

非相干单色光和白光散斑照相

顾杰 沈永昭

(苏州大学物理系)

Incoherent light and white light speckle photography

Gu Jie, Shen Yongzhao

(Department of Physics, Suzhou University, Suzhou)

Abstract: Starting from a speckle model of the scattering object and giving consideration to statistical nature of speckle phenomena, the recording process of specklegrams with monochromatic incoherent light and white light illuminating is discussed. The relationship between monochromatic light speckle and white light speckle is explored. Quantitative description is given for the effect of the frequency content of the scattering object and the photographic aperture on the spatial frequency of specklegrams. Theoretical analysis and experimental demonstration are also presented.

一、引言

许多文献^[1~2]阐述了白光散斑技术的理论和实验,但是散射体本身的性质缺少定量的描述,白光是复色光这一物理特性没有得到足够的重视。本文把散斑看成一系列随机空间频谱的迭加,建立了数学模型。并从单色非相干光散斑入手,把得出的结论再推广到白光散斑。

二、非相干单色光散斑成像

散斑记录系统见图1(图示为透射式,反射式的讨论相同)。用非相干单色光照明散射体,与文献[3]类似,可假定出射光场为一系列分立、随机平面波的迭加,其复振幅为

$$h(x_1, y_1) = \phi(x_1, y_1) \sum_i a_i e^{j2\pi(b_i x_1 + c_i y_1 + d_i)} \quad (1)$$

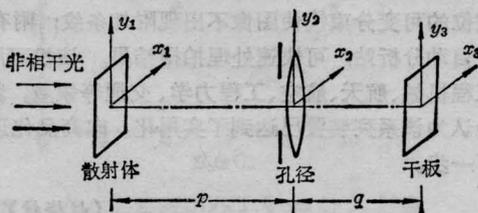


图1 记录系统

式中 ϕ 是散射体的轮廓函数, a_i 、 b_i 、 c_i 和 d_i 均为有一定统计规律的随机变量。设照相孔径函数为 $A(x_2, y_2)$,光学传递函数为 $E(f_x, f_y)$,运用傅氏光学原理可得像面光强^[4]

$$I_3(x_3, y_3) = \phi(-x_3, -y_3) \sum_i \sum_j E(b_i - b_j, c_i - c_j) a_i a_j \times \exp\{j2\pi[(b_i - b_j)x_3 + (c_i - c_j)y_3 + (d_i - d_j)]\} \quad (2)$$

考虑下述统计性质:(1)各随机变量各态历经;(2)幅值与位相统计独立;(3)幅值 a_i 是频率参数 b_i 、 c_i 的函数,其局域平均是频域坐标的函数,(4)谱点数目与求和区面积成正比。经过类似于文献[4]的运算,(2)式变为

$$I_3(x_3, y_3) = \phi(-x_3, -y_3) \sum_m G_\lambda(\alpha_m, \beta_m) e^{j2\pi(\alpha_m x_3 + \beta_m y_3 + \gamma_m)} \quad (3)$$

式中

$$G_\lambda(\alpha_m, \beta_m) = \left[\iint A(x_2, y_2) A(x_2 + \lambda q \alpha_m, y_2 + \lambda q \beta_m) dx_2 dy_2 \right] \times \left[\iint a(x_2, y_2) a(x_2 + \lambda q \alpha_m, y_2 + \lambda q \beta_m) dx_2 dy_2 \right] \quad (4)$$

上式中 a 是 a_i 的局域平均,反映了散射体本身的频

率分布,对天然散射体 α 是常数,这时(4)式可简化为 $G_\lambda(\alpha_m, \beta_m)$

$$= \iint A(x_2, y_2) A(x_2 + \lambda q \alpha_m, y_2 + \lambda q \beta_m) dx_2 dy_2 \quad (5)$$

三、白光散斑成像

(3)~(5)式对单色光适用,式中 G_λ 是波长的函数。白光是非相干单色光的迭加,白光散斑的像面光强为

$$I_3(x_3, y_3) = \phi(-x_3, -y_3) \sum_m G_w(\alpha_m, \beta_m) e^{j2\pi(\alpha_m x_3 + \beta_m y_3 + \gamma_m)} \quad (6)$$

其中

$$G_w(\alpha_m, \beta_m) = \int G_\lambda(\alpha_m, \beta_m) \Delta\lambda \quad (7)$$

四、衍射晕公式

(3)和(6)式的形式和文献[5]所述散斑图公式相同,经过类似的推导,可得衍射晕公式

$$I_f(x_f, y_f) = \sum_m |G(\alpha_m, \beta_m)|^2 \Phi^2\left(-\frac{x_f}{\lambda_r f} + \alpha_m, -\frac{y_f}{\lambda_r f} + \beta_m\right) \quad (8)$$

对于非相干单色光散斑,式中的 G 为 G_λ ;对白光散斑, G 为 G_w ; Φ 是 ϕ 的傅氏变换; λ_r 是分析时所用激光的波长; f 是变换透镜的焦距; (x_f, y_f) 是衍射晕平面上的坐标系。实际可探测到的晕能量分布为

$$I_{fd}(x_f, y_f) = \left| G\left(\frac{x_f}{\lambda_r f}, \frac{y_f}{\lambda_r f}\right) \right|^2 \quad (9)$$

五、实验

5.1. 波长对衍射晕的影响

用图2所示照相孔径,非相干单色光照明,拍摄天然散射体(毛玻璃)的单曝光散斑图,观察其晕。(5)式代入(9)式得

$$I_{fd}(x_f, y_f) = \left| \iint A(x_2, y_2) A\left(x_2 + \frac{\lambda q}{\lambda_r f} x_f, y_2 + \frac{\lambda q}{\lambda_r f} y_f\right) dx_2 dy_2 \right|^2 \quad (10)$$

显然 I_{fd} 是波长的函数,不同色光拍摄散斑图的晕能量分布不同, λ 越小,晕的轮廓越大。图3是实验照片,分别用红光(695.0nm)、黄光(589.7nm)、绿光(523.3nm)拍摄散斑图。白光散斑的晕是单色光散斑晕的加权平均。权重取决于两个因素:一是光源的光谱成分,二是记录介质对各色光的响应灵敏度。



图2 双槽孔

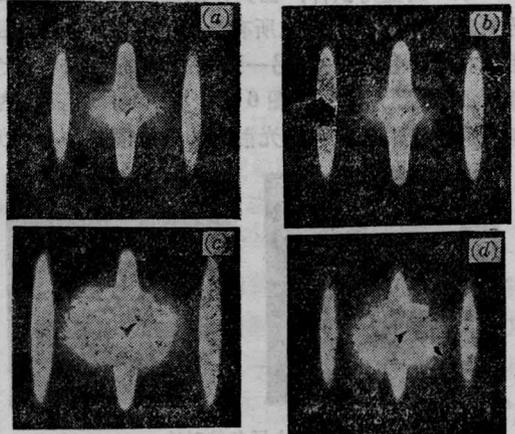


图3 单色光和白光散斑的晕

(a) $\lambda=695.0 \text{ nm}$ (b) $\lambda=589.7 \text{ nm}$;
(c) $\lambda=523.3 \text{ nm}$; (d) 白光

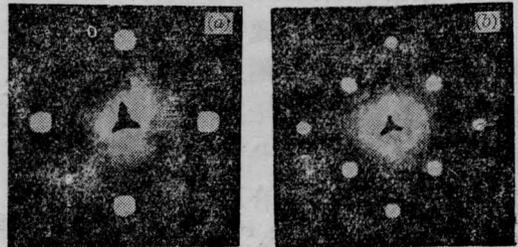


图4

(a) 人造散射体的晕; (b) 单色光散斑图的晕

由于迭加效果,晕的轮廓变得模糊,散斑图的衍射效率也有较大降低。

5.2 散射体本身频谱对衍射晕的影响

用交叉双孔法^[7],制作一张晕为图4(a)所示的散斑图,作为具有确定频率分布的人造散射体。然后用它进行非相干单色光散斑照相,采用图5的成

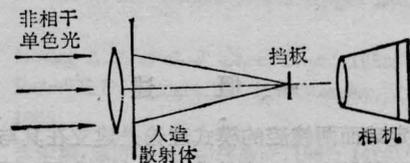


图5 实验光路

像光路。人造散射体(a)在中央亮块的强度较大,为使实验清晰起见,用挡板挡去了中央亮块,这样(4)式中的 α 只在四孔内不为零。选取 Δ 为一足够大的圆孔,让 α 的自相关完全落在 Δ 的自相关中。由(4)和(9)式可知,所得非相干光散斑图的晕轮廓应是四孔自相关的轮廓,实验结果图4(b)证实了这一点。

5.5 非相干单色光散斑和白光散斑的比较

取一圆盘为试件,在其作刚体转动前后作双曝光散斑照相。保证其它所有条件不变,一张散斑图用非相干单色光拍摄,另一张用白光拍摄。并在完全相同的位置上滤波,得图6的全场条纹照片。显然,单色光散斑的条纹比白光散斑的条纹清晰。单色光

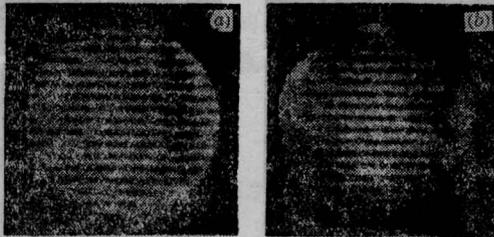


图6 全场条纹对比
(a) 单色光; (b) 白光

散斑图的衍射效率也高。

由上述讨论可见,白光散斑使用的记录介质除分辨率的要求外,其增感范围应和光源的光谱成份匹配。例如天津全息I型干板对632.8nm的色光最敏感,则选用红光丰富的光源为宜。事实上只需在光路中加一滤色片就能显著提高条纹质量。我们在一个实验中用溴钨灯作光源,加普通相机用的红色滤色片,效果不错。加滤色片的唯一代价是使曝光时间增加。

感谢王定兴老师的大力帮助。

参 考 文 献

- 1 Liu B C, Lin S T. *Appl. Opt.*, 1986; **25**(1): 11
- 2 Chiang F P, Li D W. *Appl. Opt.*, 1985; **24**(4): 2166
- 3 顾杰,沈永昭. 中国激光,1967, **14**(8): 470
- 4 J W 顾德门,傅里叶光学导论,科学出版社,1979; chap. 5~7
- 5 顾杰 *et al.* 中国激光,1987; **14**(10): 607
- 6 顾杰 *et al.* 苏州大学学报,1986; **2**(2): 161
- 7 顾杰. 实验力学,1986; **1**(4): 371

(收稿日期: 1987年3月13日)

关于等价共焦腔方法的讨论

卢 亚 雄

(成都电讯工程学院光电子技术系航)

Discussion on equivalent confocal resonator method

Lu Yaxiong

(Department of Opto-Electronic Techniques, Chengdu Institute of Radio Engineering, Chengdu)

Abstract: Uniqueness of equivalent confocal resonator method is discussed. Demonstration of the uniqueness for the cases it holds has been improved by using the quasigeometric theory of optical resonators and the characters of the equivalent symmetric confocal resonator.

一、概 述

稳定球面两镜腔的模式理论是建立在其与共焦腔等价的基础上的。在许多文献中,为了证明等价共焦腔存在的唯一性,都假设稳定球面两镜腔本征

模式的等相位面曲率半径 ρ_{G_i} ,在腔镜处等于腔镜的曲率半径 ρ_i :

$$\rho_{G_i} = \rho_i \quad (1)$$

由于上式并不普遍成立,因此文献[1]的作者对等价共焦腔方法提出质疑。鉴于这个问题的重要性,有