

DOI:10.19651/j.cnki.emt.2314641

混合励磁磁悬浮开关磁阻电机转矩建模与分析

欧 钰 项倩雯

(江苏大学电气信息工程学院 镇江 212013)

摘要: 针对传统磁悬浮开关磁阻电机的输出转矩小及转矩与悬浮的耦合问题,提出一种四相 16/14/8 极混合励磁双定子磁悬浮开关磁阻电机。介绍了该电机的拓扑结构、转矩原理与悬浮原理,并优化了转矩绕组的励磁方式,运用有限元法比较分析了该电机与同参数不加永磁体电机的电磁特性,包括电机的转矩特性以及解耦特性,仿真结果验证了该电机自解耦结构的合理性及能有效提高输出转矩。在麦克斯韦应力法基础上,根据电机工作时的磁通分布建立了等效磁路图,采用分段函数拟合铁芯磁化曲线,推导出了考虑磁饱和的转矩数学模型,有限元仿真分析验证了转矩模型与仿真结果较吻合,最小相差约 1.4%,最大相差约 26%。

关键词: 混合励磁;磁悬浮开关磁阻电机;麦克斯韦应力法;磁饱和

中图分类号: TM352 文献标识码: A 国家标准学科分类代码: 470

Torque modeling and analysis of hybrid-excitation bearingless switched reluctance motor

Ou Yu Xiang Qianwen

(School of Electrical and Information Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China)

Abstract: Aiming at the small output torque and the coupling problem between torque and suspension of traditional bearingless switched reluctance motor, a four-phase 16/14/8-pole hybrid-excitation double stator bearingless switched reluctance motor is proposed in this paper. The topological structure, torque principle and suspension principle of the motor are introduced, and the excitation mode of the torque winding is optimized. The electromagnetic characteristics of the motor with the same parameters without permanent magnet are compared and analyzed by finite element method, including the torque characteristics and decoupling characteristics of the motor. The simulation results verify that the self-decoupling structure of the motor is reasonable and can effectively improve the output torque. On the basis of Maxwell stress method, the equivalent magnetic circuit diagram is established according to the magnetic flux distribution of the motor, and the core magnetization curve is fitted by piecewise function. The mathematical model of torque considering magnetic saturation is derived. The torque model agrees well with the simulation results verified by the finite element, with a minimum difference of about 1.4% and a maximum difference of about 26%.

Keywords: hybrid-excitation; bearingless switched reluctance motor; Maxwell stress method; magnetic saturation

0 引言

磁悬浮开关磁阻电机(bearingless switched reluctance motor, BSRM)具有开关磁阻电机(switched reluctance motor, SRM)的优越性能^[1-2],同时也结合了磁轴承的优点,无机械磨损、无摩擦、噪声小、容错性高,因此在电动汽车、飞轮储能、风力发电以及航空航天等领域具有广泛的应用前景^[3]。然而,目前所研究出来的 BSRM 由于转矩与悬浮力的非线性强耦合、输出转矩小等问题,运行性能难以提高。

在 BSRM 中,为了解决非线性强耦合的问题,研究者提出了一些具有自解耦结构的电机,主要分为两类:一类是通过在定子或转子中嵌入隔磁材料从而实现解耦;另一类则是通过双定子结构来隔离两个磁路。文献[4]采用在定子上嵌入隔磁材料将转矩极和悬浮极分离实现转矩磁路和悬浮磁路的独立;文献[5]提出双定子结构,通过外定子提供转矩而内定子提供悬浮力来实现转矩磁路和悬浮磁路的独立;文献[6]在文献[5]的基础上增加内外定子齿数,通过内外定子齿极与嵌入永磁体的角度配合,也实现了转矩与悬浮力的解耦。文献[7]的电机也是采用内外定子结构,转

子与内定子间采用隔磁材料来实现转矩与悬浮力解耦。

在 SRM 中,为了解决输出转矩小的问题,研究人员提出了混合励磁开关磁阻电机(hybrid-excitation switched reluctance motor, HSRM)。将永磁材料(permanent magnet, PM)嵌入传统 SRM 定子中,电机的电磁转矩由磁阻转矩与永磁转矩共同组成,从而使得 HSRM 输出转矩明显提高。国内外都有对于 HSRM 相关的研究,主要体现为在定子轭部、定子齿中及定子槽口安装 PM^[8-11],这些结构的 HSRM 都明显提高了输出转矩。

在 BSRM 建立数学模型方面,文献[12]建立了电机等效磁路模型和磁路分割模型,得到了自感、互感和气隙磁导公式,进而推导出该电机的转矩数学模型;文献[13]根据电机的磁通分布建立了等效磁路图,依据虚位移法推导了悬浮力数学表达式,同时根据电机转矩与悬浮力之间的解耦特性,给出了电机转矩公式;文献[14]选择了一种计及相互垂直方向悬浮力耦合的新积分路径,采用最小二乘法对铁心材料的非线性磁化曲线进行拟合,求解考虑磁饱和的各气隙磁密,建立了基于麦克斯韦应力法的数学模型;文献[15]运用了等效磁回路法及虚位移定理,推导出考虑 α 、 β 轴方向径向偏移及其耦合时的径向力和转矩的数学模型。

为了提高输出转矩并实现转矩与悬浮力的解耦,本文提出一种四相 16/14/8 极混合励磁双定子磁悬浮开关磁阻电机(hybrid-excitation double stator bearingless switched reluctance motor, HEDSBSRM)。第 1 节介绍了电机的结构与原理,优化分析了转矩绕组励磁方式。第 2 节通过有限元法对比分析了该电机与同参数不加永磁体电机的转矩特性、悬浮力与转矩的解耦特性,结果表明该电机能够有效提高输出转矩,并且能够实现转矩与悬浮力的解耦。第 3 节在麦克斯韦应力法基础上,根据电机运行时的磁通分布建立了等效磁路图,在考虑电机磁路饱和的基础上对铁芯材料磁化曲线进行分段拟合,从而推出考虑磁饱和的数学模型,并通过有限元仿真验证了数学模型的有效性。

1 HEDSBSRM 的结构与原理

1.1 电机结构

HEDSBSRM 结构如图 1 所示。图 1(a)为电机二维图,图 1(b)为电机爆破图,电机外定子由 8 个 U 型分块铁芯组成,每个外定子块的齿极间嵌入条状 PM,4 个径向圆周间隔 90° 的内定子齿极内嵌入条状 PM。外定子嵌入的 PM 与内定子嵌入的 PM 径向充磁来提供偏置磁通。

1.2 转矩原理

具体原理如图 2 所示。在图 2(a)中,转矩绕组不通电流,PM 所产生的偏置磁通则遵循“磁阻最小原理”在外定子块中形成闭合回路,此时没有磁通经过气隙与转子齿来产生磁拉力。图 2(b)中,转矩绕组通入较小的电流 I ,此时 PM 的磁通分为两个部分:一部分经过外定子齿、外定子轭

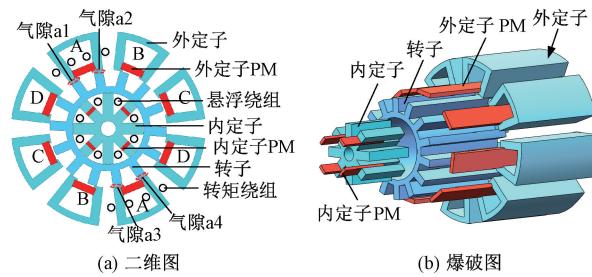


图 1 电机结构图

再回到 PM,这部分磁通中的一小部分会与转矩绕组电流产生的磁通相抵消;另一部分则通过外定子齿、气隙、转子齿、转子轭、转子齿、气隙、定子齿再回到 PM 形成闭合回路,此时气隙、转子齿与转子轭里会有 I (虚线)与 PM(实线)产生的叠加磁通,则定转子极间会产生磁拉力使转子转动。图 2(c)中,转矩绕组通入较大的 I ,此时 PM 在外定子块中产生的磁通全部被 I 产生的磁通抵消,因此外定子块里的总磁通会减小,而 PM 产生的另一部分磁通仍然与转矩绕组电流产生的磁通一样,经过外定子齿、气隙、转子齿、转子轭、转子齿、气隙再回到 PM,此时两个磁通相叠加,定转子之间的磁拉力将会增强。

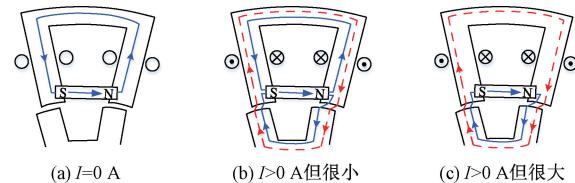


图 2 转矩原理

由于转矩绕组通电产生的磁动势与 PM 产生的磁动势可能会在外定子块中闭合,导致无法形成磁拉力。因此,为了能够形成提供转矩的磁拉力,PM 充磁方向与转矩绕组电流通电方向是相对固定的,如图 2(b)与(c)。

1.3 悬浮力原理

悬浮力由内定子上嵌入的条状 PM 和悬浮绕组电流共同产生,PM 充磁方向指向内定子圆心,如图 3 所示。PM 提供的偏置磁通(实线)经过永磁磁极、悬浮气隙、转子轭、悬浮气隙、控制磁极及内定子轭闭合。径向相对的两极悬浮绕组串联,如图 3(a)所示,悬浮绕组电流 I_x 产生的控制磁通(虚线)经控制磁极、内定子轭、控制磁极、悬浮气隙、转子轭、悬浮气隙回到磁极。由于 PM 磁阻较大,控制磁路则不经过永磁磁极,也不会造成 PM 退磁、出现 PM 短路的情况。

以 x 方向为例进行说明,如图 3(a)所示,实线为 PM 提供的偏置磁通,红色虚线为 I_x 产生的控制磁通。当 $I_x = 0$ A 时,PM 提供偏置磁通,由于磁路的对称性,悬浮气隙圆周处磁密相等,悬浮力为 0,转子处于平衡位置。当转子受到 x 正方向的扰动时,转子向 x 正方向偏移, x 方向上左右两边磁场不平衡, x 负方向的悬浮气隙变小,吸力增大,

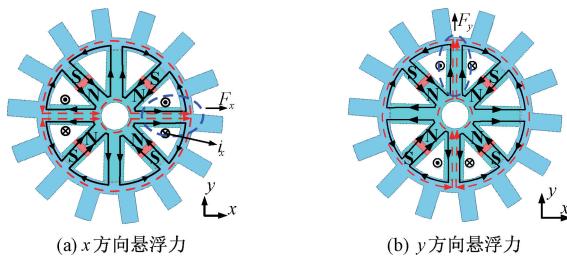


图 3 悬浮力原理

x 正方向上悬浮气隙变大,吸力减小。此时,悬浮绕组通以 x 正方向电流 I_x ,产生两极控制磁通,控制磁通与偏置磁通在 x 负方向悬浮气隙处方向相反,磁场减弱,在 x 正方向悬浮气隙处方向相同,磁场增强,产生 x 正方向的悬浮力,使得转子回到平衡位置。 y 方向悬浮力同理。

1.4 转矩绕组励磁方式

8 个外定子块共分为四相,每对外定子块为一相,由 1.2 节可知,内定子 PM 充磁方向已固定,因此本节在内定子充磁方向的基础上讨论转矩绕组励磁方式。以 A 相为例,根据转矩绕组通电方向和 PM 充磁方向,可分为 4 种励磁方式: NSNS(图 4(a))、SNNS(图 4(b))、SNSN(图 4(c))、NSSN(图 4(d))。当转矩电流 $I_A=6$ A, 悬浮电流 $I_x=I_y=0$ A 时,电机 4 种励磁方式下的转矩磁力线与悬浮磁力线仿真结果如图 4 所示。从仿真结果来看,NSNS 型外定子块内磁力线较少,外定子齿尖与气隙处磁力线较密,且转矩磁路与悬浮磁路相互独立,该励磁方式可行。SNNS 型外定子块内磁力线密集,而气隙处磁力线稀疏,不能产生转矩,且外定子内一部分磁力线经过内定子闭合,转矩磁路与内定子偏置磁路耦合,因此该方式不可行。SNSN 型转矩磁路情况与 NSNS 型相同,但该方式转矩磁路与悬浮磁路间发生了严重耦合,影响电机的悬浮,因此不可行。NSSN 型转矩磁路与悬浮磁路相互独立,实现了转矩与悬浮力解耦,但转矩磁路情况与 SNNS 型相同,气隙处磁力线

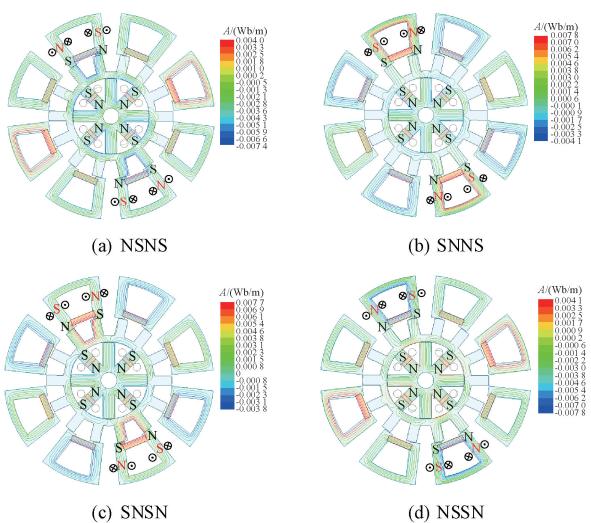


图 4 转矩绕组励磁方式

稀疏,不能产生有效转矩,因此该方式不可行。综上,本文选择 NSNS 型转矩绕组励磁方式,既可以产生有效的电磁转矩,也可实现转矩与悬浮力的解耦。

2 电磁特性

2.1 转矩特性

为了更好分析 HEDSBSRM 的转矩特性,另设计了一台各参数相同的电机,该电机与 HEDSBSRM 的唯一区别是外定子齿间不加 PM,两台电机的参数如表 1 所示。图 5 是在转矩电流 $I_A=6$ A, 悬浮电流 $I_x=I_y=0$ A 时,HEDSBSRM

表 1 电机主要参数

电机	HEDSBSRM	无 PM 的 HEDSBSRM
额定功率/kW	2	
额定转速/rpm	7 000	
外定子外径/mm	122	
外定子内径/mm	73.8	
转子外径/mm	73.2	
转子内径/mm	50	
内定子外径/mm	44.4	
永磁体厚度/mm	3.5	—

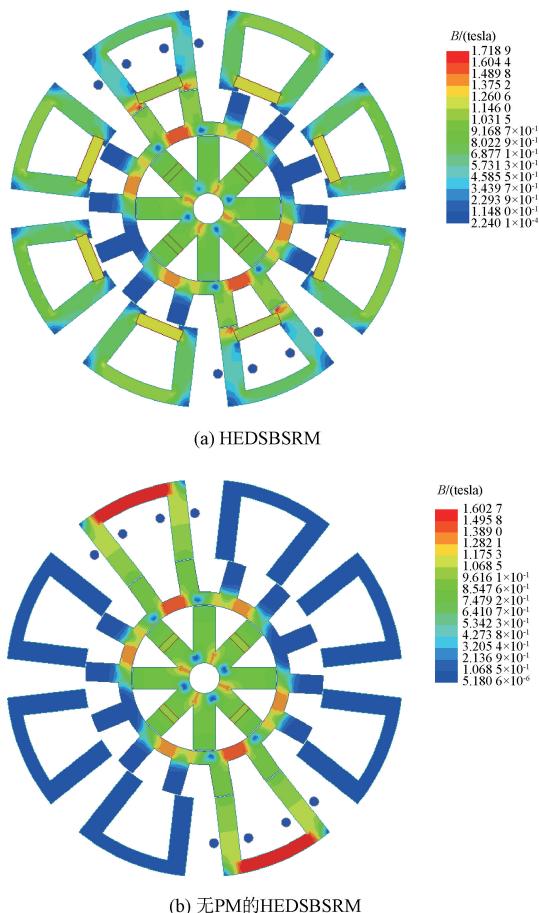


图 5 两种电机的磁密云图

与不加 PM 的 HEDSBSRM 磁密云图。从图 5(a)可以看到,外定子轭部的磁密只有约 0.6 T,明显小于图 5(b)中外定子轭部的磁密,这是因为 PM 产生的磁通与转矩绕组产生的磁通在外定子块中相抵消。而同样由于 PM 的作用,图 5(a)外定子齿尖的磁密趋于饱和,且气隙磁密明显大于图 5(b),因此 HEDSBSRM 比不加 PM 的 HEDSBSRM 能产生更大的电磁转矩。

图 6 为两种电机的转矩随角度 θ 与电流 I_A 变化的仿真对比,从曲线图可以看到,当 θ 从 0° 到 -6.5° , I_A 在 1 到 6 A 时,两个电机的转矩大小相差不大, $I_A=6$ A 时最大相差 0.07 N·m,这是因为小电流时,转矩电流产生的磁通需要在外定子中与 PM 产生的磁通相互抵消。 I_A 在 6 到 10 A 时,随电流变大,HEDSBSRM 的转矩比不加 PM 的 HEDSBSRM 转矩变化更快,在角度为 -1° 到 -3.5° 时,HEDSBSRM 的转矩比不加 PM 的 HEDSBSRM 的转矩大了将近 40%。

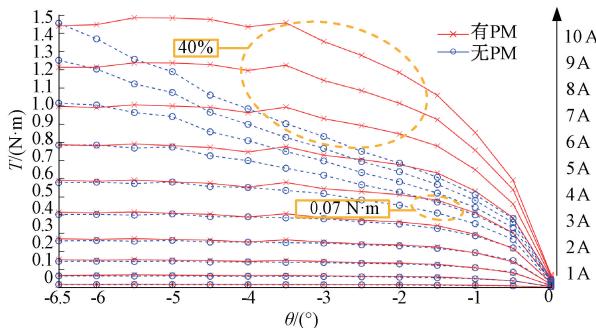


图 6 两种电机 T 随 θ 与 I_A 变化曲线对比

2.2 耦合特性

图 7 为给电机通入不同转矩电流 I_A 和悬浮电流 I_x 、 I_y 的磁力线图。图 7(a)为 $I_A=6$ A, $I_x=0$ A 的磁力线图,图 7(b)为 $I_A=0$ A, $I_x=2$ A 的磁力线图,图 7(c)为 $I_A=6$ A, $I_x=2$ A 的磁力线图,图 7(d)为 $I_A=6$ A, $I_y=2$ A 的磁力线图。在这 4 种情况下可以分析出,转矩磁路仅通过外定子与转子,几乎不走内定子,悬浮磁路仅通过转子与内定子,不走外定子,从磁路的角度说明了转矩与悬浮力能够实现解耦。

图 8(a)为 $\theta=3^\circ$ 时转矩 T 随悬浮电流 I_x 与转矩电流 I_A 变化的三维图,图 8(b)为 $\theta=3^\circ$ 时悬浮力 F_x 随悬浮电流 I_x 与转矩电流 I_A 变化的三维图。从两张图中可以看出,转矩 T 随转矩电流 I_A 增大而增大,但是随悬浮电流 I_x 变化几乎不变,而悬浮力 F_x 随悬浮电流 I_x 的增加呈线性增大,但是随转矩电流 I_A 变化几乎不变。综上,转矩 T 仅与转矩电流 I_A 有关,悬浮力 F_x 仅与悬浮电流 I_x 有关,转矩与悬浮力实现了自解耦。

3 转矩数学模型

精准的数学建模是电机控制的基础,由于 HEDSBSRM

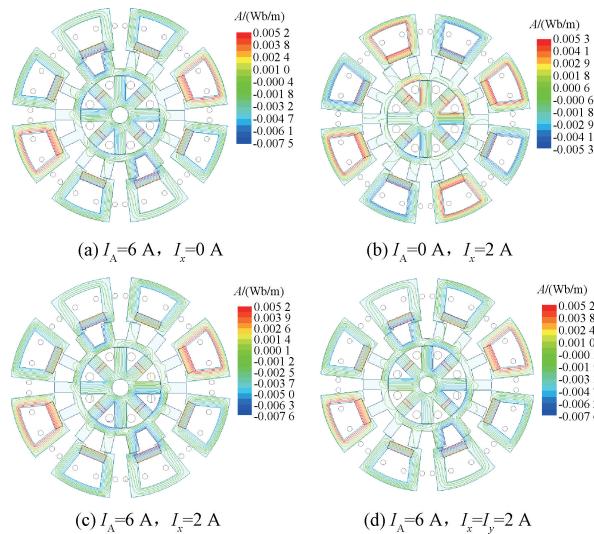
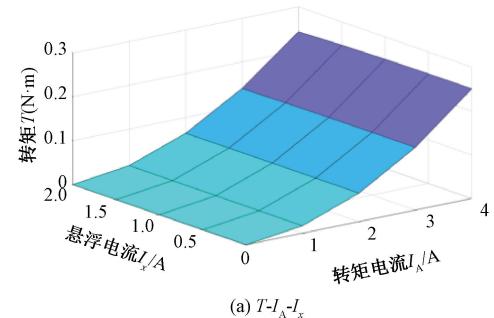
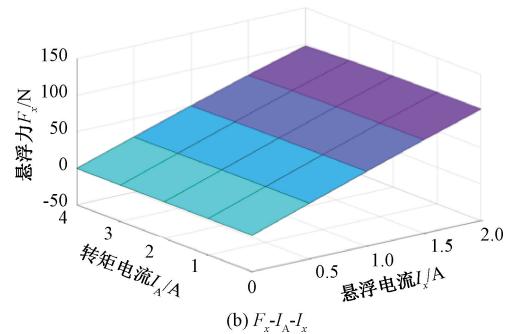


图 7 磁力线图



(a) $T-I_A-I_x$



(b) $F_x-I_A-I_x$

图 8 转矩悬浮力耦合特性

磁路中的非线性因素,因此在建模前做出如下假设:

- 1) 忽略磁通边缘效应及相绕组间互感;
- 2) 外定子极与转子极对中位置定义为转子零度角;
- 3) 转子角度规定逆时针为正方向。

3.1 麦克斯韦应力法

麦克斯韦应力法将给定体积 V 的磁质内的合力和力矩等效为包围 V 表面的 S 上各张力的合力,而作用在曲面 S 上的磁应力的法向力 F_n 和切向力 F_t 的计算公式分别为:

$$F_n = \frac{1}{2\mu_0} \iint_S (B_n^2 - B_t^2) dA \quad (1)$$

$$F_t = \frac{1}{\mu_0} \iint_S B_n B_t dA \quad (2)$$

图 9 为麦克斯韦应力法积分路径,红色区域为主磁通 B_{mal} ,蓝色区域为边缘磁通 B_{fal} 、 B_{fa2} 。由有限元仿真可知,外定子块两个齿极磁密分布相同,且边缘磁通对称,因此积分路径一致, $B_{fal} = B_{fa2}$ 。图中 1~7 为积分路径,由积分路径可得到电机转子磁极受到的切向力为:

$$F_t = \frac{h}{2\mu_0} \left(\int_1^2 B_{fal}^2 dl - \int_3^4 B_{mal}^2 dl \right) \quad (3)$$

因此一个外定子齿极所对应的电磁转矩为:

$$T = F_t r = \frac{hr}{2\mu_0} (B_{fal}^2 l_{12} - B_{mal}^2 l_{34}) \quad (4)$$

式中: h 为转子叠片长度; r 为转子半径; μ_0 为真空磁导率。

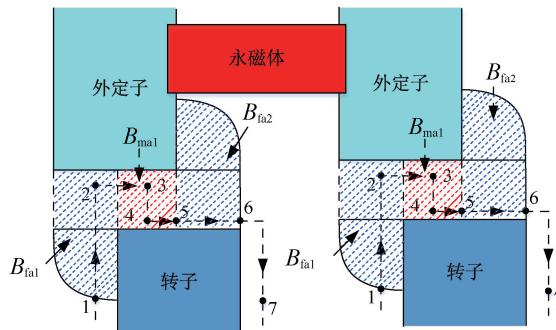


图 9 麦克斯韦应力法积分路径

3.2 等效磁路

图 10(a)为 A 相一个外定子模块的等效磁路图。 R_{sy} 为外定子轭磁阻, R_{st} 为外定子齿极磁阻, R_c 为外定子齿尖磁阻, R_m 为 PM 磁阻, R_{rt} 、 R_{ry} 分别为转子齿、转子轭磁阻, R_{a1} 、 R_{a2} 分别为两个气隙磁阻, F_e 为一极绕组产生的磁动势, Φ_m 为 PM 产生的磁通, Φ_e 为励磁绕组产生的磁通。图 10(b)为简化后的等效磁路图, F_a 为整个定子块上的绕组产生的磁动势, F_m 为 PM 磁动势, R_e 为外定子齿极与轭部磁阻, R 为外定子齿尖、转子与两个气隙的磁阻, Φ 为主磁通。

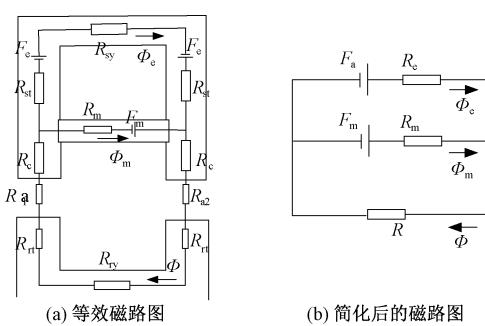


图 10 一个外定子模块的等效磁路图

根据图 10(b)建立基本的磁路方程为:

$$\begin{cases} F_m + \phi_m R_m + (\phi_m + \phi_e) R = 0 \\ \phi_e R_e + (\phi_m + \phi_e) R = F_a = 2NI \end{cases} \quad (5)$$

式(5)中, N 为转矩绕组匝数。通过式(5)可以求出磁通量 Φ_m 、 Φ_e :

$$\begin{cases} \phi_e = \frac{(R_m + R) \cdot 2NI + F_m R}{R_m R_e + (R_m + R_e) R} \\ \phi_m = -\frac{R \cdot 2NI + (R_e + R) F_m}{R_m R_e + (R_m + R_e) R} \\ R = R_{a1} + R_{a2} + R_t + 2R_c \\ R_t = 2R_{rt} + R_{ry} \end{cases} \quad (6)$$

PM 磁阻与磁动势分别为:

$$\begin{cases} F_m = H_c l_m \\ R_m = \frac{l_m}{\mu_0 \mu_r A_m} \end{cases} \quad (7)$$

其中, H_c 为矫顽力, l_m 为 PM 的径向充磁厚度, μ_r ($\mu_r = 1.04$) 为 PM 的相对磁导率, A_m 为 PM 的截面积。由电磁场有限元仿真分析可得: 外定子的两个齿极与转子极间气隙磁密大小几乎一样, 因此 $R_{a1} = R_{a2}$ 。

3.3 气隙磁密计算

假设在电机运行过程中, 转子的偏心位移与平均气隙长度相比很小, 则气隙 a_1 处的主磁密为:

$$B_{mal} = \frac{\mu_0 (\phi_m + \phi_e) R_{a1}}{l_g} = \frac{\mu_0 R_{a1} (NI - \frac{1}{2} \phi_e R_e)}{l_g (R_{a1} + \frac{1}{2} R_t + R_c)} \quad (8)$$

边缘气隙磁密为:

$$\begin{aligned} B_{fal} &= \frac{\mu_0 (\phi_m + \phi_e) R_{a1}}{l_g + \frac{\pi}{2} r |\theta|} = \\ &\frac{\mu_0 R_{a1} (NI - \frac{1}{2} \phi_e R_e)}{(l_g + \frac{\pi}{2} r |\theta|)(R_{a1} + \frac{1}{2} R_t + R_c)} \end{aligned} \quad (9)$$

式中: l_g 为平均气隙长度, θ 为转子位置角(定义为转子齿极偏离外定子齿极的角度, 逆时针为正)。将式(6)、(7)分别代入式(8)、(9)可得到主磁密 B_{mal} 与边缘磁密 B_{fal} 。同理可分别求得气隙 a_2 、 a_3 、 a_4 处的主磁密 B_{ma2} 、 B_{ma3} 、 B_{ma4} 与边缘磁密 B_{fa2} 、 B_{fa3} 、 B_{fa4} 。

3.4 铁芯磁阻计算

由式(6)、(8)、(9)可知, 气隙磁密与 R_{a1} 、 R_t 、 R_e 、 R_c 有关。按照分割磁路法可将边缘磁路用椭圆形磁路与直线磁路来近似求解气隙磁导:

$$\begin{cases} \Lambda_{a1} = \frac{\mu_0 h r (\frac{\pi}{18} - |\theta|)}{l_g} + \frac{2\mu_0 h}{\pi - 2} \ln \frac{l_g + r |\theta|}{l_g} + \\ \frac{\pi - 4}{\pi} \ln \frac{2l_g + \pi r |\theta|}{2l_g} \\ R_{a1} = R_{a2} = \frac{1}{\Lambda_{a1}} \end{cases} \quad (10)$$

而由于铁磁材料的非线性, 磁阻会随着电流增大逐渐

增大,因此 R_t 、 R_e 、 R_c 不是定值。磁阻公式为:

$$R = \frac{l}{\frac{B}{H}S} \quad (11)$$

由式(11)可知,铁芯磁阻会随着磁导率变化相应增大或减小,而磁导率会随着磁路的非线性变化而变化,因此根据铁芯材料的磁化特性曲线趋势,选用线性与非线性函数分段拟合:

$$B = \begin{cases} aH, & H \leqslant H_1 \\ a_1 \ln H^{c_1} + b_1 H^{c_2}, & H_1 < H < H_2 \\ a_2 \ln H^{c_3} + b_2 H^{c_4}, & H \geqslant H_2 \end{cases} \quad (12)$$

定转子铁芯均采用硅钢片 DW310_35,根据磁化特性表选取 $H_1 = 116$ A/m, $H_2 = 3462$ A/m, 根据每段曲线趋势,采用指数函数与对数函数进行参数拟合: $a = 0.00862$, $a_1 = 0.1358$, $a_2 = 0.1941$, $b_1 = -0.0526$, $b_2 = -1.432 \times 10^{-11}$, $c_1 = 2$, $c_2 = 0.3$, $c_3 = 1$, $c_4 = 2$ 。

材料磁化曲线与拟合函数的曲线如图 11 所示。采用对数指数函数拟合的分段曲线结果与材料磁化曲线均方根误差为 0.0374 T, 拟合精度良好。

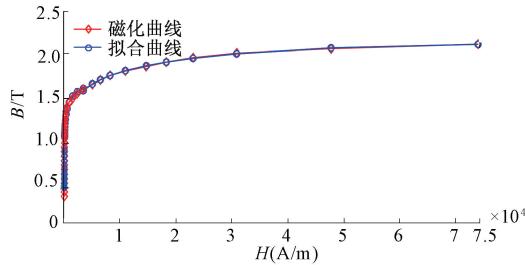


图 11 磁化曲线拟合

由于外定子齿尖、外定子齿极与轭部以及转子齿部与轭部的磁密 B_e 、 B_e 、 B_t 随转矩电流 I_A 变化的情况不同,因此三者的磁导率要分情况讨论。由前面的拟合曲线可得, $H_1 = 116$ A/m 时铁芯磁密为 1 T, $H_2 = 3462$ A/m 时铁芯磁密为 1.6 T, 因此以磁密 1 T 和 1.6 T 为三段拟合曲线的分界线。图 12 为外定子齿尖、外定子齿极与轭部以及转子齿部与轭部的磁密随转矩电流变化的曲线图。

1) I_A 在 0~4 A 时, B_e 、 B_e 、 B_t 都处于线性范围, 即第一段拟合曲线, 磁密仿真结果如图 13(a);

2) I_A 在 4~7 A 时, B_e 开始非线性化, 即第二段拟合曲线, 而 B_e 、 B_t 仍处于线性状态, 磁密仿真结果如图 13(b);

3) I_A 在 7~8.5 A 时, B_e 仍处于第二段拟合曲线, 此时 B_t 进入非线性状态, 即第二段拟合曲线, B_e 仍处于线性状态, 磁密仿真结果如图 13(c);

4) I_A 在 8.5~15.5 A 时, B_e 进入第三段拟合曲线, B_t 仍处于第二段拟合曲线, B_e 仍处于线性状态, 磁密仿真结果如图 13(d);

5) I_A 在 15.5~20 A 时, B_t 与 B_e 处于第 2 段拟合曲线, B_e 仍处于第 3 段拟合曲线, 磁密仿真结果如图 13(e);

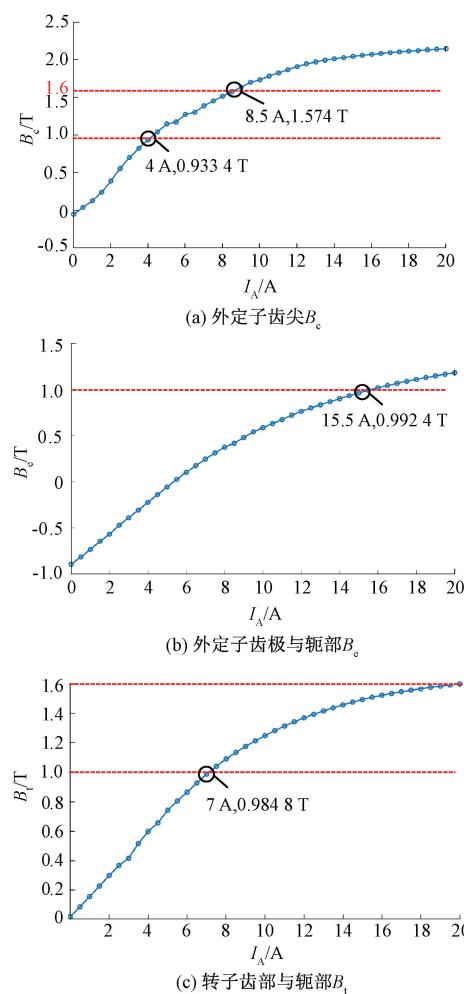


图 12 各部分铁芯磁密随电流的变化曲线

当 I_A 在 0~4 A 时, 三者磁导率都为 0.00862 H/m, 此时:

$$R = \frac{l}{0.00862 S} \quad (13)$$

R 取 R_t 、 R_e 、 R_c 时, l 分别取 l_t 、 l_e 、 l_c , S 分别取 S_t 、 S_e 、 S_c (式中, l_t 、 l_e 、 l_c 分别为外定子齿极与轭部、转子及外定子齿尖的磁路长度, S_t 、 S_e 、 S_c 为磁路横截面积);

当 I_A 在 4~7 A 时:

$$R_c = \frac{l_c}{\frac{B}{H}S_c} = \frac{l_c H}{(0.1358 \ln H^2 - 0.0526 H^{0.3})S_c} = \frac{NI}{(0.1358 \ln(\frac{NI}{l_c})^2 - 0.0526 (\frac{NI}{l_c})^{0.3})S_c} \quad (14)$$

R_t 、 R_e 与式(13)相同。

同理可求得 I_A 在 7~8.5 A、8.5~15.5 A 和 15.5~20 A 时的 R_t 、 R_e 、 R_c 。将所求的不同电流状态下的磁阻代入式(8)、(9)即可求得主磁密 B_{mal} 与边缘磁密 B_{fal} 。

3.5 电磁转矩计算

根据式(6)~(10)所求得的主气隙磁密 $B_{mal} \sim B_{mal}$ 、边

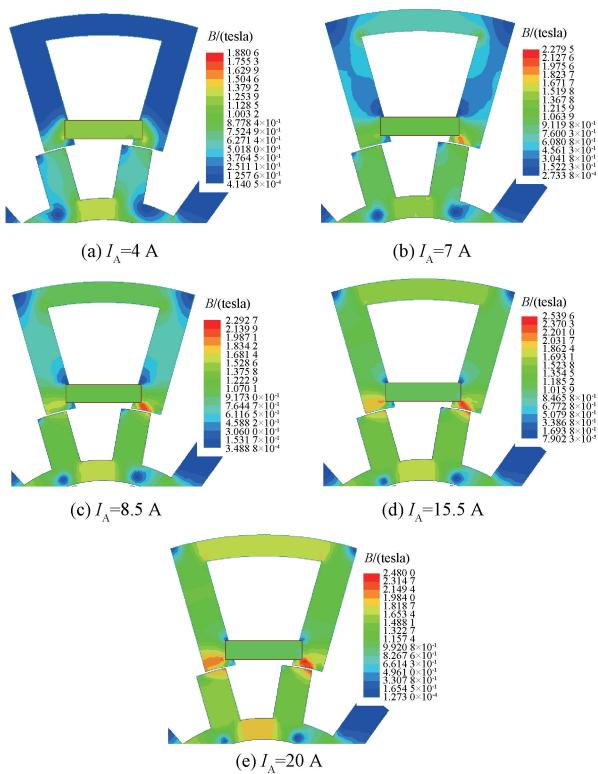


图 13 各个部分铁芯的磁密云图

缘气隙磁密 $B_{\text{fal}} \sim B_{\text{fat}}$ 、励磁绕组产生的磁通 Φ_e 、PM 产生的磁通 Φ_m 以及根据拟合曲线求得的铁芯磁阻 R_t 、 R_e 、 R_c ，可推出考虑铁芯磁饱和的非线性转矩模型：

1) 当产生正转矩时：

$\theta < 0$, I_A 为 $0 \sim 4$ A, 此时电磁转矩为：

$$T = 4 \frac{hr(B_{\text{fal}}^2 l_{12} - B_{\text{mal}}^2 l_{34})}{2\mu_0} = \\ 2\mu_0 hr R_{\text{al}}^2 \left(\frac{NI - 0.5\phi_e R_e}{R_{\text{al}} + 0.5R_t + R_c} \right)^2 \left(\frac{l_g - r\theta}{(l_g - \frac{\pi}{2}r\theta)^2} - \frac{1}{l_g} \right) = \\ 2\mu_0 hr R_{\text{al}}^2 \left(\frac{0.00862NI - \frac{\phi_e l_e}{2S_e}}{0.00862R_{\text{al}} + \frac{l_t}{2S_t} + \frac{l_c}{S_c}} \right)^2 \left(\frac{l_g - r\theta}{(l_g - \frac{\pi}{2}r\theta)^2} - \frac{1}{l_g} \right) \quad (15)$$

I_A 为 $4 \sim 7$ A, 此时电磁转矩为：

$$T = 4 \frac{hr(B_{\text{fal}}^2 l_{12} - B_{\text{mal}}^2 l_{34})}{2\mu_0} = 2\mu_0 hr R_{\text{al}}^2 (NI - \frac{\phi_e l_e}{0.01724S_e}) / \\ [R_{\text{al}} + \frac{l_t}{0.01724S_t} + NI / (0.1358 \ln(NI/l_c)^2 - \\ 0.0526(NI/l_c)^{0.3} S_c)]^2 \left(\frac{l_g - r\theta}{(l_g - \frac{\pi}{2}r\theta)^2} - \frac{1}{l_g} \right) \quad (16)$$

2) 当产生负转矩时：

$\theta > 0$, I_A 为 $0 \sim 4$ A, 此时电磁转矩为：

$$T = 4 \frac{hr(B_{\text{fal}}^2 l_{12} - B_{\text{mal}}^2 l_{34})}{2\mu_0} = \\ 2\mu_0 hr R_{\text{al}}^2 \left(\frac{NI - 0.5\phi_e R_e}{R_{\text{al}} + 0.5R_t + R_c} \right)^2 \left(\frac{l_g + r\theta}{(l_g + \frac{\pi}{2}r\theta)^2} - \frac{1}{l_g} \right) = \\ 0.00862NI - \frac{\phi_e l_e}{2S_e} \\ 2\mu_0 hr R_{\text{al}}^2 \left(\frac{0.00862R_{\text{al}} + \frac{l_t}{2S_t} + \frac{l_c}{S_c}}{(l_g + \frac{\pi}{2}r\theta)^2} \right)^2 \left(\frac{l_g + r\theta}{(l_g + \frac{\pi}{2}r\theta)^2} - \frac{1}{l_g} \right) \quad (17)$$

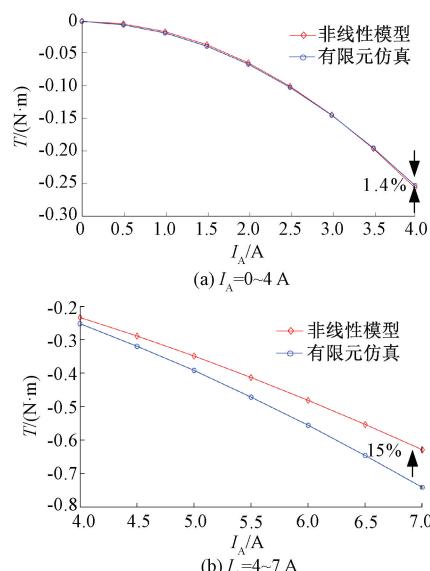
I_A 为 $4 \sim 7$ A, 此时电磁转矩为：

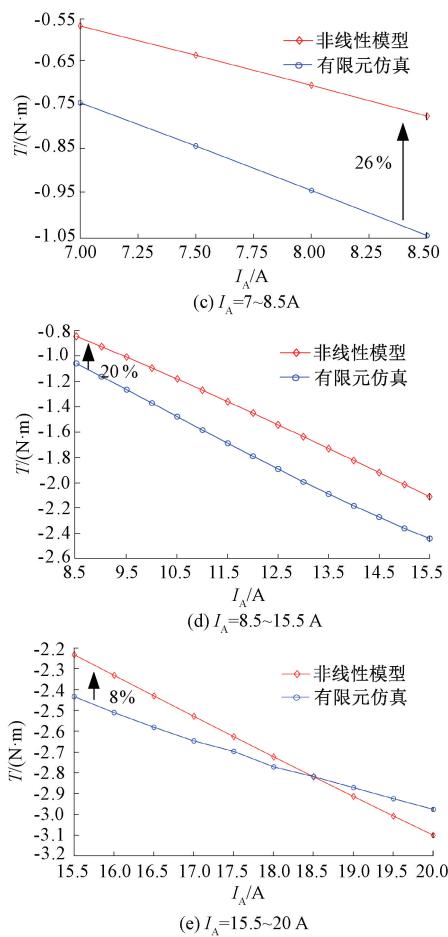
$$T = 4 \frac{hr(B_{\text{fal}}^2 l_{12} - B_{\text{mal}}^2 l_{34})}{2\mu_0} = 2\mu_0 hr R_{\text{al}}^2 (NI - \frac{\phi_e l_e}{0.01724S_e}) / \\ [R_{\text{al}} + \frac{l_t}{0.01724S_t} + NI / (0.1358 \ln(NI/l_c)^2 - \\ 0.0526(NI/l_c)^{0.3} S_c)]^2 \left(\frac{l_g + r\theta}{(l_g + \frac{\pi}{2}r\theta)^2} - \frac{1}{l_g} \right) \quad (18)$$

将式(6)~(10)分别代入式(15)~(18)可求得电磁转矩。同理可求得 I_A 在 $7 \sim 8.5$ A、 $8.5 \sim 15.5$ A 和 $15.5 \sim 20$ A 时的电磁转矩。

3.6 转矩模型验证

图 14 为 $\theta = 3^\circ$ 时, 电磁转矩随电流变化的分段模型与仿真对比图。图 14(a)中, I_A 为 $0 \sim 4$ A 时, 由于铁芯磁阻为定值, 非线性模型与仿真结果较吻合, 转矩最大相差 1.4%。图 14(b)中, I_A 为 $4 \sim 7$ A 时, 转矩非线性模型与仿真结果最大相差 15%。图 14(c)中, I_A 为 $7 \sim 8.5$ A 时, 转矩非线性模型与仿真结果最大相差 26%; 图 14(d)中, I_A 为 $8.5 \sim 15.5$ A 时, 转矩非线性模型与仿真结果最大相差 20%; 图 14(e)中, I_A 为 $15.5 \sim 20$ A 时, 转矩非线性模型与仿真结果最大相差 8%。图 14(c)、(d)的模型与仿真相差较大, 由于 I_A 为 $7 \sim 15.5$ A 时, 转子轭上的转矩磁密与悬



图 14 $\theta = 3^\circ$ 时电磁转矩比较

浮偏置磁密相叠加从而导致转子轭趋于饱和, 图 12(c)以磁密最大处作为取值参考, 导致模型结果小于仿真。本文模型在考虑了磁路饱和的情况下, 电磁转矩随电流增大逐渐收敛, 与有限元仿真相比最大相差 26%, 最小相差 1.4%。通过模型验证对比可以证实本文转矩模型的可行性。

4 结 论

本文提出了一种 16/14/8 极 HEDSBSRM, 首先分析介绍了电机的结构、运行原理及绕组励磁方式, 然后另设计了一台其他参数相同但外定子不加 PM 的 HEDSBSRM, 有限元分析结果表明, 在相同条件下, HEDSBSRM 能够输出更大的转矩, 且转矩与悬浮力能够实现自解耦。根据电机工作时的磁通分布建立了等效磁路图, 考虑到铁芯磁阻的非线性, 依据 B-H 曲线拟合了精度良好的分段函数, 通过不同部位铁芯的磁密随电流变化的曲线给出分段依据, 采用麦克斯韦应力法推导了考虑磁饱和的转矩数学模型。最后通过模型与仿真结果的对比验证了模型的可行性。

参 考 文 献

[1] 杨双义, 王莹, 耿志伟. 采用改进滑模控制的开关磁阻

- 电机转速仿真研究 [J]. 国外电子测量技术, 2022, 41(2): 90-94.
- [2] 徐萌, 周玉祥, 徐海, 等. 基于改进粒子群算法的开关磁阻电机本体优化 [J]. 电子测量与仪器学报, 2023, 37(4): 131-141.
- [3] 孙玉坤, 袁野, 黄永红, 等. 磁悬浮开关磁阻电机及其关键技术发展综述 [J]. 电工技术学报, 2015, 30(22): 1-8.
- [4] WANG H, LIU J, BAO J, et al. A novel bearingless switched reluctance motor with a biased permanent magnet [J]. IEEE Transactions on Industrial Electronics, 2014, 66: 6947-6955.
- [5] 彭薇. 新型双定子无轴承开关磁阻的设计和控制 [D]. 沈阳: 沈阳工业大学, 2012.
- [6] 凤丽云. 混合励磁双定子 BSRM 优化设计与热分析 [D]. 镇江: 江苏大学, 2020.
- [7] XU Z Y, ZHOU Z H, FAN Z, et al. Characteristics analysis and comparison of conventional and segmental rotor type 12/8 double stator bearingless switched reluctance motors [C]. Proceedings of the 2022 Joint MMM-Intermag Conference (INTERMAG), New Orleans, LA, USA, 2022: 1-5.
- [8] 丁文, 李可, 付海刚. 一种 12/10 极模块化定子混合励磁开关磁阻电机分析 [J]. 电工技术学报, 2022, 37(8): 1948-1958.
- [9] ANDRADA P, BLANQUE B, MARTINEZ E, et al. A novel type of hybrid reluctance motor drive [J]. IEEE Transactions on Industrial Electronics, 2013, 61(8): 4337-4345.
- [10] 吴红星, 赵凯岐, 王胜劲, 等. 一种新型混合励磁开关磁阻电机 [J]. 电工技术学报, 2013, 28(7): 56-63.
- [11] DING W, YANG S, HU Y, et al. Design consideration and evaluation of a 12/8 high-torque modular-stator hybrid excitation switched reluctance machine for ev applications [J]. IEEE Transactions on Industrial Electronics, 2017, 64(12): 9221-9232.
- [12] 肖林京, 李波, 孙传余, 等. 一种新型双定子 8/3 极开关磁阻电机转矩模型 [J]. 电机与控制应用, 2016, 43(9): 51-55.
- [13] 杨艳, 吴旭, 李鹏. 双凸定子极无轴承开关磁阻电机数学模型 [J]. 微特电机, 2017, 45(4): 34-38.
- [14] 陈凌, 王宏华, 谭超. 基于麦克斯韦应力法的双绕组无轴承开关磁阻电机新型数学模型 [J]. 电机与控制学报, 2017, 21(11): 9-18.
- [15] 孙玉坤, 吴建兵, 项倩雯. 基于有限元法的磁悬浮开关磁阻电机数学模型 [J]. 中国电机工程学报, 2007, 27(12): 33-40.

作者简介

欧钰, 硕士研究生, 主要研究方向为混合励磁磁悬浮开关磁阻电机设计与优化。

E-mail: ouyu2023@126.com

项倩雯, 硕士生导师, 副教授, 主要研究方向为磁悬浮电机、开关磁阻电机设计与驱动控制。

E-mail: xqw@ujs.edu.cn