

Высокоэффективный компактный $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$ -лазер на длине волны 1.064 мкм, работающий в непрерывном и импульсном режимах, с диодной накачкой и модуляцией добротности акустооптическим затвором

В.В.Безотосный, Н.Ф.Глущенко, И.Д.Залевский, Ю.М.Попов, В.П.Семенов, Е.А.Чешев

Рассматриваются преимущества использования лазерных диодов высокой яркости для накачки твердотельных $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$ -лазеров малой и средней мощности и возникающие при этом ограничения. Анализируется опыт конструирования непрерывного и импульсного, с модуляцией добротности акустооптической ячейкой, твердотельных лазеров, обсуждаются их возможные практические применения. Эффективность непрерывного лазера составила 50 %.

Ключевые слова: твердотельный лазер, диодная накачка.

Использование непрерывных лазерных диодов (ЛД) с выходной мощностью до нескольких ватт в качестве источников накачки твердотельных лазеров представляет значительный интерес, т. к. позволяет реализовать относительно простые, а следовательно, и относительно недорогие высокоэффективные схемы твердотельных лазеров, находящихся широкое практическое применение благодаря их компактности и высокому КПД [1]. Если источниками накачки служат мощные и долговечные ЛД высокой яркости (мощностью до 4 Вт при ширине плоского контакта 200 мкм), эффективность преобразования излучения накачки в излучение твердотельного лазера, а также его полный КПД значительно повышаются.

Необходимо отметить, что применение ЛД высокой мощности и яркости приводит к повышению тепловой нагрузки на активный элемент твердотельного лазера, что, в свою очередь, требует более тщательного учёта тепловых характеристик, в частности термооптических искажений активной среды [2]. Настоящая работа, в основном, посвящена рассмотрению особенностей работы лазера в режиме модуляции добротности в сравнении с непрерывным режимом при лазерной диодной накачке.

Рассмотрение ограничено торцевой (продольной) схемой накачки активного элемента в виде круглого стержня как наиболее эффективной для лазеров малой и средней мощности (схема резонатора импульсного лазера приведена на рис.1). Исследования выполнены примени-

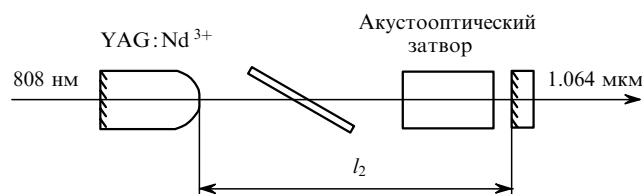


Рис.1. Схема резонатора импульсного лазера (l_2 – длина правого плеча резонатора).

тельно к активной среде на гранате с неодимом ($\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$), накачиваемой на уровень ${}^4F_{5/2}$.

При построении высокоэффективного лазера с диодной накачкой спектр излучения ЛД должен точно согласовываться с полосой поглощения активной среды, а пространственные характеристики излучения накачки – с пространственными характеристиками моды резонатора твердотельного лазера.

Совмещение максимума огибающей спектра излучения ЛД с наиболее интенсивной полосой поглощения (808 нм) в спектре поглощения иона Nd осуществлялось с помощью изменения рабочей температуры ЛД, для чего использовался термоэлектрический модуль на эффекте Пельтье. Необходимая точность поддержания температуры ЛД (0.2°C) определялась шириной спектра поглощения иона Nd (1 нм) и коэффициентом температурной перестройки спектра излучения (0.3 нм/К для лазеров на основе гетероструктур AlGaAs /GaAs).

К наиболее важным особенностям торцевой накачки можно отнести значительную продольную неоднородность поглощаемой мощности и соответственно источников тепловыделения в активном элементе. В случае непрерывных лазеров поглощаемая мощность распределена в продольном направлении активного элемента согласно закону Бугера с коэффициентом поглощения α . Активные элементы в виде круглых стержней обычно охлаждаются по боковой поверхности, и при торцевой накачке в таких элементах возникает как продольное, так и

В.В.Безотосный, Ю.М.Попов, Е.А.Чешев. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: cheshev_e2003@mail.ru

Н.Ф.Глущенко. ФГУП «НИИ прецизионного приборостроения», Россия, 111250 Москва, ул. Авиамоторная, 53

И.Д.Залевский. ФГУП «НИИ "Полос" им. М.Ф.Степанаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3

В.П.Семенов. ФГУП «Государственный Рязанский приборный завод», Россия, 390000 Рязань, ул. Каляева, 8

Поступила в редакцию 22 февраля 2005 г., после доработки – 28 апреля 2005 г.

поперечное распределение температуры. Температурное поле активного элемента в нашем случае описывалось двумерным стационарным уравнением теплопроводности с граничными условиями 4-го рода на боковой поверхности [3]. Его решение получено в виде ряда Фурье – Бесселя.

На рис.2 представлен пример расчета поперечного распределения температуры в зоне накачки ($r < 0.15$ мм) у торцевой поверхности, а также в среднем сечении активного элемента. Продольное распределение температуры отличается неоднородностью: у торца со стороны ввода излучения накачки имеет место значительный нагрев активной среды. При мощности накачки 4 Вт и диаметре зоны накачки 0.3 мм температура активной области выше температуры боковой поверхности на 28 К. С ростом мощности накачки до 10 Вт это превышение достигает 70 К и сопровождается некоторым снижением эффективности генерации.

Градиент температурного поля в поперечном направлении, в свою очередь, определяет оптическую силу наведенных термооптических искажений. При торцевой накачке имеется неоднородное продольное распределение термооптических искажений, близкое к экспоненциальному и сосредоточенное в зоне $0 < z < 1/\alpha$. Это позволяет при расчетах резонатора лазера заменить распределенную тепловую линзу сосредоточенной, расположенной на расстоянии $1/\alpha$ от торца, с оптической силой [4]

$$P_{to} = \frac{1}{f_{to}} = \frac{dn}{dT} \frac{W_p \eta_{to}}{2\pi r_p^2 \lambda},$$

где W_p – мощность накачки; f_{to} – фокусное расстояние тепловой линзы; $\eta_{to} \approx 0.24$ – коэффициент тепловыделения; $dn/dT = 9 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ – температурный коэффициент показателя преломления граната [5]; $\lambda = 0.013 \text{ Вт}\cdot\text{мм}^{-1} \times \text{K}^{-1}$ – теплопроводность граната [5]; r_p – радиус зоны накачки. В нашем случае при мощности накачки 4 Вт оптическая сила тепловой линзы составила 4.75 м^{-1} .

Модель сосредоточенной тепловой линзы использовалась при расчете резонатора методами матричной оптики в геометрическом приближении. Учитывались как плоские, так и сферические поверхности выходного зеркала и торцов активного элемента. На рис.3 представлены типичные зависимости радиуса основной моды в активном элементе и на выходном зеркале от длины правого плеча резонатора l_2 .

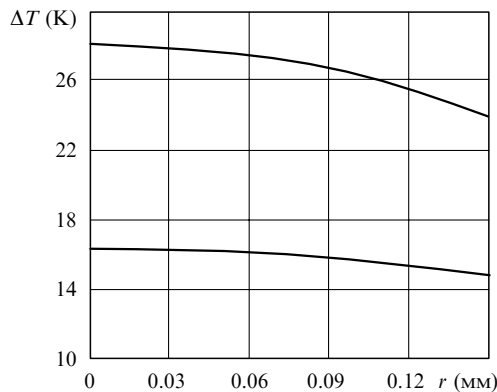


Рис.2. Поперечное распределение температуры в зоне накачки в двух сечениях активного элемента – на торце (верхняя линия) и в середине (нижняя линия).

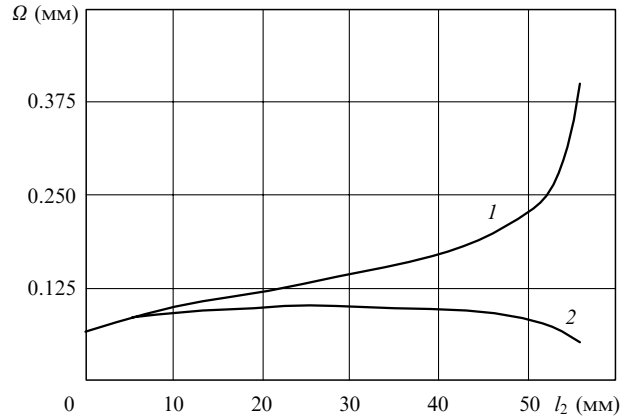


Рис.3. Зависимости радиуса основной моды Ω от длины l_2 правого плеча резонатора в активном элементе (1) и на выходном зеркале (2).

Была выбрана схема резонатора, близкого к полуконфокальному, обеспечивающая селекцию основной моды TEM_{00} и высокую эффективность лазера при малой чувствительности резонатора к изменениям мощности накачки в диапазоне 3–4 Вт. Данная схема использовалась в непрерывном лазере, а с незначительными конструктивными изменениями – в лазере с модуляцией добротности резонатора акустооптическим затвором.

В режимах с модуляцией потерь распределения мощности накачки, температурного поля и термооптических искажений становятся более равномерными, тем не менее положение распределенной тепловой линзы относительно торца активного элемента сохраняется. Поэтому выводы, полученные для непрерывного лазера, можно распространить и на лазеры с модуляцией потерь.

Как известно [6–8], энергетические характеристики слабо зависят от продольного распределения мощности накачки, и при их расчетах применяют усредненные балансные уравнения

$$\frac{d\Delta}{dt} = W_{14}(n_0 - \Delta) - J\sigma_{eff}\Delta - \frac{\Delta}{\tau},$$

$$\frac{1}{c} \frac{dJ}{dt} = J\sigma_{eff}\Delta - J(\beta_p + \beta_a),$$

позволяющие получить выражение для мощности непрерывного лазера при больших превышениях порога:

$$W_{cw} = \gamma W_p \frac{v_g}{v_p} \frac{\beta_a}{\beta_a + \beta_p}.$$

Здесь J – средняя интенсивность суммы волн в резонаторе; Δ – средняя инверсная населенность; c – скорость света в активной среде; $\sigma_{eff} = 3.3 \times 10^{-19} \text{ см}^2$ – эффективное поперечное сечение перехода в канале генерации; τ – радиационное время жизни; γ – эффективность (квантовый выход) накачки; v_g, v_p – частоты генерации и накачки; $W_{14} = \gamma W_p / (h\nu_p V_p n_0)$ – скорость накачки; V_p – объем активной (накачиваемой) среды; n_0 – концентрация ионов неодима; h – постоянная Планка; $\beta_a = \ln(1/R)/2l$; β_p – усредненный коэффициент неактивных потерь в резонаторе; l – длина активного элемента; R – коэффициент отражения выходного зеркала (второе зеркало глухое). При мощности накачки 4 Вт выходная мощность непрерывного лазера с активными элементами высокого качества достигает 1.9–2 Вт, т. е. коэффициент преобразова-

ния излучения накачки в излучение твердотельного лазера может составить 50 % .

Усредненные балансные уравнения достаточно хорошо описывают и основные характеристики лазера с затвором. Необходимо, однако, отметить, что введение в резонатор непрерывного лазера затвора и поляризатора приведет к увеличению потерь до величины β_p^* . Соответственно мощность лазера уменьшится до величины W_{cw}^* .

Из усредненных балансных уравнений можно получить также выражение для средней мощности W_m импульсного периодического лазера как функции мощности непрерывного лазера с потерями β_p^* :

$$W_m = \gamma^* W_{cw}^* \frac{\tau_r}{t_i} \left[1 - \exp \left(- \frac{t_i - t_0}{\tau_r} \right) \right],$$

где t_i – период следования импульсов; t_0 – время нахождения затвора в открытом состоянии; γ^* – эффективность (квантовый выход) накачки лазера с затвором; $\tau_r = \tau / (1 + \tau W_{14})$ – постоянная накачки.

Особенностью лазеров с модуляцией потерь является снижение эффективности накачки по мере возрастания инверсной населенности, что учитывается в приведенном выше выражении коэффициентом γ^* .

На рис.4 представлена полученная зависимость средней мощности лазера с затвором от частоты следования импульсов $F = 1/t_i$, которая хорошо согласуется с экспериментальными данными. После установки в резонатор поляризатора и затвора мощность непрерывного лазера снизилась на 10 % – 15 %. Средняя мощность лазера с затвором достигла 1.4 – 1.5 Вт. Некоторое ее снижение относительно расчетного значения 1.6 – 1.8 Вт объясняется влиянием неучтенных факторов, таких как суперлюминесценция и продольная неоднородность накачки. Кроме того, при высоких частотах следования импульсов, когда период следования много меньше времени жизни метастабильного уровня, необходимо учитывать неполное высвечивание активной среды. Для этого необходимо использовать более точные выражения, вытекающие из балансных уравнений .

График средней мощности лазера с затвором ограничен двумя асимптотами. При низких частотах, когда $F \ll 1/\tau_r$,

$$W_m = W_{cw}^* \frac{\tau_r}{t_i};$$

в случае высоких частот ($1/\tau_r < F \ll 1/t_0$)

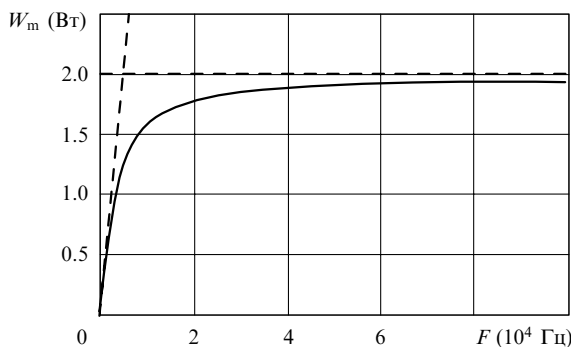


Рис.4. Зависимость средней мощности лазера с затвором от частоты следования импульсов (сплошная кривая) и ее асимптоты (штриховые линии).

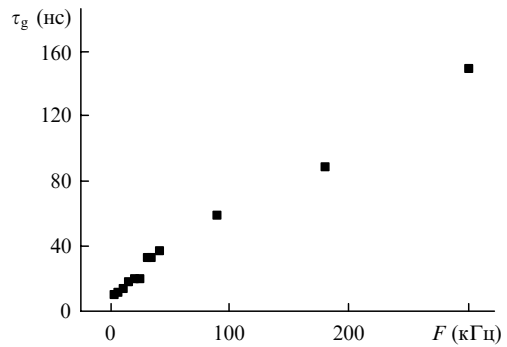


Рис.5. Зависимость длительности импульса генерации от частоты следования импульсов.

$$W_m = W_{cw}^* \left(1 - \frac{t_0}{t_i} \right).$$

Этими зависимостями можно пользоваться для вычисления средней мощности лазера с затвором в указанных диапазонах.

Длительность импульса τ_g лазера с модуляцией потерь определяется длиной резонатора и коэффициентом усиления активной среды. Увеличение частоты следования импульсов генерации приводит к уменьшению времени накопления энергии накачки и, как следствие, к уменьшению усиления в активной среде. Поэтому при увеличении F нужно ожидать увеличения длительности импульса генерации. На рис.5 приведены результаты экспериментального измерения зависимости длительности импульсов генерации лазера от частоты их следования.

Эти измерения показали, что несмотря на сравнительно медленное включение добротности акустооптическим затвором (в течение 300 нс) длительность импульса генерации может составлять единицы наносекунд (при частоте следования импульсов 1 кГц и менее $\tau_g \leq 6.5$ нс). При более высоких частотах длительность импульса растет практически линейно с частотой следования и достигает 140 нс при $F = 300$ кГц.

Характеристики разработанного нами импульсного лазера с акустооптическим затвором приведены ниже. Параметры, характеризующие непрерывный режим его работы, даны в скобках.

Фотография лазерного излучателя без блока питания

Длина волны излучения (мкм)	1.064
Модовый состав	TEM ₀₀
Диаметр пучка (мм)	~ 0.3
Расходимость излучения (мрад)	менее 5.5 (менее 5)
Поляризация линейная	не менее 100 : 1
Частота следования импульсов (кГц)	до 300
Длительность импульса (нс)	6 – 140
Выходная мощность (Вт)	до 1.5 (до 1.8)
Нестабильность (%)	1
Температура окружающей среды (°С)	10 – 40
Размеры (мм)	35 × 55 × 140
Вес (кг)	0.8

приведена на рис.6.

В заключение можно отметить, что влияние продольной неоднородности накачки проявляется, в основном, как смещение «центра тяжести» тепловой линзы. И хотя в настоящей работе исследована активная среда на гранате с неодимом, тем не менее основные результаты, в частности зависимость средней мощности лазера с затвором

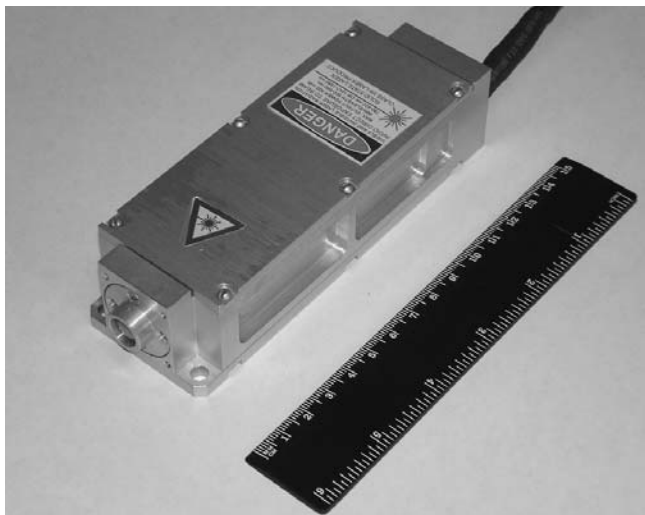


Рис.6. Излучатель лазера.

от частоты следования импульсов, могут быть распространены и на другие часто используемые на практике активные кристаллы, например Nd:YVO₄, Nd:LSB, которые имеют меньшую, чем у граната, теплопроводность и потому требуют корректного учета эффектов, вызван-

ных нагревом активной среды. Максимальная мощность в непрерывном режиме составила 1.8 Вт при мощности накачки от ЛД 3.6 Вт. Таким образом, эффективность преобразования свет – свет составила 50 % . В импульсном лазере при частоте следования 5 кГц длительность импульса была равна 10 нс, энергия в импульсе достигала 120 мкДж. Разработанный непрерывный лазер может быть использован в медицине, связи, в научных исследованиях. Импульсный лазер может быть применён в дальнометрии, локации, для маркировки продукции.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 04-02-08251).

1. Бышевская-Конопко Л.О., Воробьев И.Л., Изынеев А.А., Садовский П.И. *Квантовая электроника*, **34** (9), 809 (2004) .
2. Clarkson W.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3682**, 2, (1998).
3. Тихонов А.Н., Самарский А.А. *Уравнения математической физики* (М.: Наука, 1977).
4. Foster J.D., Osterink L.M. *J. Appl. Phys.*, **41** (9), 3656, 1970
5. Каминский А.А. *Лазерные кристаллы* (М.: Наука, 1975).
6. Микаэлян А.Л., Тер-Микаэлян М.Л., Турков Ю.Г. *Оптические генераторы на твердом теле* (М.: Сов. радио, 1967).
7. *Методы расчета оптических квантовых генераторов*. Б.И.Степанов (ред.) (Минск: изд-е Института физики АН БССР, 1966).
8. Пахомов И.И., Рожков О.В., Рождествин В.Н. *Опτικο-электронные квантовые приборы* (М.: Радио и связь, 1982).