

# Эффективная генерация на длине волны 1908 нм в лазере на кристалле Tm : YLF с диодной накачкой

Н.Г.Захаров, О.Л.Антипов, А.П.Савикин, В.В.Шарков,  
О.Н.Еремейкин, Ю.Н.Фролов, Г.М.Мищенко, С.Д.Великанов

*Исследованы характеристики генерации на длине волны 1908 нм в лазере на кристалле Tm : YLF с продольной диодной накачкой. Проведена оптимизация параметров лазера с целью получения максимальной мощности непрерывного излучения в пучке хорошего качества. Достигнута выходная мощность ~ 27 Вт при дифференциальной эффективности ~ 50 % и полной эффективности преобразования оптической накачки ~ 41 %.*

**Ключевые слова:** лазерные кристаллы Tm : YLF, диодная накачка, процесс кросс-релаксации, резонатор лазера, лазерное излучение двухмикронного диапазона, эффективность генерации.

## 1. Введение

Высокоэффективные и мощные твердотельные лазеры, генерирующие пучки излучения в длинноволновой части ближнего ИК диапазона (на длине волны  $\lambda > 1.4$  мкм), широко применяются в современных промышленных технологиях, в дистанционном зондировании атмосферы, в медицине, военном деле и в других областях [1–3]. Лазеры на кристаллах, допированных ионами Tm<sup>3+</sup>, способны эффективно генерировать излучение на  $\lambda = 1.9 - 2$  мкм. Достоинства этих лазеров определяются свойствами ионов Tm<sup>3+</sup>, имеющих сильную и широкую полосу поглощения (вблизи 800 нм), идеальную для накачки мощными лазерными диодами, а также обладающих кросс-релаксационными переходами, которые обеспечивают появление двух ионов на верхнем лазерном уровне на каждый квант поглощённой накачки [4, 5].

Лазеры на основе кристаллов, содержащих Tm, исследуются в последние годы многими научными группами [6–15]. Одним из наиболее перспективных является кристалл Tm : YLF благодаря сильному естественному двулучепреломлению (обеспечивает линейную поляризацию генерации), отрицательному коэффициенту температурного изменения показателя преломления (способствует уменьшению суммарной тепловой линзы активного элемента, компенсируемой положительной линзой на торцах и электронным эффектом), широкой полосе люминесценции, которая хорошо перекрывается, в частности, с полосой поглощения кристалла Ho : YAG [10, 11]. Лазеры на кристаллах Tm : YLF демонстрируют возможность генерации мощного излучения в пучках хорошего

качества при высокой эффективности использования торцевой или боковой диодной накачки [10–13].

Настоящая работа посвящена исследованию генерационных характеристик Tm:YLF-лазера с торцевой диодной накачкой и оптимизации параметров этого лазера с целью увеличения непрерывной выходной мощности при высокой эффективности использования излучения накачки.

## 2. Оптические свойства кристалла Tm : YLF

Активные элементы из Tm : YLF, использованные в наших экспериментах, были выращены методом Бриджмена–Стокбаргера (атомная концентрация  $C_{Tm}$  ионов Tm<sup>3+</sup> составляла 3 % и 3.5 %), вырезаны в виде цилиндра перпендикулярно направлению оси кристалла и имели торцы, просветленные на длины волн накачки и генерации ( $\lambda_p = 793$  нм и  $\lambda_g = 1908$  нм соответственно). Измерение спектра поглощения кристалла Tm : YLF показало наличие сильного поглощения как для поляризованного,

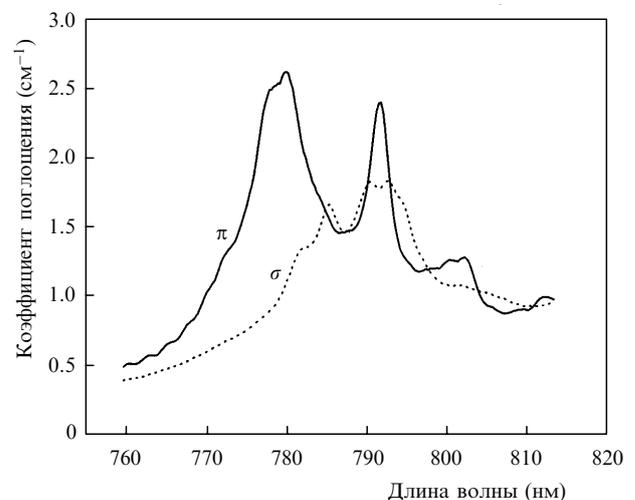


Рис.1. Спектр поглощения для  $\pi$ - и  $\sigma$ -поляризаций кристалла Tm : YLF с атомной концентрацией ионов Tm<sup>3+</sup>  $C_{Tm} = 3\%$ , измеренный монохроматором МДР-2 с разрешением 0.5 нм.

Н.Г.Захаров, О.Л.Антипов, А.П.Савикин, В.В.Шарков, О.Н.Еремейкин. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 4; e-mail: antipov@appl.sci-nnov.ru

Ю.Н.Фролов, Г.М.Мищенко, С.Д.Великанов. Институт лазерно-физических исследований РФЯЦ–ВНИИЭФ, Россия, Нижегородская обл., 607190 Саров, просп. Мира, 37

Поступила в редакцию 15 сентября 2008 г., после доработки – 21 октября 2008 г.

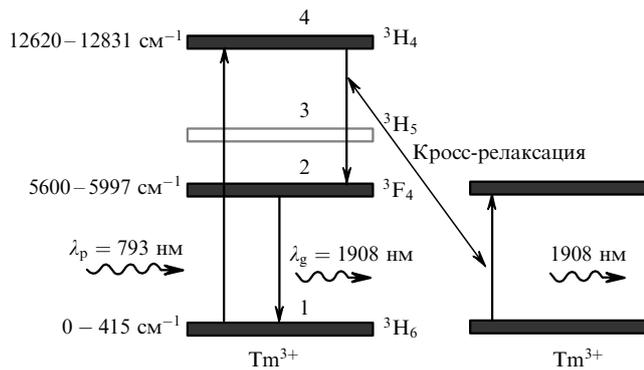


Рис.2. Схема лазерных уровней кристалла Tm : YLF.

так и для неполяризованного излучения на длине волны диодных линеек  $\sim 800$  нм (рис.1).

Кристалл Tm : YLF имеет довольно малое ( $\sigma \approx 3 \times 10^{-21}$  см<sup>2</sup>) сечение усиления на длине волны 1908 нм [10] и высокий порог генерации, обусловленный квазитрехуровневой схемой генерации. Поэтому для эффективной работы лазера требуются большие интенсивности накачки. На практике допустимая интенсивность накачки ограничивается порогом разрушения лазерного кристалла из-за термомеханических напряжений в нем (пороговая мощность накачки, переходящая в тепло, на единицу длины стержня из Tm : YLF составляет  $\sim 13$  Вт/см) [11].

Высокая эффективность преобразования излучения накачки в излучение генерации на  $\lambda = 1.9$  мкм (большой квантовый выход) достигается в кристалле Tm : YLF в основном благодаря кросс-релаксационным переходам, обусловленным взаимодействием ионов Tm<sup>3+</sup> между собой. В общем случае заселение верхнего уровня <sup>3</sup>F<sub>4</sub> рабочего лазерного перехода кристаллов, содержащих Tm<sup>3+</sup>, может осуществляться за счёт как межзонного диполь-дипольного взаимодействия (обеспечивающего кросс-релаксационные переходы <sup>3</sup>H<sub>4</sub> → <sup>3</sup>F<sub>4</sub> и <sup>3</sup>H<sub>6</sub> → <sup>3</sup>F<sub>4</sub>), так и внутризонного распада (рис.2).

Однако вероятность кросс-релаксационного процесса значительно превосходит вероятности излучательного перехода и безызлучательной релаксации [14–17]. Это выражается в том, что квантовый выход  $\eta$  лазерного перехода <sup>3</sup>F<sub>4</sub> → <sup>3</sup>H<sub>6</sub> (при накачке с уровня <sup>3</sup>H<sub>6</sub> на уровень <sup>3</sup>H<sub>4</sub>) близок к двум и составляет  $\sim 1.84$  для  $C_{Tm} = 3\%$  [11]. С другой стороны, то, что  $\eta < 2$ , объясняется дефектом энергии кросс-релаксационного перехода и ветвлением люминесценции с уровня <sup>3</sup>F<sub>4</sub> [6, 11, 14]. Потери энергии возбуждения происходят также из-за поглощения из возбуждённого состояния на более высокие уровни (например, при переходе <sup>3</sup>H<sub>5</sub> → <sup>1</sup>G<sub>4</sub>) или вследствие апконверсии (при взаимодействии двух возбуждённых ионов Tm<sup>3+</sup>) [11]. Наблюдаемая в наших экспериментах люминесценция кристалла Tm : YLF в видимом диапазоне спектра, соответствующая, например, переходу <sup>1</sup>G<sub>4</sub> → <sup>3</sup>H<sub>6</sub>, также свидетельствует о заселении высоколежащих уровней.

### 3. Экспериментальные исследования

В экспериментах активный элемент из кристалла Tm : YLF был ориентирован таким образом, чтобы дихроичные зеркала резонатора вносили наименьшие потери для  $\sigma$ -поляризации на  $\lambda_g = 1908$  нм. Резонатор П-образной формы с поворотом формировался четырьмя зер-

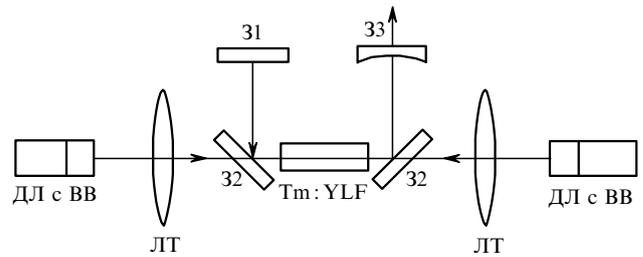


Рис.3. Схема экспериментальных исследований: ДЛ с ВВ – диодная линейка с волоконным выходом; ЛТ – двухлинзовые телескопы с идентичными параметрами; 31 – глухое зеркало; 32 – дихроичные зеркала; 33 – выходное зеркало.

калами: плоским зеркалом 31 с высоким коэффициентом отражения ( $R = 99.9\%$ ) на  $\lambda_g = 1908$  нм, дихроичными зеркалами 32 с  $R > 99\%$  для вертикальной поляризации,  $R \sim 96\%$  для горизонтальной поляризации на  $\lambda_g = 1908$  нм и с высоким пропусканием излучения накачки на  $\lambda_p = 793$  нм, а также выходным сферическим зеркалом 33 (рис.3).

Для накачки кристалла Tm : YLF использовались две непрерывные диодные линейки с волоконным выходом (диаметр сердцевинки 800 мкм, числовая апертура  $\sim 0.13$ ), генерирующие неполяризованное излучение на  $\lambda_p = 793$  нм мощностью до 40 Вт. Вариация и стабилизация длины волны генерации диодных лазеров обеспечивались путём использования систем охлаждения на элементах Пельтье с электронным контролем температуры. Выходной пучок излучения диодных линеек фокусировался с помощью линзового телескопа, состоящего из двух сферических линз, внутрь кристалла Tm : YLF через дихроичное зеркало. Эксперименты проводились с активными элементами длиной  $L = 10, 14.5$  и  $16.5$  мм, диаметром 3 мм и концентрацией  $C_m = 3\%$  и  $3.5\%$ .

Элемент из Tm : YLF с  $L = 10$  мм и  $C_{Tm} = 3\%$ . Цилиндрический элемент из кристалла Tm : YLF длиной 10 мм и диаметром 3 мм был закреплён в радиаторе, температура которого поддерживалась постоянной (около 15°C). Выходное зеркало с радиусом кривизны  $R_c = 200$  мм имело коэффициент отражения  $K = 83\%$ . Длина резонатора  $L_{cav}$  варьировалась от 8 до 15 см. Расчёты основной TEM<sub>00</sub>-моды резонатора показали, что при используемых значениях  $L_{cav}$  и  $R_c$  диаметр основной моды резонатора в кристалле не превышает 600 мкм (с учётом слабой отрицательной тепловой линзы с фокусным расстоянием свыше 12 см, наводимой интенсивной накачкой в кристалле).

Для фокусировки излучения двух диодных линеек использовались два двухлинзовых телескопа Кеплера, формирующих в лазерном кристалле области накачки диаметрами от 700 до 900 мкм (рис.4). Фокусные расстояния линз, образующих телескопы, варьировались. Диаметр пучка накачки в области фокальной перегрузки в активном элементе предварительно измерялся в воздухе (с помощью USB-видеокамеры, программных пакетов LabVIEW и Vision) двумя способами: по уровню уменьшения интенсивности в  $e^2$  раз и путем нахождения области, в которую попадает 90% общей мощности.

Эксперименты проводились последовательно с каждым из телескопов накачки. Наибольшую мощность лазерной генерации ( $\sim 17$  Вт при дифференциальной эффективности  $\sim 30\%$ ) удалось получить при использовании телескопа 2 (рис.5, кривая 1). Применение телескопа 3 снижало порог генерации, но при этом уменьшалась эф-

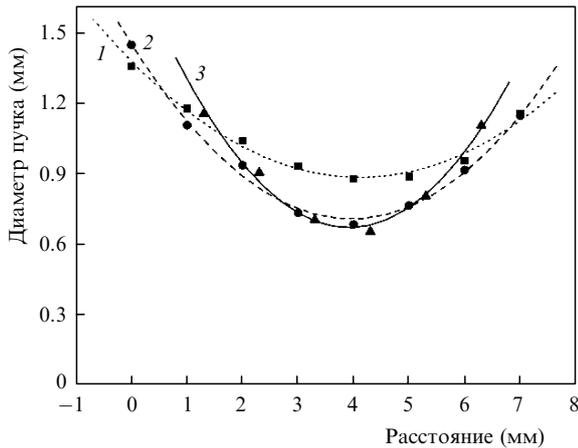


Рис.4. Зависимости диаметра пучка накачки от расстояния до фокуса для телескопа 1, состоящего из одинаковых линз с фокусными расстояниями  $f = 5$  см (1), для телескопа 2, состоящего из линз с  $f = 5$  и 3.5 см (2), и для телескопа 3, состоящего из линз с  $f = 5$  и 3 см (3).

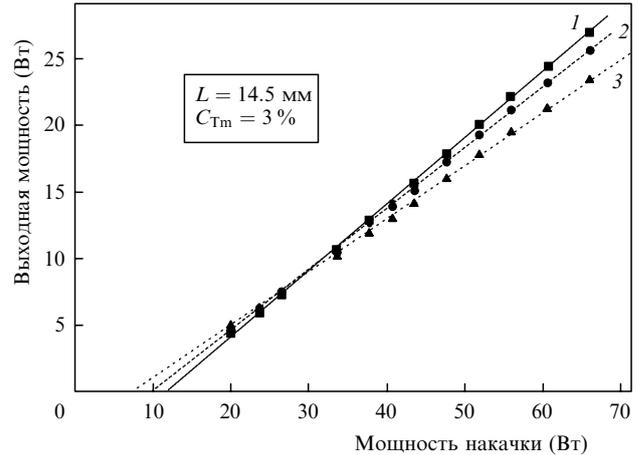


Рис.6. Зависимости выходной мощности лазера от мощности накачки при использовании схемы с телескопом 1 и зеркалом с  $R \sim 83\%$  (1), схемы с телескопом 2 и зеркалом с  $R \sim 83\%$  (2) и схемы с телескопом 1 и зеркалом с  $R \sim 89\%$  (3).

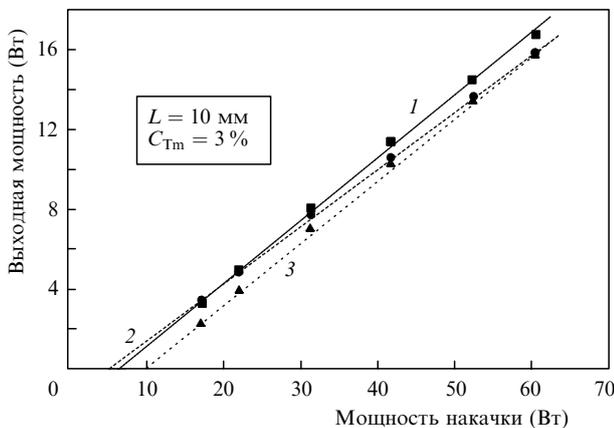


Рис.5. Зависимости выходной мощности лазера от мощности накачки при использовании схемы с телескопом 2 (1), схемы с телескопом 3 (2), и схемы с телескопом 1 (3).

эффективность преобразования накачки в излучение генерации (кривая 2). Использование телескопа 1 приводило к увеличению порога при неизменной дифференциальной эффективности генерации (кривая 3).

*Элемент из Tm: YLF с  $L = 14.5$  мм и  $C_{Tm} = 3\%$ .* Формирование области усиления внутри элемента происходило с помощью линзовых телескопов 1 и 2, преобразующих пучок излучения диодных линеек. При использовании выходного зеркала с  $R_c = 200$  мм и  $R \sim 83\%$  в резонаторе длиной  $\sim 11$  см наибольшая выходная мощность была получена при формировании области накачки с помощью телескопа 1 (рис.6, кривая 1). В этом случае за счёт более протяжённой каустики пучка накачки достигалась большая дифференциальная эффективность генерации ( $\sim 49\%$ ). При использовании телескопа 2 наибольшая дифференциальная эффективность составляла 45%.

Для получения максимальной мощности и увеличения эффективности лазерной системы оптимизировался коэффициент отражения выходного зеркала  $R$ . Сравнение зависимостей мощности генерации от мощности накачки для зеркал с  $R \sim 83\%$  и  $\sim 89\%$  (рис.6, кривые 1 и 3) показывает, что использование менее добротного зеркала (с  $R \sim 83\%$ ) приводило не только к увеличению порога генерации, но и к росту дифференциальной эффективности.

*Элементы из Tm: YLF с различными  $L$  и  $C_{Tm}$ .* Были проведены эксперименты с элементами из Tm: YLF с  $C_{Tm} = 3\%$  и длиной 14.5 мм (элемент 1) и 16.5 мм (элемент 2), а также с  $C_{Tm} = 3.5\%$  и длиной 14.5 мм (элемент 3). Как и в предыдущих опытах, активный элемент закреплялся в радиаторе, температура которого поддерживалась постоянной (около  $15^\circ\text{C}$ ). Формирование пучка накачки производилось через телескоп 1. Коэффициент отражения выходного зеркала составлял 83%.

Лучшие результаты (по выходной мощности) были получены при использовании активного элемента 1 (рис.7, кривая 1). Максимальная дифференциальная эффективность 52% (погрешность измерений не более 0.5%) достигнута в схеме с элементом 3 (кривая 3), что на 2% больше, чем с элементами 1 или 2. Такое увеличение дифференциальной эффективности генерации можно объяснить ростом квантовой эффективности кросс-релаксационного заселения рабочего уровня  $^3\text{H}_4$  иона  $\text{Tm}^{3+}$  с увеличением концентрации ионов активатора [11]. Однако порог генерации лазера с активными элементами 2 и 3 был выше, чем с элементом 1, и составлял  $\sim 14$  Вт, по-

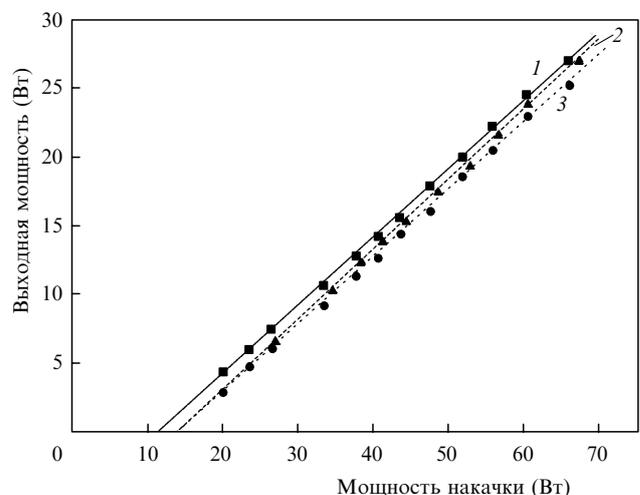


Рис.7. Зависимости выходной мощности лазера от мощности накачки в схеме с элементом 1 ( $C_{Tm} = 3\%$ ,  $L = 14.5$  мм) (1), элементом 2 ( $C_{Tm} = 3\%$ ,  $L = 16.5$  мм) (2) и элементом 3 ( $C_{Tm} = 3.5\%$ ,  $L = 14.5$  мм) (3).

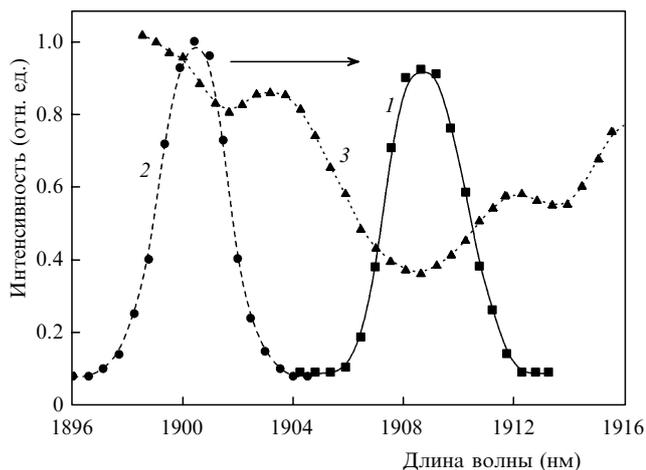


Рис.8. Спектр генерации Tm : YLF-лазера при выходной мощности 25 Вт.

этому общая эффективность преобразования мощности пучка накачки, падающего на кристалл, в мощность пучка генерации была наибольшей в схеме с активным элементом 1 и составляла ~41 %.

*Спектр и пространственная структура лазерного пучка.* Спектр генерации лазера исследовался с помощью монохроматора МДР2 и фоторезистора на основе структуры КРТ с постоянной времени  $\sim 10^{-8}$  с. Спектральное разрешение монохроматора составляло  $\sim 0.5$  нм. Выбранная ориентация кристалла Tm : YLF и поляризационная селективность зеркал резонатора обеспечили в стационарном режиме генерацию в  $\sigma$ -поляризации на длине волны  $\sim 1908$  нм (рис.8). Аппроксимация измеренного спектра генерации непрерывной кривой имеет максимум на  $\lambda = 1908.5 - 1908.8$  нм. Видно, что линия генерации хорошо согласуется с одним из максимумов поглощения в кристалле Ho : YAG (рис.8, кривая 3).

Следует отметить, что спектр генерации в момент её возникновения находился на длине волны  $\sim 1900$  нм (кривая 2 на рис.8), а затем перестраивался на  $\lambda_g \sim 1908$  нм (кривая 1). Это можно объяснить расщеплением нижнего уровня рабочего лазерного перехода активного элемента на девять штарковских подуровней. Первоначально генерация возникает на коротковолновом переходе, имеющем наибольшее сечение усиления. В процессе генерации с ростом температуры активной области происходит перераспределение населённости на нижних подуровнях, что приводит к уменьшению как инверсии населённости, так и коэффициента усиления коротковолнового перехода по сравнению с длинноволновым. Скорость перехода спектра излучения с 1900 на 1908 нм зависит от температуры и диаметра кристалла, а также от мощности накачки. При температуре кристалла 14 °С, диаметре 5 мм и мощности накачки 50 Вт характерное время установления стационарного спектра (на 1908 нм) составляло  $\sim 0.3$  с.

Поворот активного элемента вокруг своей оси при сохранении параметров резонатора приводил к появлению генерации на длине волны  $\sim 1880$  нм, что соответствует максимуму  $\pi$ -поляризации линии люминесценции Tm : YLF.

С помощью ИК камеры исследовалась пространственная структура пучка генерации Tm : YLF-лазера, приведенного на рис. 9. Параметр качества  $M^2$ , характеризующий отношение расходимости лазерного пучка к дифракционной расходимости гауссова пучка, определялся

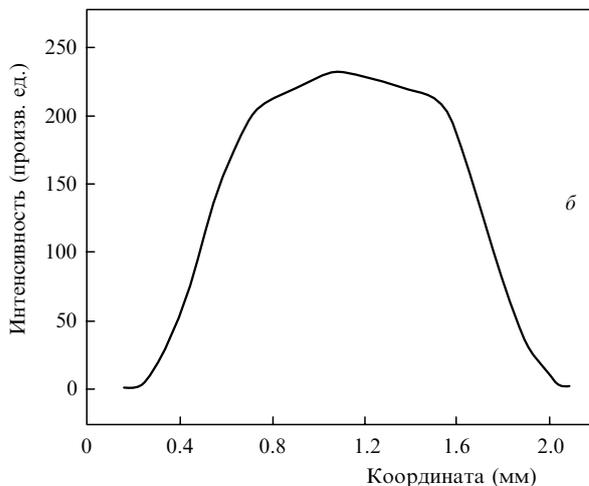
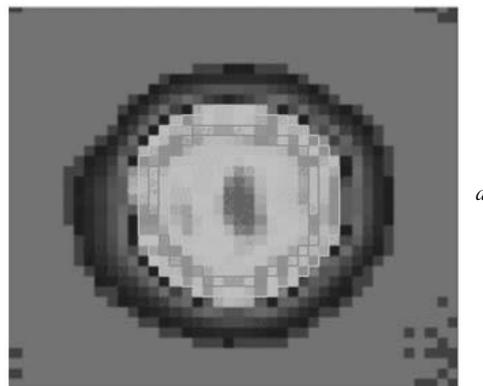


Рис.9. Снимок пучка генерации Tm : YLF-лазера, сделанный с помощью камеры «Ругосам» (а), и поперечное распределение его интенсивности (б).

согласно стандартной методике Международной организации по стандартизации [18]. Установлено, что при мощности генерации  $\sim 25$  Вт (зеркало с  $R = 83\%$ )  $M^2 \approx 2.5$ ; это показывает, что даже при максимальной мощности пучок генерации близок к одномодовому.

*Динамика генерации Tm : YLF-лазера.* Измерения временных характеристик генерации проводились фоторезистором на основе структуры КРТ, обнаружительная способность которого при комнатной температуре составляла  $(3 - 10) \times 10^{10}$  см·Гц<sup>1/2</sup>·Вт<sup>-1</sup>. Сигнал подавался на осциллограф LeCroy 62Xi с полосой пропускания 600 МГц. Во всех измерениях был зарегистрирован пиковый режим генерации с характерной длительностью импульсов 2 – 5 мкс и периодом 3 – 10 мкс, уменьшающимся при росте мощности генерации (рис. 10). Наличие незатухающих пульсаций в Tm : YLF-лазере объяснялось ранее насыщением поглощения паров воды на длине волны генерации [13]. Однако в нашем эксперименте уменьшение влажности воздуха от 30 % до  $\sim 5\%$  (за счёт заполнения аргоном специально сконструированной лазерной кюветы) не привело к видимому изменению пиковой структуры. Скорее всего, пиковый режим связан с особенностями релаксационных колебаний в твердотельном лазере на кристалле с квазитрёхуровневой схемой генерации и большим временем жизни метастабильного уровня при наличии процессов кросс-релаксации и апконверсии [19, 20].

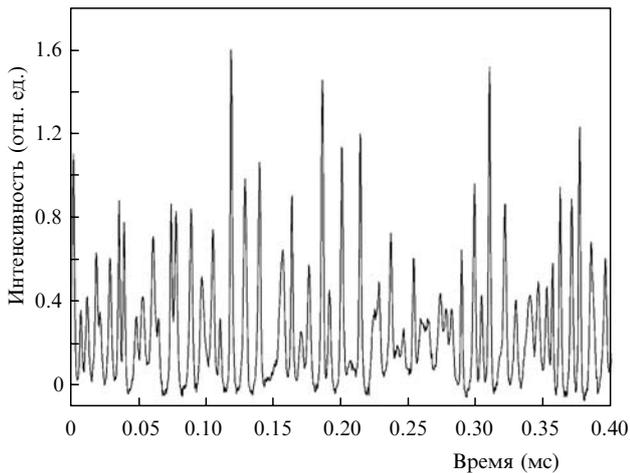


Рис.10. Динамика выходной мощности  $Tm:YLF$ -лазера в схеме с элементом с  $L = 14.5$  мм и  $C_{Tm} = 3\%$  при выходной мощности 25 Вт.

#### 4. Заключение

В работе исследованы лазеры на основе кристалла  $Tm:YLF$  с диодной накачкой. Проведена оптимизация схемы накачки, длины кристалла и конфигурации лазерного резонатора. Достигнута мощность непрерывной генерации  $\sim 27$  Вт при дифференциальной эффективности 50 % и параметре качества пучка  $M^2 \sim 2.5$ . Спектр генерации лазера в стационарном режиме, без какой-либо дополнительной селекции, находился в области 1908 нм и имел ширину  $\sim 4$  нм. Высокая эффективность генерации лазера и компактность его оптической схемы позволяют считать, что он может быть использован в медицине, для обработки материалов, дистанционного мониторинга атмосферы и других научно-технических приложений.

1. Tag R., Steakley B.C., Hawley J.G., et al. *Appl. Opt.*, **35**, 7117 (1996).
2. Sudrsh V., Piper J.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **36**, 879 (2000).
3. Theisen D., Ott V., Bernd H.W., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt.*, **5142**, 96 (2003).
4. Ногинов М.А., Прохоров А.М., Саркисян Г.К., Смирнов В.А., Щербаков И.А. *Квантовая электроника*, **18** (9), 1042 (1991).
5. Stoneman R.C., Esterovitz L. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **18**, 78 (1995).
6. Бородин Н.И., Крюков П.В., Попов А.В., Ушаков С.Н., Шестаков А.В. *Квантовая электроника*, **35** (6), 511 (2005).
7. Багаев С.Н., Ватник С.М., Майоров А.П., Павлюк А.А., Плакушев Д.В. *Квантовая электроника*, **30**, 310 (2000).
8. Mateos X., Petrov V., Liu J., Pujol M.C., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **42** (10), 1008 (2006).
9. *Novel Materials and Laser Sources*, in *Techn. Dig. 2nd EPS-QEOD Europhoton Conf. on Solid-State and Fiber Coherent Light Sources* (Pisa, Italy, 2006).
10. Budni P.A., Lemos M.L., Mosto J.R., Chicklis E.P. *J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6**, 629 (2000).
11. So S., Mackenzie J.I., Shepherd D.P., Clarkson W.A., Betterton J.G., Gorton E.K. *Appl. Phys. B*, **84**, 389 (2006).
12. Dergachev A., Wall K., Moulton P.F. *OSA TOPS, Adv. Sol.-State Lasers*, **68**, 343 (2002).
13. Schellhorn M., in *Techn. Dig. Top. Meet. '2007 Advanced Solid-State Photonics'* (Washington DC: OSA, 2008, paper WE33).
14. Walsh B.M., Barnes N.P., Di Bartolo B. *J. Appl. Phys.*, **83** (5), 2772 (1998).
15. Ryba-Romanowski W., Golab S., Sokolska I., Dominiak-Dzik G., Zawadzka J., Berkowski M., Fink-Finowicki J., Baba M. *Appl. Phys. B*, **68**, 199 (1999).
16. Свешникова Е.Б., Строганов А.А., Тимофеев Н.Т. *Оптика и спектроскопия*, **175**, 4 (1986).
17. Miyakawa T., Dexter D.L. *Phys. Rev. B*, **1** (7), 2961 (1970).
18. *Optics and Optical Instruments – Test Methods for Laser Beam Parameters: Beam Width, Divergence Angle and Beam Propagation Factor* (ISO/DIS 11 146:1999, 1999).
19. Cerny P., Valentine G.J., Burns D. *Electron. Lett.*, **40** (17), 1061 (2004).
20. Louchev O.A., Urata Y., Wada S. *Opt. Express*, **15** (7), 3940 (2007).