

微粒场远场同轴全息术

赖天树 余昌旋 谭玉山* 项志遴

(中国科技大学近代物理系, 合肥 230026)

提 要

本文从一般模型出发, 导出了微粒场远场同轴全息图和再现实象面上的光强分布的普遍表达式, 给出了全息图条纹对比度、记录介质的分辨率要求和可允许的微粒最大位移的普遍公式, 完善和普遍化了微粒场同轴全息术的理论体系。

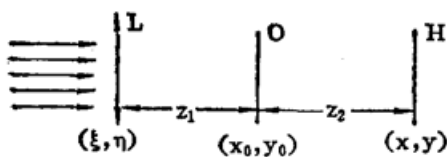
关键词 同轴全息术, 微粒大小测量。

1 引 言

微粒场同轴全息术的理论研究不少作者都曾进行过。Tyler 等人^[1]在准直照明的微粒场同轴全息术理论方面, 已进行了较有代表性的研究工作。而 Vikram 等人^[2,3]对于发散光照明的微粒场同轴全息术理论作了不少研究工作。然而, 对于会聚照明的微粒场同轴全息术的理论研究还未见报道。此外, 从理论体系的完备性和普适性考虑, 作者认为微粒场同轴全息术的理论体系还是不完善的, 因为上述的这些理论研究都是基于特殊照明方式的全息模型的, 这就决定了其结论不具有普适性。其次, 对全息记录过程中的基本问题, 如记录介质的分辨率要求和允许的微粒最大位移等的研究都是针对圆形微粒这一特殊模型进行的, 而在所获得的结论中认为微粒的形状是没有影响, 事实上, 在普遍性结论中微粒形状是有影响的, 只是对圆形微粒该项恰好为零。本文将对任意照明方式下任意形状微粒的同轴全息术的理论进行研究, 给出有关问题的普遍性结论, 前述的现有的特殊条件下获得的结论将统一于本文的普遍性结论之中。

2 全息图上的光强分布

同轴全息记录光路的一般模型如图 1 所示。显然, 该光路包含了发散、会聚和准直三种



照明方式。f 为透镜 L 的焦距, 当 $0 < f < z_1$ 时, O 被发散光照明, 当 $\infty > f > z_1$ 时, O 被会聚光照明, 当 $f \rightarrow \infty$ 时, O 被准直光照明。

Fig. 1 The general model of recording arrangement of In-line holography

L—Lens, O—Object, H—Film.

设照明透镜 L 的准直单色光的振幅为 B, 波长为 λ_1 , 物面 O 上的任意形状微粒的分布函数为 $A(x_0 - x_c, y_0 - y_c)$, (x_c, y_c) 为微粒重心坐标。由惠更斯-菲涅耳公式及

收稿日期: 1991年8月13日; 收到修改稿日期: 1991年11月18日

* 西安交通大学机械工程系, 西安 710049.

透镜的相位变换公式可得全息图上的光场分布为

$$\begin{aligned} \psi(x, y) = & -\frac{Bf}{z_1+z_2-f} \exp[ik_1(z_1+z_2)] \exp\left[\frac{ik_1(x^2+y^2)}{2(z_1+z_2-f)}\right] \\ & \cdot \left(1 - \frac{m_0}{i\lambda_1 z_2} \iint_{-\infty}^{\infty} A(x_0-x_c, y_0-y_c) \right. \\ & \cdot \exp\left\{\frac{ik_1}{2z_2 m_0} [(x-m_0 x_0)^2 + (y-m_0 y_0)^2]\right\} dx_0 dy_0 \Bigg\} \\ & m_0 = (z_1+z_2-f)/(z_1-f), \quad k_1 = 2\pi/\lambda_1, \end{aligned} \quad (1)$$

式中 m_0 为记录光路的几何放大率。当 $\infty > m_0 > 1$ 时, 为发散照明; 当 $m_0 = 1$ 时, 为准直光照明; 当 $-\infty < m_0 < 1$ 时, 为会聚照明。全息图上的光强分布为

$$\begin{aligned} I(x, y) = & |\psi(x, y)|^2 = I_0 \left(1 + \frac{m_0}{i\lambda_1 z_2} \iint_{-\infty}^{\infty} A^*(x_0-x_c, y_0-y_c) \right. \\ & \cdot \exp\left\{-\frac{ik_1}{2z_2 m_0} [(x-m_0 x_0)^2 + (y-m_0 y_0)^2]\right\} dx_0 dy_0 \\ & - \frac{m_0}{i\lambda_1 z_2} \iint_{-\infty}^{\infty} A(x_0-x_c, y_0-y_c) \\ & \cdot \exp\left\{\frac{ik_1}{2z_2 m_0} [(x-m_0 x_0)^2 + (y-m_0 y_0)^2]\right\} dx_0 dy_0 \\ & + \frac{m_0^2}{\lambda_1^2 z_2^2} \left| \iint_{-\infty}^{\infty} A(x_0-x_c, y_0-y_c) \right. \\ & \cdot \exp\left\{\frac{ik_1}{2z_2 m_0} [(x-m_0 x_0)^2 + (y-m_0 y_0)^2]\right\} dx_0 dy_0 \Bigg|^2 \Bigg), \\ & I_0 = B^2 f^2 / (z_1+z_2-f)^2, \end{aligned} \quad (2)$$

式中 * 表示取复共轭。

在远场条件下, 即

$$(\pi |m_0| / \lambda_1 z_2) [(x_0-x_c)^2 + (y_0-y_c)^2]_{\max} \ll 1. \quad (3)$$

于是(2)式简化为

$$\begin{aligned} I(x, y) = & I_0 \left\{ 1 - \frac{2m_0}{\lambda_1 z_2} \left[\cos\left(\frac{k_1}{2z_2 m_0} [(x-m_0 x_c)^2 + (y-m_0 y_c)^2]\right) \right. \right. \\ & \cdot \operatorname{Im} \tilde{A}\left(\frac{x-m_0 x_c}{\lambda_1 z_2}, \frac{y-m_0 y_c}{\lambda_1 z_2}\right) \\ & + \sin\left(\frac{k_1}{2z_2 m_0} [(x-m_0 x_c)^2 + (y-m_0 y_c)^2]\right) \operatorname{Re} \tilde{A}\left(\frac{x-m_0 x_c}{\lambda_1 z_2}, \frac{y-m_0 y_c}{\lambda_1 z_2}\right) \Bigg] \\ & \left. + \frac{m_0^2}{\lambda_1^2 z_2^2} \left| \tilde{A}\left(\frac{x-m_0 x_c}{\lambda_1 z_2}, \frac{y-m_0 y_c}{\lambda_1 z_2}\right) \right|^2 \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

或

$$\begin{aligned} I(x, y) = & I_0 \left\{ 1 - \frac{2m_0}{\lambda_1 z_2} \sin\left(\frac{k_1}{2z_2 m_0} [(x-m_0 x_c)^2 + (y-m_0 y_c)^2] + k_1 f(x, y)\right) \right. \\ & \left. \cdot \left| \tilde{A}\left(\frac{x-m_0 x_c}{\lambda_1 z_2}, \frac{y-m_0 y_c}{\lambda_1 z_2}\right) \right| + \frac{m_0^2}{\lambda_1^2 z_2^2} \left| \tilde{A}\left(\frac{x-m_0 x_c}{\lambda_1 z_2}, \frac{y-m_0 y_c}{\lambda_1 z_2}\right) \right|^2 \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

式中

$$\tilde{A}\left(\frac{x-m_0x_c}{\lambda_1z_2}, \frac{y-m_0y_c}{\lambda_1z_2}\right) = \iint_{-\infty}^{\infty} A(x', y') \exp\left\{-\frac{ik_1}{z_2}[x'(x-m_0x_c) + y'(y-m_0y_c)]\right\} dx' dy', \quad (6)$$

\tilde{A} 是 $A(x', y')$ 的傅里叶变换; $k_1f(x, y)$ 是它的位相; Im 表示取复数的虚部; Re 表示取实部。

当 $f \rightarrow \infty$ 时, $m_0 = 1$, 此时为准直光照明, (4) 式简化为 Tyler 等人的结论^[1]。当 $z_1 > f > 0$ 时, $m_0 > 1$, 此时为发散照明, (4) 式简化为 Vikram 等人的结论^[2]。当 $\infty > f > z_1$ 时, $-\infty < m_0 < 1$, 此时为会聚照明, (4) 式代表会聚照明下全息图上的光强分布。上述讨论表明方程 (4) 是同轴远场全息图上光强分布的普遍表达式。

3 再现实象面上的光强分布

再现光路的一般模型如图 2 所示。显然, 只要选择透镜 L_c 的焦距 f_c 小于 w , 大于 w 和无穷大, 就能分别实现发散, 会聚和准直照明全息图 H 。

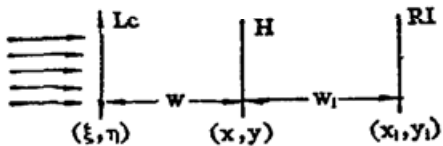


Fig. 2 The general model of reconstructing arrangement of In-line holography.

Lc—Lens, H—Hologram, RI—Real image

设照明透镜 L_c 的准直光的振幅为 C , 波长为 λ_2 , 由惠更斯-菲涅耳公式及透镜的相位变换公式得照明全息图的光场分布为

$$\psi_c(x, y) = \frac{Cf_c}{f_c - w} \exp\left[\frac{ik_2}{2(w - f_c)}(x^2 + y^2)\right] \exp(ik_2w), \quad (7)$$

式中 $k_2 = 2\pi/\lambda_2$ 为波矢量大小。

设全息图的振幅透射率是曝光强度的线性函数, 即

$$t(x, y) = t_0 - KI(x, y), \quad (8)$$

式中 t_0, K 均为常数。绝大部分文献中都略去了透射率中的常数项 t_0 。然而, 常数项对改进同轴全息图再现象的对比度起着重要的作用^[4], 因此, 本文中保留该常数项。

由惠更斯-菲涅耳公式可得 RI 平面上的光场分布为

$$\psi(x_i, y_i) = \frac{\exp(ik_2w_i)}{i\lambda_2w_i} \iint_{-\infty}^{\infty} t(x, y) \psi_c(x, y) \exp\left\{\frac{ik_2}{2w_i}[(x_i - x)^2 + (y_i - y)^2]\right\} dx dy. \quad (9)$$

将 (2)、(7) 式和 (8) 式代入 (9) 式, 当

$$(1/w_i) = (\lambda_2/\lambda_1z_2m_0) - [1/(w - f_c)] \quad (10)$$

时, 微粒实象被再现, 此时 (9) 式化简为

$$\begin{aligned} \psi(x_i, y_i) &= \frac{KI_0Cf_c}{m_0(f_c - w)} \exp[ik_2(w + w_i)] \exp\left[\frac{ik_2(x_i^2 + y_i^2)}{2(w - f_c)m_0}\right] \\ &\cdot \left\{p + A^* \left(\frac{x_i}{m_0m_0} - x_c, \frac{y_i}{m_0m_0} - y_c\right)\right. \\ &\left. + \frac{m_0}{i2\lambda_1z_2} \tilde{A}\left(\frac{x_i}{2\lambda_1z_2m_0} - \frac{m_0x_c}{2\lambda_1z_2}, \frac{y_i}{2\lambda_1z_2m_0} - \frac{m_0y_c}{2\lambda_1z_2}\right)\right\} \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} & \cdot \exp\left\{\frac{ik_2\lambda_2}{4\lambda_1z_2m_0} [(x_i - m_0x_c)^2 + (y_i - m_0y_c)^2] \exp\left[-\frac{ik_2\lambda_1z_2m_0}{4\lambda_2(w-f_c)^2} (x_i^2 + y_i^2)\right]\right\} \\ & \cdot \exp\left[-\frac{ik_2}{2(w-f_c)m_0} (x_i^2 + y_i^2)\right] \exp\left[\frac{ik_2m_0}{2(w-f_c)} (x_ix_c + y_iy_c)\right] \\ & - \frac{m_0^2}{\lambda_1^2z_2^2} \left| \tilde{A}\left(\frac{x_i}{\lambda_1z_2m_0} - \frac{m_0x_c}{\lambda_1z_2}, \frac{y_i}{\lambda_1z_2m_0} - \frac{m_0y_c}{\lambda_1z_2}\right) \right|^2, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

$$m_c = (w + w_i - f_c) / (w - f_c) = \lambda_2(w - f_c) / [\lambda_1(w - f_c) - \lambda_1z_2m_0],$$

式中 m_c 为图 2 中再现光路的几何放大率,

$$p = t_0 / (t_b - t_0), \quad t_0 = t_b - KI_0,$$

t_0 为全息图的平均振幅透射率. 再现实象面上的光强分布为

$$\left. \begin{aligned} I(x_i, y_i) &= |\psi(x_i, y_i)|^2 = K^2 I_0 I_c \left\{ p^2 + A^* \left(\frac{x_i}{m_0 m_c} - x_c, \frac{y_i}{m_0 m_c} - y_c \right) \right. \\ & \cdot A \left(\frac{x_i}{m_0 m_c} - x_c, \frac{y_i}{m_0 m_c} - y_c \right) + \frac{m_0 p}{\lambda_1 z_2} \left(\cos[k_2 l(x_i, y_i)] \right. \\ & \cdot \text{Im} \tilde{A} \left(\frac{x_i}{2\lambda_1 z_2 m_c} - \frac{m_0 x_c}{2\lambda_1 z_2}, \frac{y_i}{2\lambda_1 z_2 m_c} - \frac{m_0 y_c}{2\lambda_1 z_2} \right) + \sin[k_2 l(x_i, y_i)] \\ & \cdot \text{Re} \tilde{A} \left(\frac{x_i}{2\lambda_1 z_2 m_c} - \frac{m_0 x_c}{2\lambda_1 z_2}, \frac{y_i}{2\lambda_1 z_2 m_c} - \frac{m_0 y_c}{2\lambda_1 z_2} \right) \left. + \frac{m_0^2}{4\lambda_1^2 z_2^2} \right. \\ & \cdot \left. \left| \tilde{A} \left(\frac{x_i}{2\lambda_1 z_2 m_c} - \frac{m_0 x_c}{2\lambda_1 z_2}, \frac{y_i}{2\lambda_1 z_2 m_c} - \frac{m_0 y_c}{2\lambda_1 z_2} \right) \right|^2 + c.c. \right\}, \\ I_c &= C^2 f_c^2 / [m_c (w - f_c)]^2, \\ l(x_i, y_i) &= \frac{1}{4f_n} [(x_i - m_0 x_c)^2 + (y_i - m_0 y_c)^2] - \frac{f_n}{4(w - f_c)^2} (x_i^2 + y_i^2) \\ & \quad - \frac{x_i^2 + y_i^2}{2m_c(w - f_c)} + \frac{m_0}{2(w - f_c)} (x_ix_c + y_iy_c), \quad f_n = (\lambda_1 z_2 m_0 / \lambda_2), \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

从(10)式可以看出, f_n 为全息图等效透镜的焦距, 其正负由 m_0 的符号确定. 方程(12)式即是同轴全息图再现实象面上的光强分布的普遍表达式. Tyler^[1] 的结论是它的 $f \rightarrow \infty$, $f_c \rightarrow \infty$ 和 $\lambda_1 = \lambda_2$ 时的一个特例.

4 记录过程中的基本问题

4.1 全息图的条纹对比度

根据条纹对比度的定义, 从(5)式可得条纹对比度为

$$\left. \begin{aligned} V(x, y) &= \frac{2|m_0|w(x, y)}{1 + m_0^2 w^2(x, y)}, \\ w(x, y) &= \frac{1}{\lambda_1 z_2} \left| \tilde{A} \left(\frac{x - m_0 x_c}{\lambda_1 z_2}, \frac{y - m_0 y_c}{\lambda_1 z_2} \right) \right|, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

在远场条件下, 通常有 $m_0^2 w^2(x, y) \ll 1$, 这样(13)式简化为

$$V(x, y) \approx 2|m_0|w(x, y). \quad (14)$$

当 $|m_0| > 1$ 时, 能提高同轴远场全息图的条纹对比度, 即 $m_0 > 1$ 的发散照明和 $m_0 < -1$ 的会聚照明均能提高全息图的条纹对比度. 当 $m_0 > 1$ 时, (14)式在形式上与 Vikram 等人^[2] 的结论相同, 但 Vikram 是在圆形或矩形微粒的假设下获得的, 而(14)式是对任意形状微粒

都成立的。

4.2 记录介质的分辨率要求

从(5)式可以看到,全息图上的高频条纹是由正弦函数调制产生的,因此,条纹频率应由正弦函数的相位变化频率决定,即

$$\begin{aligned} \nu(x, y) &= \frac{1}{2\pi} \left| \nabla \left\{ \frac{k_1}{2z_2 m_0} [(x - m_0 x_c)^2 + (y - m_0 y_c)^2] + k_1 f(x, y) \right\} \right|^2 \\ &= \frac{1}{\lambda_1} \left\{ \left[\frac{x - m_0 x_c}{z_2 m_0} + \frac{\partial f(x, y)}{\partial x} \right]^2 + \left[\frac{y - m_0 y_c}{z_2 m_0} + \frac{\partial f(x, y)}{\partial y} \right]^2 \right\}^{1/2}, \\ \nabla &= (\partial/\partial x)\mathbf{i} + (\partial/\partial y)\mathbf{j}, \end{aligned} \quad (15)$$

式中 ∇ 为二维梯度算子。

设微粒衍射模式 $\tilde{A}[(x - m_0 x_c)/\lambda_1 z_2, (y - m_0 y_c)/\lambda_1 z_2]$ 的第 m 个侧瓣 (side lobe) 的边缘坐标为 (x_m, y_m) , 令 $\rho_m = (x_m - m_0 x_c)\mathbf{i} + (y_m - m_0 y_c)\mathbf{j}$, 要记录下衍射模式的第 m 个侧瓣, 要求记录介质的最低分辨率应为

$$\nu_{\min} = \frac{\alpha}{\lambda_1} \left[\frac{|\rho_m|}{z_2 |m_0|} + \left| \nabla f(x, y) \right|_{\substack{x=x_m \\ y=y_m}} \right], \quad (16)$$

式中 α 为考虑到采样定理要求而取的松弛因子, 通常 $\alpha \geq 2$. (16)式即是同轴远场全息术中记录介质的分辨率要求的普遍公式. 它表明记录介质的分辨率要求不仅与光路的几何参数有关, 而且还与微粒的形状 $f(x, y)$ 有关. 对于中心对称形状, 如圆形, 矩形微粒, $f(x, y) = 0$, 而对非中心对称形状的微粒, $f(x, y) \neq 0$. 说明非中心对称形状微粒比中心对称形状微粒要求更高的介质分辨率.

对于半径为 a 的不透明圆形微粒, 其衍射模式为

$$\tilde{A}\left(\frac{x - m_0 x_c}{\lambda_1 z_2}, \frac{y - m_0 y_c}{\lambda_1 z_2}\right) = \pi a^2 \left[2J_1\left(\frac{k_1}{z_2} |\rho| a\right) / \left(\frac{k_1}{z_2} |\rho| a\right) \right], \quad (17)$$

由此得

$$\left. \begin{aligned} f(x, y) &= 0, \\ |\rho_m| &= [(x_m - m_0 x_c)^2 + (y_m - m_0 y_c)^2]^{1/2} = (\lambda_1 z_2 / 2\pi a) \mu_{m+1}^{(1)}, \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

式中 $J_1(x)$ 为一阶贝塞尔函数, $\mu_{m+1}^{(1)}$ 为它的第 $m+1$ 个零点值. 将(18)式代入(16)式得圆形微粒要求的介质分辨率为

$$\nu_{\min} = \alpha \frac{\mu_{m+1}^{(1)}}{\pi} \frac{1}{2a |m_0|}. \quad (19)$$

在 $(\mu_{m+1}^{(1)}/\pi) \approx 1 + m$ 近似下, (19)式就简化为 Vikram 的结论^[2].

4.3 允许的微粒最大位移

允许的微粒最大位移是指在全息图曝光期间, 不致使全息图模糊的条件下, 允许微粒移动的最大位移.

从(5)式得微粒衍射模式中第 m 个侧瓣边缘处的相位分布为

$$\varphi(x_m, y_m) = k_1 \left[\frac{(x_m - m_0 x_c)^2 + (y_m - m_0 y_c)^2}{2z_2 m_0} + f(x_m, y_m) \right]. \quad (20)$$

当微粒在空间发生微小位移 $(\Delta x_c, \Delta y_c, \Delta z_2)$ 时, 引起第 m 个侧瓣边缘处的相位变化为

$$\begin{aligned}
|\Delta\varphi(x_m, y_m)| \leq & k_1 \left(|\nabla_c f(x_m, y_m)| + \frac{|\rho_m|}{z_2} \right) |\Delta\mathbf{r}_c| \\
& + k_1 \left(\left| \frac{\partial f(x_m, y_m)}{\partial z_2} \right| + \left| \frac{\partial f(x_m, y_m)}{\partial m_0} \right| \frac{|m_0|}{|z_1 - f|} \right. \\
& \left. + \frac{|\rho_m|^2}{2z_2^2} + \frac{|\rho_m| |\mathbf{r}_c|}{z_2 |z_1 - f|} \right) |\Delta z_2|, \quad \left. \vphantom{|\Delta\varphi(x_m, y_m)|} \right\} \quad (21) \\
\mathbf{r}_c = & x_c \mathbf{i} + y_c \mathbf{j}, \quad \Delta\mathbf{r}_c = \Delta x_c \mathbf{i} + \Delta y_c \mathbf{j},
\end{aligned}$$

要使全息图上的条纹不模糊, 要求曝光期间条纹的移动量应不大于 $1/10$ 个最小条纹间距, 或者说最大相位变化不超过 $(2\pi/10)$, 故允许的最大位移 $|\Delta\mathbf{r}_c|_{\max}$ 和 $|\Delta z_2|_{\max}$ 应满足如下方程

$$\max\{|\Delta\varphi(x_m, y_m)|\} = (2\pi/10), \quad (22)$$

将(21)式代入上式得允许的微粒最大位移满足的方程为

$$\begin{aligned}
\left(|\nabla_c f(x_m, y_m)| + \frac{|\rho_m|}{z_2} \right) |\Delta\mathbf{r}_c|_{\max} + \left(\left| \frac{\partial f(x_m, y_m)}{\partial z_2} \right| + \left| \frac{\partial f(x_m, y_m)}{\partial m_0} \right| \frac{|m_0|}{|z_1 - f|} \right. \\
\left. + \frac{|\rho_m|^2}{2z_2^2} + \frac{|\rho_m| |\mathbf{r}_c|}{z_2 |z_2 - f|} \right) |\Delta z_2|_{\max} = \frac{\lambda_1}{10}. \quad (23)
\end{aligned}$$

(1) 当 $|\Delta z_2|_{\max} = 0$ 时, 允许的最大横向位移为

$$|\Delta\mathbf{r}_c|_{\max} = \frac{\lambda_1}{10} \left[|\nabla_c f(x_m, y_m)| + \frac{|\rho_m|}{z_2} \right]^{-1}. \quad (24)$$

(2) 当 $|\Delta\mathbf{r}_c|_{\max} = 0$ 时, 允许的最大纵向位移为

$$\begin{aligned}
|\Delta z_2|_{\max} = \frac{\lambda_1}{10} \left[\left| \frac{\partial f(x_m, y_m)}{\partial z_2} \right| + \left| \frac{\partial f(x_m, y_m)}{\partial m_0} \right| \frac{|m_0|}{|z_1 - f|} \right. \\
\left. + \frac{|\rho_m|}{2z_2^2} + \frac{|\rho_m| |\mathbf{r}_c|}{z_2 |z_1 - f|} \right]^{-1}. \quad (25)
\end{aligned}$$

对于直径为 $d = 2a$ 的不透明圆形微粒, 将(18)式代入(24)和(25)式分别得允许的最大横向位移和纵向位移为

$$|\Delta\mathbf{r}_c|_{\max} = \frac{d}{10} \frac{\pi}{\mu_{m+1}^{(1)}}, \quad (26)$$

$$|\Delta z_2|_{\max} = \frac{1}{10} \left[\left(\frac{\mu_{m+1}^{(1)}}{\pi} \right)^2 \frac{\lambda_1}{2d^2} + \frac{\mu_{m+1}^{(1)}}{\pi} \frac{|\mathbf{r}_c|}{d|z_1 - f|} \right]^{-1}. \quad (27)$$

在 $(\mu_{m+1}^{(1)}/\pi) \approx m+1$ 时, (26)式就变为 Vikram 的结论^[3]. 这表明(23)式或(24)和(25)式是允许的微粒最大位移的普遍公式. 圆形微粒仅是它的一个特例.

参 考 文 献

- [1] G. A. Tyler, B. J. Thompson, *Opt. Acta*, 1976, **23**(9): 685~700
- [2] C. S. Vikram, M. L. Billet, *Optik*, 1988, **78**(2): 80~83
- [3] C. S. Vikram, M. L. Billet, *Optik*, 1987, **80**(4): 155~160
- [4] C. S. Vikram, M. L. Billet, *Appl. Opt.*, 1984, **23**: 1995

Far-field in-line holography of particle fields

LAI TIANSHU YU CHANGXUAN TAN YUSHAN* XIANG ZHILIN

(*Department of Modern Physics, University of Science & Technology of China, Hefei 230026*)

(Received 13 August 1991; revised 18 November 1991)

Abstract

The universal expresses of irradiance intensity distribution on the hologram and the reconstructed real image plane are derived from a general model of in-line holography of particle fields in this paper. The universal formulae of the fringe visibility, film resolution requirement and maximum allowable displacement of a particle are given. The theoretical system of in-line hologram of particle fields is perfected and universalized.

Key words in-line holograpy, particle size measurement.

* Department of Mechanical Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049.