

飞秒激光共振增强腔的理论及实验研究*

韩海年 张金伟 张青 张龙 魏志义†

(中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家实验室(筹), 北京 100190)

(2012年1月9日收到; 2012年2月8日收到修改稿)

飞秒激光共振增强腔在非线性光学、精密光谱学等研究领域有重要应用, 尤其是近年来已成为产生高重频紫外光梳的强大工具. 采用循环稳定电场方法分析了飞秒激光脉冲在共振增强腔中的增强和色散特性, 给出了增强倍数与精细度的关系及共振带宽与精细度和腔内色散量的关系. 实验上实现了 175 MHz, 15 fs 的宽谱飞秒激光脉冲的共振增强, 增强倍数约为 10 倍左右.

关键词: 飞秒激光共振增强腔, 精细度, 色散, 增强倍数

PACS: 42.60.Da, 42.65.Re, 42.62.Fi, 42.55.Ah

1 引言

共振增强腔是利用激光的相干干涉增强作用将激光能量在腔内增强的技术, 在连续激光倍频及稳频中有广泛的应用. 利用连续激光共振增强腔倍频可以大大提高倍频转换效率^[1-3], 而将激光频率稳定到高精度的共振增强腔上则可得到亚赫兹量级的激光线宽^[4-6], 这些研究工作已对激光稳频及高灵敏度光谱学的研究起到了极大的推进作用. 相比连续激光而言, 飞秒激光的共振增强腔技术虽然起步较晚, 但近年来随着飞秒光学频率梳^[7,8]、冷原子物理及精密光谱学研究的进展, 飞秒激光共振增强腔技术^[9,10]已越来越展现出其强大的功能和实际应用上的重要性.

利用飞秒激光共振增强腔产生高重频的紫外光梳是飞秒激光共振增强腔技术的成功应用, 最早是由美国国家计量局科罗拉多光频联合实验室的 Jones 等^[11]和德国马普的 Gohle 等^[12]于 2005 年实现的, 他们采用的技术都是利用飞秒共振增强腔将低能量的飞秒脉冲在腔内增强后再与惰性气体相互作用, 从而得到了重复频率都在 100 MHz 左右的深紫外波段的高次谐波. 他们获得这种高

重频紫外光梳最关键的技术就是应用了高精度的飞秒共振增强腔. 在共振增强腔内, 入射飞秒激光脉冲的功率可以增强到数百倍以上, 因此能够达到产生高次谐波的阈值功率密度要求 (大于 10^{13} W/cm^2), 而且无需考虑热效应问题, 从而保证了高重频的特性, 这也在一定程度上弥补了利用啁啾脉冲放大技术产生的高次谐波的重复频率只有 Hz—kHz 量级而无法构成光梳的缺陷^[13].

除此之外, 飞秒激光共振增强腔在非线性光学及分子原子的光谱学研究中也有重要的应用^[14-16]. 利用高精度共振增强腔的超长寿命延长光在腔内循环次数, 从而增强光与物质的相互作用, 同时由于飞秒激光的宽谱特性, 进行分子光谱学研究时可同时获取更多的谱线信息, 进而大大缩短探测所需时间. 这些优良特性都使高精度飞秒共振增强腔的研究和应用在这几年成为极热门的研究方向. 本文从理论和实验两个方面对高精度飞秒共振增强腔的特性进行了研究. 理论上分析了精细度、色散等对飞秒共振增强腔的影响, 推导出了飞秒共振增强腔的增强倍数及共振带宽与精细度和色散量之间的关系; 实验上建成了重复频率为 175 MHz 的飞秒共振增强腔, 实现了对 15 fs 的钛宝石激光脉冲的共振增强, 增强倍数约 10 倍左

* 国家自然科学基金(批准号:60808007, 11078022)和中国科学院创新方向性项目(批准号:KJCX-YW-W21)资助的课题.

† E-mail: wzhly@iphy.ac.cn

右. 通过提高腔的精细度、优化腔内色散还可以进一步获得大于百倍以上增强倍数.

2 飞秒激光共振增强腔的基本特性

飞秒激光共振增强腔与连续激光共振增强腔类似, 属于一种无源的激光放大技术. 这种无源共振增强腔内没有增益介质提供损耗补偿, 能量的积累完全靠激光本身的多次相干干涉叠加, 需要考虑干涉增强的相位相同等条件, 因此从技术实现上来说比有源腔(腔内有增益介质)放大要困难一些. 但是这种无源共振增强腔最大的优势在于没有腔内增益介质造成的热效应问题, 因此很适用于重复频率很高的飞秒激光脉冲的腔内增强放大.

最简单的共振增强腔就是由两个腔镜组成的法布里-珀罗腔结构(F-P腔). 如图1所示, 飞秒脉冲输入到高精度的共振增强腔中, 经过来回多次的循环得到干涉增强. 这里飞秒脉冲要想得到增强,

相比单频激光的共振增强要困难得多, 因为要保证飞秒脉冲中的上百万个纵模频率都能够起振必须满足三个条件: 1) 飞秒脉冲在腔内循环一次脉冲形状不变; 2) 第一个飞秒脉冲在腔内循环一次后必须与入射的下一个飞秒脉冲重合; 3) 重合的这两个脉冲的电场相位要相同. 这三个条件从另一个角度还可以这样解释: 第一个条件要求腔内没有色散, 第二个条件要求共振增强腔的腔长与飞秒脉冲的重复频率匹配, 第三个条件要求控制飞秒脉冲的载波包络相移频率. 这三个条件实现起来都有相当的难度, 这也是连续激光的共振增强腔的报道很多, 而有关飞秒激光共振增强腔的报道却只限于国际上几个很强的实验室的原因. 本文以最简单的F-P腔结构先介绍飞秒共振增强腔的精细度及色散这两个最重要的参数的含义, 然后在第三节理论建模中再以与实验结构近似的环形共振增强腔为例, 进行增强倍数和共振带宽的分析.

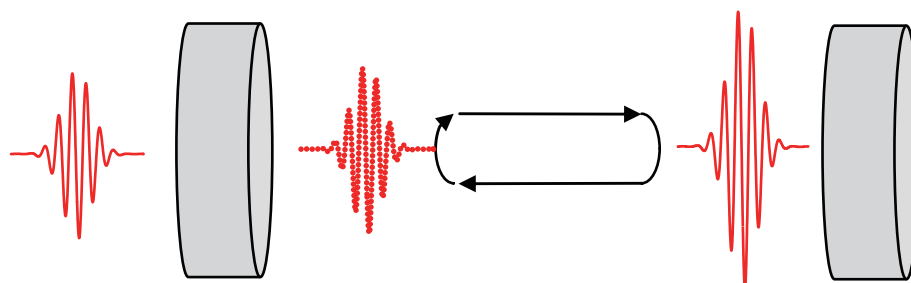


图1 飞秒共振增强腔的F-P腔结构

2.1 精细度

不论是对连续激光还是飞秒激光, 精细度都是表征共振增强腔放大倍数最重要的参数. 在没有其他腔内损耗的情况下, F-P腔精细度的定义可由两个镜子的反射率决定, 通常取两个镜子反射率相同, 都为 R , 且反射率都大于 99.8%, 则精细度的表达式可简写为: $F \approx \frac{\pi}{1-R}$. 图2显示反射率在 99.9%—99.99%之间所对应的腔的精细度, 可见反射率大于 99.9%以上, 腔的精细度就已经大于 1000, 反射率达到 99.99%时, 精细度大于 10000. 腔的精细度越高, 虽然入射到腔内的能量越低, 但是激光在腔内循环的次数增多, 导致干涉叠加后形成的腔内稳态激光能量得到极大增强, 同时还具有相当窄的线宽. 这也是为什么共振增强腔不但可以用于增强放

大而且可以用于压窄线宽的原因. 本文我们专注于增强倍数与精细度的关系, 因此在下面建模讨论时将不涉及压窄线宽问题.

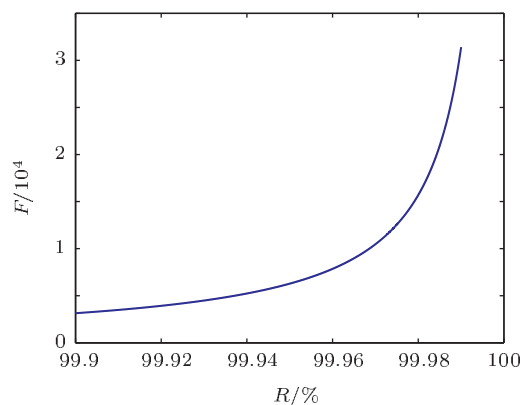


图2 F-P腔精细度与镜片反射率的关系图, 反射率取 99.9%—99.99%

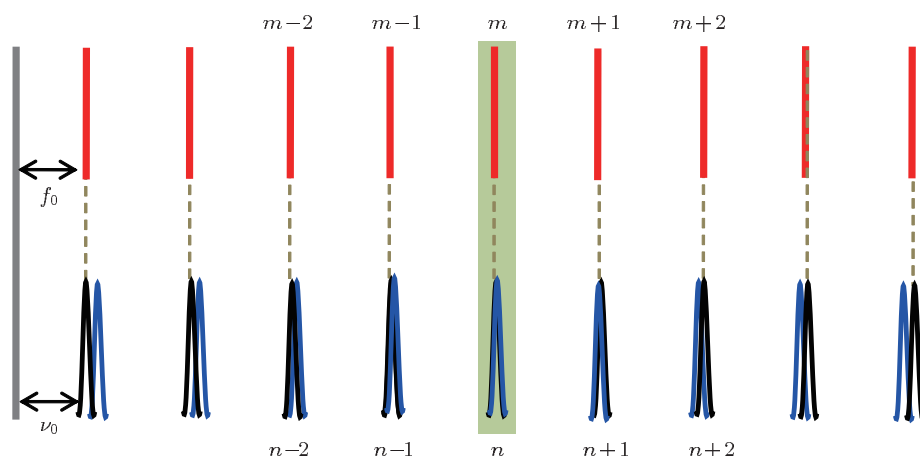


图3 飞秒光梳纵模频率与共振增强腔腔模透射峰的对应情况

2.2 色散

飞秒共振增强腔的另一个重要参数是色散. 不像单频激光, 飞秒脉冲在频率域上是一系列等间隔的纵模频率梳齿分布, 梳齿间隔就是重复频率, 而通常 20 fs 的激光脉冲覆盖的波长范围将近 100 nm, 也就是包含了十万以上的纵模频率. 要让这些纵模频率都在共振增强腔中振荡起来, 需要保证每一个梳齿都与共振增强腔的自由光谱程的透射峰相对应, 如图 3 所示, 上排红色实线代表飞秒激光频率域的纵模分布, 纵模间距严格相等, $m, m - 1$ 等字母代表了纵模数, f_0 为初始频率; 下排黑色的曲线代表共振增强腔理想的透射峰分布, 即没有色散的理想状态下, 腔的透射峰与飞秒脉冲的每个纵模都一一对应, 这里也要保证腔模的初始频率 ν_0 与飞秒脉冲的初始频率 f_0 相同. 但是实际的腔不可能没有一点色散, 首先空气的色散需要考虑, 如果将腔放入真空系统中可以消除这部分色散, 但是腔镜镀膜引入的色散是无法消除的^[17,18]. 对于采用四分之一波长膜系的介质膜来说, 腔镜镀膜导致不同的波长具有不同的自由光谱程长度. 以中心波长 790 nm 的波长为例, 可以得出镀膜色散引起的自由光谱程 (FSR) 与波长的关系如图 4 所示. 如果中心波长 790 nm 对应的自由光谱程为 100 MHz, 则向短波和长波方向扩展时自由光谱程会减小, 显示在图 3 中就是下排蓝色曲线所代表的腔模透射峰分布情况. 可以看出以淡绿色阴影纵模为中心波长, 向两边扩展时, 腔模间距会慢慢减小, 当然减小是在 Hz 量级, 相比 100 MHz 间距来说变化量很小.

但是这只是腔镜镀膜引起的纵模的错位, 如果还有其他的色散介质, 则错位会更加严重, 这会大大影响共振增强腔内能够共振的飞秒脉冲的纵模个数, 最终影响到放大倍数和脉冲宽度. 所以相比连续光共振增强腔, 飞秒激光共振增强腔必须考虑色散的影响^[19,20], 这在 3.2 节还将详细说明.

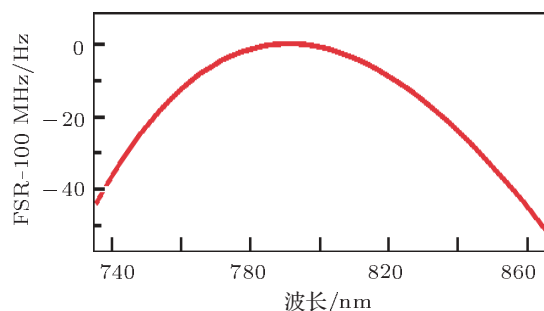


图4 腔镜镀膜引起的自由光谱程随波长变化关系^[18]

3 理论模型及计算

我们在实际搭建中采用的是环形共振增强腔, 下面以典型的四镜环形腔为模型分析飞秒激光脉冲在腔内的增强特性及色散特性.

3.1 腔的共振增强倍数

图 5 为一个基本的四镜共振增强腔示意图. 其中, IC 为输入耦合镜, 驱动种子光由 IC 注入共振腔内, IC 对光场的透射率为 t_i , 反射率为 r_i , 自身损耗为 l_i , 则该三者关系如 (1) 式所示. 这里, 我们用参数 r 来表示腔内有效反射率, 亦即腔内有效损耗,

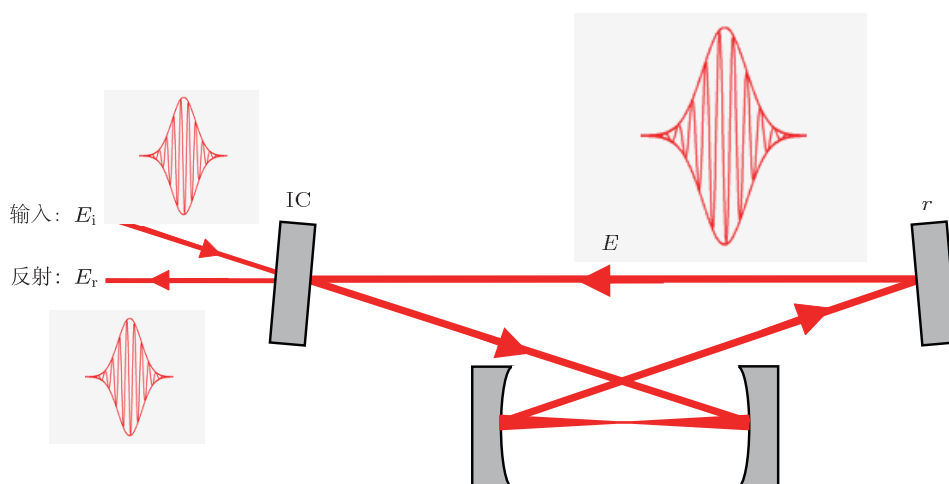


图5 飞秒激光脉冲环形四镜共振增强腔模型

其表达式如(2)式所示,可见该参数包含了腔内各个镜片的反射损耗以及腔内晶体、空气、非线性晶体等介质所引入的损耗. E_i 表示入射驱动光电场, E_r 表示由输入耦合镜直接反射的光场, E 表示存储于腔内的光场.

$$t_i^2 + r_i^2 + l_i^2 = 1, \quad (1)$$

$$r = (r_{\text{mirror}})^N \sqrt{(1 - l_{\text{crystal}}^2)(1 - l_{\text{air}}^2)(1 - l_{\text{SHG}}^2) \dots}. \quad (2)$$

基于图5所给出的基本模型,驱动光脉冲在进入共振腔沿某一方向循环一周后,所引入的相移 $\phi(\omega)$ 可以由下式表示:

$$\phi(\omega) = \frac{L\omega}{c} + \delta\phi(\omega), \quad (3)$$

其中,第一项频率的线性项为腔内光程所引入的传输相移,第二项为腔内附加相移,即表示与频率呈非线性依赖关系的相移,主要来源于腔内色散等影响因素.

因此,如图5所示,为了使被动共振腔工作于稳态,腔内光电场须满足稳态条件,即腔内光场循环一周后与入射驱动种子光之和恰好等于光场循环一周前所对应的光电场.则稳态关系表达式为

$$Err_i e^{i\phi(\omega)} + E_i t_i = E, \quad (4)$$

定义共振增强腔内的功率增强倍数 P 为

$$P = \frac{|E|^2}{|E_i|^2} = \left| \frac{t_i}{1 - rr_i e^{i\phi(\omega)}} \right|^2$$

$$= \frac{t_i^2}{1 + r^2 r_i^2 - 2rr_i \cos \phi(\omega)}. \quad (5)$$

当相移为 2π 的整数倍,即满足共振增强取最大值时,则共振腔增强倍数 P 可以简化为下式:

$$P = \frac{t_i^2}{1 + r^2 r_i^2 - 2rr_i} = \frac{1 - l_i^2 - r_i^2}{1 + r^2 r_i^2 - 2rr_i}, \quad (6)$$

我们分析其中输入损耗很小的情况下, $l_i \rightarrow 0$, $P = \frac{1 - r_i^2}{(1 - rr_i)^2}$. 假设 r 和 r_i 的取值在 96%—99%之间,则共振腔功率增强倍数随输入耦合反射率、腔内有效反射率变化情况如图6(a)所示,其中横坐标为输入腔内有效反射率,纵坐标为输入耦合镜反射率,增强倍数大小由图中冷暖色表示,具体如右侧标尺所示.可见,增强倍数总是随着腔内镜片有效反射率的增大而增大,即腔内损耗越小,腔内功率增强倍数总是越大.当 r 和 r_i 的取值均在 96%—99%之间时,所能获得的最大功率增强倍数在 50 倍左右.

随着 r 和 r_i 取值的逐步提高,得到其对共振功率增强倍数的影响如图6(b), (c)所示.可见,当 r 和 r_i 的取值提高一个量级,即由 96%—99%提高到 99.6%—99.9%时,共振腔的功率增强倍数也将提高一个量级.同样地,继续提高输入耦合镜反射率及共振腔有效反射率至 99.96%—99.99%时,共振倍数继续提高一个量级,即更小的腔内损耗总是能够获得更高的共振增强放大倍数.

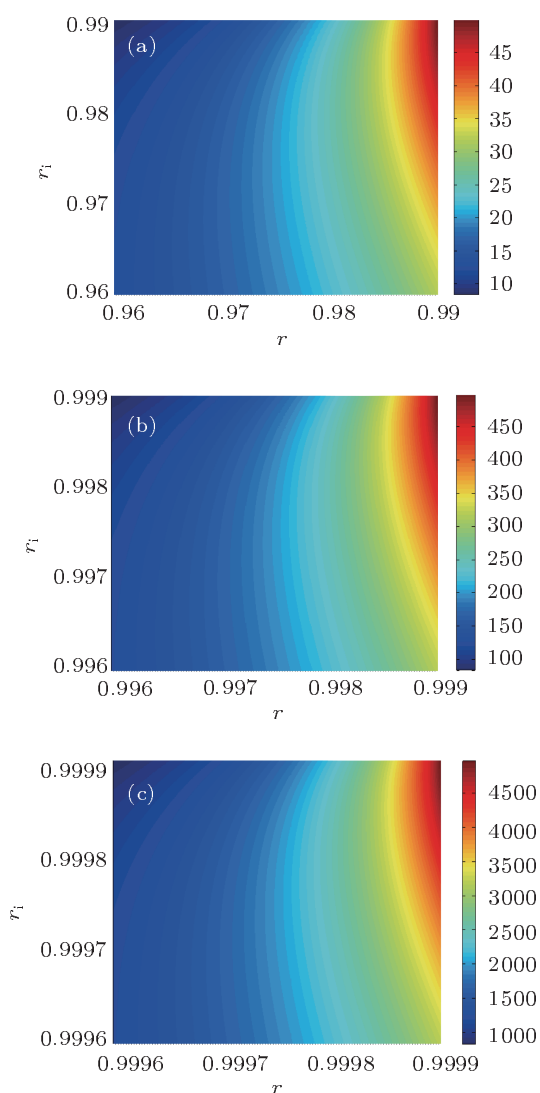


图6 共振增强倍数与腔内镜片反射率的关系 (a) r 和 r_i 的取值均在 96%—99%; (b) r 和 r_i 的取值均在 99.6%—99.9%; (c) r 和 r_i 的取值均在 99.96%—99.99%

3.2 腔的共振增强带宽

考虑将相移函数 $\phi(\omega) = \frac{L\omega}{c} + \delta\phi(\omega)$ 在中心频率附近做泰勒展宽到二阶项, 如下式所示:

$$\begin{aligned} \phi(\omega) = & \phi(\omega_C) + \phi'(\omega_C)(\omega - \omega_C) \\ & + \frac{1}{2!}\phi''(\omega_C)(\omega - \omega_C)^2, \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $\phi'(\omega_C)$ 为中心波长处的群速度延时, $\phi''(\omega_C)$ 为中心波长处的群速度色散.

当共振腔内二阶群速度色散非零时, 即当 $\phi''(\omega_C) \neq 0$ 时, 此时, 如果被动腔的纵模本征模保持不变, 则此时脉冲循环一周的相移函数可用

下式表示:

$$\phi(\omega) = 2n\pi + \frac{1}{2!}\phi''(\omega_C)(\omega - \omega_C)^2. \quad (8)$$

分析该式可知, 在中心频率处, 即 $\omega = \omega_C$ 时, 共振条件仍然可以完全满足, 但当光频率越来越偏离中心频率时, 由于二阶群速度色散所导致的相移函数偏离越大. 那么对于宽谱驱动激光脉冲而言, 越接近其光谱两翼处, 脉冲循环一周后的相移偏离共振条件 $2n\pi$ 越多. 因此, 与中心频率处相比, 驱动脉冲光谱边缘处的光谱成分的共振增强急剧变弱. 可见, 共振腔内色散是限制其所能支持的共振增强光谱宽度的关键性因素, 即使注入脉冲的光谱再宽, 若共振腔内色散控制不好, 则被耦合进入共振腔内的激光脉冲带宽也难以保持很宽.

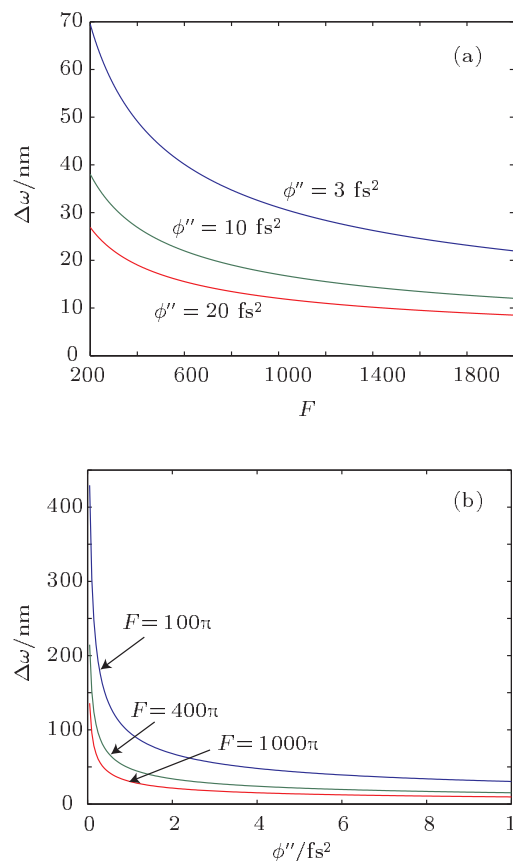


图7 共振带宽与腔内色散和精细度之间的关系 (a) 共振带宽与精细度的关系; (b) 共振带宽与色散量的关系

我们定义共振增强倍数降低为最大值的一半时所对应的光谱宽度为共振增强腔的共振带宽, 即

$$\omega = \omega_C \pm \frac{1}{2}\Delta\omega, \quad (9)$$

这里 $\Delta\omega$ 为共振腔的共振带宽. 于是得到共振腔内

二阶色散与共振腔精细度的关系如下式所示:

$$\phi''(\omega_C) = \frac{2\pi}{F} \cdot \left(\frac{2}{\Delta\omega}\right)^2 = \frac{8\pi}{F(\Delta\omega)^2}. \quad (10)$$

根据 (10) 式给出了共振带宽与腔内色散和精细度之间的关系图, 如图 7 所示. 可以看出精细度越高, 色散量越大, 则共振带宽也将越窄. 要保证大的增强倍数又要高精度, 这就给色散控制提出了很高的要求. 这也是飞秒激光共振增强腔相比连续光共振增强腔更难实现的关键技术所在.

4 飞秒共振增强腔的实验研究

为了开展实验研究, 我们首先自建了一台 175 MHz 的自锁模飞秒钛宝石激光振荡器, 以其输出的 15 fs, 450 mW 的激光脉冲作为对象, 进行飞秒脉

冲共振增强的实验研究. 实验装置如图 8 所示. 由振荡器输出的种子激光首先经过一对模式匹配透镜以保证种子光与共振增强腔的光斑尺寸及束腰匹配; 六镜的环形共振增强腔腔长约 85.7 cm, 以保证增强腔的自由光谱程与飞秒种子脉冲的重复频率相同; M1 作为输入耦合镜反射率为 99.8%, M2, M3 及 M4 是反射率大于 99.9% 的高反平面镜, 并且都是零色散, M5 和 M6 是曲率半径 100 mm 的凹面高反镜, 反射率也是大于 99.9%, 但是其中一个为啾啾镜, 用以补偿腔内空气的色散. 另外, M4 镜粘在一个压电陶瓷 (PZT) 上, 通过信号发生器提供的锯齿波信号对腔长进行微扫描. 在 M3 镜后放置了一个光电探测器, 用以监测飞秒脉冲在腔内的共振情况, 这里 PD 信号直接连入示波器, 信号发生器发出的锯齿波信号作为示波器的触发信号.

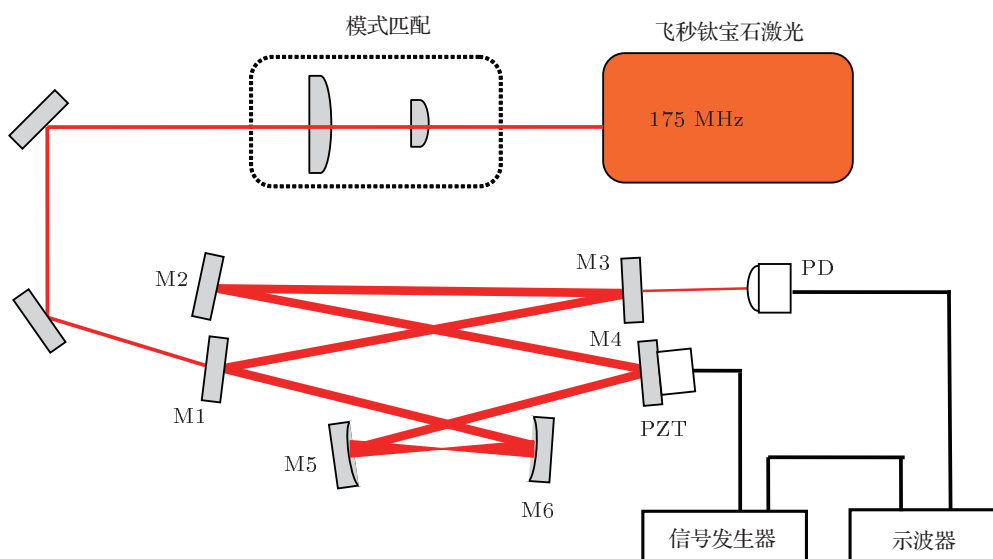


图 8 飞秒激光脉冲共振增强的实验装置图

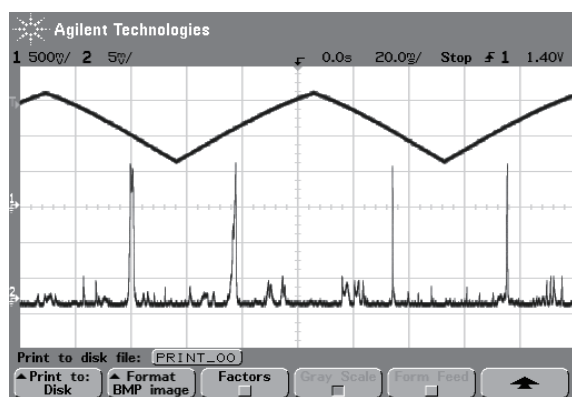


图 9 飞秒激光脉冲的共振增强透射峰信号

利用这样的六镜环形共振增强腔结构, 我们在精细地调节了腔的准直及腔长匹配之后, 得到了飞秒脉冲种子在腔内的共振增强信号, 如图 9 所示. 在一个自由光谱程的锯齿波扫描周期内, 可以扫到一个较强的共振信号, 证明在这个腔长位置飞秒脉冲可以实现稳态的相干叠加增强, 从频率域来说就是找到了腔模分布与飞秒脉冲种子频率梳纵模分布重合的位置. 但是正如前面理论中分析的情况, 这个飞秒共振增强腔并没有实现整个光谱范围的共振增强. 图 10(a) 为输入种子光谱曲线, (b) 为共振时光谱曲线, 可见共振光谱带宽明显窄于输入光

谱带宽. 根据我们以上的理论分析, 应该是腔内色散没有补偿好的原因. 利用高灵敏度的功率计, 我们还测量了 M3 镜片后漏光的功率, 在扫描时测量到的漏光为 $117 \mu\text{W}$, 通过 M3 镜片的透射率 (测得为 0.0003) 反推回去可以得到腔内功率为 390 mW , 与入射光功率 450 mW 相比约为 0.87, 但由于是在共振点附近的扫描, 实际将腔完全锁定在共振最

高峰时, 镜片后漏光功率至少是扫描时的 10 倍以上^[21]. 因此可以判断我们所建共振增强腔的增强倍数在 10 倍左右.

增强倍数之所以这么低, 一是因为腔镜的反射率不够高导致精细度不高, 二是因为腔内色散没有补偿好导致只有部分光谱成分起振. 这两个原因都是制约共振增强腔倍数的关键因素.

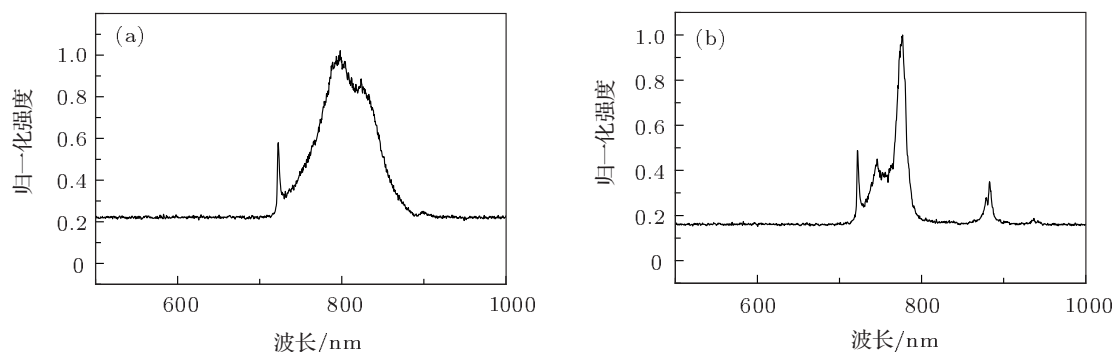


图 10 飞秒脉冲种子光谱与共振光谱 (a) 种子光谱; (b) 共振光谱

5 结论

本文对飞秒激光脉冲共振增强腔的特性进行了理论和实验研究. 不同于连续光共振增强腔, 飞秒共振增强不但与腔的精细度有关, 而且与腔内色散控制有关, 因此要想得到优化的共振增强倍数, 必须从精细度和色散两方面进行考虑. 理论上我们采用典型四镜环形腔模型, 利用循环稳态电场方法

分析了飞秒脉冲共振增强腔的增强倍数与精细度的关系, 同时还通过色散分析给出了飞秒共振增强腔的共振带宽与精细度和色散量之间的关系. 实验上我们采用六镜环形共振增强腔结构对 175 MHz , 15 fs 的宽谱飞秒激光脉冲进行了共振增强的研究, 得到了约 10 倍左右的共振增强倍数. 通过提高腔的精细度, 控制腔内色散还可以进一步提高共振增强倍数.

- [1] Polzik E S, Kimble H J 1991 *Opt. Lett.* **16** 1400
- [2] Zimmermann C, Vuletic V, Hemmerich A, Hänsch T W 1995 *Appl. Phys. Lett.* **66** 2318
- [3] Villa F, Chiummo A, Giacobino E, Bramati Alberto 2007 *J. Opt. Soc. Am. B* **24** 576
- [4] Schoof A, Grünert J, Ritter S, Hemmerich A 2001 *Opt. Lett.* **26** 1562
- [5] Notcutt M, Ma L S, Ye J, Hall J L 2005 *Opt. Lett.* **30** 1815
- [6] Webster S A, Oxborrow M, Gill P 2007 *Phys. Rev. A* **75** 011801(R)
- [7] Jones D J, Diddams S A, Ranka J K, Stentz A, Windeler R S, Hall J L, Cundiff S T 2000 *Science* **288** 635
- [8] Diddams S A, Jones D J, Ye J, Cundiff S T, Hall J L 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5102
- [9] Jones R J, Ye J 2002 *Opt. Lett.* **27** 1848
- [10] Jones R J, Ye J 2004 *Opt. Lett.* **29** 2812
- [11] Jones R J, Moll K, Thorpe M, Ye J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 193201
- [12] Gohle C, Udem T, Rauschenberger J, Holzwarth R, Herrmann M, Schuessler H A, Krausz F, Hänsch T W 2005 *Nature* **436** 234
- [13] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
- [14] Thorpe M J, Ye J 2008 *Appl. Phys. B* **91** 397
- [15] Brown S S 2003 *Chem. Rev.* **103** 5219
- [16] Gerginov V, Tanner C E, Diddams S A, Bartels A, Hollberg L 2005 *Opt. Lett.* **30** 1734
- [17] DeVoe R G, Fabre C, Jungmann K, Hofnagle J, Brewer R G 1988 *Phys. Rev. A* **37** 1802
- [18] Moll K D, Jones R J, Ye J 2005 *Opt. Express* **13** 1672
- [19] Schliesser A, Gohle C, Udem T, Hänsch T W 2006 *Opt. Express* **14** 5975
- [20] Hammond T J, Mills A K, Jones D J 2009 *Opt. Express* **17** 8998
- [21] Pupeza I, Eidam T, Rauschenberger J, Bernhardt B, Ozawa A, Fill E, Apolonski A, Udem T, Limpert J, Alahmed Z A, Azzeer A M, Tünnermann A, Hänsch T W, Krausz F 2010 *Opt. Lett.* **35** 2052

Theoretical and experimental study on femtosecond enhancement resonator*

Han Hai-Nian Zhang Jin-Wei Zhang Qing Zhang Long Wei Zhi-Yi[†]

(Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

(Received 9 January 2012; revised manuscript received 8 February 2012)

Abstract

The femtosecond enhancement resonator has important applications in the fields of nonlinear optics, precision spectroscopy, etc. In particular, it has become a powerful tool of generating ultraviolet optical frequency comb at a high repetition rate in recent years. In this paper, we analyze the characteristics of enhancement and dispersion in the femtosecond enhancement resonator by use of the circulating stable electric field method. The relations between enhancement multiple and fineness and between, resonance bandwidth and fineness as well as intracavity dispersion are obtained. Finally, we experimentally realize the resonance enhancement of 15 fs laser from a Ti:sapphire oscillator at a repetition rate of 175 MHz. The enhanced magnification is about 10.

Keywords: femtosecond enhancement resonator, fineness, dispersion, enhancement multiple

PACS: 42.60.Da, 42.65.Re, 42.62.Fi, 42.55.Ah

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60808007, 11078022) and the Main Direction Program of Knowledge Innovation of Chinese Academy of Sciences (Grant No. KJCX-YW-W21).

[†] E-mail: wzhy@iphy.ac.cn