

自锁模 Ti: Al₂O₃ 激光器的色散补偿分析

黄斐然 魏志义 杨 杰 余振新

(中山大学超快速激光光谱学国家重点实验室, 广州, 510275)

摘要: 本文对自锁模激光器中使用的双棱镜对和四棱镜两种色散补偿系统作了详细的理论分析, 给出了二、三阶色散的准确表达式, 并且对使用不同材料组成系统所产生的效果作了比较。

关键词: 色散 高阶 自锁模

Investigation of dispersion compensation in self mode-locked Ti: Al₂O₃ lasers

Huang Feiran, Wei Zhiyi, Yang Jie, Yu Zhenxin

(Ultrafast Laser Spectroscopy Laboratory, Zhongshan University, Guangzhou, 510275)

Abstract: The dispersion compensation systems with a pair of double prisms or a group of four prisms used in self mode-locked Ti: Al₂O₃ lasers are theoretically studied in detail. The accurate expressions of second order and third order dispersion. The compensation results provided by the systems consisting of different optical materials are experimentally investigated.

Key words: dispersion high-order self mode-locked

参 考 文 献

- 1 Reilly J P. J A P, 1972; 43: 3411
- 2 Hill A E. A P L, 1973; 22: 670
- 3 Long W H, Plummer M J, Steappeares E A. A P L, 1983; 43: 735
- 4 Taylor R S, Leopold K E. A P L, 1985; 46: 335
- 5 Fisher C F, Kushner M J, Dehart T E *et al.* A P L, 1986; 48: 1574
- 6 Gerritsen J W, Keet C A L, Ernst G J *et al.* J A P, 1990; 67(7): 3517
- 7 Efimovskii S V, Brown A J W, Sergoyan E G *et al.* IEEE Photonics Technol Lett, 1991; 3: 433
- 8 Sato Y, Inoue M, Haruta K *et al.* A P L, 1994; 64(6): 679
- 9 Taylor R S, Leopold K E. J A P, 1989; 65(1): 22
- 10 Weeks R W, Donaldson M, Mckee T J *et al.* Conference on Lasers and Electro-Optics, 1986, Technical Digest Optical Society of America, Washington D C. 1986: 144
- 11 Taylor R S. Appl Phys, 1986; B41: 1
- 12 Taylor R S, Leopold K E. A P L, 1983; 47: 81

作者简介: 周卫东(附照片), 男, 1966年9月出生。研究生。现从事高功率准分子激光技术的研究。

余吟山, 男, 1945年出生。研究员。长期从事光电子技术科学的研究工作, 目前主要从事准分子激光器件及其应用的研究。

收稿日期: 1995-10-30 收到修改稿日期: 1996-03-12

一、引言

在自锁模 Ti:Al₂O₃ 激光器的研究中,如何通过腔内补偿来获得脉冲宽度的最佳压缩是一个核心性的课题。导致激光腔内脉冲增宽的原因是由于腔镜和 Ti:Al₂O₃ 晶体所产生的高阶色散(群延时, GVD)引起的。通常,这些色散为正色散,为了补偿这种正色散一般都是在腔内加入棱镜对(组),调节棱镜之间的距离可以得到不同的负色散量。为了衡量棱镜系统对色散的补偿程度,需要进行理论计算。本文分析了两种色散补偿系统的二、三阶色散量。

二、双棱镜对色散补偿系统的三阶色散分析

Fork 等^[1-3]对图 1 中的双棱镜对系统作了详细的理论分析。图中光程 $P = 2L \cos \beta$ 。给出的二阶色散的完整表达式和三阶色散的近似式为:

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

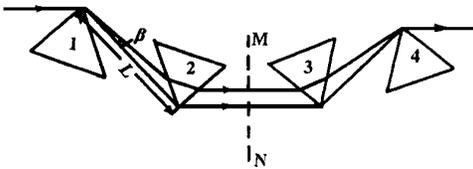


Fig. 1 A four prisms system (double prism pair) has the negative dispersion

$$\frac{d^3 P}{d\lambda^3} \approx 4L \left(\frac{d^3 n}{d\lambda^3} \sin \beta - 6 \frac{dn}{d\lambda} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \cos \beta \right) \quad (2)$$

群速延时效为:

$$\frac{d^2 \varphi}{d\omega^2} = \frac{1}{2\pi C^2} \frac{d^2 P}{d\lambda^2} \quad (3)$$

$$\frac{d^3 \varphi}{d\omega^3} = \frac{-\lambda^4}{4\pi^2 C^3} \left(3 \frac{d^2 P}{d\lambda^2} + \lambda \frac{d^3 P}{d\lambda^3} \right) \quad (4)$$

如果要把脉宽压缩到最佳限度,必须考虑三阶色散的影响。我们在文献[3]的基础上对三阶色散作了进一步的分析,经推导三阶色散可表为:

$$\begin{aligned} \frac{d^3 P}{d\lambda^3} = & L \left[\frac{d^3 n}{d\lambda^3} \frac{d\beta}{dn} + 3 \frac{dn}{d\lambda} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \frac{d^2 \beta}{dn^2} + \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^3 \frac{d^3 \beta}{dn^3} \right] \frac{dP}{d\beta} \\ & + \left[3 \frac{d\beta}{dn} \frac{d^2 \beta}{dn^2} \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^3 + 3 \left(\frac{d\beta}{dn} \right)^2 \frac{dn}{d\lambda} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right] \frac{d^2 P}{d\beta^2} + \left(\frac{d\beta}{dn} \right)^3 \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^3 \frac{d^3 P}{d\beta^3} \end{aligned} \quad (5)$$

式中,

$$\frac{d^3 P}{d\beta^3} = 2L \sin \beta \quad (6)$$

$$\frac{d^3 \beta}{dn^3} = -24n^2 - 8 + \frac{12}{n^2} - \frac{6}{n^4} - \frac{6}{n^6} \quad (7)$$

用文献[3]给出的其他项的表达式和(6),(7)式代进(5)式,可得三阶色散的完整表达式:

$$\begin{aligned} \frac{d^3 P}{d\lambda^3} = & 4L \sin \beta \left[\frac{d^3 n}{d\lambda^3} + 3 \left(2n - \frac{1}{n^3} \right) \frac{dn}{d\lambda} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} + \left(12n^2 - \frac{6}{n^2} + \frac{3}{n^4} + \frac{3}{n^6} \right) \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^3 \right] \\ & + 4L \cos \beta \left[3 \left(\frac{2}{n^3} - 4n \right) \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^3 - 6 \frac{dn}{d\lambda} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right] \end{aligned} \quad (8)$$

文献[4],[5]也给出了以上表达式,但在 $(dn/d\lambda)^3$ 项的系数上有误。

对(8)式作近似处理后可以得出(2)式,而作这种近似的依据为:

$$\frac{d^2 n}{d\lambda^2} \gg \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \quad (9)$$

$$\frac{d^3 n}{d\lambda^3} \gg \frac{dn}{d\lambda} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (10)$$

由文献[6], [7]结果可以算出石英, SF10, SF6, SF14 的折射率 n 、一、二、三阶材料色散 $dn/d\lambda$, $d^2n/d\lambda^2$, $d^3n/d\lambda^3$ 与 λ 的关系, 如图2所示。

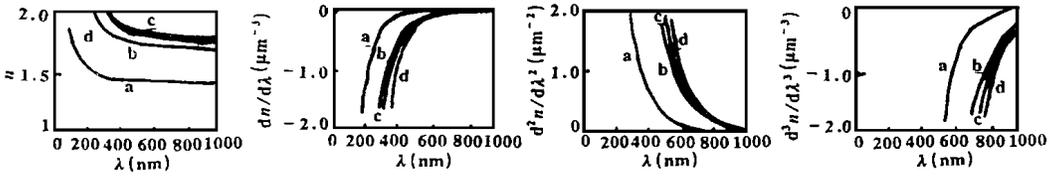


Fig. 2 The dispersion curves of refractive index n and its differentials $dn/d\lambda$, $d^2n/d\lambda^2$, $d^3n/d\lambda^3$ of different optical materials a- quartz b- SF10 c- SF6 d- SF14

以石英为例: $\lambda = 780\text{nm}$, $n = 1.454$, $dn/d\lambda = -0.018\mu\text{m}^{-1}$, $d^2n/d\lambda^2 = 0.045\mu\text{m}^{-2}$, $d^3n/d\lambda^3 = -0.272\mu\text{m}^{-3}$, 满足近似条件, (2)式是合理的。设自锁模 $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ 激光器的带宽为 $\Delta\lambda = 100\text{nm}$, 综合以上结论及下式

$$\Delta\beta = \left(\frac{d\beta}{dn} \frac{dn}{d\lambda}\right) \Delta\lambda \tag{11}$$

可得 $\Delta\beta = 4\text{mrad}$, 可设中心波长的光线在光束中央。利用以上结果不准求得二、三阶色散随棱镜间隔及激光中心波长的变化情况, 图3, 图4为我们算得的结果曲线。

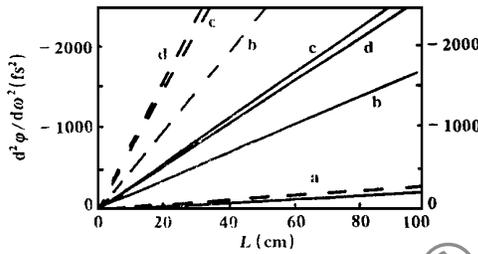


Fig. 3 Second order dispersion (real line) and third order dispersion (dotted line) vary with the change of the prism distance L at the wavelength 780nm a- quartz b- SF10 c- SF6 d- SF14

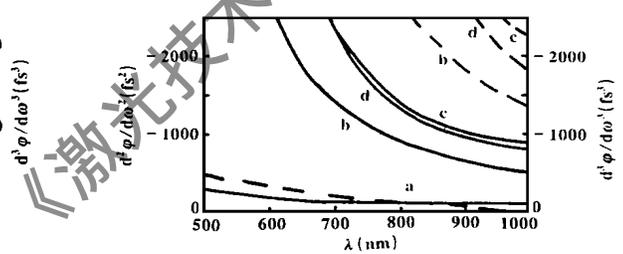


Fig. 4 Second order dispersion (real line) and third order dispersion (dotted line) vary with the change of wavelength λ at the prism distance $L = 60\text{cm}$ a- quartz b- SF10 c- SF6 d- SF14

由图3, 4可见石英棱镜对二、三阶色散随棱镜间的间隔增加而线性增加; 在 $\lambda = 780\text{nm}$, $L = 60\text{cm}$ 时, 二阶色散为 -1140fs^2 , 三阶色散为 -1440fs^3 , 其色散补偿量较小。而 SF10, SF14, SF6 的负色散量则大得多。

三、一种四棱镜色散补偿系统的分析

由于石英棱镜对二阶色散量较小不能充分补偿 $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ 晶体的正色散, SF10 等高色散棱镜又存在三阶色散较高的特点 (见附表)。近年, Proctor^[8,9] 等人提出了一种四棱镜补偿方案, 其结构如图7所示。此补偿系统不仅能形成较大的二阶负色散量, 同时由于是石英材料, 其三阶色散也很小, 所以有可能产生短于 20fs 的光脉冲。

Table 2nd and 3rd order dispersion of different kinds of prisms

materials	seperation	$d^2\phi/d\omega^2(\text{fs}^2)$	$d^3\phi/d\omega^3(\text{fs}^3)$
quartz	105	2000	2530
SF10	11	2000	5180
SF6	7	2000	5360
SF14	8	2000	5950

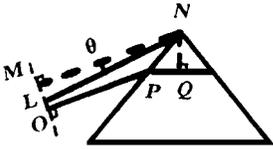


Fig. 5 A example of incident light upon a prism

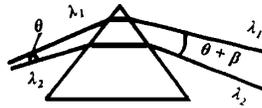


Fig. 6 A example of ordinary incident light upon a prism

我们对该系统进行了较详细的分析。由于此系统的光路较复杂,所以先考察以下两种情况。

图 5 中, LN, OPQ 为入射棱镜的光线, MN 与 OPQ 平行, MN 与 LN 夹角为 θ 。应用惠更斯原理,并结合文献[3]的分析,三条光线的光程应满足关系:

$P_{OPQ} = P_{MN} = P_{LN} \cos\theta$ 。图 6 中另一方面,入射角为布儒斯特角 $\theta_b = 0.968\text{rad} (55.5^\circ)$ 的两束光 λ_1 和 λ_2 ($\lambda_1 > \lambda_2$) 近似平行地入射棱镜, $\theta \sim 10^{-3}\text{rad}$, 则出射时的角度 λ_1 比 λ_2 多偏折 β , $\beta \sim \theta$ 。因为 $\theta_b \gg \beta$, 则可以认为两光线下一次入射角仍在布氏角附近, 于是以后每经过一次棱镜后 λ_1 比 λ_2 多偏折 β 。

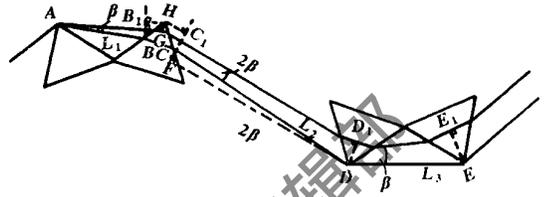


Fig. 7 Second order dispersion (real line) and third order dispersion (dotted line) vary with the change of the prism distance L_{02} at the wavelength 780nm

现在来考虑图 7 中的情况, 图中 $ABCDE$ 为参考光线, 用以量度光线 $AB_1GC_1D_1E_1$ 的光程。图中, 设 $BH = X$, $AB = L_1$, $CD = L_2$, $DE = L_3$ 。 AB_1 的光程为 $L_1 \cos\beta$; B_1GC_1 的光程约为 $2X \sin\theta_b$, 此项可认为与 β 无关, 即与 λ 无关。因此可以不加入总光程, C_1D_1 和 FD 的光程相等, 同为 $L_2 \cos 2\beta$, 而 D_1E_1 的光程为 $L_3 \cos\beta$ 。综合上述结果得到总光程为:

$$P = L_1 \cos\beta + L_2 \cos 2\beta + L_3 \cos\beta \tag{12}$$

于是有以下关系式:

$$\frac{dP}{d\beta} = -L_1 \sin\beta - 2L_2 \sin 2\beta - L_3 \sin\beta \tag{13}$$

$$\frac{d^2P}{d\beta^2} = -L_1 \cos\beta - 4L_2 \cos 2\beta - L_3 \cos\beta \tag{14}$$

$$\frac{d^3P}{d\beta^3} = L_1 \sin\beta + 8L_2 \sin 2\beta + L_3 \sin\beta \tag{15}$$

进一步应用上述二中的结果可以推出 $d^2P/d\lambda^2, d^3P/d\lambda^3$:

$$\begin{aligned} \frac{d^2P}{d\lambda^2} = & 2(L_1 + L_3) \left\{ \left[\frac{d^2n}{d\lambda^2} + \left(2n - \frac{1}{3}\right) \left(\frac{dn}{d\lambda}\right)^2 \right] \sin\beta - 2\left(\frac{dn}{d\lambda}\right)^2 \cos\beta \right\} \\ & + 4L_2 \left\{ \left[\frac{d^2n}{d\lambda^2} + \left(2n - \frac{1}{3}\right) \left(\frac{dn}{d\lambda}\right)^2 \right] \sin 2\beta - 4\left(\frac{dn}{d\lambda}\right)^2 \cos 2\beta \right\} \end{aligned} \tag{16}$$

$$\begin{aligned} \frac{d^3P}{d\lambda^3} = & 2(L_1 + L_3) \left\{ \sin\beta \left[\frac{d^3n}{d\lambda^3} + 3\left(2n - \frac{1}{3}\right) \frac{dn}{d\lambda} \frac{d^2n}{d\lambda^2} + \left(12n^2 - \frac{6}{n^2} + \frac{3}{n^4} + \frac{3}{n^6}\right) \left(\frac{dn}{d\lambda}\right)^3 \right] \right. \\ & + \cos\beta \left[3\left(\frac{2}{n^3} - 4\right) \left(\frac{dn}{d\lambda}\right)^3 - 6\frac{dn}{d\lambda} \frac{d^2n}{d\lambda^2} \right] \left. \right\} + 4L_2 \left\{ \sin 2\beta \left[\frac{d^3n}{d\lambda^3} + 3\left(2n - \frac{1}{3}\right) \frac{dn}{d\lambda} \frac{d^2n}{d\lambda^2} \right] \right. \\ & + \left. \left(12n^2 + 12 - \frac{6}{n^2} + \frac{3}{n^4} + \frac{3}{n^6}\right) \left(\frac{dn}{d\lambda}\right)^3 + 2\cos 2\beta \left[3\left(\frac{2}{n^3} - 4\right) \left(\frac{dn}{d\lambda}\right)^3 - 6\frac{dn}{d\lambda} \frac{d^2n}{d\lambda^2} \right] \right\} \end{aligned} \tag{17}$$

利用以下条件对(17)式作简化: $d^3n/d\lambda^3 \gg (dn/d\lambda) \cdot (d^2n/d\lambda^2) \gg (dn/d\lambda)^3, L_1 = L_3, \sin\beta \cong \beta, \cos\beta \cong 1$, 得

$$\frac{d^3P}{d\lambda^3} = 4(L_1 + 2L_2) \left\{ \beta \frac{d^3n}{d\lambda^3} - 6 \frac{dn}{d\lambda} \frac{d^2n}{d\lambda^2} \right\} \quad (18)$$

一般情况下 $L_1 = L_3 \cong 2 \sim 6\text{cm}$, $L_2 \cong 50 \sim 60\text{cm}$ 。由(18)式可见: L_2 的变化比 L_1, L_3 的变化对三阶色散的影响更大。

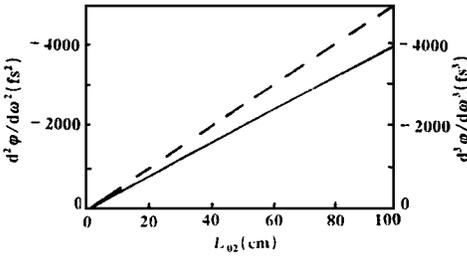


Fig. 8 Second order dispersion (real line) and third order dispersion (dotted line) vary with the change of wavelength 780nm at $L_{01}, L_{03} = 4\text{cm}$, $L_{02} = 56\text{cm}$

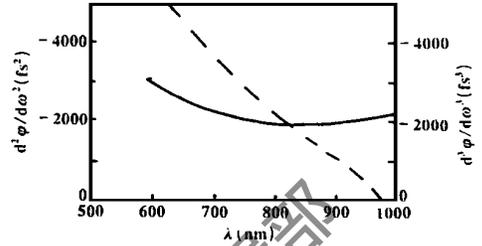


Fig. 9 $L_{01}, L_{03} = 4\text{cm}$, $L_{02} = 56\text{cm}$, — second-order — third-order dispersion

设各棱镜顶端的距离分别为 L_{01}, L_{02}, L_{03} , 则有 $L_1 \cong L_{01}(1 - \beta \tan \theta_b)$, $L_2 \cong L_{02}(1 - \beta \tan \theta_b)$, $L_3 = L_{03}$ 。再结合以上有关各式可得出此系统的二、三阶色散随棱镜间隔以及激光中心波长的变化的情况, 如图 8, 图 9 所示。

由图 8, 9 可见, 二、三阶色散随棱镜的间隔增加而线性增加。当 $\lambda = 780\text{nm}$, $L_{01}, L_{03} = 4\text{cm}$, $L_{02} = 51\text{cm}$ 时, 二阶色散为 -2000fs^2 , 三阶色散为 -2570fs^3 。其二阶色散补偿量比前面的石英双棱镜对系统大一倍多, 而三阶色散也较合适。当 $\lambda = 800\text{nm}$, $L_{01}, L_{03} = 4\text{cm}$, $L_{02} = 56\text{cm}$, $\Delta\lambda = 100\text{nm}$ 时, 二阶色散为 -2150fs^2 , 三阶色散为 -2540fs^3 ; 若 $\Delta\lambda = 200\text{nm}$, 二阶色散为 -1820fs^2 , 三阶色散为 -2280fs^3 , 与 Proctor^[8,9] 的结果接近。这一系统对二阶及三阶色散均能产生恰当的补偿作用。

四、结 论

双棱镜对系统可用于对脉宽压缩要求不高, 只补偿二阶色散的情况。在此系统中使用 SF10, SF6, SF14 等材料可以通过缩短棱镜间隔, 从而缩短激光腔长。如果要求产生脉宽小于 20fs 的超短脉冲, 则对二、三阶色散要求作更精确的补偿, 使用由石英材料组成的四棱镜系统比较有效。

参 考 文 献

- 1 Fork R L, Martinez O E, Gordon J P. Opt Lett, 1984; 9: 150
- 2 Gordon J P, Fork R L. Opt Lett, 1984; 9: 153
- 3 Fork R L, Cruz C H B, Becker P C *et al.* Opt Lett, 1987; 12: 483
- 4 王兴龙, 肖绪辉, 乔金元 *et al.* 中国激光, 1994; A21(8): 678
- 5 Lemoff B E, Bavey C P J. Opt Lett, 1992; 18: 57
- 6 Marcuse D. Appl Opt, 1980; 19: 1653
- 7 天津硅酸盐材料试验厂. 光学玻璃汇编. 北京: 机械工业出版社, 1977: 151~ 159
- 8 Proctor B, Wise F. Opt Lett, 1992; 17: 1295
- 9 Proctor B, Wise F. SPIE, 1993; 1861: 31

* * *

作者简介: 黄斐然, 男, 1972 年 11 月出生。研究生。参加超短光脉冲和光电子技术及应用的研究工作。