

# 静态密封双定子高温超导电机电磁噪声预测研究

杜锌成， 宋春同， 王玉彬  
[ 中国石油大学( 华东) 石大山能新能源学院, 山东 青岛 266580 ]

**摘 要:** 基于电磁场-结构场-声场的多物理场耦合分析对静态密封双定子高温超导电机( HTS-DSG) 的电磁振动声学规律进行了预测性研究。针对 HTS-DSG 内定子齿饱和的特点, 采用等效气隙长度和动态磁导率相结合的方法, 分别对 HTS-DSG 饱和状态下的内、外气隙磁通密度进行了解析计算, 并经仿真及试验验证了理论方法的正确性。针对超导电机内设置分体式冷却杜瓦这一特殊结构, 并进行分析得到了不同位置杜瓦的振动规律。结果表明, 超导线圈匝层间最大抗拉强度远远大于所受振动应力, 超导线圈不会因整机振动发生故障。最后, 将电磁力耦合到 HTS-DSG 声场有限元模型中, 利用多物理场耦合分析, 预测了 HTS-DSG 的电磁振动和噪声规律。

**关键词:** 高温超导; 双定子; 模态试验; 电磁噪声

**中图分类号:** TM37      **文献标志码:** A      **文章编号:** 1673-6540( 2023) 05-0026- 13

**doi:** 10. 12177/emca. 2023. 038

## Vibroacoustic Prediction of High-Temperature Superconducting Dual-Stator Generator with Stationary Seal

DU Xincheng, SONG Chuntong, WANG Yubin  
[ College of New Energy, China University of Petroleum ( East China), Qingdao 266580, China ]

**Abstract:** Based on the multi-physics field coupling analysis of electromagnetic field, structural field and acoustic field, a predictive study of the electromagnetic vibroacoustic laws of high-temperature superconducting dual-stator generator ( HTS-DSG) with stationary seal is carried out. According to the characteristics of stator tooth saturation in HTS-DSG, the method of combining equivalent air gap length and dynamic magnetic permeability is used to analyze and calculate the magnetic flux densities of the inner and outer air gaps in the saturated state of HTS-DSG respectively. Meanwhile, the correctness of the theoretical method is verified by the simulation and experiment. Aiming at the special structure of the split cooling Dewar in the superconducting generator, the vibration stress analysis of the Dewar at different positions is carried out, and the vibration laws of the Dewar at different positions is obtained. The maximum tensile strength is far greater than the vibration stress, that is, under the normal operation state of the motor, the superconducting coil will not fail due to the vibration of the whole machine. Finally, the electromagnetic force is coupled to the HTS-DSG sound field finite element model, and the electromagnetic vibration and noise laws of HTS-DSG are predicted by using multi-physics field coupling analysis.

**Key words:** high-temperature superconducting; dual-stator; modal test; electromagnetic noise

### 0 引 言

近年来, 由于高温超导电机( HTS-DSG) 具有

高功率、高密度、高效率等显著优点<sup>[1-2]</sup>, 在海上风力发电、船舶推进等低速、直驱应用领域得到了广泛的关注<sup>[3-5]</sup>。通常, 采用转子励磁方式的旋转密

收稿日期: 2023-01-12; 收到修改稿日期: 2023-02-10

作者简介: 杜锌成( 1997—), 男, 硕士研究生, 研究方向为特种电机分析与设计。

宋春同( 1997—), 男, 硕士研究生, 研究方向为特种电机分析与设计。

王玉彬( 1974—), 男, 博士, 教授, 研究方向为特种电机的分析、设计与控制。

封超导电机励磁安装在转子侧,为此,需采用低温耦合传输装置实现冷却介质在转子和静止的低温制冷系统之间循环流通。近年来,有学者提出了以双定子 HTS-DSG 为代表的定子励磁型静态密封 HTS-DSG,该电机既秉承了旋转密封超导电机的固有优点,同时又降低了其冷却系统的制造难度<sup>[6-7]</sup>。使高温超导线圈在超导体性能所需的温度下工作。鉴于该类电机的超导励磁绕组位于定子侧,故可去除低温耦合传输装置,降低冷却回路的设计制造难度,同时也能提高超导电机系统的运行可靠性<sup>[8]</sup>。

在超导状态下,超导励磁绕组通以直流电流时具有零电阻特性,其载流能力远大于常规铜线,因此,高温超导励磁绕组可以提供强励磁磁场,从而提高电机的功率密度。然而,强气隙磁通密度会产生较强的随时间、空间变化的电磁力<sup>[9]</sup>。当该电磁力的径向分量作用在定子部件时,定子部件受到强电磁力而发生振动变形<sup>[10]</sup>,引起定子周围空气的振动,进而产生电磁噪声<sup>[11-13]</sup>。特别是当电磁力波的阶次、频率和电机固有振型的阶次、频率非常接近时,会引发共振现象<sup>[14]</sup>,进而导致产生更大的噪声<sup>[15-16]</sup>,严重时甚至会导致电机结构损坏。

电机的电磁振动噪声分析涉及电磁、力学、结构和声场等多个领域,所以电磁噪声研究是一个多物理场耦合问题<sup>[17-18]</sup>。近年来,对多种电机振动噪声进行了研究,已取得了一系列有益成果。从振动噪声的研究对象来看,基于非超导型电机的振动噪声研究成果较多,涉及永磁同步电机<sup>[19]</sup>、爪极电机<sup>[20]</sup>、开关磁阻电机<sup>[21]</sup>和感应电机<sup>[22]</sup>等,但针对超导电机的电磁噪声研究则较少。对于静态密封双定子 HTS-DSG 而言,调磁环转子和内外定子齿的磁场调制作用,使得该超导电机高励磁下的高电磁力波阶次和频率更为复杂,以及电机的双定子特殊结构,使得内外气隙磁场均有丰富的谐波,电磁力的分析也更为复杂。特别是,与传统常规电机相比,该电机内定子的齿部装配了与之刚性连接的超导励磁绕组杜瓦,这一特殊部件对整机模态影响以及杜瓦振动对超导励磁绕组的影响等尚不明晰,亟待解决。

基于以上分析,本文以 HTS-DSG 为研究对

象,针对 HTS-DSG 内定子齿部饱和的特点,采用等效气隙长度和动态磁导率相结合的方法,分别对 HTS-DSG 饱和状态下的内、外气隙磁通密度进行解析计算和试验验证。针对超导电机内设置分体式冷却杜瓦这一特殊结构,对不同位置的各个杜瓦进行振动应力分析,得到不同位置杜瓦的振动规律。将电磁力耦合到 HTS-DSG 声场有限元模型中,利用多物理场耦合分析,预测 HTS-DSG 的电磁振动和噪声规律。

1 气隙磁场分析计算

HTS-DSG 的拓扑结构如图 1 所示,由内至外依次包含了超导励磁绕组、杜瓦、内定子、调磁环转子、电枢绕组、外定子,调磁环转子由导磁块和非导磁块交替排列组成。HTS-DSG 的内气隙位于内定子和调磁环转子之间,外气隙位于外定子和调磁环转子之间。这种内外定子结构配置,可以实现电枢绕组和高温超导励磁绕组在空间上分离,从而抑制电枢反应磁场对超导线材临界电流的影响。表 1 所示为 HTS-DSG 的主要参数。

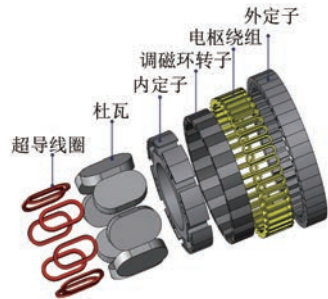


图 1 HTS-DSG 拓扑结构图

表 1 HTS-DSG 的主要参数

| 参数名称     | 参数值     |
|----------|---------|
| 励磁绕组极对数  | 4       |
| 电枢绕组极对数  | 14      |
| 调磁环转子极数  | 18      |
| 外气隙长度/mm | 1       |
| 轴向长度/mm  | 100     |
| 内气隙长度/mm | 1       |
| 超导线材     | Bi-2223 |

对于 HTS-DSG 而言,由电枢反应磁场与调磁环转子调制产生的 HTS 励磁磁场合成外气隙磁

场,该磁场产生的电磁力会施加于外定子齿内表面,产生电磁振动噪声;在内气隙中,由 HTS 励磁磁场和经调磁环转子调制后的电枢反应磁场谐波分量合成的内气隙磁场作用于内定子外表面,同样产生电磁振动噪声。

### 1.1 不考虑铁心饱和的气隙磁场分析计算

理想情况下,铁磁材料磁导率远比空气大,铁心材料磁阻被忽略,因此理想情况下磁力线经内定子、内气隙、调磁环转子导磁块、外气隙、外定子形成闭合路径。如图 2 所示,实际情况下,磁力线路径不仅包含理想气隙长度,还包含了电机外定子槽内等效气隙长度、内定子槽内等效气隙长度、调磁环转子非导磁块中内侧等效气隙长度、调磁环转子非导磁块中外侧等效气隙长度,将上述等效气隙长度分别记为  $\delta_1$ 、 $\delta_2$ 、 $\delta_3$ 、 $\delta_4$ 。

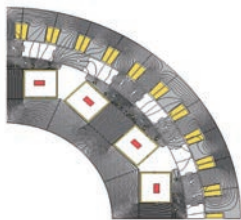


图 2 HTS-DSG 实际磁力线路径

因此,求解实际磁力线长度需分别计算磁力线在外定子槽内等效长度  $\delta_1$ ,在内定子槽内等效长度  $\delta_2$ ,在非导磁块近内定子侧  $\delta_3$ 、近外定子侧的等效气隙长度  $\delta_4$ 。

在 HTS-DSG 的外定子槽中,磁力线的等效分布路径如图 3 所示。

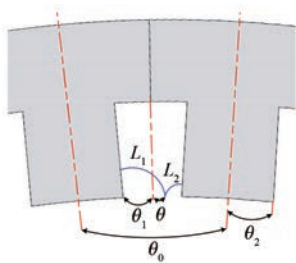


图 3 外定子槽中的等效磁力线分布

图 3 中, $\theta$  为磁力线进入槽内的角度, $\theta_0$  为外定子槽距角, $\theta_1$  为外定子槽开口弧度的一半, $\theta_2$  为外定子齿弧度的一半。令外定子槽距角角平分线处  $\theta=0$ ,磁力线在外定子槽内等效长度  $\delta_1$  表示为  $L_1$ 、 $L_2$  的并联结果,表达式如下:

$$\delta_1(\theta) = \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} = \pi R_1 \frac{\sin\left(\frac{\theta + \theta_1}{2}\right) \sin\left(\frac{\theta_1 - \theta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\theta + \theta_1}{2}\right) + \sin\left(\frac{\theta_1 - \theta}{2}\right)} \quad (1)$$

式中: $R_1$  为外定子内半径。

在 HTS-DSG 的内定子槽中,磁力线的等效分布路径如图 4 所示。

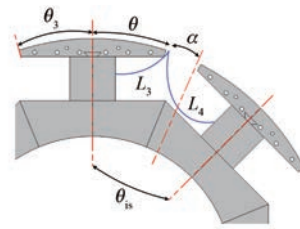


图 4 内定子槽中的等效磁力线分布

图 4 中, $\theta_{is}$  为外定子槽距角, $\theta_3$  为极靴极面弧度的一半,磁力线进入内定子槽的范围可用  $\alpha$  表示。令内定子齿弧长平分线处  $\theta=0$ ,磁力线在内定子槽内等效长度  $\delta_2$  表示为  $L_3$ 、 $L_4$  的并联结果,表达式如下:

$$\delta_2(\theta) = \frac{L_3 L_4}{L_3 + L_4} = \pi R_2 \frac{\sin\left(\frac{\theta - \theta_3}{2}\right) \sin\left(\frac{\beta \theta_{is} + \theta_3 - \theta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\theta - \theta_3}{2}\right) + \sin\left(\frac{\beta \theta_{is} + \theta_3 - \theta}{2}\right)} \quad (2)$$

式中: $R_2$  为内定子外半径; $\beta$  为定子槽内开口角与定子槽距角的比值。

在 HTS-DSG 的非导磁块内侧、外侧中,磁力线的等效分布路径分别如图 5 所示。

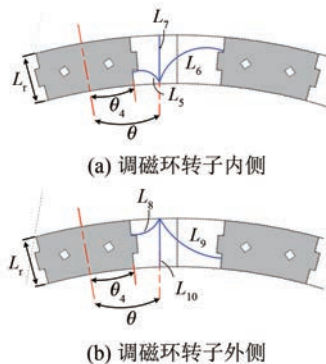


图 5 非导磁块中的等效磁力线分布

图 5 中,  $\theta_4$  为导磁块弧长的一半, 同时也是非导磁块弧度的一半,  $L_r$  为调磁环转子的径向厚度。非导磁块的内侧等效气隙为  $L_5$ 、 $L_6$ 、 $L_7$  三者并联的结果, 非导磁块的外侧等效气隙为  $L_8$ 、 $L_9$ 、 $L_{10}$  三

者并联的结果。令导磁块弧长平分线处  $\theta = 0$ , 磁力线在非导磁块内侧、非导磁块外侧的等效长度分别表示为

$$\delta_3(\theta, t) = \frac{\pi R_{ir} L_r \sin\left(\frac{\theta - \theta_4}{2}\right) \sin\left(\frac{3\theta_4 - \theta}{2}\right)}{L_r \left[ \sin\left(\frac{\theta - \theta_4}{2}\right) + \sin\left(\frac{3\theta_4 - \theta}{2}\right) \right] + \pi R_{ir} \sin\left(\frac{\theta - \theta_4}{2}\right) \sin\left(\frac{3\theta_4 - \theta}{2}\right)} \quad (3)$$

$$\delta_4(\theta, t) = \frac{\pi R_{or} L_r \sin\left(\frac{\theta - \theta_4}{2}\right) \sin\left(\frac{3\theta_4 - \theta}{2}\right)}{L_r \left[ \sin\left(\frac{\theta - \theta_4}{2}\right) + \sin\left(\frac{3\theta_4 - \theta}{2}\right) \right] + \pi R_{or} \sin\left(\frac{\theta - \theta_4}{2}\right) \sin\left(\frac{3\theta_4 - \theta}{2}\right)} \quad (4)$$

式中:  $R_{ir}$  为转子内半径;  $R_{or}$  为转子外半径。

根据气隙磁导函数的定义, 即:

$$\Lambda(\theta, t) = \frac{1}{g(\theta, t)} \quad (5)$$

式中:  $g(\theta, t)$  为总的等效气隙。

由式(5)可知, 通过计算等效气隙长度可以直接计算出电机的气隙磁导函数, 故可将内、外气隙的磁导函数分别表示为

$$\Lambda_{in}(\theta, t) = \frac{1}{\delta_{in}(\theta, t)} = \frac{1}{\delta_i + \delta_2(\theta) + \delta_3(\theta, t)} \quad (6)$$

$$\Lambda_{out}(\theta, t) = \frac{1}{\delta_{out}(\theta, t)} = \frac{1}{\delta_o + \delta_1(\theta) + \delta_4(\theta, t)} \quad (7)$$

式中:  $\delta_i$ 、 $\delta_o$  分别为理想内、外气隙长度。

HTS-DSG 内、外气隙中的磁通密度分布函数如下:

$$B_{in}(\theta, t) = \mu_0 \Lambda_{in}(\theta, t) f(\theta) = \frac{\mu_0 f(\theta)}{\delta_i + \delta_2(\theta) + \delta_3(\theta, t)} \quad (8)$$

$$B_{out}(\theta, t) = \mu_0 \Lambda_{out}(\theta, t) f(\theta) = \frac{\mu_0 f(\theta)}{\delta_o + \delta_1(\theta) + \delta_4(\theta, t)} \quad (9)$$

式中:  $B_{in}(\theta, t)$ 、 $B_{out}(\theta, t)$  分别为 HTS-DSG 内气隙、外气隙中的磁通密度函数;  $f(\theta)$  为内、外气隙中的励磁磁动势, 两者相同;  $\mu_0$  为真空磁导率, 其值为  $4 \times 10^{-7} \text{ H/m}$ 。

为了验证推导的磁导函数准确性, 通过电磁仿真软件搭建 HTS-DSG 的有限元电磁模型得到内、外气隙的磁通密度波形, 并与理论推导的磁通

密度波形进行对比, 如图 6、图 7 所示。

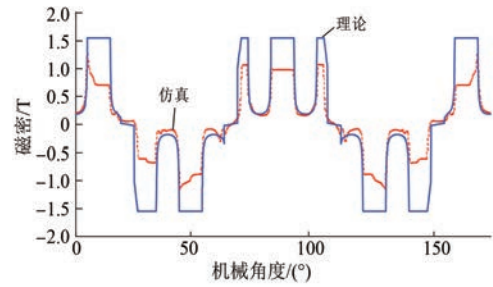


图 6 HTS-DSG 内气隙磁密对比

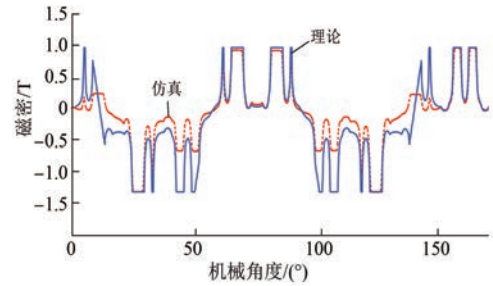


图 7 HTS-DSG 外气隙磁密对比

由图 6、图 7 可知, 理论推导的内、外气隙磁通密度比仿真结果中内、外气隙磁通密度幅值高, 理论计算结果与仿真结果存在较大误差。经过分析电机的磁密云图可以发现, 电机通入额定励磁电流后, 内定子的齿部铁心饱和, 然而在理论计算时并没有考虑铁心饱和, 所以导致理论计算值比仿真结果高, 误差较为明显。综上分析, 只利用等效气隙长度方法分析内、外气隙磁场误差较大, 不能满足要求, 因此需要分析铁心饱和对磁场的影响。

## 1.2 考虑铁心饱和的气隙磁场分析计算

一般在用解析法计算气隙磁场时,当铁心的磁密较小时可以忽略铁心磁阻对气隙磁场的影响,但当通入电流较大或者因为电机结构的影响使铁心的磁饱和程度较高时,铁心磁导率降低,这时的铁心磁阻不能再忽略。如图 8 所示,电机磁密较高的部分主要集中在内定子齿部,在正常运行条件下,励磁磁动势不仅降落在气隙磁阻上,还会降落在铁心磁阻上,不考虑磁路的饱和,会导致理论计算产生较大误差。

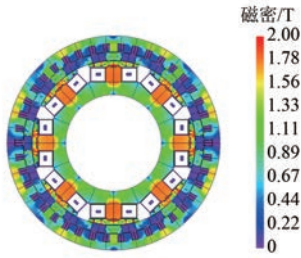


图 8 HTS-DSG 磁密云图

铁心的磁阻可简化为仅考虑铁心局部磁饱和和部分影响的等效铁心磁阻,并从定转子铁心材料的  $B-H$  曲线获取不同磁通密度下的铁心动态磁导率,画出  $\mu_d-B$  曲线,如图 9 所示。

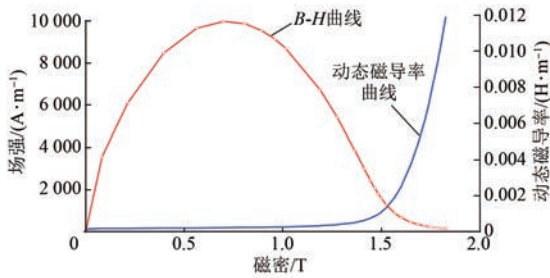


图 9 铁心材料  $B-H$  曲线及动态磁导率曲线

根据得到的动态磁导率曲线,并结合曲线拟合工具近似得出动态磁导率与磁通密度的变化关系,从而实现考虑铁心饱和下气隙磁密的快速估算。动态磁导率与磁通密度的变化关系表达式如下所示:

$$\mu_d = a_0 + a_1 \cos(BW) + b_1 \sin(BW) + a_2 \cos(2BW) + b_2 \sin(2BW) + a_3 \cos(3BW) + b_3 \sin(3BW) \quad (10)$$

式中:  $W$  为常数,  $W=1.147$ ;  $a_0, a_1, b_1, a_2, b_2, a_3, b_3$  为函数的系数;  $B$  为饱和时磁通密度。

通过得出的函数关系,实现饱和磁场的快速

估算,通入电流时,根据电机的磁通密度云图,可知电机的磁饱和和主要集中在定子齿,所以将一个定子齿距下的饱和磁场简化为图 10 中的等效磁路,并确定铁心的等效磁阻。

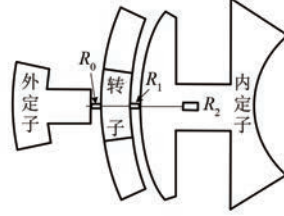


图 10 考虑铁心材料磁阻的等效磁路

将等效气隙磁阻  $R_0$  和等效铁心磁阻  $R_1, R_2$  分别表示为

$$R_0 = \frac{\delta_{is}}{\mu_0 d_0 l_{ef}} \quad (11)$$

$$R_1 = \frac{l_1}{\mu_1 d_1 l_{ef}} \quad (12)$$

$$R_2 = \frac{l_2}{\mu_2 d_2 l_{ef}} \quad (13)$$

式中:  $\mu_1, \mu_2$  分别对应等效铁心磁阻  $R_1, R_2$  的动态磁导率;  $l$  为对应等效磁阻的磁路计算长度;  $l_{ef}$  为电枢铁心长度。

因此考虑饱和时的气隙磁通密度与不考虑饱和时的气隙磁通密度关系可表示为

$$B_a = \frac{R_1 + R_2}{R_0 + R_1 + R_2} B_1 \quad (14)$$

式中:  $B_a$  为考虑饱和时的气隙磁通密度;  $B_1$  为不考虑饱和时的气隙磁通密度。

将式(14)中  $B_1$  前面的系数定义为  $K$ , 即:

$$K = \frac{R_1 + R_2}{R_0 + R_1 + R_2} \quad (15)$$

故考虑饱和时的内外气隙磁密计算式为

$$B_{kin}(\theta, t) = \mu_0 A_{in}(\theta, t) f(\theta) = \frac{K \mu_0 f(\theta)}{\delta_i + \delta_2(\theta) + \delta_3(\theta, t)} \quad (16)$$

$$B_{kout}(\theta, t) = \mu_0 A_{out}(\theta, t) f(\theta) = \frac{K \mu_0 f(\theta)}{\delta_o + \delta_1(\theta) + \delta_4(\theta, t)} \quad (17)$$

为了再次验证理论计算的准确性,采用电磁仿真软件搭建 HTS-DSG 的有限元电磁模型进行电磁分析,仿真得到内、外气隙磁通密度波形,并与理论

推导的磁通密度波形进行对比。如图 11、图 12, 展示了理论计算结果和仿真结果对比下 HTS-DSG 内、外气隙中磁通密度分布的波形。

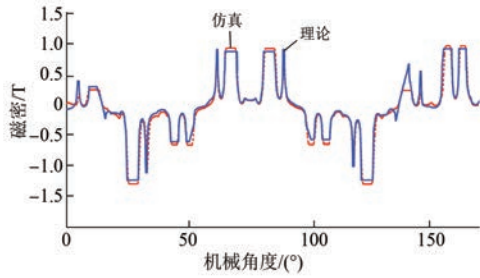


图 11 HTS-DSG 内气隙磁密对比

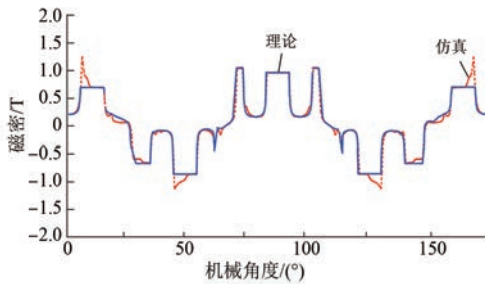


图 12 HTS-DSG 外气隙磁密对比

由图 11、图 12 可知, 对比不考虑铁心饱和和气隙磁通密度波形, 考虑饱和理论推导的磁通密度函数波形和仿真波形更为吻合, 即考虑铁心的理论计算误差更小, 在此基础上理论推导的电磁力更加准确。

### 1.3 HTS-DSG 空载试验

为了进一步验证气隙磁场分析计算的正确性, 搭建了适用于 HTS-DSG 的试验平台。HTS-DSG 作为发电机运行, 由 15 kW 的三相异步电机拖动样机旋转, 该三相异步电机由变频器控制转速, 示波器用来检测及记录电枢电压波形。

将 HTS-DSG 样机的三相电枢绕组与示波器的电压探头相连接, 使用变频调速器将异步电机转速控制在 300 r/min, 并利用计算机控制电流源将励磁电流输入到超导线圈中, 示波器来记录空载电压波形, 测得空载电压有效值如图 13 所示。

在上文推导的内、外气隙磁通密度函数的基础上, 计算外定子三相电枢绕组中的磁链, 进而求出 HTS-DSG 的空载电动势。图 13 展示了理论推导所得的空载电动势、有限元仿真得到的空载电动势以及试验测得的 HTS-DSG 空载电动势之间的对比。

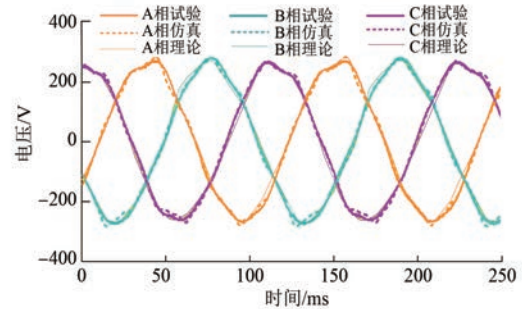


图 13 理论推导、有限元仿真以及试验空载电动势

由图 13 可知, 由理论分析推算得到的空载电动势、有限元仿真得到的空载电动势结果以及试验得到的空载电动势波形基本吻合。30 A 励磁电流条件下, 理论计算空载感应电动势幅值 297 V, 与试验测得结果 292 V 以及有限元仿真结果 299.8 V 较为接近, 进一步验证了考虑铁心饱和的气隙磁场分析方法的准确性。

## 2 径向电磁力分析计算

### 2.1 HTS-DSG 外气隙径向电磁力分析计算

在外层气隙中, 通过傅里叶变换, 高温超导磁场励磁磁动势产生的磁通密度  $B_{r1}$  可以表示为

$$\begin{aligned}
 B_{r1}(\theta_m, t) = & \sum_{j=1,3,5,\dots}^{+\infty} \lambda_k \lambda_{ring,0} \lambda_{out,0} F_j \cos(j p_{sc} \theta_m) + \frac{1}{2} \sum_{j=1,3,5,\dots}^{+\infty} \sum_{k=1}^{+\infty} \{ \lambda_{ring,0} F_j \lambda_{out,k} \cos[(j p_{sc} \pm k N_{out}) \theta_m] \} + \\
 & \frac{1}{2} \sum_{j=1,3,5,\dots}^{+\infty} \sum_{i=1}^{+\infty} \left\{ \lambda_k \lambda_{out,0} F_j \lambda_{ring,i} \cos \left[ (j p_{sc} \pm i N_r) \left( \theta_m \mp \frac{i N_r \omega t - i N_r \theta_s}{j p_{sc} \pm i N_r} \right) \right] \right\} + \\
 & \frac{1}{4} \sum_{j=1,3,5,\dots}^{+\infty} \sum_{k=1}^{+\infty} \sum_{i=1}^{+\infty} \left\{ F_j \lambda_k \lambda_{out,k} \lambda_{ring,i} \cos \left[ [j p_{sc} \pm (k N_{out} + i N_r)] \left[ \theta_m \mp \frac{i N_r \omega t - i N_r \theta_s}{j p_{sc} \pm (k N_{out} + i N_r)} \right] \right] \right\} + \\
 & \frac{1}{4} \sum_{j=1,3,5,\dots}^{+\infty} \sum_{k=1}^{+\infty} \sum_{i=1}^{+\infty} \left\{ F_j \lambda_k \lambda_{out,k} \lambda_{ring,i} \cos \left[ [j p_{sc} \pm (k N_{out} - i N_r)] \left[ \theta_m \pm \frac{i N_r \omega t - i N_r \theta_s}{j p_{sc} \pm (k N_{out} - i N_r)} \right] \right] \right\} \quad (18)
 \end{aligned}$$

式中:  $\theta_m$  为转子位置的机械角度;  $t$  为时间;  $\theta_s$  和  $\omega$  分别为调磁环转子的初始位置角和机械角速

度;  $i, k$  均为正整数;  $\lambda_k$  为与磁饱和相关的相对气隙磁导;  $\lambda_{\text{ring},0}$  和  $\lambda_{\text{out},0}$  分别为调磁环转子和外定子的磁导函数的直流分量;  $p_{\text{sc}}$  为超导励磁磁场的极对数;  $F_j$  为  $j$  阶超导磁场励磁磁动势的幅值;  $\lambda_{\text{ring},i}$  和  $\lambda_{\text{out},k}$  分别表示调磁环转子和外定子磁导

$$B_{\text{ral}}(\theta_m, t) = \frac{3}{2} \sum_{v=1}^{+\infty} \left[ \lambda_k \lambda_{r0} F_v \cos \left( N_r \omega t + v c p_a \theta_m + \varphi_0 - \frac{\pi}{2} \right) (j p_{\text{sc}} \pm k N_{\text{out}}) \right] + \frac{3}{4} \sum_{v=1}^{+\infty} \sum_{i=1}^{+\infty} F_v \lambda_k \lambda_{\text{ring},i} \cos \left\{ (v c p_a + i N_r) \left[ \theta_m - \frac{(i-1) N_r \omega t - i N_r \theta_s - \varphi_0 + \frac{\pi}{2}}{v c p_a + i N_r} \right] \right\} + \frac{3}{4} \sum_{v=1}^{+\infty} \sum_{i=1}^{+\infty} F_v \lambda_{\text{ring},i} \lambda_k \cos \left\{ (v c p_a - i N_r) \left[ \theta_m + \frac{(i+1) N_r \omega t - i N_r \theta_s + \varphi_0 - \frac{\pi}{2}}{v c p_a - i N_r} \right] \right\} \quad (19)$$

式中:  $c, v$  均为正整数;  $\varphi_0$  为初始相位角;  $\lambda_{r0}$  为内定子磁导函数的直流分量;  $p_a$  为电枢反应磁场的极对数;  $F_v$  为第  $v$  阶电枢反应磁动势的幅值;  $p_a$  为电枢反应磁场的极对数。

外气隙径向磁通密度可表示为:

$$B_{r0} = B_{\text{rl}}(\theta_m, t) + B_{\text{ral}}(\theta_m, t) \quad (20)$$

根据麦克斯韦张量法, 施加在外定子齿表面的径向电磁力可以表示为

$$f_{r0}(\theta_m, t) \approx \frac{B_{r0}(\theta_m, t)^2}{2\mu_0} = \frac{[B_{\text{rl}}(\theta_m, t) + B_{\text{ral}}(\theta_m, t)]^2}{2\mu_0} = \frac{B_{\text{rl}}(\theta_m, t)^2}{2\mu_0} + \frac{B_{\text{ral}}(\theta_m, t)^2}{2\mu_0} + \frac{B_{\text{rl}}(\theta_m, t) B_{\text{ral}}(\theta_m, t)}{\mu_0} \quad (21)$$

为方便表述, 作用在外定子齿表面的电磁力分为三个部分分析, 即式(21)中前三项分别表示为  $f_{r01}, f_{r02}, f_{r03}$ 。

第一部分  $f_{r01}$  由高温超导励磁电流产生的磁通密度分量与高温超导励磁电流产生的另一磁通密度分量相互作用产生, 如表2所示。

第二部分  $f_{r02}$  由电枢电流产生的磁通密度分量与电枢电流产生的另一磁通密度分量相互作用产生, 如表3所示。

第三部分  $f_{r03}$  由高温超导励磁电流产生的磁通密度分量与电枢电流产生的磁通密度分量相互作用产生, 如表4所示。

## 2.2 HTS-DSG 内气隙径向电磁力分析计算

由于外定子齿距内层气隙径向距离较远, 外定子齿对内、外层气隙磁场的调制效果不同, 在励

函数分解后第  $i$  次谐波和第  $k$  次谐波;  $N_{\text{out}}$  为外定子的齿数;  $N_r$  为内定子的齿数。

同样地, 在外气隙中, 电枢磁动势产生的磁通密度  $B_{\text{ral}}$  可以表示为

表2 第一部分径向电磁力谐波分量

| 来源           | 阶次                                                                | 频率                |
|--------------|-------------------------------------------------------------------|-------------------|
| 高温超导励磁磁场相互作用 | $(j \pm J) p_{\text{sc}} - (i \pm I) N_r (-k + K) N_{\text{out}}$ | $(i + I) N_r f$   |
|              | $(j - J) p_{\text{sc}} + i N_r + (K - k) N_{\text{out}}$          | $i N_r f$         |
|              | $(j - J) p_{\text{sc}} + (I - i) N_r + K N_{\text{out}}$          | $(i - I) N_r f$   |
|              | $(j + J) p_{\text{sc}} + K N_{\text{out}}$                        | 0                 |
|              | $(j \pm J) p_{\text{sc}} - (i + I) N_r$                           | $(i \pm I) N_r f$ |
|              | $(j \pm J) p_{\text{sc}} - (k + K) N_{\text{out}}$                | 0                 |
|              | $(j - J) p_{\text{sc}} + i N_r$                                   | $i N_r f$         |
|              | $(j - J) p_{\text{sc}} + i N_r - k N_{\text{out}}$                | $i N_r f$         |
|              | $(j - J) p_{\text{sc}} + i N_r + K N_{\text{out}}$                | $i N_r f$         |
|              | $(j + J) p_{\text{sc}}$                                           | 0                 |

表3 第二部分径向电磁力谐波分量

| 来源         | 阶次                            | 频率                  |
|------------|-------------------------------|---------------------|
| 电枢反应磁场相互作用 | $(cv + CV) p_a - (I + i) N_r$ | $(I + i + 2) N_r f$ |
|            | $(cv - CV) p_a - (I + i) N_r$ | $(I + i) N_r f$     |
|            | $(cv - CV) p_a + i N_r$       | $(I + 2) N_r f$     |
|            | $(cv + CV) p_a$               | $2 N_r f$           |

表4 第三部分径向电磁力谐波分量

| 来源                  | 阶次                                                           | 频率                  |
|---------------------|--------------------------------------------------------------|---------------------|
| 高温超导励磁磁场与电枢反应磁场相互作用 | $c v p_a - j p_{\text{sc}} + (i - I) N_r + k N_{\text{out}}$ | $(I + i + 1) N_r f$ |
|                     | $c v p_a - j p_{\text{sc}} + (i - I) N_r$                    | $(I + i + 1) N_r f$ |
|                     | $j p_{\text{sc}} - c v p_a + i N_r - k N_{\text{out}}$       | $(I + 1) N_r f$     |
|                     | $j p_{\text{sc}} - c v p_a + i N_r$                          | $(I + 1) N_r f$     |
|                     | $c v p_a - j p_{\text{sc}} + i N_r + k N_{\text{out}}$       | $(1 - i) N_r f$     |
|                     | $c v p_a - j p_{\text{sc}} + k N_{\text{out}}$               | $N_r f$             |
|                     | $c v p_a - j p_{\text{sc}} + i N_r$                          | $(1 + i) N_r f$     |
|                     | $c v p_a - j p_{\text{sc}}$                                  | $N_r f$             |

磁磁场的内层气隙中, 外定子齿的调制作用对

气隙磁场影响较弱,不予考虑。绝大多数电枢反应磁路由外定子齿出发经调磁环转子中的导磁材料区段返回外定子形成闭合磁路,少部分电枢反应磁路经外定子齿、调磁环转子导磁材

料区段、内定子极靴形成闭合磁路。由上述分析,在内气隙中,通过傅里叶变换,高温超导励磁磁动势和电枢磁动势产生的磁通密度分别可以表示为

$$B_{r12}(\theta_m, t) = \sum_{j=1,3,5}^{+\infty} \lambda_k \lambda_{ring,0} F_j \cos(j p_{sc} \theta_m) + \frac{1}{2} \sum_{j=1,3,5}^{+\infty} \sum_{i=1}^{+\infty} F_j \lambda_k \lambda_{ring,i} \cos[j p_{sc} \theta_m \pm i N_r (\theta_m - \omega t + \theta_0)] =$$

$$\sum_{j=1,3,5}^{+\infty} \lambda_k \lambda_{ring,0} F_j \cos(j p_{sc} \theta_m) + \frac{1}{2} \sum_{j=1,3,5}^{+\infty} \sum_{i=1}^{+\infty} F_j \lambda_k \lambda_{ring,i} \cos\left\{j p_{sc} \left[\theta_m \pm \frac{i N_r (\theta_m - \omega t + \theta_0)}{j p_{sc}}\right]\right\} \quad (22)$$

$$B_{ra2}(\theta_m, t) = \frac{3}{2} \sum_{v=1,3,5}^{+\infty} [F_v \lambda_k \lambda_{ring,0} \cos(N_r \omega t + v c p_a \theta_m + \varphi_0 - \frac{\pi}{2} j p_{sc} \theta_m)] +$$

$$\frac{3}{4} \sum_{v=1}^{+\infty} \sum_{i=1}^{+\infty} F_v \lambda_k \lambda_{ring,i} \cos\left[(v c p_a \theta_m + i N_r) \left(\theta_m - \frac{(i-1) N_r \omega t - i N_r \theta_0 - \varphi_0 + \frac{\pi}{2}}{v c p_a + i N_r}\right)\right] +$$

$$\frac{3}{4} \sum_{v=1}^{+\infty} \sum_{i=1}^{+\infty} F_v \lambda_k \lambda_{ring,i} \cos\left[(v c p_a \theta_m - i N_r) \left(\theta_m + \frac{(i-1) N_r \omega t - i N_r \theta_0 + \varphi_0 - \frac{\pi}{2}}{v c p_a - i N_r}\right)\right] \quad (23)$$

因此,根据麦克斯韦张量法,施加在内定子齿表面的径向电磁力可以表示为

$$f_{ri}(\theta_m, t) \approx$$

$$\frac{B_{ri}(\theta_m, t)^2}{2\mu_0} = \frac{[B_{r12}(\theta_m, t) + B_{ra2}(\theta_m, t)]^2}{2\mu_0} =$$

$$\frac{B_{r12}(\theta_m, t)^2}{2\mu_0} + \frac{B_{ra2}(\theta_m, t)^2}{2\mu_0} + \frac{B_{r12}(\theta_m, t) B_{ra2}(\theta_m, t)}{\mu_0} \quad (24)$$

同 2.1 节分析,为方便表述,将作用在外定子齿表面的电磁力分为三个部分分析,即式(24)中前三项分别表示为  $f_{ri1}$   $f_{ri2}$   $f_{ri3}$ 。

第一部分  $f_{ri1}$  由高温超导励磁电流产生的磁通密度分量与高温超导励磁电流产生的另一磁通密度分量相互作用产生,如表 5 所示。

表 5 第一部分径向电磁力谐波分量

| 来源               | 阶次                                 | 频率              |
|------------------|------------------------------------|-----------------|
| 高温超导励磁磁场<br>相互作用 | $(j \pm J) p_{sc}$                 | 0               |
|                  | $(j \pm J) p_{sc} \pm (i - J) N_r$ | $i N_r f$       |
|                  | $(j - J) p_{sc} + (I - i) N_r$     | $(i + I) N_r f$ |

第二部分  $f_{ri2}$  由电枢电流产生的磁通密度分量与电枢电流产生的另一磁通密度分量相互作用产生,如表 6 所示。

第三部分  $f_{ri3}$  由高温超导励磁电流产生的磁通密度分量与电枢电流产生的磁通密度分量相互作用产生,如表 7 所示。

表 6 第二部分径向电磁力谐波分量

| 来源             | 阶次                            | 频率                  |
|----------------|-------------------------------|---------------------|
| 电枢反应磁场<br>相互作用 | $(cv + CV) p_a - (I + i) N_r$ | $(I + i + 2) N_r f$ |
|                | $(cv - CV) p_a - (I + i) N_r$ | $(I + i) N_r f$     |
|                | $(cv - CV) p_a + I N_r$       | $(I + 2) N_r f$     |
|                | $(cv + CV) p_a$               | $2 N_r f$           |

表 7 第三部分径向电磁力谐波分量

| 来源   | 阶次                                     | 频率                   |
|------|----------------------------------------|----------------------|
| 高温超导 | $c v p_a \pm j p_{sc}$                 | $N_r f$              |
| 励磁磁场 | $c v p_a \pm j p_{sc} \pm i N_r$       | $(1 \mp i) N_r f$    |
| 相互作用 | $j p_{sc} \pm c v p_a + (I \mp i) N_r$ | $(-I \pm i \pm 1) f$ |

从表 2~表 7 中可以看出,内外定子齿面上的电磁力主要是由高温超导励磁电流产生的磁通密度分量间相互作用,电枢电流产生的磁通密度分量间相互作用,高温超导励磁电流产生的磁通密度分量与电枢电流产生的磁通密度分量相互作用产生,而且由于调磁环转子的磁场调制作用,使得径向电磁力中含有丰富的谐波成分。

如图 14、图 15 所示,取靠近定子齿面上一点,得到该点径向电磁力及其 FFT 分解图,作用在内外定子上的电磁力幅值是不同的。由图 14 可知,相对内定子齿表面上的电磁力来说,外定子齿上的电磁力更大,外定子齿上的电磁力最大值为内定子齿上的电磁力最大值的 2.3 倍。根据上述分析可知,与内定子齿面上所受的电磁力相比,

外定子齿面上的电磁力更大,即外定子齿面电磁力对 HTS-DSG 电磁噪声影响更大。

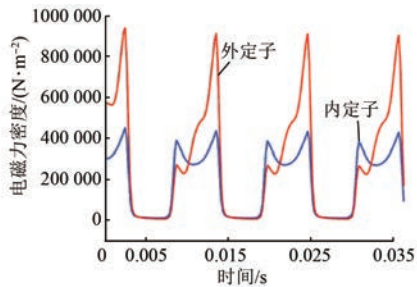


图 14 定子齿面某点处电磁力

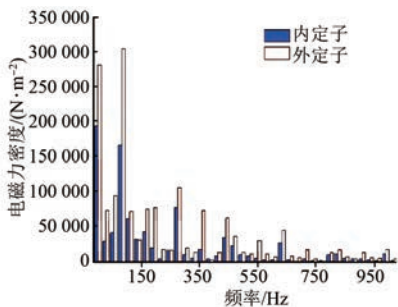


图 15 径向电磁力 FFT 分解

3 模态试验及仿真对比

为了对正常运行时 HTS-DSG 进行振动与电磁噪声分析,需要对 HTS-DSG 进行模态分析,即搭建 HTS-DSG 模态试验平台进行模态试验以及搭建 HTS-DSG 模态仿真。HTS-DSG 模态测试平台如图 16 所示。



图 16 HTS-DSG 模态测试平台

通过多次试验,确定最优试验结果,从而得到整机的固有模态频率。根据模态测试结果对各组件的参数进行修改,确定高灵敏度组件参数,使得结构有限元模型仿真结果更加接近试验结果,进而得到最优模型,表 8 所示为最优调整参数。

表 8 HTS-DSG 材料参数

| 部件   | 密度/<br>(g·cm <sup>-3</sup> ) | 杨氏模量/<br>MPa             | 剪切模量/<br>MPa                | 泊松比  |
|------|------------------------------|--------------------------|-----------------------------|------|
| 机壳   | 2.65                         | 6.9×10 <sup>4</sup>      | 2.57×10 <sup>4</sup>        | 0.34 |
| 非导磁块 | 1.20                         | 1 000                    | 362                         | 0.35 |
| 杜瓦   | 7.93                         | 1.94×10 <sup>5</sup>     | 7.46×10 <sup>4</sup>        | 0.30 |
| 电枢绕组 | 8.96                         | $E_X = 120$              | $G_{XY} = 240$              | 0.27 |
|      |                              | $E_Y = 120$              | $G_{YZ} = 450$              |      |
|      |                              | $E_Z = 135$              | $G_{YZ} = 450$              |      |
| 定子   | 7.65                         | $E_X = 1.45 \times 10^5$ | $G_{XY} = 4.5 \times 10^4$  | 0.28 |
|      |                              | $E_Y = 1.45 \times 10^5$ | $G_{YZ} = 1.5 \times 10^4$  |      |
|      |                              | $E_Z = 1.75 \times 10^5$ | $G_{XYZ} = 1.5 \times 10^4$ |      |

为了便于观察振型的变化,结构有限元模型对内定子等组件进行了隐藏,图 17 和图 18 为整机模态试验和有限元仿真结果对比。由图 17 和图 18 可知,因为电机结构较大,质量比普通电机大,所以固有模态的频率相对较小。

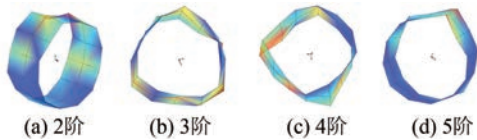


图 17 模态试验

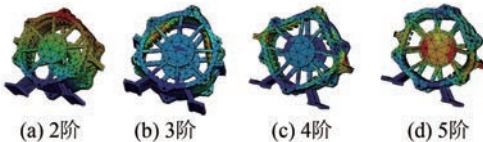


图 18 模态仿真

经结构有限元模型参数调整之后,仿真的整机各阶固有模态振型和频率均与试验结果较为吻合,2 阶、3 阶、4 阶、5 阶固有模态,误差分别为 8.9%、6.3%、3.3%、9.2%。整机模态仿真与试验误差均在 10% 之内,满足后续的分析精度需求。

4 杜瓦对整机模态的影响

通过整机模态试验数据对结构场有限元模型的参数进行调整,使结构场有限元模型得到的整机固有模态振型和试验测得的振型近似一致,并减小了仿真和试验固有模态的频率误差。

杜瓦采用 SUS304 不锈钢材料,不锈钢材料导电和导磁性能很弱,所以,处于内气隙磁场中的

杜瓦所受电磁力仍很弱,近似为 0,故本文不再考虑直接作用在杜瓦表面的电磁力。不锈钢的密度为  $7.93\text{ g/cm}^3$ ,略高于硅钢片的密度,对整机而言,杜瓦的总体质量不可忽略,需要考虑杜瓦对整机模态的影响。

杜瓦建模选择结构实体单元,材料属性为各向同性,密度为  $7.93\text{ g/cm}^3$ ,杨氏模量为  $1.94\times 10^5\text{ MPa}$ ,剪切模量为  $7.46\times 10^4\text{ MPa}$ ,泊松比为 0.3。杜瓦设计为跑道型,其质量分布和整机的质量分布差别较大,所以有必要对杜瓦单独进行模态分析,图 19 为杜瓦主要模态振型。

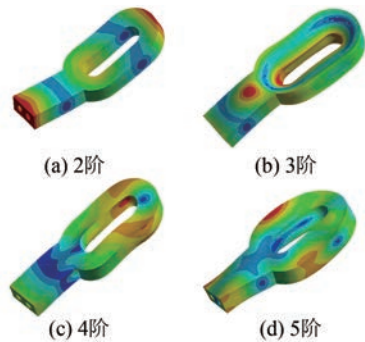


图 19 杜瓦主要模态振型

仿真得到前五阶模态,自由状态下的杜瓦,前五阶的固有模态频率分别为 1 340.2、1 721.3、2 508.3、3 367.9 Hz。对无杜瓦结构的超导电机进行模态分析,有限元模型如图 20 所示。

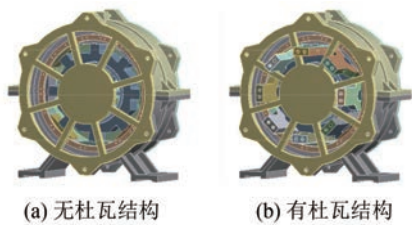


图 20 无、有杜瓦结构仿真模型

提取前五阶整机模态的固有频率与相对无杜瓦结构的模态进行对比,如表 9 所示。

表 9 有无杜瓦结构模态对比

| 阶次 | 整机模态<br>频率/Hz | 无杜瓦结构模<br>态频率/Hz | 相对无杜瓦结构<br>的变化量/% |
|----|---------------|------------------|-------------------|
| 2  | 426.46        | 353.74           | 17.05             |
| 3  | 514.54        | 489.23           | 4.91              |
| 4  | 756.61        | 730.69           | 3.42              |
| 5  | 983.43        | 990.51           | -0.71             |

整体来看,由于杜瓦的加入,整机的模态频率有所上升,尤其是使整机系统的低阶模态频率升高,其中,二阶模态频率的升高幅度最大,达到了 17.05%,而随着模态阶数的升高,杜瓦的加入使整机的模态频率有逐渐降低的趋势,由表 9 中可以看出,整机的五阶模态频率相对于无杜瓦结构系统已经降低了 0.71%。原因是杜瓦的加入使电机整体的刚度和质量均有所增加,但是对于不同的模态振型,杜瓦对刚度和质量的贡献比例又有所不同,在前三阶模态中,刚度增加效果大于质量增加效果,使模态频率升高,而随着模态阶数的升高,质量增加效果开始大于刚度增加效果,所以导致了模态频率降低。

5 电磁振动噪声分析

5.1 HTS-DSG 电磁振动谐响应分析

电机内部产生的径向电磁力即为电机电磁振动的激励源,将电磁有限元分析中得到的径向电磁力耦合到三维结构有限元模型定子齿表面上,对电机底部施加约束条件,模拟电机置于测试平台上,对电机进行电磁振动有限元谐响应分析。以机壳表面作为观测面,得到 HTS-DSG 电磁振动有限元仿真谐响应结果如图 21 所示。

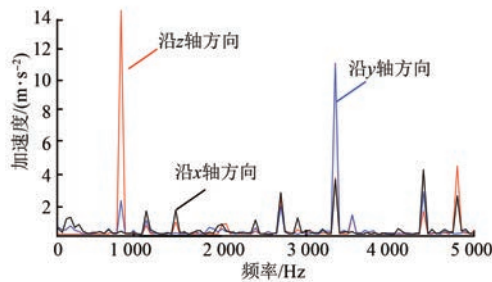


图 21 HTS-DSG 机壳表面加速度

从图 21 中可以看出,在  $x$ 、 $y$ 、 $z$  方向上的 HTS-DSG 电磁振动响应波形的尖峰频率点大体一致,基本为偶数倍基频,沿  $z$  轴方向上的振动加速度在低频段振动加速度幅值相对比较大,沿  $x$ 、 $y$  轴方向上的振动加速度幅值较大的频率点主要在高频段。

频率在 760 Hz 时对应的振动加速度幅值较大,出现明显尖峰,这是因为电机的 3 阶模态固有频率 740.67 Hz,与之较为接近,使振动略有加强。其他点振动较强也是由于该点频率与电机某阶模

态的固有频率接近,例如 6 阶模态的固有频率与 1 450 Hz 较为接近。

调磁环转子的磁场调制作用使磁场谐波较为丰富,从而可引起径向电磁力密度幅值的增加。根据图 21 可知振动加速度在高频段的尖峰值较大,且加速度波形在 4 440 Hz 等频率点处有明显的尖峰,该峰同样是由谐波引起。因此,磁场调制产生的丰富谐波分量以及较高磁场下产生的较大电磁力,会导致 HTS-DSG 的振动水平进一步增大。由图 21 可知径向电磁力幅值较大的频率均与电机各阶模态所对应的固有频率相差较远,所以 HTS-DSG 可以稳定运行。

5.2 HTS-DSG 杜瓦振动应力分析

第 4 节中已经明确了处于内层气隙中的杜瓦所受电磁力几乎为 0,不予考虑。由于 HTS-DSG 超导线圈位于杜瓦中,杜瓦又置于内定子槽内,整机振动会带动杜瓦振动,如果振动过大会影响超导励磁绕组正常工作。

为了更为详细地分析杜瓦上的振动,如图 22 所示,将处于内定子不同位置的杜瓦进行顺时针标号,并将靠近内定子极靴的一侧记为正面,标记为 X 面;其对面为反面,标记为 Y 面。加入整机系统的 8 个杜瓦上,依次记做杜瓦 A、B、C、D、a、b、c、d,分析各个杜瓦上的振动应力。

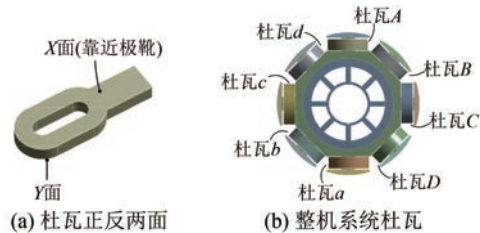


图 22 杜瓦不同位置

由图 23 可知,不同位置处的杜瓦所受振动应力不同,其中杜瓦 c 和杜瓦 d 上的振动应力最大,且最大频率点为 800、3 350 Hz,这些频率点与整机振动加速度较大的频率点基本吻合,说明杜瓦所受振动应力,主要来源于整机的电磁振动。

由图 23(a) 和图 23(b) 对比可知,不同杜瓦 X 面和 Y 面的振动应力也不同,X 面的振动应力幅值比 Y 面的振动应力幅值大,这是因为装配过程中,杜瓦的 X 面和 Y 面与内定子齿部的接触很难保证完全一致。

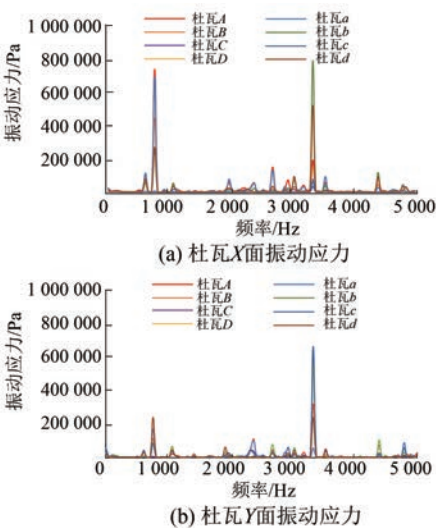


图 23 不同位置处的杜瓦振动应力

如图 24 所示,杜瓦尺寸受超导线材最小弯曲半径的限制,机械应力会影响超导线材的载流能力,为了保持超导线材的高载流能力,一般将超导线材制作成跑道形线圈。由于超导线圈置于杜瓦内部,杜瓦一般也制作成跑道形杜瓦,一个杜瓦和一个超导线圈组成为一个超导磁体。

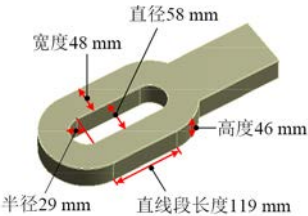


图 24 杜瓦尺寸示意图

在 HTS-DSG 的超导线材选择方面以其工作温区和临界弯曲半径作为主要依据,选择液氮工作温区、临界弯曲半径较小的一代 Bi-2223 线材绕制超导励磁绕组。表 10 给出了北京英纳超导 Bi-2223 超导线材的主要参数指标。

| 表 10 Bi-2223 超导线材主要参数 |       |
|-----------------------|-------|
| 参数名称                  | 参数值   |
| 温度 77 K 时最大抗拉强度/MPa   | 100   |
| 最大弯曲直径/mm             | 60.00 |
| 厚度/mm                 | 0.25  |

电机设计时,杜瓦与内定子进行物理连接,整机振动时,杜瓦上因物理连接所受最大振动应力为 1 MPa,小于超导线材匝层间最大抗拉强度

100 MPa, 因此电机正常运行时, 杜瓦振动不会导致线材损坏。

### 5.3 HTS-DSG 多物理场耦合噪声分析

在电机振动谐响应仿真分析的基础上, 进行电机电磁噪声分析。提取电机结构的外表面, 以此为基础建立电机电磁噪声的球形声学区域模型, 采用球面辐射有限元分析 HTS-DSG 的电磁噪声, 进行声学分析, 求解得到 HTS-DSG 声学场网格上的声压级云图, 如图 25 所示。

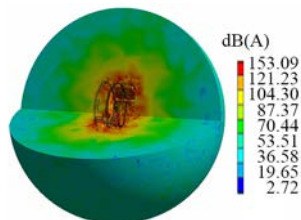


图 25 HTS-DSG 声压级云图

由图 25 可以看出噪声体中心处分贝值最高, 辐射噪声分贝值沿着噪声体向外呈发射状逐渐减小。声学仿真中提取距离电机 1 m 和 1.5 m 处的两个点, 得到两个点处对应的噪声声压级 (SPL) 曲线, 如图 26 所示。

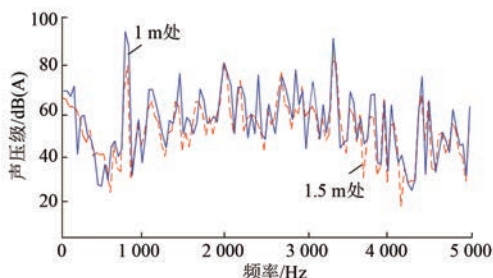


图 26 HTS-DSG 不同距离处电磁 SPL 曲线

根据图 26 总体来看, 随着距离的增大, 噪声幅值降低, 但噪声的变化趋势基本一致, 在距电机 1 m 处的噪声幅值比距电机 1.5 m 处的噪声幅值整体略高, 与图 26 中辐射噪声分贝值沿着噪声体向外放射状逐渐减小的规律相同, 在距电机 1 m 处噪声的最大值为 94.84 dB(A), 距离电机 1.5 m 处噪声的最大值为 88.65 dB(A)。

图 27 中, 分析 HTS-DSG 的 SPL 曲线可以发现在 780、1 458、2 000、3 333、4 416 Hz 频率点其声压级结果较大, 分别为 94.84、77.45、82.08、92.11、76.38 dB(A), 其中 780 Hz 和 4 416 Hz 频

率点处声压级结果最大, 是 HTS-DSG 正常工作时电磁噪声的主要来源。

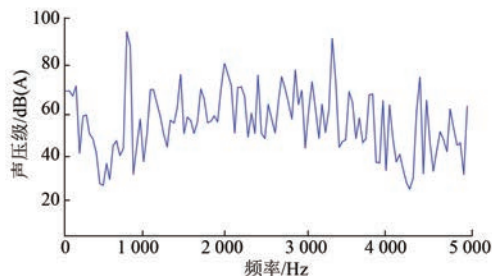


图 27 HTS-DSG 1 m 处电磁 SPL 曲线

由模态试验结果和谐响应分析结果可知, 电机的 3 阶模态固有频率为 740.67 Hz, 使振动略有加强, 在 780 Hz 处产生了较大的电磁噪声。其他频率点处噪声较大也是由于该点频率与电机某阶模态的固有频率接近。对比谐响应分析结果和电磁噪声结果发现, 振动加速度较大的频率点, 电磁噪声的幅值也会较大, 这也表明了分析结果前后是一致的。

## 6 结 语

本文基于静态密封双定子 HTS-DSG 的多物理场耦合模型, 针对 HTS-DSG 内定子齿饱和的特点, 采用等效气隙长度和动态磁导率相结合的方法, 分别对 HTS-DSG 饱和状态下的内、外气隙磁通密度进行了解析计算, 并经仿真及试验验证了理论方法的正确性。其次在饱和磁场分析的基础上, 对内外定子齿上的径向电磁力进行了解析计算, 通过对比内外定子齿上电磁力的大小, 发现外定子齿面上的最大电磁力幅值为内定子齿面上最大电磁力幅值的 2.3 倍, 说明外定子齿内表面上的电磁力对电磁噪声的影响最大。此外, 针对超导电机内设置分体式冷却杜瓦这一特殊结构, 对不同位置的杜瓦进行了振动应力分析, 得到了不同位置杜瓦的振动规律, 分析结果表明, 超导线圈匝层间最大抗拉强度远远大于所受振动应力, 即电机正常运行状态下, 超导线圈不会因整机振动发生故障。最后, 将电磁力耦合到 HTS-DSG 声场有限元模型中, 基于静态密封 HTS-DSG 的模态试验以及多物理场耦合分析, 从电磁力和电机的固有模态两个角度分析了电磁噪声的来源, 预测了 HTS-DSG 的电磁振动和噪声规律。

## 【参考文献】

- [1] 白利锋,张平祥. 高温超导电机研究进展[J]. 低温物理学报, 2016, 38(5): 1.
- [2] 王玉彬. 旋转超导电机发展现状[J]. 电机与控制应用, 2020, 47(2): 1.
- [3] SHAFARIE R, AMIRKHAHALOO F, KALANTAR M. Toward an optimum design of large-scale HTS synchronous generator for wind turbine applications [J]. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2016, 26(2): 15746050.
- [4] CHENG M, ZHU Y. The state of the art of wind energy conversion systems and technologies: a review [J]. Energy Conversion & Management, 2014, 88: 332.
- [5] NICK W, GRUNDMANN J, FRAUENHOFER J. Test results from Siemens low-speed, high-torque HTS machine and description of further steps towards commercialisation of HTS machines[J]. Physica C: Superconductivity and its Applications, 2012, 482: 105.
- [6] CHENG M, ZHU X, WANG Y, et al. Effect and inhibition method of armature-reaction field on superconducting coil in field-modulation superconducting electrical machine [J]. IEEE Transactions on Energy Conversion, 2020, 35(1): 279.
- [7] WANG Y, FENG Q, LI X, et al. Design, analysis, and experimental test of a segmented-rotor high-temperature superconducting flux-switching generator with stationary seal [J]. IEEE Transactions on Industrial Electronics, 2018, 65(11): 9047.
- [8] 王玉彬,朱新凯,程明. 海上风力发电用静态密封双定子高温超导发电机的样机研制与测试[J]. 中国电机工程学报, 2021, 41(23): 8148.
- [9] 宁新福. 双定子场调制超导电机超导磁体的多物理场分析与设计[D]. 南京: 东南大学, 2021.
- [10] 杨浩东,陈阳生. 分数槽永磁同步电机电磁振动的分析与抑制[J]. 中国电机工程学报, 2011, 31(24): 83.
- [11] ISLAM R, HUSAIN I. Analytical model for predicting noise and vibration in permanent-magnet synchronous motors [J]. IEEE Transactions on Industry Applications, 2010, 46(6): 2346.
- [12] 石峰,陈丽香,于慎波,等. 不同极槽配合对永磁同步电动机电磁噪声的影响[J]. 电气技术, 2013, 157(1): 1.
- [13] 左曙光,刘晓璇,于明湖,等. 永磁同步电机电磁振动数值预测与分析[J]. 电工技术学报, 2017, 32(1): 159.
- [14] 林福,左曙光,毛钰,等. 考虑电流谐波的永磁同步电机电磁振动和噪声半解析模型[J]. 电工技术学报, 2017, 32(9): 24.
- [15] 陈益广,韩柏然,沈勇环,等. 永磁同步推进电机电磁振动分析[J]. 电工技术学报, 2017, 32(23): 16.
- [16] 张磊,高春侠,张加胜,等. 具有凸极效应的永磁同步电机电磁振动特性[J]. 电工技术学报, 2012, 27(11): 89.
- [17] 包猛. 电动汽车用永磁同步电机的电磁振动噪声分析研究[D]. 合肥: 合肥工业大学, 2014.
- [18] 崔淑梅,于天达,宋立伟. 基于 ANSYS 和 SYSNOISE 的电机噪声仿真分析方法[J]. 电机与控制学报, 2011, 15(9): 63.
- [19] 杨浩东,陈阳生. 分数槽永磁同步电机电磁振动的分析与抑制[J]. 中国电机工程学报, 2011, 31(24): 83.
- [20] WU S, ZUO S, WU X, et al. Vibroacoustic prediction and mechanism analysis of claw pole alternators [J]. IEEE Transactions on Industrial Electronics, 2017, 64(6): 4463.
- [21] LE BESNERAIS J, LANFRANCHI V, HECQUET M, et al. Characterization and reduction of audible magnetic noise due to PWM supply in induction machines [J]. IEEE Transactions on Industrial Electronics, 2010, 57(4): 1288.
- [22] FANG Y, ZHANG T. Vibroacoustic characterization of a permanent magnet synchronous motor powertrain for electric vehicles [J]. IEEE Transactions on Energy Conversion, 2018, 33(1): 272.