

Структурные, оптические и спектроскопические свойства новой керамики $Tm^{3+}:Lu_2O_3$ и эффективная двухмикронная генерация лазера на ее основе

О.Л.Антипов, С.Ю.Головкин, О.Н.Горшков, Н.Г.Захаров, А.П.Зиновьев, А.П.Касаткин, М.В.Круглова, М.О.Марьчев, А.А.Новиков, Н.В.Сахаров, Е.В.Чупрунов

Исследованы структурные, оптические и спектроскопические свойства новой лазерной керамики $Tm^{3+}:Lu_2O_3$. Средний размер зерна (кристаллита) керамики составил 540–560 нм. Исследования спектра поглощения в ближнем ИК диапазоне показали возможность ее накачки на длинах волн коммерчески доступных лазерных диодов 796 и 811 нм. Область высокого пропускания керамики в среднем ИК диапазоне простирается до 7 мкм. Исследования спектра люминесценции в диапазоне 1.75–2.2 мкм при накачке лазерным диодом показали наличие сильных линий с максимумами на длинах волн 1942, 1965 и 2066 нм. Эллипсометрические измерения дали следующие значения показателя преломления: $n \approx 1.94$ на длине волны накачки 796 нм и $n \approx 1.92$ на длине волны генерации 2066 нм. Реализована непрерывная генерация на длине волны 2066 нм в лазере на керамике $Tm^{3+}:Lu_2O_3$ при диодно-лазерной накачке (на длине волны 796 или 811 нм).

Ключевые слова: лазерная керамика, полуторные оксиды, структура материала, размер зерна (кристаллита), спектры поглощения, спектр люминесценции, показатель преломления, диодно-лазерная накачка, непрерывная лазерная генерация, двухмикронный диапазон длин волн.

1. Введение

Лазеры двухмикронного (1.9–2.1 мкм) диапазона длин волн имеют множество применений: в медицине (хирургия, урология, офтальмология, ангиопластика, артроскопия и т.д.), дистанционном зондировании атмосферы и экологическом мониторинге, в технологиях обработки пластиков и других областях [1–3]. Кроме того, лазеры, генерирующие на длине волны $\lambda > 2$ мкм, являются идеальными источниками накачки параметрических генераторов света (ПГС) на основе, например, кристаллов $ZnGeP_2$ для преобразования излучения в средний ИК диапазон (в частности, в диапазон 3–6 мкм) [4].

В настоящее время для генерации излучения в двухмикронном диапазоне длин волн применяются лазеры на основе кристаллов или кварцевых оптических волокон, активированных ионами Ho^{3+} или/и Tm^{3+} [1, 5, 6]. Достоинством твердотельных и волоконных гольмиевых лазеров является наличие длинноволновой генерации (на $\lambda \sim 2.1$ мкм), однако для их эффективной накачки необходимо использовать излучение на $\lambda \sim 1.9$ мкм, что требует создания специальных лазеров. Тулиевые лазеры, работающие по кросс-релаксационной схеме заселения верхнего лазерного уровня, могут накачиваться диодами на $\lambda \sim 800$ нм [5]. Однако длина волны генерации этих лазеров, как правило, менее 2 мкм, что ограничивает сферу их применений (например, для ПГС).

О.Л.Антипов, С.Ю.Головкин, Н.Г.Захаров, А.П.Зиновьев, А.А.Новиков. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: antipov@appl.sci-nnov.ru
О.Н.Горшков, А.П.Касаткин, М.В.Круглова, М.О.Марьчев, Н.В.Сахаров, Е.В.Чупрунов. Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23; e-mail: gorshkov@phys.unn.ru

Поступила в редакцию 6 мая 2011 г., после доработки – 10 августа 2011 г.

В последние годы появились сообщения о лазерной генерации в кристаллах полуторных оксидов $Tm^{3+}:Lu_2O_3$ и $Tm^{3+}:Sc_2O_3$, активированных ионами тулия, в которых при диодной накачке на $\lambda = 796$ нм удается получить мощную и эффективную генерацию на $\lambda = 2065$ и 2116 нм соответственно [1, 7–9]. К сожалению, изготовление таких монокристаллов (методами Киропулоса или «теплового обмена») затруднено из-за их высокой температуры плавления ($\sim 2450^\circ C$) и в настоящее время освоено только в одной лаборатории мира (в Институте лазерной физики Гамбургского университета, Германия) [1, 7–10]. Альтернативным методом изготовления активных элементов на основе полуторных оксидов является спекание керамики. К настоящему времени известны лазеры на основе керамики из полуторных оксидов Lu_2O_3 , Sc_2O_3 , Y_2O_3 , активированных ионами Nd^{3+} , Yb^{3+} , Ho^{3+} [11–20].

Настоящая работа посвящена исследованию структурных, оптических и спектроскопических свойств новой лазерной керамики $Tm^{3+}:Lu_2O_3$, впервые изготовленной по заказу авторов компанией Konoshima Chemicals Co. (Япония). Исследована также лазерная генерация в этой керамике.

2. Исследование структуры керамики с помощью растрового электронного микроскопа

Исследовалась структура зерен (кристаллитов) образцов керамики $Tm^{3+}:Lu_2O_3$ (с концентрацией ионов тулия 2 ат.%), изготовленных в форме цилиндрических пластинок толщиной ~ 3 мм с диаметром 20 мм, отполированных с обоих торцов (рис.1). Исследования проводились с помощью сканирующего электронного микроскопа Jeol JSM-6490 (Jeol, Япония).

Керамики крепились к подложке проводящим скотчем; никаких специальных процедур для устранения элект-

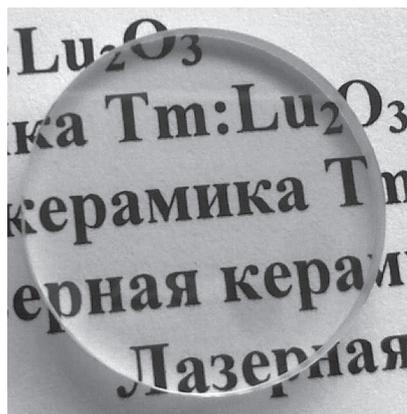
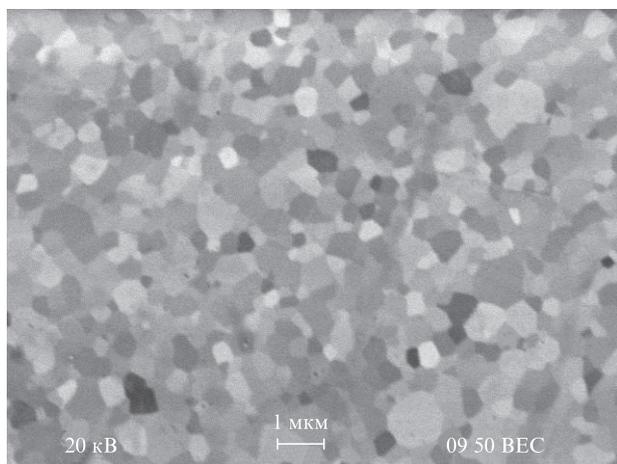
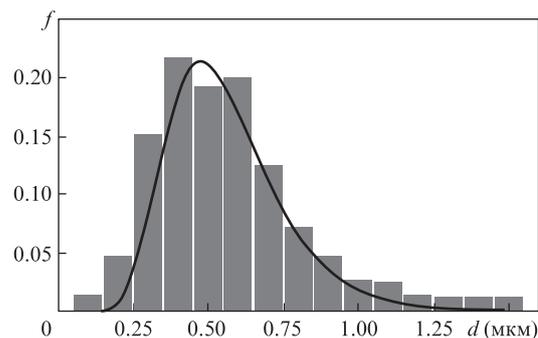


Рис.1. Внешний вид образца керамики.

тостатической зарядки образцов не проводилось. Это гарантировало отсутствие любых искажений информации, которые могли быть вызваны напылением на образец проводящего слоя. Отметим, что зарядка образцов электронным пучком приводит к появлению «засвеченности» некоторых участков образца, что отрицательно сказывается на общем качестве изображения. Для минимизации данного эффекта съемка проводилась при минимальных значениях ускоряющего напряжения и диаметра пучка (параметр микроскопа Spot Size), которые могли обеспечить требуемое разрешение.

Полученные изображения позволяют выявить особенности структуры, присущие исследуемым образцам керамики (рис.2). Известно, что кристалл Lu_2O_3 имеет кубическую кристаллическую решетку [10]. Видимые различия сигналов электронного микроскопа могут быть обусловлены случайной ориентацией кристаллографических осей в кристаллитах керамики.

Изображения, полученные с помощью электронного микроскопа, показывают, что структура керамики плотная, зерна имеют равноосную форму и несколько различаются по размерам. Для расчета размера зерна использовался метод измерения длин хорд [21]. Были проанализированы восемь участков образца керамики, количество анализируемых кристаллитов на каждом участке составило не менее 80. Распределение зерен по размерам хоро-

Рис.2. Изображение структуры образца керамики $\text{Tm}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$, полученное с помощью растрового электронного микроскопа. Увеличение микроскопа 10^4 .Рис.3. Нормированное распределение $f(d)$ зерен по размерам, рассчитанное по изображениям поверхности керамики, полученным с использованием растрового электронного микроскопа. Огибающая построена с помощью аппроксимирующей функции (1).

шо аппроксимируется функцией логнормального распределения следующего вида:

$$f(d) = \frac{\alpha}{\sigma d \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\ln d - \mu)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (1)$$

где d – размер зерна в микрометрах; $\alpha = 0.0915$; $\mu = -0.59$; $\sigma = 0.34$. Гистограмма распределения зерен по размерам и аппроксимирующая функция представлены на рис.3. Средний размер зерна (определяемый по максимуму распределения (1)) составил ~ 535 нм.

3. Исследование структуры керамики с помощью атомно-силового микроскопа

Морфология поверхности керамики исследовалась с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) Solver Pro (компания NT-MDT, Зеленоград, Россия). АСМ-исследования проводились в атмосферных условиях в контактном режиме с использованием кремниевых кантилеверов марки NSG01_DLC (компания NT-MDT) с радиусом закругления острия $R < 3$ нм (согласно паспортным данным). Максимальная разрешающая способность АСМ-измерений составляла 3 нм в плоскости поверхности и 1 нм по высоте. Обработка результатов АСМ-исследований проводилась с помощью специализированных программ СЗМ NT-MDT Nova Image Analysis 2.0 и SPMLab Analysis Only 5.01 (Veeco Instruments, США).

Перед проведением исследований поверхность образца подвергалась травлению в течение 10 мин. В качестве травителя была выбрана смесь кислот $\text{HF}-\text{HNO}_3$ в соотношении 1:2, которая подогревалась до температуры 60°C .

На основе обработки полученных АСМ-снимков поверхности проведены расчеты среднего размера зерен и среднеквадратичного отклонения, а также построены распределения зерен по размерам (рис.4 и 5). Для расчета среднего размера зерна использовался тот же метод измерения длин хорд [21]. Распределение зерен по размерам также аппроксимировалось функцией логнормального распределения (1) с параметрами $\alpha = 0.062$, $\mu = -0.61$ и $\sigma = 0.34$. Средний размер зерна (определяемый по максимуму распределения (1)) составил ~ 562 нм.

Следует отметить, что в исследованных образцах керамики, кроме границ зерен не наблюдались (ни с помощью растрового электронного микроскопа, ни с помощью АСМ) никакие другие дефекты структуры: включения,

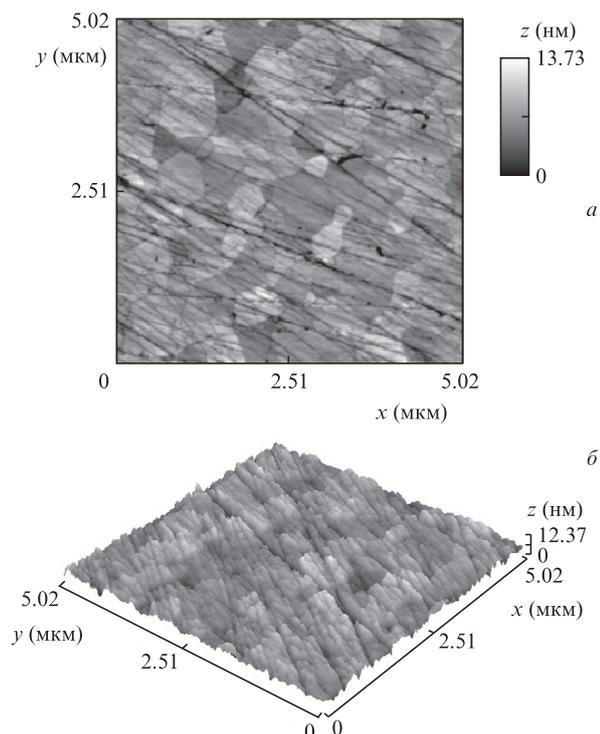


Рис.4. Двумерное (а) и трехмерное (б) АСМ-изображения поверхности керамики после травления.

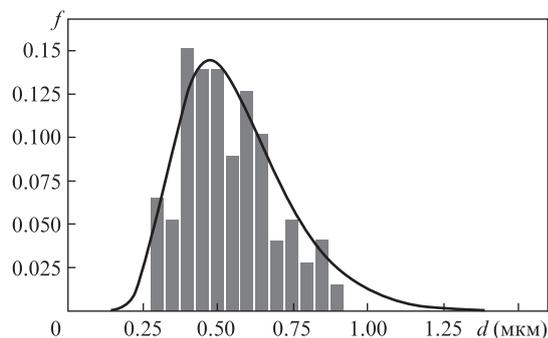


Рис.5. Нормированное распределение $f(d)$ зерен по размерам, полученное по АСМ-изображениям поверхности керамики. Огибающая построена с помощью аппроксимирующей функции (1).

локальные образования или поры. На основании изображений, полученных с помощью электронного микроскопа, и АСМ-снимков можно заключить, что характерный размер пор на границах кристаллита более чем на два порядка меньше характерного размера зерна. Однако ограниченная разрешающая способность приборов не позволяет сделать более точную оценку размеров этих граничных пор.

Отметим, что оценка среднего размера зерна (~ 0.5 мкм) по АСМ-снимкам в пределах среднеквадратичного отклонения совпадает с оценкой, полученной из обработки изображения электронного микроскопа. Эти оценки соответствуют представлениям об оптимальных размерах кристаллита, к которым стремятся изготовители керамики из полупрозрачных оксидов [22]. Субмикронный размер зерна и нанометровый размер граничных пор способствуют малым потерям на рассеяние светового излучения ИК диапазона в керамике [23, 24]. Можно отметить также, что размер кристаллита в керамике $\text{Tm}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$ существенно

отличается от размера кристаллита в лучших образцах керамики $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, который составляет единицы–десятки микрометров (см., напр., [24–26]).

4. Исследование спектра поглощения

С помощью спектрофотометра Perkin-Elmer Lambda 9 (Perkin-Elmer Inc.) исследовался спектр поглощения керамики $\text{Tm}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$ в диапазоне $\lambda = 500\text{--}2500$ нм с шагом 0.2 нм. На основании проведенных измерений коэффициента пропускания образца $T(\lambda)$ с учетом френелевских потерь (с коэффициентом F) проведен расчет сечения поглощения σ_{abs} по формуле (в предположении отсутствия насыщения)

$$\sigma_{\text{abs}} = \frac{\ln[F/T(\lambda)]}{N_0 l}, \quad (2)$$

где N_0 – концентрация ионов Tm^{3+} ($5.8 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [1]); l – толщина образца (3 мм). В измеренном при комнатной температуре спектре присутствуют линии поглощения из основного состояния $^3\text{H}_6$ иона Tm^{3+} (рис.6).

В диапазоне длин волн излучения накачки (700–900 нм) проводились дополнительные измерения с шагом 0.01 нм. С использованием результатов измерений по формуле (2) рассчитано сечение поглощения σ_{abs} , которое составило $3.8 \times 10^{-21} \text{ см}^2$ в пике на $\lambda = 796$ нм и $3.2 \times 10^{-21} \text{ см}^2$ в максимуме линии на $\lambda = 811$ нм. Сравнение измеренного спектра поглощения керамики с опубликованными данными для кристаллов $\text{Tm}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$ показывает их значительное сходство как по положению спектральных максимумов и их ширине, так и по величинам сечения поглощения (рис.7).

Вне линий поглощения ионов Tm^{3+} пропускание керамики может ограничиваться рассеянием. Коэффициент экстинкции (логарифмический коэффициент потерь вследствие рассеяния) в исследованном образце, по нашим оценкам, составил менее $3 \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ (на $\lambda \sim 840$ нм).

С помощью фурье-спектрометра FTS-7000 (компания Digilab, ныне Varian) исследовался спектр ИК пропускания керамики в диапазоне 2.5–9 мкм (спектральное разрешение составляло $\sim 1 \text{ см}^{-1}$) (рис.8). В качестве приемника использовался детектор DTGS с охлаждением элементом Пельтье. Эти измерения показали высокое пропускание керамики на длинах волн 2.5–7 мкм.

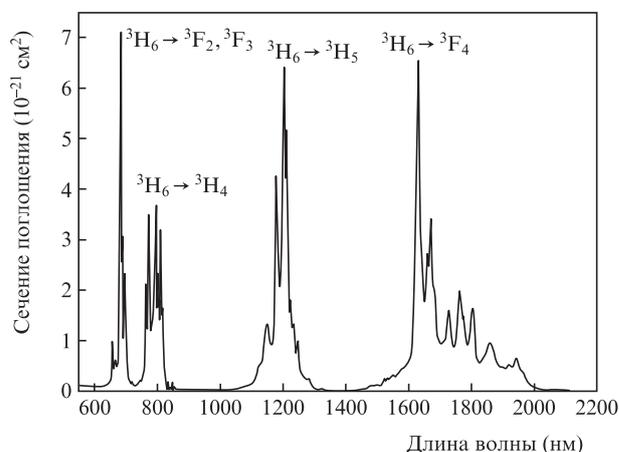


Рис.6. Спектр поглощения керамики $\text{Tm}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$, измеренный с шагом 0.2 нм.

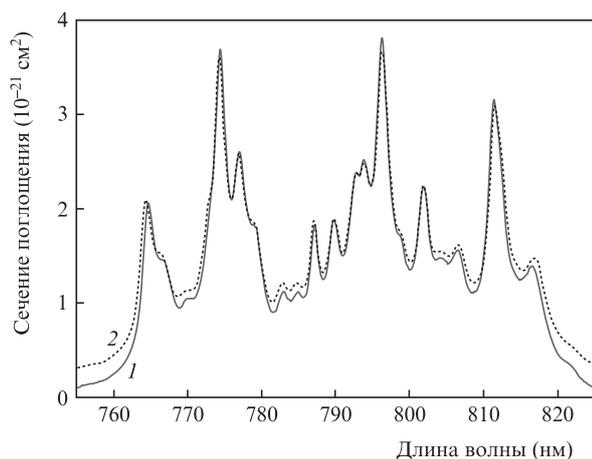


Рис.7. Спектр поглощения керамики $\text{Tm}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$, измеренный с шагом 0.1 нм (1), и спектр поглощения кристалла $\text{Tm}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$, пересчитанный по литературным данным [1] (2).

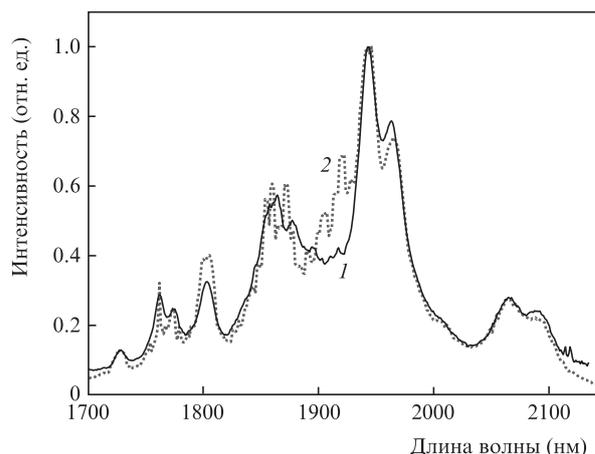


Рис.9. Спектры люминесценции, полученные в результате измерений для керамики $\text{Tm}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$ (1) и путем пересчета по литературным данным [1] для кристалла $\text{Tm}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$ (2).

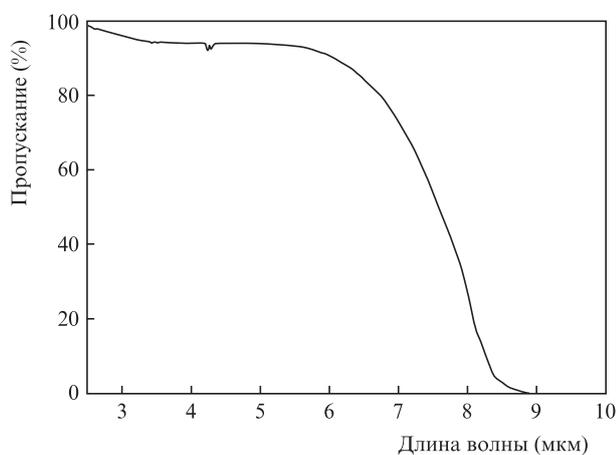


Рис.8. Спектр пропускания керамики $\text{Tm}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$ в среднем ИК диапазоне.

5. Исследование спектра люминесценции

С помощью монохроматора МДР-41 (ЛОМО, С.-Петербург, Россия) и фотосопротивления ФСА-Г1 исследовался спектр люминесценции керамики $\text{Tm}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$ при накачке излучением лазерного диода на $\lambda = 796$ нм (рис.9). Интенсивность пучка накачки при измерениях не превышала 100 Вт/см^2 , что исключало насыщение поглощения.

Исследование спектра люминесценции керамики в диапазоне 1.75–2.2 мкм при накачке лазерным диодом на $\lambda = 796$ нм показало наличие сильных линий с максимумами на $\lambda = 1942, 1965$ и 2066 нм. Положение максимумов спектральных линий люминесценции керамики и соотношение их максимумов с хорошей точностью (ограничиваемой точностью воспроизведения литературных данных в цифровом виде и точностью аппроксимации частотной характеристики приемника) совпадали с данными по люминесценции кристалла $\text{Tm}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$ (ср. кривые 1 и 2 на рис.9) [7–10]. Следует отметить, что линии люминесценции керамики более гладкие, чем аналогичные линии для кристалла. Подобное различие линий люминесценции вблизи $\lambda = 2$ мкм отмечалось также для керамики и кристалла $\text{Tm}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, что объяснялось неоднородностью штарковского расщепления линий вследствие различия электрических полей внутри кристаллитов и на их поверхности [26].

6. Исследование показателя преломления керамики $\text{Tm}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$ с помощью спектроскопического эллипсометра

С помощью спектроскопического эллипсометра PhE-102 (Micro Photonics Inc.) измерялся показатель преломления двух образцов керамики в диапазоне $\lambda = 300\text{--}1200$ нм с разрешением ~ 1 нм (рис.10). Абсолютная погрешность его измерения не превышала 0.005. Исследовалась пластинка из керамики $\text{Tm}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$ (диаметром 20 мм и толщиной 3 мм) без просветления. Измеренный показатель преломления керамики сравнивался с литературными данными для кристаллов Lu_2O_3 [27]. Для определения его значения вне диапазона длин волн, на которых проводились измерения (1200–2100 нм), использовалась аппроксимация Коши формулы Селлмейера в следующем виде [28]:

$$n(\lambda) = \frac{A}{\lambda^2} + B\lambda^2 + C, \quad (3)$$

где A , B и C – подгоночные коэффициенты.

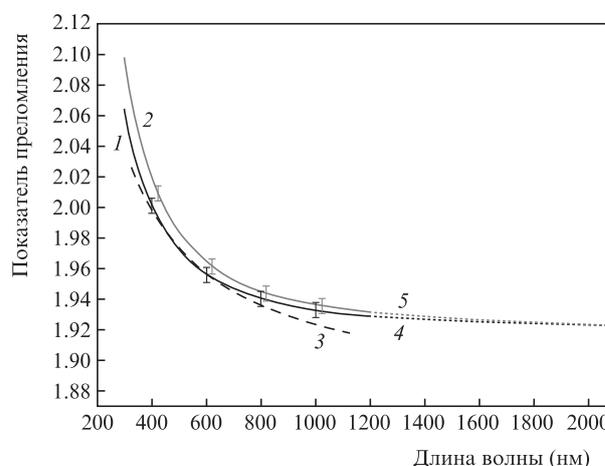


Рис.10. Зависимости от длины волны показателя преломления керамики $\text{Tm}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$, измеренного с помощью эллипсометра (1 – образец 1; 2 – образец 2; 3 – литературные данные; 4 и 5 – аппроксимация данных для образцов 1 и 2 соответственно формулой Селлмейера (3)).

С использованием программы Matlab подобраны такие значения коэффициентов A , B и C , чтобы разность результатов аппроксимации и измерений не превышала 10^{-2} : $A = 1.3 \times 10^{18} \text{ см}^2$, $B = -1.256 \times 10^{-26} \text{ см}^{-2}$, $C = 1.92$ для образца 1 и $A = 1.6 \times 10^{18} \text{ см}^2$, $B = 1.033 \times 10^{-26} \text{ см}^{-2}$, $C = 1.92$ для образца 2.

По результатам измерений показатель преломления n составил ~ 1.94 на длине волны излучения накачки ($\sim 800 \text{ нм}$). Аппроксимация его спектральной зависимости выражением (3) дает оценку $n \approx 1.92$ на длине волны генерации $\sim 2066 \text{ нм}$.

7. Исследование лазерной генерации

Для исследования генерации был изготовлен стержень из керамики $\text{Tm}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$ (концентрация ионов тулия 2 ат.%) с диаметром 3 мм и длиной 10 мм, торцы которого были просветлены на длины волн излучения накачки ($\sim 800 \text{ нм}$) и генерации ($\sim 2066 \text{ нм}$). Для улучшения теплоотвода стержень заворачивался в индиевую фольгу и помещался в медный радиатор, температура которого поддерживалась постоянной ($\sim 12^\circ\text{C}$).

Резонатор лазера был образован тремя зеркалами: двумя плоскими дихроичными зеркалами 31 и 32 с высокими ($\sim 99.9\%$) коэффициентами отражения для области $1.9\text{--}2.1 \text{ мкм}$ (коэффициент пропускания излучения накачки для зеркала 32 составлял $\sim 92\%$, а зеркало 31 сильно отражало излучение накачки) и выходным зеркалом 33, параметры которого варьировались в ходе экспериментов (рис.11).

В качестве источника накачки использовались диодные лазеры (Coherent, США или Jenoptik, Германия), излучающие на $\lambda = 796$ или $\sim 811 \text{ нм}$, с волоконным выходом и максимальной мощностью излучения до 40 Вт. Длина волны излучения накачки настраивалась на достижение максимальной мощности генерации путем регулирования температуры лазерных диодов. Пучок излучения диодных линеек, выходящий из торца многомодового волокна, фокусировался линзовым телескопом, состоящим из набора сферических линз, внутрь керамики $\text{Tm}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$ через дихроичное зеркало 32.

Выходная мощность излучения $\text{Tm}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$ -лазера оптимизировалась путем варьирования параметров резонатора и пучка накачки. В схеме использовались выходные зеркала с различными радиусами кривизны (∞ , 200 и 300 мм) и коэффициентами пропускания (6% и 11%). Диаметр пучка накачки в активном элементе изменялся от 0.6 до 1 мм, а положение его фокальной перетяжки настраивалось на получение максимальной выходной мощности.

Непрерывная лазерная генерация получена в случае накачки как на $\lambda = 796 \text{ нм}$, так и на $\lambda = 811 \text{ нм}$ (рис.12).

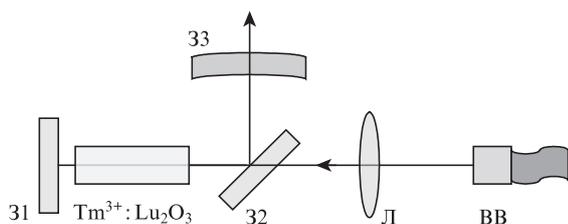


Рис.11. Схема лазера на керамике $\text{Tm}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$: 31–33 – зеркала; ВВ – выход волокна лазера накачки; Л – линзовая система.

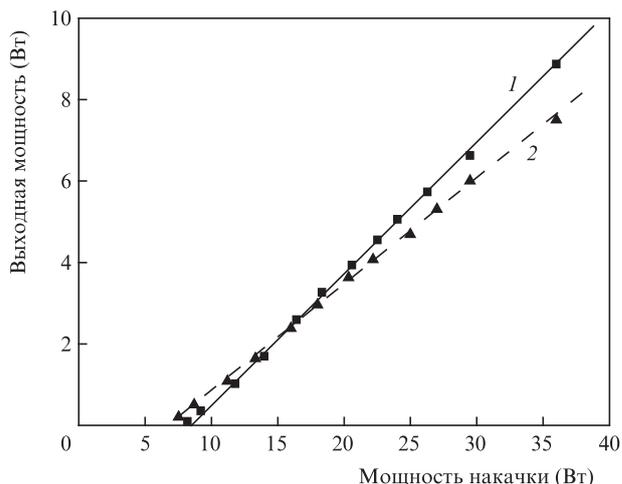


Рис.12. Зависимости выходной мощности лазера от мощности диодной накачки (на входе в активный элемент) на $\lambda = 795$ (1) и 810 нм (2).

Максимальная мощность генерации $\sim 9.3 \text{ Вт}$ (при дифференциальной эффективности накачки до $\sim 40\%$) была достигнута в схеме с плоским выходным зеркалом (пропускание $\sim 11\%$), диаметром перетяжки $\sim 800 \text{ мкм}$ и минимально возможной длиной резонатора $\sim 6 \text{ см}$. Анализ спектра выходного излучения (с помощью монохроматора МДР-41) показал, что во всех случаях генерация происходила в длинноволновой области на линии с центром на $\lambda \sim 2066 \text{ нм}$ и полушириной $\sim 4 \text{ нм}$.

8. Заключение

Таким образом, в настоящей работе проведены исследования структурных, спектроскопических и оптических характеристик лазерной керамики $\text{Tm}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$. Средний размер зерна керамики составил $\sim 0.5 \text{ мкм}$ при дисперсии $150\text{--}200 \text{ нм}$. Реализована непрерывная лазерная генерация на $\lambda = 2066 \text{ нм}$ при накачке излучением лазерных диодов на $\lambda = 796$ или 811 нм . На основании проведенных измерений можно заключить, что использование керамики $\text{Tm}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$ перспективно для получения мощной и эффективной лазерной генерации в двухмикронном диапазоне длин волн [29].

Авторы благодарят Р.Монкорже (университет г. Кан, Франция) за помощь в проведении спектральных измерений и обсуждение результатов.

Работа выполнена в рамках Госконтракта с Минобрнауки №14.740.11.0071, а также при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант №10-02-90049-Бел_а) и программы ОФН РАН «Нелинейно-оптические методы и материалы для создания лазерных систем нового поколения».

- Scholle K., Lamrini S., Koopmann P., Fuhrberg P., in *2 μm Laser Sources and Their Possible Applications, Source: Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics* (Croatia, INTECH, 2010, ch. 21, p.471).
- Грачев С. *Гольмиевый лазер в медицине* (М.: Триада-Х, 2003).
- Henderson S.W., Hale C.P., Magee J.R., Kavaya M.J., Huffaker A.V. *Opt. Lett.*, **16**, 773 (1991).
- Budni P.A., Pomeranz L.A., Lemons M.L., Miller C.A., Mosto J.R., Chicklis E.P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **17**, 723 (2000).
- Walsh B.M. *Laser Phys.*, **19**, 855 (2009).

6. Moulton P.F., Rines G.A., Slobodtchikov E.V., Wall K.F., Frith G., Samson B., Carter A.L.G. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15**, 85 (2009).
7. Koopmann P., Lamrini S., Scholle K., Fuhrberg P., Petermann K., Huber G. *Techn. Dig. Conf. on Lasers and Electro-Optics 2010* (San Jose, USA, 2010, paper CMDD1).
8. Koopmann P., Lamrini S., Scholle K., Fuhrberg P., Petermann K., Huber G. *Techn. Dig. Int. Conf. «Advanced Solid-State Photonics»* (Istanbul, Turkey, 2011, paper ATuA5).
9. Koopmann P., Lamrini S., Scholle K., Fuhrberg P., Petermann K., Huber G. *Opt. Lett.*, **36**, 948 (2011).
10. Koopmann P., Peters R., Petermann K., Huber G. *Appl. Phys. B*, **102**, 19 (2011).
11. Lupei V., Lupei A., Ikesue A. *J. Alloys Compounds*, **380**, 61 (2004).
12. Lu J., Takaichi K., Shirakawa A., Musha M., Ueda K., Yagi H., Yanagitani T., Kaminskii A. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 4324 (2002).
13. Kaminskii A.A., Akchurin M.S., Gainutdinov R.V., Takaichi K., Shirakawa A., Yagi H., Yanagitani T., Ueda K.-I. *Crystallogr. Rep.*, **50**, 809 (2005).
14. Ueda K., Bisson J.-F., Yagi H., Takaichi K., Shirakawa A., Yanagitani T., Kaminskii A.A. *Laser Phys.*, **15**, 927 (2005).
15. Takaichi K., Yagi H., Shirakawa A., Ueda K., Hosokawa S., Yanagitani T., Kaminskii A.A. *Phys. Stat. Sol. (a)*, **202**, R1 (2005).
16. Tokurakawa M., Takaichi K., Shirakawa A., Ueda K., Yagi H., Hosokawa S., Yanagitani T., Kaminskii A.A. *Opt. Express*, **14** (26), 12832 (2006).
17. Багаев С., Осипов В., Иванов М., Соломонов В., Платонов В., Орлов А., Расулаева А., Ватник С., Ведин И., Майоров А., Пестряков Е., Шестаков А., Салков А. *Фотоника*, **5**, 24 (2007).
18. Tokurakawa M., Shirakawa A., Ueda K.-I., Yagi H., Hosokawa S., Yanagitani T., Kaminskii A.A. *Opt. Lett.*, **33** (12), 1380 (2008).
19. Tokurakawa M., Shirakawa A., Ueda K., Yagi H., Meichin N., Yanagitani T., Kaminskii A.A. *Opt. Express*, **17** (5), 3354 (2009).
20. Newburgh G.A., Word-Daniels A., Arocksiamy M., Merkle L.D., Ikesue A., Dubinskii M. *Opt. Express*, **19** (4), 3604 (2011).
21. *ГОСТ 5639-82. Стали и сплавы. Методы выявления и определения величины зерна* (М.: ИПК «Изд-во стандартов», 2003).
22. Ballato J., Serivaisatit K. *Techn. Dig. Int. Conf. «Advanced Solid-State Photonics»* (Istanbul, Turkey, 2011, paper AIWA2).
23. Ikesue A., Aung Y.L., Taira T., Kamimura T., Yoshida K., Messing G.L. *Ann. Rev. Mater. Res.*, **36**, 397 (2006).
24. Boulesteix R., Maître A., Baumard J.-F., Rabinovitch Y., Reynaud F. *Opt. Express*, **18**, 14992 (2010).
25. Барменков Ю.Н., Иванов С.Н., Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Яаги Х., Янагитани Т., Такаичи К., Биссон Д.Ф., Ширикава А. *Письма в ЖЭТФ*, **79**, 421 (2004).
26. Zhang Sh., Wang M., Xu L., Wang Y., Tang Yu., Cheng X., Chen W., Xu J., Jiang B., Pan Yu. *Opt. Express*, **19**, 727 (2011).
27. Ордин С.В., Шельх А.И. *ФТП*, **44**, 584 (2010).
28. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1988, с. 99–105).
29. Antipov O., Zakharov N., Novikov A., Sharkov V. *Techn. Dig. Europ. Conf. on Lasers and Electro-Optics CLEO/Europe 2011* (Munich, Germany, 2011, paper CA.P.21).