

悬浮式磁流体惯性传感黏阻与量程可控机理

徐 晨, 刘桂雄, 张沛强

(华南理工大学 机械与汽车工程学院, 广东 广州 510640)

[摘 要] 实现悬浮式磁流体惯性传感的量程控制关键在于分析基于经典黏性流体力学理论的动态黏度特性和流固系统运动特性. 在质量块作简谐运动下, 建立惯性传感结构中间隙的流动模型并对理论方程进行求解. 在不同动力黏度下, 对作简谐运动的传感运动块进行流阻力进行数值计算, 结果表明: 质量块所受黏阻力主要是两侧压力差, 压力差随时间呈现简谐特性, 幅值与磁流体动力黏度有较好的线性关系; 在选定实验参数后研究结果为压差相位超前 $22^\circ \sim 40^\circ$, 剪切应力超前在 15° 以内, 且随着动力黏度增大而减少, 当运动黏度达到 $75 \text{ pma} \cdot \text{s}$ 时, 相位超前量变化趋缓.

[关键词] 磁流体; 惯性传感; 黏阻尼

[中图分类号] TP301.6 [文献标识码] A [文章编号] 1000-9965(2009)05-0469-05

Analysis of the viscous damping controllable principle of the suspend inertial sensors based on magnetic fluid

XU Chen, LIU Gui-xiong, ZHANG Pei-qiang

(School of Mechanical and Automotive Engineering, South China University of Technology, Guangzhou, Guangdong 510640, China)

[Abstract] In order to realize the expanded measurement range of the suspend inertial sensors based on magnetic fluid, it is the key to analysis the characteristic of dynamic viscosity and the movement of the fluid-structure interaction based on the classical theory of viscous fluid. In the situation of the mass body with simple harmonic motion, the mathematic model of the clearance flow in the sensors is established and the theory equation is analyzed. For the magnetic fluid with different viscosity, numeric analysis researches are done on the viscous damp of the mass body with simple harmonic motion. Numerical calculation indicates that the main part of the viscous damp which mass body suffers is the difference of the pressure in the two side of the mass body. The difference presents the harmonic character and its amplitude have the linearity relationship whit the viscosity of the magnetic fluid. When the parameters of the experiment are confirmed, the result indicates the phase of the difference of the pressure advances $22^\circ \sim 40^\circ$, and the phase advance of the cut stress is less than 15° . As the viscosity of the magnetic fluid increases, the phase advance decreases. Specially, when viscosity of the magnetic fluid is over $75 \text{ pma} \cdot \text{s}$, the change of the phase advance is very small.

[Key words] magnetic fluid; inertial sensors; viscous damping

[收稿日期] 2008-10-09

[基金项目] 国家自然科学基金项目(50775077); 高等学校博士学科点专项科研基金项目(20060561003)

[作者简介] 徐 晨(1979-), 男, 博士研究生, 研究方向: 新型智能传感基础理论, E-mail: xu.chen@scut.edu.cn

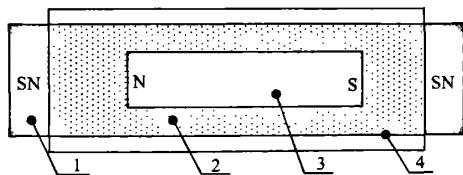
通讯作者: 刘桂雄(1968-), 男, 教授, 博士生导师, 研究方向: 新型智能传感基础理论、现代检测技术与网络化控制、无线传感器网络, E-mail: megxliu@scut.edu.cn

磁流体是一种新型兼有磁性物体和流体特性的纳米功能材料,磁性体浸入磁流体具有近似真空中的零重力条件下自悬浮能力且位置可控^[1]. 基于磁流体动力学的特点,磁流体收到外加磁场的 Kelfin 磁力与流体动力无关^[2],在磁流耦合过程中可以将该磁性体受到的磁场力与磁流体动力进行叠加^[3],并由此实现黏阻控制计算^[4-6]. 但是同时磁场中的磁流体在外加磁场下黏度将发生改变,这是最终求解磁性体运动规律的关键,因此磁流体黏度——传感黏阻关系是实现传感量程可控的重要环节^[7-9]. 本文在建立间隙流动模型基础上,讨论新型惯性传感黏阻可控机理,通过分析封闭腔中压强分布规律实现黏度——黏阻模型建立.

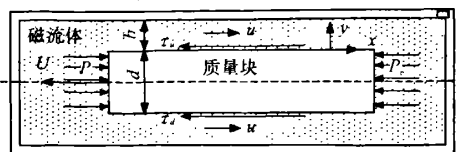
1 磁流体惯性传感黏阻模型分析

图 1a 所示磁流体惯性传感结构中,磁性质量块在二次磁浮力的作用下可自悬浮于密封腔内,当无外力作用时候,质量块符合稳定悬浮条件,可以自回复至容器的几何中心,该二次悬浮状态是一定存在且具有唯一性^[10].

当磁性质量块在传感腔体里运动时,磁流体受到挤压导致左右两侧产生压强差,同时磁流体在挤压作用下流过腔体与质量块之间的间隙,磁性质量块受到剪切力^[11]. 在非重力场中,左右压力差及间隙剪切力合力构成质量块运动阻力(如图 1b). 若磁性质量块相对于传感腔体作简谐振动,两侧压强差值也一定是一个简谐函数,且与质量块运动存在相位差,同时间隙内水平方向压强梯度为恒值,小间隙结构内流体垂直方向流速为零,即 $v = 0$,由连续方程可得 $\frac{\partial u}{\partial x} = 0$. 设磁流体磁化特性为线性,则可得



1、止动磁铁 2、磁流体 3、磁性质量块 4、腔体
(a) 磁流体传感器结构简图



(b) 间隙内流动示意图

图 1 惯性传感结构

间隙内流动的动量方程^[12]为:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1)$$

其中, u 和 p 分别是间隙内磁流体流速和压强, ρ 和 ν 为磁流体密度和动力黏度.

假设磁性质量块相对于传感腔体作简谐振动,可得边界条件^[13]为(为方便方程求解,采用复数形式):

$$\begin{cases} y=0, u = -U_0 \cos(\omega t + \varphi) = \\ \quad -U_0 \operatorname{Re}[\exp(i\omega t + i\varphi)] \\ y=b, u = 0 \end{cases} \quad (2)$$

其中: U_0 、 ω 和 φ 分别是质量块作简谐运动的速度幅值、角速度和初始相位. 其中方向向左为负.

此时两侧压强差值也是一个简谐函数,振动方程为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} &= -\rho P(t) = -\rho A \cos(\omega t) = \\ &\quad -\rho A \operatorname{Re}[\exp(i\omega t)] \end{aligned} \quad (3)$$

其中,定义压强梯度的初始相位为零,而质量块运动的初始相位为 φ ,目的是简化动力方程的求解过程.

将间隙流速表示为 $u(y, t) = \operatorname{Re}[f(y) \exp(i\omega t)]$,并将式(3)代入式(1)式可得:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}[i\omega f(y) \exp(i\omega t)] &= \operatorname{Re}[A \exp(i\omega t) + \\ &\quad \nu \operatorname{Re}\left[\frac{d^2 f}{dy^2} \exp(i\omega t)\right]] \end{aligned} \quad (4)$$

化简可得方程:

$$f'' - (i\omega/\nu)f = -A/\nu \quad (5)$$

求解齐次线性方程(5)得:

$$\begin{aligned} f(y) &= -i \frac{A}{\omega} + M \cosh\left[(1+i)\sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} y\right] + \\ &\quad N \sinh\left[(1+i)\sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} y\right] \end{aligned} \quad (6)$$

式(6)中 M, N 为待定常数. 间隙内磁流体的流速可表示为:

$$\begin{aligned} u(y, t) &= \operatorname{Re}\left\{\left[-i \frac{A}{\omega} + M \cosh(1+i)\sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} y + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. N \sinh(1+i)\sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} y\right] \exp(i\omega t)\right\} \end{aligned} \quad (7)$$

由式(2)、(5)解得:

$$\begin{aligned} M &= i \frac{A}{\omega} - U_0 \exp(i\varphi) \\ N &= \frac{i \frac{A}{\omega} - \left[i \frac{A}{\omega} - U_0 \exp(i\varphi)\right] \cosh\left[(1+i)\sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} b\right]}{\sinh\left[(1+i)\sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} b\right]} \end{aligned} \quad (8)$$

由于磁流体不可压缩,即 $\int_0^b u(y,t) dy = U_0 \cos(\omega t + \varphi)r$, 可得压强差幅值及相位差的关系式如下:

$$\int_0^b \left[-i \frac{A}{\omega} + M \cosh(1+i) \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} y + \sinh(1+i) \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} y \right] dy = U_0 \exp(i\varphi t) \quad (9)$$

同时可由牛顿切应力公式得到磁性质量块表面剪切应力式如下:

$$\tau = \operatorname{Re} \left\{ \mu \frac{d}{dy} \left[-i \frac{A}{\omega} + M \cosh(1+i) \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} y + N \sinh(1+i) \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} y \right] \Big|_{y=0} \exp(i\omega t) \right\} \quad (10)$$

2 数值计算及分析

为得到在不同黏度条件下的黏阻特征,以图1(a)为实验模型进行密封传感结构中黏阻有限元数值计算,模拟中选用尺寸 $\Phi 20 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$ 的圆柱形封闭腔容器,选用 $\Phi 10 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$ 圆柱形质量块,采用 ALE 移动网格划分,内腔边界进行简谐运动加载,方程见式(2),取 $\omega = 10 \pi \text{ rad/s}$, $U_0 = 0.1 \pi \text{ m/s}$. 令质量块浸没于机油基磁流体中,液体密度 ρ_f 为 1.3 g/cm^3 ,前期磁黏实验中已得到该类磁流体动力黏度变化为 $6 \sim 96 \text{ m} \cdot \text{s}$.

2.1 传感结构磁流体流动及速度分布

以式(4)为模型,采用动态有限元方法进行数值计算,得到为磁流体动力黏度为 $50 \text{ mpa} \cdot \text{s}$,周期初始时刻的流动速度分布图(见图2)。可以看出在周期初始时刻,磁性质量块以最大速度往左运动,腔内磁流体在质量块的挤压下,通过间隙由左腔往右腔流动。图2(a)所示可知,封闭腔容器内靠近两端处均存在流动死区,液体围绕着质量块流动。由于运动过程中左右两侧存在流体对流而产生左右压强差,可以起到阻碍质量块运动的作用。间隙内径向流动速度分布曲线如图2(b),图示表明在质量块上侧外表面($y=0$ 处)存在速度梯度,由此可知质量块受到剪切应力作用。同时根据已加载不可滑移条件后速度最大值出现在 $y=2.775 \text{ mm}$ 处,可知间隙内流体流动梯度是非对称的,即再次证明两端流体压强一定对阻碍质量块运动起重要作用。

2.2 流动产生的压强分布及剪切力。

要在动态条件下考察磁流体惯性传感结构中黏

阻效应,可以在式(9)、(10)基础上得到在一定驱动规律下流动过程中的压强和剪切应力的变化规律。探寻这种变化规律是实现磁流体惯性传感的可控性机理分析的关键。

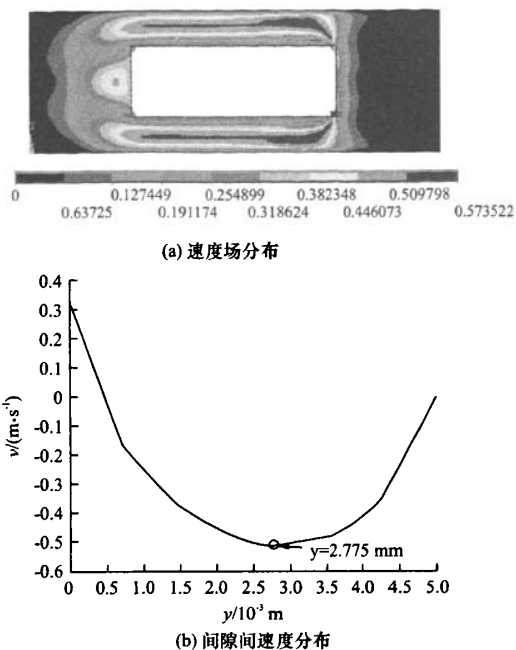


图2 周期初始时刻磁流体速度

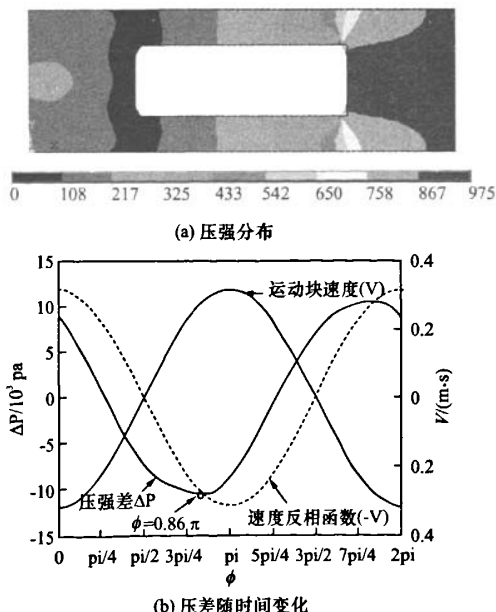


图3 腔体内压强分布及压强变化

(1) 封闭腔内压强分布

在运动周期初始刻,磁流体在腔体的压强分布

见图 3(a), 间隙内磁流体的压强从右到左减低, 此刻磁流体受挤压从左腔往右腔流动. 设磁性质量块左右两侧面的压强差为 $\Delta P = P_l - P_r$, ΔP 在一个周期内的变化情况见图 3(b). 从图中看出, 起阻碍质量块运动作用的封闭腔中压强差变化近似简谐函数, 几乎与速度函数反相, 但相位比速度反相函数提前. 磁流体为不可压缩流体且流动具有惯性, 因此只有压强差比速度反相函数相位前移才能保证间隙流量的恒定性或稳定性. 从图 3(b) 可知, 在动力黏度为 $50 \text{ mpa} \cdot \text{s}$ 时, 该相位前移量为 0.14π .

(2) 间隙中剪切力间隙内的剪切应力是构成阻碍质量块运动的另一个重要因素, 图 4 绘出当动力黏度为 $50 \text{ mpa} \cdot \text{s}$ 时, 间隙剪切应力在一个周期内随时间变化情况. 从图可知剪切应力变化也近似简谐函数, 相位较速度反相函数略有超前, 仅为 5.4° .

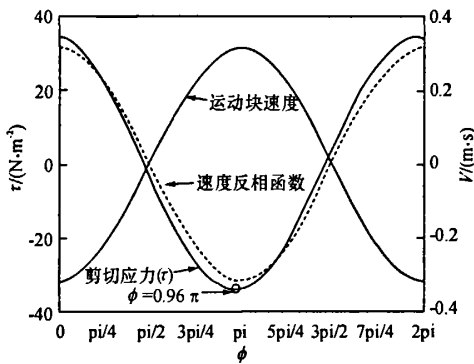
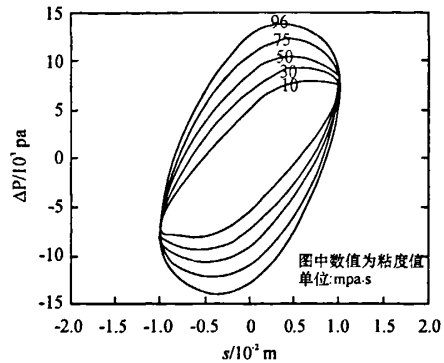


图 4 剪切应力随时间变化情况

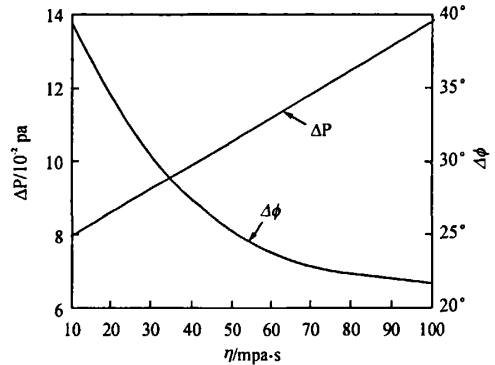
2.3 黏度-黏阻模型

在封闭腔速度分布、压强分布、间隙剪切力计算基础上, 结合式(9)、(10)实现对黏度-黏阻模型数值计算. 随着动力黏度增大, 流体内摩擦将逐渐增大, 使得腔体间隙流动更困难, 质量块两侧的压强差幅值也将随之增大. 图 5(a) 为质量块两侧压差相对质量块位移的变化情况, 从压强达到极值时质量块的位移情况可知, 黏度增大使压强差极值增加, 同时相位前移量减少. 对不同动力黏度下对应的压强差幅值和超前相位作多项式拟合可得图 5(b), 可以看出压强差与黏度呈线性关系; 当动力黏度达到 $75 \text{ pma} \cdot \text{s}$ 时, 相位超前量达到 22° , 相位差变化趋于平缓.

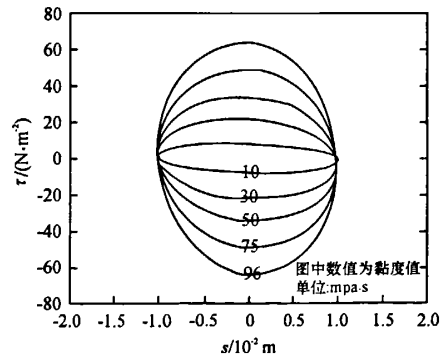
按以上思路进行剪切应力数值分析, 得到图 5(c), 可以看到与压强差变化类似, 黏度增大也导致剪切应力增大; 且通过拟合后得到图 5(d), 图中黏



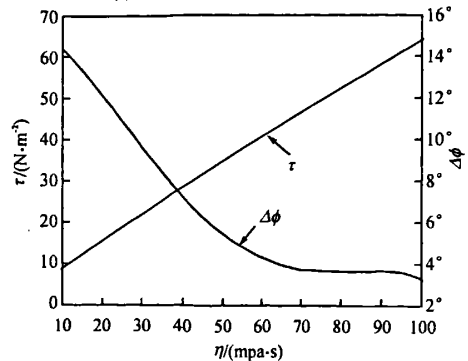
(a) 两侧压强差随运动块位置的变化



(b) 不同黏度下两侧压强差幅值及相位超前



(c) 剪切应力随运动块位置的变化



(d) 不同黏度下剪切应力幅值及相位超前

图 5 不同黏度下黏阻力效果

度变化与剪切应力变化呈线性关系。相位超前量随黏度增加而单调递减,在动力黏度达到 $75 \text{ pma} \cdot \text{s}$ 时,超前相位为 3.2° ,相位差变化也趋于平缓。

3 结论

磁流体惯性传感具有量程可控特征,磁黏阻规律研究是探索该特征的关键问题之一,本文在封闭腔流动理论基础上,进行磁流可控机理数值分析,得到以下几点结论:

(1)通过理论建模和数值计算得到在悬浮式磁流体惯性传感结构中,封闭腔内磁性质量块运动过程中受到的阻碍主要由压强差及间隙内剪切应力两部分组成。

(2)当磁性质量块做简谐振动时,结构间隙内流体流动梯度是非对称的,证明磁性质量块两端流体压差一定对阻碍质量块运动有作用;同时运动过程中压差及剪切应力曲线都是简谐函数,但方程中相位超前量比质量块运动方程反相函数有所超前,其中压差相位超前 $22^\circ \sim 40^\circ$,剪切应力超前在 15° 以内。

(3)磁流体动力黏度可在 $6 \text{ m} \cdot \text{ps} \sim 96 \text{ m} \cdot \text{ps}$ 内变化,随黏度增大质量块两侧压差和上表面间隙处剪切应力的幅值也在增大,且与黏度变化呈线性关系;黏度的增加导致压差和剪切应力函数相位超前量递减,且当磁流体动力黏度达到某一定值后,上述相位超前量变化趋缓。

(4)由于存在磁流体黏度-传感黏阻关系,可以有效控制磁性质量块所受阻力并能最终实现对新颖惯性传感量程的控制。

[参考文献]

[1] 刘桂雄,徐 晨,张沛强,等.永磁体在磁流体中的

磁力学建模及自悬浮位置可控性[J].物理学报,2009,59(3):2321-2325.

[2] 刘桂雄,蒲尧萍,徐 晨.磁流体中 Helmholtz 和 Kelvin 力的界定[J].物理学报,2008,57(4):2500-2503.

[3] 徐 晨,刘桂雄,张沛强,等.磁流体惯性传感的磁流耦合机理及流固结构[J].光学精密工程,2008,16(5):965-970.

[4] 刘桂雄,曹 东.一种加速度传感器[P].中国国家发明专利(CN1924590A),2006.1.

[5] 刘桂雄,曹 东,程韬波.基于磁流体独有特性的各种潜在传感器[J].功能材料,2006,37(5):756-759.

[6] 曹 东.可实现宽量程的磁流体惯性传感器基础理论研究[D].广州:华南理工大学机械工程学院,2007.

[7] ROSENSWEIG R E, Ferrohydrodynamics [M]. Cambridge: Cambridge university press, 1997: 63-65.

[8] MOROZOV K I, RAIKHER Y. Magnetic properties of ferrocolloids[J]. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 1999,26(7): 40-46.

[9] KROELL M, PRIDOEHL G, ZIMMERMANN L, et al. Magnetic and rheological characterization of novel ferrofluids[J]. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2005,289: 21-24.

[10] 刘桂雄,徐 晨,曹 东.永磁体在磁流体中悬浮平衡动态数值模拟[J].应用基础与工程科学学报,2009,17(2):139-145.

[11] 欧进萍.结构振动力学[M].北京:科学出版社,2003.

[12] 章梓雄,董曾南.粘性流体力学[M].北京:清华大学出版社,1998.

[13] 吴 敏,洪 毅.复变函数[M].广州:华南理工大学出版社,2004:95-96.

[责任编辑:王景周]