中国激光
第16卷 第9期

计算全息用于激光显示艺术

高文琦　丁剑平　周　进　肖晓东*　叶权书
(南京大学物理系)

Laser display using computer-generated holograms

Gao Wenqi, Ding Jianping, Zhou Jin, Xiao Xiaodong, Ye Quanshu
(Department of Physics, Nanjing University, Nanjing)

提要：计算全息用于激光显示艺术可以显示有意义的图像，例如字符、人头像、生肖图像等。本文介绍两种新型反射型计算全息图，效率约30%，并能承受强激光照射。

关键词：计算全息，激光显示

一、前　　言

激光显示艺术由于让激光通过特殊元件(例如旋转的各类棱镜)产生一些新奇变幻的图像以增强舞台效果。目前国内外能显示的图像多是无规则无特殊意义的[1]。计算全息能产生范围广泛得多的图像如各种字符、人头像、生肖图像等。它又不象几何光学方法成像那样，对屏幕位置有严格要求。由于可以利用远区场成像，在极大纵深距离范围内都可成像，因而可适应范围广得多的舞台要求。此外由于计算全息的灵活性可使成像闪烁变幻。

与其它光源相比，激光显示艺术有一很大缺陷即光强不足，因此多用于暗背景。计算全息方法所需解决的是如何提高其效率以及使用强激光源以弥补光强不足的问题。若将目前常用的透射型计算全息图直接置于强激光例如 Ar^+ 激光中，其不透明部分将因吸热太多而烧毁，则必须将透射型改为反射型。

二、反射型计算全息图

本文采用以下两种反射型计算全息图。

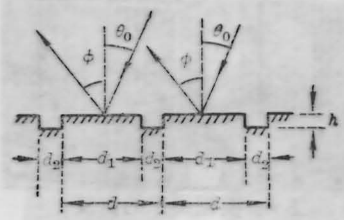

图 1

类型 I：图1中两组反射面分别宽 d_1、d_2，槽深 h，实际上就是相距为 h 的两光栅，光栅常数均为 d_0。θ_0 为入射角。各级衍射光与法线所成角 ϕ 不同。衍射零级为 ϕ_0，与入射光 θ_0 符合反射定律，$\phi_0=\theta_0$，所以两光栅衍射零级在同一方向，但有光程差：

$$\Delta_0=h(\cos\phi_0+\cos\theta_0)=2h\cos\theta_0 \quad (1)$$

可控制 h 或 θ_0 使

收稿日期：1988年8月22日。
* 做本工作时为南京大学信息物理系83级学生。

$$2h\cos\theta_0=\frac{\lambda}{2} \tag{2}$$

零级光被减弱，能量被分散到其它衍射级，从而可提高光栅效率。两光栅衍射 $+1$ 级也在同一方向上，ϕ_1 由下式决定：

$$\Delta_1=d(\sin\phi_1-\sin\theta_0)=\lambda \tag{3}$$

两光栅衍射 $+1$ 级间有光程差：

$$\Delta_1'=h(\cos\phi_1+\cos\theta_0)+\frac{d}{2}(\sin\phi_1-\sin\theta_0) \tag{4}$$

当衍射 $+1$ 级离衍射零级不远时，$\cos\phi_1\cong\cos\phi_0=\cos\theta_0$，且将(2)、(3)代入(4)，得

$$\Delta_1'\cong 2h\cos\theta_0+\frac{d}{2}(\sin\phi_1-\sin\theta_0)$$

$$=\frac{\lambda}{2}+\frac{\lambda}{2}=\lambda \tag{5}$$

可见两衍射 $+1$ 级互相加强，因而可以提高效率。当 $d_1=d_2=\frac{d}{2}$ 时效率约 40%，较 Ronchi 光栅提高 4 倍。注意两光栅的衍射 m 级振幅分别为 $\frac{d_1}{d}\operatorname{sinc}\left(\pi\frac{d_1}{d}m\right)$ 和 $\frac{d_2}{d}\operatorname{sinc}\left(\pi\frac{d_2}{d}m\right)$。其零级可能不等，分别为 $\frac{d_1}{d}$ 和 $\frac{d_2}{d}$。但其它衍射级幅度相等。

$$\frac{d_2}{d}\operatorname{sinc}\left(\pi\frac{d_2}{d}m\right)$$

$$=\frac{1}{\pi m}\sin\left[\pi\left(1-\frac{d_1}{d}\right)m\right]$$

$$=(-1)^{m+1}\frac{1}{\pi m}\sin\left(\pi\frac{d_1}{d}m\right)$$

$$=(-1)^{m+1}\frac{d_1}{d}\operatorname{sinc}\left(\pi\frac{d_1}{d}m\right) \tag{6}$$

以上运算中用了关系式 $d_1+d_2=d$。上式表明偶数衍射级二者反相。从衍射 $+2$ 级光程差：

$$\Delta_2'=h(\cos\phi_2+\cos\theta_0)$$

$$+\frac{d}{2}(\sin\phi_2-\sin\theta_0)$$

$$\cong 2h\cos\theta_0+\frac{1}{2}\cdot 2\lambda=\frac{3}{2}\lambda \tag{7}$$

也可得出同样结论。透射型 Ronchi 光栅($d_1=d_2$)的偶数级消失是因为它们落在 sin c 函数的零点上。而反射型两光栅即令 $d_1\neq d_2$，其偶数级也等值反相，尽管它们的 sin c 函数宽度不等。这样当我们不得不改变光栅的空占比($d_1\neq d_2$)时，也能让偶数衍射级不分去能量，而将能量集中到奇数衍射级上。

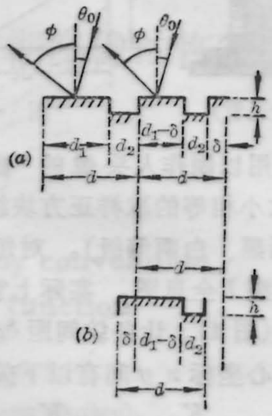

图 2

类型 II：透射型计算全息图由开孔的附加移位产生附加的光程差以得到所需要的位相。这种方法称为迂回位相法[2]。反射型计算全息图同样可用此法以产生所需要的位相。这可用图 2 来说明。图 2(a)右边一个单元下反射面 d_2 的位置较之左边一个单元向左有一附加移位 δ，上反射面由之分为 $d_1-\delta$ 及 δ 两部分。为了易于分析可将 δ 向左移一个周期 d，对于各衍射级这对应于一个波长，因而无影响。δ 前移后与 $d_1-\delta$ 合组成 d_1 如图 2(b)所示。所以不仅 d_2 向左有附加移位 δ，d_1 向左也有同样的附加移位 δ。对于衍射 $+1$ 级，上下两反射面均产生相同的附加光程：

$$\delta(\sin\phi_1-\sin\theta_0)=\frac{\delta}{d}\lambda\sim\frac{\delta}{d}2\pi \tag{8}$$

也即产生相同的迂回位相，两者将共同在衍射 $+1$ 级上再现所需要的图像。

三、具体作法

以类型 I 及类型 II 计算全息图来再现人头像及生肖图像。

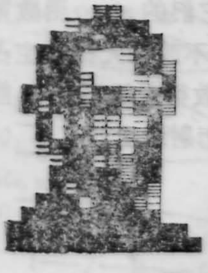

图3 （请远看）

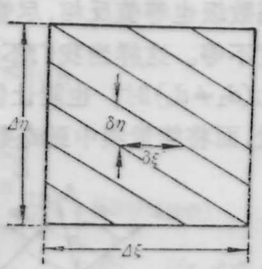

图 4

图3为用以制作人头像的"物"。它由14×18个大小相等的取样正方块组成。灰度等级5(包括黑、白两等级)。对每一取样正方块作一类型I全息图。实际上它就是一正方形光栅(图4)。让条纹间距$\delta\xi$、$\delta\eta$与取样正方块中心坐标x、y间有以下关系：

$$\delta\xi=\frac{K_1}{x}\quad\delta\eta=\frac{K_1}{y}\tag{9}$$

K_1为常数。以此来控制条纹的走向和疏密，使衍射+1级落在"物"中正确的位置上。正方形光栅的边长$\Delta\xi=\Delta\eta$与"物"中取样正方块的边长$\Delta X=\Delta Y$间满足关系：

$$\Delta\xi=\frac{K_2}{\Delta X}\quad\Delta\eta=\frac{K_2}{\Delta Y}\tag{10}$$

K_2为另一常数。由于正方形孔的衍射图样为二维sin c函数，其中心亮斑近似一正方形。如以sin c函数第一零点作为中心亮斑边界，则K_2应与K_1相等。但实验结果不好，再现正方块不相邻接。K_2取小，再现正方块将增大。$K_2\cong K_1/2$时，效果最好。K_2过小，再现方块将由于互相重迭出现干涉条纹。在全息图上应让相邻取样方块的光栅远离，避免不必要的干涉条纹。再现像的灰度等级由光栅的空占比$\left(\frac{d_1}{d}\right)$来控制。$\frac{d_1}{d}=\frac{1}{2}$时衍射+1级最强。由于全息图中小光栅与"物"中取样方块一一对应，照明相应光栅可使"物"中相应方块亮，由此可产生闪烁效果。图5为再现像照片。

图6为用以制作生肖图像的"物"—龙。取样点64×64，x，y方向各小延拓一次变为128×128，计算其频谱。采用罗曼型计算全息图。为了提高效率，使全息尽可能接近光栅，采用以下措施：(1)"物"上附加随机位相，尽可能压低频谱的动态范围。(2)让全息图上所有点振幅相等，只保留位相信息。这样，除了x维有附加移位以产生迂回位相外，y维开孔完全一致。在做成类型II反射型全息图以前，先用照相机x、y方向各延拓5次，这样再现时在取样点上的强度将较单个全息图增大$(5\times5)^2=625$倍，并压低取样点间的噪音。

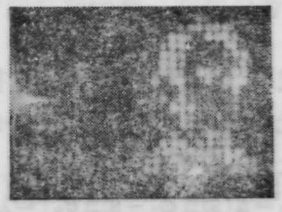

图 5

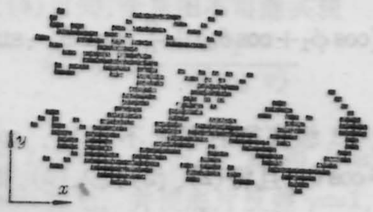

图 6

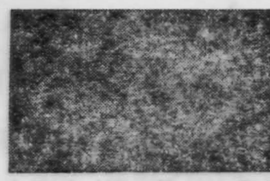

图 7

反射型全息图以上述底片为模板制成。采用了半导体工艺技术。先在玻璃基片上蒸镀一层反射率高的膜(铝或银)，再均匀涂一层光刻胶。将透射型全息图覆盖于上，对通光部分光刻，不通光部分被保留。再蒸镀一层反射膜使上下反射面形成高度差h。这就是反射型计算全息图。由于反射系数高于99%，所以能承受强激光照射。图7为再现像的照片。图8为再现光路示意图。L_1为可调焦距透镜组，由两透镜组成。M为反射型

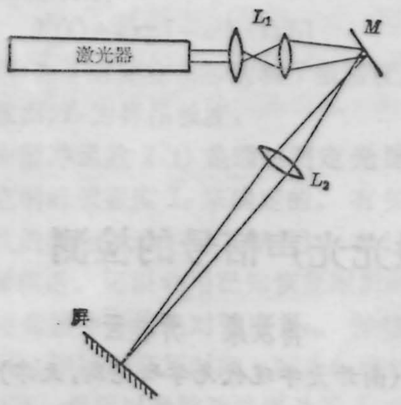

图 8

计算全息图。L_2为位置可调透镜。为了增加闪烁效果，光路中尚可插入由机械传动的振动光栅，图中未画出。

四、讨　论

根据前面分析，反射型计算全息图的偶数衍射级可消除，零级在空占比为1/2时也可消除。实际做不到。原因是工艺水平不够。在显微镜下可观察到蒸镀的反射膜不够均匀和光滑。实际效率只能接近30%，离理论值40%尚远。此外由于计算机绘图仪的精度(主要是绘图笔出水不匀)和照相底片及光刻精度的影响，使灰度等级分不开。

从现有条件出发尚可作以下改进。由于光不是正入射$\theta_0 \neq 0$，再现像在衍射方向被拉长，也就是(3)式对$\phi_1-\theta_0$不是线性的。可以利用计算全息的灵活性，调整这个方向的取样点距以作弥补。

本工作得到江苏省科技局资助，赵炎生同志的协助。参加实验工作的还有南京大学信息物理系83级同学周凌云、杨洪涛、郑清、胡新特此致谢。

参 考 文 献

1 Gerhard Winzer *et al.* (ed.), Lasergrafie Verlag Georg D. W. Callway Munchen, 1975

2 A. W. Lohmann, D. P. Paris, *Appl. Opt.*, **6**, 1567 (1967)

(上接第552页)

$F_2/F_1=19/13$时，不存在$K<3$、$M<10$和$N<10$的组合频率，因此A等于零，即A的值最小。所以，斩波叶片中三个不同半径的圆周上，斩波孔的数目分别为13、19和32时是最佳的。为了证实这一点，我们用这样的叶片作成的三重斩波器检测了Doppler-Free激光光声信号，与图4的激光光声信号相比，其组合频率干扰小多了，信噪比确实有了明显的提高。

图4(右)的Doppler-Free激光光声信号的幅度比图4(左)小得多，这是由于光声信号的幅度随斩波频率增大而迅速减小的缘故[11]。在我们的实验中，三重斩波器的微电机转动速率是固定的，图4(左)是采用孔数较少的斩波叶片($F_1:F_2:F_3=3:5:8$)得到的，而图4(右)是采用孔数较多的斩波叶片($F_1:F_2:F_3=13:19:32$)，因而前者对两束激光的斩波频率比后者要小得多，得到的Doppler-Free激光光声信号的幅度就自然比后者大得多了。

参 考 文 献

1 E. E, Marinero, M. Stuke, *Opt. Commun.*, **30**, 349 (1979)

2 C. Wieman, *et al.Phys. Rev. Lett.*, **36**,1170 (1976)

3 D. C. Gerstenberger *et al.*, *Opt. Commun.*, **31**, 28 (1979)

4 明长江，激光杂志，**3**(55)，55(1982)

5 N. Konjevic*et al.*,*Spectroscopy Lett.*, **12**,259 (1979)

6 R. J. Rewer,*et al Appl. Opt.*, **17**, 3746 (1978)

7 I. Mendas, *et al. Appl. Phys. B*, **33**, 119 (1983)

8 I. Mendas, *et al. Appl. Phys. B*, **34**, 1 (1984)

9 杨卫军 *et al.*,中国激光，**15**(1)，43 (1988)

10 W. J. Yang *et al.*, *Infrared Phys.*, **27**, 121 (1987)

11 N. C. Fernelius, *J. Appl. Phys.*, **51**, 1756 (1980)