

飞秒脉冲激光器腔镜二、三阶色散的理论研究*

孙 虹 王清月

(天津大学精仪系超快激光研究室, 天津 300072)

提要 详细研究了飞秒脉冲激光腔镜的结构参数及光束入射角对其二、三阶色散的影响。得出了反射率一定时,二阶色散和三阶色散量随着膜料折射率比值和镀膜层数的增加而变大,当这两个参量分别超过 1.67 和 25 层时,三阶色散开始振荡。另外发现光束入射角对三阶色散的影响比二阶色散明显。

关键词 飞秒脉冲,介质镜,二阶色散,三阶色散

1 引 言

今天激光物理发展的一个主要趋势是研究和发展飞秒激光光源^[1],最近飞秒脉冲 Ti:sapphire 激光技术的发展^[2~7]已经能够产生稳定、可靠和便于应用的脉冲宽度近似 10 fs 的光脉冲,进一步压缩如此短的脉冲受不完全的三阶色散补偿^[2~5]的限制。激光腔内各个基本器件除满足激光腔内增益条件外,其色散量的大小、正负也是影响飞秒脉冲激光器稳定运转和脉冲宽度的主要因素,而光学镀膜则是大多数激光器的重要元件,一般情况下,这些光学镀膜多是只考虑其反射条件,而对色散量没有过多考虑。由于宽带可调谐激光器的出现如染料或掺钛蓝宝石激光器,这些激光器能够产生飞秒脉冲,它们都需要宽带腔镜或者腔镜能够适合于产生更短脉冲的振幅或相位特性,因此首先从理论上研究介质膜腔镜的色散特性,对进行色散补偿产生更短脉冲具有非常重要的意义。

本文对飞秒脉冲激光器谐振腔内高反射介质镜的二、三阶色散进行了深入的研究。详细计算了介质镜结构参数不同时其二阶色散、三阶色散随相对波数 λ_0/λ 的变化情况。并计算了反射率为某些定值时,二阶色散、三阶色散作为膜料折射率比值以及镀膜层数的函数。同时研究了光束入射角对腔镜二、三阶色散的影响。

2 理论及计算

光波同无线电波一样也是一种电磁波,研究薄膜系统的光学特性,从理论观点来说,就是研究平面电磁波通过分层介质的传播,因此处理薄膜问题的出发点是麦克斯韦方程,解麦克斯

* 国家攀登计划、国家教委光电子信息工程开放实验室资助项目。

收稿日期: 1995 年 7 月 27 日; 收到修改稿日期: 1995 年 10 月 30 日

韦方程并利用边界条件,得到膜系的特征矩阵^[8]

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \prod_{j=1}^k \begin{pmatrix} \cos\delta_j & \frac{i}{\eta_j} \sin\delta_j \\ i\eta_j \sin\delta_j & \cos\delta_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \eta_{k+1} \end{pmatrix} \quad (1)$$

对 P- 偏振波和 S- 偏振波膜层的相位厚度均为

$$\delta_j = \frac{2\pi}{\lambda} N_j d_j \cos\theta_j \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \eta_j &= N_j / \cos\theta_j && (\text{对 P- 偏振波}) \\ &= N_j \cos\theta_j && (\text{对 S- 偏振波}) \end{aligned} \quad (3)$$

其中, N_j 为第 j 层膜的折射率, d_j 为第 j 层膜的几何厚度, 故 $N_j d_j$ 称为光学厚度, δ_j 称之为膜层的相位厚度。

$$\text{反射系数} \quad r = (\eta_0 B - C) / (\eta_0 B + C) \quad (4)$$

$$\text{反射相移} \quad \phi = \arg r \quad (5)$$

其中, η_0 为入射介质的导纳, η_{k+1} 为基质或出射介质的导纳。

我们知道一个复振幅为 $E_i(\omega)$ 的光场入射到介质镜上, 反射后的光场复振幅为 $E_r(\omega)$, 它们的关系是 $E_r(\omega) = E_i(\omega)r(\omega)$, 其中 $r(\omega) = |r(\omega)| \exp[i\phi(\omega)]$ 是介质镜的反射系数, 反射率 $R = |r(\omega)|^2$, $\phi(\omega)$ 为反射相移。在讨论超短脉冲色散影响时主要是考虑相移, 通常把相移 $\phi(\omega)$ 在其带宽中心频率 ω_0 处展开:

$$\phi(\omega) = \phi(\omega_0) + \left[\frac{d\phi}{d\omega} \right]_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left[\frac{d^2\phi}{d\omega^2} \right]_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \left[\frac{d^3\phi}{d\omega^3} \right]_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (6)$$

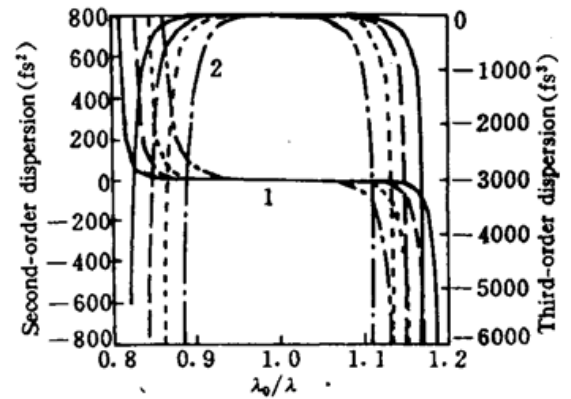
其中, 第一项为常数, 第二项可用傅里叶变换证明, 它在时域中仅引起平移, 而不改变脉冲形状, 第三项可引起脉冲在时域包络中的线性啁啾, 第四项及其它项为高峰色散项, 对应非线性啁啾。在谱宽 $\Delta\omega \ll \omega_0$ 时展开式中的三次项及更高次项通常被忽略, 当脉冲宽度 $T_b < 100$ fs 时, 必须考虑高阶非线性和高阶色散效应^[9]。目前超短脉冲已经能够得到 6 fs^[10], 只在腔内压缩也已经达到 8.5 fs^[11], 所以, 对于用在超短脉冲激光腔内的基本光学元件必须考虑高阶色散效应。

首先我们考虑一个标准的具有以下结构的多层介质膜(空气) $(HL)^m(H)$ (基质), 此处 $(HL)^m$ 表示具有高折射率(H)和低折射率(L)的 $\lambda/4$ 膜层重复 m 次, 用以上介绍的矩阵方法由(1)式可求出多层介质膜的特征矩阵元 B, C , 再用(4)式的定义求出反射率系数 r , 并由反射相移(5)式和数值微分方法得出反射相移的二、三阶色散。在计算过程中忽略了膜层内部的色散, 假设光脉冲垂直入射, 中心波长选取为 800 nm, $m = 10$, 二阶色散、三阶色散作为 λ_0/λ 的函数曲线如图 1 所示。

通过计算我们发现, 在中心波长处, 二阶色散近似为零, 在中心波长两端正负相反, 其量值逐渐增大。三阶色散在中心波长处为一较小的负值, 中心波长两端仍为负值, 绝对值逐渐增大。二阶色散和三阶色散无论是正还是负对应高反射带中间部分变化都是比较平缓的, 对应边缘处二阶色散和三阶色散变化剧烈。由计算结果可看出, 二、三阶色散曲线的平缓变化区域是由折射率之比决定的, 高低折射率之比越大, 此区域越宽。

掺钛蓝宝石激光器的中心波长在 800 nm 左右, 一般介质腔镜的设计是以此为依据的, 高反射介质镜设计时在中心波长处反射率理想值是 100%, 但是在锁模脉冲实验中发现, 为了获

Fig. 1 (1) Second- and (2) third-order dispersion as a function of λ_0/λ for a 21-layers stack with different combinations of refractive indices. (solid lines; $n_H = 2.48 \text{ As}_2\text{S}_3$, $n_L = 1.38 \text{ MgF}_2$, $n_H/n_L = 1.79$; dashed lines; $n_H = 2.32 \text{ CeO}_2$, $n_L = 1.38 \text{ MgF}_2$, $n_H/n_L = 1.67$; dotted lines; $n_H = 2.28 \text{ TiO}_2$, $n_L = 1.45 \text{ SiO}_2$, $n_H/n_L = 1.57$; dotted and dashed lines; $n_H = 2.10 \text{ ZrO}_2$, $n_L = 1.45 \text{ SiO}_2$, $n_H/n_L = 1.45$)



得稳定锁模脉冲输出, 激光器输出波长相差很多^[2~7, 11~15], 由文献上的实验数据可知, 最短波长为 775 nm^[6], 最长波长为 880 nm^[2], 这样介质镜就不是工作在中心波长, 此时它的反射率不是最大值, 而是有一定的透射率, 因此我们计算了反射率分别为 0.99, 0.98, 0.97, 0.96 时, 二阶色散、三阶色散作为膜料折射率之比 n_H/n_L 的函数, 计算结果如图 2(a), (b) 所示。

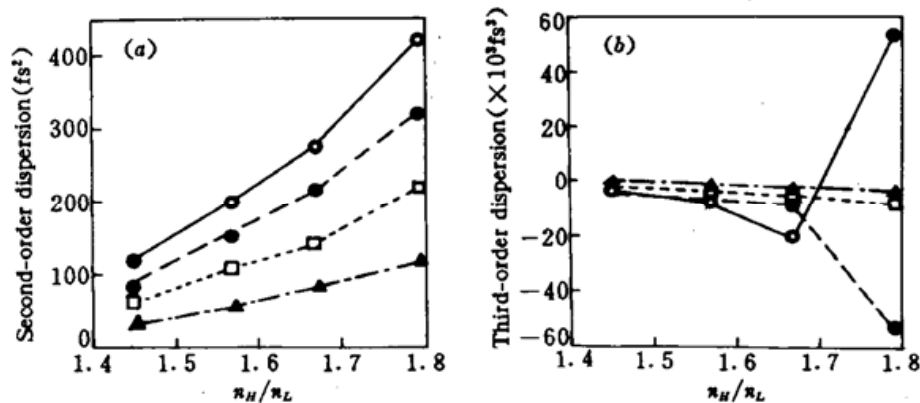


Fig. 2 (a) Second- (b) third-order dispersion as a function of the ratio n_H/n_L at fixed number of layers and different reflectivity values. ($\lambda > \lambda_0$) (\circ : $R = 0.96$; \diamond : $R = 0.97$; \square : $R = 0.98$; \triangle : $R = 0.99$)

图 2(a) 为工作在 $\lambda > \lambda_0$ 时, 介质镜的二阶色散值, 由此图我们看出当反射率一定时, 膜料折射率比值越大, 二阶色散量越大。反射率下降越多, 膜料折射率之比对色散量的影响越大。图 2(b) 显示出当反射率为 0.99, 0.98, 0.97 时三阶色散量值随着高反介质镜 n_H/n_L 增大而增加。 $R = 0.96$ 时, $n_H/n_L = 1.79$ 三阶色散的符号已经发生了变化。也就是说当 $n_H/n_L = 1.79$, 反射率下降到 0.96 时三阶色散已经进入振荡区, 反射率为 0.97 时三阶色散变化已经相当明显, 如 $R = 0.97$, $n_H/n_L = 1.67$, $\phi''' = -8915 \text{ fs}^3$, $n_H/n_L = 1.79$, $\phi''' = -54095 \text{ fs}^3$, 几乎增加了 6 倍。

增加中心波长处的反射率是靠增加镀膜层数来实现的。那么镀膜层数对二、三阶色散的影响是什么呢? 在此我们详细计算了标准 $\lambda/4$ 膜系, 基片为玻璃 $n_{\text{sub}} = 1.52$, 高折射率材料为二氧

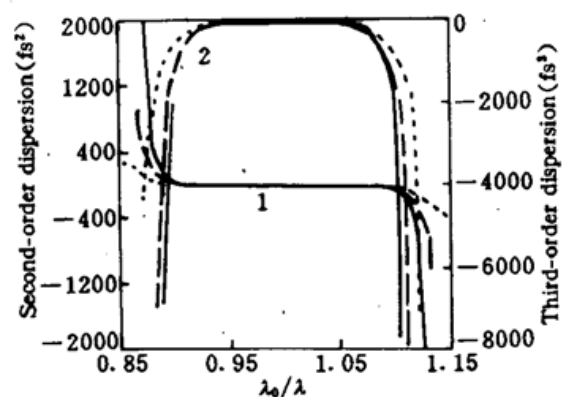


Fig. 3 Plots of (1) second- and (2) third-order dispersion versus λ_0/λ for a stack combination of ZrO_2 and SiO_2 with different number of layers (solid lines; $N = 29$; dashed lines; $N = 23$; dotted lines; $N = 17$)

化锆,低折射率材料为二氧化硅,镀膜层数分别为 29, 23, 17,中心波长为 800 nm,光束垂直入射,二阶色散、三阶色散曲线如图 3 所示。镀膜层数对二阶色散和三阶色散平缓变化区域的宽度影响不大。

图 4(a), (b) 是在反射率一定时二、三阶色散作为镀膜层数的函数,由图 4(a) 看出介质镜的反射率一定时,镀膜层数越多二阶色散量越大,同时我们也可看出反射率越小这种影响越明显。从图 4(b) 中我们可以看到,当镀膜层数小于 25 时,三阶色散为负值,但是绝对值是随镀膜层数的增大而增加的。镀 27 层时,反射率下降到 0.96,三阶色散此时已变为正值 $\phi''' = 29432 \text{ fs}^3$, $N = 29$ 时仅有反射率为 0.99,三阶色散仍保持逐渐变化的趋势,对应其它反射率,三阶色散量都发生突变,这表明当镀膜层数很多时,如反射率稍有下降三阶色散就会有很大变化,甚至改变符号。

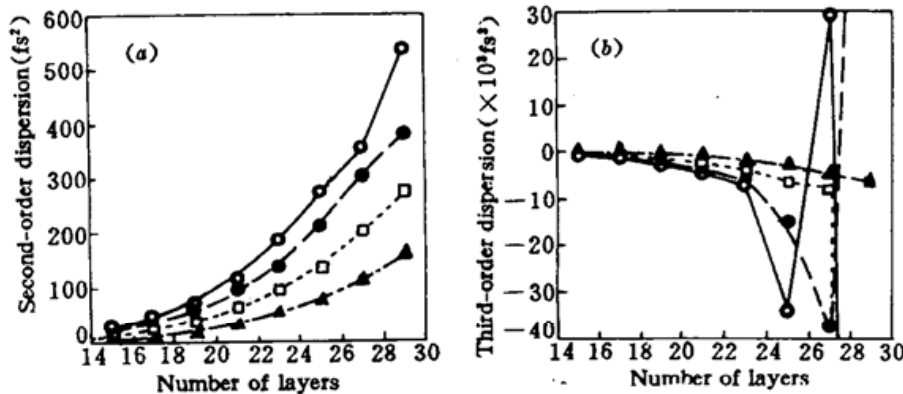


Fig. 4 (a) Second- (b) third-order dispersion as a function of the number of layers at different reflectivity values ($\lambda > \lambda_0$) (\circ ; $R = 0.96$; \diamond ; $R = 0.97$; \square ; $R = 0.98$; \triangle ; $R = 0.99$)

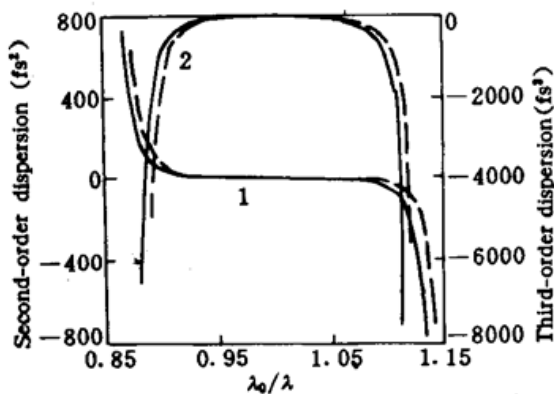


Fig. 5 Curves of (a) second- and (b) third-order dispersion versus λ_0/λ for a 21-layer stack combination of ZrO_2 and SiO_2 with different angles of incidence (solid lines; normal incidence and dashed lines; angle of incidence is 12°)

以上我们考虑的都是光束垂直入射,但是在激光腔内有时光束并不是垂直入射在反射镜上的,此时入射角对反射率、二阶色散和三阶色散造成的影响我们也进行了详细的研究。图 5 是光束入射角不同时,二阶色散、三阶色散作为相对波数 λ_0/λ 的函数曲线。由计算结果得出,在光束斜入射时,二、三阶色散曲线的宽度没有变化,但整个曲线却向短波方向移动,相当于镀膜的中心波长变短。同时从图中可观察到,在二阶色散曲线振荡区的边界处,其色散量的最大值小于入射角为零时的色散量值。当介质膜的反射率有所下降,二阶色散和三阶色散作为光束入射角的函数变化如图 6(a), (b) 所示。

从图 6(a) 我们看出入射角的变化对二阶色散的影响很小,随入射角增大二阶色散量稍有下降,从 $\theta = 0^\circ$ 到 $\theta = 24^\circ$ 二阶色散减小量不超过 20 fs^2 。图 6(b) 为 $\lambda > \lambda_0$ 时,三阶色散随光束入射角变化情况,三阶色散是负值,但是它的量值是

随入射角的增大而减小的, 反射率越低减小越多。如:

$$R = 0.99 \quad \phi''_{\theta=0} = -771 \text{ fs}^2 \quad \phi''_{\theta=24} = -613 \text{ fs}^2 \quad \Delta\phi'' = 158 \text{ fs}^2$$

$$R = 0.98 \quad \phi''_{\theta=0} = -1863 \text{ fs}^2 \quad \phi''_{\theta=24} = -1500 \text{ fs}^2 \quad \Delta\phi'' = 363 \text{ fs}^2$$

$$R = 0.97 \quad \phi''_{\theta=0} = -3110 \text{ fs}^2 \quad \phi''_{\theta=24} = -2546 \text{ fs}^2 \quad \Delta\phi'' = 664 \text{ fs}^2$$

$$R = 0.96 \quad \phi''_{\theta=0} = -4314 \text{ fs}^2 \quad \phi''_{\theta=24} = -2766 \text{ fs}^2 \quad \Delta\phi'' = 1548 \text{ fs}^2$$

由此看出在反射率较低时, 由入射角变化引起的三阶色散量变化就比较大。

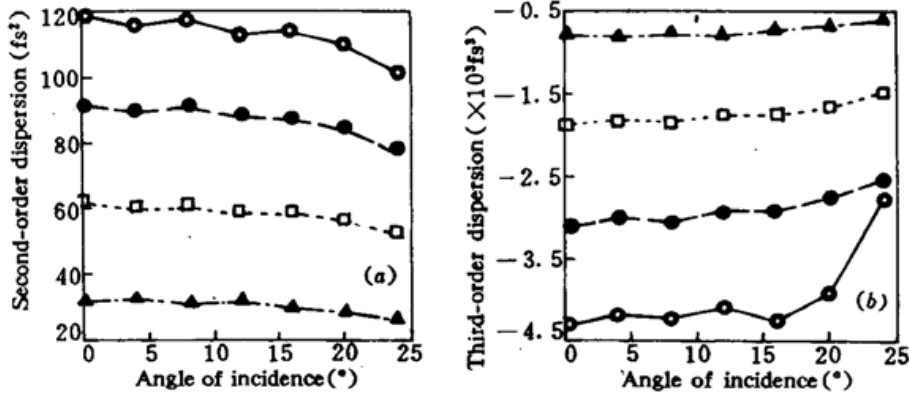


Fig. 6 (a) Second- and (b) third-order dispersion as a function of the angle of incidence with fixed number of layers at different reflectivities ($\lambda > \lambda_0$) (\circ ; $R = 0.96$; \diamond ; $R = 0.97$; \square ; $R = 0.98$; \triangle ; $R = 0.99$)

3 结果与讨论

由以上的计算和分析我们可以得出, 二阶色散、三阶色散的平缓变化区域是随膜料折射率比值增大而加宽的。在反射率一定时, 其量值是随膜料折射率比值增加而变大, 通常在镀膜时为了使介质镜适用于宽带可调谐激光器, 增加反射带宽, 提高中心波长处的反射率, 多是采用提高镀膜材料的高低折射之比和增加镀膜层数, 由此而带来的色散影响正如我们上面所讨论的那样, 在稍稍偏离中心波长处, 反射率带宽越宽, 中心反射率越高, 二阶色散和三阶色散的量值越大。折射率比值超过 1.67, 层数超过 25 层, 三阶色散可能改变符号, 进入振荡区, 这对光腔调节输出稳定的飞秒脉冲是不利的。但是, 介质腔镜的色散对超短脉冲的产生也有有利的一面, 它要和腔内其它色散元件的贡献联合起来考虑, 有时要利用腔镜的色散来补偿腔内色散。如在 CPM 激光器中正是利用了腔镜在长波方向的正色散来补偿腔内色散^[16]。在钛宝石自锁模激光器中通过利用 G-T 干涉仪和棱镜的联合作用来补偿腔内三阶色散^[17]。

光束入射角对二、三阶色散的影响是: 入射角大于零曲线发生蓝移, 反射率下降时入射角对二阶色散影响不大, 对三阶色散的影响却很明显。所以当光腔需要反射镜工作在一定损耗下, 此时光束入射角除了满足腔内像散补偿, 还要满足色散补偿。在镀膜设计中要对所选材料和上述参数的影响进行综合考虑来确定最佳值。

参 考 文 献

- 1 F. Krausz, M. E. Fermann, T. Brabec *et al.*. *IEEE. J. Quant. Electr.*, 1992, QE-28(10): 2097
- 2 D. E. Spence, P. N. Kean, W. Sibbett. 60-fs pulse generation from a self-mode-locked Ti: sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1991, 16: 42
- 3 C. P. Huang, H. C. Kapteyn, J. W. McIntosh *et al.*. Generation of transform-limited 32-fs pulses from a self-mode-locked Ti: sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1992, 17: 139

- 4 C. P. Huang, M. T. Asaki, S. Backus *et al.*. 17-fs pulses from a self-mode-locked Ti : sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1992, 17 : 1289
- 5 M. T. Asaki, C. P. Huang, D. Garvey *et al.*. Generation of 11-fs pulses from a self-mode-locked Ti : sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1993, 18 : 977
- 6 P. Curley, C. Spielmann, T. Brabec *et al.*. Operation of a femtosecond Ti : sapphire solitary laser in the vicinity of zero group-delay dispersion. *Opt. Lett.*, 1993, 18 : 54
- 7 R. J. Elingson, C. L. Tang. High-power, high-repetition-rate femtosecond pulses tunable in the visible. *Opt. Lett.*, 1993, 18 : 438
- 8 H. A. Macleod. in Thin film optical filters, Adam Hilger Ltd., Bristol, 1985. Chap. 2
- 9 G. P. Agrawal. in Nonlinear fiber optics, Boston, Academic Pr. Inc., 1989. Chap. 3
- 10 R. L. Fork, C. H. Brito Cruz, P. C. Becker *et al.*. Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation. *Opt. Lett.*, 1987, 12 : 483
- 11 Jianping Zhou, Greg Taft, Chuang-Po Huang *et al.*. Pulse evolution in a broad-band width Ti : sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1994, 19 : 1149
- 12 H. A. Haus, J. D. Moores, L. E. Nelson. Effect of third-order dispersion on passive mode locking. *Opt. Lett.*, 1993, 18 : 51
- 13 Andeas Stingl, Christian Spielmann, Ferenc Krausz. Generation of 11-fs pulses from a Ti : sapphire laser without the use of prisms. *Opt. Lett.*, 1994, 19(3) : 204
- 14 Maxim S. Pshenichnikov, Wim P. de Boeij, Douwe A. Wiersma. Generation of 13-fs, 5-MW Pulses from a cavity-duped Ti : sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1994, 19(8) : 572
- 15 Malini Ramasway-Paye, J. G. Fujimoto. Compact dispersion-compensating geometry for Kerr-lens mode-locked femtosecond lasers. *Opt. Lett.*, 1994, 19(21) : 1756
- 16 王清月, 刘 航, 章若冰 等. 利用双膜系介质镜谐振腔产生 30-fs 锁模脉冲. 光学学报, 1988, 8(11) : 96
- 17 J. M. Jacobson, K. Naganuma, H. A. Haus *et al.*. Femtosecond pulse generation in a laser by using second- and third-order intracavity dispersion. *Opt. Lett.*, 1992, 17(22) : 1608

Theoretical Study for Second and Third Order Dispersion of the Dielectric Cavity Mirror in Femtosecond Pulsed Lasers

Sun Hong Wang Qingyue

(Ultrafast Laser Laboratory, Department of Precision Instruments, Tianjin University, Tianjin 300072)

Abstract We studied the second and third order dispersion of the dielectric cavity mirror in femtosecond pulsed lasers. The amount of dispersion can be a function of its construction parameters and the angle of incidence. The second and third order dispersion is increased with the ratio n_H/n_L and the number of layers. The third order dispersion begins to oscillate when the ratio n_H/n_L and the number of layers are in excess of 1.67 and 25-layer respectively. Moreover, we conclude that the effect of incident angle on the third order dispersion is very important.

Key words femtosecond pulse, dielectric mirror, second order dispersion, third order dispersion