

复合的电子束扫描系统象差的动态校正

西门纪业

李 钰

(北京大学无线电电子学系) (上海机械学院)

1982年1月20日收到

提 要

本文在文献[1]的基础上讨论了复合的电子束扫描系统象差的动态校正问题。讨论了采用不同的电磁多极场作为动态校正器的可能性。推导了圆形校正透镜、偏转校正场和四极、六极校正场引起的附加象差的公式。由此证明了由这种圆形校正透镜、偏转校正场和四极校正场等组成的动态校正系统在一定条件下可以消除复合的电子束扫描系统中大多数的三级偏转象差。

一、引 言

我们在文献[1]中导出了聚焦-偏转复合系统的相对论三级几何象差和一级色差的公式。本文将在此基础上讨论复合的电子束扫描系统象差的动态校正问题。

通常电子光学仪器装置中采用两类不同的电子光学系统：一类是固定束电子光学系统(例如透射电子显微镜的成象系统)，其中整幅图象是同时形成的，因此往往采用静态的方法来校正象差，对此文献上已有了深入的研究^[2,3]。另一类是扫描束电子光学系统(例如扫描电子显微镜的探针系统与电子束曝光机的图形发生系统)，其中电子图象是在一系列时刻中逐点扫描而成，因此可以采用动态的方法来校正象差。近来，人们对于各种不同的扫描束电子光学系统的象差日益重视。文献[4]提出了在原则上可以消除扫描束电子光学系统所有的三级象差。文献[5—7]详细讨论了在聚焦-偏转复合系统中采用可动物镜方法校正象差的可能性。文献[8]也讨论了采用非线性激励来消除偏转象差。

本文将要讨论利用不同的电磁多极场^[9]作为聚焦-偏转复合系统的动态象差校正器的可能性，例如利用圆形校正透镜、偏转校正场以及四极、六极校正场等。本文还导出了相应的象差公式，给出一种实际的动态象差校正方案。本文将不讨论色差的动态校正问题，因为借助提高加速电压和透镜电流的稳定度可以使色差减到足够小。

二、聚焦-偏转主场及校正场的性质

我们在文献[1]中所讨论的聚焦-偏转复合系统可用作扫描束电子光学系统。通常在小偏转情况下，复合系统象平面处约化的高斯偏转 ϕ ，可以看作是一级小量，而且是随时间改变的动态参数，可以用来描写偏转象差。

按照文献[1]的符号，圆形透镜场在旋转对称轴上的电压为 Φ ，轴上的磁场为 B_0 ；偏

转场的电场为 Φ_1 , 磁场为 Ψ_1 ; 偏转场的三次谐波势为 Φ_3, Ψ_3 . 这些场函数完全描写了聚焦主场与偏转主场. 本文附录中证明了以下关系:

$$\Phi, B_0 \text{ 与 } \mathcal{D}_b \text{ 无关, 是静态一般量;} \quad (1)$$

$$\Phi_1^{(\mu)}, \Psi_1^{(\mu)} (\mu = 0, 1) \propto \mathcal{D}_b, \text{ 是动态一级小量;} \quad (2)$$

$$\Phi_3, \Psi_3 \propto \overline{\mathcal{D}_b}, \text{ 是动态一级小量.} \quad (3)$$

(1)–(3) 式称为主场性质假定. 本文凡是上加“—”表示共轭复数.

文献 [1] 导出了上述复合系统中的三级象差. 它们用物平面处初始位置 v_a , 初始斜率 v'_a 和象平面处高斯偏转 $\mathcal{D}_b$ 的三次齐次项表示. 附录证明了所有的象差系数都是与 $v_a, v'_a, \mathcal{D}_b$ 无关的常数.

参照文献 [1, 4–8], 并考虑到消除象差的需要, 假设圆形校正透镜、成对的偏转器、成对的四极、六极透镜的场分布与 $\mathcal{D}_b$ 的关系如下(参考附录):

(a) 圆形校正透镜轴上电势和磁场

$$\Delta\Phi^{(\mu)} (\mu = 0, 1), \Delta B_0 \propto \mathcal{D}_b \overline{\mathcal{D}_b}, \text{ 是动态二级小量;} \quad (4a)$$

(b) 偏转校正电场和磁场

$$\Delta\Phi_1, \Delta\Psi_1 \propto \mathcal{D}_b^2 \overline{\mathcal{D}_b}, \text{ 是动态三级小量;} \quad (4b)$$

(c) 正常四极校正场的二次谐波势

$$\Delta\Phi_2, \Delta\Psi_2 \propto \mathcal{D}_b^2, \text{ 是动态二级小量;} \quad (4c)$$

(d) 六极校正场的三次谐波势

$$\Delta\Phi_3, \Delta\Psi_3 \propto \overline{\mathcal{D}_b}, \text{ 是动态一级小量.} \quad (4d)$$

(4a)–(4d) 式称为校正场性质假定. 这种假定并非唯一的, 还可以选择其他方案.

三、象差公式及象差的动态校正

现在来推导上述复合系统与校正场共同作用下导致的几何象差. 按照文献 [1] 的符号, 对于聚焦-偏转主场定义下述的场分布函数:

$$\alpha_m = \left(\frac{\sigma\Phi_m}{2\sqrt{V}} + i\eta\Psi_m \right) e^{-im\Theta} \quad m = 1, 3. \quad (5)$$

相应地, 对于上述校正场可以定义

$$\Delta\alpha_m = \left(\frac{\sigma\Delta\Phi_m}{2\sqrt{V}} + i\eta\Delta\Psi_m \right) e^{-im\Theta} \quad m = 1, 2, 3. \quad (6)$$

在旋转的圆柱坐标系中电子轨迹用 $v = v(x)$ 描写. 该坐标系相对于固定的圆柱坐标系的转角(亦即旁轴电子轨迹在磁场中的转角)为

$$\Theta = \frac{1}{2} \eta \int_{z_a}^z \frac{B_0}{\sqrt{V}} dz, \quad \Theta' = \frac{1}{2} \eta \frac{B_0}{\sqrt{V}}, \quad \eta = \sqrt{\frac{e}{2m_0}}. \quad (7)$$

复合系统与校正场共同作用下电子运动轨迹可以用变分函数 F 描写:

$$F = F_0 + F_2 + F_4 + \cdots,$$

$$F_2 = N(v', v') - M(v, v) + (\alpha_1, v),$$

$$N = \sqrt{V}/2, \quad M = \frac{\sigma\Phi'' + \eta^2 B_0^2}{8\sqrt{V}}. \quad (8)$$

本文用 (a, b) 表示复数 a, b 的内积(标积)^[1].

在校正场性质假定下,校正场不影响高斯光学性质. 于是(8)式中 F_1 描写的高斯轨迹为^[1]

$$\begin{aligned} v_g &= s\mathcal{V} + t\mathcal{W}, \\ \mathcal{V} &= v_a + \mathcal{D}, \quad \mathcal{W} = v'_a + \mathcal{E}, \\ \mathcal{D} &= -\frac{1}{\sqrt{V_a}} \int_{z_a}^z t\alpha_1 dz, \quad \mathcal{E} = \frac{1}{\sqrt{V_a}} \int_{z_a}^z s\alpha_1 dz. \end{aligned} \quad (9)$$

三级几何象差由四级变分函数 F_4 所描写:

$$F_4 = F_{4C} + F_{4D} + F_{4E} + F_{4F}, \quad (10)$$

式中 F_{4C}, F_{4D} 见文献[1]. F_{4E} 是由于校正场 $\{\Delta\Phi_m, \Delta\Psi_m\}$ ($m = 1, 2, 3$) 引起的四级变分函数:

$$F_{4E} = (\Delta\alpha_1, v) + (\Delta\alpha_2, v^2) + (\Delta\alpha_3, v^3). \quad (11)$$

F_{4F} 是由于圆形校正透镜 $\{\Delta\Phi, \Delta B_0\}$ 引起的四级变分函数:

$$\begin{aligned} -F_{4F} &= -\Delta N(v', v') + \Delta_\mu M(v, v) + 2\Delta_\nu M(v, v') \\ &\quad + \sqrt{V} \Delta\Theta'(iv, v') + (\Delta_r\alpha_1, v), \end{aligned} \quad (12)$$

式中

$$\begin{aligned} \Delta N &= \frac{\sigma\Delta\Phi}{4\sqrt{V}} \propto \mathcal{D}_b \bar{\mathcal{D}}_b, \\ \Delta_\mu M &= -\left(\frac{3\sigma\Phi'^2}{32V^{5/2}} + \frac{\sigma\eta^2 B_0^2}{16V^{3/2}}\right) \Delta\Phi \\ &\quad + \frac{\Phi'\Delta\Phi'}{8V^{3/2}} + \frac{\eta^2 B_0 \Delta B_0}{4\sqrt{V}} \propto \mathcal{D}_b \bar{\mathcal{D}}_b, \\ \Delta_\nu M &= \frac{\Phi'\Delta\Phi}{16V^{3/2}} - \frac{\sigma\Delta\Phi'}{8\sqrt{V}} \propto \mathcal{D}_b \bar{\mathcal{D}}_b, \\ \Delta\Theta' &= \frac{1}{2} \eta \left(\frac{\Delta B_0}{\sqrt{V}} - \frac{B_0}{2V^{3/2}} \sigma\Delta\Phi \right) \propto \mathcal{D}_b \bar{\mathcal{D}}_b, \\ \Delta_r\alpha_1 &= \frac{\Phi_1 \Delta\Phi}{4V^{3/2}} e^{-i\theta} \propto \mathcal{D}_b^2 \bar{\mathcal{D}}_b. \end{aligned} \quad (13)$$

当所有由“ Δ ”表示的场函数全为零时,这就是仅有主场的情况. 于是主场的三级象差由 $F_{4C} + F_{4D}$ 描写,见文献[1]的(43)式. 现重写如下:

$$\begin{aligned} (\Delta v_b)_{\text{主场}} &= k_S v'_a v'_a \bar{v}'_a && \text{球差} \\ &\quad + k_L v'_a \bar{v}'_a v_a + K_L v'_a \bar{v}'_a \mathcal{D}_b && \text{彗差(长度)} \\ &\quad + k_R v'_a v'_a \bar{v}'_a + K_R v'_a v'_a \bar{\mathcal{D}}_b && \text{彗差(半径)} \\ &\quad \quad + \tilde{K}_R \bar{v}'_a \bar{v}'_a \bar{\mathcal{D}}_b \\ &\quad + k_F v'_a v_a \bar{v}'_a + K_F v'_a \mathcal{D}_b \bar{\mathcal{D}}_b + \mathcal{H}_{F1} v'_a v_a \bar{\mathcal{D}}_b + \mathcal{H}_{F2} v'_a \bar{v}'_a \mathcal{D}_b && \text{场曲} \\ &\quad + k_A \bar{v}'_a v_a v_a + K_A \bar{v}'_a \mathcal{D}_b \mathcal{D}_b + \mathcal{H}_A \bar{v}'_a v_a \mathcal{D}_b && \text{象散} \\ &\quad \quad + \tilde{K}_A \bar{v}'_a \bar{\mathcal{D}}_b \bar{\mathcal{D}}_b + \tilde{\mathcal{H}}_A \bar{v}'_a \bar{v}'_a \bar{\mathcal{D}}_b \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} &+ k_D v_a \bar{v}_a + K_D \mathcal{D}_b \mathcal{D}_b \bar{\mathcal{D}}_b + \mathcal{H}_{D1} v_a \bar{v}_a \bar{\mathcal{D}}_b + \mathcal{H}_{D3} v_a \mathcal{D}_b \bar{\mathcal{D}}_b \\ &+ \tilde{K}_D \bar{\mathcal{D}}_b \bar{\mathcal{D}}_b \bar{\mathcal{D}}_b + \mathcal{H}_{D2} v_a \bar{v}_a \mathcal{D}_b + \mathcal{H}_{D4} \bar{v}_a \mathcal{D}_b \mathcal{D}_b \\ &+ \mathcal{H}_{D2} \bar{v}_a \bar{v}_a \bar{\mathcal{D}}_b + \mathcal{H}_{D4} \bar{v}_a \bar{\mathcal{D}}_b \bar{\mathcal{D}}_b \end{aligned} \right\} \text{畸变}. \quad (14)$$

由校正场引起的附加三级象差由 $F_{4E} + F_{4F}$ 所描写, 即

$$(\Delta v_b)_{\text{校正场}} = \frac{m}{\sqrt{V_a}} \int_{z_a}^{z_b} \nabla_{\Psi} (-F_{4Eg} - F_{4Fg}) dz, \quad (15)$$

式中下标 g 表示以 (9) 式的高斯轨迹 v_g 代入 (11), (12) 式的 F_{4E} 和 F_{4F} 中. 然后对于 Ψ 求梯度即得

$$\begin{aligned} \nabla_{\Psi} (-F_{4Eg} - F_{4Fg}) = & t(\Delta_r \alpha_1 - \Delta \alpha_1) - 2t(s\bar{\mathcal{V}} + t\bar{\mathcal{W}})\Delta \alpha_2 \\ & - 3t(s\bar{\mathcal{V}} + t\bar{\mathcal{W}})^2 \Delta \alpha_3 + 2\Delta_{\mu} M(st\bar{\mathcal{V}} + t^2\bar{\mathcal{W}}) \\ & + 2\Delta_{\nu} M((st)'\bar{\mathcal{V}} + (t^2)'\bar{\mathcal{W}}) - 2t'\Delta N(s'\bar{\mathcal{V}} + t'\bar{\mathcal{W}}) \\ & + i(\Delta \theta')\sqrt{V_a}\bar{\mathcal{V}}, \end{aligned} \quad (16)$$

式中 $\bar{\mathcal{V}}$, $\bar{\mathcal{W}}$ 由 (9) 式给出. 将 (16) 式代入 (15) 式, 得到附加的三级几何象差系数, 它们用 ΔK , $\Delta \mathcal{H}$ 表示, 它们的涵义可由 (14) 式加以类推. 经过分类整理后, 得出附加的象差系数如下.

$$\begin{aligned} \bar{v}_a \bar{\mathcal{D}}_b: \Delta \tilde{K}_R &= -\frac{3m}{\sqrt{V_a}} \int_{z_a}^{z_b} t^3 \Delta \alpha_3 dz / \bar{\mathcal{D}}_b, \\ v_a \mathcal{D}_b \bar{\mathcal{D}}_b: \Delta K_F &= \frac{2m}{\sqrt{V_a}} \int_{z_a}^{z_b} (t^2 \Delta_{\mu} M + (t^2)'\Delta_{\nu} M - t'^2 \Delta N) dz / \mathcal{D}_b \bar{\mathcal{D}}_b, \\ \bar{v}_a \mathcal{D}_b^2: \Delta K_A &= -\frac{2m}{\sqrt{V_a}} \int_{z_a}^{z_b} t^2 \Delta \alpha_2 dz / \mathcal{D}_b^2, \\ \bar{v}_a \bar{\mathcal{D}}_b^2: \Delta \tilde{K}_A &= -\frac{6m}{\sqrt{V_a}} \int_{z_a}^{z_b} t^2 \bar{l}_0 \Delta \alpha_3 dz / \bar{\mathcal{D}}_b^2, \\ \bar{v}_a \bar{v}_a \bar{\mathcal{D}}_b: \Delta \tilde{\mathcal{H}}_A &= -\frac{6m}{\sqrt{V_a}} \int_{z_a}^{z_b} st^2 \Delta \alpha_3 dz / \bar{\mathcal{D}}_b, \\ \mathcal{D}_b^2 \bar{\mathcal{D}}_b: \Delta K_D &= \frac{m}{\sqrt{V_a}} \left\{ i\sqrt{V_a} \int_{z_a}^{z_b} (\Delta \theta') \mathcal{D} dz + \int_{z_a}^{z_b} [t(\Delta_r \alpha_1 - \Delta \alpha_1) \right. \\ &\quad \left. - 2t\bar{l}_0 \Delta \alpha_2 + 2t\bar{l}_0 \Delta_{\mu} M + 2(t\bar{l}_0)'\Delta_{\nu} M - 2t't'_0 \Delta N] dz \right\} / \mathcal{D}_b^2 \bar{\mathcal{D}}_b, \\ \bar{\mathcal{D}}_b^3: \Delta \tilde{K}_D &= -\frac{m}{\sqrt{V_a}} \int_{z_a}^{z_b} 3t\bar{l}_0^2 \Delta \alpha_3 dz / \bar{\mathcal{D}}_b^3, \\ \bar{v}_a^2 \bar{\mathcal{D}}_b: \Delta \tilde{\mathcal{H}}_{D2} &= -\frac{3m}{\sqrt{V_a}} \int_{z_a}^{z_b} s^2 t \Delta \alpha_3 dz / \bar{\mathcal{D}}_b, \\ v_a \mathcal{D}_b \bar{\mathcal{D}}_b: \Delta \mathcal{H}_{D3} &= \frac{m}{\sqrt{V_a}} \int_{z_a}^{z_b} [2st\Delta_{\mu} M + 2(st)'\Delta_{\nu} M - 2s't'\Delta N \\ &\quad + i\sqrt{V_a}(\Delta \theta')] dz / \mathcal{D}_b \bar{\mathcal{D}}_b, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\bar{v}_a \mathcal{D}_b^2: \Delta \mathcal{H}_{D4} &= -\frac{2m}{\sqrt{V_a}} \int_{z_a}^{z_b} st \Delta \alpha_2 dz / \mathcal{D}_b^2, \\ \bar{v}_a \bar{\mathcal{D}}_b^2: \Delta \bar{\mathcal{H}}_{D4} &= -\frac{6m}{\sqrt{V_a}} \int_{z_a}^{z_b} st \bar{l}_0 \Delta \alpha_2 dz / \bar{\mathcal{D}}_b^2.\end{aligned}\quad (17)$$

以上共有 11 个动态校正场的象差系数. 式中

$$l_0 = s\mathcal{D} + t\mathcal{E}.$$

至此 (15)–(17) 式给出了校正场全部附加的三级象差系数, 它们与 v_a , v'_a 及 $\mathcal{D}_a$ 无关, 只取决于聚焦-偏转主场和校正场的相对场分布函数. (17) 式中凡带有“~”符号的象差系数都是由六极校正场所引起的.

四、一种动态象差校正的方案

现在讨论仅由圆形校正透镜、偏转校正场和四极校正场组成的动态象差校正系统, 而不采用六极校正场以简化结构. 根据校正场性质假定, 即有

$$\Delta \Phi, \Delta B_0 \propto \mathcal{D}_b \bar{\mathcal{D}}_b; \Delta \Phi_1, \Delta \Psi_1 \propto \mathcal{D}_b^2 \bar{\mathcal{D}}_b; \Delta \Phi_2, \Delta \Psi_2 \propto \mathcal{D}_b^2; \quad (18)$$

$$\Delta \Phi_3, \Delta \Psi_3 = 0. \quad (19)$$

由 (17) 式可见, 这些校正场可以消除下述象差, 即

$$K_F + \Delta K_F, K_A + \Delta K_A, K_D + \Delta K_D, \mathcal{H}_{D3} + \Delta \mathcal{H}_{D3}, \mathcal{H}_{D4} + \Delta \mathcal{H}_{D4} = 0. \quad (20)$$

假设有另一反常四极校正场, 它满足以下激励条件:

$$\Delta \tilde{\Phi}_2, \Delta \tilde{\Psi}_2 \propto \bar{\mathcal{D}}_b^2, \quad (21)$$

则由 (17) 式看出, 它可以校正一些带有“~”的象差, 即

$$\tilde{K}_A + \Delta \tilde{K}_A, \tilde{K}_D + \Delta \tilde{K}_D, \tilde{\mathcal{H}}_{D4} + \Delta \tilde{\mathcal{H}}_{D4} = 0. \quad (22)$$

可见满足 (18)–(22) 式的校正系统中仍然存在着下述旋转对称透镜的静态几何象差:

$$k_S, k_L, k_R, k_F, k_A, k_D.$$

由于通常未偏转束聚焦在轴上点处, $v_a \doteq 0$, 所以实际上只有球差 k_S 的影响较显著, 其余轴外象差影响不大.

除 (20), (22) 式消除的象差外, 还剩下与 $\mathcal{D}_b (\bar{\mathcal{D}}_b)$ 一次幂成正比的偏转象差:

$$K_L, K_R, \tilde{K}_R, \mathcal{H}_{F1}, \mathcal{H}_{F2}, \mathcal{H}_A, \tilde{\mathcal{H}}_A, \mathcal{H}_{D1}, \mathcal{H}_{D2}, \tilde{\mathcal{H}}_{D2}.$$

这里 K_L, K_R 可以通过适当的预偏转系统来消除^[7]. 同理, 由于 $v_a \doteq 0$, 则上式中以 $\mathcal{H}$ 表示的 7 项象差影响不大. 唯一剩下的象差是 $\tilde{K}_R$. 当磁偏转线圈绕成余弦分布时, $\Psi_3 = 0$, 或采用静电八极偏转器时, $\Phi_3 = 0$ ^[10], 则 $\tilde{K}_R = 0$.

五、结 论

本文推广了文献 [1] 关于聚焦-偏转复合系统的相对论象差理论, 讨论了采用不同的多极场作为动态象差校正系统, 推导了圆形校正透镜、偏转校正场和四极、六极校正场引起的附加象差. 由此证明了在一定条件下可以消除聚焦-偏转复合系统大多数的三级偏

转象差。最后,本文提出了一种动态象差校正的方案,其中只包括圆形校正透镜,偏转校正场和正常及反常四极校正场,而无需采用复杂的六极校正场。

附 录

讨论一个静电或静磁系统,它由结构相同、沿 z 轴位置相同的两个子系构成:一个是参考子系,它的实激励参量为 ξ ,另一个是绕 z 轴相对转过角度 ϑ (弧度)的共轭子系,它的实激励参量为 ξ_i 。令

$$\xi = \xi_r + i\xi_i \quad (\text{A.1})$$

为这系统的复激励参量。由该系统的对称性及文献 [11] 定理 (4-2) 可以证明,在复激励 ξ 下它的谐波势 $\{\Phi_m, \Psi_m\}_\xi$ 与 $\xi = 1$ 时的谐波势 $\{\Phi_m, \Psi_m\}_1$ 之间有以下关系:

1) 当子系为偏转器,并且 $\vartheta = \pi/2$ 时有

$$\begin{aligned} \{\Phi_1, \Psi_1\}_\xi &= \xi \{\Phi_1, \Psi_1\}_1, \\ \{\Phi_3, \Psi_3\}_\xi &= \bar{\xi} \{\Phi_3, \Psi_3\}_1. \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

2) 当子系为四极透镜,并且 $\vartheta = \pi/4$ 时有

$$\{\Phi_2, \Psi_2\}_\xi = \xi \{\Phi_2, \Psi_2\}_1. \quad (\text{A.3})$$

3) 当子系为六极透镜,并且 $\vartheta = -\pi/6$ 时有

$$\{\Phi_3, \Psi_3\}_\xi = \bar{\xi} \{\Phi_3, \Psi_3\}_1. \quad (\text{A.4})$$

现将上述结果应用到正文第二节所讨论的主场和校正场上。当主场偏转系统由 $j = 1, \dots, N$ 共 N 对偏转器构成,且第 j 对偏转器的复激励参量为 ξ_j , 则其总的谐波势 $\{\Phi_m, \Psi_m\}$ ($m = 1, 3$) 为

$$\begin{aligned} \{\Phi_1, \Psi_1\} &= \sum_{j=1}^N \xi_j \{\Phi_{1j}, \Psi_{1j}\}_1, \\ \{\Phi_3, \Psi_3\} &= \sum_{j=1}^N \bar{\xi}_j \{\Phi_{3j}, \Psi_{3j}\}_1. \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

本文假设以一个公共的交变复讯号 W 输入到主场偏转系统上,然后依次经过第 j 个前置放大(衰减)电路,将对应的复激励讯号 ξ_j 输入到第 j 对偏转器上,使得

$$\xi_j = c_j W \quad (j = 1, \dots, N), \quad (\text{A.6})$$

其中 c_j 为与时间无关的复数,它由第 j 对偏转器的前置放大(衰减)所决定,并称为增益。于是由 (A.5) 式可知偏转系统的谐波势为

$$\begin{aligned} \{\Phi_1, \Psi_1\} &= W \sum_{j=1}^N c_j \{\Phi_{1j}, \Psi_{1j}\}_1, \\ \{\Phi_3, \Psi_3\} &= \bar{W} \sum_{j=1}^N \bar{c}_j \{\Phi_{3j}, \Psi_{3j}\}_1. \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

所以

$$\Phi_1, \Psi_1 \propto W; \quad \Phi_3, \Psi_3 \propto \bar{W}. \quad (\text{A.8})$$

于是由文献 [1] 的 (20), (29), (33), (45) 式可知偏转系统主场的场函数满足以下关系式:

$$\begin{aligned} \alpha_1, \kappa, \lambda, \mu, \nu, \tau, \tau_f, p_q, l_n, \mathcal{D}, \mathcal{D}', \mathcal{D}_b &\propto W, \\ \alpha_3 &\propto \bar{W}. \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

上式表明 $\mathcal{D}_b \propto W$, $\mathcal{D}_b' \propto \bar{W}$ 。因此

$$\begin{aligned} \alpha_1, \kappa, \lambda, \mu, \nu, \tau, \tau_f, p_q, l_n, \mathcal{D}, \mathcal{D}' &\propto \mathcal{D}_b, \\ \alpha_3 &\propto \mathcal{D}_b'. \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

所以由文献 [1] 的 (44) 式知道,主场的各象差系数都与 $v_a, v_a', \mathcal{D}_b$ 无关,且不随时间而变。

进一步假设将输入给偏转系统主场的交变复讯号 W 来控制校正场,使得

$$\begin{aligned} \{\Delta\Phi, \Delta B_0\} &\propto W \bar{W}, \quad \{\Delta\Phi_1, \Delta\Psi_1\} \propto W^2 \bar{W}, \\ \{\Delta\Phi_2, \Delta\Psi_2\} &\propto W^2, \quad \{\Delta\Phi_3, \Delta\Psi_3\} \propto \bar{W}^2, \\ \{\Delta\Phi_3, \Delta\Psi_3\} &\propto \bar{W}. \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

再将 $W \propto \mathcal{D}_b$, $\bar{W} \propto \mathcal{D}_b'$ 代入上式,即可得到正文的 (4) 及 (21) 式,因而 (17) 式给出的校正场的各附加象差系数与 v_a, v_a' 及 $\mathcal{D}_b$ 无关。

参 考 文 献

- [1] 李钰, 西门纪业, 物理学报, **31**(1982), 604;
Li Yu, Ximen Ji-ye, *Optik*, **61**(1982), 315.
- [2] W. Glaser, *Grundlagen der Elektronenoptik*, (1952). Springer, Wien.
- [3] 西门纪业, 电子和离子光学原理及象差导论, 科学出版社, (1982).
- [4] A. V. Crewe, N. W. Parker, *Optik*, **46**(1976), 183; N. W. Parker, S. D. Golladay, A. V. Crewe, SEM, Vol. 1(1976), 37, IITRI.
- [5] E. Goto, T. Soma, *Optik*, **48**(1977), 255.
- [6] T. Soma, *Optik*, **49**(1977), 255.
- [7] H. Ohiwa, *J. Vac. Sci. Techn.*, **15**(1978), 849; H. Ohiwa, *Optik*, **53**(1979), 63.
- [8] G. Owen, W. C. Nixon, SEM Systems and Applications. (1973). 22.
- [9] 西门纪业、陈文雄, 物理学报, **28**(1979), 201.
Ximen Ji-ye, Chen Wen-Xiong, *Optik*, **57**(1980), 259.
- [10] J. Kelly, Adv. in Electronics and Electron Phys., **43**(1977), 43.
- [11] 李钰, 应用数学学报, 待发表.

DYNAMIC ABERRATION CORRECTION IN A COMBINED SCANNING ELECTRON BEAM SYSTEM

XIMEN JI-YE

(Department of Radio-electronics, Peking University)

LI YU

(Shanghai Institute of Mechanical Engineering)

ABSTRACT

Based on the results of the previous paper [1], the dynamic aberration correction in a combined scanning electron beam system is studied. The possibility of dynamic aberration correction by using electro-magnetic multipole fields is discussed. The formulas for calculating aberrations, caused by round and multipole correctors, are derived.

Thus we show that in a combined scanning electron beam system most of the third order deflection aberrations may be eliminated by properly using a dynamic aberration correction system, consisting of round lens, deflector and quadrupole devices.