

一维运动物体在干涉场中的成像*

贺联合 吴 健 刘盛纲

(电子科技大学应用物理研究所, 成都 610054)

摘 要 从物体全息图的角度出发, 阐述了激光干涉仪成像的基本思想; 分析了运动物体在球面波与平面波形成的干涉场中的成像理论。激光干涉仪成像是运动物体分割干涉场后得到物体的图像。

关键词 激光干涉仪成像, 干涉场, 全息图。

1 引 言

干涉激光成像技术中主要是用双光束之间形成的干涉条纹来实现物体的成像, 典型的有迈克逊星体干涉仪和强度干涉仪^[1]。另外, Glover 等人^[2]利用激光束在运动微粒上的反射和折射后形成的干涉条纹实现了对微粒成像, 并且有很大的实用价值; 而 Aleksoff^[3]则利用条纹投影的方法演示了旋转目标的二维干涉成像。Gross^[4]将这种成像用于激光合成孔径雷达。激光干涉仪成像机制受到美国国防部的高度重视, 已把它列入在1992年的关键技术计划里, 并希望要求望在2000年能完成干涉仪成像这一先进的探测方案。本文从物体全息图的概念出发, 分析了运动物体在平面波与球面波形成的干涉场中的成像。

2 基本概念

物体全息图的记录与再现原理大家都是很熟悉的^[5]。图1表示一个点物体 P 与平行参考光形成全息图的过程(假设物光与参考光之间满足全息记录的条件)。

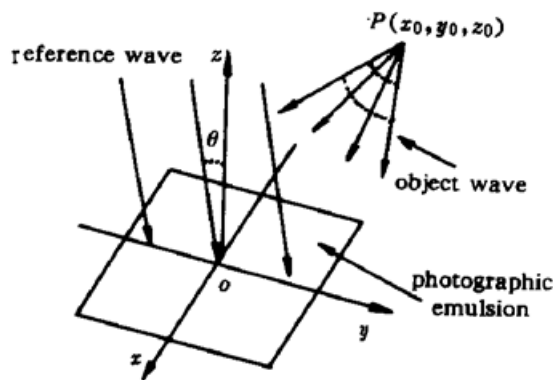


Fig. 1 The hologram of an object of a point scatterer

利用参考光照射全息图, 可再现点物 P 。如果将全息胶片沿 y 轴切下很窄一条, 然后用参考光照明, 原理上仍然可以得到物点 P 的像, 只是在 x 方向上没有聚焦能力。现在换一种方式, 将感光底片移去, 用探测器沿 y 轴移动, 并将探测器输出信号经过处理后去调制一激光束的强度, 然后记录在一张运动的感光胶片上, 如图2(a)所示。显然记录的结果与上面形成的全息胶片沿 y 轴切下一窄条的结果是等效的, 可以得到同样的结果。

* 国防科技预研基金项目。

收稿日期: 1997-03-23; 收到修改稿日期: 1997-10-27

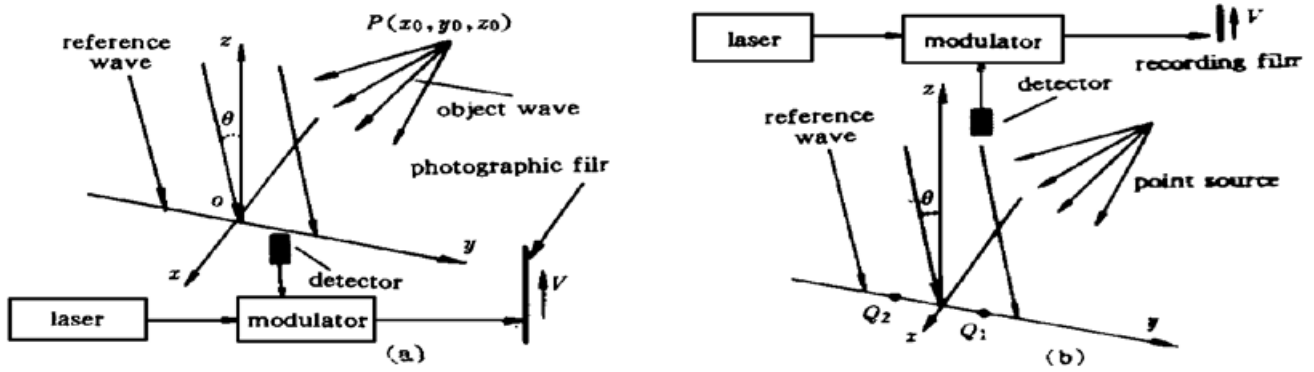


Fig. 2 The recording configuration of one-dimensional hologram

将图2(a)中的点物 P 换成一个点光源 P ，而把点物记作 Q_1 ，置于两照明光束形成的干涉场中(假设点光源与参考光之间满足相干条件)，然后用一探测器来接收它散射的能量，如图2(b)所示。当点物 Q_1 在 y 轴方向上运动时，散射的能量被探测器接收，接收到的信号经处理后得到这两束相干光的干涉图，该全息图从本质上讲与图2(a)记录结果等同。如果利用参考平面波照射该全息图时，便可再现点物 P 。

进一步考虑一个物体由沿运动路径相距 ΔY 的两个点 Q_1 和 Q_2 组成的情况，如图2(b)所示。当物体在干涉场中运动时，每个散射点将在不同的位置散射干涉场，散射的能量被同时，如果每个散射点散射的信号之间的相互作用(即交叉项)能被抑制掉，那么最后得到的是两个散射点全息图的叠加。当这个叠加的全息图用一束平行光照明时，将会再现这两个点，且这两个点之间的相对位置与 ΔY 成比例。于是，从原理上物体的图像就沿着这个运动方向形成了。

3 成像原理分析

3.1 干涉场的描述

在分析成像之前，先对干涉场进行简单的讨论。在平面波与球面波照明形成干涉场中(如图3所示)，假设平面波与 z 轴成 θ 角入射，在 $z = 0$ 的平面上的场强分布为^[5]

$$u_r(x, y, 0) = A \exp(-i2\pi\beta y) \tag{1}$$

其中

$$\beta = \frac{\sin \theta}{\lambda} \approx \frac{\theta}{\lambda} \tag{2}$$

在菲涅耳近似条件下，即 $z \gg \sqrt{x^2 + (y - y_0)^2}$ ，点光源从点 $P(0, y_0, z_0)$ 发出的光在 $z = 0$ 的平面上的有限区域中场强度分布为(近似为球面波)

$$u_0(x, y, 0) = \frac{a}{z_0} \exp(-i \frac{2\pi z_0}{\lambda}) \times \exp\{-i \frac{\pi}{\lambda z_0} [x^2 + (y - y_0)^2]\} \tag{3}$$

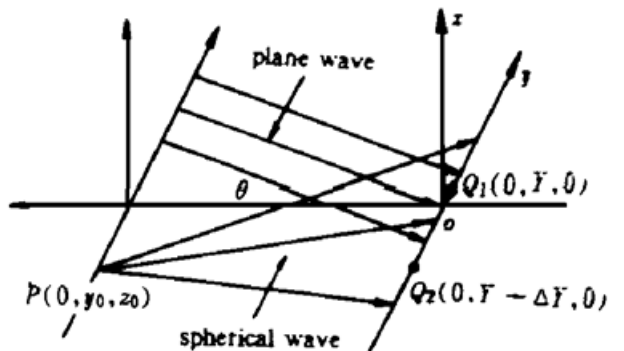


Fig. 3 Geometry schematic of illumination with plane wave and spherical wave

在不考虑大气的因素下，两束光叠加区域内的合场强分布为

$$u(x, y, 0) = A \exp(-i2\pi\beta y) + \frac{a}{z_0} \exp(-i2\pi \frac{z_0}{\lambda}) \exp\{-i \frac{\pi}{\lambda z_0} [x^2 + (y - y_0)^2]\} \tag{4}$$

由于是在有限空间中讨论的平面波和球面波, 因此, 形成的干涉场也只能存在于有限空间。

3.2 点物体的成像情况

为了方便起见, 先对点物体进行讨论。若在干涉场中的物体仅由一个散射点 Q_1 组成, 其坐标为 $(0, Y, 0)$, 如图 3 所示。干涉场被物体散射后, 假设不考虑大气的影响, 由(4)式, 在位于 $(0, 0, z_0)$ 处的光场为

$$u = \frac{R_1 A}{d_1} \exp(-i2\pi\beta Y) \exp(-i2\pi \frac{d_1}{\lambda}) + \frac{\tau_1 a}{z_0 d_1} \exp(-i2\pi \frac{z_0 + d_1}{\lambda}) \exp[-i \frac{\pi}{\lambda z_0} (Y - y_0)^2] \quad (5)$$

式中 R_1 为散射点 Q_1 的反射系数,

$$d_1 = \sqrt{(0 - 0)^2 + (Y - 0)^2 + (0 - z_0)^2} \approx z_0 + Y^2/2z_0 \quad (6)$$

对于(5)式中指数项中的 d_1 近似用(6)式表示, 而振幅中的 α_1 近似用 z_0 表示, 则探测器探测到的信号为

$$I = R_1^2 K_0' + R_1^2 K_1' \cos[\frac{\pi}{\lambda z_0} (Y - y_0)^2 + 2\pi\beta Y + \frac{2\pi}{\lambda} z_0] \quad (7)$$

其中 $K_0' = Z^2 + (a/z_0^2)^2$, $K_1' = 2Aa/z_0^2$ 。假设干涉场在整个接收视场内, 当散射点 Q_1 沿 y 轴以 v 的速度运动时, 假设 R_1 为常数, 用一个以速度 V 运动的胶片将探测到的信号记录下来 [如图2(b)所示]。则由(7)式, 记录在全息胶片的信号为

$$i(\zeta) = K_0 + K_1 \cos[2\pi\alpha\zeta^2 + 2\pi f_0 \zeta] \quad (8)$$

这里 K_0 和 K_1 为与 K_0' 和 K_1' 有关的常数, $k = v/V$, $\alpha = k^2/2z_0\lambda$, 类似于线性调频系数, $f_0 = k\theta/\lambda$, ζ 为记录全息胶片的坐标, (8)式中省略了初始相位因子, 并取 $y_0 = 0$ 。从全息图的概念来说, (8)式实际上就是“点物体”的全息图。它是点 $(0, 0)$ 为中心的非涅耳干涉环的一部分。当用平行光照明它时, 便可得到物体的像。从信号处理的角度来说, 它类似于一个带有载频为 f_0 的空间线性调频信号, 经过脉冲压缩后, 被相关的结果是相关峰值偏离轴线一距离 $f_0/2\alpha$ 。

3.3 由多点组成的物体的成像

假设在重叠区域中的物体由沿 y 轴方向的两个散射点 Q_1 和 Q_2 组成, 它们之间相距为 ΔY (如图 3)。考虑到(4)式, 则在探测器位置 $(0, 0, z_0)$ 处的光场分布为

$$= \frac{R_1 A}{d_1} \exp(-i2\pi\beta Y) \exp(-i2\pi \frac{d_1}{\lambda}) + \frac{\tau_1 a}{z_0 d_1} \exp(-i2\pi \frac{z_0 + d_1}{\lambda}) \exp[-i \frac{\pi}{\lambda z_0} (Y - y_0)^2] + \frac{R_2 A}{d_2} \exp(-i2\pi\beta Y') \exp(-i2\pi \frac{d_2}{\lambda}) + \frac{\tau_2 a}{z_0 d_2} \exp(-i2\pi \frac{z_0 + d_2}{\lambda}) \exp[-i \frac{\pi}{\lambda z_0} (Y' - y_0)^2] \quad (9)$$

这里 $Y' = Y + \Delta Y$, R_2 为 Q_2 的散射系数, 振幅中的 d_2 近似用 z_0 表示, 而指数中的 d_2 近似用

$$d_2 = \sqrt{(0 - 0)^2 + (Y + \Delta Y - 0)^2 + (0 - z_0)^2} \approx z_0 + (Y + \Delta Y)^2/2z_0 \quad (10)$$

表示, 探测器输出的信号可表示为

$$I = |u|^2 = I_1 + I_2 + I_3 \quad (11)$$

其中

$$I_1 = R_1^2 K_0' + R_1^2 K_1' \cos[\frac{\pi}{\lambda z_0} (Y - y_0)^2 + 2\pi\beta Y + \frac{2\pi}{\lambda} z_0] \quad (12)$$

$$I_2 = R_2^2 K_0' + R_2^2 K_1' \cos \left[\frac{\pi}{\lambda z_0} (Y + \Delta Y - y_0)^2 - 2\pi\beta(Y + \Delta Y) + \frac{2\pi}{\lambda} z_0 \right] \quad (13)$$

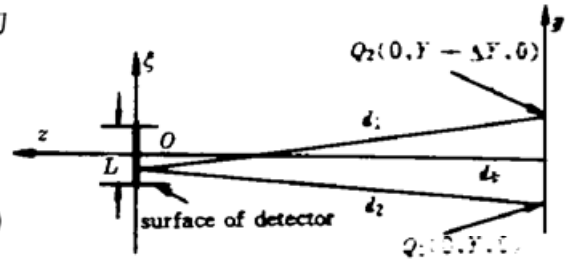
$$I_3 = \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \Delta d \right] \left(b_1 \exp (i2\pi\beta\Delta Y) + b_2 \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} \left[\theta Y' - z_0 - \frac{(Y - y_0)^2}{2z_0} \right] \right\} + \right. \\ \left. b_3 \exp \left\{ - i \frac{2\pi}{\lambda} \left[\theta Y + z_0 - \frac{(Y' - y_0)^2}{2z_0} \right] \right\} + b_4 \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{(Y' - y_0)^2}{2z_0} - \frac{(Y - y_0)^2}{2z_0} \right] \right\} \right) + \\ \exp \left(- i \frac{2\pi}{\lambda} \Delta d \right) \left(b_1 \exp \left(- i \frac{2\pi}{\lambda} \theta \Delta Y \right) + b_2 \exp \left\{ - i \frac{2\pi}{\lambda} \left[\theta Y' - z_0 - \frac{(Y - y_0)^2}{2z_0} \right] \right\} + \right. \\ \left. b_3 \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} \left[\theta Y + z_0 - \frac{(Y' - y_0)^2}{2z_0} \right] \right\} + b_4 \exp \left\{ - i \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{(Y' - y_0)^2}{2z_0} - \frac{(Y - y_0)^2}{2z_0} \right] \right\} \right) \quad (14)$$

其中 $R = R_1 R_2$, $\Delta d = d_2 - d_1$, $b_1 = RA^2/z_0^2$, $b_2 = b_3 = RaA/z_0^3$, $b_4 = Ra^2A/z_0^4$, $Y' = Y + \Delta Y$ 。很明显, (14) 式表明 I_3 不仅是变量 Y 的函数, 而且还随 d_1 和 d_2 之差而变化。于是可简单地表达为

$$I_3 = \alpha(Y) \exp [i2\pi\Delta d/\lambda] + \beta(Y) \exp [-i2\pi\Delta d/\lambda] \quad (15)$$

其中, $\alpha(Y)$ 和 $\beta(Y)$ 是复数据。若使用的探测器宽度为 L (如图4所示)^[6], 则

$$d_1 - d_2 \approx \frac{(2Y + \Delta Y)\Delta Y}{2d_0} - \frac{\Delta Y\xi}{d_0}, \quad (L/2 \leq \xi \leq -L/2) \quad (16)$$



这时探测器输出的信号正比于

$$I' = \int_{-L/2}^{L/2} I d\xi = LI_1 + LI_2 + \int_{-W/2}^{W/2} I_3 d\xi \quad (17)$$

Fig. 4 Geometry parameters for an extended detector of width L

由于 I_1 和 I_2 与 ξ 无关, 由(14)式和(15)式代入上式的最后一项的积分式正比于

$$\int_{-L/2}^{L/2} \exp \left[\pm i \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\Delta Y \xi}{d_0} \right] d\xi = L \operatorname{sinc} \left(\frac{\Delta Y L}{\lambda d_0} \right) \quad (18)$$

由 sinc 函数的性质, 当 L 增大时(其它参数不变), sinc 函数有个零点, 选择合适的参数, 便可使上式等于0, 于是可以很好地抑制 I_3 。当这个由两个散射点组成的物体仍然以速度 v 沿 y 轴运动时, 记录用的胶片仍以速度 V 运动(如图4所示), 则记录在胶片上的空间信号为

$$i(\zeta) = K_0 + K_1 \cos [2\pi\alpha(\zeta - \zeta_0)^2 + 2\pi f_0(\zeta - \zeta_0)] + K_2 \cos [2\pi\alpha(\zeta - \zeta_1)^2 + 2\pi f_0(\zeta - \zeta_1)] \quad (19)$$

其中, $\zeta_0 = 0$, $\zeta_1 = \Delta Y$, $K_j (j = 0, 1, 2)$ 为常系数。很明显, 这是两个点的一维全息图的叠加结果, 利用平行光照明这张全息图时便得到物体的像。

而对于由 N 个散射点组成的物体, 由叠加原理, 在胶片上的记录信号为

$$i(\zeta) = K_0 + \sum_{j=1}^N K_j \cos [2\pi\alpha(\zeta - \zeta_j)^2 + 2\pi f_0(\zeta - \zeta_j)] \quad (20)$$

其中, K_0 和 K_j 是常数, $\zeta_j = \Delta Y_{j1}$, ΔY_{j1} 是以点 Q_1 为参考点, 第 j 个散射点的相对位置。可见每个散射点被编码成有不同空间延迟的线性调频信号, 或者说每个物点被编码为全息片上不同位置的波带片, 也就是不同的空间调频信号。重现时, 每个波带板被相关重现成为像空间的一个衍射斑。实际上, 这与合成孔径雷达在航行方向上的信息记录有类似之处。

4 图像性质分析

在这里主要讨论固定干涉场中运动物体的成像情况。对于一个散射点的成像，记录在胶片上的物体回波信号为

$$i(\zeta) = K_0 + K_1 \cos [2\pi\alpha\zeta^2 + 2\pi f_0\zeta] \tag{21}$$

将全息胶片再现后得到的像的一些定量关系讨论如(见图5)。

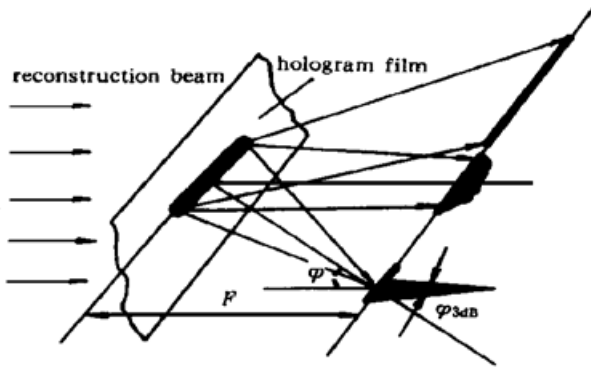


Fig. 5 Reconstruction geometry for hologram illuminated with a parallel light beam

1) 焦距 F
 焦距定义为^[11]

$$F = 1/2\alpha\lambda_r, \tag{22}$$

其中 λ_r 为再现光源的波长，将线性调频系数 $\alpha = k^2/2z_0\lambda$ 代入上式得

$$F = \frac{\lambda z_0}{\lambda_r k^2} \tag{23}$$

式中 λ 为照明光源的波长， z_0 为目标距离。

2) 倾角 φ

$$\varphi = \lambda_r f_0 \tag{24}$$

将载频 $f_0 = k\theta/\lambda$ 代入上式，得

$$\varphi = \lambda_r k\theta/\lambda \tag{25}$$

它表示重现焦点偏离中心的大小。

3) 焦点亮度半功率点的宽度 ϕ_{3dB} (分辨力)

$$\phi_{3dB} = \lambda_r F/W \tag{26}$$

其中 W 为全息图的宽度，它与干涉场宽度 D 的关系为

$$W = D/k \tag{27}$$

将 F 代入，便得到半功率点的宽度为

$$\phi_{3dB} = \lambda k z_0 / D \tag{28}$$

由于利用一束平行光和一束发散光在远场形成的干涉场，因此，干涉场的宽度 D 受到平行光束宽度的限制。若干涉场宽度 $D = 1$ m，其余的参数为： $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ ， $z_0 = 5$ km， $k = v/V = 5$ ， $\theta = 0.2$ mrad，则半功率点的宽度为0.265 mm。即在5 km 处分辨力接近26.5 cm。图6给出了单个散射点的回波信号，为了简单起见，取 $K_0 = K_1 = 1$ ，即(8)式就变为

$$i = 1 + \cos [471.698\pi\zeta^2 + 188.679\pi\zeta] \tag{29}$$

图7给出了两个散射点之间 $\Delta Y = 30$ mm 值组成的物体的散射信号，在(21)式中取 $K_0 = 2$ ， $K_1 = K_2 = 1$ 。

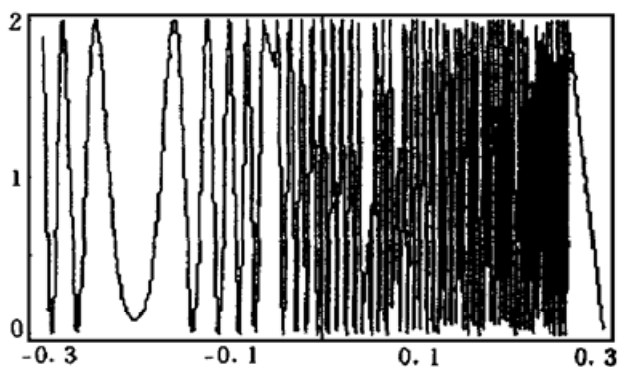


Fig. 6 Echo signal of single scatterer figure

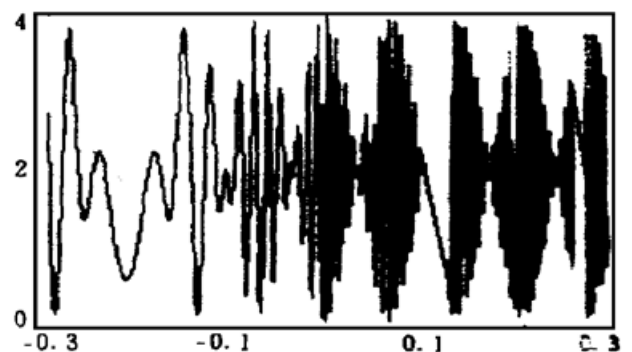


Fig. 7 Echo signal of two scatteters ($\Delta Y = 30$ mm)

结 论 本文从物体全息图的角度出发, 阐述了激光干涉场成像的基本思想; 分析了运动物体在球面波与平面波形成的干涉场中的成像理论。从而得出一个结论, 即激光干涉仪成像实际上是利用运动物体对照明干涉场分割散射, 由接收系统将物体散射的回波信号接收后, 输出一电信号, 通过光电调制器调制另一用于记录的激光束, 再将被调制的激光束用透镜聚焦在运动的感光胶片上, 这里记录的是物体的全息图。这张全息图在物体运动方向上得到合成, 再现后得到的像具有很高的分辨率。

参 考 文 献

- [1] 王之江, 伍树东著, 成像光学. 北京: 科学出版社, 1991. 260~ 262
- [2] A. R. Glover, S. M. Skippon, R. D. Boyle, Interferometric laser imaging for droplet sizing: A method for droplet-size measurement in spray systems. *Appl. Opt.*, 1995, **34**(36) ·8409~ 8421
- [3] C. C. Aleksoff, Interferometric two-dimensional imaging of rotating objects. *Opt. Lett.*, 1977, **1**(2) ·54~ 55
- [4] R. A. Gross, Synthetic aperture laser radar. 1987, AD-D012711
- [5] 杨士中编著, 合成孔径雷达. 北京: 国防工业出版社, 1981. 84~ 88
- [6] C. C. Aleksoff, Synthetic interferometric imaging technique for moving objects. *Appl. Opt.*, 1976, **15**(8) ·1923~ 1929

Imaging of One Dimension Moving Objects in Interference Field

He Lianhe Wu Jian Liu Shenggang

(*Institute of Applied Physics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054*)

(Received 23 March 1997; revised 27 October 1997)

Abstract A basic conception of laser interferometric imaging from the point of view of a hologram, when an object travels through an interference field produced with coherence light including a plane and spherical waves, is discussed. The time varying signal scattered by the object is detected and then recorded spatially so that the recording is a one-dimensional hologram of the object.

Key words laser interferometric imaging, interference field, hologram.