

基于多物理场的TFC磁头热传导机理及其影响因素仿真研究*

敖宏瑞[†] 陈漪 董明 姜洪源

(哈尔滨工业大学机电工程学院, 哈尔滨 150001)

(2013年8月15日收到; 2013年10月30日收到修改稿)

为了利用微尺度热效应的热致飞高控制(TFC)磁头技术实现磁头飞行高度的精确控制,分析了工作状态下TFC滑块在多物理场综合作用下所呈现出来的传热特性及其主要影响因素,考虑了磁头磁盘间超薄气膜的稀薄效应,建立滑块导热、空气轴承表面传热、气膜流动等模型,利用有限元法,对磁头热变形作用机理及热传导特性对滑块动力学特性影响进行了仿真研究,结果表明,建立的传热模型及对雷诺方程的修正适用于求解磁头磁盘界面气膜传热问题和磁头滑块的流体力学问题;影响滑块热力学性能的因素主要可以归结为加热器高度、热生成率以及材料的传热系数;空气轴承力及工作表面热变形的双重作用决定了滑块飞行高度的改变.仿真结果为磁头滑块加热器的设计及空气轴承流体力学特性分析提供了依据.

关键词: TFC磁头, 多物理场, 热传导, 空气轴承

PACS: 44.05.+e, 47.61.-k

DOI: 10.7498/aps.63.034401

1 引言

计算机硬盘驱动器的大容量存储需求日益增加.增加磁盘的磁存储密度可以通过改进磁存储方式(如加热辅助磁盘探针存储^[1])和减小磁头/磁盘间隙(即磁头的飞行高度)来实现,并通过改善磁头/磁盘界面的润滑特性^[2]来保证系统高性能地长期运行.目前,硬盘驱动器中磁头/磁盘间气膜厚度已经减小到2—3 nm.利用微尺度热效应的热致飞高控制(thermal flying-height control, TFC)磁头技术,在磁头滑块中通入电流后使滑块局部产生纳米级的热隆起,从而减小了读/写头到磁盘的距离,以增加磁通密度.该技术对精确地控制磁头/磁盘间距并且保证磁头飞行时具有更高的稳定性,具有重要的现实意义.

在TFC技术的研究中,滑块与空气轴承间传热问题成为热点和难点之一,因为传统的基于连

续假设的润滑理论不再适用于超薄气膜的描述.目前在研究中普遍采用的方法是:假设连续方程(Navier-Stokes方程, N-S方程)和能量方程仍旧适用,同时考虑流体边界处的情况加以修正,如Zhang和Bogy^[3]在其传热模型中采用一阶的速度滑移及温度跳变作为边界条件, Juang等^[4]认为空气轴承表面的热流密度只有导热项, Chen等^[5]加入了空气的黏度耗散项, Ju^[6]得到了由科特流造成的黏度耗散项而舍去泊肃叶流造成的黏度耗散项, Zhou等^[7]在温度跳变边界条件中考虑了空气平均分子自由程与温度的关系.刘明强等^[8]研究了瞬态和稳态情况下薄膜样品的温度场和形变场.柳雄斌等^[9]引入了耗散率的概念建立了传热不可逆性与有效度的联系以便于不同类型换热器性能的分析比较;孙健等^[10]分析了发热器结构对于温度分布的影响.宋柏等^[11]从分析力学的角度对传热理论以及热力学与力学的统一做了新的阐释.研究TFC磁头热变形的研究方法包括建立磁头/磁

* 国家自然科学基金(批准号: 51275124)和黑龙江省留学归国基金(批准号: LC201032)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: hongrui_ao@hit.edu.cn

盘模型和对磁头热变形进行迭代求解, 其中迭代过程主要包括计算磁头/磁盘间隙及空气轴承压力的分布、计算空气轴承的热流密度、以热流密度为边界条件利用有限元软件求解磁头热变形, 例如 Juang 等^[12]采用数值分析方法、Li 等^[13]利用有限元法对于空气轴承表面传热系数进行求解的研究. 在对滑块表面的空气轴承压力的分布进行求解的研究中, 由于磁头滑块飞行高度小于空气平均分子自由程, 而使得气体的非连续性及稀薄效应更加明显, 基于连续理论的传统雷诺方程不再适用, 在研究中需基于非连续边界条件对其进行修正, 如 Burgdorfer^[14]和 Hsia 等^[15]分别建立了一阶和二阶修正模型, 这两种模型都是基于 N-S 方程建立的, 然而 N-S 方程为连续方程, 针对超薄气膜非连续的状态, 上述的模型均有一定的局限性. Gans^[16]从线性 Boltzmann 方程出发, 推导出了用于描述超薄气膜的润滑方程, 但是该方程更为复杂不便于计算. Cai 等^[17]建立了 Boltzman 模型来模拟介质流固耦合的传热问题; Seripah 等^[18]针对两点边界的流体力学问题利用分解的方法得到了收敛无穷级数形式的解析解. Fukui 和 Kaneko^[19]建立了适用于纳米级别超薄气膜的 FK 滑移模型. 基于此模型, 史宝军等^[20]、白少先等^[21]及魏浩东^[22]等从不同角度对雷诺方程进行了修正, 并对方程进行了求解. 这些针对磁头/盘组件的热力学、静力学、动力学分析及雷诺方程算法的改进主要都是基于 FK 模型进行的.

可以看出, 在轴承热变形的求解过程中, 利用有限元法分析求解磁头的热变形, 由于读/写头的结构比较复杂, 磁头的变形以及空气轴承压力的计算是通过编制程序完成的, 迭代过程相对繁琐且成本较高. 迭代计算对于研究 TFC 磁头工作状态下的飞行特性非常重要, 也非常困难, 目前还缺乏行之有效的迭代方法.

本文旨在分析工作状态下 TFC 滑块在多物理场综合作用下所呈现出来的特传到特性及其主要影响因素, 考虑超薄气膜的稀薄效应, 建立多物理场模型中所包含的滑块导热、空气轴承表面传热、气膜流动等数学模型, 为进行磁头热变形作用机理/热传导特性对滑块动力学特性影响的分析奠定理论基础, 并为滑块工作表面设计及空气轴承的分析提供依据. 研究成果对提高硬盘驱动器的存储密度和动力学稳定性, 具有重要的价值.

2 物理特性及动力学特性描述

2.1 TFC 滑块工作状态下的多物理场作用

当硬盘进行读/写信息的操作时, 加热电流施加给加热器使滑块加热, 滑块内部受热区域产生了不同程度的热变形, 同时, 滑块空气轴承工作表面受到的压力与热变形及飞行高度有关, 而飞行高度受到温度及热变形影响的同时, 又反作用于滑块的温度及热变形. 此过程中, 不考虑磁盘转动的加速过程. 在工作状态下, TFC 滑块的飞行涉及三个物理过程: 加热器加热、滑块内部之间的导热以及滑块表面与周围流体之间的换热, 为传热问题; 滑块受热膨胀, 为固体力学问题; 空气轴承表面受到超薄气膜所施加的动压力, 为流体力学问题. 可见, TFC 滑块加热及飞行过程是个多物理场耦合问题, 求解滑块的热变形以及飞行高度, 首先需要建立能够描述各个物理场的数学模型, 然后根据各个物理场之间的耦合关系(单向/双向), 进行求解.

2.2 TFC 滑块导热模型的建立

滑块及其读/写元件之间的导热问题可用傅里叶定律表示为

$$q = \frac{\phi}{A} = -\lambda \cdot \text{grad}t, \quad (1)$$

其中, t 为温度 (K); A 为导热面积 (m^2); ϕ 为热流量 (W); q 为热流密度 (W/m^2); λ 为导热系数 ($\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$), 式中的负号表示热量传递的方向是由高温流向低温.

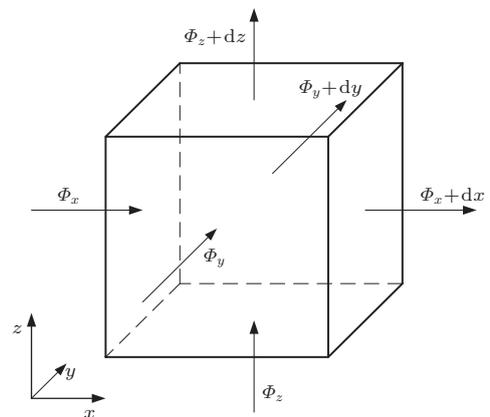


图1 微元六面体

为了进一步获得导热物体温度场的表达式, 在傅里叶定律的基础上, 结合热量守恒定律, 建立导

热微分方程. 取一微元六面体并建立坐标系, 如图 1 所示. 设微元体中包含内热源, 单位体积的热源在单位时间内产生或消耗的热能为 $\dot{\Phi}$ 即热生成率. 将任一方向的热流量 Φ 分解为 x, y, z 方向的分量, 由傅里叶定律可得各方向进入微元体的热流量 Φ_x, Φ_y 和 Φ_z , 及由 $x + dx, y + dy, z + dz$ 三个表面流出的热流量, 分别为 Φ_{x+dx}, Φ_{y+dy} 和 Φ_{z+dz} .

对于整个微元体, 由能量守恒定律可以知道

$$\begin{aligned} &\Phi_x + \Phi_y + \Phi_z + \Phi_r \\ &= \Phi_{x+dx} + \Phi_{y+dy} + \Phi_{z+dz} + \Phi_e, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 Φ_r 为内热源产生的热量, $\Phi_r = \dot{\Phi} dx dy dz$, $\dot{\Phi}$ 为热生成率 (W/m^3). Φ_e 为内能增量, $\Phi_e = \rho c_p \frac{\partial t}{\partial \tau_t} dx dy dz$. ρ 为密度 (kg/m^3), c_p 为定压比热容 ($\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$), τ_t 为时间 (s).

整理可得非常物性三维非稳态下含内热源的导热微分方程

$$\begin{aligned} \rho c_p \frac{\partial t}{\partial \tau_t} = &\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial y} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial z} \right) + \dot{\Phi}. \end{aligned} \quad (3)$$

当 TFC 硬盘驱动器工作时, 加热器通过一定电流后产生的热量在磁头各元件间传递, 由于不同材料具有不同的热膨胀率, 所以各元件产生不同程度的热膨胀, 温度在微米尺度结构内传播很快就能达到稳定. 本研究假设导热过程为稳态, 且各材料

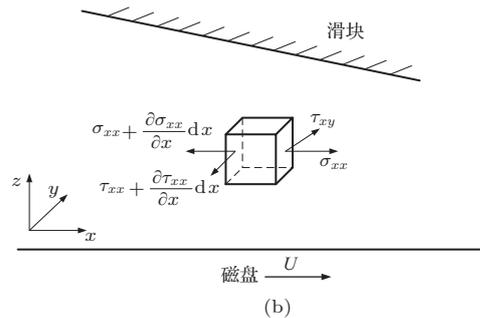
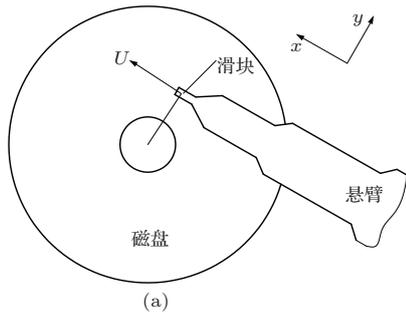


图 2 磁头/磁盘界面 (a) 磁盘与滑块相对运动示意图; (b) 磁头磁盘界面气膜

对于磁头与空气轴承间的传热问题, 假设流体的连续方程 (N-S 方程)、能量方程仍适用, 求解时需要给定对应的非连续的边界条件以进行修正. 所谓非连续边界条件是指超薄气膜中的流体和磁头、磁盘的温度及速度在边界处不相等, 存在温度跳变及速度滑移的情况. 对于 $0.001 < K_n < 0.1$ 的流体,

的物理特性不变, 则滑块本体的导热问题可以描述为一个常物性、稳态、有内热源的三维导热问题. 由 (3) 式得

$$\frac{\dot{\Phi}}{\lambda} + \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0. \quad (4)$$

求解滑块导热问题为稳态分析, 不涉及时间条件, 主要利用的边界条件是导热物体边界处的温度或换热状况, 包括: 给定边界上的温度与热流密度, 给定物体边界与周围流体的表面传热系数及周围流体的温度. 滑块的顶面与悬臂固连, 四个侧面暴露于空气中, 而空气轴承表面则有超薄气膜流动, 悬臂、超薄气膜与滑块实时地进行热量的交换, 滑块周围温度视为定值. 因此, 边界条件为

$$\Phi = A k_t \Delta t. \quad (5)$$

其中 k_t 为传热系数 ($\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$).

2.3 空气轴承表面传热模型的建立

在磁头/磁盘界面上, 热量通过空气轴承从滑块传递到磁盘. 假设滑块飞行于磁盘上方某点时, 其长度方向与磁盘该点的速度方向平行, 建立坐标系如图 2 (a), 磁盘在 x 轴方向上速度为 U , 在 y 轴方向无速度. 另外, 磁盘面积远大于空气轴承, 且磁盘旋转速度非常快, 因此可以假设磁盘及周围环境的温度保持不变, 磁盘表面温度一致为 T_d . 图 2 (b) 所示为磁头磁盘界面动压气膜形成示意图.

一阶滑移及温度跳变条件适用, 当 $0.1 < K_n < 10$ 时, 则应采用二阶或更高阶的速度滑移及温度跳变条件. 本文研究的流体 K_n 约为 3, 因此采用二阶边界条件 [23] 如下:

$$u_0 = U + \bar{\lambda} \left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{z=0} - \frac{\bar{\lambda}^2}{2} \left. \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right|_{z=0},$$

$$\begin{aligned}
 u_h &= -\bar{\lambda} \left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{z=h} - \frac{\bar{\lambda}^2}{2} \left. \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right|_{z=h}, \\
 v_0 &= \bar{\lambda} \left. \frac{\partial v}{\partial z} \right|_{z=0} - \frac{\bar{\lambda}^2}{2} \left. \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right|_{z=0}, \\
 v_h &= -\bar{\lambda} \left. \frac{\partial v}{\partial z} \right|_{z=h} - \frac{\bar{\lambda}^2}{2} \left. \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right|_{z=h}, \quad (6a) \\
 t_0 &= t_d + 2 \frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{\bar{\lambda}}{Pr} \left. \frac{\partial t}{\partial z} \right|_{z=0} \\
 &\quad - \frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{\bar{\lambda}^2}{Pr} \left. \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right|_{z=0}, \\
 t_h &= t_s - 2 \frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{\bar{\lambda}}{Pr} \left. \frac{\partial t}{\partial z} \right|_{z=h} \\
 &\quad - \frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{\bar{\lambda}^2}{Pr} \left. \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right|_{z=h}. \quad (6b)
 \end{aligned}$$

其中 u , v 分别为空气轴承在 x 和 y 方向的速度 (m/s); $\bar{\lambda}$ 为空气分子的平均自由程, 此为 65 nm; z 为磁头/盘间流体到磁盘的距离 (m); γ 为比热容比, $\gamma = c_p/c_v$, c_p 为定压摩尔热容, c_v 为定容摩尔热容; Pr 为普朗特数, $Pr = \mu c_p/k_{\text{air}}$, 其中 k_{air} 为空气传热系数; t_d 与 t_s 分别为磁盘、滑块表面温度 (K), h 为滑块上某一点到磁盘的距离 (m).

为了求得空气轴承内的热传递情况, 必须先对流体运动微分方程及能量方程进行求解得到温度分布, 假设空气的物理性质不变, 因此建立和求解磁头/盘界面的传热、动量方程、能量方程时, 三者可以分开进行.

已知流体运动微分方程

$$\begin{aligned}
 f_x + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \right) dx dx dz &= \frac{du}{d\tau_t}, \\
 f_y + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \right) dx dx dz &= \frac{dv}{d\tau_t}, \\
 f_z + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} \right) dx dx dz &= \frac{dw}{d\tau_t}, \quad (7)
 \end{aligned}$$

其中 f 为流体微元在各个方向上的质量力 (N), σ 为微元表面所受正应力, 角标代表方向; τ 为微元表面所受切应力, 角标代表方向; w 为 z 轴方向的流速 (m/s).

楔形间隙内流体微元表面应力如图 2(b), 图中只标出了与 x 轴垂直的两表面上的应力. 忽略微元的质量力, 则在 x 轴方向满足

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} = -\frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y}. \quad (8)$$

由牛顿内摩擦定理, $\tau_{yx} = -\mu \frac{\partial u}{\partial y}$, $\tau_{zx} = -\mu \frac{\partial u}{\partial z}$, 代入 (8) 式得到

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right), \quad (9)$$

式中 μ 为空气的动力黏度 (Pa·s).

由于 $\frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right)$ 与 $\mu \frac{u}{L^2}$ 同量级, $\frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right)$ 与 $\mu \frac{u}{h^2}$ 同量级, L 为滑块长度, h 为磁头滑块工作表面上一点到磁盘的距离, $h \ll L$, 忽略高阶小量, 则 (9) 式简化为

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right). \quad (10a)$$

同理, 在 y 轴方向上有:

$$\frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial z} \right). \quad (10b)$$

因 $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = p$, 即各方向压力相等, 则有

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right), \quad \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial z} \right).$$

根据流体间隙流动的雷诺理论^[24], 气体压强 p 在气膜厚度方向即 z 轴方向上保持不变, 因此, N-S 方程 (7) 可以简化为

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right), \quad (11a)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial z} \right), \quad (11b)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0. \quad (11c)$$

对 N-S 方程进行积分并代入速度滑移条件 (6a) 式, 可以得到空气轴承速度

$$\begin{aligned}
 u &= \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} (z^2 - zh - \bar{\lambda}h - \bar{\lambda}^2) \\
 &\quad + U \left(1 - \frac{z + \bar{\lambda}}{h + 2\bar{\lambda}} \right), \quad (12a)
 \end{aligned}$$

$$v = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial y} (z^2 - zh - \bar{\lambda}h - \bar{\lambda}^2). \quad (12b)$$

能量方程可以简化成以下形式:

$$\begin{aligned}
 \lambda_{\text{air}} \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} + u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \\
 + \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 = 0, \quad (13)
 \end{aligned}$$

其中 λ_{air} 为空气的导热系数 (W/(m·K)).

对能量方程进行二次积分得到空气轴承温度的表达式

$$t = -\frac{z^2}{2\lambda_{\text{air}}} \left[u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right]$$

$$+ \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \Big] + C_1 z + C_2. \quad (14)$$

将 (12a) 及 (12b) 式代入到 (14) 式中可以得到

$$t = -\frac{1}{2\lambda_{\text{air}}} \left\{ z^4 \left[\frac{3}{2\mu} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 + \frac{3}{2\mu} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)^2 \right] + z^3 \left[-\frac{3h}{2\mu} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 - \frac{3h}{2\mu} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)^2 - \frac{3U}{h+2\bar{\lambda}} \frac{\partial p}{\partial x} \right] + z^2 \left[a_1 \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 + a_1 \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)^2 + a_2 \frac{\partial p}{\partial x} + a_3 \right] \right\} + C_1 z + C_2, \quad (15)$$

其中,

$$a_1 = \frac{h^2 - 2\bar{\lambda}h - 2\bar{\lambda}^2}{4\mu}, \quad a_2 = \frac{2Uh + U\bar{\lambda}}{h + 2\bar{\lambda}},$$

$$a_3 = \frac{U^2\mu}{(h + 2\bar{\lambda})^2}.$$

在 (15) 式中取 $z = 0$ 及 $z = h$, 并且与 (6b) 式联立, 整理可得

$$t_0 = C_2 = t_d + 2\frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{\bar{\lambda}}{Pr} C_1 + \frac{\gamma}{\lambda_{\text{air}}(\gamma+1)} \frac{\bar{\lambda}^2}{Pr} \times \left[a_1 \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 + a_1 \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)^2 + a_2 \frac{\partial p}{\partial x} + a_3 \right], \quad (16a)$$

$$t_h = t_s + b \frac{1}{\lambda_{\text{air}}} \left\{ a_4 \left[\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)^2 \right] + \frac{-5Uh^2 + 2U\bar{\lambda}h}{h+2\bar{\lambda}} \frac{\partial p}{\partial x} + 2ha_3 \right\} + b\bar{\lambda} \frac{1}{2\lambda_{\text{air}}} \left\{ a_5 \left[\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)^2 \right] + \frac{2U\bar{\lambda} - 14Uh}{h+2\bar{\lambda}} \frac{\partial p}{\partial x} + 2a_3 \right\} - 2bC_1, \quad (16b)$$

其中,

$$a_4 = \frac{2h^3 - \bar{\lambda}h^2 - \bar{\lambda}^2h}{\mu}, \quad a_5 = \frac{19h^2 - 2\lambda h - 2\bar{\lambda}^2}{2\mu},$$

$$b = \frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{\bar{\lambda}}{Pr}.$$

联立 (16a), (16b) 式整理得

$$2\lambda_{\text{air}}(h+4b)C_1 = 2\lambda_{\text{air}}(t_s - t_d) + \left\{ a_6 \left[\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)^2 \right] \right.$$

$$\left. + a_7 \frac{\partial p}{\partial x} + (4bh + h^2) a_3 \right\}, \quad (17)$$

其中

$$a_6 = \frac{1}{4\mu} (h^4 + 16bh^3 + 28b\bar{\lambda}h^2 - 8b\bar{\lambda}^2h - 2\bar{\lambda}h^3 - 2\bar{\lambda}^2h^2),$$

$$a_7 = \frac{-10bUh^2 - 14bU\bar{\lambda}h - Uh^3 + U\bar{\lambda}h^2}{h + 2\bar{\lambda}}.$$

将 (15) 式代入到傅里叶定律中可以得到热流密度 q 的表达式

$$q = \frac{1}{8\mu(h+4b)} (16bh^3 - 44b\bar{\lambda}h^2 - 8b\bar{\lambda}^2h + 7h^4 - 2\bar{\lambda}h^3 - 2\bar{\lambda}^2h^2) \left[\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)^2 \right] + \frac{-10bUh^2 + 22bU\bar{\lambda}h - 4Uh^3 + U\bar{\lambda}h^2}{2(h+4b)(h+2\bar{\lambda})} \times \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{U^2\mu h}{2(h+2\bar{\lambda})^2} - \frac{\lambda_{\text{air}}(t_s - t_d)}{h+4b}. \quad (18)$$

从 (18) 式可以看出, 热流密度取决于滑块与磁盘间的导热和头/盘间气流的黏性扩散. (18) 式中等号右边第一、第二项为泊肃叶流造成的黏性扩散项; $U^2\mu h/[2(h+2\bar{\lambda})^2]$ 为科特流造成的黏性扩散项; $-\lambda_{\text{air}}(t_s - t_d)/(h+4b)$ 为导热项, 由滑块与磁盘之间的温差决定. 计算中取 $\bar{\lambda} = 63 \text{ nm}$, $h = 20 \text{ nm}$, $\gamma = 1.4$, $Pr = 0.707$, $U = 2 \text{ m/s}$, $\mu = 2 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $\lambda_{\text{air}} = 2 \times 10^{-5} \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$, $t_s - t_d = 1 \text{ K}$, 则可以得到, 泊肃叶流造成的黏性扩散项系数数量级为 10^{-20} , 科特流造成的黏性扩散项系数数量级为 10^{-9} . 其他项系数的数量级分别为

$$\frac{U^2\mu h}{2(h+2\bar{\lambda})^2} \sim 10^0, \quad \frac{\lambda_{\text{air}}(t_s - t_d)}{h+4b} \sim 10^5,$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} \sim 10^9 - 10^{11}, \quad \frac{\partial p}{\partial x} \sim 10^9 - 10^{11},$$

且在空气轴承表面的气流出口处压力梯度较大. 由此可以看出: 黏性扩散项的数量级要比导热项小 4—5 级, 也就是说在空气轴承表面传热中起主要作用的是导热项. 因此, 忽略黏性扩散项, (18) 式简化为

$$q = -\frac{\lambda_{\text{air}}(t_s - t_d)}{h+4b}, \quad (19)$$

定义空气轴承表面的传热系数为 k_t , 又 $q = k_t \cdot \Delta t$, 则该系数表示为

$$k_t = \frac{\lambda_{\text{air}}}{h+4b} = \frac{\lambda_{\text{air}}}{h + 4\frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{\bar{\lambda}}{Pr}}, \quad (20)$$

若不考虑非连续边界条件时, 则该系数为 $k_t = \lambda_{\text{air}}/h$.

2.4 修正雷诺方程的建立

在磁头/磁盘界面, 通过求解雷诺方程就可以得到空气轴承力. 假设流体符合如下条件: 可压缩、定常、层流、牛顿流体、各向压力相同, 忽略气体的体积力与惯性力. 对 (11) 式进行积分, 并代入无滑移边界条件: $u_0 = U$, $u_h = 0$, $v_0 = V$, $v_h = 0$, 得

$$\begin{aligned} u &= \frac{z(z-h)}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{h-z}{h} U, \\ v &= \frac{z(z-h)}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{h-z}{h} V. \end{aligned} \quad (21)$$

设 q_x 和 q_y 分别为 x 和 y 方向上的单位宽度流量, $q_x = \int_0^h u dz$, $q_y = \int_0^h v dz$, 代入流体连续微分方程整理, 并基于定常流体假设, 可得

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho h^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho h^3 \frac{\partial p}{\partial y} \right) \\ &= 6U \frac{\partial}{\partial x} (\mu p h) + 6V \frac{\partial}{\partial y} (\mu p h) \\ &\quad + 12 \frac{\partial}{\partial t} (\mu p h). \end{aligned} \quad (22)$$

由理想气体状态方程可得 $\rho = p/(Rt)$, 代入 (22) 式, 略去常数项 $1/(Rt)$, 提取黏度系数 μ :

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho h^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho h^3 \frac{\partial p}{\partial y} \right) \\ &= 6\mu U \frac{\partial}{\partial x} (p h) + 6\mu V \frac{\partial}{\partial y} (p h) \\ &\quad + 12\mu \frac{\partial}{\partial \tau_t} (\rho h), \end{aligned} \quad (23)$$

式中 V 为气体体积 (m^3), t 为气体温度 (K), R 为气体常数 ($\text{J}/(\text{mol}\cdot\text{K})$).

该方程考虑了无滑移的边界条件, 即磁盘表面的流体速度等于磁盘的运动速度, 而空气轴承表面的流体速率为零. 事实上, 硬盘驱动器工作中由于气体稀薄效应的影响, 流体存在速度滑移的现象, 为了准确描述空气轴承表面的压力分布, 需要考虑流体非连续边界条件以修正雷诺方程. 本研究中不考虑空气轴承压力随时间的变化, 滑块只在 x 轴方向与磁盘有相对运动, 基于 F-K 模型, 考虑 TFC 滑块的热变形对飞行高度的影响, 引入了飞行高度的修正项, 建立二维可压缩流体的修正雷诺方程, 其无量纲形式表达式为

$$\frac{\partial}{\partial X} \left(P H^3 Q \frac{\partial P_p}{\partial X} \right)$$

$$+ \frac{\partial}{\partial Y} \left(P H^3 Q \frac{\partial P_p}{\partial Y} \right) = \Lambda_x \frac{\partial (P_p H)}{\partial X},$$

$$\Lambda_x = \frac{6\mu U L}{P_0 h_0^2},$$

$$h = h_0 + w,$$

$$H = h/h_0, \quad (24)$$

式中, X, Y, H, P_p 分别为无量纲的长、宽、高、压力, $X = x/L, Y = y/L, P_p = p/P_a, \Lambda_x$ 为轴承数, 表征对流效应与扩散效应的相对作用, 无量纲伯肃叶流流量系数 $Q = Q_p/Q_{\text{con}} = f(D), D = D_0 P H$, D_0 为特征逆克努森数, 由最小膜厚 h_0 和大气压 P_a 决定, 连续流量系数 $Q_{\text{con}} = D/6$, 伯肃叶流流量系数 Q_p 是关于 D 的函数, w 为 TFC 磁头工作状态下空气轴承表面垂直方向热变形量, 其计算方法见文献 [25].

3 仿真与结果分析

3.1 有限元模型的建立

为了计算 TFC 滑块的热传导特性, 首先建立磁头/磁盘界面系统的有限元模型. TFC 滑块的具体结构主要包括基底与磁头, 其中基底材料为 $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-TiC}$, 磁头附于滑块气出口处, 由写头、读头、挡板、线圈等组成, 这些结构都封闭在基层中, 带有隔热的微型加热器安置于读写头的附近. 本研究选取 Pico 滑块 (尺寸 $1.25 \text{ mm} \times 1.0 \text{ mm} \times 0.3 \text{ mm}$) 作为研究对象, 图 3(a) 为包含加热器的 TFC 滑块的对称结构模型, 以滑块长度方向的中心剖面为基准面建立滑块的半剖结构, 基底尺寸为 $0.5 \text{ mm} \times 1.2 \text{ mm} \times 0.3 \text{ mm}$, 磁头的尺寸为 $0.5 \text{ mm} \times 0.05 \text{ mm} \times 0.3 \text{ mm}$. 图 3(b) 为 (a) 中放大的磁头结构模型. 加热器的结构如图 3(c) 所示. 加热器的长度、宽度、厚度分别为 a, b, c , 其中宽度 b 固定为 $23 \mu\text{m}$, 加热器的高度为 d (加热器的中心到空气轴承表面的距离), 加热器材料的导热系数为 λ .

在研究中, 不考虑滑块飞行的动态特性, 将滑块的空气轴承表面简化为一平板, 滑块采用体划分的网格划分形式, 磁头元件的网格密度做加密处理. 空气轴承压力分布的计算主要是针对空气轴承表面来进行的, 为了简化计算, 只在空气轴承表面进行网格的面划分, 且设定尾翼及其附近的网格密度较大, 磁头部分采用自适应三角划分, 基底部分为矩形网格, 以提高计算效率.

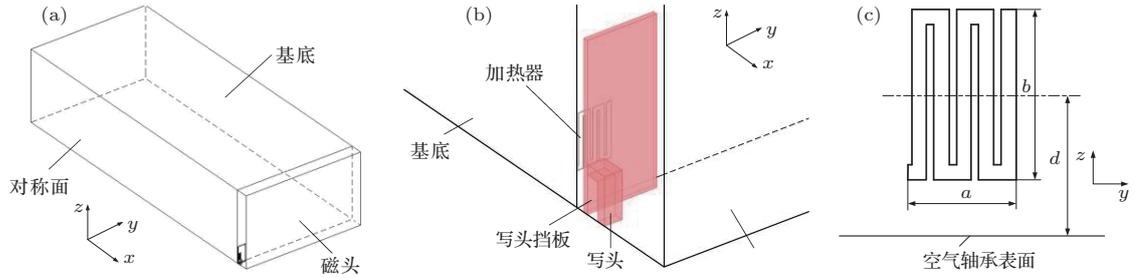


图3 TFC滑块的结构模型 (a) 滑块; (b) 磁头; (c) 加热器

加热器作为TFC滑块的内热源, 仿真过程中给加热器提供的电流转化为加热器的功率 P , 加热器的体积为 V_v , 则单位时间单位体积内加热器生成的热量 $\dot{\phi}$ 为

$$\dot{\phi} = \frac{P}{V_v}. \quad (25)$$

将(25)式代入到导热微分方程(4)中得到

$$\frac{P}{\lambda V_v} + \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0. \quad (26)$$

加热器与写头的材料为NiFe, 滑块基底材料为 $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-TiC}$, 基层材料为 Al_2O_3 . 各设计参数及磁头元件材料属性见表1和表2所示.

表1 加热器的设计参数

P/mW	$a/\mu\text{m}$	$c/\mu\text{m}$	$d/\mu\text{m}$	$\lambda/W \cdot (\text{m}\cdot\text{K})^{-1}$
7.5	11.5	2	19	15
10	14.5	3	28.5	35
12.5	17.5	4	38	70

表2 磁头元件材料属性

材料	杨氏模量/GPa	比热/ $\text{J} \cdot (\text{kg}\cdot\text{K})^{-1}$	热膨胀系数/ 10^{-6}K^{-1}	导热系数/ $\text{W} \cdot (\text{m}\cdot\text{K})^{-1}$	密度/ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	泊松比
$\text{Al}_2\text{O}_3\text{-TiC}$	380	878	7.9	20	3965	0.22
NiFe	200	470	12.2	35	8698	0.3
Al_2O_3	200	760	7.5	1.5	3965	0.25

图4所示为磁头/磁盘界面系统示意图. 磁盘相对于滑块在 x 轴方向上的相对速度 U , 在 y 轴方向上无相对速度; 滑块的俯仰角 θ 设定为 $\tan \theta = 0.0001$; 写头位于出气口附近; 设滑块的初始飞行高度 h_0 为20 nm, 忽略侧翻角, 可以得到滑块上某一点到磁盘的距离 h 为 $h = h_0 + x \tan \theta$.

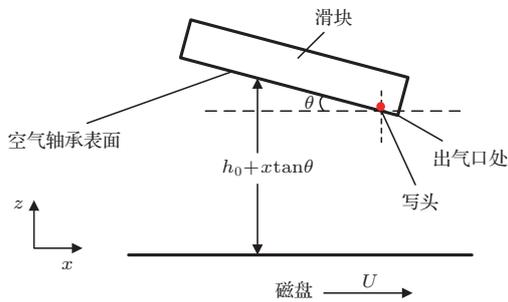


图4 TFC磁头/盘界面示意图

求解泊松方程的边界条件就是滑块各表面的传热系数, 其中滑块的顶面与悬臂相连接, 令顶面的传热系数为 $2000 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$, 4个侧面的传热系

数分别为 $100 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$, 将式 h 代入到(20)式可得空气轴承表面的传热系数

$$k = \frac{\lambda_{\text{air}}}{h + 4b} = \frac{\lambda_{\text{air}}}{h_0 + x \tan \theta + 4 \frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{\bar{\lambda}}{Pr}}. \quad (27)$$

整个仿真过程中磁盘的温度保持不变, $T_d = 300 \text{ K}$, 滑块的初始温度为 320 K . 计算空气轴承压力时, 将硬盘内部气压视为 1 atm ($1 \text{ atm} = 1.01325 \times 10^5 \text{ Pa}$). 磁盘在 x 轴方向上相对磁头的速度为 2 m/s , 在 y 轴方向无速度. 空气的密度为 $1.78 \text{ kg}/\text{m}^3$, 动力黏度为 $2.08 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$.

3.2 加热过程分析

TFC滑块加热过程是一个包含传热、固体力学、流体力学的多物理场耦合问题, 且是一个弱耦合问题: 加热器给滑块加热改变了其温度分布, 滑块各部件受热不同、热特性不同, 从而产生不同程度的热变形, 其中空气轴承表面的热变形直接改变了磁头到磁盘的距离, 而磁头/盘间距离是求解雷

诺方程的重要参数, 所以空气轴承压力随着头/盘距离的改变产生了变化.

本论文以 COMSOL Multiphysics 作为主要的数值仿真工具, 使用热传导模块 (heat transfer module)、固体力学模块 (solid mechanics module)、膜阻壳模块 (film-damping shell module) 来建立 TFC 滑块热-结构-流体问题的数学模型. 其中, 热传导模块采用泊松方程来建立数学模型, 并且添加空气轴承表面传热系数作为边界条件; 固体力学模块对应着线性热膨胀方程; 膜阻壳模块则对应修正雷诺方程 (24) 式, 通过更改薄膜厚度引入热变形对 F-K 模型的修正.

为了研究磁头/磁盘界面热传导特性的主要影响因素, 根据 TFC 磁头的结构及各组成部分的材料特性, 将这些因素归结为加热器的高度因素以及热生成率的影响, 因此在进行仿真分析时, 每次设定单一因素作为研究对象, 而将其他参数设为常值. 在计算中, 利用静态求解器求解泊松方程得到滑块本体的温度分布 T 后, 将 T 作为初始条件代入到固体力学模块, 解得滑块的热变形, 滑块空气轴承表面的热变形量 Δh_T 作为最后一步求解雷诺方程的初始条件, 最终得到热变形后滑块表面的空气轴承压力分布. 此种计算顺序与 TFC 磁头滑块的实际热变形过程是一致的. 在此之后, 考虑空气轴承与滑块的热力学及动力学的双向耦合作用, 对滑块的热传导特性进行仿真分析. 下面对这两种分析分别进行阐述.

3.3 基于多物理场的仿真研究

3.3.1 加热器高度的影响分析

考虑加热器高度对加热性能的影响, 固定加热器的功率 P 为 10 mW, 长度 a 为 14.5 μm , 厚度 c 为 3 μm , 导热系数 λ 为 35 W/(m·K), 改变加热器的高度 d , 计算不同高度下滑块的温度分布、热变形以及空气轴承压力. 图 5 显示的是加热器高度分别为 19 μm , 28.5 μm , 38 μm 时磁头部位热变形的情况. 仿真中的初始温度为 300 K. 从图中可以看到, 热变形主要发生在垂直方向, 但是在出气口处, 沿着滑块长度方向也有较大变形, 该横向变形对空气轴承压力有一定影响. 滑块在垂直方向的最大热变形出现在加热器正下方, 随着加热器高度从 19 μm 增大二分之一, 最大变形量降低了 7.55%, 加热器高

度增加到原来的两倍, 最大变形量只降低了 5.05%. 可以看出, 加热器高度的增加对于加热性能的影响是有限的.

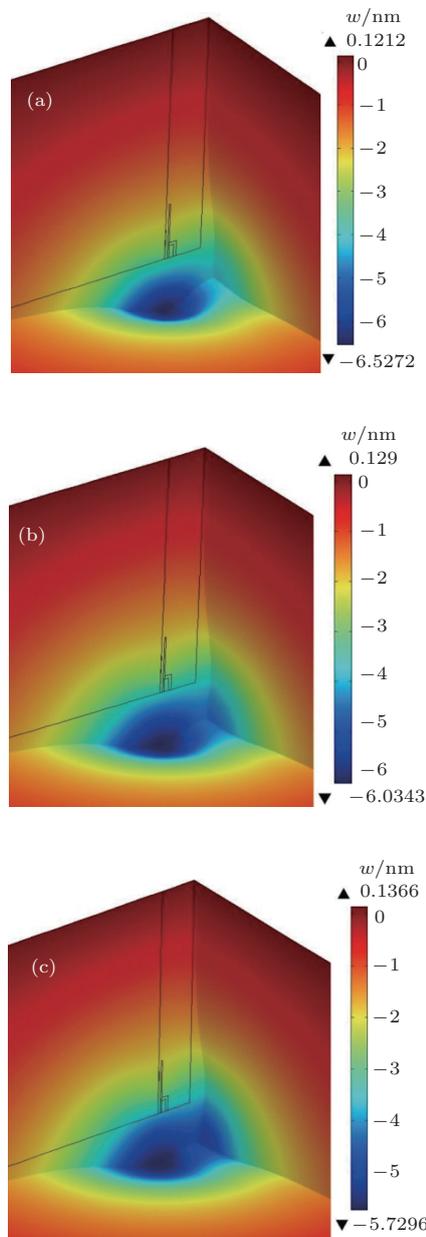


图 5 TFC 磁头的热变形仿真结果 (a) 高度 19 μm ; (b) 高度 28.5 μm ; (c) 高度 38 μm

图 6 所示为三种加热器高度下空气轴承表面沿 x 轴中心线上的温度分布、热变形量以及空气轴承压力, 横坐标为中心线上的点到滑块出气口处的距离, 加热器位于 50 μm 处, 写头及写头挡板的位置在图中标出. 图 6 (b) 中变形的负号表示热变形的方向指向磁盘表面.

从图 6 (a), (b) 可以看到最大变形量随着温升的增大而增大, 这与理论相符合. 空气轴承面产生

向磁盘方向延伸的热变形量直接导致磁头到磁盘的距离减小, 由空气动力学润滑理论可知空气轴承压力会随之增大, 然而比较图 6 (b), (c), 空气轴承工作面压力随着变形量的增大而减小, 进一步对整个空气轴承表面的压力进行积分得到空气轴承力, 加热器位置高度为 19 μm , 28.5 μm , 38 μm 时, 所对应的空气轴承力分别为 0.0698 N, 0.07 N, 0.0702 N. 同时, 最大气膜压力并未出现在最大形变处, 而是在靠近气流出口约 10 μm 处, 且形变量与加热器的高度近似成正比.

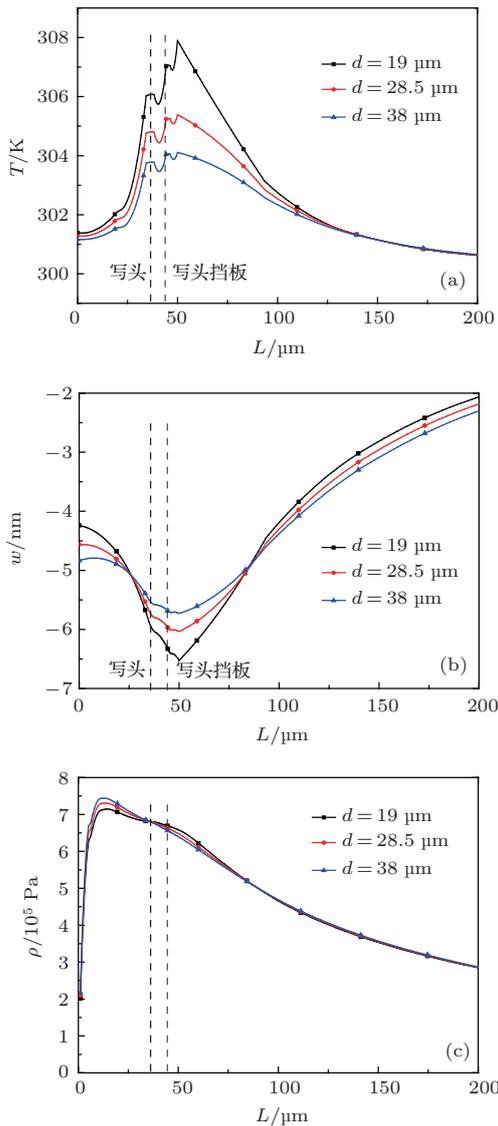


图 6 空气轴承表面中心线上的仿真结果 (a) 温度分布; (b) 竖直变形; (c) 压力分布

3.3.2 加热器热生成率的影响分析

热生成率是指加热器在单位时间内单位体积所产生的热能, 在本文的研究中, 讨论加热器的功率、长度及高度等参数对热生成率的影响.

研究中, 加热器的长度 a 为 14.5 μm , 厚度 c 为 3 μm , 高度 d 为 28.5 μm , 导热系数 λ 为 35 W/(m·K). 磁头的最高温升发生在加热器附近, 最大变形位于磁头与基底交接处, 对整个空气轴承表面压力进行积分得到空气轴承力, 见表 3 所示, 表中最大变形指竖直方向上的最大变形量.

表 3 磁头最高温升及最大变形

加热器功率/mW	最高温升/K	最大变形/nm	空气轴承力/N
7.5	14.09	4.5258	0.0690
10	18.79	6.0343	0.0700
12.5	23.48	7.5429	0.0711

可以看到, 加热器功率每升高 2.5 mW, 最高温升增大约 4.7 K, 最大变形也随之增大约 1.5085 nm, 而空气轴承力增大约 1 mN, 最高温升、最大变形、空气轴承力与加热器功率的增幅近似呈正比例关系.

图 7 所示为三种加热功率下, 空气轴承表面沿长度方向中心线上的温度分布、热变形以及空气轴承表面压力仿真结果, 横坐标为中心线上点到出口处的距离, 写头及写头挡板分别位于 37 μm 和 44 μm 处. 可以看出, 加热功率每增加 2.5 mW, 温升、竖直变形量、空气轴承压力都随之线性增加, 空气轴承压力的最大值仍出现在气流出口附近, 对比图 7 (b), (c) 可以看出气流出口处的形变量影响空气轴承压力分布. 写头及写头挡板处的热形变量有一定的突变, 因为写头材料热膨胀系数大于基层和基底的热膨胀系数, 且写头结构为细长型, 所以写头部位的变形大于同位置基层材料的变形. 图 7 (c) 中 40 μm 处对应的空气轴承压力值也因此产生了一定的突变, 压力增大.

固定加热器的厚度 c 为 3 μm 、高度 d 为 28.5 μm , 导热系数 λ 为 35 W/(mK), 加热器的功率 P 为 10 mW, 研究加热器长度对加热性能的影响, 三种长度下磁头的最高温升、最大变形量以及空气轴承力如表 4 所示.

表 4 磁头最高温升及最大变形

加热器长度/ μm	最高温升/K	最大变形/nm	空气轴承力/N	热生成率/ $10^{14}\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$
11.5	21.11	6.0878	0.0700	2.618
14.5	18.79	6.0343	0.0700	2.092
17.5	17.03	5.6607	0.0699	1.742

由 $\dot{\Phi} = P/v$ 可知, 加热器长度的变化直接改变了加热器的体积, 这将改变热生成率. 从表中可以

看出, 长度的改变对最高温升的影响较大, 在一定范围内, 对最大形变量的影响较小. 控制加热器的功率对改变磁头的温升及变形比控制加热器的长度更有效.

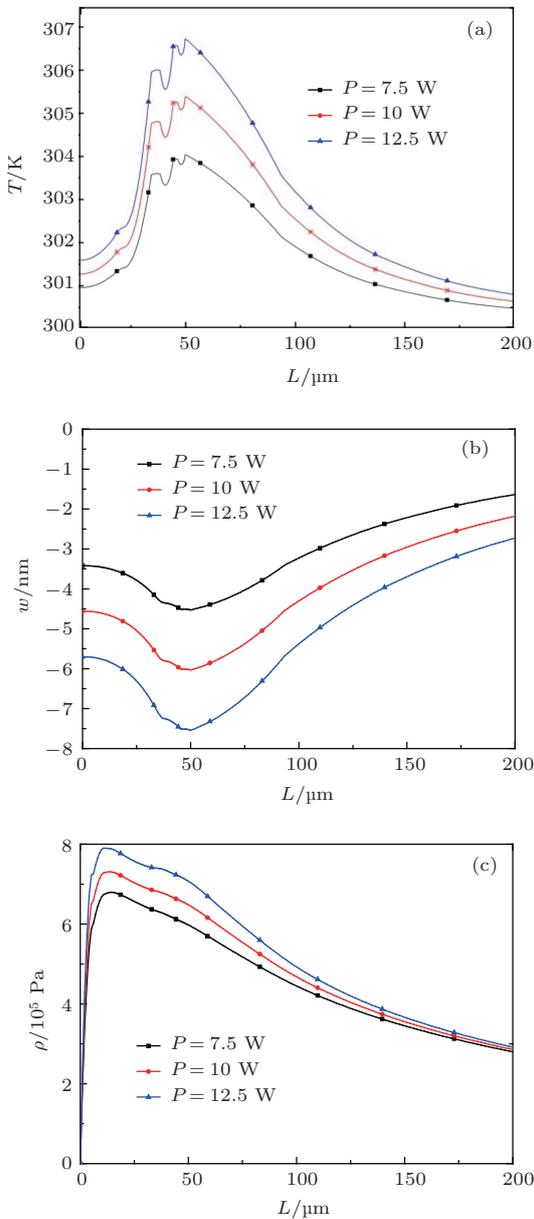


图7 空气轴承表面中心线上的仿真结果 (a) 温度分布; (b) 竖直变形; (c) 压力分布

固定加热器的长度 a 为 $14.5 \mu\text{m}$ 、厚度 c 为 $3 \mu\text{m}$ 、高度 d 为 $28.5 \mu\text{m}$ ，加热器的功率 P 为 10 mW ，改变导热系数，磁头的最高温升以及最大形变量如表5所示. 随着导热系数的增大，最高温升减少，这与导热系数的定义相符，导热系数指在稳定传热条件下，温差为 1 K 的两侧表面在单位时间内单位面积下通过单位距离所传递的热量，因此，传递热量相同的情况下，温升与导热系数成反比. 最大变形

也随着导热系数的增加而减少，空气轴承力保持不变. 图8所示为空气轴承表面长度方向中心线上的仿真结果曲线图，随着导热系数的增加，竖直变形随之减小，且变化幅度很小.

表5 磁头最高温升及最大变形

导热系数/ $\text{W}\cdot(\text{m}\cdot\text{K})^{-1}$	最高温 升/ K	最大变 形/ nm	空气轴 承力/ N
17.5	18.99	6.0455	0.0702
35	18.79	6.0343	0.0702
70	18.48	5.9843	0.0702

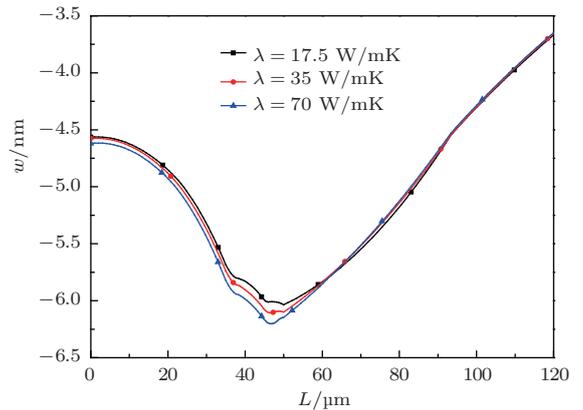


图8 空气轴承表面中心线上的竖直变形仿真结果

由于加热器的体积很小，且加热器位于磁头的内部，因此改变加热器的导热系数对于加热器本身的温度及变形有一定影响，然而对于磁头整体的温度、变形、压力的影响很小. 另外，影响温度的材料特性有很多，需要联合考虑这些热特性，因此，单独改变导热系数对于提高加热性能的效率不高.

3.4 空气轴承与TFC滑块的热力学及动力学耦合作用分析

TFC磁头滑块飞行高度与温度分布存在着双向耦合作用: 温度决定空气轴承工作表面的热变形从而改变飞行高度，而飞行高度决定了空气轴承表面的传热系数，进而反作用于温度. 双向耦合过程为整个方程组系统引入了非线性，使求解过程更为复杂. 为了研究这种耦合作用下磁头飞行高度及轴承力的变化，需建立该磁头/磁盘系统的力学模型，并建立描述该系统动力学特性的运动微分方程，具体的建模方法请参考文献[22]，此处不做赘述. 对运动微分方程进行求解，可得磁头滑块的动态飞行高度，图9(a)所示为求解磁头滑块动态飞行高度

的迭代流程. 在迭代过程中, 预载荷力保持不变, 可以通过每步迭代的空气轴承力的改变量来求得飞行高度的改变量, 即 $k \cdot \Delta h_f = \Delta F_a$. 当 TFC 滑块工作时, 影响磁头到磁盘距离的主要因素包括热变形 Δh_t 以及空气轴承力引起的磁头飞行高度该

变量 Δh_f . 在空气轴承表面产生热变形之后, 滑块飞行高度 h 为 $h = h_0 + x \tan \theta + \Delta h_t + \Delta h_f$. 将迭代过程中前后两次飞行高度 h 比较, 若误差不超过某一设定值, 则迭代结束, 所得结果即为 TFC 磁头的稳定飞行高度.

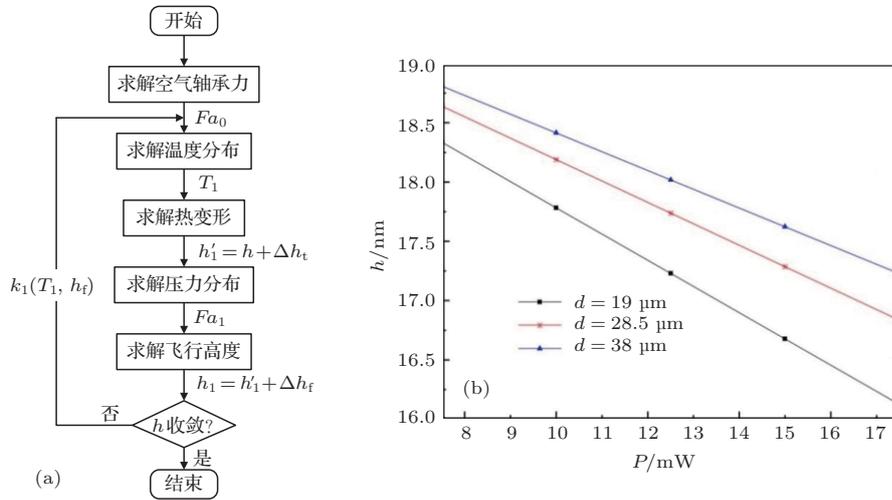


图9 飞行高度求解流程及仿真结果 (a) 求解流程; (b) 功率和加热器高度对飞行高度的影响

由 3.3 节中分析可知, 加热器功率对于加热性能的影响最为显著. 选取加热器长度 a 为 $14.5 \mu\text{m}$, 厚度 c 为 $3 \mu\text{m}$, 导热系数 λ 为 $35 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$, 研究不同的加热器位置高度 d (分别为 $19, 28.5$ 和 $38 \mu\text{m}$) 和功率 P (分别为 $7.5, 10, 12.5, 15$ 和 17.5 mW) 等设计参数对飞行高度的影响. 计算结果见图 9 (b) 所示, 图中横坐标为加热器的功率, 纵坐标为迭代后的飞行高度. 磁头的初始飞行高度为 20 nm . 不难看出, 随着加热功率的增大, 加热器高度对飞行高度的作用也越来越明显. 加热器功率与 TFC 磁头的飞行高度之间存在线性关系, 当加热器的位置高度不变时, 飞行高度随着加热功率的增加而减小. 随着加热器高度的减少, 功率的影响也越来越明显.

4 结 论

本文分析了 TFC 磁头滑块加热过程所涉及的多物理场之间的弱耦合关系, 建立了空气轴承表面的传热模型以及研究滑块加热性能的热-结构-流体的仿真流程, 研究了加热器的位置、热生成率及材料对滑块的温度、变形及空气轴承表面压力分布的影响. 基于 F-K 模型的修正雷诺方程通过引入飞行高度修正项的方法考虑了 TFC 滑块的热变形对

飞行高度的影响. 仿真结果表明, 空气轴承表面最大变形量随着温升的增大而增大, 空气轴承工作表面压力随着变形量的增大而减小, 最大气膜压力出现在靠近气流出口处, 影响压力分布的主要原因是滑块气流出口处的形变量. 随着加热器高度的增加, 温升及变形量减小, 而空气轴承压力增大, 这主要是因为滑块气流出口处的形变量随高度增加而增大, 从而导致压力的增大. 加热功率对加热性能的影响实质是热生成率的作用. 加热器功率的增加、长度的减小都会造成热生成率的增大, 从而使最高温升增大, 长度对空气轴承力基本没有影响, 综合分析, 三者中加热器功率对加热性能的影响效果最明显, 控制加热器的功率对改变磁头的温升及变形比控制加热器的长度更有效. 加热器高度的减小与功率的增大能够相互促进对滑块飞行高度的影响, 单独改变导热系数对提升加热性能效果不明显. 研究结果为加热器的设计提供了理论和仿真依据.

参考文献

[1] Zhang L, Zu X T 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4271 (in Chinese)[章黎, 祖小涛 2006 物理学报 **55** 4271]
 [2] Li X, Hu Y Z, Wang H 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3787 (in Chinese)[李欣, 胡元中, 王慧 2005 物理学报 **54** 3787]

- [3] Zhang S, Bogy D B 1999 *Int'l J. Heat and Mass Transfer* **42** 1791
- [4] Juang J Y, Bogy D B 2007 *ASME J. Tribol.* **129** 570
- [5] Chen L, Bogy D B, Strom B 2000 *IEEE Trans. Magn.* **36** 2486
- [6] Sungtaek J Y 2000 *J. Heat Transfer* **122** 817
- [7] Zhou W D, Liu B, Yu S K 2008 *Applied Phys. Lett.* **92** 043109
- [8] Liu M Q, Li B C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3402 (in Chinese)[刘明强, 李斌成 2008 物理学报 **57** 3402]
- [9] Liu X B, Guo Z Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4766 (in Chinese)[柳雄斌, 过增元 2009 物理学报 **58** 4766]
- [10] Sun J, Liu W Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 074401 (in Chinese)[孙健, 刘伟强 2013 物理学报 **62** 074401]
- [11] Song B, Wu J, Guo Z Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7129 (in Chinese)[宋柏, 吴晶, 过增元 2010 物理学报 **59** 7129]
- [12] Juang J Y, Bogy D B 2006 *IEEE Trans. Magn.* **42** 241
- [13] Li H, Liu B, Chong T 2005 *Proceedings of the IN-TERMAG Asia 2005* Nagoya, Japan, April 4–8 2005 p1391–1392
- [14] Burgdorfer A 1959 *Trans. ASME, Ser. D* **81** 94
- [15] Hsia Y T, Domoto G A 1983 *J. Lubr. Tech.* **105** 120
- [16] Gans R F 1985 *J. Tribol.* **107** 431
- [17] Cai J, Huai X L 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 064401
- [18] Seripah A K, Ishak H, Sim S J 2007 *Chin. Phys. Lett.* **27** 1981
- [19] Fukui S, Kaneko R 1988 *J. Tribol.* **110** 253
- [20] Yang T Y, Shi B J 2010 *Lubrication Engineering* **6** 73 (in Chinese) [杨廷毅, 史宝军 2010 润滑与密封 **6** 73]
- [21] Bai S X, Peng X D, Meng Y G 2009 *China Mech. Eng.* **10** 1 (in Chinese) [白少先, 彭旭东, 孟永钢 2009 中国机械工程 **10** 1]
- [22] Wei H D, Ao H R, Jiang H Y 2009 *J. of Harbin Inst. of Tech.* **41** 682 (in Chinese) [魏浩东, 敖宏瑞, 姜洪源 2009 哈尔滨工业大学学报 **41** 682]
- [23] Liu J 2001 *Micro/Nano Scale Heat Transfer* (Beijing: Science Press) p73 (in Chinese) [刘静 2001 微米/纳米尺度传热学 (北京: 科学出版社) 第 73 页]
- [24] Vinogradova O I 1995 *Langmuir* **11** 2213
- [25] Wang G, An L 2012 *COMSOL Multiphysics Engineering Practice and Theoretical Simulation* (Beijing: Pressing House of Electronics Industry) p103 (in Chinese) [王刚, 安琳 2012 COMSOL Multiphysics 工程实践与理论仿真 (北京: 电子工业出版社) 第 103 页]

Multiphysics-based simulation on heat conduction mechanism of TFC head and its influencing factors*

Ao Hong-Rui[†] Chen Yi Dong Ming Jiang Hong-Yuan

(Department of Machine Design, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

(Received 15 August 2013; revised manuscript received 30 October 2013)

Abstract

In order to precisely control the flying height of TFC head with consideration of microscale thermal effect, the thermal conducting characteristics and the influencing factors on TFC slider which is in an operation and multi-physics field condition were analyzed. In consideration of rarefaction effect of ultra-thin film at the head/disk interface, the models of slider heat conduction, air bearing surface heat transfer, and gas flow were established; the thermal deformation mechanism and the effect of thermal conduction on dynamic characteristics of slider were analyzed by using finite element method. Results show that the thermal conducting model and the proposed modification of Reynolds equation in this study are suitable for solving the problems of thermal deformation and dynamic characteristics of head slider. The main parameters that influence the thermal property of slider can be considered to be the heater height, heat generation rate, and the heat conductivity coefficient of the material. The change of the slider flying height is determined by the air bearing force and the air bearing surface thermal extrusion at the head/disk interface. Simulation results provide a basis for the design of heater in head slider and analysis of dynamic characteristics of air bearing.

Keywords: TFC head, multi-physics field, thermal conducting, air bearing

PACS: 44.05.+e, 47.61.-k

DOI: 10.7498/aps.63.034401

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51275124), and the Scientific Research Foundation for the Returned Overseas Chinese Scholars of Heilongjiang Province (Grant No. LC201032).

[†] Corresponding author. E-mail: hongrui_ao@hit.edu.cn