

电子束聚焦和偏转系统中 动态修正的计算*

朱 协 卿

(中国科学院电子学研究所)

提 要

在电子束聚焦和偏转系统中动态修正方法(即用场曲校正透镜和消象散器来消除偏转场曲和象散)可以相当显著地减小系统的总象差和提高系统的电子光学性能。本文讨论了动态修正的计算问题:包括场曲校正透镜和消象散器的工作原理;校正透镜和消象散器电磁场分布的计算;完全消除场曲和象散在校正透镜和消象散器上所加信号强度的计算;以及校正透镜和消象散器对畸变的影响。通过文章给出动态修正计算的实例可见动态修正对提高系统的电子光学性能起着很大的作用。

一、引 言

在扫描电子束仪器(如电子束曝光机和扫描电子显微镜等)中,聚焦和偏转系统的一些偏转象差可以由动态修正方法消除:如场曲校正透镜消除场曲,消象散器消除象散和偏转器上加特定调制信号消除畸变。在消除过程中校正透镜、消象散器和偏转器上的信号都与电子束的偏转量有关。动态修正方法实际上已得到了广泛的应用,并有一些文章^[1-5]对消象散器的工作在理论概念和实验上作了讨论,然而计算机数值计算动态修正将十分有助于设计低像差的电子束聚焦和偏转系统。

基于过去进行的电子束聚焦和偏转系统的数值计算和优化设计工作^[4-7],我们进而对系统的动态修正进行数值计算和优化设计。本文讨论了动态修正器原理和场分布计算,以及带有动态修正器的聚焦和偏转系统光学性能的计算和优化设计。鉴于偏转畸变只影响束斑位置而不影响束斑大小,而且畸变的消除主要是电子线路问题,这里我们只研究对偏转场曲和象散的动态修正计算问题。

二、场曲校正透镜和消象散器的原理

1. 场曲校正透镜和消象散器的工作原理

为了说明校正透镜和消象散器是如何工作的,我们首先叙述偏转场曲和象散的形成。

* 1985年9月5日收到,1986年1月25日修改定稿。

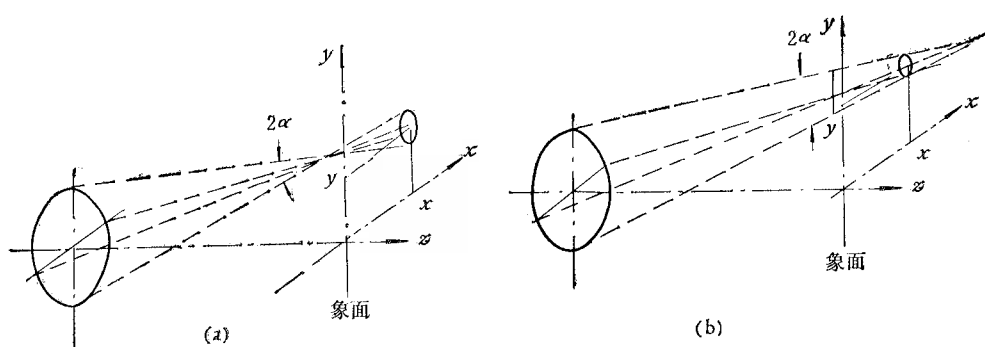


图1 场曲(a)和象散(b)的形成

图1(a)表示场曲的形成,它是由于偏转后电子束受透镜的聚焦作用不同于轴上束受到的聚焦作用所造成,因而在高斯象面上呈现一个模糊束斑。束斑大小正比于 $\alpha w \bar{w}$, 这里 α 是象面上束半孔径角, $w = x + iy$ 是象面上偏转量的复数形式, $\bar{w} = x - iy$ 是 w 的共轭复数。图1(b)表示象散的形成,它是由于偏转中电子束受 x 和 y 方向的偏转力不同所造成,高斯象面上模糊束斑图形大小正比于 αw^2 和 $\alpha \bar{w}^2$ 。

为了消除场曲就要求在校正透镜(也可以是聚焦透镜本身)上加调制信号(如电透镜的电极调制电位和磁透镜的调制激磁电流),在调制信号产生的附加聚(散)焦作用下将电子束焦点落在高斯象面上。显然调制信号强度必须正比于 $w \bar{w}$ (束偏转值的平方)。为了消除象散就要求有一个能提供 x 方向和 y 方向不同偏转作用的消象散器来补偿原有的象散,消象散器上的调制信号强度(电消象散器的电极电位和磁消象散器的线圈电流)必须正比于 w^2 和 $\bar{w}^2$ (束偏转复数值的平方)。

2. 电磁场曲校正透镜的电磁场表示式

场曲校正透镜就是普通的轴对称电磁透镜。静电校正透镜通常为单透镜形式,两端的电极电位为束电位,因此我们所考虑的静电校正透镜电位分布指的是迭加在束电位上的那部分,其表示式为:

$$\Phi_c(w, \bar{w}, z) = \left(\phi_c(z) - \frac{1}{4} \phi_c''(z) w \bar{w} \right) V_c, \quad (1)$$

这里 $\phi_c(z)$ 是校正透镜轴上电位分布, V_c 是校正透镜中加信号的电极电位(如单透镜中间电极电位)。由(1)式可导出横向和纵向电场为:

$$E_w = -2 \frac{\partial \Phi_c}{\partial w} = \frac{1}{2} \phi_c''(z) w V_c, \quad (2)$$

$$E_z = -\frac{\partial \Phi_c}{\partial z} = -\left(\phi_c'(z) - \frac{1}{4} \phi_c'''(z) w \bar{w} \right) V_c. \quad (3)$$

磁场曲校正透镜的磁标位表示式为:

$$\Psi_c(w, \bar{w}, z) = \left(\phi_c(z) - \frac{1}{4} \phi_c''(z) w \bar{w} \right) I_c \quad (4)$$

这里 $\phi_c(z)$ 是校正透镜轴上磁标位分布, I_c 是激磁电流。由(4)式导出横向和纵向磁感应强度为:

$$B_w = 2\mu_0 \frac{\partial \Psi_c}{\partial w} = -\frac{1}{2} B'_c(z) w I_c \quad (5)$$

$$B_z = \mu_0 \frac{\partial \Psi_c}{\partial z} = \left(B_c(z) - \frac{1}{4} B''_c(z) w \bar{w} \right) I_c \quad (6)$$

式中 μ_0 是真空导磁率, $B_c(z) = \mu_0 \phi'_c(z)$ 是轴上磁感应强度.

3. 静电消象散器的场函数和电场表示式

图 2 是典型的静电八极消象散器的电场图. 可见图 2(a) 的电极电位分布使电子束在 x 方向上受发散力而在 y 方向上受会聚力; 图 2(b) 的电极电位分布使束受 p 方向发散力和 q 方向会聚力. 组合这两组电极电位 (见图 2(c)), 并调整相应的电极电位 V_a 和 V_b , 就可以补偿在任意方向上由于偏转力不同造成的象散.

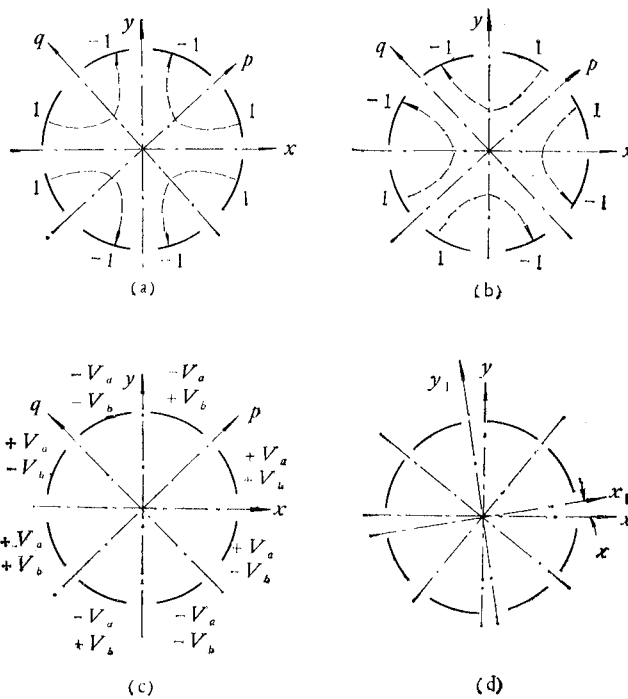


图 2 典型的八极消象散器的电场图

根据图 2(a) 上电极电位分布的对称性和拉普拉斯方程可以导出 z 轴附近消象散器的电位分布

$$\Phi(r, \theta, z) = -f_2(z) r^2 \cos 2\theta + \frac{1}{12} f'_2(z) r^4 \cos 2\theta \dots, \quad (7)$$

这里 $f_2(z)$ 称为静电消象散场函数. 由于我们只考虑对包含三阶小量的象散进行修正, 所以上式中只需保留第一项.

同样地可导出图 2(b) 的轴附近电位分布:

$$\Phi(r, \theta, z) = -f_2(z) r^2 \sin 2\theta \dots. \quad (8)$$

组合表示式(7)和(8), 再考虑到相应的电极电位 V_a 和 V_b , 就可以得出图 2(c) 电极电位

分布下的轴附近电位表示式:

$$\Phi(w, \bar{w}, z) = -\frac{1}{2} [F_2(z)\bar{w}^2 V_s + \bar{F}_2(z)w^2 \bar{V}_s], \quad (9)$$

其中

$$F_2(z) = f_2(z)e^{2i\chi}, \quad (10)$$

$$V_s = V_a + iV_b = V_0 e^{2i\rho}, \quad (11)$$

$$V_0 = \sqrt{V_a^2 + V_b^2}, \quad (12)$$

$$\rho = \frac{1}{2} \arctg(V_b/V_a). \quad (13)$$

(10) 式中 χ 是静电消象散器的转角 (见图 2(d)), $\bar{V}_s$ 和 $\bar{F}_2$ 分别是 V_s 和 F_2 的共轭复数. 横向和纵向电场为:

$$E_w = -2 \frac{\partial \Phi}{\partial w} = 2F_2(z)\bar{w}V_s, \quad (14)$$

$$E_z = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{1}{2} [F_2'(z)\bar{w}^2 V_s + \bar{F}_2'(z)w^2 \bar{V}_s]. \quad (15)$$

4. 磁消象散器的场函数和磁场表示式

图 3 给出了典型的环形磁消象散器磁力线图. 在图 3(a) 的线圈电流分布下, 其磁力线分布与图 2(a) 中的电力线分布相似; 图 3(b) 中的磁力线分布与图 2(b) 中的电力线分布相似. 由于磁场对电子的作用与电场对电子的作用不同, 图 3(a) 的分布使电子束在 p 方向发散和在 q 方向会聚; 图 3(b) 的分布使束在 x 方向会聚和在 y 方向发散. 同样组合

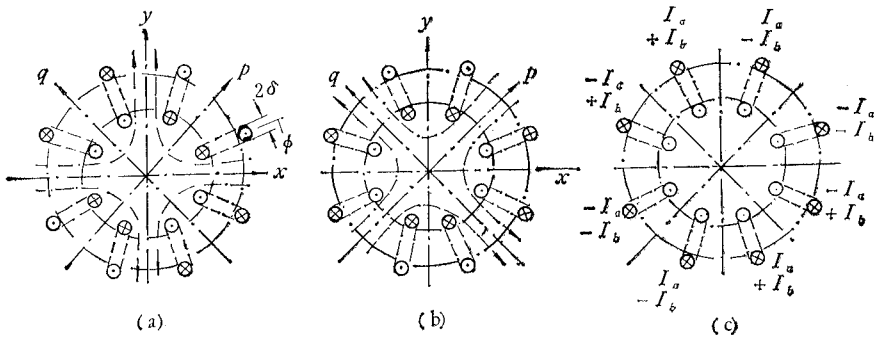


图 3 典型的环形消象散器的磁力线图

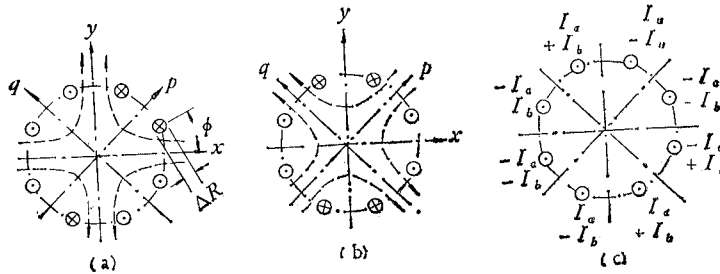


图 4 典型的鞍形消象散器的磁力线图

这两组磁消象散线圈(见图 3(c)),并调整相应的线圈电流 I_a 和 I_b , 就可补偿在任意方向上由于偏转力不同造成的象散. 与图 3 相应的鞍形消象散器磁力线图见图 4.

对应图 3(c) 消象散器的轴附近磁标位表示式为:

$$\Psi(w, \bar{w}, z) = \frac{i}{2\mu_0} [D_2(z)\bar{w}^2 I_s - \bar{D}_2(z)w^2 \bar{I}_s], \quad (14)$$

其中

$$D_2(z) = d_2(z)e^{2i\chi}, \quad (15)$$

$$I_s = I_a + iI_b = I_0 e^{2i\rho}, \quad (16)$$

$$I_0 = \sqrt{I_a^2 + I_b^2}, \quad (17)$$

$$\rho = \frac{1}{2} \arctg(I_b/I_a). \quad (18)$$

(15)式中 $d_2(z)$ 称为磁消象散场函数和 χ 是磁消象散器的转角; (16) 式中 I_a 的正方向指的是使束在 x 方向发散和 y 方向会聚, I_b 的正方向指的是使束在 ρ 方向发散和 φ 方向会聚. 横向和纵向磁感应强度分别为:

$$B_w = 2\mu_0 \frac{\partial \Psi}{\partial w} = 2iD_2(z)\bar{w}I_s, \quad (19)$$

$$B_z = \mu_0 \frac{\partial \Psi}{\partial z} = \frac{i}{2} [D'_2(z)\bar{w}^2 I_s - \bar{D}'_2(z)w^2 \bar{I}_s]. \quad (20)$$

三、电磁消象散器场分布的计算

从上节推导出的校正透镜和消象散器场分布表示式(1)–(20)可见,其电磁场分布取决于静电透镜轴上电位分布 $\phi_c(z)$, 磁透镜轴上磁感应强度 $B_c(z)$, 静电消象散场函数 $f_2(z)$ 和磁消象散场函数 $d_2(z)$. 校正透镜场分布的计算与一般轴对称电磁透镜场分布的计算^[8]一样,这里不再赘述.

1. 静电消象散场函数 $f_2(z)$ 的计算

与静电偏转器场分布的计算类似,可以用电荷密度法^[9]来计算消象散场函数. 假定消象散器电极的基本形式是圆锥体的一部分(见图 5), 在 N 个单元电极上的面电荷密度值可由下述矩阵方程解出:

$$[P_{ij}][\sigma_i] = [\Phi_i], (i = 1 \sim N, j = 1 \sim N); \quad (21)$$

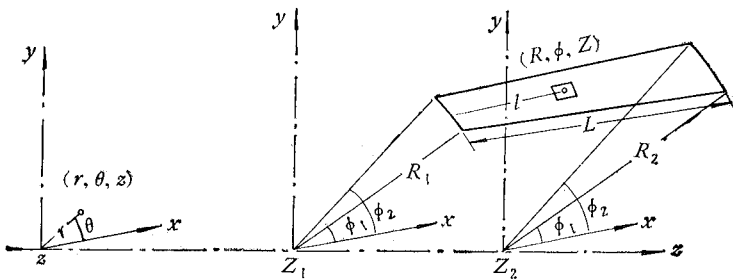


图 5 电荷密度法计算静电消象散场中单元电极的几何参量图

这里 $[\sigma_i]$ 是 N 个单元电极上的面电荷密度, $[\Phi_i]$ 是 N 个单元电极上的电位值, 系数 $[P_{ii}]$ 为

$$P_{ii} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \int_0^L \frac{R d\phi}{[r^2 - 2rR \cos(\phi - \theta) + R^2 + (z - Z)^2]^{3/2}}, \quad (22)$$

式中各几何参量见图 5, ϵ_0 是真空介电常数.

由(21)和(22)式计算出单元电极的面电荷密度后, 先计算出在 $0 - \pi/4$ 范围内电极造成轴附近电位为:

$$\Phi(r, \theta, z) = \frac{\sigma}{4\pi\epsilon_0} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \int_0^L \frac{R}{H} \left[1 - \frac{r^2}{2H^2} + \frac{rR}{H^2} \cos(\phi - \theta) + \frac{3r^2R^2}{2H^4} \cos^2(\phi - \theta) \right] d\phi dl, \quad (23)$$

$$H = [R^2 + (Z - z)^2]^{1/2}. \quad (24)$$

再考虑在 $0 - 2\pi$ 范围内所有电极的贡献和用二项式定理对积分式中小量 r 进行处理, 得出对应于图 2(a) 电极电位分布下的轴附近电位为:

$$\Phi = \sum_{i=1}^N \frac{3\sigma_i r^2}{4\pi\epsilon_0} (\sin 2\phi_2 - \sin 2\phi_1) \cos 2\theta \int_0^L \frac{R^3}{H^5} dl.$$

比较上式与(7)式进而得出消象散场函数 $f_2(z)$ 为

$$f_2(z) = - \sum_{i=1}^N \frac{3\sigma_i}{4\pi\epsilon_0} (\sin 2\phi_2 - \sin 2\phi_1) \int_0^L \frac{R^3}{H^5} dl. \quad (25)$$

此积分可以解析积出为:

$$f_2(z) = - \sum_{i=1}^N \frac{3\sigma_i}{4\pi\epsilon_0} (\sin 2\phi_2 - \sin 2\phi_1) \left[-\sin^3 \alpha \left(\frac{1}{H_2} - \frac{1}{H_1} \right) - \left(\sin \alpha - \frac{4}{3} \sin^3 \alpha \right) c^2 \right. \\ \left. \times \left(\frac{1}{H_2^3} - \frac{1}{H_1^3} \right) + \frac{1}{c} \left(\cos \alpha - \frac{4}{3} \cos^3 \alpha \right) \left(\frac{L_2^3}{H_2^3} - \frac{L_1^3}{H_1^3} \right) + \frac{\cos^3 \alpha}{c} \left(\frac{L_2}{H_2} - \frac{L_1}{H_1} \right) \right], \quad (26)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} \sin \alpha &= (R_2 - R_1) / [(R_2 - R_1)^2 + (Z_2 - Z_1)^2]^{1/2}; \\ \cos \alpha &= (Z_2 - Z_1) / [(R_2 - R_1)^2 + (Z_2 - Z_1)^2]^{1/2}; \\ H_k &= [R_k^2 + (Z_k - z)^2]^{1/2}, \quad (k = 1, 2); \\ L_k &= R_k \sin \alpha + (Z_k - z) \cos \alpha, \quad (k = 1, 2); \\ c &= (H_1^2 - L_1^2)^{1/2} = (H_2^2 - L_2^2)^{1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

$c = 0$ 附近的 $f_2(z)$ 表示式用二项式定理给出为:

$$f_2(z) = - \sum_{i=1}^N \frac{3\sigma_i}{4\pi\epsilon_0} (\sin 2\phi_2 - \sin 2\phi_1) \left\{ -\sin^3 \alpha \left(\frac{1}{H_2} - \frac{1}{H_1} \right) \right. \\ \left. - \left(\sin \alpha - \frac{4}{3} \sin^3 \alpha \right) c^2 \left(\frac{1}{H_2^3} - \frac{1}{H_1^3} \right) + \left(\cos \alpha - \frac{4}{3} \cos^3 \alpha \right) \right. \\ \left. \times \left[-\frac{3c}{2} \left(\frac{1}{H_2^2} - \frac{1}{H_1^2} \right) + \frac{3c^3}{8} \left(\frac{1}{H_2^4} - \frac{1}{H_1^4} \right) + \frac{c^5}{16} \left(\frac{1}{H_2^6} - \frac{1}{H_1^6} \right) \right] \right. \\ \left. - \cos^3 \alpha \left[\frac{c}{2} \left(\frac{1}{H_2^2} - \frac{1}{H_1^2} \right) + \frac{c^3}{8} \left(\frac{1}{H_2^4} - \frac{1}{H_1^4} \right) + \frac{c^5}{16} \left(\frac{1}{H_2^6} - \frac{1}{H_1^6} \right) \right] \right\}. \quad (28)$$

2. 磁消象散场函数 $d_2(z)$ 的计算

(1) 用比奥·沙瓦定律计算消象散场函数

对于在自由空间中的消象散线圈可以用比奥·沙瓦定律直接计算^[4].

(a) 环形消象散器 单个环形线圈造成轴附近的磁标位由比奥·沙瓦定律可知:

$$\psi = -\frac{NI}{4\pi} \iint \frac{r}{L^3} \sin(\phi - \theta) \left[1 - \frac{2rR}{L^2} \cos(\phi - \theta) + \frac{r^2}{L^2} \right]^{-\frac{3}{2}} dR dZ, \quad (29)$$

式中

$$L = \sqrt{R^2 + (Z - z)^2}, \quad (30)$$

NI 是线圈电流的安匝数, S 是线圈的截面积, 各几何参量见图 6.

综合 $0-2\pi$ 范围内所有线圈对轴附近磁标位的贡献和用二项式定理对小量 r 进行处理, 可得出对应于图 3(b) 的环形消象散器轴附近磁标位为:

$$\psi = -\frac{3NI}{\pi} r^2 \cos 2\phi \sin 2\theta \int_{Z_1}^{Z_2} \int_{R_1}^{R_2} \frac{R}{L^5} dR dZ.$$

环形消象散场函数 $d_2(z)$ 则为:

$$d_2(z) = -\frac{3\mu_0 NI}{\pi} \cos 2\phi \int_{Z_1}^{Z_2} \int_{R_1}^{R_2} \frac{R}{L^5} dR dZ. \quad (31)$$

此积分可解析求得:

$$d_2(z) = -\frac{\mu_0 NI}{\pi} \cos 2\phi \left[\frac{H_2}{R_2^2 \sqrt{H_2^2 + R_2^2}} - \frac{H_2}{R_1^2 \sqrt{H_2^2 + R_1^2}} - \frac{H_1}{R_2^2 \sqrt{H_1^2 + R_2^2}} + \frac{H_1}{R_1^2 \sqrt{H_1^2 + R_1^2}} \right]. \quad (32)$$

(b) 鞍形消象散器 由比奥·沙瓦定律得出单个鞍形线圈造成的轴附近磁标位为:

$$\psi = -\frac{NI}{4\pi} \int_{Z_1}^{Z_2} \int_{\phi}^{\pi/2-\phi} \frac{R^2 - rR \cos(\phi - \theta)}{L^2} \left[1 - \frac{2rR}{L^2} \cos(\phi - \theta) + \frac{r^2}{L^2} \right]^{-\frac{3}{2}} d\phi dZ. \quad (33)$$

各几何参量见图 7.

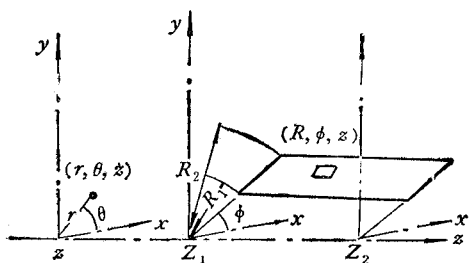


图 6 环形线圈几何参量图

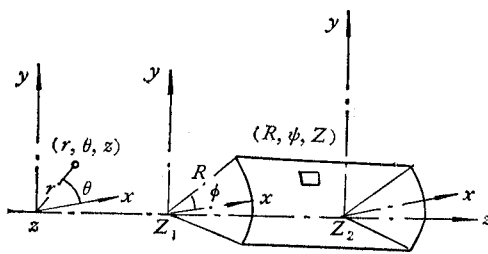


图 7 鞍形线圈几何参量图

类似于环形消象散器场函数的计算, 可得鞍形消象散器场函数 $d_1(z)$ 为:

$$d_1(z) = -\frac{\mu_0 NI}{4\pi} \cos 2\phi \int_{Z_1}^{Z_2} \frac{15R^4 - 6R^2 L^2}{L^7} dZ. \quad (34)$$

积分后得:

$$d_1(z) = -\frac{\mu_0 NI}{4\pi} \cos 2\phi \left[\frac{9H_2}{(H_2^2 + R^2)^{1/2}} - \frac{8H_2}{(H_2^2 + R^2)^{3/2}} + \frac{3H_2^2}{(H_2^2 + R^2)^{5/2}} \right]$$

$$-\frac{9H_1}{(H_1^2 + R^2)^{1/2}} + \frac{8H_1^3}{(H_1^2 + R^2)^{3/2}} - \frac{3H_1^5}{(H_1^2 + R^2)^{5/2}} \Big]. \quad (35)$$

(2) 用有限元法计算消象散场函数 当消象散器周围存在铁磁材料时, 消象散场函数不能用比奥·沙瓦定律而可用有限元法进行计算。

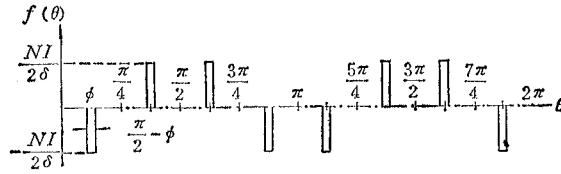


图 8 环形消象散器的电流负载分布曲线

(a) 环形消象散器 图 8 给出对应于图 3(b) 环形消象散器沿圆周方向的电流负载分布, 再进行傅里叶级数展开:

$$f(\theta) = - \sum_{m=2,6,10,\dots}^{\infty} f_m \cos m\theta, \quad (36)$$

$$f_m = \frac{8NI}{\pi} \cos m\phi. \quad (37)$$

根据磁场基本方程得出有限元法中泛函的二阶谐波分量为:

$$\mathcal{F}_2 = \iint \frac{\mu\pi r}{4} \left[\left(\frac{\partial \Psi_2}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Psi_2}{\partial r} \right)^2 + \frac{1}{r^2} (2\Psi_2 - g(r, z)f_2)^2 \right] dr dz, \quad (38)$$

式中 μ 是磁导率,

$$\left. \begin{aligned} g(r, z) &= 0 \text{ (线圈截面外)}, \\ g(r, z) &= 1 \text{ (线圈截面内)}. \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

二阶分量磁标位 Ψ_2 可以由取泛函 $\mathcal{F}_2$ 的最小值计算出。消象散场函数 $d_2(z)$ 由下式解出:

$$d_2(z) = \mu_0 \lim_{r \rightarrow 0} \left[\frac{\Psi_2(r, z)}{r^2} \right] \quad (40)$$

(b) 鞍形消象散器 图 9 给出对应于图 4(b) 鞍形消象散器沿圆周方向电流负载分布, 其傅里叶级数展开式为:

$$f(\theta) = - \sum_{m=2,6,10,\dots}^{\infty} f_m \sin m\theta, \quad (41)$$

$$f_m = \frac{8NI}{\pi m \Delta R} \cos m\phi. \quad (42)$$

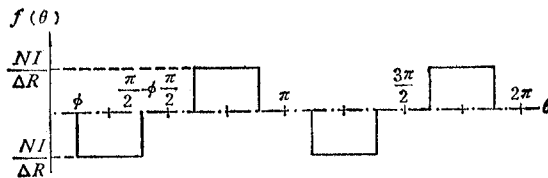


图 9 鞍形消象散器的电流负载分布曲线

有限元的二阶分量泛函为:

$$\mathcal{F}_2 = \iint_s \frac{\mu\pi r}{4} \left[\left(\frac{\partial \Psi_2}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Psi_2}{\partial r} + g(r, z) f_2 \right)^2 + \frac{4\Psi_2^2}{r^2} \right] dr dz. \quad (43)$$

当取泛函 $\mathcal{F}_2$ 极小值求出二阶分量磁标位 Ψ_2 后, 同样由 (40) 式计算出消象散场函数 $d_2(z)$.

四、带有动态修正的电子束聚焦和偏转系统的光学性能的计算

1. 电磁场的复数表示式

综合电子束聚焦和偏转系统中透镜、偏转器、校正透镜和消象散器的电磁场, 可写出电位、横向和纵向电磁场的复数表示式:

$$\begin{aligned} \Phi(w, \bar{w}, z) = & \phi(z) - \frac{1}{4} \phi''(z) w \bar{w} - \frac{1}{2} V F_1(z) \bar{w} - \frac{1}{2} \bar{V} \bar{F}_1(z) w + V_c \phi_c(z) \\ & - \frac{1}{4} \phi_c''(z) w \bar{w}, \end{aligned} \quad (44)$$

$$\begin{aligned} E_w(w, \bar{w}, z) = & \frac{1}{2} \phi''(z) w - \frac{1}{16} \phi''''(z) w^2 \bar{w} + V F_1(z) - \frac{1}{4} V F_1''(z) w \bar{w} \\ & - \frac{1}{8} \bar{V} \bar{F}_1 w^2 + 3 \bar{V} F_3 \bar{w}^2 + \frac{1}{2} V_c \phi_c''(z) w + 2 V_c F_2(z) \bar{w}, \end{aligned} \quad (45)$$

$$\begin{aligned} E_z(w, \bar{w}, z) = & -\phi'(z) + \frac{1}{4} \phi'''(z) w \bar{w} - \frac{1}{2} V F_1'(z) \bar{w} + \frac{1}{2} \bar{V} \bar{F}_1'(z) w \\ & - V_c \phi_c'(z), \end{aligned} \quad (46)$$

$$\begin{aligned} B_w(w, \bar{w}, z) = & -\frac{1}{2} B'(z) w + \frac{1}{16} B'''(z) w^2 \bar{w} + i I D_1(z) - \frac{i}{4} I D_1''(z) w \bar{w} \\ & + \frac{i}{8} \bar{I} D_1'' w^2 - 3 i \bar{I} D_3 \bar{w}^2 - \frac{1}{2} I_c B_c'(z) w + 2 i I_c D_2(z) \bar{w}, \end{aligned} \quad (47)$$

$$B_z(w, \bar{w}, z) = B(z) - \frac{1}{4} B''(z) w \bar{w} + \frac{i}{2} I D_1'(z) \bar{w} - \frac{i}{2} \bar{I} \bar{D}_1'(z) w + I_c B_c(z), \quad (48)$$

式中

$\phi(z)$ 为静电透镜轴上电位分布, $B(z)$ 为磁透镜轴上磁感应强度分布, $F_1(z)$ 和 $F_3(z)$ 为一阶和三阶电偏转场复函数, $D_1(z)$ 和 $D_3(z)$ 为一阶和三阶磁偏转场复函数, $\phi_c(z)$ 为静电校正透镜轴上电位分布, $B_c(z)$ 为磁校正透镜轴上磁感应强度分布, $F_2(z)$ 为二阶静电消象散场复函数, $D_2(z)$ 为二阶磁消象散场复函数, V , V_c 和 V_s 为静电偏转、校正和消象散强度, I , I_c 和 I_s 为磁偏转、校正和消象散强度.

以上各式中只保留了三次小量而忽略高次项 (关于透镜和偏转器场的表示式参见文献 [6]).

2. 轨迹方程

把 (44) — (48) 式代入到普遍轨迹复数方程

$$\frac{d}{dz} [\sqrt{\Phi} (1 + w' \bar{w}')^{-\frac{1}{2}} w'] = -\frac{E_w}{2\sqrt{\Phi}} (1 + w' \bar{w}')^{\frac{1}{2}} + i \sqrt{\frac{\eta}{2}} (w' B_z - B_w), \quad (49)$$

可得包括三次小量的轨迹方程

$$\begin{aligned} w'' + \frac{\phi'}{2\phi} w' + \frac{\phi''}{4\phi} w - i \sqrt{\frac{\eta}{2\phi}} \left(B w' + \frac{1}{2} B' w \right) + \frac{V F_1}{2\phi} - \sqrt{\frac{\eta}{2\phi}} I D_1 = P_3(z), \quad (50) \\ P_3(z) = \frac{1}{\sqrt{\phi}} \frac{d}{dz} \left[\sqrt{\phi} w' \left(\frac{\phi''}{8\phi} w \bar{w} + \frac{V F_1}{4\phi} \bar{w} + \frac{\bar{V} \bar{F}_1}{4\phi} w + \frac{1}{2} w' \bar{w}' \right) \right] \\ - \left(\frac{\phi''}{4\phi} w + \frac{V F_1}{2\phi} \right) \left(\frac{\phi''}{8\phi} w \bar{w} + \frac{V F_1}{4\phi} \bar{w} + \frac{\bar{V} \bar{F}_1}{4\phi} w + \frac{1}{2} w' \bar{w}' \right) \\ + \frac{\phi'''}{32\phi} w^2 \bar{w} + \frac{V F_1''}{8\phi} w \bar{w} + \frac{\bar{V} \bar{F}_1''}{16\phi} w^2 - \frac{3 \bar{V} F_3}{2\phi} \bar{w}^2 \\ + \sqrt{\frac{\eta}{2\phi}} \left(-\frac{i B''}{4} w w' \bar{w} - \frac{i B'''}{16} w^2 \bar{w} - \frac{I D_1}{2} w' \bar{w} + \frac{\bar{I} \bar{D}_1'}{2} w' w \right. \\ \left. - \frac{I D_1'}{4} w \bar{w} + \frac{\bar{I} \bar{D}_1''}{8} w^2 - 3 \bar{I} D_3 \bar{w}^2 \right) - \frac{1}{\sqrt{\phi}} \frac{d}{dz} \left(\frac{V_c \phi_c}{2\sqrt{\phi}} w' \right) - \frac{V_c \phi_c''}{4\phi} w \\ + i \sqrt{\frac{\eta}{2\phi}} I_c \left(B_c w' + \frac{1}{2} B'_c w \right) - \frac{V_s F_2}{\phi} \bar{w} + \sqrt{\frac{2\eta}{\phi}} I_s D_2 \bar{w}. \quad (51) \end{aligned}$$

显然当 $P_3(z)$ 为零时, 方程(50)就是一级傍轴轨迹方程. 一级轨迹方程解的普遍形式可表示为:

$$w(z) = \frac{w_a(z)}{w'_a(z_i)} s_i + \frac{w_b(z)}{w'_b(z_i)} w_{ig} + \frac{w_d(z)}{w_d(z_i)} w_{id}, \quad (52)$$

其中 $w_a(z)$ 和 $w_b(z)$ 是偏转器强度为零时的一级轨迹, 它们的初始条件分别是 $w_a(z_0) = 0$, $w'_a(z_0) = 1$ 和 $w_b(z_0) = 1$, $w'_b(z_0) = 0$; $w_d(z)$ 是单位偏转器强度下初始条件为 $w_d(z_0) = 0$, $w'_d(z_0) = 0$ 的一级轨迹; $w'_a(z_i)$, $w_b(z_i)$ 和 $w_d(z_i)$ 分别是象面上的 w'_a , w_b 和 w_d 值; s_i 是象面上束孔径角; w_{ig} 是象面上束斑大小; w_{id} 是象面上束偏转量, 并可表示为 $w_{id} = w_d(z_i) V$ (或 I).

3. 三级几何象差

象面上的三级几何象差由方程(50)直接导出为:

$$\delta w_g(z_i) = -\frac{1}{\sqrt{\phi(z_i)} \bar{w}'_a(z_i)} \int_{z_0}^{z_i} \sqrt{\phi(z)} \bar{w}_a(z) P_3(z) dz, \quad (53)$$

式中 z_0 和 z_i 分别是系统的物面和象面位置. 因为(51)式中的最后五项是由场曲校正透镜和消象散器造成的, 他们造成的附加象差则可表示为:

$$\begin{aligned} \delta w_g(z_i) = \frac{1}{\sqrt{\phi(z_i)} \bar{w}'_a(z_i)} \int_{z_0}^{z_i} \bar{w}_a \left[\frac{d}{dz} \left(\frac{V_c \phi_c}{2\sqrt{\phi}} w' \right) + \frac{1}{4} \frac{V_c \phi_c''}{\sqrt{\phi}} w \right. \\ \left. - i \sqrt{\frac{\eta}{2}} I_c \left(B_c w' + \frac{1}{2} B'_c w \right) + \frac{V_s F_2}{\sqrt{\phi}} \bar{w} - \sqrt{2\eta} I_s D_2 \bar{w} \right] dz. \quad (54) \end{aligned}$$

由场曲校正透镜和消象散器的工作原理可见, 校正透镜强度 V_c (或 I_c) 正比于象面上偏转量平方 $w_{id} \bar{w}_{id}$, 即偏转器强度平方 $V \bar{V}$ 或 $I \bar{I}$; 消象散器强度 V_s (或 I_s) 正比于

w_{id}^2 和 $\bar{w}_{id}^2$, 即 V^2 (或 $\bar{V}^2$) 和 $\bar{V}^2$ (或 $\bar{I}^2$). 其数学表示式为:

$$V_c \text{ (或 } I_c) = A_c \frac{w_{id} \bar{w}_{id}}{w_d(z_i) \bar{w}_d(z_i)} = A_c V \bar{V} \text{ (或 } I \bar{I}), \quad (55)$$

$$V_s \text{ (或 } I_s) = A_1 \left(\frac{w_{id}}{w_d(z_i)} \right)^2 + A_2 \left(\frac{\bar{w}_{id}}{\bar{w}_d(z_i)} \right)^2 = A_1 V^2 \text{ (或 } I^2) + A_2 \bar{V}^2 \text{ (或 } \bar{I}^2), \quad (56)$$

这里 A_c 是校正透镜的相对强度(实数), A_1 和 A_2 是消象散器的相对强度(复数).

表 1

	象 差 表 示 式
场 曲	$(K_4 + A_c L_4) s_i w_{id} \bar{w}_{id}$
象 散	$(K_5 + A_1 L_5) s_i w_{id}^2$
畸 变	$(K_6 + A_c L_{6c} + A_1 L_{6s}) w_{id}^2 \bar{w}_{id}$
四级象散	$(K_{F2} + A_2 L_{F2}) s_i \bar{w}_{id}^2$
四级畸变	$(K_{F3} + A_2 L_{F3}) \bar{w}_{id}^3$

综合(54)–(56)式, 我们在表 1 中给出动态修正后偏转场曲、象散和畸变的象差表示式, 其中 K_4, K_5, K_6, K_{F2} 和 K_{F3} 是动态修正前的象差系数, L_4, L_5, L_6, L_{F2} 和 L_{F3} 分别是由校正透镜和消象散器引起的附加象差系数.

4. 计算附加象差系数的普遍积分函数

表示式

与文献[6]的处理方法类似, 我们采用两个普遍积分函数来表示上述附加象差系数:

$$\left. \begin{aligned} L_4 &= C(w_a, w_d, \bar{w}_d), \quad L_{6c} = C(w_d, w_d, \bar{w}_d), \\ L_5 &= S(w_d, w_d, \bar{w}_d), \quad L_{6s} = S(w_d, w_d, \bar{w}_d), \\ L_{F2} &= S(\bar{w}_d, \bar{w}_d, \bar{w}_d), \quad L_{F3} = S(\bar{w}_d, \bar{w}_d, \bar{w}_d), \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

$$\begin{aligned} C(w_1, w_2, w_3) &= \frac{1}{\sqrt{\phi(z_i) \bar{w}'_a(z_i) U_1 U_2 U_3}} \left\{ \left[\frac{w_a \phi_c w'_1}{2 \sqrt{\phi}} \right]^{z_i} - \int_{z_0}^{z_i} \left[\frac{\bar{w}'_a \phi_c}{2 \sqrt{\phi}} w'_1 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \bar{w}_a \left(\frac{\phi'_c}{4 \sqrt{\phi}} w_1 - i \sqrt{\frac{\eta}{2}} \left(B_c w_1 + \frac{B'_c w_1}{2} \right) \right) \right] dz \right\}, \end{aligned} \quad (58)$$

$$S(w_1, w_2, w_3) = \frac{1}{\sqrt{\phi(z_i) \bar{w}'_a(z_i) U_1 U_2 U_3}} \int_{z_0}^{z_i} \bar{w}_a \left(\frac{F_2}{\sqrt{\phi}} - \sqrt{2\eta} D_2 \right) \bar{w}_3 dz, \quad (59)$$

当 $w_j = w_a$ 时, $U_j = w'_a(z_i)$; 当 $w_j = w_d$ 时, $U_j = w_d(z_i)$; ($j = 1, 2, 3$).

在(52)式和表 1 中我们只给出了单偏转通道下的表示式和象差项; 对于双偏转通道的情况, 上述公式只要稍作补充即可.

5. 完全消除场曲和象散的校正透镜和消象散器的强度

从表 1 可见, 要完全消除场曲和象散必须满足

$$\left. \begin{aligned} K_4 + A_c |L_4| &= 0, \quad A_c = -\frac{K_4}{|L_4|}; \\ K_5 + A_1 L_5 &= 0, \quad A_1 = -\frac{K_5}{L_5}; \\ K_{F2} + A_2 L_{F2} &= 0, \quad A_2 = -\frac{K_{F2}}{L_{F2}}. \end{aligned} \right\} \quad (60)$$

把上式代入(55)和(56)式可得完全消除场曲和象散的校正透镜和消象散器的实际强度:

$$\left. \begin{aligned} V_c (\text{或 } I_c) &= -\frac{K_4}{|L_4|} V\bar{V} (\text{或 } I\bar{I}), \\ V_s (\text{或 } I_s) &= -\frac{K_5}{L_5} V^2 (\text{或 } I^2) - \frac{K_{F2}}{L_{F2}} \bar{V}^2 (\text{或 } \bar{I}^2). \end{aligned} \right\} \quad (61)$$

表 1 还告诉我们在消除场曲和象散过程中偏转畸变也会受到影响, 设计精良的校正透镜和消象散器不仅完全消除场曲和象散还可减小畸变, 用计算机优化设计程序可以达到这一目的。

五、优化设计带有场曲校正透镜和消象散器的电子束聚焦和偏转系统的实例

根据上面导出的计算公式我们建立了一系列计算机程序, 其中包括一个用阻尼最小二乘法^[7]对系统进行优化设计的程序。下面是两个计算实例。

1. 实例 1

系统包括一个磁聚焦透镜, 两个磁偏转线圈, 一个磁校正透镜和两个磁消象散线圈。系统的条件是: 物象距 450mm, 偏转范围 $10 \times 10\text{mm}^2$, 束电压 25kV, 电压波动 2.5V 和束孔径角 5mrad。

经过优化设计后, 得到的系统示意图见图 10, 动态修正前后的各项象差值如表 2 所示。

由此可见, 在 $10 \times 10\text{mm}^2$ 的偏转范围内, 经过校正透镜和消象散器动态修正后, 不仅使最大偏转场曲和象散分别从 $3.95\mu\text{m}$ 和 $2.52\mu\text{m}$ 降为零, 同时还使最大畸变从 $25.02\mu\text{m}$ 减小到 $0.17\mu\text{m}$, 模糊斑尺寸从 $4.7\mu\text{m}$ 降低到 $0.33\mu\text{m}$ 。此时校正透镜的相对强度 A_c 为 $-0.276 \times 10^{-4} A/A^2$, 消象散器的相对强度 A_1 为 $-0.26 \times 10^{-3} + i0.40 \times 10^{-3} A/A^2$, $A_2 = 0$ 。

2. 实例 2

系统包括一个磁聚焦透镜, 两个静电偏转器, 一个磁校正透镜和一个静电消象散器。系统的条件是: 物象距 400mm, 偏转范围 $7 \times 7\text{mm}^2$, 束电压 25kV, 电压波动 2.5V 和束孔径角 5mrad。优化设计得出的系统示意图见图 11, 表 3 给出动态修正前后的各项象差值。

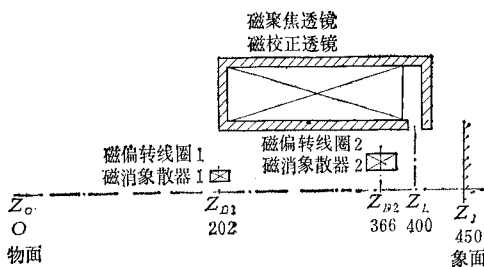


图 10 带有磁校正透镜和磁消象散器的纯磁聚焦和偏转系统

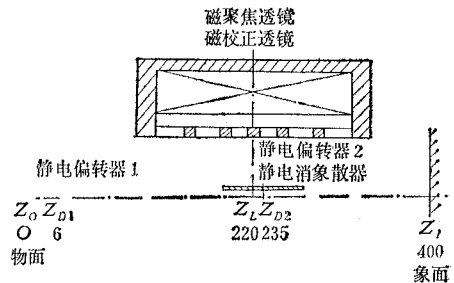


图 11 带有磁校正透镜和静电消象散器的磁聚焦和静电偏转系统

表 2

象差 (μm)	修 正 前	修 正 后
球差	.005	.005
慧差	.20	.20
场曲	3.95	0
象散	2.52	0
畸变	25.02	.17
轴向色差	.025	.025
横向色差	.27	.27
束模糊斑	4.70	.33

表 3

象差 (μm)	修 正 前	修 正 后
球差	0.05	0.05
慧差	0.18	0.18
场曲	0.42	0
象散	0.67	0
畸变	1.99	0.16
轴向色差	0.13	0.13
横向色差	0.05	0.05
束模糊斑	0.82	0.23

可见在 $7 \times 7\text{mm}^2$ 的偏转范围内动态修正使场曲和象散分别从 $0.42\mu\text{m}$ 和 $0.67\mu\text{m}$ 降为零,畸变从 $1.99\mu\text{m}$ 减为 $0.16\mu\text{m}$,束斑从 $0.82\mu\text{m}$ 降到 $0.23\mu\text{m}$ 。场曲校正透镜的相对强度 A_c 为 $-0.133 \times 10^{-7} A/V^2$, 消象散器的相对强度 A_1 为 $0.788 \times 10^{-6} + i0.243 \times 10^{-7} V/V^2$, $A_2 = 0$ 。

六、结 论

本文叙述了动态修正的工作原理,推导了场曲校正透镜和消象散器的场分布和它们造成附加偏转象差的计算公式。进而得出完全消除场曲和畸变下校正透镜和消象散器上所加的信号强度。

根据所推导的计算公式,我们编写了计算电磁消象散器的场分布、带有校正透镜和消象散器的电子束聚焦和偏转系统电子光学性能和优化设计的一整套计算机程序。从文章最后给出的两个优化设计实例,可以看出,应用动态修正可以得到性能优良的电子束聚焦和偏转系统。

在本文的工作中,消象散器计算部分是作者 1983 年在英国帝国理工学院物理系工作期间与该系门罗博士 (Dr. E. Munro) 共同完成的;其余部分,包括两个计算实例,是作者在中国科学院电子学研究所进行的。

参 考 文 献

- [1] K. Kanaya and N. Baba, *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, **13**(1980), 415.
- [2] G. Owen, *J. Vac. Sci. Techn.*, **19**(1981), 1064.
- [3] Ximen Jiye and Li Yu, *Optik*, **62**(1982), 287.
- [4] E. Munro and H. C. Chu, *ibid.*, **60**(1982), 371.
- [5] E. Munro and H. C. Chu, *ibid.*, **61**(1982), 1.
- [6] H. C. Chu and E. Munro, *ibid.*, **61**(1982), 121.
- [7] H. C. Chu and E. Munro, *ibid.*, **61**(1982), 213.
- [8] E. Munro, *Image Processing and Computer-Aided Design on Electron Optics*, ed. by P. W. Hawkes, 1974, p. 284.

THE COMPUTATION OF DYNAMIC CORRECTION IN ELECTRON BEAM FOCUSING AND DEFLECTION SYSTEMS

Zhu Xieqing

(Institute of Electronics, Academia Sinica)

In electron focusing and deflection systems the method of dynamic correction (i.e. the application of field curvature correction lenses and stigmators) can significantly reduce the overall aberration and greatly improve the optical properties of systems. In this paper the following numerical computation problems of dynamic correction are described: (1) the principle of correction lenses and stigmators; (2) the computation of field distributions in electrostatic and magnetic correction lenses and stigmators; (3) the calculation of the signal strengths applied in correction lenses and stigmators which completely cancel field curvature and stigmatism; (4) the effect of correction lenses and stigmators on distortion. From the examples of computation of dynamic correction given in this paper it can be seen that the dynamic correction plays enormous role in improving the electron optical properties.