

# Лазерные и термооптические характеристики квантрона на основе тонкого пластинчатого Yb:YAG-элемента

А.В.Старобор, И.И.Кузнецов, И.Б.Мухин, О.В.Палашов

*Экспериментально исследованы усиление и термонаведенные фазовые искажения излучения в квантроне с активным элементом в форме тонкой пластины из Yb:YAG при непрерывной накачке. Исследованы также генерационные характеристики излучателя, созданного с использованием квантрона. Получено лазерное излучение со средней мощностью 32 Вт и дифференциальной эффективностью по мощности поглощенного излучения накачки  $\eta = 68\%$ .*

**Ключевые слова:** пластинчатый активный элемент, Yb:YAG, тепловые эффекты, тепловая линза, высокая средняя мощность.

## 1. Введение

Твердотельные лазеры с диодной накачкой на основе пластин из Yb:YAG весьма перспективны для использования в различных технологиях. Во многих отраслях науки и техники востребованы компактные мощные источники лазерного излучения. Среди квантронов лазеров со средней мощностью десятки и сотни ватт, которые находят наиболее широкое практическое применение, можно выделить несколько активно развиваемых в последнее время типов квантронов, различающихся геометриями активного элемента (АЭ): тонкие стержни, тонкие диски и тонкие пластины (так называемые слэбы).

В квантронах с АЭ на основе тонкого стержня из Yb:YAG в настоящее время могут быть получены коэффициенты усиления более 100 при использовании простой двухпроходной оптической схемы [1] и энергии импульса до 2.5 мДж [2, 3]. Однако дальнейшее масштабирование усиления и энергии импульса усилителей на тонких стержнях ограничено порогом пробоя. Геометрия тонкого диска является легко масштабируемой и наиболее подходящей для генерации коротких импульсов. При этом малые коэффициенты поглощения излучения накачки и усиления заставляют строить сравнительно сложные многопроходные схемы [4, 5]. На сегодняшний день киловаттный уровень средней выходной мощности достигнут для однодискковых лазеров с близким к дифракционному качеством пучка [4, 5].

Активный элемент в виде тонкой пластины, аналогично АЭ в виде тонкого стержня, является промежуточным между АЭ волоконных и классических твердотельных лазеров. Тонкие пластины характеризуются большим отношением площади охлаждения к объему АЭ и при толщине менее 1 мм обеспечивают близкий к одномерному градиент температуры, что уменьшает паразитные теп-

ловые эффекты [6, 7]. В отличие от АЭ в виде тонкого стержня [8], пластинчатые АЭ допускают масштабирование за счет увеличения поперечных размеров, в результате чего может быть достигнута значительно большая мощность [9].

Тонкие пластины, с одной стороны, позволяют получить высокий коэффициент усиления и, следовательно, реализовать простые оптические схемы усилителей, а с другой стороны, допускают масштабирование размеров. Благодаря большому объему активной среды и схеме охлаждения, с помощью которой можно значительно уменьшить термонаведенные эффекты, такие как тепловая линза [10, 11], АЭ в виде тонкой пластины дает возможность получить большую мощность излучения. К настоящему времени реализовано много конструкций лазеров с пластинчатым АЭ с различными вариантами теплоотвода, накачки и распространения лазерного излучения. Накачка пластинчатых АЭ может проводиться как в продольном [12–14], так и в поперечном [15–17] направлении, в том числе с использованием зигзагообразных перепотражений от границ АЭ [17, 18]. Теплоотвод в основном осуществляется путем присоединения пластинчатого АЭ к охлаждаемой медной пластине с помощью пайки [19, 20] или механического контакта [12, 21].

Нами предложено использовать в качестве АЭ сэндвич-структуры на основе тонких пластин из Yb:YAG с теплоотводами из карбида кремния, непосредственно охлаждаемыми водой. Применялась схема продольной накачки излучением, распространяющимся вдоль АЭ без перепотражений, поскольку именно такая схема позволяет получить лучшее перекрытие усиливаемого излучения и области накачки. В рамках настоящей работы проведено экспериментальное исследование усиления и термонаведенных фазовых искажений излучения в квантроне на основе разработанного АЭ, а также исследованы генерационные характеристики излучателя, созданного с использованием квантрона.

## 2. Схема квантрона

Активный элемент представляет собой пластину из кристаллического YAG, легированного ионами Yb (2%), с размером  $1 \times 6$  мм в поперечном направлении и длиной

А.В.Старобор, И.И.Кузнецов, И.Б.Мухин, О.В.Палашов. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: astarobor@mail.ru

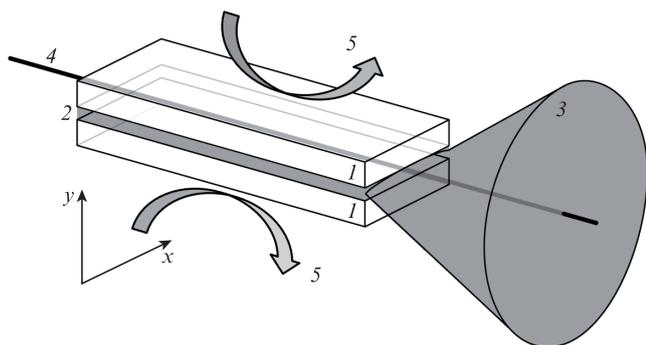


Рис.1. Схема сэндвич-структуры: 1 – пластины из карбида кремния; 2 – пластина из Yb:YAG; 3 – пучок излучения диодной накачки; 4 – пучок лазерного излучения; 5 – направления отвода тепла.

11 мм. С двух сторон к АЭ с помощью УФ-отверждаемого полимерного клея присоединены пластины из карбида кремния SiC размером  $2.5 \times 6 \times 11$  мм, играющие роль теплоотвода. Накачка и генерация осуществляются через оптические поверхности торцов, на которые нанесены просветляющие покрытия для излучения с длинами волн 969 и 1030 нм. Сэндвич-структура непосредственно охлаждается потоком воды с обеих сторон. Ее схема приведена на рис.1.

Использовалась диодная накачка на длине волны 969 нм с максимальной мощностью  $P_{\max} = 240$  Вт и волоконным выходом. Диаметр сердцевины волокна составлял 200 мкм, на конце волокна был установлен асферический коллиматор с фокусным расстоянием  $f = 3$  см. Далее излучение переносилось на оптическую поверхность АЭ с помощью системы линз 2 (рис.2), которая содержала либо одну сферическую линзу с  $f = 10$  см для получения пятна излучения накачки диаметром 0.6 мм, либо две цилиндрические линзы, расположенные конфокально в сагиттальной ( $f = 20$  см) и меридиональной ( $f = 75$  мм) плоскостях для получения эллиптического пучка накачки с длинами главных осей 1.3 и 0.5 мм, либо комбинацию сферической ( $f = 20$  см) и цилиндрической ( $f = 20$  см) линз для получения эллиптического пучка накачки с длинами главных осей 3.5 и 0.5 мм. Использовался один проход излучения накачки, во время которого поглощалось  $\sim 68\%$  излучения для всех профилей распределения интенсивности излучения накачки. В отличие от геометрии зигзаг [19], излучение накачки и лазерное излучение распространяются прямолинейно (как в традиционных твердотельных АЭ), не претерпевая внутренних отражений от боковых поверхностей и позволяя тем самым обеспечивать их хорошее пространственное совмещение [9].

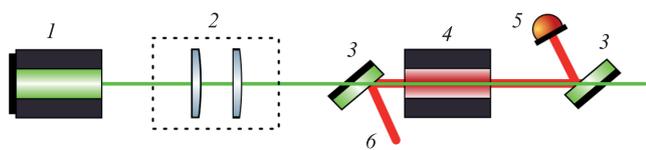


Рис.2. Схема ввода излучения накачки и измерения коэффициента усиления:

1 – коллиматор волоконного выхода излучения накачки; 2 – система линз; 3 – дихроичные зеркала; 4 – квантрон; 5 – фотодиод; 6 – пучок пробного излучения.

### 3. Экспериментальные результаты

Коэффициент усиления слабого сигнала  $G$  за один проход через АЭ при непрерывной накачке с пятном излучения размером  $1.3 \times 0.5$  мм был измерен методом пробного пучка (рис.2). Для ввода пробного излучения использовалось дихроичное зеркало 3 (рис.2), прозрачное на длине волны 969 нм и имеющее коэффициент отражения  $R = 99.5\%$  на длине волны 1030 нм, которое было установлено непосредственно перед излучателем. Пробный пучок модулировался оптомеханическим модулятором с периодом модуляции  $\sim 20$  мс. Размер пучка превышал размер АЭ. Перед фотодиодом 5 (ФД-24), регистрировавшим излучение, размещалась диафрагма диаметром 1 мм, позволяющая отсеять неусиливаемую часть пробного пучка. При этом измерялся максимальный коэффициент усиления, соответствующий максимальной инверсии населенности и, следовательно, максимальной плотности мощности поглощенного излучения накачки. Положение диафрагмы подбиралось по максимуму усиленного сигнала. Коэффициент усиления измерялся при непрерывной накачке после установления в системе теплового стационарного состояния. Время выхода на стационарное состояние не превышало 30 с и определялось расходом и температурой охлаждающей воды. Результаты измерения зависимости коэффициента усиления  $G$  от плотности мощности поглощенного излучения накачки представлены на рис.3.

При доступной мощности накачки получен максимальный коэффициент усиления  $G = 7$ . Отсутствие загиба зависимости в верхней части рис.3 позволяет надеяться на то, что при увеличении плотности мощности излучения накачки будет достигаться большее усиление.

Термонаведенные фазовые искажения излучения в разработанном квантроне были измерены методом фазово-сдвиговой интерферометрии. Для этого квантрон помещался в одно из плеч интерферометра Майкельсона. Измерялись набеги фазы излучения в плече интерферометра при включенной и выключенной накачке. Термонаведенные фазовые искажения, представляющие собой разность этих двух набегов фаз, аппроксимировались параболой, по параметрам которой вычислялось фокусное расстояние тепловой линзы.

На рис.4 представлены зависимости оптических сил возникающих вдоль осей  $x$  и  $y$  (рис.1) компонент тепловой линзы  $D_x$  и  $D_y$  от мощности поглощенного излучения

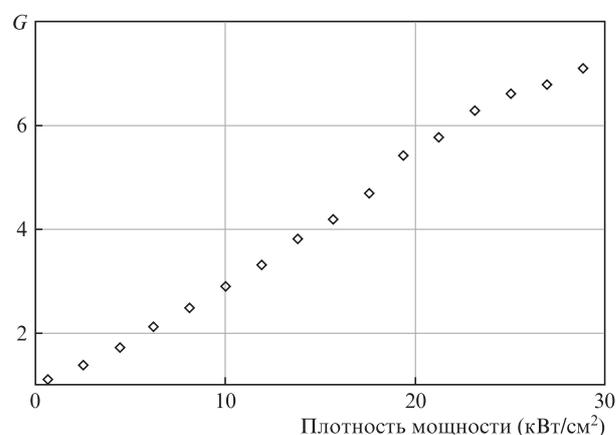


Рис.3. Зависимость коэффициента усиления слабого сигнала от плотности мощности поглощенного излучения накачки.

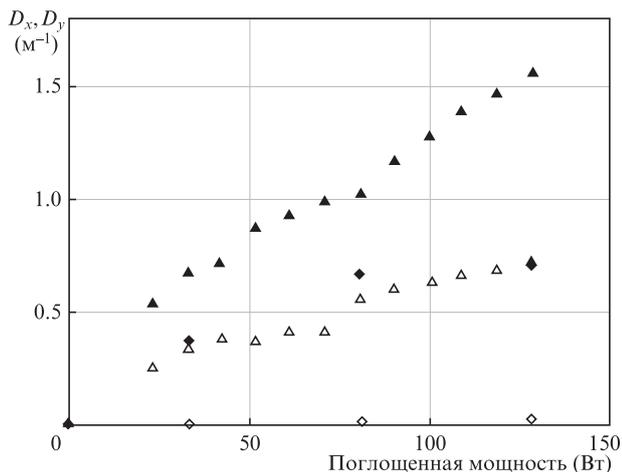


Рис.4. Зависимости мощности поглощенного излучения накачки от оптических сил тепловой линзы  $D_x$  (светлые точки) и  $D_y$  (черные точки) для круглого пятна излучения накачки диаметром 0.6 мм (треугольники) и эллиптического пятна размером  $3.5 \times 0.5$  мм (ромбы).

накачки для круглого пятна накачки диаметром 0.6 мм и эллиптического пятна размером  $3.5 \times 0.5$  мм.

При круглом пятне накачки величина  $D_y$  значительно (более чем в два раза) больше  $D_x$ . При увеличении размера пятна излучения накачки до 3.5 мм, различие только увеличивается за счет уменьшения поперечного градиента температуры, и фактически тепловая линза вдоль оси  $x$  исчезает.

Для верификации полученных данных была построена упрощенная численная модель, позволяющая рассчитать тепловую линзу для пластинчатого АЭ. Основная, не зависящая от поляризации падающего излучения часть набега фазы  $\delta(x, y)$ , обусловленная неоднородным нагревом АЭ, может быть вычислена по формуле [22, 23]

$$\begin{aligned} \delta(x, y) = & \left. \frac{dn}{dT} \right|_{\epsilon = \text{const}} \langle T(x, y, z) - T_0 \rangle \\ & + \sum_{j=x,y,z} \left. \frac{dn}{d\epsilon_j} \right|_{T = \text{const}} \langle \epsilon_j(x, y, z) \rangle \\ & + (n-1)(1 + \nu)\alpha_T \langle T(x, y, z) - T_0 \rangle + \text{const}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $n$  – показатель преломления;  $\epsilon$  – деформация;  $\alpha_T$  – коэффициент температурного расширения;  $\nu$  – коэффициент Пуассона; угловые скобки означают интегрирование по длине элемента  $L$ :

$$\langle \dots \rangle = \int_0^L \dots dz.$$

В приближении плоских напряжений и при условии, что распространение излучения по длине кристалла может быть описано законами геометрической оптики, набег фазы, как показано в [22, 23], можно представить в виде

$$\delta(x, y) = P \langle T(x, y, z) - T_0 \rangle, \quad (2)$$

где  $P$  – термооптическая постоянная, отвечающая за термолинзу [23]. Для кристалла  $\text{Yb:YAG}$  основной вклад в термолинзу вносит температурная зависимость показателя преломления. Для тепловой линзы полагаем, что

$$P \approx \frac{dn}{dT}. \quad (3)$$

Нагрев образца до температуры  $T(x, y, z)$  может быть рассчитан из уравнения Пуассона

$$\Delta_{\perp} T + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = - \frac{q(x, y, z)}{\kappa}, \quad (4)$$

где  $\kappa$  – коэффициент теплопроводности;  $q$  – плотность мощности тепловыделения. Будем считать, что в поперечном направлении профиль мощности тепловыделения повторяет профиль интенсивности излучения накачки, а мощность тепловыделения пропорциональна мощности излучения накачки.

Усредняя уравнение (4) по  $z$  и переходя к зависимости тепловыделения от поперечных координат  $x, y$ , получаем

$$\Delta_{\perp} \langle T \rangle = - \frac{P_{\text{heat}}(x, y)}{\kappa}, \quad (5)$$

где  $P_{\text{heat}}(x, y)$  – мощность тепловыделения. Далее численно решалось линейное уравнение Пуассона (5) с граничными условиями, соответствующими теплоизолированным оптическим и боковым поверхностям АЭ. Теплоотвод с поверхности, граничащих с пластиной SiC, считался идеальным, с заданной температурой по всей границе. В расчете поперечный размер АЭ составлял  $1 \times 6$  мм, пятно излучения накачки представляло собой эллипс размером от  $0.5 \times 0.5$  мм до  $0.5 \times 6$  мм (варьировался поперечный размер). После чего вычислялась оптическая сила тепловой линзы  $D$ , возникающей в образце. Результаты расчета на-

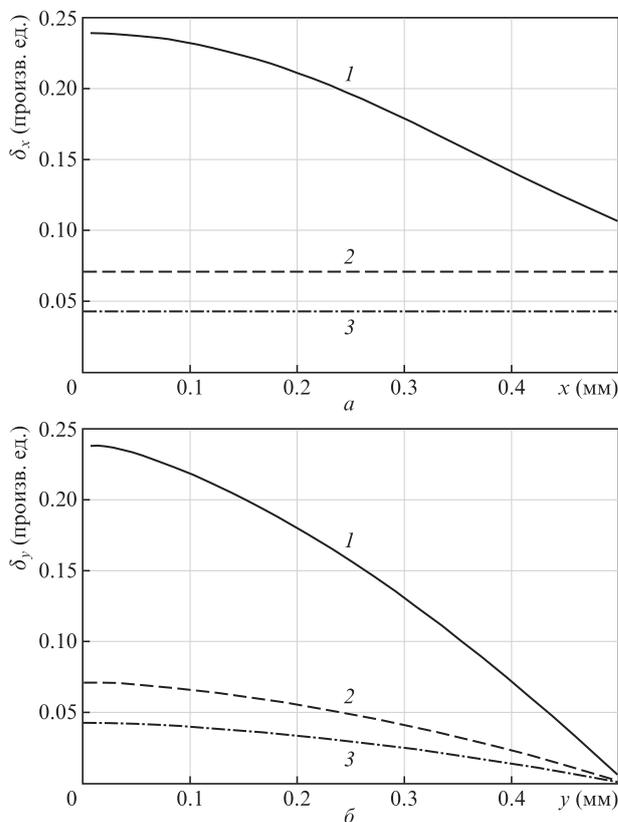


Рис.5. Расчетные профили термонаведенных фаз вдоль осей  $x$  (а) и  $y$  (б) для пучков с одинаковой мощностью и размерами по оси  $x$ , равными 0.5 (1), 3.6 (2) и 6 мм (3).

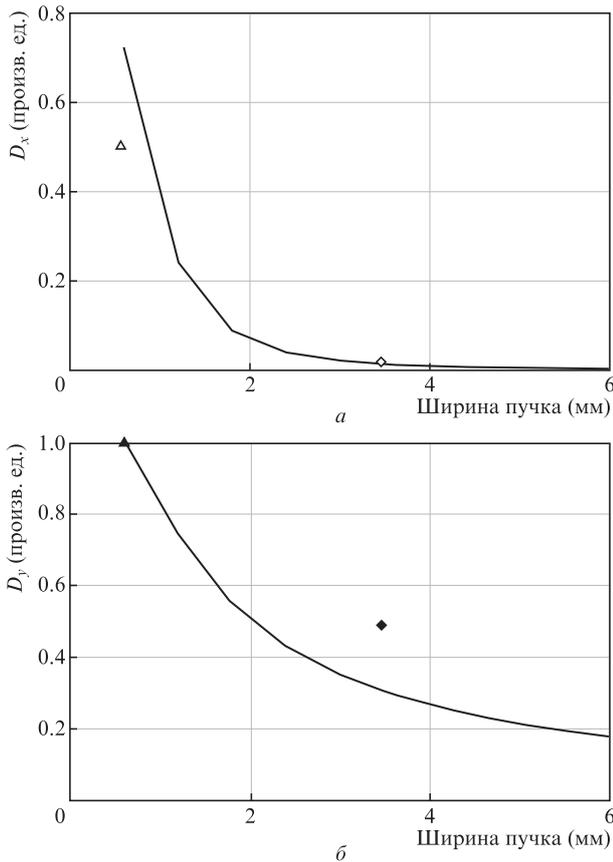


Рис.6. Расчетные зависимости оптических сил тепловой линзы  $D_x$  (а) и  $D_y$  (б) от ширины пучка при одинаковой мощности излучения накачки. Точки – экспериментально полученные значения  $D_x$  и  $D_y$  для круглого пятна излучения накачки диаметром 0.6 мм (треугольники) и эллиптического пятна размером  $3.5 \times 0.5$  мм (ромбы).

бега фазы и оптических сил тепловой линзы  $D_x$  и  $D_y$  приведены на рис.5 и 6. На рис.6 также нанесены экспериментальные данные, полученные по наклонам измеренных зависимостей сил тепловой линзы от мощности поглощенного излучения накачки.

Для круглого пучка величина  $D_x$  примерно на 30% меньше, чем  $D_y$ , что качественно согласуется с экспериментальными результатами (наблюдалось уменьшение на 50%). Оптическая сила  $D_x$  уменьшается на порядок при увеличении ширины пятна излучения накачки до 3 мм, тогда как  $D_y$  уменьшается всего примерно в три раза, что также находится в согласии с результатами эксперимента. Расчеты показывают, что резкое уменьшение  $D_x$  имеет место даже в случае сохранения плотности мощности излучения накачки при увеличении ширины его пятна.

На основе разработанного квантрона был создан высокоэффективный непрерывный лазер, работающий в многомодовом режиме. Использовался простейший резонатор, образованный двумя плоскими зеркалами, находящимися на расстоянии 47 мм друг от друга (рис.7).

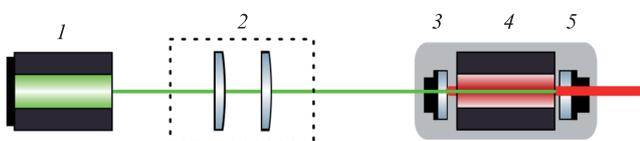


Рис.7. Схема лазера: 1 – коллиматор волоконного выхода излучения накачки; 2 – система линз; 3 – дихроичное зеркало; 4 – квантрон; 5 – выходное зеркало.

Зависимости выходной мощности лазера от мощности поглощенного излучения накачки представлены на рис.8 для круглого пятна излучения накачки диаметром 0.6 мм и эллиптического пятна с размерами  $3.5 \times 0.5$  мм и  $1.3 \times 0.5$  мм при различных коэффициентах пропускания выходного зеркала.

Дифференциальная эффективность лазера  $\eta$  определялась как производная мощности лазерного излучения по мощности поглощенного излучения накачки. При круглом пучке накачки для выходных зеркал с коэффициентом пропускания 10% и 20% дифференциальная эффективность практически одинакова:  $\eta = 45\%$  и  $48\%$  соответственно. При увеличении размера эллиптического пятна излучения накачки до  $3.5 \times 0.5$  мм наиболее эффективным

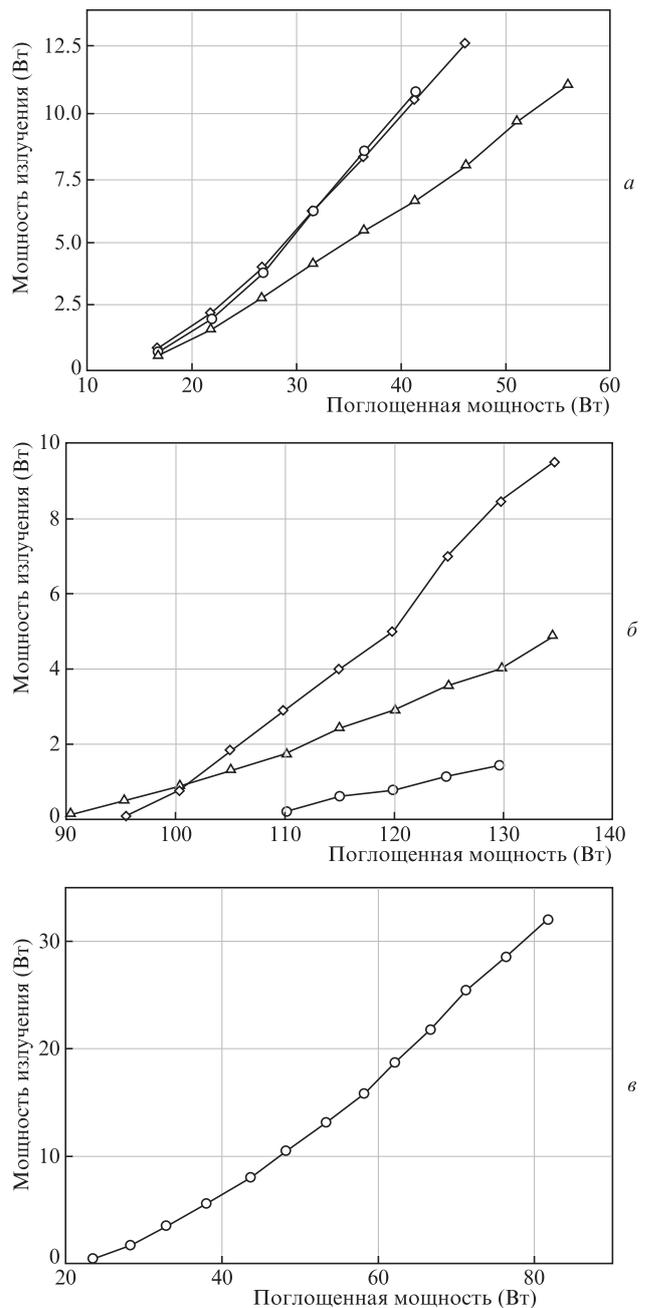


Рис.8. Зависимости мощности лазерного излучения от мощности поглощенного излучения накачки при пропускании выходного зеркала 5% (треугольники), 10% (ромбы) и 20% (круги) для круглого пятна излучения накачки диаметром 0.6 мм (а) и эллиптического пятна с размерами  $3.5 \times 0.5$  мм (б) и  $1.3 \times 0.5$  мм (в).

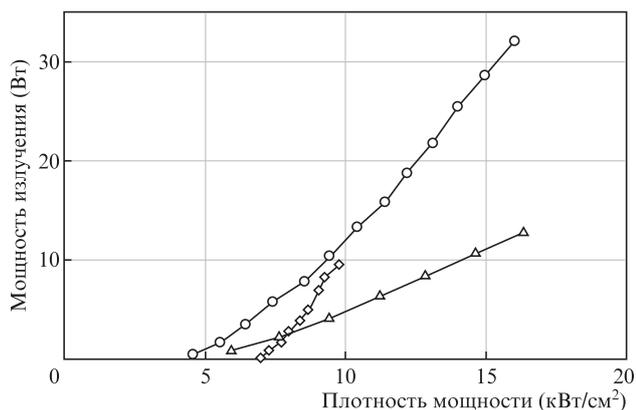


Рис.9. Зависимости мощности лазерного излучения от плотности мощности поглощенного излучения накачки при оптимальном пропускании выходного зеркала для круглого пятна излучения накачки диаметром 0.6 мм (треугольники) и эллиптического пятна с размерами  $3.5 \times 0.5$  мм (ромбы) и  $1.3 \times 0.5$  мм (круги).

становится зеркало с коэффициентом пропускания 10%, при этом дифференциальная эффективность уменьшается до  $\eta = 27\%$ .

На рис.9 приведены зависимости мощности лазерного излучения от плотности мощности поглощенного излучения накачки для пучков с различной эллиптичностью и различных выходных зеркал с наиболее оптимальными коэффициентами пропускания в каждом случае.

Анализ зависимостей на рис.9 показывает, что наиболее эффективным по плотности мощности поглощенного излучения накачки является использование пятна накачки размером  $3.5 \times 0.5$  мм, что связано, скорее всего, с уменьшением силы тепловой линзы.

При накачке с пятном излучения размером  $1.3 \times 0.5$  мм удалось достичь средней мощности выходного излучения 32 Вт при  $\eta = 68\%$  и мощности поглощенного излучения накачки 82 Вт (рис.8,б). На сегодняшний день мощность лазерного излучения ограничивается только мощностью излучения накачки.

#### 4. Заключение

Разработан квантрон на основе тонкой пластины из  $\text{Yb:YAG}$ . Достигнут коэффициент усиления по слабому сигналу  $G = 7$  при непрерывной накачке после прихода системы в стационарное тепловое состояние. На основе данного квантрона создан непрерывный лазер со средней выходной мощностью 32 Вт при дифференциальной эф-

фективности  $\eta = 68\%$ . Проведено экспериментальное исследование термонаведенных фазовых искажений в квантлоне. Показано наличие сильного астигматизма тепловой линзы. Тем не менее разработанный квантрон может быть успешно использован при создании непрерывных и импульсно-периодических лазеров с высокой средней мощностью и различными параметрами выходного излучения.

Большое усиление и возможность масштабирования размеров АЭ и, соответственно, запасенной энергии делают его особенно привлекательным для использования в импульсных лазерных усилителях с мощной диодной накачкой, работающих при высокой частоте следования импульсов (более 1 кГц) и высоких средней и пиковой выходных мощностях.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (уникальный идентификатор RFMEFI60718X 0201).

- Zaouter Y. et al. *Proc. Opt. InfoBase Conf. Pap.* (Baltimore, USA, 2011, pp 3,4).
- Délen X. et al. *Opt. Lett.*, **38** (2), 109 (2013).
- Kuznetsov I. et al. *Opt. Lett.*, **43** (16), 3941 (2018).
- Nubbemeyer T. et al. *Opt. Lett.*, **42** (7), 1381 (2017).
- Schad S.-S. et al. *Proc. Conf. Solid State Lasers XXIII: Technol. Devices* (San Francisco, USA, 2014, Vol. 8959, p. 89590U).
- Eggleston J. et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **20** (3), 289 (1984).
- Kane T., Eggleston J., Byer R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **21** (8), 1195 (1985).
- Kuznetsov I., Mukhin I., Palashov O. *Proc. 2014 Int. Conf. Laser Optics* (St. Petersburg, Russia, 2014, p. 1).
- Thomson I.J. et al. *Proc. Conf. Solid State Lasers XIX: Technol. Devices* (San Francisco, USA, 2010, Vol. 7578, p. 75780K).
- Russbueltdt P. et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **21** (1), 447 (2015).
- Russbueltdt P., Mans T., Rotarius G., Weitenberg J., Hoffmann H.D., Poprawe R. *Opt. Express*, **17**, 12230 (2009).
- Ganija M. et al. *Opt. Express*, **21** (6), 6973 (2013).
- Dergachev A. et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **13** (3), 647 (2007).
- Liu J. et al. *Front. Optoelectron.*, **10** (1), 51 (2017).
- Liu Q. et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **24** (9), 2081 (2007).
- Chen Y.-Z.Z. et al. *Chinese Phys. Lett.*, **28** (9), 094208 (2011).
- Гречин С.Г., Николаев П.П. *Квантовая электроника*, **39** (1), 1 (2009) [*Quantum Electron.*, **39** (1), 1 (2009)].
- Gong M. et al. *Appl. Phys. B*, **79** (3), 265 (2004).
- Liu F. et al. *Sci. Rep.*, **7** (1), 16699 (2017).
- Russbueltdt P. et al. *Opt. Express*, **17** (15), 12230 (2009).
- Šulc J. et al. *Proc. Conf. High-Power, High-Energy, High-Intensity Laser Technol. III* (Prague, Czech, 2017, Vol. 10238, p. 1023815).
- Chénais S. et al. *Prog. Quantum Electron.*, **30** (4), 89 (2006).
- Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. *Термооптика твердотельных лазеров* (Л.: Машиностроение, 1986).