

的交点, $f=OC$, $P(x_0, y_0, z)$ 是观察点。 $PQ = \kappa_0$, $OP = R$ 。在近轴近似下,由惠更斯-菲涅耳原理积分公式得:

$$U(P) = \frac{1}{i\lambda} \iint_S (P_1) \frac{e^{ik_0 r_1}}{\kappa_0} K(\alpha) dS = -\frac{iA}{\lambda f_s} \iint_{\kappa_0} \frac{e^{ik(\kappa_0 r_1 - f)}}{\kappa_0} dS \quad (1)$$

式中, U 为振幅, λ 为波长, P_1 为波前上任意点, κ_0 波前上任意点与观察点的距离, S 为 t 时刻充满光阑的波前, $k(\alpha)$ 倾斜因子, α 为衍射角, f 为焦距。对几何焦点附近作近似,德拜导出了如下衍射积分公式^[1]:

$$U(P) = \frac{iA}{\lambda} \iint_{\Omega} \vec{q} \cdot \vec{R} d\Omega \quad (2)$$

式中, Ω 为波前 S 对几何焦点 O 所张立体角, $d\Omega = dS/f^2$, \vec{q} 为 OQ 方向单位矢。设 $x_0 = r\cos\Psi$, $y_0 = r\sin\Psi$, $x_1 = a\rho\cos\theta$, $y_1 = a\rho\sin\theta$, $z_1 = -\sqrt{f^2 - a^2\rho^2}$, $\vec{r} = x_0^2 + y_0^2$, ϕ, θ 分别为 \vec{r} 和 $a\vec{\rho}$ 在 xOy 平面的方位角,可推得:

$$\vec{q} \cdot \vec{R} \approx \frac{a\rho r \cos(\theta - \Psi)}{f} - z[1 - \frac{a^2\rho^2}{2f^2}] \quad (3)$$

式中, r 为光阑上任意点 Q 离光轴的距离, Ψ 为其方位角, ρ 为观察点离光轴的距离, θ 为其方位角, z 为观察点 P 的坐标。将 (3) 式代人 (2) 式,考虑到 $dS = a^2\rho d\theta d\rho$, (2) 式又可写为^[1]:

$$U(P) = \frac{A\pi a^2}{i\lambda f^2} e^{ikf} \int_0^2 J_0(2\pi NB\rho) e^{-ikNC\rho^2} \rho d\rho \quad (4)$$

式中, B 为引入参量, J_0 为零阶贝塞尔函数, $C = z/f$, $B = r/a$, N 为从几何焦点看系统的菲涅耳数:

$$N = a^2/\lambda f \quad (5)$$

德拜公式 (2) 式或 (4) 式在系统菲涅耳数 $N \gg 1$ 时,能正确给出几何焦点附近衍射场。但可以证明,由它计

算出的衍射场关于几何焦平面总是对称的,不能给出衍射场的焦移,使其应用范围受到限制。

为推广德拜公式的应用范围,对 (1) 式作如下近似处理: (1) 式分母中的 κ_0 用轴上光程作近似,即 $\kappa_0 \approx f+z$ (德拜使用 $\kappa_0 \approx f$); 而指数中的 $\kappa_0 - f$, 作如下近似 (德拜使用 $\kappa_0 - f = -\vec{R} \cdot \vec{q}$):

$$\kappa_0 - f = -\frac{\vec{2f} \cdot \vec{R}}{\kappa_0 + f} + \frac{R^2}{\kappa_0 + f} \approx -\frac{\vec{2f} \cdot \vec{R}}{2f+z} + \frac{R^2}{2f+z} \quad (6)$$

可得修正的德拜公式:

$$U(P) = \frac{A\pi a^2}{i\lambda f^2} e^{ik\phi} \int_0^2 \frac{J_0\left(4\pi N \frac{B}{2+C}\right)}{1+C} \rho e^{-i2\pi N \frac{C}{2+C} \rho^2} \rho d\rho \quad (7)$$

式中, $\phi = (2fC + fC^2 + a^2B^2/f)/(2+C)$ 。若忽略 $C = z/f \ll 1$ 项,便回到原德拜公式 (4) 式。可见原德拜公式是修正 (7) 式在忽略 z/f 项时的近似。

2 计算结果和比较分析

为了考察修正公式的可靠性,以 LW 公式为标准,与修正公式进行比较。对 LW 公式,当用变量 C, B 表示时可写为:

$$U(P) = \frac{A\pi a^2}{i\lambda f^2} e^{ik\phi'} \int_0^2 \frac{J_0\left(\frac{2\pi NB}{1+C}\right)}{1+C} \rho e^{-\frac{i\pi NB}{1+C} C \rho^2} \rho d\rho \quad (8)$$

式中, $\phi' = \pi NB^2/(1+C) + 2\pi C/\lambda$ 。

衍射光强为: $I = |U(P)|^2$ 。当观察点位于光轴上时, $r=0$, 即 $B=0$ 。分别使用修正后的德拜公式 (7) 式、原德拜公式 (4) 式及 LW 公式 (8) 式,对不同菲涅耳数的系统,计算了汇聚球面波经圆孔衍射轴上光强分布。结果如图 2a~图 2f 所示。图中 $I_0 = |\pi a^2 A/\lambda f^2|^2$ 为几何焦点处的光强。

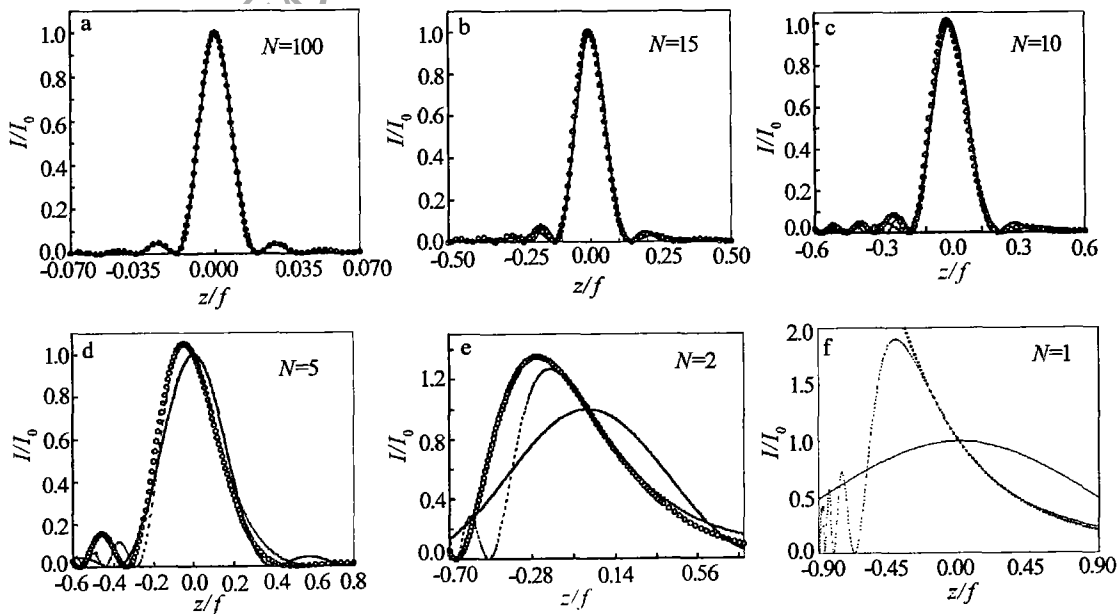


Fig. 2 On-axis intensity distribution ——— Debye formula; ····· revised formula; - - - - LW formula

分别使用(4)式、(7)式及LW式(8)计算了不同菲涅耳数的系统,焦平面($z=0$)、平行焦平面的不同观察平面上的光强分布。结果如图3a~图3d所示。

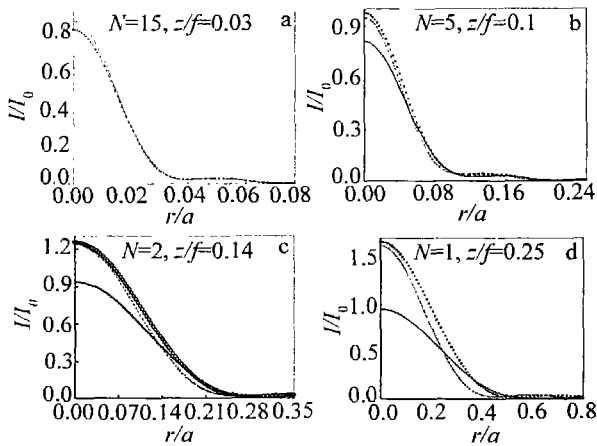


Fig. 3 Lateral intensity distribution

— Debye formula; ○○○○ — revised formula; - - - - LW formula

轴上光强计算表明:(1)当菲涅耳数比较大时,3个公式的计算结果符合程度相当令人满意,见图2a, $N=100$,此时,在衍射区域,修正公式与LW公式的最大误差 $\leq 0.5\%$;原德拜公式与LW公式的最大误差 $\leq 0.65\%$;对图2b, $N=15$ 时,修正公式与LW公式最大误差 $\leq 4\%$,焦移 $\Delta z = -0.005f$ 与LW公式相同;原德拜公式与LW公式最大误差 $\leq 4.7\%$,但不能给出焦移,由于此时焦移量很小,基本可以忽略,所以可认为原德拜公式仍有效;(2)随着菲涅耳数的减小,焦移开始变得明显,原德拜公式与LW公式的差别逐步加大,见图2c, $N=10$,原德拜公式与LW公式,仅在 $-0.025f \leq z \leq 0.03f$ 很小范围内相符(误差 $\leq 5\%$),且不能给出实际的焦移,原德拜公式已基本失效;而修正公式与LW公式在 $z \geq -0.09f$ 范围内均很好相符(误差 $\leq 5\%$),且两公式给出的焦移量也相等,均为 $\Delta z = -0.01f$;(3)当 $N=5$ 时,见图2d,原德拜公式与LW公式仅在 $-0.025f \leq z \leq 0.025f$ 内相符合(几乎仅在几何焦点),焦移更是不可能给出,原德拜公式已经失效;而修正公式与LW公式可在 $-0.12f \leq z \leq 0.22f$ 内相符合,两式给出的焦移量 Δz 分别为 $0.047f$ 和 $-0.044f$,误差 $\leq 0.3\%$;(4)当 $N=2$ 时,见图2e,原德拜公式已完全破坏;而修正公式在 $-0.187f \leq z \leq 0.5f$ 范围仍与LW公式符合得很好,两式给出的焦移 Δz 分别为 $-0.255f$ 和 $-0.1915f$,相差约 5.9% ,从焦移的角

度看可认为修正公式几乎到达了其有效范围的极限;

(5)当 $N=1$ 时,尽管修正公式在 $z \geq -0.26f$ 的范围内仍和LW公式的计算结果相符,但两式给出的焦移 Δz 分别为 $-0.875f$ 和 $-0.4f$,误差太大,达 47.5% ,可认为修正公式已失效。

横向光强分布的计算也给出了与轴上光强类似的结果。在焦平面上 $z=0$, (4)式、(7)式、(8)式3个不同的衍射积分公式给出的强度分布关系式完全相同(原德拜公式与另外二式给出的复振幅相差一个位相因子)。当观察面为 $z \neq 0$ 的面时,对菲涅耳数较大($N \geq 15$)的系统,三者的差别很小。见图3a, $N=15$, $z/f=0.03$,观察面上修正公式与LW公式的误差 $\leq 1.1\%$;原德拜公式与LW公式的误差 $\leq 4.1\%$ 。随着菲涅耳数的减少,原德拜公式与另外二式的差别开始增大,当 $N=5$, $z/f=-0.1$ 时,见图3b,修正公式与LW公式的误差 $\leq 4.9\%$,符合很好;而原德拜公式与LW公式的误差 $\leq 14\%$,已基本破坏。当 $N=2$, $z/f=-0.14$ 时,见图3c,修正公式与LW公式的误差 $\leq 8.3\%$,基本相符;而原德拜公式与LW公式的误差 $\leq 30\%$,已完全破坏。当 $N=1$, $z/f=-0.25$ 时,见图3d,修正公式和原德拜公式与LW公式的最大误差分别达 21% 和 67% ,均已失效。

综上所述,修正后的德拜公式(7)式,对菲涅耳数大的系统($N \geq 15$),与原德拜公式(4)式及LW公式(8)式符合得很好,这说明修正是合理的。对小菲涅耳数($1 < N \leq 10$)的系统,原德拜公式的计算结果与LW公式已不相符,但修正后的公式与LW公式的计算结果仍符合得很好,并且可给出与LW公式几乎相同的焦移量。从而,推广了德拜公式的使用范围。

参考文献

- [1] 玻恩 M,沃耳夫 E 光学原理 [M]. 北京:科学出版社,1978. 483~576.
- [2] LI Y, WOLF E. Three-dimensional intensity distribution near the focus in systems of different Fresnel numbers [J]. J O S A, 1984, A1(8): 801~807.
- [3] LI Y. Encircled energy for systems of different Fresnel numbers [J]. Optik, 1983, 64(3): 207~218.
- [4] SHEPPARD C J R. Validity of the Debye approximation [J]. Opt Lett, 2000, 25(22): 1660~1662.
- [5] WOLF E, LI Y. Conditions for the validity of the Debye integral representation of focused fields [J]. Opt Commun, 1981, 39: 205~210.