技术光学

M.M.鲁西诺夫

科学出版社

技 术 光 学

M. M. 魯西諾夫 著

陈晃明 王 鎂 譯

馬 士 修 校訂

科 学 出 版 社

М. М. РУСИНОВ
ТЕХНИЧЕСКАЯ ОПТИКА
Государственное научно-техническое
издательство машиностроительной
литературы 1961

内 容 简 介

本书敍述了具有高度光学特性(广角的几何光学)的光学仪器的設計問題,光束在大視場中的限制,象差学說以及光学系統的組合.

研究在大視場情形下的一般規律性以及为大視場所采用的各种光学仪器最主要結构元件的性質.

书的最后一部分談到設計具有高度光学特性的系統时有助于解决主要技术問題的一些材料.

本书供从事光学系統計算的工程技术工作者和实驗室工作人員用，对于高等学校光学专业的学生也会有益处.

技 术 光 学

M.M. 魯西諾夫 著
陈晃明 王 鉄 譯
馬 士 修 校訂

*

科 学 出 版 社 出 版 (北京朝阳門大街 117 号)
北京市书刊出版业营业許可証出字第 061 号
中国科学院印刷厂印刷 新华书店总經售

*

1962 年 10 月第 一 版　　书号：2612　字数：302,000
1962 年 10 月第一次印刷　　开本：850×1168 1/32
(京) 0001—2,350　　印张：11 9/16　插頁：1

定价： 1.90 元

作者为中文版写的序言

作者曾于 1958—1959 年度在中华人民共和国北京工业学院开設“技术光学”講座。

俄文版“技术光学”一书于 1961 年 3—4 月在苏联出版。

“技术光学”中的某些专題(以前在期刊“高校通报”[Известия высших учебных заведений] 上发表的)曾于 1960 年在德意志民主共和国伊尔門瑙高等电工技术学校作者所开設的講座中講述。

本书中材料的叙述方法与在光学的古典科学著作中的一般叙述方法不同，不是建立在三級象差理論的基础上，而是以在研究大視場和大孔径角的具体光学系統中遇到的单个組件的性质和特点作为基础，因为在我們看来，这样的方法能够比較充分地闡明所謂的高級象差的本性及其产生的原因。

作者認为向馬士修、陈晃明以及从事本书翻譯和校訂工作的其他同志表示謝忱是自己愉快的义务。

1961 年 11 月于列宁格勒

前　　言

光学仪器制造的发展史，与其他仪器制造部門的发展相比較，具有某些特殊性.

回顾过去一个世紀的后半期，光学仪器的拟制是由直接在光学工厂工作的有限的几个专家所垄断；他們的工作方法极端秘密。

另一方面，光学仪器拟制本身的特点——极端不同的仪器使用同样光学系統的可能性——决定了設計良好的光学系統的长期使用性能，它能够保持光学仪器的現代性，能够同数十年过程中不断发展的仪器制造中的任务相适应.

例如，早在上世紀制作出的六倍望远鏡的光学計算，至今还沒有失去它的現代性；而 1840 年的伯茨瓦尔設計的照象物鏡，只是在 1920—1930 年前才过时，它的使用性几乎保持了整整一个世紀。

同时，在所有各种不同光学仪器中使用的基本光学系統的名目不多，并且还在上一世紀就差不多全部有了.

因此，上一世紀初期迅速发展的光学系統的設計后来急剧地減緩，实质上只是研究了摄影光学.

此种現象在很大程度上也是由这种情况所促成，就是：某种光学計算的改进是一件非常复杂的任务，需要大量的計算工作，而这項工作只有专門从事光学計算的部門的人員才能胜任.

此外，在許多情况下，在光学系統的原有計算当中未被利用的光学系統改进的可能性很少，以致利用它們得不出任何重大的效果.

显然，光学系統設計的历史发展的这种情况在理論的发展上留下它的痕迹；在上世紀中叶已經建立起基础的光学仪器理論，至

今几乎沒有任何重大的改变.

由于在研究光学系統时仅限于容易得到的較小的視場和孔径,在許多情况下,它們的大小基本上是由被計算系統的可能性来决定，故对光学仪器的古典理論沒有提出采用大視場和大孔径角的要求. 因此，光学仪器的古典理論的发展是从研究近似公式的途径着手,而此近似公式仅在小視場、小孔径的情况下正确.

这是在一定程度上由于得到的关系复杂，看来似乎沒有可能在实际的視場和孔径范围內运用而促成的.

因此，光学仪器的古典理論停留在高斯光学（近軸光綫光学）和三級象差理論(賽特公式)的論述.

但在近三十年內,光学仪器的設計远走在前面,造成了許多視場和孔径极大的光学系統.

我国(指苏联)光学仪器制造业在这方面也作了极大的貢献.

十分明显，走在前面的实践与停留在它的陈旧基础上的光学仪器古典理論間的这种脫节現象是不能容忍的；因此利用从計算大視場和大孔径的現代光学系統的实践中积累起来的經驗重新編制光学仪器的古典理論是十分必需的.

本书就是試图解决这个問題.

目　录

第一編
广角的几何光学

第一章
大視場的綫性共軛

§1. 基本原理

我們知道，几何光学是根据光的直綫传播定律及光的反射和折射定律来解决有关光的传播和成象的問題.

几何光学忽視了干涉、偏振、衍射和其他物理光学現象，这样，就把光学成象定律抽象化.

但是几何光学的这种抽象性，与理論力学的抽象性一样，在很大程度上使基本关系和規律易于理解，給研究工作者和光学設計师們一种研究和拟制光学系統的簡便和有效的方法.

但是在拟制和研究广角和強光的光学系統时，似乎不可能一成不变地利用普通几何光学所建立的原理，因为，如上所述，普通几何光学的全部公式是在研究光束与光学系統光軸构成的角度不大的假設下建立的.

因此，我們不得不放弃光綫与系統軸构成小角度的假設，而重新建立一些几何光学的基本公式.

为方便起見，我們将維持所研究的問題的順序与古典理論所采用的順序相仿；其中，首先我們来研究綫性共軛定律、象散光束光路（与高斯光学类似）、光瞳的理論及漸暈等.

我們知道，綫性共軛理論的建立是基于下列原理：

1. 物空間的一条直綫只与象空間的一条直綫对应.

2. 物空間垂直于軸的面与象空間垂直于系統軸的面对应.

3. 两个空間共軸时;两个空間的軸綫彼此共軛.

4. 物空間的两条直綫的交点与象空間的两条共軛直綫的交点对应.

我們知道,靠近任何一个光学系統的軸,甚至在矫正很好的光学系統的軸的附近范围以外的空間，都十足地遵守綫性共軛理論的这些原理.

但是在大視場和大孔径的光学系統的一般情形下，这些原理将不能全部遵守;例如,不能認为垂直于系統軸的任何一个平面与垂直于象空間軸的一个平面共軛;原因是象存在弯曲（場曲）的現象.

斜光束中象散的存在要求重新考虑同心性条件（我們必須考虑光綫在两个平面上的途径——弧矢面及子午面).

根据这些理由，我們不得不采取几个另外的原理来建立大視場中的綫性共軛理論.

其中,我們可以保存光綫間的綫性条件;同样可以保存軸的共軛条件,此处共軛是指入射及出射斜光束主光綫的共軛;采用通过子午面的主光綫后，我們就能定出从光学系統的同心性导出的关于子午面的对称条件.

当研究主光綫与物和它的象的交点周圍的物和象的微小部分时,我們能对这些部分定出共軛条件.

在一般情况下,这些微小面积对于系統軸能够任意地定向,假設这些微小面积垂直于系統軸并沒有多大損害.

一般說来,这种假設与实际不相符合;但是当微小的象投影在垂直于系統軸的銀幕上时，由于象的深度能以实际得到垂直于系統軸的微小的象，此种可能性就可作为这种假設的正确性的証明.

因此,对于大視場和大孔径角的綫性共軛,我們可以陈述以下的原理:

1. 物体空間內的每条光綫均与象空間內的光綫对应。

2. 每个空間內都有軸；两軸彼此共軛；在軸周围的弧矢面和子午面上，靠近軸通过的光綫具有对称性。

3. 在物空間內，从一条光綫連續过渡到另一条时，相应的共軛光綫在象空間同样有相应的連續过渡。

4. 每一垂直于軸的物空間的微小的物，它的共軛象同样与軸相垂直。

§2. 沿主光綫的焦距的概念

图上（图1）所示为在物空間和象空間分別与系統軸构成角 β 和 β' 的主光綫的光路。β 和 β' 角为有限的。

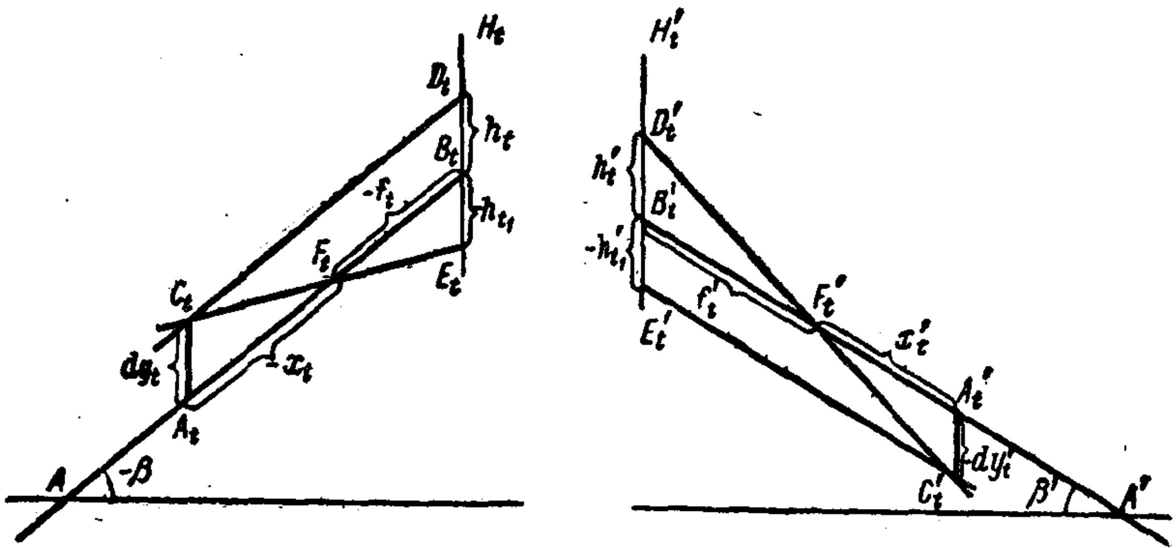

图1　沿主光綫的焦距

移动物空間內主光綫上的某些点 A（子午面上的点 A_t 和弧矢面上的点 A_s），对于无限細小的光束（对应于子午面和弧矢面），我們在象空間內可得到与点 A_t 和 A_s 对应的象点 A_t' 和 A_s'。

当物空間內的点 A_t 和 A_s 移至无限远时，与 A_t 及 A_s 共軛的点 A_t' 和 A_s' 占据 F_t' 和 F_s' 点的位置，F_t' 和 F_s' 就是子午和弧矢后焦点的位置。

当象空間內的点 A_t' 和 A_s' 移至无限远时，与 A_t' 和 A_s' 共軛的点 A_t 和 A_s 占据 F_t 和 F_s 的位置，F_t 和 F_s 就是前子午焦点和前弧矢焦点的位置。

首先我們研究子午面的情况. 假設在主光綫上任何一对共軛点的微小的象垂直于系統軸(如垂直于軸的平面象部分), 按照子午象的微小部分对物的微小部分之比, 我們就能确定子午面內微小部分的綫放大率 V_t 的概念.

假設微小部分的子午綫放大率等于 1, 我們确定一对共軛点的位置, 这对共軛点的物的微小部分将等于象的微小部分. 这些微小部分,和普通綫性共軛理論中的主平面相仿,称为子午主綫.

完全相仿, 在弧矢面內我們能够确定弧矢微小部分的綫放大率和弧矢主綫的概念.

将子午和弧矢主綫用字母 H_t 和 H'_t, H_s 和 H'_s 表示.

从主点 B_t 和 B'_t 或 B_s 和 B'_s 到各相应的焦点間的距离分别称为前焦距、后焦距、子午焦距和弧矢焦距.

子午面上的焦距用 f_t 和 f'_t 表示,弧矢面上的用 f_s 和 f'_s 表示.

在子午面上的主光綫从焦点至共軛点的距离用 x_t 和 x'_t 表示,而在弧矢面上,則用 x_s 和 x'_s 表示.

現在来看图, 用 dy_t 表示微小的物体 A_tC_t. 經过此微小物体的頂点 C_t 作一条光綫与主光綫平行和另一条通过前焦点的光綫. 按照規定的焦点和主光綫的概念,这两条光綫在象空間內,一条应該通过后焦点(物空間內平行于主光綫的光綫), 另一条应該与出射的主光綫相平行(通过物空間內前焦点的光綫);此时,在主光綫上由这两条光綫所构成的綫段应成对地相等,因而

$$dy_t = A_tC_t = B_tD_t = h_t = B'_tD'_t = h'_t \tag{1}$$

$$-h_{t_1} = B_tE_t = B'_tE'_t = -h'_{t_1} = A'_tC'_t = -dy'_t \tag{2}$$

根据由点 $A_tC_tF_t$ 和 $B_tE_tF_t$ 所形成的相似三角形有:

$$\frac{-h_{t_1}}{dy_t} = \frac{-f_t}{-x_t} = -\frac{dy'_t}{dy_t} = -V_t \tag{3}$$

并自象空間內的三角形 $A'_tC'_tF'_t$ 和 $B'_tD'_tF'_t$ 得出:

$$-\frac{dy'_t}{h'_t} = \frac{x'_t}{f'_t} = -\frac{dy'_t}{dy_t} = -V_t \tag{4}$$

由此不难确定綫性子午放大率 V_t:

$$V_t = \frac{dy_t'}{dy_t} = -\frac{f_t}{x_t} \tag{5}$$

和

$$V_t = \frac{dy_t'}{dy_t} = -\frac{x_t'}{f_t'} \tag{6}$$

从(5)和(6)式最后得到:

$$V_t = \frac{dy_t'}{dy_t} = -\frac{f_t}{x_t} = -\frac{x_t'}{f_t'} \tag{7}$$

从(7)式不难得到子午面內主光綫上綫段的牛頓公式:

$$x_t x_t' = f_t f_t' \tag{8}$$

利用完全相似的方法可以得到弧矢面上的牛頓公式:

$$x_s x_s' = f_s f_s' \tag{9}$$

但是要注意到,一般說来,弧矢和子午放大率以及焦距彼此間毫无联系.

不难看出,所得到的公式,从形式上看与綫性共軛的古典公式毫无区别.

但由此无論如何不能作出結論說,微小部分的綫性共軛的所有公式都能自动地移到大視場的范围;就中子午面上的角放大率的公式将有一些不同的形式.

現在来研究角放大率.

回到图上(图2). 和以前一样,图内 A_t 和 A_t' 表示一对共軛

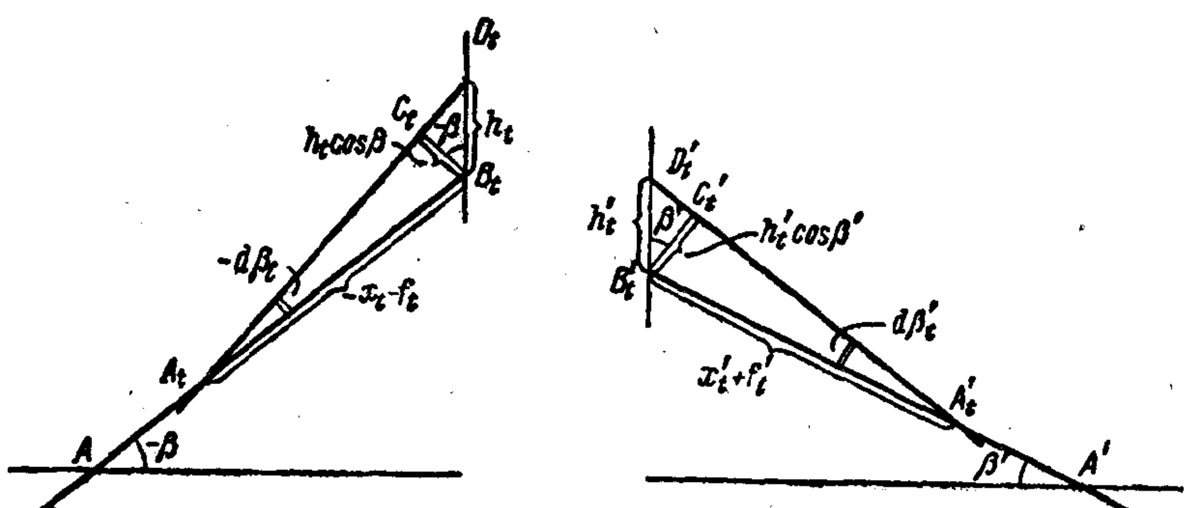

图2 角放大率的确定

的子午点；h_t 和 h'_t 表示主光綫上的綫段；$d\beta_t$ 和 $d\beta'_t$ 表示通过 A_t 和 A'_t 点的子午光綫和主光綫間的夹角.

現在确定角度 $d\beta_t$ 和 $d\beta'_t$，从图找到：

$$d\beta_t = \frac{h_t \cos\beta}{x_t + f_t} \tag{10}$$

和

$$d\beta'_t = \frac{h'_t \cos\beta'}{x'_t + f'_t} \tag{11}$$

用 $d\beta_t$ 除 $d\beta'_t$，并消去 h_t，就得到子午面上的角放大率 W_t.

$$W_t = \frac{\cos\beta'}{\cos\beta} \cdot \frac{x_t + f_t}{x'_t + f'_t} \tag{12}$$

根据牛頓公式，将分子变換并消去 $x'_t + f'_t$，我們找到了角放大率以下的表达式：

$$W_t = \frac{f_t}{x'_t} \cdot \frac{\cos\beta'}{\cos\beta} = -\frac{f_t}{f'_t V_t} \cdot \frac{\cos\beta'}{\cos\beta} \tag{13}$$

由此能够获得角和子午綫放大率的乘式

$$V_t W_t = -\frac{f_t}{f'_t} \cdot \frac{\cos\beta'}{\cos\beta} \tag{14}$$

关于节点焦距的概念.

关于节点的概念，可从角放大率等于 1 的条件出发来确定.

因此，对于节点可写出

$$W_{t_0} = 1 \tag{15}$$

根据公式(14)，这时对于綫放大率将有

$$V_{t_0} = -\frac{f_t}{f'_t} \frac{\cos\beta'}{\cos\beta} \tag{16}$$

将自焦点到节点 x_{t_0} 和 x'_{t_0} 的距离分别用 f_t 和 f'_t 表示，从而定出节点焦距的概念（改变 f_t 和 f'_t 的符号是因为焦距按节点到焦点的反方向計算)；因此对于节点焦距有

$$V_{t_0} = -\frac{x'_{t_0}}{f'_t} = -\frac{f_t}{x_{t_0}} = \frac{\mathrm{f}'_t}{f'_t} = \frac{f_t}{\mathrm{f}_t} \tag{17}$$

交互相乘得到：

$$\mathrm{f}'_t \mathrm{f}_t = f'_t f_t \tag{18}$$

即节点焦距的乘积等于主平面焦距的乘积。

根据(16)和(17)式应有：

$$V_{t_0}=\frac{\mathrm{f}'_t}{f'_t}=\frac{f_t}{\mathrm{f}_t}=-\frac{f_t}{f'_t}\frac{\cos\beta'}{\cos\beta} \tag{19}$$

由此得到

$$\mathrm{f}'_t=-f_t\frac{\cos\beta'}{\cos\beta} \tag{20}$$

和

$$\mathrm{f}_t=-f'_t\frac{\cos\beta}{\cos\beta'} \tag{21}$$

根据公式(20)和(21)，角放大率的公式(13)及角和綫放大率乘积的公式(14)能够用节点焦距表示：

$$W_t=-\frac{\mathrm{f}'_t}{\mathrm{f}_tV_t}\frac{\cos\beta}{\cos\beta'} \tag{22}$$

和

$$W_tV_t=-\frac{\mathrm{f}'_t}{\mathrm{f}_t}\frac{\cos\beta}{\cos\beta'} \tag{23}$$

現在回到公式(14)。将此式展开，能够使它表示成以下的形式：

$$\frac{d\beta'_t}{d\beta_t}\frac{dy'_t}{dy_t}=-\frac{f_t}{f'_t}\cdot\frac{\cos\beta'}{\cos\beta} \tag{24}$$

或者，与一般綫性共軛理論的公式相仿，将公式(24)表示为不变式的形式

$$f'_tdy'_t\frac{d\beta'_t}{\cos\beta'}=-f_tdy_t\frac{d\beta_t}{\cos\beta} \tag{25}$$

利用公式(20)和(21)能够将不变式(25)用节点的焦距来表示。

在此情形，不变式采取稍为不同的形式：

$$\frac{dy'_t}{\mathrm{f}'_t}\cos\beta'\,d\beta'_t=-\frac{dy_t}{\mathrm{f}_t}\cos\beta\,d\beta_t \tag{26}$$

§3. 弧矢面的公式

以前(公式(9))我們曾經談过关于确定弧矢面上焦距的問題；