

脉冲掺钛蓝宝石激光器的输出特性研究

李 焜 刘宏发 严柏生 张国威

(北京理工大学, 北京, 100081)

摘要: 利用我国三个单位生长的晶体对脉冲运转的掺钛蓝宝石激光器的输出特性进行了初步的较系统的实验研究, 对我国自己生长的不同晶体的激光性能进行了初步比较, 结果与理论基本相符。

Studies of the output characteristics of a pulsed $Ti^{3+}:Al_2O_3$ laser

Li Kun, Liu Hongfa, Yan Baisheng, Zhang Guowei

(Beijing Institute of Technology)

Abstract: The output characteristics of a pulsed $Ti^{3+}:Al_2O_3$ laser have been systematically studied. $Ti^{3+}:Al_2O_3$ crystals used in the laser are provided by three institutes in China. The lasing characteristics of different crystals are compared to one another. The experimental results are roughly coincident with theoretical ones.

掺钛蓝宝石激光器具有宽调谐范围、高转换效率、热性能好、结构简单等特点, 已成为80年代问世的最有应用价值的固体可调谐激光器。它的出现标志着一个固体可调谐激光器替代液体(染料)可调谐激光器时代的来临。

我国对这种激光器的研究始于80年代末^[1]。近年来, 我们利用我国三个单位生长的晶体对脉冲运转的掺钛蓝宝石激光器的输出特性进行了初步的较系统的实验研究, 对我国自己生长的不同晶体的激光性能进行了初步比较。

掺钛蓝宝石激光器与其它固体激光器(固定波长的激光器, 如YAG激光器等)比较, 主要有以下几个特点: 1. 掺钛蓝宝石晶体在激射波段存在红外残余吸收, 其值大小是衡量这种晶体品质的一个重要参数; 2. 泵浦方式多采用纵向泵浦, 因而在轴向和径向都存在分布的不均匀性, 这对腔型和腔参数选择有密切关系; 3. 调谐范围宽(>400nm), 必须设计、研制宽带高强度反射镜膜; 4. 晶体有偏振选择, 且有一定的色散, 应正确切割、加工、应用。

一、 $Ti^{3+}:Al_2O_3$ 晶体的光谱特性

图1(a)为掺钛蓝宝石晶体的蓝绿吸收光谱^[2], 其范围为400~630nm, 峰值约为490nm, 其中 π 分量和 σ 分量分别是平行于和垂直于C轴的分量。它的吸收呈明显的偏振选择性, 在490nm处对 π 分量的吸收约为对 σ 分量的2.3倍。为此, 我们选用偏振输出的泵浦光,

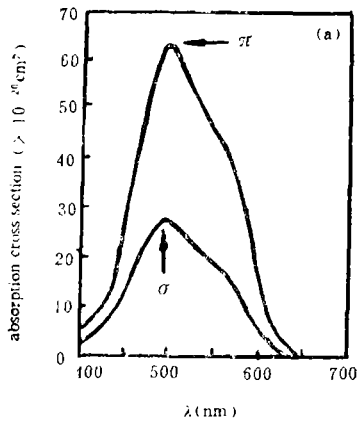


Fig. 1 (a) Green-blue absorption spectra of $Ti^{3+}:Al_2O_3$

$FOM = a_{490}/a_{800}$ 或 a_{532}/a_{800} 。显然，FOM值的大小是评价 $Ti^{3+}:Al_2O_3$ 晶体的一个重要参数，在 $Ti^{3+}:Al_2O_3$ 激光器中，应根据运转方式选用具有足够大FOM值的晶体。

并使其偏振方向平行于C轴。

图1 (b) 为晶体的荧光光谱，其复盖范围为650~1100nm，峰值在780nm附近，也呈偏振特性，峰值处 π 分量约为 σ 分量的2.4倍，因而振荡光一般也是偏振光。图1 (c) 是它的红外残余吸收光谱，其范围延伸到1600nm，峰值在770nm附近，也呈偏振选择性，但其极性正好与荧光光谱相反，对 π 分量的吸收小于对 σ 分量的吸收。红外残余吸收对激光振荡无疑是一种损耗。

通常将 $Ti^{3+}:Al_2O_3$ 晶体对泵浦光的吸收系数与对振荡光的吸收系数之比定义为品质因数 (Figure of Merit)，简称FOM值，即

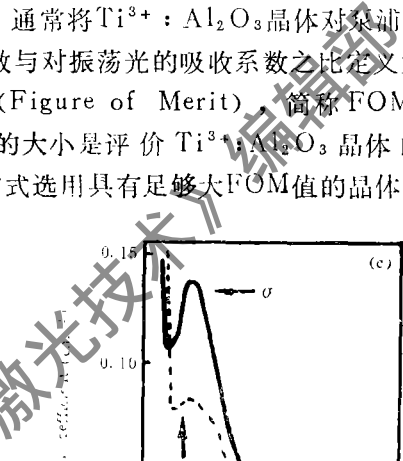


Fig.1 (b) Fluorescence spectra of $Ti^{3+}:Al_2O_3$

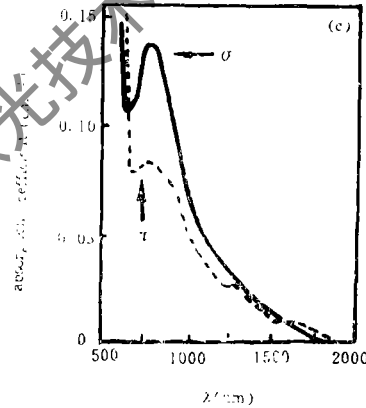


Fig.1 (c) Infrared residual absorption spectra of $Ti^{3+}:Al_2O_3$

二、泵浦方式和腔型结构

相干光泵浦的掺钛蓝宝石激光器多采用纵向泵浦的形式 (图2)，泵浦光用透镜L会聚，

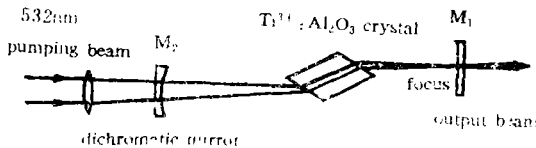


Fig.2 Pumping and cavity configuration of a $Ti^{3+}:Al_2O_3$ laser

经球面镜 M_2 (对532nm增透，对振荡光高反) 入射到晶体上。显然，光在晶体中传播时，一方面光能量将指数地衰减，另一方面光斑大小也随之改变，造成光能密度轴向和径向的不均匀分布，从而形成增益的不均匀分布。因此，在一定泵浦功率条

件下，必须根据晶体的吸收系数选择适当的长度，并选择合适的腔参数，搞好腔模匹配，以利于提高能量的转换效率。

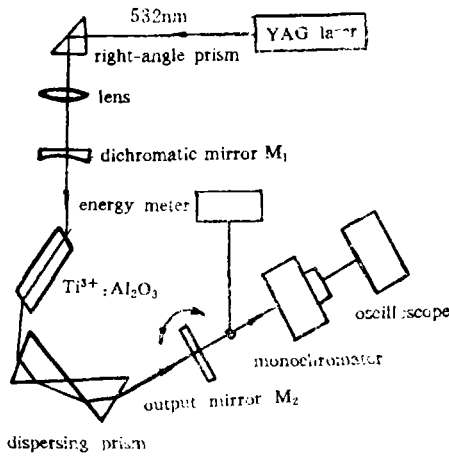


Fig.3 Experimental setup with dispersion prisms

这种激光器由于增益不高，常采用稳定腔结构。球面镜曲率半径取 $R = 0.5 \sim 5m$ ，并取腔长 $L < R$ 。此种腔的模体积小，因而能量密度较高，它受激光晶体和介质膜片的破坏阈值限制。

晶体一般按布角切割，以减小晶体表面的反射损耗。晶体长度与吸收系数有关，通常为 $1.5 \sim 2.5cm$ 。

如果要求调谐工作，需在腔内插入色散或干涉性选频元件，如棱镜、光栅、标准具或双折射滤光片等。图3为我们所用的一种实验装置，腔内有两块色散棱镜。由球面镜（曲率半径 $R = 1m$ ） M_2 和输出镜 M_1 组成一准半共焦腔，腔长为 $45cm$ ，实验时旋转平面镜 M_1 进行调谐。

三、脉冲掺钛蓝宝石激光器的阈值泵浦能量

三价钛离子的宽带二能级等价于一个四能级系统，受激态的最低能级相当于亚稳态，而基态 2T_2 中的任意振动能级则为辐射跃迁的下能级，因此其光子数密度 φ 和反转粒子数密度 N 变化的速率方程为：

$$d\varphi/dt = c l \sigma_e \varphi N / l_c - \varphi / \tau_c + W_0 \tag{1}$$

$$dN/dt = -c l \sigma_e \varphi N / l_c - \varphi / \tau_i + W_p \tag{2}$$

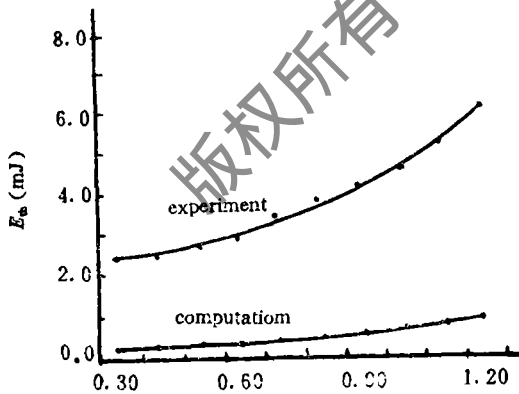
式中， $\tau_c = 2l_c / c(\beta + T)$ 为腔内光子寿命， β 为腔内损耗， T 为输出耦合镜的透过率， l_c 为腔长， c 为真空中的光速， σ_e 为受激辐射截面， τ_i 为荧光寿命， l 为晶体长度， W_0 为自发辐射速率， W_p 为泵浦速率。若忽略自发辐射，由谐振腔起振的阈值条件，考虑到纵向泵浦引起的轴向和径向的不均匀性，并设振荡光为高斯型的 TEM_{00} 模，其光斑半径为 ω_c ，再设泵浦光的光斑半径为 ω_p ， $a = \omega_p / \omega_c$ ，则可得到阈值泵浦功率为^[3]：

$$P_{th} = \pi \omega_c^2 h \nu_p (a^2 + 1) (T + B) / 4\tau \sigma_e [1 - \exp(-\alpha_p l)] \tag{3}$$

对脉冲激光器，则其阈值泵浦能量为：

$$E_{th} = [\pi \omega_c^2 h \nu_p \tau (a^2 + 1) (T + \beta) / \{4\tau \sigma_e [1 - \exp(-\alpha_p l)] [1 - \exp(-\tau_p / \tau)]\}] \tag{4}$$

Fig.4 Variation of threshold with the match level of pumping beam and cavity mode



式中， ν_p 为泵浦光频率， α_p 为晶体对泵浦光的吸收系数， τ 为激发态寿命， τ_p 为泵浦光脉宽。

由(4)式可以看出，在其它条件一定的情况下，阈值泵浦能量与泵浦光与腔模光斑半径的匹配程度有关。图4为我们用K1晶体在输出波长为 $750nm$ 时得到的实验结果与根据(4)式

(取 $\beta = 0.2$, 其它为实验数据和典型理论值) 计算得到的曲线相比较, 两者趋势基本一致, 但实验值均比相应的计算值偏大。这可能是因为(4)式中未考虑红外残余吸收、我们对腔内损耗估计偏小以及测量误差造成的。用其它晶体在其它输出波长也得到了类似的实验结果。

四、输出特性的实验研究

这里所说的输出特性包括最佳输出耦合、斜效率和调谐范围。

由腔中能量转换过程可知, 只有超过阈值的粒子数密度($N - N_{th}$)才会形成激光振荡。考虑到输出的耦合系数 $T/(T + \beta)$, 则激光输出能量为:

$$E_{out} = (N - N_{th})Vh\nu_c T/(T + \beta) = (E_{in} - E_{th})\eta, \quad (5)$$

因此, 激光器的斜效率为:

$$\eta_s = E_{out}/(E_{in} - E_{th}) = \eta_i A(\nu_c/\nu_p)T/(T + \beta) \quad (6)$$

式中, η_i 为辐射跃迁的量子效率, V 为激活体积, E_{in} 为入射到晶体上的能量, A 为晶体对入射光的吸收率, ν_c 和 ν_p 分别为激光和泵浦光的频率。

由(6)式可以看出, 在泵浦波长和激光波长确定后, 斜效率与晶体对入射光的吸收率和 $T/(T + \beta)$ 有关。

附表列出了我们用几块晶体在 $\lambda = 750\text{nm}$, $a \approx 0.85$ 时所得到的阈值和斜效率实验结果。

Table Thresholds and slope efficiencies when different crystals used

| No. of crystal | $\alpha_{532} (\text{cm}^{-1})$ | $L (\text{cm})$ | $\eta_s (\%)$ | $E_{th} (\text{mJ})$ |
|----------------|---------------------------------|-----------------|---------------|----------------------|
| K1 | 2.10 | 1.2 | 35.4 | 4.3 |
| L1 | 0.80 | 2.6 | 10.8 | 7.1 |
| A1 | 1.35 | 1.7 | 15.4 | 7.9 |
| A2 | 2.40 | 1.2 | 18.9 | 7.8 |

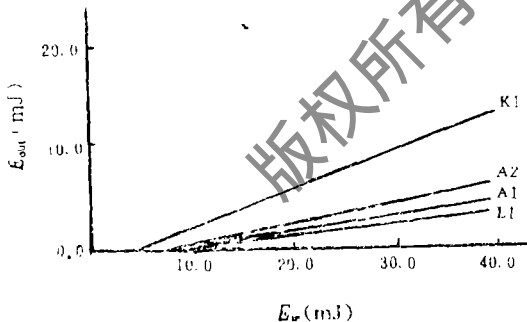


Fig. 5 Thresholds and slope efficiencies when different crystals used

图5为根据这些数据得到的曲线。其中K1为热交换法生长的晶体, 其它为提拉法生长。鉴于当前条件, 由于样品的FOM值不确定, 表面加工质量差别较大, 尚难于判断对脉冲运转的器件何种生长方法、何种浓度为佳。

此外, 我们知道, 当输出镜的透射率较小时, 腔内振荡较强, 这时阈值较低, 但由于耦合效率低, 故激光输出较小。当输出镜的透射率较大时, 耦合效率增大,

但由于谐振腔的输出损耗增加, 腔内的辐射能量密度降低, 使得阈值提高, 激光输出减小, 总效率降低。因此存在一个最佳透射率。为了确定不同波长处的最佳透射率, 我们在 $700 \sim 830\text{nm}$ 和 $810 \sim 950\text{nm}$ 两个波段镀制了多种不同透射率的输出镜, 在固定腔长、泵浦耦合距离和泵浦能量相等条件下, 用晶体K1对它们的输出特性进行了较系统的实验。得到了图6(a)和(b)所示分别与 $700 \sim 830\text{nm}$ 和 $810 \sim 950\text{nm}$ 波段对应的最佳透射率范围曲线。

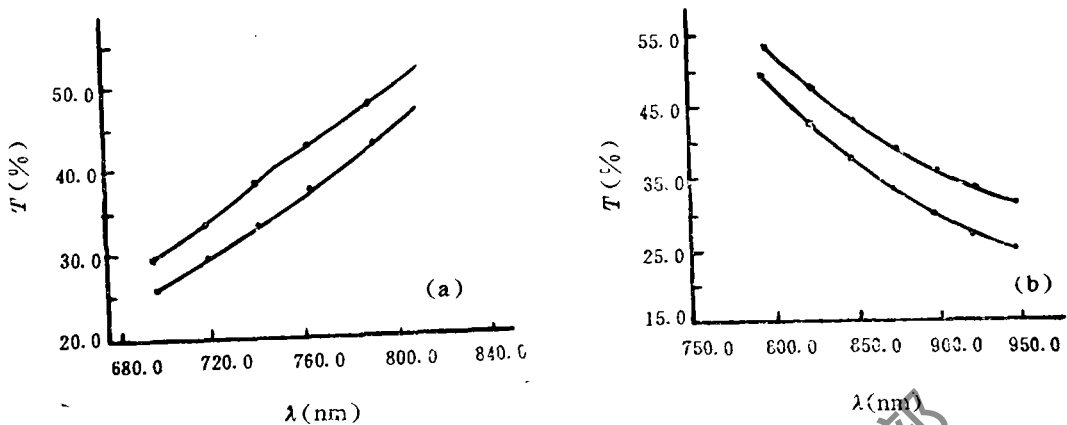


Fig.6 Optimum ranges of transmittances in two wavebands

根据上述实验结果,我们设计、镀制了一对700~900nm宽波段的膜片,实现了如图7所示的宽波段调谐,最大输出为8mJ。

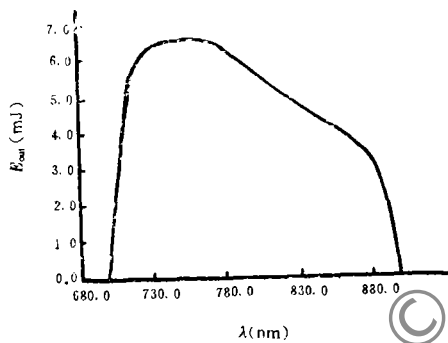


Fig.7 Tuning curve in a broad waveband

少,因此,对现有实验结果还难于做进一步分析和得出相应的结论,这对器件的研究无疑是一个障碍。为此,必须首先解决这些基本参数的测试问题,以便正确评定晶体的质量和等级,为深入开展此种激光器的研究创造条件。其次,宽带高强度介质膜片也是这种激光器的关键元件之一。我们已实现了用一对膜片复盖大于200nm的调谐实验,现正研制带宽为300nm的高强度介质膜片。

参 考 文 献

- [1] 吴路生, 陈一宏, 赵海荣 *et al.* 中国激光, 1993; 15(1): 4
- [2] Moulton P F. J O S A (B), 1986; 3(1): 125
- [3] Moulton P F. IEEE J Q E, 1985; QE-21(10): 1582

*

*

*

作者简介: 李 妮,女,1966年出生。硕士研究生。
 刘宏发,请见本刊1993年,第17卷,第1期,第10页。
 严伯生,请见本刊1993年,第17卷,第1期,第10页。
 张国威,请见本刊1991年,第15卷,第5期,第265页。

收稿日期: 1992年10月23日。