

# 数字全息波前重建中的像平面滤波技术研究

李俊昌 宋庆和 桂进斌 彭祖杰 楼宇丽

(昆明理工大学理学院, 云南 昆明 650093)

**摘要** 基于数字全息图的频谱平面滤波及像平面滤波技术,最近出现两种可变放大率的物光波前重建方法。为适应数字全息精细检测的要求,对两种滤波方法进行了研究,导出让局部重建图像布满重建平面的表达式。研究结果表明,像平面滤波技术优于频谱平面滤波技术,基于像平面滤波技术重建方法能够按照需要的放大率高质量地重建局部物光场。给出彩色数字全息波前重建实例。

**关键词** 全息;彩色数字全息;衍射计算;像平面滤波

**中图分类号** O438.1 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/AOS201131.0900135

## Research of Image Plane Filtering Technique in Digital Holographic Wavefront Reconstruction

Li Junchang Song Qinghe Gui Jinbin Peng Zujie Lou Yuli

(College of Science, Kunming University of Science and Technology, Kunming, Yunnan 650093, China)

**Abstract** Based on frequency spectrum plane filtering technique and image plane filtering technique to digital hologram, two methods of object wavefront reconstruction with adjustable magnification appear recently. In order to meet the demand of digital holographic exact detecting, the two filtering methods are researched, and the expression that makes reconstructed plane replete with local reconstructed image is deduced. The research results indicate that image plane filtering technique is better than frequency spectrum plane filtering technique. The reconstruction method based on image plane filtering technique is a high quality reconstructing method, which can reconstruct local object wavefront according to magnification needed. The example of color digital holographic wavefront reconstruction is given.

**Key words** holography; digital color holography; diffraction calculation; image plane filtering

**OCIS codes** 090.1995; 050.1940; 100.3008

## 1 引言

随着计算机及 CCD 技术的进步,利用 CCD 取代传统感光材料的数字全息受到广泛关注<sup>[1,2]</sup>。在该研究领域,用菲涅耳衍射积分的一次快速傅里叶变换(1-FFT)计算重建物光场是广泛采用的方法<sup>[3~10]</sup>。然而,1-FFT 法重建图像的物理尺寸是光波长的函数,当进行多种波长光束照明的彩色数字全息检测时,不同色光重建图像的尺寸不相同,必须采用不同的方法统一重建图像的尺寸<sup>[7~9]</sup>。此外,由于 1-FFT 重建图像在重建平面上所占的面积较小<sup>[11]</sup>,当需要较多的像素表述重建图像时可以通过

补零扩大全息图的尺寸,有较大的计算量。将重建光设为球面波,利用衍射的角谱理论进行物光波前重建是一种较好的方法<sup>[12~16]</sup>。并且,对全息图频谱平面滤波形成无干扰数字全息图<sup>[15]</sup>(简称频谱滤波全息图)再进行波前重建,可以用较少的计算量获得质量较高的重建图像。然而,由于全息图的物光场频谱分布与物体的形貌有较大差异,当需要对物体局部区域进行精细检测时,如何准确地获取局部物光场的频谱,让重建物光场布满重建平面,是需要继续解决的问题。

为实现局部物光场的准确重建,文献<sup>[17]</sup>最近

**收稿日期:** 2011-05-10; **收到修改稿日期:** 2011-06-09

**基金项目:** 国家自然科学基金(60977007)资助课题。

**作者简介:** 李俊昌(1945—),男,教授,博士生导师,主要从事信息光学理论及数值计算等方面的研究。

E-mail: jcli@vip.163.com

提出在全息图的 1-FFT 重建像平面滤波建立无干扰数字全息图(简称像面滤波全息图)的方法。但是,如何让重建物光场布满重建平面,仍然是需要解决的问题。

鉴于高质量重建物光场是实现数字全息准确检测的基础,本文基于离散傅里叶变换理论及衍射的 1-FFT 计算,对以上两种方法涉及的滤波技术进行研究,导出两种方法重建物体的图像充分布满重建平面的表达式。研究表明,基于像面滤波全息图的重建方法可以用更短的时间高质量地重建物体或局部物体的像。

## 2 使用频谱滤波全息图及像面滤波全息图的两种波前重建方法简介

在全息图记录系统中定义直角坐标  $Oxyz$ ,令全息图记录平面为  $xy$  平面,令无干扰的数字全息图由 CCD 窗口函数  $w(x,y)$  及沿光轴传播的共轭物光  $U^*(x,y)$  的乘积组成,球面波  $R_c(x,y)$  照射下放大率为  $M$  的重建物光场可用角谱衍射公式表示为<sup>[12,15]</sup>

$$U_i(x,y) = \mathcal{F}^{-1} \{ \mathcal{F}[w(x,y)U^*(x,y)R_c(x,y)] \times \exp[jkz_i \sqrt{1 - \lambda^2(f_x^2 + f_y^2)}] \}, \quad (1)$$

式中

$$z_i = \left( \frac{1}{z_0} - \frac{1}{z_c} - \frac{1}{z_r} \right)^{-1}, \quad (2)$$

$$R_c(x,y) = \exp \left[ \frac{jk}{2z_c} (x^2 + y^2) \right], \quad (3)$$

$$M = z_i/z_0. \quad (4)$$

(1)~(4)式中, $j = \sqrt{-1}$ ,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  是光波长,  $z_i$  为重建距离,  $f_x, f_y$  为与  $x, y$  对应的频域坐标,  $z_0$  为记录全息图时物平面到 CCD 平面的距离,  $z_r$  为参考光的波面半径,  $z_c$  为重建波的波面半径。当用快速傅里叶变换计算(1)式时,重建像平面的尺寸与

CCD 窗口函数相同,适当选择放大率,便能让重建物体的像无干扰地完整显示于重建平面。

为计算(1)式,可以在全息图频谱平面设计滤波窗取出共轭物光频谱,通过傅里叶逆变换获得  $w(x,y)U^*(x,y)$ <sup>[15]</sup>。选择好放大率  $M$  后,根据(4)式确定  $z_i$ ,再由(2)式求出  $z_c$ ,便能进行物光场波前重建。这种方法简称为 SPH4FFT 方法<sup>[16]</sup>。

最近的研究指出,如果在全息图的 1-FFT 重建像平面上截取需要放大重建的像或局部像,通过衍射的逆运算也能获得  $w(x,y)U^*(x,y)$ ,按照这个步骤获取无干扰数字全息图并进行波前重建的方法称为 FIMG4FFT 方法<sup>[17]</sup>。

## 3 频谱平面滤波与像平面滤波的理论比较

为比较两种波前重建方法,以下将物光简化为点源<sup>[18,19]</sup>,对两种滤波技术获得的无干扰数字全息图进行研究。

### 3.1 频谱平面滤波

图 1 是点源数字全息系统的简化光路及坐标定义图。定义物平面  $x_0y_0$  为邻近被测量物体的平面,  $x_iy_i$  是球面波为重现光时物体的像平面。两平面到 CCD 窗口平面  $xy$  的距离分别是  $z_0$  和  $z_i$ 。

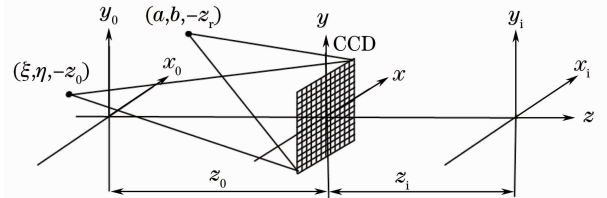


图 1 点源数字全息系统的简化光路及坐标定义图

Fig. 1 Simplified optical path of point source digital holographic system and its coordinates definition

物平面上坐标  $(\xi, \eta, -z_0)$  处点源发出的光波在 CCD 上形成的光波场可表示为

$$u_0(x,y;\xi,\eta) = A_0(\xi,\eta) \exp \left\{ \frac{jk}{2z_0} [(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2] \right\}, \quad (5)$$

式中  $A_0(\xi,\eta)$  是与  $(\xi,\eta, -z_0)$  处点源光场复振幅成正比的量。

令到达 CCD 的参考光是波束中心在  $(a,b, -z_r)$ , 振幅为  $A_r$  的均匀球面波

$$R(x,y) = A_r \exp \left\{ \frac{jk}{2z_r} [(x-a)^2 + (y-b)^2] \right\}, \quad (6)$$

CCD 记录的全息图则为

$$I_{H_0}(x,y;\xi,\eta) = w(x,y) [ |u_0(x,y;\xi,\eta)|^2 + A_r^2 + R(x,y)u_0^*(x,y;\xi,\eta) + R^*(x,y)u_0(x,y;\xi,\eta) ]. \quad (7)$$

单位振幅平面波照射下数字全息图共轭物光的频谱则为

$$I_c = \mathcal{F}[\omega(x, y)R(x, y)u_\delta^*(x, y; \xi, \eta)] \quad (8)$$

将相关量代入该式，并令  $\frac{1}{z_{r0}} = \left(\frac{1}{z_r} - \frac{1}{z_0}\right)$ ,  $X = \frac{x}{\lambda z_{r0}}$ ,  $Y = \frac{y}{\lambda z_{r0}}$ ，经过整理可得

$$\begin{aligned} \mathcal{F}[\omega(x, y)R(x, y)u_\delta^*(x, y; \xi, \eta)] &= Q(\xi, \eta) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \omega(\lambda z_{r0} X, \lambda z_{r0} Y) \times \\ &\exp\left\{j \frac{2\pi\lambda}{2(1/z_{r0})} \left\{ \left[ X - \left( \frac{a}{\lambda z_r} - \frac{\xi}{\lambda z_0} \right) - f_x \right]^2 + \left[ Y - \left( \frac{b}{\lambda z_r} - \frac{\eta}{\lambda z_0} \right) - f_y \right]^2 \right\}\right\} dXdY, \end{aligned} \quad (9)$$

式中  $Q(\xi, \eta)$  为与  $A_r A_\delta^*(\xi, \eta)$  成正比的复常数。

令 CCD 窗口是宽度为  $L$  的方形，即  $\omega(x, y) = \text{rect}\left(\frac{x}{L}, \frac{y}{L}\right)$ ，将(9)式与熟知的空间域的非涅耳衍射积分相比较可知，该式表示频率空间宽度为  $L/|\lambda z_{r0}|$  的方形孔经过距离  $1/z_{r0}$  的“菲涅耳衍射图样”，衍射图样中心坐标为  $\left(\frac{a}{\lambda z_r} - \frac{\xi}{\lambda z_0}, \frac{b}{\lambda z_r} - \frac{\eta}{\lambda z_0}\right)$ 。

若将实际物体视为物平面上不同位置的散射基元发出的球面波，在全息图的频谱面上每一点源频谱的中心构成与物体相似的图像，图像的中心坐标为  $\left(\frac{a}{\lambda z_r}, \frac{b}{\lambda z_r}\right)$ 。由于全息图的频谱通过离散傅里叶变换计算，下面研究用像素数量表示的点源频谱的宽度。

设全息图取样数为  $N \times N$ ，则全息图频谱宽度为  $N/L$ 。由于(9)式描述的点源频谱的主要能量通常分布在宽度  $L/|\lambda z_{r0}|$  的方形区域，用像素数量表示的单一源点的频谱的分布宽度  $N_{\delta\text{spt}}$  可足够准确地表示为

$$N_{\delta\text{spt}} = \frac{L/|\lambda z_{r0}|}{N/L} \times N = \frac{L^2}{|\lambda z_{r0}|} = \frac{L^2}{\lambda} \left| \frac{1}{z_r} - \frac{1}{z_0} \right|. \quad (10)$$

容易验证，通常情况  $N_{\delta\text{spt}} \gg 1$ 。由于实际物体每一散射基元在全息图的频谱平面上共轭物光的“菲

涅耳衍射图样”复振幅分布正比于  $A_r A_\delta^*(\xi, \eta)$ ，各相邻散射基元的“菲涅耳衍射图样”将在频谱平面上的相交区域相互干涉，在频谱平面形成具有模糊物体轮廓的散斑图像。

若忽略点源频谱分布宽度  $N_{\delta\text{spt}}$  的影响，物平面上宽度为  $\Delta\xi$  的光波场在全息图频谱平面以像素为单位的频谱宽度为

$$N_s = \frac{\Delta\xi}{\lambda z_0} / \left(\frac{N}{L}\right) = \frac{L\Delta\xi}{N^2\lambda z_0}. \quad (11)$$

将  $N_s$  视为频谱平面滤波窗宽度，由于利用(1)式进行 SPH4FFT 重建时，重建物平面的宽度仍然为全息图的宽度  $L^{[20]}$ ，让重建图像布满重建平面的重建放大率则为  $M = \frac{L}{\Delta\xi}$ ，于是有

$$M = \frac{L^2}{N_s\lambda z_0}. \quad (12)$$

由于点源频谱分布宽度  $N_{\delta\text{spt}} \gg 1$ ，在滤波窗边界内侧不但会损失窗口内部分点源的频谱，而且会有边界外侧点源的频谱渗入。稍后的实验研究中将看到，在 SPH4FFT 重建像平面的边界会产生一个狭窄的模糊带。

### 3.2 像平面滤波

点源全息图在重建球面波照射下，经距离  $z_i$  衍射的共轭物光复振幅可以用菲涅耳衍射积分表示：

$$\begin{aligned} U_{\delta i}(x_i, y_i; \xi, \eta) &= \frac{\exp(jkz_i)}{j\lambda z_i} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \omega(x, y)R(x, y)R_c(x, y)u_\delta^*(x, y; \xi, \eta) \times \\ &\exp\left\{\frac{jk}{2z_i} [(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2]\right\} dx dy. \end{aligned} \quad (13)$$

令  $\omega(x, y) = \text{rect}\left(\frac{x}{L}, \frac{y}{L}\right)$ ，衍射距离满足成像条件(2)式，(13)式整理后得<sup>[19]</sup>

$$U_{\delta i}(x_i, y_i; \xi, \eta) = \Theta(\xi, \eta) \text{sinc}\left(\frac{x_i - M\xi + z_i a/z_r}{\lambda z_i/L}\right) \text{sinc}\left(\frac{y_i - M\eta + z_i b/z_r}{\lambda z_i/L}\right), \quad (14)$$

式中  $\Theta(\xi, \eta)$  为与  $A_r A_\delta^*(\xi, \eta)$  成正比并与观测平面坐标无关的复常数。

(14)式表明，点源的重建像由中心坐标为  $\left(-\frac{z_i a}{z_r} + M\xi, -\frac{z_i b}{z_r} + M\eta\right)$  的二维 sinc 函数描述。根据 sinc 函数的

分布特性<sup>[19]</sup>, 可以认为点源的重建像光场局限于围绕中心坐标的宽度为  $\lambda z_i/L$  的方形区域。使用 1-FFT 重建图像时像平面的宽度为  $L_i = N\lambda z_i/L$ 。用像素数量表示的单一点源的像光场宽度  $N_{\text{img}}$  可近似为

$$N_{\text{img}} = \frac{\lambda z_i/L}{L_i} N = 1, \quad (15)$$

这意味着点源在像平面上重建像基本被局限于 1~2 pixel 的范围。虽然每一点源像的相位取值是随机的, 但图像能量集中于二维 sinc 函数中心对应的像素上, 即  $(M\xi - z_i a/z_r, M\eta - z_i b/z_r)$  处的强度正比于物点的强度。综合物平面上不同位置点源的成像结果, 将在  $z = z_i$  平面上形成放大  $M$  倍中心在  $(-z_i a/z_r, -z_i b/z_r)$  的物光场像。仍然令  $N_s$  为像平面滤波窗宽度, FIMG4FFT 重建图像布满重建平面时应满足  $\frac{N_s}{N} L_i = L$ 。由于  $\frac{L_i}{M} = N\lambda z_0/L$ , 于是有

$$M = \frac{L^2}{\lambda z_0 N_s}. \quad (16)$$

(16)式与(12)式完全相同, 然而, 由于点源的 1-FFT 重建像的分布宽度局限于 1~2 pixel, 在后面的实验研究中将看到, FIMG4FFT 重建图像具有较整齐的边界。对于给定的放大率  $M$ , 滤波窗宽度  $N_s$  通常不是整数, 这时可以忽略  $N_s$  的小数部分。这种处理, 只会极少量地缩小重建像平面边界区域的图像显示, 对实际应用基本无影响。

## 4 实验研究

实验研究在波长  $\lambda_1 = 632.8 \text{ nm}$  的红光、 $\lambda_2 = 532 \text{ nm}$  的绿光及  $\lambda_3 = 473 \text{ nm}$  的蓝光照明下进行。光学系统基于马赫-曾德尔干涉仪设计。光路基本结构与文献[15]相似, 但改用单色 CCD 分别拍摄三种色光的全息图 (CCD 像素宽度  $4.65 \mu\text{m}$ , 取样数  $N=1024$ , 即 CCD 面阵宽度  $L=4.76 \text{ mm}$ )。实验系统中, 三种色光共用一个扩束准直系统形成参考光 (由于色散问题的细致讨论将显著增加篇幅, 为简单起见, 将每一参考光的波面半径均视为无限大进行相关参数的计算)。物体是京剧中猴王脸谱的彩陶模型, 模型高度约  $65 \text{ mm}$ 。物体到 CCD 距离为  $z_0=1720 \text{ mm}$ 。调整参考光的角度使三种色光的 1-FFT 重建像均在第三象限。

图 2 给出了三种色光的 1-FFT 重建图像 (彩图请见网络电子版)。图中, 按照公式  $L_0 = \lambda_n z_0 N/L$  ( $n=1, 2, 3$ ) 分别标出重建像平面的宽度。由于重建

像平面的宽度与波长成正比, 红色光的重建像在重建平面上所占面积最小, 蓝色光重建像所占面积最大。

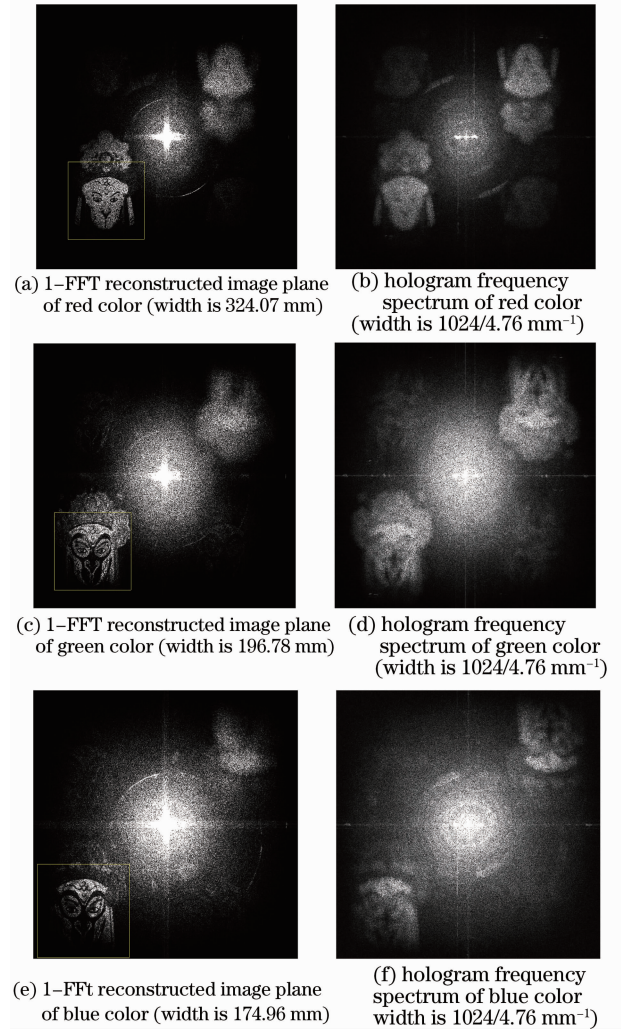


图 2 三种色光的 1-FFT 重建像平面与全息图频谱的比较

Fig. 2 Comparison of 1-FFT reconstructed image planes of three colors and their hologram frequency spectra (1024 pixel×1024 pixel)

图 2(b), (d)和(f)分别给出三种色光全息图的频谱。令  $z_r \rightarrow \infty$ , (10) 式简化为  $N_{\text{dspt}} = \frac{L^2}{\lambda z_0}$ 。对红绿蓝三种色光分别求得  $N_{\text{dspt}} = 20.8, 24.7, 27.8$ 。无论对哪一种色光, 以像素为单位的点源频谱在频谱平面的分布宽度均大于 20。正如理论分析指出, 共轭物光频谱是具有模糊物体轮廓的散斑图像 (类似的讨论容易证明物光频谱具有相似的特性)。

在红色光 1-FFT 重建平面上选择  $N_s \times N_s = 300 \text{ pixel} \times 300 \text{ pixel}$  的方形滤波窗 [图 2(a) 中方形框] 取出物体的局部像, 求得:  $M = 0.0694$ ,  $z_i =$



119.43 mm,  $z_c = -128.34$  mm。将物体的局部像移到像平面中央, 周边补零形成沿光轴传播到像平面的共轭物光场, 利用距离  $z_0 = 1720$  mm 的菲涅耳衍射的逆运算便形成红光的像面滤波全息图。在绿色及蓝色 1-FFT 重建像平面上选择相同的滤波窗中心, 根据(16)式确定出滤波窗宽度  $N_s$ , 利用类似的步骤获取两种色光的像面滤波全息图。此后, 在图 2(b), (d), (f) 上, 以像素为单位选择与图 2(a), (c), (e) 相同的滤波窗形成频谱滤波全息图。利用两种方法重建的放大率  $M = 0.0694$  的彩色图像如图 3(a), (b) 所示。按照相似的步骤, 图 3(c), (d) 给出两种方法重建的放大率  $M = 0.208$  的彩色图像。

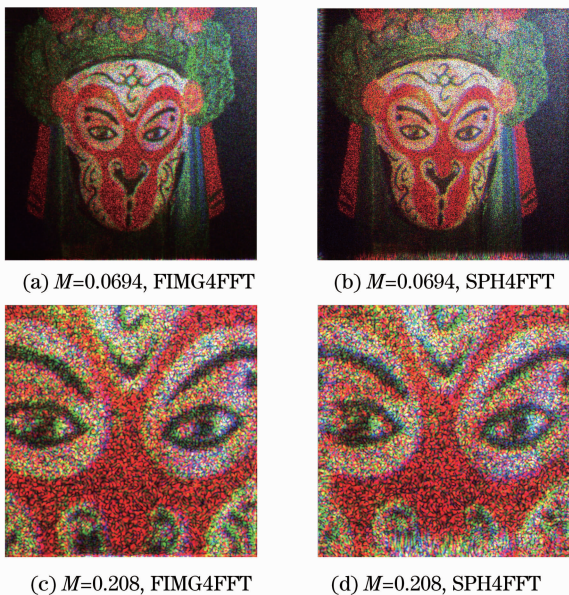


图 3 FIMG4FFT 及 SPH4FFT 方法重建的两种放大率的彩色图像 (1024 pixel  $\times$  1024 pixel)

Fig. 3 Reconstructed color images of two magnifications using FIMG4FFT and SPH4FFT algorithms (1024 pixel  $\times$  1024 pixel)

比较两组重建图像容易看出, 重建图像的质量无本质区别, 但正如理论预计的, SPH4FFT 的重建图像边沿有一个狭窄的模糊带。并且, 模糊带随放大率的增加而展宽, 对于精细检测有不利影响。此外, 由于全息图共轭物光的频谱分布形貌呈现为一个模糊的物体像, 单独使用 SPH4FFT 方法时, 频率平面滤波窗的准确设计必须借助 1-FFT 重建图像作参考, 需要额外增加一次 1-FFT 重建的计算量, 重建图像的效率低于 FIMG4FFT 方法。

## 5 结 论

在数字全息应用研究中, 无论是单色还是彩色

数字全息, 它们的主要应用均是光学精密检测<sup>[21]</sup>, 并且, 应用研究中通常需要对物体的局部区域进行研究。由于重建图像在 1-FFT 重建平面上所占面积较小(图 2), 为得到足够像素描述的重建图像, 必须在全息图周围填充较大数量的零像素<sup>[16]</sup>。例如, 为得到图 3(c) 或 (d) 所示的局域图像, 必须让补零全息图的宽度超过 12 pixel  $\times$  1024 pixel, 1-FFT 重建图像的计算时间远远超过 FIMG4FFT 及 SPH4FFT 方法。从形式上看, 当补零全息图的尺寸较大而 1-FFT 重建运算不能在常用的微机上进行时, 似乎可以通过不同的数学插值方法让重建图像用较大数量的像素描述。然而, 当实际物体被相干光照明时, 物光场相邻散射基元的相位取值是随机的<sup>[18]</sup>, 在像平面滤波的讨论中已经证明, 重建物光场的相邻像素与物光场相邻散射基元相对应, 重建物光场相邻像素的相位取值也是随机的。因此, 如果使用没有特定物理意义的数学插值方法放大物光场, 对于对相位特别敏感的光学检测没有实际意义。

综上所述, 基于像平面滤波技术的 FIMG4FFT 方法是一种较好的波前重建方法, 由于该方法可以用全息图的像素数高质量和高效率地重建局部物体的图像, 能对数字全息检测或多种波长照明下的数字全息检测的精细分析<sup>[21]</sup> 提供很大方便。

## 参 考 文 献

- 1 J. W. Goodman, R. W. Lawrence. Digital image formation from electronically detected holograms[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1967, **11**(3): 77~79
- 2 T. Huang. Digital holography [J]. *IEEE*, 1971, **59**(9): 1335~1346
- 3 S. Schedin, G. Pedrini, H. J. Tiziani *et al.*. Simultaneous three-dimensional dynamic deformation measurements with pulsed digital holography[J]. *Appl. Opt.*, 1999, **38**(34): 7056~7062
- 4 J. M. Dese, F. Albe, J. L. Tribillon. Real-time color holographic interferometer [J]. *Appl. Opt.*, 2002, **41**(25): 5326~5333
- 5 I. Yamaguchi, T. Matsumura, J. Kato. Phase shifting color digital holography[J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(13): 1108~1110
- 6 F. Zhang, I. Yamaguchi. Algorithm for reconstruction of digital holograms with adjustable magnification[J]. *Opt. Lett.*, 2004, **29**(14): 1668~1670
- 7 P. Ferraro, S. De Nicola, A. Finizio *et al.*. Recovering image resolution in reconstructing digital off-axis holograms by Fresnel-transform method [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2004, **85**(14): 2709~2711
- 8 A. Domenico, C. Giuseppe, D. N. Sergio *et al.*. Method for superposing reconstructed images from digital holograms of the same object recorded at different distance and wavelength[J]. *Opt. Commun.*, 2006, **260**(1): 113~116
- 9 J. L. Zhao, H. H. Jiang, J. L. Di. Recording and reconstruction of a color holographic image by using digital lensless Fourier transform holography[J]. *Opt. Express*, 2008,

- 16(4); 2514~2519
- 10 Qian Xiaofan, Wang Zhanliang, Hu Te *et al.*. Reconstructing the phase of wavefront using digital hologram and the principle of shearing interferometry [J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(7): 1821~1826  
钱晓凡,王占亮,胡 特等. 用单幅校正全息和剪切干涉原理重构光场相位[J]. *中国激光*, 2010, **37**(7): 1821~1826
- 11 Pascal Picart, Julien Leval. General theoretical formulation of image formation in digital Fresnel holography[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2008, **25**(7): 1744~1761
- 12 J. C. Li, T. Patrice, Z. J. Peng *et al.*. Digital holographic reconstruction of large objects using a convolution approach and adjustable magnification[J]. *Opt. Lett.*, 2009, **34**(5): 572~574
- 13 P. Pascal, T. Patrice, M. Denis *et al.*. Spatial bandwidth extended reconstruction for digital color Fresnel holograms[J]. *Opt. Express*, 2009, **17**(11): 9145~9156
- 14 Patrice Tankam, Pascal Picart, Denis Mounier *et al.*. Method of digital holographic recording and reconstruction using a stacked color image sensor[J]. *Appl. Opt.*, 2010, **49**(3): 320~328
- 15 Li Junchang, Fan Zebin, Tankam Patrice *et al.*. The study of color digital holography free from the zero-order diffraction interruption[J]. *Acta Physica Sinica*, 2011, **60**(3): 034204  
李俊昌,樊则宾, Tankam Patrice等. 无零级衍射干扰的彩色数字全息研究[J]. *物理学报*, 2011, **60**(3): 034204
- 16 Li Junchang. Introduction of digital color holographic wavefront reconstruction algorithm[J]. *Chines J. Lasers*, 2011, **38**(5): 0501001  
李俊昌. 彩色数字全息波前重建算法概论[J]. *中国激光*, 2011, **38**(5): 0501001
- 17 Li Junchang, Peng Zujie, Tankam Patrice *et al.*. Digital holographic reconstruction of a local object field using an adjustable magnification[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2011, **28**(6): 1291~1296
- 18 Chen Jiabi, Su Xianyu. Optical Information Technique-Principes & Applications (2nd ed.) [M]. Beijing: Higher Education Press, 2009. 363  
陈家璧,苏显渝. 光学信息技术原理及应用(第二版)[M]. 北京: 高等教育出版社, 2009. 363
- 19 J. W. Goodman. An Introduction to Fourier Optics (3rd ed.) [M]. Qin Kecheng, Liu Peisen, Chen Jiabi *et al.* Transl.. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2006, 276  
古德曼. 傅里叶光学导论(第三版) [M]. 秦克诚, 刘培森, 陈家璧等译. 北京: 电子工业出版社, 2006. 276
- 20 Xiong Bingheng, Li Junchang. Holography Interference Measure — Principles & Method [M]. Beijing: Science Press, 2009. 642  
熊秉衡, 李俊昌. 全息干涉计量——原理和方法[M]. 北京: 科学出版社, 2009. 642
- 21 P. Tankam. Méthodes D'holographie Numérique Couleur Pour la Métrologie Sans Contact en Acoustique Et mécanique [D]. Le Mans; Université du Maine, 2010(in French)