

自锁模掺钛宝石激光器的泵浦研究

赵永华 刘玉璞 张影华

(中国科学院上海光学精密机械研究所激光技术实验室, 上海 201800)

摘 要 对自锁模掺钛宝石激光器的原理作了较详细的描述, 指出克尔(Kerr)透镜效应是形成自锁模的主要原因。但是, 只有将克尔透镜自聚焦、振荡光参数和泵浦光参数三者结合起来考虑, 才能全面了解自锁模的形成过程。本文从速率方程出发, 得出了激光介质增益与光束参数的相对变化曲线, 并据此来优化自锁模掺钛宝石激光器的设计。最后, 将计算结果与实验作了比较, 两者符合得较好。

关键词 自锁模, 自聚焦, 克尔透镜效应, 晶体激光器, 蓝宝石。

1 引 言

近几年来, 各种锁模的掺钛宝石激光器已成为产生超短脉冲的主要手段^[1]。采用自锁模技术, 可直接从激光器输出短至 11 fs 的超短脉冲^[2]。这种自锁模掺钛宝石激光器与碰撞脉冲锁模染料激光器相比不但脉冲窄, 功率高, 而且结构简单, 调整方便。在许多实验中已替代染料激光器而成为超快现象与超快物理的主要研究工具。关于自锁模的理论和实验, 国外学者已做了大量的研究工作^[4~5]。本文从理论和实验两方面来讨论自锁模时泵浦光与振荡光的最佳耦合问题。

2 泵浦理论模型

自锁模掺钛宝石激光器的结构如图 1 所示。泵浦光采用氩离子激光, L 为聚焦透镜, M₁、M₄ 为平面镜, M₂、M₃ 为球面反射镜。从图中可以看出, 泵浦光和振荡光都以极细的光束聚焦于钛宝石中, 从而增加了耦合效率, 也提高了泵浦效率。P₁, P₂ 为色散补偿棱镜, 主要用来补偿以布儒斯特角放置的钛宝石棒及介质膜所引起的色散。为了讨论问题的方便, 本文不考虑激光器内的像散与色散, 而仅仅用图 2 的简化装置对泵浦光与振荡光的耦合进行模拟计算。图中以透镜 L₁、L₂ 代替球面反射镜 M₂、M₃, 并且假设泵浦光与振荡光的轴线重合。当发生自锁模时, 由于其峰值功率(约 10 kW)远大于连续激光器的功率(约 2 W), 所以振荡光束在进入钛宝石晶体后将发生克尔透镜自聚焦(而泵浦光束不变)。这意味着, 激光介质中振荡光束的束腰将变小(相对于连续波状态), 这样必然影响到泵浦光与振荡光之间的能量转换效率, 若振荡光束腰变小后能在激光晶体中获得更大的增益, 也就是说, 峰值功率越大, 增益越大

(尽管平均功率基本不变), 则激光器必然运转在峰值功率较大的态(自锁模状态)。反之, 若束腰变小后增益反而减小, 则不会发生自锁模。下面用速率方程理论计算泵浦光和振荡光在晶体中的最佳束腰, 从而使调制度达到最大。

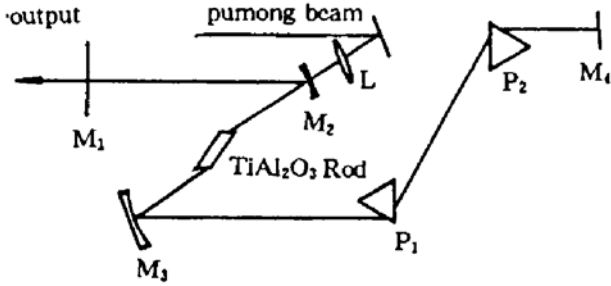


Fig. 1 Schematic of the cavity configuration for self-mode-locked trsapphire laser

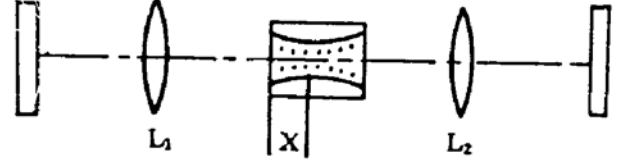


Fig. 2 Schematic of the cavity used in our calculations. The sold curves shows the laser beam and the dotted curve shows the pump beam X is the distance between the surface of rod and the beam waist

掺钛宝石($Ti^{3+}:Al_2O_3$)中掺杂的激活离子 Ti^{3+} 可近似为四能级系统。采用速率方程, 可计算出稳态时单位体积内的粒子反转数为^[5]:

$$N(r) = \frac{R(r)}{W_{21}(r) + \tau_2^{-1}} \tag{1}$$

式中用 r 来表示棒内不同的位置, τ_2 为激光上能级寿命, W_{21} 为受激辐射系数, R 为有效泵浦功率。对于小信号情况, 可认为 $W_{21} \approx 0$ 。所以, 激光束在通过钛宝石棒后的功率总增益为

$$g = \int dV \sigma N(r) I(r) \propto \iiint R(r) I(r) dx dy dz \tag{2}$$

式中 σ 为受激辐射截面。 $I(r)$ 为激光振荡光束在棒内的光强分布。假设振荡光束为基模高斯光束, 则 $I(r)$ 可用下式来表示

$$I(x, y, z) = \frac{1}{2} n_1 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu}} E_0^2 \frac{\omega_0^2}{W^2(z)} e^{-2\frac{x^2+y^2}{w^2(z)}} \tag{3}$$

其中 ω_0 为腰斑半径。 $W(z)$ 为光斑半径:

$$W^2(z) = \omega_0^2 + \left(\frac{\lambda}{\pi\omega_0}\right)^2 (z - z_1)^2 \tag{4}$$

式中 Z_1 为振荡光束腰离棒端面的距离。

另一方面, (2)式中的有效泵浦率 $R(r)$ 可认为正比于该点的泵浦光强 $I_p(r)$, 即

$$R(r) \propto I_p(r) = \frac{1}{2} n_2 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu}} E_{p0}^2 \frac{\omega_{p0}^2}{W_p^2(z)} e^{-2\frac{x^2+y^2}{w_p^2(z)}} e^{-\alpha_p z} \tag{5}$$

α_p 为棒对泵浦光的吸收系数, ω_{p0} 为泵浦光的腰斑半径, $W_p(z)$ 为泵浦光束在不同位置处的光斑半径

$$W_p^2(z) = \omega_{p0}^2 + \left(\frac{\lambda_p}{\pi\omega_{p0}}\right)^2 (z - z_2)^2 \tag{6}$$

Z_2 为泵浦光束腰离棒端面的距离。

综合(2)、(3)、(5)式, 可得激光振荡光束在通过钛宝石棒后的总增益为

$$g \propto \iiint dx dy dz I(\mathbf{r})I_s(\mathbf{r}) \propto \int_0^d dz \frac{1}{W^2(z) + W_p^2(z)} e^{-\alpha_r z} \quad (7)$$

利用上式,在给定泵浦光束和振荡光束在介质中的束腰大小和位置后,就可以计算出激光器的相对增益。对不同的振荡光束参数进行计算,就可以了解增益的相对变化。计算时,假设棒长为 20 mm,吸收系数为 2 cm^{-1} ,泵浦光束腰离棒端面 4 mm,腰斑半径约为 $30 \mu\text{m}$ 。为方便起见,计算时假设振荡光束的束腰位置与泵浦光重合,只改变腰斑半径,对(7)式进行数值计算,得出增益 g 随 ω_0 的变化如图(3)所示。

3 计算结果分析

由图 3 可见,对于固定的泵浦光束,存在一个最佳的腰斑半径 ω_{opt} (A 点),此时激光器的增益为最大。因此,设计连续激光器时,应使振荡光束的腰斑半径尽量接近 ω_{opt} ,这样能获得最大的功率输出。但是,在极值点的斜率为零,这意味着振荡光腰斑半径的细微变化不会引起增益的变化,也就不会产生增益调制与自锁模。若使激光器在非锁模时的腰斑半径 $\omega_0 > \omega_{opt}$ (如 B 点),则由于锁模时大峰值功率下的克尔透镜效应,振荡光束的腰斑半径要比连续波状态时小, B 点将沿着曲线向 A 点靠近,变为 B' 点。显然, $g_{B'} > g_B$,即锁模状态的增益将比连续波状态的增益大,这就是增益调制。正是由于这个原因,钛宝石激光器能从连续波状态跳转到自锁模状态。

更差的情况是 C 点($\omega_0 < \omega_{opt}$),此时振荡光束腰半径的减小反而引起增益的下降。也就是说,激光介质的克尔透镜效应所产生的增益调制是负的,因而不可能产生自锁模。当然,在实际激光器中很少出现这种情况,因为小的腰斑半径意味着 M_2 和 M_3 的曲率半径将很小,而这是不现实的。

4 实验比较

利用图 1 的实验装置已获得了脉宽为 92 fs,谱宽为 8.5 nm,平均功率 200 mW 的自锁模激光脉冲^[7]。实验中 M_2 、 M_3 的曲率半径为 $R = 150 \text{ mm}$ 。在此以前,还曾用 $R = 100 \text{ mm}$ 的球面反射镜设计了连续钛宝石激光器,其最大输出功率为 2 W,效率达 20%^[8]。但是,当直接以这台激光器作自锁模实验研究时,发现锁模很不容易实现。即使勉强实现锁模,脉冲宽度也很大,达皮秒量级,且极不稳定,激光器将很快由自锁模状态恢复到连续波状态。利用图 3 的增益变化曲线可以很容易地理解上述现象。经计算,连续钛宝石激光器($R = 100 \text{ mm}$)的光束在棒中的腰斑半径约为 $19 \mu\text{m}$,靠近 A 点,因而增益大,效率高。但同时斜率小,调制度低,也就不容易发生自锁模现象。相反,自锁模激光器($R = 150 \text{ mm}$)的光束腰斑半径约为 $29 \mu\text{m}$,靠近 B 点,尽管增益不是很大,但斜率大,调制度高,因而能获得稳定的自锁模窄脉冲。

当然,以上结果并不是说,利用 $R = 100 \text{ mm}$ 的球面反射镜设计的谐振腔不能来自锁模。事实上,图 3 的增益变化曲线还与泵浦参数有关,通过改变氩离子的光束参数,也可以

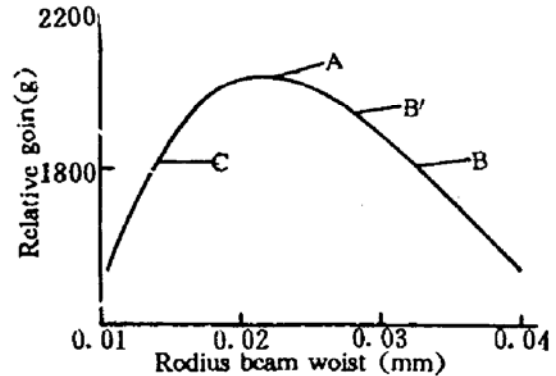


Fig. 3 Relative change in gain versus the radius of the laser beam waist. The pump beam waist is taken to be 0.03 mm. The distance between the rod surface and the beams waist is taken to be 4.0 mm

使 $R = 100 \text{ mm}$ 的谐振腔获得较大的调制度, 这将是今后的工作。

结 论 在设计自锁模激光器时, 必须考虑到泵浦光束与振荡光束的耦合。利用本文的理论模型, 可以很方便地计算出激光器在图 3 中的工作点, 从而确定出该工作点是否有利于自锁模的形成。通过改变腔镜 M_2 和 M_3 的曲率半径, 就能优化自锁模激光器的设计。当然, 计算时必须同时考虑到泵浦光束的影响。对于不同的泵浦光参数, 图 3 的曲线是不一样的。因此, 也可以通过改变泵浦光参数, 来优化自锁模激光器的设计。

参 考 文 献

- [1] D. E. Spence, P. N. Kean, W. Sibbitt, 60 fs pulse generation from a self-mode-locked Ti:Sapphire laser, *Opt. Lett.*, 1991, 16(1): 42~44
- [2] Melance T. Asaki, Chung-Po Huang, Dennis Garvey *et al.*, Generation of 11 fs pulse from a self-mode-locked Ti:Sapphire laser, *Opt. Lett.*, 1993, 18(12): 977~979
- [3] T. Brabec, Ch. Spielmann, P. F. Curley *et al.*, Kerr lens mode locking, *Opt. Lett.*, 1992, 17(18): 1292~1294
- [4] F. Krausz, Martin E. Fermann, Thomas Brabec *et al.*, Femtosecond Solid-State lasers, *IEEE J. Quant. Electron.*, 1992, 28(10): 2097~2122
- [5] Hetmann A. Haus, James G. Fujimoto, Erich P. Ippen, Analytic theory of additive pulse and Kerr lens mode locking, *IEEE J. Quant. Electron.*, 1992, 28(10): 2086~2096
- [6] 陈英礼, 激光导论, 北京电子工业出版社, 1986,
- [7] 张影华, 刘玉璞, 赵永华等, 连续自锁模钛宝石激光器, 光学学报, 1993, 13(10): 960
- [8] 刘玉璞, 张影华, 陆培华, 连续可调谐钛宝石激光器的实验研究, 中国激光, 1993, A20(2): 85~88

Analysis of Pump in Self-Mode-Locked Ti : Sapphire Laser

Zhao Yonghua Liu Yupu Zhang Yinghua

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 1 February 1994; revised 29 June 1994)

Abstract Self-focussing by a Kerr nonlinearity in combination with an intracavity aperture creates a power-dependent amplitude modulation in Ti : sapphire lasers. It has been used as a method of self-mode-locking for generating femtosecond pulse. The general features of this mode-locking technique is described and a new, simple model is developed for the optimization of Kerr-lens-mode-locking performance by taking account of gain modulation created by pump beam in conjunction with laser beam. Theoretical prediction is confirmed by experimental measurement.

Key words self-mode-locking, self-focussing, Kerr nonlinearity, crystal laser, sapphire