

① 94.11(4) 1-8

非稳腔 Nd : YAG 激光器泵浦钛宝石激光器

戴特力

(重庆师范学院物理系, 重庆, 630047)

陈安

(重庆大学应用物理系, 重庆, 630044)

陈庆汉

(兵器工业部第 209 研究所, 成都, 610041)

曾毅

罗于静

冉竹玉

(重庆师范学院物理系, 重庆, 630047)

TN 248.1

摘 要 钛宝石($\text{Ti} : \text{Al}_2\text{O}_3$)被非稳望远镜腔的调 Q 倍频 Nd : YAG 激光器泵浦, 在限制能量的条件下, 得到了基横模的输出, 在保持基模情况下, 斜效率 25%, 总转换效率达 17%. 对同一付腔镜, 波长调节范围在 760 nm~830 nm 之间. 非稳腔泵浦体积大于模体积, 望远镜光路系统的近衍射输出光束在 Brester 窗上损耗较小, 因而斜效率随泵浦能量增大而增加, 由于布儒斯特窗和色散棱镜的象散作用, 基模光斑为椭圆. 可调谐钛宝石激光器光腔的象散公式已得到. 除此而外, 还发现巨脉冲泵浦可能有强烈的热透镜效应.

关键词 可调谐激光器, 钛宝石, 非稳腔 Nd : YAG 激光器, 基横模, 象散光束

中图法分类号 TN243; TN248.4; TN249

钛宝石激光器

钛宝石($\text{Ti} : \text{Al}_2\text{O}_3$)在国际上 80 年代初刚出现时是用闪光灯泵浦的, 90 年代一开始, 由于半导体二极管(LD)泵浦 Nd : YAG 固体激光器自 1988 年以来已发展到相当的水平, 用 LD 通过倍频 Nd : YAG 间接泵浦钛宝石有很多优点, 全固态钛宝石可调激光光源就成为研究热点^[1,2,3], 特别是钛宝石的自锁模实现以后, 钛宝石自锁模可调谐激光器就成为最方便的 fs 级超短脉冲激光光源^[4,5].

国内近二年有几个小组(比如天津大学^[6], 上海光机所^[7]等)开始用国产的钛宝石进行研究. 我们用长春光机所制造的非稳腔调 Q 倍频 Nd : YAG 激光器泵浦由兵工部 209 所生产的钛宝石获得了激光输出. 所用 Nd : YAG 激光器的谐振腔是望远镜非稳腔, 获得了较高的斜效率和较好的模式匹配. 据分析, 有可能是强烈的热透镜效应所致.

1 $\text{Ti}^{3+} : \text{Al}_2\text{O}_3$ 的晶体结构和光谱

Al_2O_3 晶体属于三角晶系, 空间群为 3 m, 其晶体结构可看作是在 O^{2-} 离子六方密堆积的空隙中填充 Al^{3+} 离子而形成的, 而掺杂离子 Ti^{3+} 则替换 Al_2O_3 晶格中的 Al^{3+} 离子格位, 具体的讲, O^{2-} 离子的排列近似为层状六方紧密堆积结构, O^{2-} 离子所在平面垂直于 Al_2O_3 晶体的 C 轴(光轴), O^{2-} 离子的层序按 ABABAB……方式排列, Al^{3+} 离子则处于六个 O^{2-} 配位体所形

* 1994-07-11 收稿

国家自然科学基金资助项目

成的八面体空隙中,但 Al^{3+} 和 O^{2-} 数目不等,其比例为 $2/3$,所以只有 $2/3$ 的八面体空隙为 Al 填充。这种层状结构每经过六层重覆一次。 O^{2-} 离子的半径为 $1.32 \text{ \AA}$, Al^{3+} 离子半径为 $0.57 \text{ \AA}$,每个钛宝石 Al_2O_3 分子中的三个 O^{2-} 离子之间的距离均为 $2.49 \text{ \AA}$,二个 Al^{3+} 离子沿 C 轴排列,它们之间的距离为 $2.7 \text{ \AA}$, Al^{3+} 和 O^{2-} 之间的距离为 $1.89 \text{ \AA}$ 。

兵工部 209 所是用提拉法生长 $\text{Ti}^{3+} : \text{Al}_2\text{O}_3$ 单晶,生长方向与 C 轴成 90° ,为了让泵浦光的偏振方向平行于 C 轴,激光棒的切割方向如图 1 所示,按图 1 所标方向入射光,其偏振方向平行于 C 轴(π 偏振),测得的透过谱如图 2 所示^[4]。

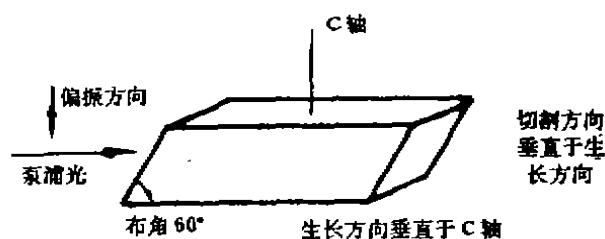


图 1 $\text{Ti}^{3+} : \text{Al}_2\text{O}_3$ 激光棒的切割方向

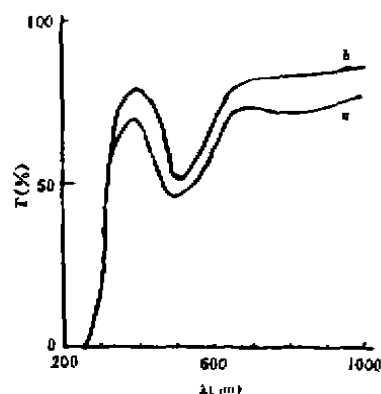


图 2 $\text{Ti}^{3+} : \text{Al}_2\text{O}_3$ 晶体的透过谱(π 偏振)

a. 退火前 b. 退火后

Ti^{3+} 离子的电子结构是满壳层加单个 $3d$ 电子,在没有外场时,忽略自旋, $3d$ 电子是 5 重简并能级,在受主晶体 Al_2O_3 晶格场的作用下,该能级要分裂。能级分裂的情形如图 3 所示^[10]。

T_{2g} 和 ${}^2E_g$ 能级间的间隔为 19000 cm^{-1} ,在低温 77K 情况下,相应的吸收波长有二个峰值, 20476 cm^{-1} (约 488 nm) 和 17987 cm^{-1} (约 556 nm),其线宽分别为 1295 cm^{-1} (约 31 nm) 和 952 cm^{-1} (约 29 nm),这是自旋-轨道耦合对 ${}^2E$ 能级的分裂和振动能级加入的结果^[9]。

室温下测得图 2 所示曲线中,吸收段长波侧的外凸就是二个吸收峰值形成的。[8]表明,该晶体掺 Ti_2O_3 的重量百分比浓度为 $0.06\% \sim 0.07\%$,那么,每克晶体有 5×10^{18} 个 Ti^{3+} 离子。从[7]图 5 曲线查得对 $0.53 \mu\text{m}$, π 偏振光的吸收系数为 1.8 cm^{-1} ,实际测得为 1.3 cm^{-1} 。这可能是钛 4 价离子的残余吸收所致,相应的吸收截面为 10^{-18} cm^2 量级。

图 4 是 $\text{Ti} : \text{Al}_2\text{O}_3$ 的荧光光谱,其中图 3a 引自文献[10],是用较纯的材料测得的,图 3b 引自[8],是兵工部 209 所用 495 nm 波长的光作为激发光源时测得的。

荧光寿命是用 490 nm 的染料激光泵浦后测得的,其结果与温度有关, 300 K 时,荧光寿命为 $3.15 \mu\text{s}$ ^[10]。

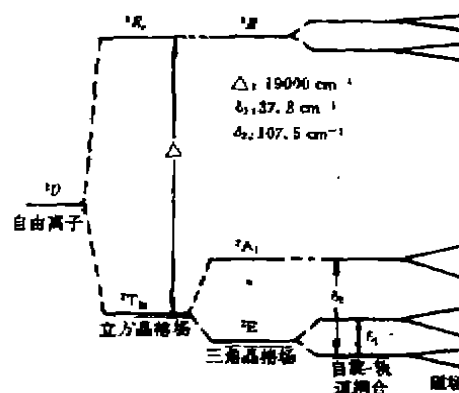
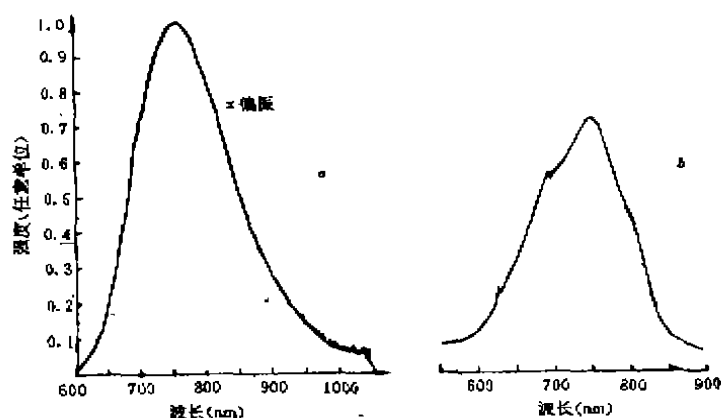


图 3 $\text{Ti} : \text{Al}_2\text{O}_3$ 中 Ti 离子的能级图^[10]

图4 室温下测得的 Ti:Al₂O₃ 晶体的荧光光谱a. 国外样品^[10]b. 国内样品^[11]

荧光寿命是用 490 nm 的染料激光泵浦后测得的,其结果与温度有关。300 K 时,荧光寿命为 $3.15 \mu\text{s}$ ^[10]。

从图4上可看出,Ti:Al₂O₃的荧光在长波方向伸延较远。从600 nm到1050 nm,这是因为²E_g-²T_{2g}跃迁的终态不是电子能级,而是电子振动能级,每一跃迁必伴随声子的产生或湮灭,这种跃迁称为声子助跃迁(phonon-assisted Transition),具有这种跃迁的激光材料称为终态声子激光物质。文献[11]早就报导了这一发现,在低温下,已测出Ti:Al₂O₃的零声子荧光谱线是 16216 cm^{-1} (616.6 nm)。晶格场与3d电子的强耦合使其自由离子的电子轨道对配位体的O²⁻离子有影响,必须用动态晶格场的观点来解释3d电子与配位场的相互作用。

2 实验装置和调整

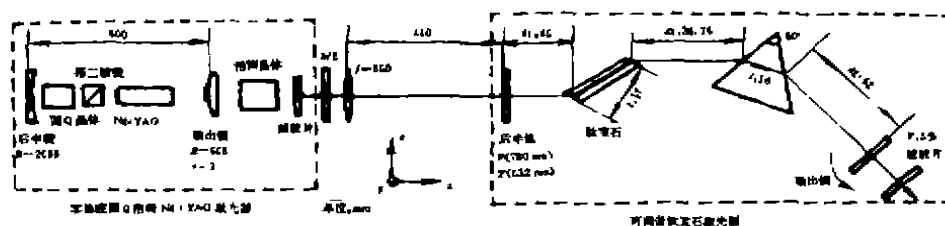


图5 非稳腔 Nd:YAG 激光器泵浦可调谐钛宝石激光器的实验装置

实验装置如图5所示,531 nm 的泵浦光束来自一台由长春光机所制造的调Q倍频 Nd:YAG 激光器,该激光器的光腔由一个大的曲率半径为 2688 mm 的凹镜和一个小的曲率半径为 651 mm 的凸镜组成。小反射镜全反射面的镀膜部分在中央,是一直径为 2 mm 的圆。两镜相距 60 cm,这样构成的非稳腔,模体积大,光束发散度小于 1 mrad。在离输出镜约 1 m 处光斑形状如图6所示。从光路上看,两



图6 非稳腔 Nd:YAG 激光器的输出光斑

镜构成一伽里略望远镜系统,所以光束发散度近衍射极限。 $1.06\ \mu\text{m}$ 的激光束经调 Q 和倍频后通过滤波片(滤掉 $1.06\ \mu\text{m}$ 的光)和 $\lambda/2$ 波片。 $\lambda/2$ 波片是用来转动泵浦光波的偏振方向,使其与钛宝石的布儒斯特窗和光轴相匹配。为了得到好的聚焦光束,在实验中使用了优质长焦距透镜,其焦距为 $550\ \text{mm}$,钛宝石布儒斯特窗(以下简称布窗)面上泵浦光斑半径约 $0.7\ \text{mm}$ 。光斑再小就会在宝石端面击出小坑。焦点落在色散棱镜内,由于泵浦光能已在长 $17\ \text{mm}$ 钛宝石的光程上被吸收,石英色散棱镜没有被损坏。

钛宝石激光器的谐振腔由一平面后反镜和一球面输出镜构成。后反镜双色镀膜,对 $780\ \text{nm}$ 全反(99.7%),对 $531\ \text{nm}$ 全透(大于 90%)。输出镜对 $780\ \text{nm}$ 的激光透过 5%。这种平凹腔的束腰在平面镜上,为了泵浦光锥与基模体积最大限度的重合,让后反镜离钛宝石 $45\ \text{mm}$ 远。输出镜曲率半径为 $204\ \text{mm}$,为防止极限情况,平凹镜间的等效自由空间光程应明显小于 $204\ \text{mm}$ 。一个边长 $31\ \text{mm}$ 的等边石英三棱镜插在腔内宝石与输出镜之间。棱镜把钛离子荧光带内各波长分开在 XZ 平面内,输出镜绕 Y 轴作微小转动,便可达到调谐的目的。为了对钛宝石激光输出光束进行观察和测量,在输出镜后面安放了一个全反 $531\ \text{nm}$ 蓝绿光的滤光镜。

调整的工作是比较困难的,首先 Nd:YAG 激光器的调整,要求 $531\ \text{nm}$ 泵浦光光斑亮度均匀,边界清晰。其次是钛宝石的布儒斯特面和布窗位置的调整,要反复小心地进行。聚焦透镜方位也十分重要,它较大地影响着泵浦光斑的形状和亮度。三棱镜插在腔内使损耗增加,它的取向最好处于最小偏向角状态,且要用 HeNe 激光束预先调好。输出镜后滤光片的取向要使剩余蓝绿光稍偏离主光路反射回去,避免损伤 Nd:YAG 的光学元件。

3 理论分析

平凹腔中基模高斯光束束腰光斑就是平面后反镜上的光斑,其光斑半径为

$$W_0^2 = W_1^2 = (\lambda/\pi)[d(R_2 - d)]^{1/2} \quad (1)$$

其中 λ 为激光波长, d 为光腔长度,也就是激光光波在腔内传播的等效的自由空间光程。 R_2 是凹面镜的曲率半径。在我们的实验中, $\lambda = 780\ \text{nm}$, $R_2 = 204\ \text{mm}$ 。在输出镜上的光斑半径为

$$W_2^2 = (\lambda/\pi)R_2[d/(R_2 - d)]^{1/2} \quad (2)$$

对于像图 5 那样的谐振腔,腔内含有二个非对称元件:带布窗的钛宝石晶体和色散棱镜。晶体截面为 $5\ \text{mm} \times 5\ \text{mm}$ 的正方形,两平行布窗间距为 $17\ \text{mm}$,布角 60.4° ,折射率 1.75。色散棱镜截面为边长 $32\ \text{mm}$ 的正三角形,融凝石英制作,折射率为 1.5。各光学元件的相对位置如图 5 所示,纸面为 XZ 平面。

从布窗与棱镜侧面入射的光束在 XZ 平面要发生截面面积和波阵面曲率半径的突变。设折射前光束截面为 W ,那么折射后的光束截面 W' 为

$$W' = nW \quad (3)$$

n 为晶体或棱镜的折射率,其波阵面曲率半径的变化为

$$\cos\theta/n\cos\gamma \quad (4)$$

其中 θ 为入射角, γ 为折射角, 在 YZ 平面上光束发散角可接近轴条件处理。

泵浦光在晶体内的传播可用几何光学计算, 而激光束多次穿过晶体, 必须按高斯光束的 ABCD 定律计算。根据[12], XZ 平面内高斯光束经厚 t , 倾斜 θ 角平行透明板后的复参数等效于自由空间的光程

$$tn_1(1 - \sin\theta) / (n - \sin\theta) \quad (5)$$

YZ 平面内的等效自由空间光程为

$$t/(n - \sin\theta) \quad (6)$$

(5), (6) 中 t 是晶体布窗间距, $t = 17 \text{ mm}$ 。我们可以证明, 对三棱镜, 只要最小偏向角条件被满足, XZ 平面的等效自由空间光程

$$l \cdot \cos\theta' / n' \cdot \cos\gamma' \quad (7)$$

其中 $n' = 1.5$, $\gamma' = A/2$, A 为三棱镜顶角, $\theta' = \arcsin(n' \sin\gamma')$, l 为光在棱镜内的几何路程, 而 YZ 平面的等效自由程为

$$l/n' \quad (8)$$

根据上述考虑, 在平面镜和输出镜上, XZ 和 YZ 平面不同光斑半径分别用下列公式计算

$$W_{0x}^2 = W_{1x}^2 = (\lambda/\pi) \cdot [d_x(R_2 - d_x)]^{1/2} \quad (9)$$

$$W_{2x}^2 = (\lambda/\pi) R_2 \cdot [d_x / (R_2 - d_x)]^{1/2} \quad (10)$$

$$W_{0y}^2 = W_{1y}^2 = (\lambda/\pi) \cdot [d_y(R_2 - d_y)]^{1/2} \quad (11)$$

$$W_{2y}^2 = (\lambda/\pi) R_2 \cdot [d_y / (R_2 - d_y)]^{1/2} \quad (12)$$

其中 d_x, d_y 分别为 XZ, YZ 平面内各光程或等效光程之和。

$$d_x = d_1 + tn^2(1 - \cos^2\theta) / (n^2 - \sin^2\theta)^{3/2} + d_3 + l(1 - n'^2\sin^2(A/2)) / n' \cos^2(A/2) + d_5 \quad (13)$$

$$d_y = d_1 + t / (n - \sin\theta)^{1/2} + d_3 + l/n' + d_5 \quad (14)$$

图 5 已标明 $d_1 = 45 \text{ mm}$, $d_3 = 34 \text{ mm}$, $d_5 = 62 \text{ mm}$, $\theta = 60.4^\circ$, $A = 60^\circ$, $n = 1.75$, $n' = 1.5$ 。根据这些数据计算出的结果如表 1。

表 1 总光程和光斑半径的计算结果

单位: mm

d_1	d_3	W_{0x}	W_{0y}	W_{2x}	W_{2y}	W_{2x}/W_{2y}	W (布窗上的光斑半径)
150.6	162.6	0.152	0.145	2.96	3.19	1.08	0.17

实际测到的输出镜上的光斑半径与表 1 中的值不同。输出镜上的光斑半径约 1 mm, 略椭, 长轴在 YZ 平面, 即垂直于入射光的偏振面。正如下一节讨论的那样, 理论和实验的差异是由较强的热透镜效应引起的。

把终态声子发射作为激光下能级粒子数倒空的非辐射弛豫过程, 钛宝石就可作为四能级激活介质在我们的实验情况下, 泵浦脉冲宽度为 $\tau = 20 \text{ ns}$, 大大小于钛宝石上能级荧光寿命 $\tau = 3.1 \text{ } \mu\text{s}$ 。根据[14]的讨论, 其阈值能量等于连续情况下的阈值功率乘上荧光寿命 τ [15]。

$$E_{th} = (\delta_0 h\nu_s / 4\sigma_s n_s) \cdot \{\pi n(W_0^2 + W_s^2) / [1 - \exp(-2(1 + W_0^2/W_s^2))]\} \quad (15)$$

其中 δ_0 是总往返损耗率, 它等于输出透过率 T , 腔内损耗 δ_c 和钛宝石特有的寄生吸收 (Parasitic Absorption) δ_p 之和

$$\delta_0 = T + \delta_c + \delta_p \quad (16)$$

$$\delta_p = 1 - \exp(-\alpha l / FOM) \quad (17)$$

其中 FOM 称为吸收品质因数 (Absorption Figure of Merit), 定义为 490 nm 的峰值吸收与 800 nm 的寄生吸收之比, 对于 π 偏振的光, 可取 $FOM = 100$, 相应的 $\delta_p = 0.03$. 腔内有棱镜时, 用菲涅耳界面振幅比公式估计腔内损耗 $\delta_c = 0.02$, $h\nu_p = 3.75 \times 10^{-19} J$ 是一个泵浦光子的能量, $n = 1.75$, 是考虑到晶体内 XZ 平面光束展宽而乘的因子, $\sigma_p \approx 10^{-19} \text{ cm}^2$, $W_0 = 0.15 \text{ mm}$, 为计算值, $W_p = 0.7 \text{ mm}$ 为实测值. 代入公式 (15) 后, 得到阈值泵浦功率为

$$E_{th} \approx 3 \text{ mJ}$$

泵浦斜效率可按下列公式计算

$$\eta = f_0 \eta_p (h\nu_l / h\nu_p) \cdot (T / \delta_0) [1 - \exp(-\alpha l)] \quad (18)$$

其中 f_0 是交叠因子, 指泵浦光束落在腔模体积内的分数, $\eta = 0.95$ 是量子效率, $h\nu_l$ 和 $h\nu_p$ 分别为泵浦光和输出光光子能量, l 是泵浦光在晶体内的传播长度, $\alpha = 1.3 \text{ cm}^{-1}$ 是钛宝石对泵光的吸收系数, 计算结果是

$$\eta = f_0 \times 29\% \quad (19)$$

下面对比以上的计算结果和实测值。

4 实验结果和讨论

本实验对钛宝石激光器的输出能量随泵浦能量的变化作了测量, 结果绘在图 7 的曲线上, 轻微转动输出镜, 用 751G 分光光度计测出了输出激光的谱线宽度, 四次测量的光谱绘在图 8 上. 输入输出曲线是对光谱曲线 1 测得的结果, 此时总转换效率为 17%, 也就是输入 15 mJ, 输出 2.6 mJ. 用线性回归分析得到最小二乘法拟合直线方程

$$E_{out} = 0.25 E_{in} - 1.405 \quad (20)$$

E_{in} 和 E_{out} 分别是输入和输出能量, 延长直线, 得到阈值泵浦能量为 5.6 mJ, 与上面 3 mJ 的理论值比较, 基本符合. 实际上二个较低数据点的连续延长, 可在横轴上得到 4.5 mJ 的阈值, 拟合直线的斜效率为 25% 但是, 随着泵浦能量的提高, 斜效率也提高, 二个较高的数据点的连线表现出高达 52% 的斜率. 这种非线性是较强的热透镜效应的结果, 公式 (19) 中的 f_0 取值 85% 时, 对应 25% 的斜率, 使理论与实测十分符合, 在泵浦能量大于 10 mJ 的情况下, 巨脉冲的高峰值功率使钛宝石变成短焦距热透镜, 不仅泵浦体积与腔模体积交叠很好, 而且寄生吸收因迅速饱和而减少, 达到了较高的斜效率. 瞬时强热透镜效应同样可解释上一节谈到的输出光斑比理论值小很多的现象, 详细的研究将在另一篇文章里报告。

图 8 里的 4 条光谱曲线表明, 可以借助转动输出镜实现调谐. 曲线 1 的带宽略小于自由振荡 (不包含色散棱镜的腔) 的带宽. 正如计算表明的那样, 输出镜上高斯光束光斑较大, 可容纳很多纵模在很多相邻模体积内维持谐振, 即使强热透镜效应使光斑半径缩小约 3 倍, 也是如此, 当输出镜在图 5 所示平面逆时针作微转动, 光谱带明显收缩如曲线 2, 此时峰值波长在 785 nm. 再转动, 光谱带进一步收缩如曲线 3, 峰值波长在 780 nm. 这可能是输出镜的微转动校准了腔, 780 nm 的纵模增强, 模式竞争减少了带宽, 这一看法同时就解释了峰值波

长向 780 nm 的移动,以及带宽的进一步减小。继续转动输出镜,得到光谱曲线 4,由于输出镜对准了 800 nm,这不是占支配地位的纵模,模式竞争减弱,谱线又加宽。曲线 2,3,4 线宽 (HMF_W) 在 25 nm~35 nm 范围内,毫不怀疑,在腔内再增加一个色散棱镜,带宽会进一步变窄。

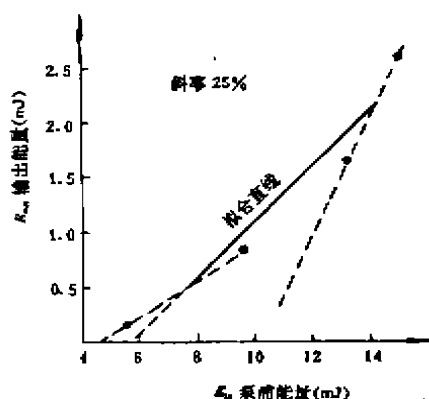


图 7 钛宝石激光器的输入-输出曲线

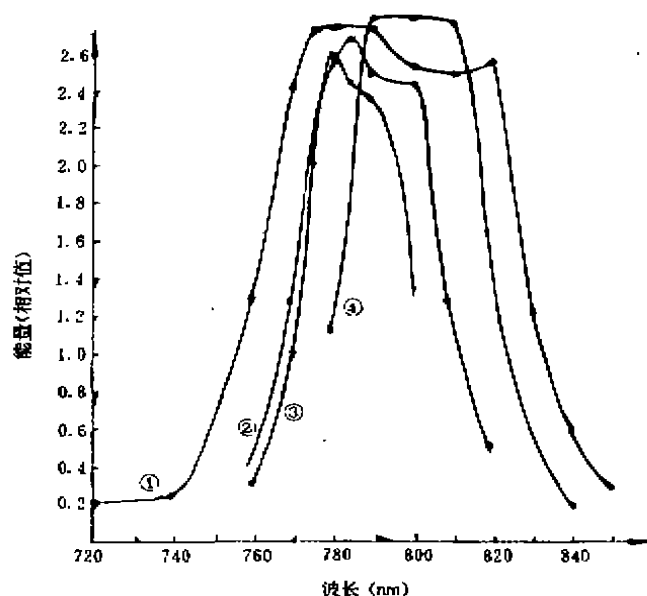


图 8 钛宝石激光器的输出光谱

致谢:重庆光机所的杨克大教授,华光仪器厂的李绍育高工,重庆大学的熊见芳高工和重庆师范学院的小玲讲师参加了测试,在此表示感谢。

参 考 文 献

- 1 Steele T R, Gerstenberger D G, Drobshoff A et al. Broadly tunable high-power operation of an all-solid-state titanium-doped sapphire laser system. *Optics Letters*, 1991, 16(6), 399~401
- 2 Harrison J, Finch A, Rines D M et al. Low-threshold, cw, all-solid-state Ti: Al₂O₃ laser. *Optics Letters*, 1991, 16(8), 581~583
- 3 Ci-Ling P, Jahn-Chung K, Chin-Der H et al. Buildup dynamics of the spectrum and the average output power of a homogeneously broadened continuous-wave Ti: sapphire laser. *Optics Letters*, 1992, 17(14), 994~996
- 4 Chung-Po H, Asaki M T, Backus S et al. 17-fs pulses from a self-mode-locked Ti: sapphire laser. *Optics Letters*, 1992, 17(18), 1289~1291
- 5 Lemoff B E, Barty C P J. Generation of high-peak-power 20-fs pulses from a regeneratively initiated, self-mode-locked Ti: sapphire laser. *Optics Letters*, 1992, 17(19), 1367~1369
- 6 王清月, 戴建明. 掺钛蓝宝石激光器实现飞秒级自聚焦锁模运行. *光学学报*, 1993, 13(1), 93~94
- 7 张 阳, 张 强. 倍频 YAG 泵浦脉冲钛宝石设计与激光运行. *光学学报*, 1992, 12(11), 975~981
- 8 陈庆汉, 周庆模, 赵世平等. 钛宝石的晶体生长与性能. *激光技术*, 1993, 17(2), 107~111
- 9 Moulton P F. Spectroscopic and laser characteristics of Ti: Al₂O₃. *J Opt Am. B*, 1986, 3(1), 125~133

- 10 Aggarwal R L, Sanchez A, Fahey R E et al. Magnetic and optical measurements on $\text{Ti} : \text{Al}_2\text{O}_3$ crystals for laser applications, concentration and absorption cross of Ti ions. *Appl Phys Lett*, 1986, 48(20), 1345~1347
- 11 Gechter B F, Koningstein J A. Zero phonon transitions and interacting Jahn-Teller phonon energies from the fluorescence spectrum of $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3 : \text{Ti}$. *J Chem Phys*, 1974, 60, 2003~2006
- 12 David C Hanna. Astigmatic Gaussian beams produced by axially asymmetric laser cavities. *IEEE J Quan Elec*, 1969, QE-5(10), 483~488
- 13 James H, Andrew, David M R et al. Low-threshold, cw, all-solid-state $\text{Ti} : \text{Al}_2\text{O}_3$ laser. *Optics Letters*, 1991, 16(8), 581~583
- 14 戴特力. 半导体二极管泵浦固体激光器. 成都: 四川大学出版社, 1993, 88~92

Unstable Cavity Nd : YAG Pumping $\text{Ti} : \text{Al}_2\text{O}_3$ Laser

Dai Teli

(Dept. of Physics, Chongqing Teachers College, Chongqing, 630047)

Chen Qinghan

(209th Institute of Ministry Weapons Building, Chendu, 610041)

Chen An

(Appl. Phys. Dept. of Chongqing University, Chongqing, 630044)

Zeng Yi Luo Yujing Ran Zhuayu

(Phys. Dept. of Chongqing Teachers college, Chongqing, 630047)

Abstract $\text{Ti} : \text{sapphire}$ pumped by an unstable telescopic cavity, Q switch and frequency-doubling Nd : YAG laser produces a fundamental output, under restricting pumping energy per pulse. The slope coefficient is 25% and the total transform coefficient is 17%. The tunable range of wavelength is measured being between 760 nm and 830 nm. The astigmatism of Brewster window of $\text{Ti} : \text{Al}_2\text{O}_3$ active medium and the dispersion prism in the resonant cavity has been calculated. Probably the temporal thermal lens effect of $\text{Ti} : \text{sapphire}$ is discovered.

Key Words tunable laser, $\text{Ti} : \text{sapphire}$, unstable cavity Nd : YAG laser, fundamental transverse mode, astigmatic ray