

## 氩离子激光泵浦的 Nd:YAG 单晶光纤激光器\*

李振华 范琦康

(浙江大学光仪系, 310027)

**提要:** 本文报道了以氩离子激光作泵浦源的 Nd:YAG 单晶光纤激光器的研究结果。获得了波长为  $1.064\mu\text{m}$  基模的连续激光输出。其斜率效率高于 20%; 最高激光输出达 35 mW。实验结果与理论计算基本吻合

**关键词:** 单晶光纤激光器

### Nd:YAG single crystal optical fibre laser pumped by Ar<sup>+</sup> laser

*Li Zhenhua, Fan Qikang*

(Department of Optical Instruments, Zhejiang University, Hangzhou)

**Abstract:** Investigation results are reported of Nd:YAG single crystal optical fibre laser pumped by Ar<sup>+</sup> laser, and CW laser light was obtained at  $1.064\mu\text{m}$  fundamental mode with a slope efficiency of greater than 20%, and an maximum output of up to 35 mW. The experimental results are essentially in agreement with the theoretical calculation.

**Key words:** single crystal optical fibre laser

## 一、引言

光纤激光器及微型固体激光器不仅具有效率高、功率密度高、结构紧凑等优点; 而且其输出光束能与光纤系统很好地耦合, 比较容易实现单频运转, 达到高的频率稳定度。后面这些特点在半导体激光器中是很难达到的。鉴于上述特点, 光纤及微型固体激光器在光通讯、激光微细加工、光陀螺及光测距等方面有着广阔的应用前景。对这类激光器的研制在国际上已受到广泛的重视。特别是近几年来, 由于半导体激光器输出功率的迅速提高为光纤及微型固体激光器提供了小型高效的泵浦源, 使这项研究走向实用化。本文介绍我们在 Nd:YAG 单晶光纤激光器方面的一些实验研究结果。

## 二、激光器工作状态的描述

实验所用泵浦源为 Ar<sup>+</sup> 离子激光, 波长为 514.5 nm。泵浦光从单晶光纤的端面输入。对于端面泵浦的激光器, 其激光速率方程的描述, 除了要考虑振荡模光场的空间分布以外, 还要考虑泵浦光场的空间分布。在稳态及单模运转情况下, 对于四能级体系, 其速率方程为<sup>[1]</sup>

收稿日期: 1989年10月18日。

\*本课题为国家自然科学基金资助项目。

$$\frac{dN(x, y, z)}{dt} = Qq(x, y, z) - \frac{N(x, y, z)}{\tau_f} - \frac{c\sigma\Phi N(x, y, z)}{n_s} \cdot f(x, y, z) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{c\sigma\Phi}{n_s} \iiint_V N(x, y, z) f(x, y, z) dV - \frac{c\delta\Phi}{2ln_s} = 0 \quad (2)$$

这里  $N(x, y, z)$  表示反转粒子数密度,  $Q$  及  $q(x, y, z)$  分别表示整个激光介质内总的泵浦速率及其归一化分布函数,  $\Phi$  及  $f(x, y, z)$  分别表示腔内总的激光光子数及其归一化分布函数,  $\tau_f$  为激光上能级寿命,  $\sigma$  为受激发射截面,  $\delta$  为光子在腔内往返一周的损耗率,  $l$  和  $n_s$  分别为晶体长度及折射率。(2)式中的积分区域  $V$  为整个谐振腔的体积。

上式中的泵浦速率  $Q$  为

$$Q = P_{\text{abs}}/h\nu_p \quad (3)$$

这里  $P_{\text{abs}}$  为晶体吸收的泵浦光功率,  $h\nu_p$  为泵浦光子能量。

在速率方程组(1)和(2)中, 令  $\Phi \rightarrow 0$  便可得激光器阈值条件  $Q_{\text{th}}$ :

$$Q_{\text{th}} = \frac{\delta}{2\sigma\tau_f} \cdot \frac{1}{lJ(0)} \quad (4)$$

这里  $J(0) = \iiint_V f(x, y, z)q(x, y, z)dV$ 。以吸收的泵浦光功率所表示的阈值为

$$P_{\text{th}} = Q_{\text{th}} \cdot h\nu_p = \frac{\delta h\nu_p}{2\sigma\tau_f} \cdot A_p \quad (5)$$

这里  $A_p = \frac{1}{lJ(0)}$  表征泵浦光与振荡模的空间耦合率。

激光输出功率  $P_{\text{out}}$  为

$$P_{\text{out}} = \frac{cT\Phi h\nu_s}{2n_s l} \quad (6)$$

其中  $T$  为激光腔输出镜的透过率,  $h\nu_s$  为激光光子的能量。在远高于阈值条件下运转时, (1)式中表示自发辐射的第二项可以忽略。于是由方程组可得

$$\Phi = \frac{2ln_s Q}{c\delta} = \frac{2ln_s P_{\text{abs}}}{c\delta h\nu_p} \quad (7)$$

激光器输出的斜率效率  $\eta$  定义为:  $\eta = \Delta P_{\text{out}}/\Delta P_{\text{abs}}$ 。由(6)和(7)两式可得

$$\eta = \frac{T}{\delta} \frac{h\nu_s}{h\nu_p} \quad (8)$$

对于无腔内其它损耗的理想激光器(即  $\delta_1 = T$ ), 斜率效率等于  $h\nu_s/h\nu_p$ , 即等于激光光子能量与泵浦光子能量之比。在  $\text{Ar}^+$  激光泵浦情况下, 此理论极限的斜效率为 48.5%。

### 三、实验装置及结果

实验装置如图 1 所示。  $\text{Ar}^+$  离子激光经聚焦透镜  $L(f=500\text{mm})$  耦合到  $\text{Nd}:\text{YAG}$  单晶光纤  $F$  里。光纤长  $l=7\text{mm}$ , 直径为  $400\mu\text{m}$ 。在泵浦光的输入端镀  $1.064\mu\text{m}$  的全反射介质膜, 作为激光腔的反射镜  $M_1$ (平面镜)。此介质膜对  $514.5\text{nm}$  的泵浦光有高的透过率( $T=98\%$ )。光纤另一端镀  $1.064\mu\text{m}$  及  $514.5\text{nm}$  的增透膜。  $M_2$  是凹面输出镜, 其曲率半径  $R=500\text{mm}$ 。它与光纤端面的距离  $<500\mu\text{m}$ 。实验中  $M_2$  用了两种不同透过率( $T=2\%, 6\%$ ),

输出激光通过滤光片  $T$  滤去剩余的泵浦光由激光功率计  $P_1$  测定输出功率。激光功率计  $P_2$  为监测泵浦光功率用的。在激光输出远场,用带光阑  $H$  的光电探测器  $D$  进行扫描,将其光强分布记录在  $x-y$  记录仪上。为了对比我们磨了一根 Nd:YAG 微型棒作了同样的实验。该棒长度  $l=12\text{ mm}$ ,直径为  $800\ \mu\text{m}$ 。棒侧面是磨毛的。实验结果如图 2 和图 3 所示。图 2 为实验测得的激光输出功率  $P_{out}$  与晶体吸收功率  $P_{abs}$  之间的关系。图中两条实线是单晶光纤激光器的结果,曲线  $a$  和  $a'$  分别为  $T=2\%$  和  $6\%$  的情况。图中的虚线为微型 YAG 激光器的实验结果。图中  $P_{abs}$  是按下式计算得出的:  $P_{abs}=P_{in}[1-\exp(-2\alpha_p l)]$ , 其中  $P_{in}$  为入射泵浦光功率,  $\alpha_p$  为对泵浦光的吸收系数。YAG 对  $514.5\text{ nm}$  的吸收系数  $\alpha_p \approx 0.6\text{ cm}^{-1}$ 。在我们实验中所用输出镜  $M_2$  对  $514.5\text{ nm}$  波长的泵浦光接近全反射, 因此对泵浦光的吸收长度以晶体长度  $l$  的 2 倍计算。从图 2 可以看出对于单晶光纤激光器, 在两种不同输出镜透过率情况下, 其相应的阈值分别为  $42\text{ mW}$  和  $90\text{ mW}$ ; 斜率效率分别为  $21\%$  和  $30\%$ 。微型 YAG 激光器的阈值为  $80\text{ mW}$ 。斜率效率为  $26\%$ 。

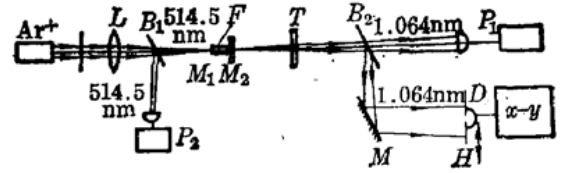


图 1 Ar<sup>+</sup> 激光泵浦的 Nd:YAG 单晶光纤激光器

Ar<sup>+</sup>—Ar<sup>+</sup> 激光器;  $L$ —聚焦透镜( $f=500\text{ mm}$ );  $B_1$ 、 $B_2$ —分束镜;  $F$ —Nd:YAG 单晶光纤;  $M_1$ 、 $M_2$ —激光器腔镜;  $P_1$ 、 $P_2$ —激光功率计;  $T$ —滤光片;  $M$ —反射镜;  $H$ —小孔光阑;  $D$ —光电探测器;  $x-y$ —记录仪

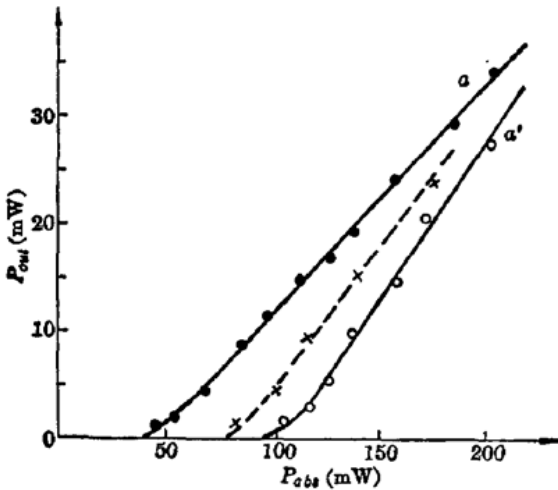


图 2 Nd:YAG 单晶光纤激光器输出功率  $P_{out}$  与吸收泵浦功率  $P_{abs}$  之间的关系(实线  $a$ 、 $a'$  分别为  $T=2\%$  与  $6\%$  的单晶光纤激光器结果,虚线为微型棒的结果)

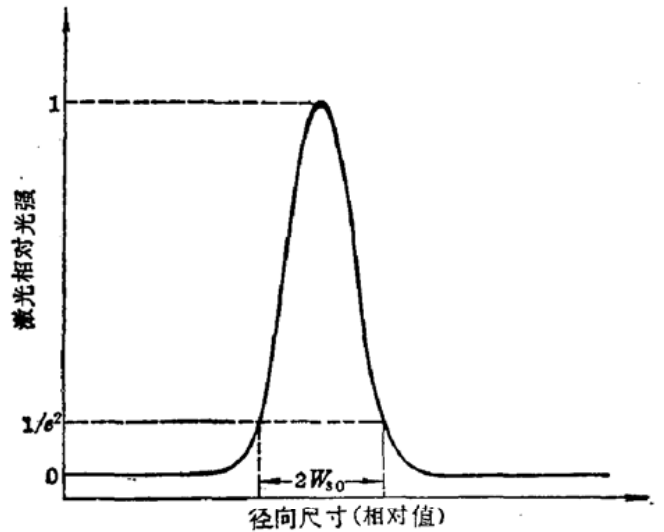


图 3 Nd:YAG 单晶光纤激光器的远场光强分布图

图 3 为单晶光纤激光器实验测得的远场光强的横向分布图。从测量结果来看,其光场分布几乎与 TEM<sub>00</sub> 模的高斯函数  $\exp(-2r^2/W_0^2)$  完全重合。相应的远场发散角全宽度(峰值强度  $1/e$  处的全角宽度)约为  $7\text{ mrad}$ 。微型激光器测量到的场分布也几乎与高斯基模的场分布完全重合,相应的发散角为  $4\text{ mrad}$ 。

#### 四、讨 论

在我们实验中,单晶光纤激光器的谐振腔除了输出腔镜耦合输出之外,还存在其他腔内损耗。此腔内损耗包括全反射镜  $M_1$ (见图 1)非全反射损耗、单晶光纤一端增透膜的剩余反射以

及单晶光纤内部的散射、吸收损耗。这些损耗之和  $\delta_r$ ，在我们的器件中估计约为 3%。利用等式 (8) 可以计算出激光器的斜率效率。(8) 式中的  $\delta = T + \delta_r$ 。对于本实验中的两种  $T$  值 (2% 和 6%)，计算得到的  $\eta$  分别为 19.4% 和 32.3%，这与实验值 21% 和 30% 基本相符。

光纤激光器运转时，光纤对其振荡模是否起导波作用有一大致的判据<sup>[2]</sup>：

$$Z_R \left[ \left( \frac{a}{W_{s0}} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} < \frac{l}{2} \quad (9)$$

这里  $Z_R = \pi W_{s0}^2 n_s / \lambda$ ， $a$  和  $l$  分别为光纤半径和长度。在满足等式 (9) 的情况下，光纤对激光振荡模有导波作用。在我们实验中，测量到的振荡模束腰半径约为  $100 \mu\text{m}$ ，不满足等式 (9) 的关系，因此振荡模是非导波的，接近高斯模。这与我们测得的光强分布 (图 3) 是吻合的。但实际振荡模的束腰半径比按一般平凹腔公式计算的结果要小。一般平凹腔束腰计算公式为

$$W_{s0} = \left[ \left( \frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \frac{l}{n_s} \left( R - \frac{l}{n_s} \right) \right]^{1/4} \quad (10)$$

按上述公式计算得到的束腰半径  $W_{s0} \approx 120 \mu\text{m}$ 。实际振荡的束腰小于等式 (10) 计算值的原因在于泵浦光对振荡模的约束作用。泵浦光经透镜聚焦射入光纤的束腰约为  $60 \mu\text{m}$ ，比激光振荡模的束腰半径小得多。在这种工作状态下， $A_p$  可近似表示为<sup>[3]</sup>

$$A_p = \frac{\pi}{2} (\overline{W_s^2} + \overline{W_p^2}) \quad (11)$$

这里  $\overline{W_s^2}$  和  $\overline{W_p^2}$  分别为激光振荡模和泵浦光束半径在腔内长度方向的均方值，即  $\overline{W_s^2} = \frac{1}{l} \int_0^l W_s^2(z) dz$ ， $\overline{W_p^2} = \frac{1}{2l} \int_0^{2l} W_p^2(z) dz$ 。在我们实验的条件下  $\overline{W_s^2} \approx W_{s0}^2$ ， $\overline{W_p^2} \approx W_{p0}^2$ 。将  $W_{s0} \approx 100 \mu\text{m}$  和  $W_{p0} \approx 60 \mu\text{m}$  的数值代入 (11) 式，并代入等式 (5) 可计算出吸收泵浦的阈值功率  $P_{th}$ 。对于两种  $T$  值 (2% 和 6%)，计算得到的  $P_{th}$  值分别为 28 mW 和 50 mW。比实际测到的阈值低。在计算中我们取  $\sigma = 3.2 \times 10^{-19} \text{cm}^2$ ， $\tau_f = 230 \mu\text{s}$ <sup>[3]</sup>。

本文所用 Nd:YAG 单晶光纤由浙江大学单晶光纤和激光联合研究中心拉制。感谢丁祖昌教授提供了优质的单晶光纤。感谢周文教授、陆祖康副教授、吴碧珍高级工程师的帮助与支持。

### 参 考 文 献

- 1 M. J. F. Digonnet, C. J. Gaeta, *Appl. Opt.*, **24**(3), 333 (1985)
- 2 M. J. F. Digonnet et al., *J. of Lightwave Technology*, **LT-4** (4), 454 (1986)
- 3 M. Birnbaum et al., *J. Appl. Phys.*, **52**, 1212 (1981)

(上接第480页)

由于与超连续同时出现的自聚焦的不稳定性，故上述现象出现的几率较少，而且变化也较大，对于这种现象更深一步的认识还有待于进一步深入研究。

### 参 考 文 献

- 1 R. R. Alfano et al., *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 592 (1970)
- 2 R. L. Fork et al., *Opt. Lett.*, **8**, 1 (1983)
- 3 R. R. Alfano et al., *Opt. Lett.*, **11**, 626 (1986)
- 4 R. R. Alfano et al., *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-24**, 351 (1988)
- 5 Jamal T. et al., *Phys Lett.*, **113A**, 242 (1985)
- 6 R. R. Alfano et al., *Appl. Opt.*, **26**, 3491 (1987)