

孔径透射率调制对外差探测的影响

董洪舟 吴 健 郭贞贞

(电子科技大学光电信息学院, 四川 成都 610054)

摘要 信号光与本地光的夹角是影响探测器输出外差信号强度的主要因素。当夹角过大时,甚至不能检测到外差信号。通过分析提出,外差信号的振幅实际上是接收孔径透射率函数的傅里叶变换,以此为依据提出一种降低失配角对外差信号影响的方法,即在接收孔径处放置透射率分布满足一定函数形式的透过型元件,使其傅里叶频谱满足预定的要求,这种情况下两光束夹角增大时,探测器输出的外差信号强度能得到增强,从而降低了对探测系统瞄准精度的要求。

关键词 衍射光学;外差探测;透射率调制;失配角;傅里叶变换

中图分类号 TN958 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201232.0305002

Study of the Effect of Aperture Transmittance Modulation on Heterodyne Detection

Dong Hongzhou Wu Jian Guo Zhenzhen

(School of Optoelectronic Information, University of Electronic Sciences and Technology, Chengdu, Sichuan 610054, China)

Abstract The angle between signal light and local light is an important factor to the heterodyne detection. When the angle is too large, one even cannot detect the heterodyne signal. It is proposed that the amplitude of heterodyne signal output by detection is just the Fourier transform of aperture transmittance function. Based on the theory, a method that can reduce the influence of spatial mismatch angle on heterodyne detection is proposed. Namely, if a component whose transmittance is a certain function is placed on the aperture surface and the Fourier transform of the function meets certain requirement, one can find that the amplitude of heterodyne signal may be enhanced when the angle between the two beams becomes large, which can reduce the requirement for pointing accuracy of detection system.

Key words diffractive optics; heterodyne detection; transmittance modulation; spatial mismatch angle; Fourier transform

OCIS codes 050.1960; 070.7345; 050.1970

1 引 言

光外差探测技术在激光诞生后不久就被提出并进行了深入的理论分析^[1,2],由于具有高信噪比等优点,这种技术被广泛应用于各个行业^[3~6]。但外差探测技术的性能却受到各种因素的限制,如信号光和本地光之间的相位匹配、偏振夹角、探测器响应度不均匀和空间失配角等,这些因素降低了外差探测效率,并在国内外的相关文献中进行了详细的分析^[7~10]。信号光与本地光之间的角准直是影响外差探测的重要因素,很多文献对此进行了详尽的分析,但是,关于解决失配角对外差探测影响的方案并

不多,文献[1]中介绍并详细分析了一种基于艾里斑的解决方法,其本质是把角准直的困难转化为小孔光阑的精细调节,这种方法可以较大幅度的减小对外差系统角准直的要求。但在这种方法中探测器光敏面的等效直径变为艾里斑的直径,当探测器光敏面较大时,这种方法就会较大幅度地减小接收系统的视场角,另外,若信号光入射角度发生变化,如探测目标位置改变,这种方法就会失效,同时,小孔光阑的精细调节也给系统设计增加了困难。

本文提出一种基于孔径透射率调制的接收方案,并通过理论分析提出,探测器输出的外差信号振

收稿日期: 2011-06-20; 收到修改稿日期: 2011-09-13

作者简介: 董洪舟(1978—),男,博士,讲师,主要从事激光相干探测方面的研究。E-mail: hzdong@uestc.edu.cn

幅,其本质为孔径透射率函数的傅里叶变换,且在频域的频率与两光束夹角有关。若将孔径透射率设置为特定的函数分布形式,可以改变孔径透射率函数的频谱分布,增加高频部分频谱的幅值,从而当两束光夹角增大时,可以增大外差信号振幅强度。

2 外差探测理论

光外差探测系统接收部分示意图如图 1 所示,该接收系统也正是文献 1 中提到的几种外差接收方式之一,信号光与本地光以一定的夹角 γ 入射,经透镜聚焦后由光电探测器接收并输出差频信号。

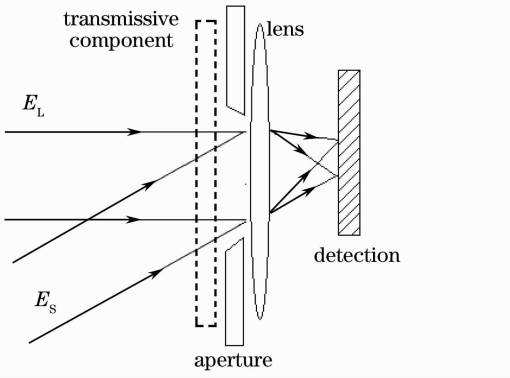


图 1 接收系统示意图

Fig. 1 Sketch of receiver system

建立如图 2 所示的坐标系,由于孔径一般具有圆对称特性,不失一般性,将信号光的波矢 \mathbf{k}_S 设定在 oxz 平面内,两光束夹角由 γ 表示,本地光波矢 \mathbf{k}_L 与 x, y, z 坐标轴的夹角设为 α_L, β_L 和 θ_L ,波矢 \mathbf{k}_S 与 x, y, z 坐标轴的夹角设为 α_S, β_S 和 θ_S ,两束光可以表示为

$$E_S = E_S \exp[i(\omega_S t - \mathbf{k}_S \cdot \mathbf{r} + \varphi_S)], \quad (1)$$

$$E_L = E_L \exp[i(\omega_L t - \mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r} + \varphi_L)], \quad (2)$$

式中 E_S 和 E_L 分别是两束光的振幅, ω_S 和 ω_L 为角频率, \mathbf{r} 为空间矢量, φ_S 和 φ_L 为相位项。

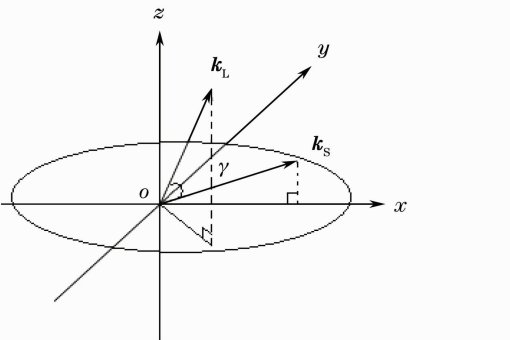


图 2 相关的坐标系

Fig. 2 Relative coordinate system

在图 2 所示的坐标系下,孔径面上的强度分布可以表示为

$$I = |E_S + E_L|^2. \quad (3)$$

考虑到信号光的波矢 \mathbf{k}_S 在 oxz 平面内,即 $\beta_S = \pi/2$,将(1)式和(2)式代入(3)式,则得孔径面 oxy 平面上光强的表达式为

$$I(x, y, t) = E_S^2 + E_L^2 + E_S E_L \exp\{i[\Delta\omega t + (k_L \cos \alpha_L + k_S \cos \alpha_S)x + (k_L \cos \beta_L)y + \Delta\varphi]\} + c. c., \quad (4)$$

式中 $\Delta\omega = \omega_S - \omega_L$ 为外差信号角频率, $\Delta\varphi = \varphi_S - \varphi_L$ 为两束光的相位差, $k_L = |\mathbf{k}_L|, k_S = |\mathbf{k}_S|, c. c.$ 为共轭符号。孔径面上的所有光能经透镜聚焦后由探测器接收,其输出外差信号电流可以表示为^[12]

$$i_{IF}(t) = \eta_d \frac{q_e}{h\nu} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int T(x, y) I(x, y, t) dx dy, \quad (5)$$

式中 η_d 为探测器的量子效率, h 为普朗克常量, q_e 为电子电荷, ν 为光频率, $T(x, y)$ 为孔径透射率分布函数,可以表示为

$$T(x, y) = \begin{cases} 1, & x, y \in \Omega \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (6)$$

式中 Ω 表示一个直径为 D 的圆形区域,将(4)式代入(5)式后,忽略直流量和与研究无关的常数项后,可以得到探测器输出外差信号电流表达式为

$$i_{IF}(t) = E_S E_L \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int T(x, y) \times \exp\{i[\Delta\omega t + (k_L \cos \alpha_L + k_S \cos \alpha_S)x + (k_L \cos \beta_L)y + \Delta\varphi]\} dx dy + c. c., \quad (7)$$

即

$$i_{IF}(t) = A \exp[i(\Delta\omega t + \Delta\varphi)] + c. c., \quad (8)$$

式中

$$A = E_S E_L \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int T(x, y) \times \exp\{i[(k_L \cos \alpha_L + k_S \cos \alpha_S)x + (k_L \cos \beta_L)y]\} dx dy. \quad (9)$$

(9)式可写为

$$A = E_S E_L \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int T(x, y) \exp[i(2\pi f_x x + 2\pi f_y y)] dx dy, \quad (10)$$

式中

$$f_x = \frac{\cos \alpha_L}{\lambda_L} + \frac{\cos \alpha_S}{\lambda_S}, \quad f_y = \frac{\cos \beta_L}{\lambda_L}. \quad (11)$$

由(10)式可以看出,探测器输出的外差信号振幅,其本质为透射率函数 $T(x, y)$ 的二维频谱值,频谱

值对应的频率为 f_x 和 f_y 。若 $T(x, y)$ 为有限范围 (如圆形孔径), 则(10)式相当于对一个二维截断函数做傅里叶变换, 并计算其在频谱空间 (f_x, f_y) 点处的频谱值。

在实际应用中, 若本地光调整得与光轴 z 的夹角足够小, 本地光与坐标轴的夹角可以近似为

$$\alpha_L \approx \pi/2, \quad \beta_L \approx \pi/2, \quad \theta_L \approx 0. \quad (12)$$

则(11)式变为

$$f_x = \frac{\cos \alpha_S}{\lambda_S}, \quad f_y = 0. \quad (13)$$

考虑到两波矢的夹角 γ 为

$$\cos \gamma = \frac{k_S k_L (\cos \alpha_S \cos \alpha_L + \cos \beta_S \cos \beta_L + \cos \theta_S \cos \theta_L)}{k_S k_L} = \sin \alpha_S. \quad (14)$$

综合以上内容, 则(10)式可以写为

$$A = E_S E_L \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int T(x, y) \exp[i(2\pi f_x x)] dx dy, \quad (15)$$

式中 $f_x = \sin(\gamma)/\lambda_S$ 。(15)式的物理含义是: 当本地光与光轴的夹角较小时, 探测器输出的外差信号的振幅是孔径透射率函数的一维频谱值, 即只与孔径函数频谱图上的 $(f_x, 0)$ 点的频谱值有关。

3 孔径透射率对外差信号的影响

由(15)式可知, 当孔径透射率 $T(x, y)$ 确定后, 其频谱幅值随频率的变化情况就确定了, 此时, 若信号光与本地光的夹角 γ 值变化, 相当于(15)式中频率 f_x 变化, 此时探测器输出的差频信号的振幅值也必将改变。

若孔径的透射率 $T(x, y)$ 用(6)式表示, 由于透射率函数为常数, 则在极坐标下(15)式可以写为

$$A = E_S E_L \int_0^{D/2} \int_0^{22\pi} \exp[i(2\pi f_x r \cos \varphi)] r dr d\varphi, \quad (16)$$

由贝塞尔函数

$$J_0(\xi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(i\xi \cos \alpha) d\alpha, \quad \int_0^a J_0(\xi) d\xi = a J_1(a), \quad (17)$$

两式得

$$A = \frac{D E_S E_L}{2 f_x} J_1(\pi f_x D). \quad (18)$$

由(18)式可知, 其频谱幅值 (即外差信号振幅 A) 分布具有 $J_1(\xi)/\xi$ 函数形式, 且当本地光与光轴夹角较小时, 外差信号振幅只与透射率函数频谱上的频率 f_x 有关。当夹角 γ 增大, 探测器输出的差频信号振

幅振荡减小, 其变化趋势如图 3(b), (d) 和 (f) 所示。此时若要探测器输出差频信号振幅最大, 两光束的夹角应为零, 若要信号振幅足够大, 则两光束夹角应当控制在较小的一个范围, 这种情况就是角失配对外差探测的影响^[10]。

4 透射率调制对外差探测性能的影响

若在孔径面上放置一种透射率为 $Sa(\cdot)$ 函数的透射型元件 (如灰度胶片), 如图 1 所示, 考虑到(15)式, 透射率函数可以只沿 x 方向变化, 用 $T'(x)$ 表示, 且

$$T'(x) = Sa(\pi a x), \quad (19)$$

式中 a 为常数, 在此具有 m^{-1} 的量纲。由傅里叶变换理论可知, 此时孔径透射率函数的频谱函数, 应近似具有低通滤波特性, 且截止频率为

$$f_c = \frac{\sin \gamma_{\max}}{\lambda_S} = \frac{a}{2}, \quad (20)$$

式中 γ_{\max} 为截止频率所对应的信号光与本地光间的最大夹角。若将该滤波器的截止频率设置得足够高, 就能减小失配角对外差探测的影响。

由于透射孔径的光能相比于未放置胶片时减小, 探测器接收到的光功率下降, 而这可以通过增强本地光功率来实现。为了比较孔径透射率调制前后对外差信号振幅的影响, 以探测器接收到的外差信号光功率相同为标准, 即

$$\int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int E'_L E_S T'(x) dx dy = \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int E_L E_S T(x, y) dx dy, \quad (21)$$

式中 E_L 和 E'_L 分别为放置胶片前后本地光的振幅, $T(x, y)$ 如(6)式所示。(21)式也可以表示为

$$E'_L = \frac{E_L D^2 \pi}{8 \int_{-D/2}^{+D/2} T'(x) \sqrt{D^2/4 - x^2} dx}. \quad (22)$$

5 实例计算

若胶片直径取为 10 cm, $\lambda_S = 1 \mu m$, 接收系统视场角用 φ 表示, 则本地光与信号光夹角的最大值为 $\gamma_{\max} = \varphi/2$ 。由(20)式可计算出 a 的值, 各参数如表 1 所示。

则透射率分布函数如图 3(a), (c) 和 (e) 所示。根据以上参数, 并在(21)式的限制条件下, 对(15)式数值计算得到外差信号振幅对比情况如图 3(b), (d) 和 (f) 所示。由图可以看出, 当两光束夹角 γ 为

零时,调制前后外差信号振幅相同,这也可以通过(15)式和(21)式证明,因此,图中振幅都以此振幅为标准进行了归一化。从图中也可以看出,因为对透射率 $Sa(\cdot)$ 函数进行了截断,其频谱分布为具有低通趋势的振荡分布函数。由图3可见,透射率调制后,在视场角范围内,探测器输出的外差信号振幅得到了加强,尤其在 γ 较大的范围内,例如,若以 A 和 A' 分别表示调制前后的信号振幅,在图3(b)中,当 $\gamma = 0.13 \times 10^{-4}$ rad时, $|A'|/|A| \approx 10$,在图3(d)中,

当 $\gamma = 0.25 \times 10^{-4}$ rad时, $|A'|/|A| \approx 6.5$,在图3(f)中,当 $\gamma = 0.55 \times 10^{-4}$ rad时, $|A'|/|A| \approx 14$ 。

表1 实例计算相关数据

Table 1 Relative data in calculation of living example

ϕ / rad	γ_{\max} / rad	a / m^{-1}	P'_L/P_L
3×10^{-5}	1.5×10^{-5}	30	3.3
5×10^{-5}	2.5×10^{-5}	50	6.8
2×10^{-4}	1×10^{-4}	200	18

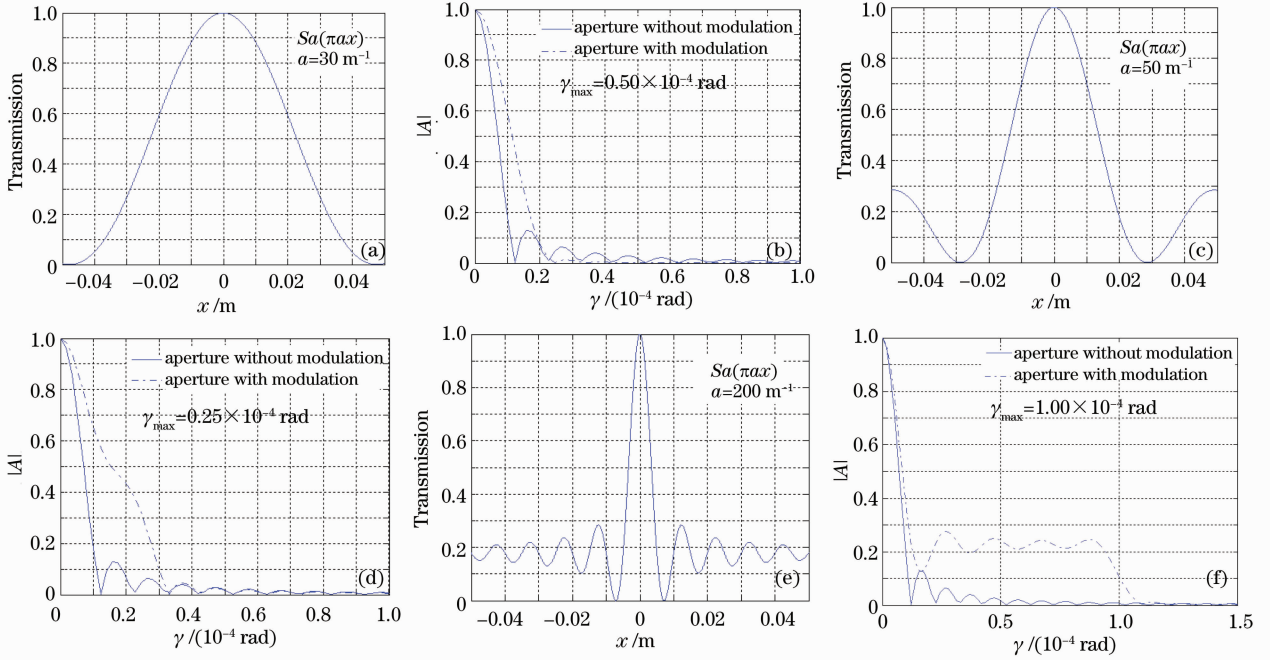


图3 透射率调制函数及外差信号振幅随两光束夹角的变化情况。(a),(c)和(e)为胶片透射率分布,对应的参数 a 分别为参数为30,50和200 m^{-1} ; (b),(d)和(f)为 a 分别为参数为30,50和200 m^{-1} 时振幅 A 随角度的变化情况
Fig. 3 Transmission modulation function and variation of heterodyne signal amplitude with γ . (a), (c) and (e) describe the transmission distribution, corresponding parameter a is 30, 50 and 200 m^{-1} , (b), (d) and (f) describe the variation of amplitude A with γ when a is 30, 50 and 200 m^{-1}

若以

$$P'_L = \frac{1}{2} (E'_L)^2, \quad (23)$$

计算本地光功率^[11],则几种视场角下经透射率调制后,本地光功率由(22)式和(23)式计算出,结果如表1所示。由表1可以看出,随着视场角的增大,若要改善大角度区域外差探测的响应,本地光功率也要增大。分析图3也可以看出,若要截止频率足够高,则透射率函数振荡幅度越大,相应的透过的光能也就越少,这时为了使探测器接收到的外差信号功率和没有放置透射率调制元件时相同,需要增强本地光功率。

6 信噪比分析

本节内容分析孔径调制前后外差信号信噪比的对比情况。外差探测输出的信号功率可以表示为^[10]

$$P_{\text{IF}} = \frac{1}{T_{\text{IF}}} \int_0^{T_{\text{IF}}} i_{\text{IF}}^2 R_L dt = \frac{1}{T_{\text{IF}}} \int_0^{T_{\text{IF}}} \{A \exp[i(\Delta\omega t + \Delta\varphi)] + \text{c. c.}\}^2 R_L dt = \frac{|A|^2 R_L}{2}, \quad (24)$$

式中 T_{IF} 表示差频周期, R_L 表示探测器的负载电阻。

探测器的噪声功率为^[10]

$$P_n = 2M^2 e[\alpha(P_L + P_S + P_B) + i_d] \Delta f_{IF} R_L + 4K_B T \Delta f_{IF} R_L, \quad (25)$$

式中 M 为增益系数, $\alpha = e\eta/h\nu$, P_B 为背景光功率, i_d 为暗电流, K_B 为波尔兹曼常数, T 为绝对温度, Δf_{IF} 为差频。当本地光功率远大于信号光功率时, 噪声主要以本地光引起的散粒噪声为主, (25) 式可以近似为

$$P_n = 2M^2 e\alpha P_L \Delta f_{IF} R_L, \quad (26)$$

若以 R_{SN} 和 R'_{SN} 分别表示调制前后的信噪比, 则有 $R_{SN} = P_{IF}/P_n$ 和 $R'_{SN} = P'_{IF}/P'_n$, 其中 P_{IF} 和 P'_{IF} 表示调制前后探测器输出外差信号功率, P_n 和 P'_n 表示调制前后的噪声功率。以

$$B = \frac{R'_{SN}}{R_{SN}}, \quad (27)$$

表示两种情况的信噪比之比, 则有

$$B = \left| \frac{A'}{A} \right|^2 \times \frac{P_{LT}}{P'_{LT}}, \quad (28)$$

式中 A 和 A' 分别表示调制前后探测器输出信号振幅, P_{LT} 和 P'_{LT} 分别表示调制前后, 经圆形孔径透射后, 探测器接收到的本地光功率, 且

$$P_{LT} = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_L^2 T(x, y) dx dy = \frac{E_L^2 D^2 \pi}{8}, \quad (29)$$

$$P'_{LT} = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_L'^2 T'(x) dx dy. \quad (30)$$

若以探测器接收到的外差信号光功率相同为标准, 即以(21)式为依据对两种接收方式的信噪比进行对比, 则将(22)式代入(30)式得

$$P'_{LT} = \sigma P_{LT}, \quad (31)$$

式中

$$\sigma = \frac{D^2 \pi}{8 \int_{-D/2}^{D/2} T'(x) \sqrt{D^2/4 - x^2} dx}. \quad (32)$$

将(29), (31)式代入(28)式得

$$B = \left| \frac{A'}{A} \right|^2 \frac{1}{\sigma}. \quad (33)$$

将相应的参量代入上式就可以数值计算出信噪比的比值 B 随夹角 γ 的变化情况。

计算时孔径直径、波长等参数如上节所示。在计算过程中发现, 当两光束夹角 γ 取某些角度时, 信噪比比值 B 会出现无穷大值, 这是因为孔径透射率未调制时, 探测器输出的信号振幅存在零值点(如图3所示), 此时(33)式中分母为零, 信噪比比值则趋于无穷大。图4给出了在去除这些零值点后, 信噪

比比值 B 随 γ 的变化情况。由图4(a)可以看出, 在计算过程中尽管已经去除未调制时对应的外差信号零值点, 但在零值点附近由于信号还是很微弱, 比值 B 取值依然很大。为了便于分析更为一般的情况, 图4(b), (c)和(d)中人为地将比值截取在10以下。观察图4可以发现, 除了接近零的较小角度, 在调制的通带范围内(即小于 γ_{max} 的范围内), 调制后外差信号的信噪比都能得到较大的提高。

由表1可以看出, 调制后为了保证探测器接收到的外差信号光功率相同, 需要增大本地光功率, 但由于本地光功率经过 $T'(x)$ 衰减后, 探测器接收到的可产生噪声的本地光功率有所下降, 例如, 当 $a = 200 \text{ m}^{-1}$, $D = 10 \text{ cm}$ 时, 表1所示, 为了保证探测器接收到的外差信号光功率在调制前后相同, 本地光功率要增加18倍左右, 但增大的本地光功率再经过调制孔径衰减后, 由探测器接收到的本地光功率从(31)式可以计算出仅为调制前的1.08倍左右, 再考虑到图3显示了在大角度区域, 调制后探测器输出的外差信号振幅得到了大幅度的加强, 综合各种因素, 信噪比最后还是得到了提高。

对于未调制时, 若在大角度区域外差信号输出微弱, 也可以增加本地光功率来进行改善, 对这种情况以图3的结果为基础进行分析。例如, 在图3(b)中, 当 $\gamma = 0.13 \times 10^{-4} \text{ rad}$ 时, $|A'/A| \approx 9.8$, 则由(24)式可知 $P'_{IF}/P_{IF} \approx 96$; 在图3(f)中, 当 $\gamma = 0.65 \times 10^{-4} \text{ rad}$ 时, $|A'/A| \approx 19.8$, 则 $P'_{IF}/P_{IF} \approx 392$, 那么, 未调制时若要将探测器输出的外差信号功率增强到调制时强度, 由(10)式可见, 本地光功率必须增加相应倍数, 即, 对于这两种方式, 若以探测器接收到的信号光功率相同为标准, 未调制时探测器输出外差信号的功率要达到调制后的强度, 本地光功率在以上两例中分别要增加96倍和392倍, 而孔径透射率调制只需要本地光功率增加3.3倍和18倍(表1所示)。由此可见, 在大夹角区域, 孔径透射率调制对改善外差探测性能有较好的作用。另外, 观察图3可以发现, 未调制时在接收系统的视场范围内存在外差信号的零值点, 系统视场角越大则零值点越多, 若接收到的信号光与本地光夹角在这些零值点或其附近, 此时增强本地光的功率也无益于外差系统的性能。而进行孔径透射率调制后, 在通带范围内不会出现零值点, 这可以避免外差系统探测失灵的情况。

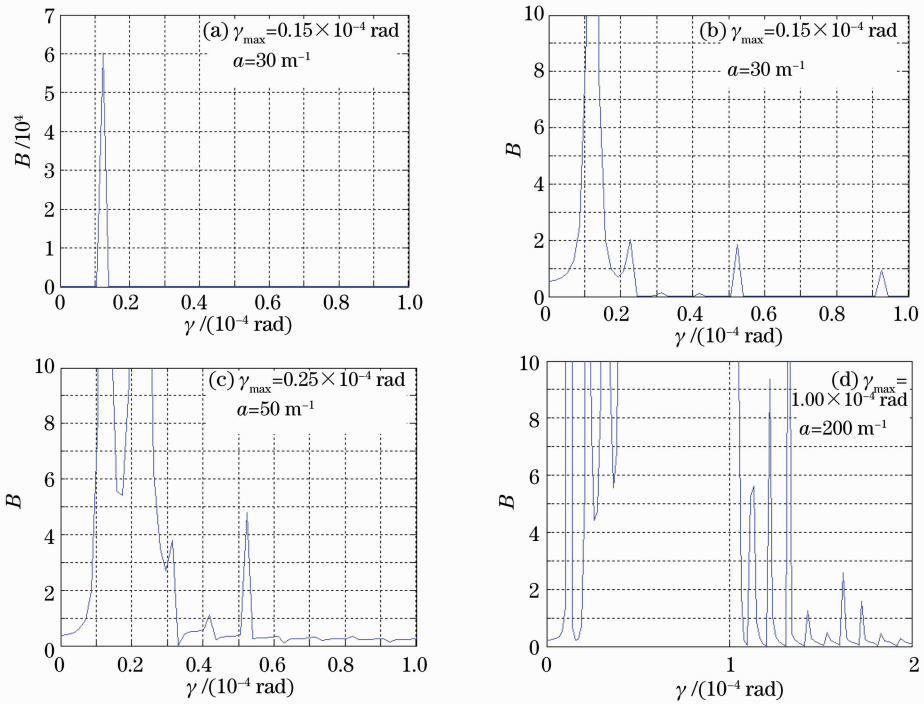


图 4 信噪比的比值 B 随夹角 γ 的变化情况。(a)和(b)为胶片透射率参数 a 为 30 m^{-1} 时的变化情况;

(c)和(d)为 a 分别为参数为 50 m^{-1} 和 200 m^{-1} 时的变化情况

Fig. 4 Variation of B with γ . (a) and (b) describe the variation of B with γ when a is 30 m^{-1} ,

(c) and (d) describe that when a is 50 m^{-1} and 200 m^{-1}

7 结 论

提出一种透射率调制技术,用于减小角准直对外差探测的影响。由理论分析及数值计算表明,若将孔径透射率设置为 $Sa(\cdot)$ 函数形式,在信号光与本地光夹角增大时,可以增强探测器输出的外差信号强度。这种方法实现简便,可以降低对角准直的要求,从而也就降低了对外差探测系统瞄准精度的要求,同时具有增强外差信号信噪比的作用。

参 考 文 献

- 1 W. S. Read, R. G. Turner. Tracking heterodyne detection[J]. *Appl. Opt.*, 1965, **4**(12): 1570~1573
- 2 A. E. Siegma. The antenna properties of optical heterodyne receivers [J]. *Proc. IEEE*, 1966, **54**(10): 1350~1356
- 3 Liu Liren. Synthetic aperture imaging ladar (VI): space-time speckle effect and heterodyne signal-to-noise ratio [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(8): 2326~2332
- 刘立人. 合成孔径激光成像雷达(VI):时空散斑效应和外差探测信噪比[J]. *光学学报*, 2009, **29**(8): 2326~2332
- 4 Wu Jun, Wang Xianhua, Fang Yonghua *et al.*. Ability analysis of spatial heterodyne spectrometer in atmospheric CO_2 detection [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(1): 1~7
- 吴军, 王先华, 方勇华等. 空间外差光谱技术应用于大气二氧化碳探测的能力分析[J]. *光学学报*, 2011, **31**(1): 1~7
- 5 Zhao Shuo Tian, Qi Wang, Chunhui Wang. Investigation of the pulsed heterodyne of an electro-optically Q-switched radio-frequency-excited CO_2 waveguide laser with two channels [J].

Appl. Opt., 2001, **40**(18): 3033~3037

- 6 Xiong Wei, Shi Hailiang, Wang Yuanjun *et al.*. Study on near-infrared spatial heterodyne spectrometer and detection of water vapor[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(5): 1511~1515
- 熊伟, 施海亮, 汪元钧等. 近红外空间外差光谱仪及水汽探测研究[J]. *光学学报*, 2010, **30**(5): 1511~1515
- 7 Ma Zongfeng, Zhang Chunxi, Zhang Chaoyang *et al.*. Signal noise ratio in optical heterodyne detection [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(5): 879~892
- 马宗峰, 张春熹, 张朝阳等. 光学外差探测信噪比研究[J]. *光学学报*, 2007, **27**(5): 879~892
- 8 Liang Qiaochun, Wang Ying, Chen Peifeng *et al.*. Investigation of spatial mismatch problems in laser heterodyne detection [J]. *Laser & Infrared*, 2011, **1**(1): 43~50
- 梁乔春, 王英, 陈培锋等. 激光外差探测中的空间失配问题研究[J]. *激光与红外*, 2011, **1**(1): 43~50
- 9 Zhang Wenrui, Zeng Xiaodong, Man Xiangkun. Study on optical heterodyne detection [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2008, **37**(Suppl.): 146~148
- 张文睿, 曾晓东, 满祥坤. 激光外差实验研究[J]. *红外与激光工程*, 2008, **37**(增刊): 146~148
- 10 An Yuying, Zeng Xiaodong. Principle of Photoelectric Detection [M]. Xi'an: Xi'an Electronic Science and Technology Press, 2004. 153~162
- 安毓英, 曾晓东. 光电探测原理[M]. 西安:西安电子科技大学出版社, 2004. 153~162
- 11 Yang Xiaoli. Foundation of Optoelectronic Technology [M]. Beijing: Beijing University of Posts and Telecommunications Press, 2004. 254~255
- 杨小丽. 光电子技术基础[M]. 北京:北京邮电大学出版社, 2004. 254~255