DOI:10.11918/202502018

交变磁场下导磁体涡流发热控制

杨小健[1],崔 鹏[2],崔启明[1],李昊松[2],任博达[2],张 琪[1],张一凡[1],李明雨[2],祝温泊[2]

(1.北京计算机技术及应用研究所,北京 100854; 2.哈尔滨工业大学(深圳) 集成电路学院,广东 深圳 518055)

摘 要:为解决高频工况下圆锥形导磁体因涡流热累积导致的磁性能失效问题,突破传统设计中热-磁性能难以协同优化的技术瓶颈,通过建立定量涡流热模型,提出瓣状切割结构优化方案。首先,基于磁通密度分布函数与焦耳热理论,建立了揭示涡流损耗功率与几何/电磁参数定量关系的数学模型。其次,针对圆锥导磁体非对称特性,创新性设计非对称瓣状切口重构涡流路径。最后,通过温度场测试、磁通密度分布实验,以及功率密度仿真验证方案有效性。结果表明,优化后的导磁体在维持焊点温度降幅仅1.8%的前提下,使最高温升区域温度降低28%,磁通分布测试显示未引起磁场畸变,仿真与实测误差小于5%。研究成果为高频导磁体设计提供了兼具理论精度与工程实用性的热-磁协同优化方法。

关键词:导磁体;涡流发热;交变磁场;瓣状切割;磁场聚焦

中图分类号:TM921 **文献标志码**:A **文章编号**:0367-6234(2026)08-0240-07

Control of eddy current heating in magnetic flux conductors under alternating magnetic field

Yang Xiaojian[1], Cui Peng[2], Cui Qiming[1], Li Haosong[2], Ren Boda[2], Zhang Qi[1], Zhang Yifan[1], Li Mingyu[2], Zhu Wenbo[2]

(1. Beijing Institute of Computer Technology and Applications, Beijing 100854, China;
2. School of Integrated Circuits, Harbin Institute of Technology (Shenzhen), Shenzhen 518055, Guangdong, China)

Abstract: To solve the magnetic performance failure of conical magnetic flux conductors caused by eddy current heat accumulation under high-frequency conditions and to break through the technical bottleneck that thermal and magnetic properties are difficult to co-optimize in traditional designs, this paper established a quantitative eddy current heating model and proposed an optimized segmented cutting structure scheme. First, based on the magnetic flux density distribution function and Joule heating theory, this paper established a mathematical model to reveal the quantitative relationship between eddy current loss power and geometric/electromagnetic parameters. Second, given the asymmetric characteristics of conical magnetic flux conductors, this paper innovatively designed asymmetric petal-shaped cuts to reconstruct the eddy current path. Finally, this paper verified the effectiveness of the scheme through temperature field tests, magnetic flux density distribution experiments, and power density simulations. The results show that the optimized magnetic flux conductor reduces the temperature of the maximum temperature rise region by 28% on the premise of maintaining a solder joint temperature drop of only 1.8%. Moreover, the magnetic flux distribution test indicates that no magnetic field distortion is caused, and the error between simulation and actual measurement is less than 5%. The research results provide a thermo-magnetic co-optimization method with both theoretical accuracy and engineering practicability for the design of high-frequency magnetic flux conductors.

Keywords: magnetic flux conductor; eddy current heating; alternating magnetic field; segmented cutting; magnetic field focusing

导磁体在电磁系统中发挥着引导和控制磁场的关键作用。然而,在交变磁场环境中,导磁体材料的磁导率会随着温度上升而下降[1-4]。当导磁体温度超过其居里温度时,其铁磁性消失,磁导率趋近于零,从而无法继续引导磁场。因此,在长期服役过程中,导磁体的涡流发热问题已成为一个亟待解决的关键挑战[5-6]。为了应对这一挑战,现有文献中关于降低磁性材料涡流损耗的策略主要集中在结构设计、材料性能优化,以及工作条件调整3个方面,其中结构设计方面的研究尤为广泛。

收稿日期:2025-02-14;**录用日期**:2025-07-22;**网络首发日期**:2026-03-31
网络首发地址:https://link.cnki.net/urlid/23.1235.T.20260331.0856.002
作者简介:杨小健(1986—),男,正高级研究员;李明雨(1971—),男,教授,博士生导师;祝温泊(1989—),男,教授,博士生导师
通信作者:李明雨,myli@hit.edu.cn

在结构优化方面，多种创新方案被提出，包括导磁体的切片重组、厚度优化，以及定制化图案设计等。其中，导磁体的切片重组方案是研究热点之一。在变压器等电磁设备中，导磁体因涡流损耗会产生热量，导致温度过高，进而引发安全隐患。为解决这一问题，科学家们采用薄片叠加的方式，通过分散涡流来降低温度[7-8]。借鉴这一思路，针对感应加热中 MnZn 铁氧体损耗过高的问题，南洋理工大学的 Zhu 等[9]将标准 MnZn 铁氧体切割成薄段，然后重新组装成多段导磁体，各段之间通过薄层空气或微观尺寸的绝缘材料隔开。通过对这些实验样品在 0.2 ~ 2.0 MHz 频率范围内的导磁体损耗特性进行研究，发现多段结构能有效降低导磁体损耗，尤其是在 0.5 MHz 以上的频率。类似地，2019 年韩国 Chosun 大学的 Park 等[10]提出在钕铁硼永磁体之间增加缝隙以减少涡流损耗。

在磁性材料的厚度优化方面，2018 年，瑞典工程师 Bitsi 等[11]开发了一种三维有限元模型，用于检测电机转子的感应涡流并估算涡流损耗，发现损耗值与层压厚度的平方呈正相关，这与前人文献中的观点一致[12]。2022 年，哈尔滨理工大学的 Pan 等[13]对 120 kW 高速永磁同步电机的涡流损耗进行了研究，基于二维有限元模型分析了套筒厚度对转子涡流损耗的影响。研究发现，当套筒厚度分别为 0.5、1.0、1.5、2.0 mm 时，最大涡流密度分别为 7.122×10^6、7.628×10^6、8.487×10^6、1.025×10^7 A/m^2，表明套筒的最大涡流密度随厚度增加而增大。

在磁性材料的定制化图案设计方面，随着 3D 打印技术的兴起，2023 年英国谢菲尔德大学的 Goodall 等[14]利用 3D 打印增材制造技术，对复杂结构导磁体内的横截面图案进行定制化加工，以限制涡流的产生。通过对导磁体（Fe-Si 电工钢）进行图案化设计，使涡流经历更长、电阻更大的路径来减少热量产生的研究还有很多，如 Goll 等[15]、Plotkowski 等[16]、Tiismus 等[17]的工作。

基于此，本文以聚焦感应头中的圆锥形导磁体为研究对象，为了解决高频导磁体涡流热失效问题，首先建立定量热模型并提出瓣状切割方案，其次基于磁通密度与焦耳热理论构建涡流损耗数学模型，针对圆锥体非对称特性设计瓣状切口，重构涡流路径。

1　高频导磁体结构模型

本文以聚焦感应头中的圆锥形导磁体为研究对象[18]，分析其结构参数对导磁体涡流损耗的影响（图 1）。首先，研究完整圆锥形导磁体在工作状态下的温度变化情况。该圆锥形导磁体的尺寸参数为：上端直径 10 mm，下端直径 3 mm，高度 15 mm。在 1 000 kHz、70% 功率（3.15 kW）条件下，采用红外测温器对铁氧体整体温度进行测量，其最高温度随时间变化曲线如图 2 所示。从图 2 可以看出，导磁体最高温度随时间先快速上升，在 7 s 时达到居里温度 240 ℃ 附近，然后保持稳定。在 0 ~ 7 s 时，导磁体温度远低于居里温度，磁导率较高，磁场在导磁体内形成涡流，涡流经过导磁体电阻做功产生焦耳热，导致温度上升。在 7 s 以后，导磁体温度接近居里温度，磁导率由 1 400 迅速下降至 1，涡流显著减少，产生的焦耳热与导磁体在空气中的对流散热达到平衡，温度趋于恒定。导磁体升温过程中温度分布如图 3 所示。图 3（a）~（d）给出了 1、3、5、7 s 时红外热成像实验图，图 3（e）~（h）给出了仿真温度分布图。从图 3 可以看出，1、3、5、7 s 时，实测温度分别为 59、160、222、231 ℃，仿真温度分别为 58、164、219、236 ℃，实验与仿真温度误差分别为 2%、3%、1%、2%，均小于 5%，证明了仿真模型与实验结果的一致性。加热 1 s 时，高温区分布在导磁体下端，主要是因为锥形导磁体内磁感线在尖端聚集，所以尖端磁通密度最高、涡流最大、焦耳热最多、温度最高。随时间增加到 3、5、7 s，尖端产生的焦耳热向上端传导，使高温区逐渐向导磁体上端扩展。

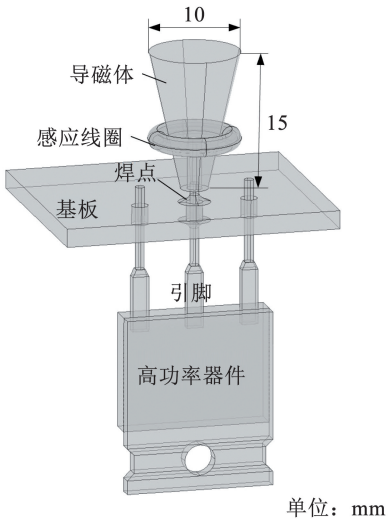


图 1　聚焦感应加热头结构

Fig. 1　Structure of focused induction heating head

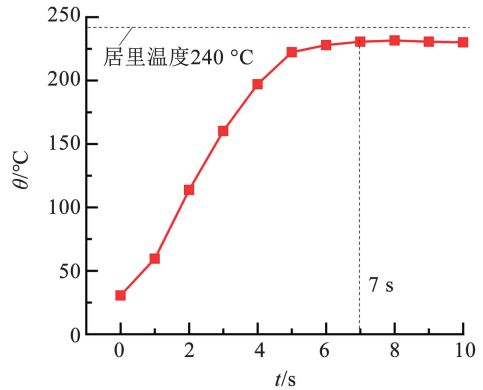


图 2　未分割时导磁体最高温度随时间变化曲线

Fig. 2　Maximum temperature variation curve of magnetic flux conductor with time without segmentation

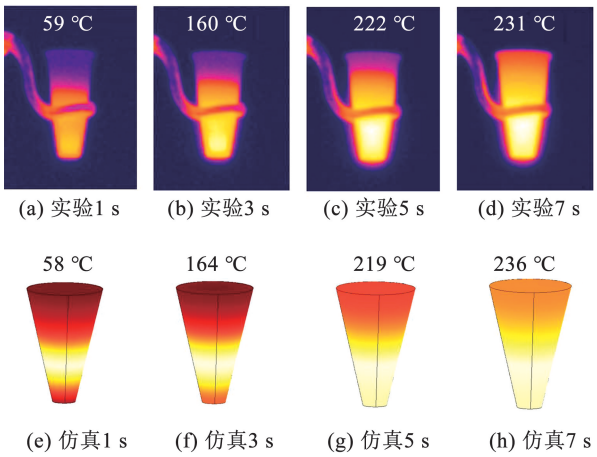


图 3 红外热成像记录的导磁体升温过程以及对应的仿真温度分布

Fig. 3 Heating process of magnetic flux conductor recorded by infrared thermal imaging and corresponding simulated temperature distribution

2 涡流发热理论分析

2.1 感应磁场空间中任一点磁通密度

为了深入理解导磁体在交变磁场中的涡流损耗特性,首先需要建立一个精确的电磁场模型,该模型假设磁场近似分布,忽略磁滞损耗,交流电为正弦稳态。如图 4 所示,单匝线圈半径为 a,电流为 I,建立三维坐标系 xyz,原点位于线圈中心,空间中不同位置磁场不同,轴线上任意一点 P,距离原点绝对值为 r,与纵坐标轴 z 轴的夹角为 θ,则 P 点处磁通密度 B 表示为[19]

$$B=\frac{\mu_0 I a^2}{2(a^2+r^2)^{3/2}} \tag{1}$$

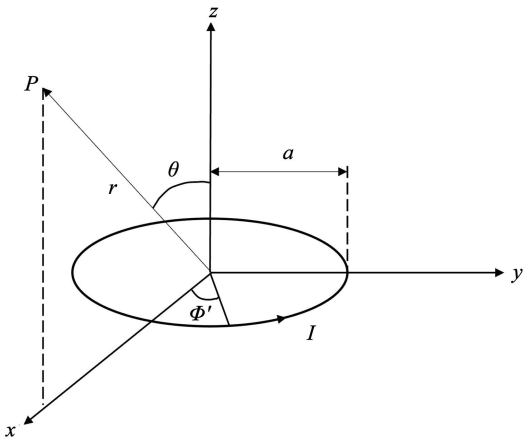


图 4 载流圆线圈及空间中任意点 P

Fig. 4 Current-carrying circular coil and any point P in space

表 1 本文中重要的物理量及其含义

Tab. 1 Important physical quantities in this paper and their meanings

符号	物理意义
B/T	磁通密度
R/m	原点到 P 点的距离
θ/(°)	原点到 P 点的连线与正 z 轴之间的夹角
φ/(°)	原点到 P 点的连线在 xy 平面的投影线,与正 x 轴之间的方位角
a/m	单匝线圈半径
μ_0/($4\pi\times10^{-7}$(H·m^{-1}))	真空磁导率
I/A	线圈电流
μ_r	相对磁导率
I_m/A	交变电流最大值
f/Hz	频率
ξ/V	感生电动势
Φ/Wb	磁通量
t/s	时间
A/m	圆柱状导磁体底面半径
R/Ω	电阻
ρ/(Ω·m)	电阻率
h/m	导磁体高度
$Q_{柱}$/J	圆柱导磁体产生的热量
$Q_{锥}$/J	圆锥导磁体产生的热量
Q_j/J	圆锥导磁体轴对称分割后,每瓣导磁体产生的热量
$Q_{锥瓣和}$/J	圆锥瓣状分割后,所有瓣数导磁体产生的热量总和

2.2 圆柱状导磁体涡流发热

为了更准确地分析圆锥导磁体内的涡流损耗,本文采取了一种分步递进的策略。首先,对结构相对简单的圆柱状导磁体的涡流损耗进行分析,理解其涡流损耗的基本公式。然后,将这些基本公式应用在结构相对复杂的圆锥导磁体的涡流损耗分析中,以获得精确的计算结果。图 5 为圆柱状导磁体在感应磁场中产生涡流示意图,圆柱状导磁体的半径为 A,高度为 h。

通过感应线圈的交变电流为 $I_m\cos(2\pi ft)$,由式(1)可知,空间中任意一点的磁通密度 B 为

$$B=\mu_0\mu_r I_m\cos(2\pi ft)\frac{a^2}{2(a^2+r^2)^{3/2}} \tag{2}$$

由麦克斯韦公式可得圆柱形导磁体中的感生电动势 ξ 为

$$\xi=-\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t}=-\frac{\pi A^2\mathrm{d}B}{\mathrm{d}t} \tag{3}$$

对半径取微分，则微元导磁体中电阻 R 为

$$R=\frac{\rho L}{S}=\frac{\rho 2\pi A}{h\mathrm{d}A} \tag{4}$$

对式(2)求导可得

$$\frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}t}=-2\pi f\mu_0\mu_{\mathrm{r}}I_{\mathrm{m}}\sin(2\pi ft)\frac{a^2}{2(a^2+r^2)^{3/2}} \tag{5}$$

将式(2)代入式(3)可得

$$\xi=\pi A^2 2\pi f\mu_0\mu_{\mathrm{r}}I_{\mathrm{m}}\sin(2\pi ft)\frac{a^2}{2(a^2+r^2)^{3/2}} \tag{6}$$

由电流的有效值可得

$$\xi=\sqrt{2}\pi^2A^2f\mu_0\mu_{\mathrm{r}}I_{\mathrm{m}}\cdot\frac{a^2}{2(a^2+r^2)^{3/2}} \tag{7}$$

微元导磁体产生的热量为

$$Q=I^2Rt=\frac{\pi^3A^3f^2\mu_0^2\mu_{\mathrm{r}}^2I_{\mathrm{m}}^2a^4}{4(a^2+r^2)^3}\cdot\frac{h\mathrm{d}A}{\rho}t \tag{8}$$

对微元半径进行积分可得整个圆柱导磁体产生的热量为

$$Q_{柱}=\int Q=\frac{\pi^3A^4f^2\mu_0^2\mu_{\mathrm{r}}^2I_{\mathrm{m}}^2a^4ht}{16(a^2+r^2)^3\rho} \tag{9}$$

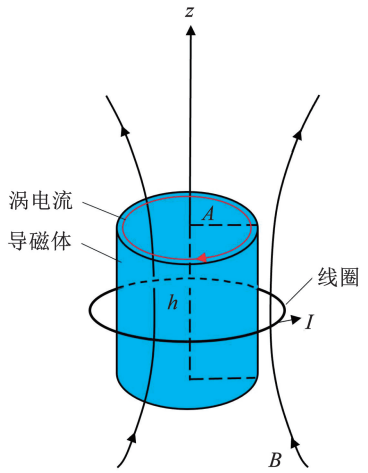


图 5　圆柱状导磁体在感应磁场中产生涡流示意

Fig. 5　Schematic diagram of eddy current generated by cylindrical magnetic flux conductor in induced magnetic field

2.3　圆锥状导磁体涡流发热

若圆柱形导磁体改为圆锥形，再将圆锥沿高度 h 方向分成 n 个圆柱。如图 6 所示，圆锥形导磁体的上端半径为 A，高度为 h，第 i 个微元圆柱的上端半径为 A_i，高度为 $\frac{h}{n}$。

通过感应线圈的交变电流仍为 $I_{\mathrm{m}}\cos(2\pi ft)$，$f$ 为频率。第 i 个微元圆柱上端半径 A_i 与 A 的关系为

$$\frac{A_i}{h-i\dfrac{h}{n}}=\frac{A}{h} \tag{10}$$

即

$$A_i=A\left(1-\frac{i}{n}\right) \tag{11}$$

由麦克斯韦公式可得圆锥形导磁体中第 i 个微元圆柱的感生电动势 ξ_i 为

$$\xi_i=-\frac{\pi A_i^2\mathrm{d}B}{\mathrm{d}t} \tag{12}$$

电阻为

$$R_i=\frac{\rho 2\pi A_i}{\dfrac{h}{n}\mathrm{d}A_i} \tag{13}$$

将式(5)代入式(12)可得

$$\xi_i=\pi A_i^2 2\pi f\mu_0\mu_{\mathrm{r}}I_{\mathrm{m}}\sin(2\pi ft)\frac{a^2}{2(a^2+r^2)^{3/2}} \tag{14}$$

由电流的有效值可得：

$$\xi_i=\sqrt{2}\pi^2A_i^2f\mu_0\mu_{\mathrm{r}}I_{\mathrm{m}}\cdot\frac{a^2}{2(a^2+r^2)^{3/2}} \tag{15}$$

$$Q=\frac{\pi^3A_i^3f^2\mu_0^2\mu_{\mathrm{r}}^2I_{\mathrm{m}}^2a^4}{4(a^2+r^2)^3}\cdot\frac{h\mathrm{d}A_i}{n\rho}t \tag{16}$$

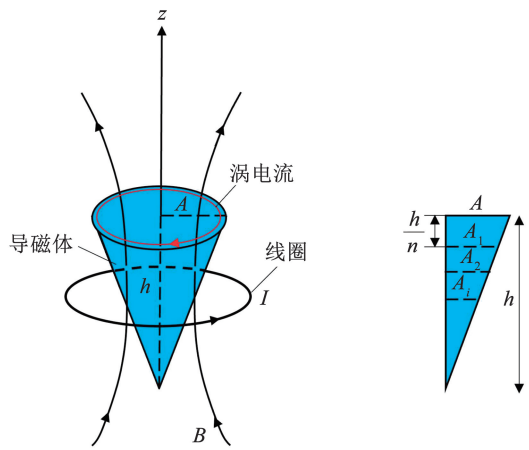
对微元半径进行积分可得第 i 个微元圆柱导磁体产生的热量为

$$Q_{锥i}=\int Q=\frac{\pi^3A_i^4f^2\mu_0^2\mu_{\mathrm{r}}^2I_{\mathrm{m}}^2a^4ht}{16(a^2+r^2)^3\rho n} \tag{17}$$

最后对 n 个微元圆柱进行求和得到整个锥形导磁体产生的热量为

$$Q_{锥}=\sum_{i=1}^{n}Q_{锥i}=\frac{1}{5}\frac{\pi^3A^4f^2\mu_0^2\mu_{\mathrm{r}}^2I_{\mathrm{m}}^2a^4ht}{16(a^2+r^2)^3\rho} \tag{18}$$

由式(18)可以得出，圆锥导磁体涡流损耗产生的热量与导磁体上表面半径的 4 次方成正比；与频率、空间磁导率、材料磁导率，以及线圈电流的平方成正比；与 P 点到原点之间距离的平方及线圈半径的平方之和的 3 次方成反比；与导磁体材料的电阻率成反比。



(a) 整体示意　　(b) 沿高度方向分成n份

图 6　圆锥状导磁体在感应磁场中产生涡流示意

Fig. 6　Schematic diagram of eddy current generated by conical magnetic flux conductor in induced magnetic field

2.4 瓣状导磁体涡流发热

将圆锥导磁体以轴对称方式平均分割成 m 瓣($m>1$),每瓣沿高度 h 方向分为 n 份,第 j 瓣中第 n 份导磁体内的电动势 ξ_{jn} 为

$$\xi_{jn}=-\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t}=\frac{\pi A_i^2}{m}\cdot\frac{2\pi f\mu_0\mu_r I_m a^2}{2\sqrt{2}(a^2+r^2)^{3/2}} \tag{19}$$

每份导磁体中电阻 R_{jn} 为

$$R_{jn}=\frac{\rho L_j}{S_2}=\frac{2n\rho A_i(m+\pi)}{hm\mathrm{d}A_i} \tag{20}$$

每份导磁体中产生的焦耳热 Q_{jn} 为

$$Q_{jn}=\frac{\xi_{jn}^2}{R_{jn}}t=\frac{\pi^4 f^2\mu_0^2\mu_r^2 I_m^2 a^4 htA_i^3\mathrm{d}A_i}{4n\rho(a^2+r^2)^3(m+\pi)m} \tag{21}$$

沿半径方向积分可得

$$Q_{jn_{0-Ai}}=\frac{\pi}{(m+\pi)m}\cdot\frac{\pi^3 f^2\mu_0^2\mu_r^2 I_m^2 a^4 ht}{4n\rho(a^2+r^2)^3}\cdot\frac{A_i^4}{4} \tag{22}$$

将式(11)代入式(22)可得

$$Q_{jn_{0-Ai}}=\frac{\pi}{(m+\pi)m}\cdot\frac{\pi^3 f^2\mu_0^2\mu_r^2 I_m^2 a^4 ht}{4n\rho(a^2+r^2)^3}\cdot\frac{A^4}{4}\left(1-\frac{i}{n}\right)^4 \tag{23}$$

对 n 份求和,得到每瓣导磁体产生的热量为

$$Q_j=\sum_{j=1}^{n}Q_{jn_{0-Ai}} \tag{24}$$

将 m 瓣导磁体产生的热量求和可得

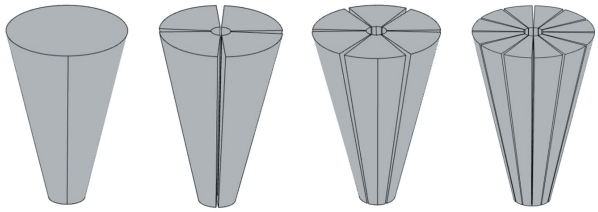
$$Q_{锥瓣和}=m\cdot\frac{\pi}{(m+\pi)m}\cdot\frac{\pi^3 A^4 f^2\mu_0^2\mu_r^2 I_m^2 a^4 ht}{16n\rho(a^2+r^2)^3}\cdot\frac{1}{5} \tag{25}$$

由式(25)可知,随着分割瓣数 m 的增加,导磁体产生的焦耳热量呈现出反比函数下降的规律。所以将圆锥导磁体平均分割成瓣状导磁体,可以降低圆锥形导磁体的产热。

3 不同瓣数分割对导磁体涡流热分布的影响

根据式(25),将圆锥导磁体平均分割成瓣状导磁体,可以降低圆锥形导磁体的产热,并且将圆锥导磁体分割的瓣数 m 越多,分割后 m 瓣产生的焦耳热总和越少。因此,为减少导磁体发热,本文提出将圆锥形导磁体分割为瓣状结构的方案,如图 7 所示,将完整 360°圆锥结构分割为 3 种瓣状结构(4×90°、6×60°、12×30°)。

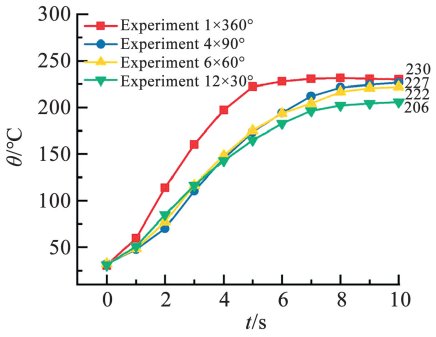
4 种结构导磁体最高温度随时间变化曲线如图 8(a)所示,最高温度随时间增加,都呈现出先快速上升后缓慢上升的趋势。在相同时刻,随分割瓣数增加,温度依次下降,在 10 s 时,1×360°、4×90°、6×60°、12×30° 4 种结构导磁体最高温度分别为 230、227、222、206 ℃,表明增加分割瓣数可以降低导磁体涡流损耗。4 种瓣数分割导磁体聚焦加热 4 s 时的焊点温度如图 8(b)所示。随瓣数增加,焊点温度呈缓慢下降趋势,结构分别为 1×360°、4×90°、6×60°、12×30°时焊点温度分别为 498、495、493、489 ℃。由图 8 可以看出,此时,导磁体温度分别为 197、146、146、142 ℃。所以,在相同时刻,结构从 1×360°分割为 12×30°过程中,导磁体温度下降了 28%,焊点温度仅下降了 1.8%,说明分瓣结构可以在降低导磁体温度的同时基本不影响焊点温度。



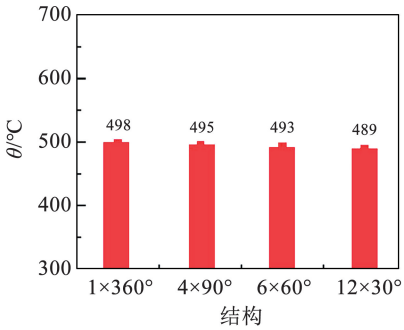
(a) 1×360° (b) 4×90° (c) 6×60° (d) 12×30°

图 7 导磁体瓣状分割结构设计

Fig. 7 Design of segmented cutting structure of magnetic flux conductor



(a) 温度随时间变化曲线



(b) 4 s时焊点最高温度

图 8 不同瓣数分割时导磁体和焊点的最高温度

Fig. 8 Maximum temperatures of magnetic flux conductor and solder joint under cutting of different numbers of segmented

图 9 为 4 种结构在 10 s 时的导磁体表面涡流密度图。从图 9 可以看出,随分割瓣数增加导磁体最大涡流密度呈下降趋势,1×360°、4×90°、6×60°、12×30° 4 种结构对应的最大涡流密度分别为 11.0×10^4、7.5×10^4、6.6×10^4、5.6×10^4 A/m^2。4 种结构的高涡流密度区都分布在导磁体中下侧,是

因为此位置距离线圈最近，线圈产生的磁场主要被此处导磁体吸收，从而在此位置形成高涡流密度区；而导磁体上端距离线圈最远，因此导磁体上端的涡流密度最低。高涡流密度区域由 1 ×360°时的完整连续区域被分割成 4 ×90°、6 ×60°、12 ×30°时的分散区域，高涡流密度区的高度由 5.7 mm 下降为 5.2、4.8、4.8 mm，宽度也依次减小，因此，将完整锥形导磁体分割成不同瓣数，可以降低涡流密度，缩小高涡流密度区尺寸，从而达到降低导磁体温度的目的。

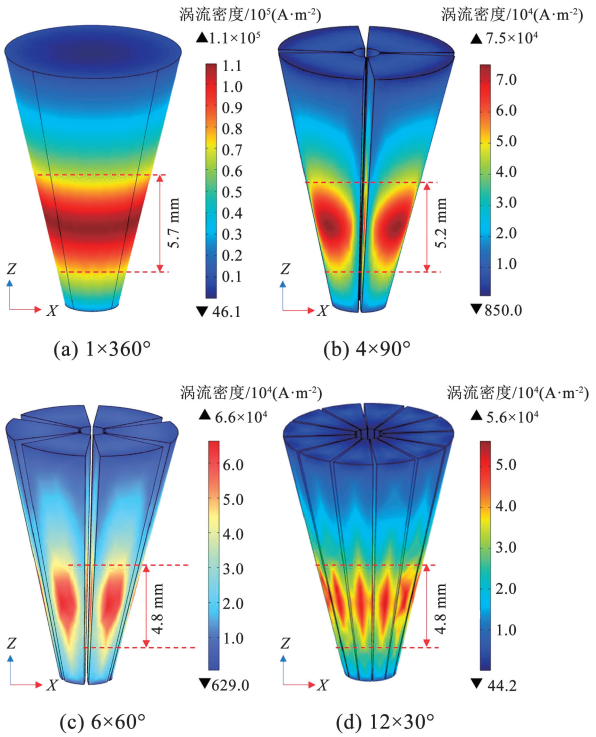


图 9　不同瓣数分割导磁体表面涡流密度

Fig. 9　Surface eddy current densities of magnetic flux conductors under cutting of different numbers of segmented

导磁体温度下降幅度较大而焊点温度变化很小是因为轴对称分割导磁体不影响导磁体内的磁场分布。以 1 ×360°和 6 ×60°两种对比结构为例，当圆锥导磁体被分割成六瓣时，导磁体内涡流分布和磁场分布如图 10 所示。图 10(a)为 1 ×360°导磁体的涡电流分布。从图 10(a)可以看出，涡电流内切于导磁体外表面呈圆形分布，涡电流所在平面与图 10(c)中的磁感线相垂直；而在图 10(b)中，涡电流被分割在每个瓣状导磁体中，涡电流内切于每瓣导磁体外表面呈近似三角形分布，且涡电流所在平面与图 10(d)中磁感线相垂直，由于瓣状内磁感线呈弧状，因此涡电流所在平面主要有 3 种平面角度，如图 10(b)中所示。另外，从图 10 可以看出，导磁体被分割成 6 瓣时，虽然最大涡流密度变化较大，由 11.0 × 10^4 A/m^2 下降为 6.6 × 10^4 A/m^2，下降了 39.4%，因为沿磁感线方向切割导磁体可截断完整导磁体中的涡流，使完整导磁体中的涡流被分散为每个瓣状导磁体内的较小涡流，有效降低环流面积、增加电阻路径；但最大磁通密度变化很小，由 0.261 T 下降为 0.256 T，仅下降了 1.9%，因为切割方向是平行于磁感线方向，所以磁通密度变化较小。上述结果说明沿磁感线方向分割导磁体，可以在尽量不影响导磁性能的同时减少导磁体的涡流损耗。所以，对导磁体进行设计以降低导磁体温度时，应遵循沿磁感线路径划分的原则。

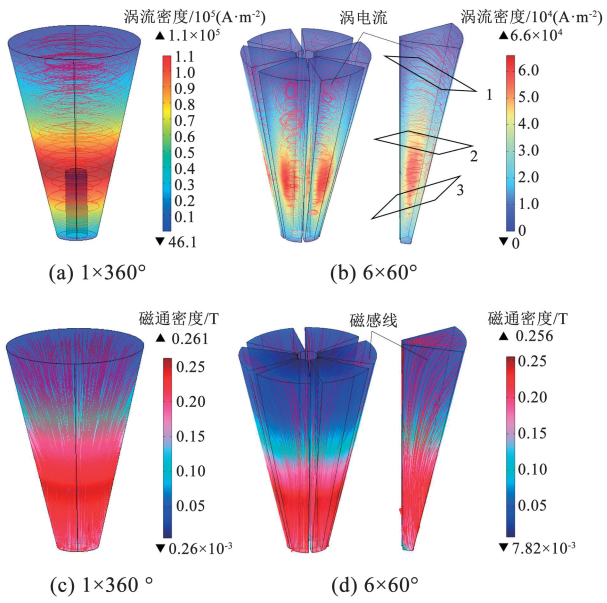
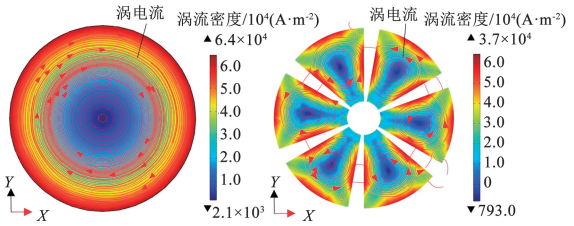


图 10　导磁体内涡流和磁感线分布

Fig. 10　Distributions of eddy current and magnetic induction line in magnetic flux conductor

1 ×360°和 6 ×60°两种结构在高度为 12 mm 处导磁体截面内涡流分布如图 11 所示。从图 11(a)可以看出，最高涡流密度分布在导磁体外边缘，约为 6.4 × 10^4 A/m^2，最低涡流密度分布在导磁体中心约为 2.1 × 10^3 A/m^2，边缘与中心相差 29 倍，这是由磁场的趋肤深度决定的。从图 11(b)可以看出，涡流被打散，涡流分布在每个瓣状导磁体内，并未严格围绕瓣状导磁体的外边缘，而是在中心呈现近似三角形分布。因为单瓣导磁体 4 个角的涡流密度较低，约为 1.50 × 10^4 A/m^2，3 个边的中心位置涡流密度最高，约为 3.7 × 10^4 A/m^2，涡电流是以 3 个最高电流密度区为边，形成近似三角形分布。另外，结果表明在完全分割的 6 瓣导磁体的缝隙中，存在极少量的电流通路，电流通路主要形成于相邻的高电流密度区之间，类似现象也会出现在层状变压器铁芯中。因此，在实际工程中，对每瓣导磁体外表面做防导电处理是非常有必要的。



(a) 1×360° (b) 6×60°

图 11 高度为 12 mm 处导磁体截面内涡流分布

Fig. 11 Eddy current distribution in cross section of magnetic flux conductor at height of 12 mm

4 结 论

1)建立了基于磁通密度分布函数与焦耳热理论的定量涡流热模型,揭示了圆锥导磁体涡流损耗功率与上表面半径 4 次方、频率平方、磁导率平方,以及电流平方成正相关,与轴向距离 3 次方和电阻率成反比的定量规律。

2)本文提出瓣状切割结构降低导磁体温度方案,发现了随着分割数的增加导磁体产生的焦耳热量以反比函数下降的规律,瓣状导磁体在焊点温度仅下降 1.8%(维持磁场有效性)的前提下,最高温升区域温度显著下降 28%,实现了温升抑制与磁场维持的协同优化。

3)导磁体分割后,瓣间隙存在微量电流通路,主要分布于相邻高电流密度区边缘。为避免残余涡流损耗,需对每瓣导磁体外表面做绝缘涂层处理,阻断寄生导电回路。

参考文献

[1]吴国华. 高频 MnZn 功率铁氧体关键制备技术及损耗机理研究[D]. 成都:电子科技大学, 2020
Wu Guohua. Study on the key manufacturing technology and loss mechanism of high-frequency MnZn power ferrite[D]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China, 2020. DOI: 10.27005/d.cnki.gdzku.2020.004671

[2]黄爱萍. 锰锌铁氧体损耗、磁导率和阻抗特性及制备技术研究[D]. 武汉:华中科技大学, 2006
Huang Aiping. Power loss, permeability and impedance characteristics and preparation technology of manganese zinc ferrites[D]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology, 2006

[3]胡锋. 面向特种磁性元件需求的软磁复合材料的磁性能及损耗机制研究[D]. 合肥:安徽大学, 2020
Hu Feng. Magnetic properties and loss mechanism of soft magnetic composite employed in special magnetic component[D]. Hefei: Anhui University, 2020. DOI: 10.26917/d.cnki.ganhu.2020.001185

[4]刘任. 软磁材料的磁滞模拟与损耗计算方法研究[D]. 北京:华北电力大学, 2021
Liu Ren. Research on the methods for hysteresis simulation and loss calculation of the soft magnetic materials[D]. Beijing: North China Electric Power University, 2021. DOI: 10.27140/d.cnki.ghbbu.2022.000097

[5]Bui H T, Hwang S J. Modeling a working coil coupled with magnetic flux concentrators for barrel induction heating in an injection molding machine[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2015, 86: 16. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.02.057

[6]Rasilo P, Dlala E, Fonteyn K, et al. Model of laminated ferromagnetic cores for loss prediction in electrical machines[J]. IET Electric Power Applications, 2011, 5(7): 580. DOI: 10.1049/iet-epa.2010.0270

[7]Frljić S, Trkulja B, Žiger I. Calculation of the eddy current losses in a laminated open-type transformer core based on the, $\vec{A}$,$\vec{T}$-$\vec{A}$ formulation[J]. Applied Sciences, 2021, 11(23): 11543. DOI: 10.3390/app112311543

[8]Frljić S, Trkulja B. Two-step method for calculation of eddy current losses in a laminated transformer core[J]. IET Electric Power Applications, 2020, 14(9): 1577. DOI: 10.1049/iet-epa.2019.0860

[9]Zhu Jingwei, Tseng K J, Foo C F. Effects of multi-segment structure on core losses in MnZn ferrites at high frequencies[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2000, 36(5): 3408. DOI: 10.1109/20.908842

[10]Park E J, Gim C S, Jung S Y, et al. A gear efficiency improvement in magnetic gear by eddy-current loss reduction[J]. International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics, 2018, 60(1): 103. DOI: 10.3233/JAE-180055

[11]Bitsi K, Kowal D, Moghaddam R. 3-D FEM investigation of eddy current losses in rotor lamination steel sheets[C]//2018 XIII International Conference on Electrical Machines (ICEM). Alexandroupoli: IEEE, 2018: 1047. DOI: 10.1109/ICELMACH.2018.8507048

[12]Lin Dingsheng, Zhou Ping, Fu Weinong, et al. A dynamic core loss model for soft ferromagnetic and power ferrite materials in transient finite element analysis[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2004, 40(2): 1318. DOI: 10.1109/TMAG.2004.825025

[13]Pan Bo, Tao Dajun, Ge Baojun, et al. Analysis of eddy current loss of 120-kW high-speed permanent magnet synchronous motor[J]. Machines, 2022, 10(5): 346. DOI: 10.3390/machines10050346

[14]Goodall A D, Yiannakou G, Chechik L, et al. Geometrical control of eddy currents in additively manufactured Fe-Si[J]. Materials & Design, 2023, 230: 112002. DOI: 10.1016/j.matdes.2023.112002

[15]Goll D, Schurr J, Trauter F, et al. Additive manufacturing of soft and hard magnetic materials[J]. Procedia CIRP, 2020, 94: 248. DOI: 10.1016/j.procir.2020.09.047

[16]Plotkowski A, Pries J, List F, et al. Influence of scan pattern and geometry on the microstructure and soft-magnetic performance of additively manufactured Fe-Si[J]. Additive Manufacturing, 2019, 29: 100781. DOI: 10.1016/j.addma.2019.100781

[17]Tiismus H, Kallaste A, Belahcen A, et al. AC magnetic loss reduction of SLM processed Fe-Si for additive manufacturing of electrical machines[J]. Energies, 2021, 14(5): 1241. DOI: 10.3390/en14051241

[18]Cui Peng, Zhu Wenbo, Ji Hongjun, et al. Analysis and optimization of induction heating processes by focusing the inner magnetism of the coil[J]. Applied Energy, 2022, 321: 119316. DOI: 10.1016/j.apenergy.2022.119316

[19]梁灿彬, 秦光戎, 梁竹健. 电磁学[M]. 北京:人民教育出版社, 1980
Liang Canbin, Qin Guangrong, Liang Zhujian. Electromagnetism[M]. Beijing: People's Education Press, 1980

(编辑 张 红)