

DOI: 10.7652/xjtuxb201902013

永磁同步电机转子偏心磁场解析计算

张岩岩^{1,2}, 耿海鹏^{1,2}, 周健^{1,2}, 虞烈^{1,2}

(1. 西安交通大学机械工程学院, 710049, 西安;

2. 西安交通大学机械结构强度与振动国家重点实验室, 710049, 西安)

摘要: 为了快速准确计算两极平行充磁实心圆柱式永磁同步电机(SCPMSM)各种转子偏心参数下的磁场分布,提供研究转子偏心对电机性能影响的有效方法,利用子区域法和摄动法,在二维极坐标平面内建立了考虑定子齿槽效应时的 SCPMSM 转子偏心磁场解析模型;将求解场域划分为永磁体、气隙和定子槽 3 类子区域,分别用对应的控制函数来表达,各区域之间用边界条件连接,利用边界条件求出控制方程通解的各个谐波系数。根据摄动理论,将磁场的 0 阶分量和 1 阶分量叠加获得相应子域转子偏心磁场分布,利用麦克斯韦应力张量法计算了转子静态偏心以及动态偏心引起的不平衡磁拉力。以一台 2 极 12 槽平行充磁 SCPMSM 为例,将转子偏心磁场以及静态偏心和动态偏心不平衡磁拉力的解析计算结果与有限元计算结果进行对比,验证了解析模型的正确性。

关键词: 永磁同步电机;转子偏心;不平衡磁拉力;摄动法;磁场解析

中图分类号: TM341;TM351 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2019)02-0096-08

Analytical Calculation for Magnetic Field of Permanent Magnet Synchronous Motors with Rotor Eccentricity

ZHANG Yanyan^{1,2}, GENG Haipeng^{1,2}, ZHOU Jian^{1,2}, YU Lie^{1,2}

(1. School of Mechanical Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China;

2. State Key Laboratory for Strength and Vibration of Mechanical Structures, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: An analytical model for magnetic field of solid cylindrical permanent magnet synchronous motor (SCPMSM) with rotor eccentricity, considering the stator slotting effect, is developed based on subdomain and perturbation methods in 2D polar coordinates to quickly and accurately calculate the magnetic field distribution in two-pole parallel magnetised SCPMSM with rotor eccentricity with various parameters and to provide an effective method of studying the influence of rotor eccentricity on motor performances. The analysis is performed by dividing the solution domain into three subdomains, viz. permanent magnet, air gap and stator slots. Those subdomains are expressed by corresponding governing equations, and are connected by boundary conditions. The harmonic coefficients in the general solutions of these governing equations are determined by the boundary conditions. The magnetic field distributions of corresponding subdomains in the motor with rotor eccentricity are obtained by superposing the first-order component of the magnetic field onto the zeroth-order component according to the perturbation theory. The unbalanced magnetic pulls under both rotor static and dynamic eccentricity modes are

收稿日期: 2018-06-24。 作者简介: 张岩岩(1986—),男,博士生;耿海鹏(通信作者),男,副教授。 基金项目: 陕西省重点研发计划资助项目(2017ZDXM-GY-054);上海汽车工业科技发展基金资助项目(1709)。

网络出版时间: 2018-12-03 网络出版地址: <http://kns.cnki.net/kcms/detail/61.1069.T.20181203.0954.012.html>

calculated using Maxwell stress tensor method. A 2-pole and 12-slot parallel magnetised SCPMSM is taken as an example, and its rotor eccentric magnetic field and unbalanced magnetic pulls under two eccentricity modes are calculated by the proposed model and are compared with those by a finite element method. Result verifies the correctness of the analytical model.

Keywords: permanent magnet synchronous motor; rotor eccentricity; unbalanced magnetic pull; perturbation method; magnetic field analysis

永磁电机的应用遍及航空航天、国防军工和工农业等领域,与传统电机相比较,具有显著的优势,是电机领域的研究热点。同时在节能减排的大背景下,永磁电机以功率密度大、效率高、轻型化等特点,发挥着重要的作用。在电机制造、装配以及运行的过程中,转子偏心会造成磁场在整个圆周范围内发生畸变,引起不平衡磁拉力,不平衡磁拉力导致电机的振动、噪声、转矩脉动等问题,影响电机的稳定运行,严重时可能导致转子和定子接触,使电机失效,因此,对永磁电机转子偏心磁场进行准确分析计算就显得尤为重要。转子偏心磁场的求取可采用有限元法^[1]和解析法,有限元法计算准确,通用性强,但是建模和计算过程比较耗时,而解析法参数调整方便,计算速度快。文献[1-5]利用摄动理论,取偏心距为摄动参数,求解关于标量或矢量磁位的零次和一次控制方程,得到永磁电机转子偏心磁场分布。保角变换法是解决复杂边界的有效方法,在电磁场领域具有重要作用,同样可以用来求解电机转子偏心磁场^[6]。另外一些求解转子偏心磁场的方法有磁导函数调制^[7-9]、等效剩磁法^[10]、磁导修正法^[11-12]等。得到转子偏心磁场后,根据麦克斯韦应力张量法,再通过 x 轴和 y 轴方向上的电磁力密度积分计算,得到作用于转子上的不平衡磁拉力^[8,13-14]。1999年,Wang等利用保角变换法推导了二维相对磁导函数^[15],用来修正气隙磁导以考虑转子偏心的影响,并基于虚功原理建立了径向不平衡磁拉力。2014年,岳二团等给出了永磁同步电机气隙偏心下不平衡磁拉力的解析表达式^[16]。

高速或超高速永磁电机的设计与普通电机有很大的不同,由于常规的叠片转子难以承受高速旋转产生的离心力,需要采用实心转子,即永磁体采用实心圆柱或内装心轴的圆环式。两极平行充磁实心圆柱式永磁同步电机(solid cylindrical permanent magnet synchronous motor, SCPMSM)的结构形式和电磁性能有其自身特点,例如永磁体提供较高的磁势,可采用大气隙结构,利于通风散热,又如永磁体磁场是标准的正弦波形,减少了气隙磁场的谐波

含量,在很大程度上改善了电机的电磁性能^[17],因此,两极平行充磁 SCPMSM 具有广阔的应用前景。针对这种电机在电磁转矩、电磁振动与噪声、电磁损耗等方面需要重新分析和研究,但目前针对实心转子永磁同步电机转子偏心磁场解析的研究还鲜见报道,本文以两极平行充磁 SCPMSM 为研究对象,利用子区域法和摄动法,建立转子偏心磁场的解析模型,将解析模型得到的磁场分布以及静态偏心和动态偏心不平衡磁拉力与有限元计算结果进行对比,验证模型的正确性。

1 转子偏心磁场解析模型

图1所示为两极平行充磁 SCPMSM 的横截面结构,永磁体采用圆柱形整体结构,平行充磁,为保护永磁体不被转子高速旋转时产生的巨大离心力破坏,永磁体外面增加高强度非导磁保护套,其相对磁导率与空气近似,可作为空气处理。为便于建立解析模型,作如下假设:①忽略端部效应;②忽略涡流效应和饱和效应;③定子铁心的磁导率视为无穷大;④永磁体具有线性的退磁曲线;⑤忽略定子的实际槽型,采用如图1所示的扇形槽。

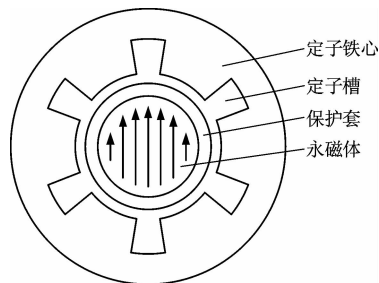


图1 两极平行充磁 SCPMSM 横截面结构示意图

图2为电机转子偏心结构模型。以定子中心 O_s 为坐标原点建立固定极坐标系 $r-\theta$,极轴位于某一定子齿中心,以转子中心 O_r 为坐标原点建立转动极坐标系 $\rho-\psi$,转子坐标系以同步转速 ω_0 绕着 O_r 旋转。以定子坐标系极轴正方向为起始,顺时针将各个定子槽依次编号为 $1, 2, \dots, N_s, N_s$ 为定子槽数, θ_i 为第 i 个定子槽的位置角。为分析转子偏心

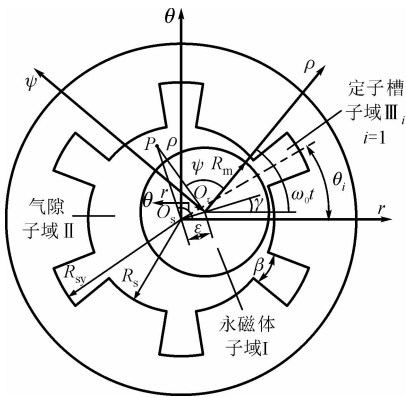


图2 电机转子偏心结构模型示意图

后考虑定子齿槽效应的磁场分布,将解析区域分解成3类子区域:Ⅰ(永磁体)、Ⅱ(气隙)和Ⅲ_i(定子子槽, $i=1, 2, \dots, N_s$)。对于气隙子域或永磁体子域内任意一点 P ,可由定子或转子坐标系表示,转换关系^[1]如下

$$-\varepsilon \cos(\theta - \gamma) + O(\varepsilon^2) \quad (1)$$

$$\psi = \theta - \omega_0 t + \frac{\varepsilon}{r} \sin(\theta - \gamma) + O(\varepsilon^2) \quad (2)$$

式中: $O(\varepsilon^2)$ 为 ε 的高阶无穷小量。

静态偏心和动态偏心是转子偏心的两种基本类型,静态偏心时,定、转子不同心,转子绕自身轴线 O_r 旋转, ε 和 γ 固定不变,动态偏心情形下,定、转子不同心,转子绕定子轴线 O_s 旋转,最小气隙位置以电机的同步速度旋转,转子初始偏心角度为 γ_0 。转子静、动态偏心如图3所示。

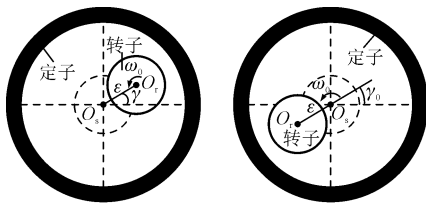


图3 转子静、动态偏心示意图

对于平行充磁实心圆柱式永磁体,剩余磁化强度 $\mathbf{M}$ 在 r - θ 坐标系中可写为

$$\mathbf{M} = M_r \mathbf{e}_r + M_\theta \mathbf{e}_\theta \quad (3)$$

式中

$$\begin{cases} M_r = -M \sin \omega_0 t \cos \theta + M \cos \omega_0 t \sin \theta \\ M_\theta = M \cos \omega_0 t \cos \theta + M \sin \omega_0 t \sin \theta \end{cases} \quad (4)$$

$\mathbf{e}_r$ 和 $\mathbf{e}_\theta$ 分别表示径向和切向的单位向量;下标 r 和 θ 分别表示径向和切向分量。

转子偏心对磁场的影响可以用摄动理论分析处理,根据摄动理论,标量磁位 ϕ 、磁场强度 $\mathbf{H}$ 和磁通密度 $\mathbf{B}$ 可以表示为

$$\begin{cases} \phi = \phi^{(0)} + \varepsilon \phi^{(1)} \\ \mathbf{H} = \mathbf{H}^{(0)} + \varepsilon \mathbf{H}^{(1)} \\ \mathbf{B} = \mathbf{B}^{(0)} + \varepsilon \mathbf{B}^{(1)} \end{cases} \quad (5)$$

各子域的 j ($j=0, 1$) 阶控制方程为

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \phi_y^{(j)}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi_y^{(j)}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi_y^{(j)}}{\partial \theta^2} = \\ \begin{cases} \frac{\text{div} \mathbf{M}}{\mu_r} = 0, & y = \text{I}; j = 0 \\ 0, & \text{其他} \end{cases} \end{cases} \quad (6)$$

式中:下标 y 表示解析区域编号, $y = \text{I}, \text{II}, \text{III}_i$; μ_r 为永磁体的相对磁导率。

各子域磁通密度、磁场强度和剩余磁化强度的关系为

$$\begin{cases} \mathbf{B}_\text{I} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}_\text{I} + \mu_0 \mathbf{M} \\ \mathbf{B}_\text{II} = \mu_0 \mathbf{H}_\text{II} \\ \mathbf{B}_\text{III}_i = \mu_0 \mathbf{H}_\text{III}_i \end{cases} \quad (7)$$

式中: μ_0 为真空磁导率。

在极坐标系中,磁场强度和标量磁位的关系如下

$$\begin{cases} H_r = -\frac{\partial \phi}{\partial r} \\ H_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \end{cases} \quad (8)$$

根据式(1),转子偏心后,永磁体子域和气隙子域分界面的方程可表示为

$$f_{\text{mag-air}} = r - \varepsilon \cos(\theta - \gamma) - R_m + O(\varepsilon^2) = 0 \quad (9)$$

各子域的边界和接口条件见表1,其中, ϕ_s 为定子内表面上的标量磁位, $\mathbf{n}_{\text{mag-air}}$ 为永磁体和气隙分界面的单位法向量,可表示为

$$\mathbf{n}_{\text{mag-air}} = \frac{\nabla f_{\text{mag-air}}}{|\nabla f_{\text{mag-air}}|} \approx \mathbf{e}_r + \frac{\varepsilon}{r} \sin(\theta - \gamma) \mathbf{e}_\theta \quad (10)$$

各子域 j 阶标量磁位的通解为

$$\phi_y^{(j)} = \begin{cases} \sum_k [A_y^{(j)}(k) r^k + B_y^{(j)}(k) r^{-k}] \cos(k\theta) + \sum_k [C_y^{(j)}(k) r^k + D_y^{(j)}(k) r^{-k}] \sin(k\theta), & y = \text{I}, \text{II} \\ \sum_m E_y^{(j)}(m) \left[\left(\frac{r}{R_{sy}} \right)^{m\pi/\beta} - \left(\frac{r}{R_{sy}} \right)^{-m\pi/\beta} \right] \cdot \sin \left[\frac{m\pi}{\beta} (\theta + \beta/2 - \theta_i) \right], & y = \text{III}_i \end{cases} \quad (11)$$

式中: $A_\text{I}^{(j)}(k)$ 、 $B_\text{I}^{(j)}(k)$ 、 $C_\text{I}^{(j)}(k)$ 、 $D_\text{I}^{(j)}(k)$ 、 $A_\text{II}^{(j)}(k)$ 、 $B_\text{II}^{(j)}(k)$ 、 $C_\text{II}^{(j)}(k)$ 、 $D_\text{II}^{(j)}(k)$ 和 $E_\text{III}_i^{(j)}(m)$ 为 j 阶谐波系

数,由边界条件决定; k 和 m 为谐波次数。

由接口条件(e)和(f),得到永磁体和气隙分界面 0 阶和 1 阶边界条件,如表 2 所示。将定子内表面的标量磁位 ϕ_s 展开为傅里叶级数,将接口条件(d)

左边在第 i 个槽口展开为傅里叶级数,由边界条件(c)和接口条件和(d),得到定子内径处 0 阶和 1 阶边界条件,见表 2,其中 χ_m 、 η_i 、 ξ_i 、 δ_m 、 σ_i 和 τ_i 的表达式见文献[18]。

表 1 边界和接口条件

位置	编号	边界和接口条件
定子槽Ⅲ _{<i>i</i>} ($i=1,2,\cdots,N_s$)	(a)	$H_{\text{Ⅲ}ir} \big _{\theta=\theta_i\pm\beta/2}=0, \quad r\in[R_s,R_{sy}]$
	(b)	$H_{\text{Ⅲ}i\theta} \big _{r=R_{sy}}=0, \quad \theta\in[\theta_i-\beta/2,\theta_i+\beta/2]$
定子内表面($r=R_s$)	(c)	$\phi_{\text{Ⅱ}} \big _{r=R_s}=\phi_s$
	(d)	$B_{\text{Ⅱ}r} \big _{r=R_s}=B_{\text{Ⅲ}ir} \big _{r=R_s}, \quad \theta\in[\theta_i-\beta/2,\theta_i+\beta/2]$
永磁体和气隙分界面($r=R_m$)	(e)	$\boldsymbol{n}_{\text{mag-air}}\times(\boldsymbol{H}_{\text{Ⅰ}}-\boldsymbol{H}_{\text{Ⅱ}})=\boldsymbol{0}$
	(f)	$\boldsymbol{n}_{\text{mag-air}}\cdot(\boldsymbol{B}_{\text{Ⅰ}}-\boldsymbol{B}_{\text{Ⅱ}})=\boldsymbol{0}$
永磁体内部 $r\rightarrow 0$ 处	(g)	$\boldsymbol{H}_{\text{Ⅰ}}$ 为有限值

表 2 0 阶和 1 阶边界条件

位置	0 阶边界条件	1 阶边界条件
定子内表面 ($r=R_s$)	$A_{\text{Ⅱ}}^{(0)}(k)R_s^k+B_{\text{Ⅱ}}^{(0)}(k)R_s^{-k}=\sum_i\sum_mE_{\text{Ⅲ}i}^{(0)}(m)\chi_m\eta_i(m,k)$	$A_{\text{Ⅱ}}^{(1)}(k)R_s^k+B_{\text{Ⅱ}}^{(1)}(k)R_s^{-k}=\sum_i\sum_mE_{\text{Ⅲ}i}^{(1)}(m)\chi_m\eta_i(m,k)$
	$C_{\text{Ⅱ}}^{(0)}(k)R_s^k+D_{\text{Ⅱ}}^{(0)}(k)R_s^{-k}=\sum_i\sum_mE_{\text{Ⅲ}i}^{(0)}(m)\chi_m\xi_i(m,k)$	$C_{\text{Ⅱ}}^{(1)}(k)R_s^k+D_{\text{Ⅱ}}^{(1)}(k)R_s^{-k}=\sum_i\sum_mE_{\text{Ⅲ}i}^{(1)}(m)\chi_m\xi_i(m,k)$
	$\delta_m E_{\text{Ⅲ}i}^{(0)}(m)=\sum_k k[A_{\text{Ⅱ}}^{(0)}(k)R_s^{k-1}-B_{\text{Ⅱ}}^{(0)}(k)R_s^{-k-1}]\sigma_i(m,k)+\sum_k k[C_{\text{Ⅱ}}^{(0)}(k)R_s^{k-1}-D_{\text{Ⅱ}}^{(0)}(k)R_s^{-k-1}]\tau_i(m,k)$	$\delta_m E_{\text{Ⅲ}i}^{(1)}(m)=\sum_k k[A_{\text{Ⅱ}}^{(1)}(k)R_s^{k-1}-B_{\text{Ⅱ}}^{(1)}(k)R_s^{-k-1}]\sigma_i(m,k)+\sum_k k[C_{\text{Ⅱ}}^{(1)}(k)R_s^{k-1}-D_{\text{Ⅱ}}^{(1)}(k)R_s^{-k-1}]\tau_i(m,k)$
永磁体和气隙分界面 ($r=R_m$)	$\left.\frac{\partial\phi_{\text{Ⅰ}}^{(0)}}{\partial\theta}\right _{r=R_m}=\left.\frac{\partial\phi_{\text{Ⅱ}}^{(0)}}{\partial\theta}\right _{r=R_m}$ $\mu_r\left.\frac{\partial\phi_{\text{Ⅰ}}^{(0)}}{\partial r}\right _{r=R_m}=\left.\frac{\partial\phi_{\text{Ⅱ}}^{(0)}}{\partial r}\right _{r=R_m}+M_r$	$\left.\frac{\partial\phi_{\text{Ⅰ}}^{(1)}}{\partial\theta}-\frac{\partial\phi_{\text{Ⅱ}}^{(1)}}{\partial\theta}+\sin(\theta-\gamma)\left(-\frac{\partial\phi_{\text{Ⅰ}}^{(0)}}{\partial r}+\frac{\partial\phi_{\text{Ⅱ}}^{(0)}}{\partial r}\right)-\cos(\theta-\gamma)\left(-\frac{\partial^2\phi_{\text{Ⅰ}}^{(0)}}{\partial\theta\partial r}+\frac{\partial^2\phi_{\text{Ⅱ}}^{(0)}}{\partial\theta\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial\phi_{\text{Ⅰ}}^{(0)}}{\partial\theta}-\frac{1}{r}\frac{\partial\phi_{\text{Ⅱ}}^{(0)}}{\partial\theta}\right)\right _{r=R_m}=0$ $\mu_r\frac{\partial\phi_{\text{Ⅰ}}^{(1)}}{\partial r}-\frac{\partial\phi_{\text{Ⅱ}}^{(1)}}{\partial r}-\frac{\sin(\theta-\gamma)}{r^2}\left(-\mu_r\frac{\partial\phi_{\text{Ⅰ}}^{(0)}}{\partial\theta}+\frac{\partial\phi_{\text{Ⅱ}}^{(0)}}{\partial\theta}+rM_{\theta}\right)-\cos(\theta-\gamma)\left(-\mu_r\frac{\partial^2\phi_{\text{Ⅰ}}^{(0)}}{\partial r^2}+\frac{\partial^2\phi_{\text{Ⅱ}}^{(0)}}{\partial r^2}\right)\bigg _{r=R_m}=0$

将标量磁位通解代入表 2 中的边界条件,联立 j 阶边界条件,求取 j 阶谐波系数,根据式(5)将磁场的 0 阶和 1 阶分量叠加,即可获得各子域的转子偏心磁场分布。

2 不平衡磁拉力

根据麦克斯韦应力张量法,单位面积上的径向和切向电磁力为

$$f_r=\frac{1}{2\mu_0}(B_r^2-B_{\theta}^2)$$

(12)

$$f_{\theta}=\frac{1}{\mu_0}B_rB_{\theta}$$

(13)

对 x 轴和 y 轴方向的电磁力密度积分,得到 x

轴和 y 轴方向上的不平衡磁拉力

$$F_x=\frac{rL_{\text{ef}}}{2\mu_0}\int_0^{2\pi}[(B_r^2-B_{\theta}^2)\cos\theta-2B_rB_{\theta}\sin\theta]\text{d}\theta$$

(14)

$$F_y=\frac{rL_{\text{ef}}}{2\mu_0}\int_0^{2\pi}[(B_r^2-B_{\theta}^2)\sin\theta+2B_rB_{\theta}\cos\theta]\text{d}\theta$$

(15)

式中: L_{ef} 为电机轴向长度。

3 有限元仿真实验

为了验证解析模型的正确性,采用 Ansoft Maxwell 软件建立两极平行充磁 SCPMSM 转子偏心有限元模型,计算电机运行在额定转速下转子偏心磁场以及不平衡磁拉力,并与解析结果作对比。电机模型参数见表 3。

表 3 电机模型参数

参数	数值	参数	数值
额定功率 P_N/kW	20	槽口宽度 b_o/mm	1.5
额定转速 $n_N/10^3\text{r}\cdot\text{min}^{-1}$	100	槽底半径 R_{sy}/mm	41.646 9
极数 p , 槽数 N_s	2, 12	轴向长度 L_{ef}/mm	83
定子内半径 R_s/mm	17.4	永磁体剩磁 B_r/T	1.07
永磁体外半径 R_m/mm	13.5	永磁体相对磁导率 μ_r	1.038 4

图 4 所示为 $\epsilon=0.3\text{ mm}$ (偏心率 $e\approx 7.69\%$)、 $\gamma=30^\circ$ 、 $t=0.562\ 5\text{ ms}$ 时不同半径处的各向气隙磁密分布。由图 4 可以看出,距离定子相对较远处,解析结果和有限元结果吻合得非常好。这是因为靠近定子内径齿槽效应明显,解析结果在波形和幅值上都能与有限元结果较好地吻合,齿边缘区域气隙磁导急剧变化引起的聚磁效应使有限元结果在这一位置出现尖峰,比解析结果略大。在槽下,解析波形与有限元波形也有一定偏差,可以注意到解析模型中采用了简化的定子槽型,和有限元计算中采用的实际槽型(梨形槽)不一样,同时,在解析模型中,磁场的摄动解只取到 ϵ 的一次项并且最高谐波磁场次数有限,如果增加摄动解的项数,结果的精度会有所提高。

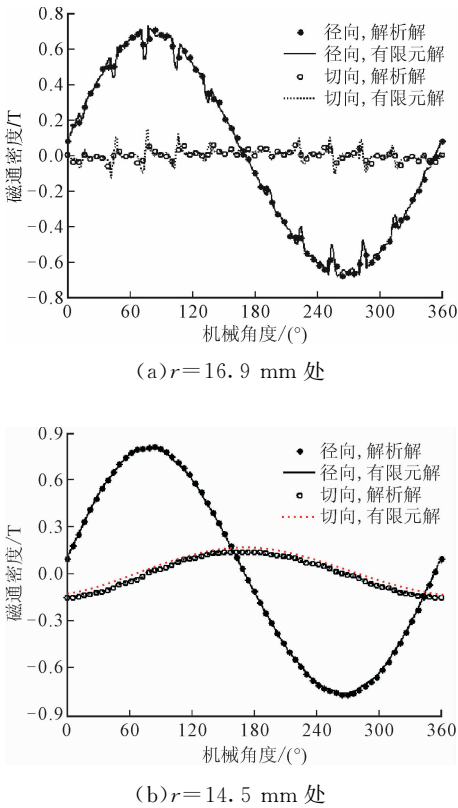


图 4 气隙磁通密度波形

图 5 和图 6 所示为解析法和有限元法计算得到的气隙磁通密度空间谐波,主要谐波分量的幅值以

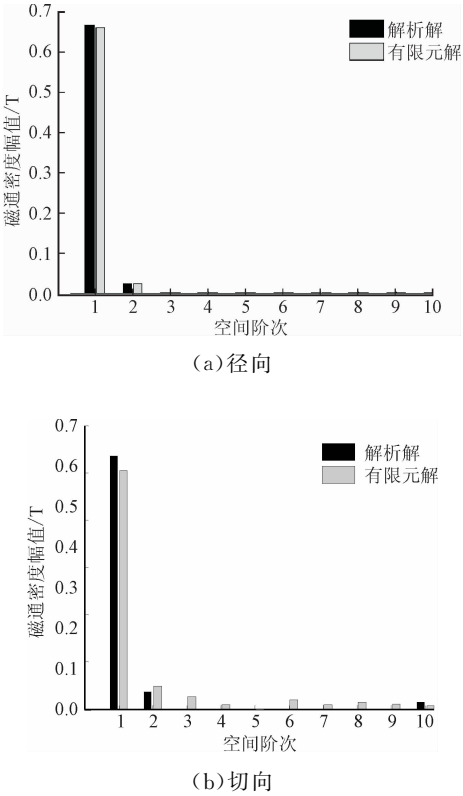


图 5 $r=16.9\text{ mm}$ 处气隙磁通密度空间谐波

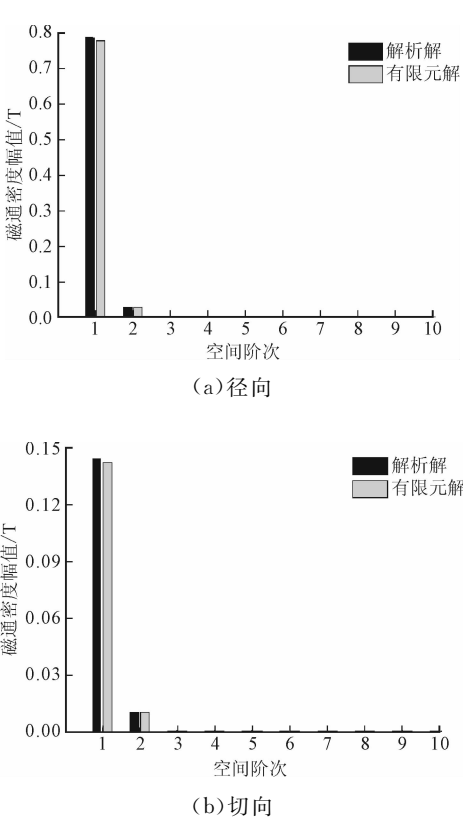


图 6 $r=14.5\text{ mm}$ 处气隙磁通密度空间谐波

及相对误差如表 4 所示。根据表 4 数据可知,距离定子相对较远处,各向磁通密度基波和二次谐波的解析解与有限元解的相对误差在 1.7% 以内,临近定子时,径向磁密谐波分量计算结果的相对误差在

1.1% 以内,对于切向磁密,由于聚磁效应更为明显,有限元结果中的谐波含量较解析结果显著增加,并且二次谐波计算结果的相对误差也大于表中其余各次谐波。

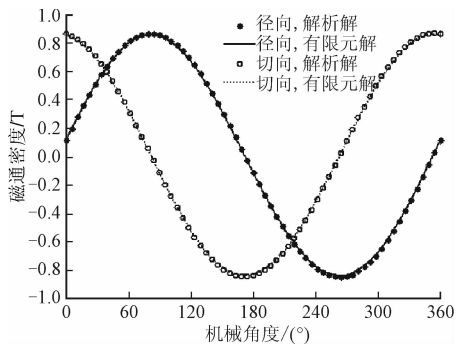
表 4 磁通密度谐波幅值

r/mm	谐波次数	径向磁通密度/T		相对误差/%	切向磁通密度/T		相对误差/%
		解析解	有限元解		解析解	有限元解	
16.9	1	0.663 6	0.656 7	1.05	0.021 4	0.020 2	5.94
	2	0.023 0	0.022 8	0.88	0.001 5	0.001 9	-21.05
14.5	1	0.786 4	0.778 1	1.07	0.144 2	0.141 9	1.62
	2	0.028 6	0.028 3	1.06	0.010 1	0.010 0	1.00
13.0	1	0.857 9	0.849 1	1.04	0.857 9	0.848 8	1.07
	2	0.008 4	0.008 4	0.00	0.008 4	0.008 6	-2.33
10.6	1	0.857 9	0.849 1	1.04	0.857 9	0.849 1	1.04
	2	0.006 8	0.006 8	0.00	0.006 8	0.006 8	0.00

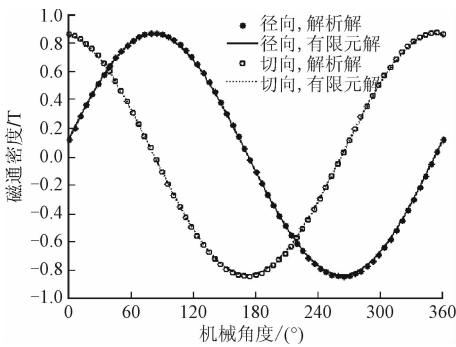
图 7 为 $t=0.562\ 5\ \text{ms}$ 时刻永磁体内不同半径处的各向磁通密度分布,主要谐波分量幅值解析解和有限元解及其相对误差列于表 4,比较结果表明,在永磁体区域,各向磁通密度的解析结果与有限元结果高度吻合,主要谐波分量的解析解与有限元解的相对误差在 2.4% 以内。

气隙中和永磁体内部磁通密度解析结果和有限元结果的对比验证了解析模型的正确性,且表明在距离定子相对较远位置,解析模型可获得更为精确的磁场分布。

图 8 所示为一个机械周期内的不平衡磁拉力变化曲线,其中:静态偏心下, $\epsilon=0.3\ \text{mm}$, $\gamma=30^\circ$;动

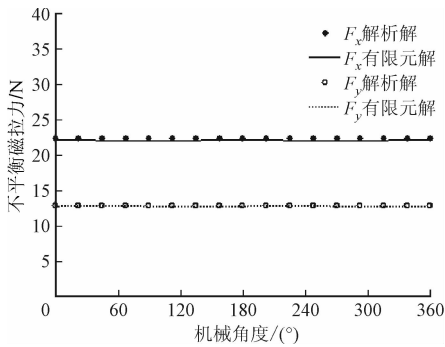


(a) $r=13.0\ \text{mm}$ 处

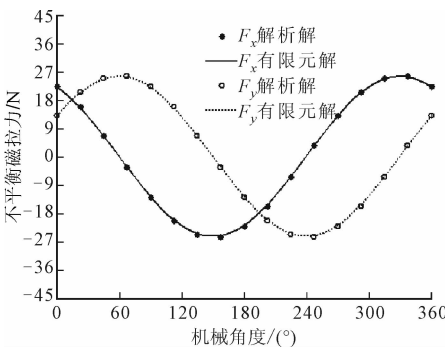


(b) $r=10.6\ \text{mm}$ 处

图 7 永磁体内磁通密度波形



(a) 静态偏心



(b) 动态偏心

图 8 不平衡磁拉力变化曲线

态偏心下, $\epsilon=0.3\text{ mm}$, $\gamma_0=30^\circ$ 。机械角度指转子转过的角度。由图8可知:不平衡磁拉力的解析结果逼近有限元结果;在一个机械周期内,静态偏心不平衡磁拉力的大小和方向都不变,不同的是,动态偏心不平衡磁拉力 x 轴以及 y 轴分量的大小和方向随着转子的旋转而变化,波形呈正弦曲线,幅值相等。这是因为不平衡磁拉力的方向总是沿着偏心方向,在静态偏心情形中,最小气隙位置固定不动,而在动态偏心时,最小气隙位置以电机的同步速度旋转。经过对比,静态偏心不平衡磁拉力解析结果与有限元结果的相对误差在2.6%以内,动态偏心不平衡磁拉力的相对误差在2.3%以内,验证了本文解析模型在计算不平衡磁拉力时的准确性,也表明了该模型适用于任意方向上的转子偏心。

利用解析模型计算出不平衡磁拉力随偏心距的变化关系,如图9所示,其中,静态偏心下 $\gamma=30^\circ$,动态偏心下 $\gamma_0=30^\circ$ 。由图9可知,静态偏心和动态偏心不平衡磁拉力均随着偏心距的增加而增大,这是因为偏心距离越大,磁场畸变程度越大,转子表面各点所受磁拉力越不平衡,不平衡磁拉力也就随之增大。

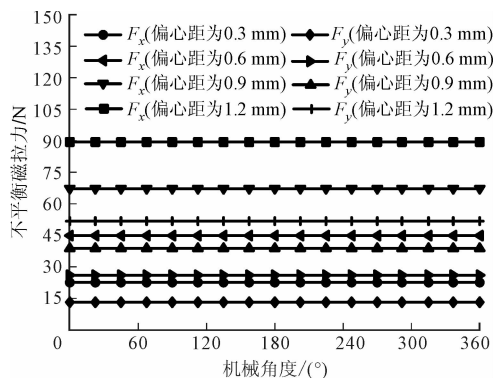
4 结 论

本文利用子区域法和摄动法,建立了两极平行充磁 SCPMSM 考虑定子齿槽效应时转子偏心磁场解析模型;以一台2极12槽平行充磁 SCPMSM 为研究对象,计算了转子偏心磁场以及静态偏心和动态偏心引起的不平衡磁拉力,并通过有限元法进行了对比验证。验证发现:在靠近定子内径位置,除了槽口区域之外,气隙磁通密度解析结果在波形和幅值上都与有限元结果较好地吻合;在距离定子相对较远的气隙中以及永磁体内部,两种方法得到的磁通密度波形高度吻合,除了磁场分布,静态偏心和动态偏心不平衡磁拉力的解析计算结果也逼近有限元结果。对比结果验证了解析模型的正确性,表明了解析模型适用于任意方向上的转子偏心。另外,基于解析模型分析了不平衡磁拉力随偏心距的变化关系,结果显示,静态偏心和动态偏心不平衡磁拉力均随着偏心距的增加而增大。本文所建模型参数修改方便,能够快速准确计算两极平行充磁 SCPMSM 各种转子偏心参数情形下的磁场分布,为转子偏心对电机性能和轴承-转子系统动力学等影响的研究提供了理论基础和有效方法。

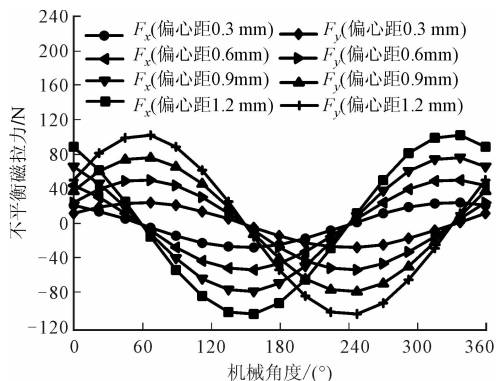
参考文献:

- [1] KIM U, LIEU D K. Magnetic field calculation in permanent magnet motors with rotor eccentricity: without slotting effect [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 1998, 34(4): 2243-2252.
- [2] KIM U, LIEU D K. Magnetic field calculation in permanent magnet motors with rotor eccentricity: with slotting effect considered [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 1998, 34(4): 2253-2266.
- [3] RAHIDEH A, KORAKIANITIS T. Analytical open-circuit magnetic field distribution of slotless brushless permanent-magnet machines with rotor eccentricity [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2011, 47(12): 4791-4808.
- [4] FU J J, ZHU C S. Subdomain model for predicting magnetic field in slotted surface mounted permanent-magnet machines with rotor eccentricity [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2012, 48(5): 1906-1917.
- [5] 周晓燕, 李琛, 仇志坚, 等. 基于摄动法的交替极永磁电机偏心磁场解析计算 [J]. 电工技术学报, 2013, 28(9): 321-331.

ZHOU Xiaoyan, LI Chen, QIU Zhijian, et al. Magnetic field calculation for consequent-pole motor with



(a) 静态偏心



(b) 动态偏心

图9 不平衡磁拉力随偏心距变化关系

- rotor eccentricity based on perturbation method [J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2013, 28(9): 321-331.
- [6] 刘蓉晖,章跃进,李琛,等. 永磁电动机转子偏心空载气隙磁场矢量位解析法 [J]. 微特电机, 2013, 41(6): 6-9.
- LIU Ronghui, ZHANG Yuejin, LI Chen, et al. Analytical method with vector magnetic potential for open-circuit air-gap magnetic field computation in permanent magnet motors with rotor eccentricity [J]. Small & Special Electrical Machines, 2013, 41(6): 6-9.
- [7] LI J T, LIU Z J, NAY L H A. Effect of radial magnetic forces in permanent magnet motors with rotor eccentricity [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2007, 43(6): 2525-2527.
- [8] DORRELL D G, HSIEH M F, GUO Y G. Unbalanced magnet pull in large brushless rare-earth permanent magnet motors with rotor eccentricity [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2009, 45(10): 4586-4589.
- [9] DORRELL D G, POPESCU M, IONEL D M. Unbalanced magnetic pull due to asymmetry and low-level static rotor eccentricity in fractional-slot brushless permanent-magnet motors with surface-magnet and consequent-pole rotors [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2010, 46(7): 2675-2685.
- [10] 张冉,王秀和,杨玉波,等. 基于等效剩磁法的永磁电动机转子偏心磁场解析计算 [J]. 电工技术学报, 2009, 24(5): 7-12.
- ZHANG Ran, WANG Xiuhe, YANG Yubo. Analytical prediction of magnetic field in permanent magnet motors with rotor eccentricity based on the method of equivalent remanence [J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2009, 24(5): 7-12.
- [11] XIANG C L, LIU F, LIU H, et al. Nonlinear dynamic behaviors of permanent magnet synchronous motors in electric vehicles caused by unbalanced magnetic pull [J]. Journal of Sound and Vibration, 2016, 371: 277-294.
- [12] 左曙光,高丽华,吴旭东,等. 电动车用永磁同步电机转子偏心对电磁力影响分析 [J]. 佳木斯大学学报(自然科学版), 2014, 32(2): 166-170, 175.
- ZUO Suguang, GAO Lihua, WU Xudong, et al. The analysis of electromagnetic force in permanent magnet synchronous motors with rotor eccentricity in electric vehicles [J]. Journal of Jiamusi University (Natural Science Edition), 2014, 32(2): 166-170, 175.
- [13] KIM U, LIEU D K. Effects of magnetically induced vibration force in brushless permanent-magnet motors [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2005, 41(6): 2164-2172.
- [14] KIM D, NOH M D, PARK Y W. Unbalanced magnetic forces due to rotor eccentricity in a toroidally wound BLDC motor [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2016, 52(7): 8203204.
- [15] WANG J P, LIEU D K. Magnetic lumped parameter modeling of rotor eccentricity in brushless permanent-magnet motors [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 1999, 35(5): 4226-4231.
- [16] 岳二团,甘春标,杨世锡. 气隙偏心下永磁电机转子系统的振动特性分析 [J]. 振动与冲击, 2014, 33(8): 29-34.
- YUE Ertuan, GAN Chunbiao, YANG Shixi. Vibration characteristics analysis of a rotor for a permanent magnet motor with air-gap eccentricity [J]. Journal of Vibration and Shock, 2014, 33(8): 29-34.
- [17] CHENG W J, SUN Y H, YU L, et al. Analytical solution to magnetic field distribution of a parallel magnetised rotor with cylindrical or ring-type permanent magnet [J]. IET Electric Power Applications, 2015, 9(6): 429-437.
- [18] ZHU Z Q, WU L J, XIA Z P. An accurate subdomain model for magnetic field computation in slotted surface-mounted permanent-magnet machines [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2010, 46(4): 1100-1115.

[本刊相关文献链接]

- 刘洋,左曙光,邓文哲. 含辅助槽轴向永磁电机的电磁力波分析及抑制. 2019, 53(1): 77-85. [doi: 10. 7652/xjtuxb201901010]
- 左曙光,张耀丹,阎礁,等. 考虑定子各向异性的永磁同步电机振动噪声优化. 2017, 51(5): 60-68. [doi: 10. 7652/xjtuxb201705010]
- 郭伟,王跃,李宁. 永磁同步电机飞轮储能系统充放电控制策略. 2014, 48(10): 60-65. [doi: 10. 7652/xjtuxb201410010]
- 丁树业,刘书齐,毕刘新,等. 矢量控制下永磁同步电机的损耗分析. 2013, 47(12): 95-101. [doi: 10. 7652/xjtuxb201312017]
- 何栋炜,彭侠夫,蒋学程,等. 永磁同步电机的改进扩展卡尔曼滤波测速算法. 2011, 45(10): 59-64. [doi: 10. 7652/xjtuxb201110011]

(编辑 刘杨)