

## 讲 座

(续上期)

# 高分辨磁谱仪系统设计纲要(下)

阎 辰

## 六、RAYTRACE 计算方法

由于磁谱仪光学系统具有相当大的相空间体积,且由于运动学效应,传输过程中相空间体积不守恒,近轴光学方法已不适用。RAYTRACE 方法就是用数值方法求解一束具有物理特征参数的射线在特定磁场中的运动方程,而用这组射线的轨迹在系统空间中的交越确定系统的光学性质。比起近轴光学的矩阵运算,RAYTRACE 是严格解。

**1. RAYTRACE 的场形假设** 求解轨迹运动方程最方便的是当地场具有解析形式,能进行微分展开。RAYTRACE 假设:

- (1) 均匀场区绝对均匀,即  $B_y = B_0$ 。
- (2) 若是梯度场,则是理论上  $n \neq 0$  的梯度场。
- (3) 沿中间平面分布的边缘场取:

$$B_y/B_0 = h(S) = \frac{1}{(1 + e^S)}, \quad S = \sum_{i=0}^n c_i s^i$$

的形式,对不同结构磁极可拟合出  $S$  的系数组。

(4) 离开中间面在  $(x, y, z)$  点的磁场分量  $B_x, B_y$  与  $B_z$  可以用场表达式在  $(x, 0, y)$  点  $y$  方向的泰勒展开计算。

经大量实验测量证明,以上诸假设在相当准确程度上反映了场的真实情况,而且大大简化了计算,这是 RAYTRACE 成功处之一。

**2. RAYTRACE 计算的参考坐标系** 如图 8 所示,假定一条中心能量射线以冲量近似条件通过磁系统。以二极磁铁为例,在有效场边界 (EFB) 内,轨迹为圆弧,在 EFB 外,则为直线。为便于计算,把积分区域化为五个子域,即漂移,边缘场 (入口),均匀场,边缘场 (出口) 与漂移区。由此,RAYTRACE 计算与磁系统的几何安排密切相关,如实测系统几何 (包括 EFB 的位置) 偏离原设计值,必须设法把实测几何转换到原坐标系内方能计算出反映真实情况的象差系数。

**3. RAYTRACE 计算所采用的射线族** 初始射线族是维系核反应的运动学特征与系统离子光学功能的唯一桥梁。如图 9 所示,假设点源,则由诸条射线  $(\theta, \phi, \xi = \frac{\Delta p}{p_0})$  集合定义出接受口径与初始相空间形状。诸线的动量偏差由具体核反应运动学算出。射线数目可采用 6, 14, 44, 系统终端的象差系数将由这些射线的交越定出。

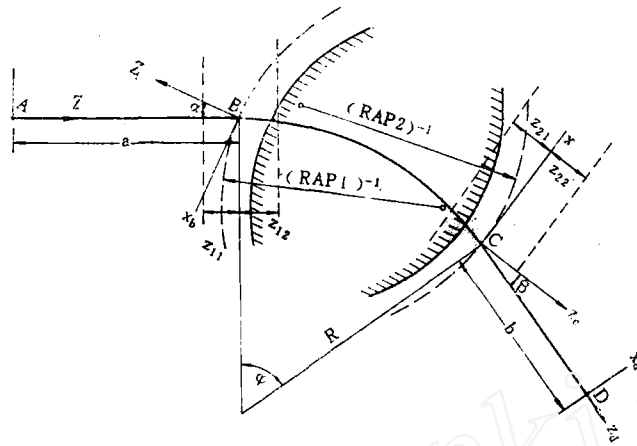


图 8 RAYTRACE 计算中,用于定义二极磁铁诸参数的中心能量线(ABCD)坐标系

实际上,EFB为弧形边界加上  $\Delta z$  的高次修正。

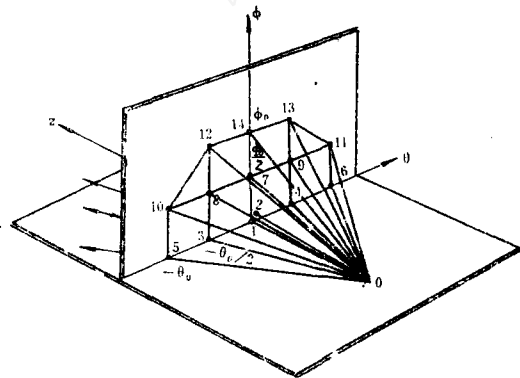


图 9 点源的射线族

下半空间有对称部份,总射线数为 28,  $0z$  为中心能量线。

入口与出口的二次曲率,以倒数  $RAP=R^{-1}$  表示;入口与出口的高次边界对二次曲率的修正:

$$\Delta z = -R \left[ S_3 \left( \frac{x}{R} \right)^3 + S_4 \left( \frac{x}{R} \right)^4 + \dots + S_8 \left( \frac{x}{R} \right)^8 \right], \quad (18)$$

以  $[s]$  系数组表示。

四极,多极元件也具有相同形式的定义,但修正量不多。

5. 象差系数的表述 图 9 给出以  $\theta$  角为横轴,  $\phi$  角为纵轴的一簇入射射线,以  $x_i$  表示第  $i$  根线的终点坐标,并设  $\theta_{max}=2\theta_0$ 。

$$\begin{cases} x_3 = (x/\theta^2)\theta_0^2 + (x/\theta^3)\theta_0^3 + (x/\theta^4)\theta_0^4 + (x/\theta^5)\theta_0^5, \\ x_4 = (x/\theta^2)\theta_0^2 - (x/\theta^3)\theta_0^3 + (x/\theta^4)\theta_0^4 - (x/\theta^5)\theta_0^5, \end{cases}$$

则

$$\begin{cases} x_3 + x_4 = 2(x/\theta^2)\theta_0^2 + 2(x/\theta^4)\theta_0^4, \\ x_3 - x_4 = 2(x/\theta^3)\theta_0^3 + 2(x/\theta^5)\theta_0^5. \end{cases}$$

4. 二极磁铁在 RAYTRACE 中的定义 除去与 TRANSPORT 相同定义的偏转角  $\phi$ , 出入口转角  $\beta$  与  $\alpha$ , 迴转半径  $R$  (对中心能量射线), 相对于中心能量线的磁场强度, 左右漂移长度  $A$  与  $B$ , 气隙  $D$  外, 还有: 入口与出口边的边缘场; 分别以不同结构的  $[C_i]$  系数表示。入口与出口边缘场中常数场值存在的修正  $BR$ ; 由于边缘场作用使中心线平移的修正  $XC$   $R$ ; 磁极曲边界对 EFB 位置的修正量  $DE$   $LS$ , 凸磁极边界  $DELS$ , 为负值, EFB 向磁极内移。凹磁极为正值, EFB 外移;

同理有:

$$\begin{cases} x_5 = 4(x/\theta^2)\theta_0^2 + 8(x/\theta^3)\theta_0^3 + 16(x/\theta^4)\theta_0^4 + 32(x/\theta^5)\theta_0^5, \\ x_6 = 4(x/\theta_2)\theta_0^2 - 8(x/\theta^3)\theta_0^3 + 16(x/\theta^4)\theta_0^4 - 32(x/\theta^5)\theta_0^5, \end{cases}$$

则

$$\begin{cases} x_5 + x_6 = 8(x/\theta^2)\theta_0^2 + 32(x/\theta^4)\theta_0^4, \\ x_5 - x_6 = 16(x/\theta^3)\theta_0^3 + 64(x/\theta^5)\theta_0^5. \end{cases}$$

合併诸式可得到:

$$\begin{cases} (x/\theta^2) = \frac{1}{24\theta_0^2} [16(x_3 + x_4) - (x_5 + x_6)], \\ (x/\theta^4) = \frac{1}{24\theta_0^4} [(x_5 + x_6) - 4(x_3 + x_4)], \\ (x/\theta^3) = \frac{1}{48\theta_0^3} [32(x_3 - x_4) - (x_5 - x_6)], \\ (x/\theta^5) = \frac{1}{48\theta_0^5} [(x_5 - x_6) - 8(x_3 - x_4)]. \end{cases} \quad (19)$$

同理, 应用  $x_8 - x_3 - x_7$ ;  $x_9 - x_4 - x_7$ ;  $x_{10} - x_5 - x_7$  与  $x_{11} - x_6 - x_7$  的加减运算可以得出:

$$\begin{cases} (x/\theta^2\varphi^2) = \frac{1}{2\theta_0^2\varphi_0^2} [x_8 + x_9 - x_3 - x_4 - 2x_7], \\ (x/\theta^3\varphi^2) = \frac{1}{12\theta_0^3\varphi_0^2} [-2(x_4 + x_8 - x_3 - x_9) + x_6 + x_{10} - x_5 - x_{11}], \\ (x/\theta\varphi^4) = \frac{1}{12\theta_0\varphi_0^4} [x_{13} - x_3 - x_{12} - 4(x_8 - x_3 - x_7)], \\ (x/\theta\varphi_2) = \frac{1}{12\theta_0\varphi_0^2} [-11x_3 + 8x_4 + x_5 - x_6 - 4x_7 + 12x_8 - 8x_9 - x_{10} + x_{11} + x_{12} - x_{13}], \\ (x/\theta^2\varphi^2) = \frac{1}{8\theta_0^2\varphi_0^2} [x_{13} + x_{14} - x_3 - x_4 - 2x_{12}], \\ (x/\theta\varphi^2) = \frac{1}{120\theta_0\varphi_0^2} [-33x_3 + 3x_4 + 6x_5 - 6x_6 - 40x_7 + 28x_8 + 12x_9 - 6x_{10} + 6x_4 + \\ 10x_{12} + 5x_{13} - 15x_{14}]. \end{cases} \quad (20)$$

其中  $(x/\theta^2\varphi^2)$  项与  $(x/\theta\varphi^2)$  项可用两种方式求出。为归一化系数, 把  $(x/\theta^n\varphi^m)$  项乘以  $10^{3(n+m)}/R$  因子。

## 6. RAYTRACE 计算的输出信息

- (1) 每根射线在磁系统内运动轨迹, 分别由在偏转平面与垂直平面的投影表示。
- (2) 由中心射线 1 与近轴射线 2 定义焦面 (点) 位置, 由诸线在此坐标系内的交越情况定出焦点星的线型与密度分布。
- (3) 由诸能量点的焦点在光轴系统 (即中心能量线坐标系) 中的坐标定出焦面的形状与方位。
- (4) 由输出象差表得出诸次象差系数与一次传输系数。

图 10 给出 QMG/2 磁谱仪一个能量点的射线量, 小图给出由五个能量点的诸射线族焦点  $(x/\theta=0)$  定出的焦面形状。

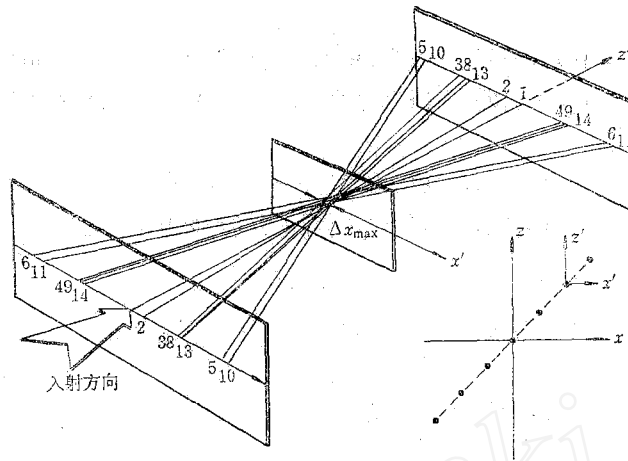


图 10 一个能量点的射线是在  $xz$  平面上的投影  
每一能量点的 1, 2 线定出光轴系统  $x'z'$ , 由诸焦点定出焦面。

### 七、实测场形的 RAYTRACE 参数化

RAYTRACE 计算所采用的参考系是由一条冲量近似下的假想中心能量射线所决定的。实测场形如保持原参考系, 则难以描绘实测 EFB, 而简单代入实测参数则会定义出一个实际不存在的新系统。为解决这种特殊困难, H.A.Engel<sup>[3]</sup> 提出维持原计算坐标系不变而用磁极边界形状修正量  $\Delta S$  模拟 EFB 位移的简便方法。但当磁极边界曲率大时会产生较大偏差, 这是因为  $\Delta S$  仅是沿边界曲率的径向修正而非平移。故  $\Delta S$  模拟仅适用于小曲率或直边界。

1. 实测均匀场与边缘场的参数化 当均匀度好于  $10^{-3}$ , 可用恒场值计算, 不必用测量值内差逐点代入。这是因为测量值内插的误差与  $10^{-3}$  均匀度引起的偏差属同一量级。

由于边缘场分布的高度非线性, 常用直接查找的非线性拟合<sup>[4-6]</sup> 得到高质量的配合曲线, 拟合最大绝对误差为  $h(S)_{\text{计算}} - h(S)_{\text{实测}} = 0.006$ , 平均诸点均方根偏差为 0.0035。由此, 数值代入测量场值是不必要的。

2. 中心能量线是实测 EFB 中的冲量近似解 如图 11 设原参考中心轨道半径为  $\rho_0$ , 由初始条件  $(x_0, \theta_0)$  发射一条动量偏差为  $\gamma = \frac{\Delta p}{p_0}$  的射线 A, 则 A 射线可以由位移  $x_3$  与转角  $\theta_3$  确定。求解  $x_3, \theta_3$  分三步:

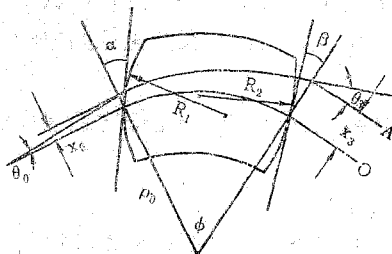


图 11 求任一条轨迹参数的光学系统

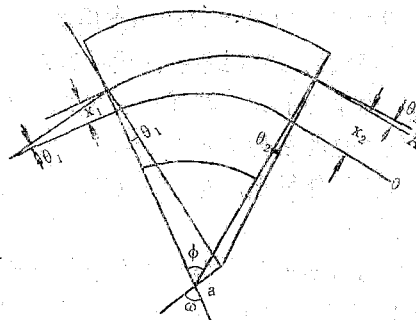


图 12 正交边界楔形铁的轨迹求解

(1) 正交边界楔形磁铁的求解 (图 12)。由三角关系可导出:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1+x_1}{\sin(\omega+\theta_1)} &= \frac{a}{\sin\theta_1} = \frac{1+\gamma}{\sin\omega}, \\ \frac{1+x_2}{\sin(\omega-\phi+\theta_2)} &= \frac{1+\gamma}{\sin(\omega-\phi)} = \frac{a}{\sin\theta_2}. \end{aligned} \right\}$$

得出:

$$\begin{cases} x_2 = x_1 \cos\phi + \theta_1 \sin\phi + \gamma(1-\cos\phi) - \frac{1}{2}x_1^2 \sin^2\phi + \frac{1}{2}\theta_1^2 \cos\phi(1-\cos\phi) \\ \quad - \frac{1}{2}\gamma^2 \sin^2\phi + x_1\theta_1 \sin\phi \cos\phi + x_1\gamma \sin^2\phi + \theta_1\gamma \sin\phi(1-\cos\phi), \\ \theta_2 = -x_1 \sin\phi + \theta_1 \cos\phi + \gamma \sin\phi - \frac{1}{2}\theta_1^2 \sin\phi - \gamma^2 \sin\phi + x_1\gamma \sin\phi. \end{cases} \quad (21)$$

(2) 入口转角  $\alpha$  与曲边界对射线的效应, 如图 13 所示。

由

$$\begin{cases} x = z\theta_0 + x_0, \\ (z - R_1 \cos\alpha)^2 + (x + R_1 \sin\alpha)^2 = R_1^2, \\ \{z - [z_A + (1+\gamma)\sin\theta_0]\}^2 + \{x - [x_A - (1+\gamma)\cos\theta_0]\}^2 = (1+\gamma)^2, \end{cases}$$

得出:

$$\begin{cases} x_1 = x_0 - \frac{1}{2}x_0^2 \tan^2\alpha, \\ \theta_1 = x_0 \tan\alpha + \theta_0 + \frac{1}{2}\left(\frac{x_0^2}{R_1}\right)\sec^3\alpha + x_0\theta_0 \tan^2\alpha - x_0\gamma \tan\alpha. \end{cases} \quad (22)$$

(3) 出口边转角  $\beta$  与曲边界的效应。如图 14, 可得方程组:

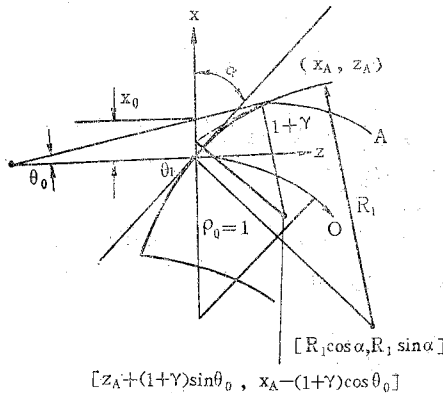


图 13 入口转角与曲边对轨迹的影响

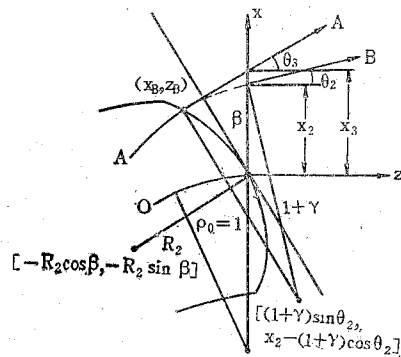


图 14 出口转角与曲边对轨迹的影响

$$\begin{cases} x_3 = x_B - z_B\theta_3, \\ (z + R_2 \cos\beta)^2 + (x + R_2 \sin\beta)^2 = R_2^2, \\ [z - (1+\gamma)\sin\theta_2]^2 + \{x - [x_2 - (1+\gamma)\cos\theta_2]\}^2 = (1+\gamma)^2. \end{cases}$$

$$\theta_3 = -\frac{[z_B - (1+\gamma)\sin\theta_2]}{\{x_B - [x_2 - (1+\gamma)\cos\theta_2]\}} \equiv \frac{dx}{dz} \Big|_{z=z_B}$$

可得出:

$$\begin{cases} x_3 = x_2 + \frac{1}{2}x_2^2 \tan^2 \beta, \\ \theta_3 = x_2 \tan \beta + \theta_2 - \frac{1}{2}x_2^2 \tan^3 \beta + \frac{1}{2}(x_2^2/R_2)\sec^3 \beta - x_2\theta_2 \tan^2 \beta - x_2\gamma \tan \beta. \end{cases} \quad (23)$$

### 3. 中心能量线取向变化引起的角度关联变化

- (1) 入口 EFB 内缩使偏转角  $\phi$  减小, 出口转角  $\beta$  减小而入口转角  $\alpha$  不变。
- (2) 出口 EFB 内缩使偏转角  $\phi$  减小, 出口转角  $\beta$  减小。
- (3) 对两块直边磁铁, 由于  $\alpha_2 + \beta_1 = \text{恒量}$ , 故  $\Delta\beta_1 \equiv -\Delta\alpha_2$ , 即角度变化以负增量传递。

### 4. 高次边界系数的变换

$$\Delta z = -R \left[ s_3 \left( \frac{x}{R} \right)^3 + s_4 \left( \frac{x}{R} \right)^4 + \dots + s_8 \left( \frac{x}{R} \right)^8 \right].$$

设  $R = aR'$ ,  $x = x' + b$ , 展开上式则有:

$$\begin{cases} s'_3 = \frac{s_3}{a^2} + 4 \frac{s_4}{a^3} \frac{b}{R} + 10 \frac{s_5}{a^4} \frac{b^2}{R^2} + 20 \frac{s_6}{a^5} \frac{b^3}{R^3} + 35 \frac{s_7}{a^6} \frac{b^4}{R^4} + 56 \frac{s_8}{a^7} \frac{b^5}{R^5}, \\ s'_4 = \frac{s_4}{a^3} + 5 \frac{s_5}{a^4} \frac{b}{R} + 15 \frac{s_6}{a^5} \frac{b^2}{R^2} + 35 \frac{s_7}{a^6} \frac{b^3}{R^3} + 70 \frac{s_8}{a^7} \frac{b^4}{R^4}, \\ s'_5 = \frac{s_5}{a^4} + 6 \frac{s_6}{a^5} \frac{b}{R} + 21 \frac{s_7}{a^6} \frac{b^2}{R^2} + 56 \frac{s_8}{a^7} \frac{b^3}{R^3}, \\ s'_6 = \frac{s_6}{a^5} + 7 \frac{s_7}{a^6} \frac{b}{R} + 28 \frac{s_8}{a^7} \frac{b^2}{R^2}, \\ s'_7 = \frac{s_7}{a^6} + 8 \frac{s_8}{a^7} \frac{b}{R}, \\ s'_8 = \frac{s_8}{a^7}. \end{cases} \quad (24)$$

## 八、核反应中的运动学效应与水平偏转型谱仪的运动学修正

由于核反应中的运动学关系, 发射粒子的动量与发射角有关, 于是在磁谱仪接受立体角内被分析粒子在焦面上呈现展宽的位置谱, 称此展宽为运动学展宽, 也称为多普勒展宽。

由两体反应能量与动量守恒可导出出射粒子能量:

$$E_3 = A[\cos \theta \pm \sqrt{B - \sin^2 \theta}]^2 \quad (\text{如 } B > 1, \text{ 取正号}) \quad (24)$$

这里,

$$\begin{cases} A = E_1 \frac{m_1 m_3}{(m_1 + m_2)(m_3 + m_4)} \\ B = \frac{m_4}{m_1 m_3} \left[ m_2 \left( 1 + \frac{Q}{E_1} \right) + m_1 \frac{Q}{E_1} \right], \end{cases}$$

$\theta$  是反应能;  $E_1$  是投射粒子能量;  $m_3, m_4, m_1$  与  $m_2$  分别是出射粒子余核入射粒子与靶核质量。以谱仪标称接受角  $\theta_0$  为中心角作  $\Delta\theta = \theta - \theta_0$  的泰勒展开, 有:

$$\begin{cases} p(\theta) = p_0 + \frac{dp}{d\theta}(\theta_0)\Delta\theta + \frac{1}{2} \frac{d^2p}{d\theta^2}(\theta_0)\Delta\theta^2 + \dots, \\ \Delta p = p(\theta) - p_0, \\ \frac{\Delta p}{p_0}(\theta_0, \Delta\theta) = k_1\Delta\theta + k_2\Delta\theta^2 + \dots. \end{cases} \quad (26)$$

$$\begin{cases} k_1 = \frac{1}{p_0} \frac{dp}{d\theta} = \frac{1}{2E_0} \frac{dE}{d\theta} = \frac{-\sin\theta}{\pm\sqrt{B-\sin^2\theta}}, \\ k_2 = \frac{1}{2p_0} \frac{d^2p}{d\theta^2} = \frac{1}{2} \left( K_1^2 = \frac{dk_1}{d\theta} \right) = \frac{1}{2(B-\sin^2\theta)} \left[ \sin^2\theta \pm \frac{-B\cos\theta}{\sqrt{B-\sin^2\theta}} \right], \end{cases} \quad (27)$$

$k_1$  称为运动学因子,  $k_2$  称为二次运动学因子。

**1. 运动学效应对水平偏转型谱仪的影响** 考虑一次运动学效应后,  $\delta = \frac{\Delta p}{p}(\theta_0, \Delta\theta) = \delta_0 + k_1\theta_0$ , 则点-点聚焦条件变为  $(x/\theta) + (x/\delta)k_1 = 0$ 。焦点的运动学位移量为:

$$e_k = \frac{-M_{x0}k_1D_0}{1 + (\theta/\delta)M_{x0}k_1}. \quad (28)$$

若欲维持焦点不动, 则要求增加四极场, 其焦距的倒数为:

$$g_n = \frac{k_1D_0}{(x/\theta)_2[(x/\theta)_1 + (x/\delta)_1k_1]}. \quad (29)$$

偏转平面放大倍数  $M_x$  也要相应修正为:

$$M_x = M_{x0} \frac{(x/x_0)_1k_1D_0}{(x/\theta)_1 + (x/\delta)_1k_1}. \quad (30)$$

色散相应修正为:

$$D = \frac{(x/\theta)_1D_0}{(x/\theta)_1 + (x/\delta)_1k_1}. \quad (31)$$

脚标 1, 2 分别表示以靶到四极与由四极到焦点。 $M_0$  与  $D_0$  分别是当  $K_1 \equiv 0$  时的放大倍数与色散。

众所周知, 一次运动学效应引起焦面平移, 二次效应是聚焦线的转动即改变焦面角, 高次效应引起焦面形状的变化。在较大  $k$  值时, 必须考虑高次运动学效应的修正, 否则象线度, 焦面位置与角度, 焦面形状都要被破坏。

**2. 垂直偏转型谱仪的运动学效应** 在这种条件下聚焦条件改为  $(x/\theta)\theta_0 + (x/\delta)\phi_0k_1 = 0$ , 虽然看上去避免了在偏转平面中张角的影响, 但本来无关的  $\theta_0$  与  $\phi_0$  却彼此耦合, 对有限色散的谱仪, 难以满足这种条件。人们常用二维位置灵敏计数器与专用来进行轨迹跟踪计算的计算机相联以进行修正。

**3. 运动学修正的方法** 系统对  $\Delta\theta$  的  $m$  次象差可以用沿该粒子轨迹场积分  $\int B ds$  (正比于  $\Delta\theta^m$ ) 进行修正, 而在偏转平面内粒子运动的水平坐标  $x$  又正比于  $\Delta\theta$ , 所以求场积分的变化可以用几种方式得到:

(1) 二极磁铁出入口边界曲率变化:

$$B \cdot \Delta Z_D(x) \sim x^m;$$

(2) 附加纯多极场,  $B_y(x) \sim x^m$ .

一次运动学效应由四极修正, 相当于 $(x/\theta)$ 项。二次效应则由六极修正, 相当于 $(x/\theta^2)$ 与 $(x/\theta\delta)$ 项。完全的运动学修正可由场形为

$$B_y(x) \sim \sum_{m=1}^{m_{\max}} c_m x^m$$

的多极场修正。必须指出, 所谓“完全的修正”仅对中心能量一点而言, 越到量程两端, 修正越差。对于大 $K$ 值的核反应, 焦面两端(或一端)分辨变劣, 焦面角改变与焦面变弯是不足怪的。

## 九、谱仪的二极磁铁结构

磁铁设计的目的在于得到较大均匀场区与高度置场重复性。多数低能核反应磁谱仪使用场强在 0.1—1.8 T 之间。

TRIM<sup>[7]</sup>, NUTCRACKER<sup>[8]</sup>, POISSON<sup>[9]</sup>与 BIM<sup>[10]</sup>等都是在给定磁铁结构下计算二维场分布的静磁程序。由于方法不同, 适用对象亦略有区别。TRIM 是有限元的微分求解, 适于给定边界对称磁铁计算, BIM 是边界积分计算, 适于形状简单大气隙磁铁。

设计高质量磁铁可考虑:

(1) 使用高质量的低碳钢, 经过最佳退火处理使晶粒生长均匀。极头材料要经过超声检验以探测是否有气泡与杂质存在。在加工极面时要讲究走刀图形以减少退火性质的损失。

(2) 平衡形绕组可使返铁磁阻在磁极头不同区域保持均匀。

(3) 多数人认为, 磁极的 Rogowski 倒角远比直角优越。一是极头区的等势面与极面平行, 二是在较高场强下(1—1.8 T)有效长度变化明显减少。倒角几何如图 4。

(4) Purcell 过滤器<sup>[11]</sup>。在极片与轭铁间留有一小空隙使返回路程差减少, 也减少了由磁力引起的机械变形。见图 4。

(5) 多数精密磁谱仪在磁铁出入口采用场钳短路磁场, 使线圈与返回轭铁位置对 EFB 的影响减少。可移动型场钳还可用来微调 EFB 位置, 场钳移动对 EFB 移动比约 0.05~0.10。

以上是针对静磁效应采取的措施, 现考虑磁滞与涡流的动态影响。磁滞效应使磁场分布与所加的置场电流的过程有关, 从而会破坏置场重复性。而快速励磁会产生涡流, 即在初始时由于气隙磁阻高, 场被迫沿极头表面分布, 引起局部饱和。尽管涡流衰减, 但由于各区域场分布形成历史不同磁化状况亦不同, 破坏了场的均匀性。典型的涡流衰减时间为几分钟。为克服上述效应的影响而得到置场重复性, 可采取下列措施:

(1) 合理的励磁程序。在磁滞回线上方, 当电流减小时磁场仍维持不变, 此处铁磁阻最低。如把场加至饱和点再减少电流直至期待值, 可使涡流效应最小。也发现电流先调到略低于期待值的位置再调到期待值的方法可得到较好的均匀场。实用的最佳励磁程序如图 15 所示。

(2) 高导磁率材料的使用。常规磁铁矫顽力  $H_c = 1.0$  Oe, 铁镍各半的(Hipermet-49 或 Al-4750)合金可达  $H_c \leq 0.07$  Oe。由于极头磁化与矫顽力  $H_c$  成正比, 使用高导磁率物质可以大大改善微分滞后效应。图 16 给出 MIT 电子散射谱仪的极头剖面。为经济起见, 极



头镍钢部分仅 2—3 英寸厚。极头与极座间又构成第二个 Purcell 过滤器。

(3) 在平行于粒子方向距极面二分之一气隙处植入电流线圈，在极头表面给一正切励

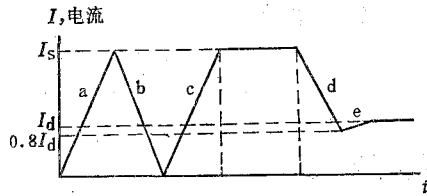


图 15 典型的励磁程序

$I_s$  为达到饱和时电流值;  $I_d$  为期待值;  $\frac{dB}{dt}$

(a, b, c)  $\approx 220\text{G/s}$ ;  $\frac{dB}{dt}$  (d, e) =  $40\text{G/s}$ 。

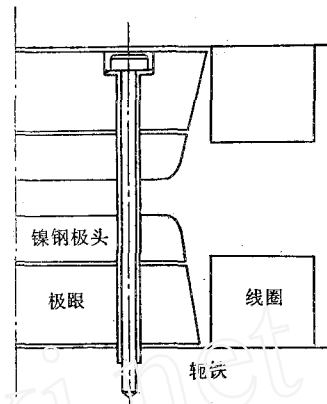


图 16 MIT 能量损失型电子散射谱仪的极头结构

磁分量。由 LAMPF 模型磁铁的实测结果<sup>[12]</sup>可见，对均匀度  $10^{-3}$  的磁铁， $H_z$  绕组可使均匀度达  $2 \times 10^{-5}$ 。 $H_z$  绕组如图 17 所示。

(4) 迭铁结构。多层的迭铁结构虽无助于减少涡流，但可明显减少置场时间常数。

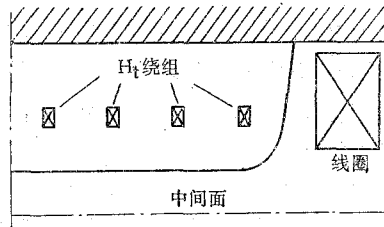


图 17  $H_z$  绕组

### 参 考 文 献

- [4] R. Hooke & T. A. Jeeves, *J. Assoc. Comput. Mach.*, 8, 212 (1961).
- [5] 小山谨二, 笹本宣雄, JAERI-M 5133.
- [6] K. Sφc. Hφjberg, Risφ-M-1520.
- [7] J. S. Colonias & J. H. Dorst, UCRL-16382 (1965).
- [8] E. A. Burfine et al., SLAC-56 (1966).
- [9] A. M. Winslow, *J. Comput. Phys.*, 1, 149 (1967).
- [10] A. G. Armstrong et al., RL-78-88.
- [11] Y. Okuma et al., *Nucl. Instrum. Methods*, 102, 317 (1972).
- [12] K. Halbach, *ibid.*, 107, 515 (1973).

(编辑部收到日期: 1983 年 8 月 10 日)