

激光强度起伏及相位噪声对光学双频探测的影响

单慧洁¹ 杨宏志¹ 杨苏辉^{1,2} 赵长明¹ 张海洋¹

¹北京理工大学光电学院, 北京 100081

²精密光电测试仪器及技术北京市重点实验室, 北京 100081

摘要 针对利用光纤延时自差系统获得双频拍频光的方法,建立了激光源强度起伏和相位噪声对拍频光功率谱影响的理论模型,并基于该模型进行了数值分析和模拟。结果表明,短延时差比长延时差更有利于减小激光器的噪声干扰。当延时差小于激光相干时间时,激光线宽越大,强度起伏越大,信号的信噪比越低。当延时差远大于激光相干时间时,激光器的相位噪声成为拍频光信号展宽的主要来源,且相位噪声越大,拍频光信号功率越小;强度起伏也有一定的展宽效应,但对于拍频信号功率有增大作用。在长延时情况下,拍频光信号功率和线宽随两个频率光的延时差呈余弦规律变化,存在最佳工作点。

关键词 测量; 双频激光探测; 功率谱模型; 统计理论; 相位噪声; 强度起伏

中图分类号 O436 文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201636.1212005

Effects of Laser Intensity Fluctuation and Phase Noise on Dual-Frequency Laser Detection

Shan Huijie¹ Yang Hongzhi¹ Yang Suhui^{1,2} Zhao Changming¹ Zhang Haiyang¹

¹ School of Optoelectronics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China

² Beijing Key Laboratory for Precision Optoelectronic Measurement Instrument and Technology, Beijing 100081, China

Abstract Aiming at the dual-beat-frequency light which is obtained by using fiber delayed self-heterodyne system, the theoretical model for power-spectrum of beat-frequency signal influenced by intensity fluctuation and phase noise of laser source is built. Based on the model, the numerical analyses and simulations are carried out. The results show that the short delay time between the two paths of laser can better decrease the influence of laser noise than the long delay time. When the delay time is shorter than the coherence time of the laser, the signal to noise ratio (SNR) of the beat-frequency signal can decrease as the laser linewidth and the intensity fluctuation increase. When the delay time is much longer than the coherence time of the laser, the laser phase noise becomes the main reason for spectral broadening of the beat-frequency signal. In addition, the power of the beat-frequency signal can decrease as the phase noise increases. The intensity fluctuations also make contribution to the broadening of the beat-frequency signal while increasing the power of the beat-frequency signal. When the delay time is long, the linewidth and power of the beat-frequency signal will change in accordance with the law of cosine as the delay time changes, and there are optimum operating points.

Key words measurement; dual-frequency laser detection; power spectrum model; statistical theory; phase noise; intensity fluctuation

OCIS codes 120.1880; 030.6600; 270.2500

1 引 言

双频激光探测系统采用波长相近的双频激光源作为探测波,利用其拍频光(处于微波波段)回波与本振

收稿日期: 2016-07-13; 收到修改稿日期: 2016-08-17

基金项目: 国家自然科学基金(61275053)

作者简介: 单慧洁(1991—),女,硕士研究生,主要从事激光雷达技术方面的研究。E-mail: 2120140624@bit.edu.cn

导师简介: 杨苏辉(1968—),女,博士,教授,博士生导师,主要从事固体及光纤激光器、激光雷达等方面的研究。

E-mail: suhuiyang@bit.edu.cn(通信联系人)

波的相位差可间接计算得到探测目标的距离、速度等信息^[1-4]。相比于普通的相干探测,双频相干探测可以采用微波雷达信号探测,具有更强的抗大气干扰能力^[5-6]。研究表明,拍频信号的时频抖动会对探测精度产生很大的影响^[7],激光源的特性将直接影响拍频光的性质,因此研究激光源的强度及相位噪声对系统探测结果的影响非常必要。

获得频率相近的双频激光束有多种方法,其中较为成熟的一种是将单频激光分为两束,在其中一路加入声光移频器件改变其频率,再将两束光进行合束,从而产生频差,光通过光纤传输后两光路存在延迟。国内外已有学者对这样的光纤延迟系统的相位噪声进行了研究,Moslehi^[8]分析了由激光源相位噪声引起的双波长干涉仪的强度起伏;Arie等^[9]在前人研究的基础上,引入了非洛伦兹线型的影响源;Salehi等^[10-11]对于相位调制的不平衡马赫-曾德干涉仪(UMZI)系统的相位噪声向强度噪声的转换进行了理论分析和实验研究;黎珉等^[12]以窄线宽光纤激光器为光源,通过在信号臂上改变光纤延迟线的长度,分析了大光程差干涉系统中光源相位噪声对系统信噪比的影响。但是以往的研究都忽略了激光源强度噪声的影响,因此本文同时考虑激光源的强度起伏和相位噪声对拍频信号的影响,进而分析其对双频激光相位探测结果的影响,这为双频激光探测激光源的选取和噪声抑制提供了参考。

2 双频激光噪声理论

双频激光相位探测采用双频激光作为载波,利用双频激光的拍频光进行信息的传递。利用声光移频器获得双频光的光路如图1所示,图中SFL为单频激光器,AOM为声光移频器,PD为光电探测器。

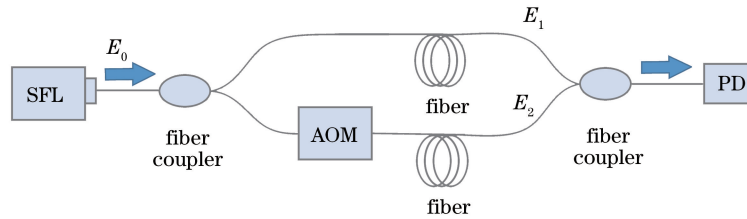


图1 双频激光系统组成

Fig. 1 Layout of dual-frequency laser system

设定激光器出射激光的电场分量为

$$E_0(\omega, t) = E \cdot [1 + k \exp(i\omega_r t)] \cdot \exp\{i[\omega t + \varphi_0 + \varphi_n(t)]\}, \quad (1)$$

式中 E 为电场分量振幅; k 为强度起伏的振幅起伏系数, $0 < k < 1$; ω_r 为强度起伏的角频率; ω 为入射激光角频率; φ_0 为入射激光相位噪声, $\varphi_n(t)$ 为随机相位噪声。

出射激光被平均分为两束,一路直接通过光纤传输,其电场分量为

$$E_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} E_0(\omega, t - \tau) = \frac{1}{\sqrt{2}} E \cdot [1 + k \exp(i\omega_r t - \tau)] \cdot \exp\{i[\omega \cdot (t - \tau) + \varphi_0 + \varphi_n(t - \tau)]\}, \quad (2)$$

式中延时差 $\tau = \frac{L_2 - L_1}{c} n_{\text{fiber}} = \frac{\Delta L}{c} n_{\text{fiber}}$ 为两路光波之间的时间延迟,其中 L_2, L_1 分别为两路光波的光程, ΔL 为两路光波的光程差, c 为真空中的光速, n_{fiber} 为光纤折射率。另一路通过 AOM 移频后经光纤传输,其电场分量为

$$E_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\eta} E_0(\omega + \omega_a, t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\eta} E \cdot [1 + k \exp(i\omega_r t)] \cdot \exp\{i[(\omega + \omega_a) \cdot (t - \tau) + \varphi_0 + \varphi_n(t)]\}, \quad (3)$$

式中 η 为 AOM 衍射效率, ω_a 为 AOM 角频率。两路光最后进行合束,由光电探测器接收。光电探测器将光信号转换为电信号,得到

$$I \propto |E_1|^2 + |E_2|^2 + I_{\text{out}}(t, \tau), \quad (4)$$

式中

$$I_{\text{out}}(t, \tau) = \sqrt{\eta} E^2 \cdot \{ \cos [\omega_a t + \omega \tau + \varphi_n(t) - \varphi_n(t - \tau)] + k^2 \cos [\omega_a t + \omega \tau + \omega_r \tau + \varphi_n(t) - \varphi_n(t - \tau)] + k \cos [(\omega_a + \omega_r)t + \omega \tau + \varphi_n(t) - \varphi_n(t - \tau)] + k \cos [(\omega_a - \omega_r)t + \omega \tau + \omega_r \tau + \varphi_n(t) - \varphi_n(t - \tau)] \}. \quad (5)$$

由(5)式可知,光电探测器探测到的信号即为拍频信号。强度起伏和相位噪声的存在,使得拍频信号的角频率在初始频率 ω_a 两侧增加了 $\omega_a \pm \omega_r$ 两个边频。对于相位测距系统,若采用双相锁相放大器测量相位,需要先将 $\omega_a \pm \omega_r$ 频率部分滤除,滤除后(5)式可化为

$$e_d(t, \tau) = \sqrt{\eta} E^2 \cdot \{ \cos [\omega_a t + \omega \tau + \varphi_n(t) - \varphi_n(t - \tau)] + k^2 \cos [\omega_a t + \omega \tau + \omega_r \tau + \varphi_n(t) - \varphi_n(t - \tau)] \}. \quad (6)$$

滤波后的拍频信号在同相通道与本振信号 e_1 进行混频,

$$e_1 = A \cos(\omega_a t + \theta), \quad (7)$$

式中 A 为本振信号的振幅, θ 为本振信号的初始相位。混频后输出差频信号

$$e_{\text{df1}} = \alpha \{ \cos [\omega \tau - \theta + \varphi_n(t) - \varphi_n(t - \tau)] + \cos [\omega \tau - \theta + \omega_r \tau + \varphi_n(t) - \varphi_n(t - \tau)] \}, \quad (8)$$

式中 α 为输出差频信号的幅度。

在正交通道中,本振信号产生 $\pi/2$ 的相位变化,

$$e_2 = A \cos\left(\omega_a t + \theta - \frac{\pi}{2}\right), \quad (9)$$

再与拍频信号混频后输出差频信号

$$e_{\text{df2}} = \alpha \left\{ \cos \left[\omega \tau - \theta - \frac{\pi}{2} + \varphi_n(t) - \varphi_n(t - \tau) \right] + \cos \left[\omega \tau - \theta - \frac{\pi}{2} + \omega_r \tau + \varphi_n(t) - \varphi_n(t - \tau) \right] \right\}. \quad (10)$$

由(10)式与(8)式的比值可以得到差频信号相位的正切值

$$\tan(\Delta\Phi + \varphi_n) = \frac{\cos\left(\Delta\Phi - \frac{\pi}{2} + \varphi_n\right) + \cos\left(\Delta\Phi - \frac{\pi}{2} + \omega_r \tau + \varphi_n\right)}{\cos(\Delta\Phi + \varphi_n) + \cos(\Delta\Phi + \omega_r \tau + \varphi_n)} = \frac{\tan(\Delta\Phi + \varphi_n) [1 + \cos(\omega_r \tau)] + \sin(\omega_r \tau)}{1 + \cos(\omega_r \tau) - \sin(\omega_r \tau) \tan(\Delta\Phi + \varphi_n)}, \quad (11)$$

式中 $\Delta\Phi = \omega \tau - \theta$, $\varphi_n = \varphi_n(t) - \varphi_n(t - \tau)$ 。由所得正切值可以获得所测拍频信号相位信息。

由(11)式可以看到,噪声的存在会使测得的相位由原本的 $\Delta\Phi$ 产生一定偏差,其中 φ_n 是均值为 0 的随机噪声^[13],应用统计理论对其特性进行分析。

由维纳-辛钦定理可知,随机信号自相关的傅里叶变换即为信号的功率谱密度。(5)式的自相关函数为

$$R(t, \tau) = \langle I^*(t', \tau) I(t' + t, \tau) \rangle = \langle \eta E^4 \{ \cos [\omega_a t' + \omega \tau + \varphi_n(t') - \varphi_n(t' - \tau)] + k^2 \cos [\omega_a t' + \omega \tau + \omega_r \tau + \varphi_n(t') - \varphi_n(t' - \tau)] + k \cos [(\omega_a + \omega_r)t' + \omega \tau + \varphi_n(t') - \varphi_n(t' - \tau)] + k \cos [(\omega_a - \omega_r)t' + \omega \tau + \omega_r \tau + \varphi_n(t') - \varphi_n(t' - \tau)] \} \times \{ \cos [\omega_a(t' + t) + \omega \tau + \varphi_n(t' + t) - \varphi_n(t' + t - \tau)] + k^2 \cos [\omega_a(t' + t) + \omega \tau + \omega_r \tau + \varphi_n(t' + t) - \varphi_n(t' + t - \tau)] + k \cos [(\omega_a + \omega_r)(t' + t) + \omega \tau + \varphi_n(t' + t) - \varphi_n(t' + t - \tau)] + k \cos [(\omega_a - \omega_r)(t' + t) + \omega \tau + \omega_r \tau + \varphi_n(t' + t) - \varphi_n(t' + t - \tau)] \} \rangle. \quad (12)$$

激光器相位噪声是平稳且随机发生的, $\varphi_n(t) - \varphi_n(t - \tau)$ 服从均值为 0 的高斯分布,其方差为

$$\sigma^2 = \langle [\varphi_n(t) - \varphi_n(t - \tau)]^2 \rangle = 2 \frac{|\tau|}{\tau_c}, \quad (13)$$

式中 $\tau_c = \frac{1}{\pi \Delta f}$ 为激光的相干时间,与激光线宽 Δf 成反比。设定 $\tau \geq 0$,将(13)式代入(12)式得

$$R(t, \tau) = \frac{1}{2} \eta E^4 \{ [1 + 2k^2 \cos(\omega_r \tau) + k^4] \cos(\omega_a t) + k^2 \cos[(\omega_a - \omega_r) t] + k^2 \cos[(\omega_a + \omega_r) t] \} \times Q, \quad (14)$$

式中当 $|t| > \tau$ 时, $Q = \exp\left(-2 \frac{\tau}{\tau_c}\right)$; 当 $|t| < \tau$ 时, $Q = \exp\left(-2 \frac{|t|}{\tau_c}\right)$ 。

将(14)式进行傅里叶变换,并舍弃负频率成分,得拍频光功率谱密度函数为

$$\begin{aligned} S(\omega, \tau) = \mathcal{F}[R(t, \tau)] = & \frac{1}{4} \eta E^4 \exp\left(-\frac{2}{\tau_c} \tau\right) \{ [1 + 2k^2 \cos(\omega_r \tau) + k^4] \pi \delta(\omega - \omega_a) + \\ & k^2 \pi \delta(\omega - \omega_a - \omega_r) + k^2 \pi \delta(\omega - \omega_a + \omega_r) \} - \\ & \frac{1}{2} \eta E^4 \exp\left(-\frac{2}{\tau_c} \tau\right) \{ [1 + 2k^2 \cos(\omega_r \tau) + k^4] \tau \operatorname{sinc}[(\omega - \omega_a) \tau] + \\ & k^2 \tau \operatorname{sinc}[(\omega - \omega_a - \omega_r) \tau] + k^2 \tau \operatorname{sinc}[(\omega - \omega_a + \omega_r) \tau] \} - \\ & \frac{1}{2} \eta E^4 [1 + 2k^2 \cos(\omega_r \tau) + k^4] \frac{1}{(\omega - \omega_a)^2 + (2/\tau_c)^2} \times \\ & \left\{ \frac{2}{\tau_c} \exp\left(-\frac{2}{\tau_c} \tau\right) \cos[(\omega - \omega_a) \tau] - \exp\left(-\frac{2}{\tau_c} \tau\right) (\omega - \omega_a) \sin[(\omega - \omega_a) \tau] - \frac{2}{\tau_c} \right\} - \\ & \frac{1}{2} \eta E^4 k^2 \frac{1}{(\omega - \omega_a - \omega_r)^2 + (2/\tau_c)^2} \left\{ \frac{2}{\tau_c} \exp\left(-\frac{2}{\tau_c} \tau\right) \cos[(\omega - \omega_a - \omega_r) \tau] - \right. \\ & \left. \exp\left(-\frac{2}{\tau_c} \tau\right) (\omega - \omega_a - \omega_r) \sin[(\omega - \omega_a - \omega_r) \tau] - \frac{2}{\tau_c} \right\} - \\ & \frac{1}{2} \eta E^4 k^2 \frac{1}{(\omega - \omega_a + \omega_r)^2 + (2/\tau_c)^2} \left\{ \frac{2}{\tau_c} \exp\left(-\frac{2}{\tau_c} \tau\right) \cos[(\omega - \omega_a + \omega_r) \tau] - \right. \\ & \left. \exp\left(-\frac{2}{\tau_c} \tau\right) (\omega - \omega_a + \omega_r) \sin[(\omega - \omega_a + \omega_r) \tau] - \frac{2}{\tau_c} \right\}, \quad (15) \end{aligned}$$

式中 $\delta(\cdot)$ 表示狄拉克函数, $\operatorname{sinc} x = \frac{\sin x}{x}$ 。

拍频光功率谱密度反映了拍频信号(以下专指 ω_a 频率分量)的性质,拍频信号的线宽越小、峰值功率越大,相位测距精度越高。

3 激光强度起伏及相位噪声对拍频信号影响的数值仿真

由(15)式可知,影响拍频光功率谱密度的参数有两束光之间的延时差 τ 、以 k 和 ω_r 表征的强度起伏、以 $\Delta f(\tau_c)$ 表征的相位噪声。其中,延时差 τ 可以通过改变光纤长度加以控制,而由于强度起伏主要由激光器的弛豫振荡引起, ω_r 对应弛豫振荡角频率,因此不同的激光器具有不同的强度起伏和相位噪声,如前所述,相位噪声可以通过激光线宽来表征。

不失一般性,设定移频频率为 200 MHz,并考虑弛豫振荡频率为 300 kHz 的 1064 nm 环形 Nd:YAG 激光器,根据本实验室所采用的单频激光器实际测得的由强度噪声引起的边频噪声功率与拍频信号功率值,计算得出强度起伏系数 k 的值约为 0.04。结合实际情况,以下分析中设定 k 值范围为 0.01~0.1;不考虑强度噪声与相位噪声的相关性,激光线宽 Δf 的取值范围设定为 1~200 kHz。为简便,设定 $n_{\text{fiber}} = 1.5$,分别讨论不同参数对其拍频光功率谱的影响。

为了更为简便,设定 $\eta E^4 = 1$, (15)式可以改写为

$$\begin{aligned} S(\omega, \tau) = & \frac{1}{4} \exp\left(-\frac{2}{\tau_c} \tau\right) \{ [1 + 2k^2 \cos(\omega_r \tau) + k^4] \pi \delta(\omega - \omega_a) + \\ & k^2 \pi \delta(\omega - \omega_a - \omega_r) + k^2 \pi \delta(\omega - \omega_a + \omega_r) \} - \\ & \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{2}{\tau_c} \tau\right) \{ [1 + 2k^2 \cos(\omega_r \tau) + k^4] \tau \operatorname{sinc}[(\omega - \omega_a) \tau] + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & k^2 \tau \operatorname{sinc}[(\omega - \omega_a - \omega_r) \tau] + k^2 \tau \operatorname{sinc}[(\omega - \omega_a + \omega_r) \tau] \} - \\
 & \frac{1}{2} [1 + 2k^2 \cos(\omega_r \tau) + k^4] \frac{1}{(\omega - \omega_a)^2 + (2/\tau_c)^2} \times \\
 & \left\{ \frac{2}{\tau_c} \exp\left(-\frac{2}{\tau_c} \tau\right) \cos[(\omega - \omega_a) \tau] - \exp\left(-\frac{2}{\tau_c} \tau\right) (\omega - \omega_a) \sin[(\omega - \omega_a) \tau] - \frac{2}{\tau_c} \right\} - \\
 & \frac{1}{2} k^2 \frac{1}{(\omega - \omega_a - \omega_r)^2 + (2/\tau_c)^2} \left\{ \frac{2}{\tau_c} \exp\left(-\frac{2}{\tau_c} \tau\right) \cos[(\omega - \omega_a - \omega_r) \tau] - \right. \\
 & \left. \exp\left(-\frac{2}{\tau_c} \tau\right) (\omega - \omega_a - \omega_r) \sin[(\omega - \omega_a - \omega_r) \tau] - \frac{2}{\tau_c} \right\} - \\
 & \frac{1}{2} k^2 \frac{1}{(\omega - \omega_a + \omega_r)^2 + (2/\tau_c)^2} \left\{ \frac{2}{\tau_c} \exp\left(-\frac{2}{\tau_c} \tau\right) \cos[(\omega - \omega_a + \omega_r) \tau] - \right. \\
 & \left. \exp\left(-\frac{2}{\tau_c} \tau\right) (\omega - \omega_a + \omega_r) \sin[(\omega - \omega_a + \omega_r) \tau] - \frac{2}{\tau_c} \right\} - \\
 & \frac{1}{2} k^2 \frac{1}{(\omega - \omega_a + \omega_r)^2 + (2/\tau_c)^2} \left\{ \frac{2}{\tau_c} \exp\left(-\frac{2}{\tau_c} \tau\right) \cos[(\omega - \omega_a + \omega_r) \tau] - \right. \\
 & \left. \exp\left(-\frac{2}{\tau_c} \tau\right) (\omega - \omega_a + \omega_r) \sin[(\omega - \omega_a + \omega_r) \tau] - \frac{2}{\tau_c} \right\}. \tag{16}
 \end{aligned}$$

当 $\tau=0$ 时, $S(\omega, \tau)$ 可写为

$$S(\omega, \tau) = \frac{1}{4} [(1 + 2k^2 + k^4) \pi \delta(\omega - \omega_a) + k^2 \pi \delta(\omega - \omega_a - \omega_r) + k^2 \pi \delta(\omega - \omega_a + \omega_r)]. \tag{17}$$

此时没有相位噪声的影响, 功率谱由 3 个狄拉克函数尖峰构成。但实际延时差不可能是 0, 因此以下讨论设定 $\tau > 0$ 。

3.1 $\tau > \tau_c$ 的情况

当 $\tau \gg \tau_c$ 时, (16) 式可以简化为

$$\begin{aligned}
 S(\omega, \tau) = & \frac{1}{2} [1 + 2k^2 \cos(\omega_r \tau) + k^4] \frac{2/\tau_c}{(\omega - \omega_a)^2 + (2/\tau_c)^2} + \\
 & \frac{1}{2} k^2 \frac{2/\tau_c}{(\omega - \omega_a - \omega_r)^2 + (2/\tau_c)^2} + \frac{1}{2} k^2 \frac{2/\tau_c}{(\omega - \omega_a + \omega_r)^2 + (2/\tau_c)^2}. \tag{18}
 \end{aligned}$$

由(18)式可知, 此时功率谱有 3 个频率的峰值, 分别为 $\omega_a, \omega_a + \omega_r, \omega_a - \omega_r$, 将 ω_a 处峰值功率 S_{\max} (以下简称峰值功率) 转换为 dB 单位可得

$$\begin{aligned}
 & 10 \lg \left\{ \frac{1}{4} \tau_c [1 + 2k^2 \cos(\omega_r \tau) + k^4] + k^2 \frac{2/\tau_c}{\omega_r^2 + (2/\tau_c)^2} \right\} = \\
 & 10 \lg \left\{ \frac{1}{4\pi \Delta f} [1 + 2k^2 \cos(\omega_r \tau) + k^4] + k^2 \frac{2\pi \Delta f}{\omega_r^2 + (2\pi \Delta f)^2} \right\}. \tag{19}
 \end{aligned}$$

由(19)式可知, 当延时差 τ 满足

$$\omega_r \tau = 2m\pi, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \tag{20}$$

时, 峰值功率最大, 且峰值功率随 k 值增大而增大, 随激光线宽 Δf 增大而减小。而当延时差 τ 满足

$$\omega_r \tau = 2(m+1)\pi, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \tag{21}$$

时, 峰值功率最小。

由(18)式可知, 当 $\omega - \omega_a = \pm 2\pi \Delta f$ 时, $S(\omega, \tau)$ 的值不等于 $(S_{\max} - 3 \text{ dB})$, 即拍频信号的线宽不完全等于激光线宽的 2 倍; 而通常认为长延时差条件下, 拍频信号的线宽等于激光线宽的 2 倍, 这是因为忽略了强度起伏的影响, 而由于强度起伏的存在会对拍频信号的线宽产生影响, 因此这一因素是需要考虑的。下面将对长延时差情况下, 延时差、强度起伏及相位噪声对拍频信号的影响进行定量计算分析。

3.1.1 延时 τ 的影响

为满足 $\tau > \tau_c$ 条件, 设定 $\Delta L \geq 100 \text{ km}$, $k = 0.04$, 激光线宽 $\Delta f = 100 \text{ kHz}$, 拍频信号功率峰值 S_{\max} 和拍

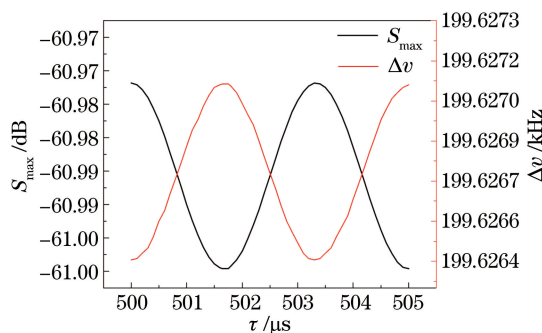


图 2 $\tau > \tau_c$ 时拍频信号峰值功率和线宽随延时差 τ 的变化

Fig. 2 Variation of peak power and linewidth of beat-frequency signal with time delay when $\tau > \tau_c$.

频信号线宽 $\Delta\nu$ 随延时差 τ 的变化如图 2 所示。

由图 2 可见,长延时差情况下,虽然延时差 τ 对拍频信号峰值功率和线宽的影响较小,但存在规律性,均呈近余弦变化(由于纵坐标以 dB 为单位导致非均匀),且两者余弦变化的周期一致;在峰值功率最大时,拍频信号的线宽最小,此时是最佳情况。结果与(20)式和(21)式的预测一致,实际情况中应尽量选择这些点作为双频激光雷达的工作点。

3.1.2 激光线宽 Δf 的影响

设定 $k=0.04, \Delta L \geq 100$ km, $\omega_r \tau = 2\pi \times 150$ 时,不同激光线宽对应的拍频光功率谱 $S(f)$ (以频率 f 为横坐标)如图 3 所示。

由图 3 可见,在相同的延时差及强度起伏参数下,激光线宽越宽,拍频信号峰值功率越小、线宽越宽;随着激光线宽的增大,中心频率信号会与边频部分(强度起伏造成)合并,进而使拍频信号严重展宽。

不同激光线宽下拍频信号峰值功率及线宽值如图 4 所示。

由图 4 可见,激光线宽越大,功率谱峰值功率越低。由于存在强度起伏,拍频信号的线宽并不完全等于激光线宽的 2 倍,这与前面的预测一致。

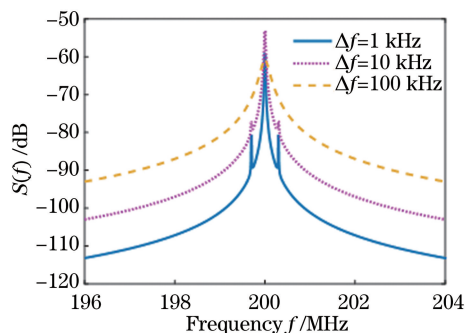


图 3 不同激光线宽对应的功率谱 $S(f)$

Fig. 3 $S(f)$ versus linewidth for laser

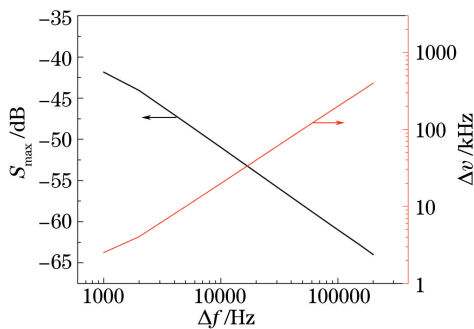


图 4 拍频信号峰值功率和线宽随激光器线宽的变化

Fig. 4 Variation of peak power and linewidth of beat-frequency signal with linewidth of laser

3.1.3 强度起伏的影响

设定 $\Delta L \geq 100$ km, $\omega_r \tau = 2\pi \times 150$, 激光线宽 $\Delta f = 100$ kHz 时不同 k 取值对应的拍频信号的线宽及峰值功率如图 5 所示。

由图 5 可见,强度起伏幅度越大,功率谱峰值功率越大,对拍频信号谱宽的增宽效应也越大。这也与前面预测结果一致。

3.2 $\tau < \tau_c$ 的情况

由(16)式可知,短延时差情况下,拍频光的功率谱密度分别在 $\omega_a, \omega_a + \omega_r, \omega_a - \omega_r$ 3 个频率点处有 3 个狄拉克尖峰,其中 ω_a 处的尖峰即为所需的拍频信号,拍频信号的线宽等于 0,峰值功率为无限大,这是理论上的理想情况,并不符合实际。实际中短延时差时两路激光具有相干性,激光源噪声对拍频信号的影响变

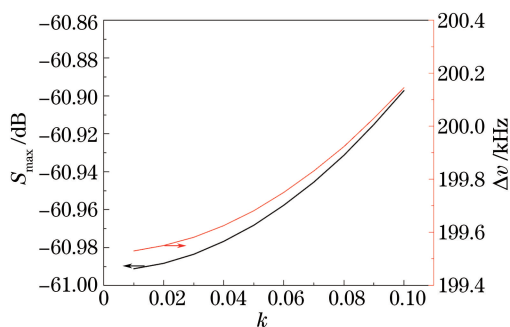


图5 激光线宽 $\Delta f=100$ kHz时,不同 k 值对应拍频信号的峰值功率及线宽

Fig. 5 Variation of peak power and linewidth of beat-frequency signal versus k when $\Delta f=100$ kHz

小,而系统的其他因素影响较大。上述讨论中只考虑了激光源的影响,因此在这里会与实际情况存在偏差。但从理论上分析此种情况下激光源噪声的影响具有一定的参考意义。为衡量短延时差情况下的拍频光性质,采用对功率谱密度进行频域积分的方法,认为除 ω_a 处的狄拉克尖峰外的其他部分为噪声,比较不同延时差、强度起伏及相位噪声对拍频光信噪比的影响。为最大程度地降低强度起伏的影响,设定频率范围为 $199.8\sim 200.2$ MHz,分别讨论拍频光的信噪比随各个参数的变化规律。

3.2.1 延时差 τ 对信噪比的影响

设定 $k=0.04$,激光线宽为 100 kHz,拍频光信噪比 R_{SN} 随延时差 τ 的变化如图6所示。

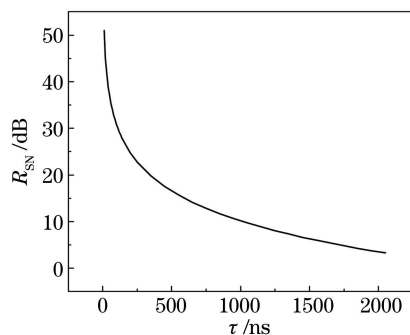


图6 $\tau < \tau_c$ 时信噪比 R_{SN} 随延时差 τ 的变化

Fig. 6 Signal to noise ratio versus time delay when $\tau < \tau_c$

由图6可知,短延时差情况下,随着延时差 τ 的增大,拍频光的信噪比减小。这是由于随着延时差的增大,两路激光的相干性逐渐变差,激光源的扰动影响逐渐增大,造成信噪比的降低。因此实际情况中应该尽量减小延时差,以抑制激光源噪声的影响。

3.2.2 激光线宽 Δf 对信噪比的影响

设定 $k=0.04$, $\Delta L=2$ m,此时不同激光线宽下功率谱信噪比如图7所示。

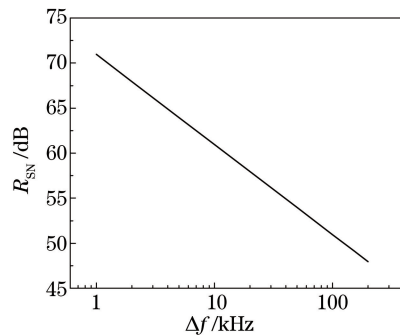


图7 信噪比 R_{SN} 随激光线宽 Δf 的变化

Fig. 7 Signal to noise ratio versus linewidth of laser

由图 7 可知,相同的延时差及强度起伏参数下,随着激光线宽的增大,拍频光的信噪比将会减小。

3.2.3 强度起伏对信噪比的影响

设定 $\Delta L=2$ m,取激光线宽 $\Delta f=100$ kHz 时不同 k 取值对应的信噪比如图 8 所示。由图 8 可见,强度起伏幅度越大,信噪比越小。

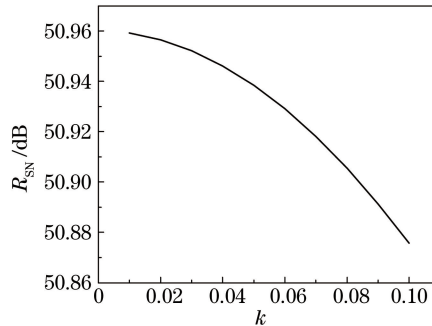


图 8 激光线宽 $\Delta f=100$ kHz 时不同 k 值对应的信噪比

Fig. 8 Signal to noise ratio versus k when $\Delta f=100$ kHz

由 3.1 和 3.2 节的分析结果可知,无论是长延时差还是短延时差,激光线宽和强度起伏越小,获得的拍频光的噪声都会越小,系统的测距精度越高。

由于短延时差时两路激光具有相干性,因此激光源的强度起伏和相位噪声对拍频光的影响更小。为了最大程度地降低激光源噪声的影响,应该尽量减小延时差 τ 。若在长延时差条件下工作,则应该选取满足(20)式的延时差条件作为系统的工作点。

4 结 论

通过应用统计理论,推导了双频激光相位探测系统拍频光功率谱密度函数,并基于该理论进行了强度起伏和相位噪声对拍频信号影响的数值分析和模拟。分析结果表明,激光器的强度起伏和相位噪声都会对拍频光的信噪比造成影响,强度起伏、相位噪声越大(激光线宽越大),系统的测距精度越低。短延时差情况比长延时差情况可以更好地减小激光器的噪声干扰。随着延时差的增大,激光源的噪声干扰作用增强。当延时差远大于激光相干时间时,相位噪声成为拍频信号频谱展宽的主要来源,而强度起伏也会对频谱有一定的展宽作用;激光线宽越大,拍频信号的峰值功率越小,而强度起伏可使拍频信号的功率增大;此时光纤延时差的大小对于拍频信号功率和线宽的影响呈余弦周期规律,可以利用该规律选定长延时差条件下双频激光探测的工作点来提高系统测距精度。

虽然本文中仅考虑了激光器自身的强度噪声和相位噪声,但在实际频移获得双频激光的过程中受到强度噪声的影响时,仍然可以采用文中建立的模型进行分析。不同激光器强度噪声频率可能与激光器相位噪声导致的频谱展宽相重叠,其强度噪声与相位噪声存在相关性,本文中并未考虑,对于这一部分的理论完善工作将在下一阶段进行。

参 考 文 献

- 1 Morvan L, Lai N D, Dolfi D, *et al.* Building blocks for a two-frequency laser lidar-radar: a preliminary study[J]. Applied Optics, 2002, 41(27): 5702-5712.
- 2 Li Lei, Zhao Changming, Gao Lan, *et al.* Laser detection by electronic instead of optical using two-frequency laser[J]. Acta Optica Sinica, 2007, 27(2): 249-252.
李磊, 赵长明, 高 岚, 等. 变光外差为电外差的双频激光探测[J]. 光学学报, 2007, 27(2): 249-252.
- 3 Li Yanhui, Wu Zhensen. Range Doppler detection based on the pulsed two-frequency laser [J]. Journal of Xidian University, 2011, 38(3): 159-163.
李艳辉, 吴振森. 基于双频脉冲激光器的距离多普勒探测[J]. 西安电子科技大学学报, 2011, 38(3): 159-163.
- 4 Jiang Chenghao, Yang Jinhua, Zhang Lijuan, *et al.* High-precision phase-shift laser range finder system based on laser

- beat-frequency[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2014, 43(9): 0912006.
姜成昊, 杨进华, 张丽娟, 等. 基于激光拍频高准确度相位式测距方法[J]. *光子学报*, 2014, 43(9): 0912006.
- 5 Wang S, Yang S H, Wu X, *et al.* Experimental study on influence of atmospheric turbulence on coherence of dual-frequency laser[J]. *Chinese Physics Letters*, 2010, 27(8): 084202.
 - 6 Zheng Z, Zhao C M, Zhang H Y, *et al.* Phase noise reduction by using dual-frequency laser in coherent detection[J]. *Optics & Laser Technology*, 2016, 80: 169-175.
 - 7 Zhang Haiyang, Zhao Changming, Yang Suhui. The methods of decreasing the phase noise influence in micro-Doppler lidar[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2011, 40(5): 753-757.
张海洋, 赵长明, 杨苏辉. 激光微多普勒探测系统中降低相位噪声影响的方法研究[J]. *光子学报*, 2011, 40(5): 753-757.
 - 8 Moslehi B. Noise power spectra of optical two-beam interferometers induced by the laser phase noise[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1986, 4(11): 1704-1710.
 - 9 Arie A, Tur M. Phase-induced intensity noise in optical interferometers excited by semiconductor lasers with non-Lorentzian lineshapes[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1990, 8(1): 1-6.
 - 10 Salehi M R, Cabon B. Theoretical and experimental analysis of influence of phase-to-intensity noise conversion in interferometric systems[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2004, 22(6): 1510-1518.
 - 11 Salehi M R, Cabon B. Novel model of FM-noise conversion in a UMZI using RF external phase modulation of lasers: theoretical and experimental results[J]. *Optics Communications*, 2006, 266(1): 136-141.
 - 12 Li Min, Hong Weining, Qian Liangcun, *et al.* Analysis on the interference of phase noise of source of signal to noise ratio in interferometric sensor system[J]. *Journal of Yangtze University (Natural Science Edition)*, 2012, 9(8): 1-2.
黎 珉, 洪炜宁, 钱良存, 等. 光源相位噪声对干涉传感系统信噪比影响分析[J]. *长江大学学报(自然科学版)*, 2012, 9(8): 1-2.
 - 13 Rowe H E. *Signals and noise in communication system*[M]. London: D. van Nostrand Co., Ltd., 1966: 535-581.