

基于 KTP 键合晶体的 Hansch-Couillaud 双波长外腔频率锁定机理*

闫晓娟 李志新 张永智 王乐 胡志裕 马维光[†] 张雷 尹王保 贾锁堂

(山西大学激光光谱实验室,量子光学与光量子器件国家重点实验室,太原 030006)

(2010年12月22日收到;2011年1月17日收到修改稿)

基于 KTP 键合晶体采用 Hansch-Couillaud 频率锁定技术实现了双波长外腔同时共振,理论和实验上分别研究了基于键合 KTP 晶体的 HC 频率锁定方案. 研究表明,与采用单 KTP 晶体的结果相比,采用键合 KTP 晶体进行 HC 锁频时,能将激光频率分别锁定到 e_1 光或 e_2 光的共振峰值. 实验中将环形腔腔模频率锁定到 938nm 激光器的输出频率上,1583nm 激光器的输出频率锁定到环形腔腔模频率上,从而实现了三者之间的相位关联锁定.

关键词: 键合 KTP 晶体, Hansch-Couillaud 锁频, 双波长外腔共振

PACS: 42.60.v, 42.65.k

1. 引言

双波长外腔共振是非线性光学频率转换中和频或差频过程的重要技术之一^[1-6],一般和频或差频是通过将两束激光聚焦后在晶体内重叠,实现两波长光到另一波长的频率转换,然而通常晶体的转换效率与光功率密度的平方成正比,因此两激光直接转换效率较低. 而双波长外腔共振技术是通过选择合适的腔结构参数,如腔长、腔镜曲率半径以及腔镜反射率等搭建外部谐振腔,在保证发散角满足要求的情况下使得两基频光在晶体处的腰斑尽量小,当两激光频率同时与腔共振时,两基频光功率就会在腔内放大十倍、百倍甚至更高,其放大倍数依赖于腔的精细度,从而提高晶体的非线性转换效率.

基于双波长外腔共振的非线性频率变换,两基频光频率会在外界条件扰动下发生改变,同时外部谐振腔内空气的流动和机械振动也会造成腔模频率的不稳定. 这两种不稳定因素会导致非线性频率转换不能连续、高效地进行. 因此在实际应用中,需要对双波长外腔共振系统进行频率锁定,使两基频光与腔模三者的频率相对稳定.

频率锁定的关键是获得稳定且信噪比高的误差信号,目前,针对激光-腔模间频率锁定误差信号产生的方法主要有 Pound-Dever-Hall (PDH) 技术^[7]、低频调制技术以及 Hansch-Couillaud (HC)^[8,9] 技术等. 其中 PDH 技术是通过激光进行频率调制(调制频率约 MHz 量级)后与外腔相互作用,将入射腔镜的反射信号进行解调后取色散信号作为误差信号. 2009 年 Emmanuel 等人^[1]利用 PDH 锁频技术对双波长外腔共振和频的实验装置进行频率锁定. 虽然 PDH 技术具有高的灵敏度和信噪比,但它需要对激光频率进行高频调制,且需要对反射信号进行高频探测,操作比较复杂;腔长低频调制技术是通过对外腔腔长进行低频调制(调制频率约 kHz 量级)后对入射腔镜的反射信号利用锁相放大器进行解调,用获得的一次谐波作为误差信号,因此它需要对频率响应非常好的压电陶瓷,另外信噪比也不高,且这一信号零点与腔模峰值频率有偏差^[10];HC 技术是一项通过测量腔对光偏振态的变化来获得误差信号的技术,主要是通过 F-P 腔内放置一个偏振器件,平行于偏振器件起偏方向的输入线偏振光分量感受到一个低损耗,会在腔内形成

* 国家重点基础研究发展计划(批准号:2006CB921603)、国家高技术研究发展计划(批准号:2009AA063006)、国家基金创新团队(批准号:60821004)、国家自然科学基金(批准号:10934004,60908019)、山西省青年科学基金(批准号:2010021003-3)和山西省高等学校优秀创新团队支持计划和山西省高等学校中青年拔尖创新人才支持计划资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: mwg@sxu.edu.cn

共振,而垂直方向的分量感受到一个无穷大损耗,全部反射到腔外,对入射腔镜后的反射信号进行探测会发现它的偏振态会随着激光与腔模的失谐频率而变化,由于平行分量的相位变化正比于腔模线型的色散,因此通过对合成偏振态的检测就可以获得腔模的色散信号,从而获得频率锁定的误差信号. 这个偏振器件可以采用双折射晶体,因此被广泛的应用于腔内频率转换过程. HC 锁频技术的优点是所需的光路简单,无需加调制,并且通过对各种参数的正确选择,能够获得信噪比高的误差信号. Hiroshi Kumagai^[2,3]曾采用过 HC 技术对双波长外腔共振和频系统进行频率锁定,但未对其进行过详细的分析和研究.

对于采用 II 类相位匹配的频率转换过程,输入的两束线偏光的偏振方向相互垂直,在晶体中传输时通常会发生走离^[11],且用于频率转换的环形腔至少包含两个凹面镜,所以发生走离的慢光和快光在腔内不能同时共振,无法实现对两束光的功率放大,严重影响了利用 II 类相位匹配进行频率转化的效率. 刘晶等人研究了双 KTP 晶体反向对接来提高倍频效率^[12],但是需要对两个晶体同时调节来达到最佳条件. 近几年来,可以通过不同的方法将两块晶体完全键合在一起,直接达到最佳应用条件. 本文将详细研究基于 KTP 键合晶体的 HC 技术的双波长外腔频率锁定技术,它是作为基于 KTP 键合晶体外腔和频的关键部分.

2. 理论分析

HC 锁频技术的原理如图 1 所示. 激光器输出

的光束为一线性偏振的基模高斯光束,经过 $\lambda/2$ 波片和模式匹配透镜 LEN 后耦合到包含有 KTP 晶体的蝶形环形腔内,然后对入射腔镜 M2 的反射光进行偏振态检测. 由于 KTP 晶体具有双折射效应,入射到晶体内的激光会被分解为沿慢轴方向偏振的 e_1 光和沿快轴方向偏振的 e_2 光,对应的折射率分别 n_{e_1} 和 n_{e_2} . 通过调节 $\lambda/2$ 波片使得输入激光的偏振方向与晶体的慢轴方向成一个角度 α ,则晶体内同时存在 e_1 光和 e_2 光. 对于单 KTP 晶体的情况, e_1 光和 e_2 光会发生走离如图 2 (a) 所示,由于所使用的腔镜有凹面镜,所以当 e_1 光(或 e_2 光)在腔内共振时, e_2 光(或 e_1 光)不会共振而被入射腔镜完全反射. 以 e_1 光共振为例,这时入射腔镜 M2 后的反射光包含三部分:被入射腔镜 M2 直接反射的 e_1 光、在腔内往返后透射的 e_1 光、被入射腔镜 M2 直接反射的 e_2 光. 以入射镜面 M2 为参考点,则 e_1 光和 e_2 光的反射场分别表示为^[8,9]

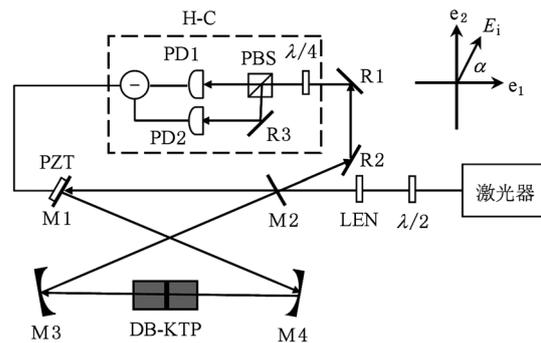


图 1 H-C 锁频技术原理图. LEN: 模式匹配透镜; PBS: 偏振分束棱镜; PD: 探测器; PZT: 压电陶瓷; DB-KTP: 键合 KTP 晶体; R: 反射镜; M: 腔镜

$$E_{e_1}^r = E^i \cos\alpha \left\{ \sqrt{R_i} - \frac{T_i R e^{i\delta_{e_1}}}{1 - R \sqrt{R_i} e^{i\delta_{e_1}}} \right\}$$

$$= E^i \cos\alpha \left\{ \sqrt{R_i} - T_i R \frac{\cos\delta_{e_1} + i \sin\delta_{e_1} - R \sqrt{R_i}}{(1 - R \sqrt{R_i})^2 + 4R \sqrt{R_i} \left(\sin \frac{1}{2} \delta_{e_1} \right)^2} \right\}, \quad (1)$$

$$E_{e_2}^r = E^i \sin\alpha \sqrt{R_i}, \quad (2)$$

其中, E^i 表示入射光场; R_i 和 T_i 分别表示入射腔镜 M2 的反射率和透射率; R 是往返一次的振幅比率,也即基频光除入射腔镜损耗外总腔内损耗,包括除入射镜外环形腔腔镜的透射损耗、腔内晶体对基频

光的反射和吸收及其它损耗; δ 是往返一次的相移,由总腔长 L 决定. (1) 式括号中的第一项表示直接反射的 e_1 光,第二项表示经过腔内往返透射的 e_1 光. 当激光扫描到 e_1 光在腔内的共振频率处时, e_1

光的相移 $\delta_{e_1} = 2m\pi$, (其中 m 为整数) $E_{e_1}^r$ 只有实部, $E_{e_1}^r$ 和 $E_{e_1}^r$ 的合成光是线偏振光. 若当 e_1 光在腔内不共振即频率左偏或者右偏时, e_1 光的相移 $\delta_{e_1} \neq$

$2m\pi$, 即 $E_{e_1}^r$ 不仅包含实部也包含虚部, 与 $E_{e_1}^r$ 合成的反射光可为左旋或右旋椭圆偏振光.

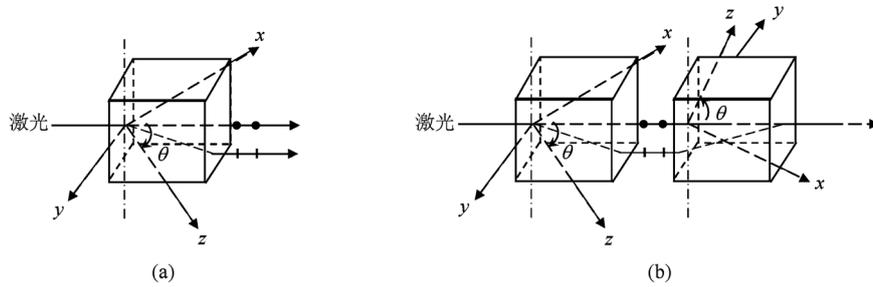


图2 (a)单KTP晶体中 e_1 光和 e_2 光的走离; (b)双KTP键合晶体中 e_1 光和 e_2 光的光路

若采用键合KTP晶体,其串接方式如图2(b)所示,两晶体的 xz 平面平行, y 轴反向,从而使 e_2 光在两晶体中的偏折方向相反,在很大程度上补偿了走离效应^[7]. 这时, e_1 光和 e_2 光能在腔内同时共振,入射腔镜 M2 后的反射光包含四部分: 被入射腔

镜 M2 直接反射的 e_1 光,在腔内往返后透射的 e_1 光,被入射腔镜 M2 直接反射的 e_2 光,在腔内往返后透射的 e_2 光. 以入射镜面 M2 为参考点, e_1 光和 e_2 光的反射场分别表示为^[9]

$$E_{e_1}^r = E^i \cos\alpha \left\{ \sqrt{R_i} - \frac{T_i R e^{i\delta_{e_1}}}{1 - R \sqrt{R_i} e^{i\delta_{e_1}}} \right\}$$

$$= E^i \cos\alpha \left\{ \sqrt{R_i} - T_i R \frac{\cos\delta_{e_1} + i \sin\delta_{e_1} - R \sqrt{R_i}}{(1 - R \sqrt{R_i})^2 + 4R \sqrt{R_i} \left(\sin \frac{1}{2}\delta_{e_1}\right)^2} \right\}, \quad (3)$$

$$E_{e_2}^r = E^i \sin\alpha \left\{ \sqrt{R_i} - \frac{T_i R e^{i\delta_{e_2}}}{1 - R \sqrt{R_i} e^{i\delta_{e_2}}} \right\}$$

$$= E^i \sin\alpha \left\{ \sqrt{R_i} - T_i R \frac{\cos\delta_{e_2} + i \sin\delta_{e_2} - R \sqrt{R_i}}{(1 - R \sqrt{R_i})^2 + 4R \sqrt{R_i} \left(\sin \frac{1}{2}\delta_{e_2}\right)^2} \right\}. \quad (4)$$

由(3)式可见,当激光频率调谐到 e_1 光的共振位置处,反射场 $E_{e_1}^r$ 为实数,当 e_2 光与腔不共振时,两者的相对相移为 0,如果入射光为线偏振光,则反射光依然是线偏振光. 若 e_1 光频率相对腔共振位置有正负失谐时,反射场 $E_{e_1}^r$ 为复数,相对于不共振的 e_2 光存在一个相对相移,则反射光为左旋或右旋椭圆偏振光,其椭圆度相应于 e_1 光的反射场 $E_{e_1}^r$ 的相移或者腔模对入射光的色散;同理可得 e_1 不共振, e_2 共振的情况. 由于 e_1 光和 e_2 光在腔内的单通相移受腔长、走离角、晶体长度、晶体折射率以及晶体温度等的影响很大,所以通过设置其中的参量可以保证腔模不重叠,因此两误差信号不会相互影响.

然后将上述反射光经过两个反射镜 R1 和 R2

反射后进入由 $\lambda/4$ 波片和偏振分束棱镜 PBS 组成的偏振态检测过程,其中非线性晶体的快慢轴与偏振分束棱镜的两个特征轴方向一致, $\lambda/4$ 波片的慢轴方向与非线性晶体的快轴方向夹角为 θ . 利用琼斯矩阵计算可以得到,探测器 PD1 和 PD2 处的光场 E_a 和 E_b 分别为

$$\begin{pmatrix} E_a \\ E_b \end{pmatrix} = J_{\text{ROT}}(-\theta) J_{\text{QWP}} J_{\text{ROT}}(\theta) \begin{pmatrix} E_{e_1}^r \\ E_{e_2}^r \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{e_1}^r \\ E_{e_2}^r \end{pmatrix}, \quad (5)$$

其中, $J_{\text{ROT}}(\theta)$ 和 J_{QWP} 分别对应顺时针旋转 θ 角和 $\lambda/4$ 波片的琼斯矩阵. 两探测器上的光强信号差为

$$I_a - I_b = |E_a|^2 - |E_b|^2. \quad (6)$$

若腔内是存在走离效应的单 KTP 晶体, 利用(1), (2), (5), (6)式对两路信号以及相减后的误差信号进行数值模拟, 其中 $T_i = 0.07, R = R_i = 0.93, \theta = 45^\circ$, 结果如图 3(a), (b) 所示, 其中图 3(a) 表示两路信号 I_a 和 I_b , 图 3(b) 表示两路信号相减后的误差信号. 从图 3(b) 中可以看出, 在一个自由光谱范围内只有一个类色散信号, 利用它锁频只能将激光锁定到与腔共振的 e_1 光(或 e_2 光)上, 另一偏振方向的光不会与腔共振, 这就使得 II 类相位匹配在这样的晶体里无法应用; 若腔内是键合 KTP 晶体, 利用(3), (4), (5), (6)式对两路信号以及相减后的误差信号进行数值模拟, 其中 $T_i = 0.07, R = R_i = 0.93, \delta_{e_2} - \delta_{e_1} = \pi, \theta = 45^\circ$, 结果如图 3(c), (d) 所示, 其中图(c)表示两路信号 I_a 和 I_b , 图(d)表示两路信号相减后的误差信号. 从图 3(d) 中可以看出, 在一个自由光谱范围内, 相位 0 和 2π 对应的类色散信号代表 e_1 光的误差信号, 相位 π 对应的类色散信号代表 e_2 光的误差信号, e_2 光的误差信号位置依赖于两垂直偏振分量的单通相位差. 采用这样的误差信号进行频率锁定, 可以将两种相互垂直偏振的激光分别锁定到 e_1 光和 e_2 光的共振峰值, 这将使具有走离效应的晶体能够采用 II 类相位匹配进行频率转换. 图 3(c) 比图 3(a) 两路信号的幅度大是由于 e_2 光在腔内共振所产生的两路信号对 e_1 光两路信号的影响.

在进行偏振态检测时, $\lambda/4$ 波片的慢光轴与非线性晶体的快光轴的夹角 θ 在实验中具有一定的随意性, 因此分析误差信号随 θ 角的变化具有重要的意义. 图 4 为对键合 KTP 晶体在不同的 θ 值所对应的误差信号模拟结果, 其中参数 $T_i = 0.07, R = R_i = 0.93, \delta_{e_2} - \delta_{e_1} = \pi$, 每个模拟的误差信号都在零值附近变化. 由图可见, 当 $\theta = 0, \pi/2, \pi$ 时, 误差信号相同; $\theta = \frac{1}{6}\pi, \frac{1}{4}\pi, \frac{1}{3}\pi$ 时的误差信号分别与 $\theta = \frac{5}{6}\pi, \frac{3}{4}\pi, \frac{2}{3}\pi$ 时的误差信号形状相反; $\theta = \frac{1}{4}\pi, \frac{3}{4}\pi$ 时误差信号具有正负对称性, 因此实验中进行频率锁定时需要设置到这两个中任意一个角度.

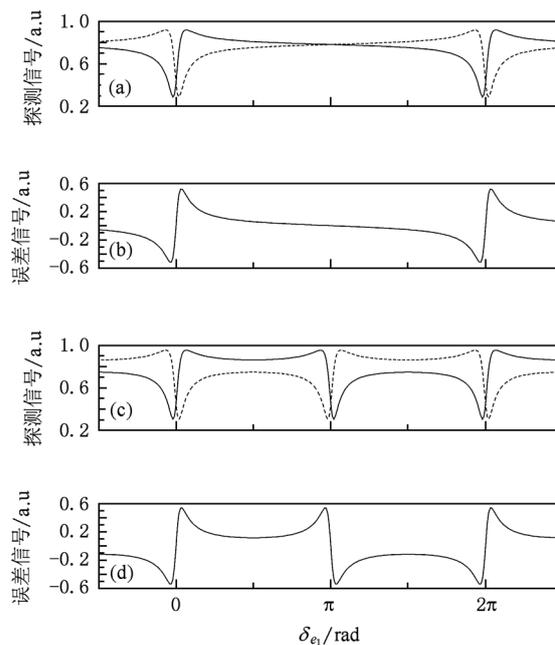


图 3 两路信号及误差信号的模拟结果图 (a) 为单 KTP 晶体的两路信号 I_a 和 I_b ; (b) 为单 KTP 晶体的误差信号 $I_a - I_b$; (c) 为键合 KTP 晶体的两路信号 I_a 和 I_b ; (d) 为键合 KTP 晶体的误差信号 $I_a - I_b$.

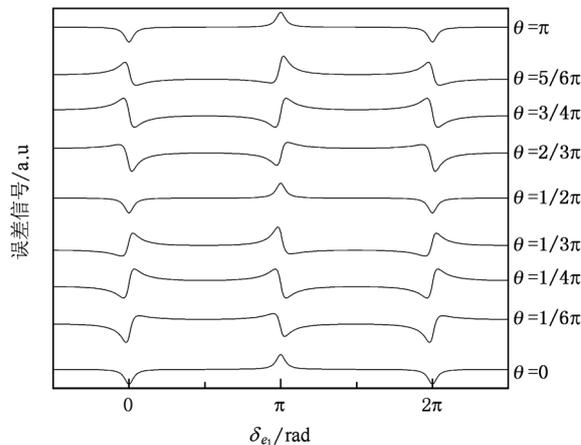


图 4 采用键合 KTP 晶体不同的 θ 值时的误差信号模拟结果图

3. 实验过程和结果

基于理论分析结果, 采用键合 KTP 晶体结合 HC 锁频方案实验上实现了双波长外腔共振, 装置如图 5 所示. 其中两激光波长分别为 938 nm 和 1583 nm, 前者是由德国 Sacher 公司研制的锥形放大半导体激光器 (SYS-300-0940-0500), 输出功率

500 mW, 线宽小于 2 MHz, $M^2 > 2.2$, 1583 nm 激光是由丹麦 Koheras 公司研制的光纤激光器 (Koheras Boostik C15), 光纤输出功率 500 mW, 线宽小于 50 kHz, $M^2 \cong 1$. 两平面镜 M1, M2 和两曲率半径为 50 mm 的凹面镜 M3, M4 构成了蝶形环形腔, 这种腔形不仅能满足双波长共振和频技术的要求同时可以将两束种子光分别从两个腔镜入射, 降低了实验的难度. 对腔镜进行镀膜, 具体的反射率见表 1. 由于 M2, M4 分别为 938 nm 和 1583 nm 激光的输入镜, 所以对输入激光反射率的选择要满足阻抗匹配, 即入射腔镜的透射率等于除入射腔镜之外的腔内损耗率. 对于 938 nm 和 1583 nm 的激光除入射腔镜之外的腔内损耗率分别为 6% 和 6.5%, 这主要是由于晶体的键合界面对两激光的损耗较大, 所以入射腔镜 M2 对 938 nm 的反射率为 94.1%, 入射腔镜 M4 对 1583 nm 的反射率为 93.4%. 环形腔总腔长为 430 mm, 腔镜 M3—M4 间距离为 55.5 mm, 腔内晶体处的 938 和 1583 nm 激光的腰斑半径分别为 24.3 和 31.6 μm . 因 938 nm 激光器的 M^2 因子大于 2.2, 将这样一个光束往腔内匹配, 难度很大效率很低. 为了优化光束质量, 采用单模光纤对输出激光束进行整形, 最终的耦合效率优于 50%. 整形后的线偏振 938 nm 激光束经过 $\lambda/2$ 波片和模式匹配透镜 LEN1 后从腔镜 M2 入射耦合到蝶形环形腔内, 先后经过腔镜 M1, M4, 键合 KTP 晶体、腔镜 M3 后返回到入射腔镜 M2 与入射光束重合. M2 后的反射

光束经过两个反射镜 R1 和 R2 反射后由 $\lambda/4$ 波片和偏振分束棱镜 PBS1 组成的偏振态检测机理分成两束, 并分别进入光电探测器 PD1 和 PD2 中, 其中 $\lambda/4$ 波片的慢光轴方向与 KTP 晶体的快光轴方向夹角为 45° , 偏振分束棱镜的两个特征轴方向与 KTP 晶体相同. 探测器将测得的光信号转变为电信号并输入减法器 1, 减法器将两信号相减后产生误差信号, 此产生误差信号的过程为 HC1. 然后将这个误差信号经过 PID1, 通过设置比例增益为 1.0, 积分带宽为 3.3 kHz 后反馈到高压放大器控制的压电陶瓷 PZT 上, 通过压电陶瓷的伸缩将环形腔腔模频率锁定到 938 nm 激光器输出频率上. 同样, 线偏振的 1583 nm 激光束经过 $\lambda/2$ 波片和模式匹配透镜 LEN2 后从腔镜 M4 入射耦合到蝶形环形腔内, 腔镜 M4 后的反射光束通过与 HC1 相同的过程 HC2 后产生误差信号, 其中 $\lambda/4$ 波片和偏振分束棱镜的角度放置与其在 HC1 中的角度放置相同. 然后将这个误差信号经过 PID2, 对比例增益设置为 8.8, 积分带宽设置为 3.3 kHz 后反馈到 1583 nm 激光器的频率扫描端口上, 通过对 1583 nm 激光器的频率控制将其输出频率锁定到环形腔的腔模频率上. 这样, 环形腔腔模频率锁定到 938 nm 激光器的输出频率上, 1583 nm 激光器的输出频率锁定到环形腔腔模频率上, 从而实现了三者之间的相位关联锁定, 使它们之间的频率相对稳定. 另外, 腔镜 M3 的透射信号被另一个探测器 PD5 探测, 然后输入到示波器采集数据.

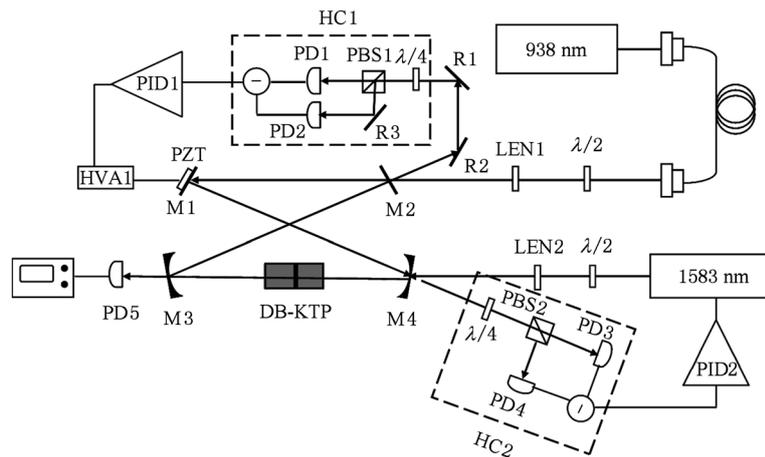


图 5 采用 KTP 键合晶体及 HC 技术实现双波长外腔共振频率锁定的实验装置图 PID: PID 控制器, HVA: 高压放大器

实验中, 键合 KTP 晶体 (海泰光电) 采用两块长宽高分别为 4 mm \times 3 mm \times 3 mm 的 KTP 晶体串接键合, 它的通光面都镀有 938 nm ($R < 0.2\%$), 1583

nm ($R < 0.5\%$), 589 nm ($R < 3\%$) 的增透膜, 实验中键合 KTP 晶体采用了 II 类相位匹配, 匹配角为 $\theta = 55.4^\circ$, $\varphi = 0^\circ$, 所以对 938 nm 激光器的要求是 e_1 轴

表1 腔镜的镀膜反射率

	M1/%	M2/%	M3/%	M4/%
R938	99.57	94.1	99.42	99.7
内表面	R1583	99.42	99.7	98.9
	R589		9.898	
	R938	0.08		
外表面	R1583			0.08
	R589		0.11	

方向偏振,对 1583 nm 激光器的要求是 e_2 轴方向偏振,分别可以通过调节 $\lambda/2$ 波片实现. 锁频过程中所用的探测器为美国 Thorlabs 公司的型号为 PDA10CS-EC 低频红外探测器, PID 锁频模块为美国 Stanford Research System 公司的型号为 SIM 960 的 PID 控制器,减法器为美国 Stanford Research System 公司的型号为 SR560 的低噪声前置放大器.

图 6(a)–(d) 所示为将腔模频率锁定到 938 nm 激光频率过程中误差信号产生的实验结果图,其中(a)为探测器 PD1 接收到的反射光强曲线,(b)为探测器 PD2 接收到的反射光强曲线,(c)为两探测器相减后获得的误差信号,(d)为环形腔腔镜 M3 后的透射曲线. 从图 6(d)中可以看出,对环形腔压电陶瓷进行扫描后环形腔腔镜 M3 后的透射曲线中一个自由光谱范围内有一个高峰和一个低峰,这是因为在 II 类相位匹配过程中对 938 nm 激光的要求是 e_1 轴方向偏振,然而对于 HC 锁频机理,还需要 e_2 轴方向的偏振光作为参考光,所以调节 $\lambda/2$ 波片使激光的偏振态与晶体 e_1 轴方向有个微小的夹角约 8° . 由于采用了 KTP 键合晶体, e_1 光和 e_2 光能同时与腔共振,所以透射曲线中高峰为 e_1 光共振峰,低峰为 e_2 光共振峰. 而对于 1583 nm 激光频率到腔模频率的锁定,耦合到腔内的激光则需要 e_2 偏振光,即调节 $\lambda/2$ 波片使 1583 nm 激光的偏振态与晶体 e_2 轴方向有个微小的夹角约 8° ,所以透射曲线中高峰为 e_2 光共振峰,低峰为 e_1 光共振峰. 从图 6(c)可以看出,在一个周期内,与高峰对应的类色散信号代表 e_1 光的误差信号,与低峰对应的类色散信号代表 e_2 光的误差信号,1583 nm 激光则正好相反. 另外,图 6(a),(b)中曲线上的小起伏是由于边模的影响而产生的. 对图 6 和图 3(c),(d)进行比较可以看出实验和理论所得的两路信号及误差信号形状相似,说明实验和理论符合的较好.

获得了误差信号之后,就可以利用其实现两激光器和腔的级联锁定. 其中,环形腔腔模频率到 938

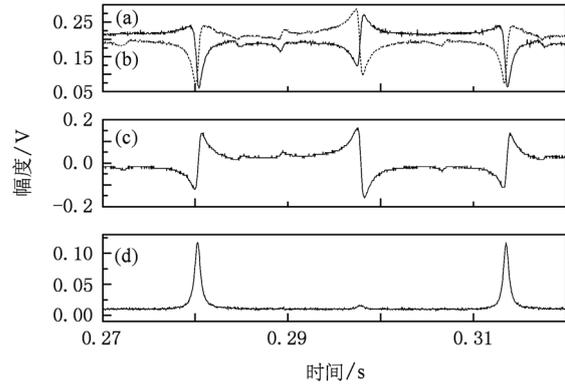


图6 将腔模频率锁定到 938 nm 激光频率过程中误差信号产生的实验结果图 (a)为探测器 PD1 接收到的反射光强曲线;(b)为探测器 PD2 接收到的反射光强曲线;(c)两探测器相减后获得的误差信号;(d)为环形腔腔镜 M3 后的透射曲线

nm 激光频率的锁定所用的误差信号为与 938 nm 激光的 e_1 光对应的误差信号;1583 nm 激光频率到环形腔腔模频率的锁定所用的误差信号为与 1583 nm 激光的 e_2 光对应的误差信号. 两激光器和腔的级联锁定结果如图 7 所示,其中曲线(a)为两个激光器的锁频系统都为开环时,扫描环形腔腔长腔镜 M3 后的透射信号,其中高峰代表 1583 nm 激光的透射峰,低峰代表 938 nm 激光的透射峰,它们的峰值不同一方面是因为探测器对它们的功率响应不同,实验中采用了 InGaAs 红外探测器,对 1583 nm 激光的响应度为 0.95 A/W,对 938 nm 激光的响应度为 0.54 A/W,另一方面是因为 1583 nm 激光的输出功率为 500 mW,而 938 nm 激光经过光纤耦合之后输出功率仅为 300 mW. 938 nm 激光的透射峰值比图 6(d)中的透射峰值高是由于 938 nm 激光模式易受环境尤其是温度的影响而改变,使得经过光纤耦合之后的功率发生变化. 背景虚线为加载到环形腔压电陶瓷上的三角波扫描信号,图中在半个扫描周期内 938 nm 激光可以扫描出一个自由光谱范围,而由于相同的频率扫描范围对于 1583 nm 需要更长的腔长变化,因而 1583 nm 激光只扫描出了一个腔模;曲线(b)为将环形腔腔模到 938 nm 激光器的锁频系统工作在闭环状态时,扫描 1583 nm 激光频率环形腔腔镜 M3 后的透射信号,从图中可以看出,环形腔腔模频率锁定到 938 nm 激光器频率上后 938 nm 激光锁定到其峰值位置,图中的峰为 1583 nm 激光的透射峰;曲线(c)为再将 1583 nm 激光到环形腔腔模的锁频系统工作在闭环状态时,环形腔腔镜 M3 后的透射信号,从图中可以看出实现相位关联锁定

后两激光都锁定到其峰值位置.

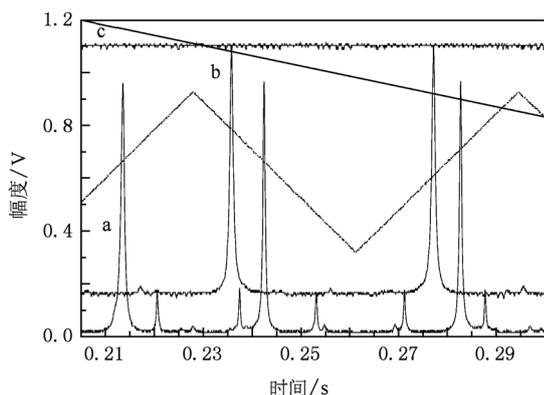


图7 频率级联锁定过程透射曲线的变化结果 (a)为两激光器都没有锁定时扫描环形腔腔长环形腔腔模的透射曲线;(b)为环形腔腔模锁定到938 nm激光器同时扫描1583 nm激光频率的透射曲线;(c)为两激光器与环形腔级联锁定后的透射曲线,虚线为加载到环形腔压电陶瓷上的扫描信号

图8为两路锁频系统都为闭环时两误差信号在扰动情况下随时间的变化曲线,其中,曲线(a)为环形腔腔模到938 nm激光器锁频系统的误差信号的变化,曲线(b)为1583 nm激光器到环形腔腔模锁频系统的误差信号的变化.这两个曲线可以用来分析锁定系统受外界环境扰动的情况,从中可以看出两个误差信号的变化有一定的周期特性,这说明系统受外界10 mHz的周期扰动,可能是来源于气浮平台的振动,这种扰动极易使系统不稳定,因此以通过使用隔振平台和在环形腔外增加一个防止空气流通的有机玻璃罩来改善.从图8中还可以看出,曲线(a)和曲线(b)的变化具有一定的关联性,这是由于两激光器和腔是级联锁定的,当938 nm激光频率变化时误差信号发生改变,H—C1锁频系统将这种变化反馈给环形腔的压电陶瓷,通过控制腔长使环形腔的腔模频率做相应变化,进而使1583 nm激光的误差信号也发生改变,H—C2锁频系统将误差信号的变化反馈给1583 nm激光器的压电陶瓷并对其频率进行控制,从而使三者的频率相对稳定.实验测得当频率 <10 Hz时,环形腔的压电陶瓷电压对频率的响应为500 Hz/V,而1583 nm激光器

的压电陶瓷电压对频率的响应为83 Hz/V,所以图中对于相同的频率改变,1583 nm误差信号的变化幅度是938 nm误差信号变化幅度的6倍左右.另外,曲线(b)比曲线(a)光滑主要是由于腔的压电陶瓷带宽较窄,表现出一种积分效应.

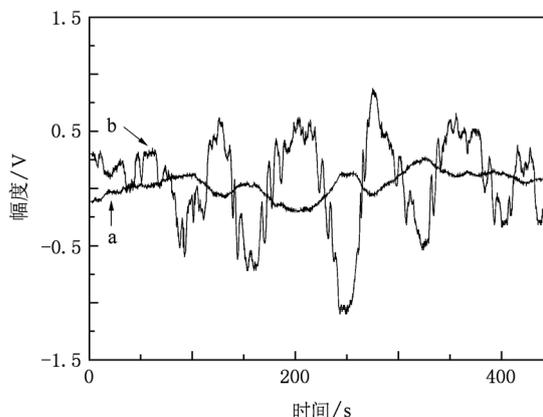


图8 系统锁定后误差信号的变化 (a)为环形腔腔模锁定到938 nm激光器的误差信号的变化;(b)为1583 nm激光器锁定到腔模频率的误差信号的变化

4. 结 论

本文从理论和实验上研究了基于键合KTP晶体、采用Hansch-Couillaud锁频技术的双波长外腔频率锁定.理论上通过与基于单KTP晶体所产生的误差信号进行对比,发现采用键合KTP晶体能够将激光频率分别锁定到 e_1 偏振光或 e_2 偏振光的共振峰值,这将使具有走离效应的晶体能够采用II类相位匹配进行频率转换.实验中基于键合KTP晶体,采用与938 nm激光器的 e_1 光对应的误差信号将环形腔腔模频率锁定到938 nm激光器的输出频率上,然后采用与1583 nm激光器的 e_2 光对应的误差信号将1583 nm激光器的输出频率锁定到环形腔腔模频率上,从而实现了三者之间的相位关联锁定,并且两激光都能锁定到其峰值位置.此方法除应用非线性光学频率转换过程中之外,还可以应用到量子光学、微量气体检测等领域.

[1] Mimoun E, De Sarlo L, Zondy J J, Dalibard J, Gerbier F 2009 *Phys. Opt.* **37** 10
 [2] Kumagai H 2007 *Opt. Lett.* **32** 1

[3] Kumagai H, Asakawa Y, Fujii T, Midorikawa K, Obara M 2001 *Riken Review* **33**
 [4] Kaneda Y, Kubota S 1995 *Opt. Lett.* **20** 21

- [5] Bienfang J C, Denman C A, Grime B W, Hillman P D, Moore G T, Telle J M 2003 *Opt. Lett.* **28** 22
- [6] Denman C A, Hillman P D, Moore G T, Telle J M, Preston J E, Drummond J D, Fugate R Q 2005 *Advanced Solid-State Photonics*
- [7] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, Hough J, Ford G M, Munley A J, Ward H 1983 *Appl. Phys. B* **31** 97
- [8] Hansch T W, Couillaud B 1980 *Opt. Commun.* **35** 3
- [9] Boon-Engering J M, Van der Veer W E, Bente E A J M, Hogervorst W 1997 *Opt. Commun.* **140**
- [10] Gharavi M, Lehnasch G, Buckley S G 2001 *2nd Joint Meeting of the US Sections of the Combustion Institute March*
- [11] Cui Q J, Xu Y T, Zong N, Lu Y F, Cheng X K, Peng Q J, Bo Y, Cui D F, Xu Z Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3 (in Chinese) [崔前进、徐一汀、宗楠、鲁远甫、程贤坤、彭钦军、薄勇、崔大复、许祖彦 2009 物理学报 **58** 3]
- [12] Liu J, Xie C D, Lian Y M, Gao J R, Peng K C 1991 *Acta Optica Sinica* **11** 5 (in Chinese) [刘晶、谢常德、廉毅敏、郜江瑞、彭堃堃 1991 光学学报 **11** 5]

The Hansch-Couillaud frequency locking mechanism of dual-wavelength external cavity resonance system based on diffusion bonded KTP crystal*

Yan Xiao-Juan Li Zhi-Xin Zhang Yong-Zhi Wang Le Hu Zhi-Yu Ma Wei-Guang[†]

Zhang Lei Yin Wang-Bao Jia Suo-Tang

(Laser Spectroscopy Laboratory of Shanxi University, State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Taiyuan 030006, China)

(Received 22 December 2010; revised manuscript received 17 January 2011)

Abstract

Dual-wavelength external cavity resonance is achieved by Hansch-Couillaud(HC) frequency locking technology based on diffusion bonded KTP crystal. The HC frequency locking scheme based on diffusion bonded KTP crystal is analyzed theoretically and experimentally. The results show that the laser frequency can be locked to the resonance peak of e_1 -light or e_2 -light, compared with the results of a single KTP crystal. The longitude mode frequency of bow-tie cavity is locked at the frequency of 938nm laser firstly, and then the longitude mode frequency of bow-tie cavity is locked at the frequency of 1583 nm laser. The phase correlated locking of three components is realized.

Keywords: diffusion bonded KTP crystal, Hansch-Couillaud frequency locking, dual-wavelength external cavity resonance

PACS: 42. 60.v, 42. 65.k

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2006CB921603), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2009AA063006), NSFC Project for Excellent Research Team (60821004), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10934004, 60908019), the Shanxi natural foundation (Grant No. 2010021003-3), and TSTIT and TYMIT of Shanxi Province, China.

[†] Corresponding author. E-mail: mwg@swu.edu.cn.