

Спектрально-генерационные характеристики мини-слэба N_m -cut 5%Tm:KLu(WO₄)₂ в режиме пассивной модуляции добротности кристаллом Cr²⁺:ZnSe

С.М.Ватник, И.А.Ведин, П.Ф.Курбатов, Е.А.Смолина, А.А.Павлюк, Ю.В.Коростелин, Я.К.Скасырский

Представлены генерационные характеристики мини-слэба N_m -cut 5%Tm:KLu(WO₄)₂ в режиме пассивной модуляции добротности (ПМД) с помощью кристаллического насыщающегося поглотителя Cr²⁺:ZnSe. При мощности излучения накачки 21 Вт средняя мощность генерации составила 3.2 Вт на длине волны 1.91 мкм (длительность и энергия импульса 35 нс и 0.3 мДж). Наибольшая дифференциальная эффективность генерации в условиях ПМД была равна 31%, при этом потери мощности в режиме ПМД по сравнению с непрерывным не превышали 17%. При мощности накачки свыше 15 Вт увеличение выходной мощности в режиме ПМД заметно отличалось от линейной зависимости, что было объяснено формированием тепловой линзы в объеме насыщающегося поглотителя. Экспериментальные значения энергии и длительности световых импульсов хорошо соответствуют полученным из скоростных уравнений.

Ключевые слова: пассивная модуляция добротности, слэб-лазер, диодная накачка, тулиевый лазер, насыщающийся поглотитель Cr²⁺:ZnSe.

1. Введение

Лазерные излучатели двухмикронного диапазона представляют значительный интерес для целого ряда приложений, таких как экологический мониторинг, медицина, накачка параметрических генераторов света [1–3]. Кристаллические и керамические материалы, содержащие трехвалентный тулий, являются перспективными лазерными средами для создания высокоэффективных излучателей на переходе 3F_4 – 3H_6 с высокой средней и пиковой мощностью [4–6]. Оптимизация концентрации тулия в активном элементе позволяет практически вдвое увеличить квантовый выход при накачке в полосу 3H_6 – 3H_4 (~0.8 мкм) за счет высоких скоростей кросс-релаксации [7, 8]. Тулиевые лазеры с диодной накачкой показали превосходную оптическую эффективность в режиме непрерывной и квазинепрерывной генерации, превышающую в ряде случаев 50% [9–11], широкий (до 200 нм) диапазон перестройки [10, 11], а также высокие пиковые мощности в режиме пассивной и активной модуляции добротности [12–14].

Значительный интерес представляет исследование режима пассивной модуляции добротности (ПМД) лазерных излучателей на основе активных элементов из двойных калий-редкоземельных вольфраматов, допированных трехвалентным тулием. Поскольку сечения лазерных

переходов 3F_4 – 3H_6 для кристаллов Tm:KRe(WO₄)₂, где Re – Y, Gd или Lu, находятся на уровне $(1–4) \times 10^{-20}$ см², что на порядок превышает аналогичные значения для Tm:YAG, Tm:YAP, Tm:Lu₂O₃ и др. [15, 16], следует ожидать, что импульсы лазерной генерации в режиме ПМД будут значительно короче при соответствующем увеличении их пиковой мощности. В частности, режим ПМД со средней выходной мощностью до 150 мВт для микрочип-лазера Tm:KLu(WO₄)₂ был подробно исследован в [6], длительность и пиковая мощность световых импульсов с длиной волны $\lambda = 1.85$ мкм составили 0.78 нс и 33 кВт соответственно. В настоящей работе реализован режим ПМД для активного элемента 5%Tm:KLuW в форме мини-слэба, что позволило поднять среднюю мощность генерации до уровня нескольких ватт при полной оптической эффективности 15%, а также получить пиковую мощность световых импульсов свыше 40 кВт.

2. Эксперимент

Все эксперименты по пассивной модуляции добротности были проведены с прямоугольным активным элементом (слэбом) двойного калий-лютециевого вольфрамата 5%Tm:KLu(WO₄)₂ (далее 5%Tm:KLuW), ориентированного вдоль осей оптической индикатрисы, с размерами 6.06 мм (ось N_m), 0.95 мм (ось N_p , совпадающая с кристаллографической осью b [17]), и 0.24 мм (ось N_g). Накачка слэба осуществлялась коллимированным излучением 40-ваттной ($\lambda = 806$ нм) диодной линейки, собранной в корпусе CS-маунт, через верхний торец слэба с размерами 6.06 × 0.24 мм, имевший просветляющее покрытие. На нижний торец слэба было нанесено высокоотражающее покрытие для того же (780–820 нм) спектрального диапазона (рис.1, а также рис.2 из [17]). Во всех экспериментах была использована двухпроходная схема накачки, при этом поглощенная мощность определялась как разность падающей и прошедшей мощностей.

С.М.Ватник, И.А.Ведин, П.Ф.Курбатов, Е.А.Смолина. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: vatnik@laser.nsc.ru
А.А.Павлюк. Институт неорганической химии им. А.В.Николаева СО РАН, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 3
Ю.В.Коростелин, Я.К.Скасырский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 11 августа 2017 г., после доработки – 13 сентября 2017 г.

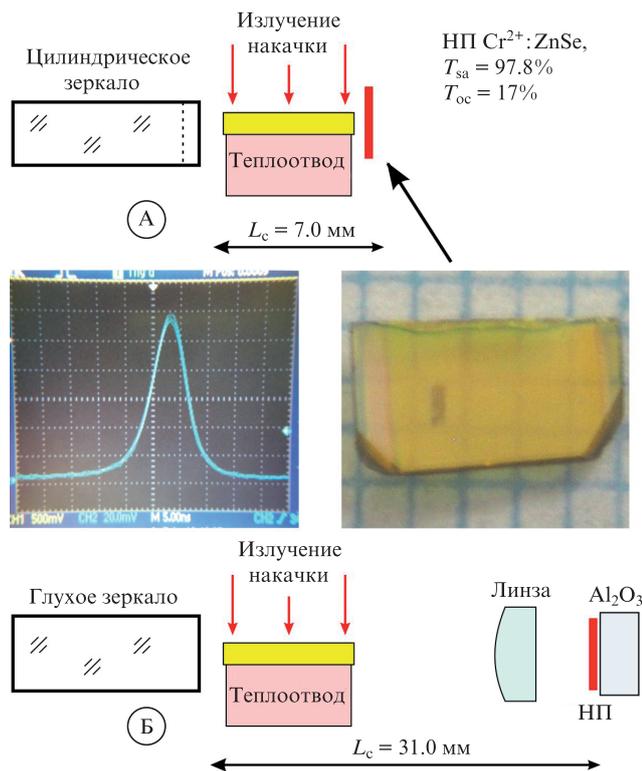


Рис.1. Схематическое изображение исследованных резонаторов А и Б. На фото слева – форма лазерного импульса для резонатора А при средней мощности накачки 2.1 Вт (пиковая мощность 15 Вт), длительность по полувысоте составляет 7 нс. На фото справа – насыщающийся поглотитель после оптического пробоя.

Насыщающийся поглотитель (НП) был изготовлен из монокристалла $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$, выращенного из паровой фазы [18, 19], и имел форму пластинки 3×5 мм толщиной 0.26 мм, его ненасыщенное поглощение на длине волны генерации $\lambda \sim 1.91$ мкм составляло 2.2% за проход. На плоскопараллельные поверхности НП были нанесены диэлектрические покрытия с коэффициентами отражения на $\lambda = 1.91$ мкм $R = 0.1\%$ и 83%.

Режим пассивной модуляции добротности исследован для изображенных на рис.1 двух типов резонаторов – А и Б. Резонатор А был образован глухим вогнутым цилиндрическим зеркалом с радиусом цилиндра –50 мм, компенсирующим отрицательную тепловую линзу в активном элементе, и плоским выходным зеркалом на насыщающемся поглотителе. Физическая длина резонатора А составляла 7.0 мм, т.е. зеркала располагались практически вплотную к торцам слэба (зазор ~ 0.1 мм), что полностью соответствовало оптической схеме [17]. Резонатор Б отличался от А наличием внутрирезонаторной линзы из плавленного кварца с фокусным расстоянием $f = +20$ мм, на обе поверхности линзы было нанесено просветляющее покрытие с $R \sim 0.15\%$. В резонаторе Б плотное зеркало также располагалось вплотную к торцу активного элемента и было либо цилиндрическим (радиус –50 мм), либо плоским, при этом расстояние между зеркалом и линзой (~ 23 мм) определялось по максимуму выходной мощности генерации в режиме квазинепрерывной накачки. Для экспериментов с резонатором Б насыщающийся поглотитель был наклеен на прямоугольную пластину из лейкосапфира $7 \times 4 \times 3$ мм, просветленную с одной стороны на длину волны 1.91 мкм (см. верхнюю вставку на рис.2), что позволило улучшить теплоотвод и уменьшить перегрев

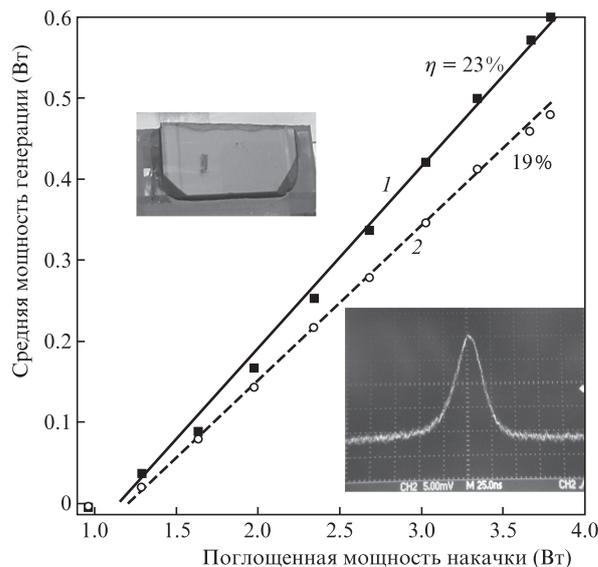


Рис.2. Зависимости средней выходной мощности генерации в квазинепрерывном режиме (1) и в режиме ПМД (2) от средней мощности накачки для резонатора Б с глухим цилиндрическим зеркалом при длительности токовых импульсов диодной линейки 7 мс и частоте их следования 20 Гц. На фото слева – насыщающийся поглотитель на теплопроводящей пластине из лейкосапфира, на фото справа – форма лазерного импульса при средней мощности накачки 3.8 Вт.

кристалла $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ в области генерации. Вследствие того, что световое поле выходит из диэлектрического покрытия не в воздух, а в среду с показателем преломления ~ 1.5 (эпоксидная смола), коэффициент пропускания выходного зеркала на насыщающемся поглотителе T_{oc} несколько увеличился и составил 19%.

Измерения световой мощности накачки и генерации проводились с помощью Ophir L30A, форма лазерных импульсов регистрировалась InGaAs-фотодиодом PD24-02 и осциллографом Tektronix, временное разрешение измерительной системы составило 1 нс. Спектры генерации были записаны с помощью монохроматора МДР-204 при скорости сканирования 1 нм/мин и фотодиода PD24-10 с практически плоской зависимостью фотоотклика в диапазоне 1.5–2.4 мкм, другие подробности эксперимента представлены в [17].

3. Результаты и их обсуждение

Предварительные эксперименты по ПМД были проведены для короткого резонатора А в режиме квазинепрерывной накачки. Длительность токовых импульсов, инжектируемых в линейку лазерных диодов, составляла 7 мс, период их следования был равен 50 мс, т.е. скважность составляла 0.14. Стабильная последовательность лазерных импульсов наблюдалась вплоть до средней мощности генерации 300 мВт, при которой за время действия накачки частота следования импульсов составила 7.0 кГц (1 кГц в среднем) при длительности импульса 7 нс (см. фото на рис.1 слева). Дальнейшее увеличение средней мощности накачки (до более 2.3 Вт) привело к прогоранию покрытия и частичной дегградации НП (фото на рис.1 справа). Вследствие небольшого (100 мкм) расстояния между поверхностью НП и торцом слэба последний был частично загрязнен фрагментами выгоревшего НП. После тщательной очистки торцов генерационные харак-

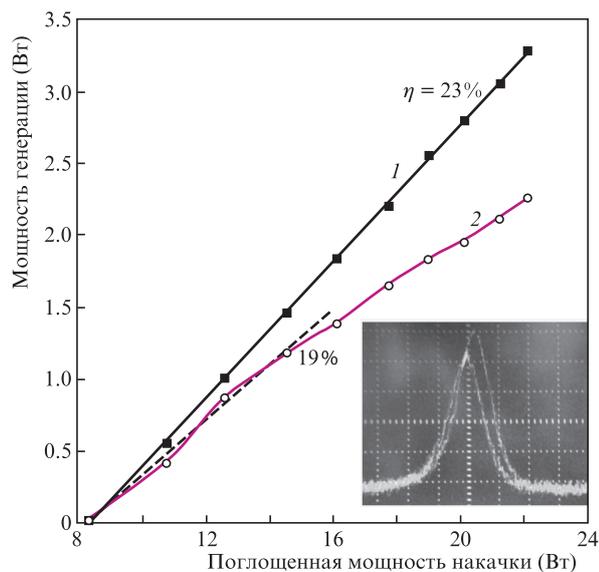


Рис.3. Генерационные характеристики слэба в резонаторе Б с глухим цилиндрическим зеркалом при непрерывной накачке (1) и в режиме ПМД (2). На фото показана типичная нестабильность амплитуды импульсов при максимальной поглощенной мощности накачки 22 Вт.

теристика слэба в резонаторе А были измерены при пропуске плоского выходного зеркала $T_{oc} = 19\%$ и длине резонатора 6.6 мм в условиях, полностью идентичных условиям [17]. В режиме непрерывной накачки дифференциальная эффективность несколько уменьшилась, до 41% вместо первоначальных 43% [17], при этом порог генерации практически не изменился, т.е. повреждения торца слэба оказались незначительными.

Все последующие эксперименты были проведены для резонатора Б, для которого плотность энергии (флюенс) генерации в области НП была ниже порога пробоя ($\sim 1 \text{ Дж/см}^2$) для всех режимов накачки. На рис.2, 3 показаны генерационные характеристики в режимах квазинепрерывной и непрерывной накачек, при этом глухое зеркало резонатора было цилиндрическим. Согласно представленным данным, в режиме квазинепрерывной накачки дифференциальная эффективность ПМД ($\eta = 19\%$) составляет 83% от аналогичного значения (23%), полученного при замене НП плоским выходным зеркалом с пропуском $T_{oc} = 19\%$. Отметим также, что длительность лазерного импульса ($\tau = 35 \text{ нс}$, см. осциллограмму на рис.2) возросла примерно пропорционально увеличению длины резонатора.

В случае непрерывной накачки генерационная характеристика в режиме ПМД начинает отклоняться от линейной зависимости при поглощенной мощности накачки более 15 Вт, при этом наблюдаются значительные флуктуации энергии лазерных импульсов (рис.3). По нашему мнению, отклонение от линейной зависимости связано с формированием тепловой линзы в объеме насыщающегося поглотителя вследствие значительной величины термооптического коэффициента ZnSe ($\sim 65 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [20]), который почти на два порядка превышает таковой для кристалла 5%Tm:KLu(WO₄)₂ [17, 21] ($-2 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $E \parallel N_p$). По оценкам из [22, 23], фокусное расстояние тепловой линзы НП при максимальном тепловыделении, рассчитанном как разность мощности генерации в непрерывном режиме и в режиме ПМД, составляет $\sim 500 \text{ мм}$,

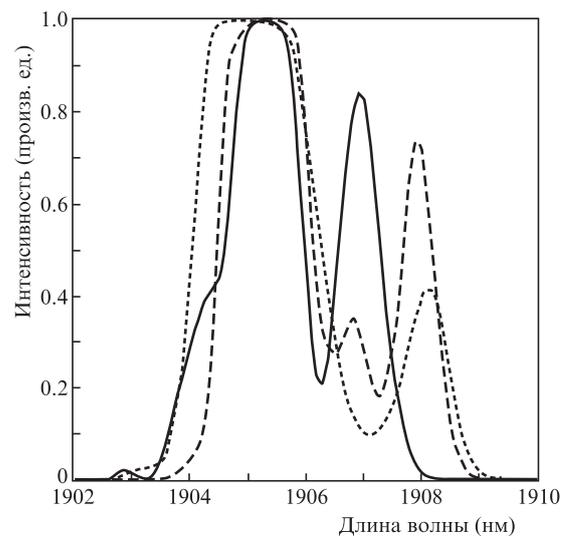


Рис.4. Типичные спектры генерации резонатора Б с глухим цилиндрическим зеркалом при средней мощности квазинепрерывной (7 мс/50 мс) накачки 3.8 Вт.

что с учетом двух проходов через НП ($\sim 250 \text{ мм}$) соответствует примерно 8% от оптической силы внутрирезонаторной линзы с $f = +20 \text{ мм}$. В этом случае относительное уменьшение мощности генерации в режиме ПМД может быть обусловлено выходом за границу зоны устойчивости. Об этом косвенно свидетельствует и наблюдаемый значительный рост нестабильностей энергии и длительности импульсов (в том числе в ряде случаев генерации двойных импульсов), которые не удается устранить даже при самой тщательной подстройке резонатора.

Типичные спектры ПМД генерации в режиме квазинепрерывной накачки при максимальной выходной мощности 0.48 Вт приведены на рис.4, спектры записаны последовательно в течение 30 мин. Как и в [17], небольшие различия в форме спектров обусловлены, по всей вероятности, температурным дрейфом ($\sim 1 \text{ }^\circ\text{C}$) теплопроводящего основания, на котором установлены диодная линейка, слэб и насыщающийся поглотитель. Спектральная ширина линии генерации составляет около 5 нм, что несколько меньше аналогичной величины для непрерывного режима в отсутствие ПМД ($\sim 8 \text{ нм}$) [17]. Такое сужение спектра может быть обусловлено конкуренцией отдельных спектральных линий, соответствующих локальным максимумам на кривой контура усиления. В этом случае в генерации будут участвовать моды с разбросом по времени нарастания не более длительности светового импульса, т.е. спектр будет несколько уже, чем в режиме непрерывной генерации [24].

При замене цилиндрического глухого зеркала плоским (резонатор Б на рис.1) дифференциальная эффективность и выходная мощность генерации значительно возрастают (рис.5 и 6). Как и в предыдущем случае (см. рис.3, 4), дифференциальные эффективности ПМД-режима практически одинаковы для квазинепрерывной накачки и начального участка непрерывной накачки, а при увеличении мощности непрерывной накачки свыше 15 Вт также наблюдается заметный «завал» выходной мощности. Порог разрушения («прогар») торца активного элемента был достигнут при поглощенной мощности накачки 22 Вт, а при мощности накачки 21 Вт средняя мощность генерации в ПМД-режиме составила 3.2 Вт.

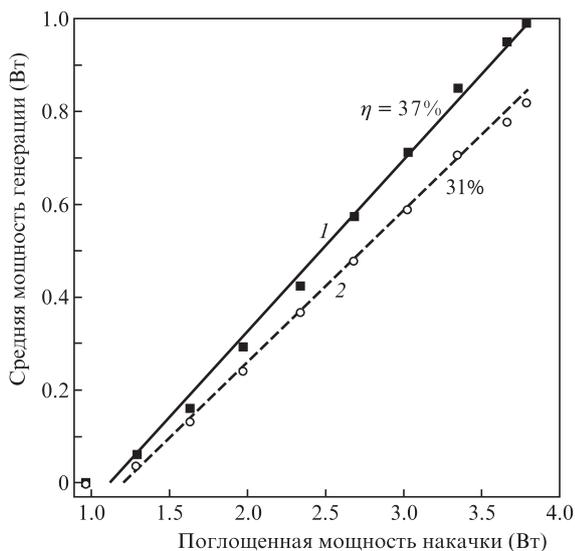


Рис.5. Зависимости средней выходной мощности генерации от средней мощности накачки в квазинепрерывном режиме (1) и в режиме ПМД (2) для резонатора Б с глухим плоским зеркалом при длительности токовых импульсов диодной линейки 7 мс и частоте их следования 20 Гц; скважность 0.14.

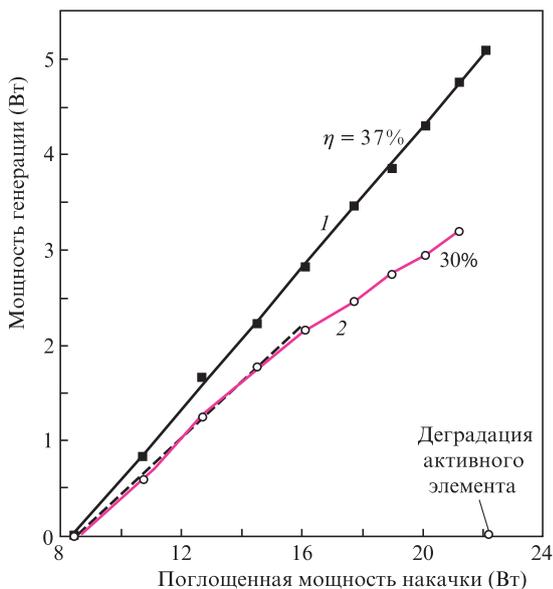


Рис.6. Генерационные характеристики слэба в резонаторе Б с глухим плоским зеркалом при непрерывной накачке (1) и в режиме ПМД (2).

Анализ динамических характеристик лазерных импульсов в ПМД-режиме был проведен в приближении скоростных уравнений, аналогичных приведенным в работах [25, 26]:

$$\frac{dN_2}{dt} = \eta Q - \frac{N_2}{\tau_{Тм}} - 2c\Phi[(\sigma_e + \sigma_a)N_2 - \sigma_a N], \quad (1)$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{2c\Phi[(\sigma_e + \sigma_a)N_2 - \sigma_a N]L_{ac} - c\Phi[T_{oc} + 2\sigma_{sa}(n - n_2)L_{sa}]}{L}, \quad (2)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = 2c\Phi\sigma_{sa}(n - n_2) - \frac{n_2}{\tau_{Cr}}, \quad (3)$$

где N_2 – объемная плотность ионов тулия на верхнем лазерном уровне 3F_4 ; t – время; η – дифференциальная эффективность генерации; $Q = P\chi/(\hbar\omega V)$ – объемная скорость (темп) накачки; P и $\hbar\omega$ – мощность и энергия кванта накачки; χ – эффективность преобразования кванта накачки в населенность уровня 3F_4 (при 5%-ной концентрации тулия $\chi \sim 1.9$); V – объем слэба; $\tau_{Тм}$ – время жизни лазерного уровня 3F_4 ; c – скорость света; Φ – объемная плотность фотонов в резонаторе; σ_e и σ_a – сечения излучательных и абсорбционных переходов тулия на длине волны генерации; N – концентрация ионов тулия в кристалле; L_{ac} – длина активного элемента; T_{oc} – пропускание выходного зеркала; σ_{sa} – сечение перехода из основного состояния 5T_2 ионов Cr^{2+} в насыщающемся поглотителе; n и n_2 – концентрация Cr^{2+} в кристалле $ZnSe$ и объемная плотность ионов Cr^{2+} на уровне 5E [25]; L_{sa} – толщина насыщающегося поглотителя; L – оптическая длина резонатора; τ_{Cr} – время жизни метастабильного уровня 5E .

Анализ уравнений (1)–(3) проводился численными методами. В связи с тем, что все базовые параметры уравнений (длина резонатора, геометрические размеры слэба, сечения всех переходов, времена жизни уровней и т.д.) фактически заданы либо условиями эксперимента, либо известны из публикаций [10, 27], можно сразу рассчитать характеристики лазерных импульсов в режиме ПМД. Сопоставление с экспериментом показало, что если за ненасыщенное поглощение НП принять величину $\sigma_{sa}nL_{sa} = 2.2\%$, полученную из спектральных измерений, то для обоих типов резонатора (А, Б) расчетные длительности световых импульсов и частоты их следования будут занижены примерно в два раза в сравнении с экспериментом, тогда как энергия импульса будет во столько же раз завышена. Это обстоятельство можно объяснить, приняв во внимание то, что определяемая по спектральным измерениям величина потерь в пассивном модуляторе добротности складывается как из ненасыщенного поглощения на ионах Cr^{2+} , так и из рассеяния на дефектах кристалла и других неоднородностях, включая дефекты обработки поверхностей. С учетом этого величина ненасыщенного поглощения $\sigma_{sa}nL_{sa}$ кристалла $Cr^{2+}:ZnSe$ варьировалась в интервале 1.0%–2.0%, и наилучшее совпадение энергий импульсов и частот их следования с экспериментальными

Табл.1. Расчетные и экспериментальные результаты для резонаторов А и Б в квазинепрерывном режиме накачки (средняя мощность 2.1 Вт, пиковая мощность 15 Вт); $\sigma_{sa}nL_{sa} = 1.35\%$.

Тип резонатора	L (мм)	Энергия импульса (мДж)		Длительность импульса (нс)		Частота следования импульсов (кГц)	
		Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет
А ($T_{oc} = 17\%$)	7.0	0.30	0.30	7.0	8.3	7.0*	6.9*
Б ($T_{oc} = 19\%$)	31.0	0.30	0.30	35	42	6.3*	6.25*

* – за время действия накачки.

значениями было получено для $\sigma_{sa}nL_{sa} = 1.35\%$, т. е. остаточные потери в насыщающемся поглотителе составили 0.85% (табл.1).

Несколько меньшие потери (0.79%) получаются из условия равенства экспериментальных и расчетных длительностей импульсов генерации, при этом энергия и частота их следования отличаются от экспериментально полученных на 15%. В целом, согласно представленным данным, система скоростных уравнений (1)–(3) позволяет достаточно точно описать кинетику формирования и основные параметры лазерных импульсов. Небольшое расхождение, 10%–15%, экспериментальных и расчетных данных связано, по всей вероятности, с упрощающим приближением однородного распределения интенсивности по сечению лазерного пучка. Учет реального профиля светового поля в резонаторе даст возможность более точного описания как процесса формирования лазерного импульса, так и его характеристик.

4. Заключение

В настоящей работе продемонстрирована рекордно высокая дифференциальная эффективность генерации (31%) тулиевого слэб-лазера 5%Tm:KLuW в условиях пассивной модуляции добротности насыщающимся поглотителем $Cr^{2+}:ZnSe$. Реализован режим мультиваттной генерации с полной оптической эффективностью $\sim 15\%$ от поглощенной мощности накачки и энергией импульса 0.3 мДж. Выходная мощность и эффективность ПМД генерации для непрерывного режима накачки могут быть значительно увеличены при оптимизации параметров насыщающегося поглотителя и соответствующей коррективке термических линз, формирующихся в активном элементе и кристалле $Cr^{2+}:ZnSe$.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы Президиума РАН «Фундаментальные основы прорывных технологий двойного назначения в интересах национальной безопасности», проект 0307-2014-0029, и гранта РФФИ № 16-52-00040.

- Gibert F., Flamant P.H., Bruneau D. *Appl. Opt.*, **45**, 4448 (2006).
- Michalska M., Brojek W., Rybak Z. *Laser Phys. Lett.*, **13**, 115101 (2016).
- Haakestad M.W., Fonnum H., Lippert E. *Opt. Express*, **22**, 8556 (2014).
- Антипов О.Л., Головкин С.Ю., Горшков О.Н. *Квантовая электроника*, **41**, 846 (2011) [*Quantum Electron.*, **41**, 846 (2011)].
- Strauss H. J., Esser M. J. D., King G., Maweza L. *Opt. Mater. Express*, **2**, 1165 (2012).
- Loiko P., Serres J.M., Mateos X., Yumashev K.V., Yasukevich A., Petrov V., Griebner U., Aguilo M., Dias F. *Opt. Lett.*, **22**, 5220 (2015).
- Rustad G., Stenersen K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**, 1645 (1996).
- Silvestre O., Pujol M.C., Rico M., Guell F., Aguilo M., Diaz F. *Appl. Phys. B*, **87**, 707 (2007).
- Ватник С.М., Ведин И.А., Курбатов П.Ф., Павлюк А.А. *Квантовая электроника*, **44**, 989 (2014) [*Quantum Electron.*, **44**, 989 (2014)].
- Mateos X., Petrov V., Liu J., Pujol M.C., Griebner U., Aguilo M., Diaz F., Galan M., Viera G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **42**, 1008, (2006).
- Silvestre O., Pujol M.C., Aguilo M., Diaz F., Mateos X., Petrov V., Griebner U. *IEEE J. Quantum Electron.*, **43**, 257 (2007).
- Tsai T.-Y., Birnbaum M. *Appl. Opt.*, **40**, 6633 (2001).
- Lin Jin, Pian Liu, Xuan Liu, Haitao Huang, Weichao Yao, Deyuan Shen. *Opt. Commun.*, **372**, 241 (2016).
- Yu H., Petrov V., Griebner U., Parisi D., Veronesi S., Tonelli M. *Opt. Lett.*, **37**, 2544 (2012).
- Payne S.A., Chase L.L., Smith L.K., Kway W.L., Krupke W.F. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 2619 (1992).
- Rustad G., Stenersen K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**, 1645 (1996).
- Vatnik S.M., Vedin I.A., Pavlyuk A.A. *Laser Phys. Lett.*, **9**, 765 (2012).
- Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Подмарьков Ю.П., Фролов М.П. *Квантовая электроника*, **33**, 408 (2003) [*Quantum Electron.*, **33**, 408 (2003)].
- Korostelin Y.V., Kozlovsky V.I. *Phys. Stat. Sol. B*, **229**, 5 (2002).
- Harris R.J., Johnston G.T., Kepple G.A., Krok P.C., Mukai H. *Appl. Opt.*, **16**, 436 (1977).
- Loiko P.A., Vatnik S.M., Vedin I.A., Pavlyuk A.A., Yumashev K.V., Kuleshov N.V. *Laser Phys. Lett.*, **10**, 125005 (2013).
- Vatnik S.M. *Opt. Commun.*, **197**, 375 (2001).
- Vatnik S.M., El-Agmy R., Graf Th. *J. Modern Opt.*, **49**, 2059 (2002).
- Анохов С.П., Марусий Т.Я., Соскин М.С. *Перестраиваемые лазеры* (М.: Радио и связь, 1982).
- Tsai T.-Y., Birnbaum M. *Appl. Opt.*, **40**, 6633 (2001).
- Serres Y.M., Loiko P.A., Mateos X., Jambunathan V., Yasukevich A.S., Yumashev K.V., Petrov V., Griebner U., Aguilo M., Diaz F. *Appl. Opt.*, **55**, 3757 (2016).
- Petrov V., Pujol M.-C., Mateos X., Silvestre O., Rivier S., Aguilo M., Sole R.-M., Liu J., Griebner U., Diaz F. *Laser Photon. Rev.*, **1**, 179 (2007).