

腔色散不共轴效应与超宽带频谱飞秒脉冲

焦中兴, 雷亮, 黄志凌, 文锦辉, 赖天树*, 林位株

中山大学物理系光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275

* 联系人, E-mail: stslts@mail.sysu.edu.cn

2007-09-04 收稿, 2007-11-26 接受

国家自然科学基金(批准号: 60490295, 60678009, 10674184, 10274107)和高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20050558030)资助项目

摘要 在理论和实验上研究了 KLM 钛宝石激光器中腔色散不共轴效应对腔内频谱展宽的影响, 发现当激光器亚腔工作在谐振腔下稳区共轴点附近时, 腔色散不共轴效应对腔内频谱展宽的限制被减弱, 有利于产生宽带频谱. 基于此理论, 在自建的钛宝石自锁模激光器上产生了从 650~1000 nm 超宽带频谱, 是目前采用钛宝石晶体长度为 3 mm 的类似腔结构的钛宝石激光器所产生的最宽频谱.

关键词

KLM 钛宝石激光器
腔色散不共轴
超宽带飞秒脉冲

自从第一台克尔透镜锁模(KLM)钛宝石激光器诞生以来^[1], 超宽带飞秒脉冲的产生和应用取得了飞速进展. 目前, 直接由钛宝石激光器输出频谱宽度已超过了一个倍频程^[2,3]. 人们利用啁啾镜和短的钛宝石棒来保证腔内净色散与自相位调制的平衡以及较强的腔内自相位调制, 以实现超宽带飞秒脉冲输出. 然而, 这些技术着重于在时间域补偿脉冲的色散, 即时间啁啾补偿, 增强自相位调制以展宽频谱. 事实上, 空间色散对频谱展宽亦有重要的影响. Cundiff等人^[4]的研究发现, 频率依赖腔模尺寸效应(FDMS)的存在, 使非线性腔本身起频谱过滤器的作用. 他们认为这种效应主要是由晶体内同时存在的自聚焦和自相位调制效应的非线性相互作用而导致的. 我们发现, 谐振腔内频率依赖的腔模不共轴效应(CDN)^[5]不仅对自锁模脉冲的产生、压缩和维持具有重要作用^[6-9], 而且对频谱展宽的影响亦不可忽视. 在稳定区的大部分区域内增益介质中 CDN 所引起的光斑大小的变化并不小于自聚焦效应, 当其他因素得到控制时, CDN 将成为限制频谱展宽的主要因素. 与 FDMS 效应不同, CDN 效应是由晶体色散引起的一种线性效应, 它使得各腔模的振荡轴相互分离. 如果假定中心波长振荡轴与抽运光轴相重合, 那么由自相位调制而产生于脉冲前后沿的高低频成分将与抽运光轴相分离, 获得与中心频率不同的增益, 而自聚焦效应会使强

度较大的腔模半径缩小, 各频谱成分将会形成不同的光斑半径, 与一定孔径和方位的抽运光相结合, 必然会起到频谱过滤器的作用, 限制频谱的展宽.

本文在分析 CDN 效应对频谱展宽影响程度的基础上, 提出了更精确描述 CDN 随亚腔参数变化规律的参数——重叠面积, 以控制其达到最佳量为优化目标, 并据此建立了一台 KLM 钛宝石激光器, 合理选择谐振腔参数, 获得了 650~1000 nm 超宽带频谱, 是目前已报道的相同钛宝石晶体长度的钛宝石激光器所产生的最宽频谱.

1 理论分析

KLM 钛宝石激光腔采用如图 1(a)所示的典型非对称四腔镜结构. 钛宝石晶体长 3 mm 以布氏角切割, 折叠镜 M_1 , M_2 的曲率半径均为 R , 像散补偿角为 θ , 在子午面上的有效焦距 $f = \frac{R \cos \theta}{2}$. 端镜 M_4 为平面镜, M_3 为输出耦合镜. 谐振腔的臂长 $M_1M_4=l_4$, $M_2M_3=l_3$, 两折叠镜与临近钛宝石棒表面距离 $S_1M_1=l_1$, $S_2M_2=l_2$. 根据文献[5]可以推导出任意波长成分振荡轴相对于中心波长振荡轴在钛宝石端面的横向偏移量为

$$d'_j = n_0 \left| l_j - f \left| \frac{L_c}{l_1 + l_2 - 2f + L_c} \right| \frac{dn}{d\lambda} \Delta\lambda \right. \quad (j = 1, 2), \quad (1)$$

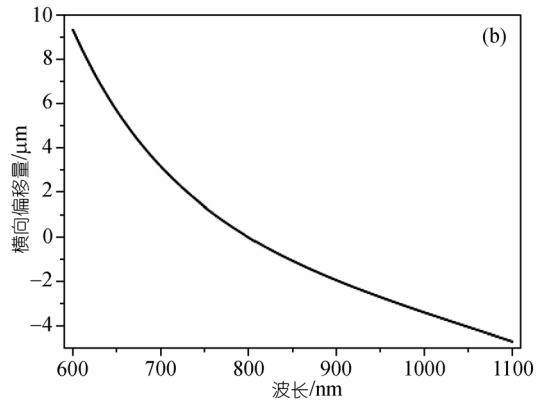
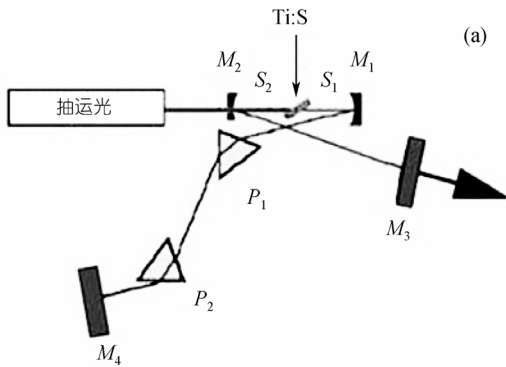


图1 钛宝石谐振腔结构示意图(a), 及钛宝石晶体各波长相对于中心波长的横向偏移量(b)

其中 n_0 为中心频率在钛宝石晶体内的折射率, L 为晶体的长度, $L_c=L/n_0^3$ 为晶体在子午面内的有效长度. 根据(1)式我们计算出了上稳区下边界附近各波长成分振荡轴相对于中心波长(800 nm)振荡轴在钛宝石端面 S_1 的横向偏移量, 如图1(b)所示. 由图可知频率成分小于720 nm、大于900 nm部分, 振荡轴的横向偏移量均已达光斑半径的10%(一般情况下钛宝石晶体内光斑半径大约为20 μm), 在650 nm处已经达到20%, 600 nm处更是达到了40%, 而增益介质内导致FDMS的自聚焦效应所引起的小信号光斑半径的相对变化率通常也仅有10%左右^[10]. 计算发现, 在下稳区上边界的附近增益介质中CDN所引起的光斑大小的变化同样不小于自聚焦效应. 那些振荡轴远离抽运光轴的频率成分得不到足够的增益, 强度较弱, 在晶体中经历的自聚焦效应较小, 光斑半径增大, 与抽运光的耦合程度将进一步变差, 光斑半径进一步增大, 与一定孔径和方位的抽运光相结合, 必然会起到频谱滤波器的作用, 限制频谱的展宽. 这说明, CDN将成为限制频谱展宽的重要因素.

图2(a)和(b)分别示出激光晶体中某一波长光轴 λ_1 与中心波长光轴 λ_0 (主光轴, 设其与抽运光轴重合)的不同偏离的情况, 两者虽有相同的角偏移 δr , 但是图2(b)中光轴 λ_1 与主光轴 λ_0 的耦合程度明显优于图2(a). 也就是说, 介质内的振荡轴的不重叠程度不仅与振荡轴在介质内的角偏移量 δr 有关, 也跟振荡轴在介质内的相对位置 d'_j 有关. 若要准确全面地描述介质内的CDN, 需要同时包含这两方面的内容. 为此, 需要定义重叠面积 S , 即晶体内光束中某一频率的振荡轴与主光轴之间在子午面内所包含的面积, 即图2中的阴影部分. 由图2(a)和(b)比较可知, S 的值越小, 表明晶体内各频率成分振荡轴的重叠性越好,

CDN效应越弱; 反之, CDN效应越强. S 的表达式为

$$S = \int_0^L |d'_j| \cdot dl = \int_0^L |d'_1 + l \cdot \delta r| \cdot dl, \quad (2)$$

其中 d'_j 和 δr 分别为任一波长振荡轴相对于主光轴的横向坐标和角偏移量, 其表达式为^[5]

$$d'_j = (-1)^j \cdot n_0 \cdot (l_j - f) \cdot \frac{L_c}{l_1 + l_2 - 2f + L_c} \cdot \delta n \quad (j=1, 2), \quad (3)$$

$$\delta r = \left(\frac{L_c}{l_1 + l_2 - 2f + L_c} - 1 \right) \cdot \frac{1}{n_0^2} \cdot \delta n, \quad (4)$$

其中 δn 为晶体内任一频率成分折射率相对中心频率折射率的变化量.

定义参数 $\xi = S/\delta n$, 根据(2)~(4)式可得

$$\xi = \begin{cases} \frac{1}{2} \cdot \frac{L^2}{n_0^2} \cdot \left| \frac{l_1 - l_2}{l_1 + l_2 - 2f + L_c} \right|, & \min(l_1, l_2) \leq f \leq \max(l_1, l_2), \\ \frac{1}{2} \cdot \frac{L^2}{n_0^2} \cdot \frac{(l_1 - f)^2 + (l_2 - f)^2}{|(l_1 + l_2 - 2f + L_c) \cdot (l_1 + l_2 - 2f)|}, & f > \max(l_1, l_2) \text{ 或 } f < \min(l_1, l_2). \end{cases} \quad (5)$$

由(5)式可知, 参数 ξ 仅取决于谐振腔的结构, 它反映了谐振腔参数对晶体内振荡轴重叠情况的影响程度. ξ 随着亚腔间距 l_1+l_2 和钛宝石在亚腔中的位置 l_1 的改变而变化. 对 ξ 分段求极值可得: 当 $l_1 = l_2$ 时, ξ 存在极小值

$$\xi_{\min} = \frac{1}{4} \cdot \frac{L^2}{n_0^2} \cdot \left| \frac{L_c}{L_{12} - 2f + L_c} - 1 \right|, \quad (6)$$

其中 $L_{12} = l_1 + l_2$, 即晶体位于亚腔中间时, 频率依赖腔模不共轴性最小. 所以, 在保持激光器锁模的状态下, 将钛宝石棒移向亚腔的中部可以减弱晶体内的CDN. 图3给出了覆盖整个稳定区的 ξ_{\min} 随 L_{12} 的变化曲线.

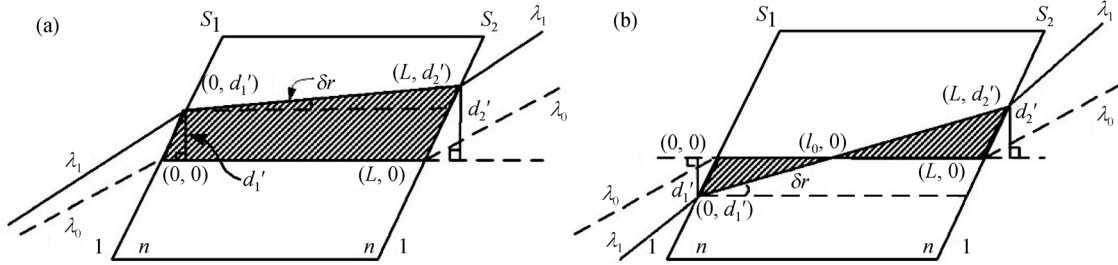


图2 钛宝石晶体中某一频率成分的振荡轴与主光轴的不同重叠情况

(a) $d_1 \cdot d_2 > 0$; (b) $d_1 \cdot d_2 < 0$. $d_j, \delta r$ 分别为任一波长振荡轴相对于主光轴的横向坐标和角偏移量, n 为晶体的折射率, L 为钛宝石晶体的长度

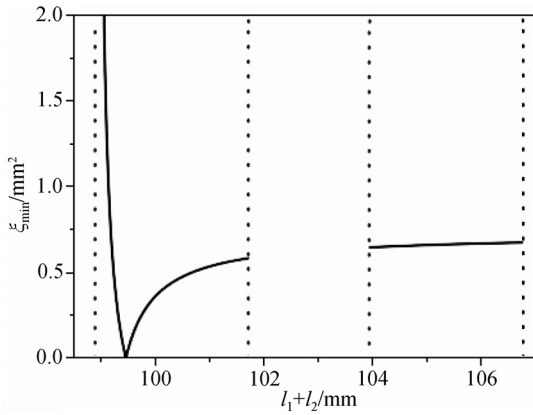


图3 稳定区内 ξ_{\min} 随亚腔参数的变化关系曲线 (点线为稳定区边界)

由图3可知, 在稳定区的共焦边界附近 $l_1 + l_2 = 2f - L_c \sim 99$ mm, ξ 趋于无穷大. 这说明此边界附近, CDN 效应很高且接近共焦腔结构, 不可能实现锁模运转.

当 $l_1 = l_2 = f$ 时, 有 $\xi_{\min} = 0$, 相应 $d_1 = d_2 = 0$, 即各频率成分的振荡轴重合, CDN 效应被消除, 该点称为共轴点. 国内外研究小组的自锁模钛宝石激光器多数工作在上稳区下边界附近, 实现硬光阑和软光阑锁模^[11-13]. 由图3可知此处的CDN明显大于共轴点处, 并且CDN随亚腔参数的变化不敏感, 因此不利于减弱CDN对频谱展宽的限制. 相比较而言, 虽然在共轴点处激光介质内的横模调制度 α_1 (图4虚线所示) 比上稳区下边界附近横模调制度 α_2 (图4点划线所示) 小, 但是只要恰当地保持群速度色散和自相位调制的平衡, 在自聚焦效应比较弱的情况下依然可以实现稳定孤子锁模^[14,15], 而且较弱CDN损耗, 将降低脉冲形成所需的自聚焦损耗调制, 更有利于脉冲的形成. 同时, 共轴点处介质内的CDN随着激光介质在亚腔中位置变化而迅速变化(图3实线所示), 其最小值点距离横

模调制度最大点只相差几十微米. 因此, 在锁模状态下, 微调钛宝石晶体位置就可以迅速地减弱介质内的CDN对频谱展宽的限制. 选择锁模区于下稳区的共轴点附近, CDN 效应基本消除, 各频率成分的增益差别减弱, 更有利于超宽带飞秒脉冲的产生. 我们的超宽带飞秒激光器就是基于此目标优化设计的.

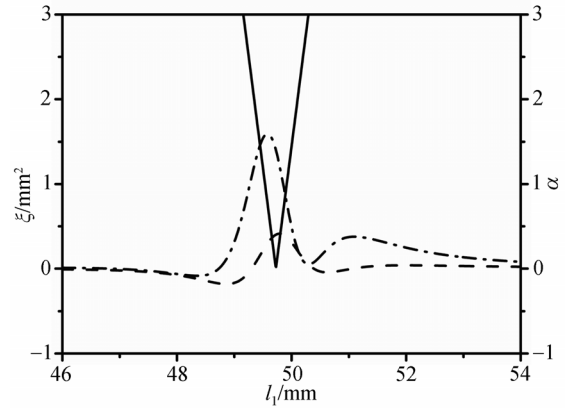


图4 共轴点处增益介质内 CDN(实线)和横模调制度 α_1 (虚线)以及上稳区下边界附近横模调制度 α_2 (点划线)随 l_1 的变化曲线

2 实验分析

实验中采用图1(a)所示的腔结构, 钛宝石棒固定于可沿腔轴方向移动的平移台上. 除输出耦合镜外, 其余三腔镜为啁啾镜, 在 650~1100 nm 的范围内反射率大于 99.8%, 中心波长处群速度色散约为 -60 fs², 两亚腔镜曲率半径为 100 mm. 输出耦合镜在 700 ~ 900 nm 透过率为 3%, 两翼透过率逐渐增大, 至 650 nm 和 1000 nm 处均约为 25%. 两臂 l_3 和 l_4 长度分别为 540 mm 和 930 mm. 在长臂中设置棱镜对, 配合啁啾镜提供可调的负群速度色散. 由图3可知, $\xi = 0$ 处,

l_1+l_2 的值比共焦边界处大 ~ 0.6 mm. 实验中我们首先调节激光器工作于下稳区内, 然后逐渐减小亚腔长度直到激光器停止工作(即无连续光输出), 并假定此点位于共焦边界附近. 接着将亚腔间距增加 ~ 0.6 mm, 此时亚腔间距接近 $\xi = 0$ 时的值. 初始将钛宝石晶体置于自聚焦效应最大的位置 $l_1 = 49.5$ mm, 细微地来回调节 M_1 轴向位置, 同步微调 M_4 和输出耦合镜 M_3 在子午面内角度以及棱镜对的插入量, 轻微快速的推动棱镜 P_2 即可实现稳定锁模. 在仔细调节棱镜插入量后, 使用光谱仪(HR2000, Ocean Optics)对光谱进行测量, 获得的最宽频谱如图5(a)所示. 然后, 将钛宝石晶体缓慢地向亚腔中部移动, 同时逐渐增加棱镜 P_2 的插入量, 脉冲频谱会迅速向两翼展开, 且短波成分增加更为迅速, 中心波长由 850 nm 变化到 810 nm 左右. 当钛宝石接近亚腔中部 $l_1 = 49.8$ mm 时, 频谱范围达 650~1000 nm, 如图 5(b)所示. 这一结果

明显宽于已报道的采用相同长度增益介质和类似腔结构的钛宝石激光器的输出频谱^[16~18]. 实验中若将钛宝石晶体继续向 l_1 减小方向移动, 则锁模稳定性迅速变差, 频谱也迅速变窄, 这是由CDN的迅速增加和自聚焦效应的减弱而引起的.

3 结论

本文分析了腔色散不共轴效应对频谱展宽的限制作用, 提出了重叠面积的概念, 导出了重叠面积参数的数学表达式, 并以此计算和分析了腔色散不共轴效应在整个稳定区内随亚腔参数的变化规律. 发现在共轴点附近各频率成分的振荡轴重合, CDN 效应被大大减弱, 并且亚腔结构敏感, 有利于获得超宽带飞秒脉冲. 基于这一思想, 实验中选择激光腔工作于下稳区的共轴点附近, 并通过仔细地调节谐振腔结构和色散补偿, 获得了在 650~1000 nm 范围内的宽频谱输出, 与理论预期很好符合.

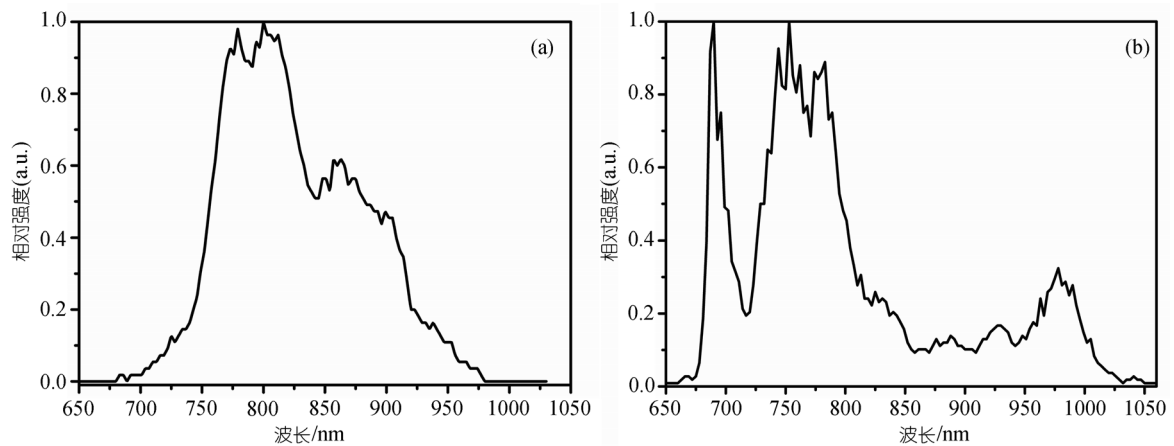


图5 钛宝石激光器的输出频谱

(a) 钛宝石位于调制度最大处; (b) 钛宝石位于共轴点处

参考文献

- 1 Spence D E, Evans J M, Sleat W E. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser. *Opt Lett*, 1991, 16(1): 42—44
- 2 Ell R, Morgner U, Kärtner F X, et al. Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser. *Opt Lett*, 2001, 26(6): 373—375 [DOI]
- 3 Schibli T R, Kuzucu O, Kim J W, et al. Toward single-cycle laser systems. *IEEE J Sel Top Quant Electr*, 2003, 9(4): 990—1001 [DOI]
- 4 Cundiff S T, Knox W H, Ippen E P, et al. Frequency-dependent mode size in broadband Kerr-lens mode locking. *Opt Lett*, 1996, 21(9): 662—664
- 5 Chen Y C, Zheng X Y, Lai T S, et al. Resonators for self-mode-locking Ti:sapphire lasers without apertures. *Opt Lett*, 1996, 21(18): 1469—1471
- 6 Xu L, Spielmann C, Krausz F, et al. Ultrabroadband ring oscillator for sub-10-fs pulse generation. *Opt Lett*, 1996, 21(16): 1259—1261
- 7 Gallmann L, Steinmeyer G, Sutter D H, et al. Spatially resolved amplitude and phase characterization of femtosecond optical pulses.

- Opt Lett, 2001, 26(2): 96—98[DOI]
- 8 Dorrer C, Kosik E M, Walmsley I A. Spatio-temporal characterization of the electric field of ultrashort optical pulses using two-dimensional shearing Interferometry. *Appl Phys B*, 2002, 74: S209—S217[DOI]
 - 9 马晶, 章若冰, 赵华军, 等. 飞秒光参量振荡器中非线性晶体的空间啁啾与角色散. *物理学报*, 2004, 53: 2184—2190
 - 10 Salin F, Squier J, Piche M. Mode locking of Ti:Al₂O₃ lasers and self-focusing: a Gaussian approximation. *Opt Lett*, 1991, 16(21): 1674—1676
 - 11 Magni V, Cerullo G, Silvestri S D. ABCD matrix analysis of propagation of gaussian beams through kerr media. *Opt Commun*, 1993, 96: 348—355[DOI]
 - 12 Herrmann J. Theory of Kerr-lens mode locking: Role of self-focusing and radially varying gain. *J Opt Soc Am B*, 1994, 11(3): 498—512
 - 13 Mehendale M, Nelson T R, Omenetto F G, et al. Thermal effects in laser-pumped Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire lasers. *Opt Commun*, 1997, 136: 150—159[DOI]
 - 14 Haus H A. Theory of mode locking with a fast saturable absorber. *J Appl Phys*, 1975, 46: 3049—3058
 - 15 Mollenauer L F, Stolen R H, Gordon J P. Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers. *Phys Rev Lett*, 1980, 45(16): 1095—1098[DOI]
 - 16 Unterhuber A, Považay B, Hermann B, et al. Compact, low-cost Ti:Al₂O₃ laser for in vivo ultrahigh-resolution optical coherence tomography. *Opt Lett*, 2003, 28(11): 905—907[DOI]
 - 17 Lytle A L, Gershgoren E, Tobey R I, et al. Use of a simple cavity geometry for low and high repetition rate mode-locked Ti:sapphire lasers. *Opt Express*, 2004, 12: 1409—1416[DOI]
 - 18 Kirchner M S, Fortier T M, Bartels A, et al. A low-threshold self-referenced Ti:sapphire optical frequency comb. *Opt Express*, 2006, 14: 9531—9536[DOI]