

天文光学工艺

Д. Д. 馬克苏托夫

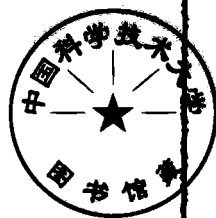
科学出版社

中国科学院图书馆

天文光学工艺

Д. Д. 马克苏托夫 著

楊 世 杰 譯



科学出版社

1964

Д. Д. МАКСУТОВ
ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ
АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

Государственное издательство
технико-теоретической литературы

1948

內 容 簡 介

本书是作者根据自己多年来从事天文光学加工的經驗而写成的。对于天文鏡面的精度要求，材料选择，变形問題，大型鏡面的加工方法及所用的机床、設備，以及阴影方法原理及应用等都作了詳細深入的討論。

本书可供天文仪器及大型精密光学鏡面的設計制造人員和有关科学研究人員参考。

天 文 光 学 工 艺

Д. Д. МАКСУТОВ 著
楊 世 杰 譯

科学出版社出版 (北京朝陽門大街 117 号)

北京市书刊出版业营业许可证出字第 061 号

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总經售

1964 年 2 月 第 一 版 书号: 2881 字数: 233,000
1964 年 2 月 第一次印刷 开本: 850×1168 1/32
(京) 0001 2,000 印张: 8 13/16

定价: (7) 1.50 元

目 录

第 一 章	制造的精度	1
第 二 章	鏡面材料	17
第 三 章	折射光学材料	31
第 四 章	光学零件的变形和支承	56
第 五 章	研磨和拋光	81
第 六 章	大型光学零件加工	101
第 七 章	細磨和拋光用机床及机器	131
第 八 章	阴影檢驗法原理	145
第 九 章	工作物和工具曲率的測量	179
第 十 章	凹球面鏡和平面鏡的檢驗	201
第十一章	非球面鏡的檢驗	224
第十二章	折射光学零件的制造和檢驗	245
結束語		273

第一章 制造的精度

光学技术是具有其他技术领域一般所没有的制造精度和公差。如果普通車工必須保証十分之几或百分之几毫米的公差，那么普通光学家在一般成批的生产中必須保証的公差为十分之几甚至百分之几微米。这是由于光学公差是和光的波动本质相联系的：为了使光学仪器呈现出质量完善的象，必需使光波波面的变形（波面象差）不超过光綫波长的四分之一 $\left(\frac{1}{4}\lambda\right)$ 。这是瑞利所推导出的，应用于目視光学系統的条件，称为瑞利条件。

因为对于眼睛最敏感的黃綠色光綫的波长为 $\lambda_0=0.555$ 微米，所以头等目視系統中波面象差的公差 $h_{\text{最大}}$ 为：

$$h_{\text{最大}}=\lambda_0/4=0.14 \text{ 微米}。 \quad (1)$$

根据光学中这一基本波面象差的公差，就可以計算光学零件表面誤差的公差，而这些公差对于折射和反射表面，垂直和傾斜入射光綫以及不同折射率 n 的光学介质是不同的。讓我們在普遍形式下来討論这一問題（見图1）。

設在第一种折射率为 n_1 的介质中传布的、未受歪曲的波面 $I-I$ 入射在折射率为 n_2 的第二种介质界面 AB 上；分界面上有一高度（或深度）为 Δ 的地区性誤差；波面的入射角为 α 。

在这种情况下，部分能量以同样的角 α 反射成为有相应的地区性变形 h' 的波面 $I'-I'$ ，而部分能量被折射并在折射率为 n_2 的介质中以折射角 β 传布成为有相应的地区性变形 h_2 的波面 $II-II$ ；而且根据折射定律应该有：

$$\sin \alpha : \sin \beta = n_2 : n_1。$$

設在第二种和折射率为 n_3 的第三种介质之間有无变形的界面 CD 并且波面 $II-II$ 以入射角 γ 射在这表面上。这时在第三种介质中光能以折射角 δ 传布成为有相应的地区性变形 h_3 的波面

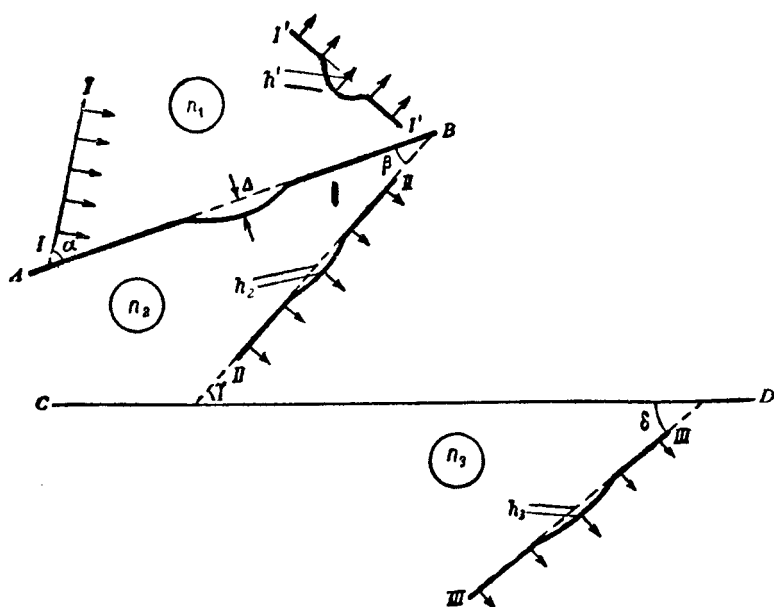


图 1

III—III; 在这情况下显然有:

$$\sin \gamma : \sin \delta = n_3 : n_2.$$

我們不在这里作几何的推导, 而给出变形的数值 h_2 , h_3 及 h' 的最后形式如下:

$$h_2 = \Delta \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin \alpha} = \frac{\Delta}{n_2} (\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \alpha} - n_1 \cos \alpha); \quad (2)$$

$$h_3 = h_2 \frac{n_2}{n_3} = \frac{\Delta}{n_3} (\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \alpha} - n_1 \cos \alpha); \quad (3)$$

$$h' = 2 \Delta \cos \alpha. \quad (4)$$

对反射情况取 $n_2 = -n_1$, (4) 式就可以作 (2) 式中的个别情况导出.

在垂直入射时 ($\sin \alpha = 0$, $\cos \alpha = 1$), 我們的公式就简化成为:

$$\circ h_2 = \Delta \frac{(n_2 - n_1)}{n_2}; \quad (5)$$

$$\circ h_3 = \Delta \frac{(n_2 - n_1)}{n_3}; \quad (6)$$

$$\circ h' = 2 \Delta. \quad (7)$$

推导得的公式可以使我們解决任何实际情况中的公差問題。

例 1. 有如图 2 的全反射直角稜鏡；設在直角面上沒有任何誤差，如果稜鏡的折射率为 $n=1.5$ ，要求計算在稜鏡斜面上的允許誤差 $\Delta_{\text{最大}}$ 。

我們討論如下：平面波面 $I-I$ 无歪曲地进入稜鏡物质中；經斜面上反射后，形成根据 (4) 式决定的变形 h' ，其中 $\alpha=45^\circ$ ；我們求得此值为：

$$h' = 2\Delta \cos 45^\circ = 1.4 \Delta;$$

然后获得这一变形的波面垂直地入射在第二个直角面上并进入空气中之后，形成最后按公式 (3) 計算得的变形 h_3 ，其中取 $n_2=1.5$ ； $n_3=1$ ； $h_2=h'$ ；

$$h_3 = 2.1 \Delta. \quad (8)$$

但是根据瑞利条件（如果稜鏡是头等的目視仪器用的），变形 h_3 不应该超过 $\frac{1}{4}\lambda_0$ 或 0.14 微米；因此我們在斜面上地区性誤差的公差将为：

$$\Delta_{\text{最大}} = 0.067 \text{ 微米} = 0.12 \lambda_0. \quad (9)$$

当采用玻璃样板作为檢驗方法时， $0.12 \lambda_0$ 的誤差相当于干涉条紋偏移 0.24 个条紋間距，所以光学家說，他必須把稜鏡的斜面加工到精度为 0.24 个条紋，即接近于 $\frac{1}{4}$ 条紋。

例 2. 設在同一稜鏡中，地区性誤差 Δ 是在其中的一个直角面上，而另一直角面和斜面是精确的平面。如果这誤差是在第一

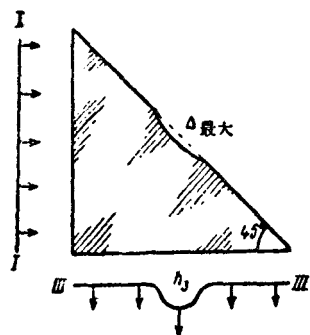


图 2

个直角面上，則传布到玻璃中的波面得到按公式(5)計算的变形 h_1 ，其中取 $n_1=1$ 和 $n_2=1.5$ ：

$$h_1 = \frac{\Delta}{3}.$$

在平的斜面上反射后，波面变形不改变($h_2=h_1$)；最后，波面通过第二个平的直角面从稜鏡进入空气，最終的变形 h_3 由公式(3)决定，其中取 $n_3=1$ ； $n_2=1.5$ ； $h_2=h_1$ ：

$$h_3 = \frac{\Delta}{2}. \quad (10)$$

这一数值不应该超瑞利公差(1)，由此得：

$$\Delta_{\text{最大}} = 0.28 \text{ 微米} = 0.5 \lambda_0 = 1 \text{ 条纹}. \quad (11)$$

因此，在这一稜鏡中直角面上可以允許比斜面上約大4倍的誤差。

如果設第一个直角面是精确的，而誤差 Δ 是在第二个直角面上，則根据公式(5)，其中取 $n_1=1.5$ 及 $n_2=1$ ，立刻就得到結果：

$$h_3 = -\frac{\Delta}{2}, \quad (12)$$

这与結果(10)的差別只是符号相反。这点很易理解，因为按照我們采用的符号規則，当誤差 Δ 是向着光綫进行方向(波面的传布方向)时是正的，否則就是負的；这样，对于第一个直角面为正的誤差是地区性低凹，而对于第二个直角面同符号的誤差就成地区性的凸起了。

現在可以總結出以下的結論。

在所有折射零件(透鏡，稜鏡以及平板)的情況下，当入射光綫与其表面垂直或近似垂直时，地区性的或带区性低落形式的誤差給予进入空气中的波面相应的凸起形式的变形，否則就相反情况；这时不論零件两个表面中那一个有这样的誤差都是一样的。在实践中常常遇到的，因工艺上原因而产生的，在透鏡外带“塌边”形式的誤差通常在透鏡两个表面上都会有，所以两个这样誤差相加起

来而引起波面加倍的歪曲。如果能假定存在于透镜各个表面偶然产生的地区性(集中的)误差是很少迭加起来的,在不同表面的带区误差可能是迭加的,但也可能是相互相减的,部分是相互补偿的,而“塌边”误差总是相加起来的,因此对于这种性质的误差,对头等透镜的公差(11)必须严格一倍;同样,严格说来,当透镜表面带区误差任意分布时,如果要保证透镜质量很高,则对于带区误差的公差也应该这样规定。

不过我们几乎没有见过仅由一个透镜组成的光学仪器。最简单的天文物镜是由两块透镜组成的,具有四个“玻璃-空气”分界面。为了保证两片复合天文物镜的质量,对每一表面带区误差的公差应该比公差(11)近乎严格4倍;由于物镜中的一个透镜是用折射率为1.60—1.65的火石玻璃制造的,所以实际上还要把公差定得更严格些。

事实上,如果当 $n=1.5$ 时,有 $h_g=0.5\Delta$,则当 $n=1.65$ 时,不难计算得 $h_g=0.65\Delta$,即在同样的表面误差之下,波面变形增加30%。

我们可以看到,透镜物镜四个表面中的每一个表面都需要近似地做到和单个反射镜相同的精度,当光线接近垂直入射时,后者的公差是按照(7)及(1)式来决定的:

$$\Delta_{\text{最大}} = \frac{\lambda_0}{8} = 0.07 \text{ 微米}. \quad (13)$$

如果注意到在两个透镜中可能存在引起额外波面变形的光学玻璃不均匀性并会迭加起来,而且对玻璃不均匀性的严格要求随着物镜的尺寸而增长,那么将会理解到,为什么大型的物镜比起大型的,即使是抛物面形状的镜面来造价仍要高得多并且难以实现。

我们令光线以不同的入射角 α 射到折射和反射表面上;我们按推出的公式定出对折射($n_1=1, n_2=1.5$)及反射($n_1=1, n_2=-1$)情况下的公差 $\Delta_{\text{最大}}$;把得到的结果以曲线 $\Delta_{\text{最大}}=\varphi(\alpha)$ 的形式绘于图3:实线是折射情况,虚线是反射情况,垂直方向的比例尺

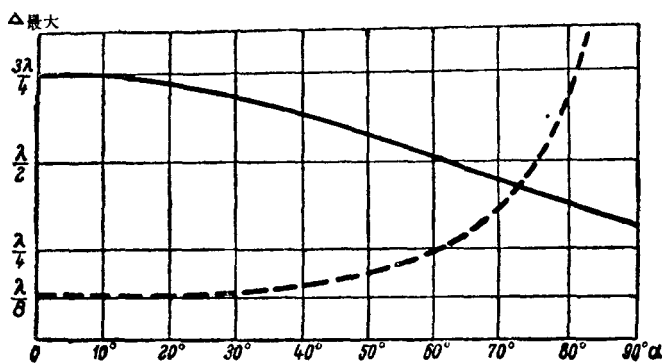


图 3

是以波长 λ 为单位。

要注意到，如果光线是从玻璃中经过某一精确表面进到空气中，则图 3 的实线曲线应该降低 1.5 倍。

在折射和反射时，曲线 $\Delta_{\text{最大}}$ 是有完全不同的特性。在折射情况下，对表面加工精度的要求随着 α 增加而要提高；例如对于掠射光线必须把表面精度比法向入射光线情形约提高 2.2 倍。在反射情况下，表面加工的必要精度随着 α 的增加而降低；当 α 趋近于 90° ，即光束接近于沿表面掠射时，表面可以做得很粗糙。

用这些可以说明为什么通过半毛的表面不在倾斜入射光而在垂直入射光之下，看起来更为透明以及为什么粗的毛面在光线掠射入射方向能够很好的反射物象。

所作的结论可以应用于研究毛表面的“倾斜光束方法”，检验毛玻璃坯的条纹和不均匀性的浸没法，在细磨过程中修改非球面方法等方面。

在光学实践中地区性表面误差公差遵守有“容易”的，也有“困难”的情形。属于容易情况的，除了在掠射光或近似掠射光中工作的平面镜之外，还有胶合物镜的内表面。设折射率为 $n_1=1.5$ 的冕玻璃和折射率为 $n_2=1.6$ 的火石玻璃用折射率 $n_3=n_1=1.5$

的物质胶合起来。在这种情况下，冕玻璃透镜的表面可以做得很粗糙，因为它的所有地区性缺陷和低凹将都为同样折射率的物质所填满。对于火石玻璃透镜可以允许波面进入空气后变形不超过 $\frac{1}{4}\lambda_0$ ；不过这时有：

$$h = \Delta(n_3 - n_2) = 0.1 \Delta,$$

由此我们求得很大的公差为：

$$\Delta_{\text{最大}} = 1.4 \text{ 微米} = 2.5 \lambda_0 = 5 \text{ 条纹}.$$

属于困难的情况，一方面是有许多透镜的折射仪器，另一方面是有两个或特别是有三个镜面的反射望远镜。

我们已经看到，为了充分保证仪器的质量，每一个表面的公差是把前面求出的公差除以作用的表面数得到，如果这些表面很多，则得出的公差就会非常严格，以致没有任何工艺师能够保持它。例如在某目视的折射仪器中有 20 个玻璃-空气分界面，并且玻璃的折射率近似于 1.5；这时公差 (11) $0.5 \lambda_0$ 必需除以 20，而得 $\Delta_{\text{最大}} = 0.025 \lambda_0 = 0.05 \text{ 条纹}$ ；但是这样的精度，光学家是不能用样板玻璃去检定工作物的，而且即使可能的话，则仪器的制造必定会显得异常昂贵和费时间的。再如另一个例子：在有三个镜面的望远镜中，各镜面都是同等重要，以全部口径工作以及在制造中是同样的困难；在这种情况下，公差 (13) 必需要除以 3，得 $\Delta_{\text{最大}} = 0.04 \lambda_0 = 0.08 \text{ 条纹}$ ，这同样也非常难以实现，特别还要注意到天文光学的尺寸都是很大的。

很自然会得出这样的结论，在很多光学生产的情况下，可以有效地采用补偿方法，这就是：不去追求各单个表面所必需的很高精度，以较低的公差把它们做出来，然后按今后仪器的光路把光学零件装起来，研究总的波面象差并用“修琢”其中经我们慎重选定的一个表面来补偿它。

但是对这种工艺，样板玻璃方法是完全不能应用的，它只能检定所给定的具体透镜表面，而不是从仪器出来的波面。另外，样板玻璃完全不能发觉使波面变形及降低成像质量的玻璃不均匀性。

在很多情况下,采用非常巧妙和技艺要求很高的地区性表面修琢,能成功地用显然不均匀的玻璃制成良好的光学仪器。对于这种修琢,样板玻璃方法是完全不能应用的而必需用另外更完善的方法,后面我们将可以看到阴影检验法就是这样的一种方法。让我们举两个例子。

1933 或 1934 年在国立光学研究所我领导的实验室中,用明显不均匀的玻璃制造过 $\phi 200$ 毫米特殊研究目的的物镜。当物镜表面还是精确的球面形状时,光点的象在物镜中呈古怪的椭圆形,有分散的光斑和尾巴。在阴影法的控制之下,我们开始在这物镜的一个表面上作修琢;因为不均匀性多半集中在物镜的外部带区(玻璃退火不好的结果),修琢也主要是用小的抛光盘改变物镜外部带区的球面。图 4 是这个被修琢过表面定性的地形图,或者是如果我们把样板玻璃放到这表面上去看到的干涉环。

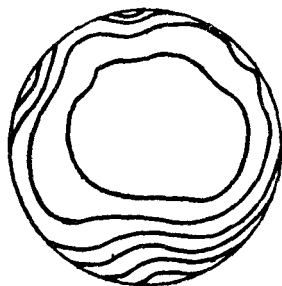


图 4

经过修琢,物镜变得能得出好的象,但是只在把透镜放在一定位置上的唯一条件下;只要把一个透镜相对另一个透镜稍为转动一个不大的角度,破坏了达到的补偿,则象的质量就剧烈地变坏了。

另一个例子:1940—1941年冬天,在同一实验室里修琢了1941年观察日食用的大摄谱仪的大型稜镜。稜镜是用紫外綫透射很好的火石玻璃制造的,但是玻璃显得非常不均匀,所以当稜镜表面是平面时,谱綫的象是不值一评的。我们把每个稜镜作了修琢,用地区性抛光改变它的一个平面,直到谱綫象显得很好为止。

这样,熟练的光学家装备了可靠的检验方法,不但可以把误差消除到上面规定的公差限度以下,而且能有意識的加上地区性的和带区误差来补偿所发觉的波面缺陷。这些人工的误差可以达到几个微米,而它们的数值愈大修琢就愈困难;但是修琢的意义是在

于：第一，它的精度对于折射表面是 $\frac{\lambda}{4(n-1)}$ ^{*}，对于反射表面是 $\frac{1}{8}\lambda$ ，即和对单个表面的相同；第二，修琢可以消除在球面时不能消除的缺陷；后者不仅只是对玻璃的不均匀性，而且还对剩余球差而言，光学设计者限制于球面不可能消除剩余球差；因此熟练的光学家完成的物镜能显得比设计者事先计算的更好。

怎样在实践中达到这样高的精度呢，光学家的工作是否是象有魔法的艺术呢？

大家都知道，很多事物对于我们似乎是不可思议地困难只是因为我们对它们很生疏或者只是从旁边听到一些。同样，大多数职业家都喜欢以神秘的烟雾笼罩着自己的职业，而把自己的技艺打扮成是要求特别天赋的艺术。但是捧得太高是令人很不愉快的，在很多场合下必需要揭露这些观念。光学技术在这方面也不是例外，现在我们要尽力解释这点。

如果取两块表面很粗糙而不规则的砖头，然后耐心地把它们相互摩擦，直到两个表面不再相互卡住为止，那么得到的表面可能一个是略为凸起的，而另一个是曲率相同略凹的，显得比我们想在好的机床上用车刀车出的更要精确。对这样的工作不需要特殊的技能和设备，而成功的原因是对表面加工采用了很有成效和有利的“对研”方法。

当一个表面沿着另一个表面任意移动时，只有两个曲率相同的球面（一个凸的，一个凹的，其中也有是两个平面）能保持全部点都是接触的。当表面还没有形成相同曲率的球面时，将有凸出的点、部分或带区，在这些上磨去比较快，直到这些部分下降到球面水平为止。低落的部分在这样加工中不被磨到，所以它们等待着，直到球面的水平降到它们位置时，才轮到加工。结果首先磨掉的是表面上最凸的这些点，然后才是较多部分表面被磨到，但是在上面还保留着个别低凹不规则形状的地方没有加工到；最后，球面下

^{*} 原文 $\lambda(n-1)$ 有誤。——譯者註

降到最低凹处的底部，表面就全部被磨到了或者与同样曲率的另一个表面磨得相符合了。因为平面是曲率为零的球面特殊情形，所以平面的对研和研磨在这一意义上是完全和球面的研磨没有区别的。

如果两个相互对研的球面具有不同的曲率，则在它们之间必定是中央接触或是外带接触；但这时的表面磨损是不均匀地进行着，一直到两个表面形成相同的曲率为止。

砖头是很脆的物质，它的凸出部颗粒很容易在和另一块砖头干磨时碎裂下来。如果我们采用同样的方法来研磨玻璃，那么工作就要很长时间，而且在得到平滑表面之前就被很多很深的划痕毁坏得难以挽救了。因此为了大大地加速研磨过程并得到均匀的毛表面，采用了各种粒度的研磨粉（磨料）。为了更加快研磨和冷却工作物，采用湿的研磨来代替干的研磨；玻璃用水，钢用煤油等。

在这样研磨之后，如果表面还不是球面的，那么它的误差只是所用磨料颗粒大小的几分之一。由于最后细磨是用粒度只有几微米的金刚砂，所以，即使是经验较少的工艺师磨好准备去抛光的表面的球面精度也有一微米左右。如果工艺师会控制研磨过程并且懂得用什么样的办法能有利于获得精确的球面，什么样的办法会损坏球面，那么磨出来的表面会是精度达到几分之一波长的球面，即头等的光学表面。在以后必需力图在抛光过程中不破坏这样的表面，因为实践表明，在不加管制的加工之下，细磨后的表面比抛光后的要精确。显然，所有这些说法是指工作物的“宏观表面”形状而不是指它的“微观表面”形状而言的，后者只有在抛光之后才能得到“光学”的表面。

现在我们看到，对研方法本身能使我们用最简单的方式获得虽不是严格的，但总算是非常接近于球面的表面。所以当向光学家提出要求获得非球面的任务时，如果表面非球面度，即和最接近球面的偏离程超过实践所规定的某限度，他可能不能胜任这个任务。在这种情况下，光学家首先从自己经验的“仓库”中取出所有

“不應該这样拋光”的办法并在其中选出能在工作物上引起目前所需要的誤差的办法；如显著地縮短或加长細磨中的动程长度，同时在拋光盘柏油上作地区性的“修削”，光学家可以故意地在所需要的方向上把球面改变不大的数量。所以制造不太强的非球面对光学家來說只要他有可靠的檢驗方法，并不是不可克服的困难。但是，如果所給的非球面度很大，那么这种非常規的拋光将不足以应付，这就必須想新的人工方法使球面变形，依靠特殊形状小磨盘和拋光盘的帮助，并依次地在各个帶区进行加工（修琢）。最后，当非球面度超过了由工作物的大小，采用方法和工艺师的技能所决定的某个限度，則制造具有光学精度的非球面將是不可能的。

正因为这样，制造球面的光学零件，甚至是成批的，是比較簡單，而制造非球面光学零件，即使是单件的，也是那样复杂。

以中等大小的拋物面鏡作为例子来討論一下，当鏡面的光力还不太大时（1:7—1:10），制造这种鏡面和制造球面鏡相差不大，因为在这样情况下，为使它变成拋物面所需的球面变形数量級和我们制造球面时与之作斗争的，工艺上可能的誤差是相同的。光力为1:5—1:4的拋物面制造要求采用某些人为的拋光措施和工艺师有足够的經驗。任何更多的提高光力是跟随着更大的困难和時間的耗費，并且愈要求光学家有高度的技艺，因为拋物面鏡的非球面度是和它的光力立方成正比的。最后，光力为1:2直径中等的拋物面看来是最熟练的工艺师在不顧精力和時間消耗下，能够达到的极限。

对于光力更强的鏡面，例如探照灯的鏡面，必需在根本上改換加工的方法；同时必須放弃工作物和工具表面对研的，自动保証加工而平滑的方法而使工作物的精度降低。在探照灯鏡面上我們可以勇敢地这样做，因为它们們的精度可以比天文鏡面低的倍数近似于电弧火焰的直径比衍射圓斑直径大出的倍数，也就是近1000倍。

在探索近于理想的光学系統时，我們可以任意地把光学系統复杂化，采用大量的透鏡或鏡面，并在其中某些表面是非球面形

状;这可以减少或消除球面象差,而在某些情况下还可以消除傾斜光束的象差,即計算得到光力强、外形尺寸小、口径大和視場大的系統。不过在計算中得到的优良系統可能在实践中是完全不现实的和做不到的,主要是由于其中采用了非球面。因此可以理解到光学系統的作者不仅在大批生产的仪器中,而且也在单件仪器中尽量避免采用非球面:“弯月鏡系統”在这方面是很好,在其中利用球面的零件得以改正象差,而且剩余象差很小,如果需要的話,能用不大的和不难的修琢完全把它改正。

我們已很充分地討論了目視系統制造的精度。現在將討論照相系統。

因为在天文观察中,眼睛对波长 $\lambda_0=0.555$ 微米的光綫最敏感,而未經敏化的照相底板对波长約 0.44 微米的光綫最敏感,則应期待在透鏡数目,折射率等都相同的条件下,照相光学要求精度提高約 25%。在事实上对于大多数实际情况下并不是这样。

我們取理想的无象差的物鏡并改变它的 相对口径 $A=D:f$, 其中 D 为直径, f 为物鏡的焦距。按照这些,星体将在焦平面上成象为四周围繞着暗弱衍射环的衍射圓斑,而衍射圓斑的直径为:

$$2r = \frac{2.44\lambda}{A} = 2.44v\lambda; \quad (14)$$

这里 $v = \frac{1}{A} = \frac{f}{D}$, 为相对口径的倒数。表 1 列出对于不同相对口径 A 和两种波长, $\lambda_0=0.555$ 微米及 $\lambda=0.44$ 微米的衍射圓斑直径 ($2r$):

表 1 $[2r=g(A, \lambda)]$

$\lambda \backslash A$ (微米)	1:1	1:2	1:5	1:10	1:20	1:50	1:100	1:200
0.555	1.35 微米	2.71 微米	6.77 微米	13.5 微米	27.1 微米	67.7 微米	135 微米	271 微米
0.44	1.07	2.15	5.37	10.7	21.5	53.7	107	215

在强光照相物鏡之下,要使照相底板察觉衍射象是太小了。底板顆粒較粗,照相层中的散射光,由获得露光顆粒的溴化銀还原反应轉換到旁边未露光顆粒的反应,所有这些,即使光学象是数学意义上的点,都导致在一般的感光层中的星象成为直径約 30 微米的斑点;在低感光度底板上斑点的极限直径比 30 微米 要小,但是这样的底板对天文学家不感兴趣,因为天文的露光时间,即使是感光灵敏的照相底板,通常也是从几分钟到若干小时。

因此在强光照相物鏡中,例如光力为 $A=1:1$,如果照相的散射在較好的情况下总是把圆斑模糊到直径約 30 微米的斑点,那么沒有必要达到瑞利条件和获得完善的直径約 1.07 微米(表 1)衍射圆斑的象。

对表作过分析后,不难感到,如果在强光照力(1:1,1:2或1:5)之下,衍射圆斑比照相散射圆斑小一个数量級,而因此可以把物鏡制造得公差要求低一些,那么在弱光照力(1:100,1:200)之下,比例关系就相反了,在这种情况下照相底板能够记录下衍射象的所有細节。如果我们不希望失去这种象的細节并要以照相方法取得所有它的一切潜在能力,我們必須在制造这样的光学零件中把公差严格約 25%,即和头等目視光学公差的比值为 $\lambda_0:\lambda=0.555$ 微米:0.44 微米。显然,这里仅說到剩余球差、地区性和带区性表面誤差以及玻璃不均匀性等的公差,也就是球面波变形因素的公差。在这方面說来,强光照力的照相物鏡是按照稍低的公差計算的;而同时强光照力的照相物鏡对于透鏡厚度和空气間隙的誤差,表面曲率誤差以及定中心的缺陷是較为敏感的。

如果再注意到强光照力物鏡中常有很多透鏡及玻璃-空气分界面,那么它們制造中的公差事实上不是很寬而是制造本身是相当困难的。

目視物鏡质量的估价是决定于波面象差,而照相物鏡在光軸上象的质量估价應該是取决于焦平面上弥散圆斑的大小和在其中的能量分布。

但是物鏡或者另外給定直径、光力和結構的照相系統可以按