

# 普遍的磁偏转三级象差系数以及 它们与PI枪光栅图形的关系<sup>1)</sup>

丁 守 谦

(南开大学物理系)

1980年2月13日收到

## 提 要

本文将磁偏转三级象差的工作推广,使适用于电子束入射处就有磁场的情况,导出一个能在任意平面上求三级偏转象差的公式,并经过数学处理,使公式简洁、换算方便.最后运用这套象差系数就水平一列式电子枪(PI枪)经偏转后所产生的光栅图形进行了分析和探讨.

## 一、引 言

磁偏转象差的一些基本理论早在三十年代由 Glaser<sup>[1]</sup>, Wendt<sup>[2]</sup> 等研究过.其后由于扫描电子束器件特别是彩色显象管的发展,Haantjes 和 Lubben<sup>[3]</sup> 及 Kaashoek<sup>[4]</sup> 等在这方面进行了大量的工作.

上述工作均假定电子束入射处不存在磁场,事实上此处的磁场是不容忽视的.1972年第一个自会聚彩色显象管的出现,正是利用了电子枪出口处的磁场与小磁环耦合来消除彗差,使边束光栅与中束光栅重合.在制作大规模集成电路中用到的电子束曝光机以及其它一些扫描电子束器件中,电子束的入射处及出射处均浸没在偏转磁场中.因此寻求一个在入射处及出射处均存在磁场且能在任意平面上求偏转象差系数的公式是有现实意义的.此外,我们还将求得的象差系数进一步化简,使形式简洁, $x, y$  互换方便,并全部消除  $V_0, H_0$ , 有利于提高计算精度.同时为了弄清各象差系数的物理意义,以水平一列式电子枪的彩色显象管为例,给出了各象差系数与光栅图形的关系.

为照顾叙述的系统性,在阐述理想高斯偏转的三个基本性质之外,加进了第四个性质,即偏转中心不变性.正是利用这一特性,使我们获得了一个确定零偏转中心的方法.这是一个很自然的坐标零点.这种方法在设计彩色显象管涂屏用的校正透镜以及进行其它一些理论分析时是很有用的.

最后以一种偏转场为例,给出计算结果,指出由于考虑了入射处有磁场的项,对彗差系数的影响很大,与彗差自身之值属同一数量级.故不得不考虑这些项.

1) 本文曾在1979年中国电子学会电子光学讨论会上宣读,现又作了些整理和补充.

## 二、偏转线圈的磁场分布

任何一个偏转线圈均有两个对称平面(见图 1):  $yz$  是一个镜象对称面, 左右两边的导线分布及电流方向完全一样;  $xz$  是一个镜象反对称面, 上下的导线分布完全一样, 但电流方向相反, 因此这种磁场的各分量应满足一定的对称关系<sup>[3]</sup>. 同时磁场还应满足麦克斯韦方程, 如忽略电子束本身对磁场的影响, 运用级数展开法求得离轴不远的范围内一对帧偏转线圈的磁场分布如下:

$$H_x = H_0 - \left(H_2 + \frac{H_0''}{2}\right)x^2 + H_2y^2 + \dots,$$

$$H_y = 2H_2xy - \dots, \quad H_z = H_0'x - \dots, \quad (1)$$

其中  $H_0, H_2$  称为场参数, 是  $z$  的函数.  $H_0$  代表磁场在  $z$  轴上的分布, 只有  $x$  方向.

$$H_2 = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} \Big|_{x=0},$$

故  $H_2$  是磁场不均匀性的一个标度. 当  $H_2 > 0$  时, 磁力线将呈枕形分布(图 2),  $H_2 < 0$  时, 磁力线将呈桶形分布.  $H_2$  绝对值愈大, 磁力线也弯曲得愈厉害, 磁场愈不均匀.  $H_0, H_2$  可以从实验或理论计算出<sup>[3,4]</sup>, 将上述帧偏转线圈绕  $z$  轴转  $90^\circ$ , 就成为行偏转线圈的情况, 场参数分别用  $V_0, V_2$  表示, 以资区别. 当帧、行偏转线圈的磁场同时存在时, 根据磁场的叠加原理, 空间任一点的磁场就将是这两个磁场的矢量和, 得出

$$B_x = -H_0 + \left(H_2 + \frac{H_0''}{2}\right)x^2 + 2V_2xy - H_2y^2 + \dots,$$

$$B_y = V_0 - \left(V_2 + \frac{V_0''}{2}\right)y^2 - 2H_2xy + V_2x^2 + \dots,$$

$$B_z = -H_0'x + V_0'y + \dots. \quad (2)$$

注意这里的符号系统和叠加方法与文献 [3, 4, 6] 的不同.  $H_0$  表示主方向为水平方向的磁场, 由帧包产生, 引起垂直偏转.  $V_0$  表示主方向为垂直方向的磁场, 由行包产生, 引起水平偏转. 帧包中的电流方向是这样来选择, 使所产生的磁场主方向为  $-x$  方向, 同时

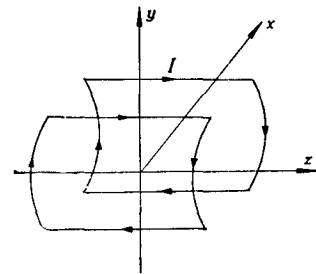
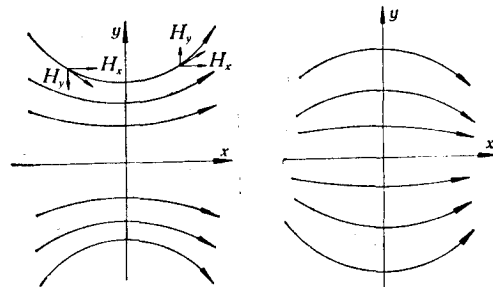


图1 帧偏转线圈简化图



(a)  $H_2 > 0$  时为枕形场 (b)  $H_2 < 0$  时为桶形场

图2 帧偏转线圈的磁力线分布

行包中的电流方向使所产生磁场的主方向为  $+y$  方向。这样叠加,就可以使  $H_0, V_0$  给以正值后,由洛仑兹力的公式判断电子轨迹将落到第一象限,这在以后作象差系数  $x, y$  方向互换及进行分析时带来方便。

### 三、高斯偏转的几个特性

根据电子光学的基本原理可确定电子在磁场中的轨迹方程为<sup>[5]</sup>

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \frac{x'}{\sqrt{1+x'^2+y'^2}} &= k(B_y - y'B_z), \\ \frac{d}{dz} \frac{y'}{\sqrt{1+x'^2+y'^2}} &= k(x'B_z - B_x), \end{aligned} \quad (3)$$

其中

$$k = \sqrt{\frac{e}{2mU}},$$

$U$  为加速电位,  $e/m$  为电子荷质比,  $' \equiv d/dz$ 。将 (1) 式中的  $B_x, B_y, B_z$  代入 (3) 式, 并给定初始条件, 即可求出轨迹。但上式是二阶非线性联立微分方程组, 很难直接求解, 不过可用逐步近似法来求解。

首先假定偏转量不大, 这时  $x'^2, y'^2, x^2$  和  $y^2$  可略而不计, 则 (3) 式简化为

$$x'' = kV_0, \quad y'' = kH_0. \quad (4)$$

假定细电子束入射处的坐标是  $x_0, y_0, z_0$ , 初始斜率是  $x'_0, y'_0$ , 将上式积分并代入初条件得

$$\begin{aligned} x'(z) &= k \int_{z_0}^z V_0(z) dz + x'_0, \\ x(z) &= k \int_{z_0}^z d\eta \int_{z_0}^{\eta} V_0(\xi) d\xi + x'_0(z - z_0) + x_0. \end{aligned} \quad (5)$$

现用未经偏转时电子束在象平面 ( $z = z_s$ ) 上的落点 ( $x_s, y_s$ ) 及斜率 ( $x'_s, y'_s$ ) 来代替原来的初条件, 显然有  $x'_0 = x'_s, x_0 = x_s + x'_s(z_s - z_0)$ 。代入上式, 并运用分部积分将二重积分化成单重积分, 则 (5) 式化为

$$x'_g = x'_s + X', \quad x_g = x_s + x'_s(z - z_s) + X. \quad (6)$$

同理

$$y'_g = y'_s + Y', \quad y_g = y_s + y'_s(z - z_s) + Y, \quad (7)$$

其中

$$X' = k \int_{z_0}^z V_0(\xi) d\xi, \quad X = k \int_{z_0}^z (z - \xi) V_0(\xi) d\xi, \quad (8)$$

$$Y' = k \int_{z_0}^z H_0(\xi) d\xi, \quad Y = k \int_{z_0}^z (z - \xi) H_0(\xi) d\xi. \quad (9)$$

以上是 (3) 式的一级近似解, 又叫任意平面上的高斯解, 用下标  $g$  表示。如细电子束起始会聚在象平面中心, 则  $x_s = y_s = 0$ , 在象平面上 ( $z = z_s$ ) 的偏转量  $x_g, y_g$  分别用  $X_s, Y_s$  表示, 则有

$$X_s = k \int_{z_0}^{z_s} (z_s - \xi) V_0(\xi) d\xi,$$

$$Y_s = k \int_{z_0}^{z_s} (z_s - \xi) H_0(\xi) d\xi. \quad (10)$$

这种偏转叫高斯偏转,它具有如下几个理想的特性:

1) 会聚性 原先会聚在一起的电子束,经偏转后仍会聚在一起,这是由于(10)式中不包含初始条件所致.

2) 线性 偏转量与磁场强度成正比,因如将  $V_0$  变成  $nV_0$ , 则  $X_s$  将变成  $nX_s$ .

3) 不相关性 即水平偏转将不影响垂直偏转,反过来也一样. 这是因为(10)式中  $X_s$  只与  $V_0$  有关,  $Y_s$  只与  $H_0$  有关, 故能保证获得矩形光栅.

4) 偏转中心不变性 所谓偏转中心是指将象平面附近电子轨迹的渐近线向枪方向延伸与  $z$  轴的交点  $C$  (见图 3). 今考虑中心束<sup>[5]</sup>.

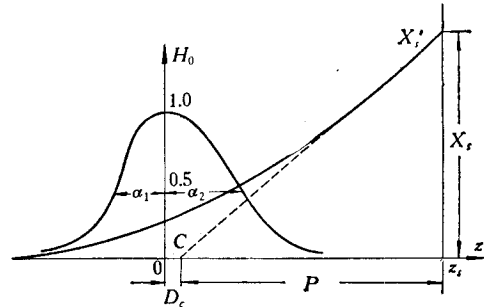


图 3 偏转中心  $C$  的确定

$$D_c = Z_s - P = z_s - X_s/X'_s = \int_{z_0}^{z_s} z V_0 dz / \int_{z_0}^{z_s} V_0 dz. \quad (11)$$

故如将  $V_0(z)$  看成是一根棒的密度分布, 则  $C$  点就恰好是它的重心位置. 当  $V_0$  增大  $n$  倍时,  $D_c$  不变. 当  $n \rightarrow 0$  时,  $D_c$  也将不变, 故偏转中心不变, 此时就属于偏转角趋于零的情况, 前面已略去  $x, y, x', y'$  高次项的条件自然更满足, 因此零偏转中心就是高斯偏转中心. 不难证明, 对非中心束的高斯偏转也满足这种偏转中心不变性.

今以左右不对称的钟形场<sup>[6]</sup>为例, 求出它的高斯解及零偏转中心如下:

$$x(z) = kV_M \left[ \alpha_1 z \operatorname{tg}^{-1} \frac{\alpha_1(z - z_0)}{\alpha_1^2 + z_0 z} - \frac{\alpha_1^2}{2} \ln \left( \frac{\alpha_1^2 + z^2}{\alpha_1^2 + z_0^2} \right) \right] \quad z < 0,$$

$$x(z) = kV_M \left\{ \alpha_2 z \operatorname{tg}^{-1} \frac{z}{\alpha_2} - \frac{\alpha_2^2}{2} \ln \left[ 1 + \left( \frac{z}{\alpha_2} \right)^2 \right] - \alpha_1 z \operatorname{tg}^{-1} \frac{z_0}{\alpha_1} \right. \\ \left. + \frac{\alpha_1^2}{2} \ln \left[ 1 + \left( \frac{z_0}{\alpha_1} \right)^2 \right] \right\} \quad z \geq 0, \quad (12)$$

$$D_c = \frac{\frac{\alpha_2^2}{2} \ln \left[ 1 + \left( \frac{z_s}{\alpha_2} \right)^2 \right] - \frac{\alpha_1^2}{2} \ln \left[ 1 + \left( \frac{z_0}{\alpha_1} \right)^2 \right]}{\alpha_2 \operatorname{tg}^{-1} \frac{z_s}{\alpha_2} - \alpha_1 \operatorname{tg}^{-1} \frac{z_0}{\alpha_1}}, \quad (13)$$

其中  $\alpha_1, \alpha_2$  为钟形场的左半宽度及右半宽度,  $V_M$  为磁场的最大值 (见图 3).

#### 四、任意平面上三级偏转象差系数的普遍公式

从(3)式出发将左边  $1/\sqrt{1+x'^2+y'^2}$  展成  $x', y'$  的幂级数, 将(2)式中的  $B_x, B_y, B_z$  代入(3)式的右边, 保留  $x, y, x', y'$  的直到三次方项, 略去更高次项, 整理得

$$x'' = \frac{d}{dz} \left[ \frac{1}{2} x'(x'^2 + y'^2) \right] + k \left[ V_0 - \left( V_2 + \frac{V_0''}{2} \right) y^2 + V_2 x^2 \right]$$

$$-V_0'yy' + H_0'xy' - 2H_2xy], \quad (14a)$$

$$y'' = \frac{d}{dz} \left[ \frac{1}{2} y'(x'^2 + y'^2) \right] + k \left[ H_0 - \left( H_2 + \frac{H_0''}{2} \right) x^2 + H_2y^2 \right. \\ \left. - H_0'xx' + V_0'yx' - 2V_2xy \right]. \quad (14b)$$

可以看出, 14(b) 式可由 14(a) 式用  $x$  和  $y$  互换以及  $V$  和  $H$  互换而得. 这种关系以后普遍存在, 用符号:  $(x \longleftrightarrow y; V \longleftrightarrow H)$  表示. 再将高斯解 (6), (7) 式代入 (14) 式的右边进行积分, 这样的解叫二级近似解, 它与高斯解之差就叫“三级偏转象差”. 用  $\Delta x_3, \Delta y_3$  表示. 可运用分部积分及 (4) 式消除含  $H_0', V_0', H_0'', V_0''$  的项. 在作分部积分时, 要注意在  $z_0$  及任意  $z$  处存在有磁场的条件, 故会增添一些附加的项. 经过这样一些繁复的计算、化简、整理之后, 得出任意平面上三级偏转象差公式为

$$\Delta x_3 = a_{301}X_s^3 + a_{302}X_sY_s^2 + (a_{303}X_s^2 + a_{304}Y_s^2)x_s' + a_{305}X_sY_sy_s' \\ + (a_{305}X_s^2 + a_{307}Y_s^2)x_s + a_{303}X_sY_sy_s + (a_{305}X_sx_s'^2 + a_{310}X_s)y_s'^2 \\ + a_{311}Y_sx_s'y_s' + (a_{312}X_sx_s^2 + a_{313}X_s)y_s^2 + a_{314}Y_sx_sy_s + a_{315}X_sx_s'x_s \\ + a_{316}Y_sx_s'y_s + a_{317}X_sy_s'y_s + a_{318}Y_sy_s'x_s, \quad (15a)$$

$$\Delta y_3 = \Delta x_3(a \rightarrow b; X \longleftrightarrow Y; x \longleftrightarrow y), \quad (15b)$$

其中  $a_{301} \rightarrow a_{318}; b_{301} \rightarrow b_{318}$  为任意平面上的普遍三级偏转象差系数. 它们的表达式见附录.

以下将象差系数中的  $X, Y$  化为无量纲的高斯轨迹 (用  $x, y$  表示). 亦即将它们分别除以  $X_s, Y_s$ , 故如令

$$K_x = \int_{z_0}^{z_s} (z_s - z)V_0(z)dz, \quad K_y = \int_{z_0}^{z_s} (z_s - z)H_0(z)dz, \quad (16)$$

则

$$x(z) = X/X_s = \frac{1}{K_x} \int_{z_0}^z (z - \xi)V_0(\xi)d\xi, \quad (17a)$$

$$y(z) = Y/Y_s = \frac{1}{K_y} \int_{z_0}^z (z - \xi)H_0(\xi)d\xi; \quad (17b)$$

$$x'(z) = X'/X_s = \frac{1}{K_x} \int_{z_0}^z V_0(\xi)d\xi, \quad (18a)$$

$$y'(z) = Y'/Y_s = \frac{1}{K_y} \int_{z_0}^z H_0(\xi)d\xi; \quad (18b)$$

和磁场有关的量亦均除以  $K_x, K_y$ , 得

$$v_0(z) = V_0(z)/K_x, \quad h_0(z) = H_0(z)/K_y, \\ v_2(z) = V_2(z)/K_x, \quad h_2(z) = H_2(z)/K_y, \\ v_{00} = V_0(z_0)/K_x, \quad h_{00} = H_0(z_0)/K_y, \\ v'_{00} = V'_0(z_0)/K_x, \quad h'_{00} = H'_0(z_0)/K_y, \\ v_{0s} = V_0(z_s)/K_x, \quad h_{0s} = H_0(z_s)/K_y. \quad (19)$$

引用这些符号后, 会使象差系数的表达式显得简洁, 使用方便.

对未偏转前会聚在象平面中心的细电子束,  $x_s = y_s = 0$ , 在象平面上的三级偏转象差为

$$\begin{aligned} \Delta x_3 &= A_{301}X_s^3 + A_{302}X_sY_s^2 + (A_{303}X_s^2 + A_{304}Y_s^2)x_s' + A_{305}X_sY_sy_s' \\ &\quad + A_{307}X_sx_s'^2 + A_{310}X_sy_s'^2 + A_{311}Y_sx_s'y_s', \\ \Delta y_3 &= \Delta x_3(A \rightarrow B; X \leftrightarrow Y; x \leftrightarrow y), \end{aligned} \quad (20)$$

其中  $A_{301}, B_{301}, A_{302}, B_{302}$  为畸变系数, 它们与初始斜率无关, 而与高斯偏转量的三次方成正比。

$A_{303}, A_{304}, A_{305}, B_{303}, B_{304}, B_{305}$  为场曲和象散系数。它们与初始斜率的一次方及偏转量的二次方成比例。

$A_{307}, A_{310}, A_{311}, B_{307}, B_{310}, B_{311}$  为彗差系数, 它们与初始斜率的二次方及偏转量的一次方成比例。

以上各象差系数是将附录中的普遍三级偏转象差系数中令  $z = z_s$  求得, 经合并、整理后得

$$\begin{aligned} A_{301} &= \int_{z_0}^{z_s} \left\{ \frac{1}{2} x'^3 + (z_s - z)v_2x^2 \right\} dz, \\ A_{302} &= -\frac{v_{0s}}{2} + \int_{z_0}^{z_s} \left\{ \left[ \frac{1}{2} x'y' + v_0y + h_0x \right] y' \right. \\ &\quad \left. - (z_s - z)[h_0^2x + h_0x'y' + 2^{1/2}xy + v_2y^2] \right\} dz, \\ A_{303} &= \int_{z_0}^{z_s} \left[ \frac{3}{2} x'^2 - 2(z_s - z)^2v_2x \right] dz, \\ A_{304} &= \int_{z_0}^{z_s} \left[ -\frac{1}{2} y'^2 + (z_s - z)^2(2h_2y + h_0^2) \right] dz, \\ A_{305} &= \int_{z_0}^{z_s} [x'y' + v_0y + h_0x - (z_s - z)(v_0y' + h_0x') \\ &\quad + 2(z_s - z)^2(h_2x + v_2y)] dz, \\ A_{307} &= \frac{3}{2} + \int_{z_0}^{z_s} v_2(z_s - z)^3 dz, \\ A_{310} &= \left\{ \frac{1}{2} (z_s - z_0)^2 [v_{00} + (z_s - z_0)v'_{00}] + 1 - A_{307} \right\}, \\ A_{311} &= \{ (z_s - z_0)^2 h_{00} \} - 1 - 2 \int_{z_0}^{z_s} h_2(z_s - z)^3 dz. \end{aligned} \quad (21)$$

根据互换原则, 系数  $B$  可由  $A$  互换得, 即

$$B = A(x \leftrightarrow y; v \leftrightarrow h).$$

不难看出  $A_{305} = B_{305}$ ,  $A_{310}, A_{311}$  右边 { } 括号内的项是由入射处有磁场引起的。故对彗差系数还得考虑这些项的影响。  $A_{302}$  右边第一项系考虑象平面处尚有磁场时应考虑的项。

我们已用 Fortran 语言编出计算这些三级偏转象差系数的通用程序。现以一种彩色显象管的偏转磁场为例加以说明。由测得的  $H_0, V_0, H_2, V_2$  (图 4) 算得各象差系数值为

$$\begin{aligned}
 A_{301} &= 8.637 \times 10^{-6}, & A_{302} &= 1.049 \times 10^{-5}(-8.492 \times 10^{-7}), \\
 A_{303} &= 3.321 \times 10^{-3}, & A_{304} &= 2.526 \times 10^{-3}, & A_{305} &= -3.655 \times 10^{-4}, \\
 A_{309} &= 13.81, & A_{310} &= 12.33(25.14), & A_{311} &= 26.25(2.121), \\
 B_{301} &= 6.923 \times 10^{-6}, & B_{302} &= 8.211 \times 10^{-6}(-7.114 \times 10^{-7}), \\
 B_{303} &= 1.177 \times 10^{-2}, & B_{304} &= 1.052 \times 10^{-2}, & B_{305} &= -3.655 \times 10^{-4}, \\
 B_{309} &= -11.06, & B_{310} &= 33.89(21.82), & B_{311} &= -23.98(1.650).
 \end{aligned}$$

上式括号内的值是由于考虑了入射处及象平面处存在有磁场时所增加的数值,由彗差系数  $A_{310}$ ,  $B_{310}$  看出所增加的值与彗差自身之值属同一量级,故不得不加以考虑。

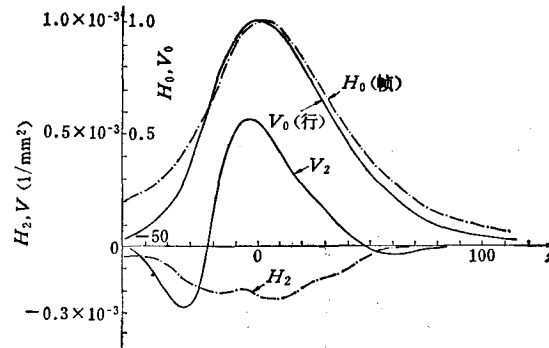


图4 一种用于水平一列式枪的偏转磁场  $z_0 = -32\text{mm}$ ,  $z_s = 238\text{mm}$

## 五、水平一列式电子枪的光栅图与各偏转象差系数的关系

现在三个电子枪按水平一字形排列的自会聚彩色显象管正在取代品字形排列的三枪三束彩色显象管,因前者不需要动态会聚线路,而只靠偏转磁场的特殊分布就能消除各种偏转象差而能实现“自会聚”。这时三个电子束的  $y'_s = 0$ , 中束的  $x'_s = 0$ , 左右两边束的  $x'_s$  其绝对值相等,但符号相反。三束都会聚在荫罩面(象平面)上。故(21)式又可进一步简化为

$$\begin{aligned}
 \Delta x_3 &= A_{301}X_s^3 + A_{302}X_sY_s^2 + (A_{303}X_s^2 + A_{304}Y_s^2)x'_s + A_{309}X_sx_s'^2, \\
 \Delta y_3 &= B_{301}Y_s^3 + B_{302}Y_sX_s^2 + B_{305}X_sY_sx'_s + B_{310}Y_sx_s'^2.
 \end{aligned} \quad (22)$$

现在来看这些系数与光栅图形的对应关系。

1) 畸变: 当只有  $A_{301}$ ,  $B_{301}$  存在时,屏上落点坐标为

$$\begin{aligned}
 x &= X_s + \Delta x_3 = X_s + A_{301}X_s^3, \\
 y &= Y_s + \Delta y_3 = Y_s + B_{301}Y_s^3.
 \end{aligned}$$

故除高斯偏转量  $X_s$ ,  $Y_s$  外,尚有一增量  $A_{301}X_s^3$ ,  $B_{301}Y_s^3$ 。设作高斯偏转时为矩形光栅,这时仍是矩形光栅,但与电流的线性关系破坏了(见图5)。随着偏转量的增大而与偏转量的三次方成比例急剧增长。故将  $A_{301}$ ,  $B_{301}$  称为非线性畸变系数。

当只有  $A_{302}$ ,  $B_{302}$  时,屏上落点坐标为

$$x = X_s + A_{302}X_sY_s^2, \quad y = Y_s + B_{302}Y_sX_s^2.$$

如  $A_{302}$ ,  $B_{302}$  为正值,将使光栅产生枕形畸变(见图6),为负时产生桶形畸变。一正一负

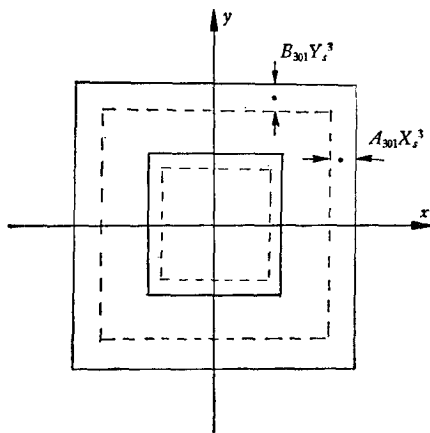


图5 光栅非线性畸变

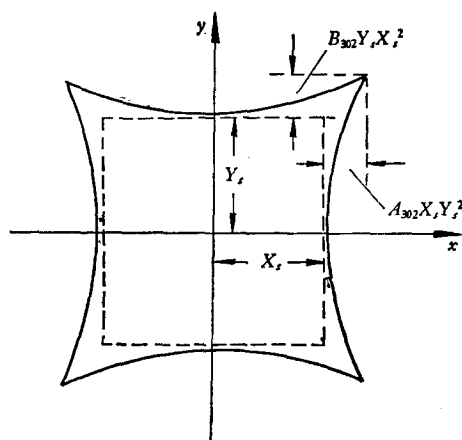


图6 光栅枕形(桶形)畸变

时,将使一个方向为枕形;一个方向为桶形畸变。故  $A_{302}, B_{302}$  叫枕(桶)形畸变系数,有时也叫各向异性畸变。因为畸变的大小不只由一个方向的偏转量决定,还得看其它方向的如何。

由于畸变与初始斜率无关,故原先会聚在一起的电子束经偏转后仍将会聚在一起,所以畸变不影响扫描的清晰度。

2) 场曲与象散: 当只有  $A_{303}, A_{304}$  存在时,

$$\Delta x_3 = (A_{303}X_s^2 + A_{304}Y_s^2)x'_s, \quad \Delta y_3 = 0.$$

就中束而言,由于它的  $x'_s = 0$ , 故  $\Delta x_3 = \Delta y_3 = 0$ , 仍维持高斯偏转, 两边束的  $x'_s$  绝对值相同但符号相反, 故分别位于中束的两侧。由于  $\Delta y_3 = 0$ , 故无  $y$  方向的会聚误差(见图7)。

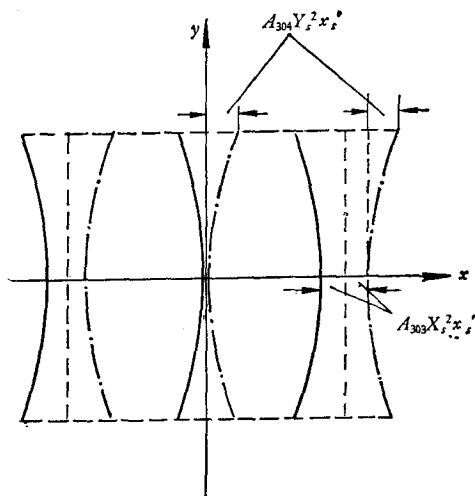


图7 各向同性象散

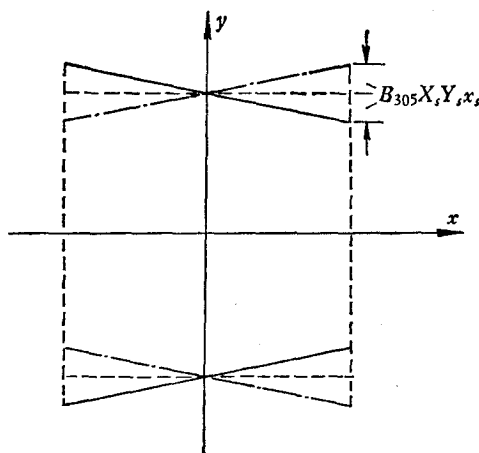


图8 各向异性象散

$A_{303}, A_{304}$  分别决定水平轴上及垂直轴上边束离中束的水平距离。该距离与偏转量的平方及初始斜率的一次方成比例, 整个光栅在  $x$  方向呈抛物线型弯曲,  $A_{304}$  决定这种弯曲



的程度。从上式还可以看出在隅角处边束离中束的水平距离恰好等于  $x$  轴上及  $y$  轴上的水平距离之和, 故如能保证  $A_{303}$  与  $A_{304}$  异号对消除隅角处的会聚误差有利。自会聚彩色显象管设计时即利用了这一条件, 它的水平偏转场采用枕形场, 垂直偏转场采用桶形场有利于这一条件的实现。

当只有  $B_{305}$  存在时,

$$\Delta x_3 = 0, \quad \Delta y_3 = B_{305} X_s Y_s x'_s.$$

故无  $x$  方向的会聚误差, 水平光栅呈倾斜直线, 倾斜的程度与  $X_s, Y_s, x'_s$  的乘积成正比, 比例系数即  $B_{305}$ 。中束光栅是矩形, 边束光栅是梯形 (见图 8)。

常称  $A_{303}, A_{304}$  分别为  $x$  轴及  $y$  轴的各向同性象散,  $B_{305}$  为隅角各向异性 (或称梯形) 象散。

3) 彗差: 当只有  $A_{309}$  及  $B_{310}$  时,

$$\Delta x_3 = A_{309} X_s x_s'^2, \quad \Delta y_3 = B_{310} Y_s x_s'^2.$$

由于两边束斜率分别为  $x'_s, -x'_s$ , 经平方后两边束附加的偏转量一致, 故彼此重合, 但与中束不重合, 因中束  $x'_s = 0$ , 仍维持高斯偏转位置, 故这时的光栅如图 9。

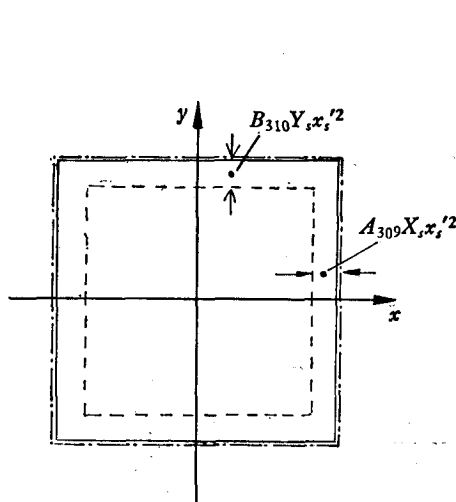


图 9 彗差

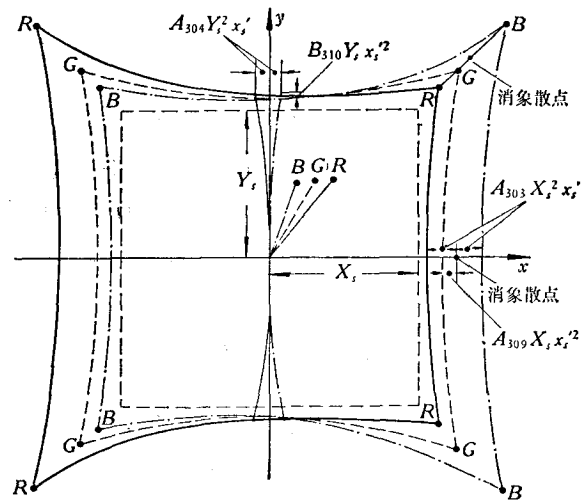


图 10 光栅畸变及会聚误差总图

假定这些象差系数全都为零, 就得到理想高斯偏转, 事实上很难做到这点。现假定这些象差系数全部存在, 并都为正值, 则构成的光栅图如图 10 所示。图 10 中虚线代表理想高斯偏转形成的光栅。两边束连线的中点为消象散点, 当消象散条件实现时, 两边束将在此点重合。各偏转象差系数与会聚误差的关系已在图 10 上标出。

本文曾得到何国柱教授、西门纪业副教授的关切, 并提出过一些宝贵意见。全部计算过程在天津电子计算机研究所 441B-III 型机上进行, 得到机组人员的协助, 特此一并表示感谢。

## 附 录

$$\begin{aligned}
a_{301} &= \int_{z_0}^z \left[ \frac{1}{2} x'^3 + (z - \xi) v_2 x^2 \right] d\xi, \\
a_{302} &= \left\langle -\frac{1}{2} v_0 y^2 \right\rangle + \int_{z_0}^z \left[ \left( \frac{1}{2} x' y' + v_0 y + h_0 x \right) y' - (z - \xi) (2h_2 x y + h_0^2 x + h_0 x' y' + v_2 y^2) \right] d\xi, \\
a_{303} &= \int_{z_0}^z \left[ \frac{3}{2} x'^2 - 2(z - \xi)(x_s - \xi) v_2 x \right] d\xi, \\
a_{304} &= -\frac{1}{2} y'^2 (z_s - z) + \int_{z_0}^z \left[ -\frac{1}{2} y'^2 + (z - \xi)(z_s - \xi)(2h_2 y + h_0^2) \right] d\xi, \\
a_{305} &= \langle v_0 (z_s - z) y \rangle + \int_{z_0}^z [x' y' + v_0 y + h_0 x - v_0 y' (z_s - \xi) - h_0 x' (z - \xi) + 2(z - \xi)(z_s - \xi) \\
&\quad \cdot (h_2 x + v_2 y)] d\xi, \\
a_{306} &= \int_{z_0}^z 2v_2 x (z - \xi) d\xi, \\
a_{307} &= \int_{z_0}^z [h_0 y' - (z - \xi)(2h_2 y + h_0^2)] d\xi, \\
a_{308} &= \langle -v_0 y \rangle + \int_{z_0}^z [v_0 y' - 2(z - \xi)(h_2 x + v_2 y)] d\xi, \\
a_{309} &= \frac{3}{2} x + \int_{z_0}^z v_2 (z - \xi)(z_s - \xi)^2 d\xi, \\
a_{310} &= \left\{ \frac{1}{2} [v_{00} + v'_{00}(z - z_0)] (z_s - z_0)^2 \right\} - \left\langle \frac{1}{2} v_0 (z - z_s)^2 \right\rangle - a_{309} + 2x - \int_{z_0}^z v_0 (z_s - \xi) d\xi, \\
a_{311} &= \{ (z - z_0)(z_s - z_0) h_{00} \} + y - \int_{z_0}^z [2h_2 (z - \xi)(z_s - \xi)^2 + h_0 (z_s + z - 2\xi)] d\xi, \\
a_{312} &= \int_{z_0}^z v_2 (z - \xi) d\xi, \\
a_{313} &= \left\{ \frac{1}{2} [v_{00} + v'_{00}(z - z_0)] \right\} + \left\langle -\frac{1}{2} v_0 \right\rangle - a_{312}, \\
a_{314} &= -\int_{z_0}^z 2h_2 (z - \xi) d\xi, \\
a_{315} &= -\int_{z_0}^z 2v_2 (z - \xi)(z_s - \xi) d\xi, \\
a_{316} &= \int_{z_0}^z 2h_2 (z - \xi)(z_s - \xi) d\xi, \\
a_{317} &= \{ -(z_s - z_0)[v_{00} + v'_{00}(z - z_0)] \} + \langle v_0 (z_s - z) \rangle + x' - a_{315}, \\
a_{318} &= \{ -(z - z_0) h_{00} \} + y' + a_{316}.
\end{aligned}$$

说明  $b_{301} \dots b_{318}$  由下列互换关系求得

$$b = a(x \leftrightarrow y; v \leftrightarrow h);$$

{ } 内表示入射处有磁场时出现的项,

< > 内表示任意平面  $z$  处有磁场时出现的项.

## 参 考 文 献

- [1] W. Glaser, *Zeit. für Physik*, **111** (1938), 357.
- [2] G. Wendt, *Telefunkenröhre*, **15** (1939), 100.
- [3] J. Haantjes & J. Lubben, *Philips Res. Repts.* **12** (1957), 46; **14** (1959), 65.
- [4] J. Kaashoek, *Philips Res. Repts. Suppl.* (11) (1968).
- [5] W. Glaser, *Grundlagen der Elektronenoptik* (1952), Wien.
- [6] 何国柱, 彩色电视显象管中电子束的磁偏转问题, 南开大学学报(自然科学版), (3)(1977), 45.

---

**A GENERALIZED COEFFICIENT FORMULA OF THE THIRD  
ORDER MAGNETIC DEFLECTION ABERRATION AND ITS  
RELATIONS WITH THE RASTER PATTERN PRODUCED  
BY THE IN-LINE GUN**

DING SHOU-QIAN

*(Department of Physics, Nankai University)*

ABSTRACT

This paper deals with the generalization of the third order aberrations of magnetic deflection to the situation when the electron beam is originally immersed in a magnetic field. The formulae of third order magnetic deflection aberration coefficients in an arbitrary plane have been derived. The formulae are simplified and hence easy for calculation. These aberration coefficients have been applied to analyse the raster patterns produced by the in-line guns.