离散式任意充磁角度 Halbach 永磁电机解析模型研究*

梁京辉[1)] 张晓锋[1)] 乔鸣忠[1)†] 夏益辉[1)] 李耕[1)] 陈俊全[2)]

1) (海军工程大学电气工程学院, 武汉 430033)

2) (海军工程大学舰船综合电力技术国防科技重点实验室, 武汉 430033)

(2013 年 3 月 15 日收到; 2013 年 4 月 10 日收到修改稿)

Halbach 电机因其自身优势在新型船舶推进、海洋洋流发电等方面受到广泛关注. 本文在假设铁磁材料线性和定子内表面光滑的条件下, 通过将任意充磁角度 Halbach 阵列等效为两组 90° Halbach(或 180° Halbach) 阵列的矢量合成, 提出了一种分析离散式任意充磁角度 Halbach 永磁电机气隙磁场的解析方法; 通过对电机中磁标量势的傅里叶级数进行计算, 推导出了最简单的 90° Halbach 永磁电机在极坐标系下的气隙磁密表达式, 并在此基础上, 给出了任意充磁角度 Halbach 电机永磁体磁化强度在一个极下的表达式, 进而得出任意充磁角度 Halbach 电机气隙磁密的分布, 并分析了气隙磁密与电机极对数、永磁体厚度和充磁角度间的关系. 最后通过有限元和试验结果验证了本文方法的正确性.

关键词: 离散式 Halbach 电机, 任意充磁角度, 矢量等效, 解析模型

PACS: 05.10.−a, 02.60.Cb **DOI:** 10.7498/aps.62.150501

1 引 言

Halbach 永磁电机具有一系列优良特性: 磁自屏蔽性, 较薄的转子铁轭 (甚至无铁轭), 转动惯量小, 产生的磁场强度较大且分布特性好, 所以自其诞生以来就得到广泛关注. 此外, 在军事方面 Halbach 永磁电机是新型水雷推进装置的最佳选择; 应用于潜艇循环水泵时可以大大降低其辐射噪声, 这对潜艇而言极为重要; 另一方面, 其在海水洋流发电机中的应用也成为新能源开发的一大热点.

Halbach 电机的永磁体主要分为两类: 整体环形充磁和离散拼装 Halbach 阵列. 很多学者已对前者的设计理论、电机性能分析方法以及永磁体充磁手段进行了大量研究 [1−3]. 美国的 Ohio State 大学针对 Halbach 电机高功率密度、气隙宽度大的优点指出其在人工心脏系统中的应用价值, 研究出消除该系统中 Halbach 电机转矩脉动的方法, 并利用有限元对 Halbach 电机进行了优化设计; Massachusetts 剑桥科技学院重点分析了 Halbach 阵列与普通永磁体结构的异同点, 指出了 Halbach 阵列在表面贴装式永磁电机中的优越性, 详细阐述了 Halbach 电机力矩的产生. 文献 [4—14] 对离散式 Halbach 电机的各种应用进行了研究, 这些研究大多集中于每极 2 块 (90° Halbach) 的结构, 也有少数样机将每极永磁体块数增加到 3 块 (60° Halbach) 或 4 块 (45° Halbach). 当然, 每极下永磁体块数越多, 其产生的气隙磁密也就越接近正弦, 而由此带来的永磁体生产、电机工艺加工、安装以及产品成本等问题也非常突出. 文献 [15] 推导了 90° Halbach 电机的解析模型, 并从效率、温度等方面进行优化; 文献 [16] 分析了整体充磁 Halbach 电机的气隙磁场分布, 并从极对数、磁体厚度和有无铁心等方面对电机优化进行了讨论. 由于工艺原因, 在保证性能的前提下整体环形充磁现在能做到的最大直径为 100—150 mm, 这极大地限制了它的应用和

* 国家重点基础研究发展计划 973 项目 (批准号: 2013CB035601) 和国家自然科学基金 (批准号: 51277177) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: qiaomingzhong@126.com

发展. 实际应用中使用较多是离散式 Halbach 阵列, 而整体环形充磁 Halbach 永磁电机的磁场分析和计算方法并不适用于离散式的 Halbach 永磁电机, 但现有文献很少通过解析法对任意充磁角度时电机内的电磁场进行计算, 也未有人研究如何选择离散式 Halbach 永磁电机每极下永磁体的块数才能满足其在不同场合下的需求. 虽有文献通过有限元仿真手段对其磁场和电机性能进行了分析, 但并不能得到其磁场的分布的表达式, 无法指导该类电机的优化设计.

本文通过将任意充磁角度离散 Halbach 阵列等效为两组 90° (或 180°) 阵列的叠加, 提出了一种计算离散式任意充磁角度 Halbach 永磁电机气隙磁场的解析方法; 建立了离散式 90° Halbach 永磁电机在极坐标系下的数学模型, 给出了以傅里叶级数表示的气隙磁密径向分量和切向分量的表达式, 并在此基础上, 给出了任意充磁角度 Halbach 永磁电机气隙磁密径向和切向分量的傅里叶级数表达式, 并分析了气隙磁密与电机极对数、永磁体厚度和充磁角度间的关系. 最后, 通过有限元和实验结果验证了本文方法的有效性, 为 Halbach 永磁电机的优化设计打下基础.

2 离散式任意充磁角度 Halbach 阵列等效方法

在进行等效之前, 首先对电机做如下假设:

1) 不考虑安装时永磁体之间、永磁体与转子铁心间的缝隙;

2) 定、转子均为理想铁磁材料, 永磁体磁导率为 1;

3) 不考虑开槽的影响, 假定定子表面光滑.

设一个极下每块永磁体的体积相同, 相邻两块永磁体的充磁方向互差 β 角度, 则每极下永磁体的块数为 $N = 180°/\beta$, 每块永磁体所占电角度为 β.

以 45° Halbach 永磁电机为例, 为便于观察和理解, 将永磁体阵列沿周向平铺开来, 如图 1 所示, 图中箭头方向即为永磁体的充磁方向.

现有文献中关于离散式 Halbach 永磁电机气隙磁场的计算都是针对 90° Halbach(每极下两块永磁体), 还未有文献给出任意充磁角度时气隙磁场的解析表达式. 本文所用的等效方法如下: 在假定定转子铁心为理想材料, 电机未进入磁饱和的前提下, 将任意一个磁化方向看做径向和切向磁化矢量的合成, 对其进行分解后, 求出每组分量所对应的磁场, 再进行叠加即可. 分解后各分量磁化强度的大小由原来永磁体的磁化方向决定, 如对于磁化强度为 M(单位, T), 磁化角度为 β 的 Halbach 永磁体, 进行分解后其径向分量的磁化强度为 $M\sin\beta$, 切向分量的磁化强度为 $M\cos\beta$. 若原永磁体的磁化方向就是切向或径向, 则进行分解后, 每组分量的磁场强度按原来的二分之一计.

仍以 $\beta = 45°$ (每极 4 块) 的 Halbach 电机为例, 将其磁化方向按径向和切向进行矢量分解, 如图 2 所示.

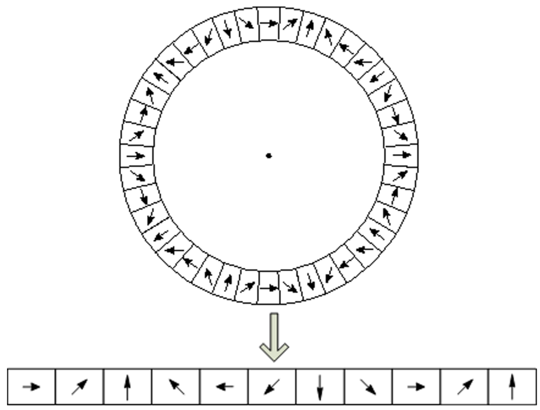

图 1　45° Halbach 永磁阵列示意图

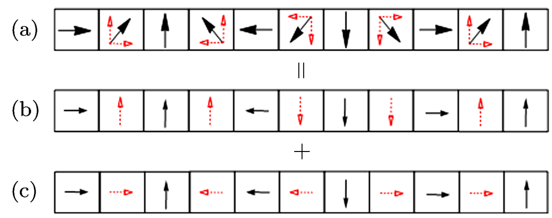

图 2　45° Halbach 电机一个极下永磁阵列矢量等效示意图

图 2(a) 中黑色实心箭头表示原来永磁体的磁化方向, 设其磁化强度为 M, 图 2(b) 和 (c) 中红色虚线箭头表示分解得到的径向和切向分量, 则其磁化强度分别为 $M\sin(\pi/4)$ 和 $M\cos(\pi/4)$; 图 2(b) 和 (c) 中黑色实心箭头表示对原来的径向和切向永磁体的分解, 其磁化强度都为 $M/2$.

同理可得 $\beta = 30°$ (每极 6 块) 和 $\beta = 60°$ (每极 3 块) 时的 Halbach 电机一个极下永磁阵列的等效分解如图 3 和图 4 所示.

不难发现, 每极下块数为偶数时与其为奇数时得到的分解等效是不同的, 所以还需对块数进行分类讨论. 由于篇幅所限, 这里直接给出任意充磁角

度时用以矢量合成 Halbach 永磁体阵列的两组分量的形式:

1) 当每极下永磁体块数 $N=180^\circ/\beta$ 为偶数时, 任意 Halbach 阵列都可分解成如图 5 所示两组阵列的叠加.

图 5(b) 中, 磁化强度 $M_1=M\sin(m\beta)$ 的永磁体各为 2 块, 图 5(c) 中磁化强度 $M_2=M\cos(m\beta)$ 的永磁体各为 2 块, 其中 $m=0,1,2\cdots$, 且 $m\beta<\pi/2$; 图 5(b), (c) 中, 径向和切向分量的磁化强度 $M_3=M/2$ 的永磁体块数都为 1 块, 如图中黑色实心箭头所示.

2) 当每极下永磁体块数 $N=180^\circ/\beta$ 为奇数时, 任意 Halbach 阵列都可分解成如图 6 所示两组阵列的叠加.

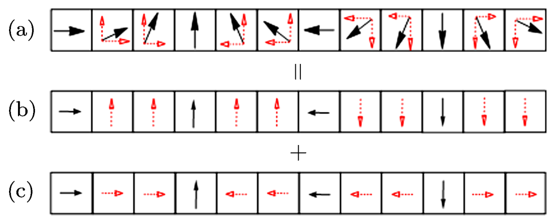

图 3　30° Halbach 电机一个极下永磁阵列矢量等效示意图

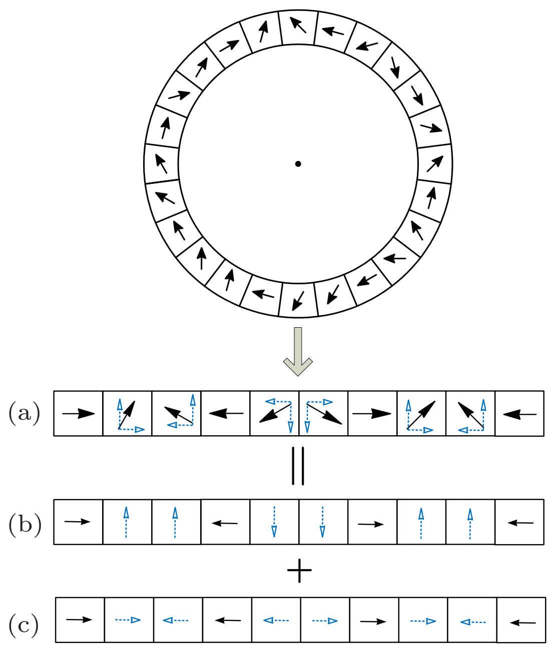

图 4　60°Halbach 电机一个极下永磁阵列矢量等效示意图

图 6(b) 中, 磁化强度 $M_1=M\sin(m\beta)$ 的永磁体各为 2 块, 图 6(c) 中磁化强度 $M_2=M\cos(m\beta)$ 的永磁体各为 2 块, 其中 $m=0,1,2\cdots$, 且 $m\beta<\pi/2$. 图 6(b),(c) 中, 都不再含有磁化强度 $H_3=H_C/2$ 的径向分量永磁体, 而是只有 1 块磁场强度 M_3=$M/2$ 的切向分量, 如图中黑色实心箭头所示.

经过上述分析, 离散式任意充磁角度 Halbach 阵列可以由两组 90° Halbach 阵列或一组 90° Halbach 与一组 180° Halbach 阵列来进行矢量合成.

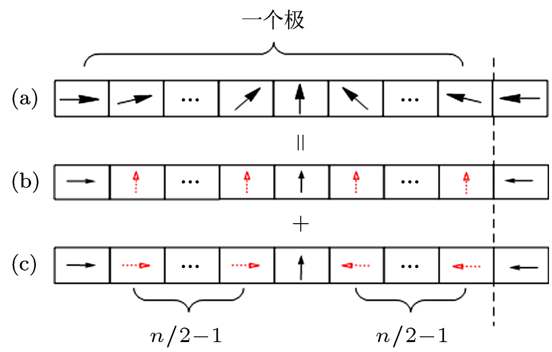

图 5　N 为偶数时任意角度 Halbach 阵列矢量等级

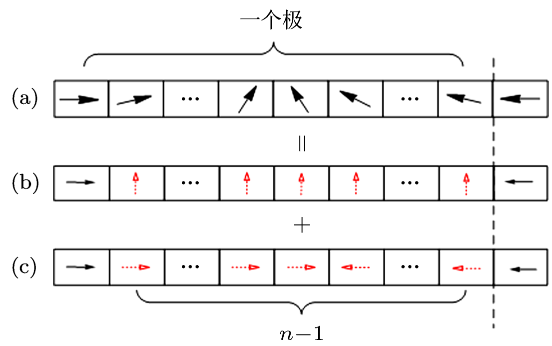

图 6　N 为偶数时任意角度 Halbach 阵列矢量等级

3　90° Halbach 永磁电机气隙磁场解析计算

在本文所做假设的前提下, 在二维极坐标系 $\rho(r,\varphi)$ 中建立电机在一个极下的求解模型, 如图 7 所示. 图中, 区域 I 为气隙; 区域 II 为永磁体, 磁体磁化方向如箭头所示; 网格部分分别代表定子轭和转子轭.

图 7 中, R_1 为转子内径, R_2 为永磁体内径, R_3 为永磁体外径, R_4 为定子内径, R_5 为定子外径, 其中 R_1—R_5 单位为 m.

α_R 和 α_T 分别为径向充磁和切向充磁永磁体在一个极下所占的电角度, $\alpha_R+\alpha_T=\pi/p$. χ 为配比系数, $\chi=\alpha_R/\alpha_T$.

在离散的 Halbach 阵列中, M_r, M_φ 的变化并不是连续的, 为了能够求出 M 的散度, 本文使用 Fourier 级数对 M_r, M_φ 进行分解.

由文献 [16] 可得气隙中磁标量势 γ 的控制方程如下:

$$\frac{\partial^2\gamma}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\gamma}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\gamma}{\partial\varphi^2}=\frac{M_r}{r}+\frac{\partial M_r}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial M_\varphi}{\partial\varphi}.\quad(1)$$

将永磁体磁化强度的径向和切向分量写成傅里叶级数形式:

$$M_{\mathrm{r}}=\sum_{n=1,3,5\cdots}M_{\mathrm{r}n}\cos(np\varphi),$$

$$M_{\varphi}=\sum_{n=1,3,5\cdots}M_{\varphi n}\sin(np\varphi). \tag{2}$$

与文献 [15] 中的附录不同, 本文中永磁体全部占满一个磁极, 不考虑永磁体间的气隙, 将永磁体磁化强度写成如下形式:

$$M_{\mathrm{r}}=\begin{cases}\dfrac{B_{\mathrm{R}}}{\mu_0}\cos\varphi, & 0<\varphi<\dfrac{\alpha_{\mathrm{R}}}{2},\\ -\dfrac{B_R}{\mu_0}\sin\left(\varphi-\dfrac{\pi}{2p}\right), & \dfrac{\alpha_{\mathrm{R}}}{2}<\varphi<\dfrac{\pi}{2p},\end{cases} \tag{3}$$

$$M_{\phi}=\begin{cases}-\dfrac{B_{\mathrm{R}}}{\mu_0}\sin\varphi, & 0<\varphi<\dfrac{\alpha_{\mathrm{R}}}{2},\\ -\dfrac{B_{\mathrm{R}}}{\mu_0}\cos\left(\varphi-\dfrac{\pi}{2p}\right), & \dfrac{\alpha_{\mathrm{R}}}{2}<\varphi<\dfrac{\pi}{2p},\end{cases} \tag{4}$$

上式中, B_{R} 为永磁体剩磁密度, 单位为 T. 将上两式展开成傅里叶级数形式, 可得

$$\begin{aligned}M_{\mathrm{r}n}=&\frac{2pB_{\mathrm{R}}}{\mu_0\pi}\left[\frac{1}{1+np}\sin(1+np)\frac{\alpha_{\mathrm{R}}}{2}\right.\\&\left.+\frac{1}{1-np}\sin(1-np)\frac{\alpha_{\mathrm{R}}}{2}\right]-\frac{2pB_{\mathrm{R}}}{\mu_0\pi}\\&\times\left[\frac{1}{1+np}\cos\left[(1+np)\frac{\alpha_{\mathrm{R}}}{2}-\frac{\pi}{2p}\right]\right.\\&\left.+\frac{1}{1-np}\cos\left[(1-np)\frac{\alpha_{\mathrm{T}}}{2}-\frac{\pi}{2p}\right]\right],\end{aligned} \tag{5}$$

$$\begin{aligned}M_{\mathrm{r}n}=&\frac{2pB_{\mathrm{R}}}{\mu_0\pi}\left[\frac{1}{1+np}\sin(1+np)\frac{\alpha_{\mathrm{R}}}{2}\right.\\&\left.-\frac{1}{1-np}\sin(1-np)\frac{\alpha_{\mathrm{R}}}{2}\right]-\frac{2pB_{\mathrm{R}}}{\mu_0\pi}\\&\times\left[\frac{1}{1+np}\cos\left[(1+np)\frac{\alpha_{\mathrm{R}}}{2}-\frac{\pi}{2p}\right]\right.\\&\left.-\frac{1}{1-np}\cos\left[(1-np)\frac{\alpha_{\mathrm{T}}}{2}-\frac{\pi}{2p}\right]\right].\end{aligned} \tag{6}$$

同样, 将磁标量势 γ 写成傅里叶级数形式 $\gamma=\sum\gamma_n\cos np\varphi$, 代入 (1) 式可得

$$\gamma_n''+\frac{1}{\gamma}\gamma_n'-\frac{n^2p^2}{\gamma^2}\gamma_n=\frac{1}{\gamma}(M_{rn}+npM_{\varphi n}), \tag{7}$$

其中 ′ 和 ″ 分别代表一阶和二阶微分算子.

对 (7) 式进行求解, 可将气隙区域的磁标量势表示为

$$\gamma_n=C_nr^{np}+D_nr^{-np}. \tag{8}$$

通过文献 [16] 中的边界条件可求出上式中的两个系数, 具体过程这里不再赘述.

在标量势确定之后, 由电磁场基本定义 $\boldsymbol{H}=B/\boldsymbol{\mu}=-\nabla\gamma$, 可得磁密在极坐标系下的各分量为

$$\begin{aligned}B_{\mathrm{r}}&=-\mu(\partial\gamma/\partial r)=\sum B_{\mathrm{r}n}\cos(np\varphi),\\B_{\varphi}&=-\mu(\partial\gamma/\partial\varphi)=\sum B_{\varphi n}\sin(np\varphi).\end{aligned} \tag{9}$$

对于气隙区域, 极坐标系下各分量可写为 [15]

$$\begin{aligned}B_{\mathrm{r}n}=&B_{1n}\left[\left(\frac{r}{R_{\mathrm{S}}}\right)^{np-1}+\left(\frac{R_{\mathrm{S}}}{r}\right)^{np+1}\right],\\B_{\varphi n}=&B_{1n}\left[\left(\frac{r}{R_{\mathrm{S}}}\right)^{np-1}-\left(\frac{R_{\mathrm{S}}}{r}\right)^{np+1}\right],\end{aligned} \tag{10}$$

其中, $R_{\mathrm{S}}=(R_4+R_5)/2$; $R_X=(R_1+R_2)/2$;

$$B_{1n}=\frac{2np^2}{\pi}B_{\mathrm{R}}R_{\mathrm{S}}^{np-1}\frac{\varsigma_nR_X^{2np}\left(R_3^{np-1}-R_2^{np-1}\right)-\xi_nR_2^{np-1}R_3^{np-1}\left(R_3^{np+1}-R_2^{np+1}\right)}{\left(1-n^2p^2\right)R_2^{np-1}R_3^{np-1}\left(R_{\mathrm{S}}^{2np}-R_X^{2np}\right)}, \tag{11}$$

$$\varsigma_n=\sin(1+np)\frac{\alpha_{\mathrm{R}}}{2}+\cos\left[(1+np)\frac{\alpha_{\mathrm{R}}}{2}-\frac{\pi}{2p}\right], \tag{12}$$

$$\xi_n=\sin(1-np)\frac{\alpha_{\mathrm{R}}}{2}-\cos\left[(1-np)\frac{\alpha_{\mathrm{T}}}{2}-\frac{\pi}{2p}\right]. \tag{13}$$

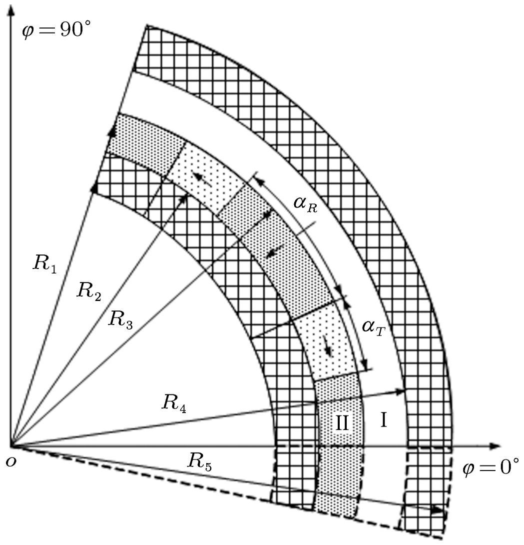

图 7 90° Halbach 电机求解示意图

4 离散式任意充磁角度 Halbach 电机解析模型

对于任意充磁角度 Halbach 电机, 当每极下永磁体块数 N 为偶数时, 极坐标中一个极的模型如图 8 所示, 当极对数为 p 时, 一个极所占的电角度为 π/p, 由永磁体充磁的对称性, 可只列写半个极 $(0<\varphi<\pi/2p)$ 的磁场方程.

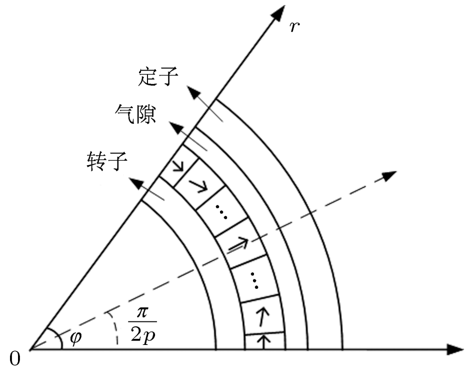

图 8 极坐标系下任意充磁角度 Halbach 电机求解模型

结合上述分析及 (3), (4) 式, 可得 N 为偶数时磁化强度的表达式如下:

$$M_{\mathrm{r-evevn}}=\begin{cases}0.5M_{\mathrm{r}2}, & 0<\varphi<\dfrac{\pi}{2N},\\ M_{\mathrm{r}1}\sin\beta, & \dfrac{\pi}{2N}<\varphi<\dfrac{3\pi}{2N},\\ \quad\vdots & \\ M_{\mathrm{r}1}\sin(k\beta), & \dfrac{k\pi}{2N}<\varphi<\dfrac{(k+2)\pi}{2N},\\ \quad\vdots & \\ M_{\mathrm{r}1}\sin(m\beta), & \dfrac{m\pi}{2N}<\varphi<\dfrac{(m+2)\pi}{2N},\\ 0.5M_{\mathrm{r}1}, & \dfrac{(m+2)\pi}{2N}<\varphi<\dfrac{\pi}{2p},\end{cases}\tag{14}$$

$$M_{\varphi\mathrm{-evevn}}=\begin{cases}0.5M_{\varphi2}, & 0<\varphi<\dfrac{\pi}{2N},\\ M_{\varphi2}\cos\beta, & \dfrac{\pi}{2N}<\varphi<\dfrac{3\pi}{2N},\\ \quad\vdots & \\ M_{\varphi2}\cos(k\beta), & \dfrac{k\pi}{2N}<\varphi<\dfrac{(k+2)\pi}{2N},\\ \quad\vdots & \\ M_{\varphi2}\cos(m\beta), & \dfrac{m\pi}{2N}<\varphi<\dfrac{(m+2)\pi}{2N},\\ 0.5M_{\varphi1}, & \dfrac{(m+2)\pi}{2N}<\varphi<\dfrac{\pi}{2p}.\end{cases}\tag{15}$$

上式中, β 为永磁体充磁角度;

$$M_{\mathrm{r}1} = \frac{B_{\mathrm{R}}}{\mu_0}\cos\varphi,$$

$$M_{\mathrm{r}2} = -\frac{B_{\mathrm{R}}}{\mu_0}\sin\left(\varphi - \frac{\pi}{2p}\right);$$

$$m = 0, 1, 2, \cdots, \quad m\beta < \pi/2.$$

对 (14) 式进行傅里叶变换, 可得

$$M_{\mathrm{r}n} = \frac{2pB_{\mathrm{R}}}{\mu_0 \pi}\Big[\sum_{k=1,2\cdots}\sin(k\beta)\cdot\eta(k) - 0.5(\nu(n) - \vartheta(n))\Big], \tag{16}$$

其中

$$\eta(k) = \frac{1}{1+np}\left[\sin(1+np)\frac{k+2}{2N}\pi - \sin(1+np)\frac{k\pi}{2N}\right] - \frac{1}{1-np}\left[\sin(1-np)\frac{k+2}{2N}\pi - \sin(1-np)\frac{k\pi}{2N}\right], \tag{17}$$

$$\nu(n) = \frac{1}{1+np}\left[\cos\left((1+np)\frac{\pi}{2N} - \frac{\pi}{2p}\right) - \cos\frac{\pi}{2p}\right] + \frac{1}{1-np}\left[\cos\left((1-np)\frac{\pi}{2N} - \frac{\pi}{2p}\right) - \cos\frac{\pi}{2p}\right], \tag{18}$$

$$\vartheta(n) = \frac{1}{1+np}\left[\sin\frac{(1+np)\pi}{2p} - \sin\frac{(1+np)(m+2)\pi}{2N}\right] + \frac{1}{1-np}\left[\sin\frac{(1-np)\pi}{2p} - \sin\frac{(1-np)(m+2)\pi}{2N}\right]. \tag{19}$$

同理可求得 $M_{\varphi-\mathrm{evevn}}$ 的傅里叶级数.

联立 (7)—(15) 式即可求得 N 为偶数时的气隙磁场分布. 同理可求得 N 为奇数时的磁场分布. 限于篇幅, 这里就不再列出对应的 ς_n 和 ξ_n 及最终的气隙磁场表达式.

5 仿真与实验分析

应用本文提出的分析和计算方法, 对一台离散式 Halbach 永磁电机的空载气隙磁场进行计算, 通过改变上述计算式中的 β 值, 分别算得 90°, 60° 和 45° Halbach 永磁电机的空载气隙磁密如图 9 所示. 所用电机的参数如表 1 所示.

表 1　Halbach 电机部分参数

参数	参数值
功率 P/kW	22.5
定子外径 R_1/m	0.434
定子内径 R_2/m	0.364
永磁体外径 R_3/m	0.352
永磁体内径 R_4/m	0.336
转子内径 R_5/m	0.316
极对数 p	8

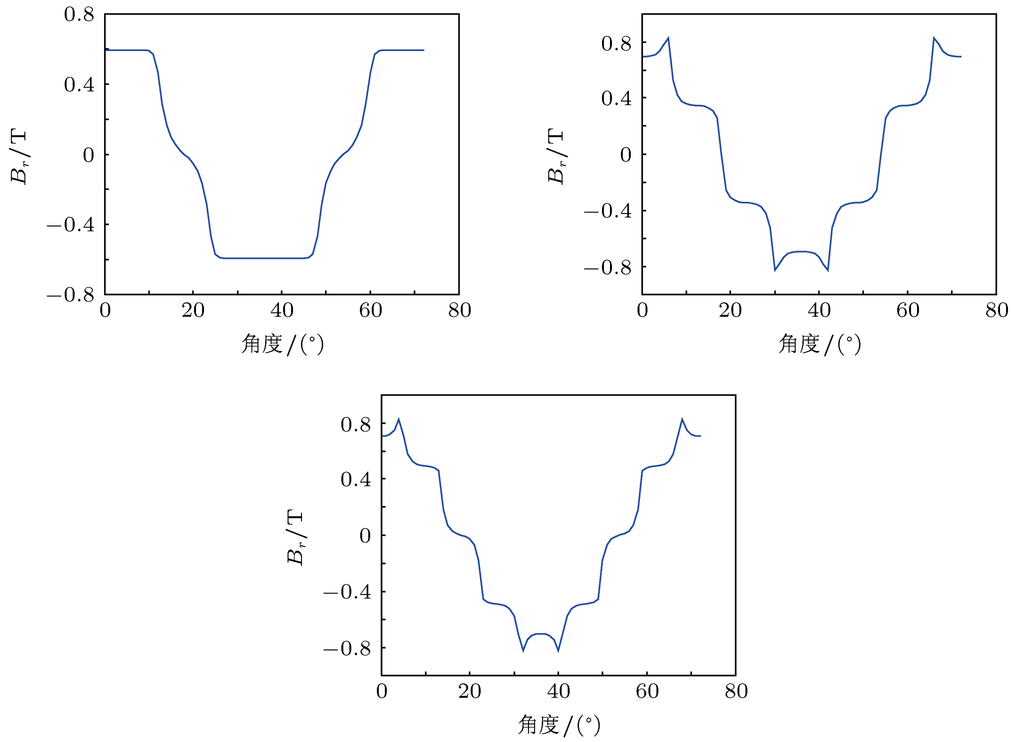

图 9　90°, 60° 和 45°Halbach 电机气隙磁密计算结果

由图 9 可知, 磁密波形具有良好的分布特性, 波峰与波谷间的类正弦曲线使其正弦基波含量成分显著提高, 随着每极永磁体块数的增加, 气隙磁密逐渐趋近于正弦波形.

为不失一般性, 并有利于应用有限元方法进行验证, 将本文解析法算得的 45° Halbach 电机空载气隙磁密与有限元计算结果进行比较. 图 10 为有限元算得的空载磁场分布, 图 11 为应用本文解析法与有限元法算得的气隙磁密径向分量的对比. 由图 11 可知, 本文所用计算方法未计及开槽影响, 所得结果比有限元法更平滑; 本文解析法无法考虑铁心材料的非线性, 所以通过等效合成的磁密在铁磁材料的线性区与有限元法符合较好, 当磁密增大, 铁磁材料渐入饱和区时, 解析法算得的磁密要稍大于有限元的结果. 另一方面, 本文所用解析法虽未计及铁磁材料的非线性, 但得到的气隙磁密分布与有限元结果符合的非常好, 当电机不工作在深度饱和区时, 本文方法完全可以满足精度要求.

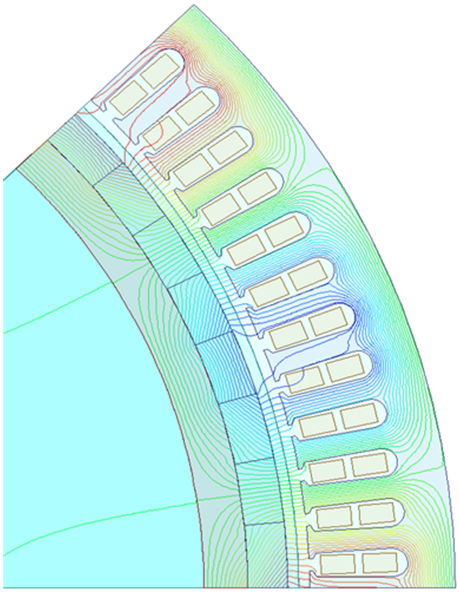

图 10 45° Halbach 永磁电机空载磁场分布

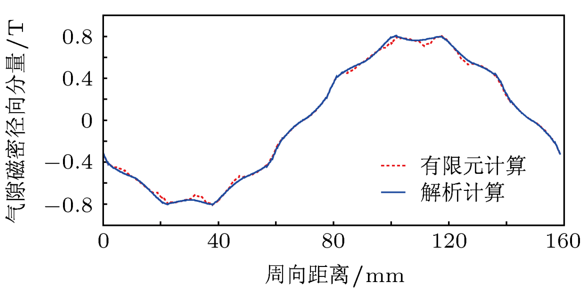

图 11 气隙磁密解析法与有限元法计算比较

从上述的推导过程中不难发现, 气隙磁密是极对数 p 和永磁体厚度的函数, 其变化规律如图 12 所示. 从图中可以看出, 气隙磁密受极对数变化的影响很明显. 并且, 在磁体厚度一定的情况下, 选择合适的极对数, 可以使气隙磁密达到一个最大值, 让磁体最大效能地发挥作用.

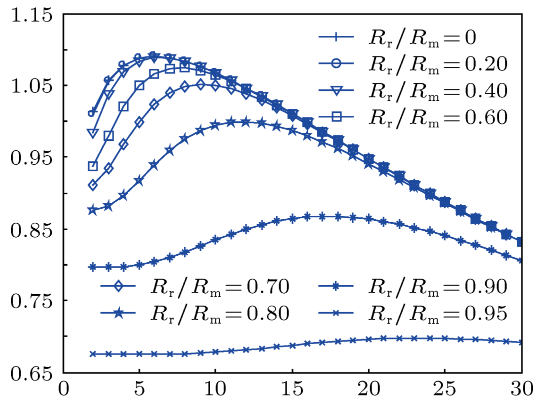

图 12 不同磁体厚度下气隙磁密峰值随极对数的变化

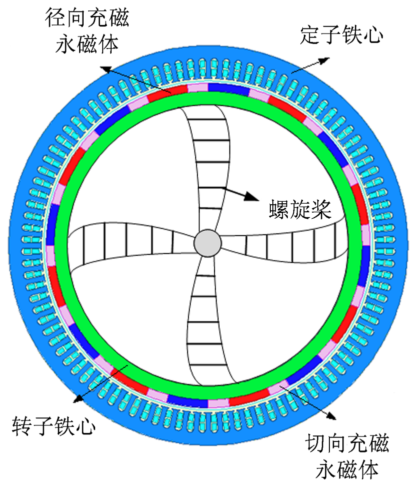

图 13 90° Halbach 样机结构示意图

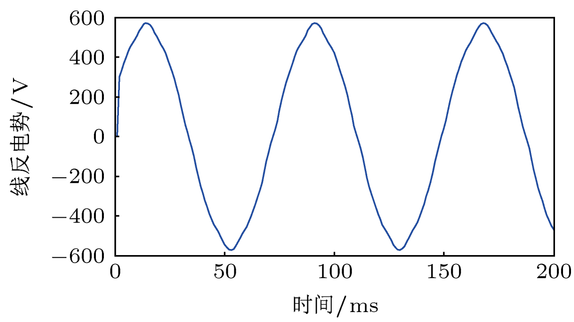

图 14 90° Halbach 永磁电机线反电势计算波形

为进一步验证本文方法的正确性, 根据实验室现有条件, 对一台离散式 90° Halbach 结构机桨

一体化永磁电机的空载反电势进行解析计算并进行试验验证. 图 13 为机桨一体化样机的结构示意图. 图 14 为使用本文方法算得气隙磁密后进行后处理得到的空载线反电势波形, 图 15 为同样条件下测得的线反电势结果. 对比两图可知计算结果与试验值符合较好. 图 16 为 Halbach 永磁电机的试验现场.

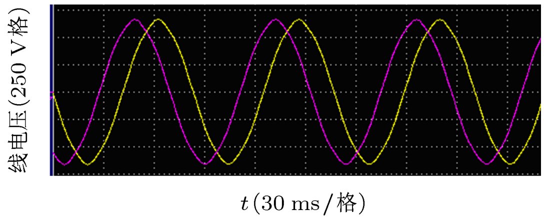

图 15 90° Halbach 永磁电机线反电势实测波形

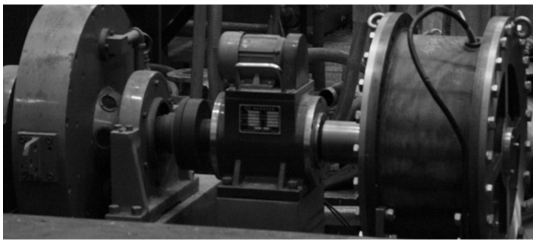

图 16 Halbach 电机试验现场

6 结 论

本文通过对离散式任意充磁角度 Halbach 电机的空载气隙磁场进行解析分析, 计算其气隙磁密, 并通过有限元法和试验结果进行验证, 得到结论如下:

1. 通过将任意磁化角度的 Halbach 阵列等效为两组 90° Halbach(或 180° Halbach) 阵列的矢量合成, 提出了一种分析和计算离散式任意充磁角度 Halbach 永磁电机的解析方法; 推导了 90° Halbach 永磁电机气隙磁场的解析表达式, 在上述分析的基础上给出了任意充磁角度 Halbach 阵列气隙磁场的通解表达式, 并分析了气隙磁密与电机极对数、永磁体厚度和充磁角度间的关系, 这对 Halbach 电机的优化设计极为重要; 有限元和试验结果验证了本文假设的可行性和方法的准确性.

2. 永磁体充磁角度 β 越小, 每极下永磁体块数越多气隙磁密就越接近正弦. 如何确定 Halbach 电机每极下永磁体块数以及对 Halbach 电机在效率、重量和生产制造成本等方面的优化进行研究将是本文后续研究的重点.

[1] Atallah K, Howe D 1998 *IEEE Transactions on Magnetics* **34** 2060
[2] Zhu Z Q, Howe D 2001 *IEEE Transactions on Magnetics* **12** 1016
[3] Zhu Z Q, Xia Z P, Shi Y F 2003 *IEEE Transactions on Magnetics* **39** 2992
[4] Xia C L, Li H F, Shi T N 2008 *IEEE Transactions on Magnetics* **44** 2016
[5] Wang H, Ye Y, Wang Q, Dai Y, Yu Y, Weng P 2006 *IEEE Transactions on Appl. Supercond.* **16** 1562
[6] Seok-Myeong Jang, Sung-Ho Lee 2002 *IEEE Transactions on Magnetics.* **38** 3261
[7] Yan L, Zhang L, Wang T Y 2009 *IEEE Transactions on Magnetics.* **43** 2036
[8] Suman Dwari, Leila Parsa 2011 *IEEE Transactions on Magnetics.* **58** 3768
[9] Zhu Z Q, Xia Z P, Howe D 2002 *IEEE Transactions on Magnetics.* **38** 2997
[10] Fan J J, Wu J H 2010 *Proceeding of the CSEE* **30** 98 (in China) [范坚坚, 吴建华 2010 中国电机工程学报 **30** 98]
[11] Praveen R P, Ravichandran 2012 *IEEE Transactions on Industrial Electronics* **59** 3553
[12] Shi T, Qiao Z Q, Xia C L 2012 *IEEE Transactions on Magnetics* **48** 1890
[13] Meessen K J, Paulides J J H 2011 *IEEE Transactions on Magnetics* **47** 727
[14] Meessen K J, Gysen B L J 2010 *IEEE Transactions on Magnetics* **46** 1733
[15] Miroslav Markovic, Yves Perriard 2009 *IEEE Transactions on Magnetics* **45** 2955
[16] Xia Z P, Zhu Z Q, Howe D 2004 *IEEE Transactions on Magnetics* **40** 1864

Analytic model of discrete random magnetizing Halbach PM motor*

Liang Jing-Hui[1)] Zhang Xiao-Feng[1)] Qiao Ming-Zhong[1)†] Xia Yi-Hui[1)]
Li Geng[1)] Chen Jun-Quan[2)]

1) (*College of electric Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China*)

2) (*National Key Laboratory of Vessel Integrated Power System Technology, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China*)

(Received 15 March 2013; revised manuscript received 10 April 2013)

Abstract

Halbach motors have attracted lots of attention in novel ship propelling and ocean current generators as they have much dominance. Under the condition of ideal ferromagnetic material and slotless stators, randomly magnetized Halbach array is considered as an equivalence of two 90° Halbach (180° Halbach) arrays, and a new analytic method is proposed in this paper to analyze the randomly magnetized Halbach motors. Fourier series of magnetic scalar potential is calculated, and the expression of air-gap flux density of a 90° Halbach motor is given in polar coordinate system. On the basis of calculations above, the magnetization intensity expression of a randomly magnetized Halbach motor in a pole, and the air-gap flux density distribution of randomly magnetized Halbach motor are obtained; and the relationship of air-gap flux density between the numbers of poles, permanent magnet thickness as well as magnetizing angle are analyzed. The finite element method and experimental results verify the effectiveness of the methods above.

Keywords: discrete Halbach motor, random magnetization, vector equivalence, analytic model

PACS: 05.10.−a, 02.60.Cb **DOI:** 10.7498/aps.62.150501

* Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2013CB035601), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51277177).

† Corresponding author. E-mail: qiaomingzhong@126.com