

利用高衍射效率的全息图校正畸变的波前

Abstract: This paper introduces a method to correct the wavefront distortion using the high diffraction efficiency hologram. The experimental results are given, and this compensating effect is compared with the method of degenerate four-wave mixing.

一、引言

利用全息图校正位相畸变的波前是人们熟知的课题。早在六十年代, Kogelnik^[1] 和 Goodman^[2] 就用全息图恢复由光学不均匀介质造成的位相畸变的图象。Upatniks^[3] 用全息图校正有象差的波前。但是, 银盐介质的全息图衍射效率很低, 对薄的振幅透射全息图, 其理论最大衍射率只有 0.0625^[4]。若采用漂白方法变成相位全息图, 虽可提高衍射效率, 但却降低了信噪比。而且再现时全息图本身会引入新的象差, 尤其是当再现时的照明波与记录时的参考波不是全同或者全息图的复位有误差时, 象差将更为严重。

为了克服上述缺点, 我们采用了稀释显影方法提高全息图的衍射效率^[5]。此外, 还参照简并四波混频的实验装置图, 将全息图的记录和再现过程安排在同一光路, 使再现时的照明波与记录时的参考波除了传播方向相反外, 其他的严格全同。同时使用精密复位装置以保证全息图的复位精度, 将全息图本身所引入的象差减至最小。实验结果表明, 校正后的图象亮度和信噪比都比较高, 消除位相畸变的效果明显。

二、原理^[1~3]

如图 1 所示, 物波在投射到全息图 H 之前先经过一光学不均匀介质 D , 此介质使物波产生一位相畸变 $e^{i\phi(x_0, y_0)}$ 。若在 D 的左表面的物波光场为 $O(x_0, y_0)$, 则通过 D 后物波变为 $O(x_0, y_0)e^{i\phi(x_0, y_0)}$ (设 D 厚度可略)。在非涅耳近似下, 投射在 H 上的畸变物波为:

$$O(x, y) = \frac{\exp(ikz_0)}{i\lambda z_0} \exp\left[i\frac{k}{2z_0}(x^2 + y^2)\right] \times \iint_{-\infty}^{\infty} \left\{ O(x_0, y_0) e^{i\phi(x_0, y_0)} \times \exp\left[i\frac{k}{2z_0}(x_0^2 + y_0^2)\right] \right\}$$

$$\times \exp\left[-i\frac{2\pi}{\lambda z_0}(xx_0 + yy_0)\right] dx_0 dy_0 \quad (1)$$

式中 z_0 为 D 到 H 的距离, 又设投射在 H 上的平面参考波为 $R(x, y)$, 则全息图的复振幅透过率为

$$T(x, y) \propto |O(x, y)|^2 + |R(x, y)|^2 + R^*(x, y)O(x, y) + R(x, y)O^*(x, y) \quad (2)$$

再现时, 若照明波为 $R^*(x, y)$, 则透过全息图光场的复振幅分布为

$$U(x, y) \propto [|O(x, y)|^2 + |R(x, y)|^2] R^*(x, y) + [R^*(x, y)]^2 \times O(x, y) + |R(x, y)|^2 O^*(x, y) \quad (3)$$

其中最后一项 $|R(x, y)|^2 O^*(x, y)$ 与 $O(x, y)$ 是共轭的, 且传播方向相反。再次用菲涅耳衍射公式可得此共轭波到达 D 的右表面时的复振幅分布

$$O'(x_0, y_0) \propto O^*(x_0, y_0) e^{-i\phi(x_0, y_0)} \quad (4)$$

当畸变的共轭物波 $O^*(x_0, y_0) e^{-i\phi(x_0, y_0)}$ 沿物波原来的路径反向地通过介质 D 时, 再次迭加上位相变化 $e^{i\phi(x_0, y_0)}$, 从而使畸变的波前得到了校正。在原来的物平面上, 我们观察到的将是物体的无畸变的实象。

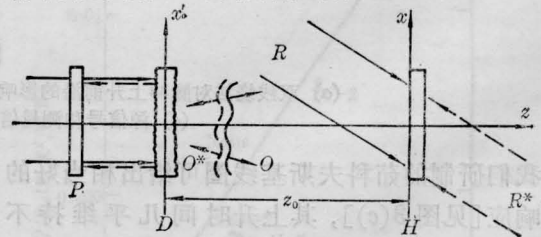


图 1 校正波前畸变的原理示意图

P —物体; D —光学不均匀介质; H —全息图

三、实验和结果

(1) 由光学不均匀介质产生的畸变波前的校正。

实验装置如图 2 所示。He-Ne 激光器发射的

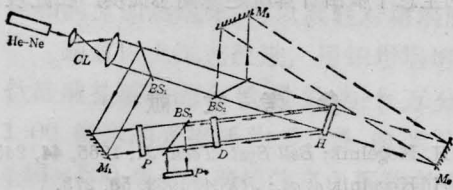


图 2

CL—准直系统； BS_1 、 BS_2 、 BS_3 —分束器； M_1 、 M_2 、 M_3 —反射镜； P —物体； D —光学不均匀介质； H —全息图； P^* —观察屏或照相底版

6328 Å 激光束经准直系统 CL 后成一宽平面波。由 BS_1 分束后，其中一束经 M_1 反射后照明物体 P ，另一束经 BS_2 再分为两部分，一部分作为参考波，另一部分由 M_2 、 M_3 反射后作为再现时的照明波。仔细调节 M_2 和 M_3 的位置，使再现时的照明波的传播方向与参考波严格相反（其偏差小于 $5'$ ）。光学不均匀介质 D 是一块厚度不均匀的玻璃板或浮雕型的散斑位相板，它使物波的波前产生一位相畸变。全息干板 H 被固定在一复位精度良好的装置上。光路调节好之后，首先记录畸变物波的全息图（记录时应将 M_2 遮住）。我们使用的是中国科学院计算技术研究所自制的全息干板，稀释显影处理后全息图的衍射效率达到 0.28 左右，而且有较高的信噪比。然后借助复位装置把处理后的全息图放回原来位置，复位误差为 ± 1 微米。这样便保证了再现时全息图产生的共轭波准确地沿物波原来的路径反向地通过介质，使全息图本身所引入的象差减至最小。畸变校正后

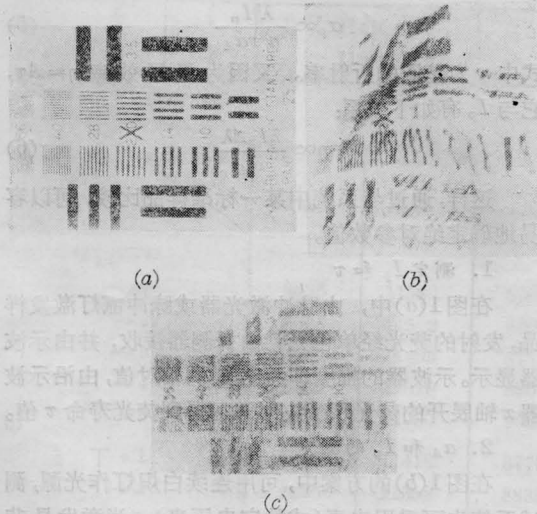


图 3

(a) 物体的照片；(b) 未经校正的畸变再现象；(c) 畸变校正后的再现象

的共轭波经分束器 BS_3 反射成象于观察屏 P^* 上（屏 P^* 所在位置与物体 P 的位置以 BS_3 为镜对称），以便观察或拍照。实验结果如图 3 所示。其中 (a) 是原物体照片，(c) 是畸变校正后的再现象。为比较畸变波前校正的效果，我们取去介质 D ，在 P^* 处拍摄了未经校正的畸变再现现象，见图 3(b)。由图 3 可见，由光学不均匀介质造成的波前畸变基本上消除了。

(2) 校正有象差的波前。

有象差的波前的校正方法和实验装置图类似于图 2，不同之处在于用透镜 L 代替厚度不均匀的玻璃板 D ，并有意让透镜的主光轴倾斜，以造成严重的象差。物波经透镜后，波前产生严重畸变。这时，全息干板 H 所记录的将是有严重象差的象平面全息图或傅里叶全息图。

实验结果见图 4。其中 (a) 是作为物体的一张照片，原照片用 3 线/毫米的 Rancehi 光栅调制，以便从光栅条纹的平直度看出象差消除的情况。(b) 和 (c) 分别为象差校正前后的再现象。比较图 4 各照片，可以看出有象差的波前明显地得到了校正。



(a) (b)



(c)

图 4

四、结论

我们采用稀释显影方法及其他一些措施，提高了全息图的衍射效率，得到了亮度和信噪比都比较高、残留象差较小的校正图象。但是利用全息图校正畸变波前还有一个很主要的缺点是不能进行实时处理。因此，造成位相畸变的介质只能是静态的。利

用四波混频校正畸变波前的最大特点是可以进行实时处理,不需要底板的显影和定影过程。同时,若有灵敏度和分辨率都合适的、响应时间足够短的非线性光学物质,便可能实现对动态介质的实时处理。这点恰好弥补了全息图的不足。但是多数非线性光学物质产生四波混频所需的泵浦功率密度较高。为保证有足够的功率密度,泵浦光束直径一般都很小,因此直接用于处理光学图象,目前尚有一定困难。即使把图象先进行傅里叶变换,也往往由于频谱空间分布的宽度超出泵浦光束的直径而将图象的高频分量丢失了。而全息图则不存在这个问题。

关于利用全息图和四波混频校正畸变波前,我们都曾做过一些初步的工作。我们认为,在需要实时处理的场合,当然宜采用四波混频。但当介质是静态的或者波前畸变是由成象系统的象差引起的情况,则采用全息图更有些。

本工作与张洪钧同志进行了有益的讨论。实验

所用的全息干板由计算所赵霖同志提供,在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] H. Kogelnik; *Bell Syst. Tech. J.*, 1965, **44**, 2451; H. Kogelnik *et al.*; *JOSA*, 1968, **58**, 273.
- [2] J. W. Goodman *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1966, **8**, 311; J. W. Goodman *et al.*; *Appl. Opt.*, 1969, **8**, 1581.
- [3] J. Upatniks *et al.*; *Appl. Opt.*, 1966, **5**, 589.
- [4] H. M. Smith; "Holographic Recording Materials", *Topics in Applied Physics*, Vol. 20.
- [5] 赵霖等;《物理学报》, 1981, **30**, 143.

(福建师范大学物理系 吕国孙

中国科学院物理研究所 戴建华 王鹏业

1983年8月12日收稿)

确定激光材料光谱参数的简单方法

Abstract: In this paper we introduce a simple method for determining the spectral parameters of laser materials, with which we have determined and compared spectral parameters of Nd-doped silicate glasses.

在探索和研究激光材料的工作中,常常需要系统地大批地测定材料的光谱参数,例如荧光寿命 τ 、受激发射截面 σ (或增益系数 β)和量子效率 η 等。这些量的绝对测量虽然已比较成熟,但对于大量的、系统性的激光材料测量,尚存在许多不便。这里介绍一种简单的方法。

对于任意线型的荧光带(或线)的辐射跃迁几率 A 为:

$$A = 8\pi n^2 c \cdot \Delta\lambda \cdot \sigma_p / \lambda^4 \quad (1)$$

其中 σ_p 为峰值受激发射截面, λ 为荧光带的平均波长, $\Delta\lambda$ 是荧光有效带宽, c 为光速, n 为介质的折射率。积分荧光强度 I_p 与荧光跃迁初始能级的粒子数密度和相应的跃迁几率成正比

$$I_p = 8\pi n^2 c^2 h \cdot \sigma_p \cdot N / \lambda^5 \quad (2)$$

其中 N 是荧光初始能级的粒子数密度。如果采用稳定的弱激发,在稳态条件下

$$N = N_0 \sigma_A I_E \tau \quad (3)$$

式中 N_0 为样品中的总粒子数密度(或基态粒子数密度), σ_A 为泵吸收截面, I_E 为平均激发光强,对于固定的实验条件 I_E 可认为是不变的, τ 是荧光能级的寿命。

当采用同样的样品尺寸时

$$N \propto I_E \tau \alpha_A \quad (4)$$

其中, α_A 为对激发光的积分吸收系数。于是得到:

$$\sigma_p \propto \frac{\lambda^5 I_p}{n^2 \tau \alpha_A} \quad (5)$$

式中 n 为基质的折射率。又因为量子效率 $\eta = A\tau$,它与 I_p 有如下关系:

$$\eta \propto \frac{\lambda I_p \Delta\lambda}{\alpha_A} \quad (6)$$

这样,通过与系统中某一标准样品比较,可以容易地确定绝对参数值。

1. 测定 I_p 和 τ

在图1(a)中,由脉冲激光器或脉冲氙灯激发样品,发射的荧光经单色光计由探测器接收,并由示波器显示。示波器的幅度即给出 I_p 的相对值,由沿示波器 x 轴展开的荧光衰减波形即可得到荧光寿命 τ 值。

2. α_A 和 I_p 的测定

在图1(b)的方案中,可用连续白炽灯作光源,测试系统也可采用电表(或数字电压表)。当激发是非共振的,并且样品较薄或自吸收极小时,这系统也适于测定 I_p 。