зависимости является то, что при одинаковой энергии импульса накачки с ростом ЧСИ возрастает коэффициент усиления. Это объясняется тем, что при одинаковой энергии импульса с увеличением ЧСИ уменьшается скважность импульсов, что приводит к дополнительному нагреву АЭ. Рост температуры АЭ вызывает увеличение ширины спектрального контура сечения усиления, что и обеспечивает больший коэффициент усиления при более высоких ЧСИ.

Максимальная длительность импульсов накачки для заданной ЧСИ в эксперименте определялась предельно допустимой мощностью, отводимой системой охлаждения.

Необходимо отметить, что участки как линейного, так и нелинейного роста имеют фактически одинаковые наклоны независимо от ЧСИ. Это объясняется тем, что нагрев элемента зависит только от средней мощности накачки. В проведенных экспериментах длительность импульсов накачки не превышала 1.4 мс, а характерное время, оцененное по числу Фурье, составляло порядка 0.1 с, поз-

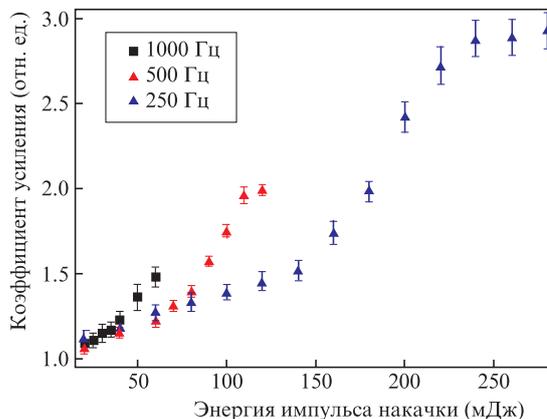


Рис.4. Зависимости коэффициента усиления от энергии импульса накачки для ЧСИ 250, 500 и 1000 Гц.

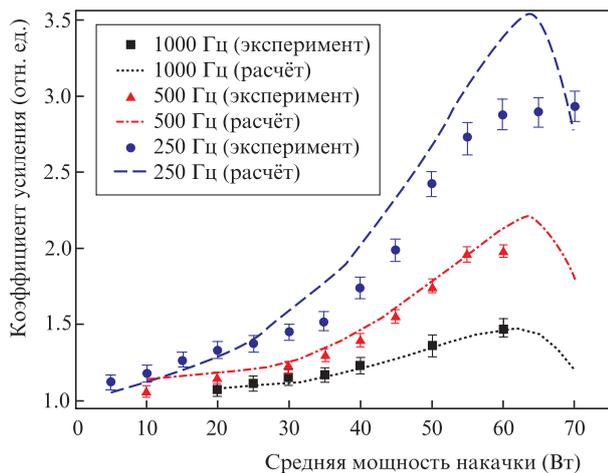


Рис.5. Результаты моделирования зависимости коэффициента усиления от средней мощности накачки и сравнение их с экспериментальными данными для ЧСИ 250, 500 и 1000 Гц.

тому непосредственный локальный нагрев АЭ во время накачки не оказывал значительного влияния на процесс усиления.

Во всех экспериментах максимальный коэффициент усиления достигался при смещении импульсов излучения накачки и инжектируемых импульсов во времени таким образом, чтобы импульс инжектируемого излучения приходил в АЭ в момент окончания импульса накачки.

С учётом экспериментально измеренных параметров системы было проведено численное моделирование коэффициента усиления на основании дополненной модели лазерного усиления. Результаты моделирования представлены на рис.5.

Учёт зависимостей лазерных характеристик усиливающей среды от длины волны взаимодействующего излучения и от температуры АЭ существенно влияет на результаты моделирования. Игнорирование этих зависимостей приводит к увеличению расчётного коэффициента усиления (до 5 раз). С уменьшением частоты следования импульсов и увеличением энергии импульса накачки начинает существенно сказываться эффект УСИ. Так, при ЧСИ 1000 Гц учёт этого эффекта приводит к снижению коэффициента усиления в среднем на 6%, но уже при 500 Гц снижение составляет ~40%, а при 250 Гц коэффициент усиления с учётом УСИ падает в три раза. Данные моделирования находятся в хорошем согласии с результатами экспериментов. Представленные на рис.5 зависимости коэффициента усиления от средней мощности накачки наглядно показывают, что линейный, нелинейный и постоянный участки кривых зависят только от средней мощности накачки, а их непосредственные границы определяются теплофизическими параметрами АЭ и системы охлаждения.

4. Заключение

Трёхмерная нестационарная модель процесса лазерного усиления с учётом зависимости теплофизических и лазерных характеристик активных сред от распределения температуры была дополнена зависимостью лазерных характеристик усиливающей среды от длины волны взаимодействующего излучения и частичным учётом эффекта усиления спонтанного излучения.

Проведено моделирование процесса усиления лазерного импульса в активном элементе из Yb:YAG с высокими градиентами температур с учётом экспериментально измеренных параметров мультидискового лазерного усилителя. Для верификации дополненной модели проведены эксперименты по усилению излучения с широким спектральным контуром. Данные моделирования находятся в хорошем согласии с результатами экспериментов, что подтверждает корректность дополненной модели лазерного усиления.

Результаты исследований позволяют оптимизировать параметры усилителя при криогенных температурах для достижения максимальной мощности усиливаемых импульсов с заданной частотой следования.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект №20-02-00529-а), РФФИ и правительства Новосибирской области (проект № 19-41-003001), Минобрнауки РФ (проект № НИОКТР 121033100057-1).

- Wang Y., Chi H., Baumgarten C., Dehne K., Meadows A.R., Davenport A., Murray G., Reagan B.A., Menoni C.S., Rocca J.J. *Opt. Lett.*, **45**, 6615 (2020).
- Nubbemeyer T., Kaumanns M., Ueffing M., Gorjan M., Alismail A., Fattahi H., Brons J., Pronin O., Barros H.G., Major Z., Metzger T., Sutter D., Krausz F. *Opt. Lett.*, **42**, 1381 (2017).
- Baumgarten C., Pedicone M., Bravo H., Wang H., Yin L., Menoni C.S., Rocca J.J., Reagan B.A. *Opt. Lett.*, **41**, 3339 (2016).
- Herkommer C., Krötz P., Jung R., Klingebiel S., Wandt C., Bessing R., Walch P., Produit T., Michel K., Bauer D., Kienberger R., Metzger T. *Opt. Express*, **28**, 30164 (2020).
- Reagan B.A., Berrill M., Wernsing K.A., Baumgarten C., Woolston M., Rocca J.J. *Phys. Rev. A*, **89**, 053820 (2014).
- Depresseux A., Oliva E., Gautier J., Tissandier F., Nejd J., Kozlova M., Maynard G., Goddet J.P., Tafzi A., Lifschitz A., Kim H.T., Jacquemot S., Malka V., Ta Phuoc K., Thauray C., Rousseau P., Iaquaniello G., Lefrou T., Flacco A., Vodungbo B., Lambert G., Rousse A., Zeitoun P., Sebban S. *Nat. Photonics*, **9**, 817 (2015).
- Salehi F., Goers A.J., Hine G.A., Feder L., Kuk D., Miao B., Woodbury D., Kim K.Y., Milchberg H.M. *Opt. Lett.*, **42**, 215 (2017).
- Morrison J.T., Feister S., Frische K.D., Austin D.R., Nigirmang G.K., Murphy N.R., Orban C., Chowdhury E.A., Roquemore W.M. *New J. Phys.*, **20**, 022001 (2018).
- Divoky M., Smrz M., Chyla M., Sikocinski P., Severova P., Novak O., Huynh J., Nagisetty S.S., Miura T., Pilař J., Slezak O., Sawicka M., Jambunathan V., Vanda J., Endo A., Lucianetti A., Rostohar D., Mason P.D., Phillips P.J., Ertel K., Banerjee S., Hernandez-Gomez C., Collier J.L., Mocek T. *High Power Laser Sci. Eng.*, **2**, e14 (2014).
- Tamer I., Keppler S., Hornung M., Korner J., Hein J., Kaluza M.C. *Laser Photonics Rev.*, **12**, 1700211 (2018).
- Петров В.В., Купцов Г.В., Ноздрин А.И., Петров В.А., Лаптев А.В., Кирпичников А.В., Пестряков Е.В. *Квантовая электроника*, **49** (4), 358 (2019) [*Quantum Electron.*, **49** (4), 358 (2019)].
- Kuptsov G.V., Petrov V.A., Petrov V.V., Laptev A.V., Kirpichnikov A.V., Pestryakov E.V. *Proc. SPIE*, **11322**, 113220V (2019).
- Петров В.В., Купцов Г.В., Петров В.А., Лаптев А.В., Кирпичников А.В., Пестряков Е.В. *Квантовая электроника*, **48** (4), 358 (2018) [*Quantum Electron.*, **48** (4), 358 (2018)].
- Петров В.В., Петров В.А., Купцов Г.В., Лаптев А.В., Кирпичников А.В., Пестряков Е.В. *Квантовая электроника*, **50** (4), 315 (2020) [*Quantum Electron.*, **50** (4), 315 (2020)].
- Dong J., Bass M., Mao Y., Deng P., Gan F. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20** (9), 1975 (2003).
- Petrov V.A., Petrov V.V., Kuptsov G.V., Laptev A.V., Galutskiy V.V., Stroganova E.V. *Laser Phys.*, **31**, 035003 (2021).
- Вадимова О.Л., Мухин И.Б., Кузнецов И.И., Палашов О.В., Перевезенцев Е.А., Хазанов Е.А., *Квантовая электроника*, **43** (3), 201 (2013) [*Quantum Electron.*, **43** (3), 201 (2013)].