

Chang^[17] 重新测量 Ar, Ne, O 在 3.1 μm 处的中性截面, Ar 和 O 的结果一致, Ne 的大 3.5 倍, 差异没有得到解释。至于氢和氦的情形, Billman 等^[18] 测量激波加热的 $\text{H}_2\text{-He}$ 混合物 (1.4—2.0 $\times 10^4$ K) 的韧致吸收系数与温度的关系, 与理论计算符合得很好。Meiners 和 Wiess^[19] 也仔细研究了 9500—11400K 的 Ar, Kr, Xe 在可见区的连续辐射, 将发射系数表为

$$\epsilon_{\nu} = \epsilon_{\nu}^{K\alpha} \xi(\lambda, T), \quad (25)$$

$\epsilon_{\nu}^{K\alpha}$ 是由 Kramers 公式表述的氢 ($Z = 1$) 发射系数, 非氢性质包含在 ξ 因子中, 用干涉法高精度测定温度和密度, 发现氦 4450 \AA 的 ξ 因子与参数无关, 这与后来的理论计算相符^[20]。但其他的结果和各种理论计算都是矛盾的。

八、结 语

激波管因加热均匀和能获得所需的热平衡态, 已成为研究定量光谱的满意的光源。但管内气体的快速流动和短暂的试验时间, 给实验技术提出较高的要求。近年来, 发展了扣除自吸和计及变宽影响的强度测量方法; 成功地使用了大色散光谱仪, 减少干扰, 提高了分析精确度, 并使用马赫-泽德干涉仪按钩线法测量分子谱带的 N_f 值有了可能; 与时间分解术结合, 给连续辐射和短暂分子光谱的研究提供了方便。激光诊断技术的发展, 增加了激波参量测定的可靠性, 激波管内物理条件(首先是温度)的精确测定, 对定量光谱研究是必不可少的。与此同时, 电子计算机简便了本来十分繁重的理论

计算。因此, 可以预见, 激波管定量光谱研究将会有更大的发展。

参 考 文 献

- [1] P. A. Fraser, *Can. J. Phys.*, **32**(1954), 515.
- [2] J. C. McCallum, *JQSRT*, **21**(1979), 563.
- [3] R. W. Nicholls, *Modern Optical Methods in Gas Dynamic Research*, Ed. D. S. Dosanjh, Plenum Press, New York, (1971), 1—31.
- [4] B. H. Armstrong and R. W. Nicholls, *Emission, Absorption and Transfer of Radiation in Heated Atmospheres*, Pergamon Press, Oxford, (1972).
- [5] D. M. Cooper and R. W. Nicholls, *JQSRT*, **15**(1975), 139.
- [6] W. S. Cathro and J. C. Mackie, *J. Chem. Soc. Faraday II*, **69**(1973), 237.
- [7] J. O. Arnold and R. W. Nicholls, *Proc. 9th (Int.) Shock-tube Sym., Stanford University*, Ed. D. Bershader and W. Criffith, (1973).
- [8] M. L. Price, K. G. P. Sulzmann and S. S. Penner, *JQSRT*, **11**(1971), 427.
- [9] J. B. Shin and R. W. Nicholls, *Spectroscopy Lett.*, **10**, (1977), 923.
- [10] D. M. Cooper, *JQSRT*, **17**(1977), 543.
- [11] W. M. Heffington et al., *JQSRT*, **16**(1976), 839.
- [12] C. Part and J. O. Arnold, *JQSRT*, **19**(1978), 1; C. Park, *JQSRT*, **20**(1978), 491.
- [13] C. Park, *JQSRT*, **21**(1979), 373.
- [14] S. Weniger, *Proc. 10th (Int.) Shock-tube Sym., Ed. G. Kamimoto, Shock Tube Research Society, Japan*, (1975).
- [15] J. F. Baur and J. Cooper, *JQSRT*, **17**(1977), 311.
- [16] R. L. Taylor and G. Caledonia, *JQSRT*, **9**(1969), 657; **9**(1969), 681.
- [17] R. T. V. Kung and C. H. Chang, *JQSRT*, **16**(1976), 579.
- [18] K. W. Billman et al., *Phys. Rev. Lett.*, **28**(1972), 1435.
- [19] D. Meiners and C. O. Weiss, *JQSRT*, **16**(1976), 273.
- [20] D. Hofsaess, *JQSRT*, **19**(1978), 335.

全 息 透 镜

于美文 谢敬辉 王民草

(北京工业学院)

全息透镜虽然是一种新型光学元件, 但从原理上说就像较为熟悉的菲涅耳波带片一样。瑞利在 1871 年已经制作过波带片, 方法是绘制

一张放大的波带片的图形, 再用普通照像技术加以缩小。如用现在的语言, 可说是一种简单的计算全息图。过去由于波带片在制作上的困难

及多级像的产生,很少用它来作为成像元件。在激光全息技术发展起来以后,人们逐渐认识到一个点源的全息图同波带片一样,具有透镜成像的性质,就把它称为全息透镜。由于用全息法制造起来简单而准确,并在某些方面有与透镜不同的特性,因此近十多年以来,全息透镜已作为光学系统中一个成像元件出现,并在某些方面完成了独特的功能。例如,利用反射全息图的特点可以制成一种反射全息透镜同时完成反射镜和透镜的作用,这对军用光学仪器在减轻重量方面特别有效。制造短焦距的全息透镜,将它用在全息照相中又可以同时完成分光 and 扩束的作用。

本文主要介绍全息透镜的一般特性,像差概念、制作方法及注意的问题。

一、全息透镜的成像性质

用点光源 A 作参考光源,记录点源 B (会聚光波)的全息图,如图 1 所示。当用来自单色物

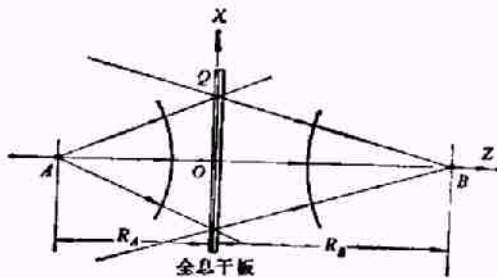


图 1 点源全息透镜的记录光波

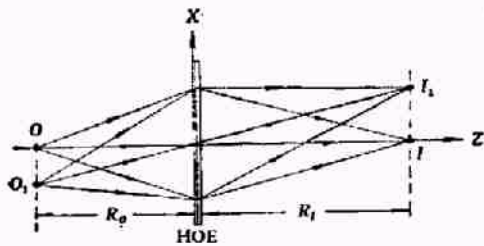


图 2 全息透镜的成像性质

点 O 的光波照射时,就产生再现像 I (图 2),我们可以把再现像看作是全息图对物点 O 所成的像。如果物点 O 移动到 O_1 ,再现像也会移动一相应的距离,这样当物点换成一个扩展的物体

物理

时,由于点对应的关系就形成物体的像。图 2 绘出 O 和 O_1 的 $+1$ 级衍射像是 I 和 I_1 。也就是说在全息照相中的照明光波对应全息透镜成像的物光波。全息照相中的再现像相当于透镜所成的像。全息照相中的参考光波和物光波是制造全息透镜时的 A 和 B 两个光波。换言之,制造全息透镜就是记录全息图,利用全息透镜成像就相当于再现过程。

二、全息透镜的光栅结构

全息透镜是一种衍射光学元件,具有光栅结构,光栅结构的形成如图 3 所示,图中采用传统的解释干涉条纹形成的方法。即画出两相干光波的波峰波面,波峰波面的交点连线,即干涉亮纹,图中用虚线表示。在空间就形成亮纹面或叫作峰值强度面。将照相乳胶干板置于干涉场中经过曝光和显影处理以后,就得到一个同轴全息透镜,其光栅结构如图 4 所示。

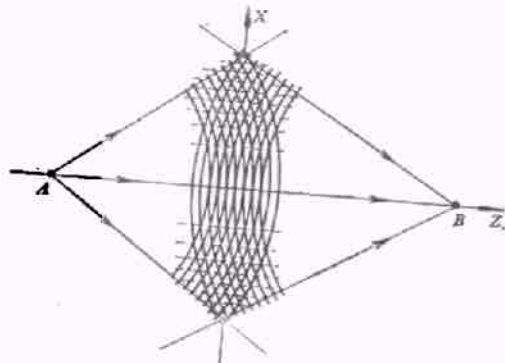


图 3 两球面波的干涉条纹

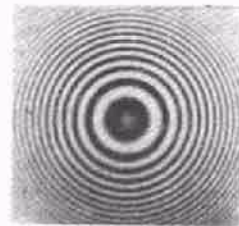


图 4 透镜的光栅结构

如果乳胶层很薄(厚度小于条纹间距),对应干涉亮纹的地方曝光充分,经显影处理后有金属银存在,就不透光;相反,对应暗纹的地方曝光不足,处理后是透明的,就与刻划的平面透

射光栅相似。如果是厚乳胶层(厚度至少要大于条纹间距),则曝光充分的地方形成金属银层,能反射光,与体积光栅相似。

现在分析薄乳胶的情况,全息透镜的成像基于光的衍射和干涉原理。光波通过全息透镜的偏折方向由光栅确定。如图5所示,自物点

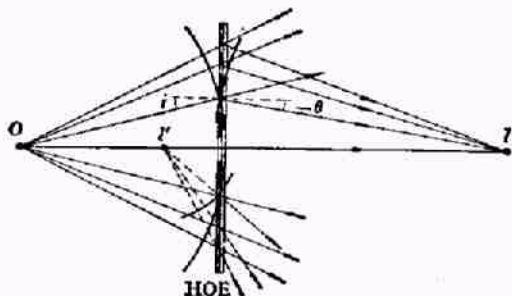


图5 全息透镜衍射成像原理

O发出的球面光波照射全息透镜,自透明部分衍射的光当满足光栅方程

$$d(\sin i - \sin \theta) = m\lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (1)$$

时是相加干涉,形成一亮点即像点。上式中d是光栅间距,此处间距是不等的,i是人射角,theta是衍射角。规定自法线方向向光线方向转去,逆时针时角度为正,顺时针时为负。在图5中I是+1级衍射像,I'是-1级衍射像。本文以下主要讨论+1级衍射像,因此如不特别

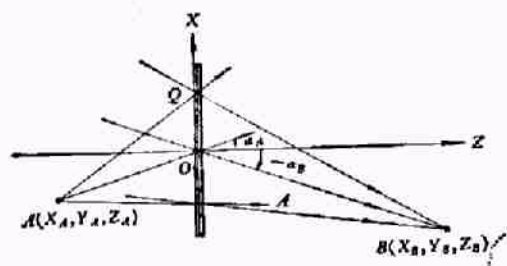


图6 离轴全息透镜制造时的光路

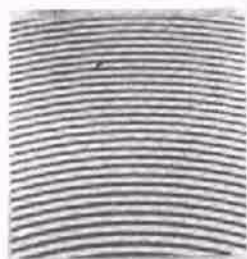


图7 离轴全息透镜的光栅结构

指出都是指+1级衍射像来讲。

已知在全息照相中有同轴和离轴的区别,同轴全息照相的缺点是各级衍射像的光不能分开。对全息透镜也存在同样问题,因而有很多情况是采用离轴全息图来制造全息透镜。记录光路如图6所示。图7是离轴全息透镜的光栅结构。

三、全息透镜的物像关系

推导全息透镜的物像关系式要利用波的复振幅公式,现假设各光波的复振幅如下:

$$\text{记录光波 } A \quad A = A_0 e^{i\varphi_A}$$

$$\text{记录光波 } B \quad B = B_0 e^{i\varphi_B}$$

$$\text{记录光波 } O \quad O = O_0 e^{i\varphi_O}$$

$$\text{记录光波 } I \quad I = I_0 e^{i\varphi_I}$$

在只讨论物像关系而不考虑衍射效率的问题时,可假设各振幅等于1。位相函数 $\varphi(X, Y)$ 代表在全息图平面(XY面)上位相变化的情况,这个位相的大小用相对于原点O的光波的位相差来表示,超前为正,落后为负。如图8(a)所示,Q点光波的位相显然落后于O点,而图8(b)则是Q点的位相超前于O点,一般公式写成 $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(SQ - SO)$,但要注意在图8(a)中SQ和SO均为负值,而在图8(b)中二者均为正值。

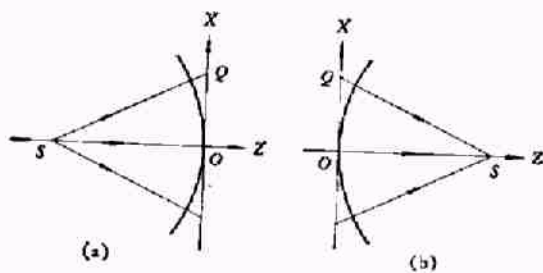


图8 球面波的位相

(a) 发散球面波; (b) 会聚球面波

在制造全息透镜时A与B两光波相叠加,同两束光的干涉一样,曝光时的强度分布为

$$I = (A + B)(A + B)^* = 2 + 2\cos(\varphi_B - \varphi_A) \quad (2)$$

记录全息图有线性记录和非线性记录两种情况, 线性记录制成的全息透镜振幅透射率在忽略一本底常数后为

$$t = 2 + 2 \cos(\varphi_A - \varphi_B). \quad (3)$$

非线性记录的振幅透射率可写成级数形式:

$$t = \sum_{m=-\infty}^{\infty} t_m \exp[i_m(\varphi_B - \varphi_A)], \quad (4)$$

其系数应根据实际的透射率曲线来确定.

利用全息透镜成像时, 物点 O 发射的光波投射在全息透镜上, 透射光波由于透镜光栅结构的衍射形成不同干涉级的像, 对第 m 级的像方光波 I_m 写成

$$I_m = OT_m = t_m \exp[i\varphi_0 + i_m(\varphi_B - \varphi_A)] \\ = t_m \exp[i\varphi_{i_m}]. \quad (5)$$

式中

$$\varphi_{i_m} = \varphi_0 + m(\varphi_B - \varphi_A) \quad (6)$$

表示第 m 级实际的像方光波的位相. 利用 (6) 式就可以求出全息透镜的物像关系式, 对于 +1 级衍射像, 采用图 6 的直角坐标系时为

$$\frac{1}{Z_I} = \frac{1}{Z_O} + \mu \left(\frac{1}{Z_B} - \frac{1}{Z_A} \right)$$

或

$$Z_I = \frac{Z_O Z_B Z_A}{Z_B Z_A + \mu(Z_O Z_A - Z_O Z_B)}, \quad (7)$$

$$\frac{X_I}{Z_I} = \frac{X_O}{Z_O} + \mu \left(\frac{X_B}{Z_B} - \frac{X_A}{Z_A} \right)$$

或

$$X_I = \frac{X_O Z_B Z_A + \mu(X_B Z_O Z_A - X_A Z_O Z_B)}{Z_B Z_A + \mu(Z_O Z_A - Z_O Z_B)}, \quad (8)$$

$$\frac{Y_I}{Z_I} = \frac{Y_O}{Z_O} + \mu \left(\frac{Y_B}{Z_B} - \frac{Y_A}{Z_A} \right)$$

或

$$Y_I = \frac{Y_O Z_B Z_A + \mu(Y_B Z_O Z_A - Y_A Z_O Z_B)}{Z_B Z_A + \mu(Z_O Z_A - Z_O Z_B)}, \quad (9)$$

式中 $\mu = \lambda/\lambda_0$, λ_0 是记录时的波长, λ 是成像时的波长. 公式 (7), (8) 和 (9) 就是一般情况下离轴全息透镜的物像关系式. (7) 式可写成

$$\frac{1}{Z_I} - \frac{1}{Z_O} = \mu \left(\frac{1}{Z_B} - \frac{1}{Z_A} \right) = \frac{1}{f'}, \quad (10)$$

f' 是像方焦距. 这同几何光学中的高斯公式一

样.

对于同轴全息透镜, 不在轴上的物点因为 $X_A, Y_A, X_B, Y_B = 0$, 像点的坐标简化为

$$X_I = \frac{X_O}{Z_O} Z_I, \quad Y_I = \frac{Y_O}{Z_O} Z_I. \quad (11)$$

像的放大率公式也同几何光学相似, 在子午面内的横向放大率为

$$M = \frac{dX_I}{dX_O} = \frac{Z_I}{Z_O}, \quad (12)$$

纵向放大率为

$$M_L = \frac{dZ_I}{dZ_O} = \left(\frac{Z_I}{Z_O} \right)^2 = M^2, \quad (13)$$

以及角放大率

$$M_A = \frac{d \left(\frac{X_I}{Z_I} \right)}{d \left(\frac{X_O}{Z_O} \right)} = 1. \quad (14)$$

四、全息透镜的像差概念

全息透镜的像差概念与普通透镜的像差概念相同, 可以用几何像差和波像差来表示. 波像差就是实际的像方波面与理想像点的参考球面之间的光程差, 一般说若记录介质没有变形, 成像波长与制造时所用波长相同, 并且物点 O 置于 A 点 (或 B 点) 时, +1 级像是无像差的像.

1. 色差

全息透镜是一种色散元件, 它的色散率定义为 $D = \Delta F/F$, F 是光焦距, ΔF 是当波长改变时, 引起的光焦距的改变, 按照公式 (10) 有

$$F = \frac{1}{f'} = \mu \left(\frac{1}{R_B} - \frac{1}{R_A} \right) \\ = \frac{\lambda}{\lambda_0} \left(\frac{1}{R_B} - \frac{1}{R_A} \right). \quad (15)$$

对 λ 求微分有

$$\Delta F = \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} \left(\frac{1}{R_B} - \frac{1}{R_A} \right) \\ = \frac{\lambda}{\lambda_0} \left(\frac{1}{R_B} - \frac{1}{R_A} \right), \quad (16)$$

因此色散率为

$$D = \frac{\Delta F}{F} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda}. \quad (17)$$

可见全息透镜的色散率只与成像时所用的波长有关。

全息透镜的色差较普通透镜大得多，单片全息透镜必须用窄带光谱才能形成清晰的像，几个全息透镜组合起来也能消除色差。对于普通的透镜通常用 C, F 两种波长光线的像平面位置之差表示位置色差，全息透镜的位置色差为

$$\Delta Z_{IF,C} = Z_{IF} - Z_{IC}, \quad (18)$$

同样放大率色差为

$$\Delta X_{IF,C} = X_{IF} - X_{IC}. \quad (19)$$

例如用波长 $\lambda_0 = 600 \text{ nm}$ 和 $Z_A = -100$, $Z_B = 100$ 制造的全息透镜，当 $Z_O = -100$ 时，对于 $600, 500, 400 \text{ nm}$ 的波长来说，按照公式(10)求出 $Z_{I600} = 100$, $Z_{I500} = 150$ 和 $Z_{I400} = 400$ ，色差如此之大，因而可用来作单色仪。

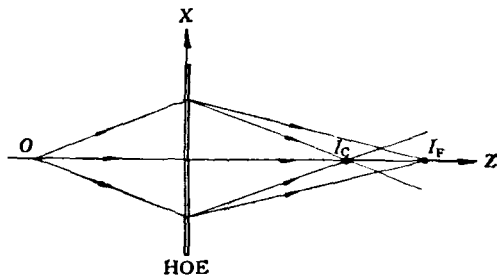


图9 同轴全息透镜的色差

2. 单色像差

全息透镜的单色像差概念同普通透镜一样，有球差、彗差、像散、场曲和畸变。波差的计算就是实际的像方波面与理想像点参考球波面之间的光程差 w ，可按下式计算：

$$\begin{aligned} w &= \frac{\lambda}{2\pi} (\varphi_i - \varphi_o) \\ &= \frac{\lambda}{2\pi} (\varphi_o - \varphi_i + \varphi_B - \varphi_A), \quad (20) \end{aligned}$$

三级像差的普遍公式可参考《全息学原理》三级像差一节。下面我们推导同轴全息透镜的三级像差并作简单的分析。

首先将位相函数 φ 的展开式的 $1/Z^3$ 项列

出：

$$\varphi_A^{(3)} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left[-\frac{(X^2 + Y^2)^2}{8Z_A^3} \right], \quad (21)$$

$$\varphi_B^{(3)} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left[-\frac{(X^2 + Y^2)^2}{8Z_B^3} \right], \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \varphi_O^{(3)} &= \frac{2\pi}{\lambda} \left[-\frac{1}{8Z_O^3} (X^4 + Y^4 + 2X^2Y^2 \right. \\ &\quad - 4X^3X_O - 4Y^3Y_O - 4X^2YY_O \\ &\quad - 4XY^2X_O + 6X^2X_O^2 + 6Y^2Y_O^2 \\ &\quad + 2X^2Y_O^2 + 2Y^2X_O^2 + 8XYX_OY_O \\ &\quad - 4XX_O^3 - 4YY_O^3 - 4XX_O^2 \\ &\quad \left. - 4YX_O^2Y_O) \right], \quad (23) \end{aligned}$$

并且 $\varphi_i^{(3)}$ 与 $\varphi_o^{(3)}$ 的项相同(即把上式中的脚标 O 改为 I)。将以上各展开式代入式(20)，并加以整理后得

$$\begin{aligned} w &= -\frac{(X^2 + Y^2)^2}{8} \left[\frac{1}{Z_B^3} - \frac{1}{Z_A^3} \right] \\ &\quad + \mu \left(\frac{1}{Z_B^3} - \frac{1}{Z_A^3} \right) \left[\frac{X^2 + Y^2}{2} \right. \\ &\quad \times \left[X \left(\frac{X_O}{Z_O^3} - \frac{X_I}{Z_I^3} \right) + Y \left(\frac{Y_O}{Z_O^3} - \frac{Y_I}{Z_I^3} \right) \right] \\ &\quad - \frac{1}{2} \left[X^2 \left(\frac{X_O^2}{Z_O^3} - \frac{X_I^2}{Z_I^3} \right) + Y^2 \left(\frac{Y_O^2}{Z_O^3} - \frac{Y_I^2}{Z_I^3} \right) \right. \\ &\quad \left. + 2XY \left(\frac{X_OY_O}{Z_O^3} + \frac{X_IY_I}{Z_I^3} \right) \right] \\ &\quad - \frac{1}{4} (X^2 + Y^2) \left[\frac{X_O^2}{Z_O^3} - \frac{X_I^2}{Z_I^3} + \frac{Y_O^2}{Z_O^3} \right. \\ &\quad \left. - \frac{Y_I^2}{Z_I^3} \right] + \frac{1}{2} \left[X \left(\frac{X_O^3}{Z_O^3} - \frac{X_I^3}{Z_I^3} \right) \right. \\ &\quad \left. + Y \left(\frac{Y_O^3}{Z_O^3} - \frac{Y_I^3}{Z_I^3} \right) + X \left(\frac{X_OY_O^2}{Z_O^3} - \frac{X_IY_I^2}{Z_I^3} \right) \right. \\ &\quad \left. + Y \left(\frac{X_O^2Y_O}{Z_O^3} - \frac{X_I^2Y_I}{Z_I^3} \right) \right]. \quad (24) \end{aligned}$$

把公式(11)改写成

$$\frac{X_O}{Z_O} = \frac{X_I}{Z_I} = \text{tg } \alpha, \quad \frac{Y_O}{Z_O} = \frac{Y_I}{Z_I} = \text{tg } \beta, \quad (25)$$

式中 α 和 β 是物点的主光线与光轴的夹角 θ 在 X_z 和 Y_z 面上的投影，把公式(7)和(25)代入(24)式化简后有

$$w_s = -\mu \frac{(X^2 + Y^2)}{8} \left[(1 - \mu^2) \right]$$

$$\times \left(\frac{1}{Z_B^2} - \frac{1}{Z_A^2} \right) - \frac{3\mu}{Z_0} \left(\frac{1}{Z_B^2} + \frac{1}{Z_A^2} \right) - 3 \left(\frac{1}{Z_B^2} - \frac{\mu^2}{Z_A Z_B} \right) \left(\frac{1}{Z_B} - \frac{1}{Z_A} \right) + 6 \frac{\mu}{Z_0 Z_A Z_B}, \quad (26-a)$$

$$w_c = \frac{X^2 + Y^2}{2} (X \operatorname{tg} \alpha + Y \operatorname{tg} \beta) \times \left(\frac{2}{Z_0 f'} - \frac{1}{f'^2} \right), \quad (26-b)$$

$$w_A = \frac{1}{2} (X^2 \operatorname{tg}^2 \alpha + Y^2 \operatorname{tg}^2 \beta) \frac{1}{f'}, \quad (26-c)$$

$$w_F = \frac{1}{4f'} (X^2 + Y^2) (\operatorname{tg}^2 \alpha + \operatorname{tg}^2 \beta), \quad (26-d)$$

$$w_D = 0, \quad (26-e)$$

上式中 w_c 是轴上像点的球差其余是轴外点的像差; w_c 是彗差; w_A 是像散; w_F 是场曲和 w_D 是畸变。可见同轴全息透镜无畸变。另外由 (26-a) 式可以看出当 $\mu = 1$ 和 $Z_0 = Z_A$ 或 Z_B 时没有球差, 说明在制造全息透镜时曝光点源 A 和 B 的位置应尽可能与使用时物像共轭点的位置一致, 并且使用时的波长与制造时曝光的波长一致则完全可以没有球差。

五、全息透镜的试制和结果

我们用普通全息干板, 采用图 10 的光路试

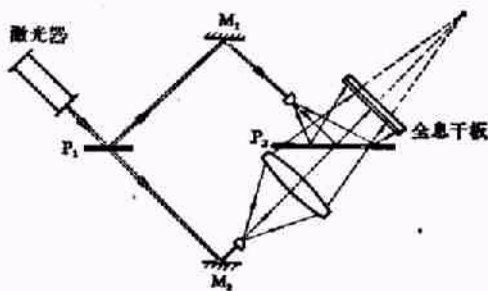


图 10 制造同轴全息透镜的光路

制了同轴全息透镜, 其成像情况如图 11 所示。(a) 是 +1 级像, (b) 是 +2 级像。像片按同样比例放大。在照片中可以看到背景有一些眩光, 这主要是直射光的影响。

物理

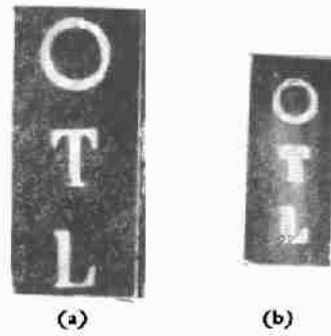


图 11 同轴全息透镜的成像照片
(a) 为 +1 级像; (b) 为 +2 级像

图 12 是制造离轴透射全息透镜的光路, 成像情况见图 4 的照片, 图 13(a) 是直接成像, 因

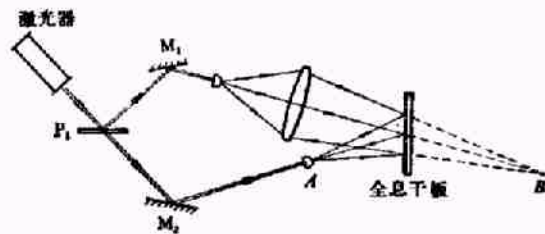


图 12 制造离轴全息透镜的光路

为干板的基片玻璃不平, 像较原来的物有一些扩展。图 13(b) 是加液门以后的成像情况, 就是在干板两面之间各加一块表面平度较好的玻璃板, 在玻璃板和平板之间加上折射率匹配的折射液, 这样在像质方面有所改善。因此制造全息透镜的基片玻璃在面形和材料的均匀性方面都应有一定的要求。

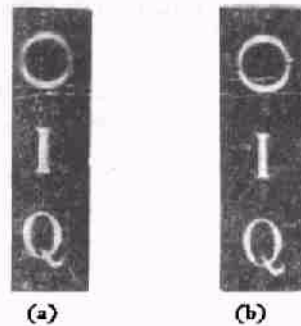


图 13 离轴全息透镜的成像照片
(a) 为未加液门; (b) 为加液门

参 考 文 献

- [1] W. C. Sweatt, *J. Opt. Soc. Am.*, 67(1977), 803.
- [2] M. Young, *J. Opt. Soc. Am.*, 62(1972), 972.
- [3] D. H. Close, *Opt. Engineering*, 14(1975), 408.