

高质量数字全息波面重建系统研究*

李俊昌^{1)†} 张亚萍¹⁾ 许 蔚²⁾

1) 昆明理工大学物理系, 昆明 650093)

2) 昆明理工大学工程力学系, 昆明 650093)

(2008 年 10 月 22 日收到, 2008 年 12 月 7 日收到修改稿)

基于阿贝成像理论对数字全息波面重建系统进行研究. 结果表明, 利用成像系统对物光场进行变换, 可以让物光场的高频角谱分量到达电荷耦合器件 (CCD) 探测器. 为研究重建物光场质量, 导出了 CCD 在光学系统后任意位置波面重建的计算公式, 研究了物光通过傍轴光学系统到达 CCD 时波面重建系统的脉冲响应. 理论及实验研究表明, 将 CCD 平面置于物光场像平面附近可以对物光场进行高质量重建.

关键词: 信息光学, 数字全息, 波面重建

PACC: 4230, 4230V

1. 引 言

随着计算机及电荷耦合器件 (CCD) 探测技术的进步, 用 CCD 代替传统全息感光板的数字全息检测正成为一个研究热点^[1-11]. 近年来, 记录飞秒级超快瞬态过程的脉冲数字全息技术^[11-15] 出现后, 更展现出数字全息在科学研究及光学无损检测中的活力. 在该研究领域中, 获得高质量的重建物光场是实现准确检测的基本保证. 将 CCD 拍摄数字全息图及数字重建物光场视为一个成像过程, 在以 z 轴为光轴的直角坐标系 $o-xyz$ 中, 可将平面波为参考光时数字全息波面重建系统的脉冲响应表示为^[1]

$$h(x, y) = C \operatorname{sinc}\left(\frac{N\Delta x}{\lambda d}x\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{M\Delta y}{\lambda d}y\right), \quad (1)$$

其中 C 为复常数, d 为物体到 CCD 的距离, λ 为光波长, Δx 和 Δy 分别是 CCD 像素在 x 及 y 方向的周期, N 和 M 分别是 CCD 面阵在 x 及 y 方向的像素数.

由于 $N\Delta x \times M\Delta y$ 为 CCD 的面阵尺寸, (1) 式表明, CCD 面阵尺寸越大, 物体到 CCD 的距离越小, 脉冲响应越接近 δ 函数, 成像质量越高. 然而, 目前市场流行 CCD 面阵宽度只是厘米量级, CCD 面阵尺寸很难增加. 此外, 在实验研究中, 为引入参考光, 物体到 CCD 间通常需要插入半反半透镜, 距离 d 的减小

受到限制. 因此, 如何提高重建物光场的质量是一个重要的研究课题.

根据衍射的角谱理论, CCD 不能有效接收来自物平面的高频角谱是降低重建质量的基本原因. 当物体到 CCD 的距离确定后, 为得到物光场的高频角谱, 目前存在两种技术: 其一, 在 CCD 探测平面内平移 CCD^[4], 综合 CCD 在不同位置不同时刻的探测结果, 形成一个等效的大面阵 CCD. 其二, 设置不同形式的反射镜^[5], 让本来已经逸出 CCD 窗口的高频角谱分量反射于 CCD 窗口. 可以看出, 第一种方法需要在不同时刻记录全息图, 适用于静态物理量的探测; 第二种方法虽然能够实现瞬态测量, 但为有效获取高频角谱分量, 光学系统的设计及调整较麻烦. 如何提高数字全息物光场波面重建质量, 仍然是一个需要继续研究的工作.

基于阿贝成像及衍射的角谱理论, 将 CCD 探测全息图及波面重建计算视为物光通过一个光学系统的成像过程. 我们研究了波面重建系统的脉冲响应, 导出了 CCD 在光学成像系统后任意位置波面重建的计算方法. 理论分析及实验研究表明, 如果用成像系统对物光场进行变换, 当 CCD 探测器置于系统的像平面附近时, 等效于扩大无成像系统时 CCD 面阵的尺寸, 可以高质量重建物平面光波场.

* 云南省自然科学基金 (批准号: 2007F028M) 资助的课题.

† E-mail: jcli@vip.163.com

2. 基于阿贝成像理论对 CCD 探测信息的研究

以单一透镜成像为例,图 1 给出阿贝成像原理示意图^[16].图 1 中当 CCD 置于 PC0 和 PC1 间的任

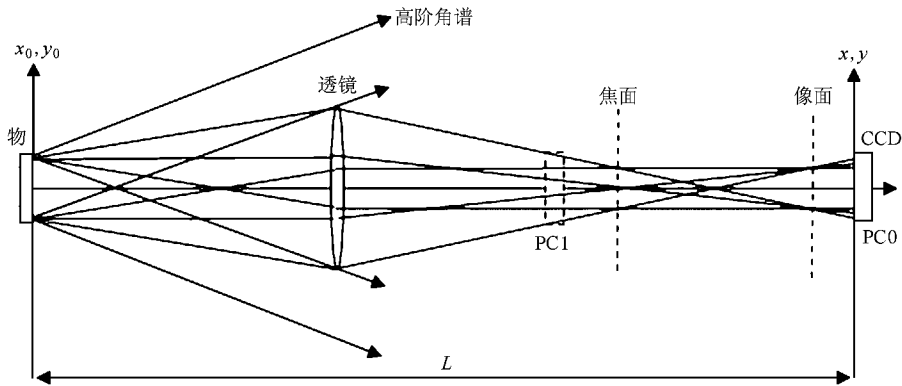


图 1 到达 CCD 探测窗信息的阿贝成像理论示意图

3. 数字全息波面重建系统及脉冲响应讨论

3.1. 波面重建系统的矩阵光学描述

定义物平面、CCD 探测平面及重建物平面坐标分别为 x_0, y_0 , xy 及 x_i, y_i .图 2 是数字全息波面重建系统示意图.根据图 2 可以将波面重建过程分解为两个部分:其一,沿 z 轴传播的物光通过光学系统到达 CCD,由 CCD 记录下与参考光干涉形成的数字全息图.这是一个实际物理过程;其二,计算机虚拟重建光照明数字全息图,用衍射的数值计算重建物光场.这是一个虚拟的物理过程.由于 CCD 面阵尺寸相对实际光学元件通常较小,对于 x_0, y_0 到 x_i, y_i 的整个光学系统,可以将系统的孔径光阑视为 CCD 面阵边界.这样根据阿贝或瑞利的成像理论可以只考

意位置时,来自物平面并穿过成像透镜的角谱均能被 CCD 接收.然而被透镜变换后的物光角谱在像空间不同的位置有不同的分布.结合 CCD 面阵结构,探讨是否存在一个优化的位置让重建物光场具有较高的质量有重要意义.

虑孔径光阑对光传播的衍射受限问题^[16].

基于上述假定,可以引入柯林斯公式^[17]表述光波穿过孔径光阑前后两个光学系统的衍射.令 CCD 平面左侧的光学系统由矩阵 $\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$ 描述, CCD 平面右侧的光学系统由光学矩阵 $\begin{bmatrix} A' & B' \\ C' & D' \end{bmatrix}$ 描述,若物光沿 z 轴传播后在 x_i, y_i 平面能够重建 x_0, y_0 平面的物光场,按照矩阵光学理论应有

$$\begin{bmatrix} A' & B' \\ C' & D' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (2)$$

由此解得

$$\begin{aligned} A' &= D, \\ B' &= -B, \\ C' &= -C, \\ D' &= A. \end{aligned} \quad (3)$$

因此一旦得到 xy 平面的物光场,利用(3)式确定的虚拟光学系统矩阵元素,便能用柯林斯公式进行物光场重建.

3.2. 波面重建系统的脉冲响应

由于成像系统的特性可由系统的脉冲响应表述^[16].现研究物平面上坐标 (ξ, η) 处的单位振幅点光源 $\delta(x_0 - \xi, y_0 - \eta)$ 通过图 2 所示系统的响应.利用柯林斯公式,并忽略光学系统的轴上光程引入的

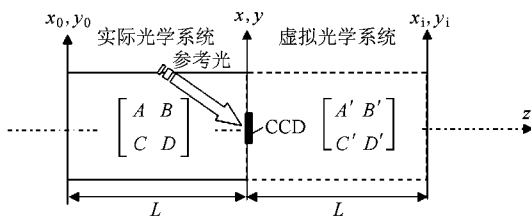


图 2 数字全息波面重建系统示意图

常数相位因子,到达 CCD 平面的光波复振幅可以表示为

$$O_{\delta}(x, y; \xi, \eta) = \frac{1}{j\lambda B} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x_0 - \xi, y_0 - \eta) \exp\left\{\frac{jk}{2B}[A(x_0^2 + y_0^2) + D(x^2 + y^2) - 2(xx_0 + yy_0)]\right\} dx_0 dy_0$$

$$= \frac{1}{j\lambda B} \exp\left\{\frac{jk}{2B}[A(\xi^2 + \eta^2) + D(x^2 + y^2) - 2(x\xi + y\eta)]\right\}. \quad (4)$$

根据数字全息图求到达 CCD 的物光复振幅有多种方法^[18]. 为简化研究,假定能够准确求出 $O_{\delta}(x, y; \xi, \eta)$ 并将通过系统孔径光阑的光波视为后续光学系统的输入信号,重构物光场视为系统输出信号,作后续研究.

令 CCD 像素栅距在 x 方向是 Δx ,而在 y 方向是 Δy ,在这两个方向的像素填充系数分别为 $\alpha, \beta \in [0, 1]$,孔径光阑可由 CCD 窗口函数表示为^[11]

$$w(x, y) = \text{rect}\left(\frac{x}{\alpha\Delta x}\right) \text{rect}\left(\frac{y}{\beta\Delta y}\right) \otimes \text{comb}\left(\frac{x}{\Delta x}\right) \text{comb}\left(\frac{y}{\Delta y}\right) \times \text{rect}\left(\frac{x}{M\Delta x}\right) \text{rect}\left(\frac{y}{N\Delta y}\right). \quad (5)$$

这里 \otimes 表示卷积.

根据(3)式及柯林斯公式,再次忽略图轴上光程

引入的常相位因子,点光源在 $x_i y_i$ 平面的重构场为

$$O_{r\delta}(x_i, y_i; \xi, \eta) = \frac{1}{-j\lambda B} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} O_{\delta}(x, y) w(x, y) \times \exp\left\{-\frac{jk}{2B}[D(x^2 + y^2) + A(x_i^2 + y_i^2) - 2(x_i x + y_i y)]\right\} dx dy. \quad (6)$$

将(5)式代入(6)式,整理后用傅里叶逆变换表示为

$$O_{r\delta}(x_i, y_i; \xi, \eta) = \exp\left\{-j\frac{k}{2B}\right\} \times A[(x_i^2 + y_i^2) - (\xi^2 + \eta^2)] \times F^{-1}\{w(x, y)\}_{f_x = \frac{x_i - \xi}{\lambda B}, f_y = \frac{y_i - \eta}{\lambda B}}. \quad (7)$$

将 $w(x, y)$ 的表达式代入(7)式整理后得

$$O_{r\delta}(x_i, y_i; \xi, \eta) = M\alpha\Delta x^3 N\beta\Delta y^3 \exp\left\{-j\frac{k}{2B}A[(x_i^2 + y_i^2) - (\xi^2 + \eta^2)]\right\} \text{sinc}\left(\alpha\Delta x \frac{x_i - \xi}{\lambda B}\right) \times \text{comb}\left(\Delta x \frac{x_i - \xi}{\lambda B}\right) \text{sinc}\left(\beta\Delta y \frac{y_i - \eta}{\lambda B}\right) \text{comb}\left(\Delta y \frac{y_i - \eta}{\lambda B}\right) \otimes \text{sinc}\left[M\Delta x \left(\frac{x_i - \xi}{\lambda B}\right)\right] \times \text{sinc}\left[N\Delta y \left(\frac{y_i - \eta}{\lambda B}\right)\right]. \quad (8)$$

对于数字全息,上式中梳状函数与 sinc 函数乘积可

简化为 $\delta(x_i - \xi)\delta(y_i - \eta)$ ^[11],于是有

$$O_{r\delta}(x_i, y_i; \xi, \eta) = M\Delta x^3 N\Delta y^3 \exp\left\{-j\frac{k}{2B}A[(x_i^2 + y_i^2) - (\xi^2 + \eta^2)]\right\} \times \text{sinc}\left[M\Delta x \left(\frac{x_i - \xi}{\lambda B}\right)\right] \text{sinc}\left[N\Delta y \left(\frac{y_i - \eta}{\lambda B}\right)\right]. \quad (9)$$

若物平面光波场为 $O_0(\xi, \eta)$,重构场由下叠加积

分确定

$$O_r(x_i, y_i) = M\Delta x^3 N\Delta y^3 \exp\left[-j\frac{k}{2B}A(x_i^2 + y_i^2)\right] \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} O_0(\xi, \eta) \exp\left[j\frac{k}{2B}A(\xi^2 + \eta^2)\right] \times \text{sinc}\left[M\Delta x \left(\frac{x_i - \xi}{\lambda B}\right)\right] \text{sinc}\left[N\Delta y \left(\frac{y_i - \eta}{\lambda B}\right)\right] d\xi d\eta. \quad (10)$$

如果将 $O_0(\xi, \eta) \exp\left[j \frac{k}{2B} A(\xi^2 + \eta^2)\right]$ 视为输入信号, $O_r(x_i, y_i)$ 视为输出信号, 图 2 所示数字全息波面重建系统是一个二维线性空间不变系统. 脉冲响应为

$$h(\xi, \eta) = M\Delta x^3 N\Delta y^3 \exp\left[-j \frac{k}{2B} A(x_i^2 + y_i^2)\right] \times \text{sinc}\left[M\Delta x \left(\frac{\xi}{\lambda B}\right)\right] \text{sinc}\left[N\Delta y \left(\frac{\eta}{\lambda B}\right)\right]. \quad (11)$$

众所周知, 脉冲响应是 δ 函数时可以获得物平面光波场的理想重构. 根据 δ 函数的 sinc 函数表示^[16] 尽管 $M\Delta x$ 及 $N\Delta y$ 是有限值, 当 B 趋于 0 时, 上式变为 δ 函数与一复常数的乘积. 由于 $B=0$ 对应于 CCD 平面是物平面的像平面情况, 按照这个结论, 将 CCD 探测器置于物体的像平面附近可以获得较理想的像光场. 将 (11) 式中 ξ 和 η 用 x 和 y 代替并与 (1) 式比较不难看出, 可以通过减小 B , 利用同一尺寸的 CCD 探测器获得高质量的物光场重建. 换言之, 对于物光不通过成像元件而经距离 d 直接到达 CCD 的数字全息检测系统, 若在实验研究中已经不可能减小 d (例如 CCD 到物体间通常必须放置引入参考光的半反半透镜), 可以设计适当的对物光进行变换的光学系统来让 $B < d$, 进而提高重建物光场质量. 其作用等效于扩大了 CCD 面阵尺寸.

应该指出 (11) 式是忽略 $x_0 y_0$ 到 xy 平面间光学系统的衍射受限作用而得到的近似结果. 按照瑞利及阿贝的成像理论, CCD 平面的像光场是 $x_0 y_0$ 到 xy 平面的成像系统出射光瞳的衍射场. 实际光学系统总是衍射受限系统, 出射光瞳不可能无限大, 因此, $B=0$ 时并不能得到理想像. 此外, 根据取样定理, CCD 能够记录的最高频率受到像素大小的限

制, 在光学设计中盲目增大出射光瞳也是没有必要的. 上述结论给我们的启示是, 可以根据 CCD 能够接收的最高频率来合理设计光学系统, 以期获得最好的重建物光场质量.

4. 实验及波面重构计算

为验证上面的结论, 现利用两个透镜组成的光学系统进行实际研究. 图 3 是实验光路, 其中透镜 L_1 及 L_2 的焦距分别是 $f_0 = 710$ mm, $f_1 = 127$ mm, 物平面是透光孔为倒立字符“龙”的光阑, 光阑宽度 $L_x = L_y = 12$ mm. 波长 $\lambda = 632.8$ nm 均匀平面光波照明光阑形成物光, 物光经距离 d_0 传播到达透镜 L_1 , 穿过透镜后再经距离 $f_0 + f_1$ 的传播到达第二面透镜 L_2 , 穿过 L_2 的光波再穿越半反半透镜 S 形成到达 CCD 的物光. 参考光 R 从 S 的上方引入, 并通过 S 的半反射导入 CCD. CCD 到透镜 L_2 的距离为 d_1 , 有效像素数 768×576 , 对应宽度 6.4512 mm \times 4.8412 mm. 实验研究中取出 512×512 像素 (对应宽度 4.3 mm \times 4.3 mm) 的探测值与理论计算进行比较.

根据矩阵光学理论, 该光学系统的矩阵元素由下式确定:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & f_0 + f_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d_0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (12)$$

容易证实, 当 $d_0 = f_0$ 以及 $d_1 = f_1$ 时矩阵元素 $B=0$ 构成常用的 $4f$ 系统, 这时系统的输出平面是系统输入平面的像平面. 选择不同的 d_0 及 d_1 , 便能研究 $B \neq 0$ 的情况.

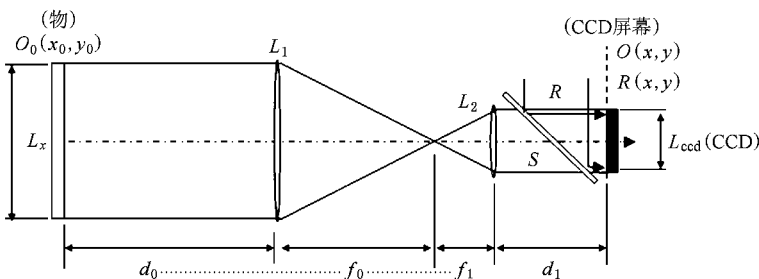


图 3 数字全息研究中物平面到 CCD 探测平面的简化光路

调整光学系统, 让 $d_0 = f_0$, 由 CCD 实际测得 d_1 为 80, 128 以及 232 mm 的光斑图像示于图 4. 从图 4

可以看出, 由于 $d_1 = 128$ mm 接近像平面, 获得十分清晰的图像, 其余两幅图像随距像平面距离的增加

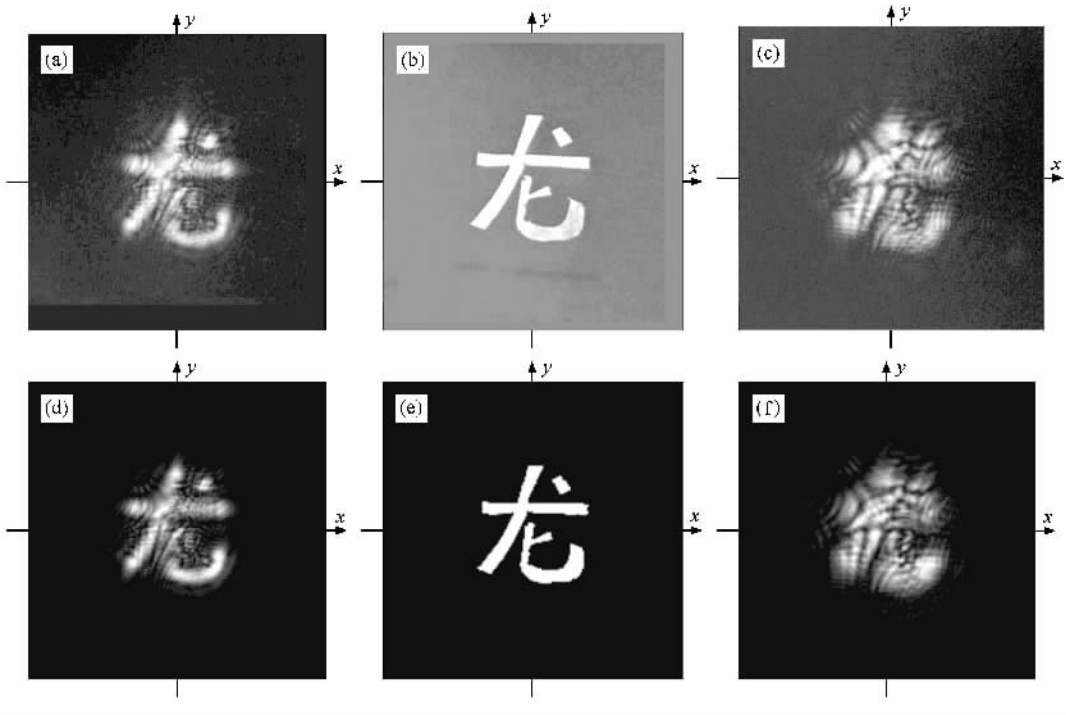


图4 不同观测平面实验探测图像与理论模拟的比较 取样数为 512×512 ; 图面尺寸为 $4.3 \text{ mm} \times 4.3 \text{ mm}$, $d_1 = 80 \text{ mm}$ 时 $A = -0.1789$, $B = 262.7559 \text{ mm}$, $C = 0$, $D = -5.5906 \text{ mm}^{-1}$; $d_1 = 128 \text{ mm}$ 时 $A = -0.1789$, $B = -5.5906 \text{ mm}$, $C = 0$, $D = -5.5906 \text{ mm}^{-1}$; $d_1 = 232 \text{ mm}$ 时 $A = -0.1789$, $B = -587.0079 \text{ mm}$, $C = 0$, $D = 5.5906 \text{ mm}^{-1}$. (a)实验, $d_1 = 80 \text{ mm}$ (b)实验, $d_1 = 128 \text{ mm}$ (c)实验, $d_1 = 232 \text{ mm}$ (d)理论, $d_1 = 80 \text{ mm}$ (e)理论, $d_1 = 128 \text{ mm}$ (f)理论, $d_1 = 232 \text{ mm}$

而模糊。

将光阑透光部分视为振幅为 1 的平面波, 不透光部分视为 0, 建立物平面光波场 $O_0(x_0, y_0)$ 。用 $O_0(x_0, y_0)$ 代替(4)式中的 $\delta(x_0 - \xi, y_0 - \eta)$ 用柯林斯公式计算出 CCD 平面光波复振幅。根据计算结果获得的与图 4(a)实验对应的光斑强度图像示于图 4(b)。可以看出, 理论计算与实验测量吻合很好。鉴于理论上能够准确计算 $O(x, y)$, 为简明起见我们用计算得到的 $O(x, y)$ 代替(6)式中 $O_0(x, y)$, 直接利用下式进行波面重构:

$$O_i(x_i, y_i) = \frac{1}{-j\lambda B} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} O(x, y) w(x, y) \times \exp\left\{-\frac{jk}{2B}[D(x^2 + y^2) + A(x_i^2 + y_i^2) - \mathcal{X}(x_i x + y_i y)]\right\} dx dy. \quad (13)$$

图 5 给出与图 4 三种情况对应的物平面光波场重构的强度图像。可以看出, 利用所导出的重建公式在 CCD 偏离像平面时仍然能重构物平面。为较好地了解重构光波场的质量, 选择照明光振幅值

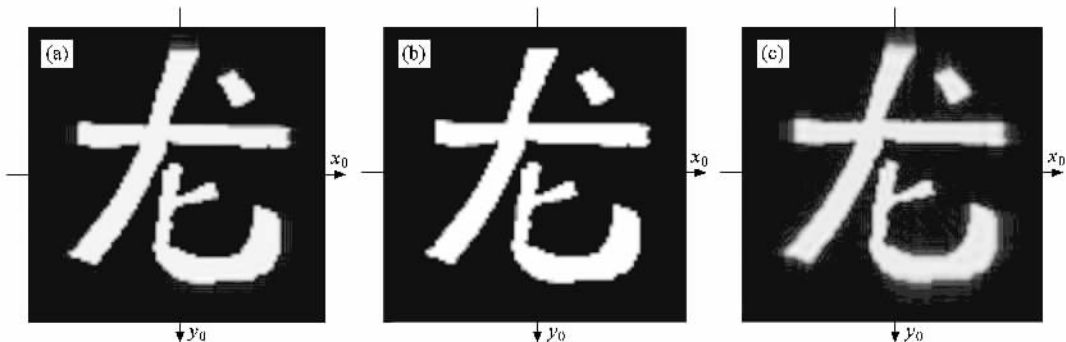


图5 CCD在不同探测位置的物平面重构图像比较 各图尺寸均为 $12 \text{ mm} \times 12 \text{ mm}$. (a) $d_1 = 80 \text{ mm}$ (b) $d_1 = 128 \text{ mm}$ (c) $d_1 = 232 \text{ mm}$

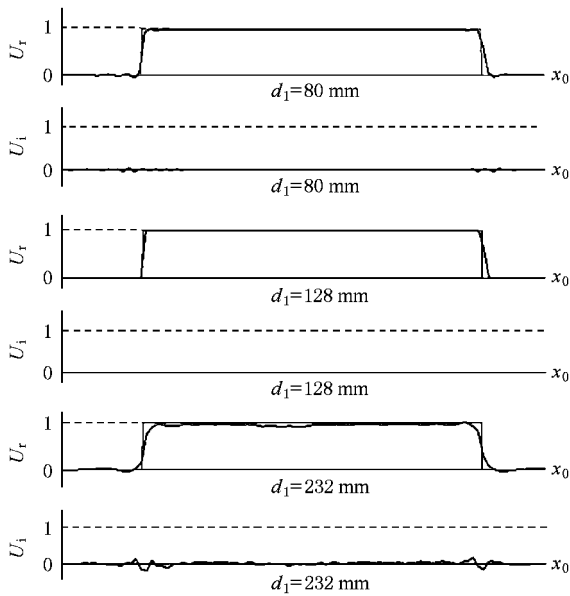


图 6 $y_0 = -2$ mm 区域重构物光复振幅(粗线)与原物光复振幅(细线)的比较

为 1,在图 5 中每一幅图像上选择 $y_0 = -2$ mm 直线区域,图 6 给出原物光场及重构光波场实部 U_r 及虚部 U_i 曲线比较.正如理论分析所预计,系统的矩阵元素 B 越小,重构质量越高.

以上实验仅仅是为证实理论研究而设计的,实际应用研究中可以在两透镜间插入一凹透镜,构成可调整放大率的等效 $4f$ 系统^[15],适应不同尺寸物体的数字全息检测.

5. 结 论

本文的理论研究表明,改良后的成像光学系统对物光场进行变换,能有效增加 CCD 获取的物光高频角谱,提高重建物光场质量.并且基于矩阵光学及柯林斯公式简明地导出了 CCD 置于光学系统后任意位置的波面重建算法,给出了相应的实验证明.这为数字全息系统的设计提供了一种可循的途径.

- [1] Kreis T 2002 *Opt. Eng.* **41** 1829
- [2] Liu C, Zhu J Q 2002 *High Power Laser Particle Beams* **14** 328 (in Chinese)[刘 诚、朱健强 2002 强激光与粒子束 **14** 328]
- [3] Pascal P, Eric M, Denis M 2003 *Appl. Opt.* **42** 11
- [4] Clerc F L, Gross M, Collot L 2001 *Opt. Lett.* **26** 1550
- [5] Ying C F, Ma L H, Wang H, Xu Z B 2005 *Chin. J. Lasers* **32** 87 (in Chinese)[应朝福、马利红、王 辉、徐展斌 2005 中国激光 **32** 87]
- [6] Lü Q N, Ge B Z, Zhang Y M 2004 *Acta Photon. Sin.* **33** 1014 (in Chinese)[吕且妮、葛宝臻、张以谟 2004 光子学报 **33** 1014]
- [7] Zhang L, Guo C S, Rong Z Y, Ren X Y, Liu X, Wang H T 2004 *Acta Photon. Sin.* **33** 353 (in Chinese)[张 莉、国承山、荣振宇、任秀云、刘 轩、王慧田 2004 光子学报 **33** 353]
- [8] Li J C, Chen Z Y, Zhao S, Bao N K, Zhong B X 2005 *Chin. J. Lasers* **32** 1489 (in Chinese)[李俊昌、陈仲裕、赵 帅、鲍乃铿、钟宝璇 2005 中国激光 **32** 1489]
- [9] Xu Y, Zhao J L, Fan Q, Xiang Q 2005 *Chin. J. Lasers* **32** 787 (in Chinese)[徐 莹、赵建林、范 琦、向 强 2005 中国激光 **32** 787]
- [10] Li J C, Zhu J, Peng Z J 2007 *Eur. Phys. J. D* **45** 325
- [11] Liu Z W 2002 *Opt. Lett.* **27** 22
- [12] Wang X L, Zhai H C, Wang Y, Mu G G 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1137 (in Chinese)[王晓雷、翟宏琛、王 毅、母国光,2006 物理学报 **55** 1137]
- [13] Zhai H C, Wang X L, Mu G G 2007 *Laser Optoelectron. Prog.* **44** 19 (in Chinese)[翟宏琛、王晓雷、母国光 2007 激光与光电子学进展 **44** 19]
- [14] Wang X L, Zhang N, Zhao Y B, Li Z L, Zhai H C, Zhu X N 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 354 (in Chinese)[王晓雷、张 楠、赵友博、李智磊、翟宏琛、朱晓农 2008 物理学报 **57** 354]
- [15] Li J C, Fan Z B, Peng Z J 2008 *Acta Photon. Sin.* **37** 1420 (in Chinese)[李俊昌、樊则宾、彭祖杰 2008 光子学报 **37** 1420]
- [16] Goodman J W 2006 *An Introduction to Fourier Optics* (3rd ed) (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) pp116, 375 (in Chinese)[Goodman J W 2006 傅里叶光学导论(第三版)(中译本)(北京:电子工业出版社)第 116 375 页]
- [17] Collins S A 1970 *J. Opt. Soc. Am.* **60** 1168
- [18] Kreis T 2004 *Handbook of Holographic Interferometry Optical and Digital Methods* (Berlin: Wiley-VCH)

High quality digital holographic wave-front reconstruction system *

Li Jun-Chang^{1)†} Zhang Ya-Ping¹⁾ Xu Wei²⁾

¹ *Department of Physics , Kunming University of Science and Technology , Kunming 650093 , China)*

² *Department of Engineering Mechanics ,Kunming University of Science and Technology , Kunming 650093 , China)*

(Received 22 October 2008 ; revised manuscript received 7 December 2008)

Abstract

The system of digital holographic wave-front reconstruction is studied based on Abbe imaging principle. The results show that the high-frequency angular spectral component of object light can arrive at charge-coupled device(CCD) detector through using imaging system to transform the object light field. To evaluate the quality of reconstructed object light field , the calculation formula to reconstruct wave-front at arbitrary position after the optical system on the CCD is derived , and pulse response of wave-front reconstruction system is researched when the object light arrives at CCD through paraxial optical system. Theoretical and experimental researches show that the object light field can be reconstructed with high quality when the CCD plane is close to the image surface.

Keywords : information optic , digital holographic , wave-front reconstruction

PACC : 4230 , 4230V

* Project supported by the Natural Science Foundation of Yunnan Province , China (Grant No. 2007F028M).

† E-mail : jcli@vip.163.com