

利用共振无源腔分析和抑制飞秒脉冲激光噪声的理论和实验研究

项晓 王少锋 侯飞雁 权润爱 翟艺伟 王盟盟 周聪华 许冠军 董瑞芳 刘涛 张首刚

A broadband passive cavity for analyzing and filtering the noise of a femtosecond laser

Xiang Xiao Wang Shao-Feng Hou Fei-Yan Quan Run-Ai Zhai Yi-Wei Wang Meng-Meng Zhou Cong-Hua Xu Guan-Jun Dong Rui-Fang Liu Tao Zhang Shou-Gang

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 134203 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.134203

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.134203>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I13>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于 Walsh-Hadamard 变换的单像素遥感成像

Single-pixel remote imaging based on Walsh-Hadamard transform

物理学报.2016, 65(6): 064201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.064201>

低频标准真空涨落的测量

Measurement of standard vacuum noise at low frequencies

物理学报.2016, 65(4): 044211 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.044211>

基于阿秒抖动光纤锁模激光器的时钟同步

Timing synchronization based on mode-locked fiber lasers with attosecond timing jitter

物理学报.2015, 64(22): 224209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224209>

光纤激光经过模清洁器后的强度噪声分析

Intensity noise analysis of a fibre laser after passing through an optical mode cleaner

物理学报.2014, 63(19): 194203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.194203>

自旋相干态变换和自旋-玻色模型的基于变分法的基态解析解

Spin coherent-state transformation and analytical solutions of ground-state based on variational-method for spin-Bose models

物理学报.2013, 62(11): 114205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.114205>

利用共振无源腔分析和抑制飞秒脉冲激光噪声的理论 and 实验研究*

项晓¹⁾²⁾ 王少锋¹⁾²⁾ 侯飞雁¹⁾²⁾ 权润爱¹⁾²⁾ 翟艺伟¹⁾²⁾ 王盟盟¹⁾²⁾
周聪华¹⁾²⁾ 许冠军¹⁾ 董瑞芳^{1)†} 刘涛^{1)‡} 张首刚¹⁾

1) (中国科学院国家授时中心, 中国科学院时间频率基准重点实验室, 西安 710600)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2015年12月27日收到; 2016年4月15日收到修改稿)

理论分析了共振无源腔对飞秒脉冲激光的强度和相位噪声的转化模型, 分析表明, 通过测量无源腔透射场或者反射场相对于输入场强度噪声的变化, 可以间接得到输入场飞秒脉冲激光的相位噪声. 在此基础上设计了精细度约为1500、自由光谱区为75 MHz的八镜环形共振无源腔, 并测量了钛宝石锁模激光经过该共振无源腔后透射场和反射场强度噪声的变化. 实验观察到, 飞秒脉冲激光经过无源腔透射后, 强度噪声特性得到较好改善, 在探测频率2 MHz附近达到散粒噪声极限. 同时, 结合共振无源腔对激光强度和相位噪声的转化模型, 间接给出了钛宝石锁模激光的相位噪声及无源腔对相位噪声的有效抑制作用.

关键词: 无源腔, 飞秒脉冲, 强度噪声, 相位噪声

PACS: 42.50.Lc, 42.50.Xa, 42.60.Da

DOI: 10.7498/aps.65.134203

1 引言

飞秒光学频率梳技术是通过锁定飞秒脉冲激光的重复频率和载波包络偏频至微波频率基准, 在频域上得到频率间隔相等的激光频率梳^[1]. 飞秒光学频率梳由于其固有的频率梳结构及可测量并可锁定这些频率的能力, 使光学计量领域发生了巨大变革^[2]. 除了在频标计量及前沿基础物理研究领域发挥了巨大作用以外, 飞秒光学频率梳在天文探测^[3,4]、光谱测量等^[5]领域也开始了广泛的应用. 近年来, 飞秒光学频率梳的应用大幅提高了绝对距离测量和时钟同步的精度, 因此得到国内外研究者的广泛关注. 美国国家标准技术研究所的Newbury小组^[6]利用双飞秒光学频率梳外差原理发明了多

目标跟踪的激光雷达系统, 实现了在距离1.5 m内纳米量级的测距精度. 随后, 他们又开展了自由空间双向时间传递实验^[7], 在总长2 km的距离上实现了1 fs的时间同步精度. 国内方面, 天津大学的研究小组利用光学频率梳啁啾干涉进行绝对距离测量^[8], 在65 m范围内, 与参考测距仪相比, 测距精度达到33 μm , 相对精度 5.1×10^{-7} . 为了获得更高的时间同步精度, 法国皮埃尔-玛丽居里大学的Fabre小组^[9]提出了结合平衡零拍探测和飞秒脉冲整形技术的远距离时钟同步方案, 该方案可实现 10^{-24} s量级的时间同步精度. 进一步的研究表明, 基于平衡零拍探测技术的高灵敏时延测量精度主要受限于飞秒脉冲激光的载波包络偏移相位噪声^[10]. 利用一个宽带的共振无源腔可对飞秒光脉冲的载波包络偏移相位噪声进行过滤^[10], 使其接

* 国家自然科学基金(批准号: 11174282, 91336108, 11273024, 61127901)、国家自然科学基金青年科学基金(批准号:11403031)、中国科学院科技创新“交叉与合作团队”项目(批准号: 中科院人教字(2012) 119号)、中国科学院科研装备研制项目和中组部“青年拔尖人才支持计划”项目(批准号: 组厅字[2013]33号)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: dongruifang@ntsc.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: taoliu@ntsc.ac.cn

近标准量子极限.

共振无源腔不仅能过滤激光的强度和相位噪声^[11], 同时也能对激光相位噪声和强度噪声之间起到相互转化的作用^[12,13]. 由于激光的强度噪声比相位噪声更易于测量^[14], 因此可以结合无源腔对噪声的转化模型, 通过强度噪声的测量而分析得出激光的相位噪声. 最近, Schimpf等^[15]将无源腔对激光噪声转化的方法应用于锁模光纤激光器, 无源腔锁定以后观察到反射场的强度噪声在线宽以上的探测频率有大约6 dB的增长, 文中指出这部分强度噪声的增长来源于相位噪声到强度噪声的转化.

本文理论分析了共振无源腔对飞秒脉冲激光的强度和相位噪声的转化模型, 实验上搭建了精细度约为1500、自由光谱区为75 MHz的八镜环形共振无源腔. 采用Pound-Drever-Hall (PDH) 稳频^[16]的方式对无源腔实现了锁定, 用自平衡零拍探测系统测量了无源腔透射场和反射场相对于散粒噪声极限的强度噪声起伏. 实验观察到, 钛宝石锁模激光器输出的飞秒脉冲激光经过无源腔透射后, 强度噪声特性得到了较好改善, 在探测频率2 MHz附近达到散粒噪声极限. 结合共振无源腔对激光强度和相位噪声的转化模型, 进一步间接得到了钛宝石锁模激光的相位噪声. 经过无源腔的噪声抑制, 相位噪声在探测频率1 MHz附近达到散粒噪声极限.

2 共振无源腔噪声转化模型

为了简化计算, 我们仅考虑飞秒脉冲激光的单个频率梳齿 ω_0 在无源腔内共振的情况. 无源腔的时域输入场算符 $\hat{E}_{in}(t)$ 可以用系统的湮没算符 $\hat{a}(t)$ 和产生算符 $\hat{a}^\dagger(t)$ 表示:

$$\hat{E}_{in}(t) = E_0[\hat{a}(t)e^{-i\omega_0 t} + \hat{a}^\dagger(t)e^{i\omega_0 t}], \quad (1)$$

其中 E_0 为与时间无关的振幅项, 将(1)式进行傅里叶变换, 得到频域输入场算符(以下简称为输入场) $\hat{E}_{in}(\omega)$:

$$\hat{E}_{in}(\omega) = E_0 \int dt \hat{a}(t) e^{-i(\omega - \omega_0)t} + c.c. \quad (2)$$

$$= E_0[\hat{a}(\omega - \omega_0) + \hat{a}^\dagger(\omega - \omega_0)]. \quad (3)$$

定义 $\Omega = \omega - \omega_0$ 为边带频率或者探测频率, 输入场的正交相位分量 $\hat{P}_{in}(\Omega)$ 和正交振幅分量

$\hat{Q}_{in}(\Omega)$ 分别为

$$\begin{aligned} \hat{P}_{in}(\Omega) &= i[\hat{a}^\dagger(\Omega) - \hat{a}(\Omega)], \\ \hat{Q}_{in}(\Omega) &= \hat{a}(\Omega) + \hat{a}^\dagger(\Omega). \end{aligned} \quad (4)$$

正交相位分量 $\hat{P}_{in}(\Omega)$ 和正交振幅分量 $\hat{Q}_{in}(\Omega)$ 的噪声起伏, 也就是其方差, 分别表示为 $\sigma_{\hat{P}_{in}}^2(\Omega)$, $\sigma_{\hat{Q}_{in}}^2(\Omega)$:

$$\sigma_{\hat{P}_{in}}^2(\Omega) = \langle \hat{P}_{in}^2(\Omega) \rangle - \langle \hat{P}_{in}(\Omega) \rangle^2, \quad (5)$$

$$\sigma_{\hat{Q}_{in}}^2(\Omega) = \langle \hat{Q}_{in}^2(\Omega) \rangle - \langle \hat{Q}_{in}(\Omega) \rangle^2. \quad (6)$$

下面用两镜驻波腔的简化模型来分析共振无源腔对入腔电场的正交相位分量 $\hat{P}_{in}(\Omega)$ 和正交振幅分量 $\hat{Q}_{in}(\Omega)$ 的作用. 如图1所示, 假定两镜驻波腔的输入输出耦合镜具有完全相同反射率 R 和透射率 T , 在不考虑其他损耗的情况下, 可以认为 $R + T = 1$.

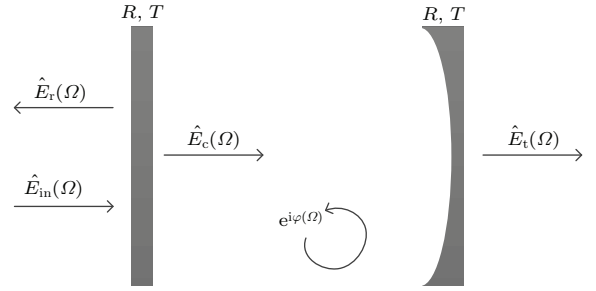


图1 两镜驻波腔模型

Fig. 1. Model of two-mirrors cavity.

输入场经过输入耦合镜透射后进入腔内, 达到稳态后腔内循环场为 $\hat{E}_c(\Omega)$, 腔反射场 $\hat{E}_r(\Omega)$, 腔透射场 $\hat{E}_t(\Omega)$. 在稳态条件^[17]下, 得到无源腔对输入场的透过率函数 $t(\Omega)$ 和反射率函数 $r(\Omega)$ 分别为

$$\begin{aligned} t(\Omega) &= \frac{\hat{E}_t(\Omega)}{\hat{E}_{in}(\Omega)} = \frac{T e^{i\varphi(\Omega)/2}}{1 - R e^{i\varphi(\Omega)}} \\ &= \tau(\Omega) e^{i\Phi_t(\Omega)}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} r(\Omega) &= \frac{\hat{E}_r(\Omega)}{\hat{E}_{in}(\Omega)} = \sqrt{R} - \frac{T\sqrt{R}}{1 - R e^{i\varphi(\Omega)}} \\ &= \rho(\Omega) e^{i\Phi_r(\Omega)}, \end{aligned} \quad (8)$$

其中相移函数 $\varphi(\Omega) = \Omega L/c$, L 为腔长, c 为光速. (7), (8)式最右侧是将复振幅分解成了振幅项乘以相位项的形式. 根据(4)式给出的定义, 可以得到无源腔透射场的正交相位分量 $\hat{P}_t(\Omega)$:

$$\begin{aligned} \hat{P}_t(\Omega) &= i[t^*(\Omega)\hat{a}^\dagger(\Omega) - t(\Omega)\hat{a}(\Omega)] \\ &= \tau(\Omega) * [\cos(\Phi_t(\Omega)) * \hat{P}_{in}(\Omega)] \end{aligned}$$

$$+ \sin(\Phi_t(\Omega)) * \hat{Q}_{in}(\Omega)]. \quad (9)$$

同理, 易得无源腔透射场的正交振幅分量 $\hat{Q}_t(\Omega)$:

$$\begin{aligned} \hat{Q}_t(\Omega) &= \tau(\Omega) * [-\sin(\Phi_t(\Omega)) * \hat{P}_{in}(\Omega) \\ &+ \cos(\Phi_t(\Omega)) * \hat{Q}_{in}(\Omega)]. \end{aligned} \quad (10)$$

进而可以得到无源腔透射场振幅分量的噪声起伏 $\sigma_{\hat{Q}_t}^2(\Omega)$:

$$\sigma_{\hat{Q}_t}^2(\Omega) = \langle \hat{Q}_t^2(\Omega) \rangle - \langle \hat{Q}_t(\Omega) \rangle^2 \quad (11)$$

$$\begin{aligned} &= \tau^2(\Omega) * [\sin^2(\Phi_t(\Omega)) * \sigma_{\hat{P}_{in}}^2(\Omega) \\ &+ \cos^2(\Phi_t(\Omega)) * \sigma_{\hat{Q}_{in}}^2(\Omega)]. \end{aligned} \quad (12)$$

为简便起见, 可以将无源腔对透射场正交分量的噪声作用总结为一个噪声传递矩阵:

$$\begin{aligned} &\begin{bmatrix} \sigma_{\hat{P}_t}^2(\Omega) \\ \sigma_{\hat{Q}_t}^2(\Omega) \end{bmatrix} \\ &= \tau^2(\Omega) * \begin{bmatrix} \cos^2(\Phi_t(\Omega)) & \sin^2(\Phi_t(\Omega)) \\ \sin^2(\Phi_t(\Omega)) & \cos^2(\Phi_t(\Omega)) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{\hat{P}_{in}}^2(\Omega) \\ \sigma_{\hat{Q}_{in}}^2(\Omega) \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} A & B \\ B & A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{\hat{P}_{in}}^2(\Omega) \\ \sigma_{\hat{Q}_{in}}^2(\Omega) \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (13)$$

类似地, 反射场正交分量的噪声 $\sigma_{\hat{P}_r}^2(\Omega)$, $\sigma_{\hat{Q}_r}^2(\Omega)$ 也具有类似的表达式:

$$\begin{aligned} &\begin{bmatrix} \sigma_{\hat{P}_r}^2(\Omega) \\ \sigma_{\hat{Q}_r}^2(\Omega) \end{bmatrix} \\ &= \rho^2(\Omega) * \begin{bmatrix} \cos^2(\Phi_r(\Omega)) & \sin^2(\Phi_r(\Omega)) \\ \sin^2(\Phi_r(\Omega)) & \cos^2(\Phi_r(\Omega)) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{\hat{P}_{in}}^2(\Omega) \\ \sigma_{\hat{Q}_{in}}^2(\Omega) \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} C & D \\ D & C \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{\hat{P}_{in}}^2(\Omega) \\ \sigma_{\hat{Q}_{in}}^2(\Omega) \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (14)$$

从 (13) 和 (14) 式可以清楚地看到共振无源腔对激光相位噪声和强度噪声之间起到相互转化的作用, 并且这种作用与无源腔的参数 (腔镜的反射率, 腔长等) 以及探测频率相关. 图 2 所示为精细度 1500、自由光谱区 75 MHz 的共振无源腔对其透射场和反射场噪声转化关系.

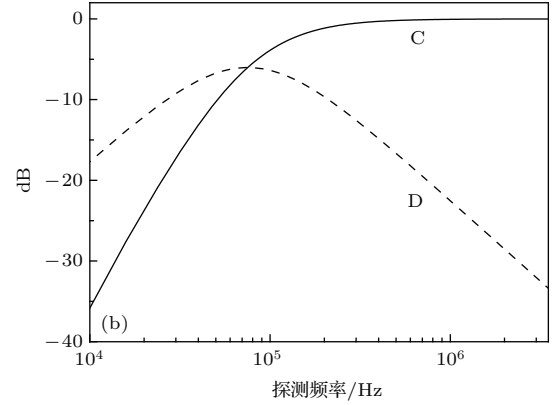
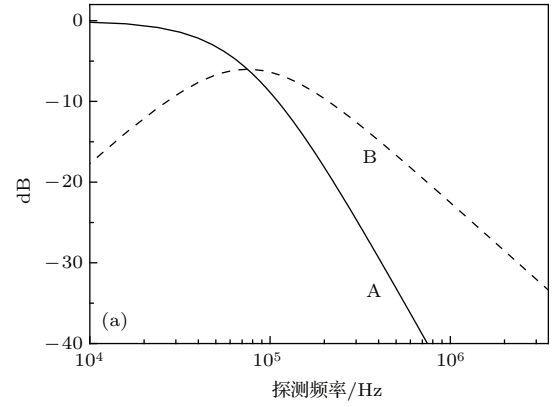


图 2 共振无源腔对其透射场和反射场噪声转化关系 (a) 透射场; (b) 反射场

Fig. 2. Diagram of the noise conversion by a passive cavity for transmission (a) and reflection (b).

我们进一步讨论共振状态下腔长 L 的偏移对噪声传递矩阵的影响. 由 (10) 式可得:

$$\hat{P}_{in}(\Omega) = M * \hat{Q}_{in}(\Omega) + N * \hat{Q}_t(\Omega), \quad (15)$$

其中 $M = \frac{\cos(\Phi_t(\Omega))}{\sin(\Phi_t(\Omega))}$, $N = \frac{-1}{\tau(\Omega) * \sin(\Phi_t(\Omega))}$. 由于腔长 L 的变化 $\Delta^2 L$ 引起 $\sigma_{\hat{P}_{in}}^2(\Omega)$ 的变化量 $\Delta\sigma_{\hat{P}_{in}}^2(\Omega)$ 可以由误差传播理论给出:

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{\hat{P}_{in}}^2(\Omega) &= \left[\frac{\partial M}{\partial L} * \hat{Q}_{in}(\Omega) \right]^2 * \Delta^2 L \\ &+ \left[\frac{\partial N}{\partial L} * \hat{Q}_t(\Omega) \right]^2 * \Delta^2 L. \end{aligned} \quad (16)$$

又有 $\langle \hat{Q}_t(\Omega) \rangle = \tau(\Omega) * \cos(\Phi_t(\Omega)) * \langle \hat{Q}_{in}(\Omega) \rangle$, 上式可以写成:

$$\Delta\sigma_{\hat{P}_{in}}^2(\Omega) = \left\{ \hat{Q}_{in}(\Omega) * \frac{T\Omega \left[-1 + \frac{2(T-2)^2}{T + 2(T-1)\cos(L\Omega/c)} \right]}{2c(T-2)} \right\}^2 * \Delta^2 L. \quad (17)$$

对(17)式进行分析知,腔长在波长量级变化时,所引起的变化量 $\Delta\sigma_{P_{in}}^2$ (Ω)非常小,对噪声传递矩阵几乎没有影响,反射场也具有相同的结论.

3 实验系统及测量结果

实验中所用的飞秒脉冲激光器为Femtolasers公司的钛宝石锁模激光器(FusionTM100-1200),其中心波长815 nm,带宽6 nm,脉冲宽度130 fs,重复频率75 MHz.利用无源腔分析和抑制飞秒脉冲激光噪声实验装置如图3所示.钛宝石锁模激光器输出飞秒脉冲激光,经过模式匹配透镜组后耦合进八镜环形无源腔.无源腔的腔长设置为4 m,使其自由光谱区与飞秒脉冲激光的重复频率相等,以保证脉冲激光的多个纵模在无源腔内同时共振.为了尽

量减小内腔色散对共振光谱带宽的影响,八个腔镜均使用从Layertec公司定制的低色散镀膜反射镜($|GDD| < 20$ fs²).输入输出耦合镜具有相同的反射率99.9%,其他六个镜子均为反射率大于99.95%的高反镜.我们采用PDH稳频的方法将无源腔锁定到钛宝石锁模激光器上,电光调制器(EOM)对进腔之前的光调制产生17.16 MHz的边带信号,腔反射光经过光栅衍射以后,只取中心波长附近的光谱进入探测器,用于混频产生PDH误差信号.反馈系统作用于腔镜上的压电陶瓷(PZT),实现对腔长的锁定.为实现对无源腔透射场和反射场强度噪声的测量,我们使用自制的高增益低噪声探测器,在无源腔的透射和反射光路分别搭建自平衡零拍探测系统.

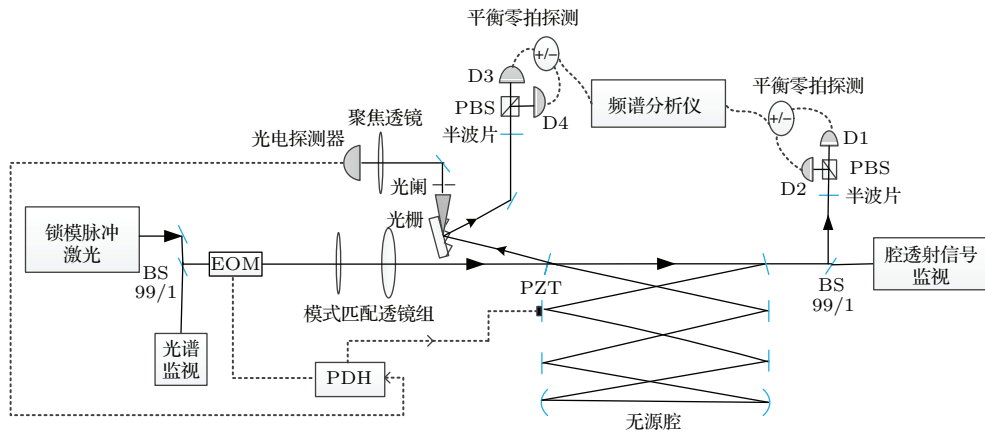


图3 利用无源腔分析和抑制飞秒脉冲激光噪声实验装置图 其中黑色实线代表光路部分,黑色虚线代表电路部分;BS,分束器;EOM,电光调制器;PDH,Pound-Drever-Hall稳频电路;PZT,压电陶瓷;PBS,偏振分束器;D1和D2,D3和D4为两对自平衡零拍探测器

Fig. 3. Schematic diagram of the experimental setup for using a passive cavity to analyze and filter the noise of a femtosecond laser. The black solid lines represent the optical paths, the black dashed lines show the electrical control paths. BS, beam splitter; EOM, electro-optical modulator; PDH, Pound-Drever-Hall locking; PZT, piezo electric transducer; PBS, polarization beam splitter; D1 and D2, D3 and D4, two pairs of balanced homodyne detectors.

3.1 无源腔精细度和线宽的测量

对于透射场而言,共振无源腔相当于一个低通滤波器^[11],能够过滤输入激光的相位和强度噪声,其3 dB截止频率也就是无源腔的线宽:

$$\Delta\nu = \frac{c}{F * L}, \quad (18)$$

其中, c 是光速, F 是无源腔的精细度, L 为腔长.为了测量无源腔的精细度和线宽,我们首先让钛宝石锁模激光器工作在锁模状态下,调节无源腔的长度使飞秒脉冲激光在无源腔内共振,此时无

源腔的自由光谱区与飞秒脉冲激光的重复频率75 MHz相等.然后将钛宝石锁模激光器切换到连续光模式,调节加载在腔镜背面PZT上的扫腔电压范围,直到能够看到一个完整的自由光谱区,如图4(a)所示.由腔共振的原理^[18]可知,共振频率与腔长具有一一对应的关系,又由于腔长在随着扫腔时间线性变化,故共振频率与扫描时间一一对应.通过分别测得一个自由光谱区(FSR)对应的扫描时间 $t_1 = 59817.2 \mu\text{s}$ 和单个透射峰的半高全宽(FWHM)对应的扫描时间 $t_2 = 40.7586 \mu\text{s}$,即可估算得到无源腔的精细度:

$$F = \frac{FSR}{\Delta\nu} = \frac{t_1}{t_2} \approx 1467. \quad (19)$$

已知无源腔的 $FSR = 75$ MHz, 易得线宽 $\Delta\nu \approx 51$ kHz. 为了验证估算的准确性, 基于上述计算方法, 我们将EOM调制出17.16 MHz的边带信号作为频率标尺^[19], 计算得到无源腔的精细度 $F \approx 1595$, 线宽 $\Delta\nu \approx 47$ kHz. 两种方法计算得到腔的线宽和精细度基本一致, 因此可以确定实验搭建的无源腔精细度约为1500, 线宽约为50 kHz.

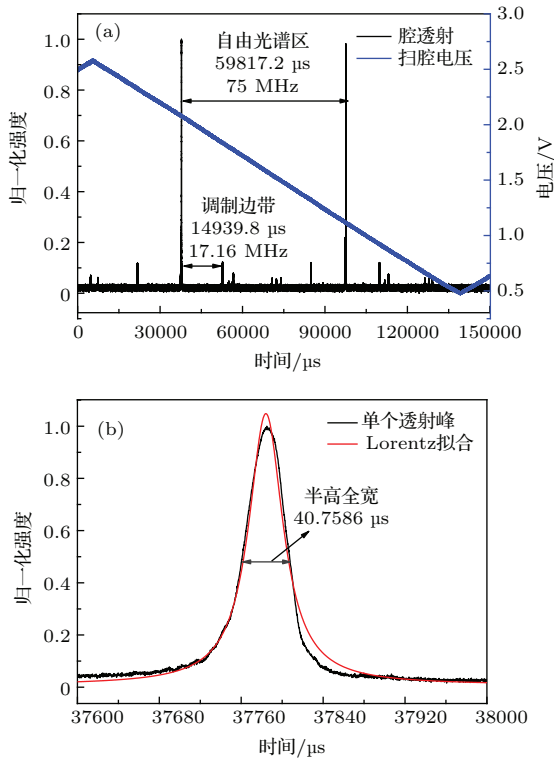


图4 (网刊彩色) 连续光模式下通过示波器观察到的无源腔透射信号 (a) 频率间隔为一个自由光谱区的两个透射峰及其边带信号; (b) 单个透射峰, 洛伦兹拟合得其半高全宽

Fig. 4. (color online) Under CW mode of the laser source, the observed transmission peaks of the passive cavity through an oscilloscope: (a) The two transmission peaks and their sideband signals modulated by the EOM; (b) the enlarged single transmission envelop with its lorentzian fitting.

3.2 透射场和反射场噪声测量与分析

采用PDH稳频的方法将无源腔锁定在共振状态以后, 使用光谱仪(Ocean Optics, USB4000)测量了无源腔透射光谱宽度的变化. 从图5中看到无源腔透射光谱(图5(b))的宽度明显窄于腔入射光谱(图5(a)), 透射光谱只在中心波长附近的部分频

率范围内实现了共振, 而不是整个光谱同时共振. 这主要来源于无源腔内的色散^[20]. 后续实验可以将无源腔放置于低真空环境中, 通过调节气压来补偿腔内的残留色散, 进而优化共振带宽^[10].

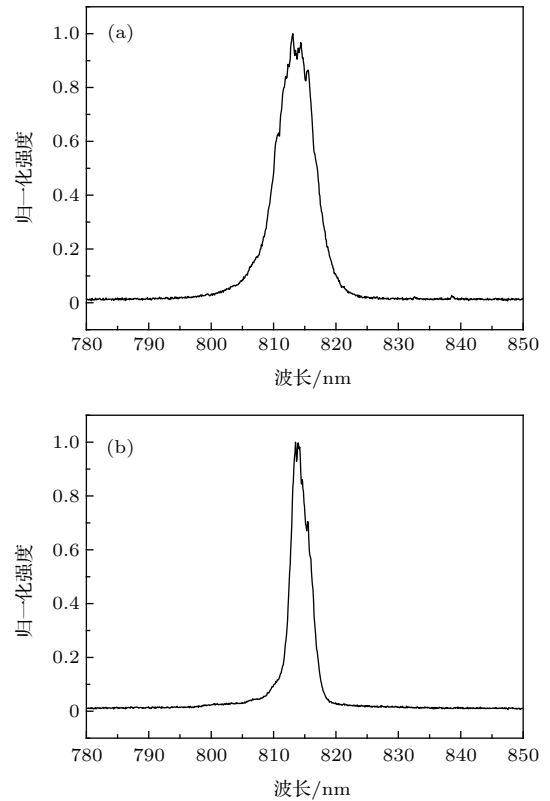


图5 测量到的腔入射光谱(a)和腔透射光谱(b)

Fig. 5. The measured pulse spectra for the signal before (a) and after (b) transmitting the cavity.

使用自制的高增益低噪声探测器, 在无源腔透射场和反射场位置分别搭建自平衡零拍探测系统. 在入射光功率为2.8 mW时, 利用频谱仪测得的散粒噪声极限高于探测器的电子学噪声10 dB, 因此测量结果不受电子噪声的影响. 无源腔透射场和反射场的相对强度噪声曲线如图6所示. 从图6中腔入射光的强度噪声曲线可以看出, 钛宝石振荡器在自由运转状态下, 在探测频率1 MHz附近出现高于散粒噪声极限25 dB的弛豫振荡^[21], 随着探测频率的增大, 强度噪声减小, 在大约3 MHz的位置达到散粒噪声极限.

飞秒脉冲激光经过无源腔透射以后, 强度噪声特性在高于200 kHz的探测频率内得到较好的改善, 弛豫振荡峰减弱, 并在2 MHz处达到散粒噪声极限, 见图6(a); 与透射场不同的是, 腔反射场的强度噪声在整个探测频率范围内均高于腔入射光

的强度噪声, 见图 6(b). 从前文共振无源腔噪声转化模型中分析得知, 强度噪声的增长主要来源于共振无源腔将入射光的相位噪声部分地转化为强度噪声.

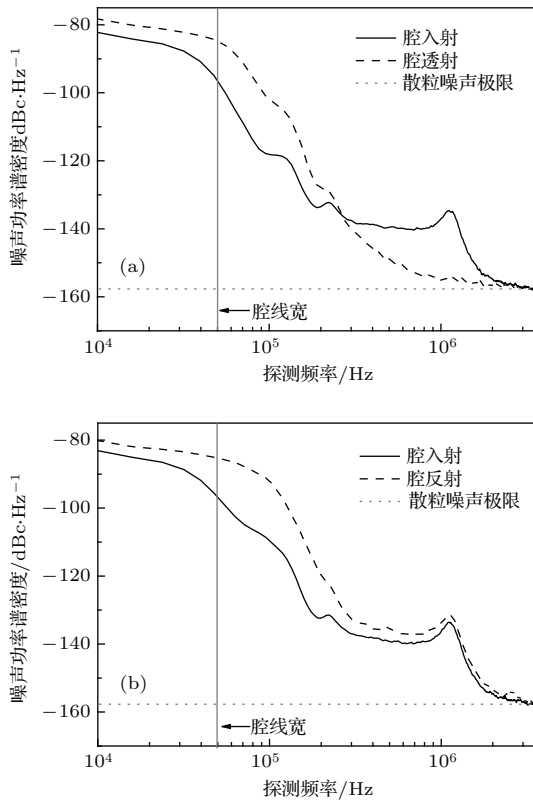


图 6 测量得到的无源腔透射场 (a) 和反射场 (b) 的强度噪声曲线, 探测频率在 10 kHz—3.5 MHz 范围内, $RBW = 30$ kHz, $VBW = 30$ Hz

Fig. 6. The measured intensity noise density spectra of the optical field after transmission through (a) and reflection from (b) the passive cavity. The detection frequency range of the spectrum analyzer is set from 10 kHz to 3.5 MHz, with a resolution bandwidth of 30 kHz and a video bandwidth of 30 Hz.

利用无源腔对透射场和反射场的噪声转化关系 (13) 和 (14) 式, 并结合上述测量得到的无源腔透射场图 6(a) 和反射场图 6(b) 的强度噪声, 可间接得到钛宝石锁模激光器的相位噪声 $\sigma_{P_{in}}^2(\Omega)$ 如图 7(a) 和图 7(b) 中实线所示, 以及经过无源腔透射后的相位噪声 $\sigma_{P_t}^2(\Omega)$ 如图 7(a) 和图 7(b) 中虚线所示. 比较实线和虚线可知, 经过无源腔透射后钛宝石锁模激光器的相位噪声明显减小, 并在探测频率 1 MHz 附近达到散粒噪声极限.

可以看到, 图 7(a) 和图 7(b) 中实线在低于 200 kHz 的探测频率范围内符合良好, 高于 200 kHz 则出现了偏差. 分析其原因主要是由于前文所述的

共振无源腔对激光噪声的转化模型是建立在单一频率在腔内共振的前提下的, 也就是没有考虑共振光谱带宽的影响. 实验所用光源为钛宝石锁模激光器, 从图 5(b) 中看到无源腔透射光谱只在中心波长附近的部分频率范围内实现了共振, 说明腔内还存在残留色散. 而即使少量的色散, 也会对噪声传递函数产生很大的影响 [14].

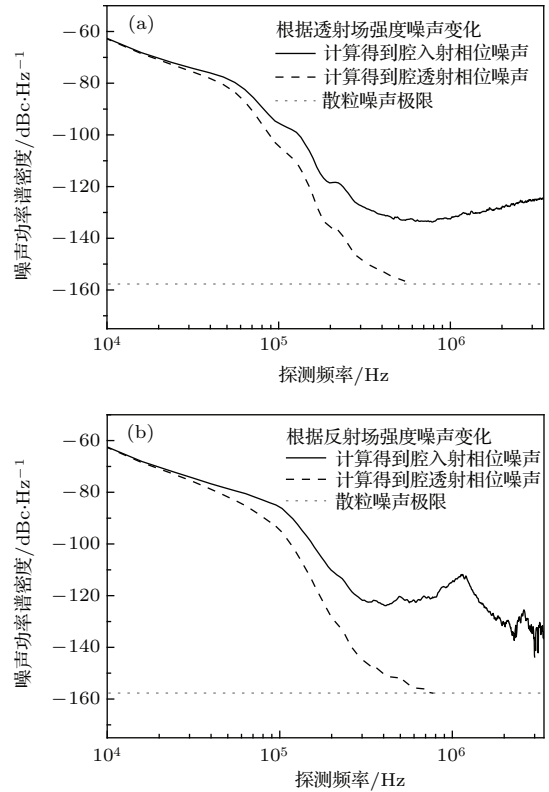


图 7 分别根据透射场 (a) 和反射场 (b) 强度噪声的变化计算得到钛宝石锁模激光器的相位噪声以及经过无源腔透射后的相位噪声

Fig. 7. Indirectly derived phase noise density spectra of the optical field before and after transmission through the passive cavity (a), the phase noise density spectra of the optical field before and after reflection from the passive cavity (b).

4 结 论

我们测量了钛宝石锁模激光器输出的飞秒脉冲激光经过精细度约为 1500, 自由光谱区为 75 MHz 的八镜环形共振无源腔后透射场和反射场相对强度噪声的变化. 实验观察到, 飞秒脉冲激光经过无源腔透射后, 强度噪声特性得到较好的改善, 弛豫振荡峰减弱 20 dB, 并在 2 MHz 处达到散粒噪声极限. 同时, 结合共振无源腔对激光强度和相位噪声的转化模型, 分析得出了钛宝石锁模激光

器的相位噪声. 利用这种方法可以在不使用 $f-2f$ 干涉技术^[22]的情况下对脉冲激光器的相位噪声进行评估. 分析结果表明, 无源腔对钛宝石锁模激光器的相位噪声具有较强的抑制作用.

参考文献

- [1] Ma L S, Bi Z Y, Bartels A, Robertsson L, Zucco M, Windeler R S, Wilpers G, Oates C, Hollberg L, Diddams S A 2004 *Science* **303** 1843
- [2] Udem T, Holzwarth R, Hänsch T W 2002 *Nature* **416** 233
- [3] Steinmetz T, Wilken T, Araujo-Hauck C, Holzwarth R, Hänsch T W, Pasquini L, Manescau A, D'Odorico S, Murphy M T, Kentischer T, Schmidt W, Udem T 2008 *Science* **321** 1335
- [4] Hou L, Han H N, Wang W, Zhang L, Pang L H, Li D H, Wei Z Y 2015 *Chin. Phys. B* **24** 024213
- [5] Bernhardt B, Ozawa A, Jacquet P, Jacquy M, Kobayashi Y, Udem T, Holzwarth R, Guelachvili G, Hänsch T W, Picqué N 2010 *Nature Photon.* **4** 55
- [6] Coddington I, Swann W C, Nenadovic L, Newbury N R 2009 *Nature Photon.* **3** 351
- [7] Giorgetta F R, Swann W C, Sinclair L C, Baumann E, Coddington I, Newbury N R 2013 *Nature Photon.* **7** 434
- [8] Liu T Y, Zhang F M, Wu H Z, Li J S, Shi Y Q, Qu X H 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 020601 (in Chinese) [刘亭洋, 张福民, 吴翰钟, 李建双, 石永强, 曲兴华 2016 物理学报 **65** 020601]
- [9] Lamine B, Fabre C, Treps N 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 123601
- [10] Schmeissner R, Thiel V, Jacquard C, Fabre C, Treps N 2014 *Opt. Lett.* **39** 3603
- [11] Jan H, Valentina R 2005 *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 2338
- [12] Villar A S 2008 *Am. J. Phys.* **76** 922
- [13] Tai Z Y, Hou F Y, Wang M M, Quan R A, Liu T, Zhang S G, Dong R F 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 194203 (in Chinese) [郇朝阳, 侯飞雁, 王盟盟, 权润爱, 刘涛, 张首刚, 董瑞芳 2014 物理学报 **63** 194203]
- [14] Schmeissner R 2014 *Ph. D. Dissertation* (Paris: University Pierre et Marie Curie, Paris VI)
- [15] Schimpf D, Schmeissner R, Schulte J, Liu W, Kärtner F, Treps N 2014 *Proceedings of the 19th International Conference on Ultrafast Phenomena*, Okinawa, Japan, July 7–11, 2014 p732
- [16] 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
- [17] Pupeza I 2012 *Power Scaling of Enhancement Cavities for Nonlinear Optics* (New York: Springer)p17
- [18] Zhou B K, Gao Y Z, Chen T R, Chen J H 2010 *The Principle of Laser* (6th Edition) (Beijing: National Defence Industry Press) p27 (in Chinese) [周炳琨, 高以智, 陈倜嵘, 陈家骅 2010 激光原理 (第 6 版) (北京: 国防工业出版社) 第 27 页]
- [19] Lu H G, Jiang Y Y, Bi Z Y 2006 *Chinese J. Lasers* **33** 1675 (in Chinese) [鲁红刚, 蒋燕义, 毕志毅 2006 中国激光 **33** 1675]
- [20] Han H N, Zhang J W, Zhang Q, Zhang L, Wei Z Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 164206 (in Chinese) [韩海年, 张金伟, 张青, 张龙, 魏志义 2012 物理学报 **61** 164206]
- [21] Siegman A E 1986 *Lasers* (California: University Science Books) pp955–964
- [22] Jones D J, Scott A, Diddams S A, Ranka J K, Stentz A, Windeler R S, Hall J L, Cundiff S T 2000 *Science* **288** 635

A broadband passive cavity for analyzing and filtering the noise of a femtosecond laser*

Xiang Xiao¹⁾²⁾ Wang Shao-Feng¹⁾²⁾ Hou Fei-Yan¹⁾²⁾ Quan Run-Ai¹⁾²⁾ Zhai Yi-Wei¹⁾²⁾
Wang Meng-Meng¹⁾²⁾ Zhou Cong-Hua¹⁾²⁾ Xu Guan-Jun¹⁾ Dong Rui-Fang^{1)†}
Liu Tao^{1)‡} Zhang Shou-Gang¹⁾

1) (*Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards, National Time Service Center, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710600, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 27 December 2015; revised manuscript received 15 April 2016)

Abstract

In this paper, the noise filtering effect on a femtosecond laser source via a broadband passive cavity is analyzed in detail. The results show that a passive optical cavity not only can be used as a low-pass noise filter, but also can interconvert the phase and amplitude fluctuations of a light beam after transmission or reflection. Therefore, by measuring the intensity noise of the light field under test after transmission and reflection from a passive cavity, its phase noise properties can be explored. Based on this theoretical model, an eight-mirror ring passive cavity with a finesse of 1500 and a free spectral range of 75 MHz is designed and built. With a commercial Ti:sapphire femtosecond laser as a source, its intensity noises after transmission and reflection from the above cavity are measured with home-made self-homodyne detection setup. Furthermore, with the help of the noise conversion model of the passive cavity, the phase noise of the femtosecond laser as well as its evolution through the cavity transmission and reflection is indirectly derived. The result shows that after transmission through the passive cavity, both the amplitude and phase noise of the femtosecond laser source are evidently suppressed and reach the shot noise limit at the analyzing frequency of 2 MHz.

Keywords: passive cavity, femtosecond pulsed laser, intensity noise, phase noise

PACS: 42.50.Lc, 42.50.Xa, 42.60.Da

DOI: [10.7498/aps.65.134203](https://doi.org/10.7498/aps.65.134203)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11174282, 91336108, 11273024, 61127901), the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11403031), the “CAS Interdisciplinary Innovation Team” Science and Technology Innovation Project (Grant No. (2012)119), the Research Equipment Development Project of Chinese Academy of Sciences, and the “Young Top-notch Talents” Program of Organization Department of the CPC Central Committee, China (Grant No. [2013]33).

† Corresponding author. E-mail: dongruifang@ntsc.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: taoliu@ntsc.ac.cn