

### Ti<sup>3+</sup>:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 激光特性的研究

吴路生 陈一斌 赵梅荣 殷绍唐 汤洪高

(中国科学院安徽光机所)

#### Investigation of characteristics on Ti<sup>3+</sup>:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> lasers

Wu Lusheng, Chen Yihong, Zhao Meirong, Yin Shaotang, Tang Honggao

(Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Hefei)

**提要:** 本文详细报道了 Ti<sup>3+</sup>:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 激光器的实验结果。用一台 Q 开关脉冲 Nd<sup>3+</sup>:YAG 激光器的倍频光作泵浦源, 获得了 677~987 nm 调谐范围内 0.5 MW 的峰值输出功率和 13.9% 的能量转换效率的 TEM<sub>00</sub> 模输出。对实验结果进行了分析。

**关键词:** Ti<sup>3+</sup>:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 激光器

#### 一、引言

掺钛宝石晶体是一种新型可调谐激光晶体, 它具有调谐范围宽、增益高、阈值低、可以各种形式泵浦等优点。在激光光谱学、激光化学、以及军事上和工业上都将有重要的应用前景, 广泛受到国内外的重视。

P. F. Moulton<sup>[1]</sup>最近对这种晶体的光谱及激光性能作了详细阐述。低温及室温下连续泵浦的激光器已由几位作者报道<sup>[1, 2]</sup>。Philip Lacovara<sup>[3]</sup>也报道了闪光灯泵浦的激光运转。我们最近实现了由 YAG 倍频激光器泵浦的激光运转, 获得的调谐范围为 310.0 nm; 最大输出能量为 5 mJ; 斜率效率为 21%, 泵浦阈值约 8.5 mJ; 光束发散角为衍射极限(1.62 mrad)。

#### 二、实验考虑与装置

##### 2.1 泵浦源的选择

Ti<sup>3+</sup>:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 晶体的吸收光谱如图 1 所

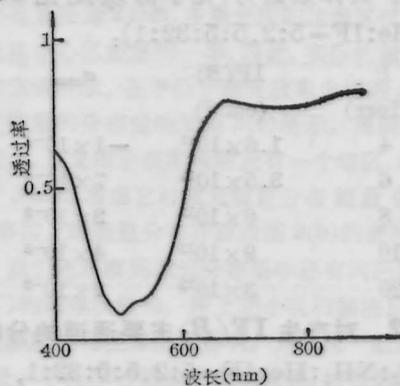


图 1 Ti<sup>3+</sup>:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 晶体的吸收光谱 (l=18 mm)

收稿日期: 1987 年 10 月 10 日。

示。在  $490.0\text{nm}$  处有一吸收带。就波长而言, 氩离子激光器及工作在  $490.0\text{nm}$  处的染料激光器是比较理想的泵浦源。YAG 倍频激光器次之, 其波长  $0.532\mu\text{m}$  落在吸收带的肩上, 约为峰值的 95%。另一方面, 掺钛宝石的荧光寿命室温只有  $\sim 3.2\mu\text{s}^{[3]}$ , 这就要求泵浦速率足够高, YAG 倍频激光器又有着很大优势。考虑到 YAG 倍频能获得很高的峰值功率, 远远弥补了波长之不足, 因而选用该器件作为泵浦源。

## 2.2 泵浦型式

目前大多数已完成的  $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$  激光器大都采用同轴泵浦, 其缺点是对膜片有特殊要求, 否则将有严重的泵浦损耗。我们则采用近轴泵浦, 其优点则是无泵浦损耗, 有利于获得有效粒子数反转和较高转换效率。虽相互作用长度稍短, 但也无关紧要, 因为泵浦光在晶体中是指数衰减的, 晶体不宜过长。

## 2.3 激光谐振腔

由于掺钛宝石晶体在输出波段存在寄生吸收<sup>[2]</sup>, 所以谐振腔必须是稳定腔, 而且腔长应尽可能地短, 以减少传输损耗。

平凹腔比平行平面腔有更好的稳定性, 能获得更宽的调谐范围, 然而线宽比用后者宽。实验中我们以平凹腔为主, 并与平腔作了比较。

## 2.4 实验装置

系统由  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  振荡器、倍频以及掺钛宝石激光器组成。

Q 开关脉冲式  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  激光器输出经掺镁铈酸锂晶体倍频, 倍频效率约 20%, 经滤光片除去基波后作为泵浦光, 绿光能量典型地为  $30\text{mJ}$ , 水平偏振。用一块焦距为  $290\text{mm}$  的透镜对绿光聚焦, 以获得足够高的功率密度, 焦点落在晶体中, 晶体表面的光斑尺寸为  $\phi 1.2\text{mm}$ 。

图 2 为  $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$  激光器装置图。它由全反镜  $M_1$ 、色散棱镜、激活介质、输出反射镜  $M_2$  及滤光片组成。  $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$  晶体沿主

轴切割, 光轴为  $c$  轴, 以水平方向放置, 构成  $e$  光泵浦。晶体长度为  $18\text{mm}$ 。通光面为平行光轴的平行平面, 镀有  $750.0\text{nm}$  为中心的增透膜, 调谐范围内其透过率为 80% (见图 1)。谐振腔为半共焦腔, 腔长为  $170\text{mm}$ , 输出光束与泵浦光束在晶体中以  $24.6\text{mrad}$  的夹角相交。激活区发射的宽带荧光经  $\text{ZF}_3$  棱镜分光后, 和全反腔片  $M_1$  构成谐振腔, 并通过  $M_1$  的调节实现调谐。激光输出经滤光片组  $M$  滤去绿光的剩余部分, 两滤光片的红光总透过率为 64%。

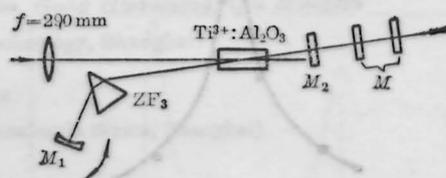


图 2  $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$  激光器装置示意图

## 三、实验结果及分析

### 3.1 调谐范围和线宽

调谐范围和线宽用单色仪、光电倍增管和示波器系统测量。输出光由 WDS-3 型光栅单色仪分光, 其分辨率小于  $0.1\text{nm}$ , 波长精度  $\pm 0.1\text{nm}$ 。出射光由 GD-28 光电倍增管接收, 用 COS5021 示波器观察。

我们使用的全反膜片是用一种特殊材料涂制的, 具有反射带宽的优点。仅用一对腔片便完成了以  $677\text{nm}$  到  $987\text{nm}$  的  $310.0\text{nm}$  范围的调谐。输出镜反射率为 80% 时, 测得的输出能量(归一化)对波长的调谐曲线如图 3 所示。

由于没有采用特别的压缩技术, 仅以一块棱镜为色散元件, 因此线宽主要取决于棱镜色散。在我们的实验中, 用平腔时约为  $6\text{nm}$ , 半共焦腔时约为  $10\text{nm}$ 。图 4 表示用  $R_1=1000\text{mm}$  的平凹腔时, 在  $770\text{nm}$  处测得的输出对波长的关系, 此时线宽约为  $8\text{nm}$ 。

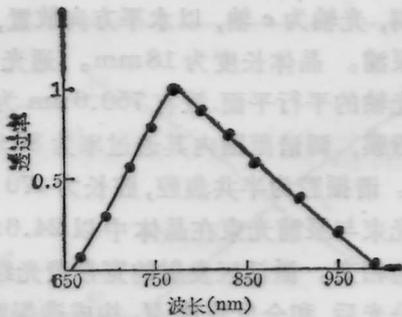


图3 相对输出能量对波长的  
依赖关系 ( $R_{out}=80\%$ )

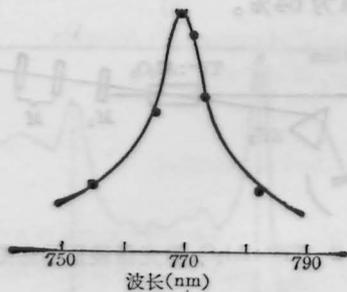


图4 770 nm 处的线宽曲线

### 3.2 泵浦阈值、输出能量及效率

讨论问题均针对 770 nm 波长。用炭斗检流计系统测量。图 5 为不同输出反射率时，输出能量对泵浦能量的依赖关系。

由图 5 可知，泵浦阈值随耦合镜的反射率不同而异，且与泵浦光场的横向分布有关，可相差一倍以上。输出镜反射率为 80% 时，测得的最低阈值为 8.5 mJ。

图 5 中最大输出能量为 5 mJ，泵浦能量

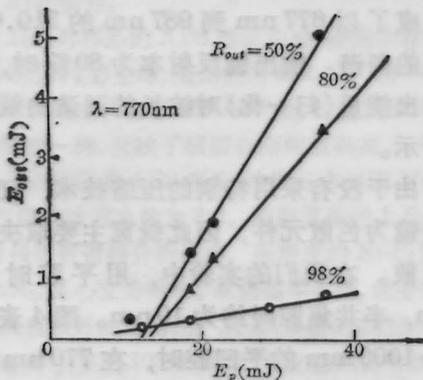


图5 输出能量在不同的输出反射率时随  
输入能量的变化关系

为 36 mJ，由此得能量转换效率为 13.9%。斜率效率因输出耦合而异，分别为 21% ( $R_{out}=50\%$ )、15% ( $R_{out}=80\%$ ) 和 2.1% ( $R_{out}=98\%$ )。由式

$$\eta_a = \eta_s \frac{\lambda_L}{A\lambda_p}$$

可以得到量子转换效率。 $\lambda_L$  和  $\lambda_p$  分别为输出波长和泵浦波长； $A$  为激光晶体对泵浦的吸收百分数，对于我们晶体  $A=0.88$ 。故量子效率为 34.5%。

### 3.3 输出耦合及模式

用不同反射率的输出镜测得不同耦合时的输出能量，图 6 示出其结果。可见最佳耦合反射率为 30~50%。

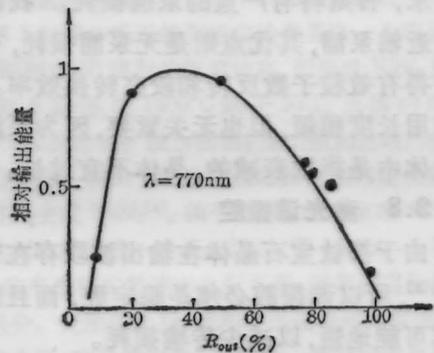


图6 激光输出随输出镜反射率变化关系曲线

全反镜半径为 1 m 时，用相纸在输出镜附近可打出斑点，尺寸为  $\phi 0.55$  mm。用干板在离输出镜 4 m 处拍得远场图型 (图 7，8 个脉冲)，光斑为均匀的高斯分布，周围是多圈衍射环，强区尺寸为  $\phi 7$  mm，由此得到光束发散角为 1.62 mrad。

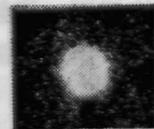


图7 输出激光的远场花样(4 m 处拍得)

从谐振腔理论计算出实验所用平凹腔的  $TEM_{00}$  模的光束发散角为 1.62 mrad，也就是说激光器以  $TEM_{00}$  模运转。

(下转第 15 页)

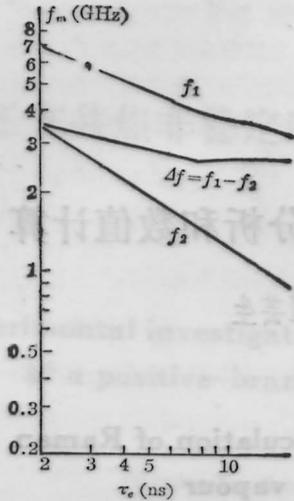


图8 非对称振荡频率  $\Delta$  和  $\tau_c$  的关系  
 $I_{DC}=1.2I_{th}$ ,  $I_{RF}=I_{th}$

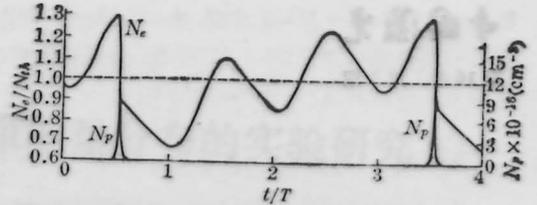


图9 三分频亚谐波激光脉冲振荡  
 $\tau_c=2\text{ns}$ ,  $\tau_p=10\text{ps}$ ,  $\Delta N_{th}=5 \times 10^{11}$ ,  $\xi=0.8$ ,  
 $B=0$ ,  $I_{DC}=I_{th}$ ,  $I_{RF}=2I_{th}$ ,  $f_m=800\text{MHz}$

### 参 考 文 献

- 1 Thomas L. Paoli, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-17**, 675~680(1981)
- 2 H. Kawaguchi and K. Otsuka, *Electr. Lett.*, **19**, 668~669(1983)
- 3 J. P. Van der Ziel and R. A. Logan, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-18**, 1340~1350(1982)
- 4 H. Kressel *et al.*, *Semiconductor Lasers and Hetero-junction LEDs*, (Academic Press), 1977

(上接第6页)

### 3.4 脉宽与输出功率

用强流管接收, 宽带存储示波器观察, 拍得的输出光波形和泵浦波形如图8所示。两者半极大全宽度相差不大, 约为10ns。然而, 输出光脉冲的前沿比泵浦光的前沿平坦, 而



图8 输出光(上)和泵浦光(下)的波形照片

且其峰值稍有后移, 因为腔内损耗所致。

由实测数据, 算出最大峰值功率为0.5MW, 输出功率密度为52MW/cm<sup>2</sup>。

张邦星同志参加了本实验的前期工作, 本室晶体生长组提供了优质晶体, 许宝健等同志给予高质量加工, 邹成就同志对本文提出了宝贵意见, 在此一并表示感谢。

### 参 考 文 献

- 1 P. F. Moulton, *J. Opt. Soc. Am.*, **B3**(1), 125(1986)
- 2 A. Sanchez *et al.*, *Opt. Lett.*, **11**(6), 363(1986)
- 3 P. Lacovara *et al.*, *Opt. Lett.*, **10**(6), 273(1985)

(上接第19页)

理时, 近似地取  $T_2$  等于无穷大, 由输入高斯泵浦波形得到输出的多峰喇曼波形, 能近似解释铝蒸气的实验结果。但在Ba是蒸气实验中,  $T_2$  约为0.16ns, 脉宽  $\tau_p$  等于40ns,  $T_2$  与  $\tau_p$  相比是有限的, 不能认为  $T_2$  无穷大, 对于这种准稳态情形, 式(15b)中的弛豫项  $v_2/T_2$  发挥作用, 这时就应该考虑  $T_2$  的作用。我们计及  $T_2$  的影响, 计算结果与实验观察基本

相同。

本工作的实验得到魏运荣、董景星、丁爱臻等同志的帮助, 作者在此表示衷心感谢。

### 参 考 文 献

- 1 R. L. Carman *et al.*, *Phys. Rev.*, **2**, 60(1970)
- 2 N. Tan-no *et al.*, *Phys. Rev.*, **12**, 159(1975)
- 3 G. I. Kachen, W. H. Lowdermilk, *Phys. Rev.*, **14**, 1472(1976)