

# Бесконтактный метод исследования температуры в активном элементе мультидискового криогенного усилителя

В.В.Петров, Г.В.Купцов, А.И.Ноздрин, В.А.Петров,  
А.В.Лаптев, А.В.Кирпичников, Е.В.Пестряков

*Разработан и экспериментально реализован новый оригинальный метод, позволяющий бесконтактно измерять температурные поля в области накачки активных элементов лазерных усилителей с мощной диодной накачкой, в том числе работающих при криогенных температурах. Промоделировано и экспериментально подтверждено наличие градиента температуры вдоль оси пучка излучения накачки величиной  $\sim 57$  К/мм в центре активного элемента лазерного блока усиления, работающего при криогенных температурах с частотой следования импульсов до 1 кГц.*

**Ключевые слова:** диодная накачка, высокая частота следования импульсов, криогенные температуры, лазерный усилитель, лазерная термометрия.

## 1. Введение

В настоящее время в мире ведутся активные исследования, направленные на создание лазерных систем с одновременно высокими средней и пиковой мощностями [1–3]. Такие лазерные системы востребованы при создании установок для генерации аттосекундных импульсов с высокой средней мощностью [4]. В современных аттосекундных установках с ростом частоты следования импульсов падает энергия импульса, но сохраняется средняя мощность [5]. Поэтому остается актуальной проблема повышения энергии импульсов накачки с сохранением высокой частоты их следования. В ИЛФ СО РАН проводится разработка принципов, методов создания и элементной базы высокоинтенсивного источника предельно коротких импульсов излучения со стабилизацией фазы outgoing относительно несущей, работающего с высокой частотой следования импульсов [6].

Ключевым элементом систем с высокой средней мощностью излучения являются выходные каскады лазерного усиления с мощной накачкой. В лазерных усилителях с диодной накачкой высокой средней мощности происходит значительный нагрев активного элемента в области

накачки, приводящий к снижению лазерных характеристик среды и к возникновению фазовых искажений в усиливаемом излучении [7]. Для оптимизации процесса лазерного усиления необходимо экспериментально определять температурные поля в активных элементах в процессе их накачки, что особенно актуально для элементов, работающих при криогенных температурах. При комнатных температурах для этой цели обычно применяют тепловизоры [8–10]. Однако центральная длина волны теплового излучения при  $T = 100$  К составляет  $\sim 30$  мкм. Для тепловизоров, работающих на этой длине волны, выделение полезного сигнала из окружающих шумов представляет большую сложность. Особенно это касается элементов, расположенных за окнами, непрозрачными для излучения с  $\lambda = 30$  мкм, например внутри вакуумных камер. Существуют методы измерения температуры при накачке активных элементов, допированных  $\text{Yb}^{3+}$ , основанные на зависимости сечений люминесценции примесей, ионов  $\text{Er}^{3+}$ , от температуры [11], однако недостатками такого подхода являются критичность юстировки телескопа при передаче изображения из исследуемой области в спектрометр и необходимость использования дополнительного возбуждающего лазера. Лазерная термометрия твердых тел (ЛТТТ) является хорошо развитым направлением в метрологии [12]. Существует большое количество методов ЛТТТ, опирающихся на различные температурные зависимости параметров исследуемой среды. При помощи ЛТТТ производится бесконтактная диагностика температуры как в технологических процессах, так и при решении научно-исследовательских задач [13, 14]. Несмотря на это, ЛТТТ не находит применения при контроле параметров лазерных систем.

В настоящей работе для измерения температуры лазерных сред, активированных  $\text{Yb}^{3+}$ , при накачке с высокой частотой следования импульсов предложен новый метод, основанный на динамической лазерной термометрии. В методе используется зависимость от температуры величины сечения поглощения ионами  $\text{Yb}^{3+}$  излучения на длине волны усиления (1030 нм). Вначале экспериментально определяется зависимость коэффициента пропускания активного элемента от температуры. При накачке

**В.В.Петров, Г.В.Купцов.** Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б; Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630092 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20; e-mail: kuptov.gleb@gmail.com

**А.И.Ноздрин, В.А.Петров.** Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630092 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20; e-mail: alisa-way@mail.ru

**А.В.Лаптев, А.В.Кирпичников.** Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б; e-mail: alex\_laptev@ngs.ru

**Е.В.Пестряков.** Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б; Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: pefvic@laser.nsc.ru

Поступила в редакцию 19 февраля 2019 г.

с высокой частотой следования импульсов температурное распределение в активном элементе стационарно. Наименьшее значение коэффициента пропускания, сразу после прекращения накачки, определяется интегральным поглощением по длине кристалла при стационарном распределении температуры. Это обусловлено тем, что характерное время жизни верхнего лазерного уровня  $\text{Yb}^{3+}$  составляет  $\sim 1$  мс, тогда как процесс термализации (установление одинаковой температуры в объеме активного элемента после прекращения накачки) имеет характерные времена  $\sim 1$  с. Таким образом, распределение температуры вдоль оси пучка излучения накачки при стационарном режиме определяет динамику поглощения излучения при термализации активного элемента.

## 2. Моделирование распределения температуры

Для проверки метода динамической лазерной термометрии был использован мультидисковый многопроходный усилитель с безжидкостным замкнутым циклом криогенного охлаждения [15]. Усилитель состоит из диффузионно сваренных кристаллов в форме дисков  $\text{YAG} - 10$  ат.%  $\text{Yb}:\text{YAG}$ , прикрепленных к массивным медным теплоотводам. Диаметры дисков составляют 25 мм, толщины допированных частей – 3.75 мм, недопированных – 2 мм. Каждый активный элемент накачивается импульсным излучением диодного лазера с центральной длиной волны 936 нм и шириной спектра  $\sim 4$  нм. Средняя мощность излучения накачки одного элемента составляет 100 Вт, а распределение интенсивности имеет гипергауссов пространственный профиль с диаметром 4 мм. Охлаждение активных элементов лазерного усилителя осуществляется с помощью криостатов на пульсирующих трубках с замкнутым циклом циркуляции гелия. Охлаждатели данного типа позволяют в отсутствие накачки достичь температуры 40 К. Многопроходный усилитель разработан для получения на выходе импульсов с энергией, превышающей 300 мДж при инжекции импульсов с энергией 10 мДж.

Стационарное уравнение теплопроводности с переменными коэффициентами и граничными условиями 1-го и 2-го рода описывает установившееся температурное распределение в активном элементе. В случае продольной накачки с гипергауссовым профилем интенсивности излучения и охлаждения со стороны одной грани справедливо одномерное уравнение при том условии, что диаметр пучка накачки сопоставим с толщиной элемента или больше неё [16], а контакт между гранью активного элемента и теплоотводом идеальный. Теплопроводность увеличивается примерно в пять раз при охлаждении от комнатных до криогенных температур для недопированных кристаллов  $\text{Yb}:\text{YAG}$  и в 2–2.5 раза при степени допирования 10 ат.% [17], что обуславливает необходимость учёта переменного коэффициента теплопроводности при моделировании. Таким образом, уравнение теплопроводности и граничные условия записываются в следующем виде:

$$\frac{d}{dz} \left[ k(T(z)) \frac{d}{dz} T(z) \right] + q(z) = 0, \quad (1)$$

$$T(L) = T_0, \quad \frac{d}{dz} T(z) \Big|_{z=0} = 0,$$

где  $z$  отсчитывается от неохлаждаемой входной грани допированной части элемента вдоль оси пучка излучения накачки;  $L$  – толщина допированной части элемента;  $T_0$  – температура теплоотвода. Ранее было экспериментально установлено, что при наличии диодной накачки со средней мощностью излучения 100 Вт температура медного теплоотвода  $T_0$  в установившемся режиме составляет  $\sim 155$  К [18]. Коэффициент теплопроводности активного элемента  $k(T)$  и лазерный источник нагрева  $q(z)$  описываются следующими выражениями:

$$k(T) = k_0 + k_1 \exp\left(-\frac{T - T_c}{\Delta T}\right), \quad q(z) = -\frac{\eta P}{\pi r^2} \alpha \exp(-\alpha z), \quad (2)$$

где  $\eta = 0.091$  – квантовый дефект (разность энергий квантов накачки и усиленного излучения);  $P = 100$  Вт – мощность излучения накачки;  $r$  – радиус пучка излучения накачки;  $\alpha = 13.2 \text{ см}^{-1}$  – показатель поглощения излучения накачки с центральной длиной волны 936 нм при 300 К [17]. Показатель поглощения  $\alpha$  уменьшается примерно в два раза при переходе от криогенных температур к комнатным. При однократном прохождении элемента поглощается более 99% излучения накачки даже с учётом уменьшенного вдвое коэффициента поглощения. При этом основная часть (более 50%) поглощается при прохождении им расстояния 1 мм от входной грани. Это позволяет не учитывать зависимость показателя поглощения излучения накачки от температуры. Вид функции  $k(T)$  и значения параметров  $k_0 = 7.46 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ ,  $k_1 = 32.68 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ ,  $T_c = 43.11 \text{ К}$ ,  $\Delta T = 58.91 \text{ К}$  были получены на основе анализа литературных данных, представленных в [17, 19].

Решением уравнения (1) является функция

$$T(z) = W[A_1 \exp(-A_2 z + A_3)] + A_4 z + A_5 \exp(-A_6 z) + A_7, \quad (3)$$

где  $W(x)$  –  $W$ -функция Ламберта;  $A_i$  – постоянные коэффициенты. График функции  $T(z)$  при указанных значениях параметров представлен на рис. 1.

Рассчитанная максимальная температура передней неохлаждаемой грани активного элемента равна  $\sim 350$  К. Согласно рис. 1, температура изменяется практически линейно в диапазоне  $z = 1.0 - 3.75$  мм, т. е. на этом участке имеет место градиент температуры  $\sim 57$  К/мм.

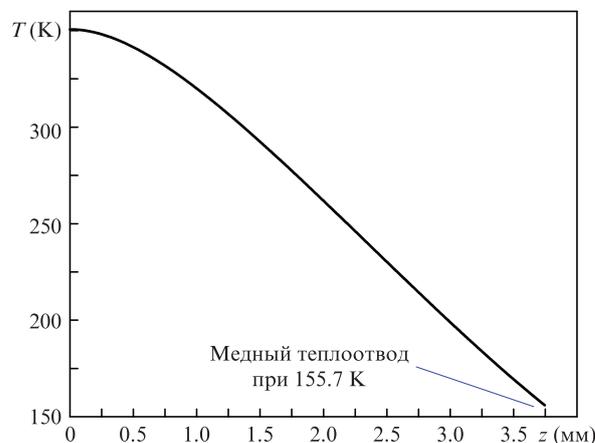


Рис. 1. Распределение температуры в активном элементе вдоль оси пучка излучения накачки. Точка  $z = 0$  соответствует неохлаждаемой входной грани допированной части активного элемента.

### 3. Метод динамической лазерной термометрии

Метод был применён для экспериментального исследования распределения температуры в центральной области активного элемента мультидискового усилителя вдоль оси пучка излучения накачки. Сначала была измерена зависимость коэффициента пропускания от температуры с помощью излучения пробного лазера с центральной длиной волны 1030 нм в отсутствие накачки. Схема эксперимента представлена на рис.2. Средняя мощность излучения пробного лазера на входе в вакуумную камеру составляла  $\sim 50$  мВт.

Отражённая от светоделительной пластинки часть пучка излучения пробного лазера попадала на измеритель мощности I, с помощью которого контролировалась входная мощность излучения. Пройдённая часть попадала на измеритель мощности II, дважды пройдя через активный элемент после отражения от зеркального покрытия на его задней поверхности.

Коэффициент пропускания определяется как отношение показаний измерителей мощности II и I, и его значение при температуре теплоотвода 40 К принято за единицу. Ввиду того, что в активном элементе поглощение на  $\lambda = 1030$  нм при температуре менее 60 К практически отсутствует, коэффициент пропускания, определённый таким образом, не зависит от любых потерь в оптическом тракте, за исключением потерь на температурно-зависимое поглощение в кристалле.

В результате эксперимента были получены зависимости коэффициента пропускания пробного излучения и температуры активного элемента от времени при охлаждении системы. Температура медного теплоотвода понижалась со скоростью  $\sim 0.1$  К/с, т.е. медленнее, чем термализация активного элемента. Погрешность измерения температуры при помощи термопары не превышает 0.1 К. Для измерения обеих зависимостей использовался синхронный запуск систем регистрации, что позволило рассчитать зависимость коэффициента пропускания  $B_{\text{exp}}$  от температуры элемента  $T$  (рис.3).

Далее был проведен эксперимент по схеме, представленной на рис.2, но с использованием диодной накачки. Диаметр пучка излучения пробного лазера в активном элементе составил  $\sim 150$  мкм, что значительно меньше диаметра пучка излучения накачки на  $\lambda = 936$  нм. Это необ-

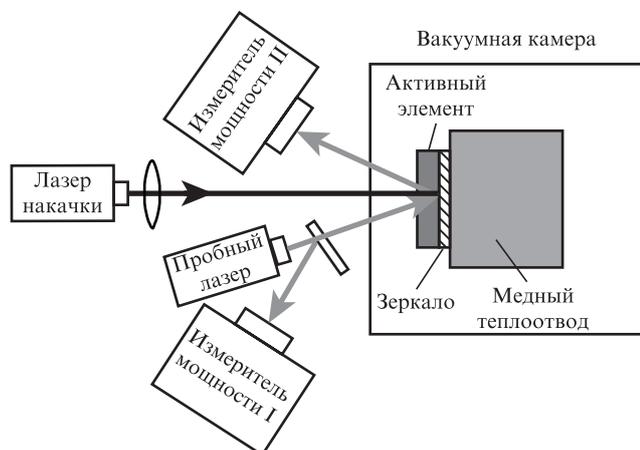


Рис.2. Схема измерения динамики поглощения излучения диодной накачке в активном элементе.

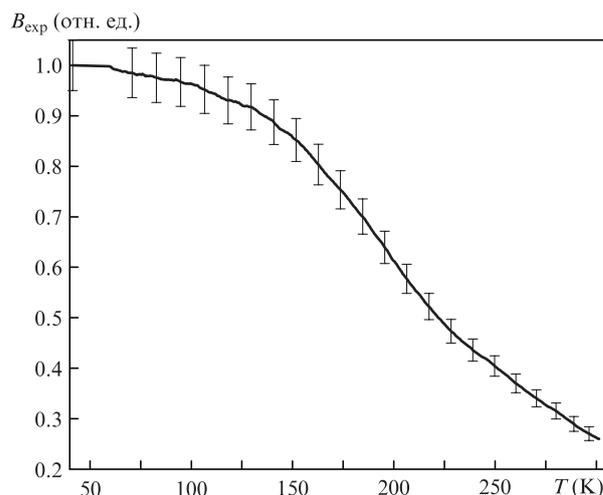


Рис.3. Экспериментальная зависимость коэффициента пропускания  $B_{\text{exp}}$  активным элементом на  $\lambda = 1030$  нм от его температуры.

ходимо для измерения показателя поглощения только в центре накачиваемой области. Динамика коэффициента пропускания активного элемента после выключения накачки показана на рис.4.

Процесс выхода на стационарный температурный режим контролировался с помощью термопары, размещённой в медном теплоотводе вблизи активного элемента. После выключения накачки скорость охлаждения также составляла  $\sim 0.1$  К/с, поэтому процесс охлаждения теплоотвода при рассмотрении динамики термализации активного элемента можно не учитывать. Наименьшее значение коэффициента пропускания после выключения накачки составило  $0.59 \pm 0.02$ . Точность  $\pm 0.02$  определена как среднеквадратическое отклонение величины коэффициента пропускания в области его минимального значения в течение 4 мс (800 точек). Согласно зависимости на рис.3, это значение соответствует температуре  $\sim 210$  К для однородно нагретого активного элемента. Медный теплоотвод находится при температуре 155 К, а «эквивалентная» по поглощению температура активного элемента значительно выше, из чего следует, что в элементе существует градиент температуры вдоль оси пучка излучения накачки.

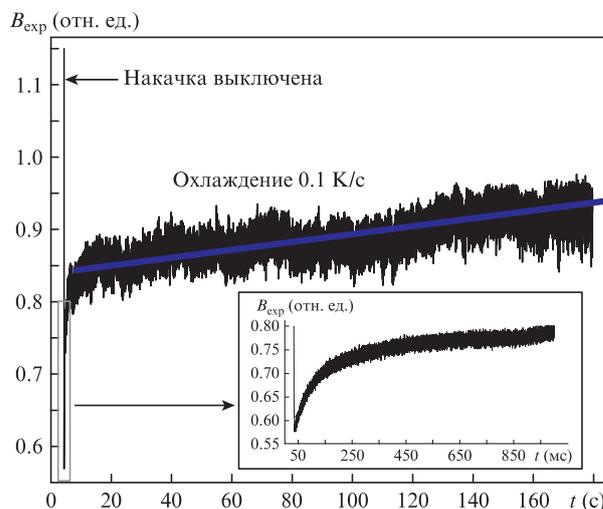


Рис.4. Зависимость коэффициента пропускания от времени после выключения накачки.

Коэффициент пропускания пробного излучения  $B$  рассчитывается по закону Бугера–Ламберта–Бэра:

$$B = \exp\left[-2\int_0^L \alpha_{\text{exp}}(T(z)) dz\right], \quad (4)$$

где  $T(z)$  определяется формулой (3), а показатель поглощения  $\alpha_{\text{exp}}(T)$  рассчитывается из нормированного коэффициента пропускания  $B_{\text{exp}}(T)$  как  $\alpha_{\text{exp}}(T) = -\ln(B_{\text{exp}}(T))/(2L)$  и достигает  $\sim 1.7 \text{ см}^{-1}$  при  $T = 300 \text{ К}$ .

Множитель 2 в показателе экспоненты обусловлен тем, что пробное излучение проходит через кристалл дважды, в прямом и обратном направлениях. Рассчитанный по формуле (4) коэффициент пропускания  $B$  равен  $\sim 0.62$ . Коэффициент пропускания  $B = 0.61$  соответствует в модели (1) температуре теплоотвода  $T_0 = 157 \text{ К}$ ,  $B = 0.57$  – температуре  $175 \text{ К}$ . Различие между экспериментально измеренной температурой ( $155 \text{ К}$ ) и расчётными данными ( $157$ – $175 \text{ К}$ ) позволяет сделать вывод, что перепад температуры между элементом и теплоотводом не меньше  $2 \text{ К}$  и не больше  $20 \text{ К}$ . Величина  $20 \text{ К}$  составляет  $13\%$  от экспериментально измеренной температуры  $155 \text{ К}$ . При уточнении параметров моделирования, переходе к нестационарной трёхмерной модели и проведении прецизионных измерений коэффициента пропускания представляется возможным количественно оценить качество теплового контакта между активным элементом и теплоотводом.

#### 4. Заключение

Проведенные исследования подтверждают применимость нового метода измерения температурных полей и контроля качества тепловых контактов в лазерных усилителях с мощной диодной накачкой, работающих при криогенных температурах. Результаты моделирования температурного распределения в центре активного элемента, вдоль оси пучка излучения накачки, подтверждены экспериментально. Предложен способ количественной оценки качества теплового контакта между активным элементом и теплоотводом. Полученные результаты позволяют оптимизировать усиление лазерного излучения по параметрам диодной накачки для получения излучения с одновременно высокими пиковой и средней мощностями на выходе усилителей.

Работа выполнена при поддержке Программ фундаментальных исследований Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их взаимодействие с веществом» и СО РАН (№0307-2017-0011), а также РФФИ (грант №19-42-543007).

1. Zapata L.E., Reichert F., Hemmer M., Kärtner F.X. *Opt. Lett.*, **41** (3), 492 (2016).
2. Brocklesby W.S. *Eur. Phys. J. Special Topics*, **224**, 2529 (2015).
3. Müller M., Klenke A., Gottschall T., Klas R., Rothhardt C., Demmler S., Rothhardt J., Limpert J., Tünnermann A. *Opt. Lett.*, **42** (14), 2826 (2017).
4. Heyl C.M., Arnold C.L., Couairon A., L'Huillier A. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **50** (013001), 1 (2017).
5. Reid D.T., Heyl C.M., Thomson R.R., Trebino R., Steinmeyer G., Fielding H.H., Holzwarth R., Zhang Z., Del'Haye P., Südmeyer T., Mourou G., Tajima T., Faccio D., Harren F.J.M., Cerullo G. *J. Opt.*, **18**, 093006 (2016).
6. Kirpichnikov A.V., Petrov V.V., Kuptsov G.V., Petrov V.A., Laptev A.V., Pestryakov E.V. *Proc. 18th Intern. Conf. Laser Optics (ICLO 2018)* (Russia, St. Petersburg: IEEE, 2018, p. 118).
7. Перевезенцев Е.А., Мухин И.Б., Палашов О.В., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **39** (9), 807 (2009) [*Quantum Electron.*, **39** (9), 807 (2009)].
8. Tamer I., Keppler S., Hornung M., Koerner J., Hein J., Kaluza C.M. *Photon. Rev.*, **12**, 1870014 (2018).
9. Boudeile J., Didierjean J., Camy P., Doualan J.L., Benayad A., Menard V., Moncorge R., Druon F., Balembois F., Georges P. *Opt. Express*, **16**, 10098 (2008).
10. Didierjean J., Herault E., Balembois F., Georges P. *Opt. Express*, **16**, 8995 (2008).
11. Petit J., Viana B., Goldner Ph. *Opt. Express*, **19** (2), 1138 (2011).
12. Магунов А.Н. *Лазерная термометрия твердых тел* (М.: Физматлит, 2002).
13. Saenger K.L., Gupta J. *Appl. Opt.*, **30**, 1221 (1991).
14. Скворцов Л.А., Кириллов В.М. *Квантовая электроника*, **3** (12), 1113 (2003) [*Quantum Electron.*, **3** (12), 1113 (2003)].
15. 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)].
16. Bäuerle D. *Laser Processing and Chemistry* (New-York: Springer, 2011, p. 204).
17. Brown D.C., Tornegård S., Kolis J., McMillen C., Moore C., Sanjeeva L., Hancock C. *Appl. Sci.*, **6**, 23 (2016).
18. Kuptsov G.V., Petrov V.V., Petrov V.A., Laptev A.V., Kirpichnikov A.V., Pestryakov E.V. *IOP Conf. Ser.: J.Phys.: Conf. Ser.*, **999**, 012008 (2018).
19. Aggarwal R.L., Ripin D.J., Ochoa J.R., Fan T.Y. *J. Appl. Phys.*, **98**, 103514 (2005).