

传导冷却高温超导磁体热运输参数反演识别*

李 想¹, 汤智胤¹, 吴 钢¹, 周 刚², 毕 柯¹, 张青枝¹

(1. 海军工程大学 动力工程学院, 湖北 武汉 430033; 2. 中国科学院 低温工程重点实验室, 北京 100190)

摘要:在传导冷却高温超导磁体系统中, 超导磁饼热导率以及磁饼与导体之间的界面热阻是影响热运输的主要因素, 也是传导冷却超导磁体系统热设计的难点。为了获得准确的热导率和界面热阻参数, 根据 Levenberg-Marquardt 算法提出通过表面测温确定传导冷却超导磁体热运输参数的反演识别方法。搭建低温实验数据测试平台, 建立高温超导磁饼三维各向异性热传导模型。利用反演算法对传导冷却 Bi2223 高温超导磁体在 40 ~ 76K 温区的各向异性热导率与界面热阻进行反演识别, 并分析测温误差对识别结果的影响。研究成果将为超导磁体热运输参数的获取提供一种新思路。

关键词:高温超导; 热导率; 界面热阻; 各向异性; 参数识别

中图分类号: O511.2 文献标志码: A 文章编号: 1001-2486(2015)06-150-05

Inversion identification of heat transport parameters of conduction cooling high temperature superconducting magnet

LI Xiang¹, TANG Zhiyin¹, WU Gang¹, ZHOU Gang², BI Ke¹, ZHANG Qingzhi¹

(1. College of Power Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China;

2. Key Laboratory of Cryogenics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: In conduction cooling high temperature superconducting (HTS) magnet system, thermal conductivity of HTS magnetic pancakes and thermal boundary resistance between magnetic pancake and cooling body are the major factors affecting heat transport, and the difficult points for the thermal design of conduction cooling HTS magnet as well. A new method, based on the Levenberg-Marquardt algorithm, to simultaneously identify each heat transport parameter from the temperature distribution on the inspection surface was put forward. A low temperature experiment platform was setup, and a three-dimensional orthotropic heat transfer model of magnetic pancake was built. The orthotropic thermal conductivity and thermal boundary resistance of conduction cooling Bi2223 HTS magnet at 45 ~ 72 K were obtained with the method mentioned above. The influence of temperature measurement error on identification results was analyzed. The research result provides a new thought for obtaining heat transport parameters of conduction cooling superconducting magnet.

Key words: high temperature superconducting; thermal conductivity; thermal boundary resistance; orthotropic; parameter identification

近些年来, 低温制冷技术和新型高温超导材料的发展, 极大地推动了超导磁体的应用^[1]。相比于液体浸泡冷却超导磁体, 传导冷却超导磁体可以获得更宽的运行温度, 而且结构紧凑、运行维护方便、安全性好, 是超导磁体应用研究的重要方向^[2]。传导冷却高温超导磁体热运输参数(主要包括超导磁饼各向热导率以及超导磁饼与导体结构之间的界面热阻)对传导冷却高温超导磁体的热设计和热分析至关重要。

目前, 超导磁饼热导率主要采用以下几种方法获取: 一是采用超导带材的热导率作为磁饼的热导率^[3]; 二是按照超导磁饼中各种材料

组分比进行热导率参数的换算^[4]; 三是采用传统的热导率测试方法, 从磁饼上切割标准样品进行测试^[5-6]。然而磁饼是由高温超导(High Temperature Superconducting, HTS)带材缠绕而成, 并经过绝缘处理、环氧树脂浸渍固化, 其热物性参数与带材有较大不同, 具有强烈的各向异性; 第二种方法忽略不同组分材料之间的界面热阻与组织结构; 第三种方法准确性最高, 但从磁饼上切割样品进行测试将会导致整个磁饼的报废, 代价太大。目前对于 HTS 磁体系统中的界面热阻也有一定的研究^[7-9], 但这些大都是基于单一材质之间或者单一材质与超导带材之间的界面热阻研

* 收稿日期: 2014-12-23

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(51076165); 中国科学院重点实验室基金资助项目(CRYO201221)

作者简介: 李想(1986—), 男, 河南信阳人, 博士研究生, E-mail: suplixiang@163.com;

吴钢(通信作者), 男, 教授, 博士, 博士生导师, E-mail: gangwu206@hotmail.com

究,而实际传导冷却超导磁体系统热分析中所涉及的界面热阻主要体现在具有一定结构特征的超导磁饼与导冷结构之间。

当前,国内外不仅缺乏完整的传导冷却超导磁体热输运参数数据,而且也缺乏有效的获取方法。为此,提出了基于导热反问题的方法对传导冷却超导磁体热输运参数进行反演识别。

1 低温实验设计

通过反演的方法获取 HTS 磁饼各向异性热导率,首先需要根据被研究对象结构特征设置合适的边界条件,使其内部的热物性特征通过外在的温度场分布体现出来。要实现 HTS 磁饼径向、轴向、周向热导率的准确识别,必须在这3个方向上形成明显的温度梯度。为此,对 HTS 磁饼的传热边界条件设定如图1所示,通过加热器对超导磁饼上的区域 Ω_1 施加均匀热流;区域 Ω_2 与导冷体的控温面接触。导冷体与磁饼之间的界面热阻通过导冷体控温面与磁饼接触面之间的温差体现出来。

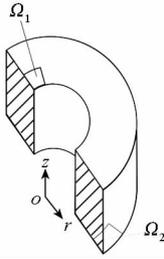


图1 边界条件设置
Fig.1 Settings of boundary

为了实现上述边界条件,建立了如图2所示的低温实验系统。该实验系统主要包括低温测量

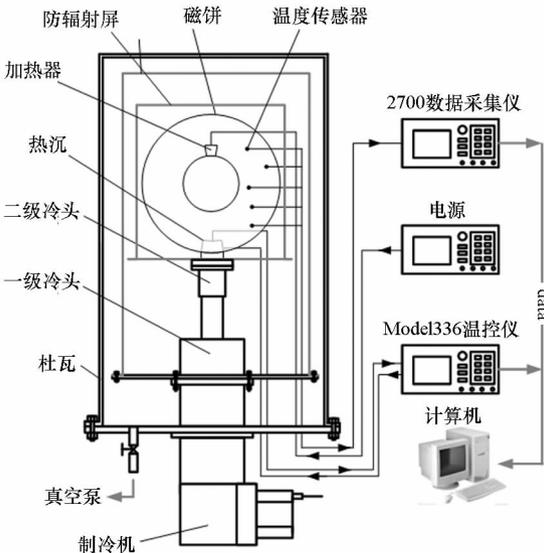


图2 低温实验系统

Fig.2 Low temperature experiment system

单元、低温温控单元、真空单元^[10]。低温温控单元由低温制冷机、温控仪、加热器、温度传感器组成。冷量主要由制冷机二级冷头提供,并在一级冷头和二级冷头上安装防辐射屏,减少辐射热对样品的影响,控温过程中由温度传感器感受导冷体控温面温度变化并反馈给温控仪,温控仪通过调节加热器电流大小来控制加热量,从而使控温面温度达到设定值。真空单元由真空泵、复合真空计等组成,用来提供和监测真空测试环境。

2 导热正问题模型与数值求解

2.1 三维各向异性热传导模型

HTS 磁饼截面如图3所示, r_0, r_1 分别为 HTS 磁体的内、外径; L_0 为 HTS 磁体的厚度; Ω 为磁饼所有的边界集合。HTS 磁饼热导率在轴向、径向和周向是正交异性的,柱坐标系下三维正交异性稳态热传导微分方程为:

$$k_r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + k_\varphi \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} + k_z \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

$$k_z \frac{\partial T}{\partial z} = q' \quad (r, \varphi, z) \in \Omega_1 \quad (2)$$

$$T(r, \varphi, z) = T_b - R_c q \quad (r, \varphi, z) \in \Omega_2 \quad (3)$$

其他边界面为绝热,满足

$$k_i \frac{\partial T}{\partial i} = 0 \quad i = r, \varphi, z \quad (r, \varphi, z) \in \{\Omega - \Omega_1 - \Omega_2\} \quad (4)$$

其中: T 为 HTS 磁饼的温度分布; r, z, φ 分别为径向、轴向和周向坐标; k_r, k_z, k_φ 分别为 HTS 磁饼径向、轴向和周向的热导率; T_b 为导冷体控温面温度; q' 为磁饼边界热流密度。稳态时由区域 Ω_1 进入磁饼的热流等于由区域 Ω_2 流出磁饼的热流。如图4所示,由于界面热阻的存在,磁饼温度边界区域 Ω_2 处的实际温度边界应为 $T_b - R_c q, R_c$ 为磁饼与导冷体之间的界面热阻, q 为流经接触界面处的热流密度。

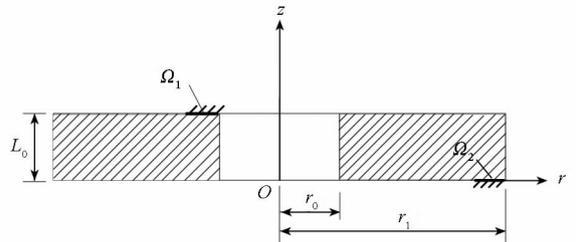


图3 HTS 磁饼截面图

Fig. 3 Sectional view of HTS magnetic pancake

2.2 正问题求解

三维正交异性热传导正问题求解通常很难获

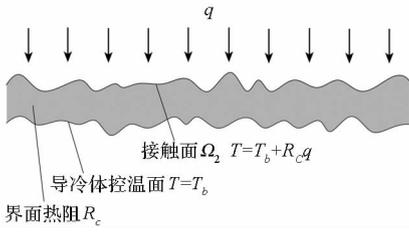


图 4 界面热阻

Fig. 4 Thermal boundary resistance

得解析解,可以通过数值方法进行求解。有限体积法是在有限差分法的基础上发展起来的,同时吸收了有限元法的一些优点,具有物理意义明确、计算精度高等特点。采用有限体积法三维均匀网格系统来离散求解域,柱状体三维控制容积如图 5 所示。节点 P 位于控制容积的中部,它有 6 个相邻节点,分别位于东(点 E)、西(点 W)、南(点 S)、北(点 N)、上(点 A)、下(点 B) 方向。 e, w, s, n, t, b 分别代表控制体的东侧、西侧、南侧、北侧、上侧、下侧边界。

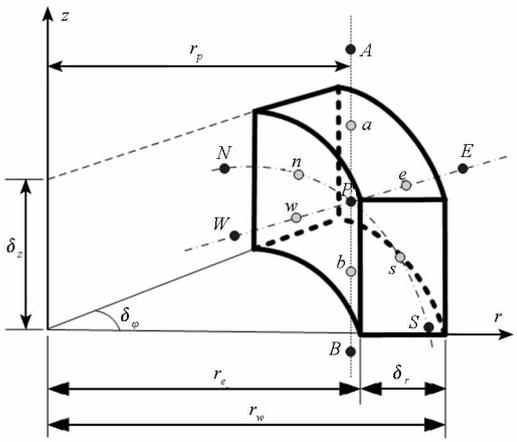


图 5 单元体极坐标

Fig. 5 Unit under polar coordinates

有限体积法通过对控制体积的积分来实现方程的离散,在控制容积内对式(1)进行积分,则得到节点 P 对应的离散方程:

$$a_p T_p = a_e T_e + a_w T_w + a_n T_n + a_s T_s + a_A T_A + a_B T_B + S_u \quad (5)$$

其中: $a_e = \frac{r_e \delta_\phi \delta_z}{\delta_r / k_r}$; $a_w = \frac{r_w \delta_\phi \delta_z}{\delta_r / k_r}$; $a_s = \frac{\delta_r \delta_z}{r_p \delta_\phi / k_\phi}$; $a_n = \frac{\delta_r \delta_z}{r_p \delta_\phi / k_\phi}$; $a_t = \frac{r_p \delta_r \delta_\phi}{\delta_z / k_z}$; $a_b = \frac{r_p \delta_r \delta_\phi}{\delta_z / k_z}$; $a_p = a_e + a_w + a_s + a_n + a_t + a_b + S_p$; $T_p, T_e, T_w, T_n, T_s, T_A, T_B$ 分别为节点 P, E, W, N, S, A, B 的温度; $\delta_r, \delta_\phi, \delta_z$ 分别为单元体径向、周向和轴向尺寸。

将边界条件引入方程式,意味着离散方程中对应边界面的系数为零并得到等效源项 S_u 和

S_p 。^[11] 固定热流边界面 Ω_1 内的节点满足 $S_u = -qr_p \delta_r \delta_\phi, S_p = 0$; 固定温度边界面 Ω_2 内的节点满足 $S_u = \frac{2r_p \delta_r \delta_\phi}{\delta_z / k_z} (T_b - R_c q), S_p = -\frac{2r_p \delta_r \delta_\phi}{\delta_z / k_z}$; 其他的绝热边界面满足 $S_u = 0, S_p = 0$ 。令所有节点对应离散方程构成的系数矩阵为 G , 常数矩阵为 Y , 则有 $GT(P) = Y$ 。 $T(P)$ 为各节点在参数 P 下得到温度值矩阵, $P = [k_r, k_\phi, k_z, R_c]^T$ 是待识别参数的存储向量, 则有 $T(P) = G^{-1}Y$ 。

3 导热反问题热运输参数识别

3.1 导热反问题参数识别描述

导热反问题热运输参数反演识别的本质是通过对待识别热运输参数初始假设按照一定算法不断修正,并代入正问题求解模型获得相应温度分布,以期找到一组热运输参数使检测点的求解温度分布与其真实温度分布相吻合。检测点的求解温度与实际测试温度的吻合程度可以采用目标函数 $S(P)$ 来衡量。

$$S(P) = \sum_{i=1}^n [T_i - \tilde{T}_i]^2 \quad (6)$$

其中, $\tilde{T} = [\tilde{T}_1, \tilde{T}_2, \dots, \tilde{T}_n]^T$ 是实际检测温度组成向量, $T = [T_1, T_2, \dots, T_n]^T$ 是在参数向量 P 下通过求解正问题方程式(1)~(4)得到的检测点温度组成向量, m 为识别参数个数, n 为检测温度总数, $m \leq n$ 。

3.2 Levenberg-Marquardt 反问题算法

Levenberg-Marquardt 算法是一种简单、收敛速度快的优化算法^[12]。它通过使目标函数最小化来确定反问题的解。通过对式(6)求偏导可得到 $S(P)$ 最小化条件:

$$\nabla S(P) = 2J^T(P) \cdot [T(P) - \tilde{T}] = 0 \quad (7)$$

其中, $J(P) = \partial T(P) / \partial P^T$ 。将 $T(P)$ 在 P^k 处按泰勒级数展开并去掉高阶项,同时在结果中加入衰减参数 μ 调节收敛速度,得到 P 的迭代公式:

$$P^{k+1} = P^k + [(J^k)^T J^k + \mu^k W^k]^{-1} (J^k)^T [\tilde{T} - T(P^k)] \quad (8)$$

其中:上标 k 表示迭代次数, P^k 是第 k 次迭代得到的识别参数向量, $T(P^k)$ 、 J^k 分别是在参数向量 P^k 下计算得到的检测面温度和敏感系数矩阵; μ 为一个取正值的调节系数, W 为一对角矩阵。

4 实例与结果分析

采用 Bi2223 高温超导磁饼为研究对象,图 6 为其实物结构,其外径 $r_1 = 135\text{mm}$, 内径 $r_0 =$

75mm,厚度 $h = 10\text{mm}$ 。根据磁饼的结构设置磁饼的热边界条件如图 7 所示,扇形区域 Ω_1 为热流边界,扇形区域 Ω_2 为恒定的温度边界。



图 6 Bi2223 高温超导磁饼

Fig. 6 HTS Bi2223 pancake coils

在 HTS 磁体上依次设置 4 个热电偶监测温度,设置位置如图 7 所示。采用紫铜作为导冷体与超导磁饼上区域 Ω_2 接触,并在两界面之间填充低温导热脂。导冷体的温度控制在 $T_b = 40\text{K}$,磁饼上区域 Ω_1 的热流密度为 $q = 5000\text{W}/\text{m}^2$ 。

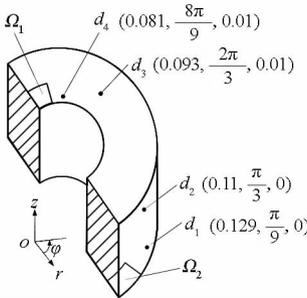


图 7 测温点设置

Fig. 7 Setting of temperature measuring points

待 4 个温度监测点的温度达到稳定时,记录各个监测点的温度值为 $\bar{T}_{d_1} = 47.22\text{K}$, $\bar{T}_{d_2} = 56.26\text{K}$, $\bar{T}_{d_3} = 68.66\text{K}$, $\bar{T}_{d_4} = 76.51\text{K}$ 。采用 Levenberg-Marquardt 算法对测温点 d_1, d_2, d_3, d_4 的温度数据进行反演识别。则有,超导磁饼轴向、周向、径向热导率参数以及磁饼与导冷体间界面热阻参数的辨识过程与收敛精度分别如图 8 和图 9 所示。

图 8 中反演识别结果显示 Bi2223 超导磁饼轴向、周向和径向的热导率分别为 $k_z = 4.07\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \text{K}^{-1}$, $k_\phi = 225.46\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \text{K}^{-1}$, $k_r = 0.538\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \text{K}^{-1}$;导冷体与磁饼之间的界面热阻为 $R_c = 1.74 \times 10^{-3} \text{m}^2\text{K} \cdot \text{W}^{-1}$ 。由图 9 可知,Levenberg-Marquardt 算法在热传导反问题热输运参数识别中具有较高的精度和较快的收敛速度。为了考虑测温误差对反演识别结果的影响,假设温度测量误差服从正态分布, $T_p = (1 + \sigma \cdot \xi) T_e$ 为含有测量误差的测点温度信息, T_e 为测点温度信息的真实值, σ 为系

统测温误差水平, ξ 为服从正态分布的随机变量。表 1 为不同测温误差水平下热输运参数的定量识别结果,当测温误差小于 0.3K 时,热导率的识别误差小于 16.1%。

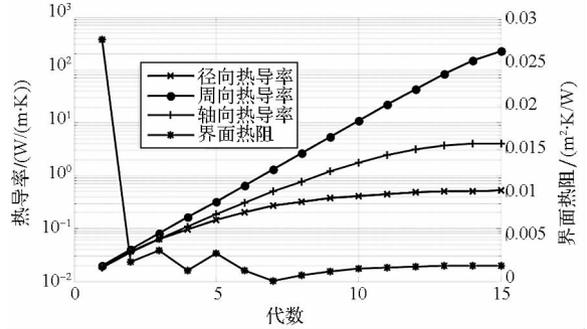


图 8 热输运参数辨识过程

Fig. 8 Process of heat transfer parameter identification

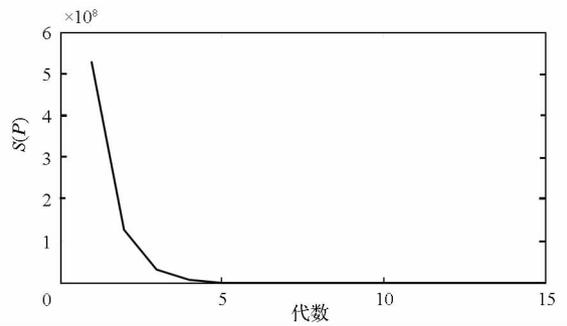


图 9 收敛精度

Fig. 9 Convergence precision

表 1 测温误差对识别结果的影响

Tab. 1 Identification results with temperature measurement errors

σ/K	误差/%			
	Ek_z	Ek_ϕ	Ek_r	ER_c
0.1	1.49	2.17	2.66	0.00
0.2	3.58	5.63	8.61	2.56
0.3	7.12	6.37	16.15	7.30

5 结论

1) 根据 HTS 磁体的结构特征,提出了通过反问题算法与低温实验相结合手段,同时确定传导冷却超导磁体中磁饼各向异性热导率以及超导磁饼与导冷体之间界面热阻的方法。

2) 通过该方法获得了高温超导 Bi2223 磁饼在工作温区轴向、径向和周向热导率以及磁饼与 Cu 导冷体之间界面热阻数据,能够为传导冷却高温超导磁饼的热分析和热设计提供参考。

3) 反演识别结果表明经过环氧树脂固化的 Bi2223 高温超导磁饼具有严重的各向异性: 磁饼周向热导率比轴向热导率高 2 个数量级, 比径向热导率高 3 个数量级。因此, 采用文献[3-6]中简单方法确定的磁饼的热导率是很难满足磁体精确化热设计需求的。

4) 低温下导冷体与磁饼之间存在较大的界面热阻, 在传导冷却超导磁体的热设计过程中不容忽视。

5) 采用 Levenberg-Marquardt 算法对传导冷却高温超导磁体热输运参数进行反演识别, 具有收敛速度快, 收敛精度高等优点。

参考文献 (References)

- [1] Ono M, Kuriyama T, Oguchi A, et al. Cryocooler-cooled high T_c superconducting magnet excited by thermoelectromotive force[J]. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2004, 14(2): 1194-1197.
- [2] Choi Y S, Kim D L, Shin D W. Initial cooldown characteristic of conduction-cooled high field magnet system [J]. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2011, 21(3): 1604-1607.
- [3] 唐斯密, 吴钢, 王惠龄, 等. 直接冷却的高温超导磁体热稳定性有限元仿真[J]. 低温与超导, 2006, 34(6): 446-450.
TANG Simi, WU Gang, WANG Huiling, et al. Simulation on the thermal stability of the superconducting magnet directly cooled by cryocooler based on FEM [J]. Cryogenics and Superconductivity, 2006, 34(6): 446-450. (in Chinese)
- [4] Lehtonen J, Mikkonen R, Paasi J. Effective thermal conductivity in HTS coils [J]. Cryogenics, 2000, 40(4): 245-249.
- [5] Huang T T, Johnstone A, Yang Y F, et al. Finite element modeling of thermal stability and quench propagation in a pancake coil of PbBi2223 tapes [J]. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2005, 15(2): 1647-1650.
- [6] Naitoa T, Fujishiro H, Yamada Y. Anisotropic thermal transport in double-pancake coil wound with DI-BSCCO tape[J]. Physica C: Superconductivity, 2010, 470(20): 1397-1400.
- [7] Bi D M, Chen H X, Tian Y. Influences of temperature and contact pressure on thermal contact resistance at interfaces at cryogenic temperatures [J]. Cryogenics, 2012, 52(7): 403-409.
- [8] Rao R S, Wang J R, Zhuang H R, et al. An investigation on interface thermal resistance at superconductor cooling by cryocooler[J]. Physica C: Superconductivity, 2003, 386(8): 547-550.
- [9] Fujishiro H, Okamoto T, Hirose K. Thermal contact resistance between high- T_c superconductor and copper[J]. Physica C: Superconductivity, 2001, 357(8): 785-788.
- [10] 王惠龄. 超导应用低温技术[M]. 北京: 国防工业出版社, 2008.
WANG Huiling. Superconducting application low temperature technology [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2008. (in Chinese)
- [11] 李人宪. 有限体积法基础[M]. 2 版. 北京: 国防工业出版社, 2008.
LI Renxian. The foundation of finite volume method[M]. 2rd ed. Beijing: National Defense Industry Press, 2008. (in Chinese)
- [12] Marquardt D W. An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters[J]. Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics, 1963, 11(2): 431-441.