第 50 卷 第 5 期 2001 年 5 月
1000-3290/2001/50(5)/0897-07

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.50, No.5, May, 2001

用于固体自锁模的三元腔激光器的二阶、三阶色散的解析表示※

章若冰 孙敬华 庞冬青 柴路 王清月
(天津大学精仪学院超快激光研究室,教育部光电信息技术科学重点实验室,天津 300072)
(2000 年 3 月 15 日收到;2000 年 11 月 29 日收到修改稿)

给出在任意角度切割情况下,三元腔固体自锁模激光器二阶、三阶色散的解析表示,并系统地计算了切割角度、材料等因素的变化对二阶、三阶色散的影响.该计算为三元腔固体自锁模激光器的设计提供了理论依据.

关键词:三元腔,二阶色散,三阶色散
PACC:4280,4280W

1 引 言

1994 年 Fujimoto 等采用有三个元件组成的谐振腔,在掺钛蓝宝石激光器中实现了自锁模[1].由于简单而紧凑的腔结构,他们获得了 1GHz 重复频率短腔长锁模运转.随后他们又将这种腔型加以扩展,设计成各种不同类型的三元腔并研究其自锁模时的工作特性[2],尤其是利用小角度倾斜的晶体代替布儒斯特角切割的晶体,以减小晶体内部的像散,增加光束强度,实现了三元腔的自启动、自锁模运转.这些研究为三元腔自锁模激光器的应用提供了基础.目前,这种类型的腔在二极管抽运的全固化自锁模激光器中得到了十分广泛的应用.

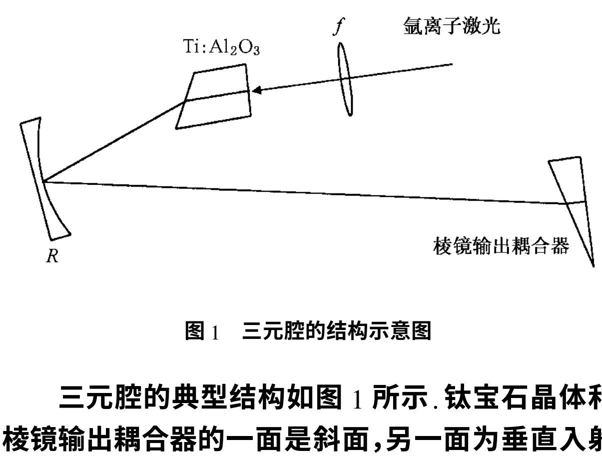

图 1 三元腔的结构示意图

三元腔的典型结构如图 1 所示.钛宝石晶体和棱镜输出耦合器的一面是斜面,另一面为垂直入射面.在晶体垂直面一边镀对激光波长高反而对抽运波长高透的介质膜.f 为抽运光的聚焦透镜,R 为折叠镜,激光束从棱镜输出耦合器输出.这种谐振腔利用带有一定角度切割的晶体和棱镜输出耦合器的配合来提供色散补偿,不需另加色散补偿元件,从而使腔结构的元件减至最少.对这种类型的腔结构,Fujimoto 等曾给出晶体和棱镜的端面均为布儒斯特角切割时的二阶色散的解析表达式[1].如前所述,在一般情况下,为了减小晶体内的像散,晶体也可以小角度切割.另外在很多应用中棱镜输出耦合器也常用平面输出镜代替.在这种情况下,不光晶体内的像散会产生变化,三元腔的色散也会随之变化.另外,为了获得窄脉冲,不仅要考虑二阶色散,还应考虑三阶及高阶色散的影响.为了对这种类型腔结构的色散有更深入和全面的了解,本文将给出在任意角度切割的情况下,三元腔的二阶、三阶色散的解析表达式,并给出切割角度的变化和材料等因素对二阶、三阶色散的影响.

2 三元腔二阶、三阶色散的解析表示

图 2 用虚线和实线画出了两种不同波长的光线在三元腔中的回路.

对球面反射镜来说,从球心作垂直于 MN 平面的线为光轴.光轴与球面的交点 C 为光心.虚线为过光心的光线,不考虑反射镜的厚度,以 MN 为轴翻转 180°时其方向不变(见图 2).而实线不过光心,在

※“九五”国家攀登计划和国家重点基础研究项目(批准号:E-1999075201)资助的课题.

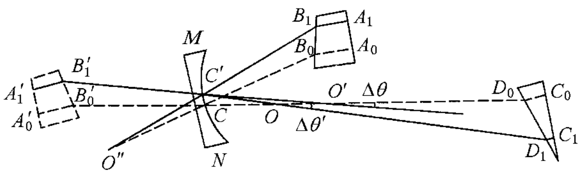

图 2 三元腔中两种不同波长的光线

反射镜的反射面上为 C'. 一般来说 C 和 C' 点不重合. 以 MN 轴翻转 180°时, 通过 C' 点的实线的方向发生变化. 通过反射镜反射后的实线和虚线相交于 O 点. 而将 $B_1'C'$ 的延长线与虚线相交于 O' 点. 一般来说 O 点和 O' 点也不重合, O' 可看成是 O 点通过球面镜所成的像. 根据几何光学的成像公式有

$$\frac{1}{CO\cos\beta}-\frac{1}{CO'\cos\beta}=\frac{2}{R}, \tag{1}$$

R 为折叠镜的曲率半径, β 为折叠角. 此外由图可知,

$$[CC'\sin\beta+OC]\tan\Delta\theta'=[O'C+CC'\sin\beta]\tan\Delta\theta .$$

上式可近似写成

$$CO\tan\Delta\theta'=CO'\tan\Delta\theta . \tag{2}$$

当 $\Delta\theta$ 和 $\Delta\theta'$ 角较小时, 有

$$\frac{CO'}{CO}=\frac{\Delta\theta'}{\Delta\theta}. \tag{3}$$

由(1), (3)式可得

$$OC=\frac{R}{2}\frac{1}{\cos\beta}\left(1-\frac{\Delta\theta}{\Delta\theta'}\right). \tag{4}$$

$$O'C=\frac{R}{2}\frac{1}{\cos\beta}\left(\frac{\Delta\theta'}{\Delta\theta}-1\right). \tag{5}$$

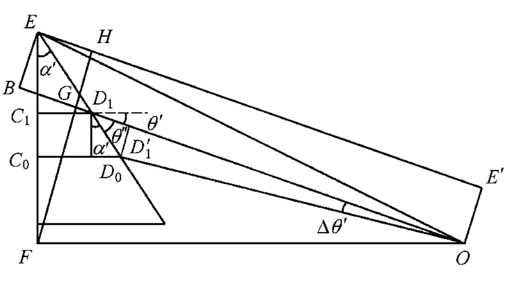

图 3 在棱镜输出耦合器一端的光线图

在一般情况下, 若图 1 中的晶体和棱镜输出耦合器均为任意角切割, 它们的顶角分别为 α 和 α'. 要想不同波长的光线均能在晶体和棱镜输出耦合器中以最小偏向角传播, 应有

$$\sin[\theta(\lambda)+\alpha]=n(\lambda)\sin\alpha,$$

$$\sin[\theta'(\lambda)+\alpha']=n'(\lambda)\sin\alpha',$$

式中 $\theta(\lambda)$, $\theta'(\lambda)$ 如图 3 所示. $n(\lambda)$, $n'(\lambda)$ 分别为钛宝石晶体和棱镜输出耦合器在波长 λ 处的折射率. 将 θ 对 λ 求导有

$$\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}\lambda}=\frac{\sin\alpha}{\sqrt{1-n^2\sin^2\alpha}}\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}.$$

图中两种不同波长光线之间的夹角 $\Delta\theta$ 为

$$\Delta\theta=\frac{\sin\alpha}{\sqrt{1-n^2\sin^2\alpha}}\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}\Delta\lambda, \tag{6}$$

式中 $\Delta\lambda$ 为两种不同波长之间的波长差. 同理可得

$$\Delta\theta'=\frac{\sin\alpha'}{\sqrt{1-n'^2\sin^2\alpha'}}\frac{\mathrm{d}n'}{\mathrm{d}\lambda}\Delta\lambda, \tag{7}$$

$$\frac{\Delta\theta}{\Delta\theta'}=\frac{\sin\alpha/\sqrt{1-n^2\sin^2\alpha}\ \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}}{\sin\alpha'/\sqrt{1-n'^2\sin^2\alpha'}\ \frac{\mathrm{d}n'}{\mathrm{d}\lambda}}. \tag{8}$$

由(6), (7), (8)式可知, 若晶体和棱镜输出耦合器的材料和顶角都已确定, 则 $\Delta\theta$ 和 $\Delta\theta'$ 是确定的.

由图 2 可知, 实线所表示的任意波长为 λ 的光在腔内走一个来回的光程 $P(\lambda)$ 为

$$P(\lambda)=2(nA_1B_1+B_1C'+C'O+OD_1+n'D_1C_1). \tag{9}$$

若从 O 点将它分成两部分, 写成

$$P(\lambda)=P_1(\lambda)+P_2(\lambda), \tag{10}$$

有

$$P_1(\lambda)=2(nA_1B_1+B_1C'+C'O), \tag{11}$$

$$P_2(\lambda)=2(n'D_1C_1+OD_1). \tag{12}$$

O 点右边部分的光路如图 3 所示. 由图 3 可知, EC_1 和 $E'O$ 为两个相应的波前, $n'C_1D_1+D_1O$ 与 OB 等光程, 有

$$\begin{aligned}P_2(\lambda)&=2OB=2(BG+GO)\\&=2[EF\sin\theta'+OF\cos\theta'],\end{aligned} \tag{13}$$

式中 EF 和 OF 为常数.

将 P_2 对 λ 求导, 利用 $\frac{\mathrm{d}P_2}{d\lambda}=\frac{\mathrm{d}P_2}{\mathrm{d}\theta'}\frac{\mathrm{d}\theta'}{\mathrm{d}n'}\frac{\mathrm{d}n'}{\mathrm{d}\lambda}$, 有

$$\frac{\mathrm{d}^2P_2}{\mathrm{d}\lambda^2}=\frac{\mathrm{d}P_2}{\mathrm{d}\theta'}\frac{\mathrm{d}\theta'}{\mathrm{d}n'}\frac{\mathrm{d}^2n'}{\mathrm{d}\lambda^2}+\left[\frac{\mathrm{d}P_2}{\mathrm{d}\theta'}\frac{\mathrm{d}^2\theta'}{\mathrm{d}n'^2}+\frac{\mathrm{d}^2P_2}{\mathrm{d}\theta'^2}\left(\frac{\mathrm{d}\theta'}{\mathrm{d}n'}\right)^2\right]\left(\frac{\mathrm{d}n'}{\mathrm{d}\lambda}\right)^2, \tag{14}$$

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}^3P_2}{\mathrm{d}\lambda^3}&=\frac{\mathrm{d}P_2}{\mathrm{d}\theta'}\frac{\mathrm{d}\theta'}{\mathrm{d}n'}\frac{\mathrm{d}^3n'}{\mathrm{d}\lambda^3}+3\left[\frac{\mathrm{d}^2P_2}{\mathrm{d}\theta'^2}\left(\frac{\mathrm{d}\theta'}{\mathrm{d}n'}\right)^2+\frac{\mathrm{d}P_2}{\mathrm{d}\theta'}\frac{\mathrm{d}^2\theta'}{\mathrm{d}n'^2}\right]\\&\cdot\frac{dn'}{d\lambda}\frac{d^2n'}{d\lambda^2}+\left[\frac{\mathrm{d}^3P_2}{\mathrm{d}\theta'^3}\left(\frac{\mathrm{d}\theta'}{\mathrm{d}n'}\right)^3+3\frac{\mathrm{d}^2P_2}{d\theta'^2}\frac{\mathrm{d}\theta'}{\mathrm{d}n'}\frac{\mathrm{d}^2\theta'}{\mathrm{d}n'^2}\right.\\&\left.+\frac{\mathrm{d}P_2}{\mathrm{d}\theta'}\frac{\mathrm{d}^3\theta'}{\mathrm{d}n'^3}\right]\left(\frac{\mathrm{d}n'}{\mathrm{d}\lambda}\right)^3.\end{aligned} \tag{15}$$

由(13)式和图 3 可知

$$\frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}P_2}{\mathrm{d}\theta'} = [EF\cos\theta' - OF\sin\theta'] = [FH - FG] = EB, \tag{16}$$

$$EB = ED_1\sin\theta'' = ED_1\sin\left(\frac{\pi}{2} - \alpha' - \theta'\right) = ED_1\cos(\alpha' + \theta'),$$

$$ED_1 = \frac{C_1D_1}{\sin\alpha'}.$$

因为光线在棱镜输出耦合器中以最小偏向角传播,有

$$\cos(\alpha' + \theta') = \sqrt{1 - \sin^2(\alpha' + \theta')} = \sqrt{1 - n'^2\sin^2\alpha'},$$

所以有

$$EB = C_1D_1\frac{\sqrt{1 - n'^2\sin^2\alpha'}}{\sin\alpha'}. \tag{17}$$

将(17)式代入(16)式有

$$\frac{\mathrm{d}P_2}{\mathrm{d}\theta'} = 2C_1D_1\frac{\sqrt{1 - n'^2\sin^2\alpha'}}{\sin\alpha'} = 2C_1D_1\frac{1}{\mathrm{d}\theta'/\mathrm{d}n'}, \tag{18}$$

$$\frac{\mathrm{d}^2P_2}{\mathrm{d}\theta'^2} = 2[-EF\sin\theta' - OF\cos\theta'] = 2[-BG - OG] = -2OB.$$

因为 OB 和 C_1D_1O 等光程,因此有

$$\frac{\mathrm{d}^2P_2}{\mathrm{d}\theta'^2} = -2n'C_1D_1 - 2D_1O, \tag{19}$$

$$\frac{\mathrm{d}^3P_2}{\mathrm{d}\theta'^3} = 2[-EF\cos\theta' + OF\sin\theta'] = -\frac{\mathrm{d}P_2}{\mathrm{d}\theta'} = -2C_1D_1\frac{1}{\mathrm{d}\theta'/\mathrm{d}n'}. \tag{20}$$

因为光线在棱镜输出耦合器内以最小偏向角传播,有

$$\theta' = \sin^{-1}(n'\sin\alpha') - \alpha',$$

将 θ' 对 n' 求导可得

$$\frac{\mathrm{d}\theta'}{\mathrm{d}n'} = [(\sin\alpha')^{-2} - n'^2]^{-\frac{1}{2}}, \tag{21}$$

$$\frac{d^2\theta'}{\mathrm{d}n'^2} = n'[(\sin\alpha')^{-2} - n'^2]^{-\frac{3}{2}} = n'\left(\frac{\mathrm{d}\theta'}{\mathrm{d}n'}\right)^3, \tag{22}$$

$$\frac{\mathrm{d}^3\theta'}{\mathrm{d}n'^3} = [(\sin\alpha')^{-2} - n'^2]^{-\frac{3}{2}} + 3n'^2[(\sin\alpha')^{-2} - n'^2]^{-\frac{5}{2}} = \left(\frac{\mathrm{d}\theta'}{\mathrm{d}n'}\right)^3 + 3n'^2\left(\frac{\mathrm{d}\theta'}{\mathrm{d}n'}\right)^5. \tag{23}$$

将(18),(19),(21),(22)式代入(14)式,可得

$$\frac{\mathrm{d}^2P_2}{\mathrm{d}\lambda^2} = 2C_1D_1\frac{\mathrm{d}^2n'}{\mathrm{d}\lambda^2} - 2D_1O\frac{\sin^2\alpha'}{1 - n'^2\sin^2\alpha'}\left(\frac{\mathrm{d}n'}{\mathrm{d}\lambda}\right)^2. \tag{24}$$

将(18),(19),(20),(21),(22),(23)式代入(15)式,可得

$$\frac{\mathrm{d}^3P_2}{\mathrm{d}\lambda^3} = 2C_1D_1\frac{\mathrm{d}^3n'}{\mathrm{d}\lambda^3} - 6D_1O\frac{\sin^2\alpha'}{1 - n'^2\sin^2\alpha'}\frac{\mathrm{d}n'}{\mathrm{d}\lambda}\frac{\mathrm{d}^2n'}{\mathrm{d}\lambda^2} - 6D_1On'\frac{\sin^4\alpha'}{(1 - n'^2\sin^2\alpha')^2}\left(\frac{\mathrm{d}n'}{\mathrm{d}\lambda}\right)^3. \tag{25}$$

由图 2 可知,在晶体一边有

$$P_1'(\lambda) = 2(nA_1B_1 + B_1O').$$

用和前面完全相同的推导可得

$$\frac{\mathrm{d}^2P_1'(\lambda)}{\mathrm{d}\lambda^2} = 2A_1B_1\frac{\mathrm{d}^2n}{\mathrm{d}\lambda^2} - 2B_1O'\frac{\sin^2\alpha}{(1 - n^2\sin^2\alpha)}\left(\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}\right)^2, \tag{26}$$

$$\frac{\mathrm{d}^3P_1'(\lambda)}{\mathrm{d}\lambda^3} = 2A_1B_1\frac{\mathrm{d}^3n}{\mathrm{d}\lambda^3} - 6B_1O'\frac{\sin^2\alpha}{1 - n^2\sin^2\alpha}\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}\frac{\mathrm{d}^2n}{\mathrm{d}\lambda^2} - 6B_1O'n\frac{\sin^4\alpha}{(1 - n^2\sin^2\alpha)^2}\left(\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}\right)^3. \tag{27}$$

由(12)式可知

$$P_1(\lambda) = 2(nA_1B_1 + B_1C' + C'O),$$

而

$$P_1'(\lambda) = 2(nA_1B_1 + B_1C' + C'O'),$$

因为 $C'O \neq C'O'$,所以 $P_1(\lambda) \neq P_1'(\lambda)$. 由图 2 可知,$C'O\sin\Delta\theta' = C'O'\sin\Delta\theta$,在 $\Delta\theta$,$\Delta\theta'$ 较小时,有 $C'O' \approx \frac{\Delta\theta}{\Delta\theta'}C'O$,当晶体和棱镜输出耦合器的材料及顶角确定时,$\frac{\Delta\theta}{\Delta\theta'}$ 为常数,而由(5)式可知,当系统确定时,OC' 近似为常数,因此,$C'O'$ 和 $C'O$ 均近似为常数,

$$\frac{\mathrm{d}^2P_1}{\mathrm{d}\lambda^2} = \frac{\mathrm{d}^2P_1'}{\mathrm{d}\lambda^2},\quad \frac{\mathrm{d}^3P_1}{\mathrm{d}\lambda^3} = \frac{\mathrm{d}^3P_1'}{\mathrm{d}\lambda^3},$$

因此有

$$\frac{\mathrm{d}^2P}{\mathrm{d}\lambda^2} = \frac{d^2P_1}{\mathrm{d}\lambda^2} + \frac{d^2P_2}{\mathrm{d}\lambda^2} = 2\left[A_1B_1\frac{\mathrm{d}^2n}{\mathrm{d}\lambda^2} - B_1O'\frac{\sin^2\alpha}{(1 - n^2\sin^2\alpha)}\left(\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}\right)^2 + C_1D_1\frac{\mathrm{d}^2n'}{\mathrm{d}\lambda^2} - D_1O\frac{\sin^2\alpha'}{1 - n'^2\sin^2\alpha'}\left(\frac{\mathrm{d}n'}{\mathrm{d}\lambda}\right)^2\right], \tag{28}$$

$$\frac{\mathrm{d}^3P}{\mathrm{d}\lambda^3} = \frac{d^3P_1}{\mathrm{d}\lambda^3} + \frac{d^3P_2}{\mathrm{d}\lambda^3} = 2\left[A_1B_1\frac{\mathrm{d}^3n}{\mathrm{d}\lambda^3} - 3B_1O'\frac{\sin^2\alpha}{1 - n^2\sin^2\alpha}\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}\frac{\mathrm{d}^2n}{\mathrm{d}\lambda^2} - 3B_1O'n\frac{\sin^4\alpha}{(1 - n^2\sin^2\alpha)^2}\left(\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}\right)^3\right.$$

$$+ C_1 D_1 \frac{d^3 n'}{d\lambda^3} - 3D_1 O \frac{\sin^2\alpha'}{1 - n'^2 \sin^2\alpha'} \frac{dn'}{d\lambda} \frac{d^2 n'}{d\lambda^2}$$

$$- 3D_1 O n' \frac{\sin^4\alpha'}{(1 - n'^2\sin^2\alpha')^2}\left(\frac{dn'}{d\lambda}\right)^3\Big] . \quad (29)$$

若晶体与棱镜输出耦合器均为布儒斯特角切割，有 $\frac{\sin^2\alpha}{1 - n^2\sin^2\alpha} = 1$，(28)，(29)式可分别简化为

$$\frac{d^2 P}{d\lambda^2} = 2\Big[A_1 B_1 \frac{d^2 n}{d\lambda^2} - B_1 O'\left(\frac{dn}{d\lambda}\right)^2 + C_1 D_1 \frac{d^2 n'}{d\lambda^2} - D_1 O\left(\frac{dn'}{d\lambda}\right)^2\Big], \quad (30)$$

$$\frac{d^3 P}{d\lambda^3} = 2\Big[A_1 B_1 \frac{d^3 n}{d\lambda^3} - 3B_1 O' \frac{dn}{d\lambda} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} - 3B_1 O' n\left(\frac{dn}{d\lambda}\right)^3 + C_1 D_1 \frac{d^3 n'}{d\lambda^3} - 3D_1 O \frac{dn'}{d\lambda} \frac{d^2 n'}{d\lambda^2} - 3D_1 O n'\left(\frac{dn'}{d\lambda}\right)^3\Big] . \quad (31)$$

(28)，(29)式即为任意角切割情况下，三元腔二阶、三阶色散的解析表示．(30)，(31)式为布儒斯特角切割情况下，三元腔二阶、三阶色散的解析表示．

3　计算结果

图 4 为根据(30)，(31)式得出的不同钛宝石晶体顶角和棱镜输出耦合器顶角下，三元腔内的二阶、三阶色散．在计算中，取钛宝石晶体厚度为 4 mm，凹面反射镜曲率半径 $R = 50$ mm，激光波长 800 nm．为了满足激光器的稳定运转条件，增益介质的垂直面一端到凹面镜的距离应为凹面镜的焦距或稍大于焦距．

从图 4 可以看出，改变钛宝石晶体的楔角，对整个腔的色散影响不大．而改变棱镜输出耦合器的顶角，尤其是其顶角较大时，腔内的色散量急剧变化．同时由图 5 也可以看出，图 5(a)中的曲线较为平缓，尤其是当钛宝石晶体的楔角接近于零时，仅利用棱镜输出耦合器就能补偿腔内色散．图 5(b)中改变的是棱镜输出耦合器的顶角．当输出耦合器的顶角很小时，为补偿腔内的色散，输出耦合器与折叠镜的间距急剧增大．这是因为钛宝石晶体离折叠镜的位置相对固定，且长度很小，不能有效地提供负色散．与此相对的是，棱镜输出耦合器的位置可以自由变动，即使其顶角变小，也可以用增大其与折叠镜的间距来达到补偿色散的目的．因此，从色散补偿的角度来看，钛宝石晶体的楔角影响较小．Fujimoto 所设计的六组实验中[2]，按照图 1 所示的腔结构，将晶体改

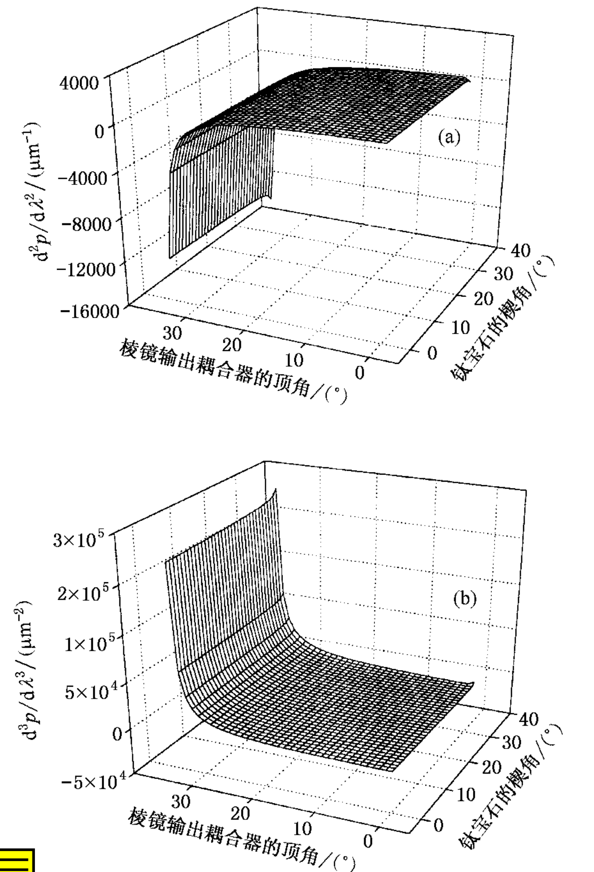

图 4　改变钛宝石晶体和棱镜输出耦合器的顶角所得到的色散图　(a)为二阶色散，(b)为三阶色散．腔长为 300 mm

为小角度切割，输出耦合器仍旧用棱镜型，得到了窄脉冲稳定锁模运转．而反过来，钛宝石楔角较大，输出耦合器角度很小时，腔内色散得不到补偿．这从实验上证实了以上的计算．并且，在前一种情况中，晶体的角度的变小，有利于减小晶体内的像散，从而有利于自启动．但在偏离布儒斯特角较大时，因为晶体表面的反射会带来较大的损耗，这时需在晶体表面镀增透膜．

图 6 为三元腔中的在二阶色散得到补偿时的三阶色散．图 6(a)(b)两图中，曲线的初始阶段都十分平缓，也就是说，当钛宝石晶体和棱镜输出耦合器的角度较小时，角度的改变对三阶色散的影响不大．图 5(a)有一个奇特的现象就是，当钛宝石晶体的角度较大时，腔内的二阶色散变化并不平缓，而是急剧减小．按理这应该是一个有利的情形，但从图 6(a)可以看到，此时腔内的三阶色散却急剧增大，因此，钛宝石晶体的楔角增大并不是理想的色散补偿手段．图 5(b)的曲线较为光滑，而且在输出耦合器角度较小时，曲线下降很快，而此时图 6(b)显示出的三阶

色散在这一区域却相当平缓.这意味着适度地增大输出耦合器的角度,可以达到在很短的腔长下补偿二阶色散,而三阶色散却不会增大太多.

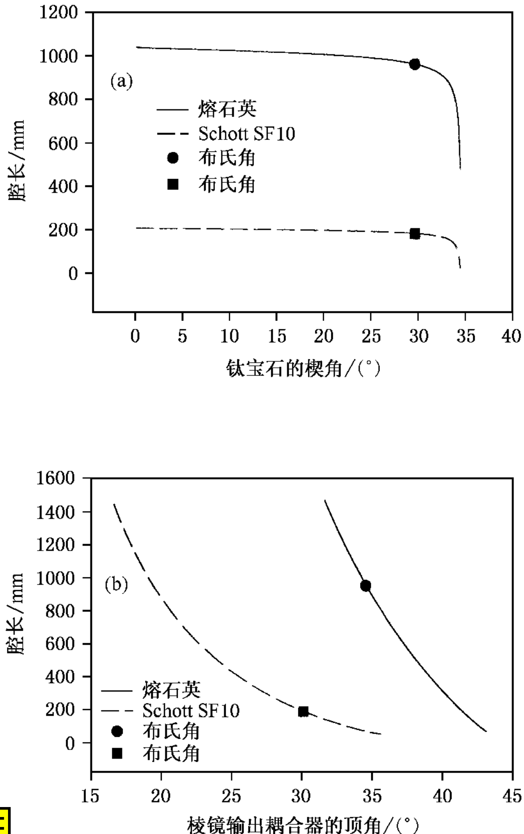

图 5　三元腔在二阶色散得到补偿时的腔长　(a)为改变钛宝石晶体的楔角,而 POC 的角度为布儒斯特角时的情况.(b)为改变 POC 的顶角,而钛宝石保持布儒斯特角切割时的情况

我们曾求解出四棱镜色散补偿系统在任意角度下的二阶、三阶色散解析表达式[3].在此,可以将其同三元腔色散补偿方案进行一下比较.图 7 为两种材料构成的三元腔和四棱镜二阶、三阶色散比较.为了有一个对比,两者都取布儒斯特角.在三元腔的色散表达式中包含有钛宝石晶体和棱镜输出耦合器所带来的材料色散,所以将四棱镜系统与其比较时,必须考虑棱镜的插入所带来的材料色散.在计算中,取插入量为 1.5 mm.此外,四棱镜系统不能充分利用腔长来补偿色散,故在计算中,取四棱镜系统的腔长较三元腔的长 100 mm.以上两个数据所取的值都较为保守,实际中四棱镜系统会比以上取值更不利于短腔长锁模运转.从图 7 中可以看出,无论是二阶色散还是三阶色散,四棱镜的都比三元腔情况下的变化快.即在腔长较长时,四棱镜系统比三元腔提供的色散大.但只有当棱镜材料的色散较大时,由于

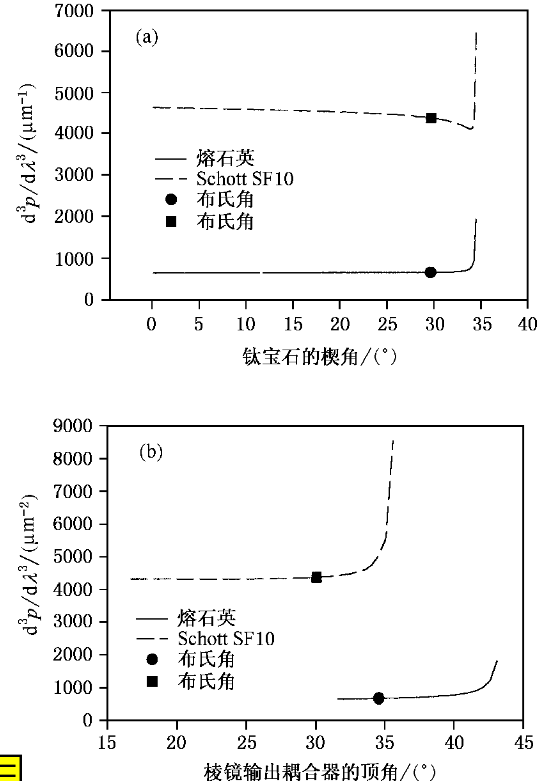

图 6　三元腔在二阶色散得到补偿时腔内的三阶色散　(a)为改变钛宝石晶体的楔角,而 POC 为布儒斯特角时的情况.(b)为改变 POC 的顶角,而钛宝石保持布儒斯特角切割时的情况

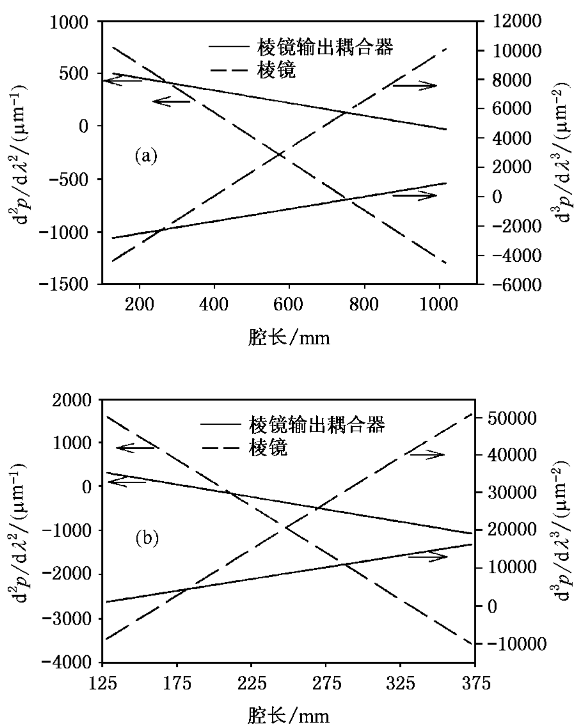

图 7　三元腔内的二阶、三阶色散和四棱镜系统的比较
(a)为熔石英,(b)为 Schott SF10

三元腔引进的材料色散比四棱镜情况下的为小，且结构更为紧凑，可以使得三元腔在较短的腔长就能补偿腔内的二阶色散，从而得到较高的重复频率. 所以三元腔更适合于使用高色散的棱镜材料. 图 7 还显示出，当腔内的二阶色散得到补偿时，不论材料为熔石英或是 Schott SF10，三元腔的三阶色散都小于四棱镜系统的三阶色散. 所以从三阶色散补偿的角度来看，三元腔优于传统的四棱镜色散补偿系统. 对于偏离布儒斯特角的情况，两者的变化比较多，这里没有一一对比.

4 结 论

本文给出了在任意角度切割情况下，三元腔固体自锁模激光器二阶、三阶色散的解析表示，并计算了切割角度的变化对二阶、三阶色散的影响. 计算表明，钛宝石晶体切割角度的变化对腔内色散影响较小，而棱镜输出耦合器角度的变化影响较大. 因此，为了有效地提供负色散，压缩脉冲宽度，棱镜输出耦合器的角度不宜过小. 为增加晶体内的光束强度，实现自启动自锁模运转，可采用小角度切割的晶体. 将三元腔和四棱镜系统的二阶、三阶色散比较，由于三元腔插入材料色散较小，且结构更为紧凑，容易实现短腔长高重复频率运转. 而在腔长较长时，四棱镜系统所提供的负群速色散比三元腔大，但三阶色散也较大.

[1] R. P. Malini, J. G. Fujimoto, *Optics Letters*, **19**(1994), 1756.

[2] B. E. Bouman, J. G. Fujimoto, *Optics Letters*, **21**(1996), 134.

[3] R. B. Zhang, D. Q. Pang *et al*., *Acta Physica Sinica*, **49**(2000), 474. (in Chinese) [章若冰、庞冬青等，物理学报，**49**(2000)，474].

ANALYTICAL EXPRESSION OF SECOND-ORDER AND THIRD-ORDER DISPERSIONS IN THREE-ELEMENT RESONATOR USED FOR KERR-LENS MODE-LOCKING*

ZHANG RUO-BING SUN JING-HUA PANG DONG-QING CHAI LU WANG QING-YUE

(*Optoelectronic Information Science and Technology Laboratory*;

School of Precision Instruments and Optoelectronics Engineering, *Tianjin University*, *Tianjin* 300072, *China*)

(Received 15 March 2000; revised manuscript received 29 November 2000)

ABSTRACT

In this paper, we give an analytical expression of second-and third-order dispersions for three-element cavity. The variations of the second- and third-order dispersions owing to the changing of Ti:Al_2O_3 crystal and prismatic output coupler are calculated. The results provide a theoretical basis for the design of three-element cavity.

Keywords: Three-element cavity, second-order dispersion, third-order dispersion

PACC: 4280, 4280W

* Project supported by the National "Climbing" Program Foundation of China and Natianal Key Basic Research Special Foundation of China (Grant No. E-199075201).