

一种新的三维漫射体真彩色彩虹全息术*

何龙庆 何贤美** 国宗明

(安庆师范学院物理系 安庆 246011 ** 华东冶金学院 马鞍山 243002)

提要 提出了一种用单波长激光制作真彩色彩虹全息图的新方法。该方法的要点在于记录彩虹全息图 H_2 时, 使用了合成狭缝技术。因而大大提高了光能利用率, 并使再现像的彩色还原性易于控制。给出了理论分析与实验结果。

关键词 真彩色彩虹全息术, 合成狭缝实像, 主全息图

1 引 言

模压全息产品已越来越广泛地应用到人们社会生活的各个领域。提高模压全息产品档次的途径之一是制作出高质量的三维漫射体真彩色彩虹全息图。文献[1]提出了一种用单波长激光在光刻胶板上制作三维漫射体真彩色彩虹全息图的方法。但是, 由于目前用于制作模压全息母版的光刻胶板灵敏度很低, 用[1]的方法制作 H_2 时, 曝光时间太长, 因而难以制得高衍射效率的三维漫射体真彩色彩虹全息图。此外, 文献[1]的方法还存在着彩虹全息图重现像的彩色还原性难以控制的缺点。

本文将文献[2]介绍的合成狭缝技术引进到文献[1]的真彩色彩虹全息图的制作中, 从而有效地提高了光能利用率, 缩短了制作 H_2 时的曝光时间, 并使再现像的彩色还原性易于控制。这对于制作高质量的三维漫射体真彩色模压全息图, 具有一定的实用价值。

2 方 法

如图 1 所示, 先用红、绿、蓝三色激光分别记录物体 O 的三张分色菲涅耳全息图 H_{1p} ($p = r, g, b$), 处理后再按图 2 所示, 用 $C_1(\lambda) = R_1^*(\lambda)$ 同时再现 H_{1p} 。调整各 H_{1p} 的相对位置, 使其再现的三个共轭实像重合。在实像重合处放上记录介质 H_2 , 引入参考光 $R_2(\lambda) = R_1^*(\lambda)$, 对 H_2 进行 $(n+1)$ 次曝光。每曝一次光, 将 $C_1(\lambda)$ 角度改变一小角 α 。整个曝光期间, 再现光的角度共改变了 $\pm n\alpha/2$ 。这样就记录了一张合成狭缝真彩色彩虹全息图 H_2 。

3 原 理

在文献[1]中, 各个 H_{1p} 是条形全息图, 记录 H_2 时只需曝一次光。文献[1] 由基本的全息

* 安徽省教委自然科学基金资助项目。

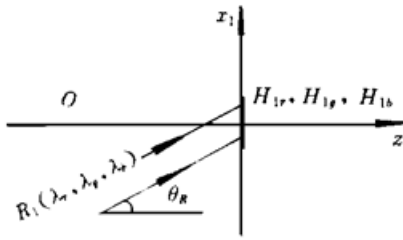


图 1 三张分色菲涅耳全息图的记录

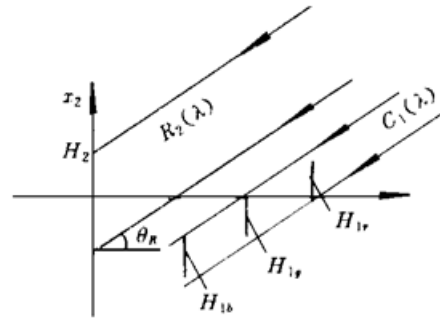


图 2 彩虹全息图的记录

Fig. 1 Recorded three Fresnel holograms H_{1r} , H_{1g} , H_{1b} with three primary color lasers

Fig. 2 Recording of rainbow hologram

学物像公式出发证明: 这样制得的 H_2 , 当用白光共轭再现时, 三原色狭缝像能在空间某处准确重叠. 本文与文献[1] 的主要不同之处在于: 记录 H_2 时, 各主全息图不是条形全息图, 观察 H_2 时所必须的红、绿、蓝三原色狭缝像是通过记录 H_2 时, 使用综合狭缝技术得到的. 这样得到的三原色合成狭缝“像”能否在空间某处重叠呢? 这是我们必须予以明确的问题. 显然, 如果我们设想在使用本文的综合狭缝技术时, 主全息图 H_{1p} 平面是合成狭缝“物”平面 z_{1p} , 在 z_{1p} 上 x_{1p} 处有一个合成狭缝“物”; 而当 H_2 再现时的合成狭缝平面是合成狭缝“像”平面 z_{ip} , 在其上 x_{ip} 处有一个合成狭缝“像”. 如果 z_{1p} 与 z_{ip} , x_{1p} 与 x_{ip} 之间满足全息学基本物像关系式^[3], 则我们的方法与文献[1] 的方法在全部记录与再现过程中的物像关系是一致的, 因而可直接利用文献[1] 的结论. 亦即将有三个基色的合成狭缝“像”重叠. 人眼置于这一位置, 即可看到真彩色彩虹全息全景像. 故下面的首要任务是要证明由上述定义的 z_{1p} 与 z_{ip} , x_{1p} 与 x_{ip} 之间的相对位置关系满足全息学基本物像关系式. 显然, 为简明起见, 我们只需证明某一个确定的 H_{1p} (例如 H_{1r}) 记录的 H_2 , 当再现时, 其 z_{1p} 与 z_{ip} , x_{1p} 与 x_{ip} (在红光时就是 z_{1r} 与 z_{ir} , x_{1r} 与 x_{ir}) 的相对位置关系满足基本的全息学物像公式即可. 下面即对此予以证明.

如图 3, 设参考光波为

$$R_1(x_1, y_1, \lambda_p) = \exp\left[j \frac{2\pi}{\lambda_p} x_1 \sin\theta_R\right] \tag{1}$$

物光波在 H_{1p} 上的分布是 $O(x_1, y_1)$, 在线性记录下, H_{1p} 的复振幅透射系数为

$$T_1(x_1, y_1) = \beta_0 + \beta_1 t_1 [1 + |O(x_1, y_1)|^2 + R_1(x_1, y_1; \lambda_p) O^*(x_1, y_1) + R_1^*(x_1, y_1; \lambda_p) O(x_1, y_1)] \tag{2}$$

式中, β_0, β_1 是与记录介质有关的常数, t_1 是曝光时间, * 表示复共轭.

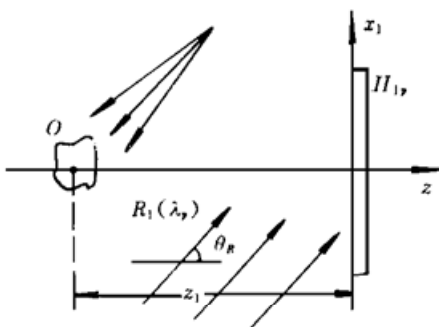


图 3 记录主全息图 H_1 的示意图

Fig. 3 The scheme for recording the master hologram H_1

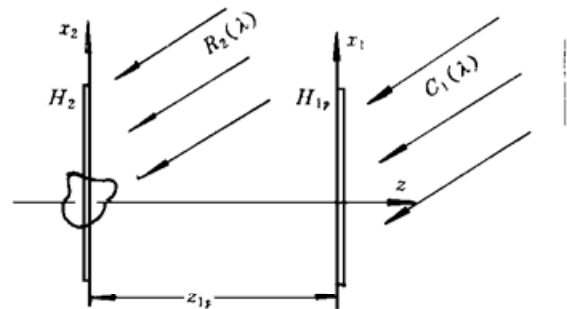


图 4 记录彩虹全息图的示意图

Fig. 4 The scheme for recording the rainbow hologram

图 4 是记录 H_2 的示意图。波长 λ 的照明光波 C_1 与 R_1 方向相反, 但角度有微小的偏离 α , 即

$$C_1(x_1, y_1, \lambda) = \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda} x_1 \sin(\theta_R - \alpha)\right] \quad (3)$$

用 $O_1(x_1, y_1)$ 表示来自(2) 式中的共轭再现光波, 则在 H_{1p} 左方有

$$\begin{aligned} O_1(x_1, y_1, \lambda) &= \beta_{1t_1} R_1(x_1, y_1, \lambda_p) O^*(x_1, y_1) C_1(x_1, y_1, \lambda) \\ &\approx \beta_{1t_1} R_1(x_1, y_1, \lambda_p) O^*(x_1, y_1) R_1^*(x_1, y_1, \lambda) \exp\left[j \frac{2\pi}{\lambda} x_1 \alpha \cos\theta_R\right] \end{aligned} \quad (4)$$

上式最后一步利用了 α 是一小角的条件。

在 H_2 上, 物光波的复振幅分布是 $O_1(x_1, y_1)$ 的菲涅耳衍射, 用 $O_2(x_2, y_2, \alpha)$ 表示, 则

$$\begin{aligned} O_2(x_2, y_2, \alpha) &= \beta_{1t_1} \frac{e^{jkz_{1p}}}{j\lambda z_{1p}} \iint R_1(x_1, y_1, \lambda_p) R_1^*(x_1, y_1, \lambda) O^*(x_1, y_1) \\ &\quad \cdot \exp\left[j \frac{2\pi}{\lambda} x_1 \alpha \cos\theta_R\right] \cdot \exp\left[\frac{j\pi}{\lambda z_{1p}} [(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2]\right] dx_1 dy_1 \end{aligned} \quad (5)$$

用 $R_2(\lambda) = R_1^*(\lambda)$ 的平面波作参考光记录 H_2 , 则 H_2 上的总曝光强度是

$$I = 1 + |O_2(x_2, y_2, \alpha)|^2 + R_2(x_2, y_2, \lambda) O_2^*(x_2, y_2, \alpha) + R_2^*(x_2, y_2, \lambda) O_2(x_2, y_2, \alpha) \quad (6)$$

对 H_2 曝光 $(n+1)$ 次, 每次曝光时间为 t_0 ; 每曝一次光, 将照明光波改变一微小角度 α , 整个曝光过程中 $C_1(x_1, y_1, \lambda)$ 需要自 $R_1^*(x_1, y_1, \lambda)$ 的原有入射角改变 $\pm n\alpha/2$, 故总曝光量是

$$E = t_0 \sum_{m=-\frac{n}{2}}^{\frac{n}{2}} [1 + |O_2(x_2, y_2, m\alpha)|^2 + R_2(x_2, y_2, \lambda) O_2^*(x_2, y_2, m\alpha) + R_2^*(x_2, y_2, \lambda) O_2(x_2, y_2, m\alpha)] \quad (7)$$

将 H_2 处理后, 用与 R_2 共轭、波长为 λ_p 的平行光再现 H_2 , 并取其中的共轭像项, 即对应(7) 式中的第 3 项有

$$O_3(x_2, y_2) = t_0 R_2^*(x_2, y_2, \lambda_p) \sum_{m=-\frac{n}{2}}^{\frac{n}{2}} R_2(x_2, y_2, \lambda) O_2^*(x_2, y_2, m\alpha) \quad (8)$$

将(5) 式代入(8) 式得

$$\begin{aligned} O_3(x_2, y_2) &= \beta_{1t_1} t_0 \frac{e^{-jkz_{1p}}}{(-j\lambda z_{1p})} \iint L(x_1, \alpha, n) O(x_1, y_1) \cdot \exp\left[j 2\pi \sin\theta_R \left[\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda}\right] (x_2 - x_1)\right] \\ &\quad \cdot \exp\left[-\frac{j\pi}{\lambda z_{1p}} [(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2]\right] dx_1 dy_1 \end{aligned} \quad (9)$$

$$\text{式中} \quad L(x_1, \alpha, n) = \sum_{m=-\frac{n}{2}}^{\frac{n}{2}} \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda} x_1 m \alpha \cos\theta_R\right] = \frac{\sin\left[\frac{\pi}{\lambda} (n+1) x_1 \alpha \cos\theta_R\right]}{\sin\left[\frac{\pi}{\lambda} x_1 \alpha \cos\theta_R\right]} \quad (10)$$

设该项再次传播到距 H_2 为 z_{ip} 的平面时, 光波复振幅为

$$\begin{aligned} T_3(x_i, y_i, z_{ip}) &= \beta_{1t_1} t_0 \frac{e^{jk_p z_{ip}}}{j\lambda_p z_{ip}} \cdot \frac{e^{-jkz_{1p}}}{(-j\lambda z_{1p})} \iiint L(x_1, \alpha, n) O(x_1, y_1) \\ &\quad \cdot \exp\left[j 2\pi \sin\theta_R \left[\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda}\right] (x_2 - x_1)\right] \exp\left[-\frac{j\pi}{\lambda z_{1p}} [(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2]\right] \\ &\quad \cdot \exp\left[\frac{j\pi}{\lambda_p z_{ip}} [(x_i - x_2)^2 + (y_i - y_2)^2]\right] dx_1 dy_1 dx_2 dy_2 \end{aligned} \quad (11)$$

设 z_{1p} 平面与 z_{ip} 平面满足全息物像关系, 即

$$z_{ip} = \lambda z_{1p} / \lambda_p \quad (12)$$

将(12)代入(11)并整理得

$$\begin{aligned} T_3(x_i, y_i, z_{ip}) &= \beta_{1t_1 t_0} \exp \left[j 2\pi \lambda z_{1p} \left[\frac{1}{\lambda_p^2} - \frac{1}{\lambda^2} \right] \right] \iint L(x_1, \alpha, n) O(x_1, y_1) \\ &\quad \cdot \exp \left[-j 2\pi \sin \theta_R \left[\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda} \right] x_1 \right] \exp \left[\frac{j\pi}{\lambda z_{1p}} (x_i^2 + y_i^2 - x_1^2 - y_1^2) \right] \\ &\quad \cdot \delta \left[x_1 - x_i + z_{1p} \sin \theta_R \left[\frac{\lambda}{\lambda_p} - 1 \right] \right] \delta(y_1 - y_i) dx_1 dy_1 \\ &= \beta_{1t_1 t_0} \exp \left[j 2\pi \lambda z_{1p} \left[\frac{1}{\lambda_p^2} - \frac{1}{\lambda^2} \right] \right] \exp \left[-j 2\pi \sin \theta_R \left[\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda} \right] x_1 \right] \\ &\quad \cdot \exp \left[\frac{j\pi}{\lambda z_{1p}} (x_i^2 - x_1^2) \right] L(x_1, \alpha, n) O(x_1, y_1) \end{aligned} \quad (13)$$

$$\text{其中} \quad x_i = x_1 + z_{1p} (\lambda / \lambda_p - 1) \sin \theta_R \quad (14)$$

将(13)式进一步化简后得到

$$T_3(x_i, y_i, z_{ip}) = A L(x_1, \alpha, n) O(x_1, y_1) = A L(x_i, \alpha, n) O(x_i, y_i) \quad (15)$$

$$\text{式中} \quad A = \beta_{1t_1 t_0} \exp \left[j 2\pi \lambda z_{1p} \left[\frac{1}{\lambda_p^2} - \frac{1}{\lambda^2} \right] + \frac{\sin^2 \theta_R}{2} \left[\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda} \right]^2 \right]$$

是一与横向坐标无关的复数因子。

由此可见,本方法记录的 H_2 当用波长为 λ_p 的共轭光再现时,其共轭像项在 z_{ip} 平面上的复振幅分布是原物波场与调制因子 $L(x_i, \alpha, n)$ 之积。由(10)式及(14)式知

$$L(x_i, \alpha, n) = \frac{\sin \left[\frac{\pi}{\lambda} (n+1) \alpha \cos \theta_R \left| x_i - z_{1p} \sin \theta_R \left[\frac{\lambda}{\lambda_p} - 1 \right] \right| \right]}{\sin \left[\frac{\pi}{\lambda} \alpha \cos \theta_R \left| x_i - z_{1p} \sin \theta_R \left[\frac{\lambda}{\lambda_p} - 1 \right] \right| \right]} \quad (16)$$

具有多光束干涉场的形式。各主极大位于

$$x_i = x_{ip} = q\lambda / \alpha \cos \theta_R + z_{1p} (\lambda / \lambda_p - 1) \sin \theta_R \quad q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (17)$$

相邻主极大间距为

$$\Delta = \lambda / \alpha \cos \theta_R \quad (18)$$

每一条主极大(合成狭缝像)宽度为

$$W = 2\lambda / (n+1) \alpha \cos \theta_R \quad (19)$$

下面对结果做一些讨论:

1) 由(15)式知,合成狭缝“像”位于 z_{ip} 平面上。由(12), (14)式知,如果我们设想用本文的合成狭缝技术时,在 H_{1p} 平面上(距 H_2 为 z_{1p}) x_{1p} 处产生一个合成狭缝“物”,则其再现时的合成狭缝“像”将位于 $z_{ip} = \lambda z_{1p} / \lambda_p$, $x_{ip} = x_{1p} + z_{1p} \sin \theta_R (\lambda / \lambda_p - 1)$ 。正好满足全息学基本物像关系式。因此,我们的整个记录与再现过程中的物像关系与文献[1]的物像关系是一致的,文献[1]的物像位置关系等结论对本文同样适用。亦即按本文制得的 H_2 , 当用白光共轭再现时,三原色合成狭缝“像”将在空间某处重叠,人眼置于该处,即可看到真彩色彩虹全息全景像。

2) 当三基色合成狭缝像重合时,应满足

$$z_{ir} = z_{ig} = z_{ib} \quad x_{ir} |_{q+1} = x_{ig} |_q = x_{ib} |_{q-1}$$

将(12)及(17)式代入上述条件有

$$\lambda z_{1r} / \lambda_r = \lambda z_{1g} / \lambda_g = \lambda z_{1b} / \lambda_b$$

及

$$\begin{aligned} & (q+1)\lambda/\alpha\cos\theta_R + z_{1r}(\lambda/\lambda_r - 1)\sin\theta_R \\ & = q\lambda/\alpha\cos\theta_R + z_{1g}(\lambda/\lambda_g - 1)\sin\theta_R \\ & = (q-1)\lambda/\alpha\cos\theta_R + z_{1b}(\lambda/\lambda_b - 1)\sin\theta_R \end{aligned}$$

由此解出

$$z_{1r} - z_{1g} = z_{1g} - z_{1b} = 2\lambda/\alpha\sin 2\theta_R \quad (20)$$

故用我们的方法, 当(20)式满足时, 即可使三原色合成狭缝“像”重合。而 z_{1r}, z_{1g}, z_{1b} 实际上又由记录各个 H_{1p} 时, 物 O 相对于 H_{1p} 的位置予以确定^[1]。

由(17)式可知, 合成狭缝“像”位于 z_{ip} 平面上 $x_{ip} = q\lambda/\alpha\cos\theta_R + z_{1i}\sin\theta_R(\lambda/\lambda_p - 1)$ 处, $q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 。将其与(14)式 $x_{ip} = x_{1p} + z_{1p}\sin\theta_R(\lambda/\lambda_p - 1)$ 比较知: $x_{1p} = q\lambda/\alpha\cos\theta_R (q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$, 这就是 H_{1p} 平面上合成狭缝“物”在 x 方向的坐标。若 $\lambda_p = \lambda$, 即用同一波长的光记录与再现 H_2 时, 则有 $z_{ip} = z_{1p}, x_{ip} = x_{1p}$ 。此时合成狭缝“物”与合成狭缝“像”重叠, 即得到文献[2]的结论。

4 实验结果

记录菲涅耳全息图进行色分离的实验光路见图 5。用 He-Ne 及 Ar⁺ 激光器记录三个主全息图。三原色激光波长为 $\lambda_r = 632.8 \text{ nm}$, $\lambda_g = 514.5 \text{ nm}$, $\lambda_b = 488.0 \text{ nm}$; 物体与干版距离为 $z_0 = 400 \text{ mm}$, 参考光入射角 $\theta_R = 40^\circ$ 。对红光及绿光、蓝光分别用天津 7 型和天津 1 型全息干板

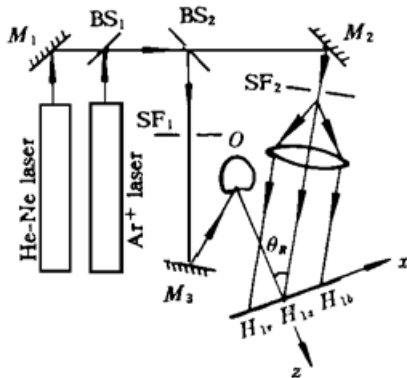


图 5 记录菲涅耳全息图的光路

Fig. 5 Optical setup of recording Fresnel holograms

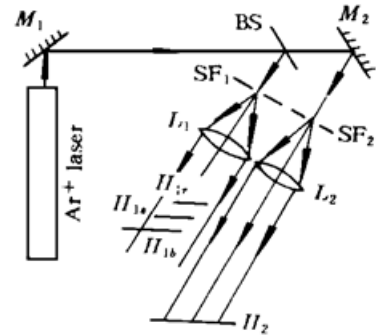


图 6 记录彩虹全息图的光路

Fig. 6 Optical setup of recording the rainbow hologram

记录。记录彩虹全息图的实验光路见图 6。用 Ar⁺ 激光器的 457.9 nm 波长准直后同时共轭再现 H_{1r}, H_{1g}, H_{1b} 。该波长的输出功率实测为 400 mW。调整各 H_{1p} 的相对位置, 使其所成的虚实像重合并在横向对准。在三个像的重合面上放上我们自己涂敷的 BP-212 型光刻胶板。参考光入射角仍是 40° 。对 H_2 进行了 5 次曝光, 每次曝光时间 9.5 min, 整个曝光时间是 48.5 min (若直接用文献[1]的方法, 总曝光时间约 100 min)。每次曝光后, 通过沿垂直于光轴方向移动准直透镜 L_1 来达到所需要的角移量。在我们的实验中, 每次角度改变量为 $3.6 \times 10^{-5} \text{ rad}$, 得到的合成狭缝“像”宽度约为 6.5 mm。实际形成的是三条多光束干涉条纹。这样制成的 H_2 在白光下再现时, 在三原色合成狭缝像重合的位置, 可以观察到真彩色彩虹全息像。

为了提高再现像的色彩还原性, 必须使由三个主全息图所成的虚实像在 H_2 面上的光强匹配^[4]。为此, 只要在记录 H_2 时, 合适地调整各个菲涅耳色分离全息图的照明面积, 即可方便



图 7 白光再现真彩色全息像的黑白照片

Fig. 7 Black-and-white photographs of the reconstructed image

地达此目的。图 7 是用本方法在光刻胶板上记录的彩虹全息图的白光再现像黑白照片。实际用眼睛直接观察时,再现像颜色与原物非常接近。

致谢 本文获得四川大学信息光学研究所张晓春博士的大力支持与帮助,在此特表致谢。

参 考 文 献

- 1 范 诚,江朝川,郭履容. 一种新的真彩色彩虹全息术. 光学学报, 1991, **11**(11): 1032~ 1035
- 2 国承山,周衍勋,冯郁芬. 不用狭缝的两步彩虹全息. 光学学报, 1987, **7**(9): 794~ 798
- 3 于美文,张静方. 全息显示技术. 北京: 科学出版社, 1989, 37
- 4 Kazuhiko Ohnuma, Fujio Iwata. Color rainbow hologram and color reproduction. *Appl. Opt.*, 1988, **27**(18): 3859~ 3863

A New Method for 3D Diffusion-objects True Color Rainbow Holography

He Longqing He Xiamei* Guo Zongming

(Dept. of Physics, Anqing Normal College, Anqing 246011

* Huadong Metallurgy College, Maanshan, 243002)

Abstract A new method with a one wavelength laser for making 3D diffusion objects true color rainbow hologram on the photoresist plate is presented. In this method, we have utilized the synthesized slit technology to record the true color rainbow hologram. It results in higher energy utilization and good color reproduction of the reconstructing image. So, it is valuable in fabricating 3D diffusion objects true color embossed rainbow hologram. A satisfactory experimental result is obtained and the analysis is given.

Key words true color rainbow hologram, synthesized slit real image, master hologram