

# 用全息法检验光学玻璃的均匀性

四川大学物理系光学教研室 208 厂理化室

常用于光学玻璃均匀性的检验方法有：鉴别率板法、星点像法、刀口仪法和泰曼干涉仪检测法等。前三种基本上属于定性的方法，后一种是较好的定量检测方法。但是由于泰曼干涉仪对光学元件的材料质量、加工及调准精度等的要求都非常高，特别是当待测工件的口径较大时，例如  $\phi 200$  毫米时，这种仪器要使用五个大口径的优质光学元件，如图 1 中所示的两个消像差的复合大透镜组  $L$ 、 $L'$ ，两个大平面镜  $M$ 、 $M'$ ，它们的口径需要达到 200 毫米，至于分束器  $T$  的尺寸则需达到 280 毫米，像这样大口径的高精密光学元件从材料到加工都比较困难。由于上述原因，在各光学玻璃的生产工厂中至今仍沿用着长期使用的定性检测方法。这种状

况当然是不能适应形势发展需要的。为了贯彻“自力更生”、“勤俭建国”的方针，尽量采用先进技术以满足生产部门的迫切需要，我们厂校结合研制了一种取代泰曼干涉仪的 76-1 型激光全息干涉仪。

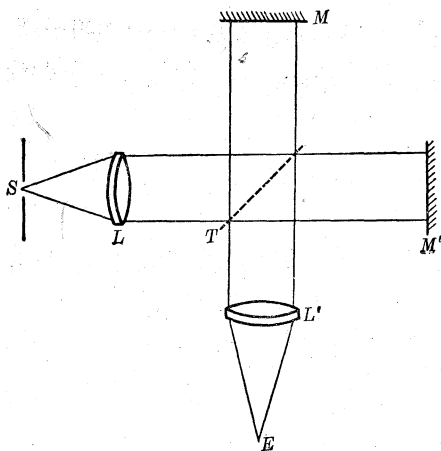


图 1 泰曼干涉仪光路图

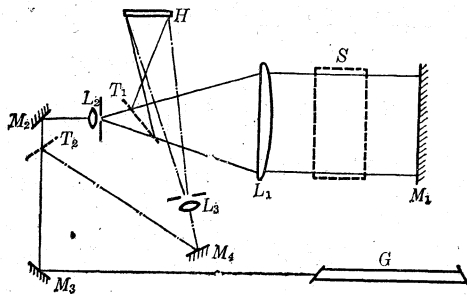


图 2 76-1 型全息干涉仪光路图

利用激光全息照相可以存储光波场，在需要时又可以提取这一光波场的原理，我们采用同一光路存储两次不同位相物体的信息，然后再将它们提取出来参与干涉<sup>[1,2]</sup>。这种方法实际上是用一条光路执行了一般干涉仪中两个干涉臂的职能，因此不但可以减少大型光学元件的使用，更重要的是可以自动补偿光学元件自身的波象差，从而大大降低对光学元件的质量及调准精度的要求，将光学加工中的较高级精度降低到一般精度。这样一来，即使要制造口径超过 300 毫米的全息干涉仪也不会带来很大的困难。我们研制的 76-1 型全息干涉仪的大型元件就只用了两个，如图 2 中的  $L_1$  及  $M_1$ ，而且对这两个元件质量的要求也不高，其余的都是小型的普通元件。本仪器的检测精度却可以达到或超过泰曼干涉仪。现在已试用于光学玻璃产品均匀性的检测，效果良好。此外，这种全息干涉仪的应用范围比泰曼干涉仪更广，因此可将本文所述的检测方法推广应用于各种光学透明材料及光学元件象质的检测，这样，将为国家

节约大量资金,而且由于仪器制造上的方便,可望在光学材料及光学元件加工工业中迅速加以应用,以适应我国工业飞速发展的大好形势。

## 一、原 理

### 1. 全息照相“二次曝光”干涉法

全息照相的特点是利用物光束与参考光束之间的干涉来存贮光波场,也就是获得全息图。然后再用参考光束照射全息图,则可从中提取物光波场,这个过程称为再现。再现的光波场和原来的光波场一样可以用来参与光的干涉。若用存贮在全息图中的再现光波场与另一实际光波场之间进行干涉,称为“实时”全息术。两次存储在全息图中的光波场之间的干涉,称为“二次曝光”。这里我们着重讨论“二次曝光”干涉法。

设  $A$ 、 $B$  为两相干光束(图3),当物体  $S$  未插入光路中时,物光束的空间光波场为:

$$\mathbf{O}(x, y) = O_0 e^{i\varphi_0} \quad (1)$$

参考光束的光波场为:

$$\mathbf{R}(x, y) = R_0 e^{i\varphi_R} \quad (2)$$

当物光束与参考光束同时在照相底片  $H$  上曝光时,则在  $H$  上将产生一个曝光量:

$$\mathbf{E}_1(x, y) = |\mathbf{O}(x, y) + \mathbf{R}(x, y)|^2 \quad (3)$$

如果底片在第一次曝光之后,一切条件保持不变,只是将待检样品  $S$  插入物光束中使其与原物光束之间产生一个位相变化  $\delta$ , 则该物光束的光波场为:

$$\mathbf{O}'(x, y) = O_0 e^{i(\varphi_0 + \delta)} \quad (4)$$

将此物光束与参考光束一起再对底片进行第二次曝光,则底片上增加一曝光量:

$$\mathbf{E}_2(x, y) = |\mathbf{O}'(x, y) + \mathbf{R}(x, y)|^2 \quad (5)$$

两次曝光后底片上的总曝光量应为:

$$\mathbf{E}(x, y) = \mathbf{E}_1(x, y) + \mathbf{E}_2(x, y) \quad (6)$$

将上述底片处理之后所得到的全息图将具有一定的振幅透射率  $t(x, y)$ , 它是曝光量  $\mathbf{E}$  的函数,假若不考虑高次项的影响,则

$$t(x, y) = \beta \mathbf{E}(x, y) \quad (7)$$

其中  $\beta$  是与底片性质有关的一个常数。

这时再用参考光束照射全息图,则透过全息图的光波场应为:

$$\psi(x, y) = \mathbf{R}(x, y) t(x, y) \quad (8)$$

将式中各量代入整理并简化后得:

$$\begin{aligned} \psi(x, y) &= \beta R_0 [2(O_0^2 + R_0^2) e^{i\varphi_R} + R_0 O_0 (1 + e^{i\delta}) e^{i\varphi_0} \\ &\quad + R_0 O_0 (1 + e^{-i\delta}) e^{i(2\varphi_R - \varphi_0)}] \\ &= \psi_1 + \psi_2 + \psi_3 \end{aligned} \quad (9)$$

其中

$$\psi_1 = 2\beta R_0 (O_0^2 + R_0^2) e^{i\varphi_R} \quad (10)$$

$$\psi_2 = \beta R_0^2 O_0 (1 + e^{i\delta}) e^{i\varphi_0} \quad (11)$$

$$\psi_3 = \beta R_0^2 O_0 (1 + e^{-i\delta}) e^{i(2\varphi_R - \varphi_0)} \quad (12)$$

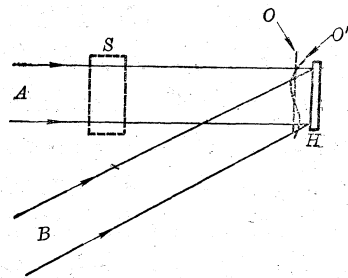


图3 全息照相光路示意图

(9)式表明透射光波场由几个不同进行方向的光波所组成<sup>[3]</sup>, 其中 $\psi_1$ 为参考光波的衰减项, $\psi_2$ 为极接近于物光进行方向的再现物光波场, $\psi_3$ 为改变了方向的物光波的共轭项。

当用眼睛或照相机置于物光波行进的方向上(或其共轭光波的方向上)观察时, 所得到的辐照度将为:

$$I(x, y) = \psi_2 \psi_2^* = 4\beta^2 R_0^2 O_0^2 \cos^2 \frac{\delta}{2} \quad (13)$$

当两次物光束之间的位相差 $\delta$ 满足一定的条件时, 可得到亮暗相间的条纹, 这和一般的双光束干涉情况是完全相似的。

## 2. 光学玻璃均匀性的检测

我们所用的76-1型全息干涉仪光路如图2所示, 其中 $G$ 为He-Ne激光源,  $M_1$ 、 $M_2$ 、 $M_3$ 、 $M_4$ 为反射镜,  $T_1$ 、 $T_2$ 为分束器,  $L_1$ 为准直物镜,  $L_2$ 、 $L_3$ 为扩束器,  $H$ 为照相干板,  $S$ 为待测样品。从 $L_2$ 扩束的光线经 $L_1$ 准直后由 $M_1$ 反射回到分束器 $T_1$ 再反射至 $H$ , 这是物光束。从 $T_2$ 分束的光线经 $M_4$ 反射, 再由 $L_3$ 扩束后直接到达 $H$ , 这是参考光束。用物光束与参考光束同时在 $H$ 上曝光即可获得全息图。

首先拍摄透射光全息干涉图。当样品 $S$ 未加入光路中时, 让物光束与参考光束同时在 $H$ 上曝光一次, 然后, 其他条件不变, 只是将 $S$ 加入光路中再曝光一次。这两次曝光的物光束之间由于插入 $S$ 而引进了一个光程差 $\varepsilon$ , 与之相应的位相差 $\delta = (2\pi/\lambda) \cdot \varepsilon$ , 这里:

$$\varepsilon = 2(n-1)h = m\lambda \quad (14)$$

式中 $n$ 为玻璃的折射率,  $h$ 为样品的厚度,  $\lambda$ 为光的波长,  $m$ 为干涉级。

如果待测玻璃 $S$ 是一块理想的均匀的光学均匀的平行平板, 即 $n$ 、 $h$ 均为常值, 则 $\varepsilon$ 也为一常值,  $m$ 为整数或分数, 但总也是一个常值, 这时整个全息图的再现视场中将出现一个均匀的照度, 无干涉条纹可见。但是, 由于玻璃生产及加工中的种种原因, 实际上 $n$ 和 $h$ 的值在玻璃板上各处总不会是完全相同的, 因而 $n$ 、 $h$ 均为变量,  $m$ 当然也随之而变化, 于是视场中将出现透射光干涉纹。

其次拍摄反射光全息干涉图。不用反射镜 $M_1$ , 直接利用 $S$ 前后两表面的反射光作为二次物光束再与参考光束同时在底片上曝光, 此时二次物光束之间的光程差为:

$$\varepsilon' = 2nh = m'\lambda \quad (15)$$

如上所述, 视场中将出现反射光干涉纹。

设 $\Delta n$ 、 $\Delta h$ 、 $m_t$ 及 $m_r$ 分别为 $n$ 、 $h$ 、 $m$ 及 $m'$ 的增量, 则由(14)、(15)两式容易得出<sup>[4~6]</sup>:

$$\Delta h = \frac{\lambda}{2} (m_r - m_t) \quad (16)$$

$$\Delta n = \frac{\lambda}{2h} [m_r - n(m_r - m_t)] \quad (17)$$

上两式中的 $m_t$ 及 $m_r$ 分别为样品上任意两点之间的透射光干涉级之差以及反射光干涉级之差, 它们的值可以直接从全息干涉图中得出。因此从(17)式即可求得样品上各处的折射率不均匀性 $\Delta n$ , 从(16)式可以求得板的厚度不均匀性 $\Delta h$ , 在我们的工作中, 测定 $\Delta h$ 不是主要目的, 但它的值可以为校核实验工作可靠性的一个参考数据。

## 3. 样品

上述检测方法原则上对于待测玻璃板的平行度和平面度并无特殊要求, 但为了在生产上使用快速方便而希望获得易于求解的干涉纹, 这就要求待测玻璃板两表面间的楔角要适当, 以

使干涉纹不至于太稀或太密,此外还希望条纹比较规则,这要求表面的平面度要好,从加工的角度来看这是相当麻烦的事,因此我们采用加贴面的方法。

贴面系用优质光学玻璃精密加工作成的光学平面,其平行度在 20 秒以内,平面度在  $\lambda/20$  以上。然后,如图 4,将待测玻璃毛胚 1 的两面涂以折射液 2 (折射液系用煤油加溴萘按一定的比例配成,其折射率与玻璃的折射率配准到小数点后第四位) 紧贴于两玻璃贴面 3、4 之间,用眼睛对着光线观察时,三者合成为一均匀的光学透明体,这时就可作样品。这样作成的样品可以认为其几何厚度  $h$  只有楔形差而无规的变化,因而其干涉图形一般都比较规则,易于辨认干涉级次和处理数据,而待测玻璃只须细磨成楔角小于 1 分的毛胚,勿须抛光。这对于检测工作是很方便的。

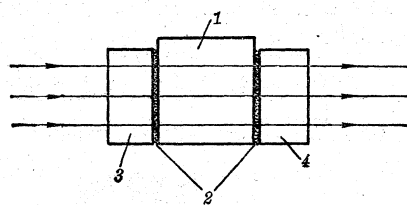


图 4 待测样品示意图

## 二、结 果

我们用图 5 所示的 76-1 型全息干涉仪拍摄了各类玻璃的全息干涉图,下面举几例说明结果。



图 5 76-1 型全息干涉仪

### 1. 干涉图

透射光与反射光的全息干涉纹可以分别拍摄在不同的底片上,然后再将它们按照对应的部位迭合起来求解  $\Delta n$ ,这在最初工作的时候是必要的,有利于识别和排除干扰纹。情况熟悉之后也可将两种干涉纹同时拍摄在一张底片上。图 6(a)、(b)、(c) 分别为 I 号毛胚 (加贴面) 的透射光、反射光的全息再现干涉纹以及两种光的合干涉纹 (以下简称合干涉纹)。如果把图 6(a) 与 (b) 迭合起来 (曝光) 也可以得到如图 6(c) 一样的结果。图 6(c) 中干涉纹的位置分布与反射光的相同 (同图 6(b)), 但其强度则受到透射光干涉纹的调制, 图中干涉纹强度太的地方就是这种情况。对于均匀性不同、厚度不同的光学玻璃,这种调制对合成干涉纹花样的影响也不相同。图 6 是折射率最大差值 (在图示的范围内相当于  $\phi 60$  毫米)  $\Delta n = 4.1 \times 10^{-5}$  (计算结果)、厚度  $h = 9$  毫米的一块薄玻璃的

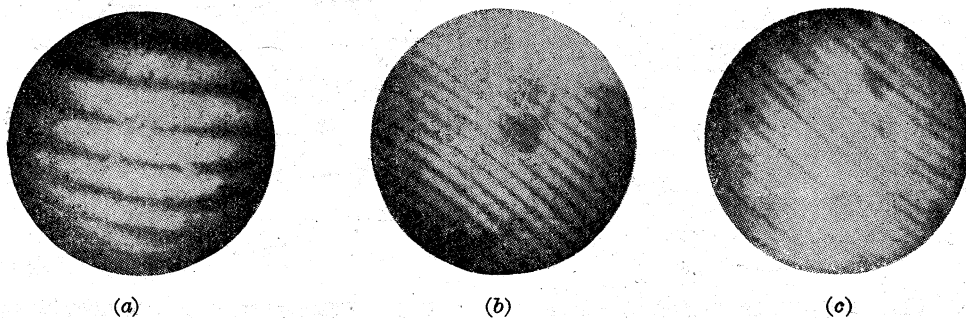


图 6 I 号毛胚 (加贴面) 的全息干涉再现图

(a) 透射光全息再现干涉纹 (b) 反射光全息再现干涉纹 (c) 透射光、反射光全息再现干涉图

情况,这里透射纹与反射纹的走向只有少许不同,透射纹跨在反射纹的级次上只是将反射纹局部加强。图7的情况则大不相同,这是一块均匀性更差( $\Delta n=8.6 \times 10^{-5}$ )而厚度更大( $h=46$ 毫米)的玻璃(VII号毛胚加贴面)的合干涉图,这里透射纹与反射纹互相交叉,在交点上形成明显的黑点。反之,如果玻璃的均匀性很好,即使厚度相当大,还是可以出现两种干涉纹互相平行的情况如图8所示,这是作贴面用的优质光学玻璃的合干涉图,图中每三条反射纹中便有一条重迭上一条透射纹(黑度较大的纹),计算表明, $\Delta n < 10^{-6}$ ,说明这块光学玻璃虽厚( $h=80$ 毫米),但其均匀性却是很好的。

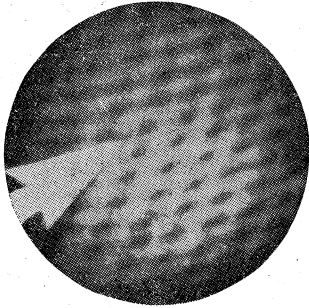


图7 VII号毛胚(加贴面)全息再现合干涉图

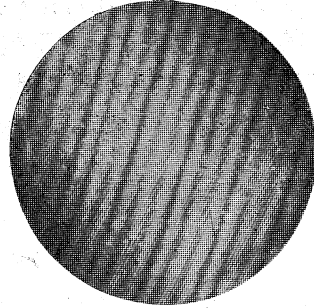


图8 V号抛光样面全息再现合干涉图

## 2. $\Delta n$ 及 $\Delta h$ 分布图

光学玻璃的不均匀性通常是用整块样品上  $\Delta n$  的最大差值表示的,也就是样品上折射率的最大不均匀性。上面我们已经给出了三种类型样品的实测结果,为了更清楚地示出  $\Delta n$  及  $\Delta h$  在样品上的分布,现以 VII 号毛胚为例求解,并将有关数据列在表 1 中。

令 
$$A = m_r - m_t, \quad C = \frac{\lambda}{2h}$$

代入(16)、(17)式得,

$$\Delta h = 0.5A\lambda \tag{18}$$

$$\Delta n = C(m_r - nA) \tag{19}$$

这里,  $\lambda=6328$  埃,  $h=46$  毫米,  $m_t$ 、 $m_r$  之值从图7中选择有代表性的各点从干涉纹上直接得出。

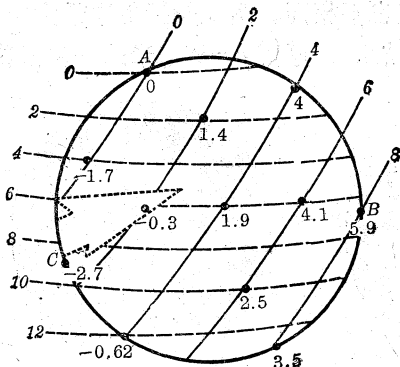


图9 VII号毛胚的折射率不均匀性分布图

实线表示透射纹,虚线表示反射纹,线旁的数字为相应的  $m_t$ 、 $m_r$  之值。图中的数值  $\times 10^{-5}$  即得  $\Delta n$  之值。

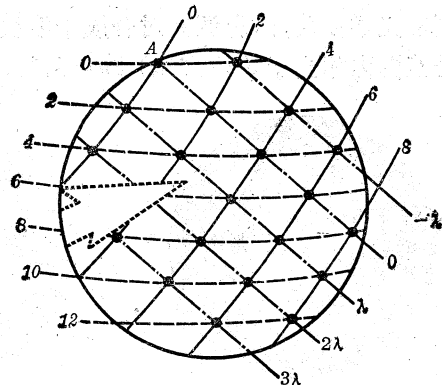


图10 VII号毛胚(加贴面)的厚度变化图

点划线为等高线,线上的值为相对于A0线的厚度之差,图中其余表示法与图9同

图 9 为 VII 号毛胚的折射率不均匀性分布图, 图中用实线和虚线分别画出图 7 的透射纹和反射纹,  $m_t$  及  $m_r$  之值标记在线旁, 为了清晰起见, 只画出半数的干涉纹, 图中各点的数值  $\times 10^{-5}$  即得  $\Delta n$  之值。整个样品取  $A$  点为  $O$  点, 其  $(m_t, m_r)$  为  $(0, 0)$ , 在  $B$  点  $(8, 7)$ ,  $\Delta n_B = 5.9 \times 10^{-5}$ , 为最大值, 在  $C$  点  $(1, 9)$   $\Delta n_C = -2.7 \times 10^{-5}$ , 为最小值, 这块玻璃的折射率不均匀性  $\Delta n = \Delta n_B - \Delta n_C = 8.6 \times 10^{-5}$ 。

图 10 为 VII 号毛胚(加贴面)的  $\Delta h$  分布图, 此图在上图的基础上增画出了等高线, 用点划线表示, 线旁的值  $-\lambda, \lambda, 2\lambda \dots$  等为样品上各处相对于  $AO$  线的厚度差。注意这些等高线都是直线并且是等距离的, 这就说明了样品的几何厚度只有楔形差而没有无规则的变化, 这一点正是我们预期的结果。

表 1

$m_t$	$m_r$	$A$ $=m_r - m_t$	$m_r - nA$ ( $n=1.61$ )	$\Delta n = C(m_r - nA) \cdot 10^{-5}$ ( $C=0.69$ )	$\Delta h(\lambda)$ $=0.5A$
0	0	0	0	0	0
	4	4	-2.44	-1.7	2
1	9	8	-3.9	-2.7	4
2	2	0	2	1.4	0
	6	4	-0.44	-0.3	2
4	1	-3	5.83	4.0	-1.5
	6	2	2.78	1.9	1
	12	8	-0.9	-0.62	4
6	6	0	6	4.1	0
	10	4	3.56	2.5	2
8	7	-1	8.61	5.9	-0.5
	13	5	5	3.5	2.5

### 三、讨 论

#### 1. 全息法的优越性

76-1 型全息干涉仪与泰曼干涉仪相比有两个明显的优点。首先后者要求光学元件的质量和调整精度都属于光学仪器中的最高级, 而前者可用一般的光学元件, 甚至我们用一般光学仪器厂生产的次品也可得到满意的全息干涉纹。我们的全息干涉仪在调整上也比泰曼型容易得多, 对调节机构的要求不高, 但实验的重复性好。这就从实验上证实了我们在前言中的结论。其次, 76-1 型的检测精度可优于泰曼型, 因为检测精度决定于条纹级差, 由于全息再现纹一般都比泰曼型的干涉纹锐度好, 如果用全息干涉仪再采用非线性全息或多光束全息<sup>[7]</sup>的再现法, 所得条纹的锐度能达到一般干涉法中将待检元件镀高反射膜的效果, 但在全息术中则勿需镀膜, 这一现象我们已经观察到了。如果样品的厚度为 100 毫米, 即  $C=3 \times 10^{-6}$ , 条纹级差定准到 0.1 以下是容易办得到的, 检测精度则可达  $10^{-7}$  的量级, 这时误差的主要来源就在于样品的温度变化了<sup>[6]</sup>。

## 2. 关于检测方法

(1) 我们用透射纹与反射纹求解  $\Delta n$  的方法在一般干涉法测均匀性中是普遍采用的<sup>[5, 6, 8]</sup>。初看起来, 要在整个样品上用这一方法找出  $\Delta n$  的最大和最小值来决定玻璃的均匀性似乎很麻烦, 实际上不然, 首先在工作熟悉之后由两种纹交迭的情况很容易判断出样品的均匀性级别, 其次可将类似表 1 的数据列得完备一些, 从  $m_t$ 、 $m_r$  的值立刻可以查出  $\Delta n$  之值。

值得注意的是, 有人采用条纹弯曲量来计算  $\Delta n$ , 我们认为这一方法得出的结果通常是不正确的。该方法是利用泰曼干涉仪测量  $\Delta n$ , 所用公式为:

$$\Delta n = k \frac{\lambda}{2h} \quad (20)$$

其中  $k = \frac{b}{a}$ ,  $a$ 、 $b$  的值如图 11 中所示, 也就是说简单的利用透射纹的弯曲量  $b$  与条纹间距  $a$  的比值  $k$  (条纹级差) 来计算  $\Delta n$ 。这里出现的问题是, 首先计算公式本身缺少理论根据, 其次,

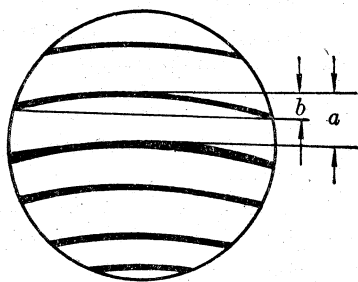


图 11

实践证明由它得出的结论是错误的。举例来说, 如图 6a 及图 7 所示 I 号毛胚的弯曲量要比 VII 号的大 (参看图 9 的实线), 由 (20) 式将会得出结果说 VII 号毛胚的均匀性比 I 号的好, 其值甚至可达  $10^{-6}$  的数量级, 这一结论显然是错误的 (与星点像法和鉴别率板法的检测结果也是矛盾的)。

(2) A. 增村等人 1971 年曾用浸没槽方法利用全息干涉纹测定玻璃毛胚的均匀性<sup>[9]</sup>, 这一方法的主要缺点是浸没槽中折射液与玻璃折射率的匹配受温度的影响较大, 难于克服化学和热不均匀性引起的误差。我们采用加贴面的方法, 所用折射液极少, 当贴面楔角小时, 折射液匹配到小数后第四位对于精密测量所引起的误差也可以忽略不计。至于贴面加工的精度也不一定要达到  $\lambda/20$ , 因为即使条纹本身有一点弯曲也无关系, 因为我们并不用弯曲量来作出判断。取消浸没槽, 减少有害液体的扩散, 降低贴面的加工精度, 这都是受到生产单位欢迎的。

(3) 我们用新法测出的玻璃均匀性级别与原用星点像法和鉴别率板法在定性上是符合的, 但原用方法不能定量、不能定区域, 而采用新法则可定量并能找出折射率较差的部位。例如, 我们曾经分区检测过一块准备用作贴面的大块玻璃, 结果测出四个区域中有三个可得到如图 8 的满意的结果, 而在另一个区域则较差, 要是把较差的部位切去, 则可达到将优质光学玻璃精选出来的效果。

## 参 考 资 料

- [1] R. E. Brooks, L. O. Heflinger, R. F. Wuerker, *Appl. Phys. Lett.*, **7**, 1965, 248.
- [2] A. E. Ennos, "Optical and Acoustical Holography", Plenum press. New York-London, 1972, 41.
- [3] H. M. Smith, 全息学原理 (中译本), 1972, 212.
- [4] P. F. Forman, *Appl. Opt.*, **3**, 1964, 646.
- [5] A. R. Tyness, D. L. Bisbee, *IEEE J. Quan. Elect.*, **QE-3**, 1967, 459.
- [6] F. E. Roberts, P. Langenbeek, *Appl. Opt.*, **8**, 1969, 2311.
- [7] Kazuo Saganagi, Kazuya Matsumoto, "Application of Holography", Plenum Press. New York-London. 1971, 169.
- [8] F. Twyman, *Prism and Lens Making* (2nd Edition), 1952, 507~511.
- [9] A. Masumura, M. Matsukawa, *Optics and Laser Tech.* **3**, 1971, 36.
- [10] J. D. Briers, *Optics and Laser Tech.*, **4**, 1972, 28.