

# 用傅里叶谱位相方法对运动目标定位\*

陈铁岐 张 春 徐克琰

(复旦大学物理系激光物理与光学实验室, 上海 200433)

**摘 要** 介绍一种利用运动目标图像傅里叶谱位相信息实现对目标定位的新方法, 该方法具有较高定位精度, 且不受运动目标姿态改变的影响。文中介绍原理、给出计算机仿真和实验测量结果, 并讨论实际应用的可行性。

**关键词** 傅里叶谱位相, 运动目标定位, 正交偏振  $180^\circ$  旋转剪切干涉仪。

## 1 引 言

在对运动目标实时跟踪时需要目标精确定位, 通常有两种方法: 光学相关法<sup>[1, 2]</sup>和计算质心法<sup>[3]</sup>。光学相关法是根据相关峰的位置来定位的。这一方法的优点在于它对目标定位的同时还对目标进行识别, 并且有很好的实时性, 但当运动目标姿态改变时, 相关峰很快消失了。一种改进的光学相关法——参考函数实时更新的联合变换相关法<sup>[2]</sup>很好地克服了这一缺点。它把前一时刻的目标图像作为当前时刻的参考样本, 只要目标在这一时间间隔内姿态变化不大, 这种方法总能给出很好结果。计算质心法在运动目标姿态迅速变化时也能给出较好的定位结果, 与光学相关法一样, 它也具有简单、迅捷的优点, 但它没有识别目标的能力。考虑到在对运动目标跟踪时, 只要随时对目标定位精确, 就没有必要每次再对目标进行识别, 因此计算质心法的这一缺点是可以容忍的。然而无论是计算质心法还是光学相关法都具有定位精度不高的缺点。光学相关法的定位精度由相关峰的半高半宽度决定, 一般误差大于一个像素; 而计算质心法要获得优于一个像素的精度, 则必须在目标很小的情况下采用离焦成像的方法<sup>[3]</sup>。

本文提出一种利用运动目标图像的傅里叶谱位相信息对目标定位的新方法。利用正交偏振  $180^\circ$  旋转剪切干涉仪<sup>[4]</sup>, 实时得到目标图像的傅里叶谱, 再从傅里叶谱反推出目标质心的偏移量。由于傅里叶谱的位相对目标的位移极其敏感, 而且傅里叶谱记录目标位移的信息是非定域的, 因此理论上这种方法可以获得远小于一个像素的定位精度。这是一种新型的计算质心法, 同样具有不受运动目标姿态变化影响的优点。

\* 国家自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1994年10月31日; 收到修改稿日期: 1995年1月27日

## 2 原理和仿真结果

假定目标图像用函数  $f(x, y)$  表示, 其傅里叶变换用  $F(u, v)$  表示, 即有:

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u, v) \exp [i2\pi(ux + vy)] \, du \, dv \quad (1)$$

将(1)式两边取复共轭,

$$f^*(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F^*(u, v) \exp [-i2\pi(ux + vy)] \, du \, dv \quad (2)$$

另由傅里叶变换的性质可知:

$$-i2\pi x f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial F(u, v)}{\partial u} \exp [i2\pi(ux + vy)] \, du \, dv \quad (3)$$

将(2)、(3)两式相乘并对全平面积分,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x |f(x, y)|^2 \, dx \, dy = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial F(u, v)}{\partial u} F^*(u, v) \, du \, dv \quad (4)$$

(4)式的左边是实数, 因此右边的虚部应为零, 所以,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x |f(x, y)|^2 \, dx \, dy = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \theta(u, v)}{\partial u} |F(u, v)|^2 \, du \, dv \quad (5)$$

这里,  $\theta(u, v)$  是  $F(u, v)$  的位相。另外由(1)、(2)两式可得:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |f(x, y)|^2 \, dx \, dy = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(u, v)|^2 \, du \, dv \quad (6)$$

再由(5)、(6)两式相除可得:

$$\frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x |f(x, y)|^2 \, dx \, dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |f(x, y)|^2 \, dx \, dy} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \theta(u, v)}{\partial u} |F(u, v)|^2 \, du \, dv}{2\pi \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(u, v)|^2 \, du \, dv} \quad (7a)$$

同样可以证明:

$$\frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} y |f(x, y)|^2 \, dx \, dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |f(x, y)|^2 \, dx \, dy} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \theta(u, v)}{\partial v} |F(u, v)|^2 \, du \, dv}{2\pi \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(u, v)|^2 \, du \, dv} \quad (7b)$$

(7)式的左边就是目标图像的质心坐标, 而在(7)式的右边,  $|F(u, v)|^2$  和  $\theta(u, v)$  分别就是目标图像傅里叶谱的强度和位相。获得了目标图像的傅里叶谱, 通过(7)式就可推知目标质心的位移。

尽管运动目标姿态的改变会使目标图像的傅里叶谱位相发生较大变化, 但目标质心的位移只在傅里叶谱位相中增加一项线性位相, 因此上述定位方法应不受运动目标姿态变化的影响。为确证这一点, 作了计算机仿真, 结果如图 1 所示。图 1 共分(a)~(c)三个图, 分别对应目标三个不同的运动姿态, 每个图又分为四个部分。左上部分是目标图像  $f(x, y)$ , 其质心的偏移量通过计算机预置, 偏移量的数值以视场大小为单位的。右上部分是目标图像傅里叶谱的

位相  $\theta(u, v)$ ，图中由黑到白表示位相值由  $-\pi$  到  $\pi$ 。采用(7)式计算出的质心偏移量与预置值符合得很好，定位精度折合成像素约为 0.5。这里的定位误差由图像的高离散化引入，实验中直接测量目标图像的傅里叶谱位相，这方面的影响可排除。为直观地显示计算值的精确性，作者将目标图像的傅里叶谱强度，配上  $\theta(u, v)$  减去质心偏移计算值所对应的线性位相后的剩余位相  $\theta_0(u, v)$ ，再进行逆傅里叶变换，三种运动姿态情况下都得到了质心回到中央的目标图像。左下部分是  $\theta_0(u, v)$ ，右下部分是逆傅里叶变换得到的目标图像。

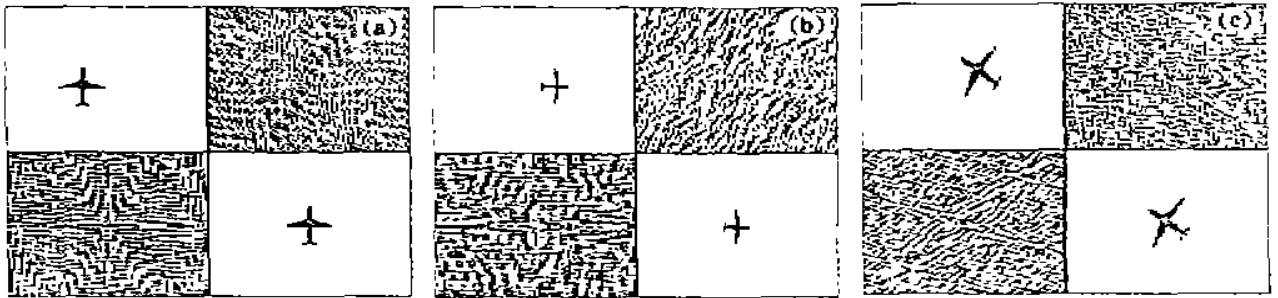


Fig. 1 The computer simulation results

- (a) The preset shift of the object is  $(-0.1125, -0.0533)$ , the calculated value is  $(-0.1143, -0.0511)$ ; (b) The preset shift is  $(+0.1074, -0.0384)$ , the calculated value is  $(+0.1053, -0.0365)$ ; (c) The preset shift is  $(+0.0904, +0.0352)$ , the calculated value is  $(+0.0878, +0.0371)$

### 3 实验方法和测量结果

本文的实验装置如图 2 所示，图中虚线框部分是正交偏振  $180^\circ$  旋转剪切干涉仪 (RSI)，用来测量目标图像傅里叶谱的位相<sup>[1]</sup>。旋转剪切干涉仪中  $M_1$  和  $M_2$  是两个特殊放置的直角反射镜，它们的脊分别是垂直和水平的，均由两块平镜组成，两块平镜中的一块与光轴成布儒斯特角。这样， $M_1$  只反射垂直偏振分量，而  $M_2$  只反射水平偏振分量，而且由  $M_1$  和  $M_2$  反射的图像分别是水平和垂直方向作镜向变换。假设给它输入一个偏振沿  $(i + j)$  方向的波面  $f(x, y)$ ，那么经  $M_1$  反射的波面可写为  $j \exp(i\Delta) f(-x, y)$ ，而经  $M_2$  反射的波面可写为  $i f(x, -y)$ ，最后旋转剪切干涉仪的输出是这两个波面的叠加。这里  $i$  和  $j$  分别表示水平和垂直方向的单位偏振矢量， $\Delta$  表示旋转剪切干涉仪内两臂的位相差(可通过  $M_1$  后面的压电陶瓷来调节)。

使检偏器  $P$  沿  $(i + j)$  方向，通过  $P$  的波面为  $f(x, -y) + \exp(i\Delta) f(-x, y)$ ，紧接着在傅里叶透镜的后焦面上的波面可写为  $F(u, -v) + \exp(i\Delta) F^*(u, -v)$ 。可以证明，在傅里叶透镜后焦面上只有强度分布，而位相分布是个空间无关的常量，这个波面的强度分布可写成：

$$I(u, v) = 2|F(u, -v)|^2 \{1 + \cos [2\theta(u, -v) - \Delta]\} \quad (8)$$

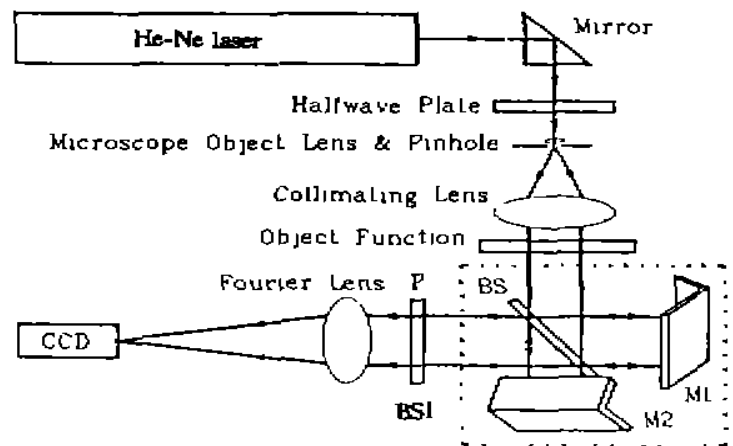


Fig. 2 The diagram of experimental set up

这里  $F(u, -v)$  是  $f(x, -y)$  的傅里叶变换,  $\theta(u, -v)$  是  $F(u, -v)$  的位相。在不同  $\Delta$  情况下测量这个强度分布, 就可以确定  $F(u, -v)$  的位相  $\theta(u, -v)$ 。将在  $\Delta = 0, \pi/2$  和  $\pi$  时测量的三个强度依次记为  $I_0, I_1$  和  $I_2$ , 容易证明:

$$|F(u, -v)|^2 = \frac{I_0 + I_2}{4} \quad (9)$$

以及

$$\frac{\partial \theta(u, -v)}{\partial u} |F(u, -v)|^2 = \frac{I_2 (\partial I_0 / \partial u) - I_0 (\partial I_2 / \partial u)}{4(I_0 + I_2 - 2I_1)} \quad (10a)$$

$$\frac{\partial \theta(u, -v)}{\partial v} |F(u, -v)|^2 = \frac{I_2 (\partial I_0 / \partial v) - I_0 (\partial I_2 / \partial v)}{4(I_0 + I_2 - 2I_1)} \quad (10b)$$

将(9)、(10)两式代入(7)式便可计算出目标质心的位置:

$$X_c = - \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I_2 \frac{\partial I_0}{\partial u} - I_0 \frac{\partial I_2}{\partial u}}{I_0 + I_2 - 2I_1} du dv}{2\pi \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (I_0 + I_2) du dv}, \quad Y_c = + \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I_2 \frac{\partial I_0}{\partial v} - I_0 \frac{\partial I_2}{\partial v}}{I_0 + I_2 - 2I_1} du dv}{2\pi \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (I_0 + I_2) du dv} \quad (11)$$

在测量之前需要对旋转剪切干涉仪进行预先校准。可在旋转剪切干涉仪的输入平面上放置一个正方形光瞳, 调节它的位置使旋转剪切干涉仪输出的两个正方形在空间上重合。然后通过压电陶瓷调节  $M_1$  和  $M_2$  中两块平晶的夹角、 $M_1$  和  $M_2$  的脊与光轴的夹角以及  $M_1$  的前后, 在检偏器  $P$  后面观察旋转剪切干涉仪的输出, 使旋转剪切干涉仪输出的正方形达到全暗。这样就保证了  $M_1$  和  $M_2$  中的两块平晶构成直角反射镜及  $M_1$  和  $M_2$  的脊互相垂直且与光轴相垂直。

图 3 是对目标定位的实验测量结果。其中横轴是目标偏移量的调节值, 纵轴是测量值, 图 3(a)、图 3(b) 分别对应  $X, Y$  两个方向的测量, 图中数据点的三种标记分别对应目标的三种运动姿态。图 3 中拟合的直线显示了调节值与测量值的良好吻合。

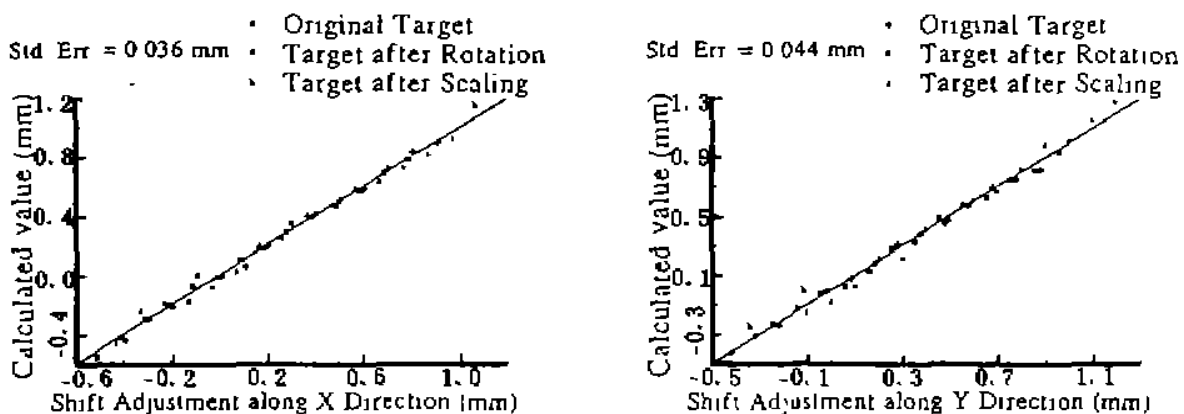


Fig. 3 The experimental results. The results show that the measured shifts are linearly related to the adjusted shifts

#### 4 误差分析与讨论

实验中目标的偏移量是手调节的, 最小调节刻度为 0.1 mm, 测量数据约 0.04 mm 的标

准误差主要反映了目标偏移量调节所引入的偶然误差。这个误差可不予考虑，因为实用系统动态输入目标图像，目标的偏移量将由目标自己引入。须考虑的误差可能来自以下几个方面：

1) 旋转剪切干涉仪中两支光路位相差  $\Delta$  的调节误差。由于在测量三个强度时  $\Delta$  是等量调节的，因此可假设三次测量时  $\Delta$  分别为  $0$ 、 $\pi/2 + \delta$  和  $\pi + 2\delta$ ， $\delta$  为每次的调节误差。可以严格证明，测量目标质心的相对误差就等于  $\delta$ ，在本实验中， $\delta \approx 2\pi/1200$ 。

2) CCD 列阵与傅里叶变换透镜的后焦面不重合。由于旋转剪切干涉仪的输出波面的傅里叶谱是一个只有强度分布的平行波面，其位相分布是空间无关的常量，因此当采样面在傅里叶透镜后焦面附近、物面在前焦面附近时，计算表明采样面上的强度与预期值的差异是二阶小量。

3) 偏振元件调节不准。这包括  $1/2$  波片和偏振片  $P$  的角度调节不准，以及旋转剪切干涉仪中  $M_1$ 、 $M_2$  的一块平晶与光轴夹角偏离布儒斯特角。可以证明，由此引入的目标质心的测量误差是二阶小量。

4) 光源输出光强的波动。这种波动的相对量级一般为  $1\%$ ，由此引起的测量目标质心的相对误差约为  $1\sim 2\%$ 。

5) CCD 列阵的响应非线性和 A/D 转换引入的误差。对 CCD 列阵的响应和 A/D 的精度作了校正，校正结果表明，在 CCD 信号被 A/D 转换成八位的二进制整数后小于 210 的范围内，线性很好，标准偏差为 0.68。另外，A/D 的舍入误差准随机出现，(11) 式的积分一定程度上是个加权平均，减小了最终的误差。

尽管傅里叶谱位相方法具有很高的定位精度，但图 2 所示的实现方法缺乏实时性，为此作者提出一种改进方案，(见图 4)。采用光寻址的空间光调制器实现目标图像动态输入；并改进光路实现三个光强同时测量。如图 4 所示， $1/2$  波片  $HP_2$  之后穿过偏振分束镜  $PBS_3$  的波面的傅里叶谱强度就是  $I_2$ ，而被  $PBS_3$  反射的波面的傅里叶谱强度就是  $I_0$ ， $1/4$  波片  $QP_3$  之后透过检偏器  $P$  的波面的傅里叶谱强度就是  $I_1$ 。同时用三个 CCD 列阵接收  $I_0$ 、 $I_1$  和  $I_2$  就可一次完成测量。不仅提高系统的实时性，还能提高系统精度。光源光强的波动对测量不再有影响。因为三个光强的相对波动完全相同，最终这些波动的贡献在(11)式的分子分母中互相约掉了。位相调节改用偏振方法实现，相移误差可完全避免。可以证明， $1/2$  波片  $HP_1$ 、 $HP_2$ 、 $1/4$  波片  $QP_1$ 、 $QP_2$ 、 $QP_3$ 、以及偏振片  $P$  的调节不准引起的测量误差是一个二阶小量。在对三个光强的测量中，各分光路的本底光强差异、CCD 列阵

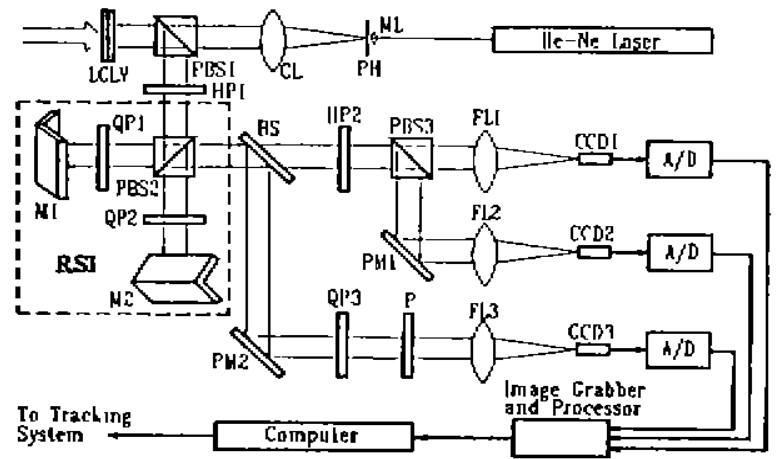


Fig. 4 A modified scheme ML; a microscope objective lens, PH; a pinhole, CL; a collimating lens,  $PBS_1$ 、 $PBS_2$ 、 $PBS_3$ ; three polarizing beam splitters,  $HP_1$ 、 $HP_2$ ; two halfwave plates,  $QP_1$ 、 $QP_2$ 、 $QP_3$ ; three quarterwave plates, BS denotes an ordinary beam splitter,  $PM_1$ 、 $PM_2$ ; two plane mirrors, P; an analyzer,  $FL_1$ 、 $FL_2$ 、 $FL_3$ ; three Fourier transform lenses, LCLV; a liquid crystal light valve,  $CCD_1$ 、 $CCD_2$ 、 $CCD_3$ ; three CCD detector arrays

的响应差异、以及各傅里叶谱强度在三个 CCD 列阵上成像的位置差异等等因素,均可通过预先的校正测试予以排除。

CCD 的输出信号经 A/D 转换后即送入计算机处理,之后生成控制信号向跟踪系统反馈。对三幅  $256 \times 256$  的采样数据和 286 微机,计算时间大约是 2 分钟。如果采用高速计算机,并配有高性能的图像采集与处理卡,硬件完成大部分的图像运算,例如图像微分以及图像的加、减、乘、除等,则可大大缩短计算时间,实现准实时的运动目标跟踪。

**结 论** 傅里叶谱位相方法能用于对运动目标精确定位,其定位效果不受目标运动姿态变化的影响,尤其在目标偏移量不太大的情况下定位精度较高,而且若采用高速计算机和高性能图像处理卡,则有望建立对运动目标进行定位与跟踪的准实时系统。

### 参 考 文 献

- [1] A. D. Gara, Real-time tracking of moving objects by optical correlation. *Appl. Opt.*, 1979, 18(2): 172~174
- [2] E. C. Tam, F. T. S. Yu, D. A. Gregory *et al.*, Autonomous real-time object tracking with an adaptive joint transform correlator. *Opt. Engng.*, 1990, 29(4): 314~320
- [3] R. H. Stanton, J. W. Alexander, E. W. Dennison *et al.*, Optical tracking using charge-coupled devices. *Opt. Engng.*, 1987, 26(9): 930~938
- [4] Z. M. Zhu, K. S. Xu, W. Zhang *et al.*, Complex optical field reconstruction by separating the Fourier spectrum. *Opt. Lett.*, 1992, 17(9): 631~633

## Locating a Moving Object Using Fourier Phase Method

Chen Tieqi      Zhang Chun      Xu Keshu

(Department of Physics, Fudan University, Shanghai 200433)

(Received 31 October 1994; revised 27 January 1995)

**Abstract** In this paper, we present a novel method for locating of a moving object. According to its Fourier spectrum. This method has the advantages of having a high locating precision and ignoring the change in pose of the moving object. The principles are introduced, the computer simulation and the experimental demonstration are given, the practicality of this method is discussed.

**Key words** Fourier spectral phase, moving target locating, orthogonally  $180^\circ$ -rotational shearing interferometer.