

# 楔形偏转线圈和平板电极静电偏转器的偏转场的计算方法\*

尤世杰 朱协卿 张水顺

(中国科学院电子学研究所)

## 提 要

本文介绍楔形截面的偏转线圈和平板电极的静电偏转器的偏转场的计算方法。楔形线圈可以组合成形状多样的组合磁偏转器,有利于通过适当改变场分布形状,进一步减小偏转象差。矩形平板电极静电偏转器的优点是结构简单,有希望用它组成多电子束系统的偏转器阵列。根据上述两种偏转器的计算方法,已建立起实用的计算机程序,计算了一些典型结构偏转器的场分布。

## 一、引 言

静电偏转器和磁偏转器是扫描电子束仪器(如电子束曝光机和扫描电子显微镜等)的重要组成部分。有关这两种偏转器的优缺点在文献[1]中已进行了评价。概括地说,磁偏转器的偏转灵敏度高(即扫描范围大),但扫描频率低且有涡流效应;静电偏转器的扫描频率高,无涡流效应,加工可精确,但偏转灵敏度低。目前已发展出一种使用磁电混合偏转的双道扫描系统,可兼有两者的优点。由于偏转器的设计质量对扫描电子束的电子光学性能有较大的影响,目前用计算机计算和优选已成为设计这两类偏转器的主要手段。

文献[2]详述了常用偏转线圈的计算方法。但文中只讨论了矩形截面的环形和鞍形线圈,在使用上受到限制。例如,为设计低象差电子光学系统提出的可动物镜(MOL)方法等<sup>[3-5]</sup>要求偏转磁场分布形状能有较大选择余地,以与透镜磁场分布相匹配。本文讨论的楔形偏转线圈的计算为此提供了方便。文献[6]详述了常用静电偏转器的计算方法,但偏转器的电极形状限制为圆锥面。本文讨论的静电偏转器的电极为矩形平板(类似于示波管中的偏转板),具有易于加工的优点。对于使用偏转器阵列的多电子束系统,这种尺寸小的平板电极静电偏转器使它有实现的可能。

本文原则上是按文献[2,6]介绍的一般处理方法,具体推导了两类偏转器的计算公式。为了叙述方便起见,下节将对该处理方法做一概要回顾。第三节具体讨论用毕奥-萨瓦(Biot-Sovart)定律计算楔形偏转线圈场函数的方法。第四节讨论用面电荷法计算矩

\* 1983年3月1日收到,1984年2月15日修改定稿。

形平板电极静电偏转器场函数的方法。最后一节给出根据本文叙述的计算方法建立的计算机程序计算出的两个典型结果。

## 二、偏转场的近轴展开表达式

本文只讨论偏转磁场和偏转电场处于自由空间的情况,所以用标位来描述比较方便。取

$$\mathbf{B} = \text{grad } \Phi \quad (1)$$

或

$$\mathbf{E} = \text{grad } \Phi, \quad (2)$$

(1)式中的 $\Phi$ 为磁标位, $\mathbf{B}$ 为磁场强度。(2)式中的 $\Phi$ 为电位, $\mathbf{E}$ 为电场强度。二式中的 $\Phi$ 均满足拉普拉斯方程。另外,我们讨论的偏转场的标位还满足对称条件:

$$\Phi(r, -\theta, z) = \Phi(r, \theta, z), \quad (3)$$

$$\Phi(r, \pi + \theta, z) = -\Phi(r, \theta, z). \quad (4)$$

所以,将 $\phi$ 展成傅里叶级数时,可以只包含 $\theta$ 的奇次余弦项,即:

$$\Phi(r, \theta, z) = \sum_{m=1,3,5,\dots}^{\infty} \Phi_m(r, z) \cos m\theta. \quad (5)$$

在电子光学轴附近,可以进一步将 $\Phi_m(r, z)$ 展开成 $r$ 的幂级数形式。代入拉普拉斯方程可求得:

$$\begin{aligned} \Phi(r, \theta, z) = & \left[ d_1(z) \cdot r - \frac{1}{8} d_1''(z) \cdot r^3 + \dots \right] \cos \theta \\ & + \left[ d_3(z) \cdot r^3 - \frac{1}{16} d_3''(z) \cdot r^5 + \dots \right] \cos 3\theta + \dots. \end{aligned} \quad (6)$$

为区分起见,对于电位的表达式,我们将(6)式中的 $d_1(z)$ 和 $d_3(z)$ 分别换为 $-f_1(z)$ 和 $-f_3(z)$ 。(6)式中的符号''表示对 $z$ 的二阶微商。 $d_1(z)$ 或 $f_1(z)$ 称为一阶偏转场函数; $d_3(z)$ 或 $f_3(z)$ 称为三阶偏转场函数,分别用来求偏转系统的一阶和三阶电子光学性能。

## 三、用毕奥-萨瓦定律计算楔形偏转线圈偏转场函数的方法

由毕奥-萨瓦定律可知,一个闭合电流环在空间任意点 $P$ 处产生的磁标位为:

$$\Phi_P = -\frac{NI}{4\pi} \iint_S \frac{\mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{n}}{|\mathbf{r}_1|^3} dS, \quad (7)$$

式中, $NI$ 为电流环的总励磁电流(安培·匝数);积分区间 $S$ 为以电流环为边界的任意曲面; $\mathbf{r}_1$ 为由积分面元 $dS$ 的中心点指向 $P$ 点的矢量; $\mathbf{n}$ 为 $dS$ 面法线方向的单位矢量。下面具体应用(7)式首先求出楔形截面的鞍形偏转线圈的 $d_1(z)$ 和 $d_3(z)$ 的表达式,然后导出扇形线圈和环形线圈的相应公式。

**1. 鞍形线圈的计算** 鞍形偏转线圈一般由多个线圈对组成。每个线圈对产生的磁标位

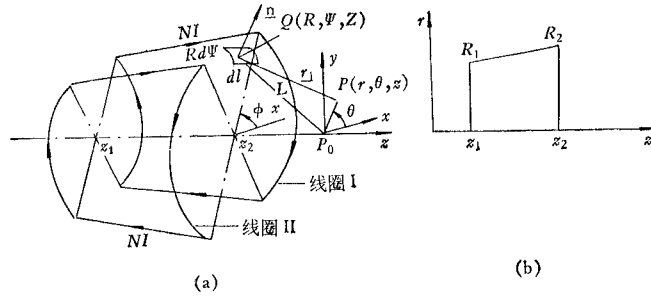


图1 计算鞍形偏转线圈的原理图

分布满足(3)式的对称条件. 图1给出只有一个线圈对的情况. 我们取电子光学轴为  $z$  轴; 取偏转场方向为  $x$  轴;  $\phi$  为线圈对  $x$  轴的半张角;  $NI$  为线圈电流. 取线圈环包围的圆锥面为积分区间  $S$ ;  $Q(R, \Psi, Z)$  为积分面上的一般点;  $P(r, \theta, z)$  为空间任意点. 为了求线圈 I 在  $P$  点产生的磁标位  $\Phi_I$ , 根据图 1(a) 的几何关系, 写出(7)式的对应量为:

$$\left. \begin{aligned} dS &= (1 + T^2)^{1/2} \cdot R d\Psi dZ, \\ \mathbf{r}_1 &= (r \cos \theta - R \cos \phi) \mathbf{i} + (r \sin \theta - R \sin \phi) \mathbf{j} + (z - Z) \mathbf{k}, \\ \mathbf{n} &= (1 + T^2)^{1/2} (\cos \phi \mathbf{i} + \sin \phi \mathbf{j} - T \mathbf{k}), \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式中,  $T = (R_2 - R_1)/(z_2 - z_1)$ ;  $R_1, R_2, z_1, z_2$  为线圈截面在  $r-z$  平面内的坐标 (见图 1(b));  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$  分别为  $x, y, z$  坐标轴方向的单位矢量. 由(7)式和(8)式可得:

$$\Phi_I = \frac{NI}{4\pi} \int_{z_1}^{z_2} dz \int_0^\phi \frac{[R - r \cos(\Psi - \theta) + T(z - Z)] R d\phi}{[r^2 + R^2 + (z - Z)^2 - 2rR \cos(\Psi - \theta)]^{3/2}}. \quad (9)$$

同样可得线圈 II 在  $P$  点产生的磁标位为:

$$\Phi_{II} = \frac{-NI}{4\pi} \int_{z_1}^{z_2} dz \int_0^\phi \frac{[R + r \cos(\Psi - \theta) + T(z - Z)] R d\Psi}{[r^2 + R^2 + (z - Z)^2 + 2rR \cos(\Psi - \theta)]^{3/2}}. \quad (10)$$

取  $L^2 = R^2 + (z - Z)^2$ . 由于在电子光学轴附近满足  $r < L$ , 将(9)和(10)式用二项式定理展开, 并对其求积分, 即可得到  $P$  点的总磁标位为:

$$\begin{aligned} \Phi &= \Phi_I + \Phi_{II} \\ &= \frac{NI}{\pi} \int_{z_1}^{z_2} dz \left\{ \left[ \frac{rR}{L^3} \left( \frac{3R^2 + 3TR(z - Z)}{L^2} - 1 \right) + \dots \right] \sin \Phi \cos \theta \right. \\ &\quad \left. + \left[ \frac{r^3 R^3}{L^7} \left( \frac{35R^2 + 35TR(z - Z)}{24L^2} - \frac{5}{8} \right) + \dots \right] \sin 3\Phi \cos 3\theta + \dots \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

将(11)式与(6)式比较可知:

$$\begin{aligned} d_1(z) &= \frac{NI}{\pi} \sin \phi \int_{z_1}^{z_2} \frac{R}{L^3} \left[ \frac{3R^2 + 3TR(z - Z)}{L^2} - 1 \right] dz \\ &= \frac{NI}{\pi} \sin \phi (f_2 - f_1), \\ d_3(z) &= \frac{NI}{\pi} \sin 3\phi \int_{z_1}^{z_2} \frac{R^3}{L^7} \left[ \frac{35R^2 + 35TR(z - Z)}{24L^2} - \frac{5}{8} \right] dz \end{aligned} \quad (12)$$

$$= \frac{NI}{24\pi} \sin 3\phi (g_2 - g_1), \quad (13)$$

式中,

$$f_i = \frac{1}{E(H_i^2 + R_i^2)^{3/2}} [TR_i^3 - 2R_i^2H_i - H_i^3], \quad (14)$$

$$g_i = \frac{1}{E^3(H_i^2 + R_i^2)^{7/2}} [(9T + 2T^3)R_i^3 - 20R_i^2H_i - (6T - 7T^3)R_i^2H_i^2 - (35 + 30T^2)R_iH_i^3 - (28 + 21T^2)R_i^2H_i^3 - (8 + 6T^2)H_i^4], \quad (15)$$

$$H_i = z - z_i, \quad (16)$$

$$E = R_1 + TH_1 = R_2 + TH_2. \quad (17)$$

当  $T = 0$  时, (14) 和 (15) 式与文献 [2] 的结果完全相同. 需要指出的是, 当  $E \rightarrow 0$  时, 这二式有奇异值. 一个简便的解决办法是将  $f_i$  和  $g_i$  在该点附近展开, 结果为:

$$f_2 - f_1 \doteq \frac{T}{(1 + T^2)^{3/2}} \left[ \frac{1}{|H_2|} - \frac{1}{|H_1|} \right] - \frac{(1 - 5T^2)E}{2(1 + T^2)^{5/2}} \left[ \frac{1}{H_2|H_2|} - \frac{1}{H_1|H_1|} \right] - \frac{(7 - 8T^2)TE^2}{2(1 + T^2)^{7/2}} \left[ \frac{1}{H_2^2|H_2|} - \frac{1}{H_1^2|H_1|} \right] + \dots, \quad (18)$$

$$g_2 - g_1 \doteq \frac{5T^3}{(1 + T^2)^{7/2}} \left[ \frac{1}{H_2^2|H_2|} - \frac{1}{H_1^2|H_1|} \right] - \frac{(45 - 95T^2)T^2E}{4(1 + T^2)^{9/2}} \left[ \frac{1}{H_2^3|H_2|} - \frac{1}{H_1^3|H_1|} \right] + \frac{(18 - 167T^2 + 130T^4)TE^2}{2(1 + T^2)^{11/2}} \left[ \frac{1}{H_2^4|H_2|} - \frac{1}{H_1^4|H_1|} \right] + \dots. \quad (19)$$

**2. 扇形线圈的计算** 扇形线圈可以看作是  $T$  很大时的鞍形线圈(见图 2). 所以只要在 (14) 和 (15) 式中引入变换:

$$\left. \begin{aligned} C &= \frac{1}{T} = (z_2 - z_1)/(R_2 - R_1), \\ D &= CE = H_1 + CR_1 = H_2 + CR_2, \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

即可得到一般扇形线圈的计算公式, 这里不再重写. 特别是当  $C = 0$  时,  $z_2 = z_1 = z$ ,  $D = H_2 = H_1 = H$ , 我们称之为正扇形线圈, 其计算公式为:

$$f_i = \frac{R_i^3}{H(R_i^2 + H^2)^{3/2}} \quad (21)$$

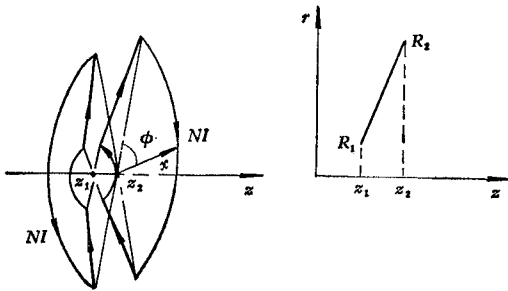


图 2 扇形线圈示意图

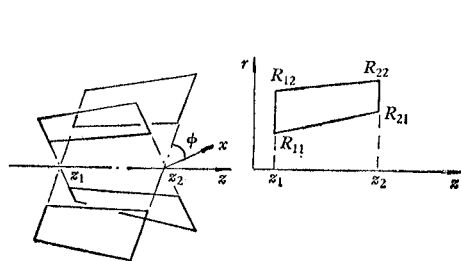


图 3 环形线圈示意图

$$g_i = \frac{2R_i^2 + 7R_i^2 H^2}{H^3(R_i^2 + H^2)^{7/2}} \quad (22)$$

当  $H \rightarrow 0$  时, 可仿照鞍形公式的处理方法.

**3. 环形线圈的计算** 一般讲, 多边形截面的环形线圈总可以看作由若干个鞍形或扇形线圈组合而成. 例如, 图 3 给出的常用的梯形截面的环形线圈, 可以看作两个鞍形和两个正扇形线圈的组合. 其计算公式经简化后为:

$$d_1(z) = \frac{NI}{\pi} \sin \phi (f_{22} - f_{21} - f_{12} + f_{11}), \quad (23)$$

$$d_3(z) = \frac{NI}{24\pi} \sin 3\phi (g_{22} - g_{21} - g_{12} + g_{11}), \quad (24)$$

式中,

$$f_{ij} = \frac{1}{E_j H_i} (R_{ij}^2 + H_i^2)^{1/2}, \quad (25)$$

$$g_{ij} = \frac{1}{E_j^3 H_i^3 (R_{ij}^2 + H_i^2)^{3/2}} [2R_{ij}^6 + 6T_j R_{ij}^5 H_i + (3 + 6T_j^2) R_{ij}^4 H_i^2 + (12 + 9T_j^2) R_{ij}^3 H_i^3 + (8 + 6T_j^2) H_i^4], \quad (26)$$

$$T_j = (R_{2j} - R_{1j}) / (z_2 - z_1), \quad (27)$$

$$H_i = z - z_i, \quad (28)$$

$$E_j = R_{1j} + T_j H_1 = R_{2j} + T_j H_2. \quad (29)$$

当  $H_i \rightarrow 0$  或  $E_j \rightarrow 0$  时, 可仿照鞍形公式的处理方法. 显然, 当  $T_2 = T_1 = 0$  时, (25) 和 (26) 式与文献 [2] 的结果完全相同.

**4. 线圈的组合和消除高阶偏转场函数的几点考虑** 利用可动物镜 (MOL) 等方法, 设计低象差电子光学系统时, 往往需要适当改变偏转磁场的分布, 使它与透镜磁场相匹配. 由若干个不同形状和尺寸的楔形线圈组合成的组合磁偏转器, 可以较好地满足要求. 图 4 给出了几个简单的组合实例. 多匝线圈可以看作由多个单匝线圈的组合. 它不仅能提供足够强的偏转场, 而且如果适当选择线圈安匝数的分布, 还有可能不同程度地消除高阶偏转场函数. 众所周知, 理想余弦偏转能使所有高阶偏转场函数为零. 假定它的所有线匝的  $R, Z$  尺寸完全相同, 且在  $\phi$  方向单位角度内的安匝数正比于  $\sin \phi$ . 下面我们着重讨论能使部分高阶偏转场函数为零的分段均匀分布线圈的方案.

根据以上讨论可知, 单匝偏转线圈的  $d_3(z) \propto \sin 3\phi$ . 进一步可以证明  $d_5(z) \propto \sin 5\phi$ ,  $d_7(z) \propto \sin 7\phi$  等. 其比例因子只是  $R, Z$  尺寸的函数. 为简单起见, 设多匝线圈中的所

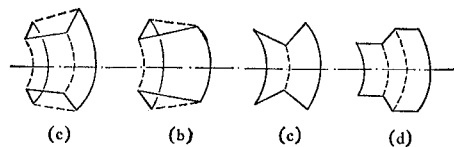


图 4 几种组合偏转线圈示意图

(a) 一个鞍形线圈与一个环形线圈或一个鞍形线圈与两个扇形线圈的组合 (b) 一个鞍形线圈与一个环形线圈或一个扇形线圈的组合 (c) 两个鞍形线圈的组合 (d) 两个鞍形线圈与一个扇形线圈的组合

有线匝的  $R, Z$  尺寸完全相同, 在  $\phi$  方向的安匝数密度分段均匀分布. 对于只有一段线圈的情况, 若设  $\phi$  的变化范围为  $\phi_0 - \theta - \phi_0 + \theta$ , 则:

$$d_3(z) \propto \int_{\phi_0 - \theta}^{\phi_0 + \theta} \sin 3\phi d\phi = \frac{2}{3} \sin 3\phi_0 \sin 3\theta, \quad (30)$$

$$d_5(z) \propto \int_{\phi_0 - \theta}^{\phi_0 + \theta} \sin 5\phi d\phi = \frac{2}{5} \sin 5\phi_0 \sin 5\theta. \quad (31)$$

因此  $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$  时, 对任意  $\theta$  角, 可使  $d_3(z) = 0$ ; 再取  $\theta = \frac{\pi}{5}$ , 可同时使  $d_5(z) = 0$ .

对于两段均匀分布线圈, 设  $\phi$  的变化范围为  $\phi_0 - \phi_1 - \theta - \phi_0 - \phi_1 + \theta$  和  $\phi_0 + \phi_1 - \theta - \phi_0 + \phi_1 + \theta$ , 且两段线圈的安匝数密度相同, 可以证明, 当  $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$  时, 对任意  $\phi_1$  和  $\theta$ , 可使  $d_3(z) = 0$ . 当取  $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$ ,  $\phi_1 = \frac{\pi}{10}$  或  $\phi_0 = \frac{\pi}{5}$ ,  $\phi_1 = \frac{\pi}{6}$  时, 对任意  $\theta$  可使  $d_3(z) = d_5(z) = 0$ . 当取  $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$ ,  $\phi_1 = \frac{\pi}{10}$ ,  $\theta = \frac{\pi}{7}$  或  $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$ ,  $\phi_1 = \frac{\pi}{14}$ ,  $\theta = \frac{\pi}{5}$  或  $\phi_0 = \frac{\pi}{5}$ ,  $\phi_1 = \frac{\pi}{6}$ ,  $\theta = \frac{\pi}{7}$  时, 可使  $d_3(z) = d_5(z) = d_7(z) = 0$ . 用类似方法还可求出使更高阶偏转场函数为零的条件. 显然, 若假定各段线圈安匝数密度不相等时, 还可以得到其它一些结果. 例如, 当线圈在  $0^\circ - 45^\circ$  范围内, 安匝数密度为 1, 在  $45^\circ - 90^\circ$  范围内, 安匝数密度为  $1 + \sqrt{2}$  时, 可使  $d_3(z) = d_5(z) = 0$  等.

#### 四、用面电荷法计算平板形电极静电偏转器的偏转场函数的方法

由库仑定律可知, 一个带电面  $S$  在空间任意点  $P$  处产生的电位为:

$$\Phi_P = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iint_S \frac{\sigma}{d} dS, \quad (32)$$

式中,  $\sigma$  为  $S$  面上的面电荷密度分布函数,  $d$  为积分面元  $dS$  的中心到  $P$  点的距离,  $\epsilon_0$  为真空中的介电常数. 由于  $\sigma$  为未知函数, 且一般不是常数, 所以在数值计算时, 常将电极面划分为  $n$  个足够小的子电极, 使  $\sigma$  在一个子电极范围内可以看作常数. 设第  $i$  子电极面为  $S_i$ , 面电荷密度为  $\sigma_i$ , 则可求出电极上所有电荷在第  $i$  个子电极中心产生的电位为:

$$\Phi_i = \sum_{i=1,2,\dots}^n p_{ij} \sigma_i, \quad (33)$$

式中,

$$p_{ij} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iint_{S_i} \frac{dS_j}{d_{ij}}, \quad (34)$$

式中,  $d_{ij}$  为积分面元  $dS_j$  的中心到第  $i$  子电极中心的距离. 所以整个电极系统的矩阵方程为:

$$[p_{ij}][\sigma_i] = [\Phi_i], \quad (i = 1, 2, \dots, n; j = 1, 2, \dots, n). \quad (35)$$

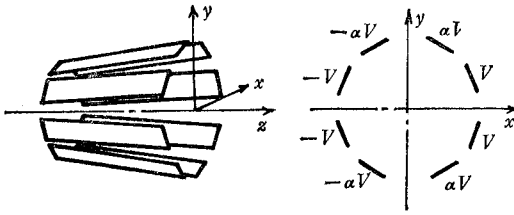
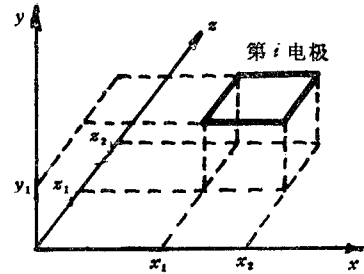


图5 平板形电极静电偏转器示意图

图6 第*i*子电极在新坐标系中的坐标

由于电极电位  $[\Phi_i]$  已知,  $[p_{ij}]$  只是几何尺寸的函数, 也可预先求出. 所以可以用 (35) 式求出  $[\sigma_i]$ , 进而利用与 (33) 和 (34) 式形式相同的关系式计算出空间任意点的电位值.

八极平板形电极静电偏转器如图 5 所示. 为计算  $p_{ij}$  方便起见, 我们转动坐标系, 使新坐标系的  $x-z$  平面平行于第  $i$  子电极 (见图 6). 设第  $j$  子电极中心点在新坐标系中的坐标为  $(x_j, y_j, z_j)$ , 则求得 (见文献 [7]):

$$p_{ij} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{x_1}^{x_2} \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz dx}{[(x-x_j)^2 + (y_1-y_j)^2 + (z-z_j)^2]^{3/2}}$$

$$= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} [F(A_2, B, C_2) - F(A_1, B, C_2) - F(A_2, B, C_1) + F(A_1, B, C_1)], \quad (36)$$

式中

$$F(A, B, C) = A \sin h^{-1} \left( \frac{C}{\sqrt{A^2 + B^2}} \right) + C \sin h^{-1} \left( \frac{A}{\sqrt{B^2 + C^2}} \right) + B \tan^{-1} \left( \frac{B}{AC} \sqrt{A^2 + B^2 + C^2} \right), \quad (37)$$

$$A = x - x_j, \quad B = y_1 - y_j, \quad C = z - z_j. \quad (38)$$

由于 (37) 式中的反正切项在  $A=0$  或  $C=0$  附近不连续, 所以遇到  $x_1 < x_j < x_2$  时, 要将积分区间分为  $x_1 \rightarrow x_j$  和  $x_j \rightarrow x_2$  两个区间.  $z$  的积分区间也按这个原则处理.

利用求出的空间电位计算  $f_1(z)$  和  $f_3(z)$  的思路与上节类似 (详见文献 [1, 6]), 结果为:

$$f_1(z) = -\frac{1}{\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^n \sigma_i \int_0^{L_i} \int_{\theta_{i1}}^{\theta_{i2}} \frac{R^2 \cos \phi d\phi dl}{[R^2 + (Z-z)^2 \cos^2(\phi - \phi_{i0})]^{3/2}}$$

$$= -\frac{1}{\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^n \sigma_i \int_0^{L_i} (E_{i2} - E_{i1}) R^2 dl, \quad (39)$$

$$f_3(z) = -\frac{15}{24\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^n \sigma_i \int_0^{L_i} \int_{\theta_{i1}}^{\theta_{i2}} \frac{R^4 \cos^2(\phi - \phi_{i0}) \cos 3\phi d\phi dl}{[R^2 + (Z-z)^2 \cos^2(\phi - \phi_{i0})]^{7/2}}$$

$$= -\frac{1}{24\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^n \sigma_i \int_0^{L_i} R^4 (G_{i2} - G_{i1}) dl, \quad (40)$$

式中

$$E_{ij} = \frac{1}{b_{ij}^{1/2}} \left( \frac{\cos \phi_{i0} \sin \theta_{ij}}{a^2} + \frac{\sin \phi_{i0} \cos \theta_{ij}}{R^2} \right), \tag{41}$$

$$G_{ij} = \frac{1}{b_{ij}^{3/2}} \left\{ \frac{\cos 3\phi_{i0} \sin \theta_{ij}}{a^2} \left[ \frac{b_{ij}^2}{a^2} \left( 10 \cos^2 \theta_{ij} - 6 + \frac{8b_{ij}^2}{a^2} \right) + \cos^2 \theta_{ij} (12 \cos^2 \theta_{ij} - 9) \right] + \frac{\sin 3\phi_{i0} \cos^3 \theta_{ij}}{R^2} \left[ 12 \cos^2 \theta_{ij} - 3 - \frac{2b_{ij}^2}{R^2} \right] \right\}, \tag{42}$$

$$a^2 = R^2 + (Z - z)^2, \tag{43}$$

$$b_{ij}^2 = R^2 + (Z - z)^2 \cos^2 \theta_{ij}, \tag{44}$$

$$Z = z_{i1} + l \cos \alpha_i, \tag{45}$$

$$R = R_{i1} + l \sin \alpha_i, \tag{46}$$

$$\theta_{ij} = \tan^{-1} \left[ \frac{R_{i1} \tan(\phi_{ij} - \phi_{i0})}{R} \right], \tag{47}$$

$$\alpha_i = \tan^{-1} \frac{R_{i2} - R_{i1}}{z_{i2} - z_{i1}}, \tag{48}$$

$$L_i = [(R_{i2} - R_{i1})^2 + (z_{i2} - z_{i1})^2]^{1/2}, \tag{49}$$

式中,  $R_{i1}, R_{i2}, z_{i1}, z_{i2}, \phi_{i1}, \phi_{i2}, \phi_{i0}$  为第  $i$  子电极的几何坐标(见图 7);  $n$  为在第一象限内划分的子电极总数;  $\sigma_i$  为第  $i$  子电极上的面电荷密度. 一般情况下, (39) 和 (40) 式对  $l$  的积分只能用数值积分方法进行.

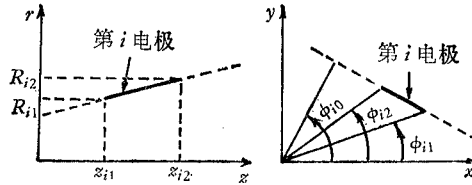


图 7 第  $i$  子电极的几何坐标

### 五、结 论

采用本文讨论的计算方法, 已建立起实用的计算机程序. 做为计算实例, 图 8 给出一个典型环鞍组合偏转线圈的  $d_1(z)$  和  $d_3(z)$  分布(为了显示出  $d_3(z)$  的分布, 有意取

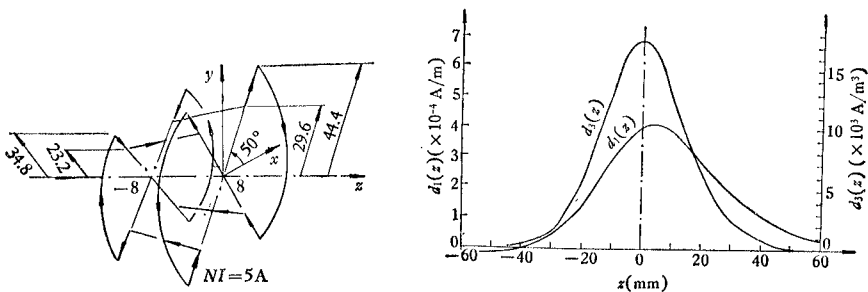


图 8 一个典型组合偏转线圈的  $d_1(z)$  和  $d_3(z)$  的分布



$\phi = 50^\circ$ ). 图 9 给出一个典型八极平板电极静电偏转器的  $f_1(z)$  和  $f_3(z)$  分布.

由于楔形偏转线圈的计算公式是解析表达式, 因此计算迅速而精确. 在用电荷密度法计算平板电极静电偏转器时, 通常也只需为数不多的子电极数目, 就可得到满意的计算精度. 另外, 本文虽只给出了偏转场函数的一阶项  $d_1(z)$ 、 $f_1(z)$  和三阶项  $d_3(z)$ 、 $f_3(z)$  的计算公式. 但必要时可用类似方法扩展到计算更高阶项, 如  $d_5(z)$ 、 $f_5(z)$  和  $d_7(z)$ 、 $f_7(z)$  等.

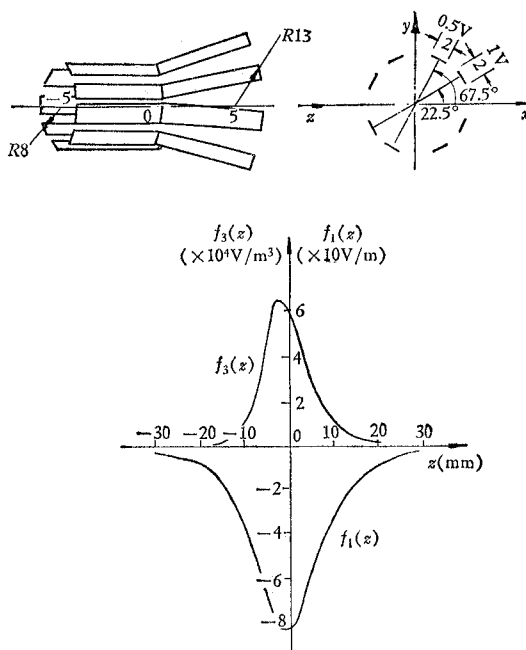


图 9 一个典型八极平板电极静电偏转器的  $f_1(z)$  和  $f_3(z)$  的分布

### 参 考 文 献

- [ 1 ] H. C. Chu and E. Munro, Proceeding of Microcircuit Engineering 80, edited by R. P. Kramer, Delft University, Amsterdam 1981, p. 19.
- [ 2 ] E. Munro and H. C. Chu, OPTIK, 60(1982), 371.
- [ 3 ] H. Ohiwa, E. Goto and A. Ono, Elect. Comm. Jpn, 54-B(1971), 44.
- [ 4 ] E. Goto and T. Soma, OPTIK, 48(1977), 255.

## THE NUMERICAL COMPUTATION OF DEFLECTION FIELD OF THE DEFLECTION YOKE WITH WEDGE PROFILE AND THE ELECTROSTATIC DEFLECTOR WITH PLANAR ELECTRODES

You Shijie, Zhu Xieqing, Zhang Shuishun

(Institute of Electronics, Academia Sinica)

This paper describes the computation methods of the deflection field of the deflection yoke with wedge profile and the electrostatic deflector with planar electrodes. The wedge yokes can be combined into various magnetic deflectors, which would offer a variety of choices for more effectively reducing the deflection aberrations by properly adjusting the deflection field distribution. An advantage of the planar electrostatic deflector is its simplicity in structure. Thus it is probable that a deflector array for the multiple electron beam systems can be composed by the use of this kind of deflector. Based on the described methods in this paper, two practical computation programs have been worked out and, as examples, the field distributions of some typical deflectors have been computed.