

永磁多极磁体的一种新型设计

徐建铭 徐清

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文提出了沿方位角调变永磁体厚度,以形成多极磁场的新型永磁磁体的设计,并给出了理想情况下二维场的分布形式。

利用永磁材料建造的多极磁体在加速器技术、核磁断层成像技术及永磁电机等方面的应用日益广泛。目前通用的永磁磁体设计大致分为两种。一种是组合型的^[1],即靠铁磁材料制成的磁极来保证磁场的分布形式,永磁材料只是用来代替励磁安匝,提供需要的磁势。另一种设计则是完全靠永磁材料来形成所需要的磁场^[2,3],这种设计是靠沿方位角调变永磁材料的磁化方向来形成所需要的磁场分布。图1是这种磁体的断面示意图,图中所示是一个四极磁体。

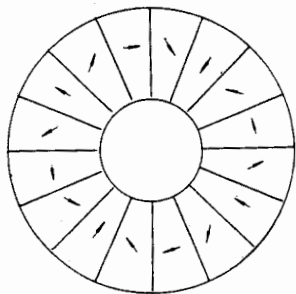


图1 沿方位角调变磁化方向的永磁磁体示意图

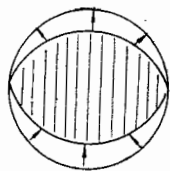


图2 椭圆孔径永磁磁体示意图

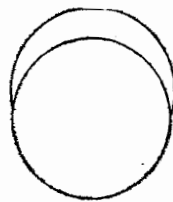


图3 圆孔径永磁磁体示意图

事实上,不需要调变永磁材料的磁化方向,只要沿方位角调变永磁材料的厚度,同样能够形成所需要的多极磁场。永磁材料的厚度是靠机械加工来保证的,精度比较高,也容易做到平滑调变。这种设计可称为厚度渐变的多极永磁磁体,以区别于文献[3]所分析的磁化方向渐变的永磁体。图2和图3是采用这种新设计的二极磁体断面的示意图。二者不同之处在于,图2的有效孔径是椭圆形的,而图3的有效孔径则是圆形的,可根据需要选用。例如,储存环的主磁体、核磁共振断层成像的磁体有效孔径一般是椭圆形的。而束流输运线、永磁电机则需要圆形有效孔径的磁体。如果把两个极数相同的磁体套在一起,

调变内外磁体相互间的角度,就能调节中央工作区的磁场强度和方向。因为,从后面推导的结果式(12)可知,这种磁体在内部区域产生的磁势为 $D r^N \sin N\theta$ 。 D 由磁体的参数 R_0, A, M , 决定[见式(12)]。如果内外二磁体坐标轴相差角度 φ , 则各自产生的磁势分别为 $D_1 r^N \sin N\theta$ 及 $D_2 r^N \sin N(\theta - \varphi)$ 。叠加的磁势将是 $D r^N \sin N(\theta + \delta)$ 。其中

$$\tan \delta = \frac{D_2 \sin N\varphi}{D_1 + D_2 \cos N\varphi}, \quad (1)$$

$$D^2 = D_1^2 + D_2^2 + 2D_1 D_2 \cos N\varphi. \quad (2)$$

D 是磁势的幅值,从式(2)可知,调变角度 φ 即能改变幅值 D 。同时也改变 δ 。也就是改变了合成磁场的幅值及对称轴的方向。图 2 和图 3 两种磁体里永磁材料的磁化方向都是半径方向(如箭头所示),无须调变。图 2 在孔径内的平行线,代表磁力线,是均匀的二极场。

取向性很强的永磁材料,像钐钴合金、钕铁等,它们的去磁迴线是和横轴成 45° 夹角的直线。这种材料很容易形成并保持磁体内各点均匀磁化,即磁化强度为 M , 并指向半径方向。在此条件下便能方便地求得磁场分布的表示式。

在图 2 里,磁体的外缘坐标 R_2 和内缘坐标 R_1 分别为:

$$R_2 = R_0, \quad (3a)$$

$$R_1 = R_0 - A \sin N\theta'. \quad (3b)$$

而在图 3 里, R_2 和 R_1 分别为,

$$R_1 = R_0, \quad (4a)$$

$$R_2 = R_0 + A \sin N\theta'. \quad (4b)$$

在这两种不同的设计里, A 和 M_r 分别满足下式,即

$$A = |A|, M_r = |M|, \text{ 当 } \sin N\theta' > 0; \quad (5a)$$

$$A = -|A|, M_r = -|M|, \text{ 当 } \sin N\theta' < 0. \quad (5b)$$

在图 2 和图 3 里 $N = 1$, 是二极磁体。在图 2 或图 3 所示的系统里,任一点 $P(r, \theta, z)$ 处的磁势可写成下式 (z 垂直于磁体断面,即磁体轴线方向)。

$$\begin{aligned} \phi(r, \theta, z) = & \int M_r' \frac{\partial}{\partial r'} \left(\frac{1}{\rho} \right) dV' + \int M_{\theta'}' \frac{\partial}{\partial \theta'} \left(\frac{1}{\rho} \right) \frac{1}{r'} dV' \\ & + \int M_z' \frac{\partial}{\partial z'} \left(\frac{1}{\rho} \right) dV'. \end{aligned} \quad (6)$$

式中

$$\rho = [r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\theta - \theta') + (z - z')^2]^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

V' 是永磁材料的体积,带“,”的坐标是积分动点坐标,不带“,”的是观测点坐标。 M_r' 、 $M_{\theta'}'$ 和 M_z' 是 r' 、 θ' 和 z' 方向的磁化强度分量。而任一点的磁场强度 H 则为

$$H = -\nabla \phi. \quad (8)$$

在本文讨论的磁体里, $M_{\theta'}' = 0$, $M_z' = 0$ 。于是

$$\phi(r, \theta, z) = \int M_r' \frac{\partial}{\partial r'} \left(\frac{1}{\rho} \right) dV'.$$

为简单起见,本文先分析二维场的分布情况,即假定磁体长度远大于磁体孔径,因此,

$$\phi(r, \theta) = \int_0^{2\pi} \int_{R_1}^{R_2} \int_{-\infty}^{+\infty} M_r' \frac{\partial}{\partial r'} \left(\frac{1}{\rho} \right) r' dr' d\theta' dz'. \quad (9)$$

把式(7)代入上式,可得,

$$\phi(r, \theta) = \int_0^{2\pi} \int_{R_1}^{R_2} -2M_r' \frac{r' - r \cos(\theta - \theta')}{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\theta - \theta')} r' dr' d\theta', \quad (10)$$

利用展开式

$$\frac{r' - r \cos(\theta - \theta')}{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\theta - \theta')} = \frac{1}{r'} + \frac{1}{r} \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{r}{r'} \right)^{m+1} \cos m(\theta - \theta'), \quad (11)$$

上式适用于 $r < r'$ 区域. 把上式代入式(10),进行积分后,得到

$$\begin{aligned} \phi(r, \theta) = & -2 \int_0^{2\pi} M_r' \left\{ R_2 - R_1 + r \ln \frac{R_2}{R_1} \cos(\theta - \theta') \right. \\ & \left. + \sum_{m=2}^{\infty} \frac{r^m}{1-m} \left(\frac{1}{R_2^{m-1}} - \frac{1}{R_1^{m-1}} \right) \cos m(\theta - \theta') \right\} d\theta'. \end{aligned}$$

把式(3)和(4)或(5)代入,只保留 A/R_0 的一级项,得到,

$$\begin{aligned} \phi(r, \theta) = & -2 |MA| \int_0^{2\pi} \frac{1}{R_0} \left\{ r \sin N\theta' \cos(\theta - \theta') \right. \\ & \left. + \sum_{m=2}^{\infty} \frac{r^m}{R_0^{m-1}} \sin N\theta' \cos m(\theta - \theta') \right\} d\theta'. \end{aligned}$$

即

$$\phi(r, \theta) = -2 |MA| \int_0^{2\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{r^m}{R_0^m} \sin N\theta' \cos m(\theta - \theta') d\theta'.$$

最后得到,

$$\phi(r, \theta) = -2 |MA| \pi \left(\frac{r}{R_0} \right)^N \sin N\theta. \quad (12)$$

从上式可知,在上述理想情况下,只保留 A/R_0 的一级项,则在图2或图3所示的磁体的有效孔径里形成纯 $2N$ 极磁场.

当考虑到展开式中 A/R_0 的高级项的作用,和其他一些实际情况,例如磁体长度有限,磁体内各点磁化方向不完全是半径方向等,所产生的磁场除需要的 $2N$ 极磁场外,还会有一些寄生场,这些问题将另文讨论.

参 考 文 献

- [1] K. Halbach, IEEE Trans., NS-30(1983), 33 23.
 [2] K. Halbach, IEEE Trans., NS-26(1979), 38 82.
 [3] 刘茂三等,高能物理与核物理, 4(1980), 774; 5(1981), 127, 452; 原子核物理, 4(1982), 76.

A NEW PROJECT OF MULTIPOLE PERMANENT MAGNETS

XU JIAN-MING XU QING

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

A newly developed multipole permanent magnet structure is suggested. In this structure, the required multipole field can be formed by gradually varying the depth of the permanent magnet pieces. 2-dimensional space expression of the magnet field of this structure is also given.

8

(9)

(10)

1)

2)

的

有

还