

文章编号 1004-924X(2007)03-0331-06

精密测量中激光成像系统散斑的抑制因素

任淑艳, 张 琢, 刘国栋, 庄志涛, 浦昭邦

(哈尔滨工业大学 自动测试与控制系, 黑龙江 哈尔滨 150001)

摘要:对采用激光照明的测量系统中散斑形成的三个重要因素,即入射光束的相干性、相位差和偏振特性进行了详细的理论分析,并给出了这些因素与散斑对比度的变化关系。计算表明,相干长度降低于 1 mm 时,散斑对比度减小到 0.5 左右,得到的图像细节相对比较清楚,易于检测。基于计算分析,提出了相应的解决及优化方法,为抑制散斑、提高激光照明质量和测量准确性提供了理论依据。

关键词:精密测量;激光成像;散斑;相干;偏振;对比度

中图分类号:TN247 **文献标识码:**A

Restraining speckle of laser imaging system in accurate measurement

REN Shu-Yan, ZHANG Zhuo, LIU Guo-Dong, ZHUANG Zhi-Tao, PU Zhao-Bang

(Department of Automatic Measurement and Control, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

Abstract: Three factors of restraining speckle noise in detection system, coherence, phase difference and polarization of the incident ray, were analyzed in detail, and the relations between these factors and speckle contrast were also presented. Calculation results show that when coherence length is less than 1 mm, speckle contrast is reduced to 0.5, which is advantageous to obtaining excellent measuring accuracy and keeping good details for a image. On the basis of theoretical analysis, the solution and optimization to reduce speckle was proposed to restrain speckle noise, improve illumination quality and enhance accuracy of measurement.

Key words: accurate measurement; laser imaging; speckle; coherence; polarization; contrast

1 引 言

激光以其高单色性,高亮度以及高方向性在精密测量和图像显示^[1-5]等领域中得到广泛的应用。本文针对精密测量系统中的激光相干成像进行研究,包括基于近景扫描准确地获得近距离静

态物体的空间精细三维坐标,并建立三维立体模型,也包括实现中远距离目标的 3D 立体测量和动态的跟踪测量。这些测量应用都由于激光的相干性好而不可避免地受到不同程度的散斑噪声的干扰。散斑噪声产生的根源在于用相干性好的激光照射物体表面时,由于物体表面相对于激光波长的尺度来说是相当粗糙的,所以其像面上一给

收稿日期:2007-01-22;修订日期:2007-02-04.

基金项目:黑龙江省科技攻关项目(No. 2006G0780-00)

定点处的强度是由来自许多独立的表面面积的组元相干叠加而成,这些不同的子波走过的距离通常会相差几个、几十个或许多个波长,这些子波干涉会产生散斑。散斑噪声的存在使得图像灰度剧烈变化,降低图像的分辨率,隐藏图像的细节信息,因此人们提出了各种抑制散斑噪声的方法,如同态滤波算法、Lee 算法和小波阈值算法等等。这些方法都是采用软件对噪声图像进行平滑和滤波,是针对测量图像上已经形成的散斑噪声的处理,虽然散斑影响减小了,但是相应地会造成细节信息的丢失。因此,在图像的形成过程中,从根本上减小散斑对提高测量精度有重要作用。本文在激光传输学部分相干光理论的基础上,分析了散斑形成的三个主要因素,即光束的相干性、相位差和偏振特性及它们与散斑对比度的关系,给出了相应的关系曲线,并提出了抑制散斑的方法,为研究提高激光照明质量以完成精密非接触式测量提供了理论依据。

2 部分相干光的相干度影响

激光的基本特性之一是好的方向性,但是,完全的空间相干性并不是实现很好方向性的必要条件,部分相干光的光源也可以产生与激光一样的远场光强分布。光束叠加时会产生两种极端效果,第一种情形是振幅叠加,形成干涉图样,这种情况为完全相干;第二种情形是强度叠加,观察不到干涉图样,成为完全不相干。实际情况下,由于光源的特性限制,光束叠加的特征是居于两者之间的,即部分相干。目前,应用广泛的激光器,如半导体激光器、准分子激光器等,所产生的激光都是部分相干光。

部分相干光的经典理论以光场的统计特性为基础,采用互相干函数描述。设光场中任意两点 P_1 和 P_2 处的波振幅为 $u(P_1, t)$ 和 $u(P_2, t)$, 在空间一时间域中,将互相干函数归一化:

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)\Gamma_{22}(0)}}, \quad (1)$$

$\gamma_{12}(\tau)$ 称为光场的复相干度, $\Gamma_{12}(\tau)$ 称为光场的互相干函数, $\Gamma_{11}(0)$ 和 $\Gamma_{22}(0)$ 分别表示 P_1 和 P_2 点处光场的自相干函数。复相干度 $\gamma_{12}(\tau)$ 把空间相干性和时间相干性联系在一起,时间相干性可用 $\gamma_{11}(\tau)$ 来描述,比较的是同一点光源而具

有一定光程差的光波;空间相干性可用 $\gamma_{12}(0)$ 来描述,比较的是空间不同点的光波。根据 Van-Cittert-Zernike 定理^[6],可作出以下假设:

$$\gamma_{12}(\tau) = \gamma_{11}(\tau) \cdot \gamma_{12}(0), \quad (2)$$

复相干度表示部分相干光的相干性,该值越小,相干程度越低。如果 $\gamma_{12}(\tau) = 1$, 该光束为完全相干光。

2.1 时间相干度对散斑的影响

光场的时间相干性由纵向相干长度 L_c 决定,即

$$L_c \approx \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}, \quad (3)$$

λ 是入射光束的波长, $\Delta\lambda$ 是其谱线宽度,因此,时间相干性由光波的频谱结构决定,频宽越宽纵向相干长度越短,光源的相干性越差。

部分相干光经过光学系统成像后,由于子波干涉会在像面上出现散斑,根据光强可计算出散斑的特征参数,即散斑对比度 C ^[7]

$$C = \sqrt{\frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2}}, \quad (4)$$

式中 I 表示入射到像面上的光强。散斑对比度是评价图像平面上散斑强弱的参数,该值越大,检测到的图像上的散斑噪声越强。根据文献[8],将 C^2 近似表示为

$$C^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} |g(\Delta r)|^2 \cdot \rho(\Delta r) d\Delta r, \quad (5)$$

在假设光源强度服从高斯分布的情况下,光源的时间相干函数 $g(\Delta r)$ 是纵向相干长度 L_c 的函数:

$g(\Delta r) = I_0 \exp[-(1.386 \ 3\Delta r/L_c)^2] \cdot \cos(2\pi\Delta r/\lambda_0)$, Δr 表示光程差, I_0 为光强, λ_0 是光源的中心波长, $\rho(\Delta r)$ 是光子光程差分布函数。目前,已经有很多文献对光子的传播进行了深入研究^[9,10], 这里采用文献[11]提出的 Monte Carlo 仿真方法来得到 $\rho(\Delta r)$, 在一定的仿真条件下,分别选取散射系数为 0.1 mm, 吸收系数为 0.0 mm, 各向异性系数 0.5, 即散射角余弦的均值,由此仿真出分布函数 $\rho(\Delta r)$, 并将其带入公式(5),得到如图 1 所示的散斑对比度和相干长度的关系。

从上图可以看出,散斑对比度随着光源的纵向相干长度的增加而增加。如果要减弱散斑的影响,就应该适当减小光源的 L_c , 即展宽光源的频带。由于白光的频带比较宽,因此可以直接用金

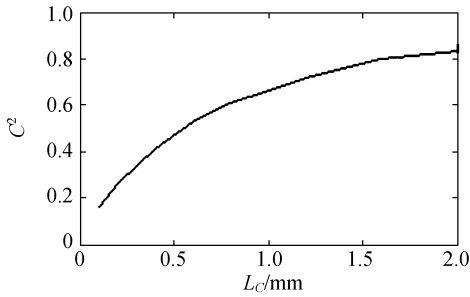


图1 散斑对比度和纵向相干长度的关系

Fig. 1 Relation of speckle contrast and longitudinal coherence length

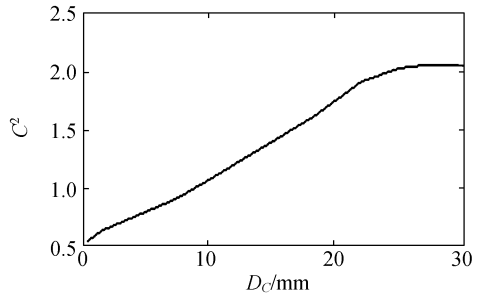


图2 散斑对比度和横向相干长度的关系

Fig. 2 Relation of speckle contrast and transverse coherence length

属卤灯等白光光源代替激光等单色光源来照明视觉检测系统,以减轻散斑噪声对图像的干扰。另外,也可以通过光学系统的相位调制技术拓宽光源的频谱。

2.2 空间相干度对散斑的影响

激光束的空间相干性,是由激光器的横模所决定的,多横模激光,其发散角较大,平行性较差,不同模式的光场是非相干的。因此,多横模光束可以看成模式间互不相干的厄米-高斯光束或拉盖尔-高斯光束基底叠加而成。由于作为基底的光束的模式间相互独立,所叠加的光束为部分相干光束。多模激光的质量评价参量 M^2 因子

$$M^2 = \sqrt{1 + r_0^2/D_c^2}, \quad (6)$$

其中, r_0 是光束的束腰半径, $D_c = \frac{\lambda}{\theta}$, 是发散角为 θ 的光束的横向相干长度, D_c 和 M^2 分别是描述空间相干性和光束质量的指标, D_c 越短,光束的空间相干性越差, M^2 值越大。根据文献[12]中讨论的模拟光强起伏方差和 M^2 因子关系的方法,取激光波长 630 nm, 光束腰半径 70 mm, 进而仿真得到散斑对比度 C^2 和 D_c 的关系如图2。

在横向相干长度比较小的范围内,随着横向相干长度的增加,散斑对比度逐渐增强,超过一定长度后,对比度不再变化,因此,只要将横向相干长度减小到一定范围内,图像平面上的散斑噪声就会降低。如前面所述,激光的空间相干性由激光器的横模决定,所以采用多模激光、柱面透镜列阵、光楔列阵等方法,将光束分成有限个大小的单元,利用这些单元的衍射作用就可以实现空间相干度的降低,从而抑制散斑。

3 改变入射光相位差对散斑的影响

入射光束的相位差是产生干涉的必要条件,如果破坏照射到目标表面的激光的相位使入射到像平面上的光束的光强均匀分布,图像上的散斑噪声会相应降低。这种单纯对相位的改变只需要在光路中加入设计合理的光学相位元件就可以实现,即用相位调制技术实现光场的均化。

3.1 均化光场的衍射光学元件的设计

与传统光学元件的折、反射设计原理不同,衍射光学元件是利用光的衍射原理来设计的,是一种相位型光学元件,它利用表面变化来调制入射光波前,使得最后的衍射场能得到所设计的光场分布。如图3所示,在传输光路中加入衍射光学

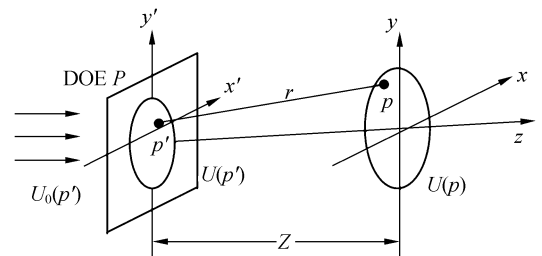


图3 放置 DOE 的传输光路

Fig. 3 Ray path with DOE

元件(DOE)^[13,14],设 $p(x, y)$ 是图像平面上的点, $p'(x', y')$ 是 DOE 出射面上的一点, $U_0(p')$ 和 $U(p')$ 分别为入射到 DOE 和从 DOE 出射的完全相干光场

$$U_0(p') = A(x', y') e^{i\phi_0(x', y')}, \quad (7)$$

$A(x', y')$ 是入射光的波振幅,在忽略元件本身对

光造成的折、反射的情况下,透过 DOE 后的光场与入射光场成正比关系:

$$U(P')=U_0(x',y') \cdot T(x',y'), \quad (8)$$

其中, $T(x',y')$ 是元件的透过率,这里假设加入光路的 DOE 是纯相位元件,并设该元件的相位为 $L(x',y')$, 则:

$$T(x',y')=e^{iL(x',y')}, \quad (9)$$

将式(9)和式(7)代入式(8):

$$U(p')=A(x',y')e^{i\phi(x',y')}=A(x',y')e^{i[\phi_0(x',y')+L(x',y')]}, \quad (10)$$

这里, $\phi_0(x',y')$ 是入射光的初相位,由 Fresnel 衍射公式得到图像平面上点 p 处的光场

$$U(p)=\frac{1}{i\lambda} \iint U(p') \frac{e^{ikr}}{r} K(\theta) dx' dy', \quad (11)$$

其中, K 为波数,近轴条件下,倾斜因子 $K(\theta) \approx 1$, 而

$$r \approx z \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x-x'}{z} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{y-y'}{z} \right)^2 \right], \quad (12)$$

将式(12)代入(11)得:

$$U(p)=\frac{1}{i\lambda z} \cdot e^{ikz} \iint U(p') e^{i k \frac{(x-x')^2+(y-y')^2}{2z}} dx' dy', \quad (13)$$

相应地,图像平面上 p 点的光强

$$I(p)=|U(p)|^2 = \left| \frac{1}{i\lambda z} \cdot e^{ikz} \iint A(x',y') e^{i[\phi_0(x',y')+L(x',y')]} e^{i k \frac{(x-x')^2+(y-y')^2}{2z}} dx' dy' \right|^2, \quad (14)$$

因此,光路中加入 DOE 带来的相位 $L(x',y')$ 的变化直接影响像平面上的光强分布。

高斯光束经过图 3 的光路后,如果要在像平面上得到理想的光强分布,即平顶高斯分布,可根据光强的理想值 $I_0(p)$ 修正成像面的光波振幅 $\bar{U}(p)$, 并经过 Fresnel 衍射逆运算,得到修正后的 DOE 出射光场 $\bar{U}(p')$

$$\bar{U}(p') = \frac{1}{-i\lambda z} \cdot e^{-ikz} \iint \bar{U}(p) e^{-i k \frac{(x-x')^2+(y-y')^2}{2z}} dx dy, \quad (15)$$

把由式(15)得到的修正后的光场直接代入式(10),就得到一个对应相位的 $\varphi(x',y')$, 从而计算出 DOE 所带来的相位:

$$L(x',y')=\varphi(x',y')-\phi_0(x',y'), \quad (16)$$

3.2 仿真相位变化

为了简化计算,本文在一维情况下仿真上述

计算过程。图 4 所示的归一化光强为 I 的高斯光束经过图 3 的光路后,要想得到如图 5 显示的平顶高斯分布,就要计算光束经过 DOE 的相位变化,并对像面上的光强进行傅里叶逆变换来计算 DOE 出射面的光波振幅,再由式 10 计算出一维情况下的相位变化参数 $\varphi(x')$, 如图 6 所示。利用得到的参数进行光刻,制成所需的衍射光学元件。

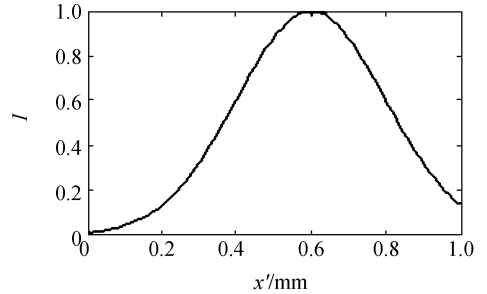


图 4 输入光的光强分布

Fig 4 Intensity distribution of input ray

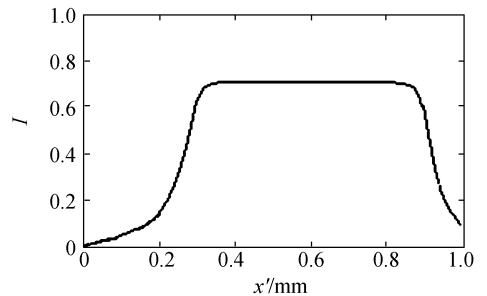


图 5 光束经过 DOE 后的一维相对光强输出曲线

Fig. 5 1D relative intensity distribution after DOE

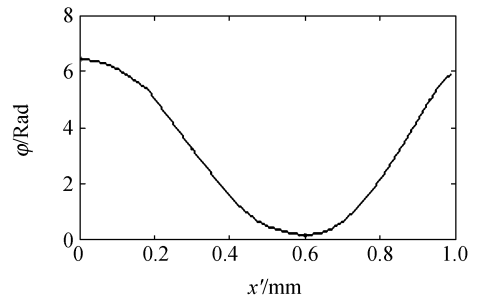


图 6 DOE 平面上的相角变化趋势

Fig. 6 Angle change on DOE

平顶高斯光束可以有效均化入射光强,降低散斑对比度,因为它在很大的范围内强度分布比

较均匀。由公式(4)可知,散斑对比度是描述光场中光强得波动的参数,均匀的光分布要比高斯光强分布的波动小得多。即

$$\langle I_{\text{平顶}}^2 \rangle - \langle I_{\text{平顶}} \rangle^2 \ll (\langle I_{\text{高斯}}^2 \rangle - \langle I_{\text{高斯}} \rangle^2)$$

所以,经过 DOE 后图像上的散斑噪声会大大降低。这种相位调制的方法也会引起频率漂移,因为在半导体激光器中载流子和光子场之间存在强耦合,有源区内载流子浓度的变化会引起光增益的变化使有效折射率发生变化,这种调制的相关性导致谱线的动态展宽,从这一点也可以判断出光场的相干性下降。

4 线性偏振光照明的影响

精密测量对成像分辨率的要求很高,而影响这种成像质量的因素有很多,其中一个重要的因素就是入射光的偏振特性。由于照明光的干扰及粗糙表面散射的影响,得到的图像信号的信噪比(SNR)很低,为了提高系统信噪比,可以采用偏振光的照明方式。偏振光按照其偏振度的不同分为线偏振光、椭圆偏振光和圆偏振光。其中椭圆偏振光和圆偏振光都包含两种正交偏振态的光,受表面散射后矢量方向各不相同,不同方向上的分量相干带来严重的散斑噪声,而线偏振光发生散射后,矢量方向相对一致,且随机表面对线偏振光的退偏效应也相对降低了成像面的散斑对比度,这样可以有效地抑制散斑,从而提高系统分辨率。下面对此进行详尽论述。

根据辐射传递函数,线性偏振光入射到随机表面后产生的退偏效应最终体现在随机表面的退偏长度 ξ 对光子光程长度 r 分布的影响。这里,同样假设光源强度服从高斯分布,光源的时间相干函数 $g(\Delta r)$ 是相干长度 L_c 的函数,将式(5)表示的非偏振光束照明下的散斑对比度改写成不同方向的偏振光照明下得到的散斑对比度

$$C_{//}^2 = \int_0^{\infty} |g(\Delta r)|^2 \cdot [\rho_{//}(\Delta r) * \rho_{//}(\Delta r)] d(\Delta r)$$

$$C_{\perp}^2 = \int_0^{\infty} |g(\Delta r)|^2 \cdot [\rho_{\perp}(\Delta r) * \rho_{\perp}(\Delta r)] d(\Delta r) \quad (17)$$

其中 $*$ 表示卷积, $\rho_{//}(\Delta r)$ 和 $\rho_{\perp}(\Delta r)$ 是与光的偏振特性有关的入射到被测物的光子光程差分布函数

$$\rho_{//}(\Delta r) = f_{//}(r) \cdot \rho(\Delta r)$$

$$\rho_{\perp}(\Delta r) = f_{\perp}(r) \cdot \rho(\Delta r), \quad (18)$$

$f_{//}(r)$ 和 $f_{\perp}(r)$ 是与光程相关的权重函数,通过分析偏振光在散射体中的传输,选择下面的权重函数形式^[15]

$$f_{//}(r) = [1 + \exp(-r/\xi)]/2$$

$$f_{\perp}(r) = [1 - \exp(-r/\xi)]/2, \quad (19)$$

退偏长度表征在特定被测表面和散射条件下传输光的偏振损耗。将式(18)和式(19)分别代入式(17)后,再与公式(5)相比,因为 $f_{//}(r) < 1$ 且 $f_{\perp}(r) < 1$, 则 $C_{//} < C, C_{\perp} < C$, 即偏振光照明比非偏振光照明下得到的像面的散斑对比度要小,从而达到抑制散斑噪声的效果。因此,在光路中加入偏振片,将入射光变成单方向的线偏振光来照明被测表面,得到的图像受散斑噪声的影响程度就会降低。

5 结论

本文的分析表明,可以采用适当控制光束的相干长度、破坏激光入射到像面上的相位角以达到能量均匀分布或者用偏振光照明等方式,使散斑噪声从根本上得到抑制。计算表明,采用上述方法可以将散斑对比度降低到 0.5 以下,此时,照明得到的图像的分辨率相对较高,而且保护了图像的细节信息,为提高整个系统的测量准确度奠定了基础。

参考文献:

- [1] 张岳,郝丽,柳华等. 激光显示原理与实现[J]. 光学精密工程,2006, 14(3): 402-405.
ZHANG Y, HAO L, LIU H, et al.. Principle and realization of laser display technique[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2006, 14(3): 402 - 405. (in Chinese)

- [2] 王晓东,刘文耀,金月寒,等. 基于 DSP 和 CPLD 的激光雷达图像采集和显示集成系统[J]. 光学精密工程,2004,12(2):190-194.
WANG X D, LIU W Y, JIN Y H, *et al.*. Laser radar image acquisition and display integrated system based on DSP and CPLD[J]. *Opt. precision Eng.*, 2004, 12(2):190-194. (in Chinese)
- [3] 毕勇,孙志培,李瑞宁,等. 高平均功率腔内和频蓝光 Nd:YAG 激光器[J]. 光学精密工程,2005,13(1):16-21.
BI Y, SUN ZH P, LI R N, *et al.*. High power blue Nd:YAG laser by intracavity summing frequency[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2005, 13(1):16-21. (in Chinese)
- [4] 杨超君,周建忠,张永康,等. 激光冲击金属板料变形的最小激光能量估算及其实验研究[J]. 光学精密工程,2006,14(3):396-401.
YANG CH J, ZHOU J ZH, ZHANG Y K, *et al.*. Study on calculation of minimum laser energy of sheet metal deformation by laser shock forming[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2006, 14(3):396-401. (in Chinese)
- [5] 卢启鹏,侯宝忠,朱琳琳. 半导体激光血管内照射治疗静脉曲张的机理研究[J]. 光学精密工程,2006,14(4):589-593.
LU Q P, HOU B ZH, ZHU L I. Mechanism of varicosity treated by semiconductor laser intravenous irradiation[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2006, 14(4):589-593. (in Chinese)
- [6] PERINA J. *Coherence of Light*[M]. Beijing Science Press, 1986:21-23.
- [7] MCKINNEY J D, WEBSTER M A, WEBB K J, *et al.*. Characterization and imaging in optically scattering media by use of laser speckle and a variable-coherence source[J]. *Opt. Lett.*, 2000, 25(1):4-6.
- [8] JUNG T, DMITRY A, GARIF G. Speckle contrast measurements with changeable coherence length; the method of scattering media probing[J]. *SPIE*, 2002, 4705:137-146.
- [9] HARIHAEAN S, PRABBAKAR P, YOUNG L. Modeling low-coherence enhanced backscattering (LEBS) using photon random walk model of light scattering[J]. *SPIE*, 2006, 6085:650-803.
- [10] GANG Y, WANG L H. Multiple scattering in optical coherence tomography signal: Monte Carlo modeling and experimental study[J]. *SPIE*, 1999, 3598:10-17.
- [11] ZHANG X Q, XU L J, HOCK Y J. Monte Carlo simulation of measuring capillary blood flow with diffusing light correlation[J]. *SPIE*, 2002, 4916:346-351.
- [12] CYNTHIAY Y, DEBORAH A H, LARRY C A. Mutual coherence function based on a bump spectrum for refractive-index fluctuations[J]. *SPIE*, 1993, 968:401-412.
- [13] ROSTALAKI H J, EPPLE A, FELDMANN H. Use of diffractive optical elements in lithographic projection lenses[J]. *SPIE*, 2005, 5962:375-383.
- [14] 李凤友,李红军,卢振武,等. 激光直写系统焦斑整形的研究[J]. 光学精密工程,2001,9(5):14-18.
LI F Y, LI H J, LU Z W, *et al.*. Binary laser direct writing system and its applications[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2001, 9(5):14-18. (in Chinese)
- [15] DMITRY A, ZIMNYAK O W, RUIKANG K W, *et al.*. Characterization of the transport properties of dense scattering media on the basis of low-coherence interferometry[J]. *SPIE*, 2005, 5690:308-317.

作者简介:任淑艳(1980—),女,黑龙江人,博士研究生,主要从事光电检测和图像处理技术的研究。

E-mail: shuyan_ren@hit.edu.cn