

F-3 电磁分离器磁垫片改进的 物理设计(I)

——垫片初步设计

吕洪猷 茅乃丰

本文介绍了 F-3 电磁分离器条形磁垫片改进的物理设计的全过程, 包括聚焦场和垫片的初步设计、试验、调整并最后确定离子光学参数。实际场中离子束形精确计算结果表明, 改进垫片场中的象宽要比旧垫片场中的窄几倍。改进是成功的。离子束谱线宽度测量结果证实了这一点。

全文共分两部分。第一部分介绍场和垫片的初步设计。

一、前 言

F-3 同位素电磁分离器是从苏联进口的一台 180° 条形磁垫片场分离器, 磁铁重 280 吨, 公称真空室内高 400 毫米 (图 1)。磁感应强度可达 3000 高斯。相对质量差 0.01 的质量色散约 15 毫米*。

这台分离器投入试运行以来, 束聚焦性能一直很差。我们认为, 主要原因是聚焦场设计不好引起的。利用测量得到的场分布(图 2) 所做的束形初步计算结果完全证实了这一点。当离子束初始张角 α_0 为 -14.5° 至 14.5° 时(见图 3), 中间平面上象宽竟达 24.3 毫米。因此我们确定首先对聚焦磁场进行改进, 重新设计一套磁垫片, 以形成聚焦性能良好的聚焦磁场。为区别起见, 我们把改进前的垫片和场分别称为旧垫片和旧垫片场。

对于这类分离器聚焦场的设计, 我们曾经作过大量细致的工作^[1]。按我们给出的设计方法得到的场和束形计算公式要比国外当时发表过的^[2]精确近一个数量级, 而且计算公式的物理概念清楚, 几何图象明晰。因此, 我们就以这套方法为主, 进行聚焦场和垫片改进的初步设计, 给出了象宽比旧垫片场窄几倍的聚焦场和相应的垫片形状。

垫片试验结果表明, 按初步设计加工的垫片所形成的场分布和设计吻合得相当好。同时, 通过试验分析, 我们提出, 分离器若采用合适的纵向会聚束运行, 就能解决真空室变形对离子束聚焦性能的影响。我们还提出, 将离子源和垫片在真空室内的位置相对初步设计值向负 y 方向移动 0.06 米, 进一步解决了束背区(图 1) 场偏低和离子源区磁力线曲率半径偏大的问题。最后, 对加工安装完毕的改进垫片又进行了离子光学参数调整, 从而获得比初步设计还要好的束聚焦。

* 文中色散或象宽均指与 xz 平面平行的聚焦平面上的值。

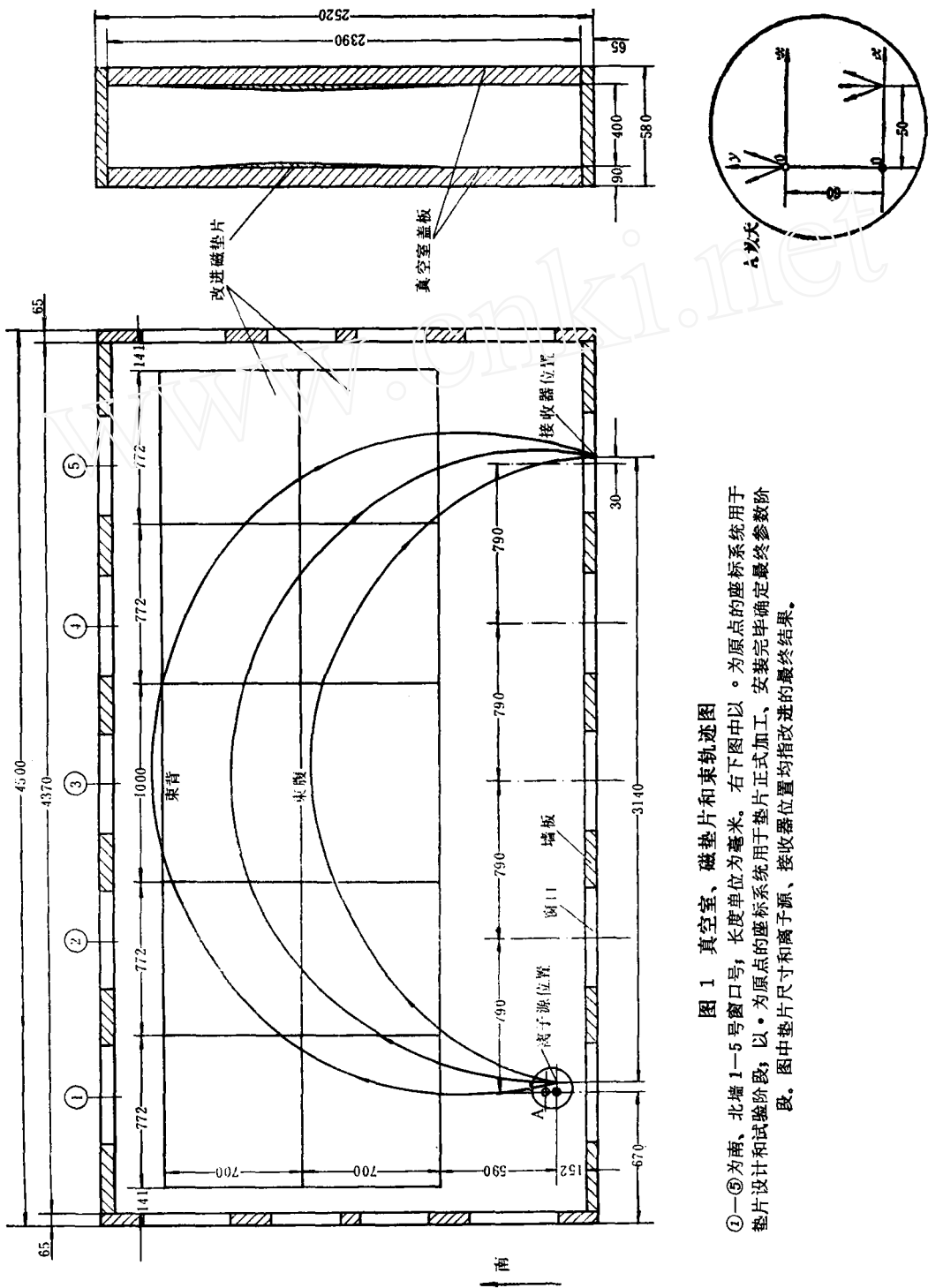


图 1 真空室、磁垫片和束轨迹图

①—⑤为南、北墙 1—5 号窗口号，长度单位为毫米。右下图中以 \circ 为原点的座标系统用于垫片设计和试验阶段，以 \bullet 为原点的座标系统用于垫片正式加工、安装完毕确定最终参数阶段。图中垫片尺寸和离子源、接收器位置均指改进的最终结果。

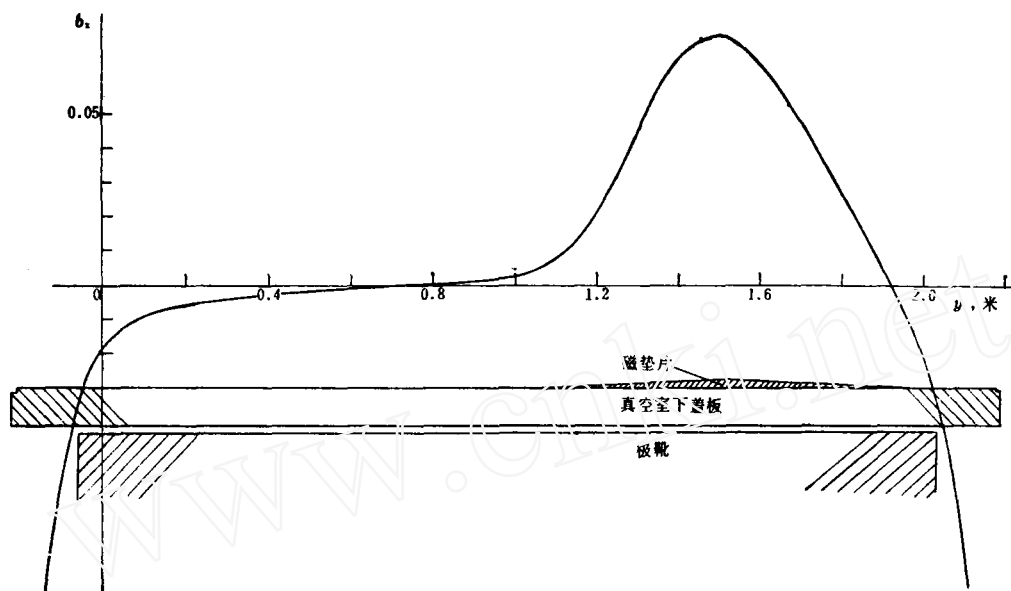


图 2 旧垫片中间平面上 3 号窗口场分布曲线

在试验、调整过程中，与磁场测量进行的同时，我们利用 DJS-21 电子计算机计算了大量的离子束轨迹，作了大量的束形图，为磁场聚焦性能的分析、设计方案的完善、改进工作的完成创造了有利的条件。

下面我们对设计的全过程作一概要的介绍。共分两部分，第一部分是场和垫片改进的初步设计(即本文)；第二部分是垫片试验、调整并最后确定改进垫片场离子光学参数(即后一篇)。

二、场和垫片改进的初步设计

分离器的磁场应具有质量色散和方向聚焦的作用，即对于能量相同但质量不同的离子束能够把它们分开，而对质量相同但从离子源出射时方向不同的离子束又能把它们聚焦在一起。

均匀场就有这样的作用，但它的方向聚焦只是一级。在离子束偏转 180° 的聚焦平面上，张角为 α_0 、相对质量差为 $\Delta m/m_0$ 的两束离子，质量色散 $\approx R_0 \frac{\Delta m}{m_0}$ ，其中 R_0 为中心轨道半径，象差 $\approx R_0 \alpha_0^2$ ，显然这一象差严重束缚了分离器采用比较大的张角。例如当 $\Delta m/m_0 = 0.01$ 时，允许的最大张角只有 5.8° 。因此，为了加大允许张角，从而提高同位素产量，必须设法消除关于 α_0 的二级象差。

采用条形磁垫片形成的非均匀磁场，有可能作到这一点。F-3 分离器磁场就是这种类型的。但是，旧垫片设计不好，作用不显著。为了解决这个问题，我们必须改进垫片，为此，先来讨论场和垫片的设计问题。

1. 条形垫片场与运动方程

F-3 分离器聚焦场是利用安装在真空室上、下盖板内表面上的垫片(图 1)来形成的。

磁垫片与 x 轴平行, 并对 $z=0$ 中间平面对称。因此, 磁场是二维的, 它的两个分量可以写成

$$B_y(y, z) = B_0 b_y(y, z), \quad (1.1)$$

$$B_z(y, z) = B_0 [1 + b_z(y, z)], \quad (1.2)$$

式中 B_0 是中间平面上场变化非常平缓的某一点上的 B_z , 它相当于无垫片时均匀场的磁感应强度值。这样, b_y 和 b_z 就是附加垫片后以 B_0 为量度单位的场的增量了。通常我们就把无垫片时的场称为无扰场, 附加垫片后场的增量为垫片场, 或者按它的作用称为聚焦场。当然, 实际上由于有限极面的边缘效应, 垫片场把边缘效应的影响也包括进去了。

如果将中间平面上 $b_z(y, 0)$ 用幂级数来表示

$$b_z(y, 0) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n y^n, \quad (2)$$

式中 C_n 称为磁场系数。那么, 利用场在无电流自由空间的散度和旋度等于零的性质, 可以得到场的空间表达式

$$b_y(y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n r^n \sin(n\theta), \quad (3.1)$$

$$b_z(y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n r^n \cos(n\theta), \quad (3.2)$$

其中 r, θ 由 $y = r \cos \theta, z = r \sin \theta$ 确定。

众所周知, 质量为 m , 电荷为 e 的离子在磁场 \vec{B} 中的运动方程是

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \frac{e}{c} \frac{d\vec{r}}{dt} \times \vec{B}, \quad (4)$$

式中 $\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$ 是离子轨迹的座标矢量, t 是时间, c 是光速。为了便于讨论, 我们将某一种离子的质量 m_0 和它在无扰场 B_0 中的轨迹半径(简称为无扰半径) $R_0 = c(2m_0 V_0/e)^{1/2}/B_0$ 分别作为质量和长度的单位, 式中 V_0 是离子受到的加速电压。同时, 我们还引入 $\sigma = teB_0/m_0c$, 它表示在时刻 t 上述离子的偏转角(以弧度为单位)。于是方程(4)即化为无量纲形式

$$k \frac{d^2 x}{d\sigma^2} = (1 + b_z) \frac{dy}{d\sigma} - b_y \frac{dz}{d\sigma}, \quad (5.1)$$

$$k \frac{d^2 y}{d\sigma^2} = -(1 + b_z) \frac{dx}{d\sigma}, \quad (5.2)$$

$$k \frac{d^2 z}{d\sigma^2} = b_y \frac{dx}{d\sigma}, \quad (5.3)$$

式中 $k = m/m_0$ 。通常我们把 $k=1$ 的离子束称为中心束, $k \neq 1$ 的束称为旁束。由式(5)很容易得到表示离子能量守恒的关系式

$$\left(\frac{dx}{d\sigma}\right)^2 + \left(\frac{dy}{d\sigma}\right)^2 + \left(\frac{dz}{d\sigma}\right)^2 = \frac{1}{k}. \quad (6)$$

如果令 $\frac{dx}{d\sigma} = u/\sqrt{k}$, $\frac{dy}{d\sigma} = v/\sqrt{k}$, $\frac{dz}{d\sigma} = w/\sqrt{k}$, 则

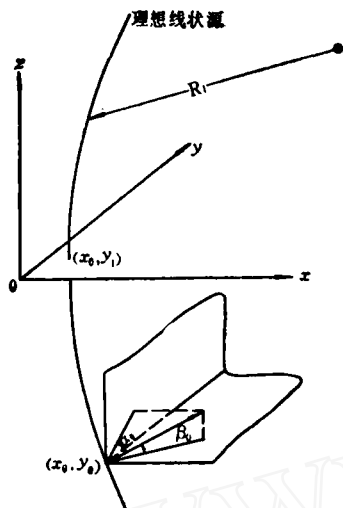


图 3 离子初始张角示意图

显然, u, v, w 是速度矢量的三个方向的余弦。如果视离子源为对中间平面对称、宽度为零、在 $x=x_0$ 平面上顺磁场方向的理想线状源, 它所发射的离子相对于 yz 平面的张角(初始横向张角)为 α_0 , 相对于 xy 平面的张角(初始纵向张角)为 β_0 (图 3), 那么方程 (5) 的初始条件除了三个初始座标 x_0, y_0 和 z_0 外, 就是这两个张角。这时

$$\left(\frac{dx}{d\sigma}\right)_0 = u_0/\sqrt{k} = \sin\alpha_0/\sqrt{k},$$

$$\left(\frac{dy}{d\sigma}\right)_0 = v_0/\sqrt{k} = \sqrt{(1-\sin^2\alpha_0-\sin^2\beta_0)}/k,$$

$$\left(\frac{dz}{d\sigma}\right)_0 = w_0/\sqrt{k} = \sin\beta_0/\sqrt{k}.$$

对于离子源发射的平行离子束(平行束) $\beta_0=0$, 纵向会聚离子束(会聚束) $\beta_0<0$ 。为了获得会聚束, 离子源弧室位置磁力线和电极系统往往具有相同的曲率半径 R_I , 简称为纵向会聚半径。于是初始条件 y_0 和 $\sin\beta_0$ 又可以用 R_I 来表示

$$y_0 = y_I + R_I - \sqrt{R_I^2 - z_0^2}, \quad (7)$$

$$\sin\beta_0 = -z_0/R_I, \quad (8)$$

式中 y_I 为线状源在中间平面上的 y 座标, 在设计中我们令它为零。显然, 平行束就是 $R_I \rightarrow \infty$ 的极限情况。

下面我们就来具体讨论场和垫片的设计。在设计阶段, 场的各个分量或长度, 均指以 B_0 或 R_0 为单位进行归一化后的值。有时, 长度也要用到非归一化值, 这时将注明单位。根据 F-3 分离器的具体尺寸, 取 $R_0=1.75$ 米。分离器运行时, 对于不同的 m_0 , 这个值可以通过调整 B_0 和 V_0 得到。

2. 对垫片场的要求

设计中为了便于场的聚焦特性的讨论, 我们引进下述几个概念。“空间束形”系指聚焦位置附近 y 等于常数截面上离子束的形状, 宽度最窄的那个束形称为“聚焦束形”, 即离子束的象, 它所在的平面称为“聚焦平面”, 而聚焦束形在 x 方向的最大宽度则称为“空间象宽”。所谓“平面束形”或“中间平面束形”则指 $z=0$ 平面上 $\beta_0=0$ 的离子束轨迹的形状, 它在 x 方向的最小宽度又称为“平面象宽”。

值得注意的是, 空间象宽往往比平面象宽要大。而且, 在平面束形的聚焦位置上, 整个空间束形并不一定最窄。因此, 平面象宽和成象位置只是近似反映整个空间象的情况。

这次改进中, 从实际情况出发, 我们要求改进后聚焦场满足:

(1) 象宽不超过 $\frac{2}{3}D$, 其中 D 是垫片场中的色散, $D \approx 0.9 \Delta m/m_0$ 。通常我们取 $\Delta m/m_0 = 0.01$ 同位素束作为设计标准, 这时就要求象宽 ≤ 0.006 ;

(2) 象的高度不超过离子源发射束高的一倍半;

(3) 象的曲率比较小, 外形比较规整, 便于接收口袋加工;

(4) 形成这一聚焦场的极面形状在相当一个范围和真空室盖板平面吻合, 需要加垫片的范围比较窄。

和这些要求相应的离子束初始参数是：横向张角 $|\alpha_0| \lesssim 14.5^\circ$ ($|\sin\alpha_0| \leq 0.25$)，半束高 0.05 (≈ 0.08 米)，束的纵向会聚半径 $R_I \approx 1.48$ (≈ 2.6 米)。当 R_I 取上述值时，不同初始高度 z_0 的离子将在偏转 90° 左右的位置穿过中间平面，然后在偏转 180° 左右位置($y=0$ 附近)形成倒象。由于 z_0 不同的离子在很长一段(主要是偏转角 90° 附近)路径上受到的磁场力，和 α_0 相同的中间平面上的离子受到的差不多，因此空间象宽就和平面象宽相近，象高也和离子束初始高度相近。平行束则不然，它的象是正的，空间象宽往往与平面象宽相差较大，象高和束的初始高度相差更大。考虑到平行束是离子束纵向会聚不佳的极限情况，因此设计中我们按平行束的象是否满足要求来选择场。

3. 垫片场的设计方法^[1]

设计中我们将作如下简化。通常认为，分离器运行时离子束自身空间电荷的中和还是比较理想的，因此我们将不考虑空间电荷力的作用。其次，所分离的离子束的相对质量虽然在 $k=0.95-1.05$ 范围内变化，但由于中心束和旁束在场中的重叠区相当大，因此非均匀场对它们的聚焦作用差不了太多，所以在讨论聚焦问题时只考虑中心束($k=1$)。第三，由于离子源和场对中间平面都是对称的，因此设计中将只讨论上半空间发射束的聚焦问题。

设计将从中间平面开始。因为中间平面上束形和场分布的对应关系比较简单、明瞭。选定满足聚焦要求的平面束形即可求出对应的场分布，或者由作了局部小修整的场分布求对应的束形，看是否能获得更好的聚焦性能。经过由束形求场，由场求束形的几次反复，便可得出较好的平面束形及与其对应的场分布。但是，为了分析这种场中的空间束形是否满足要求，还需要根据中间平面上以幂级数形式表示的场分布，计算空间场分布和空间束形。如果空间束形满足要求，那么这个幂级数形式的场就作为垫片场的设计结果，并进一步进行极面设计；否则，再重新选择中间平面上的束形和场，并计算空间束形，一直到满足要求为止。在极面设计中我们还将分析与此聚焦场相应的极面形状是否符合要求，如果不合适还要重新选择束形和场。这就是整个设计过程。

下面我们先对中间平面上由场求束形和由束形求场的运算方法以及空间场分布和空间束形的计算作一介绍。

(1) 中间平面上场和束形正逆运算的基础 设离子的初始值 $x_0=0$, $y_0=0$, $\left(\frac{dx}{d\sigma}\right)_0 = u_0 = \sin\alpha_0$, $\left(\frac{dy}{d\sigma}\right)_0 = v_0 = \sqrt{1-u_0^2}$, 于是对方程(5.1)和(5.2)进行积分, 即得

$$y = u - u_0 - \int_0^y b_x(y, 0) dy, \quad (9)$$

$$x = v_0 - v - \int_0^\sigma b_x(y, 0) u d\sigma. \quad (10)$$

很显然, 这时离子轨迹对于顶点($u=1$, $y=y_{\max}$)是对称的。利用这种对称性, 便不难得到离子偏转 180° 以后在 $y=0$ 处落点的坐标

$$x = 2\sqrt{1-u_0^2} - \int_0^{\sigma_1} b_x(y, 0) u d\sigma. \quad (11)$$

这里 σ_1 是与 $y=0$ 对应的 σ 值。显然, 式(11)右端的第一项为无扰场中离子的落点坐标; 第二项是由垫片场 $b_x(y, 0)$ 产生的离子落点相对于无扰场中离子落点的位移 $\Delta x(u_0, 0)$ 。利用微分关系式 $dy/d\sigma = v = \sqrt{1-u^2}$ 及 $dy = du/(1+b_x)$, 即可得到

$$\Delta x(u_0, 0) = -2 \int_{u_0}^1 H_s(y, 0) \frac{u}{\sqrt{1-u^2}} du, \quad (12)$$

这里

$$H_s(y, 0) = b_s(y, 0) / [1 + b_s(y, 0)]. \quad (13)$$

很显然, 解方程(9)和(12)就可得到垫片场和离子落点位移, 即和平面束形的一一对应关系。假如略去式(9)中比第一项小得多的第二项积分, 则有 $y = u - u_0$ 。这样, 由公式(12)可以看出, 中间平面上初始值为 u_0 的离子落点, 完全由 $y=0$ 到 $(1-u_0)$ 间的场来确定。至于 $y > (1-u_0)$ 的场对它是毫无关系的。反之, $0 \leq y \leq (1-u_0)$ 之间的磁场, 将由初始值在 1 和 u_0 间的 Δx 完全确定。这就是我们从已知场 $b_s(y, 0)$ 求 $\Delta x(u_0, 0)$ 和由已知 $\Delta x(u_0, 0)$ 求相应的场 $b_s(y, 0)$ 正逆两种运算的物理基础。

(2) 中间平面上由场求落点的运算 由于 b_s 是 y 的函数, 因此在求解方程(12)时, 首先就要求解方程(9), 得到 b_s 和 $u - u_0$ 的函数关系。若把对于 y 的积分区间分成等于 δ 的小间隔, 给出点 $y_m = m\delta$ ($m=1, 2, \dots$) 上的场值 $b_{s,m}$, 然后再利用梯形求积公式就可以得到 $u - u_0$ 与 y 间的数值计算关系式:

$$\left. \begin{aligned} (u - u_0)_n &= y_n + a_n, \\ a_n &= \frac{\delta}{2} \sum_{m=1}^n (b_{s,m} + b_{s,m-1}), \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

用所求得的数值, 在 b_s 随 y 变化的曲线图上作附加的 $(u - u_0)$ 与 y 之间的关系曲线, 就可以得到与 $(u - u_0)$ 对应的 $b_s(u - u_0, 0)$ 的值。

在解方程(12)时, 求初始值为 $u_0 = 1 - n\Delta$ 的离子落点 (n 为整数, Δ 为任意取的小量), 同样也需要将 u 的积分区间分成等于 Δ 的小间隔 $u = 1 - m\Delta$, 这些小间隔的端点对应于 $u - u_0 = (n - m)\Delta$ 。很显然, 利用求解式(14)得到的 $b_s(u - u_0, 0)$, 就可以从式(13)得到相应小间隔端点的 $H_s(u - u_0, 0)$ 值。当 Δ 取的足够小时, 在区间 $1 - m\Delta \leq u \leq 1 - (m - 1)\Delta$ 上, $H_s(u, 0)$ 随 u 的变化曲线就可用直线段来代替。将其代入式(12), 并在区间 $1 - m\Delta$ 到 $1 - (m - 1)\Delta$ 上积分, 经过归纳合并后即得

$$\Delta x(1 - n\Delta, 0) = -2 \sum_{m=0}^{n-1} G_m H_{s,n-m} - 2 R_n H_{s,0}, \quad (15)$$

其中 $H_{s,n-m}$ 是小间隔端点 $u - u_0 = (n - m)\Delta$ 所对应的 H_s 值。系数 G_m 和 R_n 称作解的“核”,

$$\begin{aligned} G_m &= \begin{cases} P_1, & (m=0) \\ F_m + P_{m+1} - P_m, & (m>0) \end{cases} \\ R_n &= F_n - P_n, \\ F_m &= \sqrt{1 - (1 - m\Delta)^2} - \sqrt{1 - [1 - (m - 1)\Delta]^2}, \\ P_m &= \frac{1}{2\Delta} \{ \arcsin [1 - (m - 1)\Delta] - \arcsin (1 - m\Delta) - (1 - m\Delta) F_m \\ &\quad - \Delta \sqrt{1 - [1 - (m - 1)\Delta]^2} \}. \end{aligned}$$

计算出 Δx 之后, 就可以得到中间平面上离子在 $y=0$ 处的落点

$$x(1-n\Delta, 0) = 2\sqrt{1-(1-n\Delta)^2} + \Delta x(1-n\Delta, 0). \quad (16)$$

然而, 为了找到离子束在 $y=0$ 附近的焦点, 还必须求出 $y=0$ 附近的离子落点, 而这只要在式(16)右边附加 $(-u_0 y - \frac{1}{2}y^2)$ 项就可以了, 即

$$x(1-n\Delta, 0) = 2\sqrt{1-(1-n\Delta)^2} + \Delta x(1-n\Delta, 0) - u_0 y - \frac{1}{2}y^2. \quad (17)$$

(3) 中间平面上由束形求场的运算 假如给定了中间平面上 $u_{0\min} \leq u_0 \leq 1$ 范围内 $\Delta x(u_0, 0)$, 要求相应的场分布, 那么就要求由式(15)进行逆运算, 经过简单推导就可以得到

$$H_{s,n} = - \sum_{m=1}^n K_{n-m} \Delta x(1-n\Delta, 0) - Q_n H_{s,0}. \quad (18)$$

系数 K_{n-m} 和 Q_n 称作解的“反核”,

$$K_{n-m} = \frac{1}{2} I_{n-m}, \quad Q_n = \sum_{m=1}^n I_{n-m} R_m,$$

$$I_0 = 1/G_0, \quad I_j = -I_0 \sum_{i=1}^j I_{j-i} G_i. \quad (j \neq 0)$$

而 $H_{s,0} = H_s(0, 0)$, 即离子源位置上的 H_s 值, 可以根据需要选定(如需要利用边缘场等)。

这样, 由公式(18)求出 $H_{s,n}$ 之后, 便可得到 $b_{s,n} = \frac{H_{s,n}}{1-H_{s,n}}$ 。这里, $b_{s,n}$ 与 $H_{s,n}$ 都是和 $1-u_0=n\Delta$ 对应的。因此, 还需要进一步求出与 $1-u_0$ 对应的 y_n 值。而这只要利用逐次近似方法和梯形求积公式求解式(9)就可以得到:

$$y_n = n\Delta - \sum_{j=0}^n a_n^{(j)}, \quad (19)$$

$$a_n^{(j)} = \begin{cases} \frac{\Delta}{2} \sum_{m=1}^n (b_{s,m} + b_{s,m-1}), & (j=0) \\ \frac{(-1)^j}{2} \sum_{m=1}^n (b_{s,m} + b_{s,m-1}) (a_m^{(j-1)} - a_{m-1}^{(j-1)}). & (j>0) \end{cases} \quad (20)$$

从上述由场求束形和由束形求场的正、逆两种运算关系中可见, 场与束形的相互关系是明确的、直观的。如果给定了“核”与“反核”, 就是采用台式计算机计算也不是很烦。至于准确度, 我们取 $\delta = \Delta = 0.05$, 利用上述公式进行过试算, 并和电子计算机准确计算结果做了比较, 结果表明, 误差均在 ± 0.001 左右。因此, 采用上述运算方法进行中间平面上垫片场的初步设计是足够准确的。

(4) 空间场分布和空间束形计算 为了计算空间场分布, 首先利用最小二乘法将选定的中间平面场分布表示成如式(2)的幂级数形式逼近函数(取到12次), 然后利用式(3)求得空间场分布, 并进一步用电子计算机对运动方程(5)直接进行数值积分, 求出空间轨迹和束形。很显然, 只要轨迹积分步长选得合适, 用逼近函数表示的场和束形是准确对应的。譬如, 当步长 $\simeq 0.02$ 时, 轨迹座标准确到 1×10^{-6} 。但是, 对于我们所讨论的垫片场, 级数形式的逼近场即使取到12次, 和原来的场分布的最大偏差仍在0.005以上。因此, 提到形成某一空间束形的场分布时就应是与该束形对应的逼近形式场(简称为逼近场)。

如果相应的空间束形已经满足设计要求, 那么这个逼近场就选为理论设计场。

4. 垫片场设计过程和设计结果

(1) 1,2号方案中间平面束形和场分布 由束形求场的逆运算方法可知, 为了求得场, 不仅需要给出离子束初始条件范围 $u_{0\min} \leq u_0 \leq u_{0\max}$ 的 $\Delta x(u_0, 0)$ 函数值, 还需要给出 $u_{0\max} \leq u_0 \leq 1$ 范围内的 $\Delta x(u_0, 0)$ 值。很显然, 前一范围内的 $\Delta x(u_0, 0)$ 将按束聚焦要求选定, 后一范围的 $\Delta x(u_0, 0)$ 虽然和聚焦没有直接关系, 但都影响极面形状设计。我们对 $\Delta x(u_0, 0)$ 曾作过详细的讨论^[1], 给出了在前一范围能较好满足聚焦要求和在后一范围能较好满足极面形状要求的两条 $\Delta x(u_0, 0)$ 曲线。因此这次改进我们就选这两条曲线相应的性能好的部分作为第1号方案。按照设计要求, 横向张角 $|\alpha_0| \leq 14.5^\circ$, 即 $u_{\min} = -0.25$, $u_{\max} = 0.25$ 。为了保证 u_{\min} 和 u_{\max} 之间的束的聚焦性能, 两条 $\Delta x(u_0, 0)$ 曲线在大于 u_{\max} 的一侧作光滑连接(图4)。将这样一条 $\Delta x(u_0, 0)$ 曲线上的 $\Delta x(1-n\Delta, 0)$ 代入式(18), 即可得到相应的 $H_{s,n}$, 再借助于公式(19)和(20)便可得到所求的垫片场 $b_s(y)$, 我们称这个场为1号场(图5)。而利用公式(17)又可求得 $y=0$ 附近的平面束形(图6a)。由束形图可见, 象宽等于0.0055, 小于 $\frac{2}{3}D$, 满足设计要求, 但不太理想。我们分析, 象较宽主要是 $u_0 = -0.20$ 以及 -0.25 的离子束所受的偏转力太大造成的。如果减弱束背区相应的场就能够使这部分束受到的偏转力减小。图5虚线就表示束背区场减弱后的场分布, 我们称这样修改后的场为2号场。图6b给出了2号场中的束形图。显然, 2号场平面象宽只有0.0018, 比1号场的窄多了。对这一结果我们是满意的, 因此就把它作为中间平面上场分布的初选方案, 进行下一步的空间束形计算。

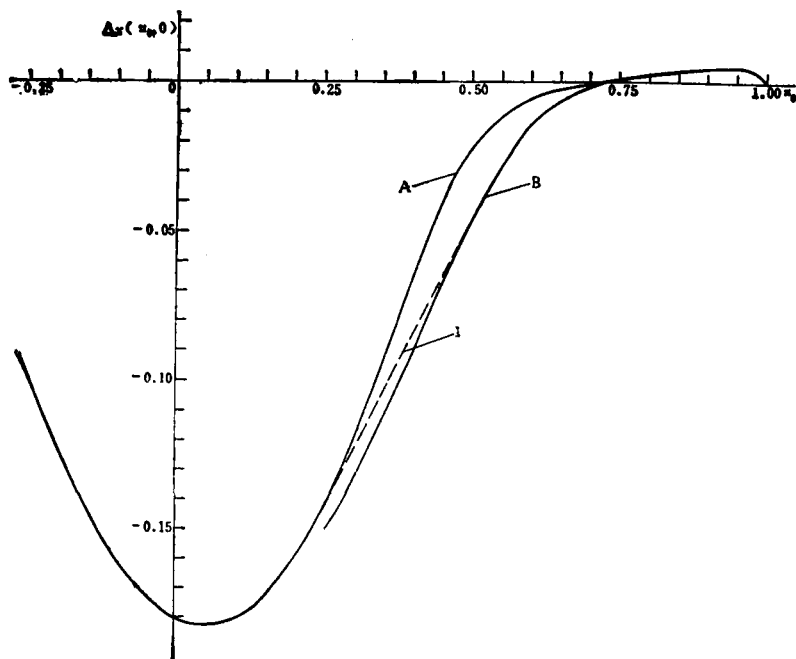


图4 $\Delta x(u_0, 0)$ 曲线图

A— $u_{0\min} \leq u_0 \leq u_{0\max}$ 范围满足聚焦要求的 Δx 曲线; B— $u_{0\max} \leq u_0 \leq 1$ 范围满足极面形状要求的 Δx 曲线; 1—1号方案 Δx 曲线。

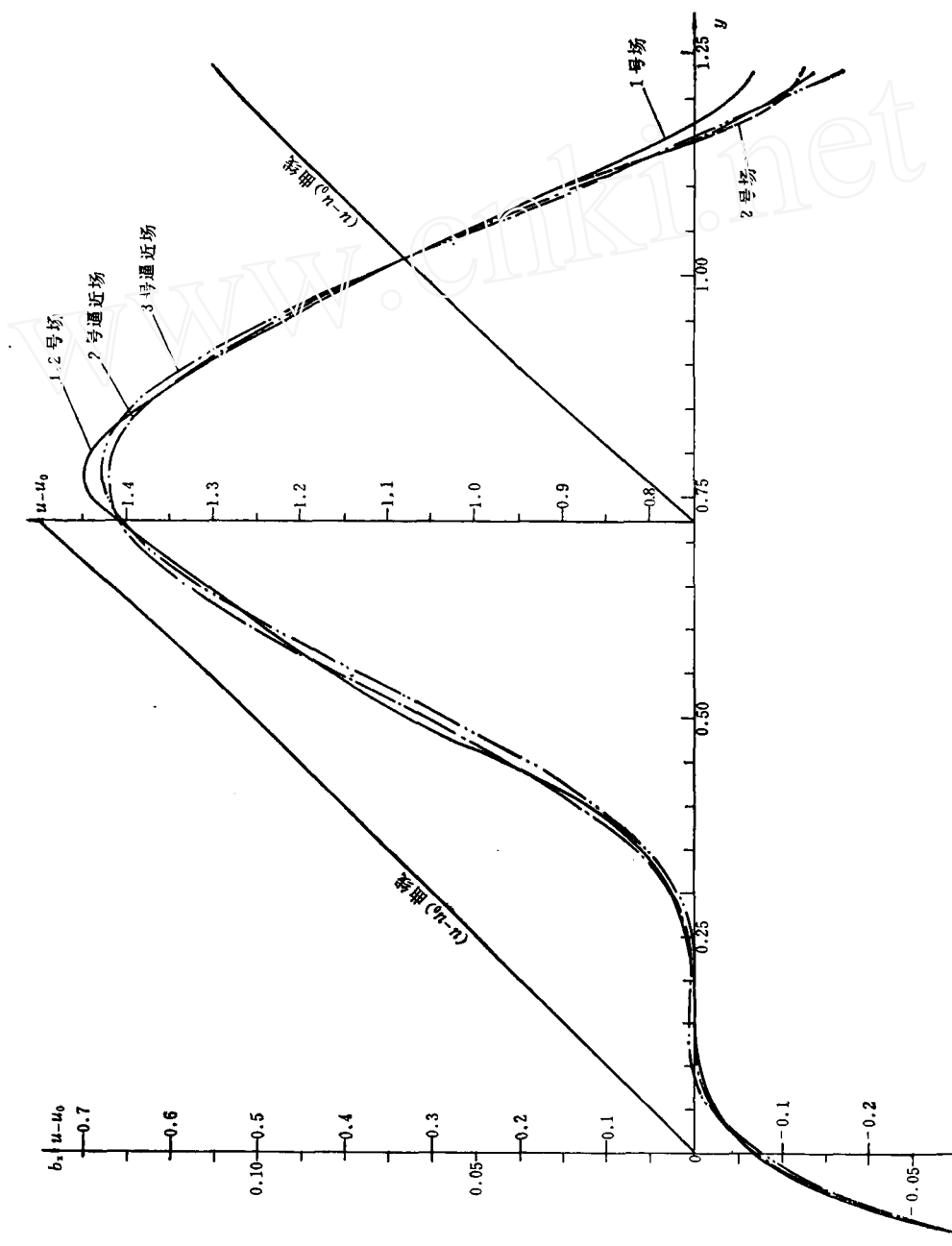


图 5 1,2,3号方案场分布曲线及 $u-u_0$ 与 y 的关系曲线

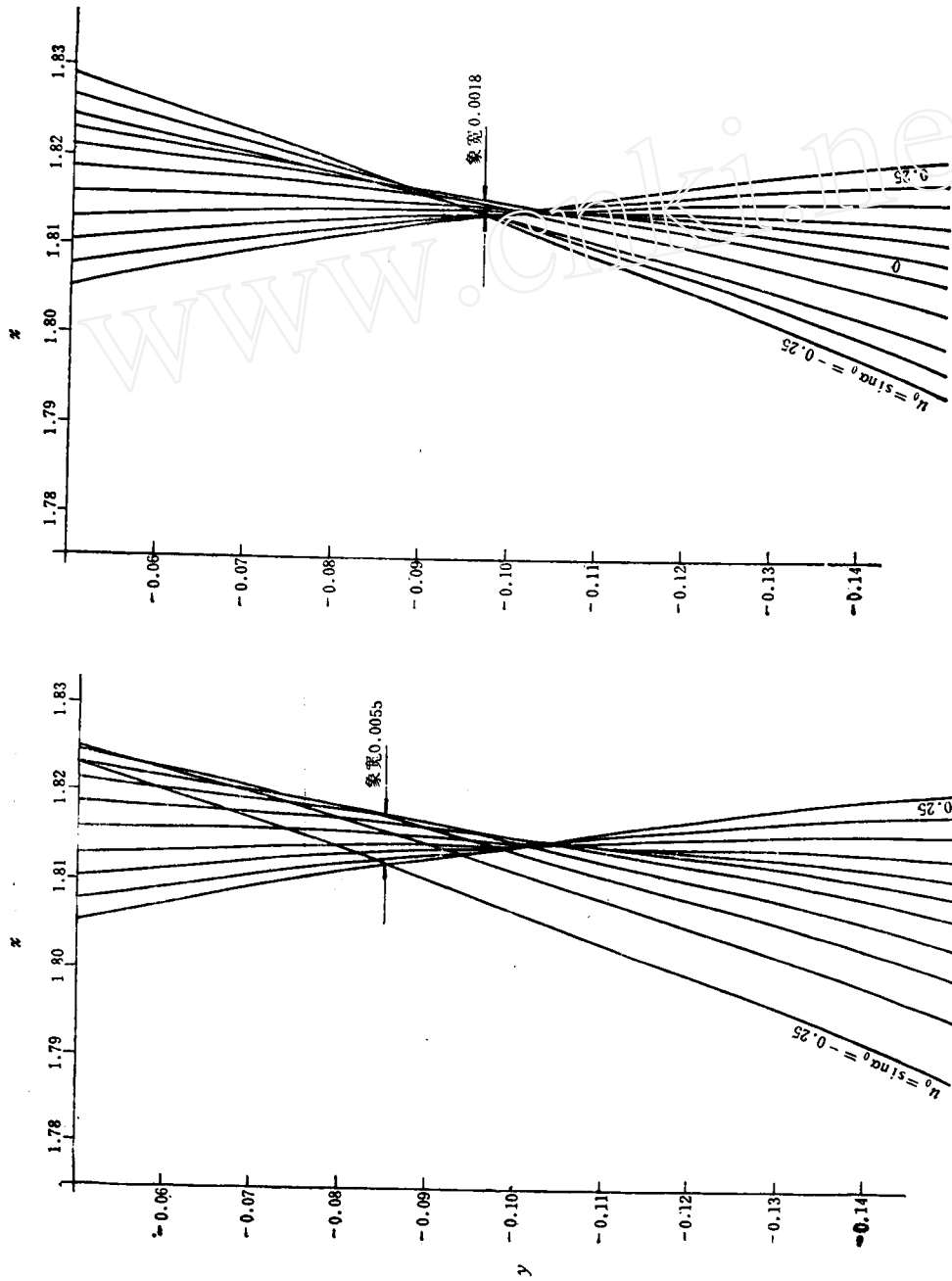


图 6 1,2号场平面束形

(2) 2号方案的空间束形 按照空间束形计算方法, 我们先计算了2号逼近场的场系数(表1), 并在图5中画出了它的分布曲线。离子轨迹的初始条件 $x_0=0$, $z_0=0(0.025)0.05$, $u_0=\sin\alpha_0=-0.25(0.05)0.25$, 至于 y_0 和 $w_0=\sin\beta_0$ 则由式(7), (8)计算。按这些初始条件求得的2号逼近场中平行束和 $R_T=1.48$ 会聚束的最佳空间束形如图7所示(1.48这个值出自现有离子源电极系统的曲率半径2.6米)。很显然, 束形满足设计要求。但也看到, 会聚束的象虽然比平行束的矮, 但不如平行束的窄和规整, 前者宽0.00335,

表1 场系数表

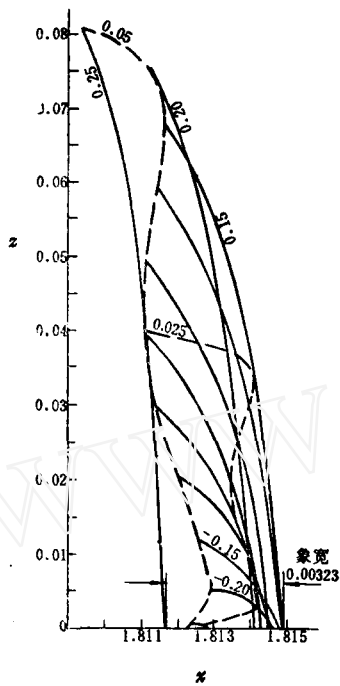
| n | C_n | | n | C_n | |
|---|-------------|-------------|----|-------------|------------|
| | 2号逼近场 | 3号逼近场 | | 2号逼近场 | 3号逼近场 |
| 0 | -0.01938786 | -0.01490433 | 7 | -0.44529901 | -1.0446053 |
| 1 | 0.27378095 | 0.30493285 | 8 | 2.2864483 | 0.25508445 |
| 2 | -1.7868413 | -1.7684901 | 9 | -0.47173014 | -4.7529758 |
| 3 | 3.7861107 | 2.1897619 | 10 | -0.37964395 | 4.9276355 |
| 4 | 1.3192797 | 8.0568037 | 11 | -0.75396604 | -1.9088621 |
| 5 | -6.9629472 | -19.461665 | 12 | 0.47437536 | 0.21365741 |
| 6 | 2.7492234 | 13.078019 | | | |

后者宽0.00323, 和一般对会聚束的认识并不一致。经过分析我们认为, 这和 R_T 的选择有关。为此我们调整了 R_T 。结果表明, 如当 $R_T=1.20$ 时象宽就降到0.00315(图7)。

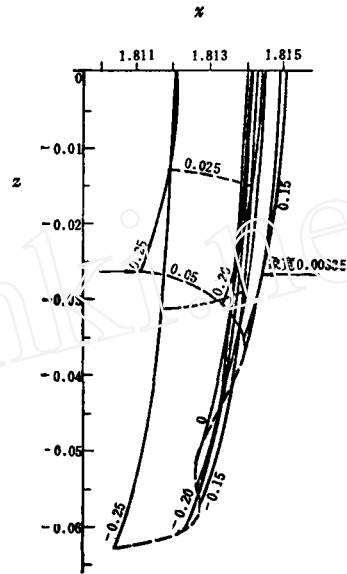
但我们对这一结果仍不感到满意, 因若将2号场和2号逼近场的平面束形(图6b, 图7d)加以比较就可以看到, 后者象宽要比前者增加了一半。显然, 这是逼近函数不能准确逼近原来的分布曲线, 使逼近曲线不如原来的曲线陡高造成的(图5)。按这一认识我们又对2号场作了修整, 让它更陡高些, 希望由此得到的逼近场比2号逼近场也陡高些。这就是3号方案。

(3) 3号方案及设计方案的确定 根据在2号场基础上修整得到的3号场, 我们计算了3号逼近场系数、逼近场分布、平面束形和空间束形。结果分别见表1, 图5和图8(这里需要说明一点, 即有些束形, 如图8平行束聚焦束形扭曲得比较厉害, 但实际接收口袋只能做成规整的形状, 因此对这种束形还要给出适合口袋加工的规整外形。为此所附加的线称为规整外形线)。从这些计算结果可以看到, 3号逼近场的分布曲线比2号的陡高, 平面象宽和会聚束象宽也比2号的窄, 分别为0.00272和0.00286, 但平行束象宽却加大到0.00435。这说明场曲线变陡变高对平行束成象是不利的。

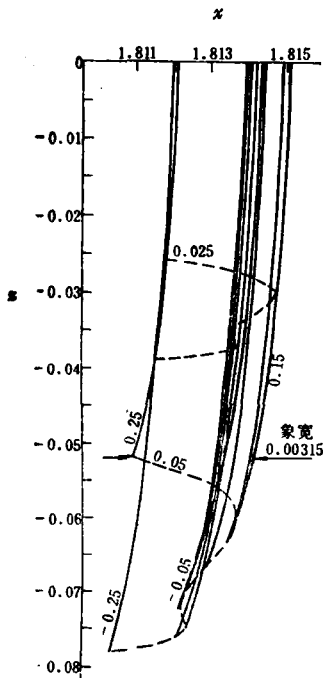
按照设计要求, 综合考虑2,3号逼近场中空间束形的计算结果(表2), 我们认为, 这两个场尽管都满足设计要求, 但3号场不如2号场好, 因为采用3号场对离子束的会聚半径要求比较高。因此, 确定选2号逼近场为F-3分离器条形磁垫片场改进的理论设计场。离子束的初始参数是: 横向张角 $|\alpha_0| \leq 14.5^\circ$, 半束高0.05, 束的纵向会聚半径1.48(2.6米, 和现有离子源电极系统曲率半径一致), 但允许大于这个值直至无穷(即平行束)。象的宽度和座标位置见表2, 而接收平面(由于不同质量离子束的象大体在一个平面上, 因此, 接收面就取平面)和 xz 平面的夹角则约 45° 。



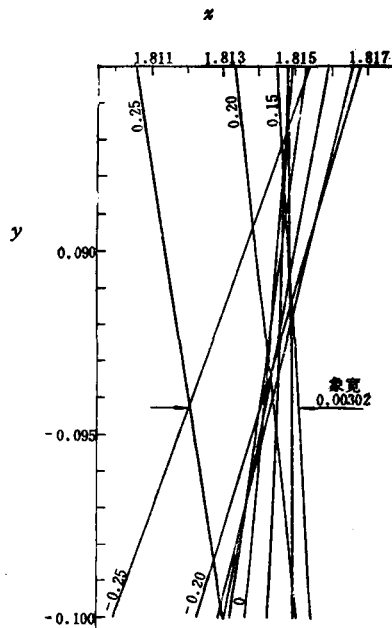
(a) 平行束聚焦束形($y = -0.0920$ 截面)



(b) $R_I = 1.48$ 会聚束聚焦束形($y = -0.0943$ 截面)



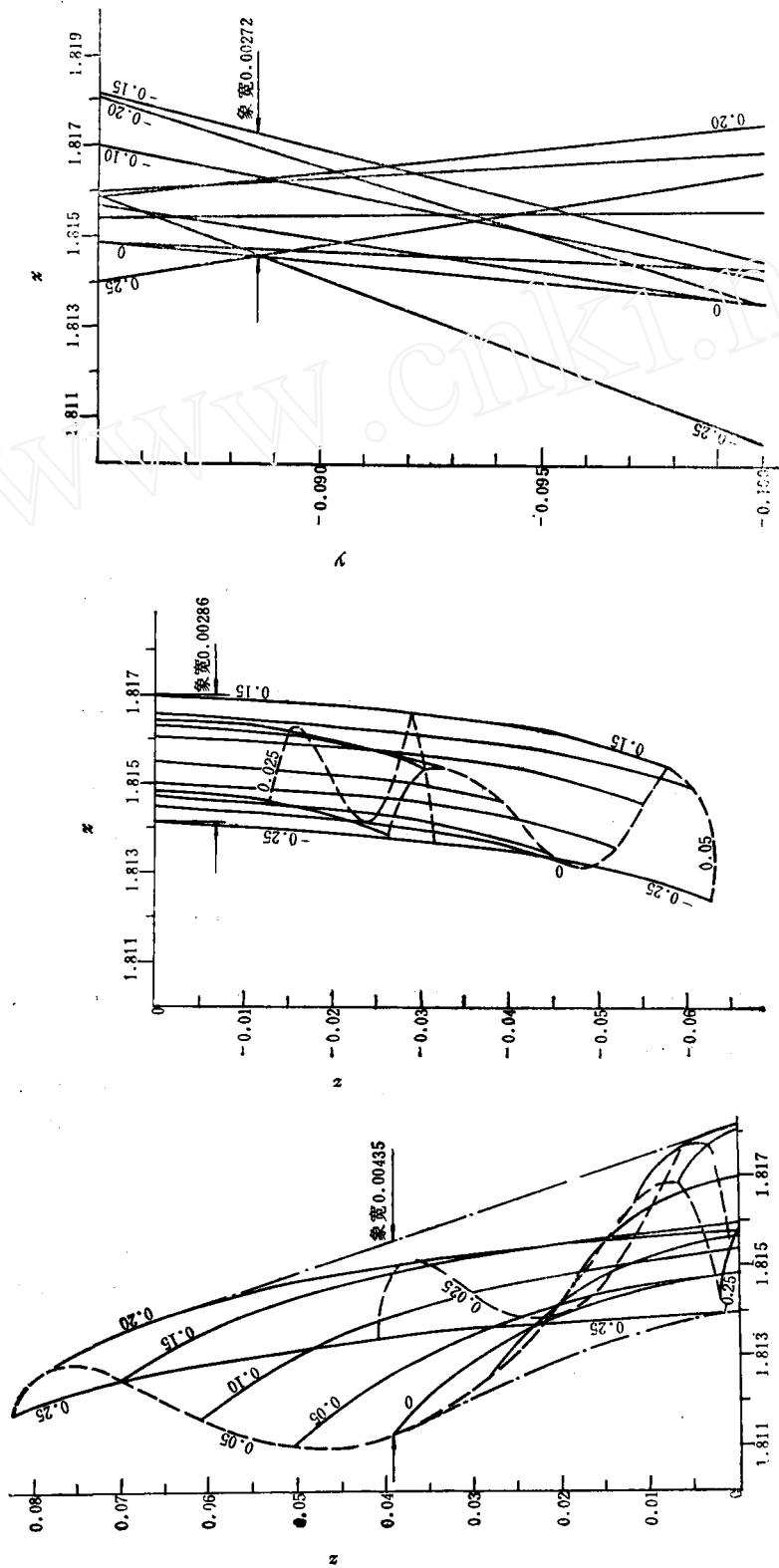
(c) $R_I = 1.20$ 会聚束聚焦束形($y = -0.0945$ 截面)



(d) 中心平面束形

图 7 2号逼近场束形

实线为等横向张角($u_0 = \sin \alpha_0$)线; 虚线为等高度(z_0)线。



(c) 中心平面束形

(b) $R_I = 1.48$ 会聚束聚焦束形 ($y = -0.0900$ 截面)

(a) 平行束聚焦束形 ($y = -0.0850$ 截面)

图 8 3 号逼近场束形

实线为等横向张角 ($u_0 = \sin \alpha_0$) 线, 虚线为等高度 (z_0) 线, 点划线为规整外形线。

表 2 2,3号逼近场的象参数

| 场号 | 束类别 | 会聚半径 R_I | 象中心的 z 座 | 象的 y 座标 | 象宽 | 象半高 |
|----|-----|---------------|------------|-----------|---------|----------|
| 2 | 平行束 | | 1.8133 | -0.0920 | 0.00323 | 0.08050 |
| 3 | 平行束 | | 1.8161 | -0.0850 | 0.00435 | 0.08216 |
| 2 | 会聚束 | 1.20 | 1.8135 | -0.0945 | 0.00315 | -0.07808 |
| 2 | 会聚束 | 1.48 | 1.8135 | -0.0943 | 0.00335 | -0.06293 |
| 3 | 会聚束 | 1.48 | 1.8150 | -0.0900 | 0.00286 | -0.06283 |

5. 垫片设计

上面我们已经确定了满足束聚焦要求的理论设计场。很显然，为了形成这种场就需要设计具有一定形状的极面。当中间平面上垫片场以 $b_s(y, 0) = \sum_{n=0}^{12} C_n y^n$ 表示时，不难导出无扰场和垫片场的总标量位 V

$$V(y, z) = z + \sum_{n=0}^{12} \frac{C_n}{n+1} (y^2 + z^2)^{(n+1)/2} \sin[(n+1)\arctg(z/y)], \quad (21)$$

式中右端第一项是无扰场的标量位，求和号下的是垫片场的标量位。

若给定空间某一特定点 (\bar{y}, \bar{z}) ，则由式(21)即可得到通过该点的等位面方程

$$V(y, z) = V(\bar{y}, \bar{z}). \quad (22)$$

F-3 分离器磁感应强度不超过 3000 高斯，因此可以近似认为材料的磁导率无穷大，极面就是等磁位面。于是，由式(22)即可求出通过点 (\bar{y}, \bar{z}) 的极面形状。这个极面和真空室盖板内表面之间的部分就是需要垫补的垫片。

就上半平面而言（由于场的平面对称性，考虑半平面就可以了），若令 \bar{y} 是 $b_s(y, 0)$ 最大值相应的座标，那么 \bar{z} 就是极间隙半高度的最小值。很显然，为了使极间隙大些， \bar{z} 应取得尽可能地大，但应保证极面最高点不超过真空室上盖板的内高 ($z=0.2$ 米)，否则将出现需要盖板“挖铁”的现象。

根据这些要求，经过多次试算我们确定理论设计场的极面特定点 $\bar{y}=1.3440$ 米， $\bar{z}=0.1756$ 米。图 9 给出的就是通过这个点的极面形状。由于场系数是在使用归一化长度的情况下得到的，因此计算中代入式 (22) 的座标应预先进行归一 ($R_0=1.75$ 米)。

由图可见，极面形状还是比较理想的。有相当一段 $z=0.200$ 米的平区，而 $z<0.200$ 米的区域，即需要垫补的区域宽 1.4 米。至于极面形状在两侧高于 0.2 米，并不表明真空室盖板需要“挖铁”，而恰恰说明设计场在一定程度上反映了实际极面的有限宽度，但并不准确。为了简化设计，我们对这部分边缘区问题就不再做深入的讨论，而按上述极面形状确定垫片。如果由此形成的场分布在边缘区不符合设计要求，就通过边缘局部垫补的方法加以解决。

显而易见，上面给出的垫片形状是曲面，或就其断面来说是曲线，不便于加工。因此我们确定，用一系列折线段来替代曲线。综合考虑加工条件和束聚焦对场分布的要求，这一替代应满足：

- (1) 折线段数尽量少；
- (2) 垫片最薄的地方不得薄于加工允许值；

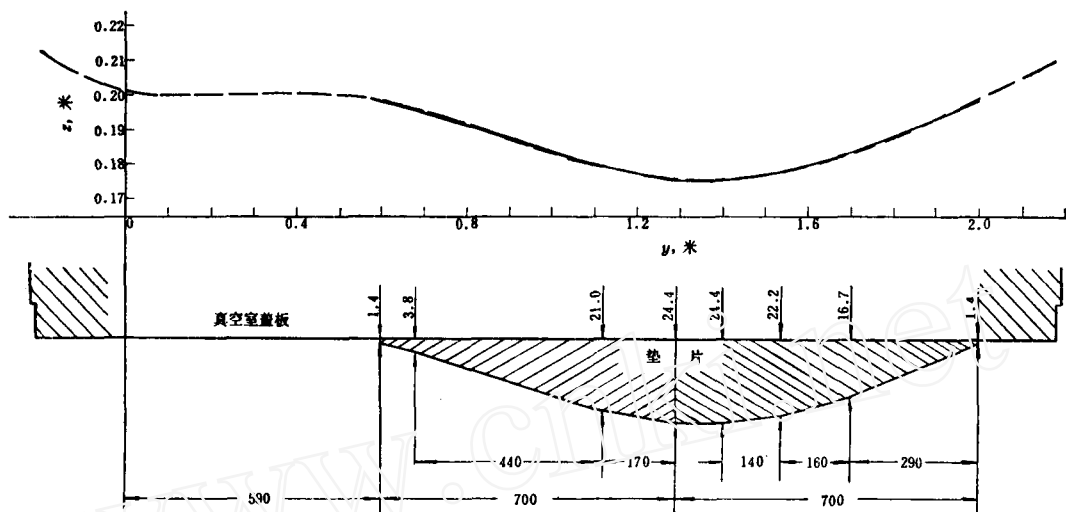


图 9 极面形状与垫片尺寸

上图——极面形状曲线(虚线)及其近似折线(实线);
 下图——折线化实际垫片尺寸(单位为毫米)。

(3) 折线化后的垫片与折线化前的相比,厚度差是正负相间的,正区间和负区间的宽度都小于半间隙值(0.2米),以利于垫片折线化引起的场误差的补偿,从而可以放宽对厚度差的要求,减少折线段数。

根据上述考虑,我们给出了由七段折线组成的均方根厚度差0.2毫米的实际垫片(图9)。垫片全宽1.400米,根据加工条件,由宽各0.700米的两部分拼成。垫片最厚24.4毫米,最薄1.4毫米。

6. 场的允许误差和垫片公差

由于垫片在加工和安装过程中的尺寸和定位误差,上下垫片间的间隙就和设计值不符。因而实际场分布也和设计有偏离,进而影响束聚焦性能。很显然,为了保证束聚焦,就必须对垫片加工和安装提出公差要求。

就相对质量差0.01的相邻同位素束而言,由于理论设计象宽 $\approx (1/3)D$,因此在理想情况下,它们的象的间距为 $(2/3)D$ 。很显然,分离器各种参数误差(例如还有垫片折线化引起的场分布改变,磁场和加速电压随时间的起伏等)引起的象宽增加不能超过这个极限值。通常我们规定每种参数误差引起的象宽增加不得超过上述极限值的1/10,即 $(2/30)D \approx 6 \times 10^{-4}$ 。

由于垫片加工、安装误差往往是局部的,因而引起的场误差延伸范围大体上等于极间隙值。为此,我们利用式(5)计算了幅值为 ± 0.001 的上述场误差出现在 y 轴某一些典型位置上时象宽的变化。结果表明,象宽变化均不超过上述允许值。因此我们认为, ± 0.001 的局部场误差是允许的。与此相应的间隙允许变化量 $\approx \pm 0.001$ 间隙值,对F-3分离器即约 ± 0.4 毫米。如果这个量平均地分配给垫片加工和安装误差,那么它们都将 $\approx \pm 0.2$ 毫米。于是,对上下每一块垫片来说,引起间隙变化的加工和安装公差均定为 ± 0.1 毫米。

同时,根据上述场的允许误差,我们还确定对场测量准确度的要求为0.001。