

文章编号: 1672-8785(2015)03-0008-08

论红外光学系统消热差技术中的归一化系数

王忆锋 刘 萍

(昆明物理研究所, 云南昆明 650223)

摘 要: 温度变化对透镜成像效果的影响称为热差。为了使透镜在一定温度范围内具有稳定的成像质量, 通常需要通过采取某些补偿措施来实现消热差。归一化系数是消热差数学模型的重要组成部分。讨论了归一化系数的概念及其在消热差技术中的应用情况。基于国内相关文献资料, 介绍了红外光学系统消热差技术的发展思路与动态。

关键词: 归一化系数; 消热差; 红外光学系统

中图分类号: TN216 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1672-8785.2015.03.002

On the Normalized Coefficients in the Athermalization of Infrared Optical System

WANG Yi-feng, LIU Ping

(Kunming Institute of Physics, Kunming 650223, China)

Abstract: The influence of temperature variation on the imaging effectiveness of a lens is called thermal dispersion. To make a lens have stable imaging quality in a certain temperature range, usually some compensation measures for athermalization should be taken. Normalized coefficients are the important parts of an athermal mathematical model. The concepts of normalized coefficients and their application in athermal technologies are discussed. The development ideas and trends of athermal technologies for infrared optical systems are presented on the basis of the related papers published in China.

Key words: normalized coefficient; athermalization; infrared optical system

0 引言

以成像系统为典型代表的军用红外整机可能需要工作在环境温度变化很大的位置上。例如, 在地面上, 该位置可能位于寒区或热区; 在外层空间中, 该位置又可能位于地球的向阳面或背阳面。一般说来, (红外) 光学系统是红外整机中与外界环境接触最多的部分, 也最容易受到温度变化的影响。光学系统包含若干片透镜, 但

从概念分析的角度来看, 整个光学系统则可等效为一片透镜。温度变化对光学系统的影响可以归结成它对透镜的影响。这种影响主要有两点: 一是透镜的折射率会发生改变; 二是透镜支架结构会产生位移。这些影响可使本来应落在光敏元 A 上的光子落到光敏元 B 上, 或者使本不应落在光敏元上的噪声光子落到光敏元上, 以致形成光学串音^[1]。温度变化对透镜成像效果的影响称为热差。为了使透镜在一定温度范

收稿日期: 2015-01-28

作者简介: 王忆锋 (1963-), 男, 湖南零陵人, 工学士, 高级工程师, 主要从事器件仿真研究。

E-mail: wangyifeng63@sina.com

围内具有稳定的成像效果, 人们通常需要通过采取某些补偿措施来实现消热差。这些措施称为消热差技术。归一化系数是消热差数学模型的重要组成部分。本文介绍归一化系数的概念及其在消热差技术中的应用情况, 并基于国内相关文献资料介绍红外光学系统消热差技术的思路与发展动态。

1 关于归一化系数

可以看到, 在有关消热差的文献中, 归一化系数是一个常用概念。简单地说, 设有一个二元函数 $\Psi(x, y)$, 在 (x_0, y_0) 附近, 当自变量 x 改变 Δx 后, $\Psi(x, y)$ 的变化量为

$$\begin{aligned}\Delta\Psi_x(x_0, y_0) &= \Psi(x_0 + \Delta x, y_0) - \Psi(x_0, y_0) \\ &= \dots = \alpha_{\Psi, x} \cdot \Delta x \cdot \Psi(x, y)\end{aligned}\quad (1)$$

式中,

$$\alpha_{\Psi, x} = \frac{1}{\Psi(x, y)} \cdot \frac{\partial\Psi(x, y)}{\partial x}\quad (2)$$

称为函数 $\Psi(x, y)$ 关于自变量 x 的归一化系数。

“归一化”这一概念或许可以从量纲的角度来加以理解, 即一个自变量与其归一化系数之积的量纲为 1, 例如

$$x \cdot \alpha_{\Psi, x} = x \cdot \frac{1}{\Psi(x, y)} \cdot \frac{\partial\Psi(x, y)}{\partial x} \Rightarrow 1\quad (3)$$

由式 (1) 还可以写出

$$\frac{\Delta\Psi_x(x_0, y_0)}{\Delta x} = \frac{\partial\Psi(x, y)}{\partial x} = \alpha_{\Psi, x} \cdot \Psi(x, y)\quad (4)$$

因此只要做到 $\alpha_{\Psi, x} \cdot \Psi(x, y) = 0$, 即可使 $\partial\Psi(x, y)/\partial x = 0$ 。这一结论在各种应用中具有不同意义, 例如下面将指出实现这一点即可消热差。

类似地, 可以写出函数 $\Psi(x, y)$ 关于自变量 y 的归一化系数:

$$\alpha_{\Psi, y} = \frac{1}{\Psi(x, y)} \cdot \frac{\partial\Psi(x, y)}{\partial y}\quad (5)$$

式 (2) 和式 (5) 是归一化系数的一般定义。不同应用中的归一化系数有着不同的含义。例如, 棱镜的折射能力可以用折射率 n 来描述; n 值

越大, 折射能力越强。从微观上来看, 折射率是介质分子与电磁波振动相互作用的一种表现。这些作用与应力、温度、入射光子波长等因素都有关系。如果只考虑温度 T 和波长 λ 这两个因素, 那么将折射率写成函数形式就是 $n(\lambda, T)$ 。于是归一化折射率温度系数 $\alpha_{n, T}$ 可以定义为

$$\alpha_{n, T} = \frac{1}{n(\lambda, T)} \cdot \frac{\partial n(\lambda, T)}{\partial T}\quad (6)$$

而归一化折射率波长系数 $\alpha_{n, \lambda}$ 可以定义为

$$\alpha_{n, \lambda} = \frac{1}{n(\lambda, T)} \cdot \frac{\partial n(\lambda, T)}{\partial \lambda}\quad (7)$$

2 透镜的归一化半径温度系数

透镜可以被想像成无数个小棱镜的组合。根据外形的不同, 透镜可分为凸透镜 (正透镜, 以下简称透镜) 和凹透镜 (负透镜) 两大类。如果透镜厚度与曲率半径相比足够小, 则将其称为薄透镜。透镜投影一般为圆形, 其前后两个表面可以是球面、平面 (可看作是半径无限大的球面) 或者非球面 (如抛物面、椭球面、双曲面等)。其中以曲率呈圆形的球面最为简单, 它可以理解为一个正圆球体的一部分。理论分析一般基于球面进行。热胀冷缩会使透镜表面产生形变。若透镜是用相同材料制成的, 则两个表面的归一化半径温度系数相等, 即

$$\alpha_{R, T} = \frac{1}{R_1(T)} \cdot \frac{dR_1(T)}{dT} = \frac{1}{R_2(T)} \cdot \frac{dR_2(T)}{dT}\quad (8)$$

式中, R_1 为透镜第一球面的曲率半径; R_2 为透镜第二球面的曲率半径。

若在透镜的一个表面上做出若干个半径为 R_m ($R_m < R_2$, $m = 1, 2, \dots$) 的同心圆环, 则有

$$\frac{1}{R_m(T)} \cdot \frac{dR_m(T)}{dT} = \alpha_{R, T}\quad (9)$$

如果这些圆环尺寸恰当, 那么光透过时将会产生衍射现象。该表面称为衍射面, 这种透镜称为衍射透镜。从剖面上来看, 衍射面形如锯齿状的浮雕结构。若只有一层浮雕结构, 则称为单层衍射透镜。如果对两层结构完全相同的浮雕结构进行相对同心配置, 即可形成双层衍射结构^[2], 称为双层衍射透镜。在均匀介质中, 光传输的几何路径长度与其在该介质中的折射率之间的

乘积称为光程。衍射透镜有一个谐振波长, 记为 λ_0 。如果将透镜的中心厚度增至 $p\lambda_0/(n-1)$, 其中 p 为整数且 $p \geq 2$, 并让相邻圆环间的光程差也达到谐振波长 λ_0 的 p 倍, 那么这样的结构称为谐衍射透镜。单层衍射透镜在较宽波段内使用时, 波段两端的衍射效率明显降低。采用谐衍射透镜和双层衍射透镜主要是为了提高单层衍射透镜的衍射效率。文献 [3] 分析了双层谐衍射透镜的衍射效率。文献 [4] 分析和比较了单层谐衍射元件与双层谐衍射元件的衍射效率。

3 透镜的归一化焦距温度系数

当一束平行于主光轴的光线通过透镜后相交于一点, 该点称为焦点。通过焦点并垂直于光轴的平面称为焦平面, 透镜成像所在的平面称为像平面。焦距一般不等于 (总是略大于) 像距。军用红外整机一般要求作用距离尽可能远。与此对应的是, 在设计中假设物距为无穷大, 这时像距等于焦距, 即成像在焦平面上。实际上, 探测器芯片也通常被摆放在焦平面所在的位置上 (这可能也是焦平面探测器这一术语的由来)。换言之, 在红外成像系统中, 像平面是固定不动的, 可移动的只有透镜。

透镜中心可近似视为光心。焦点与光心之间的距离称为焦距, 记为 F , 其变化量 ΔF 称为离焦。归一化焦距温度系数为

$$\alpha_{F,T} = \frac{1}{F(\lambda, T)} \cdot \frac{\partial F(\lambda, T)}{\partial T} \quad (10)$$

该值又称为光热膨胀系数 [5]。

焦距的倒数称为光焦度 (量纲为 m^{-1}), 即

$$\phi(\lambda, T) = \frac{1}{F(\lambda, T)} \quad (11)$$

引入这种倒数关系, 或许是为了数学处理上的方便。

对于薄透镜, 有

$$\begin{aligned} \frac{1}{F(\lambda, T)} &= [n(\lambda, T) - n_0(\lambda, T)] \\ &\times \left[\frac{1}{R_1(T)} - \frac{1}{R_2(T)} \right] = \phi(\lambda, T) \end{aligned} \quad (12)$$

式中, n 为透镜材料的折射率; n_0 为环境介质空间的折射率 [6]。

用式 (12) 对温度 T 求偏导, 整理后可得 [5,7-10]:

$$\begin{aligned} \alpha_{F,T} &= \alpha_{R,T} - \frac{1}{n(\lambda, T) - n_0(\lambda, T)} \\ &\times \left[\frac{\partial n(\lambda, T)}{\partial T} - \frac{\partial n_0(\lambda, T)}{\partial T} \right] \end{aligned} \quad (13)$$

式中, $\alpha_{R,T}$ 同式 (8)。

当 $n_0(\lambda, T)=1$ 时, $\partial n_0(\lambda, T)/\partial T = 0$, 故有 [11-14]

$$\alpha_{F,T} = \alpha_{R,T} - \frac{1}{n(\lambda, T) - 1} \cdot \frac{\partial n(\lambda, T)}{\partial T} \quad (14)$$

文献中一般将偏导数 $\partial n(\lambda, T)/\partial T$ 粗略写为导数 dn/dT 。由式 (13) 和式 (14) 可知, 透镜的归一化焦距温度系数由透镜材料的归一化半径温度系数 $\alpha_{R,T}$ 、折射率 n 、折射率温度系数 dn/dT 决定, 其中又以折射率及形状变化的影响最大 [15]。每种光学材料的折射率温度系数是不同的, 它们有正有负 [16]。在 $3.7 \sim 4.8 \mu\text{m}$ 和 $7.7 \sim 10.3 \mu\text{m}$ 波段以及在 $-30 \sim 70^\circ\text{C}$ 温度范围内, dn/dT 变化较小。有的光学设计软件 (例如 ZEMAX) 认为 dn/dT 是线性变化的, 实际情况也表明其非线性度所引起的变化较小, 但在较宽波段和较大温度范围内的实测数据表明, dn/dT 并不会随温度呈线性变化。CODE V 软件则直接给出了对应波长的 dn/dT 。对于不同公司生产的不同批次的材料, 其 dn/dT 的非线性度往往也不一致, 这在设计高质量镜头时需要特别注意 [17]。为了实现消色差, 一般选择 dn/dT 较小的材料与 dn/dT 较大的材料搭配使用 [18]。

对于单透镜来说, 只要做到

$$\frac{\partial F(\lambda, T)}{\partial T} = 0 \Rightarrow \alpha_{F,T} \cdot F(\lambda, T) = 0 \quad (15)$$

即可实现消热差。但是实用中透镜总要有个支撑结构即镜筒, 所以上述结论便可推广为只要焦距随温度的变化等于镜筒材料随温度的变化, 或者说透镜组产生的光学离焦与镜筒材料产生的机械离焦相抵消, 即可实现消热差 [8,12,19], 于是有

$$\alpha_{F,T} \cdot F(\lambda, T) = \alpha_h L \quad (16)$$

式中, α_h 为镜筒材料的线膨胀系数; L 为镜筒长度。为了使形变最小, 一般选用热膨胀系数较小的材料制作镜筒。目前国内制造的铝合金材料性能稳定、性价比高, 故较多选择铝作为镜筒材料^[11,13-15,17,20-24], 此外还可以选择钢^[22,25] 和钛^[26,27] 等合金材料。

类似地, 通过对波长 λ 进行求导, 可以定义归一化焦距波长系数:

$$\alpha_{F,\lambda} = \frac{1}{F(\lambda, T)} \cdot \frac{\partial F(\lambda, T)}{\partial \lambda} \quad (17)$$

只是该定义一般不用。

4 透镜的归一化光焦度温度系数

式 (11) 和式 (12) 给出了光焦度的定义。归一化光焦度温度系数的定义为

$$\alpha_{\phi,T} = \frac{1}{\phi(\lambda, T)} \cdot \frac{\partial \phi(\lambda, T)}{\partial T} \quad (18)$$

用式 (12) 对温度 T 求偏导, 整理后可得^[25]:

$$\alpha_{\phi,T} = \frac{1}{n(\lambda, T) - n_0(\lambda, T)} \times \left[\frac{\partial n(\lambda, T)}{\partial T} - \frac{\partial n_0(\lambda, T)}{\partial T} \right] - \alpha_{R,T} \quad (19)$$

比较式 (19) 和式 (13), 可知有

$$\alpha_{\phi,T} = -\alpha_{R,T} \quad (20)$$

另外, 对于单透镜来说, 类似于式 (16), 可以写出:

$$\alpha_{\phi,T} \cdot \phi(\lambda, T) = \alpha_h L \quad (21)$$

如有 k 个透镜, 则有

$$\sum_{i=1}^k \alpha_{\phi,T,i} \cdot \phi_i(\lambda, T) = \alpha_h L \quad (22)$$

当 $n_0(\lambda, T) = 1$ 时, $\partial n_0(\lambda, T)/\partial T = 0$, 故有^[20,28-35]

$$\alpha_{\phi,T} = \frac{1}{n(\lambda, T) - 1} \cdot \frac{\partial n(\lambda, T)}{\partial T} - \alpha_{R,T} \quad (23)$$

类似地, 可以定义归一化光焦度波长系数:

$$\alpha_{\phi,\lambda} = \frac{1}{\phi(\lambda, T)} \cdot \frac{\partial \phi(\lambda, T)}{\partial \lambda} \quad (24)$$

用式 (12) 对波长 λ 求偏导, 整理后可得^[12,36-38]:

$$\alpha_{\phi,\lambda} = \frac{\partial n(\lambda, T)}{\partial \lambda} \cdot \frac{1}{n(\lambda, T) - 1} \quad (25)$$

归一化光焦度波长系数 $\alpha_{\phi,\lambda}$ 可以用于描述色差。在理想情况下, 色差应该为零, 对于单透镜即为

$$\alpha_{\phi,\lambda} \cdot \phi(\lambda, T) = 0 \quad (26)$$

如有 k 个透镜, 则有

$$\sum_{i=1}^k \alpha_{\phi,\lambda,i} \cdot \phi_i(\lambda, T) = 0 \quad (27)$$

当 $n(\lambda, T)$ 的函数形式未知时, 可对式 (25) 进行近似计算:

$$\alpha_{\phi,\lambda} = \frac{n(\lambda_1, T) - n(\lambda_2, T)}{\lambda_1 - \lambda_2} \cdot \frac{1}{n(\lambda_c, T) - 1} \quad (28)$$

式中, λ_1 和 λ_2 分别为相应工作波段的起始波长和截止波长; $\lambda_c = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$ 。由于 λ_c 是一个常数, $\alpha_{\phi,\lambda}$ 又可写成以下形式^[4,11,28,34,39-41]:

$$\alpha_{\phi,\lambda} = \frac{n(\lambda_1, T) - n(\lambda_2, T)}{n(\lambda_c, T) - 1} \quad (29)$$

式 (29) 的倒数称为阿贝数, 记为 V , 并有^[11,15,30,42,43]

$$V = \frac{n(\lambda_c, T) - 1}{n(\lambda_1, T) - n(\lambda_2, T)} \quad (30)$$

5 衍射透镜的归一化焦距温度系数

如果在薄透镜的一个球面 (例如 R_2) 上做出一系列同心衍射环, 则第 m 个衍射环的半径为

$$R_m^2(T) = [F(\lambda, T) + m\lambda]^2 - F^2(\lambda, T) \quad (31)$$

于是有

$$F(\lambda, T) = \frac{R_m^2(T)}{2m\lambda} - \frac{m\lambda}{2} \approx \frac{R_m^2(T)}{2m\lambda} \quad (32)$$

因为波长 λ 与衍射环半径 R_m 之间存在若干个数量级上的差异, 所以式 (32) 中的右边第二项可以略去。若再引入折射率 $n_0(\lambda, T)$, 则有

$$F(\lambda, T) = n_0(\lambda, T) \frac{R_m^2(T)}{2m\lambda} \quad (33)$$

用式 (33) 对温度 T 进行求导, 整理后可得 [5-7,9,21,25,27,44-46]:

$$\begin{aligned}\alpha_{F,T,d} &= \frac{1}{F(\lambda,T)} \cdot \frac{\partial F(\lambda,T)}{\partial T} \\ &= \frac{1}{n_0(\lambda,T)} \cdot \frac{\partial n_0(\lambda,T)}{\partial T} + 2\alpha_{R,T}\end{aligned}\quad (34)$$

式 (34) 表明, 衍射透镜的归一化焦距温度系数不仅与透镜的折射率无关, 也与透镜的折射率温度系数无关, 而只与透镜材料的归一化半径温度系数和空间折射率温度系数有关。注意到式 (34) 中等号右侧的第一项就是归一化折射率温度系数即式 (6)。若忽略该项, 则式 (34) 可以写为

$$\alpha_{F,T,d} \approx 2\alpha_{R,T} \quad (35)$$

即衍射透镜的归一化焦距温度系数仅仅是 $\alpha_{R,T}$ 的函数。类似地, 可以推导出

$$\alpha_{\phi,T,d} = -\alpha_{F,T,d} = -2\alpha_{R,T} \quad (36)$$

即衍射透镜的归一化光焦度温度系数始终为负值。在这种情况下, 折射透镜的归一化光焦度温度系数始终为正值 (一般情况下是有正有负 [5,16])。因此, 可以利用这种符号相反的特点构成混合系统来实现消热差 [46]。

6 文献中其他形式的归一化系数表达式

可以注意到, 许多文献中给出的有关归一化系数的表达式不止一种。例如, 文献 [39,47] 给出的表达式为

$$\frac{1}{\phi} \cdot \frac{d\phi}{dT} = \frac{1}{n-n_0} \left(\frac{dn}{dT} - n \frac{dn_0}{dT} \right) - \alpha_g \quad (37)$$

文献 [41] 给出的表达式为

$$\frac{1}{\phi} \cdot \frac{d\phi}{dT} = \frac{1}{n-1} \left(\frac{dn}{dT} - n \frac{dn_0}{dT} \right) - \alpha_g \quad (38)$$

文献 [37,38] 给出的表达式为

$$\frac{1}{\phi} \cdot \frac{d\phi}{dT} = \alpha_g - \frac{1}{n-1} \cdot \frac{dn}{dT} \quad (39)$$

文献 [23] 给出的表达式为

$$\frac{1}{\phi} \cdot \frac{d\phi}{dT} = \frac{1}{(n-1)-\alpha_g} \left| \frac{dn}{dT} \right| \quad (40)$$

文献 [6,15,21,42,46,48,49] 给出的表达式为

$$\frac{1}{F} \cdot \frac{dF}{dT} = \alpha_g - \frac{1}{n-n_0} \left(\frac{dn}{dT} - n \frac{dn_0}{dT} \right) \quad (41)$$

文献 [27] 给出的表达式为

$$\frac{1}{F} \cdot \frac{dF}{dT} = \alpha_g - \frac{1}{n-n_0} \left| \frac{dn}{dT} - n \frac{dn_0}{dT} \right| \quad (42)$$

文献 [50] 给出的表达式为

$$\frac{1}{F} \cdot \frac{dF}{dT} = \alpha_g - \frac{1}{n-1} \left(\frac{dn}{dT} - \frac{1}{n_0} \frac{dn_0}{dT} \right) \quad (43)$$

此外, 文献 [15,36,51] 中还有差异更大的表达式, 这里不再一一列举。

7 归一化系数在消热差中的应用

设有两个同光轴薄透镜, 其焦距分别为 F_1 和 F_2 , 两者的间距为 z_s , 则该透镜组的焦距为 [52]

$$\frac{1}{F(\lambda,T)} = \frac{1}{F_1(\lambda,T)} + \frac{1}{F_2(\lambda,T)} - \frac{z_s}{F_1(\lambda,T)F_2(\lambda,T)} \quad (44)$$

根据式 (11), 式 (44) 可以写为

$$\phi(\lambda,T) = \phi_1(\lambda,T) + \phi_2(\lambda,T) - z_s \phi_1(\lambda,T) \phi_2(\lambda,T) \quad (45)$$

当两个同光轴薄透镜十分靠近时, $z_s \approx 0$, 则该透镜组的光焦度为两个透镜的光焦度之和:

$$\phi(\lambda,T) = \phi_1(\lambda,T) + \phi_2(\lambda,T) \quad (46)$$

如有 k 个透镜, 则有

$$\sum_{i=1}^k \phi_i(\lambda,T) = \phi(\lambda,T) \quad (47)$$

在理想情况下, 对于由 k 个透镜构成的系统, 无热化要求满足热差完全消除、色差完全消

除、同时光焦度不变, 即将式 (47)、式 (22) 和式 (27) 联立:

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^k \phi_i(\lambda, T) = \phi(\lambda, T) \\ \sum_{i=1}^k \alpha_{\phi, T, i} \cdot \phi_i(\lambda, T) = \alpha_h L \\ \sum_{i=1}^k \alpha_{\phi, T, i} \cdot \phi_i(\lambda, T) = 0 \end{cases} \quad (48)$$

根据线性方程理论, 式 (48) 的解有三种可能: 无解 ($k < 3$)、唯一解 ($k=3$) 和无穷多解 ($k > 3$)。无解对应于 $k < 3$ 即光学元件数量少于 3 个的情况, 这时就需要将光学元件分成 3 组, 使无解变为有解。从计算角度来看, 因为 k 的取值一般不大, 所以借助于数学软件包 (例如 MATLAB), 式 (48) 的求解基本上是没有难度的。与给定解相对应的光学结构称为初始结构。对于相对孔径大且结构复杂的光学系统来说, 一般都从已有的技术资料 and 专利文献中选择与自身要求相近的方案作为初始结构, 这是一种比较实用而又容易获得成功的方法 [53]。

红外光学系统的结构相对简单, 材料种类少, 而且材料往往可以提前确定 [16]。常用材料主要包括锗 (Ge)、硅 (Si)、硒化锌 (ZnSe)、硫化锌 (ZnS) 以及硫系玻璃 (如 AMTIR 和 GASIR) 等。基于作图法可以比较方便地根据材料特性选择合适的透镜材料 [33,37,54]。各片透镜可以是同种材料, 也可以是不同种材料, 例如 ZnSe [42]、GASIR [46]、Ge+Si [11,43]、Ge+ZnS [36]、Ge+ZnSe [5,7,24,25]、Ge+Si+ZnSe [21,26]、Ge+ZnSe+ZnS [23,24,55]、Ge+AMTIR+ZnS [15]、Ge+AMTIR+ZnS+ZnSe [34]、Ge+GASIR [13] 等。文献 [56] 推导了纯反射卡塞格林系统的热差解析式。结果表明, 当材料选择不当时, 将会产生很大的热差; 当反射镜材料和结构件材料的膨胀系数值相同时, 热差恒为零。

镜片越多, 衰减越严重, 结构也越复杂, 故希望所用镜片的数量尽可能少。最少是只用 1 片透镜, 但此时如果透镜两面都是球面镜, 而且

能消热差和色差, 那么就会形成一个实际上难以构建的理想系统, 因此尚需引入其他的光学功能。例如, 文献 [42] 介绍了一种仅用 1 片 ZnSe 透镜的自适应光学系统, 其中一个透镜表面就是由非球面和衍射面构成的。文献 [30] 介绍了一种两片式消热差结构, 其中一个透镜的表面也是由非球面和衍射面构成的。

实践中用 3 片或者少于 3 片透镜可以实现的光学系统并不多, 而大多数光学系统均属于有无穷多解的情况。例如要达到视场为 10° 和 F 数为 2 的指标, 一般应选用 3 片以上透镜来组成光学系统 [57]。无穷多解体现了光学设计的多样性和灵活性 [24], 同时也带来了一个如何选择最佳结构的优化问题。我们可以根据逐步逼近的原则, 在控制色差和热差的约束条件下, 释放各个透镜的优化变量, 同时引入非球面或衍射面, 并借助光学辅助设计软件 (如 ZEMAX 和 CODE V 等) 反复分析与优化中间结构, 直到获得满足设计指标的优化解为止。由于不一定有与优化解相对应的真实材料, 因此当用性能相近的实际材料代替后, 光学系统可能会出现一些新的变化, 此时就需要通过适当的优化控制来进行微调以得到令人满意的最终结果。

8 非光学消热差方法

上述消热差方法的本质是调控光线的折射角度, 属于光学方法, 其思路是动光线不动透镜。另外, 如果动透镜不动光线也可以消热差, 那么就属于非光学方法。如果既动透镜又动光线, 那么就属于混合消热差方法 [58]。

透镜移动可以通过手动控制、机械控制或机电控制等方式来实现。其中, 手动控制即手动调焦, 其适用范围比较有限; 机械控制方式使用不同膨胀率的材料或记忆合金来实现消热差, 但有时很难找到合适的材料, 而且系统体积可能会较大。文献 [59] 介绍了一种机械消热差设计。他们通过选择合理的材料搭配及结构设计, 利用材料的热胀冷缩性能并结合弹簧元件实现了透镜的移动。

机电控制方式需要通过传感器探测出温度变化,然后由处理器计算出相应的像面位移,最后通过探测电路/微电机等反馈系统和执行机构来移动透镜。这种方式的调节精度要求较高,体积和质量较大,且有滞后效应^[17]。

透镜移动的过程类似于变焦。变焦是利用若干透镜组的移动使焦距在一定范围内发生改变的,其中变倍组和补偿组是两个必需的透镜组。文献[12]分析了热差与变焦过程的关系。基于变焦的消热差方法大体上可以概括为3步:第一步,设计常温下满足要求的光学系统,并使其对应于变焦系统的初始位置;第二步,变温后像质变差,这相当于变倍组移动到某一位置后像质变差;第三步,通过合适的材料组合和优化设计恢复变差的像质,这相当于将补偿组移动到合适位置上^[16,60]。文献[61]通过变焦组和补偿组的轴向移动,建立了用于补偿像平面漂移的位移量随焦距和温度变化的方程。文献[62]介绍了透镜移动变量与环境温度之间的函数关系。通过移动透镜实现广义变焦的消热差方法简单有效,可避免光学系统的进一步复杂化^[63]。在热差不大的情况下,移动透镜可以完全消热差;当热差较大时,透镜移动可能会超出允许的范围,即出现重叠或交叉现象。在这种情况下,采用单一的非光学方法无法实现消热差。这时就需要使用混合方法,即先利用光学方法消除一部分热差,然后用非光学方法(如机电控制方法)消除剩余的热差;在被动式结构的基础上辅以主动调节装置,可以使系统离焦得到更好的补偿^[12,64]。

多重结构是指光学系统在设计过程中有一个或多个参数发生变化。这些参数可以是镜片间的距离、镜片的半径及材料,也可以是工作波长和视场范围等。换言之,多重结构是各种不同参数的组合状态。CODE V 和 ZEMAX 等光学设计软件提供了可使多重结构(广义变焦)同时优化的功能,例如 CODE V 可以设置多达 99 重结构。文献[65]基于变焦理论和 ZEMAX 软件,利用多重结构实现了双波段、双视场消热差分析设计。

9 结束语

归一化系数以不同形式出现在用光焦度描述的消热差数学模型中。在保证光焦度等光学性能参数不变、结构总长等参数变化不大的基础上,通过理论计算、结构选型和优化、透镜材料的适当组合等步骤可以实现消热差^[16]。透镜数量越多,光线衰减越大,所以实用中总是希望所用透镜的数量尽可能少,再加上可用的透镜材料种类有限,因此从计算角度来看,消热差数学模型一般变量不多、规模不大,而利用 MATLAB 等计算软件则可容易求出初始结构。借助于各种光学辅助设计软件,在理论上得到一个优化结构可能并不困难。难点抑或在于要加工出满足消热差要求的实用化或商品化系统。随着非球面和衍射光学技术的不断成熟,结构更简单、适应温度范围更广将是消热差光学系统的发展方向^[39]。

参考文献

- [1] 王忆锋,马钰.论红外焦平面器件的串音[J].**红外**, 2014, **35**(1): 1-8.
- [2] 裴雪丹,崔庆丰,冷家开,等.多层衍射光学元件设计原理与衍射效率的研究[J].**光子学报**, 2009, **38**(5): 1126-1131.
- [3] 孙婷,焦明印,张玉虹.双层谐衍射元件的衍射效率分析[J].**激光与红外**, 2009, **39**(6): 637-639.
- [4] 胡玉禧,周绍祥,相里斌,等.消热差光学系统设计[J].**光学学报**, 2000, **20**(44): 1386-1391.
- [5] 陈潇,杨建峰,马小龙,等.8~12 μm 折-衍混合物镜超宽温度消热差设计[J].**光学学报**, 2010, **30**(7): 2089-2092.
- [6] 白瑜,杨建峰,马小龙,等.红外 3.7~4.8 μm 波段折射/衍射光学系统的消热差设计[J].**光子学报**, 2009, **38**(9): 2261-2264.
- [7] 齐雁龙,段萌,姜成舟,等.8~12 μm 折/衍混合监视系统无热化设计[J].**红外技术**, 2009, **31**(45): 676-679.
- [8] 姜洋,孙强,刘英,等.大视场红外导引头光学系统消热差设计[J].**光子学报**, 2013, **42**(10): 462-466.
- [9] 郜洪云,陈梦苇,杨应平,等.新型长波红外折衍混合消热差系统[J].**光子学报**, 2010, **39**(46): 2143-2146.
- [10] 刘英,刘建卓,李淳,等.折/衍混合凝视型红外地平仪系统的无热化设计[J].**光学学报**, 2013, **33**(3): 0722001.

- [11] 沈良吉, 冯卓祥. 3.7 ~ 4.8 μm 波段折/衍混合红外光学系统的无热化设计[J]. *应用光学*, 2009, **30**(10): 683-687.
- [12] 王学新, 焦明印. 光学被动式和机电式组合消热差方法的研究[J]. *应用光学*, 2010, **31**(3): 354-359.
- [13] 李萍, 陈吕吉, 董明礼. 用于无人机的长波红外消热物镜设计[J]. *红外技术*, 2012, **34**(10): 205-208.
- [14] 陈吕吉, 李萍, 冯生荣, 等. 中波红外消热差双视场光学系统设计[J]. *红外技术*, 2011, **33**(1): 1-3.
- [15] 王远方舟, 白玉琢, 贾钰超, 等. 一种长波红外光学消热差系统设计[J]. *红外技术*, 2012, **34**(9): 531-534.
- [16] 钱义先, 程晓薇, 邵杰, 等. 复杂 CCD 航空相机光学系统快速消热差设计[J]. *强激光与粒子束*, 2013, **25**(2): 341-344.
- [17] 邓键, 童卫红, 安晓强, 等. 双视场红外变焦镜头的无热化研究[J]. *应用光学*, 2011, **32**(1): 133-137.
- [18] 张欣婷, 安志勇. 双层衍射双波段红外消热差光学系统设计[J]. *光学学报*, 2013, **33**(6): 0622004.
- [19] 杨小儒, 张良, 王希军, 等. 一种高分辨率短波红外宽温度范围被动消热差光学系统[J]. *激光与光电子学进展*, 2012, **49**(1): 012204.
- [20] 张鑫, 贾宏光, 张跃. 远距型红外消热差物镜设计[J]. *红外与激光工程*, 2012, **41**(1): 178-183.
- [21] 孙金霞, 刘建卓, 孙强, 等. 折/衍混合消热差共形光学系统的设计[J]. *光学精密工程*, 2010, **18**(10): 792-797.
- [22] 王铮, 王政. 双视场红外光学系统被动无热化设计[J]. *激光与红外*, 2014, **44**(9): 1030-1034.
- [23] 王鹏程, 曹阳. 双波段红外光学系统无热化设计[J]. *激光与光电子学进展*, 2013, **50**(6): 062202.
- [24] 张鑫, 贾宏光. 大相对孔径长波红外光学系统无热化设计[J]. *中国光学*, 2011, **4**(10): 374-379.
- [25] 陈潇, 杨建峰, 马小龙, 等. 折/衍混合红外物镜超宽温度消热差设计[J]. *红外与激光工程*, 2011, **40**(1): 79-82.
- [26] 曲贺盟, 张新, 王灵杰, 等. 大相对孔径紧凑型无热化红外光学系统设计[J]. *光学学报*, 2012, **32**(3): 0322003.
- [27] 刘峰, 赛建刚, 赵建科, 等. 8 ~ 12 μm 波段折/反/衍混合坦克扫描物镜消热差设计[J]. *红外与激光工程*, 2012, **41**(9): 2459-2462.
- [28] 张黎黎, 徐熙平, 乔扬, 等. 光学温度补偿红外长波远摄型物镜设计[J]. *光电技术应用*, 2014, **29**(3): 8-12.
- [29] 曲贺盟, 张新, 张继真, 等. 紧凑型无热化非制冷红外光学系统设计[J]. *光学学报*, 2014, **34**(5): 0522003.
- [30] 张鑫, 乔彦峰, 朱明超, 等. 两片式远距结构消热差红外物镜[J]. *光学学报*, 2014, **34**(4): 0822004.
- [31] 张宇, 王文生. 制冷式红外长波折衍混合消热差摄远物镜设计[J]. *兵工学报*, 2014, **35**(5): 649-653.
- [32] 张春艳, 沈为民. 中波和长波红外双波段消热差光学系统设计[J]. *红外与激光工程*, 2012, **41**(5): 1323-1328.
- [33] 刘琳, 沈为民, 周建康. 中波红外大相对孔径消热差光学系统的设计[J]. *中国激光*, 2010, **37**(3): 675-679.
- [34] 张续严, 姜瑞凯, 贾宏光. 大相对孔径长波红外光学系统无热化设计[J]. *应用光学*, 2011, **32**(6): 1227-1231.
- [35] 张轶男, 王肇圻, 孙强. 折-衍混合红外物镜的超宽温消热差[J]. *中国激光*, 2005, **32**(3): 311-314.
- [36] 于洋, 金亚平, 潘兆鑫, 等. 长波红外制冷型光学系统超宽温消热差设计[J]. *红外技术*, 2011, **33**(44): 585-587.
- [37] 王学新, 焦明印. 红外光学系统无热化设计方法的研究[J]. *应用光学*, 2009, **30**(1): 129-133.
- [38] 汤天瑾. 无热化大相对孔径星敏感器光学系统设计[J]. *航天返回与遥感*, 2011, **32**(3): 36-42.
- [39] 刘秀军, 张金旺, 张华卫. 中波红外制冷型光学系统消热差设计[J]. *应用光学*, 2013, **34**(3): 391-396.
- [40] 付跃刚, 黄蕴涵, 刘智颖. 宽谱段红外消热差光学系统设计[J]. *应用光学*, 2014, **35**(3): 510-514.
- [41] 沈满德, 任欢欢. 一种宽温双光谱红外搜索跟踪系统的设计[J]. *物理学报*, 2013, **62**(9): 090702.
- [42] 白玉琢, 马琳, 王远方舟, 等. 单片式红外中波温度自适应光学系统设计[J]. *红外技术*, 2011, **33**(5): 646-650.
- [43] 林福跳, 刘朝晖. 中波红外折衍光学系统消热差设计与杂光分析[J]. *应用光学*, 2010, **31**(5): 833-837.
- [44] 官庆. 含双层衍射元件消热差长波红外光学系统设计[J]. *光学与光电技术*, 2013, **11**(2): 91-94.
- [45] 刘瑞奇, 陈星明, 赵家琪. 衍射光学元件在红外成像光学系统中的应用[J]. *红外技术*, 2009, **31**(6): 327-330.
- [46] 徐大维, 向阳, 王健, 等. 折衍混合车载红外镜头无热化设计[J]. *红外技术*, 2011, **33**(43): 460-464.
- [47] 姜凯, 周泗忠, 李刚, 等. 折反式中波红外双视场变焦系统无热化设计[J]. *红外与激光工程*, 2013, **42**(2): 403-407.
- [48] 崔莉, 赵新亮, 李同海, 等. 无调焦非制冷红外光学系统的无热化设计[J]. *红外技术*, 2010, **32**(10): 187-190.
- [49] 焦明印, 冯卓祥. 采用衍射元件实现消热差的混合红外光学系统[J]. *光学学报*, 2001, **21**(15): 1364-1367.
- [50] 杨胜杰. 高分辨率制冷型中波广角红外成像系统的光学设计[J]. *光学学报*, 2012, **32**(43): 0822003.
- [51] 曲贺盟, 张新. 高速切换紧凑型双视场无热化红外光学系统设计[J]. *中国光学*, 2014, **7**(10): 622-630.

(下转第44页)