

# 二极管激光侧面泵浦腔内倍频 Nd:YAG 板条激光器研究\*

胡文涛 周复正 李传东 鄢 雨 李植森 沈丽青 姜中宏

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

**摘 要** 用准连续 60 W 的二极管激光列阵侧面泵浦“之”字形 Nd:YAG 板条激光器, 当泵浦功率为 45 W, 脉宽为 400  $\mu\text{s}$  时, 得到 3.5 mJ 的激光输出。用 KD\*P 电光开关调 Q, 得到 18 ns (FWHM)、2 mJ 的脉冲激光输出, 用 KTP 晶体作腔内倍频, 得到 15 ns、0.85 mJ 的二次谐波激光输出。在腔内无调 Q 元件且腔长小于 5 cm 时, 于近阈值处得到单频绿光输出, 而当泵浦功率稍大, 腔内有数个纵模振荡时, 观察到激光的反相态, 并用数值模拟的结果对此作了解释。

**关键词** 二极管激光泵浦, 腔内倍频, 调 Q, 单频激光, 激光反相态。

## 1 引 言

二极管激光泵浦的 Nd:YAG 的 1.06  $\mu\text{m}$  激光已被证明是有用且可靠的光源; 而腔内倍频器件由于其本征态的复杂性使之难以成为稳定可靠的器件, 均匀加宽固体激光器由于腔内的空间烧孔效应而具有非线性交叉饱和效应, 加上腔内倍频的非线性耦合输出, 使系统具有两种相互耦合的非线性效应, 这导致腔内倍频固体激光器的输出不稳定, 即所谓的“绿光”问题。目前人们已找到一些消除绿光不稳定的方法, 如通过腔内偏振控制, 实现激光器稳定运转<sup>[1]</sup>; 采用扭转模腔结构, 消除空间烧孔效应<sup>[2]</sup>; 以及腔内插入布儒斯特片与具有双折射效应的倍频晶体构成劳埃特(Loyt)滤光片来消除绿光混沌<sup>[3]</sup>。本文根据激光工作物质 Nd:YAG 板条两端面的布儒斯特角以及 KTP 晶体的双折射效应共同构成劳埃特滤光片具有选模作用的原理, 提出在二极管激光侧面泵浦的固体激光器中, 在不另加选模元件的条件下, 通过预激光调 Q 方式, 使调 Q 脉冲在单频预激光的基础上建立, 从而获得单纵模的巨脉冲二次谐波输出。实验中受 KTP 晶体通光厚度的限制, 没有直接验证这种方法, 但在腔内无调 Q 元件, 且腔长小于 5 cm 时, 在近阈值处得到单频输出。另外, 在腔内有数个纵模起振时, 首次在侧面泵浦固体激光器中观察到反相态激光。

## 2 实验与分析

### 2.1 激光二极管列阵泵浦 Nd:YAG 腔内调 Q 倍频

\* 本课题得到院军工重点课题资助。

收稿日期: 1994年5月10日; 收到修改稿日期: 1994年6月7日

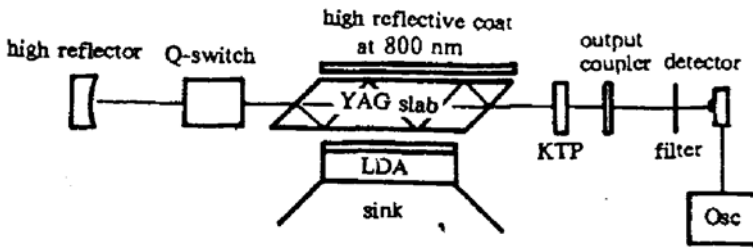


Fig. 1 Schematic of the intracavity doubled Nd:YAG laser

实验装置如图 1 所示。泵浦源为美国 SDL 出品的激光二极管列阵，标称功率为 60 W，为防止退化，实验中只用到 45 W，发光区尺寸为 10 mm × 1 μm，单条线列阵，标称中心波长为 804 nm，实验中在室温 16 °C，重复率为 50 Hz 的条

件下，发射的中心波长为 806 nm，与 Nd:YAG 的吸收峰基本匹配。Nd:YAG 为 2 mm 厚、3 mm 宽的板条，两端面切成布儒斯特角，使振荡激光的光程在介质内有 4 次全反射，这一设计不仅消除了一阶热效应和泵浦光通过介质时的指数衰减造成的增益不均匀性，同时起到起偏和检偏的作用，使普克尔盒只需加 1/4 波电压且不需检偏器的配套；另外在腔内倍频器件中，它与 KTP 的双折射效应相结合构成劳埃特滤光片，对不同的纵模有不同的损耗系数，从而有选单纵模的作用。激光器的调 Q 通过 KD\*P 电光 Q 开关实现，倍频晶体用 5 mm 厚的 KTP，I 类相匹配 ( $\theta = 90^\circ, \phi = 23.2^\circ$ )。谐振腔由曲率半径为 500 mm，对 1064 nm 和 532 nm 同时全反 ( $R > 99.7\%$ ) 的凹面镜和一块对 1064 nm 全反射，对 532 nm 高透射 ( $T > 90\%$ ) 的平面镜组成。两镜相距 16 cm。

首先，考察了器件在基波输出工作状态下的性能，输出镜对基波透过率为 24%，腔内无调 Q 和倍频元件。当泵浦功率为 45 W，脉宽为 400 μs 时，器件最大输出能量为 3.5 mJ，全光-光效率为 19.4%。然后在腔内插入 KD\*P 电光 Q 开关，器件工作状态良好时，单脉冲输出能量为 2 mJ，脉宽为 18 ns，峰值功率为 111 kW。用一焦距为 50 mm 的透镜将 1064 nm 激光聚焦在 KTP 晶体上，当 KTP 距焦面 ±3 mm 以内时，表面会出现损伤，将 KTP 调到距焦面约 5 mm 时，二次谐波的转换效率为 60%，即输出 1.2 mJ，脉宽为 13 ns 的绿光脉冲，峰值功率为 92 kW。

换入腔内倍频的输出镜，调整器件，当探测到的基波输出最强时，在腔内放入 KTP 晶体，调整晶体的角度，使达到二次谐波产生的最佳匹配条件。再重新调整谐振腔，使输出达到最佳状态，当泵浦功率为 45 W 时，绿光的单脉冲能量为 0.85 mJ，脉宽为 15 ns，峰值功率为 53 kW，尽管在数值上低于腔外倍频的结果，但避免了表面损伤，且光束质量得到很大改善，输出为 TEM<sub>00</sub> 模，发散角在几倍衍射极限的量级。绿光脉冲波形如图 2 所示，绿光脉冲能量和泵浦能量的对应关系如图 3 所示。撤走 Q 开关，使器件在静态下工作，在相同泵浦

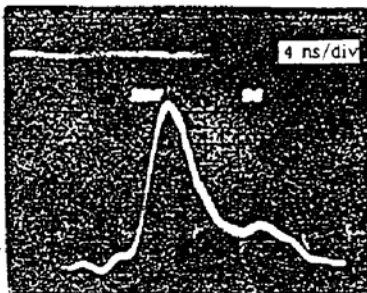


Fig. 2 Temporal profile of Q-switched intracavity doubled Nd:YAG laser pulse

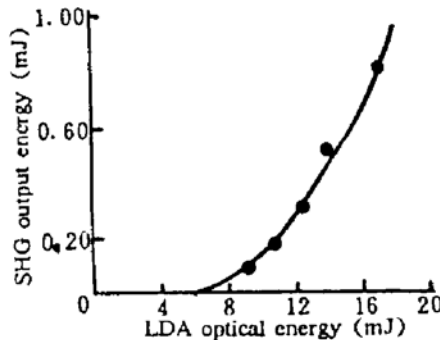


Fig. 3 SHG output energy versus the laser diode array optical energy

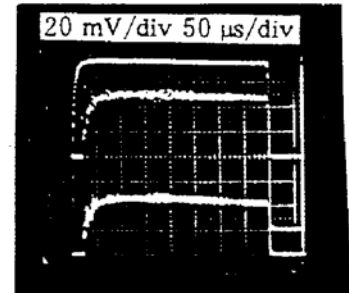


Fig. 4 Temporal profile of free running oscillator  
 a. LDA driving current pulse;  
 b. 532 nm laser output;  
 c. 1064 nm laser output

能量(18 mJ)下,只输出 40  $\mu\text{J}$  的绿光,是调 Q 倍频输出的 1/20。静态工作时的激光输出波形如图 4 所示,图中三波形分别是泵浦源驱动电流,532 nm 激光振荡和 1064 nm 的激光振荡,可以看到绿光输出的建立时间为 20  $\mu\text{s}$ ,振荡特性与基波基本一致。

## 2.2. 单频绿光研究

在上述腔内调 Q 倍频实验中,由于泵浦光的超阈度高,因此是多纵模输出,要获得单频绿光脉冲输出,必须采取一定的措施。本文利用增益介质的布儒斯特窗和 KTP 的双折射效应构成一个劳埃特滤光片,它对不同纵模有不同的损耗,这在一定的泵浦范围(如近阈值处)允许选取单频振荡,调 Q 脉冲在单频预激光的基础上建立,则可获得单频巨脉冲绿光输出。

下面来分析一下不同腔结构下,腔内基波纵模的损耗差别。腔往返琼斯矩阵  $M$  可表示为:

$$M = D(\delta) \times R(-\theta) \times B \times B \times B \times B \times R(\theta) \times D(\delta)$$

$$\text{其中, } D(\delta) = \begin{bmatrix} \exp(i\delta/2) & 0 \\ 0 & \exp(-i\delta/2) \end{bmatrix}, \quad R(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}, \quad B = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & q^2 \end{bmatrix}$$

$D(\delta)$  为 KTP 的琼斯矩阵, $\delta$  为 KTP 的相位延迟; $R(\theta)$  为旋转变换矩阵, $\theta$  为布儒斯特窗的 P 偏振方向与 KTP 的快轴的夹角。 $B$  为布儒斯特窗的琼斯矩阵, $q = 2n/(n^2 + 1)$ , $n$  为布儒斯特窗的折射率;将各矩阵表达式代入  $M$  并展开得:

$$M = \begin{bmatrix} \exp(i\delta) \cos^2 \theta + q^8 \exp(i\delta) \sin^2 \theta & -\sin \theta \cos \theta + q^8 \sin \theta \cos \theta \\ -\sin \theta \cos \theta + q^8 \sin \theta \cos \theta & \exp(-i\delta) \sin^2 \theta + q^8 \exp(-i\delta) \cos^2 \theta \end{bmatrix}$$

当  $\theta = 45^\circ$  时,倍频效率最高,此时  $M$  简化为:

$$M = \begin{vmatrix} \exp(i\delta)/2 + q^8 \exp(i\delta)/2 & -1/2 + q^8/2 \\ -1/2 + q^8/2 & \exp(-i\delta)/2 + q^8 \exp(-i\delta)/2 \end{vmatrix}$$

本征方程:  $\lambda^2 - (1 + q^8) \cos \delta \lambda + q^8 = 0$

本征值:  $\lambda_{\pm} = [(1 + q^8) \cos \delta \pm \sqrt{(1 + q^8)^2 \cos^2 \delta - 4q^8}]/2$

当某一纵模满足  $\delta = n\pi$  时,  $\lambda_+ = 1$ , 即纵模损耗  $\alpha_+ = 1 - \lambda_+^2 = 0$ , 沿 P 方向线偏振,在一般增益介质的带宽内就不会再有别的纵模满足这一条件,它们的本征偏振态是长轴沿 P 方向的椭圆偏振,在布儒斯特窗上都存在一定损耗,相邻纵模的位相延迟差  $\Delta\delta = \pi \Delta n L_{\text{KTP}}/L$ , 其中,  $\Delta n$  为 KTP 晶体 o 光和 e 光的折射率差,  $L_{\text{KTP}}$  为晶体在通光方向的长度,  $L$  为腔的等效光学长度。在该器件中,两腔镜相距 16 cm,  $L = 180$  mm,  $L_{\text{KTP}} = 5$  mm, 则  $\Delta\delta = 0.43^\circ$ , 满足  $\delta = n\pi$  的纵模的最近邻的纵模,其  $\lambda_+ = 0.999946$ ,  $\alpha_+ = 1 - \lambda_+^2 = 0.01\%$ , 如此小的损耗差别是无助于选单纵模的,增大相邻纵模损耗差的有效措施是缩短腔长,增加 KTP 的长度。在预激光调 Q 中,一般用声光调制器,对二极管泵浦固体激光器采用小型化器件(总长 30 mm),使  $L$  小于 100 mm, KTP 的长度可增加到 15 mm,  $\Delta\delta = 2.32^\circ$ ,  $\lambda_+ = 0.99857$ ,  $\alpha_+ = 1 - \lambda_+^2 = 0.286\%$ , 这样的损耗差就可在一定的泵浦速率下选单纵模了。

在现有条件下, KTP 的长度仅 5 mm, 因此无法直接验证以上方案。只能撤走调 Q 元件将腔长缩短至 50 mm 以内,进行静态输出实验。此时  $\Delta\delta = 1.55^\circ$ ,  $\lambda_+ = 0.9993$ ,  $\alpha_+ = 1 - \lambda_+^2 = 0.13\%$ , 这在近阈值处是可以选纵模的,实验证实了这一点。当阈值泵浦功率为 9.6 W 时,在 11.6 W 的泵浦速率下,得到最大单模输出,弛豫振荡波形如图 5 所示,脉冲尖峰呈完全指数形式衰减,这正是单纵模的特征,用法布里-珀罗标准具测干涉环图形,结果如图 6 所示,清晰的环结构进一步证实激光为单纵模振荡。

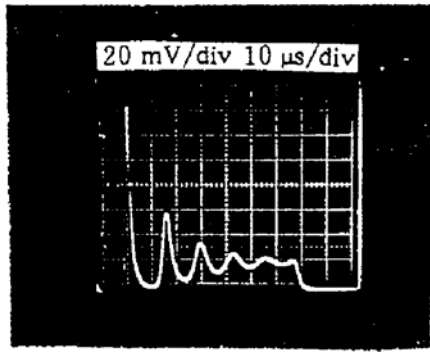


Fig. 5 Oscillation waveform of 532 nm single-longitudinal mode laser near the laser threshold

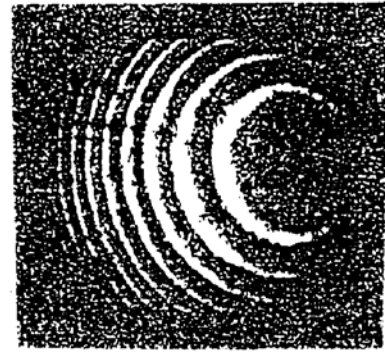


Fig. 6 Interference ring of 532 nm single-longitudinal mode laser taken by F-P interferometer and CCD camera

由于 YAG 的折射率高, 致使  $\alpha_+$  较小, Nd:Glass 的折射率  $n = 1.5$ , 在上述其它条件不变的前提下,  $\alpha_+$  可达到 0.24%, 这将更容易实现选频, 此项研究正在进行中。

### 2.3 激光的反相态

腔内倍频器件在多模振荡状态下, 每个纵模均与其它纵模发生耦合, 系统可用以下微分方程组来描述<sup>[4]</sup>:

$$\left. \begin{aligned} \tau_c dI_k/dt &= (G_k - \alpha_k - g\epsilon I_k - 2\epsilon \sum \mu_j I_j) I_k \\ \tau_f dG_k/dt &= T - (1 + I_k + \beta \sum I_j) G_k \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中,  $\tau_c$  和  $\tau_f$  分别是光子在腔内的往返时间和荧光寿命;  $I_k$  和  $G_k$  分别是基波第  $k$  个纵模的光强和增益;  $\alpha$  是腔损耗系数;  $T$  是小信号增益系数;  $\beta$  是交叉饱和系数;  $\epsilon$  是晶体的有效非线性系数,  $g$  是几何因子, 取决于 YAG 的快轴(由应力等所致的弱双折射)和 KTP 的快轴的夹角以及各自的相位延迟; 若第  $j$  个纵模与第  $k$  个纵模的偏振态一致, 则  $\mu_j = g$ , 否则  $\mu_j = 1 - g$ 。

前面提到了腔内倍频激光输出的两种状态, 即稳态和混沌态, 用方程组(1)所作的数值模拟在理论上也已证实了这些现象<sup>[6]</sup>。有趣的是, 根据这一方程组还可导出另一种十分奇特的状态, 在这种状态下, 激光输出呈完全周期性波动, 称之为“反相态”。反相态最早被预言存在于约瑟夫逊(Josephson)结列阵中<sup>[5]</sup>, 但未能在实验中观察到, 后来 Bracikowski 等人在端面泵浦的二极管泵浦固体激光器中观察到激光多纵模振荡的反相态<sup>[6]</sup>。

为具体说明激光反相态的含义, 作者根据方程组(1)作一个数值模拟。假定腔内存在 3 个偏振态相互平行的激光模式, 它们的强度分别为  $I_1$ 、 $I_2$ 、 $I_3$ ; 增益分别为  $G_1$ 、 $G_2$ 、 $G_3$ 。假设小信号增益和交叉饱和系数对 3 个纵模均相同, 取  $\gamma = 0.12$ ,  $\beta = 0.3$ 。又设损耗  $\alpha$  对 3 个纵模的差别不大, 取  $\alpha = 0.02$ 。取有效非线性系数  $\epsilon = 5 \times 10^{-5}$ 。取光子在腔内的往返时间和介质的荧光寿命的比值为  $2 \times 10^{-6}$ 。再将方程组(1)的时间参量按  $\tau_c$  归一化, 即令  $T = t/\tau_c$ , 得到:

$$\left. \begin{aligned} dI_k/dT &= (G_k - 0.02 - 5 \times 10^{-5} g I_k - 1 \times 10^{-4} g \sum I_j) I_k \\ dG_k/dT &= 2 \times 10^{-6} [T - (1 + I_k + 0.3 \sum I_j) G_k] \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

此时, 只有  $g$  是可变参数, 分别取  $g = 0.8$  和  $g = 0.3$  来模拟  $T$  的时域特性。数值计算采用定步长的四阶龙库塔法。

数值模拟的结果如图 7 和图 8 所示。图 7 所示正是反相态激光输出的情形, 图中自上而下分别为  $I_1$ 、 $I_2$ 、 $I_3$  及  $I_1 + I_2 + I_3$  的时域特性, 从中看到  $I_1$ 、 $I_2$ 、 $I_3$  都呈周期性脉冲输出状态, 且它们的周期相同, 这里周期  $P = 28000 \tau_c$ , 而  $I_1$ 、 $I_2$ 、 $I_3$  的脉冲尖峰在时间上彼此错开  $P/3$ ,

故合成光强的波形也是完全等间隔的脉冲序列。图 8 所示即  $g = 0.3$  时的混沌态激光输出。

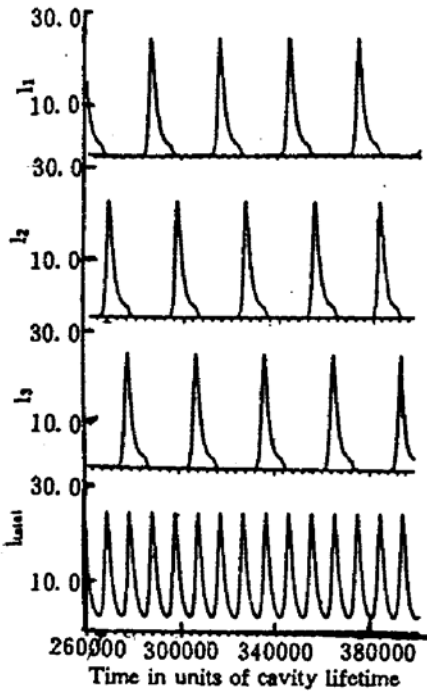


Fig. 7 Results of numerical integration of equations (2) for  $g = 0.8$ . from top to bottom is the individual antiphase mode intensities and the total intensity

$N$  很大时, 各反相态间距很小, 很弱的噪声就能引起系统从一个反相态跳到另一个反相态。

在上一节的实验条件下, 进一步增大泵浦功率, 调整谐振腔状态, 使腔内有三个纵模起振, 并使其横模结构为基横模, 另一方面调整 KTP 使二次谐波的转换效率尽可能高, 这样就观察到激光输出呈反相态, 其振荡波形如图 9(a) 所示, 可以清楚地看到波形结构的周期性和均匀性。此时调偏 KTP 晶体, 使二次谐波效率降低, 激光输出就从反相态变为混沌态; 在数值模拟中也发现了这一规律, 即在其它条件不变时, 激光状态与有效非线性系数  $e$  密切相关, 当  $e = 5 \times 10^{-5}$  时是反相态, 当  $e = 5 \times 10^{-6}$  时是混沌态, 而当  $e = 5 \times 10^{-7}$  时, 则基本为稳态 (相当于腔内无倍频元件), 也就是说在观察到反相态时, 二次谐波的效率是最高的, 这和实验所观察到的现象完全一致。

当泵浦功率继续增加时, 起振纵模数不断增多, 并且起振时间不一, 此时较难观察到反相态, 经多次调整, 还是得到了多于三个纵模起振时的反相态输出, 其振荡波形如图 9(b) 所示。以上两个反相态都是稳定的, 至少在 10 分钟内不跳变。

在反相态激光中, 由于每个模式的频率都不同, 因此反相态犹如各振荡频率间的一个同步开关。假如激光的动力学过程可以控制, 使得各独立反相态可以交换, 那么反相态激光就能成为一种十分有用且方便的波长和时间耦合的信号源。

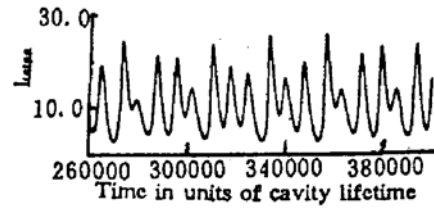


Fig. 8 Results of numerical integration of equations (2) for  $g = 0.3$ . Chaotic characteristics is demonstrated

对于一个有  $N$  个纵模振荡的系统, 其可能出现的反相态不是唯一的, 若把每个反相态看成是系统在由所有强度和增益构成的相位空间中的一个解, 那么当  $N$  个纵模的偏振态都一致时, 就有  $(N-1)!$  个独立的解, 若  $N$  个纵模中偏振态沿两个垂直方向的纵模数分别为  $m$  和  $n$ , 则独立反相态数目为  $m!n!$ 。在模拟结果中, 由于有 3 个偏振态一致的纵模, 所以应有 2 个独立的反相态, 其一如图 7 所示情形, 脉冲的时序为  $I_1 \rightarrow I_2 \rightarrow I_3 \rightarrow I_1$ , 另一个可能的解所对应的脉冲时序  $I_1 \rightarrow I_3 \rightarrow I_2 \rightarrow I_1$ 。

当  $N$  不大时, 各个反相态在相位空间上分得很开, 每次只会出现一个反相态且很稳定, 而当

感谢: 陈绍和教授提供实验所用的电光调制器, 杨香春教授提供了 KTP 晶体。

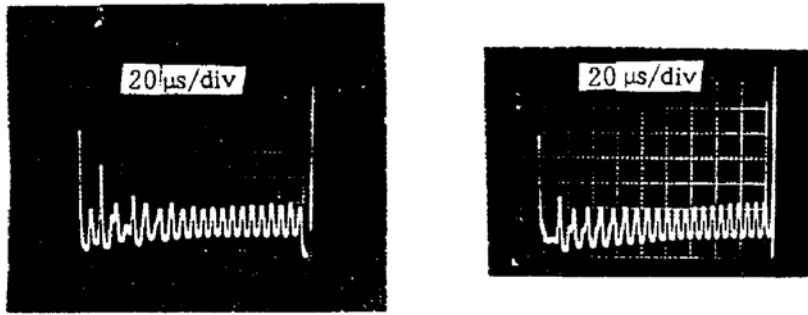


Fig. 9 Time traces of the antiphase laser intensity

a. With three parallel polarization longitudinal laser mode, b. With more longitudinal laser mode

### 参 考 文 献

- [1] M. Oka, S. Kubota, Stable intracavity doubling of orthogonal linearly polarized modes in diode-pumped Nd:YAG lasers. *Opt. Lett.*, 1988, 13(10): 805
- [2] D. W. Anthon, D. L. Sipes, T. J. Pier, Intracavity doubling of CW diode-pumped Nd:YAG lasers with KTP. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1992, QE-28(4): 1148
- [3] H. Nagai, M. Kume, I. Ohta, Low-noise operation of a diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG laser using a Brewster plate. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1992, QE-28(4): 1164
- [4] C. Bracikowski, R. Roy, Energy sharing in a chaotic multimode laser. *Phys. Rev. A.*, 1991, 43(11): 6455
- [5] K. Wiesenfeld, P. Hadley, Attractor crowding in oscillator arrays. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 62(12): 1335
- [6] C. Bracikowski, R. Roy, Chaos in a multimode solid-state laser system. *CHAOS*, 1991, 1(1): 49

## Intracavity Doubling of a Diode Side-Pumped Nd:YAG Laser

Hu Wentao    Zhou Fuzheng    Li Chuandong    Yan Yu  
 Li Zhisen    Shen Liqing    Jiang Zhonghong

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 10 May 1994; revised 7 June 1994)

**Abstract** A Nd:YAG laser was side pumped with laser-diode-array of 45 W Q-cw(400  $\mu$ s) output. This laser provides 3.5 mJ output at 1064 nm for free running oscillation, and 0.85 mJ at 532 nm for Q-switched operation with pulse width of 15 ns. Removing the Q-switch away, and shortening the cavity optical length to less than 5 cm, a single longitudinal mode of 532 nm laser was observed near threshold. Increasing the pump power somewhat, we have observed the antiphase laser output.

**Key words** laser-diode side pumping, intracavity doubling, Q-switching, single-longitudinal mode laser, antiphase of laser.