

背绕式有槽永磁同步电机的电磁场解析模型^{*}

霍晓康

(中国人民解放军陆军装甲兵学院, 北京 100144)

摘要: 以 1 台 5 kW 背绕式高速永磁同步电机为研究对象, 建立其电磁场解析模型。将电磁场求解域划分为气隙子域、永磁体子域、槽口子域和槽子域, 求解相应的拉普拉斯方程或泊松方程, 解析模型计及电枢反应场、永磁场和定子开槽的影响。计算了该电机的气隙磁密、绕组磁链、绕组反电动势、齿槽转矩和电磁转矩, 并将结果与二维有限元法计算结果和试验数据比较, 比较结果说明了解析模型的准确性。最后以槽口开度为变量, 研究其对气隙磁密分布和齿槽转矩的影响。

关键词: 高速永磁同步电机; 背绕式; 解析模型; 齿槽转矩; 电磁转矩

中图分类号: TM 351 **文献标志码:** A **文章编号:** 1673-6540(2019)03-0050-08

Analytical Model for Slotted Permanent Magnet Synchronous Motor with Gramme Windings^{*}

HUO Xiaokang

(PLA Engineering Institute, Army Academy of Armored Forces, Beijing 100144, China)

Abstract: An analytical model was presented for a 5 kW high speed permanent magnet synchronous motor with gramme windings. The solution regions were divided into air-gap subdomain, permanent magnet subdomain, slot opening subdomain and slot subdomain. The Laplace and Poisson equations in each subdomain were solved. The analytical model accounted for armature reaction field, permanent magnet field and stator slot effects. Air-gap flux density, phase flux-linkage, phase back electromotive force, cogging torque and electromagnetic torque calculated with the proposed analytical method were respectively compared with finite element calculation results and experimental data. Comparison results illustrated the accuracy of the analytical model. Finally, air-gap flux density and cogging torque were studied based on different slot opening grades.

Key words: high speed permanent magnet synchronous motor; gramme windings; analytical model; cogging torque; electromagnetic torque

0 引言

高速直驱机械, 如透平机械、鼓风机、排污机等, 在工业应用中占据着重要的比重。高速永磁同步电机(PMSM)由于结构紧凑、效率高、功率密度大等优点, 广泛用于高速机械的驱动^[1]。高速PMSM转速一般在 60 000 r/min 以上。为了降低电机运行时的电气工作频率, 高速PMSM极数一般为 2 极, 以减少电磁损耗和开关损耗。当电机极数为 2 时, 传统绕组由于节距较大, 导致端部绕

组增加, 用铜量和铜耗相应增加, 因此, 高速PMSM的绕组结构一般都采用背绕式结构, 以有效减小端部绕组^[2-9]。由于电机转速的提升, 转子的涡流损耗成为不可忽略的部分, 无槽定子结构可以有效缓解涡流, 然而, 相较于无槽结构, 有槽定子结构增加输出功率的同时增加了散热能力^[3], 更具有研究和应用价值。

文献[2-4, 6, 9]利用有限元方法, 对背绕式有槽高速同步电机的电磁场、温度场等进行了细致的研究。文献[7]建立了无槽背绕式高速

^{*} 基金项目: 军队科研计划项目(2014YY16)

作者简介: 霍晓康(1982—), 男, 硕士研究生, 研究方向为电力电子与电力传动。

PMSM 的解析模型。总体来说,国内外学者对于背绕式有槽高速同步电机的电磁场解析模型研究尚不完备。就电机的电磁场计算而言,有限元法虽然计算精度较高,但无法直观地表达电机性能与各个参数之间的关系;解析解法表达了各参数之间的内在联系,在电机的初步设计及分析方面有着无可比拟的优势。本文以背绕式有槽高速同步电机为研究对象,将电机求解区域划分为不同子域,在每个子域内求解其矢量磁位,最终建立电磁场解析模型,为背绕式有槽高速同步电机的初步设计提供理论依据。

1 解析模型

1.1 背绕式有槽高速 PMSM 的几何特征及假设

图 1 给出了传统绕组结构和背绕式结构的示意图。本文所研究的高速 PMSM 基本结构如图 2 所示。在环形永磁体外圈套有合金套筒,目的在于保护永磁体,避免其在高速离心力作用下破坏。应当指出,由于背绕式绕组结构的外圈绕组与定子铁心直接构成磁路,不能算作有效工作绕组,且电机的主磁路几乎不经过定子外槽和外齿。



图 1 传统绕组结构和背绕式结构示意图

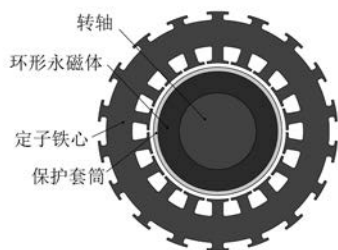


图 2 背绕式高速 PMSM 结构图

以电机轴心为 z 轴,建立圆柱坐标系,如图 3 所示,则有效的计算区域简化为以 R_7 为边界的圆形区域。整个电机求解域可划分为:永磁体子域[子域(2)]、气隙子域[包括气隙和合金套筒,子域(3)]、第 q 个槽口子域[子域(5 q)]和第 q 个槽子域[子域(6 q)]。电机的几何尺寸包括:转轴半

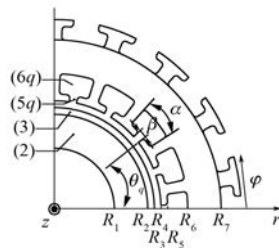


图 3 坐标系的定义

径 R_1 、永磁体外半径 R_2 、合金套筒外半径 R_3 、定子内半径 R_4 、槽底半径 R_5 、槽顶半径 R_6 、定子外槽槽底半径 R_7 、第 q 个槽口位置角 θ_q 、槽口开度角 β 和槽开度角 α 。根据定义第 q 个槽口位置角可以表示为

$$\theta_q = -\frac{\beta}{2} + \frac{2\pi}{Q}(q-1) \quad (1)$$

式中: Q ——总的槽数。

为了方便解析模型的建立,需作以下假设:

- (1) 电机内电磁场的瞬态视为稳态场和静态场;
- (2) 铁心的相对磁导率为无穷大,其他所有材料的相对磁导率为 1;
- (3) 忽略端部磁场,也即激励电流只有 z 向分量,磁感应强度没有 z 向分量;
- (4) 每个槽内都均匀地布满导体;
- (5) 永磁体工作在 BH 平面的第二象限,退磁过程为线性;
- (6) 忽略定子冲片的圆角,槽和槽口都有棱角;
- (7) 忽略转子涡流的影响;
- (8) 所有材料同质且均匀。

基于以上假设,电机内的三维电磁场可以简化为二维电磁场模型。根据电磁场的基本定理,子域(s)内的矢量磁位 $\mathbf{A}^{(s)}$ 可表示为

$$\Delta \mathbf{A}^{(s)} = -\mu_s \mathbf{J}_{\text{Curr}}^{(s)} - \nabla \times \mathbf{B}_{\text{rem}}^{(s)} \quad (2)$$

式中: Δ ——拉普拉斯算子;

μ_s ——子域(s)的磁导率;

$\mathbf{J}_{\text{Curr}}^{(s)}$ ——子域(s)的面电流密度;

$\mathbf{B}_{\text{rem}}^{(s)}$ ——子域(s)的剩磁。

在子域(s)上,

$$\mathbf{B}^{(s)} = \nabla \times \mathbf{A}^{(s)} \quad (3)$$

式中: $\mathbf{B}^{(s)}$ ——子域(s)的磁感应强度。

根据假设(3)可知,矢量磁位 $\mathbf{A}^{(s)}$ 只有 z 向分

量 $A_z^{(s)}$ 。

求解式(2)的边界条件总体上可分为

$$\begin{cases} \mathbf{B}_r^{(s)} = \mathbf{B}_r^{(s+1)} \\ \mathbf{H}_\theta^{(s)} = \mathbf{H}_\theta^{(s+1)} \\ \mathbf{A}^{(s)} = \mathbf{A}^{(s+1)} \end{cases} \quad (4)$$

式中: $\mathbf{B}_r^{(s)}$ ——子域(s)磁感应强度的径向分量;

$\mathbf{H}_\theta^{(s)}$ ——子域(s)磁场强度的切向分量。

根据具体情况,选择合适的边界条件,便可以求得该子域内的矢量磁位。为了方便公式推导,现定义以下算符:

$$\begin{cases} P(x, y, z) = \left(\frac{x}{y}\right)^z + \left(\frac{y}{x}\right)^z \\ E(x, y, z) = \left(\frac{x}{y}\right)^z - \left(\frac{y}{x}\right)^z \end{cases} \quad (5)$$

式(5)求得:

$$\begin{cases} \frac{\partial P(x, y, z)}{\partial x} = \frac{z}{x} E(x, y, z) \\ \frac{\partial E(x, y, z)}{\partial x} = \frac{z}{x} P(x, y, z) \end{cases} \quad (6)$$

1.2 子域模型的推导过程

1.2.1 永磁体子域

本文的研究对象为2极PMSM,永磁体为钕钴永磁材料,充磁方向为平行充磁,永磁体工作在BH平面的第二象限,且满足方程:

$$\begin{cases} \mathbf{B}^{\text{pm}} = \mu_0 \mu_r^{\text{pm}} \mathbf{H}^{\text{pm}} + \mathbf{B}_{\text{rem}} \\ B_{\text{rem}, \varphi} = B_{\text{rem}} \cos \varphi \\ B_{\text{rem}, r} = B_{\text{rem}} \sin \varphi \end{cases} \quad (7)$$

式中: $\mathbf{B}^{\text{pm}}$ ——永磁体内的磁感应强度;

μ_0 ——真空磁导率;

μ_r^{pm} ——永磁体的相对磁导率;

$\mathbf{H}^{\text{pm}}$ ——永磁体内的磁场强度;

$\mathbf{B}_{\text{rem}}$ ——永磁体的剩磁;

$B_{\text{rem}, \varphi}, B_{\text{rem}, r}$ —— $\mathbf{B}_{\text{rem}}$ 的径向和切向分量。

由式(7)可知,永磁体子域内, $\mathbf{B}_{\text{rem}}$ 的旋度为零,则根据式(2),永磁体子域内矢量磁位 A_z^{pm} 的控制方程可表示为

$$\frac{\partial^2 A_z^{\text{pm}}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_z^{\text{pm}}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_z^{\text{pm}}}{\partial \varphi^2} = 0 \quad (8)$$

边界条件可表示为

$$\begin{cases} \left. \frac{\partial A_z^{\text{pm}}}{\partial r} \right|_{r=R_1} + B_{\text{rem}} \cos \varphi = 0 \\ A_z^{\text{pm}}(R_2, \varphi) = A_z^{\text{air-gap}}(R_2, \varphi) \end{cases} \quad (9)$$

式中: $A_z^{\text{air-gap}}$ ——气隙子域的矢量磁位。

符合形如式(9)的边界条件的拉普拉斯方程的通解可表示为^[10]

$$\begin{aligned} A_z^{\text{pm}}(r, \varphi) = & -B_{\text{rem}} R_1 \frac{E(r, R_2, 1)}{P(r, R_2, 1)} \cos \varphi + \\ & \sum_{n=1}^{\infty} A_n^{(2)} \frac{E(r, R_1, n)}{P(R_1, R_2, n)} \cos n\varphi + \\ & B_n^{(2)} \frac{E(r, R_1, n)}{P(R_1, R_2, n)} \sin n\varphi \end{aligned} \quad (10)$$

式(10)中的系数 $A_n^{(2)}$ 和 $B_n^{(2)}$ 可表示为

$$\begin{cases} A_n^{(2)} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} A_z^{\text{air-gap}}(R_2, \varphi) \cos n\varphi \cdot d\varphi \\ B_n^{(2)} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} A_z^{\text{air-gap}}(R_2, \varphi) \sin n\varphi \cdot d\varphi \end{cases} \quad (11)$$

1.2.2 气隙子域

气隙子域的控制方程和边界条件分别由式(12)和式(13)给出。合金套筒由于其所表现的性质与实际气隙相同,也属于气隙子域,则气隙子域的计算域变为 $R_2 \sim R_4$ 的圆环区域。

$$\frac{\partial^2 A_z^{\text{air-gap}}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_z^{\text{air-gap}}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_z^{\text{air-gap}}}{\partial \varphi^2} = 0 \quad (12)$$

$$\begin{aligned} & \left. \frac{\partial A_z^{\text{air-gap}}}{\partial r} \right|_{r=R_2} = \\ & \left. \frac{\partial A_z^{\text{pm}}}{\partial r} \right|_{r=R_2} + B_{\text{rem}} \cos \varphi \left. \frac{\partial A_z^{\text{air-gap}}}{\partial r} \right|_{r=R_4} = \\ & f(\varphi) = \begin{cases} \left. \frac{\partial A_z^{5q}}{\partial r} \right|_{r=R_4}, & \varphi \in [\theta_q, \theta_q + \beta] \\ 0, & \text{其他} \end{cases} \end{aligned} \quad (13)$$

式中: A_z^{5q} ——子域(5q)的矢量磁位。

式(12)的通解形式与系数表达式分别为

$$\begin{aligned} A_z^{\text{air-gap}} = & \sum_{n=1}^{\infty} \left[A_n^{(3)} \frac{R_2}{n} \frac{P(r, R_4, n)}{E(R_2, R_4, n)} - \right. \\ & B_n^{(3)} \frac{R_4}{n} \frac{P(r, R_2, n)}{E(R_2, R_4, n)} \left. \right] \cos n\varphi + \\ & \left[C_n^{(3)} \frac{R_2}{n} \frac{P(r, R_4, n)}{E(R_2, R_4, n)} - \right. \\ & D_n^{(3)} \frac{R_4}{n} \frac{P(r, R_2, n)}{E(R_2, R_4, n)} \left. \right] \sin n\varphi \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{cases} A_n^{(3)} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{\partial A_z^{\text{pm}}}{\partial r} \Big|_{r=R_2} + B_{\text{rem}} \cos \varphi \right) \cdot \cos n\varphi \cdot d\varphi \\ B_n^{(3)} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(\varphi) \cos n\varphi \cdot d\varphi \\ C_n^{(3)} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{\partial A_z^{\text{pm}}}{\partial r} \Big|_{r=R_2} + B_{\text{rem}} \cos \varphi \right) \cdot \sin n\varphi \cdot d\varphi \\ D_n^{(3)} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(\varphi) \sin n\varphi \cdot d\varphi \end{cases} \quad (15)$$

根据式(3), 气隙磁密可以表示为

$$\begin{cases} B_r^{\text{air-gap}} = \frac{1}{r} \frac{\partial A_z^{\text{air-gap}}}{\partial \varphi} \\ B_t^{\text{air-gap}} = -\frac{\partial A_z^{\text{air-gap}}}{\partial r} \end{cases} \quad (16)$$

式中: 下标 r、t——径向和切向分量。

1.2.3 第 q 个槽口子域

第 q 个槽口子域[子域(5q)], 计算域可表示为

$$\begin{cases} \varphi \in [\theta_q, \theta_q + \beta] \\ r \in [R_4, R_5] \end{cases} \quad (17)$$

该子域的控制方程和边界条件分别由式(18)和式(19)表示:

$$\frac{\partial^2 A_z^{5q}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_z^{5q}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_z^{5q}}{\partial \varphi^2} = 0 \quad (18)$$

$$\begin{cases} \left. \frac{\partial A_z^{5q}}{\partial \varphi} \right|_{\varphi=\theta_q} = 0 \\ \left. \frac{\partial A_z^{5q}}{\partial \varphi} \right|_{\varphi=\theta_q+\beta} = 0 \\ A_z^{5q}(R_4, \varphi) = A_z^{\text{air-gap}}(R_4, \varphi) \\ A_z^{5q}(R_5, \varphi) = A_z^{6q}(R_5, \varphi) \end{cases} \quad (19)$$

式中: A_z^{6q} ——子域(6q)的矢量磁位。

考虑拉普拉斯方程式(18)及边界条件式(19), 式(18)的通解形式可表示为^[11]

$$\begin{aligned} A_z^{5q} = & A_0^{(5q)} + B_0^{(5q)} \ln r + \\ & \sum_{k=1}^{\infty} \left[A_k^{(5q)} \frac{E\left(r, R_5, \frac{k\pi}{\beta}\right)}{E\left(R_4, R_5, \frac{k\pi}{\beta}\right)} - B_k^{(5q)} \frac{E\left(r, R_4, \frac{k\pi}{\beta}\right)}{E\left(R_4, R_5, \frac{k\pi}{\beta}\right)} \right] \cdot \\ & \cos \frac{k\pi}{\beta} (\varphi - \theta_q) \end{aligned} \quad (20)$$

其中, 系数 $A_0^{(5q)}$ 、 $B_0^{(5q)}$ 、 $A_k^{(5q)}$ 、 $B_k^{(5q)}$ 分别由式(21)

计算可得

$$\begin{cases} A_0^{(5q)} + B_0^{(5q)} \ln R_4 = \\ \frac{1}{\beta} \int_{\theta_q}^{\theta_q+\beta} A_z^{\text{air-gap}}(R_4, \varphi) \cdot d\varphi \\ A_0^{(5q)} + B_0^{(5q)} \ln R_5 = \\ \frac{1}{\beta} \int_{\theta_q}^{\theta_q+\beta} A_z^{6q}(R_5, \varphi) \cdot d\varphi \\ A_k^{(5q)} = \frac{2}{\beta} \int_{\theta_q}^{\theta_q+\beta} A_z^{\text{air-gap}}(R_4, \varphi) \cdot \\ \cos \left[\frac{k\pi}{\beta} (\varphi - \theta_q) \right] \cdot d\varphi \\ B_k^{(5q)} = \frac{2}{\beta} \int_{\theta_q}^{\theta_q+\beta} A_z^{6q}(R_5, \varphi) \cdot \\ \cos \left[\frac{k\pi}{\beta} (\varphi - \theta_q) \right] \cdot d\varphi \end{cases} \quad (21)$$

1.2.4 第 q 个槽子域

第 q 个槽子域[子域(6q)]为载流区域, 计算域可表示为

$$\begin{cases} \varphi \in \left[\theta_q + \frac{1}{2}(\beta - \alpha), \theta_q + \frac{1}{2}(\beta + \alpha) \right] \\ r \in [R_5, R_6] \end{cases} \quad (22)$$

根据式(2), 子域(6q)内的矢量磁位 A_z^{6q} 可表示为

$$\frac{\partial^2 A_z^{6q}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_z^{6q}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_z^{6q}}{\partial \varphi^2} = -\mu_0 J_{\text{Curr},z}^{(6q)} \quad (23)$$

式中: $J_{\text{Curr},z}^{(6q)}$ ——子域(6q)内的面电流密度。

由于导体在槽内均匀布满, 槽内的面电流密度的计算方法为

$$\mathbf{J}_{\text{Curr}}^{(6q)} = J_{\text{Curr},z}^{(6q)} \cdot \mathbf{e}_z =$$

$$\begin{cases} \frac{N^{(6q)} i_{\text{ext},p}}{\hat{A}_{\text{slot}}} \cos(\omega_e t) \cdot \mathbf{e}_z, & q \in s_U \\ \frac{N^{(6q)} i_{\text{ext},p}}{\hat{A}_{\text{slot}}} \cos\left(\omega_e t - \frac{2\pi}{3}\right) \cdot \mathbf{e}_z, & q \in s_V \\ \frac{N^{(6q)} i_{\text{ext},p}}{\hat{A}_{\text{slot}}} \cos\left(\omega_e t + \frac{2\pi}{3}\right) \cdot \mathbf{e}_z, & q \in s_W \end{cases} \quad (24)$$

式中: $N^{(6q)}$ ——第 q 个槽内的导体数目;

$i_{\text{ext},p}$ ——激励电流的峰值;

ω_e ——电气角频率;

s_U 、 s_V 、 s_W ——该槽属于 U 相绕组、V 相绕组或 W 相绕组;

$\hat{A}_{\text{slot}}$ ——槽的面积,由式(25)计算可得,

$$\hat{A}_{\text{slot}} = \frac{R_5 + R_6}{2}(R_6 - R_5)\beta \quad (25)$$

子域(6q)的边界条件可表示为

$$\begin{cases} \left. \frac{\partial A_z^{6q}}{\partial r} \right|_{r=R_6} = 0 \\ \left. \frac{\partial A_z^{6q}}{\partial \varphi} \right|_{\varphi=\theta_q+\frac{1}{2}(\beta-\alpha)} = 0 \\ \left. \frac{\partial A_z^{6q}}{\partial \varphi} \right|_{\varphi=\varphi=\theta_q+\frac{1}{2}(\beta+\alpha)} = 0 \\ \left. \frac{\partial A_z^{6q}}{\partial r} \right|_{r=R_5} = \begin{cases} \left. \frac{\partial A_z^{5q}}{\partial r} \right|_{r=R_5}, & \varphi \in [\theta_q, \theta_q + \beta] \\ 0, & \text{其他} \end{cases} \end{cases} \quad (26)$$

泊松方程式(23)的通解可由其特解与对应的拉普拉斯方程的通解之和来表示,最终表达式可表示为

$$A_z^{6q} = A_0^{(6q)} + \frac{1}{2}\mu_0 J_{\text{Curr},z}^{(6q)} \left(R_6^2 \ln r - \frac{1}{2}r^2 \right) + \sum_{m=1}^{\infty} A_m^{(6q)} \frac{\alpha R_5}{m\pi} \frac{P\left(r, R_6, \frac{m\pi}{\alpha}\right)}{P\left(R_5, R_6, \frac{m\pi}{\alpha}\right)} \cdot \cos\left\{ \frac{m\pi}{\alpha} \left[\varphi - \theta_q - \frac{1}{2}(\beta - \alpha) \right] \right\} \quad (27)$$

其中,系数 $A_m^{(6q)}$ 由式(28)计算可得:

$$A_m^{(6q)} = \frac{2}{\alpha} \int_{\theta_q}^{\theta_q+\beta} \left. \frac{\partial A_z^{5q}}{\partial r} \right|_{r=R_5} \cdot \cos\left\{ \frac{m\pi}{\alpha} \left[\varphi - \theta_q - \frac{1}{2}(\beta - \alpha) \right] \right\} \cdot d\varphi \quad (28)$$

根据边界条件式(26)的最后一个公式,系数 $B_0^{(5q)}$ 可直接计算得出:

$$B_0^{(5q)} = \frac{1}{2}\mu_0 J_{\text{Curr},z}^{(6q)} \frac{\alpha}{\beta} (R_6^2 - R_5^2) \quad (29)$$

根据以上推导,联立式(8)~式(29),可求解每个子域内的矢量磁位。

1.3 基本参数的求解

求得矢量磁位后,可根据需求,求解电机的基本电磁参数,如气隙磁密、绕组磁链、绕组反电动势、电磁转矩以及齿槽转矩等。其中气隙磁密由式(16)可得。

1.3.1 绕组磁链及反电动势

磁链 ψ 的基本计算公式可表示为

$$\psi = \oint_C \mathbf{A}^{(s)} \cdot d\mathbf{l} \quad (30)$$

式中: C ——积分回路。

由于电机槽内导体均匀分布,槽内矢量磁位可平均分配到每一根导体上,故绕组磁链可具体表达为

$$\psi_x = \sum_{q \in s_x} C(q) \frac{N_{\text{Curr}} L_s}{\hat{A}_{\text{slot}}} \iint_{\hat{A}_{\text{slot}}} A_z^{6q} r dr d\varphi \quad (31)$$

式中: N_{Curr} ——每相串联导体数目;

L_s ——电机轴向长度;

x ——所属绕组, $x=U, V, W$ 。

函数 $C(q)$ 可表示为

$$C(q) = \begin{cases} 1, & q \in s_x^+ \\ -1, & q \in s_x^- \end{cases} \quad (32)$$

反电动势 e 可表示为

$$e_x = - \frac{d\psi_x}{dt} = - \omega \frac{d\psi_x}{d\varphi} \quad (33)$$

式中: ω ——电机转速。

1.3.2 齿槽转矩

齿槽转矩是指永磁体和定子铁心之间的相互作用力,可根据麦克斯韦应力张量求得。取气隙中间的圆周为积分路径,则齿槽转矩可表示为

$$T_{\text{cog}} = \frac{L_s R_{\text{gap}}^2}{\mu_0} \cdot \int_0^{2\pi} B_n^{\text{air-gap}}(R_{\text{gap}}, \varphi) \cdot B_t^{\text{air-gap}}(R_{\text{gap}}, \varphi) \cdot d\varphi \quad (34)$$

其中:

$$R_{\text{gap}} = \frac{1}{2}(R_3 + R_4) \quad (35)$$

考虑式(14)和式(16),式(34)可简化为

$$T_{\text{cog}} = \frac{\pi L_s R_{\text{gap}}^2}{\mu_0} \sum_{n=1}^{\infty} (\chi_n^a \chi_n^b + \chi_n^c \chi_n^d) \quad (36)$$

其中:

$$\chi_n^a = -A_n^{(3)} \frac{R_2}{R_{\text{gap}}} \frac{P(R_{\text{gap}}, R_4, n)}{E(R_2, R_4, n)} + B_n^{(3)} \frac{R_4}{R_{\text{gap}}} \frac{P(R_{\text{gap}}, R_2, n)}{E(R_2, R_4, n)} \quad (37)$$

$$\chi_n^b = -C_n^{(3)} \frac{R_2}{R_{\text{gap}}} \frac{E(R_{\text{gap}}, R_4, n)}{E(R_2, R_4, n)} + D_n^{(3)} \frac{R_4}{R_{\text{gap}}} \frac{E(R_{\text{gap}}, R_2, n)}{E(R_2, R_4, n)} \quad (38)$$

$$\begin{aligned} \chi_n^c = & -A_n^{(3)} \frac{R_2}{R_{\text{gap}}} \frac{E(R_{\text{gap}}, R_4, n)}{E(R_2, R_4, n)} + \\ & B_n^{(3)} \frac{R_4}{R_{\text{gap}}} \frac{E(R_{\text{gap}}, R_2, n)}{E(R_2, R_4, n)} \end{aligned} \quad (39)$$

$$\begin{aligned} \chi_n^d = & C_n^{(3)} \frac{R_2}{R_{\text{gap}}} \frac{P(R_{\text{gap}}, R_4, n)}{E(R_2, R_4, n)} - \\ & D_n^{(3)} \frac{R_4}{R_{\text{gap}}} \frac{P(R_{\text{gap}}, R_2, n)}{E(R_2, R_4, n)} \end{aligned} \quad (40)$$

1.3.3 电磁转矩

由于所研究的解析模型不考虑损失,故电机的电磁转矩可表达为

$$T_{\text{em}} = \frac{e_U i_U + e_V i_V + e_W i_W}{\omega} \quad (41)$$

式中: i_U 、 i_V 、 i_W ——各相电流。

2 解析模型的有限元与试验验证

2.1 试验台架和有限元模型

以1台2极18槽的背绕式高速PMSM为试验对象,绕组结构如图4(a)所示,验证解析模型的准确程度。电机的具体参数如表1所示。解析

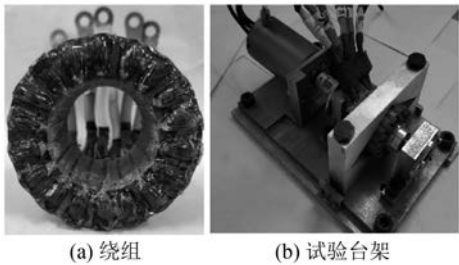


图4 绕组结构和试验台架实物图

表1 电机的具体参数

参数名称	参数值
电机转轴半径 R_1/mm	9
永磁体半径 R_2/mm	14
永磁体保护套半径 R_3/mm	15
定子内半径 R_4/mm	16
槽底半径 R_5/mm	17
槽顶半径 R_6/mm	20
定子长度 L_s/mm	35
槽宽角 $\alpha/(\circ)$	15
槽口宽角 $\beta/(\circ)$	4
每槽导体数 $2N_{\text{curr}}$ *	4
永磁体剩磁 B_r/T	1.2
槽数 Q	18
永磁体和气隙区域谐波计算次数 N	100
槽口区域谐波计算次数 K	100
槽区域谐波计算次数 M	100

注: * 算例中所用电机的每相绕组并联支路为2

结果由 MATLAB 计算得到,并利用 Ansoft 建立相应的有限元模型,同时,考虑到模型的实际应用,设计如图4(b)所示的试验台架。试验台架由1台5 kW 的无刷直流电机和研究的目标电机组成,无刷直流电机用作动力输出,方便采集目标电机的空载参数。有限元模型如图5所示,为了提高计算精度,对网格进行加密处理。

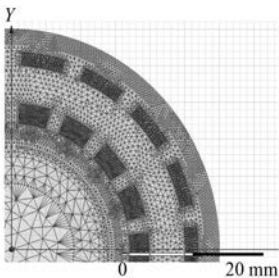


图5 有限元模型及其网格剖分

2.2 参数验证

空载气隙磁密的径向和切向分量分别如图6和图7所示。取 $t=0$ 时刻的激励电流为负载工况,计算负载磁密,结果如图8(径向)和图9(切向)所示。由结果可知,解析结果和有限元结果几乎完美一致,说明了解析结果的正确性。同时可以看出,激励电流对气隙磁密波形有很大程度的影响,但是激励电流产生的磁感应强度的量级远不如永磁体所产生的磁感应强度。

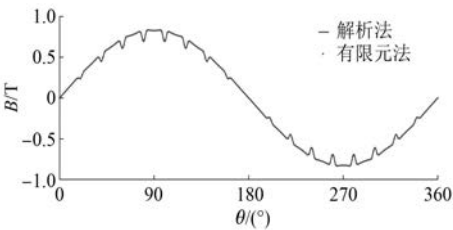


图6 空载气隙磁密径向分量

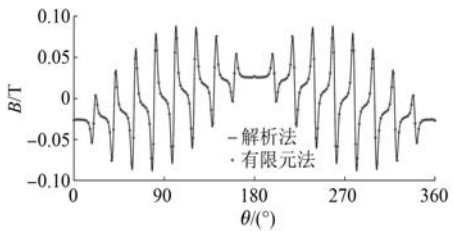


图7 空载气隙磁密切向分量

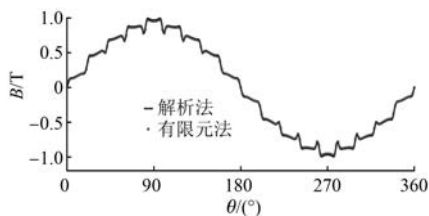


图8 负载气隙磁密径向分量

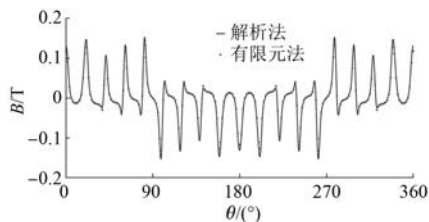


图9 负载气隙磁密切向分量

磁链计算结果如图 10 所示,与有限元结果基本吻合。反电动势的验证加入试验验证。转速 3 000 r/min 时电机 U 相的反电动势结果如图 11 所示。由于本文的研究对象为高速 PMSM,每相绕组为 4 匝,且每相含有 2 支并联支路,所以反电动势相较低速永磁电机来说小了很多,这样设计的目的是为了提高电机的转速。由图 11 可知,试验结果小于解析结果和有限元结果,误差来源基本可分为:(1)端面影响,由于背绕式高速 PMSM 等效气隙较大,端面效应增加,使得气隙磁密下降^[2];(2)解析模型和有限元模型未考虑定子叠片的圆角影响,加上永磁体的加工充磁等误差,使得反电动势结果不一致;(3)数据采集系统的误差,包括转速测量误差及反电动势测量误差;(4)涡流的影响并未考虑,而实际试验中存在。

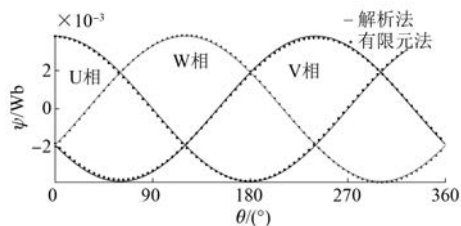


图10 绕组磁链的解析结果和有限元结果的对比

齿槽转矩的计算结果如图 12 所示。由结果可知,由于槽口开度较小、等效气隙较大等原因,齿槽转矩在 10^{-6} N·m 量级,基本可以忽略。这一结果较符合实际:由于齿槽转矩过小,当前的试验

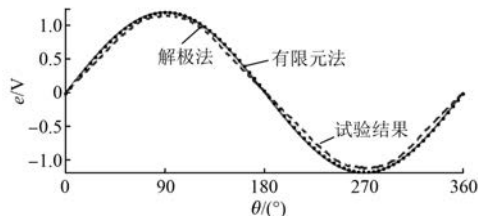


图11 U 相反电动势的解析计算结果、有限元仿真结果和实验数据的对比

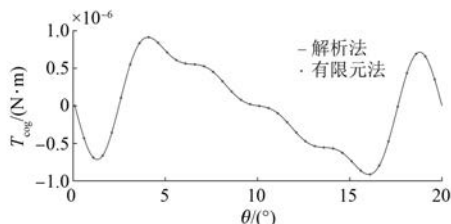


图12 齿槽转矩结算结果

设备无法准确测量。由图 12 可知,齿槽转矩的周期为 $\pi/9$,符合理论上的周期 $2\pi/Q$ 。

电磁转矩的计算结果如图 13 所示。工况为相峰值电流 10 A,转速 3 000 r/min,可以看出解析结果略有波动,这是由于解析结果为离散计算结果,结算步长小于有限元模型,所得结果略有波动。除此之外,两者基本吻合。该工况下电机转矩为 10^{-3} N·m 级,这也是高速电机的特点。

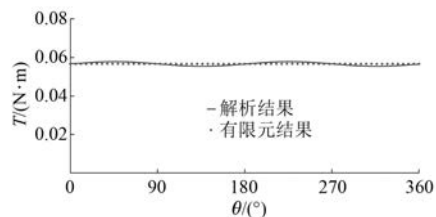


图13 电磁转矩计算结果

2.3 槽口角对电机参数的影响

槽口角的开度对永磁电机的气隙磁密波形和齿槽转矩有较大的影响。以表征槽口开度的无量纲量 β/α 为研究变量,对比不同槽口开度下气隙磁密和齿槽转矩的计算结果,如图 14 和图 15 所示。

随着槽口开度的增加,气隙磁密的谐波分量明显增加。为了削弱电机的气隙磁密谐波,应当在保证工艺和装配的情况下,选择较小的槽口开度。

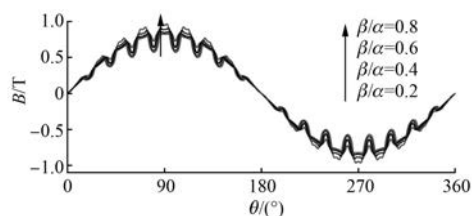


图 14 不同槽口开度下气隙磁密的径向分量

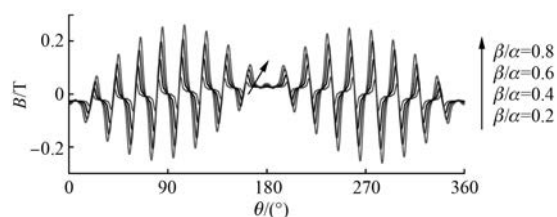


图 15 不同槽口开度下气隙磁密的切向分量

不同槽口开度下齿槽转矩的计算结果如图 16 所示。可以看出,随着槽口开度的增加,齿槽转矩相应增大,但转矩的数量级并不可观,与无刷直流电机齿槽转矩的数量级^[11-12]相比,基本可以忽略,这主要是由于背绕式 PMSM 等效气隙(计入合金套筒部分)较大,一定程度上削弱了齿槽转矩。由于齿槽转矩对于高速转子有激振效果,背绕式的绕组结构一定程度上提升了电机的高速性能。

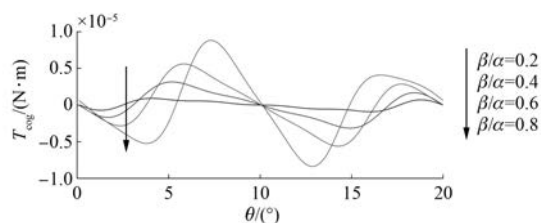


图 16 不同槽口开度下齿槽转矩的对比

3 结 语

以 1 台 5 kW 背绕式高速 PMSM 为研究对象,建立其电磁场的解析模型,将电机的计算域划分为永磁体子域、气隙子域、槽口子域和槽子域,在每个子域上求解相应的拉普拉斯方程或泊松方程,并通过有限元方法和试验,验证了所建立解析模型的正确性。该解析模型能够准确地计算气隙磁密、绕组磁链、绕组反电动势、齿槽转矩和电磁转矩等电机性能参数。另外,还研究了不同槽口开度对于气隙磁密分布和齿槽转矩的影响。本文

所建立的解析模型能够揭示电机设计参数与电机性能参数的内在关系,对于电机的初步设计具有一定的参考价值。

【参考文献】

- [1] GERADA D, MEBARKI A, BROWN N L, et al. High-speed electrical machines: technologies, trends, and developments [J]. IEEE Transactions on Industrial Electronics, 2014, 61(6): 2946.
- [2] 邱洪波, 李伟力, 张晓晨, 等. 背绕式定子绕组高速永磁电机三维端部区域电磁场分析与计算[J]. 中国电机工程学报, 2012, 32(24): 80.
- [3] XING J, WANG F, WANG T, et al. Study on anti-demagnetization of magnet for high speed permanent magnet machine [J]. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2010, 20(3): 856.
- [4] 张晓晨, 李伟力, 程树康, 等. 定子结构型式对高速永磁发电机电磁性能影响[J]. 电机与控制学报, 2011, 15(3): 91.
- [5] 寇宝泉, 曹海川, 张晓晨. 新型结构高速无槽永磁同步电机研究[J]. 电机与控制学报, 2016, 20(6): 77.
- [6] DONG J, HUANG Y, JIN L, et al. Electromagnetic and thermal analysis of open-circuit air cooled high-speed permanent magnet machines with gramme ring windings [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2014, 50(11): 8104004.
- [7] LIMITS B A. Modeling and Design of High-Speed Permanent Magnet Machines [M]. Berlin: Springer, 2013.
- [8] 董剑宁. 高速永磁电机综合设计方法的研究[D]: 南京: 东南大学, 2015.
- [9] 徐建亮, 杨帆. 背绕式定子绕组高速永磁电机电磁性能分析[J]. 微特电机, 2015, 32(12): 37.
- [10] POLYANIN A D. Handbook of Linear Partial Differential Equations for Engineers and Scientists [M]. [S.l.]: Chapman & Hall/CRC, 2002: 751-752.
- [11] LUBIN T, MEZANI S, REZZOUG A. 2-D exact analytical model for surface-mounted permanent-magnet motors with semi-closed slots [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2011, 47(2): 479.
- [12] 杨金歌, 邓兆祥, 周忆, 等. 车用永磁轮毂电机解析建模与齿槽转矩削弱[J]. 西安交通大学学报, 2018, 52(1): 84.

收稿日期: 2018-10-11