

# Эффективное удвоение частоты в Nd:YAG-лазере с поперечной диодной накачкой

В.И.Донин, А.В.Никонов, Д.В.Яковин

*Описана простая схема эффективного удвоения частоты Nd:YAG-лазера с поперечной накачкой диодными лазерами. В режиме TEM<sub>00</sub>-моды средняя выходная мощность лазера ( $\lambda = 1064$  нм) при модуляции добротности с частотой более 20 кГц составила 15 Вт. Мощность излучения на частоте второй гармоники ( $\lambda = 532$  нм) была равна 12 Вт при использовании кристалла KTP и частоте модуляции  $f \geq 20$  кГц, а при использовании кристалла LBO и  $f = 10$  кГц – 8.3 Вт. Максимальный коэффициент преобразования во вторую гармонику составил  $\sim 80\%$ .*

**Ключевые слова:** диодный лазер, Nd:YAG-лазер, поперечная накачка, модуляция добротности, нелинейный кристалл, удвоение частоты.

## 1. Введение

Для накачки твердотельных лазеров в настоящее время используются мощные диодные лазеры (ДЛ), с помощью которых можно реализовать различные схемы накачки – продольную и поперечную. Твердотельные лазеры с продольной накачкой более эффективны и пучок их излучения имеет хорошее качество ( $M^2 \sim 1$ ) [1, 2], однако получить большие выходные мощности при такой накачке достаточно сложно. Для достижения выходной мощности 100 Вт и более обычно используют лазеры с поперечной накачкой активной среды (см., напр., [3–5]), хотя их эффективность меньше, а получение излучения с  $M^2 \sim 1$  наталкивается на ряд трудностей.

В настоящей работе сообщается о простой схеме Nd:YAG-лазера с поперечной накачкой ДЛ и средней выходной мощностью 15 Вт в режиме TEM<sub>00</sub>-моды и о получении в такой схеме эффективного удвоения частоты излучения лазера ( $\lambda = 532$  нм) при выходной мощности на уровне 12 Вт.

## 2. Описание эксперимента и характеристики Nd:YAG-лазера

Экспериментальная схема лазера с Z-образным четырехзеркальным резонатором показана на рис.1,а. Коэффициент отражения  $r$  зеркал 1–4 на  $\lambda = 1064$  нм составлял более 99.5%. Зеркало 4 было дихроичным и имело  $r > 99.5\%$  на  $\lambda = 532$  нм; на этой длине волны коэффициент пропускания  $\tau$  зеркала 3 был равен 92%. Для получения излучения на второй гармонике между сферическими зеркалами 3 и 4 (с радиусами кривизны  $R = 200$  и 150 мм соответственно) в область перетяжки резонатора помещался нелинейный кристалл (ВВО, KTP или LBO).

**В.И.Донин, А.В.Никонов, Д.В.Яковин.** Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Коптюга, 1; e-mail: donin@iae.nsk.su, nikonov@tornado.nsk.ru, yakovina@online.nsk.su

Поступила в редакцию 18 мая 2004 г., после доработки – 15 июля 2004 г.

Диаметр пучка излучения в перетяжке составлял 100–150 мкм. Для получения максимальной мощности излучения на  $\lambda = 1064$  нм зеркало 1 заменялось зеркалом с оптимальным коэффициентом пропускания, а нелинейный кристалл из резонатора удалялся.

В качестве активной среды использовался кристалл YAG:Nd (массовая концентрация Nd составляла 1%) диаметром 2 мм и длиной 63 мм, который с трех сторон освещался линейками ДЛ типа Derringer фирмы IMCLaser (США), излучающими на длине волны  $\lambda_p = 808$  нм (рис.1,б). Лазер охлаждался дистиллированной водой с помощью циркуляционного охладителя с замкнутым циклом, позволяющим стабилизировать температуру с точностью 0.1°C. Рабочая температура лазера составляла 23°C и могла регулироваться в широких пределах. Для модуляции добротности лазера использовался акустооптический модулятор (АОМ) типа МЗ-305. Модулятор с несущей частотой 50 МГц был изготовлен из кристаллического кварца и имел водяное охлаждение. Четвертьволновая пластинка 5 служила для компенсации наведенного двулучепреломления.

Резонатор лазера рассчитывался на компьютере матричным методом и оптимизировался с учетом тепловой линзы в активной среде и дисперсии воздушного промежутка между нелинейным кристаллом и зеркалом 4.

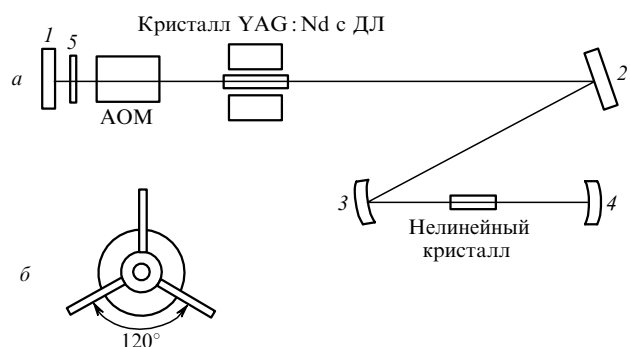


Рис.1. Схема (а) и геометрия накачки (б) Nd:YAG-лазера: 1–4 – зеркала резонатора; 5 – четвертьволновая пластинка.

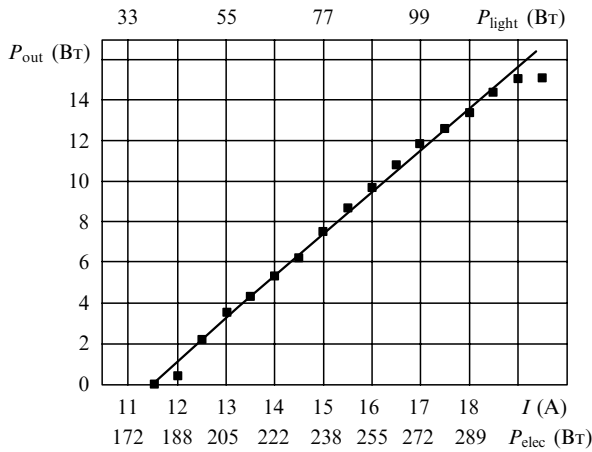


Рис.2. Зависимость выходной мощности на  $\lambda = 1064$  нм от тока, излучаемой мощности и потребляемой электрической мощности ДЛ.

Была проведена также оценка дифракционных потерь  $TEM_{00}$ -моды ( $\sim 10\%$ ) и мод высших порядков, например  $TEM_{01}$  ( $\sim 50\%$ ).

При выборе размера активной среды с точки зрения наиболее эффективного ее использования принимались во внимание следующие соображения. При накачке активного элемента в нем возникает наведенное двулучепреломление, которое приводит к деполяризации прошедшего через кристалл излучения и к росту потерь. Потери из-за деполяризации пропорциональны  $w^4$ , а энергосъем и, следовательно, выходная мощность –  $w^2$  ( $w$  – «размер»  $TEM_{00}$ -моды в активном элементе). Это означает, что существует оптимальное значение  $w$  основной моды резонатора. Оценки оптимального значения  $w$  для наших условий ( $\sim 1$  мм) приведены в [6]. В этом случае диаметр стержня для эффективного энергосъема должен быть порядка 2 мм.

Зависимость выходной мощности лазера  $P_{out}$  на  $\lambda = 1064$  нм (при частоте модуляции АОМ  $f = 20$  кГц) от тока через ДЛ, а также от излучаемой световой ( $P_{light}$ ) и потребляемой электрической ( $P_{elec}$ ) мощностей ДЛ представлена на рис.2. Насыщение мощности излучения током накачки обусловлено рассогласованием резонатора из-за термооптических эффектов. Фокусное расстояние тепловой линзы в активном элементе при токах насыщения составляло  $\sim 25$  см, КПД по электрической мощности был равен 5%, по световой – 12.5% (дифференциаль-

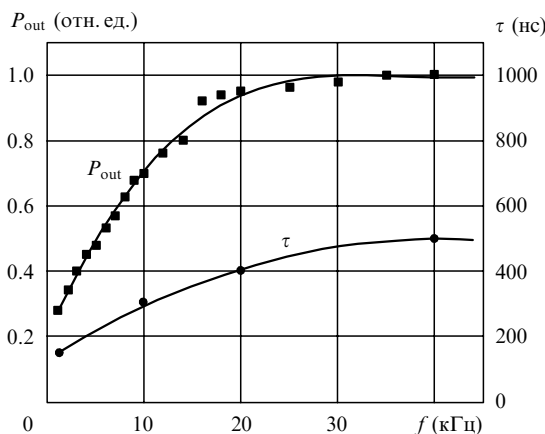


Рис.3. Зависимости выходной мощности на  $\lambda = 1064$  нм и длительности импульса лазера от частоты модуляции АОМа.

ные КПД 10% и 21% соответственно). Приведенная зависимость получена при использовании выходного зеркала 1 (см. рис.1) с оптимальным коэффициентом пропускания  $\tau = 20\%$ . В указанных условиях генерация происходила в режиме  $TEM_{00}$ -моды. На рис.3 представлены зависимости выходной мощности и длительности импульса генерации  $\tau$  от частоты модуляции  $f$ . Длительность импульса измерялась лавинным фотодиодом типа ЛФД-2 с постоянной времени менее 1 нс.

### 3. Удвоение частоты излучения лазера

Поскольку основной целью работы являлась создание источника с расходимостью излучения, близкой к дифракционной в области  $\lambda = 532$  нм, остановимся на вопросе удвоения частоты несколько подробнее. Известно [7], что при внутрирезонаторном удвоении частоты излучения лазера потери, вносимые нелинейным кристаллом, должны быть равны потерям, вносимым оптимальным выходным зеркалом лазера без нелинейного кристалла. Только при этом условии можно получить максимальную выходную мощность на удвоенной частоте излучения. Последнее обстоятельство особо необходимо учитывать при внутрирезонаторном удвоении частоты в непрерывных лазерах, т.к. в них, в отличие от лазера, работающего в импульсно-частотном режиме, оптимизировать работу лазера при неправильном выборе нелинейного кристалла невозможно.

При выборе нелинейных кристаллов для генерации второй гармоники и подборе их оптимальных параметров, в том числе длины  $L_{cr}$ , были проведены численные расчеты мощности излучения второй гармоники. При расчетах использовалась система укороченных уравнений для вещественных амплитуд электрического поля, полученная из волнового уравнения методом медленно меняющихся амплитуд в слабопоглощающей и слабонелинейной среде в рамках приближения плоских волн. Для решения этих уравнений была разработана компьютерная программа, которая позволяла определять требуемые параметры нелинейных кристаллов и в случае отклонения от точного синхронизма.

С использованием простой разностной схемы для частного случая генерации второй гармоники, когда имеет место наиболее быстрое накопление эффекта с приведенной фазой  $\Psi = \Delta kz + \pi/2$ , при начальных условиях  $z = 0, a_2(0) = 0$  численно решалась система уравнений [8]

$$\frac{\partial a_1}{\partial z} = -\sigma_1 a_1 a_2 \cos(\Delta kz),$$

$$\frac{\partial a_2}{\partial z} = \sigma_2 a_1^2 \cos(\Delta kz).$$

В случае точного фазового синхронизма, при волновой расстройке  $\Delta k = 2k_1 - k_2 = 0$ , эта система имеет точное аналитическое решение:

$$a_2(z) = a_{10} \left( \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right)^{1/2} \tanh[(\sigma_1 \sigma_2)^{1/2} a_{10} z].$$

Здесь  $\sigma_1 = 4\pi^2 d_{eff} / \lambda_1 n_1, \sigma_2 = 2\pi^2 d_{eff} / \lambda_2 n_2$  – коэффициенты нелинейной связи;  $d_{eff}$  – эффективная нелинейность;  $\lambda_i$  – длина волны;  $n_i$  – показатель преломления;  $k_i$  – волновой

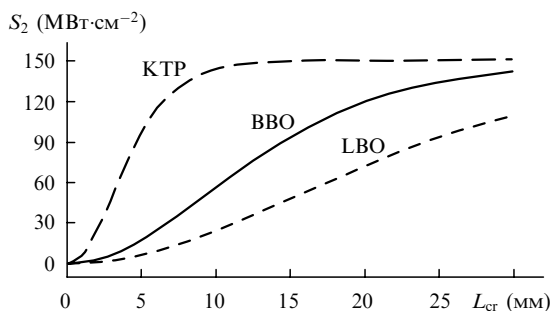


Рис.4. Расчетные зависимости плотностей мощности  $S_2$  второй гармоники от длин кристаллов.

вектор;  $a_i$  – амплитуда электрического поля;  $a_{i0}$  – начальная амплитуда электрического поля основного излучения;  $z$  – текущая координата;  $c$  – скорость света в вакууме.

При расчетах были использованы формулы и данные для вычисления эффективной нелинейности  $d_{\text{eff}}$ , а также уравнения Зельмейера для определения показателей преломления  $n_i$  [9–12]. Углы синхронизма в диапазоне длин волн основного излучения 1.07–0.75 мкм были рассчитаны по общеизвестным формулам (см., напр., [8]). Расчеты проводились для нелинейных кристаллов LBO, KTP и BBO. На рис.4 приведены расчетные зависимости плотностей мощности второй гармоники  $S_2$  от длин кристаллов. Плотность мощности основной волны на входе в кристалл  $S_1(0)$  принималась равной 150 МВт/см<sup>2</sup>, что соответствует частоте модуляции 10–15 кГц. Плотность мощности излучения определялась как  $S_i = cn_i \times a_i^2 / 8\pi$ ,  $i = 1, 2$ . Ориентировочные длины кристаллов, оптимальные для получения выходной мощности на второй гармонике, таковы: ~10 мм (LBO, оое-синхронизм), ~2 мм (KTP, еое-синхронизм) и ~5 мм (BBO, оое-синхронизм).

Угол сноса рассчитывался по формуле

$$\tan \beta_i = \frac{[1 - (n_o/n_e)^2] \tan \theta}{1 + (n_o/n_e)^2 \tan^2 \theta},$$

где  $\theta$  – угол синхронизма. С помощью той же компьютерной программы можно было проводить численные оценки угловой и спектральной ширины синхронизма.

При исследованиях генерации второй гармоники нами использовались кристаллы BBO (оое-синхронизм,  $\theta = 22.8^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$ , 5 мм), KTP (еое-синхронизм,  $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 23,5^\circ$ , 5 мм) и LBO (оое-синхронизм,  $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 11.6^\circ$ , 12 мм). Все нелинейные элементы имели «двугорбые» просветляющие покрытия на рабочих длинах волн с  $r < 0.5\%$ . Были получены следующие максимальные мощности: BBO – 5 Вт ( $f = 15$  кГц), KTP – 12 Вт ( $f > 20$  кГц), LBO – 8.3 Вт ( $f = 10$  кГц). Нужно отметить, что максимальная мощность для BBO ограничивалась разрушением покрытия. Типичная зависимость выходной мощности на частоте второй гармоники от тока ДЛ для кристалла LBO представлена на рис.5 ( $f = 10$  кГц).

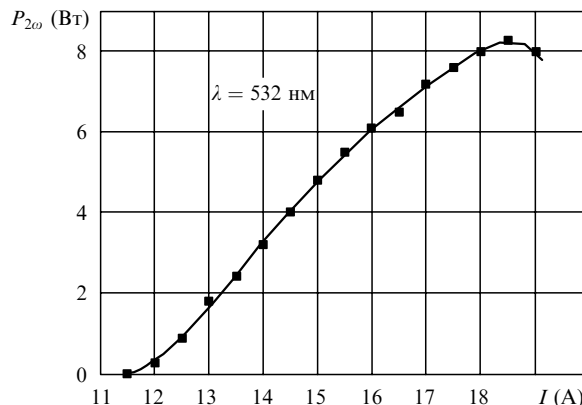


Рис.5. Зависимость выходной мощности на второй гармонике от тока  $I$  диодного лазера для кристалла LBO при  $f = 10$  кГц.

Видно, что на начальном этапе она имеет квадратичный характер, который в дальнейшем нивелируется рассогласованием резонатора из-за термооптических эффектов. Зависимость выходной мощности от частоты модуляции для кристалла LBO имеет максимум на частоте 10 кГц.

Для кристалла KTP зависимость мощности генерации до  $f = 20$  кГц монотонно растет, а от 20 до 40 кГц является постоянной. Коэффициент преобразования во вторую гармонику для KTP составил 80%. С учетом того, что максимальная мощность второй гармоники для LBO получена при частоте 10 кГц, что на  $\lambda = 1064$  нм соответствует мощности генерации 10.5 Вт (см. рис.3), коэффициент преобразования во вторую гармонику для этого кристалла составил 79%.

Таким образом, создан лазер с эффективным преобразованием частоты во вторую гармонику и низким энергопотреблением. Полученные результаты позволяют надеяться на создание эффективного источника излучения с  $\lambda = 532$  нм и выходной мощностью в ТЕМ<sub>00</sub>-моде ~100 Вт и более.

1. Tidewell S.C., Seamans J.F., Bowers M.S., Cousins A.K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 997 (1992).
2. Tsunekane M., Taguchi N., Inaba H. *Appl. Opt.*, **37**, 3290 (1998).
3. Ostermeyer M., Klemz G., Kubina P., Menzer R. *Appl. Opt.*, **41**, 7573 (2002).
4. Fujikawa S., Furuta K., Yasui K. *Opt. Lett.*, **26**, 602 (2001).
5. Lee S., Yun M., Cha B.H., Kim C.J., Suk S., Kim H.S. *App. Opt.*, **41**, 5625 (2002).
6. Быков В.П., Силичев О.О. *Лазерные резонаторы* (М.: Физматлит, 2003, с. 211).
7. Smith R.G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **6**, 215 (1970).
8. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика: генераторы второй гармоники и параметрические генераторы света* (М.: Радио и связь, 1982, с. 45-57).
9. Kato K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 1173 (1990).
10. Lin S., Sun Z., Wu B., Chen C. *J. Appl. Phys.*, **67**, 634 (1990).
11. Dmitriev V.G., Nikogosyan D.N. *Opt. Commun.*, **95**, 173 (1993).
12. Гурзаян Г.Г., Дмитриев В.Г., Никогосян Д.Н. *Нелинейно-оптические кристаллы. Справочник. Свойства и применение в квантовой электронике* (М.: Радио и связь, 1991, с. 160).