

Tm:YAG 激光器的波长可调谐理论和实验研究

满 达 牛燕雄 王彩丽

北京航空航天大学仪器科学与光电工程学院, 北京 100189

摘要 Tm:YAG 晶体以其优越的特性在产生 2 μm 激光方面得到广泛应用。基于 Tm:YAG 激光器准三能级系统, 建立了激光二极管(LD)侧面抽运 Tm:YAG 激光器抽运阈值的理论模型, 并对不同振荡模式下的抽运阈值进行数值模拟。结果表明, 通过改变输出耦合率可以实现 Tm:YAG 激光器输出波长在 2.02 μm 和 2.07 μm 波长的调控。在输出镜耦合率小于 8.07% 时, 具有较大发射截面的 2.02 μm 振荡模式被具有较小重吸收损耗的 2.07 μm 振荡模式所抑制, 从而实现高功率全固态 LD 侧面抽运 2.07 μm 波长的 Tm:YAG 激光器。并搭建了侧面抽运 Tm:YAG 激光器系统进行实验验证。结果表明, 实验结果和理论预测完全一致。

关键词 激光器; 准三能级; 侧面抽运; 输出耦合率; 波长调谐

中图分类号 TN248.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.0114001

Theoretical Model and Experimental Study for Wavelength Tunable Tm:YAG Laser

Man Da Niu Yanxiong Wang Caili

School of Instrument Science and optoelectronic Engineering, Beihang University, Beijing 100189, China

Abstract Tm:YAG crystal is widely used in generating 2 μm laser due to its superior characteristics. Based on quasi-three-level laser system, a theoretical model of laser diode (LD) side-pumped Tm:YAG laser is presented, and the pump threshold power under different oscillation conditions is simulated. The results indicate that wavelength switchable Tm:YAG laser between 2.02 μm and 2.07 μm can be realized by changing the output coupling rate. Laser oscillation at 2.02 μm with larger stimulate emission sections is suppressed when output coupler is less than 8.07%, consequently, high power solid-state LD side-pumped Tm:YAG laser located at 2.07 μm is achieved. Experimental results prove the accuracy of the theoretical prediction.

Key words lasers; quasi-three-level; side-pumped; transmission; wavelength switchable

OCIS codes 140.3325; 140.3480; 140.3580; 140.3600

1 引 言

自从 1960 年红宝石激光器问世起, 激光技术获得了突飞猛进的发展^[1-3]。其中 2 μm 激光器以其特有的优越特性, 在激光测距、激光遥感、激光成像、医学诊断和治疗、科学研究、材料处理、光学信号处理、数据处理、环境监测等领域发挥着重要的作用^[4-7]。

其中 Tm:YAG 为准三能级系统, 输出中心波长为 2.02 μm 和 2.07 μm 。相比于常见的 Tm:YAG 侧面抽运激光器输出波长 2.02 μm , 其输出波长 2.07 μm 在大气中的透射率更高, 也在非线性光学晶体 GaAs 和 ZnGeP₂ (ZGP) 中透射率更高, 可以广泛地应用于激光雷达领域, 以及作为 3~12 μm 光参量振荡器(OPO)的抽运源。因此, 研究 2.07 μm Tm:YAG 高功率激光器在光电对抗领域有重要的应用价值^[8-9]。

本文建立了激光二极管(LD)侧面抽运 Tm:YAG 激光器抽运阈值的理论模型, 对不同振荡模式下的抽运

收稿日期: 2014-07-10; 收到修改稿日期: 2014-09-02

作者简介: 满 达(1990—), 男, 硕士研究生, 主要从事激光方面的研究。E-mail: 340041985@qq.com

导师简介: 牛燕雄(1967—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事光电对抗方面的研究。E-mail: niuyx@buaa.edu.cn

(通信联系人)

阈值进行了数值模拟,在输出镜耦合率小于 8.07% 时,具有较大发射截面的 2.02 μm 振荡模式被具有较小重吸收损耗的 2.07 μm 振荡模式所抑制。搭建了 LD 侧面抽运高功率全固态可调谐 Tm:YAG 激光器,通过改变输出耦合率实现输出波长在 2.02 μm 与 2.07 μm 之间可调控。输出耦合率 $T=5\%$ 时,Tm:YAG 激光器输出中心波长为 2.07 μm ,并且最大输出功率达到了 115 W;输出耦合率 $T=10\%$ 时,Tm:YAG 激光器输出中心波长为 2.02 μm ,实验结果与理论预测完全一致。实现了基于改变输出耦合率实现在 2 μm 波段波长可调谐高功率 LD 侧面抽运 Tm:YAG 激光器。

2 准三能级系统抽运阈值理论研究

2.1 准三能级系统抽运阈值理论模型

Tm:YAG 激光器是介于三能级系统和四能级系统之间的准三能级激光系统,Tm³⁺离子上激光能级是多重态 9 个 ³F₄斯塔克能级(5556 cm^{-1}),下激光能级是多重态 13 个 ³H₆斯塔克能级,单个斯塔克能级跃迁线宽约为 10 nm。其中从 ³F₄最低能级(5556 cm^{-1})受激辐射到 ³H₆位于 730 cm^{-1} 的斯塔克能级产生 2.07 μm 波长的激光,而从 5556 cm^{-1} 受激辐射到 ³H₆的 610 cm^{-1} 的斯塔克能级产生 2.02 μm 激光^[10],如图 1 所示。

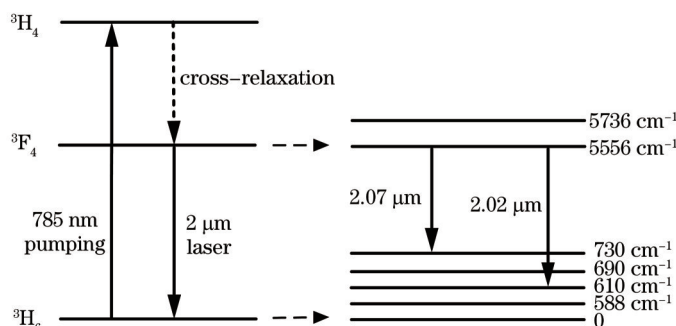


图 1 Tm:YAG 激光器能级分布

Fig.1 Level distribution of the Tm:YAG laser

在侧面抽运激光器理论计算中,抽运光和激光在介质中的横向分布是两个非常重要的参数。假定抽运光和激光都是高斯光束,同时忽略在介质中的衍射效应和空间烧孔效应。当抽运光只通过介质一次时,激光上下能级粒子数密度的速率方程为^[11]

$$\frac{dN_a(r,z)}{dt} = -f_a R r_p(r,z) - \frac{N_a(r,z) - N_a^0}{\tau_f} + \frac{f_a c \sigma [N_b(r,z) - N_a(r,z)] S s_0(r,z)}{n} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{dN_b(r,z)}{dt} = f_b R r_p(r,z) - \frac{N_b(r,z) - N_b^0}{\tau_f} - \frac{f_b c \sigma [N_b(r,z) - N_a(r,z)] S s_0(r,z)}{n} = 0, \quad (2)$$

式中 $N_a(r,z)$ 为激光下能级布居数密度, $N_b(r,z)$ 为激光上能级布居数密度, f_a 为下能级布居数占所在能态布居数的百分比, f_b 为上能级布居数占所在能态布居数的百分比, N_a^0 、 N_b^0 为热平衡时的布居数, R 为抽运速率, τ_f 为能级寿命, c 为真空中光速, σ 为受激发射截面, S 为腔内光子总数, n 为增益介质折射率, $r_p(r,z)$ 为归一化抽运速率密度函数, $s_0(r,z)$ 为归一化腔内光子数密度。

反转粒子数密度可由(1)式与(2)式合并得出:

$$\frac{d\Delta N(r,z)}{dt} = (f_a + f_b) R r_p(r,z) - \frac{\Delta N(r,z) - \Delta N^0}{\tau_f} - \frac{(f_a + f_b) c \sigma \Delta N(r,z) S s_0(r,z)}{n} = 0, \quad (3)$$

式中 $\Delta N(r,z)$ 为反转粒子数密度, ΔN^0 为抽运光为零时上下激光能级粒子数密度之差, $\Delta N^0 = N_b^0 - N_a^0 \approx -N_a^0 = -f_a N_1^0$, N_1^0 为总掺杂浓度。

当激光谐振腔处于稳态,即腔内光子数不随时间变化时,有

$$\frac{dS}{dt} = \frac{c\sigma}{n} \iiint_{\text{crystal}} \Delta N(x,y,z) S s_0(x,y,z) dV - \frac{S}{\tau_c} = 0, \quad (4)$$

式中 τ_c 为光子寿命, $\tau_c = \frac{2l_c^*}{c\delta}$, 其中 $l_c^* = l_c + (n-1)l$, l_c^* 为谐振腔光程长度, l_c 为几何腔长, l 为激光晶体长度, n 为晶体折射率, $\delta = L_i + T$ 为谐振腔往返损耗, L_i 为谐振腔固有损耗, T 为输出耦合率。

抽运速率 R 可表示为

$$R = \frac{\eta_p P_p}{h\nu_p}, \quad (5)$$

式中 η_p 为抽运量子效率, 表示吸收一个抽运光子平均激发的受激粒子数, P_p 为入射抽运能量; $h\nu_p$ 为抽运光子能量。

腔内光子总数 S 可以表示为

$$S = \frac{2l^* P_0}{cTh\nu_L}, \quad (6)$$

式中 P_0 为激光谐振腔输出功率, $h\nu_L$ 为激光光子能量。

假设抽运光分布函数满足:

$$\iiint_{\text{crystal}} r_p(x, y, z) dV = \int_{x=0}^{\infty} \int_{y=0}^{\infty} \int_{z=0}^{\infty} r_p(x, y, z) dx dy dz = 1. \quad (7)$$

光子分布函数满足:

$$\iiint_{\text{cavity}} s_0(x, y, z) dV = \int_{x=0}^{\infty} \int_{y=0}^{\infty} \left[\int_0^l n s_0(x, y, z) dz + \int_l^{l_c} s_0(x, y, z) dz \right] dx dy = 1. \quad (8)$$

可以得到反转粒子数密度为

$$\Delta N(x, y, z) = \frac{(f_a + f_b)\tau_f R r_p(x, y, z) - N_a^0}{1 + \frac{(f_a + f_b)c\sigma\tau_f}{n} S s_0(x, y, z)}. \quad (9)$$

把(9)式代入谐振腔稳态方程:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{c\sigma}{n} \iiint_{\text{crystal}} \Delta N(x, y, z) S s_0(x, y, z) dV - \frac{S}{\tau_c} = 0, \quad (10)$$

可以得到:

$$\frac{2\sigma l_c^*}{n} \iiint_{\text{crystal}} \frac{(f_a + f_b)\tau_f R r_p(x, y, z) - N_a^0}{1 + \frac{(f_a + f_b)c\sigma\tau_f}{n} S s_0(x, y, z)} \times s_0(x, y, z) dV = \delta, \quad (11)$$

令:

$$\begin{aligned} F &= \frac{2(f_a + f_b)\sigma\tau_f l_c^* R}{n\delta}, \\ Q &= \frac{(f_a + f_b)c\sigma\tau_f}{n} S, \\ B &= \frac{2N_a^0 \sigma l}{\delta}. \end{aligned} \quad (12)$$

把 F, Q, B 代入(11)式得:

$$F = \frac{1 + B(l_c^*/nl) \iiint_{\text{crystal}} \frac{s_0(x, y, z)}{1 + Qs_0(x, y, z)} dV}{\iiint_{\text{crystal}} \frac{r_p(x, y, z)s_0(x, y, z)}{1 + Qs_0(x, y, z)} dV}, \quad (13)$$

式中 F 为随抽运速率比例变化的标准化变量, Q 为随内部激光能量比例变化的标准化变量, B 为再吸收损失与固定腔损耗之比。

为了解决激光器阈值问题, 把 $Q=0$ 代入(13)式得:

$$F_{th} = \frac{1 + B(l_c^*/nl) \iiint_{crystal} s_0(x,y,z)dV}{\iiint_{crystal} r_p(x,y,z)s_0(x,y,z)dV} = \left[1 + B(l_c^*/nl) \iiint_{crystal} s_0(x,y,z)dV \right] V_{eff}, \quad (14)$$

式中 V_{eff} 为有效模体积:

$$V_{eff} = 1/ \iiint_{crystal} r_p(x,y,z)s_0(x,y,z)dV. \quad (15)$$

对于侧面抽运的高斯光束,有

$$r_p(r,z) = \frac{2}{\pi\omega_p^2\eta_a l} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_p^2}\right), \quad (16)$$

$$s_0(r,z) = \frac{2}{\pi\omega_0^2 l_c^*} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2}\right). \quad (17)$$

可以得到激光器的吸收抽运阈值功率:

$$P_{th} = \frac{\pi h\nu_p(\omega_0^2 + \omega_p^2)}{4\eta_p(f_a + f_b)\sigma\tau_f} \times (L_i + T + 2N_a^o\sigma l). \quad (18)$$

由(18)式可知,与四能级系统的抽运阈值功率相比,多了重吸收损耗项 $2N_a^o\sigma l$ 。

2.2 不同振荡模式下抽运阈值的数值模拟

不同振荡模式下,侧面抽运准三能级 Tm:YAG 激光器吸收抽运功率阈值为

$$P_{th,i} = \frac{\pi h\nu_p(\omega_{0,i}^2 + \omega_p^2)}{4\eta_{p,i}(f_{a,i} + f_b)\sigma_i\tau_i} \times (L_i + T_i + 2N_{a,i}^o\sigma_i l). \quad (19)$$

对于 $i=1$ 的 $2.02 \mu\text{m}$ 与 $i=2$ 的 $2.07 \mu\text{m}$, 由于波长很接近,并且它们激光上能级一致,所以近似假设两者的 ω_0, τ_f 相等,即 $\omega_{0,1} = \omega_{0,2} = \omega_0$, $L_1 = L_2 = L_i$, $T_1 = T_2 = T$, $\tau_1 = \tau_2 = \tau$ 。

$$P_{th,i} = \frac{\pi h\nu_p(\omega_0^2 + \omega_p^2)}{4\eta_{p,i}(f_{a,i} + f_b)\sigma_i\tau} \times (L_i + T + 2N_{a,i}^o\sigma_i l). \quad (20)$$

吸收抽运功率阈值可以简化为吸收抽运功率阈值密度^[12],假设 $\omega_0 = \omega_p = \omega$, 吸收抽运阈值功率密度为

$$P_{th_density} = \frac{P_{th}}{\pi\omega^2} = \frac{h\nu_p}{2\eta_p(f_a + f_b)\sigma\tau} \times (L_i + T + 2N_a^o\sigma l). \quad (21)$$

为了在谐振腔中抑制 $2.02 \mu\text{m}$ 波长,从而实现 $2.07 \mu\text{m}$ 波长输出, $i=2$ 的 $2.07 \mu\text{m}$ 波长的吸收抽运功率阈值密度应该较低,即:

$$P_{th_density,1} = \frac{h\nu_p(L_i + T + 2N_{a,1}^o\sigma_1 l)}{2\eta_{p,1}\sigma_1(f_{a,1} + f_b)\tau} > \frac{h\nu_p(L_i + T + 2N_{a,2}^o\sigma_2 l)}{2\eta_{p,2}\sigma_2(f_{a,2} + f_b)\tau} = P_{th_density,2}. \quad (22)$$

对于不同模式下的跃迁,假定重吸收截面等于其发射截面。对于 3.5% 掺杂浓度的 Tm:YAG 晶体,波长为 $2.02 \mu\text{m}$ 的发射截面 $\sigma_1 = 2 \times 10^{-21} \text{cm}^2$ ^[13]; 由图 2 Tm:YAG 晶体荧光谱可以计算出, $2.02 \mu\text{m}$ 与 $2.07 \mu\text{m}$ 发射截面的比值为 $\sigma_1/\sigma_2 = 2.8/1$ 。可得到波长 $2.07 \mu\text{m}$ 的发射截面 $\sigma_2 = 0.7 \times 10^{-21} \text{cm}^2$ 。

对于此模型,在稳态抽运情况下,各多重态斯塔克能级上的粒子数分布遵守波尔兹曼分布,实验中晶体棒周围冷却水的温度设定为 281 K,并假定 Tm:YAG 晶体棒内的温度均匀分布,不同模式下激光上下能级粒子的布局数分布为

$$f_{a,1} = 0.0138, f_{a,2} = 0.0075, f_b = 0.485. \quad (23)$$

由于激光上下能级布居数之比 $f_{a,i}/f_b \ll 1$, 3F_4 能级粒子数与下能级相比很小,从而基态 3H_6 能级粒子数不会明显减少,故激光下能级粒子数密度为 $N_{a,i}^o = f_{a,i} \times N_0$, N_0 为总掺杂浓度^[14]。对于掺杂浓度为 3.5% 的 Tm:YAG 晶体,总掺杂浓度为 $4.8 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ 。

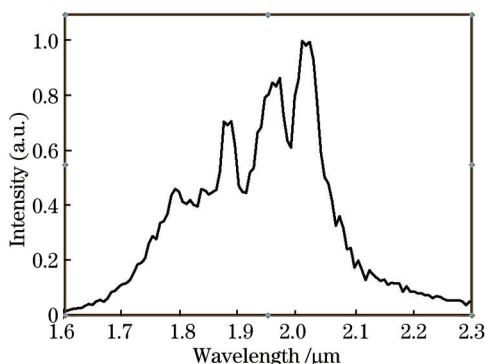


图 2 Tm:YAG 荧光谱

Fig.2 Fluorescence spectrum of Tm:YAG

2.02 μm 与 2.07 μm 振荡模式的抽运量子效率分别为 $\eta_1 = \frac{785}{2020} \times 100\% = 38.9\%$, $\eta_2 = \frac{785}{2070} \times 100\% = 37.9\%$ 。假设不考虑谐振腔的固有损耗, 实验中采用晶体长度为 138 mm, 抽运光波长 $\lambda_p = 785 \text{ nm}$, 上能级寿命 $\tau_f = 11 \text{ ms}$ 。2.02 μm 与 2.07 μm 的吸收抽运功率阈值密度随输出耦合率变化关系曲线如图 3 所示。

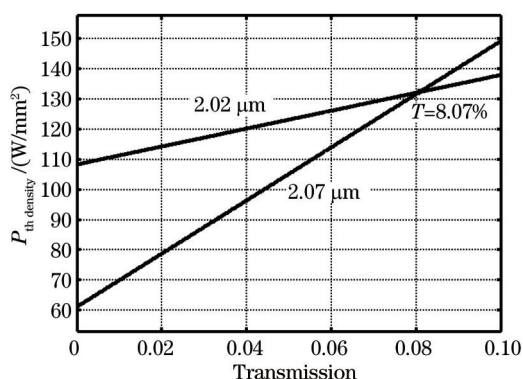


图 3 Tm:YAG 吸收抽运功率阈值密度随输出耦合率变化曲线

Fig.3 Curves of Tm:YAG laser absorbed threshold pump power density along with the output coupling ratio change

从图 3 可以看出, 在输出耦合 $T < 8.07\%$ 时, 波长 2.07 μm 的吸收抽运功率阈值密度要小于 2.02 μm 阈值, 此时 Tm:YAG 激光器的输出波长为 2.07 μm 激光; 当 $T > 8.07\%$ 时, 2.07 μm 的阈值大于 2.02 μm, 此时 Tm:YAG 激光器的输出波长为 2.02 μm。实际情况下, 当考虑固有损耗时, 得到的输出耦合阈值将会略小于 8.07%。

Tm:YAG 激光器的输出波长随着输出耦合率变化是由 Tm:YAG 激光器中的重吸收损耗导致的。当输出耦合较小 ($T=5\%$) 时, 抽运阈值密度公式中重吸收损耗项 $2N_a^0 \sigma l$ 相对其他损耗项较大; 不同振荡模式下的抽运阈值密度主要取决于重吸收损耗项, 激光下能级所处的斯塔克能级越高, 重吸收损耗就越小, 因此下能级处于 730 cm^{-1} 的 2.07 μm 波长比下能级处于 610 cm^{-1} 的 2.02 μm 波长具有较小的损耗, 此时产生的是 2.07 μm 激光; 当输出耦合较大 ($T=10\%$) 时, 在抽运功率阈值密度公式中, 不同振荡模式下的功率阈值取决于发射截面的大小, 2.02 μm 的振荡模式由于具有较大的发射截面, 在谐振腔起振时具有优势。

3 实验结果

图 4 为 Tm:YAG 激光器示意图。采用了两个同型的激光模块进行串接, 谐振腔结构采用平平腔。M₁ 是在波长 2 μm 处反射率 $R > 99.5\%$ 的高反平面镜, M₂ 是输出耦合镜, 在波长 2 μm 附近的输出透射率为 5% 或 10%, 从而进行波长调控^[5]。

其中每个激光模块由 5 个二极管阵列构成, 采用 5 向侧面抽运结构, 并且每个二极管阵列由 12 个输出波长为 785 nm 的二极管组成, 总抽运功率为 1200 W。每个 YAG 晶体棒 (Tm³⁺ 掺杂浓度为 3.5%) 直径为 4 mm, 掺杂长度为 69 mm, 并且为了优化热管理, 晶体棒两端分别键和 18 mm 的未掺杂 YAG 晶体, 且掺杂晶体部分刻有螺

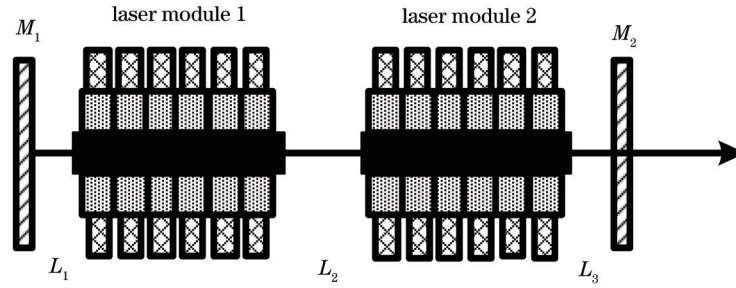


图4 2 μm Tm:YAG 激光器示意图

Fig.4 Schematic of the rod Tm:YAG laser around 2 μm

纹。晶体棒由去离子水冷却至 8 °C。

使用 Ophir F300A-SH 型功率计测量了激光器的输出特性。输出功率与 LD 抽运功率的关系曲线如图 5 所示。当输出镜耦合率为 5% 时,激光阈值出现在抽运光功率 432 W 时。在抽运光功率达到 1188 W 时,最大输出功率超过 115 W。最高功率时光-光转换效率为 9.7%,相应的斜效率为 22.5%。当输出镜耦合率为 10%

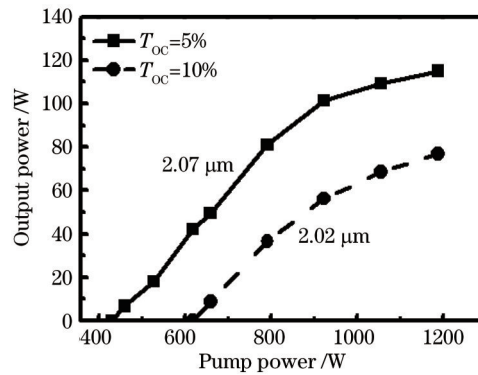


图5 输出功率与 LD 抽运功率的关系曲线

Fig. 5 Output power of rod Tm:YAG laser versus LD pump power

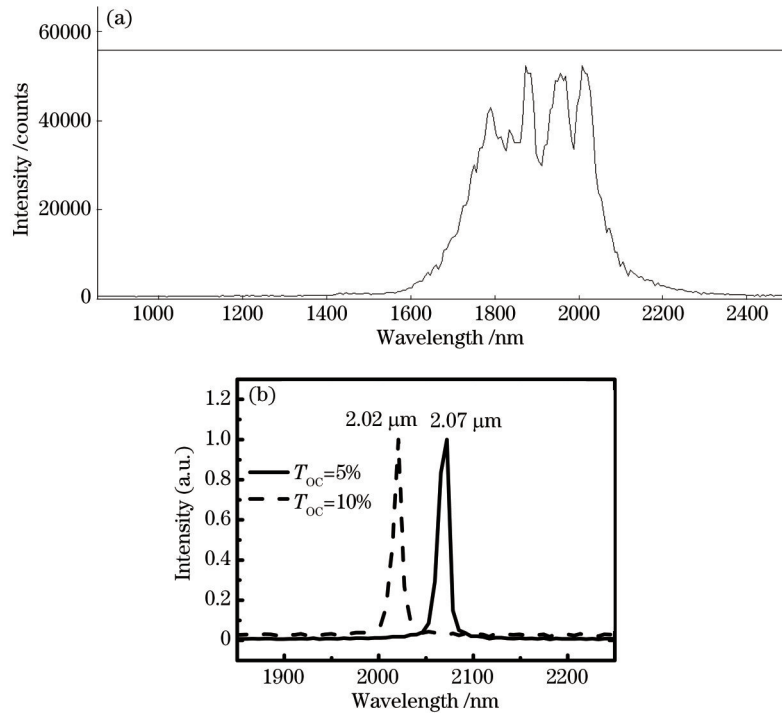


图6 不同输出耦合下 Tm:YAG 激光器光谱图。(a)测量原始图;(b)Origin 软件绘图

Fig.6 Spectra of rod Tm:YAG laser with different output couplings. (a) Original image; (b) Origin software drawing image

时,激光阈值出现在抽运光功率为 619 W 时。在抽运光功率达到 1188 W 时,最大输出功率为 77.1 W,最高功率时光-光转换效率为 6.5%,相应的斜效率为 21.1%。

利用光纤光谱仪(NIRQuest256-2.5, Ocean Optics),测量了 2 μm Tm:YAG 激光器的输出波长,如图 5 所示。由图 5 可以看出,在 $T=5\%$ 时 Tm:YAG 激光器在最大输出功率为 115 W 时的输出中心波长为 2.07 μm ;在 $T=10\%$ 时 Tm:YAG 激光器在最大输出功率为 77.1 W 时的输出中心波长为 2.02 μm 。实验结果与理论预测完全一致。

4 结 论

建立了 LD 侧面抽运 Tm:YAG 激光器抽运阈值的理论模型,并对不同振荡模式下的抽运阈值进行数值模拟。在输出镜耦合率小于 8.07% 时,具有较大发射截面的 2.02 μm 振荡模式被具有较小重吸收损耗的 2.07 μm 振荡模式所抑制,从而实现高功率 2.07 μm 波长的 Tm:YAG 激光器。通过搭建 Tm:YAG 激光器系统对理论进行了验证,在 $T=5\%$ 时, Tm:YAG 激光器的输出中心波长为 2.07 μm ;在 $T=10\%$ 时, Tm:YAG 激光器的输出中心波长为 2.02 μm 。实验结果与理论预测完全一致。

参 考 文 献

- 1 Lin Zunqi, Chen Weibiao, Lou Qihong, *et al.*. Review on the recent progress of laser frontiers in China [J]. *Sci China Tech Sci*, 2013, (009): 961-978.
林尊琪, 陈卫标, 楼祺洪, 等. 我国近期激光前沿若干重要进展评述[J]. *中国科学: 技术科学*, 2013, (009): 961-978.
- 2 Zhu Yadong, Zhou Pu, Zhang Hanwei, *et al.*. Analysis of maximum extractable power of 2 μm holmium-doped silica fiber laser [J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(6): 0614004.
朱亚东, 周 朴, 张汉伟, 等. 2 μm 硅基掺钬光纤激光器极限功率分析[J]. *光学学报*, 2013, 33(6): 0614004.
- 3 Li Mi, Hu Hao, Li Jianmin, *et al.*. Technology research on high power slab laser end-pumped with laser diode arrays [J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(5): 0514004.
李 密, 胡 浩, 李建民, 等. 激光二极管阵列端面抽运高功率板条激光器技术研究[J]. *光学学报*, 2013, 33(5): 0514004.
- 4 P J M Suni, S W Henderson. 1-mJ/pulse Tm:YAG laser pumped by a 3-W diode laser [J]. *Opt Lett*, 1991, 16(11): 817-819.
- 5 Huang Dexiu, Liu Xuefeng. *Semiconductor Lasers and Their Applications*[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 1995. 197-210.
黄德修, 刘雪峰. *半导体激光器及其应用*[M]. 北京: 国防工业出版社, 1995. 197-210.
- 6 J Yu, B C Trieu, E A Modlin, *et al.*. 1 J/pulse Q-switched 2 μm solid-state laser [J]. *Opt Lett*, 2006, 31(4): 462-464.
- 7 T Yokozawa, H Hara. Laser-diode end-pumped Tm:YAG eye-safe laser [J]. *Appl Opt*, 1996, 35(9): 1424-1426.
- 8 S So, J I Mackenzie, D P Shepherd, *et al.*. Intra-cavity side-pumped Ho:YAG laser [J]. *Opt Express*, 2006, 14(22): 10481-10487.
- 9 A Sato, K Asai, T Itabe. Double-pass-pumped Tm:YAG laser with a simple cavity configuration [J]. *Appl Opt*, 1998, 37(27): 6395-6400.
- 10 Wu Chengjiu. Tunable rare-earth ion activated laser crystal [J]. *Bulletin of the Chinese Ceramic Society*, 1993, 4(32): 32-38.
邬承就. 稀土激活的可调谐激光晶体[J]. *硅酸盐通报*, 1993, 4(32): 32-38.
- 11 T Taira, W M Tulloch, R L Byer. Modeling of quasi-three-level lasers and operation of cw Yb:YAG lasers [J]. *Appl Opt*, 1997, 36(9): 1867-1874.
- 12 M J D Esser, D Preussler, E H Bernhardt, *et al.*. Diode-end-pumped Tm:GdVO₄ laser operating at 1818 and 1915 nm [J]. *Appl Phys B*, 2009, 97(2): 351-356.
- 13 W Koechner. *Solid-State Laser Engineering* [M]. Berlin: Springer, 2006.
- 14 T Y Fan, R L Byer. Modeling and cw operation of a quasi-three-level 946 nm Nd:YAG laser [J]. *IEEE J Quantum Electron*, 1987, 23(5): 605-612.
- 15 C Wang, S Du, Y Niu, *et al.*. Wavelength switchable high-power diode-side-pumped rod Tm:YAG laser around 2 μm [J]. *Opt Express*, 2013, 21(6): 7156-7161

栏目编辑: 张 雁