

计算光学传递函数的一个新方法

王琦

(中国科学院沈阳计算技术研究所)

提 要

从基尔霍夫衍射积分出发, 导出计算 OTF 的新公式。在数值方法上采取一系列措施以提高精度和减少计算量。

如所周知, 计算光学传递函数(OTF)主要的工作量在于计算自相关函数在积分区域(光瞳)上的型值以及由此而作的数值积分。对于复杂的光学系统, 如果把积分区域分划得很细, 追迹光线就要用去好多时间。怎样追迹少量的光线而又能保证 OTF 的精度, 须要从对积分型值的插值上考虑。然而, 只有在出瞳才能准确地描绘出点光源通过光学系统后所形成的波前面的形状。如此, 迫使我们在出瞳给出点象的振幅分布并由此计算 OTF。本文从基尔霍夫衍射积分出发, 在非涅耳近似下并考虑到波前面对实际像面的倾斜, 以出瞳坐标导出计算 OTF 的新公式。在数值方法上, 利用波差函数导数值做分片插值计算波差函数, 对光瞳形状用分段二次插值描写, 数值积分采用辛普生公式, 对离焦作微分近似并给出一个最佳离焦量的近似算法。最后给出数值实例。

一、点像的光学传递函数

考虑点光源 P_0 通过光学系统在出瞳处形成的波前面 S 对实际象面 yOz 直接产生的衍射, 如图 1。根据基尔霍夫公式^[1], 象面上任意点 P 上的复合振幅可近似表示成

$$E(P) = \iint_S \frac{iC}{\lambda r_0 r} \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} (r_0 + r) \right] dS, \quad (1)$$

其中 C 为常数, λ 是光波长, r_0 是从物点 P_0 到波前面 S 的距离, 它是常数, r 是 S 上任意点 M 到像面上任意点 P 的距离, i 是虚数单位, dS 表示点 M 处的曲面面元。

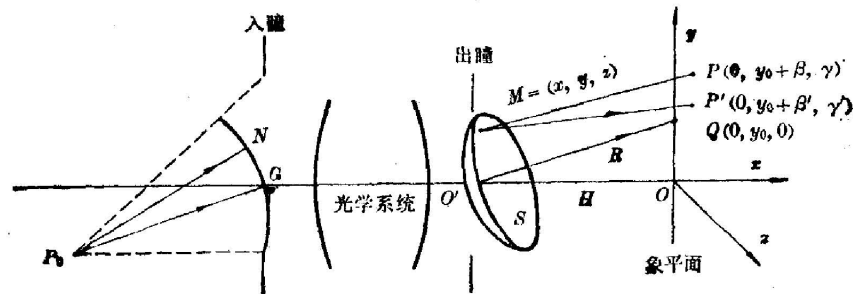


图1 像平面的振幅分布

Fig. 1 The amplitude distribution in the image plane

收稿日期: 1981年3月30日

注意, 处在(1)式中分母位置的 r 对积分的变化一般来说贡献较小, 从而可看成常数。那么, 将积分中的所有常数全都略去只保留其变化部分, (1)式成为

$$E(P) = \iint_S \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} r\right) dS. \quad (2)$$

进一步注意到把任何常数附加到(2)式中幅角 r 值上时, 能量 $|E_p|^2 = E_p \cdot E_p^*$ 不变, 其中 $*$ 表示复数共轭。所以(2)式又可写成

$$E(P) = \iint_S \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} \delta\right) dS, \quad (3)$$

其中 δ 表示 r 的变化部分。

现在给出 δ 的表达式。设在像方坐标系 $O-xyz$ 中 Ox 轴是旋转对称光学系统的光轴, O' 是波前面 S 的顶点, 也即出瞳中心, 它的坐标是 $(-H, 0, 0)$ 。又设曲面 S 过 O' 的法线(即主光线)与 y 轴交于 Q 点, Q 点的坐标是 $(0, y_0, 0)$, 其中 y_0 是原物点 P_0 的实际像高。那么, 像面上任意点 $P(0, y_0 + \beta, \gamma)$ 与波前面 S 上任意点 $M(x, y, z)$ 关于顶点 O' 的光程差是

$$\delta = \overline{MP} - \overline{O'P} = \sqrt{x^2 + (y - y_0 - \beta)^2 + (z - \gamma)^2} - \sqrt{H^2 + (y_0 + \beta)^2 + \gamma^2}. \quad (4)$$

其中 x 是 y 和 z 的函数。设

$$W = \frac{x^2 + (y - y_0)^2 + z^2 - R^2}{2R}, \quad (5)$$

其中 $R = \overline{O'Q}$, 或 $R^2 = H^2 + y_0^2$ 。我们称(5)式为一种新形式的波像差, 关于它的计算将在第二节给出。这样, 将(5)式代入(4)式中, 得

$$\delta = R \left[1 + \frac{2}{R} W + \frac{2y_0\beta + \beta^2 + \gamma^2 - 2(y\beta + z\gamma)}{R^2} \right]^{\frac{1}{2}} - R \left[1 + \frac{2y_0\beta + \beta^2 + \gamma^2}{R^2} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (6)$$

按菲涅耳近似^[6], 即将二项式展开到一阶项, 得到 δ 的表达式:

$$\delta \approx W - \frac{1}{R}(y\beta + z\gamma). \quad (7)$$

为了将曲面积分(3)式化成重积分, 设曲面 S 由下式表出:

$$x = x(y, z), \quad (y, z) \in D, \quad (8)$$

其中 D 表示曲面 S 在 yOz 平面上的投影。又将曲面面元 dS 用坐标元 $dy dz$ 表示:

$$dS = \frac{dy dz}{\xi}, \quad (9)$$

其中 ξ 表示 S 在点 M 处的法线 MP' 与 x 轴夹角的余弦, 它是 y 和 z 的函数: $\xi = \xi(y, z)$, 而点 P' 在 yOz 平面上, 坐标为 $(0, y_0 + \beta', \gamma')$ 。所以,

$$\xi(y, z) = \frac{|x|}{\sqrt{x^2 + (y - y_0 - \beta')^2 + (z - \gamma')^2}},$$

其中 x 由(8)式给出。当光学系统的像差很小时, β' 和 γ' 很小, 那么, 利用(5)式, 容易得出

$$\xi(y, z) \approx \sqrt{1 - \left(1 - \frac{2}{R} W\right) \frac{(y - y_0)^2 + z^2}{R^2}}. \quad (10)$$

至此, 令

$$g(y, z) = \begin{cases} \frac{1}{\xi(y, z)} \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} W(y, z) \right], & \text{当 } (y, z) \in D \text{ 时,} \\ 0 & \text{当 } (y, z) \notin D \text{ 时,} \end{cases} \quad (11)$$

其中 $\xi(y, z)$ 和 $W(y, z)$ 分别由 (10) 和 (5) 及 (8) 式给出。那么, 点像振幅分布 (3) 式成为

$$E(\beta, \gamma) = \iint_{-\infty}^{+\infty} g(y, z) \exp \left[2\pi i \frac{1}{\lambda R} (y\beta + z\gamma) \right] dy dz. \quad (12)$$

这表示 E 是新光瞳函数 (11) 式的傅里叶变换。

现在对光学系统作线性等晕的假设, 那么, 在非相干照明下, 光学传递函数是点扩散函数 (即 $|E(\beta, \gamma)|^2$) 的傅里叶变换。根据自相关定理, 最后得出,

$$\begin{aligned} & a \left(\frac{\mu}{\lambda R}, \frac{\nu}{\lambda R} \right) \\ &= \frac{1}{A'} \iint_{\bar{D}} \frac{1}{\xi(y, z)\xi(y-\mu, z-\nu)} \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} \{W(y, z) - W(y-\mu, z-\nu)\} \right] dy dz, \end{aligned} \quad (13)$$

其中 \bar{D} 是区域 D 错开 (μ, ν) 之后的重迭区域, 而 ξ 和 W 由 (10), (5) 和 (8) 式给出, A' 是使 $a(0, 0) = 1$ 的归一化常数。这就是我们要给出的计算 OTF 的新公式。

二、波像差的计算

现在考虑用分片插值法计算波像差 (5) 式。波像差 (5) 式是以出瞳坐标表示的。为了实际计算的方便, 首先应该将 (5) 式作某种变形。设主光线 $P_0GO'Q$ 在出瞳处的 $O'Q$ 的三个方向余弦是 $(\xi_0, \eta_0, 0)$, 那么, $R = y_0/\eta_0$, 如图 1。设由入瞳处任意追迹一条光线 P_0NMP' , 它与波前面 S 的交点就是 $M(x, y, z)$, 它与实际像面的交点是 $P'(0, Y, Z)$, 或写成 $Y = y_0 + \beta'$, $Z = \gamma'$ 。设 MP' 的三个方向余弦是 (ξ, η, ζ) , 又设此光线关于主光线的光程差是 τ , 那么,

$$x = -(R + \tau)\xi, \quad y = Y - (R + \tau)\eta, \quad z = Z - (R + \tau)\zeta. \quad (14)$$

将 (14) 式代入 (5) 式并注意到 $\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 = 1$, 得

$$W(y, z) = \tau + \frac{\tau^2 + (Y - y_0)^2 + Z^2}{2R} - \left(1 + \frac{\tau}{R}\right) [(Y - y_0)\eta + Z\zeta]. \quad (15)$$

可以看到, 新形式的波像差 (15) 式比古典波像差 τ 多了像差的二阶项。(15) 式就是便于计算的公式。

在说明插值计算 W 之前还要给出 W 的偏导数表达式。事实上, 对 (5) 式两边关于 y 取偏导数,

$$\frac{\partial W}{\partial y} = \frac{x}{R} \frac{\partial x}{\partial y} + \frac{y - y_0}{R}. \quad (16)$$

由于 $\frac{\partial x}{\partial y} = -\eta/\xi$, 并注意 (14) 式, 得到

$$\frac{\partial W}{\partial y} = \frac{Y - y_0}{R}. \quad (17)$$

同理,

$$\frac{\partial W}{\partial z} = \frac{Z}{R^{\circ}} \quad (18)$$

现在将入瞳半平面按辅角作如下分划:

$$0 = \theta_0 < \theta_1 < \dots < \theta_n = \pi, \quad (19)$$

其中 $\theta_j = \frac{j}{n} \pi$, $j=0, 1, \dots, n$, n 是任意正整数。设 \bar{r}_j 表示光学系统在 θ_j 方向上最大入瞳数值孔径, 那么, 取定正整数 m , 并令全部取样入射光线的数值孔径是

$$(\bar{y}_{t,j}, \bar{z}_{t,j}) = \left(\frac{t}{m} \bar{r}_j \cos \theta_j, \frac{t}{m} \bar{r}_j \sin \theta_j \right), \quad (20)$$

其中 $t=0, 1, \dots, m$; $j=0, 1, \dots, n$ 。设追迹(20)式的光线通过光学系统后在出瞳或在像面上的坐标是 $(Y'_{t,j}, Z'_{t,j})$ 。应用(15)、(17)和(18)式可以算出对应的波像差 $W_{t,j}$ 及其偏导数 $\left(\frac{\partial W}{\partial y}\right)_{t,j}$ 和 $\left(\frac{\partial W}{\partial z}\right)_{t,j}$ 。当光学系统满足等晕条件时, 像对物的子午放大率 M_T 和弧矢放大率 M_S 不变, 所以出瞳坐标可以写成

$$(Y'_{t,j}, Z'_{t,j}) = (R'_{t,j} \cos \theta'_j, R'_{t,j} \sin \theta'_j), \quad (21)$$

其中 $R'_{t,j} = \sqrt{Y'^2_{t,j} + Z'^2_{t,j}}$, $\cos \theta'_j = \frac{M_T \cos \theta_j}{\sqrt{M_T^2 \cos^2 \theta_j + M_S^2 \sin^2 \theta_j}}$, 而 θ'_j 是入瞳区域对辅角的分划, $t=0, 1, \dots, m$; $j=0, 1, \dots, n$ 。

计算区域 D 中任意点 (y, z) 的波像差 W 是先将 (y, z) 变换成极坐标 $(\rho, \cos \hat{\theta})$:

$$\rho = \sqrt{y^2 + z^2}, \quad \cos \hat{\theta} = \frac{z}{\sqrt{y^2 + z^2}}. \quad (22)$$

设 $\hat{\theta}$ 处于 θ'_j ($0 \leq j \leq n$) 的第 k 个区间, 或者

$$\cos \theta'_k \geq \cos \hat{\theta} \geq \cos \theta'_{k+1}, \quad (0 \leq k \leq n-1), \quad (23)$$

那么, 在方向 θ'_k , θ'_{k+1} 和 θ'_{k+2} 上算出逐点 $(R'_{t,j} \cos \theta'_j, R'_{t,j} \sin \theta'_j)$ 上 W 的方向导数

$$\left(\frac{\partial W}{\partial \rho}\right)_{t,j} = \left(\frac{\partial W}{\partial y}\right)_{t,j} \cos \theta'_j + \left(\frac{\partial W}{\partial z}\right)_{t,j} \sin \theta'_j, \quad (24)$$

其中 $t=1, 2, \dots, m$; $j=k, k+1, k+2$ 。然后, 在方向 θ'_k , θ'_{k+1} 和 θ'_{k+2} 上对 ρ 所在区间, 例如, $R'_{t,k} < \rho \leq R'_{t+1,k}$, 作两点厄米插值(为了更精确可作多点厄米插值):

$$\left. \begin{aligned} H(x) &= K_1(x-x_0)^3 + K_2(x-x_0)^2 + y'_0(x-x_0) + y_0, \\ K_1 &= \frac{1}{(x_1-x_0)^2} \left(y'_1 + y'_0 - 2 \frac{y_1-y_0}{x_1-x_0} \right), \\ K_2 &= \frac{1}{x_1-x_0} \left(3 \frac{y_1-y_0}{x_1-x_0} - y'_1 - 2y'_0 \right), \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

其中 $x = \rho$, $x_0 = R'_{t,k}$, $x_1 = R'_{t+1,k}$, $y_0 = W_{t,k}$, $y'_0 = \left(\frac{\partial W}{\partial \rho}\right)_{t,k}$, $y_1 = W_{t+1,k}$, $y'_1 = \left(\frac{\partial W}{\partial \rho}\right)_{t+1,k}$, $H(x) = W(\rho \cos \theta'_k, \rho \sin \theta'_k)$ 。如果 $\cos \theta'_{n-1} > \cos \hat{\theta} \geq \cos \theta'_n$, 需取(24)(25)式中的 $k=n-2$ 。在三个函数值 $W(\rho \cos \theta'_j, \rho \sin \theta'_j)$, $j=k, k+1, k+2$ 计算出来之后, 再对 $\cos \hat{\theta}$ 作三点 $\cos \theta'_k$, $\cos \theta'_{k+1}$ 和 $\cos \theta'_{k+2}$ 的抛物线插值:

$$L(x) = \frac{(x-x_1)(x-x_2)}{(x_0-x_1)(x_0-x_2)} W_0 + \frac{(x-x_0)(x-x_2)}{(x_1-x_0)(x_1-x_2)} W_1 + \frac{(x-x_0)(x-x_1)}{(x_2-x_0)(x_2-x_1)} W_2, \quad (26)$$

其中 $x = \cos \hat{\theta}$, $x_t = \cos \theta'_{k+t}$, $W_t = W(\rho \cos \theta'_{k+t}, \rho \sin \theta'_{k+t})$, $t=0, 1, 2$ 。至此, 就得到了要计算的值 $W(y, z) = L(\cos \hat{\theta})$ 。

计算轴上波象差是十分容易的。因为我们考虑的光学系统是关于光轴旋转对称的, 所以轴上波像差没有对余弦 $\cos \hat{\theta}$ 的插值问题, 只须对 ρ 插值就够了。

三、光瞳形状的描写

尽管用椭圆逼近实际光瞳会给计算 OTF 带来很多优越性^[1,3], 但是, 为了适应一般情况, 特别对大数值孔径或广角物镜复杂形状的光瞳, 应该用更精确的方法。这里用分段二次插值法描写光瞳。

设出瞳区域 D 在 $z \geq 0$ 部分的边界点是 (如图 2):

$$(Y'_{m,j}, Z'_{m,j}), j=0, 1, 2, \dots, n, \quad (27)$$

其中 $Y'_{m,n} < Y'_{m,n-1} < \dots < Y'_{m,0}$ 。根据区域的对称性, D 在 $z < 0$ 部分的边界点是

$$(Y'_{m,j}, -Z'_{m,j}), j=n-1, \dots, 1. \quad (28)$$

现在给出一条分段二次多项式曲线 $z = B(y)$, 使其通过 (27) 式逐点并在 $(Y'_{m,0}, Z'_{m,0})$ 和 $(Y'_{m,n}, Z'_{m,n})$ 处有关于 y 轴的对称和光滑性上。

为此, 当 $Y'_{m,j+1} \leq y \leq Y'_{m,j}$, $1 \leq j \leq n-2$ 时, 过

三点 $(Y'_{m,j+2}, Z'_{m,j+2})$, $(Y'_{m,j+1}, Z'_{m,j+1})$ 和 $(Y'_{m,j}, Z'_{m,j})$ 作抛物线插值:

$$\left. \begin{aligned} B(y) &= t_1(y - Y'_{m,j})^2 + t_2(y - Y'_{m,j}) + Z'_{m,j}, \\ t_1 &= \left(\frac{Z'_{m,j+1} - Z'_{m,j}}{Y'_{m,j+1} - Y'_{m,j}} - \frac{Z'_{m,j+2} - Z'_{m,j}}{Y'_{m,j+2} - Y'_{m,j}} \right) / (Y'_{m,j+1} - Y'_{m,j+2}), \\ t_2 &= \left[\frac{Z'_{m,j+1} - Z'_{m,j}}{Y'_{m,j+1} - Y'_{m,j}} (Y'_{m,j+2} - Y'_{m,j}) \right. \\ &\quad \left. - \frac{Z'_{m,j+2} - Z'_{m,j}}{Y'_{m,j+2} - Y'_{m,j}} (Y'_{m,j+1} - Y'_{m,j}) \right] / (Y'_{m,j+2} - Y'_{m,j+1}). \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

而当 $Y'_{m,n} \leq y \leq Y'_{m,n-1}$ 时, 应用反插值, 得到

$$B(y) = Z'_{m,n-1} \sqrt{\frac{y - Y'_{m,n}}{Y'_{m,n-1} - Y'_{m,n}}}. \quad (30)$$

当 $Y'_{m,1} \leq y \leq Y'_{m,0}$ 时, 有

$$B(y) = Z'_{m,1} \sqrt{\frac{y - Y'_{m,0}}{Y'_{m,1} - Y'_{m,0}}}. \quad (31)$$

为了以后计算自相关数值积分时的方便, 可将 (29) 式中的系数 t_1 和 t_2 在追迹完取样光线之后计算出来存放在一组固定单元中, 以减少不必要的重复计算。

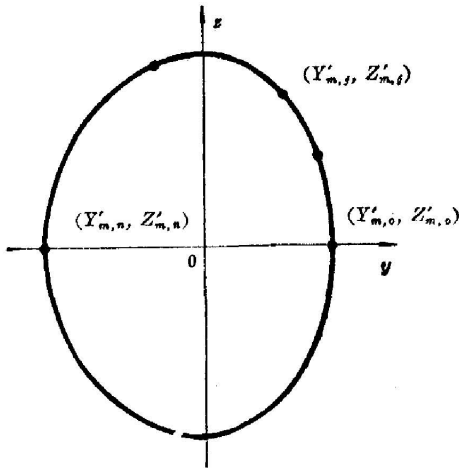


图 2 输入光瞳

Fig. 2 The exit pupil

四、自相关数值积分

这里采用二重辛普生方法计算函数(11)式的自相关积分(13)式。首先利用第二节的插值法算出函数 $W(y, z)$ 进而由(10)式算出函数(11)式在逐点

$$(y_k, z_j) = (\lambda R k h, \lambda R j h), \quad k, j = 0, 1, 2, \dots \quad (32)$$

上的函数值

$$g_{k,j} = \begin{cases} g(y_k, z_j) & \text{当 } (y_k, z_j) \in D \text{ 时,} \\ 0 & \text{当 } (y_k, z_j) \notin D \text{ 时,} \end{cases} \quad (33)$$

其中 h 是人为的, 一般取成整数。其次将二重积分(13)化成累次积分, 假定写成

$$a\left(\frac{\mu}{\lambda R}, \frac{\nu}{\lambda R}\right) = \int_c^d dy \int_{z_1(y)}^{z_2(y)} g(y, z) g^*(y - \mu, z - \nu) dz, \quad (34)$$

其中 c 和 d 分别是区域 \bar{D} 关于 y 的积分下限和上限, 而对于固定的 y , $z_1(y)$ 和 $z_2(y)$ 分别表示 \bar{D} 关于 z 的积分下限和上限, 如图 3。最后对每个积分

$$a = \int_c^d V(y) dy, \quad V(y) = \int_{z_1(y)}^{z_2(y)} f(y, z) dz, \quad (35)$$

采用辛普生方法^[7], 其中 $f(y, z)$ 表示(34)式中的被积函数。利用(33)式的函数值, 由于型值坐标(32)式的特殊性, 有

$$a(sh, th) = \sum_k c_k(s) \sum_j c_j(t) g(y_k, z_j) g^*(y_{k-s}, z_{j-t}), \quad (36)$$

$$s, t = 0, 1, 2, \dots$$

其中 $c_k(s)$ 和 $c_j(t)$ 是辛普生求积公式的系数。要使数值积分更精确, 对边界点用不等距节点的辛普生公式。

利用(36)式可算出整数方位上的 OTF 值, 但一般只计算子午, 弧矢和 45° 方位。要计算全部的 $a(sh, th)$, $s, t = 0, 1, 2, \dots$ 可以用两次快速傅里叶变换法取代(36)式。但是, 对于较大的数值孔径或较小的 h 要求计算机有较大的内存量, 这对于小型计算机是困难的, 并且, 对 OTF 使用两次离散化终究不如只作一次离散化更少损失精度。

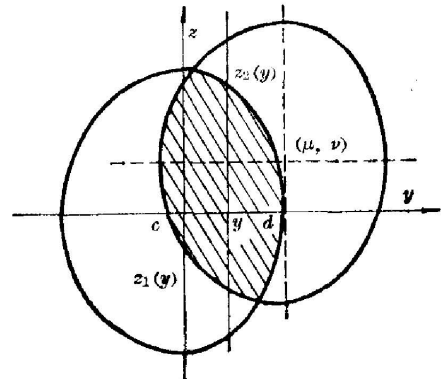


图 3 积分区域

Fig. 3 The range of integration

五、最佳离焦量的计算

首先给出波像差对离焦量的微分关系。对(5)式两边取微分, 有

$$dW = \frac{x}{R} dx - \frac{y - y_0}{R} dy_0 - \left(1 + \frac{W}{R}\right) dR. \quad (37)$$

设离焦量为 Δ (参看图 1, Δ 往右为正), 那么 $dx = -\Delta$ (一般 Δ 很小), 且

$$dy_0 = \frac{\eta_0}{\xi_0} \Delta, \quad dR = \frac{\Delta}{\xi_0}, \quad (38)$$

其中 ξ_0 和 η_0 是主光线关于 x 轴和 y 轴的方向余弦。另外, 由(5)式有

$$\frac{x}{R} = -\sqrt{1 + \frac{2W}{R} - \frac{(y-y_0)^2 + z^2}{R^2}} \quad (39)$$

从而, 将(38)(39)代入(37)中, 得到

$$dW = \left\{ \sqrt{1 + \frac{2W}{R} - \frac{(y-y_0)^2 + z^2}{R^2}} - \left(\frac{y-y_0}{R} \eta_0 + 1 + \frac{W}{R} \right) / \xi_0 \right\} \Delta \quad (40)$$

这样, 在离焦很小的量 Δ 之后波像差就是

$$W_\Delta = W + dW, \quad (41)$$

其中 dW 由(40)式给出。

现在按轴上离焦后的波像差对整个光瞳积分为零求最佳离焦量。对于轴上情形, $y_0=0$, $\xi_0=1$, $\eta_0=0$ 。对(41)式积分, 求 Δ 使

$$\iint_D W(y, z) + \left\{ \sqrt{1 + \frac{2}{R} W(y, z) - \frac{y^2 + z^2}{R^2}} - \left(1 + \frac{1}{R} W(y, z) \right) \right\} \Delta dy dz = 0, \quad (42)$$

其中 D 是圆域。作变换

$$\left. \begin{aligned} y &= \rho \cos \theta, \quad z = \rho \sin \theta, \\ 0 &\leq \rho \leq r_{\max}, \quad 0 \leq \theta \leq 2\pi, \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

其中 r_{\max} 表示轴上最大出瞳半径。由于轴上 W 只与 ρ 有关, 所以(42)式成为

$$\int_0^{r_{\max}} \left[W(\rho) + \left\{ \sqrt{1 + \frac{2}{R} W(\rho) - \frac{\rho^2}{R^2}} - \left(1 + \frac{1}{R} W(\rho) \right) \right\} \Delta \right] \rho d\rho = 0. \quad (44)$$

用任何数值积分法(如用辛普生公式, 追迹轴上 $m=10$ 条光线)计算

$$A_0 = \int_0^{r_{\max}} W(\rho) \rho d\rho, \quad B_0 = \int_0^{r_{\max}} \sqrt{1 + \frac{2}{R} W(\rho) - \frac{\rho^2}{R^2}} \rho d\rho, \quad (45)$$

其中 $W(\rho)$ 按(15)式中取 $y=\rho$, $z=Z=y_0=0$ 计算。最后得到最佳离焦量 Δ 的近似表达式:

$$\Delta = A_0 / \left(\frac{1}{2} r_{\max}^2 + A_0/R - B_0 \right). \quad (46)$$

六、程序和实例

按上述方法在 TQ-16 机上应用 BCY 算法语言编制了计算 OTF 程序。波像差的计算, 轴上取(19)和(20)式中的 $n=0$, $m=10$, 轴外取 $n=10$, $m=5$ 。积分边界用二分法在出瞳半平面上求得 11 个边界点, 每个边界点对实际边界的误差不超过最大相对入射孔径的 0.005。最佳离焦量通过追迹轴上 10 条光线算出。程序按机器上的控制台搬键状态或取高斯像面位置, 或取人为离焦像面位置, 或取最佳离焦像面位置计算 OTF。它可对四种色光, 轴上及轴外三个视场, 每个视场三个空间频率方位进行计算。在各个方位上要计算的最大实际空间频率及其间隔由程序给出。

例 1. 双高斯型物镜的结构参数见表 1。最大半视场角为 10.3° , 轴上光线最大入射高为 18.75 mm。物距在无限远。光波长为 0.5893×10^{-3} mm。按(46)式算出的“最佳”离焦量是 -0.0702 mm。表 2 给出了部分 OTF 结果。

例 2. 表 3, 表 4 给出了美国罗彻斯特大学五组元物镜^[5]应用本文方法计算结果的比较。使用(46)式计算出来的离焦量是 -0.487909 mm, 而表中给出的是人为离焦量 -0.55753 mm 的结果。从表中看出, 误差绝对值大多在 0.01~0.03 之间, 只有个别是 0.04。

表 1 双高斯型物镜的结构参数

Table 1 The constructional parameters of double-Gauss type lens

半 径	间 隔	通 光 口 径	折 射 率
46.16		50.6	
186.64	6.41	50.6	1.6385
23.28	0.11	40.0	
119.95	10.93	38.0	1.6385
15.205	2.51	25.2	1.6725
stop	8.96	21.4	
-19.409	12.07	23.0	
-52.72	2.51	26.4	1.6475
-27.61	10.44	31.8	1.6385
83.75	0.12	34.6	
-74.64	5.22	34.6	1.6385

表 2 双高斯型物镜轴上及 0.707 视场的 OTF

Table 2 The OTF of double-Gauss type lens at the axis and 0.707 field

频 率	轴 上	子 午	45°	弧 矢
5	0.95	0.64	0.59	0.72
10	0.85	0.51	0.48	0.57
15	0.77	0.44	0.41	0.51
20	0.70	0.38	0.36	0.45
25	0.65	0.37	0.33	0.44
30	0.60	0.32	0.32	0.43
35	0.55	0.29	0.28	0.37
40	0.51	0.28	0.25	0.32
45	0.46	0.26	0.23	0.34
50	0.41	0.25	0.22	0.36

表 3 五组元物镜计算 OTF 结果的比较

Table 3 The comparison among the results of computing the OTF for the five-element lens

频 率 l/mm	轴 上		10.4° 视 场				
			子 午		45°	弧 矢	
	AD710·633	新方法	AD710·633	新方法	新方法	AD710·633	新方法
10	0.89	0.89	0.88	0.89	0.69	0.74	0.75
20	0.71	0.73	0.73	0.72	0.26	0.35	0.32
30	0.52	0.55	0.57	0.56	0.05	0.06	0.04
40	0.38	0.40	0.45	0.44	0.01	0.00	0.01
50	0.28	0.29	0.37	0.36	0.01	0.06	0.06
60	0.22	0.22	0.32	0.31	0.02	0.11	0.11
70	0.20	0.19	0.27	0.26	0.02	0.13	0.13
80	0.20	0.19	0.24	0.23	0.02	0.13	0.13
90	0.20	0.21	0.20	0.19	0.02	0.11	0.11
100	0.22	0.23	0.16	0.15	0.02	0.10	0.10

表 4 五组元物镜 10.7° 视场计算 OTF 结果的比较
 Table 4 The comparison among the results of computing the
 OTF at 10.7° field for the five-element lens

频 率 1/mm	子 午		45°	弧 矢	
	AD710·633	新 方 法	新 方 法	AD710·633	新 方 法
10	0.88	0.90	0.71	0.74	0.75
20	0.76	0.79	0.50	0.57	0.57
30	0.65	0.69	0.32	0.42	0.43
40	0.57	0.60	0.18	0.30	0.29
50	0.50	0.53	0.09	0.19	0.19
60	0.43	0.46	0.04	0.13	0.11
70	0.38	0.40	0.02	0.08	0.07
80	0.33	0.35	0.01	0.06	0.06
90	0.28	0.29	0.01	0.06	0.05
100	0.23	0.24	0.01	0.06	0.06

本文的目的在于给出一个完整的计算 OTF 的新方案, 数值实例表明这个方案是可行的。

七、讨 论

以往很多作者(例如[1]~[5])研究 OTF 算法都是从经典公式出发的。经典公式是基于对基尔霍夫衍射积分公式作最低次近似(夫琅和费衍射)而导出的。本文给出的算式(13)式是按菲涅耳近似给出的。如所周知, 夫琅和费条件是在菲涅耳条件之上更强的条件。所以, 算法(13)式应该有较好的理论精度。至于它与稳相原理有什么关系, 有待进一步研究。

参 考 文 献

- [1] J. Macdonald; *Opt. Acta*, 1971, **18**, No. 4 (Apr), 269~290.
- [2] W. B. King; *Appl. Opt.*, 1968, **7**, No. 1 (Jan), 197.
- [3] E. C. Kinter, R. M. Sillitto; *Opt. Acta*, 1976, **23**, No. 8 (Aug), 607~619.
- [4] R. N. Singh; *Opt. Acta*, 1976, **23**, No. 8 (Aug), 621~650.
- [5] M. Plight; *Opt. Acta*, 1978, **25**, No. 9 (Sep), 849~860.
- [6] J. W. Goodman; *«Introduction to Fourier Optics»*, (McGraw-Hill, 1968. 有中译本).
- [7] 中国科学院沈阳计算技术研究所; *«电子计算机常用算法»*, 科学出版社, 1976.
- [8] R. E. Hopkins, D. Dutton; AD 710·633.

A new method of computing the optical transfer function

WANG QI

(Shenyang Institute of Computing Technique, Academia Sinica)

(Received 30 March 1981)

Abstract

Starting from the Kirchhoff diffraction integration, a new formula is derived with the Fresnel approximation for computing the OTF by means of exit pupil coordinates. In numerical method, a series of measures are taken to improve the accuracy of computation and reduce the volume of computation. It included that the wave aberration function is calculated by interpolation with its derivatives, the optical pupil shape is described by section interpolation of quadratic polynomial, the Simpson formula is used for making numerical integration, a differential expression for the position of the focal plane to move and an algorithm for approximating the position of the optimum focal plane are given too. Finally, there are two numerical examples to show that the new method is available.

(上接第 17 页)

3 产生激光的阈值条件

对激光的阈值条件有两种意见,一种认为激光是受激辐射放大过程,可以不考虑阈值条件问题,因为在阈值条件前也是受激辐射的放大过程。另一种认为激光阈值条件是受激辐射放大过程从量变到质变的一个飞跃条件,应予以考虑。后者,对稳态(连续)激光的阈值条件,还有两种不同的意见,一种认为激光器振荡一旦建立,激光就产生了,因此阈值条件与临界振荡条件是同一回事,两者在概念和数值上都等同的;另一种认为,激光振荡的建立到激光的形成是需要一个时间过程的,必须达到雪崩阶段,因此阈值条件应是临界雪崩条件。

4 超短脉冲

分别对频域里和时域里形成锁模脉冲的振荡机理,进行了各种理论分析。并对如何把稳态的调制型锁模机理和暂态的起伏机理产生超短脉冲的动力学过程统一起来作了讨论。

5 产生激光或强相干光辐射的各种物理机理(包括 X 激光等)

认为产生强激光脉冲的物理途径有两种。一种是能量以一定的形式贮存起来,当贮存得足够多时,使之快速释放,以获得强激光;另一种是光场能量逐步迭加到一个窄脉冲上,以获得强激光脉冲。对产生 X 激光的基本要求、实施能级粒子数反转的若干方案、无腔镜和有腔镜形式的 X 激光器方案等作了探讨,包括对 γ 射线超荧光和谐振腔问题的探讨。

6 光学谐振腔及其模式的区分

从经典电磁场理论和光的量子理论说明闭腔和开腔模式的物理意义,模式的区分方法,模序数的意义,两种观点得到的单位体积,单位频率间隔的模式数,对不同波型(模)的具体区分方法具有任意性的问题,进行了议论。

(下转第 52 页)