

采用新型谐振腔镜的高效可调谐激光器

裴 博^{1), 2)} 周寿桓²⁾ 沈 柯¹⁾

1), 长春光学精密机械学院理学分院, 长春 130022
2), 华北光电技术研究所, 北京 100015

摘 要 采用波长变反射率镜作为可调谐激光器谐振腔的输出镜, 大大提高了可调谐激光器的整体运转效率和时间特性参数。

关键词 波长变反射率镜, 可调谐激光器, 时间特性。

1 引 言

自 1960 年第一台红宝石激光器问世以来, 人们就开始了可调谐激光器的研究。目前可调谐相干光源的应用已经深入于科研、国防、医疗与工农业等诸多领域^[1]。市场上已经出现了相当成熟的商品可调谐激光器。但是, 可调谐激光器远远没有达到完善的地步。扩大调谐范围, 压窄线宽, 提高效率, 探索新机理、新材料的努力仍在不断进行。

众所周知, 在设计激光器的谐振腔输出镜时是根据“最佳输出耦合度”的原则^[2], 使激光器的效率最高。对于可调谐激光器, 主要是根据某些特定波长来设计的。对于谐振腔在整个调谐范围内输出耦合度的变化较少作定量的考虑。又由于宽带膜镀制工艺上的困难, 常常导致在某一段调谐范围内谐振腔输出镜的透过率呈单一状态。然而, 由于工作物质的受激辐射截面、调谐元件的参数、元件的损耗系数等都随工作波长的改变而改变^[3, 4], 因此在某一段调谐范围内输出耦合度单一的谐振腔在调谐工作时, 不可能在整个波段内都处于最佳工作状态。最佳方案是输出镜的反射率在所有工作波长均满足“最佳输出耦合度”的要求。本文以 $Ti^{3+} : Al_2O_3$ 为例设计了这种反射率随输出激光波长而改变的膜片——波长变反射率镜 (RVWM), 作为可调谐激光器谐振腔的输出镜, 以期达到在整个调谐波段内, 激光器均处于最佳工作状态的目的。本文所提出的方法原则上对其它类型的可调谐激光器也适用。

2 理论分析

脉冲 $Ti^{3+} : Al_2O_3$ 激光器的速率方程为^[5]:

$$\frac{dn}{dt} = W_p - c\sigma(\lambda) nq(\lambda) - \frac{n}{\tau} \quad (1)$$

$$\frac{dq(\lambda)}{dt} = \frac{L}{L} c\sigma(\lambda) na(\lambda) - \frac{q(\lambda)}{\tau_c} \quad (2)$$

式中, n 为反转粒子数密度, $q(\lambda)$ 是波长为 λ 的腔内光子数密度, W_p 为泵浦速率, $\sigma(\lambda)$ 为工作物质在波长为 λ 处的受激辐射截面, τ 为激光上能级寿命, τ_c 为腔内光子寿命, c 为光速, l 为工作物质的长度, L 为谐振腔长。通过(2)式并考虑到 $\tau_c = 2L/[c(\delta + T)]$ 可以求出工作波长为 λ 时的阈值泵浦能量:

$$E_{\text{pth}}(\lambda) = \frac{h\nu_p V[\delta + T(\lambda)]}{2\sigma(\lambda)\eta_0\eta_1 l}$$

其中, δ 为振荡激光在腔内往返一次的非输出损耗系数, $T(\lambda)$ 为输出镜在波长 λ 处的透过率, h 为普朗克常数, ν_p 为泵浦激光频率, V 为工作物质体积, η_0 为工作物质对泵浦光的吸收效率, η_1 为工作物质的泵浦光吸收带到激光上能级的非辐射跃迁几率。

对于 TEM₀₀ 模的泵浦激光, 其时间分布可近似表示为高斯型:

$$P(t) = P_0 \exp\left(-\frac{2t^2}{T_0^2}\right)$$

其中, T_0 为泵浦光的半宽度, P_0 为 $t = 0$ 时泵浦光的瞬时功率。由于

$$\int P(t) dt = E_p$$

所以,

$$P_0 = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{E_p}{T_0}$$

因此,

$$W_p = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{E_p \eta_1 \eta_0}{V h \nu_p T_0} \exp\left(\frac{2t^2}{T_0^2}\right) \quad (3)$$

其中, E_p 为泵浦激光能量, 当 $E_p > E_{\text{pth}}$ 时, 由(1)~(3)式, 通过数值法可求得反转粒子数密度和波长为 λ 的腔内光子数密度随时间的变化关系 $n(t)$ 、 $q(\lambda, t)$ 。进而可求得输出激光的时间分布:

$$P_{\text{out}}(\lambda, t) = \frac{c^2 S h q(\lambda, t) T(\lambda)}{\lambda} \quad (4)$$

S 为激光工作物质的横截面积。从而可获得激光脉冲宽度、激光延迟时间(定义为输出激光的峰值与泵浦光峰值间的时间差)与输出激光波长的关系。

由(4)式可求得波长为 λ 的激光输出能量为:

$$E_{\text{out}} = \int_0^{\infty} P_{\text{out}}(\lambda, t) dt \quad (5)$$

在(5)式中若令 E_p 为常数, 对 $T(\lambda)$ 求偏导, 并令 $\left.\frac{\partial E_{\text{out}}}{\partial T}\right|_{\lambda} = 0$, 则可得出在一定泵浦能量下, 对于不同的工作波长的谐振腔输出镜的最佳透过率。

综合以上的理论分析, 可以得出以下结论: 可调谐激光器输出激光相对泵浦光的时间延迟和输出激光的脉宽只是在最大可调谐输出波长处才为最小, 其它波长处, 延迟和脉宽都要加大。在调谐曲线两翼处激光脉宽可增大几倍, 相应功率大大下降。这对某些实际应用是十分不利的。另外, 激光延迟变化将为放大级的设计造成困难。若使谐振腔在不同工作波长处都处于最佳耦合输出状态, 则上述两个指标就会得以明显改善。这主要是因为调谐曲线两翼处, 激光效率明显增加的缘故。为此, 我们设计并镀制了 $\text{Ti}^{3+} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3$ 可调谐激光器的波长变反射率输出镜, 其反射率与波长间的关系曲线如图 1 所示。其中虚线为通过(5)式计算获得

的理论曲线。实线为膜的实测曲线。由于该膜片镀制工艺较难控制, 所以, 很难获得与理想模型一致的结果。在此计算中, $\text{Ti}^{3+} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3$ 晶体的受激辐射截面的参数由文献[4]获得, 见图 2。计算中其他有关参数取值如下: 钛宝石晶体尺寸为 $8 \text{ mm} \times 8 \text{ mm} \times 17 \text{ mm}$, $\tau = 3.2 \mu\text{s}$, $L = 50 \text{ cm}$, $\delta = 0.05$, $\eta_0 = 0.85$, $\eta_1 = 1$, $E_p = 200 \text{ mJ}$, $T_0 = 12 \text{ ns}$ 。

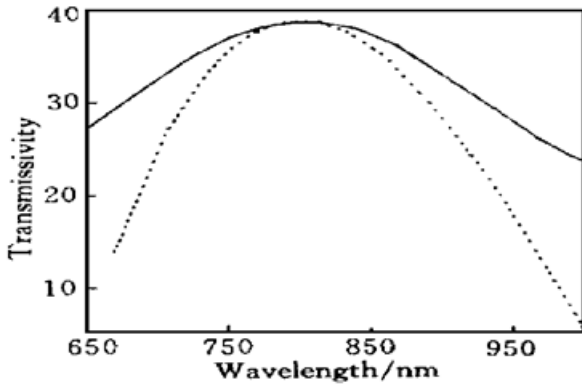


Fig.1 The mirror transmissivity vs the tuning wavelength

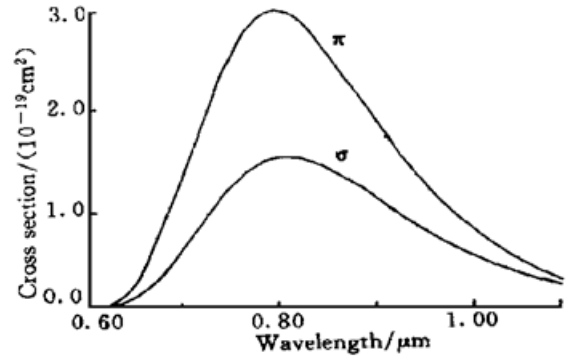


Fig.2 Ti^{3+} Sapphire emission cross section vs wavelength for σ and π polarizations as determined by the fitted Poisson distribution

3 实验研究

倍频 $\text{Nd} \cdot \text{YAG}$ 激光泵浦的 $\text{Ti}^{3+} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3$ 可调谐激光器的实验布置如图 3。图中, M_1 为波长变反射率镜; M_2 为宽带全反镜; P 为棱镜组; F_1 、 F_2 为聚焦透镜; $M_3 \sim M_7$ 为双色介质膜片, 在 45° 入射时, $1.06 \mu\text{m}$ 波长的透过率约为 90%, $0.532 \mu\text{m}$ 波长的反射率大于 99.5%; SP_1 、 SP_2 为 $0.532 \mu\text{m}$ 波长分光镜, 45° 入射时, SP_1 的透射率和反射率均为 50%, SP_2 的反射率为 1%~2%; SP_3 为平板玻璃; WP 为 WDG30 型光栅单色仪; D_1 、 D_2 为 PIN 管; OSC 为 TDS380 型示波器; PC 为计算机; EM 为能量计。图中 $\text{Nd} \cdot \text{YAG}$ 激光器的工作重复频率 10 Hz, $0.532 \mu\text{m}$ 激光单脉冲能量约 200 mJ, 脉宽为 12 ns。

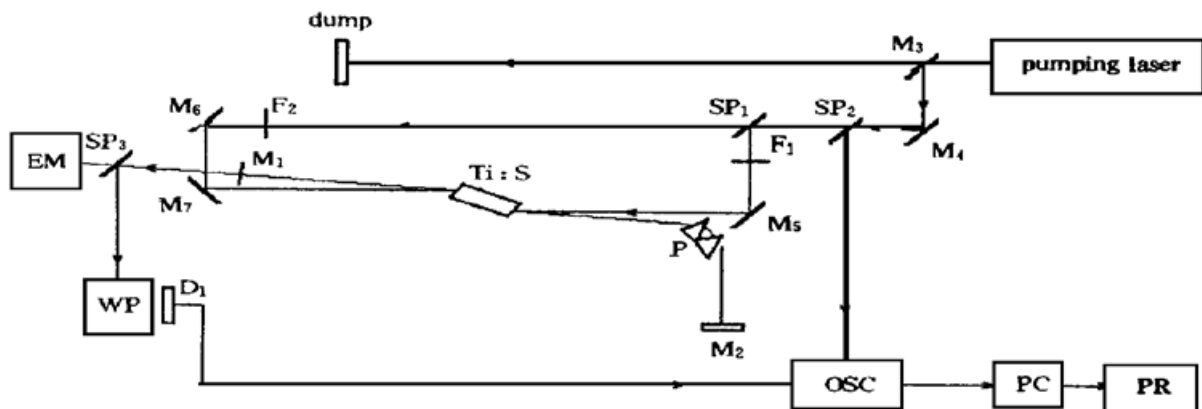


Fig.3 The setup of the experiment

实验测得输出可调谐激光能量与波长的关系曲线如图 4。图中还同时绘出了同样条件下, 采用普通单一透过率 ($T = 40\%$) 输出镜的实测值。可以明显看出, 采用波长变反射率镜作为输出镜, 调谐曲线两翼处的输出能量大大增加, 在某一泵浦水平下, 可调谐范围相对增宽, 激光器的总体效率提高了。

采用波长变反射率镜作为谐振腔输出镜除上述明显的优点外, 还减小了可调谐激光的时

间特性(脉宽和延迟)随调谐波长改变的程度。图 5、图 6 分别为激光脉宽和延迟时间与波长间的实测曲线。图中虚线对应于单一反射率输出镜激光器,实线对应于变波长反射率输出镜激光器。可以看出,采用波长变反射率输出镜后上述两个指标都明显改善。图 7 是 TDS380 型示波器反映的输出激光脉冲与泵浦激光脉冲的时间关系。

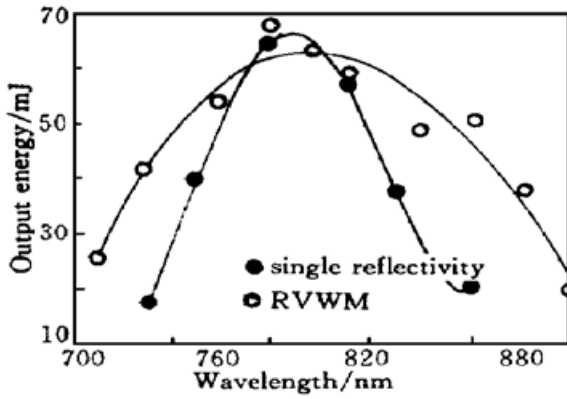


Fig. 4 Practical output energy results

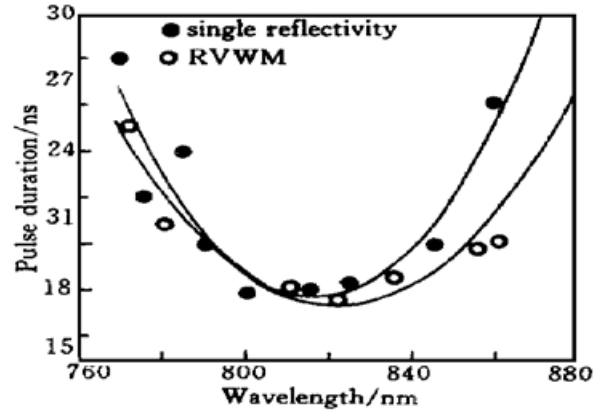


Fig. 5 Pulse duration vs wavelength

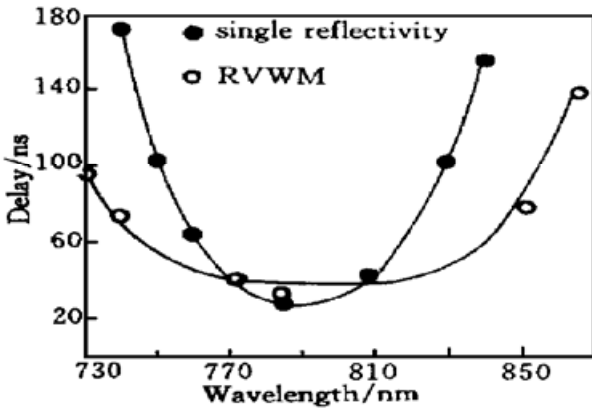


Fig. 6 Practical delay vs wavelength

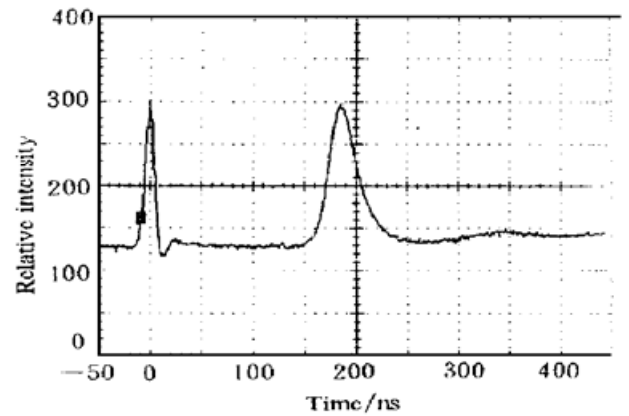


Fig. 7 Experimental temporal profiles of Ti³⁺Al₂O₃ laser and its pump light

结 论 从整个实验结果看,理论和实验相符,证明了该激光器方案的可行性与优点。但是仍然存在着实验结果与理论计算的一些差异,其主要原因如下:

1) 钛宝石晶体和色散棱镜都是按中心波长设计布儒斯特角,这样,激光器在其他波长运转时腔内损耗就要增加,而我们在理论计算时,是将腔内损耗按定值考虑的。这使得输出激光能量的实验值普遍要比理论值低,脉宽和延迟要比理论值大。

2) 本实验研究中,很关键的一点是波长变反射率镜的镀制,理论要求在较宽的波长范围内膜片的反射率要随波长有特定的分布,这在镀制工艺上是很难控制的,镀制的结果难免与设计有所差异,这是造成理论与实验不能完全吻合的主要因素。

本文作者衷心感谢方香云高级工程师有益的讨论和帮助。

参 考 文 献

- [1] 许祖彦. 光参量激光器——可调谐激光的发展. 中国激光, 1994, **A21**(5): 329~ 333
- [2] Koechner W. *Solid-State Laser Engineering*. New York: Springer-Verlag New York Inc., 1976. Chapter 3
- [3] Sanchez A, Strauss A J. Crystal growth, spectroscopy, and Laser Characteristics of Ti:Al₂O₃. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1988, **QE-24**(6): 955~ 1002
- [4] Eggleston J M, Deshazer L G *et al.*. Characteristics and Kinetics of Laser-pumped Ti:Sapphire Qscillators. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1988, **QE-24**(6): 1009~ 1015
- [5] 方香云, 周寿桓. 可调谐 Ti³⁺:Al₂O₃ 激光器. 激光与红外, 1992, **22**(6): 43~ 44

High Efficient Tunable Laser with a Novel Type Resonator Mirror

Pei Bo^{1), 2)} Zhou Shouhuan²⁾ Sheng Ke¹⁾

(1), *Department of Optical Physics, Changchun Institute of Optics and Fine Mechanics, Changchun 130022*
 2), *North China Research Institute of Electro-Optics, Beijing 100015*)

(Received 4 May 1998; revised 12 October 1998)

Abstract A novel type of resonator output mirror referred as reflectivity-variable-with-wavelength mirror (RVWM) has been fabricated and tested. Its efficiency, and some temporal characteristics of tunable laser has been greatly improved.

Key words reflectivity-variable-with wavelength mirror, tunable laser, tempored characteristics.