

第 3 章 光信息处理类实验

实验 3.1 阿贝成像原理与空间滤波

一、实验目的

通过本实验,了解透镜的傅里叶变换作用,了解并实验验证阿贝成像原理,进一步加深对空间频谱和空间滤波的理解,掌握利用空间滤波技术消除图像噪声的方法。

二、实验内容

- (1) 重现阿贝-波特实验,验证阿贝成像原理。
- (2) 改造一维光栅和正交光栅的频谱结构,观察并分析像质的变化。
- (3) 用空间滤波技术消除图像噪声。

三、实验器材

激光器、扩束镜($f=45\text{mm}$)、透镜($f=150\text{mm}$ 和 $f=190\text{mm}$)、一维光栅和正交光栅、狭缝(可旋转)、白屏、测微目镜、可变圆孔光阑、滤波器和网格光字等。

四、实验原理

1. 阿贝成像理论

1873 年阿贝首次提出了一个与几何光学传统成像理论完全不同的概念,他认为在相干光照明下透镜成像过程可分作两步:首先,物光波经透镜,在透镜后焦面上形成频谱,该频谱称为第一次衍射像;然后频谱成为新的次波源,由它发出的次波在像平面上干涉而形成物体的像,该像称为第二次衍射像。上述过程即为“阿贝成像理论”。根据这一理论,像的结构完全依赖于频谱的结构。

上述成像过程如图 3.1-1 所示,设相干平行光照射复振幅为 $g(x_0, y_0)$ 的物面,由傅里叶光学可知,经透镜 L 的傅里叶变换,在其后焦面(频谱平面)上可得到物的频谱,其数学表述为

$$G(u, v) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(x_0, y_0) \exp[-j2\pi(ux_0 + vy_0)] dx_0 dy_0 \quad (3.1-1)$$

式中 u, v 为空间频率。透镜 L 则称为傅里叶变换透镜。

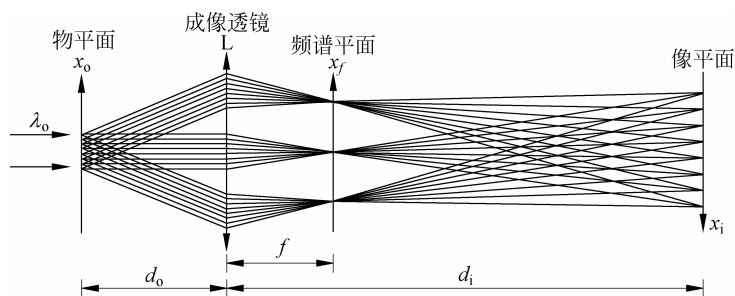


图 3.1-1 阿贝成像原理示意图

由频谱面到像平面，光波完成了一次夫琅和费衍射过程，相当于频谱又经过一次傅里叶变换，在像平面上综合成物体的像，其数学表述为

$$g'(x', y') = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G(u, v) \exp[j2\pi(ux' + vy')] dudv \quad (3.1-2)$$

由式(3.1-1)和式(3.1-2)可见，物面与像面的复振幅之比是一个常数，所以像与物几何相似。

2. 阿贝-波特实验

为了验证阿贝成像理论，阿贝本人于 1873 年、波特于 1906 年分别做了验证实验，这就是著名的阿贝-波特实验。实验装置如图 3.1-1 所示，输入物采用细丝网格状物，在频谱平面上放置滤波器，以各种方式改变频谱结构，像平面上可观察到不同于输入物的像，也就是说像的结构发生了根本性的改变。阿贝-波特实验充分证明了阿贝成像理论的正确性，改变频谱结构，以改变像的结构。阿贝-波特实验也充分证明了傅里叶分析的正确性，即反映物体低频信息的频谱分布在光轴附近，而反映物体精细结构的高频信息的频谱分布在远离光轴的位置；反映物体横向结构的频谱分布在纵方向，而反映物体纵向结构的频谱分布在横方向；频谱面上的零频，仅代表一个“直流分量”，是像的本底；挡住零频分量，有可能使像发生衬度反转。

3. 二维正交光栅的频谱和像

阿贝-波特实验中的“细丝网格状输入物”可视为一个二维正交光栅，其频谱和像的光场分布可根据傅里叶光学原理用数学描述。为方便讨论，先考虑一维光栅的情况。设光栅的振幅透过率函数为

$$t_g(x_0) = \frac{1}{d} \left[\text{comb}\left(\frac{x_0}{d}\right) * \text{rect}\left(\frac{x_0}{a}\right) \right] \cdot \text{rect}\left(\frac{x_0}{B}\right) \quad (3.1-3)$$

式中， d 为光栅条纹间距； a 为光栅透光条纹的线宽； B 为光栅的宽度。根据傅里叶变换原理可知，光栅的频谱为 $t_g(x_0)$ 的傅里叶变换为

$$T_g(u) = \frac{aB}{d} \left\{ \text{sinc}(Bu) + \text{sinc}\left(\frac{a}{d}\right) \text{sinc}\left[B\left(u - \frac{1}{d}\right)\right] + \text{sinc}\left(\frac{a}{d}\right) \text{sinc}\left[B\left(u + \frac{1}{d}\right)\right] + \cdots \right\} \quad (3.1-4)$$

式中, u 为空间频率。

将光栅置于图 3.1-1 中的物平面上, 用单色相干平面波照明, 则在透镜的后焦面(频谱平面)上得到如式(3.1-4)所示的频谱, 此处空间频率与空间坐标的相应关系为 $u = x_f / \lambda f$ 。由式(3.1-4)可见, 在频谱面上呈现一系列间距为 $\lambda f / d$ 的亮点, 如图 3.1-2 所示。

若将二维正交光栅代替一维光栅置于图 3.1-1 中的物平面上, 同理可知, 后焦面上得到的频谱为图 3.1-3 所示的亮点阵列。



图 3.1-2 一维光栅的频谱

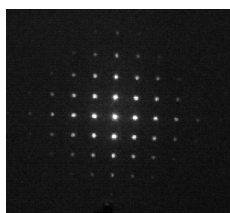


图 3.1-3 二维光栅频谱

像平面上的光场分布等于频谱的傅里叶变换, 它应与输入物相似, 式(3.1-5)是一维情况。

$$t(x'_0) = F[T_g(u)] = \frac{1}{d} \left[\text{comb}\left(\frac{x'_0}{d}\right) \text{rect}\left(\frac{x'_0}{a}\right) \right] \text{rect}\left(\frac{x'_0}{B}\right) \quad (3.1-5)$$

其中 $x'_0 = -Mx_0$, M 为放大率。当频谱结构 $T_g(u)$ 发生变化时, 像的结构也将随之改变。

4. 空间频率滤波

根据上述讨论, 成像过程本质上是两次傅里叶变换, 第一步起“分频”的作用, 第二步起“合成”的作用。许多有意义的事就发生在这频谱一分一合的过程之中。空间频率滤波是相干光学处理中一种较为简单的方式, 它把透镜作为一个频谱分析仪, 在频谱面上放置一些称为滤波器的光阑, 提取或摒弃某些频段的信息, 以改变物的频谱结构, 达到改善图像质量的目的。

五、实验步骤

1. 光路的调节

(1) 调节激光管高度适中, 粗调激光管与平台面平行, 打开激光管电源, 有激光束射出。如图 3.1-4 所示, 将一圆形小孔光阑 D 靠近激光管 L 的输出端放置, 上、下、左、右调节小孔光阑, 使激光束穿过小孔, 将小孔移远, 如果光束上下偏离光阑, 调节激光管的俯仰, 再使激光束能穿过小孔, 重新将小孔移近激光管, 调节激光管的俯仰使激光束再次通过小孔, 反复调节, 直至小孔平移时, 激光束均能通过小孔, 则激光束与平台平行。

(2) 如图 3.1-5 所示, 先放测微目镜(放置时应离激光管尽量远), 调节目镜使激光束入射在目镜中心, 即在目镜后出现一完整的圆斑, 圆斑中心在沿激光束的方向上。

(3) 放置透镜 L_2 , 调节透镜的上下、左右(面对激光束)与侧转, 使激光束通过透镜的中

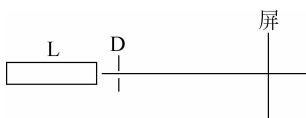


图 3.1-4 调节激光器水平光路

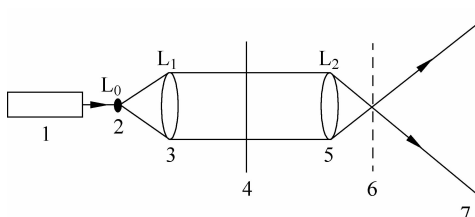


图 3.1-5 阿贝成像原理光路图

1—激光器 2—扩束镜($f=4.5\text{mm}$) 3—准直透镜($f=150\text{mm}$) 4—物屏(一维光栅或正交光栅) 5—变换透镜($f=190\text{mm}$) 6—频谱面(滤波器) 7—像屏(屏或测微目镜)

心。因为透镜的前后表面反射,在透镜的后面会有两个反射光斑,调节至这两个光斑中心重合并在光线上,具体调节时可在激光束输出端前方放一个小孔光阑,激光束通过小孔,调节透镜,使两个反射光斑的中心都通过小孔。

(4) 放上透镜 L_1 , 按上述方法调节激光束也通过透镜的中心。

(5) 撤去小孔光阑,放置扩束镜 L_0 (大致在 L_1 的焦点上),调节扩束镜的上下、左右和侧转,使激光束通过扩束镜后得到一圆形光斑,再前后微调扩束镜使扩束后的光斑通过透镜 L_1 后,大小不随距离的变化而变化,即说明 L_1 后的光已是平行光(实际调节时,因为 L_1 和 L_2 的孔径大小一样,所以调节扩束镜使 L_1 后的光束恰好通过 L_2)。

2. 一维光栅滤波实验

(1) 在 L_1 和 L_2 中间放入一维光栅,前后调节,使在测微目镜中能看到一维光栅的清晰条纹像,调节光栅方向使条纹像为竖直。

(2) 在频谱面上观察一维光栅的谱分布,应为有序排列的一行光点,中间光点最亮,为 0 级,中间光点的两侧依次为 ± 1 级, ± 2 级……

(3) 在频谱面上放一可调光阑,挡住 0 级以外的各光点,在测微目镜中观察有无光栅条纹像。

(4) 调节光阑,使通过 0 级和 ± 1 级,而挡住 ± 2 级以上的各光点,观察有无光栅条纹像。若有像,试比较与全部谱通过时所成像的区别。

(5) 挡住 ± 1 级,而让 0 级和 ± 2 级以上的各光点通过,观察现象,注意条纹像宽度的变化。

3. 正交光栅滤波实验

(1) 撤去一维光栅,换上正交光栅,在测微目镜中能看到正交光栅的清晰像,调节光栅方向,使条纹像在竖直和水平的位置。

- (2) 在频谱面上观察正交光栅的频谱。
- (3) 用一可旋转的狭缝光阑作为滤波器,在频谱面上让竖直方向一列光点通过,在测微目镜中观察条纹像,注意条纹的方向,并与实验内容“2. 一维光栅滤波实验”作比较。
- (4) 将狭缝方向旋转 90° ,让水平方向一行光点通过,观察条纹像的方向。
- (5) 将狭缝转过 45° ,观察此时条纹像的方向和宽度的变化。
- (6) 用零级滤波器挡住中央 0 级光点而让其他各光点通过,观察现象,注意像强度分布的反转变化。

4. 网格光字

- (1) 撤去光栅,换上网格光字,用白屏接收光字的像,观察光字像有无网格。
- (2) 在谱面上放一可变圆孔光阑,并逐步缩小光阑直到光轴上只有一个光点通过,观察此过程中光字像的变化。

5. 试用信息光学的原理分析并解释以上各现象

六、思考题

- (1) 如何从阿贝成像原理来理解显微镜或望远镜的分辨率受限制的原因? 能不能用增加放大率的办法来提高分辨率?
- (2) 一张 10 线对/mm 的光栅底片上沾了一个污点,请设计一个滤波器消除污点,得到一不带污点的光栅像。

【参考文献】

苏显渝,李继陶. 信息光学. 北京: 科学出版社, 2003.

实验 3.2 θ 调制假彩色编码

一、实验目的

通过本实验,进一步加深对空间滤波的理解,掌握 θ 调制空间假彩色编码的原理,用二维透明图像作为输入,利用 θ 调制方法得到彩色输出图像。

二、实验内容

- (1) 用正交光栅进行方向滤波。
- (2) 用光栅调制片进行假彩色编码。

三、实验器材

溴钨灯(白光光源)、小孔盘、透镜($f=50\text{mm}$, $f=150\text{mm}$ 和 $f=190\text{mm}$)、 θ 调制片(中

国地图)、白屏、狭缝(可旋转)、米字形滤色片、可调圆孔光阑等。

四、实验原理

1. θ 调制假彩色编码原理

θ 调制假彩色编码是阿贝二次衍射成像理论的一种巧妙的应用。阿贝成像原理如图 3.2-1 所示,该原理指出,透镜成像分两步完成,第一步入射光经物平面发生夫琅和费衍射,在透镜的后焦面(称为频谱面)上形成一系列衍射斑(即物的频谱),第二步是各频谱发出的球面波在像平面上相干叠加,形成物的像。由此,在频谱面上改变物的频谱,就可以在输出面上得到不同的物像。

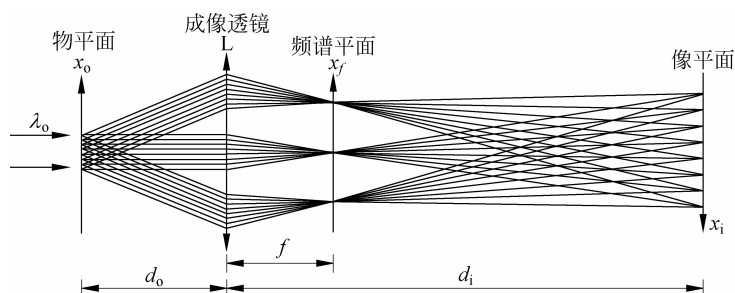


图 3.2-1 阿贝成像原理示意图

本实验中先把透明图像的不同部分分别用不同方向的光栅进行调制,制成 θ 调制片(或称光栅调制片),然后将其置于 $4f$ 系统的输入面上,并用白光照明,在频谱面上进行适当的空域滤波,便可在输出面上得到彩色的图像。

根据衍射原理,在一透镜前方放置一块栅线平行等距的光栅,当用一束单色平行光垂直照明时,在透镜的后焦面(即频谱面)上会形成光栅衍射的离散频谱点,其排列方向垂直于光栅栅线的方向。如果有一个二维图像,其不同部位受到方向不同的光栅的调制,则频谱面上频谱点的分布也对应于不同的方向。若挡住任一方向的频谱点,则与其对应的那部分图像就会消失。可见,输入图像中的各个部分的频谱,只存在于调制光栅的频谱点附近,这显然是由于各部分图像频谱与其对应的调制光栅的频谱卷积的结果。

如果用白光光源照明 θ 调制片,则在频谱面上得到色散的彩色谱斑。每个彩色谱斑的颜色分布都是从外向内按照红、橙、黄、绿、蓝、靛、紫的顺序变化。这种现象是易于理解的,因为光栅衍射角的大小与入射光的波长有关。红光的波长最长,故衍射角最大,分布在最外面;而紫光的波长最短,故衍射角最小,分布在最里面。如果在频谱面上放置一个空域滤波器,让不同方位的谱斑通过不同的颜色,则在像面上可以得到彩色像。由于这种方法是利用不同方位的光栅(彼此转动了 θ 角)对图像进行调制,因此称其为 θ 调制技术。又因为它是将图像中不同空间部位编上不同的颜色,其颜色并不是原物的实际色彩,故又称空间假彩色编码。

总的来说, θ 调制空间假彩色编码就是通过方向调制的手段,在不同方向上“提取”白光中不同的颜色,再“赋予”图像的不同部分,从而得到具有不同颜色的彩色图像。

2. θ 调制片的制作

若制作的 θ 调制片如图 3.2-2 所示,整个图像由花朵、叶和茎、花盆和背景四部分组成。花朵用竖直光栅调制,叶和茎用水平光栅调制,花盆用向右倾斜的光栅调制,背景用向左倾斜的光栅调制,调制光栅可以为 16 线对/mm~20 线对/mm。

其制备方法如下:先用 MATLAB 产生具有同方向光栅调制的数字图像,再用胶片输出仪将数字图像打印到胶片上,胶片经显影和定影后形成 θ 调制片。

米字形滤色片的制作方法与 θ 调制片的制作相似,先用 MATLAB 产生数字图像,如图 3.2-3 所示,再用胶片输出仪将数字图像打印到胶片上,最后进行显影和定影。

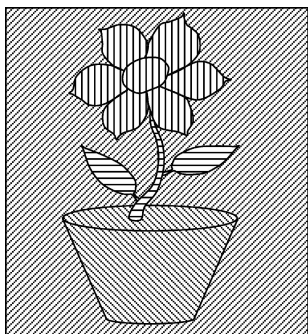


图 3.2-2 θ 调制片示意图

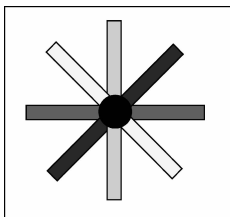


图 3.2-3 米字形滤色片示意图

五、实验步骤

1. 调节光路

(1) 如图 3.2-4 所示,调节各元件,使其中心大致在同一等高线上。

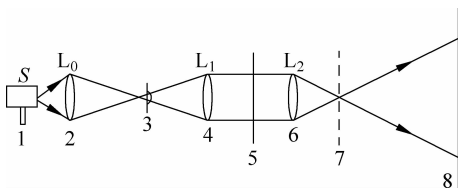


图 3.2-4 θ 调制实验光路图

1—溴钨灯(白光光源) 2—聚焦透镜 L_0 ($f=50\text{mm}$) 3—小孔盘 4—准直透镜 L_1 ($f=150\text{mm}$)
5—物面(中国地图) 6—变换透镜 L_2 ($f=190\text{mm}$) 7—谱面(滤波器) 8—像面(白屏)

(2) 溴钨灯放在光学平台一侧,打开电源,有光出射(溴钨灯上的毛玻璃应移去)。

(3) 放置会聚透镜 L_0 ,靠近溴钨灯,用白屏观察溴钨灯的灯丝像,调节会聚透镜 L_0 位置,使灯丝像尽量靠近溴钨灯。

(4) 小孔盘上选择合适大小的小孔(一般为 1.0mm),小孔放在溴钨灯灯丝像最亮的一点上,用白屏观察小孔后的光斑,向后微调小孔位置,使光斑亮度分布均匀。

(5) 把白屏放置在平台的另一侧,离溴钨灯尽量远。

(6) 放置透镜 L_1 ,前后调节,直到 L_1 后的光斑均匀,大小不随距离发生变化(即后场光为平行光),并且光斑能被光屏接收。

(7) 在靠近 L_1 处放置物(中国地图),使物被光斑照亮。

(8) 在物的后面放置透镜 L_2 ,上下、左右调节,使光斑通过透镜 L_2 ,并能在光屏上得到物的清晰像。

2. 方向滤波实验

(1) 在频谱面上用屏观察物频谱的分布,呈一彩色“米”字,中间一点最亮,为 0 级谱,呈白色。

(2) 用可以旋转的狭缝光阑在频谱面上让某一方向上的频谱通过,其他方向上的频谱均被挡住,同时挡住 0 级谱,在像平面上观察物像分布,只出现部分省份。旋转狭缝光阑让其他某一方向上的频谱通过,也挡住 0 级谱,在像平面上得到不同的省份。若不挡住 0 级谱,看看会有什么现象,试解释以上实验现象。

3. 假彩色编码实验

用“米”字形的滤色片在频谱面上对各个方向上的频谱分别进行滤色,同时把 0 级谱挡住,观察像平面上出现的彩色输出像,并考虑为什么要把 0 级谱挡住。

六、思考题

(1) 物面上没有光栅的地方都是透明的,但在像面上这些部分却是黑的,为什么?

(2) θ 调制实验中,为什么要挡住 0 级谱?

【参考文献】

苏显渝,李继陶.信息光学.北京:科学出版社,2003.

实验 3.3 全息光栅的拍摄

一、实验目的

通过本实验,了解制备全息光栅的原理和方法,学会光路设计及全息片制作的方法。

二、实验内容

(1) 摆放光路,用干涉法拍摄全息光栅。

(2) 测量全息光栅的空间频率。

三、实验器材

He-Ne 激光器、全反射镜、分束镜、扩束镜、准直透镜、全息干版、白屏、卷尺、相应的支架和底座、暗室设备一套(含显影液、定影液、安全灯、水盘、流水冲洗设施)等。

四、实验原理

把有一定夹角的两列平面波的干涉条纹记录在全息干版上,经显影、定影等处理后就可以得到全息光栅。制作全息光栅的光路如图 3.3-1 所示,由激光器出射的激光经分束镜 BS 后分成两束,一束经反射镜 M_1 反射、透镜 L_1 和 L_2 扩束准直后,直接射向全息干版 H;另一束经反射镜 M_2 反射、透镜 L_3 和 L_4 扩束准直后,也射向全息干版 H。在对称光路布置下,两束准直光在干版上相干叠加,形成等距直线干涉条纹。把干涉条纹用干版记录,经曝光、显影、定影、烘干等处理后,就得到全息光栅。光栅常数或空间频率由式(3.3-1)决定。

$$2d \sin \frac{\theta}{2} = \lambda \quad (3.3-1)$$

式中, d 为光栅常数,其倒数即为光栅的空间频率 $f_0 = 1/d$; θ 是两束准直光之间的夹角; λ 为激光波长。式(3.3-1)称为光栅方程。

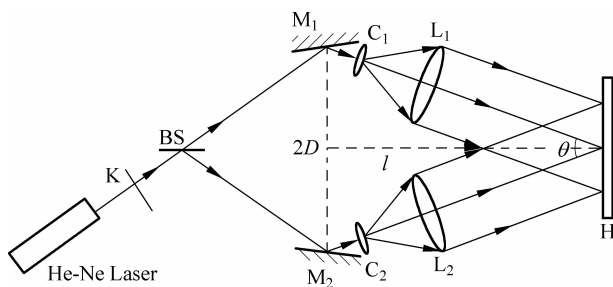


图 3.3-1 全息光栅记录光路图

由图 3.3-1 可以看出,改变两束光之间夹角 θ 的值便可控制光栅条纹密度(即 d 的大小)。事实上,根据式(3.3-1),当 θ 值减小时, d 值将增大,从而 f_0 将减小。可以估算出,在低频光栅的情况下, θ 值是很小的,这时式(3.3-1)可简化为

$$d = \frac{\lambda}{\theta} \quad (3.3-2)$$

由图 3.3-1 可知,在 θ 值较小时,有 $\tan \frac{\theta}{2} \approx \frac{\theta}{2} = \frac{D}{l}$,将此式代入式(3.3-2)可得

$$f_0 = \frac{1}{d} = \frac{2D}{l\lambda} \quad (3.3-3)$$

式(3.3-3)就是估算低频全息光栅空间频率的公式。

五、实验步骤

1. 光路参数估算

首先按图 3.3-1 所示实验光路,根据所要求制作的全息光栅的空间频率 f_0 (100 线/mm),由式(3.3-1)和式(3.3-3),估算出两光束之间的夹角 θ 及相应的光路参数 l 和 D 。

2. 光路的布置和调整

- (1) 调整分束镜 BS,使两束光的光强相等,并使两光束相对于 BS 对称。
- (2) 调整反射镜 M_1 和 M_2 ,使由它们反射回的两个细光束在干版面(白屏)中心重合。
- (3) 在两激光束未扩束前放入准直镜 L_1 和 L_2 ,使其中心位置与激光束中心重合,办法是观察由各透镜两表面反射的系列光点是否位于同一条直线上。
- (4) 将扩束镜 C_1 和 C_2 分别置于 L_1 和 L_2 的前焦面上,使两束光经扩束、准直后,两个等大的光斑在全息干版面(白屏)上重合。

3. 曝光和显影、定影处理

光路布置、调整后,关闭电子快门,取下白屏放上全息干版,静置 1min 后进行曝光,曝光时间视激光器功率大小确定,一般在 5~10s 之间,由曝光定时器控制。经显影、定影、漂白和烘干处理后便制得一张正弦全息光栅。为了得到正弦光栅,要求曝光准确,显影适当,否则所制得的光栅将是非正弦型的。

4. 实验结果分析

(1) 观察全息光栅的衍射花样。用细激光束直接照射光栅,在其后的白屏上观察衍射图样,如图 3.3-2 所示。由于光栅至白屏的距离远大于光栅常数,故此衍射图样即为夫琅和费衍射图样,亦即频谱。如果其频谱点只有 3 个亮点(0 级和 ± 1 级),则表明此光栅是正弦型的;如果出现 ± 2 级, ± 3 级等亮点,则表明此光栅是非正弦型的。当亮点很多时,就表明该光栅接近矩形光栅。当用白光照明光栅时,还可观察到彩色的光栅光谱。

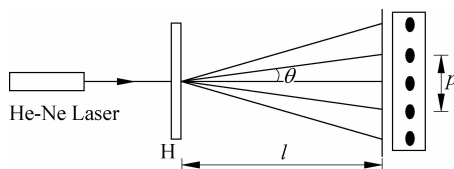


图 3.3-2 全息光栅衍射图

(2) 计算光栅的实际空间频率,并与实验前的设计值比较。在图 3.3-2 中,设光栅至屏的距离为 l , ± 1 级两个谱点之间的距离为 p ,则由光栅衍射公式 $d \sin \theta = \lambda$ 可算得该光栅的实际空间频率为

$$f'_0 = \frac{p}{2l\lambda} \quad (3.3-4)$$

此值应与设计值基本一致。

六、思考题

- (1) 如何评价全息光栅的拍摄质量?
- (2) 在拍摄过程中,如何提高全息光栅的质量?

【参考文献】

苏显渝,李继陶.信息光学.北京:科学出版社,2003.

实验 3.4 漫反射物体三维的全息照相

一、实验目的

通过本实验,了解漫反射物体三维全息照相的原理,掌握漫反射物体的三维全息图拍摄及再现的方法。

二、实验内容

- (1) 搭建光路,拍摄漫反射物体的三维全息图。
- (2) 全息图再现。

三、实验器材

He-Ne 激光器、全反射镜、分束镜、扩束镜、三维物体、全息干版、白屏、卷尺、相应的支架和底座、暗室设备一套(含显影液、定影液、安全灯、水盘、流水冲洗设施)等。

四、实验原理

普通照相过程中,感光材料只记录了光波的强度因子而失掉了光波的另一个主要因子——位相因子,所以普通照相不能完全反映拍摄物的真实面貌,只能呈现一个平面图像,失去了立体感。全息照相的关键是引入一束相干的参考光波与从物体表面漫反射来的物光波在全息干版处相干涉,把物光波携带的全部信息——强度和位相“冻结”在全息干版上,用干涉条纹的形式记录下来。即利用干涉现象把每个物点的振幅和位相信息转换成强度的函数,在二维或三维介质中以干涉图样的形式(条纹)记录下来。经过显影、定影等暗室处理后,干涉图样就留在干版上了,这就是三维全息照片。干涉图样的亮暗、对比度及反衬度反映了物光波振幅的大小,即强度因子;条纹的形状、间隔等几何特征反映了物光波的位相分布。综上所述,全息照相与普通照相的根本区别有两点:第一,普通照相只记录了物光波的强度因子而失去了位相因子,全息照相记录物光波的全部信息;第二,普通照相记录的是光

波通过透镜所成的像,而全息照相是以干涉条纹的形式直接记录物光波本身。

全息照片上只有密密麻麻的干涉条纹,相当于一块复杂的光栅板。当用与记录时的参考光完全相同的光以同样的角度照射全息照片时,就能在光栅的衍射光波中得到原来的物光,被“冻结”在全息照片上的物光波就能“复活”。通过全息片在原来放置物体的地方(尽管物体已被拿走)能看见一个逼真的虚像。它和原物体一模一样,达到了乱真的程度。这就是全息图的波前再现。

下面对全息记录和波前再现的过程,作具体的数学描述并讨论数学表达式各项的物理含义。由物体漫反射的单色光波在干版平面 xy 上的复振幅分布为 $O(x, y)$,称为物光波。同一波长的参考光波在干版平面 xy 上的复振幅分布为 $R(x, y)$,物光波和参考光波叠加以后在干版平面上的强度为

$$I(x, y) = |O(x, y) + R(x, y)|^2 \quad (3.4-1)$$

$$= |O(x, y)|^2 + |R(x, y)|^2 + O(x, y)R^*(x, y) + O^*(x, y)R(x, y)$$

若全息干版的曝光和冲洗都控制在振幅透过率 t 随曝光量 E 变化曲线(如图 3.4-1 所示)的线性部分,则全息干版的透射系数 $t(x, y)$ 与光强 $I(x, y)$ 呈线性关系,即

$$t(x, y) = \alpha + \beta I(x, y) \quad (3.4-2)$$

这就是全息图的记录过程。

波前再现过程如下,用某一单色光将全息图照明,若在干版平面上该光波的复振幅为 $P(x, y)$,则经过全息图后的复振幅分布为

$$P(x, y)t(x, y) = \alpha P(x, y) + \beta P(x, y)[|O(x, y)|^2 + |R(x, y)|^2] \quad (3.4-3)$$

$$+ \beta P(x, y)O(x, y)R^*(x, y) + \beta P(x, y)O^*(x, y)R(x, y)$$

式(3.4-3)中第一项和第二项都具有再现光的位相特性,因此这两项实际与再现光无本质区别,它的方向与再现光相同,称为零级衍射光。在第三项中,当取再现光和参考光相同时, $P(x, y)$ 与 $R^*(x, y)$ 的积等于一个常数,则这一项便是与原物光波相同的复振幅 $O(x, y)$,即这一项是与物光波相同的衍射波,具有原始物光波的一切特性(与它相乘的常数分布是无关紧要的)。如果用眼睛接收到这样的光波,就会看见原来的“物”。这个与“物”完全相同的再现像是一个虚像,称原始像。此外,第四项有与原物共轭的位相,说明这一项代表一个实像,称为“共轭像”,而且它除了与物光波共轭外,还附加了一个相位因子,因而这一项成为畸变了的共轭像。通常把原始像的衍射光波称为+1级衍射波,就是我们需要的三维虚像。把形成共轭像的光波称为-1级衍射波。

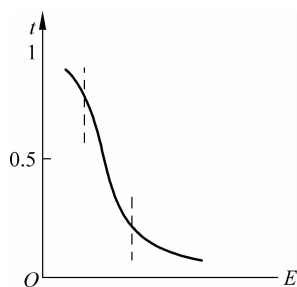


图 3.4-1 振幅透过率随曝光量变化曲线

全息图虚像的观察方法:如图 3.4-2 所示,把拍摄好的三维全息图放回拍摄光路中全息干版 H 处,挡住物光,用原来的参考光照射全息图,或者用与原来参考光相同的光束并用同样的角度照射在全息图上,眼睛置于图 3.4-2 中 A 处,透过全息图在原来放物的位置 O 处看到物体的虚像,它和原物完全一样,犹如拍摄物体没有拿走一样。

全息图实像的观察方法:如图 3.4-3 所示,用原参考光 $R(x, y)$ 的共轭波 $R^*(x, y)$ 照

射全息图,手持一块毛玻璃在实像的位置 B 的附近来回移动可接收到实像,眼睛聚焦到毛玻璃处,拿走毛玻璃,即可看见实像悬浮于干版之外某处。

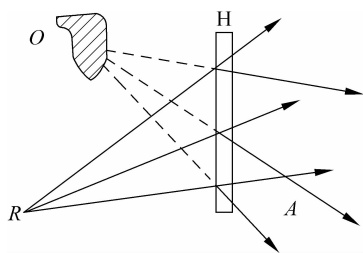


图 3.4-2 全息图虚像的观察

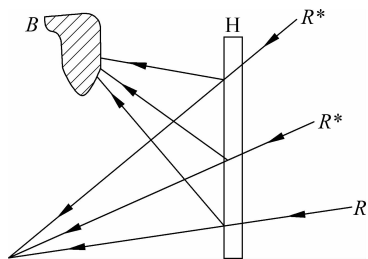


图 3.4-3 全息图实像的观察

五、实验步骤

(1) 如图 3.4-4 所示依次放入光学元件,特别注意以下几点。

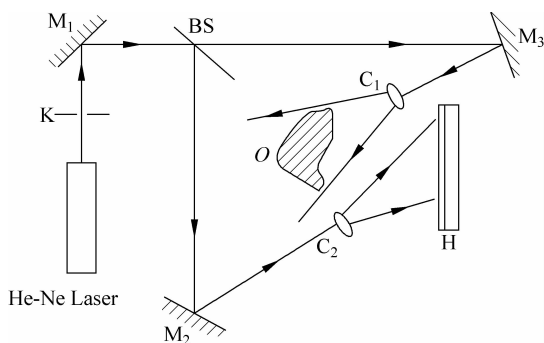


图 3.4-4 漫反射物体的三维全息记录光路

① 在干版平面处,物光、参考光的光强比可在 $1:1 \sim 1:10$ 之间选择,可根据物体表面漫反射的情况来定,一般选择 $1:4$ 左右为宜。可用光强测定仪在干版位置处测量。若无光强测定仪,则用白屏或毛玻璃屏放在干版位置处用眼睛目测。

② 使物光、参考光光程相等。

③ 物光、参考光的角度可稍大一些(如大于 40°),这样再现时 $+1$ 级衍射光和零级光可分得开些,便于观察虚像。

④ 照明被拍摄物的光应将物体均匀照亮,调节物体方位使物体漫反射光的最强部分均匀地落在干版上,参考光应均匀照明并覆盖整个干版。物光波和参考光波在干版上要重合好(用白屏来调)。

(2) 点燃激光器,微调激光器出射的激光束与工作台面平行。用自准直法调整各光学元件的表面与激光束的主光线垂直。

(3) 关闭光开关,在 H 处放全息干版架夹持干版,干版的药膜面应面向被拍摄物。根据干版处物光、参考光的强度选择合适的曝光时间(数秒到数十秒间)。光路稳定 1 分钟后用曝光定时器控制光开关曝光。

(4) 将曝光后的全息干版在暗室进行常规的显影、定影、漂白、干燥等处理,得到一张漫反射物体的三维全息照片。

(5) 将冲洗好的全息干版放在干版架上,拿走被拍摄物,挡着物光,用原参考光照明全息图,在原来放置被拍摄物的地方,可以看到物体的虚像,通过观察,分析全息照片照相的特点。

六、思考题

(1) 三维全息照片打碎后,用其中一小块再现来观察其虚像。下面哪种说法是正确的?

- ① 只能再现原物的一部分。
- ② 完全不能再现虚像。
- ③ 能再现完整的虚像,和没有打碎的整块全息照片再现的虚像毫无差别。
- ④ 能再现完整的虚像,但衍射效率降低。
- ⑤ 能再现完整的虚像,但分辨率降低。
- ⑥ 能再现完整的虚像,和整块全息照片再现的虚像毫无差别,仅仅观察起来不太方便。

(2) 拍摄全息图时为什么要求物光和参考光光程相等? 试说明原因。

【参考文献】

于美文. 光全息学及其应用. 北京: 北京理工大学出版社, 1996.

实验 3.5 一步彩虹全息图的制作

一、实验目的

通过本实验,了解一步彩虹全息图的特点和实际应用,掌握一步彩虹全息图制作的原理和方法。

二、实验内容

- (1) 搭建光路,制作一张一步彩虹全息图。
- (2) 在白光照明下,观察一步彩虹全息图再现的准单色像。

三、实验器材

He-Ne 激光器、全反射镜、分束镜、扩束镜、成像透镜、狭缝、三维物体、全息干版、白屏、卷尺、相应的支架和底座、暗室设备一套(含显影液、定影液、安全灯、水盘、流水冲洗设施)等。

四、实验原理

彩虹全息是像面全息与狭缝技术相结合的产物,因此彩虹全息图也和像面全息图一样,可以用白光照明再现物体的像。彩虹全息图又分为一步彩虹全息图与二步彩虹全息图,本实验研究一步彩虹全息图。

一步彩虹全息图与像面全息图在记录时的主要差别在于:一步彩虹全息是在记录光路中插入了一个狭缝,使物体和狭缝的像同时被记录于全息底片中,当再现物体的像时,狭缝的像也将被再现。根据狭缝放置的位置不同,一步彩虹全息图的记录光路分为两种:一种是实像记录光路;另一种是虚像记录光路。

1. 实像记录

其原理和光路如图 3.5-1 所示。物体和狭缝均置于透镜焦点之外,它们都在透镜的另一侧成实像 O' 和 S' ,将全息干版 H 放在两个实像的中间。对于干版而言, O' 是实物,而 S' 成为虚物。经曝光、显影、定影、漂白处理后,用原参考光再现时,得到物的原始像是虚像,狭缝的像是实像。当用白光再现时,由于白光含有连续变化的波长,每一波长都在不同的位置形成自己的再现像及狭缝像,从而会出现按彩虹颜色排列的狭缝实像。在这些狭缝像的位置上,人眼便可看到不同色彩的准单色像。当眼睛沿垂直于狭缝实像方向移动时,因人眼的瞳孔大小有限,在一个固定方向只能看到一个准单色的彩色像,因此随着眼睛的移动可依次看到像的颜色的变化,犹如天空的彩虹。彩虹全息图由此而得名。

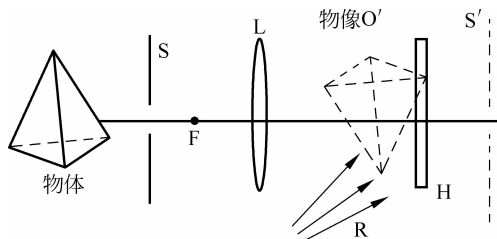


图 3.5-1 一步彩虹全息图实像记录原理和光路

2. 虚像记录

其原理和光路如图 3.5-2 所示。用会聚光作参考光。狭缝 S 置于透镜焦点以内,在透镜的同侧得到其放大的虚像 S' ; 物体仍置于透镜焦点以外,则其像成于透镜另一侧。当用参考光的共轭光 R^* 照明再现时(如图 3.5-3 所示),形成狭缝的实像和物体的虚像,眼睛位于狭缝实像处可以观察到再现的物体虚像 O' ,它是一个虚像(即再现像的凹凸与物体正好相反)。当用白光照明再现此全息图时,每一种波长的光都将形成一个狭缝实像和物体的虚像,它们的位置随波长变化,最终形成彩虹全息图。

一步彩虹全息的优点是制作过程简单,噪声小;缺点是视场受透镜孔径限制,且由于物体经透镜成像时景深压缩,因此物像相对原物体而言景深较小。

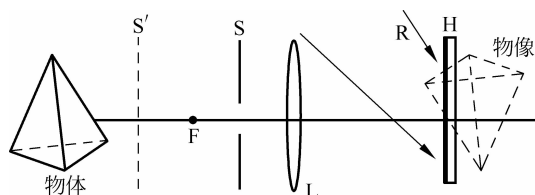


图 3.5-2 一步彩虹全息图记录原理和光路

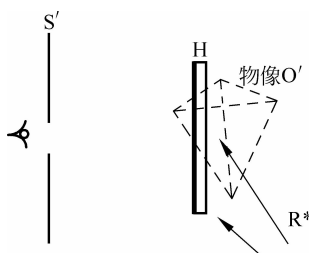


图 3.5-3 一步彩虹全息图再现光路

最后还应指出以下几点。

(1) 由于记录彩虹全息图时用了个狭缝,使光能损失很大,因而狭缝的宽度应选择适当。缝太宽,再现像会产生“混频”现象,色彩不鲜艳;缝太窄,则通光量过小,影响像的亮度。一般,实验时狭缝的宽度以 4~8mm 为宜。

(2) 在记录彩虹全息图时,由于成像光束受到了狭缝的限制,物体确定点的信息只记录在全息图沿缝方向上很狭小的区域,故彩虹全息图在垂直于狭缝的方向上失去了立体感,其碎片已无法再现完整的物体像。像全息图也有类似的特点。

五、实验步骤

一步彩虹全息图实像的实际记录光路,如图 3.5-4 所示。

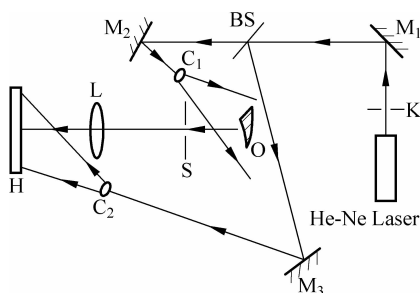


图 3.5-4 一步彩虹全息图实像的实际记录光路

(1) 如图 3.5-4 所示光路依次放入光学元件,先不放狭缝,将被拍摄物体水平卧放。加入成像透镜 L 以后,在 L 的后方用毛玻璃寻找物体的实像。透过 L 看实像,沿光轴方向移动物体,调整物距和像距,使人眼恰好能看到整个实像。调整好后在实像后面 5cm 处放置干版架。

(2) 加入狭缝 S (水平方向放置), 在干版架后面用毛玻璃找狭缝的像 S' , 移动狭缝 (沿光轴方向) 使 S' 到干版的距离为 20cm 左右。狭缝的宽度 5mm 左右, 通过狭缝的像观察物体的实像是否完整, 若狭缝的像左右不全, 则可适当加大狭缝宽度或更换较小的物体。

(3) 调整 M_2 的位置, 使参考光光程和物光光程相等, 调节分束镜使参考光与物光的光强比在 4:1~8:1 之间。

(4) 关闭光开关, 在干版架上放上全息干版, 稳定 1 分钟后开始曝光。

(5) 将曝光后的全息干版在暗室进行常规的显影、定影、漂白、干燥等处理, 得到一张一步彩虹全息图。

(6) 将制得的彩虹全息图用记录时的参考光进行再现, 观察物体的像和狭缝的像。

(7) 用白光光源再现彩虹全息像。将全息图相对原来记录的位置面内旋转 90° , 使躺倒的物体像正立起来, 照明方向与原参考光的方向一致, 沿铅垂方向改变观察位置, 全息像的颜色将发生变化。水平方向改变观察位置, 全息像将有立体感。

六、思考题

(1) 在一步彩虹全息图的记录过程中, 狭缝的作用是什么? 其宽度对记录和再现有什么影响?

(2) 记录一步彩虹全息图时, 为什么要把被拍摄物体水平卧放?

【参考文献】

于美文. 光全息学及其应用. 北京: 北京理工大学出版社, 1996.

实验 3.6 二步彩虹全息的拍摄

一、实验目的

通过本实验, 了解二步彩虹全息图的制作原理和再现方法, 掌握利用主全息图拍摄二步彩虹全息图的技巧, 实现二步彩虹全息图在白光下再现。

二、实验内容

- (1) 设计并搭建二步彩虹全息图拍摄光路。
- (2) 利用主全息图拍摄一张二步彩虹全息图。
- (3) 拍摄好的二步彩虹全息图在白光下再现。

三、实验器材

He-Ne 激光器、全反射镜、分束镜 (连续可调)、扩束镜、成像透镜、狭缝、主全息图、全息

干版、毛玻璃、孔屏、白屏、干版架、载物台、卷尺、光开关、曝光定时器、暗室设备一套(显影液、定影液、安全灯、水盘、量杯及流水冲洗设施)等。

四、实验原理

二步彩虹全息图是 S. A. Benton 于 1969 年提出的,这是由于他受到全息图的碎片能再现物体完整像的特性启示而发现的。

二步彩虹全息图的实现方法是首先对欲记录的物体 O_1 拍摄一张离轴菲涅耳全息图 H_1 (拍摄光路如图 3.6-1 所示),称为主全息图,再用与其参考光共轭的光束 R_1^* 照明主全息图 H_1 (如图 3.6-2 所示)。使其再现虚像 I_1 ,在靠近 H_1 处放置一个宽度为 a 的狭缝 S 来限制衍射光束,即以窄条光束构成虚实像。 H 是第二次记录的全息干版,为了得到较好的彩虹全息像, H 应放在 H_1 的虚实像平面附近,用会聚光作为参考光 R 可较方便地实现用共轭的光束(点光源)照明得到好的再现像。这样在 H 上实际记录的是许多窄条状的全息图(它们是相应每个物点所构成的)其宽度为 ΔH ,也称为线全息图,当用单色点光源逆参考光方向照明再现时,每一个线全图的衍射光形成一个像点,同时也在原狭缝位置上再现一个亮狭缝实像 S' (如图 3.6-3 所示),这时将人眼置于狭缝实像的位置即可看到完整的再现像。由于实狭缝像是会聚再现,所以人们看到的是一个较亮的全息像。

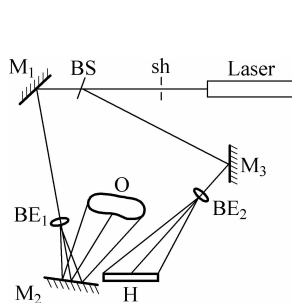


图 3.6-1 离轴菲涅耳全息图记录光路

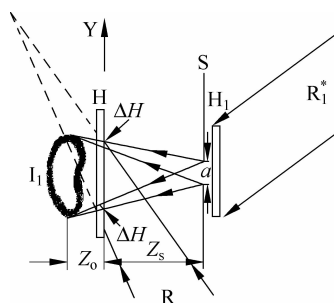


图 3.6-2 二步彩虹全息图记录

当用白光点光源取代单色点光源照明再现,物体和狭缝的再现像将因波长不同而变化。图 3.6-4 说明了红、绿、蓝三种颜色波长光的再现物体像和狭缝像位置变化(记录是用 632.8nm 的红光),这样不同波长狭缝像的位置就看到不同颜色的像,这就是能用白光照明再现单色像的原因。如果眼睛所在的位置能使几种颜色的光同时进入眼瞳,眼睛就会看到物体连续变化的颜色像,就像雨后天空中的彩虹一般,因而叫彩虹全息图。

由图 3.6-2 可知,在彩虹全息图上每一物点对应一个线全息图 ΔH ,由几何关系容易看出线全息图在 y 方向的宽度。

$$\Delta H = \frac{|Z_0|a}{|Z_0| + Z_s} \quad (3.6-1)$$

这是在 θ 很小的情况下求 ΔH ,而 $\tan\theta = \frac{a}{|Z_0| + Z_s}$,式中 a 是狭缝的宽度,这样由于在 y 方

向全息图的大小受到限制,再现像在垂直方向便失去了视差效应。所以彩虹全息图能用白光照明再现,是以牺牲垂直方向的视差为代价的,但它保留了全部的水平视差,因为人的双眼位于水平位置,所以对人们对三维像的观察影响不大。

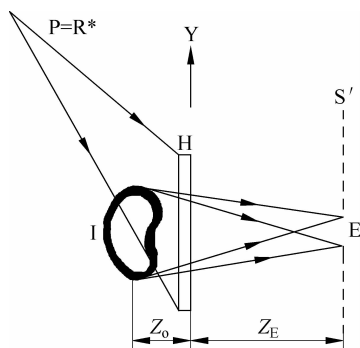


图 3.6-3 单色光再现完整像

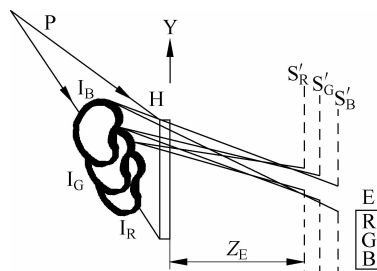


图 3.6-4 彩虹全息图的白光再现

五、实验步骤

(1) 调节光学元件等高,如图 3.6-5 所示光路,激光经扩束后照明主全息图 H_1 ,用毛玻璃在全息图 H_1 后面寻找并观察再现实像。将毛玻璃置于实像前约 2cm 处。

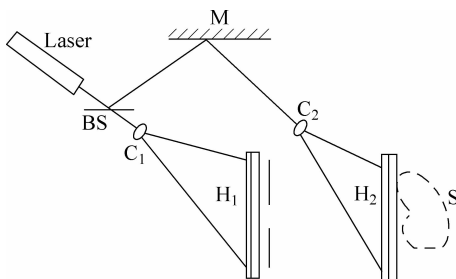


图 3.6-5 二步彩虹全息图拍摄光路

(2) 放入狭缝 S,使狭缝尽量靠近主全息图 H_1 ,调节狭缝大小约为 5mm,并观察毛玻璃上实像的变化。

(3) 依次放入分束镜、反射镜和扩束镜,使参考光光程和物光光程相等,并注意控制参考光与物光的光强比,使参考光照明毛玻璃上的实实像。

(4) 关闭光开关,在干版架上放上全息干版,稳定 5 分钟后开始曝光。

(5) 将曝光后的全息干版在暗室进行常规的显影、定影、漂白、干燥等处理,得到一张二步彩虹全息图。

(6) 将制得的彩虹全息图用记录时的参考光进行再现,观察物体的像和狭缝的像。

(7) 在白光光源下再现并观察彩虹全息像。

六、思考题

- (1) 试说明二步彩虹全息与一步彩虹全息的相同点与不同点。
- (2) 试说明为什么彩虹全息图能在白光下再现。

【参考文献】

于美文. 光全息学及其应用. 北京: 北京理工大学出版社, 1996.

实验 3.7 像面全息图的制作

一、实验目的

通过本实验, 了解像面全息图的概念, 掌握像面全息图记录和再现的原理和方法。

二、实验内容

- (1) 搭建光路, 制作一张像面全息图, 并在白光下观察其再现像。
- (2) 比较像面全息图与菲涅耳三维全息图的不同之处。

三、实验器材

He-Ne 激光器、全反射镜、分束镜、扩束镜、成像透镜、三维物体、全息干版、白屏、卷尺、相应的支架和底座、暗室设备一套(含显影液、定影液、安全灯、水盘、流水冲洗设施)等。

四、实验原理

将物体靠近记录介质, 或利用成像透镜使物体成像在记录介质附近, 或者使一个全息图再现的实像靠近记录介质, 再引入与之相干的参考光后, 即可用干涉条纹的形式记录像面全息图。它的特点是可以利用宽谱光源或普通白光光源进行再现。

在记录像面全息图时, 如果用物体靠近记录介质的方式, 则不便于引入参考光, 故通常采用两种成像方式产生像光波: 一种方式是采用透镜成像, 如图 3.7-1 所示; 另一种方式则是利用全息图的再现实像作为像光波, 这时需要对物体先记录一张菲涅耳全息图 H_1 , 然后用原参考光波的共轭光波 R^* 照明全息图 H_1 , 再现出物体的实像 O^* , 再用此实像作为物记录像面全息图 H_2 。因此第二种方式包括二次全息记录与一次全息重现, 过程比较繁杂。本实验中只介绍像全息图的第一种记录方式。

由于像面全息图是把成像光束作为物光波来记录, 相当于“物”与全息干版重合, 物距为零, 因此当用多波长的复合光波(如白光)再现时, 再现像的像距也相应为零, 各波长所对应的再现像都位于全息图上, 不出现像模糊与色模糊。因此, 像面全息图可以用扩展白光光源

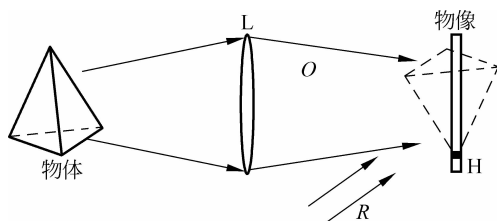


图 3.7-1 像面全息图的透镜成像记录原理图

照明再现,观察到清晰的像。

五、实验步骤

实验光路,如图 3.7-2 所示。

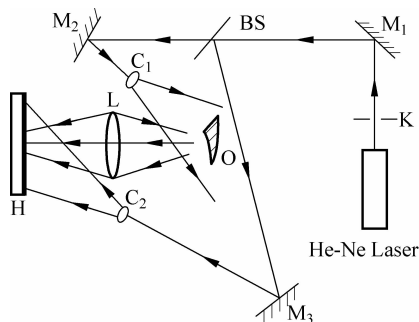


图 3.7-2 像面全息图的记录光路

(1) 如图 3.7-2 所示,依次放入光学元件,需要注意以下几点。

- ① 光路中透镜 L 和物体 O 的距离以两倍焦距为最佳,否则像会有不同程度的失真。
- ② 把毛玻璃架放在干版架上。在透镜另一侧两倍焦距附近移动,让像在毛玻璃附近或跨在毛玻璃上。
- ③ 物光、参考光光强比在 $1:2 \sim 1:4$ 之间选择,若物光很强时, $1:1$ 亦可。
- ④ 物光、参考光取等光程。
- ⑤ 物光、参考光夹角在 $30^\circ \sim 60^\circ$ 之间选择。
- ⑥ 参考光均匀覆盖整个干版,且与物光重合。

(2) 关闭光开关,取下毛玻璃,换上全息干版,选择合适的曝光时间(十几秒到几十秒之间),用曝光定时器控制光开关曝光。

(3) 将曝光后的干版取下,在暗室进行常规的显影、定影、漂白、干燥等处理,得到一张像面全息图。

(4) 用白光(如普通白炽灯的光或太阳光)按拍摄时参考光的方向照射全息图,观察像面全息图再现像。

六、思考题

- (1) 像面全息图为什么可以用白光再现?
- (2) 像面全息图破碎后,用白光照射像面全息图的碎片,能得到完整的再现像吗?为什么?

【参考文献】

于美文. 光全息学及其应用. 北京: 北京理工大学出版社, 1996.

实验 3.8 数字全息实验

一、实验目的

通过本实验,加深对全息记录和再现的理解,了解数字全息方法及其应用,掌握数字全息记录和再现的原理和方法,掌握用数字图像处理方法提高再现像质量的方法。

二、实验内容

- (1) 设计数字全息记录光路,用数字摄像头记录物体的全息图。
- (2) 用计算机程序对全息图进行数字再现。
- (3) 用数字图像处理方法提高再现像质量。

三、实验器材

激光器、反射镜、分束镜、扩束镜、准直透镜、衰减片、分束棱镜、数字摄像头、衰减片、记录物体、光屏、小孔光阑、计算机等。

四、实验原理

记录漫反射物体数字全息图的实验光路如图 3.8-1 所示。激光器出射的激光经分束镜 BS_1 被分成两束: 一束经过反射镜 M_2 后被扩束镜 Lo_1 扩束,并被准直镜 L_1 准直成平行光,照射到被记录物体 O 上,由物体漫反射的光,透过分束镜 BS_2 照射到数字摄像头的光敏面,这是物光光波。另一束经衰减器 P 、反射镜 M_3 和 M_4 、扩束镜 Lo_2 、准直镜 L_2 变成平行光,再经分束镜 BS_2 反射转向,形成参考光光波,并与物光波在数字摄像头的光敏面上叠加干涉,形成全息图。干涉图像被数字摄像头记录,借助于计算机程序,可实现全息图的数字再现。

如图 3.8-2 所示,设 $x_0o y_0$ 平面内的被记录物体的透过率函数为 $t(x, y)$,用振幅为 A 的垂直平面波照明,则在相距为 z_0 处的记录介质(如 CMOS 或 CCD 等)光敏面上,衍射物

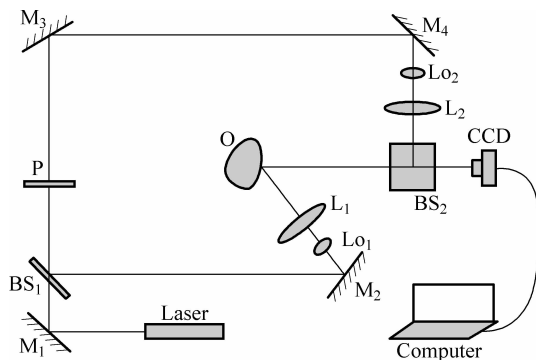


图 3.8-1 漫反射物体数字全息记录光路

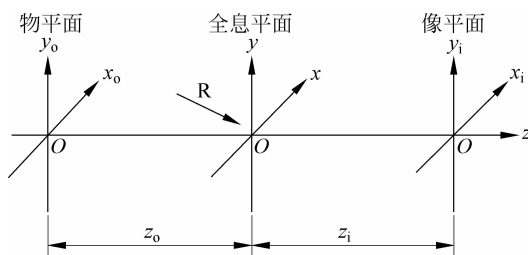


图 3.8-2 数字全息记录与再现光路坐标变换

波的复振幅 $u(x, y)$ 分布可用菲涅耳衍射积分公式求得。

$$u(x, y) = \frac{A}{j\lambda z} \iint t(x_0, y_0) \exp\left\{ \frac{j\pi}{\lambda z} [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2] \right\} dx_0 dy_0 \quad (3.8-1)$$

若参考光 R 为平面波，且传播方向与 z 轴夹角为 θ ，则参考光在记录平面即全息平面上的复振幅分布 $r(x, y)$ 可简写为

$$r(x, y) = R \exp\left[j \frac{2\pi}{\lambda} x \sin\theta \right] \quad (3.8-2)$$

物光和参考光在全息平面上相干叠加后的光强分布为

$$\begin{aligned} I(x, y) &= |u(x, y) + r(x, y)|^2 \\ &= |u|^2 + |r|^2 + u(x, y)r^*(x, y) + u^*(x, y)r(x, y) \end{aligned} \quad (3.8-3)$$

式中， $u^*(x, y)$ 为 $u(x, y)$ 的复数共轭； $r^*(x, y)$ 为 $r(x, y)$ 的复数共轭。由数字摄像头记录该光强分布，并输入计算机，就得到数字全息图。理想情况下，数字全息图的透过率 $h(x, y)$ 正比于光强，即

$$h(x, y) = C[|u|^2 + |r|^2 + u(x, y)r^*(x, y) + u^*(x, y)r(x, y)] \quad (3.8-4)$$

全息图的数字再现就是通过计算机模拟全息图的再现过程，以得到被记录物体的透过率函数，全息图的再现光路图如图 3.8-3 所示。数字具体过程如下：首先用与参考光相同的光作照明光照射全息图，即用式 (3.8-2) 的照明函数乘以式 (3.8-4) 的全息图透过率函数，然后进行下列逆菲涅耳衍射积分。

$$\begin{aligned} u'(x_0, y_0) &= C' \iint h(x, y) \exp\left[j \frac{2\pi}{\lambda} x \sin\theta' \right] \exp\left\{ -\frac{j\pi}{\lambda z} [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2] \right\} dx dy \\ &= C't(x_0, y_0) + n(x_0, y_0) \end{aligned} \quad (3.8-5)$$

式中, $C't(x_0, y_0)$ 就是再现图像; $n(x_0, y_0)$ 是共轭像、零级衍射和其他因素引入的噪声项。这些图像均在 $x_i o y_i$ 像平面内, 如图 3.8-2 所示。

要指出的是, 实现数字全息记录的必要条件是必须满足奈奎斯特定理: 为了保证对图像采样的正确性, 全息图上每一个干涉条纹的周期 δ 必须被至少两个 CMOS 像素或 CCD 像素采样, 即

$$\delta \geq 2\Delta x \text{ 或 } \delta \geq 2\Delta y \quad (3.8-6)$$

式中, Δx 和 Δy 是 CMOS 或 CCD 光敏面在两个正交方向上的像素。对于确定的照明光波, 空间干涉条纹周期受物光和参考光之间夹角 θ 所限制, 因此, θ 只能是一个较小的角度。

在全息图平面, 即 CMOS 或 CCD 平面上, 干涉条纹的周期为

$$\delta = \frac{\lambda}{2\sin\left(\frac{\theta_{\max}}{2}\right)} \quad (3.8-7)$$

于是可得到近似的物光和参考光的夹角 θ 的最大值为

$$\theta_{\max} = \frac{\lambda}{2\Delta x} = \frac{\lambda}{2\Delta y} \quad (3.8-8)$$

该式表明, 物光和参考光的最大夹角 $\theta_{\max}$ 由入射光波长和 CMOS 或 CCD 的光敏单元大小或像素尺寸 Δx 、 Δy 所决定。

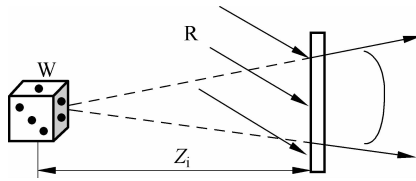


图 3.8-3 全息图的再现光路示意图

在数字全息的记录中, 为了分离 0 级、 ± 1 级衍射光, 必须使物光或参考光倾斜一定的角度, 如图 3.8-4 所示。令平面参考光垂直入射 CMOS 或 CCD 光敏面, 物体偏置, 如仅考虑横向 (x 方向) 情况, 则偏置物光光轴与参考光光轴的夹角有一个最小值 $\alpha_{\min}$, 这可从数字再现时 0 级、 ± 1 级衍射像在频谱空间的分离条件得到, 即

$$\alpha_{\min} = \arcsin(3\varepsilon_{\min}\lambda) \quad (3.8-9)$$

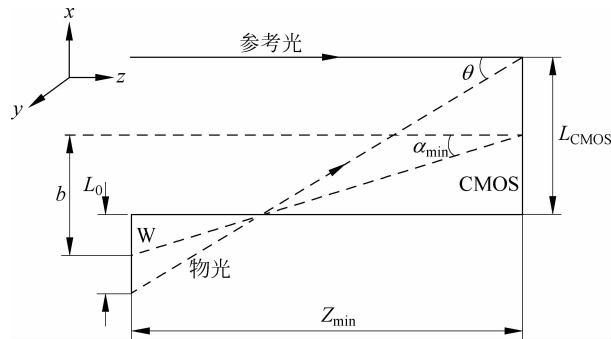


图 3.8-4 数字全息记录光路几何简图

式中 $\epsilon_{\min}$ 为再现像空间频谱的最高频率。对于本实验的情况有

$$\epsilon_{\min} = \frac{L_{x_0}}{2\lambda Z} \quad (3.8-10)$$

其中 L_{x_0} 为被测物体 W 在 x 方向的宽度, Z 为物平面到全息平面的距离。代入式(3.8-10)并作近似后得

$$\alpha_{\min} \approx \frac{3L_{x_0}}{2Z} \quad (3.8-11)$$

根据此式并考虑式(3.8-8), 可得到数字全息记录中物光和参考光夹角的范围为

$$\frac{3L_{x_0}}{2Z} \leq \theta_{\max} \leq \frac{\lambda}{2\Delta\xi} \quad (3.8-12)$$

再分析数字全息记录的最小物距 $Z_{\min}$ 。根据图 3.8-4 的几何关系可得

$$Z_{\min} = \frac{L_{\text{CMOS}} + L_{x_0} + 2b}{2\theta_{\max}} = \frac{L_{\text{CMOS}} + 4L_{x_0}}{2\theta_{\max}} \quad (3.8-13)$$

式中, L_{CMOS} 为 CMOS 光敏面在 x 方向的宽度; b 为被记录物体与 CMOS 光敏面中心的距离, 或称偏心距。

对于同轴数字全息, 最小记录距离为

$$Z_{\min} = \frac{L_{\text{CMOS}} + L_{x_0}}{2\theta_{\max}} \quad (3.8-14)$$

式(3.8-13)和式(3.8-14)就是同时满足记录采样和再现像分离的数字全息的最小记录距离, 即如果记录物体和 COMS(或 CCD)的尺寸固定不变, 只要记录距离大于 $Z_{\min}$, 并符合式(3.8-8)的条件, 则数字全息再现光场的 0 级、 ± 1 级 3 个图像是完全分离的。

在实验中, 为了得到较清晰的数字全息图应充分考虑上述条件。

另外, 若记录时, 参考光也为扩展光束, 则可得数字全息再现像的横向放大率和纵向放大率为

$$M = m \left| 1 \mp \frac{m^2 z_0}{\mu z_p} - \frac{z_0}{z_r} \right|^{-1} \quad (3.8-15)$$

$$M_z = \frac{m^2}{\mu} M^2 \quad (3.8-16)$$

式中, 记录参考光波长和再现参考光波长比 $\mu = \frac{\lambda}{\lambda'}$; 全息图放大前后横向线度比 $m = \frac{x'}{x} = \frac{y'}{y}$ 。

由式(3.8-15)可见, 要得到放大的再现像有三种途径: 放大全息图, 即使 $m > 1$; 短波长记录, 波长再现, 即使 $\mu > 1$; 适当选用记录参考光和再现参考光波面的曲率半径(或适选记录时的最小记录距离和再现时的再现距离, 即使 $z_p = \xi z_r, \xi < 1$)。一般像的横向放大率与纵向放大率不相等。

五、实验步骤

1. 调节光路

如图 3.8-1 所示, 安排和调整实验光路。注意, 参考光光程和物光光程要相等。参考光

和物光的光强比要合适(1:1~5:1),若参考光较强,可调节参考光中的光强衰减片,使光强比合适。物光波与参考光波在数字摄像头的光敏面上重合,且数字摄像头的光敏面垂直于入射光束。

2. 记录全息图

观察物光和参考光叠加后的干涉图样,即全息图,用数字摄像头采集图像并保存数字全息图。

3. 利用计算机程序进行数字全息再现

用 MATLAB 打开数字全息再现程序,导入记录的数字全息图,设置实验参数(如记录光波波长、记录进物到数字摄像头光敏面的距离、再现平面距离等),运行程序,可得到数字全息图的数字再现像,如图 3.8-5 所示。

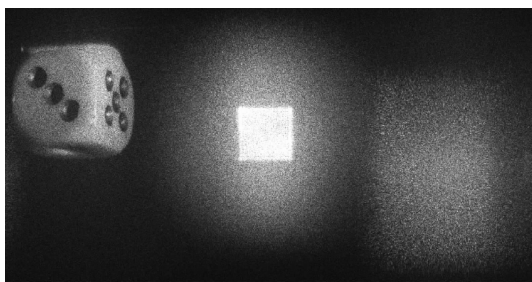


图 3.8-5 数字全息图的数字再现像

4. 用数字图像处理方法改善再现像质量

(1) 改变实验参数(如记录光波波长、记录进物到数字摄像头光敏面的距离、再现平面距离等),再进行数字再现,观察数字再现像质量的变化。

(2) 用数字图像处理方法增强全息图的对比度,再进行数字再现,观察数字再现像质量的变化。

(3) 用数字图像处理方法去除频谱面上记录物的 0 级谱和孪像谱,再进行数字再现,观察数字再现像的变化。

六、思考题

- (1) 根据你的理解,谈谈数字全息的优点和缺点。
- (2) 数字全息与光学全息在记录光路安排上有什么区别?
- (3) 提高数字全息再现像的质量的方法有哪些?

【参考文献】

上海实博实业有限公司, JSQ-1 型数字全息实验仪, 全息实验讲义.

实验 3.9 计算全息实验

一、实验目的

通过本实验,进一步加深对全息原理的理解,了解计算全息的原理和实现方法,了解计算全息编码中的迂回相位编码方法,掌握计算全息光学再现的实验方法。

二、实验内容

- (1) 采用迂回相位法设计制作一幅傅里叶变换型计算机全息图。
- (2) 搭建光路,用液晶空间光调制器再现计算全息图。

三、实验器材

激光器、扩束镜、准直透镜、液晶空间光调制器(LCD)、傅里叶透镜、小孔、CCD、计算机等。

四、实验原理

1. 计算全息原理

计算全息是利用计算机设计制作全息图或衍射光学元件的技术。从原理上看,计算全息和光学全息没有什么本质差别,所不同的是产生全息图的方法。光学全息是直接利用光的干涉特性,通过物光波和一束相干参考光波的干涉将物光波的振幅和位相信息转化成一幅干涉条纹的强度分布图,即全息图。光学全息记录的物体必须是实际存在的。计算全息则是利用计算机程序对被记录物光波的数学描述或离散数据进行处理,形成一种可以光学再现的编码图案,即计算全息图。在计算全息中,被记录的物体不需要实际存在。由于计算全息图编码的多样性和波面变换的灵活性,以及近年来计算机技术的飞速发展,计算全息技术已经在三维显示、图像识别、干涉计量、激光扫描、激光束整形等研究领域得到应用。最近计算全息领域的新进展是利用高分辨位相空间光调制器实现了计算全息图的实时再现,这种实时动态计算全息技术已经在原子光学、光学微操纵、微加工、软物质自组织过程的控制等领域得到成功的应用,显示了计算全息技术的巨大应用发展前景。

本实验以经典的迂回相位型计算全息图设计制作过程为例,介绍计算全息的基本原理。一般来说,计算全息图的制作和再现大致可分成 5 个步骤,如图 3.9-1 所示。

- (1) 选择物体或波面,给出其数学描述或离散数据。
- (2) 计算物波在全息图面上的光场分布。
- (3) 把上述光场分布编码成全息图的透过率变化。

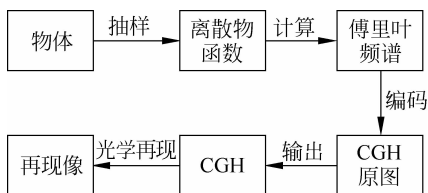


图 3.9-1 计算全息图制作和再现步骤

(4) 输出:利用光学缩版或空间光调制器。

(5) 光学再现。

2. 物面和全息图面的抽样

数字计算机通常只能对离散的数字信号进行处理,并以离散的形式输出。因此,制作计算全息图的第一步是对物波函数进行抽样。设待记录的物波函数为

$$f(x, y) = a(x, y) \exp[i\phi(x, y)] \quad (3.9-1)$$

其傅里叶变换(空间频谱)为

$$F(u, v) = A(u, v) \exp[i\phi(u, v)] \quad (3.9-2)$$

为满足抽样定理的要求,物波函数及其空间频谱函数必须是带限函数,即

$$\begin{aligned} f(x, y) &= 0 \quad |x| \geq \frac{Ax}{2}, \quad |y| \geq \frac{Ay}{2} \\ F(u, v) &= 0 \quad |u| \geq \frac{Au}{2}, \quad |v| \geq \frac{Av}{2} \end{aligned} \quad (3.9-3)$$

在此条件下,根据抽样定理,对物函数及其频谱函数的抽样间隔应为

$$\begin{aligned} \delta x &\leq \frac{1}{\Delta u}, \quad \delta y \leq \frac{1}{\Delta v} \\ \delta u &\leq \frac{1}{\Delta x}, \quad \delta v \leq \frac{1}{\Delta y} \end{aligned} \quad (3.9-4)$$

取式(3.9-4)中的等号,抽样单元总数 $M \times N = \Delta x \Delta y \Delta u \Delta v$ 是相同的。

3. 计算

对于傅里叶变换全息图,全息图上记录的是物波的空间频谱 $F(u, v)$,因此必须对物波函数进行离散傅里叶变换。离散傅里叶变换的公式如下。

$$F(j, k) = \sum_{m=-\frac{M}{2}}^{\frac{M}{2}-1} \sum_{n=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} f(m, n) \exp\left[-i2\pi\left(\frac{jm}{M} + \frac{kn}{N}\right)\right] \quad (3.9-5)$$

为了减少运算时间,通常采用快速傅里叶变换(FFT)算法。计算结果一般为复数。

$$f(m, n) \xrightarrow{\text{FFT}} F(j, k) = F_r(j, k) + iF_i(j, k) \quad (3.9-6)$$

其振幅和位相可分别表示为

$$A(j, k) = \sqrt{F_r^2(j, k) + F_i^2(j, k)}, \quad \phi(j, k) = \tan^{-1}\left(\frac{F_i(j, k)}{F_r(j, k)}\right) \quad (3.9-7)$$

4. 编码

编码的目的就是将计算出的全息图面上的复振幅函数转化成实值函数。从编码函数构造的角度来说,计算全息技术主要有两大类:纯计算编码型和光学模拟型。二者的主要差别是,前者的编码函数是人为构造出来的,后经数学证明和实验验证,可以再现物光。因此这一类全息图是计算全息技术所特有的,没有传统的光学全息图与之对应。而后者,顾名思义,其编码函数是在研究传统光学全息图透过率函数的基础之上构建起来的,可以说是用计算机来模拟光学记录过程绘制全息图。当然,这不是简单的模拟,而是以原全息图透过率函数为出发点,仔细研究其物理数学本质,进而构造出既便于计算处理又不损失信息的编码函数。下面简要介绍 Lohmann 等人提出的迂回相位型计算全息图的编码方法。

一般来说,对于光波的振幅进行编码比较容易,例如可以通过控制全息图上抽样单元的透过率或开孔大小来实现。但是,对于光场的相位信息进行编码则相对比较困难。虽然从原理上可以通过改变抽样单元的厚度或折射率来实现相位调制,但实际制作非常困难。美国科学家 Lohmann 巧妙地利用了不规则光栅的衍射效应,提出了迂回相位编码方法。

如图 3.9-2 所示,当用一束平面波垂直照明一栅距 d 恒定的平面光栅时,产生的各级衍射光仍为平面波,等相位面为垂直于相应衍射方向的平面。根据光栅方程,光栅的任意两条相邻狭缝在第 K 级衍射方向的光程差为

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}d \sin\theta_K = 2\pi K \quad (3.9-8)$$

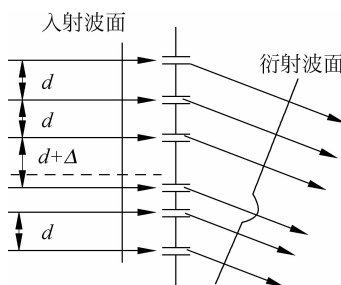


图 3.9-2 迂回相位编码原理图

由式(3.9-8)可以看出是等相位的。如果某一点的狭缝位置有偏差,如栅距增大了 Δ , 则该处在第 K 级衍射方向的衍射光的光程差变为 $L' = (d + \Delta) \sin\theta_K$, 从而导致一附加相移。

$$\phi_K = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta \sin\theta_K = 2\pi K \frac{\Delta}{d} \quad (3.9-9)$$

Lohmann 称这种位相为迂回位相。迂回位相的值与相对偏移量 Δ/d 和衍射级次 K 成正比,与入射光波的波长无关。迂回相位效应表明,通过局部改变狭缝或开孔位置,可以在某个衍射方向得到所需要的相位调制。Lohmann 正是基于这一原理提出了迂回相位编码方法。其基本思想是,在全息图的每个抽样单元中,放置一个通光孔径,通过改变通光孔径的面积来实现光波场的振幅调制,而通过改变通光孔径中心距抽样单元中心的位置来实现光场相位的编码。通光孔径的形状可以是多种多样的,可根据实际情况来选取。

如图 3.9-3 所示是采用矩形通光孔径编码的计算全息图的一个抽样单元的示意图。其

中, δ_x 和 δ_y 为抽样单元的抽样间隔, $W\delta_x$ 为开孔的宽度, $L_{(m,n)}\delta_y$ 为开孔的高度, $P_{(m,n)}\delta_x$ 为开孔中心到抽样单元中心的距离。可以选取矩形孔的宽度参数 W 为定值, 用高度参数 $L_{(m,n)}$ 和位置参数 $P_{(m,n)}$ 来分别编码光波的振幅和位相。设待记录光波的归一化复振幅分布函数为

$$f_{(m,n)} = A_{(m,n)} \exp(j\phi_{(m,n)}) \quad (3.9-10)$$

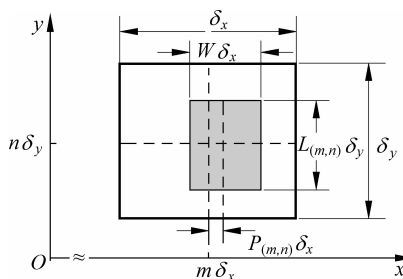


图 3.9-3 矩形通光孔径编码抽样单元示意图

则孔径参数和复振幅函数的编码关系为

$$L_{(m,n)} = A_{(m,n)}, \quad P_{(m,n)} = \frac{\phi_{(m,n)}}{2\pi K} \quad (3.9-11)$$

利用这种方法编码的计算全息图的透过率只有 0 和 1 两个值, 故制作简单, 抗干扰能力强, 对记录介质的非线性效应不敏感, 可多次复制而不失真, 因而应用较为广泛。在上述编码中, 根据实际需要, 也可以固定孔径的面积不变, 通过改变开孔的透过率来编码光波的振幅信息。

5. 计算全息图的输出

当计算机完成计算全息图的编码后, 下一步就是以适合光学再现的尺寸和方式输出计算全息图。通常, 适合光学再现的计算全息图上每个抽样单元的大小必须在微米量级。这就需要专门的光学缩微照相系统或微光刻系统。在要求较低的情况下也可以用照相机将显示在计算机屏幕或打印输出的计算全息原图缩拍到高分辨感光胶片上, 通过显影、定影等处理得到可用于光学再现的计算全息图。近年来, 随着高分辨电寻址空间光调制器的发展, 像元尺寸在微米量级, 像素数超过一百万的振幅型或相位型空间光调制器已经实用化。因此也可以利用这种空间光调制器代替全息干版, 实现计算全息图的实时输出和再现。计算全息图实时输出和再现技术的进展为计算全息图的更广泛应用提供了可能和新的空间。本实验中, 就是利用一高分辨电寻址液晶空间光调制器来实现计算全息图的实时输出和再现。

6. 光学再现

迂回相位型计算全息图的光学再现方法与普通光学全息图类似。如图 3.9-4 所示为用液晶光调制器(LCD)实时输出的计算全息图的光学再现光路示意图。用准直激光束垂直照明 LCD, 在傅里叶变换透镜 L_1 的后焦面上就可观察到傅里叶变换型计算全息图的再现结果。根据迂回相位编码原理, 再现现象出现在某个衍射级次 K 上, 只有在该衍射方向, 全息图

才能再现出期望的波前 $f(x, y)$ 。为了避免零级项和其他衍射级次对再现像的影响,可在透镜后焦面上用一滤波孔径 F 将再现像提取出来。

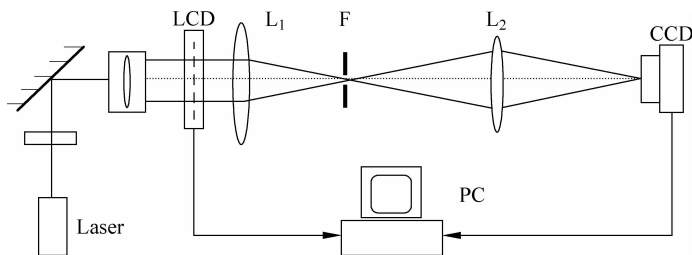


图 3.9-4 计算全息图的光学再现光路图

五、实验步骤

1. 计算全息图的制作

- (1) 单击“开始”→“程序”→“附件”→“画图”选项,打开画笔工具。
- (2) 单击“图像”→“属性”选项,设置图像为 64×64 像素。
- (3) 用画笔中的作图工具设计图像。图像可以是文字,也可以是简单的线条画,所用线条要尽量粗一些。
- (4) 图像设计好后,保存文件到工作目录“D:\D:CGHfiles\CGHfiles\D:CGHfiles\”,保存格式为 256 色位图(bmp 格式),关闭画笔程序。
- (5) 打开 MATLAB,设定工作目录。输入“cd D:\D:CGHfiles\ CGHfiles \D:CGHfiles\”,并按回车键(Enter)。
- (6) 输入需要编码的物体,运行“ObjInput”。
- (7) 给物体加随机相位,运行“RandPhase”,等价于让光通过一个毛玻璃照明物体。
- (8) 对物波进行傅里叶变换,得到物波的空间频谱。运行“ObjFourierTrans”,从光学上相当于将物体放在一透镜的前焦面上并用平面照明时,在后焦面上的光场分布。这是衍射光学中一个非常重要的性质。
- (9) 计算全息编码。使用最基本的 Lohmann 型迂回相位编码方法,运行“LohmannBinary”。
- (10) 模拟再现。对编码全息图进行傅里叶变换,运行“CghFourierTrans”,相当于将计算全息图放在另一透镜的前焦面上时,在其后焦面上的光场分布。
- (11) 计算全息图的输出。将设计好的计算全息图及其模拟再现结果以适当格式保存到图形文件中,运行“CghSave”。

2. 计算全息图的光学再现

- (1) 如图 3.9-4 所示,依次放好各元件,调节同轴等高。激光器出射的光经扩束、准直后均匀照明 LCD。
- (2) 运行软件 CGH.exe,软件操作详见软件使用说明。

(3) 在程序界面上单击“打开”按钮,选择一幅计算全息图。单击“输出”按钮,使计算全息图输出到 LCD。

(4) 移动接收屏,在透镜 L_1 的焦平面上观察全息图的频谱分布。

(5) 移动接收屏观察全息图的再现像,或者利用 CCD 接收此时的再现像。

六、思考题

(1) 与光学全息比较,计算全息有哪些优缺点?

(2) 如果用倾斜的准直激光束照明计算全息图,再现像的位置有什么变化?

(3) 二元振幅编码和灰度级振幅编码计算全息图的再现结果有什么差别?

【参考文献】

豆丁网, 计算全息实验, <http://www.docin.com/p-7176017.html>.

实验 3.10 利用复合光栅实现光学微分

一、实验目的

通过本实验,加深对光学信息处理实质的理解,掌握用复合光栅对光学图像进行微分处理的原理和方法,通过实验观测对图像微分后突出其边缘轮廓的效果。

二、实验内容

(1) 学习用复合光栅对光学图像进行微分处理的原理和方法。

(2) 利用复合光栅实现光学微分处理。

三、实验器材

激光器、空间滤波器、凸透镜、复合光栅、狭缝、白屏以及相关的支撑调整架等。

四、实验原理

光学微分不仅是一种重要的光学数学运算,在光学图像处理中也是突出信息的一种重要方法。在图像识别技术中,突出图像的边缘是一种重要的识别方法。人的视觉对于图像的边缘轮廓比较敏感,因此对一张比较模糊的图像作边缘轮廓突出,会变得易于辨认。为了突出图像的边缘轮廓,可以用空间滤波的方法,去掉图像中的低频成分而突出图像的高频成分,从而使轮廓突出。本实验利用光学相关方法作空间微分处理,从而描出图像的边缘。具体的做法是用复合光栅作为空间滤波器实现图像的微分处理。

全息复合光栅微分法的基本原理是先使待处理图像生成两个相互有点错位的像,然后

通过改变两个图像的相位让其重叠部分相减而留下由于错位而形成的边沿部分,从而实现图像边缘增强的效果,从数学角度来说,就是用差分代替了微分。

利用复合光栅进行图像微分的光学系统是典型的 4F 系统,如图 3.10-1 所示。

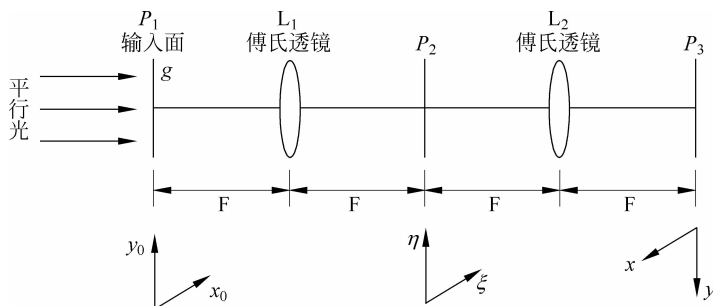


图 3.10-1 相干光学处理系统(4F 系统)

一束平行光照射透明物体 g (待处理的图像), 物体 g 置于傅氏透镜 L_1 的前焦面 P_1 处, 在 L_1 的后焦面上得到物函数 $g(x_0, y_0)$ 的频谱 $G(f_\xi, f_\eta)$, 此频谱面又位于傅氏透镜 L_2 的前焦面上, 在 L_2 的后焦面上得到频谱函数的傅里叶变换。物函数经过两次傅里叶变换又得到了原函数, 只是变成了倒像。在图 3.10-1 中, P_3 平面采用的 (x, y) 坐标与 P_1 平面的 (x_0, y_0) 坐标的方向相反, 因而可以消除由于两次傅里叶变换引入的负号。如果在频谱面上插入空间滤波器就可以改变频谱函数, 从而使输入信号得到处理。在本实验中用一个复合光栅作为空间滤波器。下面具体分析复合光栅的空间滤波作用。

(1) 在 P_1 平面上放置要处理的图像, 其振幅透射率为 $g(x_0, y_0)$, 用单色平面波垂直照射在图像上, 透过图像后在 P_1 面之后的复振幅分布为 $g(x_0, y_0)$ 。

(2) 透镜 L_1 对 $g(x_0, y_0)$ 进行傅里叶变换

$$\{g(x_0, y_0)\} = G(f_\xi, f_\eta)$$

其中, $\{ \}$ 表示对括号里面的函数进行傅里叶变换, f_ξ, f_η 为 ξ, η 坐标系内的空间频率, 下同。

$G(f_\xi, f_\eta)$ 是物函数的空间频谱(忽略了常数项), 把

$$f_\xi = \frac{\xi}{\lambda F}, \quad f_\eta = \frac{\eta}{\lambda F} \quad (F \text{ 是傅里叶透镜的焦距})$$

代入 $G(f_\xi, f_\eta)$ 的表达式就得到 P_2 平面上的复振幅分布为

$$U_1(\xi, \eta) = G\left(\frac{\xi}{\lambda F}, \frac{\eta}{\lambda F}\right)$$

(3) 把复合光栅放置在 P_2 平面上, 其振幅透射率已知为

$$\begin{aligned} t(\xi) &= A - \beta [\cos 2\pi v \xi + \cos 2\pi(v + \Delta v) \xi] \\ &= A - \beta \{ \exp(i 2\pi v \xi) + \exp(-i 2\pi v \xi) \\ &\quad + \exp[i 2\pi(v + \Delta v) \xi] + \exp[-i 2\pi(v + \Delta v) \xi] \} \end{aligned}$$

透过复合光栅以后, 在 P_2 平面之后的复振幅分布为

$$U_2(\xi, \eta) = U_1(\xi, \eta) t(\xi)$$

(4) 透镜 L_2 对 $U_2(\xi, \eta)$ 又进行傅里叶变换, 在 P_3 平面上得到的复振幅分布为

$$U_3(x, y) = \{U_2(\xi, \eta)\} = \left\{ G\left(\frac{\xi}{\lambda F}, \frac{\eta}{\lambda F}\right) \cdot t(\xi) \right\}$$

$$= \{G(f_\xi, f_\eta)\} * \{t(\xi)\} \quad (3.10-1)$$

符号 $*$ 表示卷积, 利用傅里叶变换的基本关系式进行一系列运算, 得

$$U_3(x, y) \propto Ag(x, y) - \beta\{g(x - v\lambda F, y) + g(x + v\lambda F, y)\} \\ - \beta\{g[x - (v + \Delta v)\lambda F, y] + g[x + (v + \Delta v)\lambda F, y]\} \quad (3.10-2)$$

把 $U_3(x, y)$ 和一维正弦光栅的透射光波的复振幅分布

$$U(x, y) = A - \beta \cos 2\pi ux = A - \frac{\beta}{2} \exp(i2\pi ux) - \frac{\beta}{2} \exp(-i2\pi ux) \quad (3.10-3)$$

比较可知, P_3 平面上物频谱受到两个一维正弦光栅的调制, 即其复振幅分布相当于由两个一维正弦光栅产生。

当其受到第一次记录的光栅调制后, 在输出面 P_3 上至少可得到三个清晰的衍射像, 其中零级衍射像位于 xOy 平面的原点, 即 $x=0$ 处; 正、负一级衍射像则沿 x 轴对称分布于 y 轴两侧, 距离原点的距离为 $x=v\lambda F$ 和 $x=-v\lambda F$ 。同样, 受第二次记录的光栅调制后, 在输出面上将得到另一组衍射像, 其中零级衍射像仍位于坐标原点与前一个零级像重合, 正、负一级衍射像也沿 x 轴对称分布于原点两侧, 但与原点的距离为 $x'=\pm v'\lambda f$ 。由于 $\Delta v=v'-v$ 很小, 故 x 与 x' 的差 $\Delta x=\pm \lambda v F$ 也很小, 从而使两个对应的 ± 1 级衍射像几乎重叠, 沿 x 方向只错开了很小的距离 Δx , 如图 3.10-2 所示。

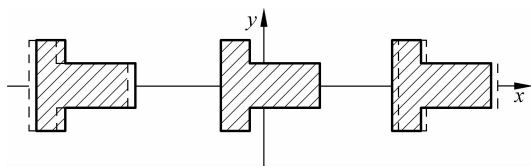


图 3.10-2 在输出面上得到的图像微分结果示意图

图 3.10-2 中实线表示第一次由 $v=100$ 线/mm 的光栅产生的衍射像, 虚线表示第二次由 $v=102$ 线/mm 的光栅产生的衍射像, 两者产生的中央零级衍射像位于坐标原点且互相重合。

由于 Δx 比起图形本身的尺寸要小很多(见图 3.10-2), 当复合光栅微微平移一适当的距离 Δl 时, 由此引起两个一级衍射像的相移量分别为

$$\Delta\varphi_1 = 2\pi v\Delta l, \quad \Delta\varphi_2 = 2\pi v'\Delta l \quad (3.10-4)$$

导致两者之间有一附加相位差, 为

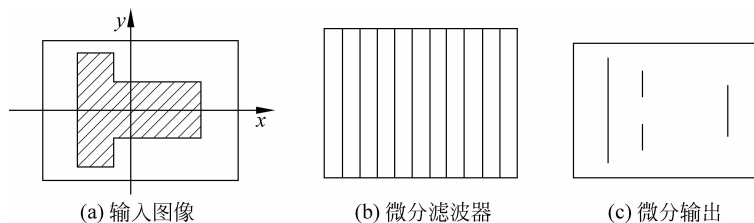
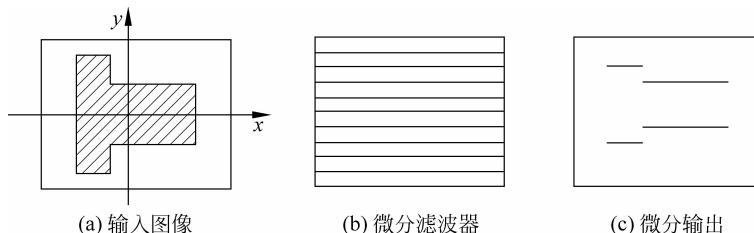
$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_2 - \Delta\varphi_1 = 2\pi\Delta v\Delta l \quad (3.10-5)$$

令 $\Delta\varphi=\pi$, 得

$$\Delta l = \frac{1}{2\Delta v} \quad (3.10-6)$$

这时两个一级衍射像正好相差 π 相位, 相干叠加时两者的重叠部分(见图 3.10-2 中的阴影部分)相消, 只剩下错开的图像边缘部分, 从而实现了边缘增强。转换成强度分布时形成亮线, 构成了光学微分图形, 如图 3.10-3 所示。

复合光栅莫尔条纹的方向不同, 得到的微分图形也不同, 若将图 3.10-3 中的复合光栅条纹在面内旋转 90° , 便由沿 x 方向的微分图形, 变为如图 3.10-4 所示沿 y 方向的微分图形。

图 3.10-3 沿 x 方向光学微分处理过程示意图图 3.10-4 沿 y 方向光学微分处理过程示意图

五、实验步骤

本实验采用 $\nu = 100$ 线/mm, $\nu_0 = 102$ 线/mm 组成的复合光栅, 其莫尔条纹频率 $\Delta\nu = 2$ 线/mm。拍摄光学微分图像实验的实际光路如图 3.10-5 所示, 这是典型的 4F 相干光学处理系统。光路可按如下步骤调节。

- (1) 搭光路, 利用激光器、扩束镜、准直镜产生符合需要的平行光。
- (2) 在平行光束后面放上透镜 L_1 及屏 P_2 , 移动 P_2 的位置使平行光束经过 L_1 聚焦在 P_2 面上, 则 P_2 位于 L_1 的后焦面上, 这就是频谱面。固定 L_1 及 P_2 的位置。
- (3) 在 L_1 前面的 P_1 面处放上要处理的透明图像(刀片), 拿走屏 P_2 , 放上透镜 L_2 及屏 P_3 , 移动 P_3 使在屏上看到物的等大、倒立、清晰的像。
- 调节时可在透明图像前放上毛玻璃, 使得成像的景深较短, 便于确定清晰成像的位置。
 L_2 及 P_3 的位置确定之后, 固定 L_2 及 P_3 的位置, 撤去毛玻璃。
- (4) 在 P_2 面上放上复合光栅, 用一维千分尺水平可调底座沿垂直于光轴的水平方向平移复合光栅(即沿图 3.10-5 中的 x 方向), 从屏 P_3 上观察图像的变化, 找到最好的微分图像, 然后固定复合光栅。

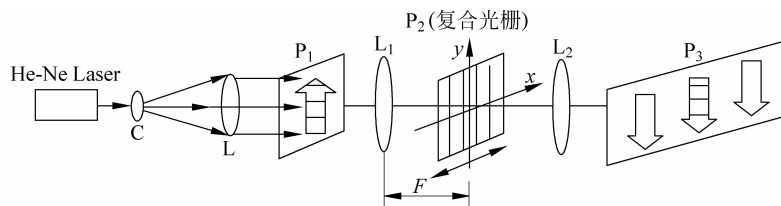


图 3.10-5 图像光学微分处理实验实际光路

六、思考题

- (1) 复合光栅为什么能实现光学微分处理?
- (2) 怎样制作复合光栅?

【参考文献】

大恒新纪元科技股份有限公司, GCS-WFCL 型利用复合光栅实现光学微分处理实验系统实验讲义.

实验 3.11 光学传递函数的测量及透镜成像质量分析

一、实验目的

通过本实验,了解光学传递函数的概念,掌握透镜传递函数测量和成像质量评价的方法。

二、实验内容

- (1) 测量透镜对不同分辨率的光栅的 MTF。
- (2) 研究成像距离对透镜 MTF 的影响。

三、实验器材

面形白光源、不同分辨率的光栅组、待测透镜、CCD 摄像头、计算机等。

四、实验原理

1. 光学传递函数的概念

由傅里叶光学知识可知,光学成像可以近似作为线性空间中的不变系统来处理,从而可以在频域中讨论光学系统的响应特性。

可以将二维物体 $F(x, y)$ 分解成一系列 x, y 方向的不同空间频率的简谐函数的线性叠加

$$F(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G(\nu_x, \nu_y) \exp[i2\pi(\nu_x x + \nu_y y)] d\nu_x d\nu_y \quad (3.11-1)$$

式中 $G(\nu_x, \nu_y)$ 是 $F(x, y)$ 的傅里叶频谱,它正是物体所包含的空间频率的成分含量,其中低频成分表示缓慢变化的背景和大的物体轮廓,高频成分则表征物体的细节。

当该物体经过光学系统后,各个不同频率的信号发生两个变化:首先是调制度(或反差

度)下降,其次是相位变化,这一综合过程可以表示为

$$G(\nu_x, \nu_y) = H(\nu_x, \nu_y) \times F(x, y) \quad (3.11-2)$$

$H(\nu_x, \nu_y)$ 即为光学传递函数,是一个复函数。它的模为调制传递函数(Modulation Transfer Function, MTF),相位部分则为相位传递函数(Phase Transfer Function, PTF)。显然,当 $H=1$ 时,成像过程保真,像包含物的全部信息,光学成像系统性能理想。

对像的傅里叶频谱 $G(\nu_x, \nu_y)$ 再作一次逆变换,就得到像的光强分布

$$G(\xi, \eta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G(\nu_x, \nu_y) \exp[i2\pi(\nu_x \xi + \nu_y \eta)] d\nu_x d\nu_y \quad (3.11-3)$$

2. 对比度测量方法

在非相干光照明情况下,余弦函数是非相干光学系统的本征函数:强度呈余弦规律变化的输入信号经过该系统后,输出信号仍然是同频率的余弦函数。由于光波在光学系统孔径光阑上的衍射以及像差(包括设计中的余留像差及加工、装调中的误差),信息在传递过程中不可避免地出现失真,振幅、相位受到一定调制。对于研究光强的目视光学系统,相位因素不太重要,可以不予考虑。总地来讲,空间频率越高,传递性能越差。

(1) 余弦信号的调制传递函数 MTF

设一维光栅输入光强满足余弦规律,其数学表达式为

$$I_o(x) = a + b \cos 2\pi(\nu x) \quad (3.11-4)$$

其中,假设物分布初相位为 0, ν 为 x 方向的空间频率。

根据对比度的定义 $M = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$, 得物的对比度为

$$M_o = \frac{(a+b) - (a-b)}{(a+b) + (a-b)} = \frac{b}{a} \quad (3.11-5)$$

设系统的传递函数为 $H(\nu_x)$, 物光经过系统后,像光强分布的频谱为

$$\begin{aligned} G(\nu_x) &= F(\nu_x) \times H(\nu_x) \\ &= \left\{ a\delta(\nu_x) + \frac{b}{2} [\delta(\nu_x - \nu) + \delta(\nu_x + \nu)] \right\} H(\nu_x) \\ &= aH(0)\delta(\nu_x) + \frac{b}{2} [H(\nu_x)\delta(\nu_x - \nu) + H(-\nu_x)\delta(\nu_x + \nu)] \end{aligned} \quad (3.11-6)$$

对上式进行逆傅里叶变换,得像面光强分布函数

$$\begin{aligned} g(x) &= \mathfrak{F}^{-1}\{G(\nu_x)\} \\ &= aH(0) + b |H(\nu)| \cos[2\pi\nu x - \phi(\nu)] \end{aligned} \quad (3.11-7)$$

上述推导过程中用到了实函数傅里叶变换的厄米性质,可以看出,像跟物的频率是一致的。其中

$$H(\nu) = |H(\nu)| \exp[-i\phi(\nu)] \quad (3.11-8)$$

由前面对比度定义,可知像的对比度 $M = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$ 。把像的对比度与物的对比度作比较,则得到该光学系统的任意频率 ν 余弦输入信号调制传递函数为

$$m(\nu) = \frac{b |H(\nu)|}{aH(0)} = \frac{|H(\nu)|}{H(0)} \quad (3.11-9)$$

(2) 对比传递函数 CTF 与调制传递函数 MTF

根据光学传递函数的定义可知,系统的对比传递函数(Contrast Transfer Function, CTF)是对方波信号的响应,系统的调制传递函数是对正弦信号的响应。考虑正弦光栅分划板难于制造,且达不到精度要求,在本实验中,我们用矩形光栅代替正弦光栅作为成像物,测得系统的对比传递函数,然后再利用系统的对比传递函数与系统的调制传递函数的关系,得到系统的调制传递函数。

设一空间频率为 ν 的矩形光栅,将它作傅里叶级数展开可得

$$I(x) = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \sum \frac{1}{n} \sin(\pi n x) \quad (3.11-10)$$

成像时,设成像系统的调制传递函数为 $MTF(\nu_i)$,则矩形光栅的像的亮度分布为

$$I'(x) = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} [MTF(\nu) \sin 2\pi \nu x + MTF(3\nu) \sin 2\pi 3\nu x + \dots] \quad (3.11-11)$$

像的调制度为

$$M_i = \frac{4}{\pi} [MTF(\nu) - \frac{1}{3} MTF(3\nu) + \frac{1}{5} MTF(5\nu) - \dots] \quad (3.11-12)$$

假设矩形光栅的调制度 $M_o = 1$,则该成像系统的对比传递函数为

$$CTF(\nu) = \frac{M_i}{M_o} = \frac{4}{\pi} [MTF(\nu) - \frac{1}{3} MTF(3\nu) + \frac{1}{5} MTF(5\nu) - \dots] \quad (3.11-13)$$

利用递推法经过数学简化,可得该成像系统空间频率 ν 对应的调制传递函数为

$$MTF(\nu) = \frac{\pi}{4} [CTF(\nu) + \frac{1}{3} CTF(3\nu) - \frac{1}{5} CTF(5\nu) + \dots] \quad (3.11-14)$$

考虑成像系统都存在截止频率 $\nu_{\text{cut-off}}$,实际使用的项数有限。一般情况下,低频使用三项就已经达到精度要求;凡是大于 $\frac{1}{3}\nu_{\text{cut-off}}$ 的频率 ν ,系统的对比传递函数 $CTF(\nu)$ 均为零,即

$$MTF(\nu) = \frac{\pi}{4} CTF(\nu) \quad \nu > \frac{1}{3}\nu_{\text{cut-off}} \quad (3.11-15)$$

本实验中,限于实验条件及矩形光栅制作工艺水平,低频光栅、高频光栅都采用式(3.11-15)近似关系,将所测得对比传递函数直接转换为调制传递函数。如此,使得实验步骤化繁为简,实验成本大幅降低。虽然测得低频部分的 MTF 会略高于真实的 MTF,但是不会超出本实验的精度,满足实验要求。本实验装置如图 3.11-1 所示。

五、实验步骤

(1) 如图 3.11-1 所示,在光学导轨放上面光源,调整高度合适(该中心高度可使全部元件的中心都能达到),方向合适,打开电源,调整亮度为可见。

(2) 如图 3.11-1 所示,在光学导轨放上光栅架、透镜及 CCD(CCD 带限光孔),调节等高共轴,光栅架中插入光栅(10 线对,以数字竖方向),调节光栅架与面光源之间距离约为 20/50/80mm,用白屏接收透过光栅的光斑,为均匀。用白屏接收透过透镜的光斑,均匀且在中

间,光斑覆盖 CCD。

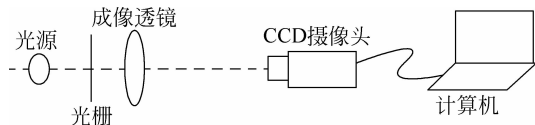


图 3.11-1 传递函数测量实验装置图

(3) 打开计算机,并打开程序软件,选择“查看”→“查看图像”选项,出现的界面如图 3.11-2 所示。

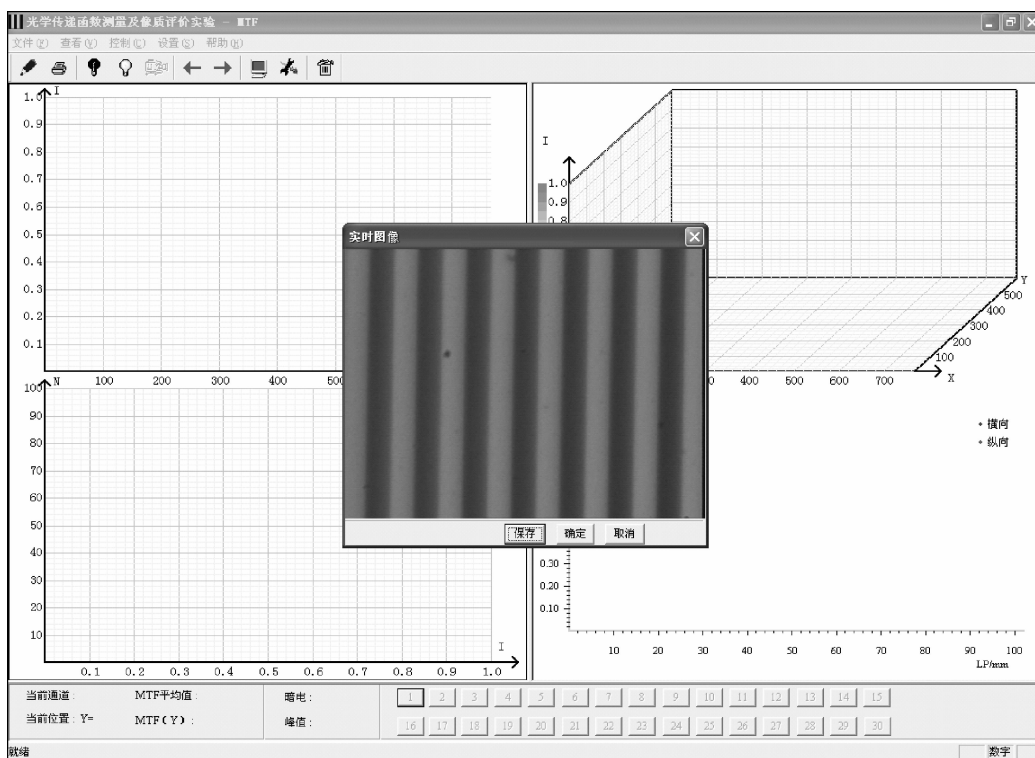


图 3.11-2 实时图像界面

(4) 调节 CCD 与面光源距离大于 $4f$ ($f=70\text{mm}$),前后移动透镜,至实时图像中出现明显的光栅结构。若调不出光栅像,检查是否大于 $4f$ 或面光源光强是否太强(或太弱)。

(5) 取出光栅,插入亮背景片(标记为 L),单击软件中的  按钮,采集峰值,调节面光源光强,使采集峰值大小为 200 左右。

(6) 取出亮背景片,插入暗背景片(标记为 B),单击软件中的  按钮,采集暗背景(暗背景值一般在 1~2 之间)。亮背景与暗背景采集完成后,  呈有效状态。

(7) 取出暗背景片,插入 10 线对光栅,单击  按钮,测量 10 线对时透镜的 MTF,结果如图 3.11-3 所示。选择“设置”→“设置参数”选项,出现如图 3.11-4 所示界面,进行参数设

置(输入线对数,选择光栅方向横向/纵向,如图 3.11-2 所示条纹软件视为横向,反之为纵向)。

(8) 更换 25/50/80 线对光栅,测量 MTF,进行参数设置,软件自动绘出 MTF 曲线,结果如图 3.11-5 所示。

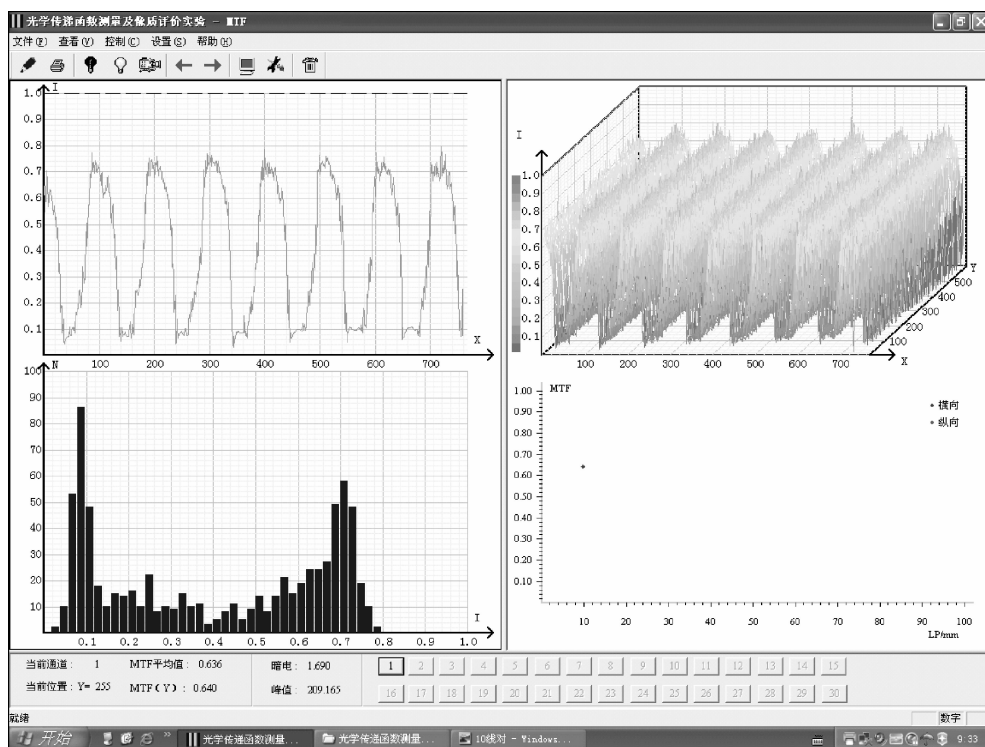


图 3.11-3 光栅(10 线对)测量结果示意图



图 3.11-4 参数设置界面

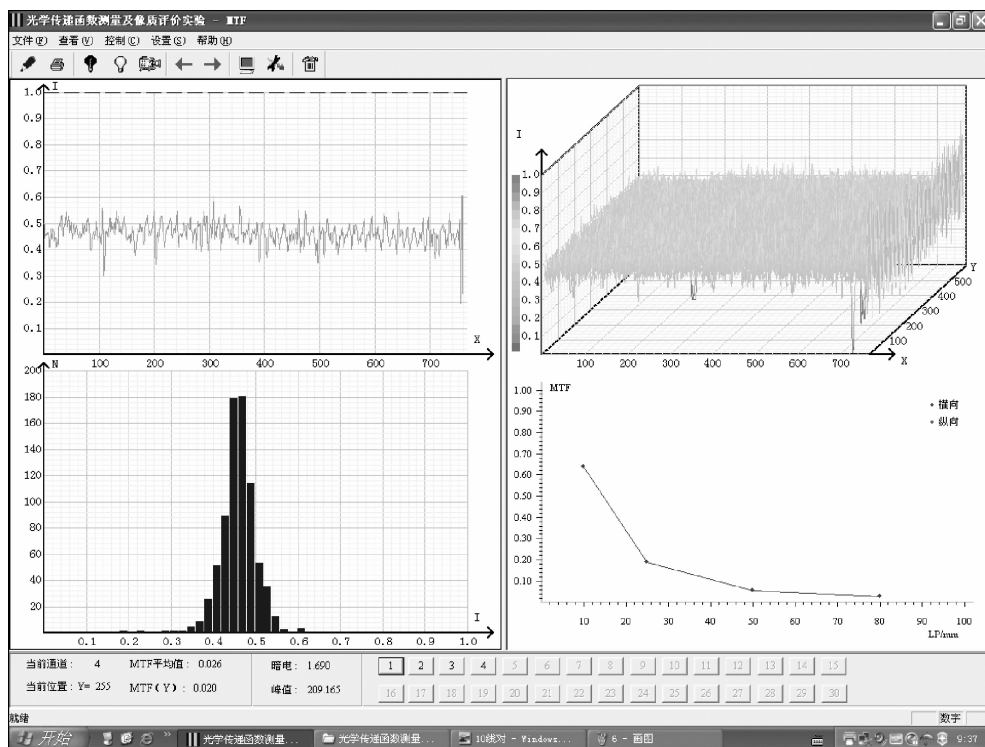


图 3.11-5 绘出 MTF 曲线图

六、思考题

- (1) 透镜传递函数的测量值与实验过程中哪些因素有关?
- (2) 透镜的传递函数与透镜的哪些参数有关? 在透镜设计时, 应如何提高透镜的 MTF 值?

【参考文献】

- [1] 大恒新纪元科技股份有限公司, GCS-CH-I 型数字式光学传递函数的测量和像质评价实验系统实验讲义.
- [2] 天津港东科技发展股份有限公司, XGS-6 型光学传递函数的测量及像质评价系统使用说明书.

实验 3.12 条纹投影物体三维外形测量

一、实验目的

通过本实验, 了解投影光栅相位法测量物体三维轮廓的原理, 掌握用投影光栅相位法测量物体三维轮廓的方法。

二、实验内容

- (1) 学习相位法测量物体三维轮廓的原理和方法。
- (2) 用投影光栅相位法测量物体三维轮廓。

三、实验器材

白光源、LD 光源、分光镜、准直透镜、成像透镜、光栅、三维物体、白屏、CCD、计算机、光学平台及支架和底座等。

四、实验原理

投影光栅相位法是三维轮廓测量中的研究热点之一,其测量原理是光栅图样投射到被测物体表面,相位和振幅受到物面高度的调制使光栅像发生变形,通过解调可以得到包含高度信息的相位变化,最后根据三角法原理完成相位-高度的转换。根据相位检测方法的不同,主要有 Moire 轮廓术、Fourier 变换轮廓术和相位测量轮廓术,本实验采用相位测量轮廓术。

相位测量轮廓术采用正弦光栅投影相移技术,其基本原理是利用条纹投影相移技术将投影到物体上的正弦光栅依次移动一定的相位,由采集到的移相变形条纹图,计算得到包含物体高度信息的相位。

基于相位测量的光学三维测量技术本质上仍然是光学三角法,但与光学三角法的轮廓术有所不同,它不直接去寻找和判断由于物体高度变动后的像点,而是通过相位测量间接地实现,由于相位信息的参与,使得这类方法与单纯基于光学三角法有很大区别。

1. 相位测量轮廓术的基本原理

将规则光栅图像投射到被测物表面,从另一角度可以观察到由于受物体高度的影响而引起的条纹变形。这种变形可解释为相位和振幅均被调制的空间载波信号。采集变形条纹并对其进行解调,从中恢复出与被测物表面高度变化有关的相位信息,然后由相位与高度的关系确定出高度,这就是相位测量轮廓术的基本原理。

投影系统将一正弦分布的光场投影到被测物体表面,由于受到物面高度分布的调制,条纹发生形变。由 CCD 摄像机获取的变形条纹可表示为

$$I_n(x, y) = A(x, y) + B(x, y) \cos[\Phi(x, y) + \delta_n] \quad (n = 0, 1, \dots, N-1) \quad (3.12-1)$$

其中 n 表示第 n 帧条纹图。 $I_n(x, y)$ 、 $A(x, y)$ 和 $B(x, y)$ 分别为摄像机接收到的光强值、物面背景光强和条纹对比度。 δ_n 为附加的相移值,如果采用多步相移法采集变形条纹图,则每次相移量为 δ_n 。所求被测物面上的相位分布可表示为

$$\Phi(x, y) = \arctan \left[\frac{\sum_{n=0}^{N-1} I_n(x, y) \sin(2\pi n/N)}{\sum_{n=0}^{N-1} I_n(x, y) \cos(2\pi n/N)} \right] \quad (3.12-2)$$

用相位展开算法可得物面上的连续相位分布 $\Phi(x, y)$ 。已知 $\Phi_r(x, y)$ 为参考平面上的

连续相位分布,由于物体引起的相位变化为

$$\Phi_h(x, y) = \Phi(x, y) - \Phi_r(x, y) \quad (3.12-3)$$

根据所选的系统模型和系统结构参数可推导出高度 h 和相位差 $\Phi_h(x, y)$ 的关系,最终得到物体的高度值。下面具体分析高度和相位差之间的关系。

实际照明系统中,在远心光路和发散照明两种情况下,都可以通过对相位的测量从而计算出被测物体的高度。只是前者的相位差与高度之间存在简单的线性关系,而在后一种情况下相位差与高度差之间的映射关系是非线性的。本实验的照明系统为远心光路。如图 3.12-1 所示,在参考平面上的投影正弦条纹是等周期分布的,其周期为 P_0 ,这时在参考平面上的相位分布 $\phi(x, y)$ 是坐标 x 的线性函数,记为

$$\phi(x, y) = Kx = 2\pi x/P_0 \quad (3.12-4)$$

以参考平面上 O 点为原点,CCD 探测器上 D_C 点对应参考平面上 C 点,其相位为 $\phi_C(x, y) = (2\pi/P_0)OC$, D_C 点与被测三维表面 D 点在 CCD 上的位置相同,同时其相位等于参考平面上 A 点的相位。有 $\phi_D = \phi_A = (2\pi/P_0)OA$,显然

$$AC = (P_0/2\pi)\phi_{CD} \quad (3.12-5)$$

则 D 点相对于参考平面的高度 $h = \frac{AC}{\tan\theta + \tan\theta'}$,当观察方向垂直于参考平面时,上式可表示为

$$h = \frac{AC}{\tan\theta'} = (P_0/\tan\theta')(\phi_{CD}/2\pi) \quad (3.12-6)$$

根据式(3.12-6)就可以求出物体上各点的高度值。

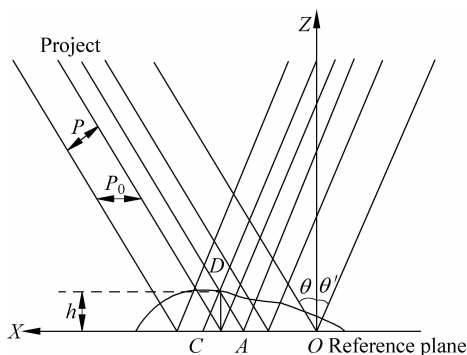


图 3.12-1 系统中高度和相位的关系

2. 相位的求解过程

如前所述,求得物体加入测量场前后的展开相位差就可以获得物体的高度,因此相位的求取过程是整个测量过程中重要的一个环节。条纹图中的相位信息可以通过解调的方法恢复出来,常用的方法主要有傅里叶变换法和多步相移法。用傅里叶变换或多步相移求相位时,由于反正切函数的截断作用,使得求出的相位分布在 $-\pi$ 和 π 之间,不能真实地反映出物体表面的空间相位分布,因此相位的求取过程需分为两大步:求解截断相位和截断相位展开。

(1) 求解截断相位

从条纹图中恢复出的相位信息由于它们恢复出的相位要经过反正切运算,使得求出的

相位只能分布在 $-\pi$ 和 π 的四象限内,这种相位称为截断相位 φ 。与之相对应的真实相位称为展开相位 ϕ 。

傅里叶变换法仅仅通过对一幅条纹图处理就可以恢复出截断相位,获取图像时间短,更适合求测量速度快的场合。而相移算法是相位测量中的一种重要方法,它不仅原理直观,计算简便,而且相位求解精度与算法直接相关,可以根据实际需要选择合适的算法。其中,最常用的是使可控相位值 δ_n 等间距地变化,利用某一点在多次采样中探测到的强度值来拟合出该点的初相位值, N 帧满周期等间距法是最常用的相移算法。下面以标准的四步相移算法为例来说明。四步相移算法中,式(3.12-1)中 $n=4$,相位移动的增量 δ_n 依次为 $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$,相应的四帧条纹图为

$$\begin{cases} I_1(x, y) = A(x, y) + B(x, y)\cos[\phi(x, y)] \\ I_2(x, y) = A(x, y) - B(x, y)\sin[\phi(x, y)] \\ I_3(x, y) = A(x, y) - B(x, y)\cos[\phi(x, y)] \\ I_4(x, y) = A(x, y) + B(x, y)\sin[\phi(x, y)] \end{cases} \quad (3.12-7)$$

联立上式中的四个方程,可以计算出相位函数

$$\phi(x, y) = \arctan \left[\frac{I_4(x, y) - I_2(x, y)}{I_1(x, y) - I_3(x, y)} \right] \quad (3.12-8)$$

对于更常用的 N 帧满周期等间距相移算法,采样次数为 N , $\delta_n = n \sim N$,则

$$\phi(x, y) = \arctan \left[\frac{\sum_{n=0}^{N-1} I_n(x, y) \sin(2\pi n/N)}{\sum_{n=0}^{N-1} I_n(x, y) \cos(2\pi n/N)} \right] \quad (3.12-9)$$

本实验采用 N 帧满周期等间距相移算法,理论分析证明, N 帧满周期等间距算法对系统随机噪声具有最佳抑制效果,且对 $N-1$ 次以下的谐波不敏感。

(2) 截断相位展开

相位测量轮廓术通过反正切函数计算得到相位值,见式(3.12-9),该相位函数被截断在反三角函数的主值范围 $(-\pi, \pi)$ 内,呈锯齿形的不连续状。因此,在按三角对应关系由相位值求出被测物体的高度分布之前,必须将此截断的相位恢复为原有的连续相位,这一过程就是相位展开(Phase Unwrapping),简称PU算法。

相位展开的过程可从图3.12-2和图3.12-3中直观地看到。图3.12-2是分布在 $-\pi$ 和 π 之间的截断相位。相位展开就是将这一截断相位恢复为如图3.12-3所示的连续相位。相位展开是利用物面高度分布特性来进行的。它基于这样一个事实:对于一个连续物面,只要两个相邻被测点的距离足够小,两点之间的相位差将小于 π ,也就是说必须满足抽样定理的要求,每个条纹至少有两个抽样点,即抽样频率大于最高空间频率的两倍。从数学的角度而言,相位展开是十分简单的一步,其方法如下:沿截断的相位数据矩阵的行或列方向,比较相邻两个点的相位值,如图3.12-2所示,如果差值小于 $-\pi$,则后一点的相位值应加上 2π ;如果差值大于 π ,则后一点的相位值应减去 2π 。

下面以一维相位函数 $\phi_w(j)$ 为例说明上述相位展开过程。 $\phi_w(j)$ 为一维截断相位函数,其中, $0 \leq j \leq N-1$,这里, j 是采样点序号, N 是采样点总数。展开后的相位函数用 $\phi_u(j)$ 来

表示,则相位展开过程可表示如下

$$\begin{aligned}\phi_u(j) &= \phi_w(j) + 2\pi n_j \\ n_j &= \text{int}[\phi_w(j) - \phi_w(j-1)]/2\pi + 0.5) + n_{j-1} \\ n_0 &= 0\end{aligned}\quad (3.12-10)$$

式中,int 是取整运算符。

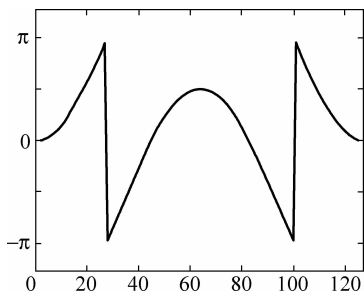


图 3.12-2 截断相位

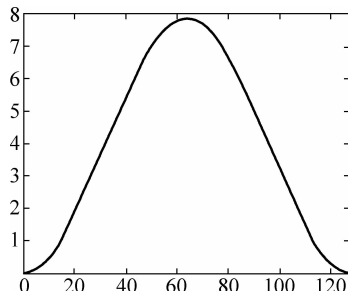


图 3.12-3 连续相位

实际的相位数据都是与采样点对应的一个二维矩阵,所以实际的相位展开应在二维阵列中进行。首先沿二维矩阵的某一列进行相位展开,然后以展开后的该列相位为基准,沿每一行进行相位展开,得到连续分布的二维相位函数。相应地,也可以先对某行进行相位展开,然后以展开后的该行相位为基准,沿每一列进行相位展开。只要满足抽样定理的条件,相位展开可以沿任意路径进行。

对于一个复杂的物体表面,由于物体表面起伏较大,得到的条纹图十分复杂。例如,条纹图形中存在局部阴影,条纹图形断裂,在条纹局部区域不满足抽样定理,即相邻抽样点之间的相位变化大于 π 。对于这种非完备条纹图形,相位展开是一个非常困难的问题,这一问题也同样出现在干涉型计量领域。最近已研究了多种复杂相位场展开的方法,包括网格自动算法、基于调制度分析方法、二元模板法、条纹跟踪法、最小间距树方法等,使上述问题能够在一定程度上得到解决或部分解决。

(3) 高度计算

前面分析了测量高度和系统结构参数之间的关系,如式(3.12-6)所示。其中有三个与系统结构有关的参数,即投射系统出瞳中心和 CCD 成像系统入瞳中心之间的距离 L 、共轭相位面上的光栅条纹周期 P_0 以及投射光轴和成像光轴之间的夹角 θ 。这三个参数是在系统满足一定约束条件下测得的参数值,这些约束条件包括:

- ① CCD 成像系统的光轴必须和参考面垂直,即保证一定的垂直度。
- ② 投射系统的出瞳和成像系统的入瞳之间的连线要与参考面平行。
- ③ 投射系统的光轴和 CCD 光轴在同一平面内,并交于参考面内一点。

为了方便系统测量,本实验采用简便的标定法,避免参数标定的烦琐过程,提高系统的适应性。标定测量原理如图 3.12-4 所示,首先建立如图 3.12-4 所示的物空间坐标系 $O-XYZ$ 和相位图像坐标系 IO_pJ : 以参考面所在的平面为 XOY 平面(也就是零基准面),垂直于 XOY 面并交 XOY 于点 O 的轴为 Z 轴,此时建立的坐标系称为物空间坐标系;选择相

位图的横轴为 J 、竖轴为 I 建立相位图像坐标系。在参考面初始位置 $z_1=0$ 时,可以通过多步相移法获得参考面上的截断相位分布,该截断相位的展开相位分布为 $\phi(i,j,1)$, i,j 是相位图坐标系中的坐标值;将参考面沿 Z 轴正方向平移一定距离 Δz 到达 $z_2=\Delta z$ 后,同样通过多步相移法获得参考面条纹分布,并由此求得展开相位 $\phi(i,j,2)$;同理,依次等间距移动参考面到多个位置 $z_k=(k-1)\Delta z$ 并得到对应位置参考面上的展开相位 $\phi(i,j,k)$,其中 $k=3,4,\dots,K$ 。由于在 z_k , $k=1,2,\dots,K-1$ 的参考面作为后续测量的相位参考基准,因此把它们统称为基准参考面。

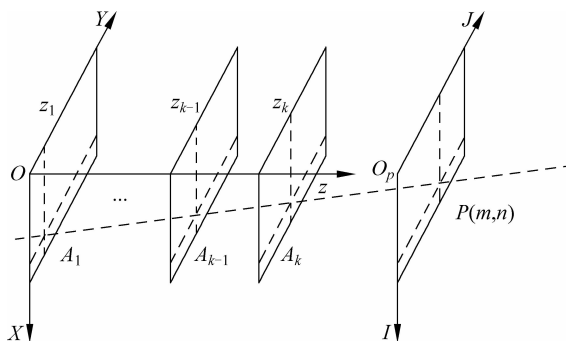


图 3.12-4 不同位置参考面高度与相位的对应关系

由相位-高度映射算法,物面高度(相对于参考平面)可表示为

$$\frac{1}{h(x,y)} = a(x,y) + \frac{b(x,y)}{\phi_h(x,y)} \quad (3.12-11)$$

一般情况下, $\frac{1}{h(x,y)}$ 和 $\frac{1}{\phi_h(x,y)}$ 成线性关系。但在实际测量中由于成像系统的像差和畸变(特别是在图像的边缘部分), $\frac{1}{h(x,y)}$ 和 $\frac{1}{\phi_h(x,y)}$ 之间的关系用高次曲线表示更为恰当。本实验采用二次曲线,式(3.12-11)改写为

$$\frac{1}{h(x,y)} = a(x,y) + b(x,y) \frac{1}{\phi_h(x,y)} + c(x,y) \frac{1}{\phi_h^2(x,y)} \quad (3.12-12)$$

为了求出 $a(x,y)$ 、 $b(x,y)$ 和 $c(x,y)$,图 3.12-4 中基准参考平面(其法线方向与摄像机光轴平行)的个数必须大于等于 4,相邻平面间的距离为已知常数。

首先令 $\phi_h(x,y)$ 为零基准面上的连续相位分布,由平面 2、平面 3、平面 4 三个平面得到的三个线性方程可解出 $a(x,y)$ 、 $b(x,y)$ 和 $c(x,y)$ 三个未知常数(注:这里每个常数实际上是二维常数矩阵);保存三个常数到计算机中,由测量时得到相位图的绝对相位,对相位图中的每一点进行相应运算,就可以确定每一点的高度值,即实现面形的测量。

五、实验步骤

1. 光路调整

实验光路如图 3.12-5 所示。

(1) 用半导体激光做高度基准,调整各光学透镜中心高度一致,各个元件都固定在导轨

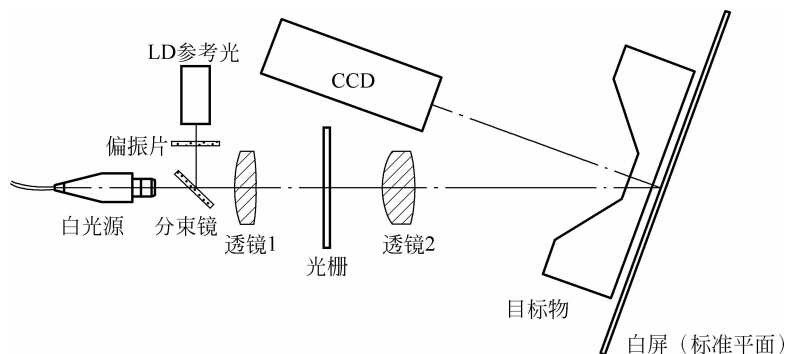


图 3.12-5 实验光路图

上。首先调整激光束的高度和水平,可使用可变光阑,在靠近激光器的位置使激光束通过光阑的中心,再把光阑移至平台上尽量远位置,调整激光器俯仰角度使激光束通过光阑的中心,反复两次可使激光束水平。在此光束中逐个放入透镜,调整透镜高度,使激光束通过透镜的中心。

(2) 将白光点光源放入光路中,调节白光点光源的高度,使从透镜出射的光通过测量物的中心。

(3) 调整各个透镜的位置,将白光点光源放置在透镜1的焦面上,从透镜1出射近似平行光;透镜1和透镜2组成扩束系统。

(4) 调节标准平面的俯仰,使从标准平面反射的光通过透镜的中心。

2. 实验测量过程

(1) 将2线对/mm的正弦光栅放入调整好的光路中,使光栅投影到标准平面上,调节CCD与被测面的距离和角度,使光栅像充满整个CCD像面。

(2) 打开软件图像采集功能,将标定图像信息记录下来。

(3) 放入目标物,使光栅投影到目标物上,用软件记录此时的图像信息。

(4) 沿平行于实验台方向移动光栅,每次移动1/4栅距(0.125mm),记录每次移动后的图像信息。

3. 数据处理

(1) 用软件处理6幅图像,再现被测面的面形特征。

(2) 给出测量结果,根据误差程度分析误差原因。

六、思考题

(1) 简述相位测量轮廓术的测量原理和方法。

(2) 投影正弦光栅的栅距对测量精度有什么影响?

【参考文献】

大恒新纪元科技股份有限公司, GCS-SWCL型光学传感三维面形测量实验系统实验讲义.

实验 3.13 多尺度小波变换测量狭缝宽度

一、实验目的

通过实验,了解远心系统在精密测量中的应用,理解小波计算方法和相关因子在测量中所起的作用,掌握用多尺度小波变换远心测量方法检测物体边缘的方法。

二、实验内容

- (1) 学习多尺度小波变换远心测量的原理和方法。
- (2) 利用小波变换原理检测狭缝边缘,并测量狭缝的宽度。

三、实验器材

光源、平行光管、被测狭缝组(不同大小)、远心镜头、面阵 CCD、导轨、计算机等。

四、实验原理

1. 边缘的物理模型

一个与 y 轴重合的高对比直边通过光学系统形成的理想几何像可以表示为

$$\eta(x) = -a \operatorname{sgn}(x) = \begin{cases} a, & x < 0 \\ -a, & x \geq 0 \end{cases} \quad (3.13-1)$$

式中 $\operatorname{sgn}(x)$ 为符号函数,如图 3.13-1(a)所示。

从物理的角度看,实际的边缘是一个过渡区而不可能是几何的直边;再加上光学系统的像差,被成像物体的景深引起的离焦等因素,实际的边缘是渐变的,如图 3.13-1(b)所示。

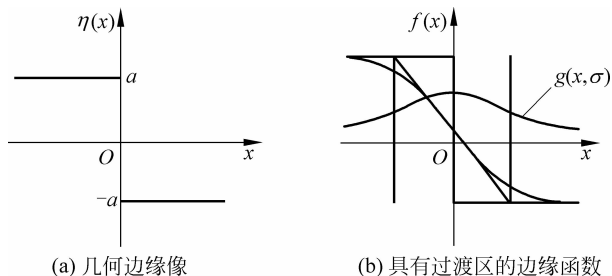


图 3.13-1 边缘模型

注: 图中同时给出点扩散函数 $g(x)$ 以及边缘函数的切线。

在非相干照明的情况下,我们可以认为边缘函数(边缘的像) $f(x)$ 是点扩散函数(一维

情况下为线扩散函数) $g(x)$ 和几何直边 $\eta(x)$ 的卷积为

$$f(x) = g(x) * \eta(x) \quad (3.13-2)$$

形成边缘的所有函数都包含在点扩散函数中。进一步设点扩散函数为高斯型。

$$g(x, \sigma) = \exp\left[-\left(\frac{x}{\sigma}\right)^2\right] \quad (3.13-3)$$

卷积的结果使直边像成为平缓的过渡区, 这就是直边像的弥散效应, 造成了测量误差。从物理学的角度来看, 物理边缘应当位于过渡区内参数变换最剧烈的地方。对于上述边缘模型, 物理边缘恰恰就是几何边缘。我们进一步定义 $f(x)$ 在几何边缘处切线斜率的倒数为边缘过渡区的宽度, 成为等效边缘宽度, 就此建立边界的物理模型。

将式(3.13-1)和式(3.13-3)代入式(3.13-2), 得到

$$\begin{aligned} f(x) &= -\frac{a}{\sigma\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} g(x, \sigma) \operatorname{sgn}(x - \xi) d\xi \\ &= \frac{a}{\sigma\sqrt{\pi}} \int_{-x}^x \exp\left(-\left(\frac{\xi}{\sigma}\right)^2\right) d\xi = a \operatorname{erf}\left(\frac{x}{\sigma}\right) \end{aligned} \quad (3.13-4)$$

式中 $\operatorname{erf}(x)$ 为误差函数。归一化系数 σ 确保 $f(x)$ 在 $x \rightarrow \pm\infty$ 时收敛到 $\pm a$ 。对上式取导得

$$\begin{aligned} k_0 = k \Big|_{x=0} &= -\frac{a}{\sigma\sqrt{\pi}} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} g(x, \sigma) \frac{\partial \operatorname{sgn}(x - \xi)}{\partial x} d\xi \right) \Big|_{x=0} \\ &= \frac{2a}{\sigma\sqrt{\pi}} \end{aligned} \quad (3.13-5)$$

由式(3.13-5)得到边缘等效宽度的表达式

$$\Delta S = \frac{2a}{k_0} \approx 1.77\sigma \quad (3.13-6)$$

根据傅里叶变换的基本性质, 边缘函数频谱的等效宽度为

$$\Delta W = \frac{1}{\Delta S} = \frac{1}{\sigma\sqrt{\pi}} = \frac{k_0}{2a} \quad (3.13-7)$$

式(3.13-7)也就是测不准原理, 边缘越陡峭, ΔS 越小, 边缘函数 $f(x)$ 包含的高频分量越丰富, 它的频带 ΔW 就越宽; 反之, 边缘越平缓, ΔS 越大, 频带 ΔW 就越窄。在实际测量中, 由于不同结构、不同离焦的物体边缘具有不同的宽度, 有的图像还带有比较大的噪声, 如果用相同的尺度进行处理, 必然影响测量精度。

2. H-G 小波变换和边缘检测

H-G 小波定义为

$$h_s(x) = -\exp\left[-\left(\frac{x-q}{s}\right)^2\right] + \exp\left[-\left(\frac{x+q}{s}\right)^2\right] \quad (0 < s < q) \quad (3.13-8)$$

式中, $s > 0$ 为伸缩因子; q 为位置分离因子, 简称分离因子(注意它不同于小波变换的位移因子 ξ)。H-G 小波如图 3.13-2(a) 所示。

信号 $g(x)$ 的小波变换定义为小波 $h_s(x)$ 和 $g(x)$ 的内积。

$$W(g(x)) = \int_{-\infty}^{+\infty} h_s^* \left(\frac{\xi - x}{s} \right) g(\xi) d\xi \quad (3.13-9)$$

这里, 积分变量 ξ 又称为位移因子, 在频域中, 小波变换的表达式为

$$W(g(x)) = \int_{-\infty}^{+\infty} H(\nu) F(\nu) \exp(i2\pi\nu\xi) d\nu \quad (3.13-10)$$

式中 $H(\nu)$ 、 $F(\nu)$ 分别是小波 $h_s(x)$ 和边缘函数 $f(x)$ 的傅里叶变换。根据定义,小波在空域和频域都是有限扩展的,式(3.13-10)表明小波变换相当于一个滤波器,它的不为零的区域构成小波的“频率窗”。

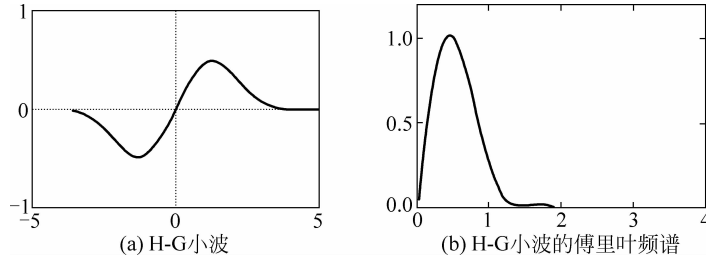


图 3.13-2 H-G 小波

H-G 小波的“空间窗”(空域宽度)计算如下

$$\Delta S_h = 2s \left[\int_{-\infty}^{+\infty} x^2 h^2(x) dx \right]^{\frac{1}{2}} / \left[\int_{-\infty}^{+\infty} h^2(x) dx \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.13-11)$$

代入式(3.13-8),得

$$\Delta S_h = 2sq \left(\frac{1 + (1 - e^{-2q^2}) / (2q)^2}{1 - e^{-2q^2}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.13-12)$$

当 $q \geq 1$ 时近似有

$$\Delta S_h = 2sq \quad (3.13-13)$$

H-G 小波的傅里叶谱为

$$H(\nu) = -2i \sin(2\pi sq\nu) e^{-(\pi sq)^2} \quad (3.13-14)$$

如图 3.13-2(b)所示, $H(\nu)$ 的第一个极大值近似位于

$$\nu_c = \frac{1}{4sq} \quad (3.13-15)$$

我们可以近似将 ν_c 当作 H-G 小波的傅里叶谱的中心频率,并以 $2\nu_c = \frac{1}{(2sq)}$ 作为小波频谱的带宽,即频率窗口宽度为

$$\Delta W_h = 1/(2sq) \quad (3.13-16)$$

这样一来,就有与式(3.13-7)对应的测不准关系

$$\Delta S_h \Delta W_h = 1 \quad (3.13-17)$$

小波变换作为小波函数和信号函数的卷积是一个平滑过程。可以把小波的空间宽度 ΔS_h 作为测量不确定度。根据测不准原理, ΔS_h 越小,小波的频率窗 ΔW_h 越宽,它所提取的信号成分越丰富、越完全。但由于噪声(特别是白噪声)具有很宽的频带,加宽频率窗的代价是引入了更大的噪声,同样会加大测量误差。对于一个具体的过程总有一个测量带宽的合理选择。小波变换中心频率与频率窗的宽度之比 Q 是一个与测量精度有关的特征量。

$$Q = \nu_c / \Delta W_h = 1/2 \quad (3.13-18)$$

Q 与中心频率大小无关。当中心频率增大时频率窗自动变宽,使小波变换作为一个检测过程,在不同的空间频率下具有相同的精度。

但小波变换也有严重的缺点:变换过程既要在空域对位移因子 ξ 进行卷积,又要在频域关于伸缩因子 s 施行全面的滤波,计算量非常大,无法满足快速实时测量的要求。从上述分析可以看出,在频域中小波变换相当于滤波。边缘作为一个局部的图像,其频谱也具有局部性,如果适当选择滤波器的宽度,使频率窗的宽度略大于边缘信号频域的有效宽度,既能充分地提取信号的有效成分,又可滤掉无关的成分和噪声,从而获得较高的信噪比。由测不准原理式(3.13-7)可知,边缘信号的频域宽度 ΔW 与边缘的斜率 k_0 成正比,若粗略测出 k_0 就可以大致确定 ΔW 。选择恰当宽度的小波频率窗 ΔW_h ,既保证了变换的精度,又可将二维运算简化为一维运算,从而大大节省运算时间,我们称为小波变换的匹配算法。 ΔW_h 与 ΔW 之比称为匹配系数 β 。由式(3.13-7)和式(3.13-16),可得

$$\beta = \Delta W_h / \Delta W = \Delta S / \Delta S_h = a / q k_0 = \frac{\sigma \sqrt{\pi}}{2sq} \quad (3.13-19)$$

当保持 β 不变时,边缘的宽度与小波空域宽度之比也不变。小波变换匹配算法的实质就是用不同伸缩系数 s 的小波自动跟踪不同宽度的边缘。将边缘函数式(3.13-4)代入 H-G 小波变换在频域中的表达式(3.13-10),经过运算,得到边缘函数的 H-G 小波变换

$$\begin{aligned} W(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(2\pi sq\nu)}{\pi\nu} e^{-\frac{\pi^2}{2}(s^2+\sigma^2)\nu^2} e^{i2\pi\nu x} d\nu \\ &= \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{x-x_0}{\sigma\mu}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{x+x_0}{\sigma\mu}\right) \right] \end{aligned} \quad (3.13-20)$$

其中, $\mu = \sqrt{1 + \frac{\pi}{4\beta^2 q^2}}$, $x_0 = \sqrt{\pi}\sigma/(2\beta)$ 。

图 3.13-3 为边缘函数的 H-G 小波变换,分别给出 $\beta=0.5, 1, 2, 10$ 四种情况。可以看出,当 β 较小时,由于小波的频率窗未能完全覆盖边缘函数的频带,变换曲线的峰较宽,可能影响测量精度。小波变换的高斯峰宽度近似为

$$\Delta x_w \sim 2\sigma\mu \simeq 2\sigma \left(1 + \frac{\pi}{8\beta^2 q^2}\right) \quad (3.13-21)$$

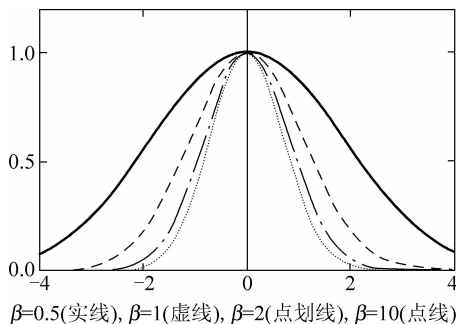


图 3.13-3 边缘函数的 H-G 小波变换

当 β 较大时,峰的宽度趋于不变。 β 过大时小波的频率窗过宽,有可能把较多的高频噪声代入变换,也不利于精密测量,所以我们应当选择合适的 β 值。此外,由式(3.13-20)可知

$$\left. \frac{dW}{dx} \right|_{x=0} = 0 \quad (3.13-22)$$

变换峰的极大值指示了几何边缘的位置。

3. 远心测量的原理

如图 3.13-4 所示,透镜 L_1 、 L_2 和光阑 S 构成远心测量物镜,光阑 S 位于前透镜 L_1 的后焦面上,因而通过光阑中心的主光线经过物镜 O_1 后在物空间与光轴平行。一系列物体 O_1 , $O_2, \dots, O_n$ 等通过系统成像在 CCD 上。其中 O_1 与 CCD 关于系统共轭,它在 CCD 上形成清晰像。 $O_2, \dots, O_n$ 位于物空间的不同离焦位置 Δ , 它们的像具有弥散(模糊像)。但由于系统主光线平行于光轴,系统对于离焦物体的放大率不变,这就是远心测量的原理。

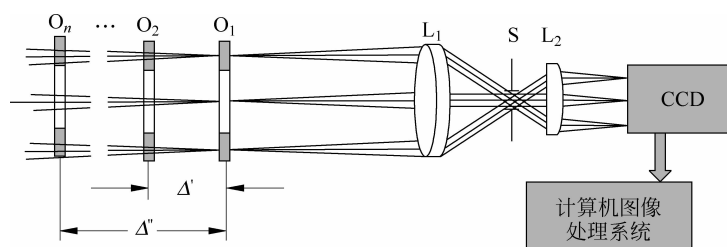


图 3.13-4 远心测量系统

五、实验步骤

1. 光路调节

(1) 如图 3.13-5 所示,将平行光管放置在导轨上,调整点光源于平行光管焦点位置使其出射光为平行均匀的光斑,并调整光源为适合的光强度。

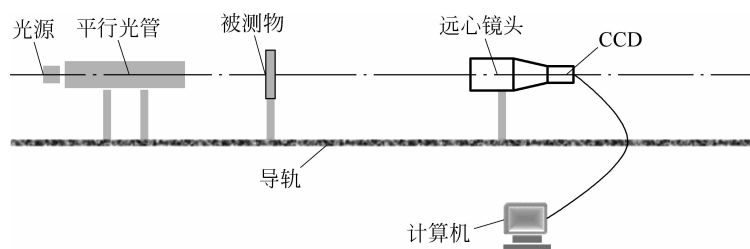


图 3.13-5 实验光路示意图

(2) 将被测物和远心镜头放置在导轨上,共轴,清晰成像。被测物距平行光管 10mm 左右,远心镜头距被测物 300mm 左右。

(3) 光路调节完毕,开始软件处理操作步骤。

2. 软件处理

(1) 标定运算,如图 3.13-6 所示。调整狭缝宽度为不同值(1mm, 2mm, 3mm),单击“动态获取图片”按钮,保存,选择图片存储路径;单击“打开图片”按钮,选择图片存储路径,单击“标定单个系数”按钮;三个图片标定完后,单击“标定平均系数”按钮,至此,标定运算过程完成。



图 3.13-6 狭缝标定运算操作

- (2) 测量宽度。在 0~5mm 范围任意设定几组被测狭缝, 读出其标称值, 记录; 单击“动态获取图片”按钮, 保存, 选择图片存储路径; 单击“打开图片”按钮, 选择图片存储路径, 单击“计算狭缝宽度”按钮, 得到实验测量值, 与狭缝相应标称值对比, 计算误差。
- (3) 远心测量。将被测物沿导轨方向在清晰成像位置附近来回移动 1~5mm, 重复步骤(1)和步骤(2), 测得不同位置的值与标准位置进行比较, 计算误差。
- (4) 结果如图 3.13-7~图 3.13-10 所示, 用到的小波函数如图 3.13-11 所示。

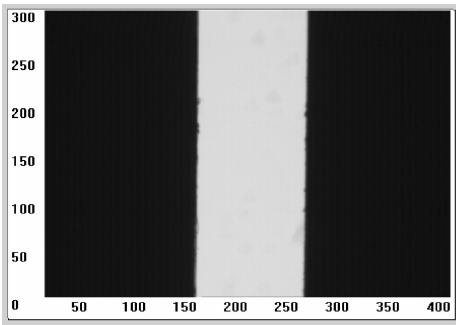


图 3.13-7 狭缝实拍像

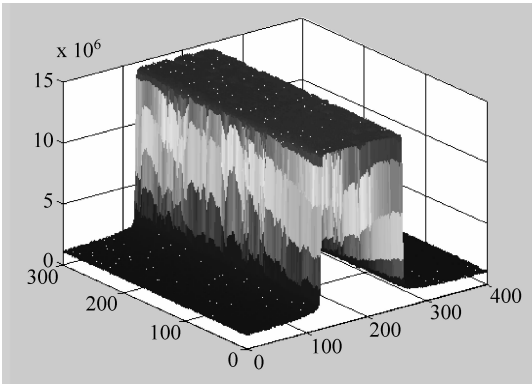


图 3.13-8 狭缝三维图

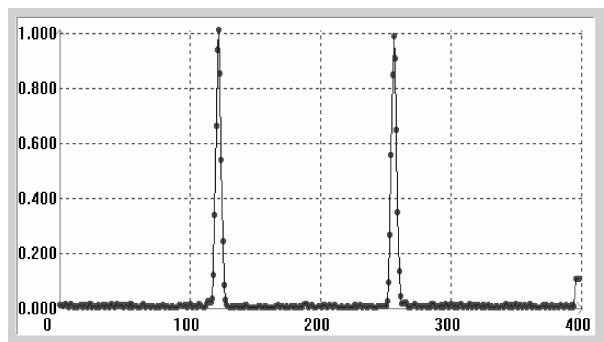


图 3.13-9 小波变换图(狭缝)

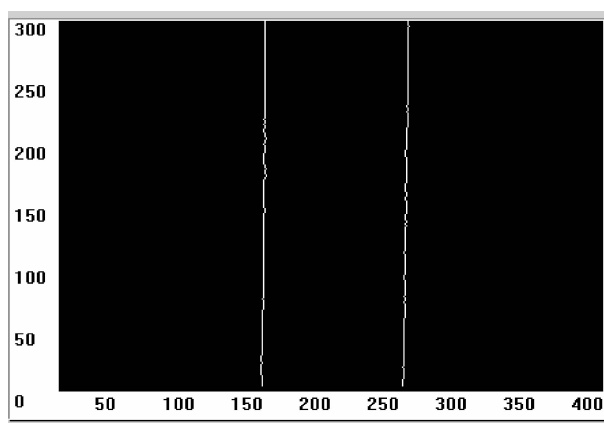


图 3.13-10 边缘测量

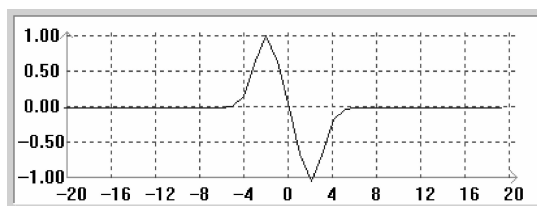


图 3.13-11 小波函数

六、思考题

- (1) 为什么实验中需要使用远心测量?
- (2) 小波变换在本实验有什么作用?

【参考文献】

- [1] 大恒新纪元科技股份有限公司, GCS-ZG 型多尺度小波变换远心测量实验系统实验讲义.
- [2] 天津港东科技发展股份有限公司, XGS-5 型多尺度小波变换远心测量实验仪使用说明书.

实验 3.14 利用莫尔条纹测量微小位移

一、实验目的

通过本实验,了解莫尔条纹的形成,掌握用莫尔条纹测量微小位移的原理和方法。

二、实验内容

- (1) 观察莫尔条纹现象。
- (2) 利用莫尔条纹测量微小位移。

三、实验器材

激光器、扩束镜、准直镜、光栅(2块)、小孔光阑、可调狭缝、测微目镜、直尺等。

四、实验原理

1. 莫尔条纹的产生

当两光栅的栅距远大于光源波长时,衍射现象不明显,按照光的直线传播原理,利用光栅栅线之间的遮光效应可解释莫尔条纹的形成。如图 3.14-1 所示,在黑线与黑线交点的连线上,由于光线互相遮挡而形成了不透光的条纹(虚线),即莫尔条纹。

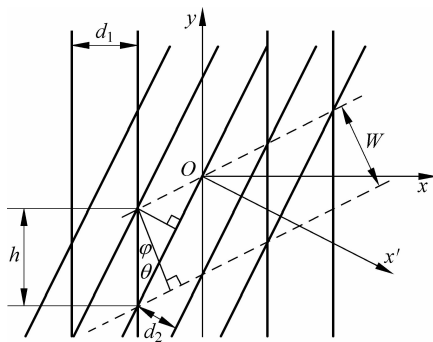


图 3.14-1 莫尔条纹原理图

设两光栅的栅距分别为 d_1 和 d_2 , 相互交角为 θ , 则莫尔条纹上某点的位置 (x, y) 在 x 方向对应于与 y 轴平行的光栅有

$$x = Nd_1 \quad (3.14-1)$$

对应于与 y 轴夹角为 θ 的光栅, 该点位置在 x' 方向符合

$$x \cos \theta - y \sin \theta = Md_2 \quad (3.14-2)$$

式中, M 和 N 为两光栅的条纹序数。

由于两光栅的栅距不相等, 假设 $M > N$, 令 $M = N + K$, 根据式(3.14-1)和式(3.14-2), 莫尔条纹族方程为

$$y = x \left(\frac{d_1 \cos \theta - d_2}{d_1 \sin \theta} \right) - \frac{K d_2}{\sin \theta} \quad (3.14-3)$$

从式(3.14-3)可得到对应的莫尔条纹的斜率为

$$\tan \varphi = \frac{d_1 \cos \theta - d_2}{d_1 \sin \theta} \quad (3.14-4)$$

从图 3.14-1 可以看出 $W = h \cos \varphi$ 和 $h = \frac{d_2}{\sin \theta}$, 将两式代入到式(3.14-4)中, 得到莫尔条纹的间距宽度为

$$W = \frac{d_1 d_2}{(d_1^2 + d_2^2 - 2d_1 d_2 \cos \theta)^{1/2}} \quad (3.14-5)$$

当 $d_1 = d_2 = d$, 即两块光栅的栅距相等时, 莫尔条纹的间距 W 可以简化为

$$W = \frac{d}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \approx \frac{d}{\theta} \quad (\theta \text{ 很小时}) \quad (3.14-6)$$

2. 莫尔条纹测量原理

将两块相同栅距的一维光栅成一小角度 θ 叠放时, 在光栅表面上能观察到莫尔条纹。从式(3.14-6)可知, 莫尔条纹的间距由光栅常数和两光栅栅线的夹角 θ 决定, 对给定的光栅常数, 若夹角 θ 越小, 莫尔条纹间距就越宽。当两光栅夹角 θ 一定时, 若两光栅相对移动一个栅距, 莫尔条纹也将移动一个间距。反之, 若能测量出莫尔条纹相对于某点移动过的数目 n , 就可以测量出微小移动量 $l = n \times d$ 。

在用衍射法测量狭缝宽度实验的基础上, 使用两片每毫米 50 条的光栅, 使其夹角 $\theta = 0$, 分别粘贴在狭缝两边, 并保持两光栅部分重叠, 当狭缝宽度在水平方向有所变化时, 能观察到莫尔条纹在竖直方向上移动。这样, 就可以测量微小位移量。实验中, 使用激光器作为光源, 经扩束镜产生平行光照射到光栅上, 用显微镜观察并测量莫尔条纹移动的方向和数目。

五、实验步骤

- (1) 点亮激光器, 调节激光合适高度, 借助小孔光阑调节激光水平。
- (2) 如图 3.14-2 所示, 选用准直镜、狭缝、测微目镜, 调节各元件中心等高共轴。

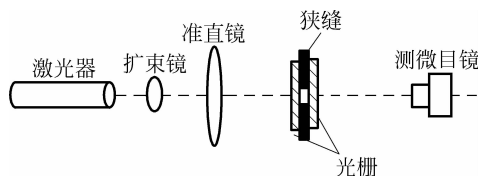


图 3.14-2 莫尔条纹测量实验装置图

- (3) 放入扩束镜,对激光扩束,成为平行光照射到狭缝上,调节狭缝合适大小。
- (4) 将两块光栅安装在狭缝的两边,并使两光栅方向一致(夹角 $\theta=0$)。
- (5) 在测微目镜中观察莫尔条纹。调节狭缝大小,观察莫尔条纹的移动。
- (6) 记下狭缝初始位置,移动一个微小位移,同时用测微目镜测出莫尔条纹的移动数目。
- (7) 根据公式,计算出微小位移量,并与实际位移量作比较。

六、思考题

- (1) 若改用白光光源,能否完成实验,为什么?
- (2) 设计实验,用莫尔条纹测量角度的变化量。

【参考文献】

何春娟,刘绒霞,曹磊.莫尔条纹技术在微小位移测量中的应用.西安工业学院学报,2005,25(6):265-267.

实验 3.15 电寻址液晶光阀的电光效应实验

一、实验目的

通过本实验,了解电寻址液晶光阀的工作原理,了解液晶光阀的电光效应的测量,掌握根据 LCD 液晶光阀的响应曲线对图像进行反转和边缘增强的原理和方法。

二、实验内容

- (1) 测量液晶的电光效应。
- (2) 用液晶光阀对图像进行反转和边缘增强。

三、实验器材

光信息综合实验系统(含激光器、液晶光阀、起偏器、检偏器、傅里叶透镜、光探测器等)、计算机(含软件)等。

四、实验原理

1. 液晶光阀的工作原理

液晶是一种有机高分子化合物,既有晶体的取向特性,又有液体的流动性。当液晶分子有序排列时表现出光学各向异性。光矢量平行于分子长轴方向时具有较大的非常光折射率 n_e ;而垂直于分子长轴方向时为寻常光折射率 n_o (针对 P 型液晶材料)。把两块玻璃合在一

起,中间用一定厚度的间隔层控制玻璃间的距离,再在间隔中充满液晶,便形成一个液晶盒。液晶盒玻璃的内表面经一定方法处理后,可以使盒中的液晶分子长轴沿一定方向排列。此时液晶盒与一块用晶体做成的相位器相似,晶轴方向即为分子长轴方向。若在组成液晶盒的两玻璃间加一定电压,盒里的液晶分子在电场的作用下会沿着电场方向排列,即光轴方向沿着电场方向偏转一个角度 θ , θ 是所加电压 V 的函数。由此可实现电场控制的双折射效应的变化,沿光传播方向的折射系数 n_o 和 n_e 会发生变化,有如下关系式。

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2(\theta)}{n_e^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{n_o^2} \quad (3.15-1)$$

液晶光阀就是利用这一特点制作的光学器件。

如图 3.15-1 所示的液晶光阀(LCTV)是利用液晶混合场效应制成的一种透射式电寻址空间光调制器。它是一个由多层薄膜材料组成的夹层结构。在两片玻璃衬底 1 和 8 的里面是两层氧化物制成的透明电极 2 和 7。低压电源 E(一般取电压值在 0~5V)接在透明电极上。液晶层 5 的两边是液晶分子取向层 3 和 6,两取向层的方向互相垂直,起到液晶分子定向和保护液晶层的作用。液晶层 5 的厚度由衬垫 4 和 9 的间隙决定,一般取 $d < 10\mu\text{m}$,很多情况下, d 仅为 $2\mu\text{m}$ 。

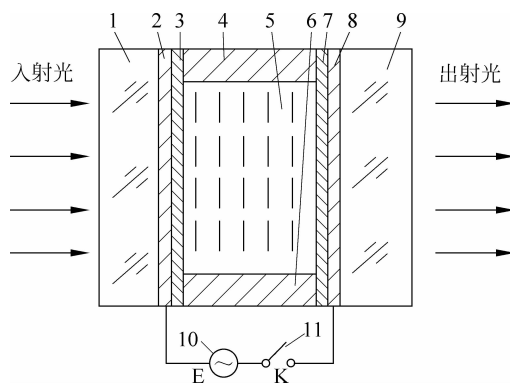


图 3.15-1 液晶光阀结构示意图

1,9—玻璃基片 2,8—透明电极 3,7—液晶分子取向膜层 4,6—衬垫 5—液晶层 10—低压电源
11—开关

利用 90° 扭曲向列型液晶的液晶光阀与起偏器、检偏器一起组成一个空间光调制器(LC-SLM),如图 3.15-2 所示。控制液晶像素电光效应的实际电压值,是由液晶光阀驱动以 60Hz 的频率矩阵式扫描两边的像元电极来决定的。

起偏器与检偏器的偏振轴与 x 轴的夹角分别表示为 α_1 和 α_2 ,由琼斯矩阵算法可以得到输出光束的光强透射率的表达式

$$T = \left[\frac{\pi}{2r} \sin(r) \cos(\alpha_1 - \alpha_2) + \cos(r) \sin(\alpha_1 - \alpha_2) \right]^2 + \left[\frac{\beta}{2r} \sin(r) \cos(\alpha_1 - \alpha_2) \right]^2 \quad (3.15-2)$$

其中, $\beta = \frac{\pi d}{\lambda} [n_e(\theta) - n_o]^2$, $r = \sqrt{\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 + \beta^2}$ 。

当 $\alpha_1 = 0, \alpha_2 = 90^\circ$ 或 $\alpha_1 = 90^\circ, \alpha_2 = 0$ 时,有 $T = 1 - \left(\frac{\pi}{2r}\right)^2 \sin^2(r)$ 。

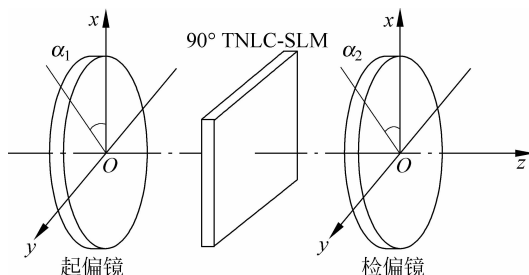


图 3.15-2 LC-SLM 的结构示意图

当 $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ 时, 有 $T = \left(\frac{\pi}{2r}\right)^2 \sin^2(r)$ 。

当 $\alpha_1 = \alpha_2 = 45^\circ$ 时, 有 $T = \sin^2(r)$ 。

因此改变起偏器和检偏器的偏振轴 α_1 和 α_2 , 就可以得到不同的电光效应曲线, 即输出光强与所加电压的关系曲线。

当液晶层两边电场为 0 时, 液晶分子取向在两液晶分子取向层表面处都是跟取向层的方向一致, 并且它们的长轴方向相差 90° 。此时, 起偏器的方向跟液晶层入射面的取向层方向一致。透过起偏器的线偏振光, 随着液晶分子取向的偏转, 旋转 90° , 这叫做旋光效应。若检偏器与起偏器方向垂直, 光线全部透过检偏器, 为透明, 如图 3.15-3(a) 所示。若检偏器平行于起偏镜, 光线被检偏器阻挡, 此时不透明。

当加上比较大的电压值(如 5V)时, 受所加电场的控制, 液晶分子的倾角发生变化, 趋向于垂直于液晶光阀表面, 旋光效应消失。此时, 起偏器的方向跟液晶层的入射面的取向层方向一致, 透过起偏器的线偏振光, 透过液晶层不发生旋转。若检偏器方向与起偏器垂直, 光线被检偏器阻挡, 因此输出光强为最小值, 如图 3.15-3(c) 所示。若检偏器平行于起偏器, 光线最大程度透过检偏器, 因此输出光强为最大值。

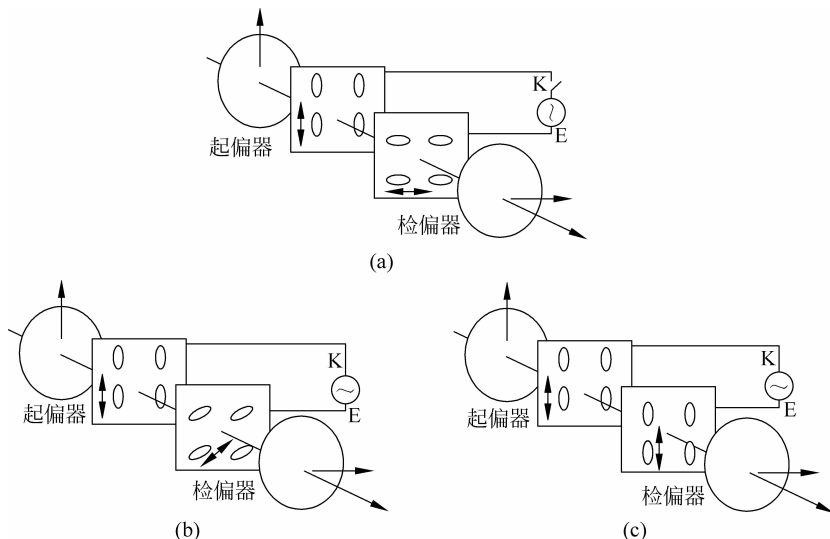


图 3.15-3 不同电压下的液晶像素状态

对于加其他中间电压值的液晶像素,液晶分子的倾角为中间值,相应的输出光强也就介于最大值与最小值之间,如图 3.15-3(b)所示。这样输出光束的光强空间分布就按照液晶光阀上的电压值的空间分布被调制。

改变所加的电压值,得到不同的输出光强,即得到液晶光阀的电光响应曲线,即电压和输出光强的关系曲线。

2. 液晶光阀用于图像反转和图像微分

如图 3.15-4 所示为典型的液晶光阀输出光强与所加电压的关系曲线,即液晶光阀的电光效应曲线。其中,曲线 1 为检偏器在消光位置(即 $\theta=90^\circ$)时液晶光阀的电光效应曲线,该曲线可以反映出不同电压下灰度近似呈线性的变化趋势。如果旋转检偏器改变角度 α_2 的大小,在某一特定角度下会出现曲线 2 的情形,曲线 2 跟曲线 1 的强度值正好“相反”,此时若输入一幅图像,则会观察到原来图像的暗处,在输出图像中变亮了;而原来图像的亮处,在输出图像中相应的部分变暗。因此可以通过调节偏振片的夹角,在观察屏上看到原图像的反转图像,即可以实现图像的灰度翻转。曲线 3 代表了另一特殊情形,此时液晶光阀最大透过率发生在某一中间电压值处。若输入一幅图像,则会观察到原来图像的暗处和亮处都显示为较暗,而中间灰度级显示为较亮,即图像的轮廓部分被增强了,这种现象称为边缘增强效应,即对图像进行了微分操作。

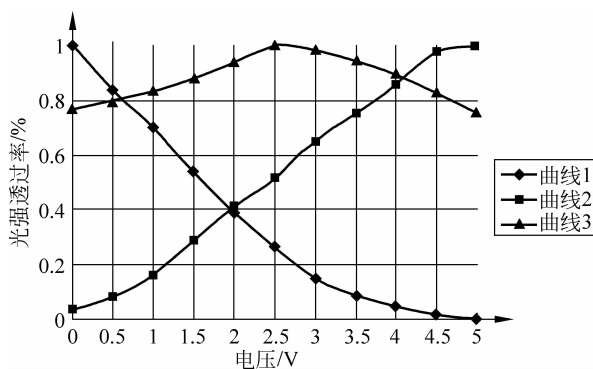


图 3.15-4 不同 θ 夹角下,典型的电光效应曲线

五、实验步骤

1. 光路的调节

实验装置示意图如图 3.15-5 所示。

(1) 取下导轨上除激光器和液晶光阀以外的所有器件(底座可以保留),打开激光器电源,调节其方向 and 高度使激光束照射在液晶光阀像面的中心,并与导轨平行。

(2) 插入起偏器和检偏器,位置尽量与液晶光阀靠近。由于激光器出射光为偏振光,旋转起偏器使出射光达到最强(粗略)。

(3) 确认连接好液晶盒的电源线、数据线,打开计算机、分频器、LCD 驱动电源。设置

续表

电压/V	0	0.5	1	1.5	2	2.5	3	3.5	4	4.5	5
图像反转时的强度 $\theta=$ _____											
图像边缘增强时的 强度 $\theta=$ _____											

六、思考题

- (1) 简述液晶光阀的工作原理。
- (2) 液晶光阀为什么能实现图像的反转和边缘增强？

【参考文献】

杭州华光光电有限公司，SEQ09X-01A 型光信息综合实验系统实验指导书。

实验 3.16 基于液晶光阀的傅里叶变换及全息性质的验证

一、实验目的

通过本实验,加深对电寻址液晶光阀的工作原理的认识,加深对光学傅里叶变换的性质及全息性质的理解,掌握液晶光阀在光信息处理中的简单应用。

二、实验内容

- (1) 验证透镜的傅里叶变换过程。
- (2) 验证傅里叶变换性质和全息性质。

三、实验器材

光信息综合实验系统(含激光器、液晶光阀、起偏器、检偏器、傅里叶透镜、光探测器等)、计算机(含软件)等。

四、实验原理

傅里叶透镜将物面图像进行傅里叶变换,在透镜的像面上能得到该图像的频谱。若物面输入的是全息图,则经傅里叶变换后能在像面上看到再现像。

1. 伸缩定理

伸缩定理表明频域中坐标 u 的收缩,导致空域中坐标 x 按同一比例展宽,同时振幅大

小相应地降低。反之,频域中坐标 u 的展宽,则导致空域中坐标 x 按同一比例收缩,同时振幅的大小相应地增加。用公式表示为

$$F(au) = F\left[\frac{1}{|a|}\right]f\left(\frac{x}{a}\right) \tag{3.16-1}$$

在计算全息实验中,计算傅里叶变换全息图放大,则再现像变小;反之,计算傅里叶变换全息图缩小,则再现像放大,如图 3.16-1 所示。

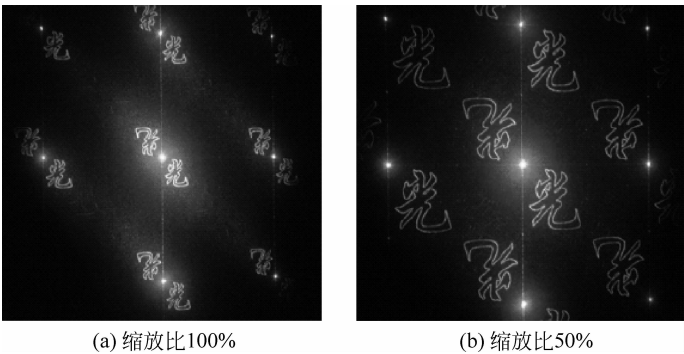


图 3.16-1 不同缩放比的再现像

2. 旋转定理

如果全息图旋转了 θ 度,则其再现像也将旋转 θ 度。

在实验中,先分别对两幅不同图像进行全息变换,然后将其中一幅全息图旋转 90° ,并与另一幅合并,如图 3.16-2 所示,可观察到合并后的全息图再现像如图 3.16-3 所示。

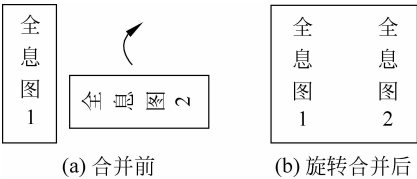


图 3.16-2 全息图的旋转合并



图 3.16-3 分别写有“计算”和“全息”两字的全息图旋转合并后的再现像

3. 全息图的互补定理

对全息图进行亮度反转,全息图中亮度高的区域变成低亮度,而亮度低的区域变亮。观察其再现像,典型的实验结果如图 3.16-4 所示,会发现再现像不发生变化。

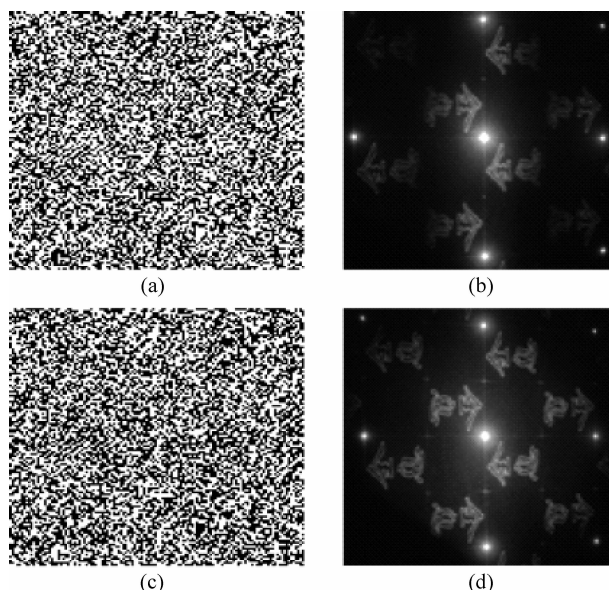


图 3.16-4 互补全息图及其再现像

4. 全息裁减

全息图的任何局部都能再现原图的基本形状。物体上任意点散射的光可抵达全息图的每点或每个局部,与参考光相干涉形成基本全息图,也就是全息图的每点或局部都记录着来自所有物点的散射光。显然物体全息图每一个局部都能再现原来的像。实验中这一性质可以得到很好的验证。

5. 卷积定理

卷积定理是指两个函数乘积的傅里叶变换,等于各自傅里叶变换的卷积。反之,两个函数卷积的傅里叶变换,等于各自傅里叶变换的乘积。数学表示是

$$\mathcal{F}[f(x)g(x)] = F(u) * G(u) \quad (3.16-2)$$

$$\mathcal{F}[f(x) * g(x)] = F(u) \cdot G(u) \quad (3.16-3)$$

简单的演示方法可以将两个间距不同的正交光栅重叠在一起,表示两个图像相乘,用激光照射,在傅里叶变换透镜的后焦面上看到它们的频谱的卷积。

我们知道,LCD 液晶光阀自身就是网格结构,如果在液晶屏上显示一幅正交光栅图像,如图 3.16-5 所示,其效果就类似于两个光栅的叠加。图 3.16-6 显示了两个网格在不同间距比例下的图像,可以清楚地看出,它是各自频谱发生卷积的结果。

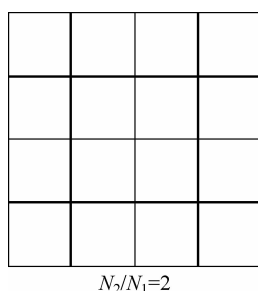


图 3.16-5 液晶光阀自身网格(N_1)和
网格图像(N_2)的叠加图像

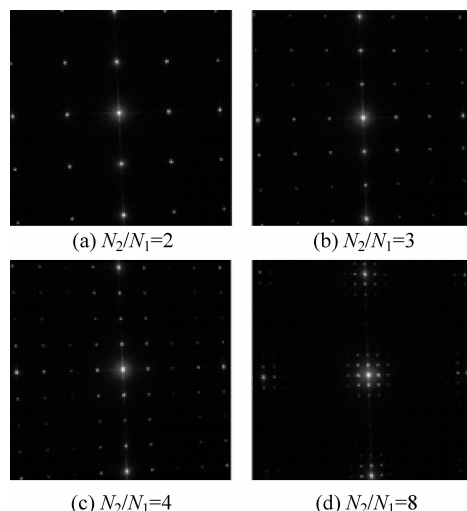


图 3.16-6 液晶光阀自身网格和网格图像的
频谱的卷积结果

五、实验步骤

1. 实验光路调节

实验装置示意图如图 3.16-7 所示。

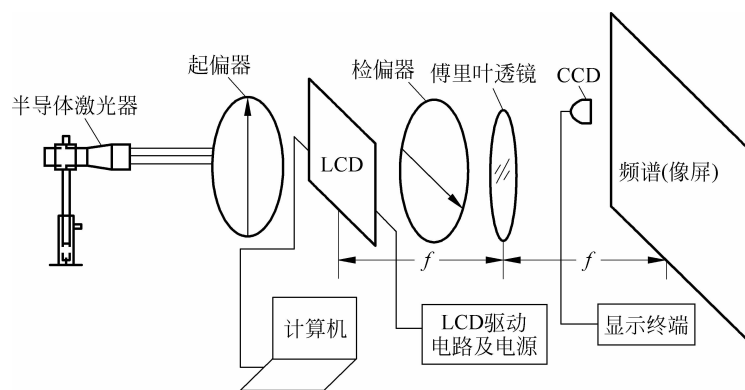


图 3.16-7 实验装置示意图

(1) 取下导轨上除激光器和液晶光阀以外的所有器件(底座可以保留),打开激光器电源,调节其方向 and 高度使激光束照射在液晶光阀像面的中心,并与导轨平行。

(2) 插入起偏器和检偏器,位置尽量与液晶光阀靠近。由于激光器出射为偏振光,旋转起偏器使出射光达到最强(粗略)。

(3) 确认连接好液晶盒的电源线、数据线,打开计算机、分频器、LCD 驱动电源。设置计算机显示分辨率为 1024×768 ,刷新频率为 60Hz。

(4) 运行软件 CGH. exe, 全屏显示图片库中 white. bmp 图片。旋转检偏器, 用纸板接收并观察, 使得出射光强达到最小。

(5) 微调起偏器, 然后微调检偏器, 如此反复, 直到寻找到出射光强最小的位置。

(6) 全屏显示图片 black. bmp, 旋转检偏器, 再次使得出射光强度最小, 此时起偏器、LCD、检偏器构成了一个微型显示器。

(7) 将傅里叶透镜固定到导轨上。

(8) 将光强探测器的底座固定到导轨上, 保证其与傅里叶透镜距离为 300mm。

(9) 连接 CCD 和其显示终端并调整使摄像头正常工作。

(10) 光路调整结束。

2. 验证傅里叶变换及全息性质

(1) 运行软件 CGH. exe, 在程序界面上单击“打开”按钮, 从原图文件夹中选择一张原图。任选一种编码方式(除强度编码方式 Am 之外)进行傅里叶变换, 得到的全息图输入 LCD 显示, 调整 CCD 位置观察再现像。

(2) 验证傅里叶缩放定理。在软件界面上选择“几何变换”→“缩放”选项, 打开缩放图像对话框, 在对话框的宽度和高度编辑框里输入图像缩放后的数值, 如扩大一倍或减小一倍, 每次缩放后调整 CCD 位置观察再现像的变化情况。

(3) 验证旋转定理。计算产生两幅全息图。在其中一幅全息图中选中一部分复制并粘贴到另一幅全息图中, 然后将该部分旋转 90° 。用像屏接收, 看到其中一再现像旋转了 90° 。如果用 CCD 接收, 需要适当调整 CCD 的位置。

(4) 观察互补全息图再现。对于任意一张全息图, 选择“亮度变换”→“图像亮度反转”选项, 得到原图的互补图。观察再现像, 对比与反转前有何变化。

(5) 观察全息图裁减。对于任意一张全息图, 按住鼠标左键选取一定范围的框图, 然后拖动到任意位置, 观察此过程中再现像的变化情况。

(6) 验证卷积定理。全屏显示图片 white. bmp, 在傅里叶透镜后焦面上用像屏接收并观察图像, 可以看到液晶器件本身网格结构所产生的点阵, 此为液晶屏本身网格结构的频谱, 注意观察各点之间的距离。打开图片库中的图片 grating8. bmp(网格尺寸是液晶器件本身网格尺寸的 8 倍), 全屏显示, 观察此时的点阵情况, 类似图 3.16-5。试解释该现象是如何验证卷积定理的。更换其他间距的光栅图片, 观察卷积结果。

六、思考题

(1) 再现像的大小跟哪些因素有关?

(2) 还有哪些方法可以验证傅里叶变换性质?

【参考文献】

杭州华光光电有限公司, SEQ09X-01A 型光信息综合实验系统实验指导书。