

基于阵列探测器的空间失配角匹配外差探测研究

董洪舟 敖明武 杨若夫 吴健 杨春平

(电子科技大学光电信息学院, 四川 成都 610054)

摘要 空间失配角是影响外差探测的主要因素之一,很小的角度失配就会导致中频信号极为微弱。通过分析提出,外差信号的振幅可以视为探测器量子效率分布函数的傅里叶变换,基于此提出一种单元增益可调的阵列探测器接收方法。该方法通过设置阵列中探测单元的增益系数,使阵列有效量子效率分布函数的频谱特性匹配信号光与本振光形成的干涉光场,以此提高存在失配角时的中频信号的强度。通过对有效量子效率分布函数的调整,匹配不同角度入射的信号光,即可达到高速扫描探测的目的。

关键词 测量;外差探测;阵列探测器;失配角;傅里叶变换

中图分类号 TN958 文献标识码 A doi: 10.3788/LOP49.081202

Study on the Angle Mismatching Heterodyne Detection Technology Based on Array Detector

Dong Hongzhou Ao Mingwu Yang Ruofu Wu jian Yang Chunping

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

Abstract The angle between signal light and local light is an important factor affecting the heterodyne detection. Even a small angle will lead the intermediate frequency signal to be weak. It is pointed out that the amplitude of the intermediate frequency signal can be regarded as the Fourier transform of the distribution function of quantum efficiency of detector. Based on that, a method using array detector in which the gain of unit is adjustable is proposed. One can form an effective quantum efficiency function matching the spatial mismatch angle by adjusting the gain magnification coefficient, which can enhance the intermediate frequency signal intensity. According to the method, high-speed scanning detection can be realized by a programmable controller.

Key words measurement; heterodyne detection; array detector; spatial mismatch angle; Fourier transform

OCIS codes 120.1880; 070.7345; 050.1960; 050.1970

1 引言

激光外差探测方式是公认的具备量子极限探测本领的探测体制。与直接探测相比,外差探测具有灵敏度高、转换增益高、信噪比高等优点,已经被广泛应用于通信、超精密测量、信号分析、激光雷达等重要领域^[1,2]。虽然具备众多优点,但当信号光与本振光的光场分布函数不匹配时,将引起外差效率的下降^[3]。空间失配角是造成外差效率下降的主要因素之一,它对外差探测影响的本质可理解为信号光等相位面倾斜造成的光场分布不匹配。根据理论分析和数值仿真的研究结果,通常几毫弧度的角度失配将使外差效率减小到50%以下^[4],也有实验证实,只有当信号光与本振光的夹角小于 0.015° 时,对微弱信号的检测才有较好的效果^[3]。这对外差探测技术的空间准直提出了苛刻的要求,也减小了外差探测的空间范围。阵列探测器在相干探测领域一般都是作为焦平面器件用来成像的,但有文献通过对阵列探测器外差效率的研究表明,若阵列中各探测单元的增益和相移设置合适,可以实现对任意畸变信号光的良好探测^[6]。一些研究工作也对探测器阵列的外差探测应用进行了分析研究^[7~9]。

收稿日期: 2012-04-09; 收到修改稿日期: 2012-05-16; 网络出版日期: 2012-06-15

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

董洪舟等^[10]曾指出,在外差探测中,若用透镜将信号光与本振光聚焦后会聚到探测器上时,探测器输出的中频信号电流的振幅本质为透镜孔径透射率函数的频谱值,并提出孔径透射率调制方法来降低失配角对外差探测的影响。但对于孔径透射率调制来说,由于调制元件透射率函数固定,这种方法只能对一定方位角入射的信号光起到增强中频(IF)信号的作用,因此,只能针对合作目标进行探测。本文在文献[10]的基础上指出,当探测器接收到的信号光与本振光都是平面波时,外差探测的中频信号电流振幅是探测器量子效率分布函数的傅里叶变换。以此为依据,提出在各探测单元的中频电流信号等相位相加的前提下,可以通过对单元探测器增益进行可编程调整,构造匹配空间失配角的有效量子效率分布函数,以此提高中频电流信号的振幅,同时可实现高速的大角度扫描外差探测。

2 理论分析

在单点探测器光敏面上建立如图 1 所示的坐标系,设信号光与本振光以一定的夹角 γ 入射到探测器上。

由于孔径一般具有圆对称特性,可以将信号光的波矢 \mathbf{k}_s 设定在 oxz 平面内,两光束夹角由 γ 表示,本振光波矢 \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

$$\mathbf{E}_s = E_s \exp[i(\omega_s t - \mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r} + \varphi_s)], \quad (1)$$

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

式中 E_s 和 E_L 分别为两束光的振幅, 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。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

$$I = |\mathbf{E}_s + \mathbf{E}_L|^2, \quad (3)$$

则得孔径面 oxy 平面上光强的表达式为

$$I(x, y, t) = 2E_s^2 + 2E_L^2 + E_s E_L \exp\{i[\Delta\omega t + (\mathbf{k}_L \cos \alpha_L + \mathbf{k}_s \cos \alpha_s)x + (\mathbf{k}_L \cos \beta_L)y + \Delta\varphi]\} + c. c., \quad (4)$$

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, $\mathbf{k}_L = |\mathbf{k}_L|$, $\mathbf{k}_s = |\mathbf{k}_s|$, $c. c.$ 为共轭符号。探测器输出外差信号电流可以表示为^[3]

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

式中 $\eta(x, y)$ 为探测器的量子效率分布函数, h 为普朗克常量, q_e 为电子电荷, ν 为光频率。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

$$i_{IF}(t) = E_s E_L \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \eta(x, y) \exp\{i[\Delta\omega t + (\mathbf{k}_L \cos \alpha_L + \mathbf{k}_s \cos \alpha_s)x + (\mathbf{k}_L \cos \beta_L)y + \Delta\varphi]\} dx dy + c. c., \quad (6)$$

即

$$i_{IF}(t) = A \exp[i(\Delta\omega t + \Delta\varphi)] + c. c., \quad (7)$$

式中

$$A = E_s E_L \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \eta(x, y) \exp\{i[(\mathbf{k}_L \cos \alpha_L + \mathbf{k}_s \cos \alpha_s)x + (\mathbf{k}_L \cos \beta_L)y]\} dx dy. \quad (8)$$

(8)式可写为

$$A = E_s E_L \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \eta(x, y) \exp[i(2\pi f_x x + 2\pi f_y y)] dx dy, \quad (9)$$

式中

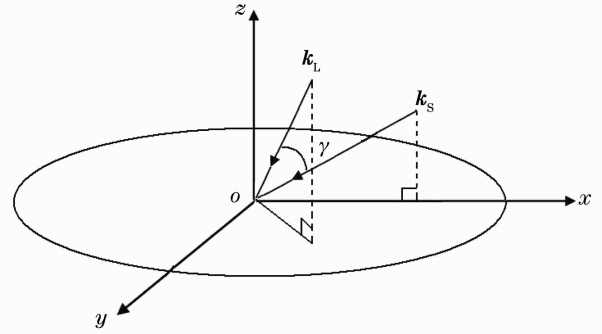


图 1 单点探测器光敏面坐标系

Fig. 1 Sketch of coordinate system on the photosensitive surface of signal detector

$$f_x = \frac{\cos \alpha_L}{\lambda_L} + \frac{\cos \alpha_S}{\lambda_S}, \quad f_y = \frac{\cos \beta_L}{\lambda_L}. \quad (10)$$

由(9)式可以看出,当信号光与本振光皆为平面波时,探测器输出的外差信号振幅为量子效率函数 $\eta(x, y)$ 的二维频谱值,频谱值对应的频率为 f_x 和 f_y 。为了便于随后的分析,可以对(9)式进行简化。若本振光调整得与光轴 z 的夹角足够小,本振光与坐标轴的夹角可以近似为

$$\alpha_L \approx \pi/2, \quad \beta_L \approx \pi/2, \quad \theta_L \approx 0, \quad (11)$$

则(10)式变为

$$f_x = \frac{\cos \alpha_S}{\lambda_S}, \quad f_y = 0. \quad (12)$$

考虑到两波矢的夹角 γ 为 $\cos \gamma = \sin \alpha_S$, 综合以上内容,则(9)式可以写为

$$A = E_S E_L \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \eta(x, y) \exp[i(2\pi f_x x)] dx dy, \quad (13)$$

式中 $f_x = \sin \gamma / \lambda_S$, $\exp(\cdot)$ 项具有周期为 $T = \lambda_S / \sin \gamma$ 干涉条纹的物理意义。就单点探测器来说,若其量子效率函数为常数分布 $\eta(x, y) = a$, 则根据常数的频谱特性,其频谱值将随频率的增大而急剧下降,也即是说,中频信号电流振幅将会随空间失配角 γ 的增大而急剧下降。因此,为了保证得到足够强的中频信号,夹角 γ 必须限制在较小的范围之内。对于(13)式,若量子效率函数 $\eta(x, y)$ 在 x 方向上具有周期为 $T = \lambda_S / \sin \gamma$ 的分布特性,则此时量子效率函数在频域的频率正好为 f_x , 量子效率分布函数和此时的干涉条纹匹配,探测器输出的中频信号电流强度必然会得到改善。而对于单点探测器来说,这是无法实现的。因此,本文提出基于探测器阵列的匹配方法,这种方法可以用探测器阵列构造匹配频率 f_x (即匹配角度 γ) 的量子效率函数,从而增大中频信号的振幅。

3 探测器阵列的匹配接收

若有一个单元尺寸和间距都为 d 的阵列探测器,如图2所示,设各探测单元的量子效率 η 都为常数 a , 但在后续电路上的电流放大系数 ξ 却不同,那么此时可以定义一个有效量子效率值 $\eta' = a \times \xi$, 然后通过设置各个单元的系数 ξ 就可以构造一个周期近似为 $T = \lambda_S / \sin \gamma$ 的有效量子效率分布函数 $\eta'(x, y)$, 以此匹配夹角为 γ 的入射信号光。所有单元输出的电流经加法电路模块进行等相位相加后具有(13)式中的积分意义,此时输出的电流即为中频信号电流。各单元中频信号的等相位相加可以用高速的数字化模块实现,本文不对此进行讨论。当夹角 γ 变化时,干涉条纹周期也变化,此时可以通过调整增益放大系数 ξ 与之匹配。图2中给出了匹配不同空间失配角的一维示意图。

基于图2思想的阵列探测器接收方案如图3所示。在图3中,若信号光与本振光经准直后入射到探测器上,探测器各单元输出的电流由控制模块控制数字增益放大模块进行调节后输出,所有单元的电流再经等相位求和模块后的输出即为中频电流信号。数字增益放大模块可以通过数字可变电阻实现可编程控制,即控制模块发送控制指令给各单元的数字可变电阻,可变电阻接收到指令后根据各自的指令实现电阻微调变化,从而实现电流增益的变化。当阵列探测器需要探测某一合作目标时,只需通过增益控制模块发送对应的指令,设置各个数字增益放大模块的放大系数,使得有效量子效率匹配这一角度即可。而当增益控制模块发出一系列控制指令时,就实现了阵列探测器的扫描式探测。若在某一指令下探测到中频信号,目标的位置可根据指令对应的角度和方位进行确认。由于扫描速度主要取决于数字增益放大模块对控制指令的响应时间,因此可以在视场范围内实现高速扫描探测。

图4显示了图3中信号光不同方向入射时在探测器面上形成的干涉条纹的归一化强度分布以及阵列与之匹配的归一化有效量子效率分布。计算中探测器阵列为 25×25 的等间距单元排列结构,单元尺寸为 $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$, 相邻单元间距为 $50 \mu\text{m}$, 且假定 $\lambda_L \approx \lambda_S = 10 \mu\text{m}$ 。图中各探测单元的有效量子效率值粗略地取为与之对应的条纹空间范围内强度值的平均。

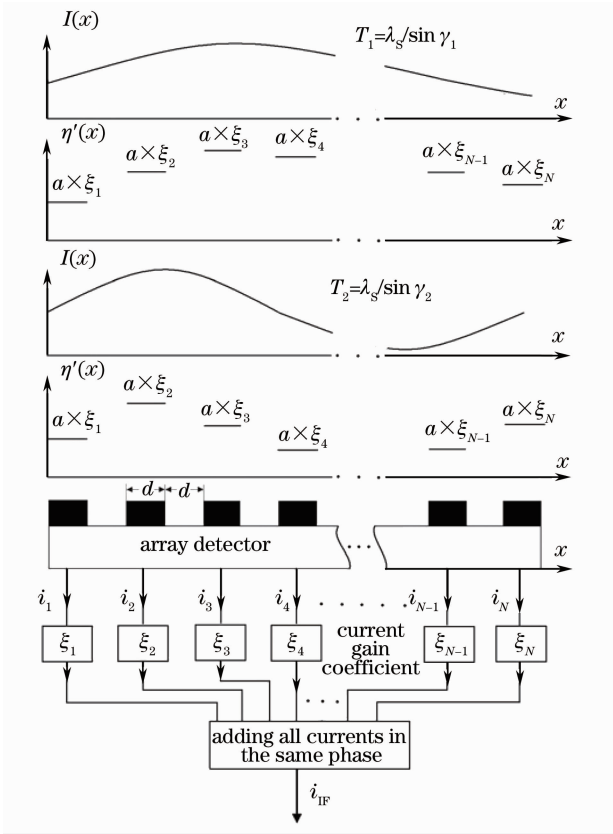


图 2 有效量子效率函数匹配空间失配角 γ 一维示意图

Fig. 2 One-dimensional schematic diagram of matching γ using effective quantum efficiency function

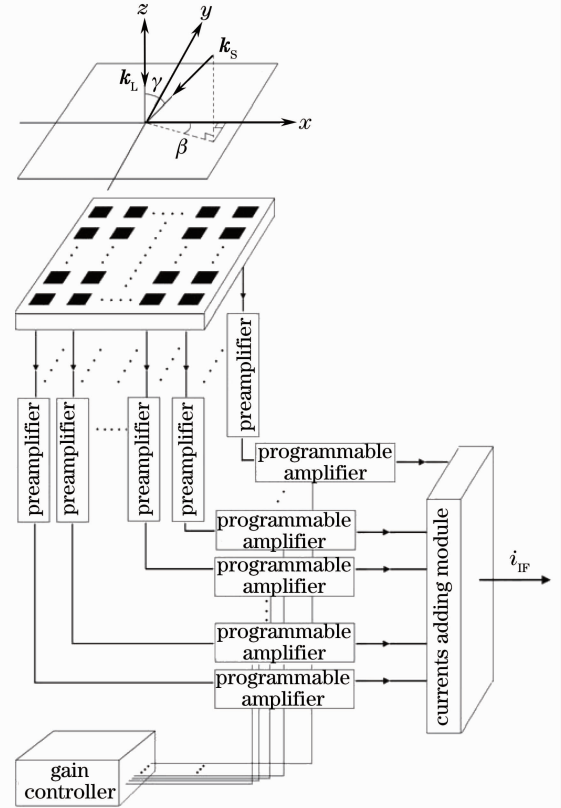


图 3 面阵探测器接收系统示意图

Fig. 3 Receiving system of array detector

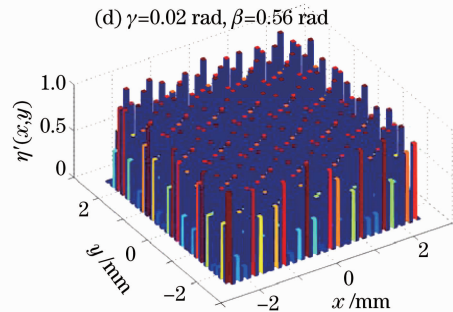
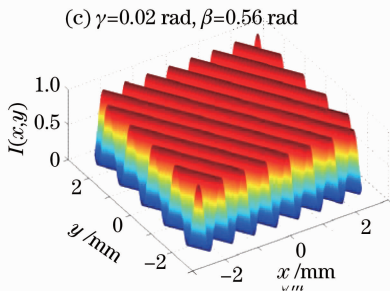
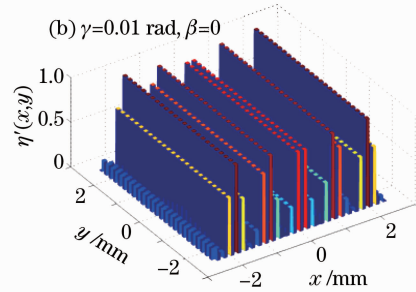
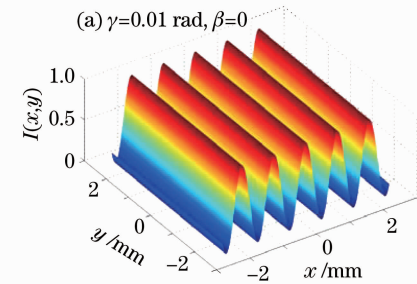


图 4 不同角度形成的干涉条纹和与之匹配的有效量子效率分布函数

Fig. 4 Interference fields with different γ and corresponding effective quantum efficiency functions

4 数值仿真

下面通过对(9)式直接数值计算分析探测器阵列对空间失配角的匹配效果。计算中具体参数设定如下：计算在图3所示的坐标系中进行，信号光与本振光的夹角用 γ 表示，且本振光入射方向与光轴平行，图3中信号光波矢在 oxy 平面的投影与 x 轴的夹角以 β 表示；设图3中阵列探测器各单元的量子效率相同，并被归一化，即 $a = 1$ ；阵列探测器各单元的电流放大系数 ζ_{el} 归一化在 $[0, 1]$ 的范围内，则有效量子效率也在 $[0, 1]$ 的范围内；探测器阵列为 25×25 的等间距单元排列结构，单元尺寸为 $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ ，相邻单元间距为 $50 \mu\text{m}$ 。计算结果如图5所示，图5(a)和(b)分别表示 $\beta = 0.088 \text{ rad}$ 和 $\beta = 0.55 \text{ rad}$ 时，阵列探测器输出信号振幅随 γ 增大时的变化情况。由图可知，阵列探测器的输出对空间失配角体现了良好的匹配性能。需要指出的是，本文的分析虽然并未涉及信噪比或外差效率，但所提出方法的两个主要特点即探测单元中频信号电流的等相位相加和有效量子效率对干涉光场的匹配，与文献[6]中的(8)式是具有相同含义的。根据文献[6]的分析，若在本文中探测器阵列中单点探测器的尺寸和间距足够小，则外差效率可以逼近其最大值。

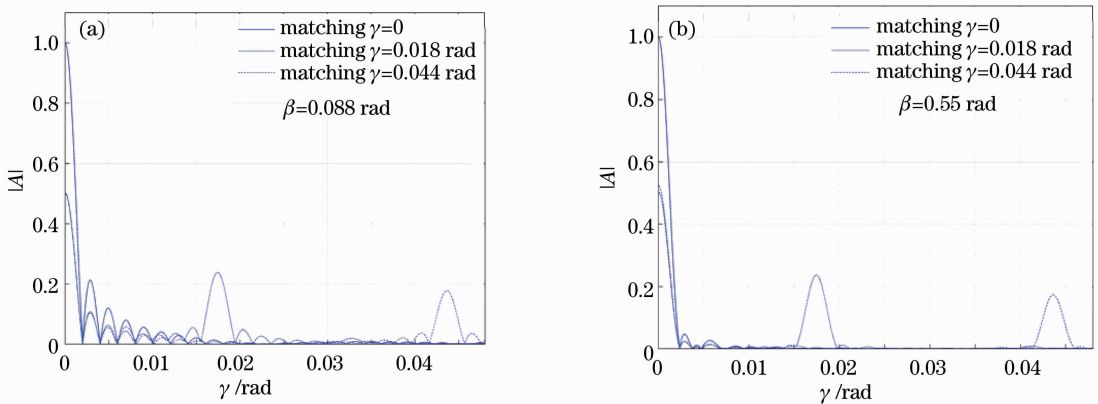


图5 匹配 γ 探测器阵列输出的中频信号振幅随夹角的变化情况

Fig.5 Variation of amplitude of IF signal output from array detector matching certain angle with angle γ

本接收方案的核心器件为面阵探测器，其作用是构造离散分布的有效量子效率函数，并使其频谱特性匹配不同入射角的信号光，这一过程也可以描述为对连续函数的抽样。从理论上讲，若探测单元尺寸和间距越小，则抽样函数在频域可以覆盖更高的频率范围，探测阵列能匹配的光束夹角也就越大。以波长 $10 \mu\text{m}$ 为例，若信号光与本振光夹角为 3° ，则其条纹间距应约为 $200 \mu\text{m}$ ，此时若假设探测单元尺寸和间距都为 $20 \mu\text{m}$ ，则在一个条纹周期内可以实现5次采样，采样频率为条纹频率的5倍左右。因此，可以认为本探测方案对角度的探测范围主要取决于探测器阵列的制造工艺。

5 结论

根据中频信号电流振幅是探测器量子效率函数的傅里叶变换这一理论基础提出一种单元增益可调的阵列探测器接收方法。该方法通过设置阵列中探测单元的增益系数，使阵列有效量子效率分布函数的频谱特性匹配信号光与本振光形成的干涉光场，以此提高存在失配角时的中频信号的强度。通过对有效量子效率分布函数的调整，匹配不同角度入射的信号光，即可达到高速扫描探测的目的。数值分析证实了这种方法的有效性。

参 考 文 献

- 1 Wang Liusan, Cao Zhensong, Wang Huan *et al.*. A widely tunable mid-infrared difference frequency generation laser and its detection of atmospheric water[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(4): 0414003
汪六三, 曹振松, 王欢等. 宽调谐中红外差频激光及大气水汽浓度探测[J]. *光学学报*, 2011, **31**(4): 0414003
- 2 Pu Lili, Zhou Yu, Sun Jianfeng *et al.*. Receiving characteristics of coherent lidar under partially coherent condition[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(12): 1228002
濮莉莉, 周煜, 孙剑锋等. 激光雷达部分相干外差探测接收特性研究[J]. *光学学报*, 2011, **31**(12): 1228002
- 3 David Fink. Coherent detection signal-to-noise [J]. *Appl. Opt.*, 1975, **14**(3): 689~690

- 4 Guo Wei, Yu Wang, Jian Zhou *et al.*. Research on heterodyne efficiency of laser Doppler velocimeter [J]. *Optik*, 2011, **122**(23): 2090~2093
- 5 Hu Deming. Spatially coherent conditions of optical heterodyne reception[J]. *Laser and Infrared*, 1988, **18**(8): 18~22
胡德明. 光外差接收的空间相干条件[J]. *激光与红外*, 1988, **18**(8): 18~22
- 6 David Fink, Samuel N. Vodopia. Coherent detection SNR of an array of detectors [J]. *Appl. Opt.*, 1976, **15**(2): 453~454
- 7 Kartik Patel, Joel M. Morris. Alignment system for optical heterodyne communications under misalignment conditions [J]. *IEEE J. Sel. Areas in Commun.*, 1999, **17**(2): 249~256
- 8 Rod Frehlich. Autonomous beam alignment for coherent Doppler lidar with multielement detectors [J]. *Appl. Opt.*, 1999, **38**(33): 6927~6941
- 9 Kin Pui Chan, Dennis K. Killinger. Coherent summation of spatially distorted laser Doppler signals by using a two-dimensional heterodyne detector array [J]. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(7): 1237~1239
- 10 Dong Hongzhou, Wu Jian, Guo Zhenzhen. Study of the effect of aperture transmission modulation on heterodyne detection. [J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, **32**(3): 0305002
董洪舟, 吴健, 郭贞贞. 孔径透射率调制对外差探测的影响[J]. *光学学报*, 2012, **32**(3): 0305002