

3556 860924 改文  
張以模 天津大学精仪系 860926  
郑师海 北京物研所 860926

## 无透镜强度相关器中信号尺度和旋转变化的效应

王肇圻

(南开大学现代光学研究所)

**提要:** 分析和计算了利用费涅耳全息滤波器的无透镜强度相关检测中, 输入信号尺度和旋转变化的效应。结果表明, 无透镜强度相关器对信号的尺度和旋转变化的不敏感, 这给特定应用的特征识别带来方便。

### Effect of change in scale and rotation of signals in a lensless intensity correlator

Wang Zhaoqi

(Institute of Modern Optics, Nankai University, Tianjin)

**Abstract:** The effect of change in scale and rotation of the signals in a lensless intensity correlator using Fresnel holographic filter has been considered both theoretically and experimentally. The experimental results show that it is not sensitive to scale change and rotation. Thus it offers convenience in the application of certain pattern recognition.

旋转变化的效应。

### 一、引言

特征识别技术现已广泛应用于研究领域。光学特征识别有三种不同的技术: 用匹配滤波器实现相干光振幅相关检测<sup>[1]</sup>; 用强度脉冲响应滤波器实现非相干光强度相关检测<sup>[2]</sup>; 以及我们最近报告的用费涅耳全息滤波器实现无透镜强度相关检测<sup>[3]</sup>。在相关检测技术中, 输入信号的尺度和旋转变化的影响将严重影响相关输出。对于振幅相关检测, 这些参量的效应已有报道<sup>[4]</sup>, 而对于强度相关检测尚未有报道。本文就我们所提出的无透镜强度相关器, 分析和计算了输入信号尺度和

### 二、输入信号尺度变化的影响

#### 1. 振幅线性相关

用匹配滤波器的光学相关检测系统如图1所示。该系统在物理实质上是空间完全相干光光学处理系统, 因而系统对于输入复振幅的响应是线性的。为简单起见, 我们仅考虑一维的情形。设特征信号片的复振幅透过率为  $g(x)$ , 输入信号是  $g(ax)$ , 式中  $a$  是尺度变化因子, 样品尺寸为  $2L$ 。相关峰值为

收稿日期: 1986年9月24日。

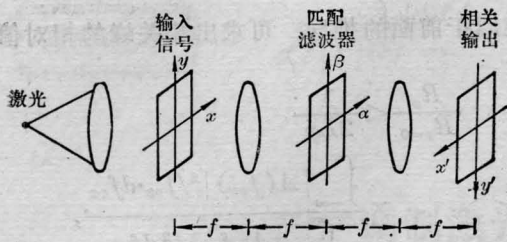


图1 用匹配滤波器的相关检测系统

$$R_a(x_0) |_{x_0=0} = \int_{-\infty}^{\infty} g(ax) \cdot g^*(x+x_0) dx \quad (1)$$

对于单一空间频率  $f_0$  的特征信号,  $g(x)$  和  $g(ax)$  可表示为

$$g(x) = A(f_0) \text{rect}\left(\frac{x}{2L}\right) \exp(-i2\pi f_0 x)$$

$$g(ax) = \frac{1}{a} A(f_0) \text{rect}\left(\frac{x}{2L}\right) \exp(-i2\pi f_0 ax)$$

式中  $\text{rect}$  表示矩形函数。代入(1)式完成积分后有

$$R_a(f_0) = \frac{2L}{a} |A(f_0)|^2 \text{sinc}[2Lf_0(1-a)] \quad (2)$$

对于多空间频谱分量的信号, 相关峰值为对上式的积分

$$R_a = \frac{2L}{a} \int_{-\infty}^{\infty} |A(f_0)|^2 \times \text{sinc}[2Lf_0(1-a)] df_0 \quad (3)$$

为得到定量表示, 我们利用关系式

$$\text{sinc } x < \frac{1}{x},$$

则相关峰的相对值为

$$\frac{R_a}{R_{a=1}} < \frac{1}{2La(1-a)} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |A(f_0)|^2 / f_0 \cdot df_0}{\int_{-\infty}^{\infty} |A(f_0)|^2 df_0} \quad (4)$$

其相对强度为上式模的平方

$$I_a \sim |R_a/R_{a=1}|^2 \sim [La(1-a)]^{-2} \quad (5)$$

上式表明  $I_a$  随尺度因子  $(1-a)^{-2}$  而衰减。

## 2. 强度线性相关

用费涅耳全息滤波器的光学相关检测系

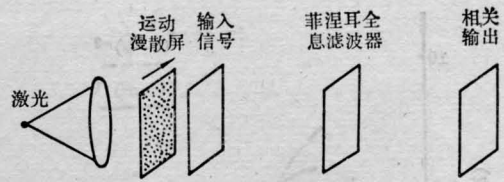


图2 用费涅耳全息图的强度相关检测系统

统如图2所示。该系统在物理实质上是空间完全非相干光光学处理系统, 因而系统对于输入光强度的响应是线性的。设特征信号片的强度透过率为  $T(x)$ , 输入信号是  $T(a\lambda)$ , 则强度相关峰值为

$$T_a(x_0) |_{x_0=0} = \int_{-\infty}^{\infty} T(ax) T(x+x_0) dx \quad (6)$$

由于强度是实函数, 因此可表示为不同频率的余弦函数的迭加(见附录)。对于单一频率  $f_0$  的余弦特征信号有

$$T(x) = I(f_0) \text{rect}\left(\frac{x}{2L}\right) \cos(2\pi f_0 x)$$

$$T(ax) = \frac{1}{a} I(f_0) \text{rect}\left(\frac{x}{2L}\right) \cos(2\pi f_0 ax)$$

代入(6)式完成积分后有

$$I_a(f_0) = \frac{L}{a} |I(f_0)|^2 \times \{\text{sinc}[2f_0L(1+a)] + \text{sinc}[2f_0L(1-a)]\} \quad (7)$$

对于多频率余弦分量的信号, 相关峰值为对上式的积分,

$$I_a = \frac{L}{a} \int_0^{\infty} |I(f_0)|^2 \times \{\text{sinc}[2f_0L(1+a)] + \text{sinc}[2f_0L(1-a)]\} df_0 \quad (8)$$

利用关系式  $\text{sinc } x < \frac{1}{x}$ , 可求得相关峰的相对强度为

$$\frac{I_a}{I_{a=1}} < \frac{1}{2La(1-a^2)} \times \frac{\int_0^{\infty} |I(f_0)|^2 / f_0 \cdot df_0}{\int_0^{\infty} |I(f_0)|^2 [1 + \text{sinc}(4Lf_0)] df_0} \sim [La(1-a^2)]^{-1} \quad (9)$$

上式表明强度相关的  $I_a$  随尺度因子以  $(1-$

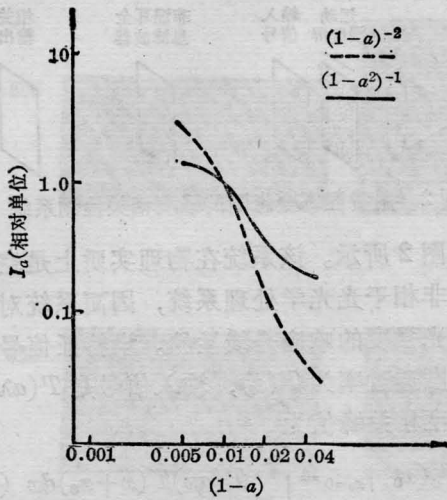


图3  $I_\alpha$  随  $(1-\alpha)$  变化的相对衰减曲线

$\alpha^2)^{-1}$  衰减。图3绘出了  $I_\alpha$  随  $(1-\alpha)$  变化的相对衰减曲线。

### 三、输入信号旋转的影响

#### 1. 振幅线性相关

考虑具有单一空间频率  $f_{0x}$  的特征信号。当输入信号旋转一个小角度  $\varphi$  时，将有一个沿  $y$  方向的频率增量  $f_{0x}\varphi$ ，因而特征信号和输入信号的复振幅分布可表示为

$$g(x) = A(f_{0x}) \text{rect}\left(\frac{x}{2L}\right) \exp(-i2\pi f_{0x}x)$$

$$g_\varphi(x, y) = A(f_{0x}) \text{rect}\left(\frac{x}{2L}\right) \times \text{rect}\left(\frac{y}{2L}\right) \exp[-i2\pi f_{0x}(x+\varphi y)]$$

振幅相关峰值为

$$R_\varphi(f_{0x}) = \iint_{-\infty}^{\infty} g_\varphi(x, y) g^*(x) dx dy = K |A(f_{0x})|^2 \times \text{sinc}(2Lf_{0x}\varphi) \quad (10)$$

对于多空间频率分量的信号，相关峰值为上式的积分

$$R_\varphi = K \int_{-\infty}^{\infty} |A(f_{0x})|^2 \text{sinc}(2Lf_{0x}\varphi) df_{0x} \quad (11)$$

类似于前面的推导，可求出相关峰的相对值为

$$\frac{R_\varphi}{R_{\varphi=0}} < \frac{1}{2L\varphi} \times \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |A(f_{0x})|^2 / f_{0x} \cdot df_{0x}}{\int_{-\infty}^{\infty} |A(f_{0x})|^2 df_{0x}}, \quad (12)$$

因而相关峰的相对强度为

$$I_\varphi \sim |R_\varphi / R_{\varphi=0}|^2 \sim (L\varphi)^{-2} \quad (13)$$

上式表明  $I_\varphi$  随角度因子  $\varphi^{-2}$  而衰减。

#### 2. 强度线性相关

设特征信号的强度分布  $T(x)$  是具有单一频率  $f_{0x}$  的余弦信号，输入信号有  $\varphi$  角旋转。类似于前面的分析，有

$$T(x) = I(f_{0x}) \text{rect}\left(\frac{x}{2L}\right) \cdot \cos(2\pi f_{0x}x)$$

$$T_\varphi(x, y) = I(f_{0x}) \text{rect}\left(\frac{x}{2L}\right) \text{rect}\left(\frac{y}{2L}\right) \times \cos(2\pi f_{0x}x) \cdot \cos(2\pi f_{0x}\varphi y)$$

因而强度相关峰值为

$$I_\varphi(f_{0x}) = \iint_{-\infty}^{\infty} T_\varphi(x, y) \cdot T(x) dx dy = K [1 + \text{sinc}(4Lf_{0x})] \times |I(f_{0x})|^2 \text{sinc}(2Lf_{0x}\varphi) \quad (14)$$

对于多频率余弦分量的信号，相关峰值是对上式的积分

$$I_\varphi = K \int_0^{\infty} |I(f_{0x})|^2 [1 + \text{sinc}(4Lf_{0x})] \times \text{sinc}(2Lf_{0x}\varphi) df_{0x} \quad (15)$$

类似前面的推导可求出强度相关峰的相对值为

$$\frac{I_\varphi}{I_{\varphi=0}} < \frac{1}{2L\varphi} \times \frac{\int_0^{\infty} |I(f_{0x})|^2 [1 + \text{sinc}(4Lf_{0x})] / f_{0x} \cdot df_{0x}}{\int_0^{\infty} |I(f_{0x})|^2 [1 + \text{sinc}(4Lf_{0x})] df_{0x}} \sim (L\varphi)^{-1} \quad (16)$$

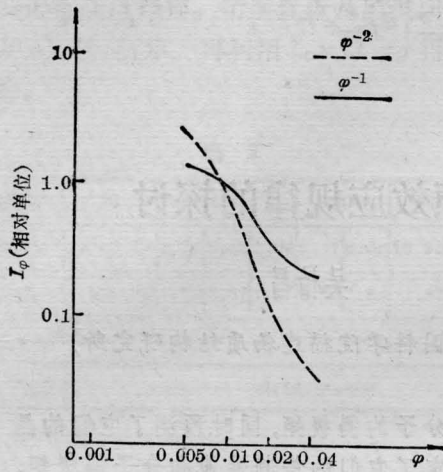


图4  $I_\phi$  随  $\phi$  变化的相对衰减曲线

上式表明强度相关的  $I_\phi$  随角度因子  $\phi^{-1}$  衰减。图4绘出  $I_\phi$  随  $\phi$  变化的相对衰减曲线。

### 参 考 文 献

- [1] A. Vander Lugt; IEEE Trans. Inform. Theory, 1964, IT-10, No. 2, 139.
- [2] J. D. Armitage, A. W. Lohmann; Appl. Opt., 1965, 4, No. 4, 461.
- [3] G. G. Mu; SPIE Proceedings, 1986,
- [4] D. Cassasent, A. Furman; Appl. Opt., 1977, 16, No. 6, 1652

(上接第 673 页)

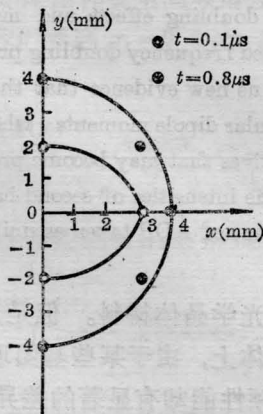


图6 波阵面的时空图象

图3得到激光脉冲结束时, 垂直于光路方向

## 附 录

证明一个实函数  $T(x)$  可以表示为不同频率的余弦函数的迭加。

首先证明实函数  $T(x)$  的傅里叶谱  $\tilde{T}(f)$  的模是偶函数。由傅里叶变换式有

$$\tilde{T}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} T(x) \exp(i2\pi fx) dx$$

对于实函数  $T(x)$ , 有  $T^*(x) = T(x)$ , 因此

$$\begin{aligned} \tilde{T}^*(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} T^*(x) \exp(-i2\pi fx) dx \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} T(x) \exp(-i2\pi fx) dx = \tilde{T}(-f) \end{aligned}$$

因此有  $|\tilde{T}(f)| = |\tilde{T}(-f)|$

再由逆傅里叶变换式有

$$\begin{aligned} T(x) &= \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{T}(f) \exp(-i2\pi fx) df \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{T}(f)| \exp[-i2\pi fx - i2\pi\phi(f)] df \end{aligned}$$

其中  $\tilde{T}(f) = |\tilde{T}(f)| \exp[-i2\pi\phi(f)]$

利用尤拉公式有

$$\begin{aligned} T(x) &= \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{T}(f)| \cos[2\pi fx + 2\pi\phi(f)] df \\ &\quad - i \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{T}(f)| \sin[2\pi fx + 2\pi\phi(f)] df \end{aligned}$$

由于  $|\tilde{T}(f)|$  是偶函数, 上面积分中第一项的被积函数是偶函数, 第二项的被积函数是奇函数, 因此有

$$T(x) = 2 \int_0^{\infty} |\tilde{T}(f)| \cos[2\pi fx + 2\pi\phi(f)] df$$

命题得证。

上波阵面到达 2mm 处, 由此得到爆炸波的时空图象如图6所示: 在脉冲作用时间波阵面类似于椭球面, 脉冲结束后逐渐变为球面。

河北大学八六届毕业生赵滨华、李金岭参加了部分实验工作, 谨此致谢。

### 参 考 文 献

- [1] H. V. Boening; J. Low-Temperature Plasma Chemistry, 1985, 101.
- [2] 傅广生等; 中国光学学会 1985 年年会论文集, p. 159.
- [3] 泽尔道维奇·莱依捷尔著; 《激波和高温气体动力学现象物理学》, 上册, 张树林译, 科学出版社, 1980年.
- [4] “硅烷法制取高纯硅”, 国外资料汇编, 科学出版社, 1972.