

用于产生飞秒压缩态的染料激光器 稳定性分析与实验研究*

戴建明 章若冰 王清月

天津大学精密仪器工程系, 天津 300072

1993年4月1日收到

提出一种能产生飞秒脉冲光压缩态的激光器的理论模型,并通过数值计算,详细分析该激光器的稳定性;通过具体的实验研究获得了脉宽为160fs,重复频率为67MHz的稳定的脉冲序列输出,从而为实现飞秒脉冲光压缩态提供了重要的实验手段。

PACC: 4200; 4260F; 4260B; 4280W

一、引言

自从光压缩态理论被提出来以后,如何在实验上实现光压缩态便一直是物理学界和光学界的研究课题之一。超短脉冲激光技术问世以后,由于超短脉冲光本身具有的如脉宽窄、峰值功率高等特点,为实现光压缩态提供了新的可能性。直到1987年美国贝尔实验室的Shusher等人用由锁模YAG的倍频光泵浦的KTP晶体参量放大器实现了脉冲宽度为100ps的脉冲光压缩态^[1]。这是至今唯一的有关超短脉冲光压缩态方面的实验报道。但由于泵浦功率密度的限制,其光压缩态的压缩系数只有0.6dB左右。为此本文提出一种新型的飞秒脉冲光压缩态激光器——双非谐振环碰撞锁模染料激光器。理论分析计算^[2]表明只要在这种激光器中实现锁模运转,脉冲宽度达到飞秒数量级,那么通过腔内SF-57玻璃的非线性效应,可以实现压缩系数高达10dB以上的飞秒光脉冲的压缩态。不仅如此,在该激光器中,我们加入了四棱镜系统以相对独立地控制腔内色散量。调节SF-57玻璃相对于焦点的位置,又可以相对独立地控制自相位调制量。这样可以进一步研究色散(GVD)和自相位调制(SPM)对腔内脉冲宽度的影响,为进一步压缩腔内光脉冲提供更大的可能性。

二、腔结构及其稳定区域的计算分析

1. 腔结构

我们采用的激光器是带有两个非谐振环的碰撞锁模染料激光器。图1为该激光器的

* 国家自然科学基金资助的课题。

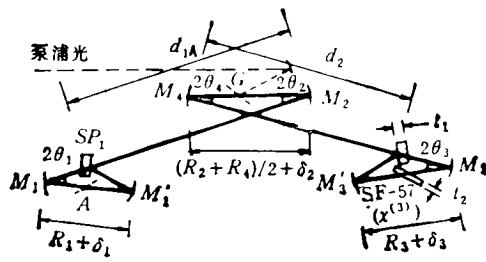


图 1 激光器基本结构

基本结构图,其中每个非谐振环^[3,4]都由一个 50%-50% 分束的宽带分束器和两个曲率半径完全相等的曲面镜组成。入射光被分束以后两束光沿相反方向经过相同的路径返回到分束器。在入射光方向上两束光因相位相同而相干叠加。而在另一个方向上两束光因有 π 相差而相消干涉。这样只要分束器较严格地 50%-50% 分束,那么入射光经非谐振环后将按原路 100% 反射回来。因此整个非谐振环就相当于一个全反镜。实际上假如分束器以 $(50\% + \delta) \cdot (50\% - \delta)$ 分束,那么我们可以得到非谐振环的反射损耗为

$$T = 4\delta^2. \quad (1)$$

此时非谐振环相当于一个输出为 $4\delta^2$ 的输出镜。由(1)式可知只要偏离量 $\delta < 5\%$,那么非谐振环的损耗 T 便可小于 1%。

在图 1 所示的激光器中,增益介质 (Rh6G) 置于中间的一对折叠镜 (R_2, R_4) 之间的焦点处。在其中一个非谐振环的焦点处加饱和和吸体 A (DODCI) 以实现碰撞锁模。在另一个非谐振环的焦点处加 $\chi^{(3)}$ 值较大的非线性介质 SF-57 玻璃。当两列相向传输的飞秒光脉冲在非线性介质中通过时,由于自相位调制效应而使其相位起伏增强,振幅起伏减弱,从而在分束器 SP_2 的输出方向上获得飞秒光压缩态^[2],如图 6 所示。

2. 稳定区域计算分析

由于该激光器结构极为复杂,调整难度大,因而有必要对其稳定区域作计算分析,以便于该锁模激光器能运转在稳定区域。

在图 1 中, M_1, M_1' 的曲率半径为 R_1 ; M_3, M_3' 为 R_3 ; M_2 为 R_2 ; M_4 为 R_4 ; $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ 分别为曲面镜 M_1 和 M_1', M_2 和 M_4, M_3 和 M_3' 的可调量,满足

$$\max\{\delta_1, \delta_2, \delta_3\} \ll \min\{R_1, R_2, R\}, \quad (2)$$

忽略增益喷流和可饱和吸收体喷流的厚度,并以饱和吸收体所处的位置作为参考平面所在的位置,即可得到该激光器的往返矩阵:

$$T_c = \begin{pmatrix} 1 & (R_1 + \delta_1)/2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & (R_1 + \delta_1)/2 \cos(2\theta_1) - \mu^2 t_1 / [\mu^2 - \sin^2(2\theta_1)]^{1/2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} 1 & t_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & (R_2 + R_4)/2 + \delta_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_4 & 1 \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & t_3' \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & (R_3 + \delta_3)/2 \cos(2\theta_3) - \mu^2 t_1 / [\mu^2 - \sin^2(2\theta_3)]^{1/2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned}
& \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_3 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & R_3 + \delta_3 - 2t_2/(n^2 + 1)^{1/2} + t_j \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_2 & 1 \end{pmatrix} \\
& \times \begin{pmatrix} 1 & (R_3 + \delta_3)/2 \cos(2\theta_3) \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_4 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & (R_2 + R_4)/2 + \delta_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\
& \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & (R_1 + \delta_1)/2 \cos(2\theta_1) \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & (R_1 + \delta_1)/2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\
& = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}, \tag{3}
\end{aligned}$$

式中 μ 为分束器 SP 的折射率, n 为 SF-57 的折射率。实际上由于象散的存在,在子午和弧矢面内 (3) 式有不同的表达式,亦即在子午和弧矢面内该激光器具有不同的往返矩阵。在子午面内:

$$f_i = f_{iT} = R_i \cos \theta_i / 2 \quad (i = 1, 2, 3, 4), \tag{4a}$$

$$t'_i = t'_{iT} = t_i \mu^2 [1 - \sin^2(2\theta_i)] / [\mu^2 - \sin^2(2\theta_i)]^{3/2} \quad (i = 1, 3), \tag{4b}$$

$$t_i = t_T = t_2(n^2 + 1)^{1/2} / n^2; \tag{4c}$$

在弧矢面内:

$$f_i = f_{iS} = R_i / 2 \cos \theta_i \quad (i = 1, 2, 3, 4), \tag{4d}$$

$$t'_i = t'_{iS} = t_i / [\mu^2 - \sin^2(2\theta_i)]^{1/2} \quad (i = 1, 3), \tag{4e}$$

$$t_i = t_S = t_2(n^2 + 1)^{1/2} / n^2. \tag{4f}$$

如果设子午和弧矢面内激光器的往返矩阵分别为

$$T_C = T_{CT} = \begin{pmatrix} A_{CT} & B_{CT} \\ C_{CT} & D_{CT} \end{pmatrix}, \tag{5a}$$

$$T_C = T_{CS} = \begin{pmatrix} A_{CS} & B_{CS} \\ C_{CS} & D_{CS} \end{pmatrix}, \tag{5b}$$

激光腔的稳定区域应该是子午面和弧矢面内稳定区域的重叠部分^[9], 所以该稳定区域由下式决定:

$$|(A_{CT} + D_{CT})/2| \leq 1, \tag{6a}$$

$$|(A_{CS} + D_{CS})/2| \leq 1. \tag{6b}$$

以可调量 $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ 为坐标,通过数值计算可以得到激光器的稳定区域的三维立体图。在计算中 $t_1 = 2\text{mm}$, $t_2 = 1\text{mm}$ 。该激光器的稳定区域是一个非常复杂的立体图。为简化分析,我们将按以下思路对其稳定区域作计算分析: 选择一种比较实际的情况绘出立体图进行分析; 在分析稳定区域随各种条件的变化情况时选取了立体图的一个比较有代表性的面(剖面)来说明。以下是计算结果。

(1) 稳定区域立体图 图 2(a) 为在 $\theta_1 = 8^\circ$, $\theta_2 = \theta_4 = 5^\circ$, $\theta_3 = 7^\circ$; $R_1 = 30\text{mm}$, $R_2 = 100\text{mm}$, $R_3 = R_4 = 55\text{mm}$; $d_1 = 1265\text{mm}$, $d_2 = 485\text{mm}$ 情况下计算得到的。图 2(a) 的中间那个剖面是在 $\delta_3 = 0$ 情况下得到的 δ_1 - δ_2 平面图。由图 2(a) 可知该激光器的稳定区域是不连续变化的立体图。为清楚起见,我们将该立体图分解。图 2(b)、(c)、(d) 为图 2(a) 的分解图。

(2) 稳定域变化情况 在讨论稳定域随各种条件的变化时我们都取 $\delta_3 = 0$ 这个平

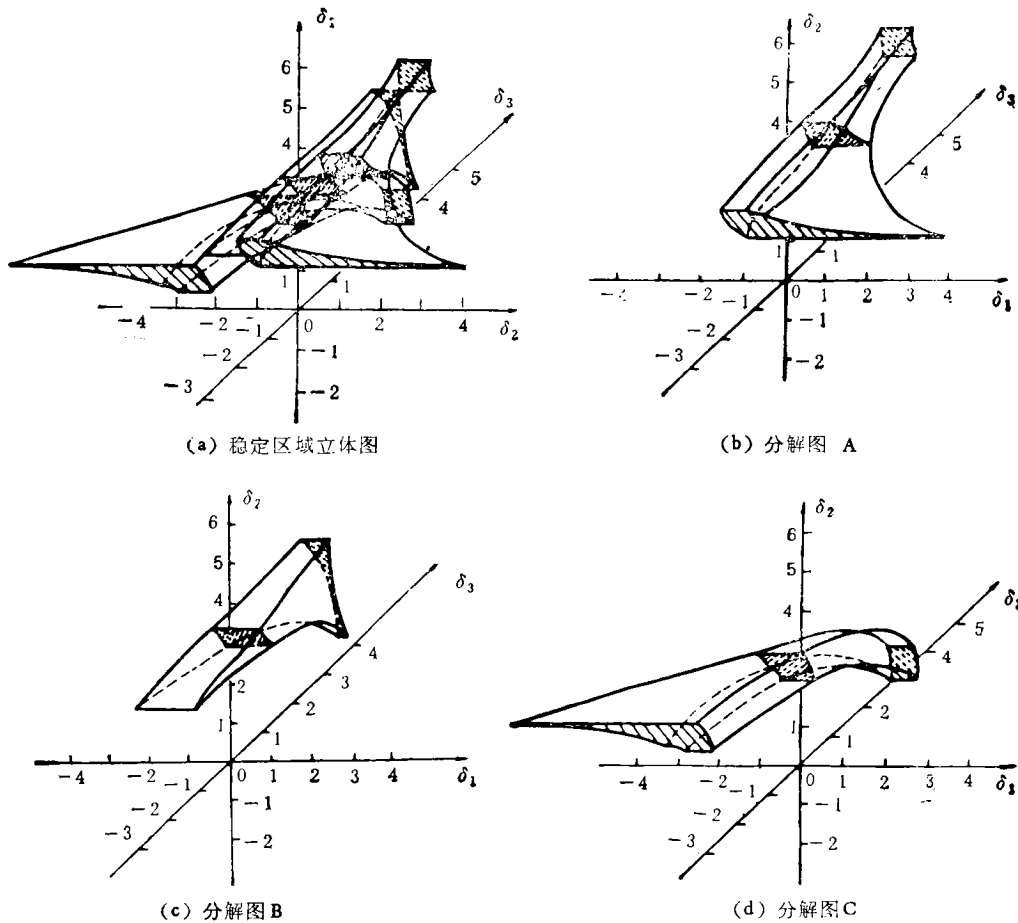


图 2

面图以便于讨论分析。在讨论过程中分别画出了子午和弧矢面内的稳定域, 它们的重叠部分即激光器的稳定区域用剖面线表示出来。

1) 曲面反射镜象散角对稳定区域的影响

在 $R_1 = 30\text{mm}$, $R_2 = 100\text{mm}$, $R_3 = R_4 = 55\text{mm}$, $d_1 = 1265\text{mm}$, $d_2 = 485\text{mm}$ 的情况下, 对应不同象散角 ($\theta_1, \theta_2, \theta_3, \theta_4$) 的稳定区域如图 3。可以看出当象散角均为零度时, 子午与弧矢面的稳定区域完全重叠。随着象散角的增大, 两个面内的稳定区域逐渐错开, 它们的重叠部分也相应减小。当象散角 $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = \theta_4 = 12^\circ$ 时稳定区域已非常小, 实际中已无法使这种小增益激光器锁模运转。

2) 反射镜曲率半径对稳定区域的影响

图 4 为在 $\theta_1 = 8^\circ$, $\theta_2 = \theta_4 = 5^\circ$, $\theta_3 = 7^\circ$ 情况下 $d_1 = 1265\text{mm}$, $d_2 = 485\text{mm}$ 时取不同曲率半径组得到的稳定区域图。计算结果表明: 随着各反射镜曲率半径的增大, 稳定区域基本形状大致不变, 稳定区域面积明显增加。

3) 不同腔长对应的稳定区域

根据图 1 可以得到腔长的近似式:

$$L = R_1[1 + 1/\cos(2\theta_1)]/2 + R_3[1 + 1/\cos(2\theta_3)]/2 + (R_2 + R_4)/2 + d_1 + d_2. \quad (7)$$

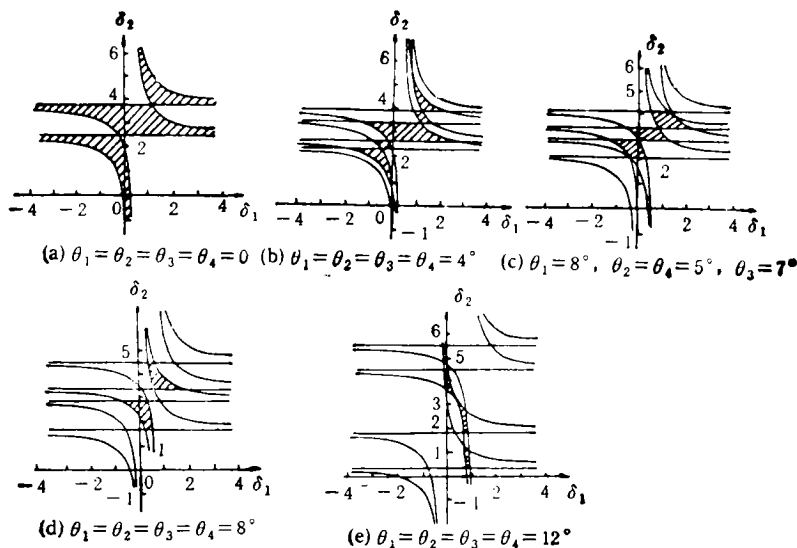


图3 不同象散角对应的稳定区域(坐标单位: mm)

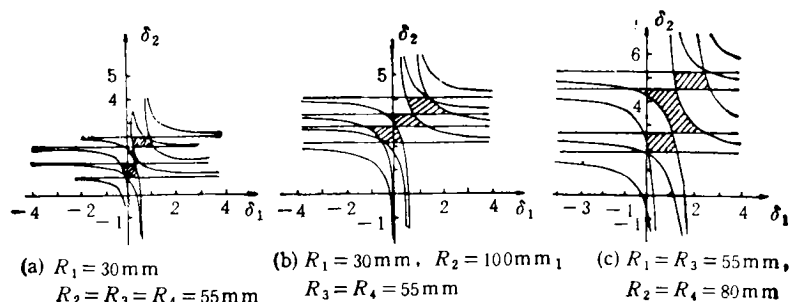


图4 不同反射镜曲率半径对应的稳定区域(单位: mm)

由(7)式可知腔长 L 主要由 $d_1 + d_2$ 决定。因此我们计算时考虑不同 d_1, d_2 值时的稳定区域。如图5所示, $\theta_1 = 8^\circ, \theta_2 = 5^\circ, \theta_3 = 7^\circ, \theta_4 = 5^\circ, R_1 = 30\text{mm}, R_2 = 100\text{mm}, R_3 = R_4 = 55\text{mm}$ 。可以看出稳定区域随腔长的减小而增大,但这种变化相对于其它因素(象散角、反射镜曲率半径)对稳定区域的影响来说要小得多。

4) 四棱镜系统和输出镜的插入对稳定区域的影响

在实际的光路中(如图6所示),我们还插入了四棱镜系统和耦合输出镜 M_5 。在考虑四棱镜系统所造成的象散时,可以把四个棱镜作为一个整体象散元件考虑,其对高斯光束造成的象散相当于两块厚度约为 1.8mm (假设光束直径为 2mm 左右并使光束尽量沿各棱镜顶角传播)以布氏窗角放置的平行平板透明介质所造成象散。所以四棱镜系统与基片为平行平板的输出镜 M_5 造成的象散一样,跟各折叠镜造成的象散正好相反,在一定条件下可以相互补偿。由于它们没有象 SF-57 玻璃那样置于凹面镜对光束的会聚区域内,所以它们的插入对稳定区域的影响很小,使稳定区域稍微变大些,但可忽略。

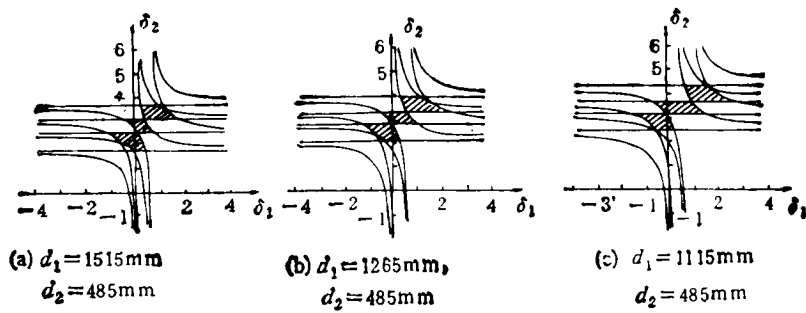


图5 不同腔长对应的稳定区域(单位: mm)

以上分析了激光器的稳定区域及其随各因素的变化情况。综合以上计算分析可以得出以下结论: 该激光器的稳定区域是一非连续变化的三维立体图; 稳定区域随象散角的变化十分敏感; 随着各反射镜曲率半径的增加, 稳定区域明显增大; 腔长对稳定区域的影响并不十分明显; 四棱镜系统和耦合输出镜 M_5 的插入对稳定区域的影响可以忽略。

三、实验研究

为最终在分束器 SP_2 处输出飞秒光真空压缩态, 首先要实现该激光器的锁模运转, 并要求脉冲足够窄以便于有足够高的峰值功率。因此如何在该激光器中有效地压缩脉冲宽度是最终实现飞秒光脉冲压缩态的前提。

1. 实验装置及腔参数的确定

飞秒光激光器的具体实验装置如图6所示。要获得稳定性好的锁模脉冲, 不仅要求谐振腔具有较宽的稳定域, 而且对腔内的光束参数亦有较为严格的要求。为确定腔内腔长、反射镜曲率半径以及各象散角大小这些主要腔参数, 我们先从谐振腔的稳定域来考虑。根据前面对稳定域的变化情况的分析, 我们知道, 为使稳定域足够大, 各反射镜的曲率半径应该大一些, 而各象散角 θ 的值不应大于 8° 。由于稳定域随腔长的变化不十分敏感, 因此对腔长的选择范围相应地比较大些。其次是考虑腔内的光束参数, 为此引入锁模稳定参数^[6]

$$S = k \cdot A_a \sigma_b / A_b \sigma_a, \quad (8)$$

式中 A_a , A_b 分别为增益介质和吸收介质处的光斑面积, σ_a 和 σ_b 分别为增益介质的

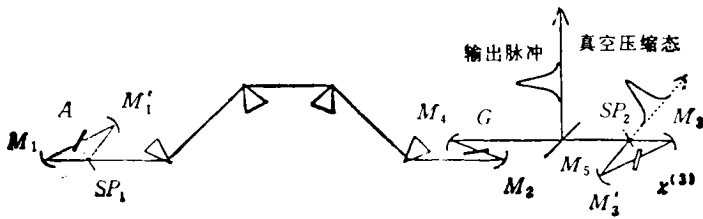


图6 实验装置图

发射截面和吸收介质的吸收截面, k 为修正因子, 其值在 2 至 3 之间. S 值越大则锁模的稳定范围大. 为了有较大的锁模稳定范围和增益介质、吸收介质及 SF-57 玻璃处有较高的功率密度, 我们希望腔内光束参数满足在增益介质、吸收介质及 SF-57 玻璃处的束腰 ω_{0a} , ω_{0b} 和 ω_{0c} 较小而 ω_{0a}/ω_{0b} 较大 ($A_a/A_b \propto \omega_{0a}^2/\omega_{0b}^2$). 这就要求激光器中的三对共焦曲面镜的曲率半径尽量小些, 并且又要求增益介质处的曲面镜 M_2, M_4 的曲率半径尽量大于吸收介质处的曲面镜 M_1, M_3 的曲率半径. 与此同时, 针对不同的稳定区域图, 利用谐振腔往返矩阵法, 我们分别计算了三个位置的束腰半径 $\omega_{0a}, \omega_{0b}, \omega_{0c}$. 在计算中, 我们取束腰半径的值为

$$\omega_0 = (\omega_{0T} \cdot \omega_{0S})^{1/2}, \quad (9)$$

式中 ω_{0T}, ω_{0S} 分别是子午面和弧矢面内高斯光束的束腰半径. 通过计算分析比较我们发现, 如果按稳定区域图 2(a) 的参数来设计激光器, 并且使激光器工作在图 2(d) 那块稳定区域的 $\delta_3 = 0$ 附近(图中有剖面线处, 对应于图 3(a)、图 4(b) 和图 5(b) 中左下方带有剖面线那个区域)时, 三个位置的束腰半径 $\omega_{0a}, \omega_{0b}, \omega_{0c}$ 就能很好地满足前面我们提到的要求. 此时通过改变可调量 δ_1, δ_2 , 三个位置处的束腰半径可同时分别为: $\omega_{0a} = 13\mu\text{m}$, $\omega_{0b} = 8.5\mu\text{m}$, $\omega_{0c} = 16\mu\text{m}$. 顺便提出, 在选择腔长时主要考虑的是使脉冲前后两次通过增益介质的时间间隔应该大于增益介质激光上能级粒子寿命 (Rh6G 在 $\lambda = 620\text{nm}$ 处的上能级粒子寿命为 3ns). 这样可以使增益介质有足够的时间积累上能级粒子, 达到降低锁模阈值的目的. 鉴于以上分析并结合实际情况, 我们选择的参数为: $R_1 = 30\text{mm}$, $R_2 = 100\text{mm}$, $R_3 = R_4 = 55\text{mm}$, $d_1 = 1265\text{mm}$, $d_2 = 485\text{mm}$; 各象散角分别在 $\theta_1 = 8^\circ$, $\theta_2 = \theta_4 = 5^\circ$, $\theta_3 = 7^\circ$ 左右. 分束器 SP_1, SP_2 的基片为 K, 玻璃, 厚度为 2mm , SF-57 玻璃 ($\chi^{(3)}$) 厚度为 1mm , 以布氏窗放置. 输出镜 M_5 是以厚度为 2mm 的石英平板作为基片, 光在 45° 角入射时 M_5 的反射率为 2% 左右. 考虑到泵光焦距大小与腔内增益束腰之间的匹配, 泵镜的曲率半径为 $R = 80\text{mm}$. 增益介质(G)Rh6G 的浓度为 $600\text{mg}/400\text{ml}$, 喷流中间位置的厚度为 $200\mu\text{m}$ 左右. 可饱和吸收体(A)DODCI 的浓度为 $120\text{—}160\text{mg}/400\text{ml}$, 喷流厚度为 $20\mu\text{m}$ 左右. 采用石英棱镜作为四棱镜系统^[7]以补偿腔内的正色散和由自相位调制而产生的脉冲中部的线性啁啾, 以便于压缩脉冲宽度^[8]. 经估算当第 1, 2 个棱镜间距为 29cm 时腔内的正色散基本得到补偿. 该色散量(腔内往返一次)为 $7.7 \times 10^{-28}\text{s}^2$.

2. 实验结果及讨论分析

(1) 工作阈值 在上述腔参数情况下, 未插入饱和吸收体和四棱镜系统时连续激光输出的泵浦阈值为 0.3W . 插入四棱镜系统后连续光阈值为 0.8W . 在非谐振环中插入浓度为 $120\text{mg}/400\text{ml}$ 的可饱和吸收体 DODCI 喷流实现碰撞锁模的泵浦阈值为 3.2W 左右. 在 3.6W 左右时锁模脉冲序列非常稳定, 如图 7 所示. 此时输出的平均功率为 6mW (单束光). 如果使激光器偏离碰撞锁模状态, 也就是使光脉冲通过 SP_1 分束器分束后到达可饱和吸收体的两条路径的光程不相等, 并设该光程差为 ΔL , 那么当 ΔL 增加到一定量后, 随着 ΔL 的继续增加, 锁模阈值急剧上升. 图 8 为锁模阈值与 ΔL 关系的实验曲线. 当 ΔL 大于 1.0mm 左右时, 锁模阈值高达 5W 左右, 而且脉冲序列的稳定性亦较差. 这

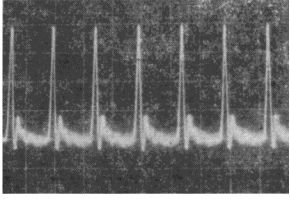


图7 脉冲序列 (10ns, 100 mV/div)

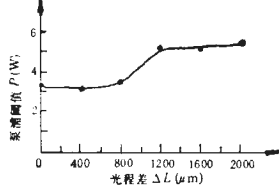


图8 锁模阈值与光程差 ΔL 关系

是因为当 ΔL 较小时被分束器分束后的两个脉冲在饱和吸收体处发生碰撞,减小了饱和和光强,不仅使锁模阈值大为降低,而且使脉冲序列稳定性增强。

(2) SF-57 玻璃对激光器锁模运转的影响 在未插入 SF-57 玻璃时,第一、二棱镜间距为 35cm 左右时我们得到该激光器的最窄脉宽为 220fs。这时的泵浦功率以 3.5W 左右为最佳。插入 SF-57 玻璃后,需要增加曲面镜 M_1 和 M_2 之间的可调量才能使激光器恢复锁模运转,锁模阈值基本不变。在泵浦功率 (3.5W) 保持不变的情况下,调节棱镜间距。当第一、二(或三、四)个棱镜间距为 41cm 左右时脉冲宽度达到最窄,但此时的脉宽几乎与未插入 SF-57 时差不多。连续地改变泵浦功率,然后调节棱镜以便得到更窄的脉冲。我们发现在泵浦功率为 4W 左右,棱镜间距大约为 43cm 时脉冲宽度较未插入 SF-57 时明显变窄,达到 160fs 左右。综合上述实验结果可以看出:插入 SF-57 玻璃后必须增加泵浦功率才能得到最窄脉冲。经过分析,我们认为:插入 SF-57 后,主要改变了两个方面的因素:一是增加了脉冲在腔内往返一周后脉冲的自相位调制量。如果用适当的负色散对该自相位调制量进行补偿,便可以得到更窄的脉冲。二是不仅增加了腔内线性正色散量,而且增加了高阶色散量^[9]。这部分高阶正色散量对压缩脉冲宽度极为不利。要得到最窄脉冲,势必突出第一个因素,即增加脉冲的自相位调制展宽光谱,然后再增加棱镜间距,以补偿由该自相位调制而导致的脉冲啁啾,从而得到更窄的脉冲。所以只有适量增加泵浦功率,适当地提高腔内光强,相应地增加了脉冲的自相位调制,突出第一个有利因素,才能达到进一步压缩脉宽的目的。

由于脉冲的自相位调制量与最终得到的最佳脉宽的关系非常密切。因此 SF-57 相对于反射镜 M_1 , M_2 间的束腰的位置必然会影响到脉宽。实验中,使光脉冲经分束器 SP_1 分束后到 M_1 , M_2 间束腰处的光程基本相等。并标定当束腰在 SF-57 玻璃中间时, SF-57 相对于束腰的位置 z 为零。图 9 给出脉冲宽度与 z 变化关系的实验曲线。从曲线可以看出,当 $z = 0$, SF-57 在束腰处时,尽管自相位调制量最大,但由于碰撞脉冲的互相相位调制效应(XPM)^[10],使得脉冲中部的高阶相位调制量增加,而该高阶相位调制量与高阶色散一样是不能用四棱镜系统的色散去补偿的,因而此时的脉冲反而略为变宽。最窄脉冲宽度是在 SF-57 偏离束腰 1—2mm 时得到的。上面得到的 160 fs 就是在该情况下的实验结果。图 10 为相应的相关曲线和对应的光谱曲线, $\Delta f \cdot \Delta \nu = 0.35$, 接近傅氏变换极限。

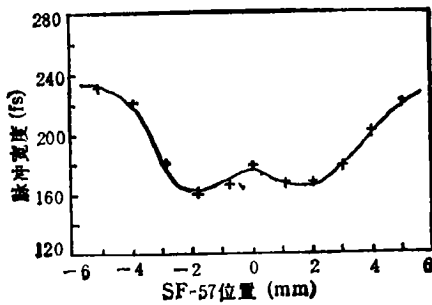


图9 脉宽与 SF-57 玻璃位置的关系

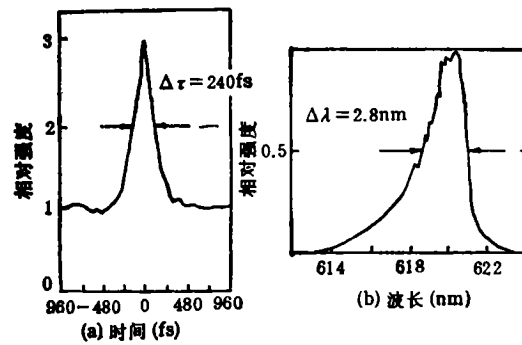


图10 相关曲线(a)和锁模脉冲光谱曲线(b)

(3) 棱镜间距对脉宽的影响 实验中,改变棱镜间距 l 时发现,当 $l < 30\text{cm}$ 时脉冲序列非常不稳定,无法对其进行相关测量。只有当 $l > 30\text{cm}$ 时,再适当调节第二、三棱镜的进退量,才能得到稳定的脉冲序列。当 $l > 30\text{cm}$ 时脉冲宽度和脉冲序列稳定性随 l 的变化情况与 CPM 环形腔中的实验结果类似。在 l 值达到 43cm 左右时脉冲宽度为 160fs, 脉冲序列稳定。 l 值继续增加,脉冲序列稳定性基本不变,脉冲变宽。当 $l = 50\text{cm}$ 时,脉宽 $\Delta t = 350\text{fs}$ 。在此就不再将该实验曲线列出来了。

四、结 束 语

本文提出了实现飞秒光压缩态的一种新型碰撞锁模染料激光器。对该激光器的稳定域进行了详细的理论分析和计算,得到了稳定域与各参数之间的关系。该激光器在 4W 左右氩离子激光器的泵浦情况下实现了稳定的锁模运转,锁模脉冲宽度为 160fs。对锁模状态和锁模脉冲宽度与激光器各个参数之间的依赖关系也进行了系统的实验研究,并给出了实验结果。由于实验条件所限,该种新型激光器输出飞秒光压缩态压缩系数的测量工作正在与日本 NTT 基础研究所 Y. Yamamoto 小组联合进行。

- [1] R. E. Shusher, P. Grangier, A. Laporta, B. Yurke and M. J. Potasek, *Phys. Rev. Lett.*, **59** (1987), 2566.
- [2] "Femtosecond Squeezed-Soliton Generation in a Self-Phase Modulation-Controlled Passive Mode-Locked Dye Laser", K. Watanabe, Ching-yue Wang and Y. Yamamoto, CLEO/IQEC 1990, Baltimore, May, USA, 1990.
- [3] A. E. Siegman, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE-9** (1973), 247.
- [4] H. Vangerzeele, J. C. Diels and R. Tordi, *Optics Letters*, **9**(1984), 551.
- [5] D. C. Hanna, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE-5**(1969), 484.
- [6] G. H. C. New, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE-10**(1974), 910.
- [7] R. L. Fork, O. E. Martinez and J. P. Gordon, *Optics Letters*, **9**(1984), 150.
- [8] S. De Silvestri, P. Laporta and O. Svelto, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE-20**(1984), 533.
- [9] R. L. Fork, C. H. Brito Cruz, P. C. Becker, and C. V. Shank, *Optics Letters*, **12**(1987), 483.
- [10] K. L. Schehrer and E. S. Fry, *Journal of Optical Society of America*, **6**(1989), 1182.

A NEW TYPE OF DYE LASER USED FOR A FEMTOSECOND SQUEEZED STATE

Stability analysis and experimental study

DAI JIAN-MING ZHANG RUO-BING WANG QING-YUE

Department of Precision Instrument, Tianjin University, Tianjin 300072

(Received 1 April 1993)

ABSTRACT

A theoretical model for the laser which can produce femtosecond squeezed state has been developed. The stability of the cavity has been analyzed in detail by numerical computation. A stable mode-locked pulse train with pulse width of 160 fs and repetition rate of 67MHz has been obtained, which afforded a new important means for the realization of femtosecond squeezed state.

PACC: 4200; 4260F; 4260B; 4280W