

DOI:10.3969/j.issn.1001-4551.2013.03.004

E型径向电磁轴承的参数设计及特性分析

占智军, 祝长生*

(浙江大学 电气工程学院, 浙江 杭州 310027)

摘要: 针对在特定的设计要求下传统C型径向电磁轴承无法达到设计目的等问题,提出了一种新型的E型径向电磁轴承。推导出了电磁力的理论表达式,并验证了该表达式的精确性,在有限元软件ANSYS的基础上对两种类型电磁轴承的磁路、气隙磁密、定子结构及转子损耗等特性进行了详细的对比分析。研究表明:E型径向电磁轴承在特定的设计要求下,其性能要优于传统C型径向电磁轴承。

关键词: E型径向轴承; C型电磁轴承; 电磁力; 磁路; 气隙磁密; 定子结构; 转子损耗

中图分类号: TH133.3; TH122; TM15

文献标志码: A

文章编号: 1001-4551(2013)03-0267-06

Parameters design and characteristics analysis of E-core radial magnetic bearings

ZHAN Zhi-jun, ZHU Chang-sheng

(School of Electrical Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

Abstract: Aiming at the problem that traditional C-type radial magnetic bearing can't meet the design objectives under some certain design requirements, the new E-type radial magnetic bearing was proposed. The expression of the electromagnetic force was deduced and the accuracy was verified. The comparison of magnetic circuit, air gap flux density, stator structure and rotor loss of this two kinds magnetic bearings under the finite element software named ANSYS was elaborated in detail. The result shows that E-core radial magnetic bearing is superior to the traditional C-core radial magnetic bearing under some certain design requirements.

Key words: E-core radial magnetic bearing; C-core radial magnetic bearing; electromagnetic force; magnetic circuit; air gap flux density; stator structure; rotor loss

0 引 言

主动电磁轴承(AMB)是一种利用电磁吸力实现转子无机械接触悬浮的支承装置。传统的径向电磁轴承通常采用8极C型结构,其在绕组线圈通电后,利用在转子、气隙、定子间形成的闭合磁路产生电磁吸力,从而实现转子的无接触悬浮^[1]。

传统的C型径向电磁轴承的磁极线槽采用等面积的设计。在实际应用中,当径向电磁轴承的定子外径较大而磁极数较少时,传统C型径向电磁轴承存在着诸如定子磁极间的空隙比较大等问题,从而造成了电磁轴承

空间上的浪费;定子磁极的宽度达不到最大宽度,从而使径向电磁轴承所能够产生的电磁力也不是最大。

所谓的E型径向电磁轴承,是在原来的C型电磁轴承基础上,将C型径向电磁轴承的一个磁极分为两个小磁极并置于另一个磁极的两侧。两个面积小的磁极称之为副磁极,中间面积大的磁极称之为主磁极。一般情况下,副磁极的面积为副磁极面积的一半,线圈的匝数也为主磁极匝数的一半^[2]。这样一来,原先8极的C型电磁轴承就变成了12极的E型电磁轴承。由于磁极数和绕组数的增加,原先比较大的磁极间距与空隙就得到了比较充分的利用。

收稿日期: 2012-11-05

作者简介: 占智军(1987-),男,江西上饶人,主要从事电磁轴承设计算法等方面的研究. E-mail: zhanzhijun_@126.com

通信联系人: 祝长生,男,教授,博士生导师. E-mail: cszhu@hotmail.com

为了改进传统C型径向电磁轴承上述的缺陷,充分利用定子空间,本研究引入E型径向电磁轴承的结构。

1 E型径向电磁轴承的电磁力

假设E型径向电磁轴承主磁极绕组线圈的匝数为 N ,绕组电流为 I ,理论气隙半径为 c_0 ,当转子处于几何中心位置时,气隙中的磁感应强度 B_0 可由安培环路定律得出:

$$\oint H dl = \frac{3}{2} NI \quad (1)$$

即:

$$2 \frac{B_0}{\mu_0} c_0 = \frac{3}{2} NI \quad (2)$$

故:

$$B_0 = \frac{3\mu_0 NI}{4c_0} \quad (3)$$

式中: μ_0 —空气磁导率^[3]。

径向电磁轴承一般采用差动工作方式,对于E型径向电磁轴承来说,单个主磁极上产生的电磁力为:

$$F_1 = \frac{B_0^2 S_0}{2\mu_0} \quad (4)$$

式中: B_0 —气隙的磁密, S_0 —磁极的面积。

由于副磁极的面积一般为主磁极的一半,故副磁极上产生的电磁力为主磁极所产生的电磁力的1/2,即:

$$F_2 = \frac{1}{2} F_1 \quad (5)$$

设E型径向电磁轴承中一组极性分布为SNS,主磁极与副磁极间的夹角为 α ,则一组磁极组在 Y 方向(定义竖直向上为 Y 方向,水平向右为 X 方向)产生的电磁力为:

$$F = F_1 + 2F_2 \cos \alpha = \frac{B_0^2 S_0}{2\mu_0} (1 + \cos \alpha) \quad (6)$$

当气隙磁感应强度处于磁性材料磁化曲线的饱和磁感应强度的最大点 $B_{\max} = 2B_0$ 时,径向轴承达到的最大磁悬浮力为:

$$F_{\max} = \frac{B_{\max}^2 S_0}{2\mu_0} (1 + \cos \alpha) = \frac{2B_0^2 S_0}{\mu_0} (1 + \cos \alpha) \quad (7)$$

式中: α —夹角, $\alpha = 3\pi/16$ 。

当磁极数为12的奇数倍时,最大电磁力为:

$$F_{\max} = \frac{2B_0^2 S_0}{\mu_0} (1 + \cos \alpha) \sum_{n=1}^{\frac{N_p+12}{24}} 2 \cos[2(n-1)\beta] - \frac{2B_0^2 S_0}{\mu_0} (1 + \cos \alpha) \quad (8)$$

当磁极数为12的偶数倍时,最大电磁力为:

$$F_{\max} = \frac{2B_0^2 S_0}{\mu_0} (1 + \cos \alpha) \sum_{n=1}^{\frac{N_p}{24}} 2 \cos[(2n-1)\beta] \quad (9)$$

式中: N_p —磁极数; α —一个磁极组中大、小磁极的夹角, $\alpha = 9\pi/4N_p$; β —指一个磁极组夹角的一半, $\beta = 3\pi/N_p$ 。

为了校验计算精度,以12极E型电磁轴承为例,单边气隙 $c_0 = 0.4$ mm,线圈匝数 $N = 120$,偏置电流 $I = 1.6$ A,设计目标为 $B_0 = 0.58$ T, $F_{\max} = 2000$ N。ANSYS仿真结果显示,电磁轴承气隙中的磁通密度为 $B_0 = 0.606$ T,与磁路理论计算值($B_0 = 0.58$ T)大小基本相同。一个磁极组产生的最大电磁力大小为 $F_{\max} = 2155$ N,与设计值 $F_{\max} = 2000$ N也基本吻合。

2 E型电磁轴承的参数计算

由前述E型径向电磁轴承电磁力的计算公式可得,径向电磁力的大小与磁极面积呈正比关系,而磁极面积 S_0 在定子宽度 L_r 一定时又取决于磁极宽度 L_0 的大小,因此问题的关键在于如何得到最合适的磁极宽度 L_0 。

取1/4模型,即1个主磁极与2个副磁极来计算。E型径向轴承结构图如图1所示,在1/4模型内,包括两个大槽和1个小槽、2个主绕组线圈和4个副绕组线圈,设槽满率为 K_c (一般取值为0.3~0.5),则槽的总面积为:

$$\Delta S = \frac{N\pi d_c^2}{K_c} \quad (10)$$

式中: d_c —绕组线圈的线径。

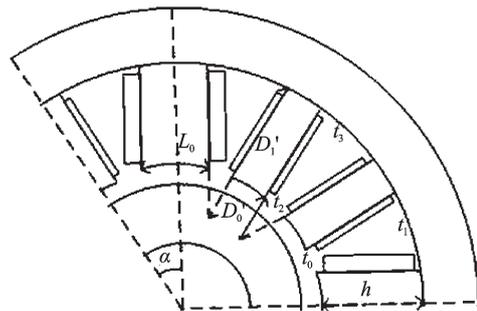


图1 E型径向轴承结构图

D_0 —定子内径; D_1 —定子中径; D'_0 、 D'_1 —对应相应扇形定子槽的内径和外径; t_0 、 t_2 —对应内圈的磁极间距; t_1 、 t_3 —对应外圈的磁极间距; h —磁极高度; α —主磁极与副磁极间的夹角

同时,在1/4模型内又有以下关系:

$$\begin{cases} 4(2t_0 + t_2) = \pi D_0 - 8L_0 = \pi D'_0 \\ 4(2t_1 + t_3) = \pi D_1 - 8L_0 = \pi D'_1 \\ t_2 = \frac{2}{3} t_0 \\ t_3 = \frac{2}{3} t_1 \end{cases} \quad (11)$$

解得:

$$\begin{cases} D'_0 = D_0 - \frac{8}{\pi} L_0 = \frac{32}{3} t_0 \\ D'_1 = D_1 - \frac{8}{\pi} L_0 = \frac{32}{3} t_1 \end{cases} \quad (12)$$

则有:

$$D_1^2 - D_0^2 = 4h(h + D_0) - \frac{32}{\pi} h L_0 \quad (13)$$

则槽口面积:

$$\Delta S = \frac{\pi}{4} h^2 + (\frac{\pi}{4} D_0 - 2L_0)h \quad (14)$$

即:

$$\frac{\pi}{4} h^2 + (\frac{\pi}{4} D_0 - 2L_0)h = \frac{N \pi d_c^2}{K_c} \quad (15)$$

该式表明:在定子内径 D_0 和磁极宽度 L_0 一定时,磁极高度 h 呈二次函数的分布形式。其三维曲线图形状如图2所示:磁极宽度 L_0 随着定子内径 D_0 、磁极高度 h 的增大而增大;由于定子内径 D_0 与磁极高度 h 的关系还未可知,研究者需要添加另外的约束条件才能得到合适解。

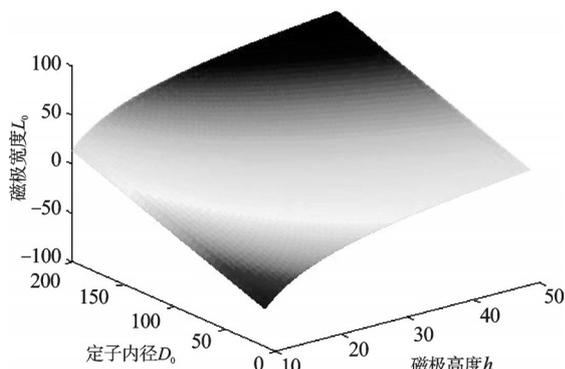


图2 磁极高度、定子内径与磁极宽度三维曲线

大磁极漆包线匝数 N_1 与小磁极漆包线匝数 N_2 满足以下关系:

$$\begin{cases} N_1 = \frac{NI}{I_0} \\ N_2 = \frac{NI}{2I_0} \end{cases} \quad (16)$$

式中: I_0 —线圈中的偏置电流,且当 $I = I_0$ 时, $N = N_1$ 。

而线圈漆包线的直径是由线圈能够承受的最大电流所决定的,电流过大,漆包线发热太高会引起漆包线失去绝缘能力。设漆包线的电流密度为 j (一般取 $j = 4 \text{ A/mm}^2 \sim 6 \text{ A/mm}^2$),则漆包线的最小直径 d_c 为:

$$d_c = \sqrt{\frac{4I_0}{j\pi}} \quad (17)$$

由于在绕组线圈匝数相同、定子内径相同时,磁极面积 S_0 的大小直接决定了电磁力的大小,为了获得最大的电磁力,应尽量使磁极面积 S_0 获得最大值,即磁极宽度达到最大值,槽口间距达到最小值。

显然,在给定一个绕组并且满足温升约束时,当绕组在周向上刚好能放入槽口,且在径向上刚好铺满磁极,其周向横截长度最小,此时磁极宽度 L_0 达到最大值。

则有:

$$\begin{cases} l_{cd} = h \\ l_{ab} = \frac{Nd_c^2}{h} \end{cases} \quad (18)$$

式中: l_{ab} , l_{cd} —主磁极的周向宽度和径向宽度。

此时磁极间距为:

$$t_0 = \frac{3}{2} l_{ab} = \frac{3Nd_c^2}{2h} \quad (19)$$

$$t_2 = l_{ab} = \frac{Nd_c^2}{h} \quad (20)$$

则又有:

$$\frac{\pi}{4} D_0 - 2L_0 = \frac{8}{3} t_0 = \frac{4Nd_c^2}{h} \quad (21)$$

联立式(15~22),解得:

$$h = \sqrt{\frac{4N(\pi - 4K_c)}{\pi K_c}} \times d_c \quad (22)$$

$$L_0 = \frac{\pi}{8} D_0 - \sqrt{\frac{N\pi K_c}{\pi - 4K_c}} \times d_c \quad (23)$$

当然,这只是理论上得到的参数,具体在实际中,在考虑到设计裕量、绕组线圈间隙等问题时,需适量增大或减少该理论值。

3 C型和E型径向电磁轴承的磁路特性与气隙磁密

C型径向电磁轴承的磁极分布通常有 NSNS、NNSN 及 NSSN 结构,本研究的磁场等分析均运用 ANSYS 有限元分析软件。

8极C型径向电磁轴承在 NSNS 磁极分布结构时在均匀激励下的磁场分布如图3所示。其气隙磁密沿周向(从Y方向开始顺时针旋转一周)的分布如图4所示。

可见,对于 NSNS 磁极分布来说,一个完整的磁路均需经过相邻的磁极组,且大约占其磁场总量的 50%,即分布很均匀的气隙磁密由相邻磁路叠加影响而成的。这就意味着,当对其中一个磁极组上绕组线

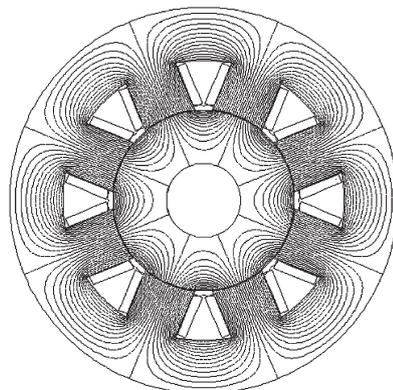


图3 8极C型NSNS磁极分布结构的磁场分布

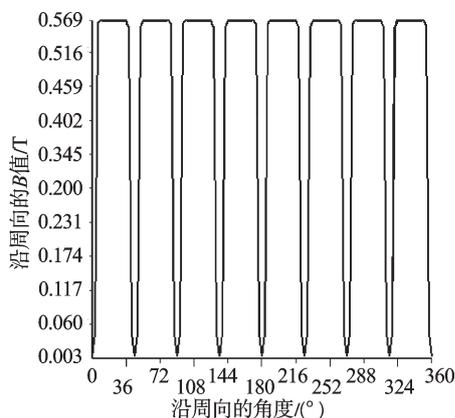


图4 8极C型NSNS磁极分布结构的气隙磁密

圈的电流进行控制时,该线圈电流产生的磁效应必然会对其相邻磁极组的磁路造成很大的影响,等效于改变了相邻磁极上的绕组线圈电流。这无疑会增加控制算法的复杂度和控制难度,进而对径向电磁轴承的性能造成不良影响^[4]。

8极C型径向电磁轴承NNS磁极分布结构时在均匀激励下的磁场分布如图5所示。其气隙磁密沿周向(从Y方向开始顺时针旋转一周)的分布如图6所示。

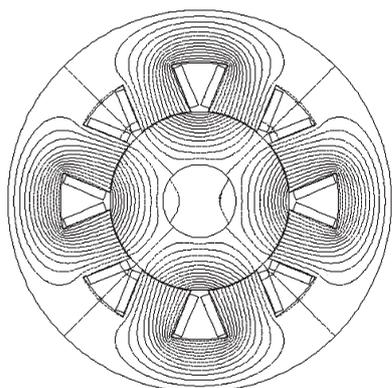


图5 8极C型NNS磁极分布结构的磁场分布

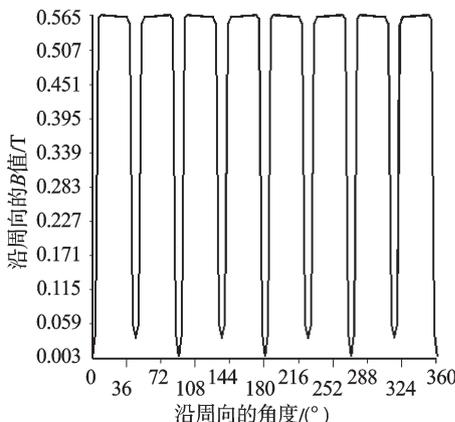


图6 8极C型NNS磁极分布结构的气隙磁密

结果表明,NNS磁极分布不仅气隙磁密分布均匀,而且各相邻磁极组构成相对独立的磁路,互相间的影响已经得到了明显的改善。由此可看出,8极C型径向电磁轴承在磁极NNS磁极分布结构下较

NSNS磁极分布结构更合理。

而对E型径向电磁轴承来说,一个磁极组的磁极分布通常为SNS或者NSN分布结构,这样一来,各个磁极组本身在结构上就已经保证了磁路的独立,在很大程度上就能够抑制相邻磁极组磁路之间的影响。12极E型径向电磁轴承SNS磁极分布结构时在均匀激励下的磁场分布如图7所示。其气隙磁密沿周向(从Y方向开始顺时针旋转一周)的分布^[5]如图8所示。

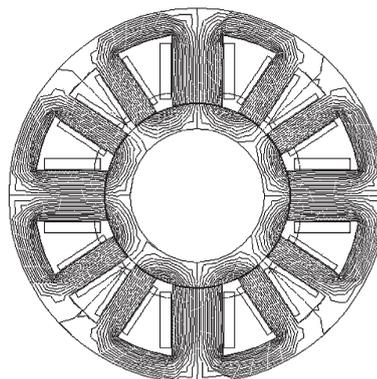


图7 E型径向电磁轴承磁场分布

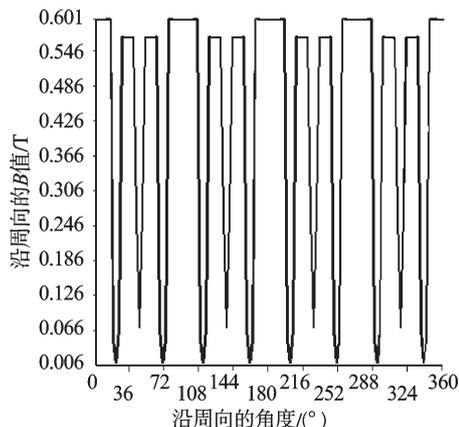


图8 E型径向电磁轴承气隙磁密

结果表明,E型径向电磁轴承气隙磁密的分布相对也比较均匀,而各相邻磁极组间几乎不存在磁路的相互影响。

可知,在磁路相互影响问题上,E型径向电磁轴承优于8极C型NSNS磁极分布,气隙磁密分布对称均匀,而且主磁极下方的气隙磁密也有略微的增强,即电磁力大小能得到一定程度的改善。

4 C型和E型径向电磁轴承定子外径的对比

由前面磁路分析得知,在磁路的影响问题上,E型径向电磁轴承优于8极C型NSNS磁极分布结构,与8极C型NNS磁极结构分布差距不大。接下来在结构方面,笔者对E型和C型径向电磁轴承进行对比。

一般情况下,在定子内径相同时,定子外径的大小是评价径向电磁轴承性能的重要参数,小的定子外径具有节省材料、减轻重量、便于安装等一系列优点。

由前述可知,C型径向电磁轴承在定子内径较大而磁极数较少时,其空间和材料的利用率较低导致定子外径偏大,而改进后的E型径向电磁轴承在一定程度上能获得更佳的效果。

为了便于对比,本研究给定了设计条件,即:单边气隙0.4 mm,最大电磁力2 000 N,绕组匝数120匝,定子内径依次取50 mm~200 mm。按照前述的参数设计思路,在已二次开发的磁轴承设计软件基础上^[6],分别得到两种电磁轴承的定子外径如图9所示。

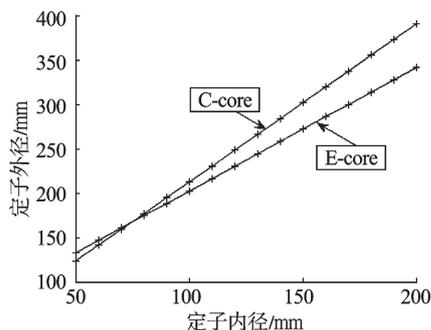


图9 C型及E型径向磁轴承定子外径随定子内径的变化

由图9可知,当径向电磁轴承定子内径依次增大时,C型径向电磁轴承、E型径向电磁轴承的外径也随之增大且前者增大的速度明显大于后者;在定子内径小于70 mm时,采用C型径向电磁轴承能获得较小的定子外径,其结构比较合理;而当定子内径超过70 mm时,E型径向电磁轴承则会获得较小的定子外径,优于C型径向电磁轴承的结构,并且随着定子内径持续增大,该优势会越来越明显。

5 C型和E型径向电磁轴承的损耗

电磁轴承的铁耗 Δp_{Fe} 主要由涡流损耗 Δp_w 和磁滞损耗 Δp_c 组成,可按以下经验公式计算^[7]:

$$\Delta p_w = \sigma_w (f B_a)^2 V_{Fe} \gamma_{Fe} \quad (24)$$

$$\Delta p_c = \sigma_c f \left(\frac{B_a}{10^4}\right)^\beta V_{Fe} \gamma_{Fe} \quad (25)$$

$$\Delta p_{Fe} = \Delta p_w + \Delta p_c \quad (26)$$

式中: V_{Fe} —指铁芯体积; γ_{Fe} —铁芯的比重; B_a —交变磁感应强度的幅值,当 $B_a < 1$ 时, $\beta \approx 1.6$; f —频率; σ_w —涡流损耗系数,对于硅钢片 $\sigma_w = 4 \times 10^{-5}$; σ_c —磁滞损耗系数,对于硅钢片 $\sigma_c = 2 \times 10^{-3}$ (在高速旋转时,磁滞损耗急剧下降,可以忽略不计)。

在线圈中通直流电时,产生的是静态磁场,定、转子的磁力线是对称分布的,气隙中的磁场基本上也呈均匀分布。

当线圈中通入方向正负交替改变的交流电时,磁轴承内磁场会随时间发生变化,从而在定、转子内产生感应电动势和感应电流。感应电流会在磁轴承内部产生涡流和一个附加磁场。附加磁场叠加在主磁场上时,在与主磁场方向相反的一侧产生去磁作用,在与主磁场方向相同的一侧产生增磁作用,促使合成磁场向定、转子的表面偏移,形成比较明显的集肤现象^[8]。

同时,处于磁极正下方的转子表面由于集肤效应很快进入饱和,磁阻增大,继续增磁会遇到更大的阻碍,而与之相邻的处于槽口下方的转子表面由于饱和度较低,迫使磁场开始向该处进行偏移,导致该处的磁场增强。在50 Hz频率下径向电磁轴承的磁场分布如图10所示。

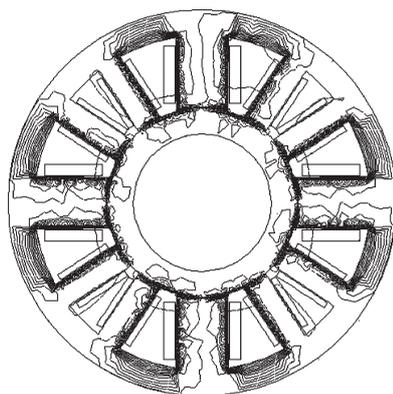


图10 50 Hz下径向轴承的磁场分布

气隙中的磁场也受到定、转子中的涡流产生的附加磁场影响,不再是均匀分布,处于磁极下方的气隙磁密在磁极的前后端受增强或减弱影响会产生比较大的尖峰,处于大磁极中间下方的气隙磁密出现断层现象。同时夹在大磁极与小磁极间的气隙磁密得到增强,而由于磁极组间磁路耦合作用几乎不存在,夹在两个小磁极间的气隙磁密仍然几乎保持为零。在50 Hz频率下径向电磁轴承沿周向(从Y方向开始顺时针旋转一周)的气隙磁密分布如图11所示。

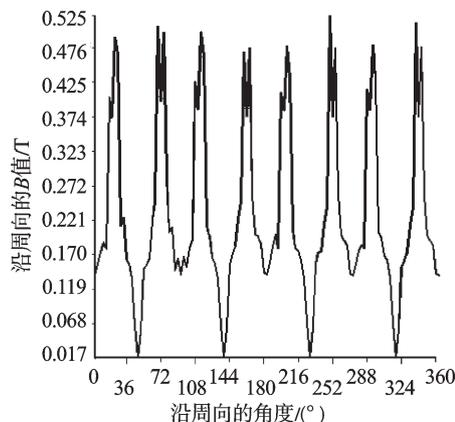


图11 50 Hz下径向轴承的气隙磁密

为了对各种不同类型的径向电磁轴承进行对比,

本研究保持转子外径为 99.2 mm, 单边气隙 0.4 mm。本研究依次在 0~50 Hz 的频率下对不同磁极配置下的 C 型径向电磁轴承和 E 型径向电磁轴承进行转子损耗分析^[9], 其损耗曲线如图 12 所示。

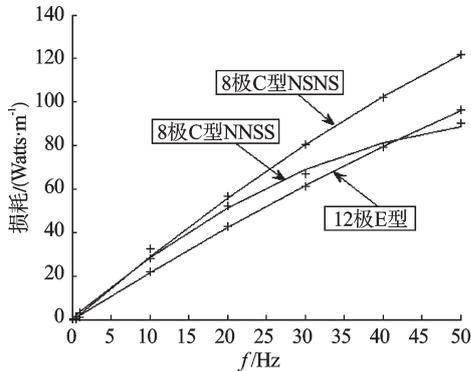


图 12 不同频率下转子的损耗曲线

因此, 在频率 $f < 5$ Hz 时, 12 极 E 型径向电磁轴承的涡流损耗最低, 8 极 C 型 NSNS 磁极分布结构的次之, 8 极 C 型 NNSS 磁极分布结构的损耗最高; 在 $5 \text{ Hz} < f < 43$ Hz 时, 12 极 E 型径向电磁轴承的涡流损耗最低, 8 极 C 型 NNSS 磁极分布结构的次之, 8 极 NSNS 磁极分布结构的损耗最高; 在 $f > 43$ Hz 时, 8 极 C 型 NNSS 磁极分布结构磁轴承的涡流损耗最低, 12 极 E 型径向电磁轴承次之, 8 极 NSNS 磁极分布结构的损耗最高。

由此可知, 在不同的频率段, 各类型径向电磁轴承各有其优势^[10]。在实际应用中, 当频率要求较低时, E 型径向电磁轴承具有非常明显的优势。

6 结束语

传统的 C 型径向电磁轴承结构简单、设计方便, 一般的设计要求都能满足。然而在很多特定的设计要

求下, 往往在材料、空间上利用率不高, 由此本研究提出了 E 型径向电磁轴承。本研究对 E 型径向电磁轴承进行了电磁力分析、参数设计、结构分析及损耗分析, 并将其与 C 型结构进行了对比。

研究表明, E 型径向电磁轴承在特定的设计要求下, 其性能明显优于传统的 C 型径向电磁轴承。

参考文献 (References):

- [1] 郑坚强. 电磁轴承有限元分析、结构设计及控制[D]. 杭州: 浙江大学电气工程学院, 2004.
- [2] SCHWEITZER G, MASLEN E H. Magnetic Bearings Theory, Design, and Application to Rotating Machinery [M]. Germany: Springer-Verlag, 2009.
- [3] 万金贵, 汪希平, 李文鹏, 等. 径向磁力轴承的结构分析与优化设计方法[J]. 武汉理工大学学报: 信息与管理工程版, 2010, 32(1): 62-65.
- [4] 刘文洲, 楚军, 赵雷. 电磁轴承磁场分析和优化设计[J]. 仪器仪表学报, 2004, 25(4): 997-999.
- [5] MAYLE R E, HESS S, HIRSC H, et al. Rotor-stator gap flow analysis and experiments[J]. **IEEE Transactions on Energy Conversion**, 1998, 13(2): 116-125.
- [6] 周朝曦. 电磁轴承分析设计软件的开发[D]. 上海: 上海大学机电工程与自动化学院, 2004.
- [7] 张斌. 基于 ANSYS 的径向磁力轴承涡流损耗研究[D]. 武汉: 武汉理工大学机电工程学院, 2007.
- [8] 张斌, 胡业发, 丁国平, 等. 径向磁力轴承涡流损耗分析与计算[J]. 机械制造, 2007, 45(7): 36-38.
- [9] MATSUMURA K, HAKATE K. Relation between Pole Arrangement and Magnetic Loss in Magnetic Bearings[C]. 2nd Int. Symp. on Magnetic Bearings. Tokyo, Japan, 1990.
- [10] MIZUNO T, HIGUCHI T. Experimental Measurement of Rotational Losses in Magnetic Bearings[C]. In Proc. 4th Int. Symp. on Magnetic Bearings. ETH Zurich, 1994.

[编辑: 张翔]

(上接第 260 页)

- [5] ILIANA M, ORLOV Y, LUIS T. Aguilar. Stabilization of a 3-DOF Underactuated Helicopter Prototype: Second Order Sliding Mode Algorithm Synthesis, Stability Analysis, and Numerical Verification[C]//12th IEEE Workshop on Variable Structure Systems, VSS'12, Mumbai, 2012: 12-14.
- [6] WITT J, BOON S, WEMER H. Approximate model predictive control of a 3-DOF Helicopter[C] // Proceeding of the 46th IEEE Conference on Decision and Control. LA, USA, 2007: 4501-4506.
- [7] 陈伯时. 电力拖动自动控制系统[M]. 北京: 机械工业出版社, 2003.
- [8] 赵笑笑, 董秀成. 基于 LQR 最优调节器的三自由度直升机控制系统[J]. 昆明理工大学学报, 2005, 30(5A): 125-127.
- [9] The Quanser Consulting Inc.. 3-DOF Helicopter Reference

Manual[M]. The Quanser Consulting Inc., 2008.

- [10] AHMAND S M, CHIPPERFLIED A J. Modeling and Control of Twin Rotor MIMI System [C]//Proceeding of the American Control Conference. Chicago, Illinois. IEEE, 2000: 1720-1724.
- [11] 岳新成, 杨莹, 耿志勇. 基于二步线性化的实验直升机模型跟踪控制[J]. 系统工程与电子技术, 2008, 12(6): 1112-1116.
- [12] 张南纶. 新控制原理[M]. 北京: 国防工业出版社, 2005.
- [13] 樊京, 刘叔军, 盖晓华, 等. MATLAB 控制系统应用与实例[M]. 北京: 清华大学出版社, 2008.
- [14] 尹泽明, 丁春利. 精通 Matlab[M]. 北京: 清华大学出版社, 2002.

[编辑: 罗向阳]