

液态金属电磁泵设计理论 中的几个基本问题(一)*

中国科学院力学研究所 薛明伦 唐福林

提 要

对电磁泵设计中下列最有意义的几个问题进行了深入的理论探讨:

1. 三相行波感应式电磁泵的横向端部效应。
2. 行波磁场气隙中的磁场衰减。
3. 平面型三相感应式电磁泵的纵向端部效应。
4. 考虑导电壁面的无补偿直流电磁泵的基本规律。

以上的理论结果,大部分已同实验进行了比较,证实了这些理论结果的可靠性,纠正了文献[3]的设计方法中的一些重大错误。

这里叙述上述四个问题中的前两个,其余两个将在第二部分中叙述。

液态金属电磁泵是利用直接通过液态金属的电流(可以是感应产生的,也可以是传导的)和外加磁场的相互作用,以产生推动力的一种液态金属泵送工具。原子能工业的发展,特别是快中子增殖反应堆的研制,促进了电磁泵的发展^[1]。由于它有简单、可靠、无转动部件及完全密封等特点,所以成为泵送活泼液态金属(如钠、钾等)和泵送有毒液态金属(如铅、汞等)的理想手段。近年来电磁泵的应用扩展到化工、冶金、铸造等部门,成为这些部门生产自动化过程中的重要部件。电磁泵在其发展过程中,由于各种不同的要求而形成多种形式。目前最常用的有三相行波感应式螺旋型电磁泵、三相行波感应式平面型电磁泵和直流电磁泵。在流量和压差较小时,单相传导式电磁泵也常用。

乍一看来,电磁泵的工作原理似乎和电动机十分相近。其实它有一系列特点,分析和研究这些特点,构成了电磁泵独特的设计理论,在设计思想、参数选择、性能分析和设计步骤上几乎和电动机完全不同。

下面分析电磁泵设计理论中几个基本的问题,并把所得结果用来分析实践中出现的一些问题。

一、三相行波感应式电磁泵的横向端部效应

为了阐明横向端部效应,需要把电磁泵和感应电动机作一比较。电动机转子中的电

* 1973年9月28日收到。

流是由外加磁场在镶嵌于转子槽内的导条上感应出来的, 电流流动方向只能沿着导条的方向, 而在磁场外的短路环则起着构成电流回路的作用。但在电磁泵中, 通道内的液态金属就相当于电动机的转子, 它是连续介质, 而不是导条, 其中的电流可以在流体内部自己构成回路, 即使在完全没有短路环¹⁾的情况下也可以构成回路, 这在电动机转子中是做不到的。一般来说, 在平面型电磁泵的横向两端应该各布置一个有足够尺寸的高电导率材料(要比所泵送液态金属的电导率高得多), 使它能起到近似于感应电动机的短路环作用, 但这时必须保证, 该材料能抵抗液态金属的腐蚀和保持对液态金属的良好电接触。在不少情况下不能使用短路环, 这是因为对于所泵送的液态金属找不到一种既有较高电导率又有抗腐蚀性能的材料作为短路环。在某些情况下短路环会失效, 例如短路环表面受到

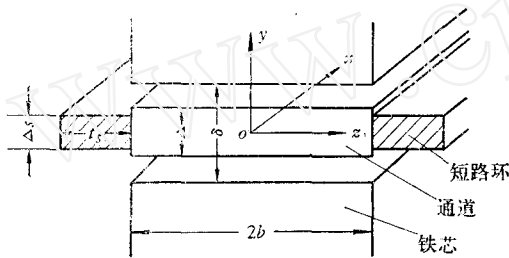


图 1

污染或氧化, 致使电接触被破坏。在有些情况下, 短路环由液态金属本身构成, 这里就有一个尺寸是否足够的问题, 例如螺旋泵的情况就如此。

我们在下述模型下分析短路环对三相行波感应式电磁泵性能的影响(图 1):

1. 流动是平面的。行波速度为 v_s , 流体速度为 v_f 。取坐标轴固定在流体质点上。

2. 为了简化分析, 假设在通道截面内 $v_f = \text{常数}$ 。

3. 参数沿 y 向不变, 因为气隙 δ 同 $2b$ 和 2τ 相比是很小的。磁场仅仅是 y 向的。

基本方程组如下:

$$\text{rot } \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\text{rot } \mathbf{B} = \mu \mathbf{j} \quad (2)$$

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3)$$

由于坐标轴固定在流体质点上, 因而对此坐标系而言, 相对于此坐标系的流体速度为零, 而行波速度为 $v_s - v_f$ 。把合成磁场 \mathbf{B} 看作 B_m 和 B_i 之和。 B_m 为定子电流产生的外磁场, 而 B_i 为流体中感生电流所产生的感生磁场。

由方程(1)得

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = - \frac{\partial B_m}{\partial t} - \frac{\partial B_i}{\partial t} \quad (4)$$

由方程(2)和(3)得

$$\frac{\partial B_i}{\partial x} = \mu \sigma E_x \frac{\Delta}{\delta} \quad (5a)$$

$$- \frac{\partial B_i}{\partial z} = \mu \sigma E_x \frac{\Delta}{\delta} \quad (5b)$$

由于 $\text{div rot } \mathbf{B} \equiv 0$, 故 $\text{div rot } \mathbf{B} = \text{div } \mathbf{j} = \sigma \text{ div } \mathbf{E} = 0$ 。由此得

1) 在平面型电磁泵情况下, 短路环展成短路条。

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} + \frac{\partial E_x}{\partial x} = 0 \quad (6)$$

将式(4)和(6)合并,消去 E_x 项,得

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 B_m}{\partial t \partial x} + \mu\sigma \frac{\partial E_x}{\partial t} \frac{\Delta}{\delta} \quad (7)$$

在行波磁场中,任何量都可表示为

$$M = \text{Re} [\bar{M} e^{i(\omega t - kx)}]$$

其中 $\frac{\omega}{k} = v_s - v_f$, $k = \frac{\pi}{\tau}$. 因而式(7)可写成

$$\frac{d^2 \bar{E}_x}{dz^2} - k^2 \left(1 + i \frac{\mu\sigma\omega}{k^2} \frac{\Delta}{\delta} \right) \bar{E}_x = \omega k \bar{E}_m \quad (8)$$

$$\text{令 } m^2 = k^2 \left(1 + i \frac{\mu\sigma\omega}{k^2} \frac{\Delta}{\delta} \right) = k^2 (1 + i\varepsilon),$$

其中 $\varepsilon = \frac{\mu\sigma\omega}{k^2} \frac{\Delta}{\delta} = \frac{\mu\sigma(v_s - v_f)\tau}{\pi} \frac{\Delta}{\delta}$ 称为感应式电磁泵的磁作用参数或磁雷诺数。由此可得流体区域中方程(8)的通解为

$$\bar{E}_x = A_1 \text{sh } mz + A_2 \text{ch } mz - \frac{\omega k \bar{B}_m}{m^2} \quad (9)$$

对于短路环,也可以用同样的步骤得到解。由于短路环处于铁芯外,这时可以忽略电流所产生的感生磁场,外加磁场当然是没有的,我们把坐标轴取在流体和短路环的交界处(图2)。这时

$$\frac{\partial^2 E_{z'}}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 E_{z'}}{\partial z'^2} = 0 \quad (10)$$

其解为

$$\bar{E}_{z'} = A_3 \text{sh } kz' + A_4 \text{ch } kz' \quad (11)$$

式(9)和(11)中共有四个待定常数,它们由下列条件决定:

1. 在短路环的外边界处 ($z' = t_s$ 处), $\bar{j}_{z'} = 0$. 因而

$$\bar{E}_{z'} = \frac{\bar{j}_{z'}}{\sigma_s} = 0$$

2. 在流体和短路环的交接面处,切向电场为 $\bar{E}_x = \bar{E}_{z'}$, 即

$$\frac{d\bar{E}_x}{dz} = \frac{d\bar{E}_{z'}}{dz'}$$

$$\left(\text{因 } \text{div } \mathbf{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0, \frac{d\bar{E}_x}{dz} - ik\bar{E}_x = 0 \right)$$

3. 在交接面处,横向 (z 和 z' 向) 电流连续.
4. 在流体区域内, \bar{E}_x 对 x 轴是对称的.

由上述四个条件,可以写出:

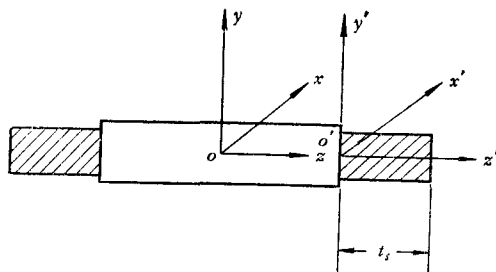


图 2

$$\begin{aligned}
 A_3 \operatorname{sh} k t_s + A_4 \operatorname{ch} k t_s &= 0 \\
 A_1 m \operatorname{ch} m b + A_2 m \operatorname{sh} m b &= A_3 k \\
 \sigma_s A_4 \Delta_s &= \sigma \left(A_1 \operatorname{sh} m b + A_2 \operatorname{ch} m b - \frac{\omega k \bar{B}_m}{m^2} \right) \Delta \\
 A_1 &= 0
 \end{aligned}$$

解得

$$A_2 = \frac{\omega k \bar{B}_m}{m^2 N \operatorname{ch} m b}$$

其中

$$N = \frac{\sigma_s \Delta_s m \operatorname{sh} k t_s \operatorname{sh} m b}{\sigma \Delta k \operatorname{ch} k t_s \operatorname{ch} m b} + 1$$

因而

$$\bar{E}_z = \frac{\omega k \bar{B}_m}{m^2} \left(\frac{1}{N \operatorname{ch} m b} - 1 \right) \quad (12)$$

而电流密度

$$j_z = \sigma \bar{E}_z = \frac{\sigma \omega k \bar{B}_m}{m^2} \left(\frac{1}{N \operatorname{ch} m b} - 1 \right) \quad (13)$$

感生磁场

$$\begin{aligned}
 \bar{B}_i &= i \frac{\mu \sigma \bar{E}_z \Delta}{k \delta} = i \frac{\mu \sigma \omega}{m^2} \frac{\Delta}{\delta} \bar{B}_m \left(\frac{\operatorname{ch} m z}{N \operatorname{ch} m b} - 1 \right) \\
 &= \frac{i \varepsilon}{1 + i \varepsilon} \bar{B}_m \left(\frac{1}{N \operatorname{ch} m b} - 1 \right) \quad (14)
 \end{aligned}$$

由此看出感生磁场和感生电流在相位上正差 90° 。而感生磁场在半波内的磁通量为

$$\begin{aligned}
 \bar{\Phi}_i &= \frac{2}{\pi} \tau \int_{-b}^b \bar{B}_i dz \\
 &= \frac{2}{\pi} \tau \bar{B}_m 2b \left[\frac{i \varepsilon}{1 + i \varepsilon} \left(\frac{1}{m N b} \operatorname{th} m b - 1 \right) \right] \quad (15)
 \end{aligned}$$

我们知道,外加磁场在半波内的磁通量为

$$\bar{\Phi}_m = \frac{2}{\pi} \tau \bar{B}_m (2b) \quad (16)$$

因而合成磁通量为

$$\begin{aligned}
 \bar{\Phi}_\star &= \bar{\Phi}_m + \bar{\Phi}_i \\
 &= \frac{2}{\pi} \tau \bar{B}_m 2b \left[1 + \frac{i \varepsilon}{1 + i \varepsilon} \left(\frac{1}{m N b} \operatorname{th} m b - 1 \right) \right] \quad (17)
 \end{aligned}$$

令 $\frac{1}{1 + i \varepsilon} \left(1 - \frac{1}{m N b} \operatorname{th} m b \right) = K_B = K_a + i K_p$, 则

$$\bar{\Phi}_\star = \frac{2}{\pi} \tau \bar{B}_m 2b [1 - i \varepsilon (K_a + i K_p)] \quad (18)$$

由此可得合成磁通量与外加磁通量的幅值比为

$$\frac{|\bar{\Phi}_\star|}{|\bar{\Phi}_m|} = \sqrt{(1 + \varepsilon K_p)^2 + (\varepsilon K_a)^2} \quad (19)$$

而通过长度 L 上的流体压力差为

$$\frac{\Delta p}{L} = -\frac{1}{\tau \cdot 2b \cdot T} \iiint j_z \cdot B_{\hat{a}} dx dz dt$$

由于 j_z 和 B_i 互相垂直, 因而

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p}{L} &= -\frac{1}{\tau \cdot 2b \cdot T} \iiint j_z \cdot B_m dx dz dt \\ &= -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-b}^b \bar{j}_z \cdot \bar{B}_m^* dz \frac{1}{2b} \end{aligned}$$

其中 \bar{B}_m^* 为 \bar{B}_m 的共轭复数, 于是

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{1}{2} c(v_s - v_f) B_m^2 \cdot K_a \quad (20)$$

下面看两个极端情况.

1. 有极充分的短路环. 这时 $N = \infty$,

$$K_a = \frac{1}{1 + \varepsilon^2} \quad (21)$$

$$K_p = -\frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon^2} \quad (22)$$

$$\frac{|\bar{\Phi}_{\hat{a}}|}{|\bar{\Phi}_m|} = \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon^2}} \quad (23)$$

2. 没有任何短路环, 或由于某种原因使流体和短路环的电接触被破坏. 这时 $\sigma_s = 0$ 或 $N = 1$,

$$\begin{aligned} K_a &= \operatorname{Re} \left[\frac{1}{1 + i\varepsilon} \left(1 - \frac{1}{mb} \operatorname{th} mb \right) \right] \\ &= \frac{1}{1 + \varepsilon^2} \left[1 - \frac{\left(\beta^2 - \frac{\varepsilon^2}{2} \right) \operatorname{sh} 2\beta\theta + \varepsilon \left(\frac{1}{2} + \beta^2 \right) \sin 2\alpha\theta}{\sqrt{1 + \varepsilon^2} \cdot \beta\theta (\operatorname{ch} 2\beta\theta + \cos 2\alpha\theta)} \right] \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} K_p &= \operatorname{Im} \left[\frac{1}{1 + i\varepsilon} \left(1 - \frac{1}{mb} \operatorname{th} mb \right) \right] \\ &= -\frac{1}{1 + \varepsilon^2} \left[\varepsilon - \frac{\left(\beta^2 - \frac{\varepsilon^2}{2} \right) \sin 2\alpha\theta - \varepsilon \left(\frac{1}{2} + \beta^2 \right) \operatorname{sh} 2\beta\theta}{\sqrt{1 + \varepsilon^2} \beta\theta (\operatorname{ch} 2\beta\theta + \cos 2\alpha\theta)} \right] \end{aligned} \quad (25)$$

其中

$$\theta = \frac{\pi b}{\tau}, \quad \beta = \sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{1 + \varepsilon^2} + 1)}, \quad \alpha = \sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{1 + \varepsilon^2} - 1)} \quad (26)$$

$$\frac{|\bar{\Phi}_{\hat{a}}|}{|\bar{\Phi}_m|} = \sqrt{(1 + \varepsilon K_p)^2 + (\varepsilon K_a)^2} \quad (27)$$

其中 $|\bar{\Phi}|$ 为磁通量幅值.

为了便于设计计算, 我们把式 (24), (25) 和 (27) 制成了曲线图 3—8. 在上列分析的基础上, 我们纠正了文献[3]中计算方法的严重错误和逻辑上的混乱.

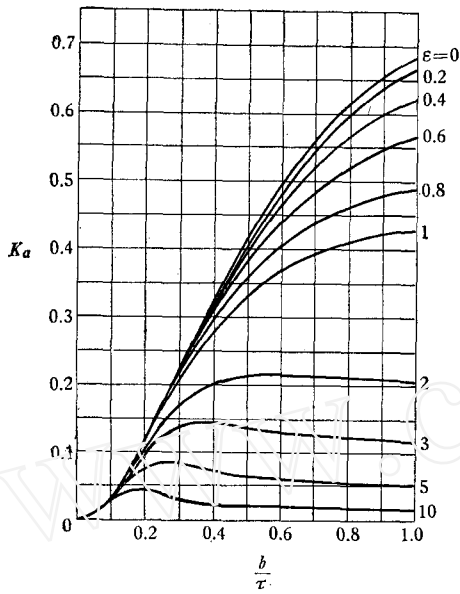


图 3

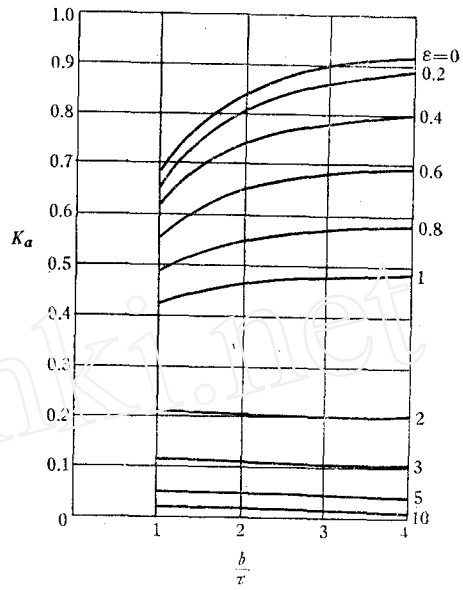


图 4

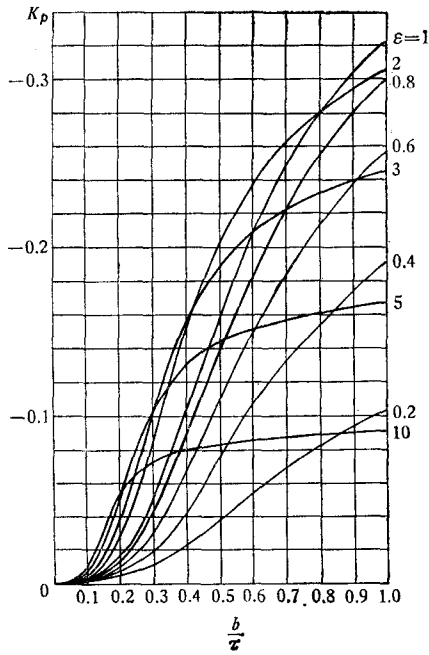


图 5

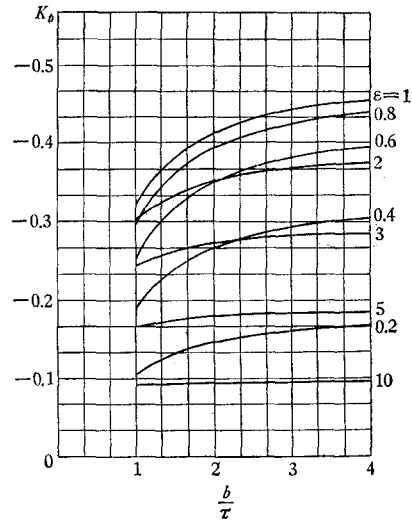


图 6

在选定感应电磁泵泵沟截面、磁场间气隙、磁场有效长度、流动速度等几何尺寸和流动参数后,电磁泵的电磁参数就主要由下列步骤来确定:

- (1) 根据 b/τ 和 ϵ 确定磁场减弱系数 K_a 和 K_p 。
- (2) 根据所需的压力差 $(p_2 - p_1)$ 确定外加磁场强度

$$B_m = \sqrt{\frac{2(p_2 - p_1 + \Delta p_\tau)}{\sigma(v_s - v_f)K_a L K_{\text{磁阻}}}}$$

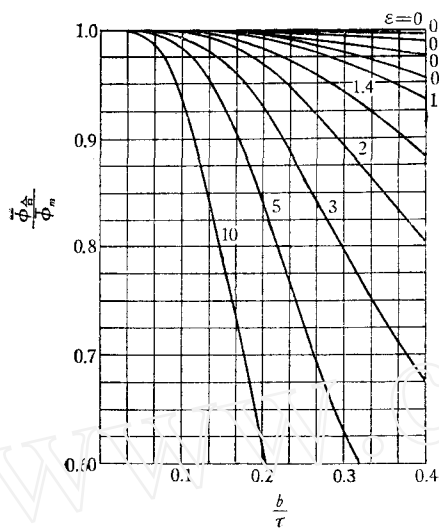


图 7

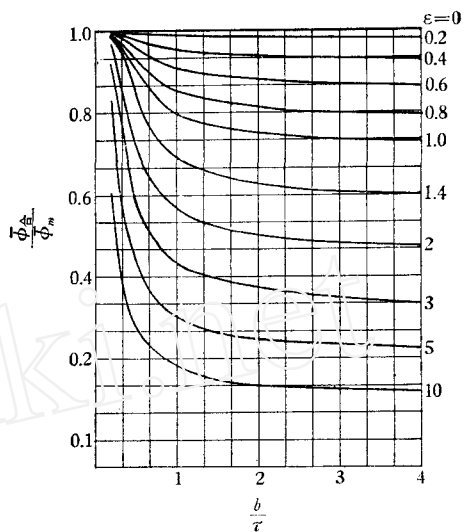


图 8

其中, L 为磁场有效长度, p_1 和 p_2 各为流体进出口压力, Δp_r 为流动阻力对应的压力损失, $K_{\text{绕组}}$ 为绕组系数.

(3) 根据式(19)计算一个半波内的合成磁通量 $|\bar{\Phi}_{\text{合}}|$.

(4) 根据设计电压 U 和 $|\bar{\Phi}_{\text{合}}|$ 确定每相所需的匝数 W :

$$W = \frac{U}{4.44f \cdot K_{\text{绕组}} \cdot K_e \cdot |\bar{\Phi}_{\text{合}}|}$$

其中 f 为电源频率, K_e 为电压与合成磁通量反电势之比.

在文献[3]的计算方法中, 每相匝数 W 是按 $|\bar{\Phi}_m|$ 来确定的, 由上面的推导和图 7—8 可知, 只有在 b/τ 和 ϵ 都很小, 且无短路环时, $|\bar{\Phi}_m|$ 和 $|\bar{\Phi}_{\text{合}}|$ 才相差不大.

(5) 根据外加磁场强度 B_m 和每相匝数 W 来确定工作电流 I :

$$I = \frac{P \cdot F}{1.35 \cdot W \cdot K_{\text{绕组}}}$$

其中 $F = 0.8 \delta \cdot B_m$, P 为极对数.

这一电流已经是定子线路上的工作总电流, 而不是如文献[3]中所认为的是激磁电流.

曾经用上述公式归纳过几个螺旋泵的试验数据(图 9). 对于多台高温输钠电磁泵, 忽略螺旋带和液态钠之间的电阻, 这种流动模型可以使计算结果和实验结果吻合. 这同文献[6]关于钠和不锈钢之间接触电阻的研究结果相符. 该研究表明, 温度 $>400^\circ\text{C}$ 后, 接触电阻基本上消失.

相反, 对于输铅-铋合金的电磁泵, 螺旋带和液态铅-铋合金之间完全电绝缘, 这种流动模型可以使计算结果和实验结果接近(图 9). 这相当于通道宽度为 1 个螺距而短路环完全失效的情况.

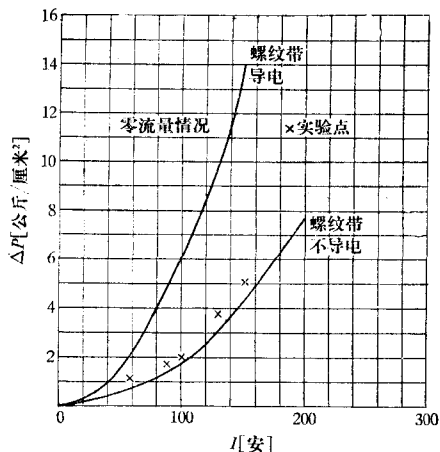


图 9 某一铅-铋螺旋电磁泵的实验数据

把泵沟剖析后,发现在螺旋带上有一层电绝缘的氧化物使电路绝缘。

这两个截然不同的流动模型的实验结果,充分证明了我们的计算方法是正确的。

对于输汞的电磁泵,实验数据在这两个极端情况之间。随着时间的推移,螺旋带表面经常被污染而使电接触破坏。所以较保守的设计可以假定短路环完全失效,而通道宽度为1个螺距的情况。

二、三相行波感应式电磁泵行波磁场气隙中的磁场衰减

上节分析横向效应时,曾假定气隙是足够小的($\delta/\tau \ll 1$),这时 y 向磁场沿气隙的变化可以忽略。本节将阐明这一假定准确到什么程度。

必须指出,当气隙逐渐增大时,即使气隙中没有导电流体,磁场沿法向也要衰减。其原因是磁力线可以横向通过半个波长而进入另一极。当有流体存在时,这一情况更为加剧,这有时称为趋肤效应。下面我们来计算一个最严重的情况,即液态金属充满整个气隙($\delta = \Delta$),同时忽略横向端部效应。这时 z 方向的参数没有变化。上节中的麦克斯韦基本方程(1)–(3)可以合并为

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} + \nu \frac{\partial B_y}{\partial x} = \frac{1}{\mu\sigma} \left(\frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B_y}{\partial y^2} \right) \quad (28)$$

令

$$B_y = \text{Re} [\bar{B}_y e^{i(\omega t - kx)}] \quad (29)$$

代入上式后,得

$$\frac{d^2 \bar{B}_y}{dy^2} = k^2 (1 + iSR_m) \bar{B}_y \quad (30)$$

令

$$m^2 = k^2 (1 + iSR_m) = k^2 (1 + i\varepsilon)$$

其中

$$\varepsilon = SR_m = \frac{v_s - v_l}{v_s} \cdot \frac{\mu\sigma v_s \tau}{\pi}$$

解出

$$\bar{B}_y = A_1 \text{sh } my + A_2 \text{ch } my \quad (31)$$

边界条件: 由于对称,所以 $A_1 = 0$

$$\text{在 } y = \frac{\delta}{2} \text{ 时, } \bar{B}_y = \bar{B}_m$$

所以

$$\bar{B}_y = \bar{B}_m \frac{\text{ch } my}{\text{ch } m \frac{\delta}{2}} \quad (32)$$

我们的目的是求气隙中心的 y 向磁场强度比边缘减弱了多少,即求

$$\frac{\bar{B}_0}{\bar{B}_m} = \frac{1}{\text{ch } m \frac{\delta}{2}} \quad (33)$$

注意到当气隙中没有流体时, $SR_m = 0$, 从上式便得出

$$\left(\frac{\bar{B}_0}{\bar{B}_m} \right)_{SR_m=0} = \frac{1}{\text{ch } k \frac{\delta}{2}} = \frac{1}{\text{ch } \frac{\pi\delta}{2\tau}} < 1 \quad (34)$$

即这时磁场也有向中心衰减的问题。

当有流体存在时,从式(33)可以得出气隙中心和磁场边缘磁场强度的幅值之比为

$$\frac{|\bar{B}_0|}{|\bar{B}_m|} = \frac{1}{\sqrt{c^2 + d^2}} = G\left(SR_m, \frac{\delta}{\tau}\right) \quad (35)$$

其中

$$c = \operatorname{ch}\left(\frac{\pi}{2} \frac{\delta}{\tau} \rho^{\frac{1}{2}} \cos \frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{\delta}{\tau} \rho^{\frac{1}{2}} \sin \frac{\theta}{2}\right)$$

$$d = \operatorname{sh}\left(\frac{\pi}{2} \frac{\delta}{\tau} \rho^{\frac{1}{2}} \cos \frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{\pi}{2} \frac{\delta}{\tau} \rho^{\frac{1}{2}} \sin \frac{\theta}{2}\right)$$

而

$$\rho^{\frac{1}{2}} = [1 + (SR_m)^2]^{\frac{1}{4}}, \theta = \operatorname{tg}^{-1} SR_m$$

我们估计了一个典型输钠电磁泵磁场衰减的程度。如令

$$v_f = 10 \text{ 米/秒}, v_s = 20 \text{ 米/秒}$$

$$\text{气隙 } \delta = 30 \text{ 毫米, 钠电导率 } 4 \times 10^6 \text{ 姆欧/米}$$

则

$$\tau = \frac{v_s}{2f} = \frac{20}{2 \times 50} = 0.2 \text{ 米}$$

$$\varepsilon = SR_m = \frac{20 - 10}{20}$$

$$\times \frac{4\pi \times 10^{-7} \times 4 \times 10^6 \times 20 \times 0.2}{\pi} = 3.2$$

$$\frac{\delta}{\tau} = \frac{0.03}{0.2} = 0.15$$

这时

$$|\bar{B}_0|/|\bar{B}_m| = 0.967$$

从图 10 可以看出,只有当 ε 较大时,磁场衰减才有意义。这在一般情况下不是电磁泵的工作范围,而是高速列车用的线性电动机的工作范围^[5]。

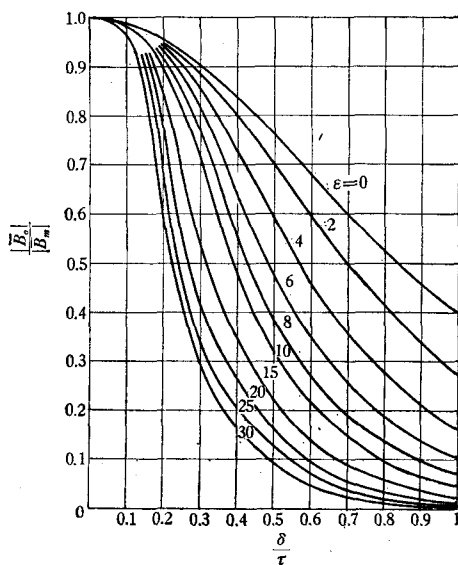


图 10

王世郁同志编排了文中所列公式的计算程序并用电子计算机得出结果,给出了设计所需的图表。

主要符号表

δ	磁场气隙高度[米]	ϕ_m	半波内外加磁场磁通量[韦]
Δ	泵沟通道高度[米]	ϕ_i	半波内感生磁场磁通量[韦]
$2b$	泵沟通道宽度[米]	$\phi_{\text{合}}$	半波内合成磁场磁通量[韦]
t_s	短路环宽度[米]	E	电场强度[伏/米]
Δ_s	短路环厚度[米]	F	磁势[安]
B_m	外加磁感应强度[韦/米 ²]	j	电流密度[安/米 ²]
B_i	感生磁感应强度[韦/米 ²]	I	工作电流[安]
B_0	气隙中心磁感应强度[韦/米 ²]	σ	液态金属电导率[姆欧/米]

σ_s	短路环电导率[姆欧/米]	i	$\sqrt{-1}$
μ	导磁率[公斤·米/秒 ² ·安 ²]	p	压力[牛顿/米 ²]
f	电源频率[周/秒]	v_f	流体速度[米/秒]
ω	$2\pi f$ [1/秒]	v_s	行波速度[米/秒]
τ	半波长[米]	s	滑差率: $s = \frac{v_s - v_f}{v_s}$
k	$\frac{\pi}{\tau}$ [1/米]	U	外电压[伏]
P	极对数	K_B	磁场减弱系数
L	$2Pr$ 铁芯有效长度[米]	K_a	磁场减弱系数的实部
ϵ	无量纲磁作用参数	K_p	磁场减弱系数的虚部
t	时间[秒]		

参 考 文 献

- [1] Blake, L. R., Conduction and induction pumps for liquid metals, *Proc. I.E.E. (London)*, 104A (1957), 49—63.
- [2] Вольдек, А. И., Янес, Х. И., Поперечный краевой эффект в плоском индукционном насосе с электропроводящим каналом, Труды таллинского политехнического института, серия № 197 (1962).
- [3] Верте, Л. А., Электромагнитный транспорт жидкого металла, *Металлургия* (1965).
- [4] Jackson, W. D. and Pierson, E. S., Operating characteristics of the MPD induction generator, *Magnetoplasmadynamic Electrical Power Generation*, I.E.E. Conference, Report series No. 4 (1962), 38—42.
- [5] Wang, T. C., LIM for high speed ground transportation, *I.E.E.E. Trans., IGA-7* (Sept.—Oct. 1971), 632.
- [6] Дукуре, Р. К., Упит, Г. П., Некоторые вопросы контактных свойств металлических поверхностей, *Прикладная магнитогидродинамика*, Труды института физики, XII (1961), 237—249.