

单棱镜色散补偿自锁模钛宝石激光器*

向望华 王 乘 陆向荣 李世忱

(天津大学精仪与光电子学院, 天津 300072)

摘 要 分析并描述了单棱镜色散补偿的原理, 实验上实现了单棱镜色散补偿的钛宝石自锁模激光器的稳定运转。

关键词 自锁模, 群速度色散, 色散补偿。

1 引 言

在钛宝石自锁模激光器中, 一般通过棱镜对引入负色散补偿。这种色散补偿方式可以使钛宝石自锁模激光器得到高质量的变换极限飞秒脉冲^[1-3]。但为了保证腔内负色散量足够大, 就需要棱镜对的棱镜尖尖距离相当长, 一般为 50~ 70 cm。同时, 为了保证谐振腔的工作特性, 无负色散元件的谐振腔一端的长度应与包含色散元件一端的长度基本保持对称, 这就在一定程度上限制了激光器整体尺寸的缩小。为了使谐振腔进一步小型化, 必须对现有的色散补偿方法进行改进。本文根据光束的多色腔理论, 分析了单棱镜色散补偿的原理和计算方法, 在实验中采用短腔结构并插入单棱镜进行色散补偿, 获得了稳定的自锁模运转。

2 单棱镜色散补偿的原理

根据光束的多色腔理论^[4, 5], 锁模激光器中的腔内光束是由不同波长的单色高斯模的空间叠加, 每一个单色高斯模均可有自己传播的光轴, 对每一单色模的位置分布和自洽光路可通过不同传播轨迹的光线传输矩阵来求解。为补偿腔内钛宝石晶体的材料色散, 通常的作法是利用角色散元件, 如棱镜或光栅的角色散性质, 使不同波长光线的光程不一致, 从而引起群速度色散这一效应。当多色腔内具有角色散元件时, 不同波长的光线将以不同的光轴和不同的角度传播, 以补偿腔内的角色散, 这就是单棱镜色散补偿的理论依据。图 1 为一个利用光线的这一性质来补偿色散的单棱镜谐振腔的简单示意图。

在图 1 中, 不同光线以不同的光轴传播, 经棱镜作用引起角色散, 可利用透镜的光学性质进行准直, 使光束在谐振腔中能形成自洽。在棱镜对驻波型钛宝石自锁模激光器中, 单棱镜所引入的角色散由与它相对平行放置的另一棱镜进行准直, 经高反射镜反馈后棱镜对入射光线与出射光线重合, 空间相对位移为零。这就使谐振腔内角色散总量为零。

* 国家自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1998-05-11; 收到修改稿日期: 1998-08-28

图 2 说明了用单棱镜进行驻波型谐振腔内色散补偿的基本原理。棱镜 P_A 可与棱镜 P_B 组成棱镜对, 由于光线的自洽, 对应于 λ_0 的光线 A 和对应于 λ_1 的光线 B 均垂直于平面 MM' , 并在 MM' 上形成一侧向位移, 棱镜 P_A 所产生的角色散可由棱镜 P_B 来进行补偿, 这使光线 A、B 在离开棱镜 P_B 时保持平行(注: 重合是平行的一个特例)。谐振腔的总角色散为零。当去掉棱镜 P_B , 腔内只有一个棱镜, 保持 MM' 和棱镜 P_A 的方位和位置不变, 光线 A 和光线 B 必须保持垂直于 MM' , 以维持自洽。光线 A 和光线 B 由于棱镜的角色散作用相交于空间某点。以光线 A 的传播光轴为谐振腔光轴, 垂直于光轴方向放置平面镜 NN' 以形成谐振腔, 如果谐振腔内无其它元件对发生角色散的光束进行准直, 光束将无法自洽, 但当在垂直于光轴处放置一焦距为 f 的透镜时, 光线 A 和光线 B 就可以垂直于 NN' 以使光束发生自洽。此时, 光线 B 的光轴发生变化, 为使光线 B 发生自洽, 变化后的光线 B 与棱镜的相对角度必须保持不变, 而且光线 B 的光轴必须通过透镜的焦点 F , 因此在自洽时光线 B 在 MM' 上的位置将变为 x' , 两光线对应 NN' 上也发生相对位移。在这种结构中, 由于透镜与平面镜 NN' 之间光程等效性和棱镜的物理性质, 单棱镜也能够提供负色散。负色散量由焦点 F 与 MM' 之间的

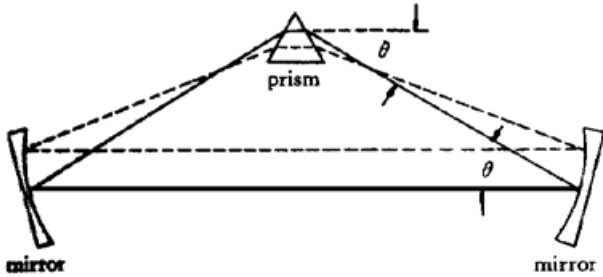


Fig. 1 The cavity of single prism dispersion compensation

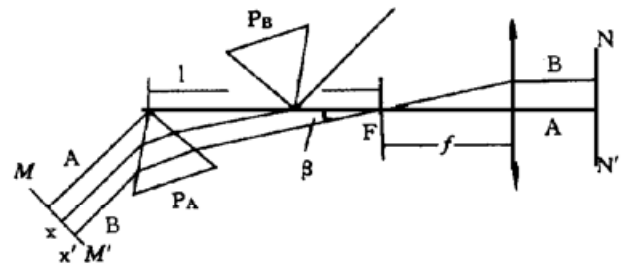


Fig. 2 The principle of single prism dispersion compensation

光程差来决定, 计算方法等同于棱镜对。

$$d^2P/d\lambda^2 = 4l\{[d^2n/d\lambda^2 + (2n - 1/n^3)(dn/d\lambda)^2] \sin \beta - 2(dn/d\lambda)^2 \cos \beta\} \quad (1)$$

式中, β 为光线 A 和光线 B 的夹角。

以上分析证明了谐振腔中进行单棱镜色散补偿的可能性。

在实际谐振腔设计中, 焦距为 f 的透镜可用多个光学元件的组合来代替, 然而, 组合光学元件中不能包括其他角色散元件。

在钛宝石自锁模激光器中, 两个小曲率反射镜的组合可相当于一个透镜。

如图 3 所示, $\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$ 为光学元件组的光线传输矩阵。假设等效的

焦距为 f_e , 根据高斯光束传输定理, 可列出传输方程

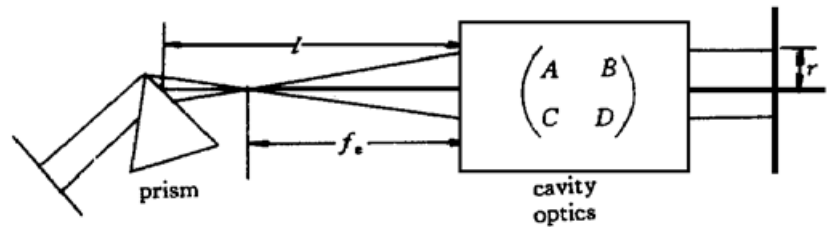


Fig. 3 Optical devices that are equivalent to lens

$$\begin{bmatrix} 1 & f_e \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r \\ 0 \end{bmatrix} \rightarrow \begin{bmatrix} 0 \\ \arctan(r/f_e) \end{bmatrix}$$

等效焦距 $f_e = -A/C$ 。光学系统的负色散量与 $(l - f_e)$ 成正比。因此, 可以通过调整组合光学元件的相对焦距 f_e 以改变焦点与棱镜之间的距离, 或者通过改变棱镜与光学元件组的距离来改变腔内色散量。

在典型的四镜折迭腔中，角色散的补偿可以由两个小曲率双色镜来完成。等效的

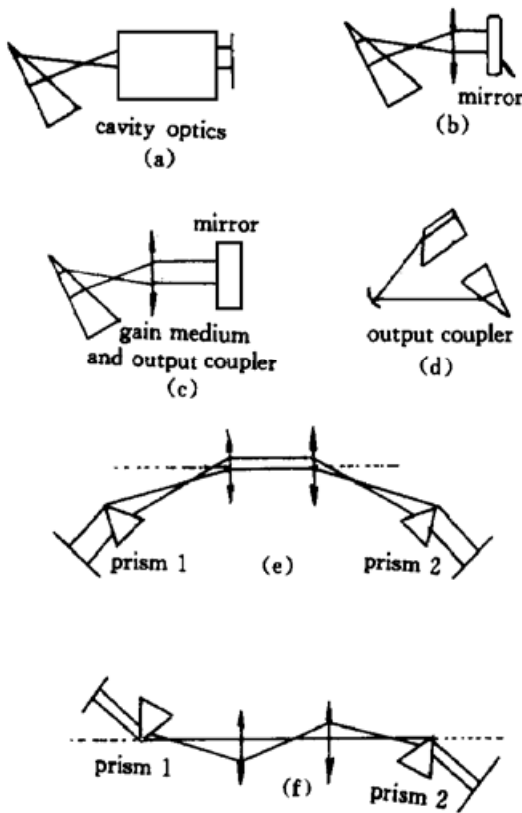
$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$ 传播矩阵为:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - L/f & L \\ -(2 - L/f)/f & 1 - L/f \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中, $L = r_1 + r_2 + d/n$ 。所以, 等效焦距为

$$f_c = -A/C = f(L - f)/(L - 2f) \quad (3)$$

以这种多色腔光线传输理论为基础, 可设计出不同的色散补偿形式改变腔体结构。



在图 4(a)、图 4(b) 和图 4(c) 中, 色散元件可以是一个输出元件, 也可以是增益介质。图 4(d) 中将增益介质和输出棱镜均切成布儒斯特角, 一起充当色散元件, 这样的设计的优点是: 1) 减少了腔内元件, 实现自锁模将比传统谐振腔更快且更加方便; 2) 腔长大幅度减小, 可获得高重复频率的锁模脉冲; 3) 当只采用半布儒斯特角切割的棱镜作为色散补偿元件时, 可以通过倾斜棱镜的角度来调节输出脉冲的中心波长。这种波长调谐方法是无损耗的, 而以往波长调谐是通过刀口或狭缝来实现的, 损耗较大。图 4(e) 和图 4(f) 设计是将两个棱镜分别插在“Z”字型谐振腔的两个长臂上, 这种色散补偿方法也是基于角色散补偿原理, 属于单棱镜色散补偿的变化形式。这种色散补偿结构能使谐振腔整体腔长大幅度减小。

值得注意的是, 采用单棱镜色散补偿方法不可避免地会使不同波长的振荡光线在增益介质中以不同的光轴传播(在棱镜对色散补偿中, 不同波长的光在晶体中的传播方向是重合的), 这种频谱成份的空间分离影响了振荡光束与泵浦光束的相互耦合, 导致锁模脉冲频谱

Fig. 4 Cavity design of prism dispersion compensation

宽度受到限制, 这也就限制了脉冲宽度的变窄。

3 单棱镜色散补偿实验

3.1 单棱镜色散补偿实验

实验装置如图 5 所示。谐振腔为“Z”字型像散补偿腔。泵浦源为氩离子激光器; M_P 为曲率半径 20 cm 的凹面镜; 钛宝石棒长 10 mm, 端面布儒斯特角切割; M_2 、 M_3 为两个曲率半径 $R = 10$ cm 的双色镜, 对 790 nm 全反射, 对 514.5 nm 高透射; M_1 为透过率 4% 的平面输出镜; M_4 为平面全反射镜, M_1 、 M_4 镜的镀膜中心波长均为 790 nm; SF_{10} 棱镜在输出臂中, 棱镜距 M_2 的距离约为 60 cm; 整体腔长 1.5 m, 谐振腔采取近对称腔设计。

根据单棱镜色散补偿理论, 单棱镜所能产生的色散量由棱镜到等效焦点(由光学元件

M_2 、钛宝石晶体、 M_3 所形成) 的距离来决定。当棱镜到 M_2 的距离一定时, 等效焦距 f_e 越大, 色散量则越小。而等效焦距 f_e 主要决定于 M_2 与 M_3 之间的距离, 距离越小, 等效焦距则越大。因此, 为使谐振腔工作于负色散区域, 实验中可加大 M_2 与 M_3 间的距离, 同时保证棱镜与 M_2 的距离足够大。

在本实验中, 取 M_2 与 M_3 镜之间距离 $d = 12.1 \text{ cm}$, 根据估算, 光学元件组 M_2 和 M_3 、晶体所形成的等效焦距约为 30 cm , 由于棱镜与 M_2 间距离较大 ($l = 60 \text{ cm}$), 并且 SF_{10} 棱镜的色散系数很大, 因此, 此时谐振腔可以工作在负色散区域。

氩离子激光器全线输出 5 W 泵浦时, 激光器连续运转输出功率为 230 mW 。细调棱镜位置及各腔镜状态, 转敲输出镜可启动自锁模, 此时的锁模脉冲序列如图 6(a) 所示, 脉冲宽度为 230 fs , 锁模平均功率为 120 mW 。图 6(b) 为自相关曲线。

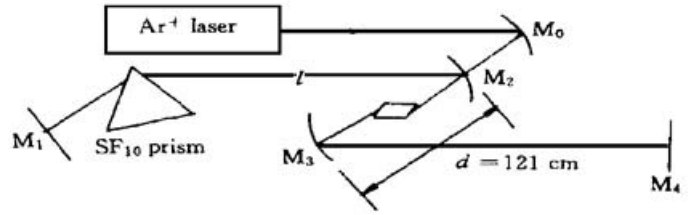


Fig. 5 The experiment setup of Ti:Sapphire self-mode-locked laser using single prism dispersion compensation

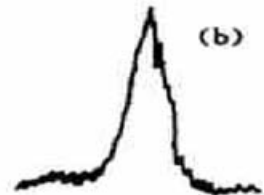
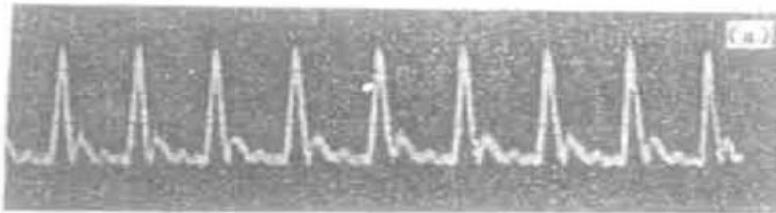


Fig. 6 (a) The mode-locked pulse trace, (b) The autocorrelation trace of self-mode-locked pulse

3.2 棱镜对色散补偿结构的实验研究

为进一步验证单棱镜色散补偿理论, 可将棱镜对的两个棱镜分别插入“Z”字型谐振腔的两个长臂内, 如图 7 所示, 元件参数与前述的实验一致, 谐振腔每一臂长分别为 52 cm , 总腔长为 115 cm , 这种谐振腔设计的色散补偿量等效于两个单棱镜的色散补偿量之和。由于将色散补偿量平均分配到两个长臂中, 因此这种色散补偿结构将会使腔的总体结构更紧凑, 可获得高重复频率的输出脉冲。

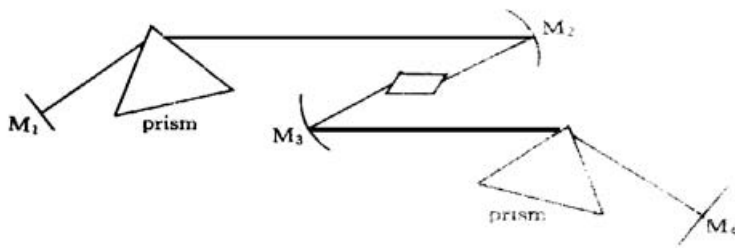


Fig. 7 The experiment of Ti:Sapphire self-mode-locked using two single prism

实验结果如图 8(a)、图 8(b) 所示。脉冲宽度为 200 fs , 连续输出平均功率为 160 mW , 锁

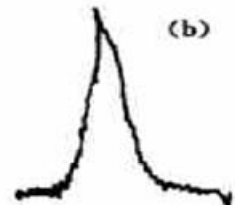


Fig. 8 (a) The mode-locked pulse trace, (b) The autocorrelation trace

模输出平均功率为 90 mW, 脉冲重复频率 130 MHz。

4 结果分析与总结

根据光束多色腔理论, 当谐振腔内包含有角色散元件时, 各波长光线在谐振腔内以不同的角度和光轴传播, 使光束能在谐振腔内实现自洽。基于光线的这一性质和棱镜的角色散作用, 可以利用单棱镜进行谐振腔的负色散补偿。文中两个实验的结果也证明了这一点。对于单棱镜色散补偿实验, 由于小曲率双色镜之间距离的限制, 致使棱镜与小曲率双色镜 M_2 之间的距离不能太短, 限制了腔长的缩短, 因此, 单棱镜色散补偿不利于这种“Z”字型自锁模激光器整体腔长的缩短。而棱镜对实验中的色散补偿结构将色散量分配到谐振腔的两个长臂上, 可以实现整体腔长的大幅度减小。两个实验的锁模脉冲宽度均较大, 我们认为有以下原因: 1) 输出脉冲在输出镜上各波长有一空间走离, 影响了脉冲宽度; 2) 输出镜的附加介质色散; 3) 由于单棱镜色散补偿的固有特点, 造成脉冲各波长在增益介质中传播光轴不一致, 这就影响了泵浦光和振荡光之间的耦合, 因此影响了谐振腔非线性效应的产生。所获得脉冲频谱较窄, 脉宽较宽。而在棱镜对色散补偿中, 两个棱镜的角色散相互补偿, 光线在晶体传播时光轴重合, 泵浦光和振荡光之间耦合效率高, 进而晶体的自聚焦作用也较强, 因此产生脉冲频谱较宽, 可获得较窄脉宽的脉冲。

实验证明, 仅用一个棱镜进行色散补偿是可以实现的。

参 考 文 献

- [1] Huang C P, Kateyn H C, McIntosh J W *et al.*. Generation of transform-limited 32 fs pulse from a self-mode-locked Ti:Sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(2): 139~ 141
- [2] Huang C P, Asaki M T, Backus S *et al.*. 17-fs pulses from a self-mode-locked Ti:Sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(18): 1289~ 1291
- [3] Asaki M T, Huang C P, Garvey D *et al.*. Generation of 11-fs pulse from a self-mode-locked Ti:Sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(12): 977~ 979
- [4] Martinez O E. Matrix Formalism for pulse compressors. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1988, **QE-24**(12): 2530~ 2536
- [5] Martinez O E. Matrix formalism for dispersive laser cavities. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1989, **QE-25**(3): 296~ 300

Ti:Sapphire Self-Mode-Locked Laser of Single Prism Dispersion Compensation

Xiang Wanghua Wang Cheng Lu Xiangrong Li Shichen

(College of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072)

(Received 5 November 1998; revised 28 August 1998)

Abstract The theory of dispersion compensation using single prism is developed. The effectiveness of this theory and stable self-mode-locked operation using single prism and two single prisms are demonstrated in experiment.

Key words self-mode-locked, group velocity dispersion, dispersion compensation.