

永磁体在磁流体中的磁力学建模及 自悬浮位置可控性^{*}

刘桂雄^{1)†} 徐 晨¹⁾ 张沛强¹⁾ 吴庭万²⁾

1) (华南理工大学机械与汽车工程学院, 广州 510640)

2) (华南理工大学理学院, 广州 510640)

(2008 年 8 月 19 日收到; 2008 年 9 月 12 日收到修改稿)

以球形永磁体和球形容器为对象, 推导出永磁体磁浮力模型, 分析磁导率、永磁体的剩余磁化强度和永磁体半径、容器半径以及永磁体相对于容器中心位置的位移对磁场力的影响, 结论具有一定普遍性. 计算结果表明各参数均遵循一定规律对磁场力产生影响, 始终有满足自悬浮现象的条件存在. 通过对悬浮平衡位置特征分析, 论述各变化参数与自悬浮位置的关系, 并讨论实现自悬浮位置的可控性途径.

关键词: 磁流体, 磁场力模型, 自悬浮

PACC: 7550M, 7540B

1. 引 言

由于二次悬浮力的存在, 磁性体可自悬浮于磁流体中, 开展自悬浮条件及位置可控性研究对解释自悬浮现象、更加科学应用该特性, 具有重要的意义. 磁性体稳定悬浮, 表示在磁流体区域内存在某平衡位置使物体所受合力为零, 且相对于平衡位置发生偏离位移时, 都有回复力的产生使物体回到平衡位置^[1]. 磁性体在磁流体中受力包括重力、普通液体浮力与磁场力, 磁场力与永磁体剩余磁化强度、边界形状、磁流体磁导率和区域边界等密切相关^[2], 但影响规律有待深入研究. 对磁性体在磁流体中磁场力解析将是讨论自悬浮条件及位置可控性的基础^[3-6]. 文献[7]基于单位长度磁性柱体浸没于无限长磁流体域的理想模型, 分析磁性体与容器比例关系对磁场力的影响; 文献[8]讨论了位于磁流体域中心位置的球形磁性体在小扰动作用下磁场力变化, 指出当磁流体磁导率小于磁流体外围区域介质磁导率, 永磁体无法处于稳定状态; 文献[9]通过对磁场力相关参数的假设, 分析非感应相似条件下磁场力模型, 讨论顺磁体在球形边界磁流体回复条件. 以上

研究从各个角度分析磁场力, 间接分析永磁体在磁流体中稳定悬浮的一些条件, 其结论与综合考虑容器、磁性体、磁流体介质等多个影响因素下情况, 具有一定局限性及片面性.

鉴于任意形状磁性体在任意边界磁流体中磁场力解析求解问题非常困难, 还没有找到解决方法, 本文以球形体为例说明磁流体中磁浮力分布模型的建立过程, 并通过分析影响该模型因素, 讨论满足自悬浮现象的条件. 结合悬浮平衡位置的定义与特征, 表明了自悬浮位置的可控性.

2. 永磁体在磁流体中的磁场力模型

如图 1 所示, 半径为 R_m 的球形永磁体浸没于装满磁流体半径为 R_v 的球形容器中. 以永磁体中心 O 建立球坐标系 $O(r, \theta, \phi)$ 和直角坐标系 $O(X, Y, Z)$, 以球形容器中心 O' 建立直角坐标系 $O'(X', Y', Z')$. 由永磁体对称性可知, 永磁体相对容器中心的位移向量 $r_d(\overline{OO'})$ 始终在竖直方向, P 为坐标系 $O(r, \theta, \phi)$ 中任意一点. 图中, 系统分成永磁体 Ω_m 、磁流体 Ω_f 、容器外介质 Ω_c 三个区域; 下标 $m, f,$

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 50775077), 高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20060561003) 和广东省自然科学基金(批准号: 06025670) 资助的课题.

[†] E-mail: megxliu@scut.edu.cn

v 表示为永磁体、磁流体、容器外介质区域内的对应参量.

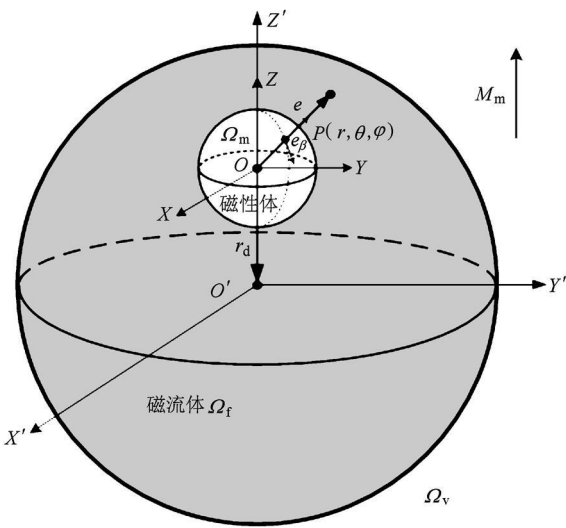


图 1 球形永磁体浸没在球形边界磁流体中

假设系统没有其他磁源, 永磁体剩余磁化强度矢量 M_m 方向与 Z 轴正半轴一致, 磁导率 μ_i ($i=m, f, v$) 为常量, 磁流体为线性、无磁滞、不可压缩的牛顿液体, 容器壁厚忽略不计且对磁场分布无影响, 那么任意形状永磁体所受磁场力为 F_M 的表达式为^[10]

$$F_M = \mu_f \oint_S \left[\mathbf{H}_f \mathbf{H}_f - \frac{H_f^2}{2} \mathbf{I} \right] \cdot \mathbf{n} \, dS \cdot \mathbf{k}, \quad (1)$$

式中 H_f 为磁流体区域内的磁场强度; S 为永磁体的外表面, \mathbf{n} 为 S 的外法向单位矢量.

对于图中所示的二次悬浮系统, 由边界条件、坐标变换方程和 Laplace 方程, 可以得到

$$\begin{aligned} \Delta \varphi_i &= 0, \quad (r \in \Omega_i) \quad i = m, f, v, \\ \varphi_m &= \varphi_f, \quad (r = R_m), \\ \varphi_f &= \varphi_v, \quad (r = Q), \\ \mu_m \frac{\partial \varphi_m}{\partial r} - \mu_f \frac{\partial \varphi_f}{\partial r} &= \mu_0 \mathbf{n} \cdot \mathbf{M}_m, \\ &\quad (r = R_m), \\ \mu_f \frac{\partial \varphi_f}{\partial r} - \mu_v \frac{\partial \varphi_v}{\partial r} &= 0, \\ &\quad (r = Q), \end{aligned} \quad (2)$$

式中 $Q = \sqrt{R_v^2 - r_d^2 \sin^2 \theta} - r_d \cos \theta$, φ_i 为磁标势.

由容器和永磁体边界条件, 取

$$\varphi_i = A_i r \cos \theta + \frac{B_i}{r^2} \cos \theta, \quad (3)$$

试解, 其中 A_i, B_i 为待定系数.

由(2)式和(3)式, 可得求得系数

$$\begin{aligned} A_f &= \frac{2\mu_0 M_m R_m^3 (\mu_f - \mu_v)}{2(\mu_m - \mu_f)(\mu_f - \mu_v) R_m^3 + (\mu_m + 2\mu_f)(\mu_f + 2\mu_v) Q^3}, \\ B_f &= \frac{\mu_0 M_m R_m^3 (\mu_f + 2\mu_v) Q^3}{2(\mu_m - \mu_f)(\mu_f - \mu_v) R_m^3 + (\mu_m + 2\mu_f)(\mu_f + 2\mu_v) Q^3}. \end{aligned} \quad (4)$$

结合 $\mathbf{H} = -\nabla \varphi$, 那么有

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_f &= \left[2 \frac{B_f}{r^3} - A_f \right] \cos \theta \mathbf{e}_r \\ &+ \left[\left[A_f + \frac{1}{r^3} B_f \right] \sin \theta \right. \\ &\left. - \left[\frac{\partial A_f}{\partial \theta} + \frac{1}{r^3} \frac{\partial B_f}{\partial \theta} \right] \cos \theta \right] \mathbf{e}_\theta, \end{aligned} \quad (5)$$

式中 $\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta$ 分别为永磁体外法向单位矢量和外切向单位矢量.

再将(5)式代入(1)式, 可得到

$$\begin{aligned} F_M &= \mu_f \oint_S \left[\mathbf{H}_f \mathbf{H}_f - \frac{H_f^2}{2} \mathbf{e}_r \right] \cdot d\mathbf{S} \cdot \mathbf{k} \\ &= 2\pi R_m^2 M_m^2 \mu_f \int_0^\pi \left[\frac{1}{2} (H_{f0m}^2 - H_{f\theta m}^2) \cos \theta \right. \\ &\quad \left. - H_{f0m} H_{f\theta m} \sin \theta \right] \sin \theta \, d\theta, \end{aligned} \quad (6)$$

式中

$$\begin{aligned} H_{f0m} &= \frac{C_1 Q^3 + 2C_2}{C_4 + C_5 Q^3} \sin \theta \\ &+ \frac{18C_3 Q^2 Q'}{(C_4 + C_5 Q^3)^2} \cos \theta \end{aligned}$$

称为切向感应系数;

$$H_{f\theta m} = \frac{2(C_1 Q^3 - C_2)}{C_4 + C_5 Q^3} \cos \theta$$

称为法向感应系数. $H_{f0m}, H_{f\theta m}$ 中 $C_4 + C_5 Q^3 > 0$;

$$\begin{aligned} Q' &= \frac{\partial Q}{\partial \theta} \\ &= r_d \sin \theta - \frac{r_d^2 \sin \theta \cos \theta}{\sqrt{R_v^2 - r_d^2 \sin^2 \theta}}. \end{aligned}$$

系数 C_i ($i=1, 2, 3, 4, 5$) 具体为

$$\begin{aligned} C_1 &= \mu_0 (\mu_f + 2\mu_v), \\ C_2 &= \mu_0 R_m^3 (\mu_f - \mu_v), \\ C_3 &= \mu_0 \mu_f R_m^3 (\mu_f + 2\mu_v) (\mu_f - \mu_v), \\ C_4 &= 2(\mu_m - \mu_f) (\mu_f - \mu_v) R_m^3, \\ C_5 &= (\mu_m + 2\mu_f) (\mu_f + 2\mu_v). \end{aligned} \quad (7)$$

由(6)式可以看出, 磁场力 F_M 是磁导率 μ_i ($i=m, f, v$)、永磁体的剩余磁化强度 M_m 和半径 R_m 、容器半径 R_v 以及永磁体相对于容器中心位置的位移 r_d 的函数, 即 $F_M = F_M(M_m, \mu_m, \mu_f, \mu_v, r_d, R_m, R_v)$.

另外,在重力场中浸没物所受外力 F 计算公式为

$$\begin{aligned}
 F &= F_m - (F_g - F_f) \\
 &= F_m (M_m, \mu_m, \mu_f, \mu_v, r_d, R_m, R_v) \\
 &\quad - (\rho_m - \rho_f) g V \\
 &= F_m - F'
 \end{aligned} \tag{8}$$

式中 F_f 为磁流体的浮力, F_g 为浸没物重力.

3. 各种参数对磁场力 F_m 的影响

基于以上分析,下面分析磁导率 $\mu_i (i = m, f, v)$ 、永磁体的半径 R_m 、容器半径 R_v 和永磁体剩余磁化强度 M_m 等各种参数以及永磁体相对于容器中心位置的位移 r_d 对磁场力 F_m 的影响.系统参数取如下数值: 永磁体密度 $\rho_m = 7.2 \text{ g/cm}^3$, 磁流体密度 $\rho_f = 1.2 \text{ g/cm}^3$; $M_m = 0.9 \times 10^6 \text{ A/m}$, 方向与 r_d 方向一致; $r_d = 0.04 \text{ m}$; $R_m = 0.01 \text{ m}$; $R_v = 0.08 \text{ m}$; 磁导率取常用值.

1) 磁导率 $\mu_i (i = m, f, v)$ 对 F_m 的影响

介质的磁导率决定介质导磁性能,与介质中磁场强度有直接关系.由磁路定律中的磁介质边界条件可知,磁通量从一种介质进入另一种介质,其总量不变,但由于两种介质磁导率不同,磁力线折射角发生变化导致磁场强度改变,折射角定律为 $\tan \alpha_1 \mu_1 = \tan \alpha_2 \mu_2$, 其中 $\alpha_i (i = 1, 2)$ 为磁力线在不同介质中与界面法线夹角, $\mu_i (i = 1, 2)$ 为不同介质磁导率.在永磁体悬浮系统中,共存在永磁体与磁流体界面、磁流体与外部介质界面两个边界,因此不同介质磁导率比值 μ_f/μ_v 和 μ_m/μ_f 将决定磁场分布,进而对磁场力有重要影响.

由(6)式可以做出图2所示的 F_m 与 μ_f/μ_v 关系曲线,从图可以看出:在 $\mu_f < \mu_v$ (即 $\mu_f/\mu_v < 1$) 情况下, $F_m < 0$, 永磁体在所受外力 F 作用力下将更加偏离平衡位置,无法实现自回复直至稳定悬浮;无论 μ_m 如何变化,在 $\mu_f/\mu_v = 1$ 情况下, $F_m = 0$; 另外,在 $\mu_f/\mu_v \rightarrow \infty$ 时, $F_m \rightarrow 0$. 所给出曲线中,有3条曲线可以存在 F_m 大于 F' 的区域.

下面讨论 F_m 在其他参数不变情况下随 μ_f/μ_v 变化的规律.由 $\mu_f/\mu_v = 1, F_m = 0$, 即 $F_m(\mu_f/\mu_v)$ 过 $(1, 0)$ 点; 由 $\mu_f/\mu_v \rightarrow \infty$ 时, $F_m \rightarrow 0$, 即 $F_m(\mu_f/\mu_v)_{\mu_f/\mu_v \rightarrow \infty} = 0$. 那么取足够大值 ξ_2 , 满足

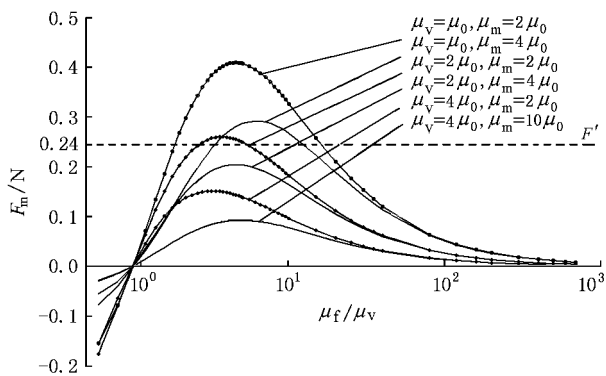


图2 磁浮力 F_m 与 μ_f/μ_v 曲线关系

$F_m(\xi_2) \rightarrow 0$; 取 $\xi_1 \rightarrow 1$, 满足 $F_m(\xi_1) \rightarrow 0$, 令 $F_m(\xi_2) = F_m(\xi_1)$. 由于函数 $F_m(\mu_f/\mu_v)$ 在区间 $[\xi_1, \xi_2]$ 连续, 且在 (ξ_1, ξ_2) 内可导, 根据 Rolle 定理, 在区间 (ξ_1, ξ_2) 内函数 $F_m(\mu_f/\mu_v)$ 一定存在点 ξ_3 使 $F'_m(\xi_3) = 0$, 在 ξ_3 处磁场力 F_m 有极值.

同理,由(6)式可以做出图3所示的 F_m 与 μ_m/μ_f 关系曲线,从图可以看出:随着 μ_m/μ_f 增大,磁场力 $F_m(\mu_m/\mu_f)$ 单调递减并逐渐趋近于0.

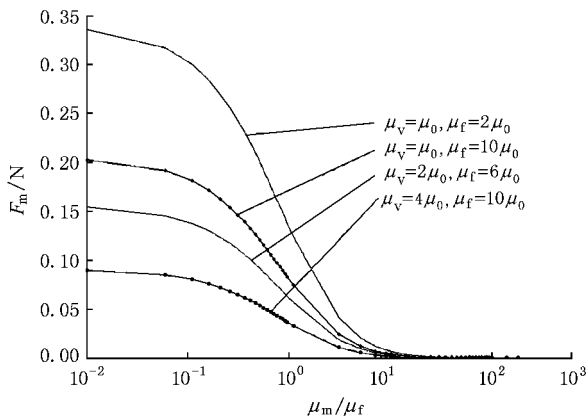


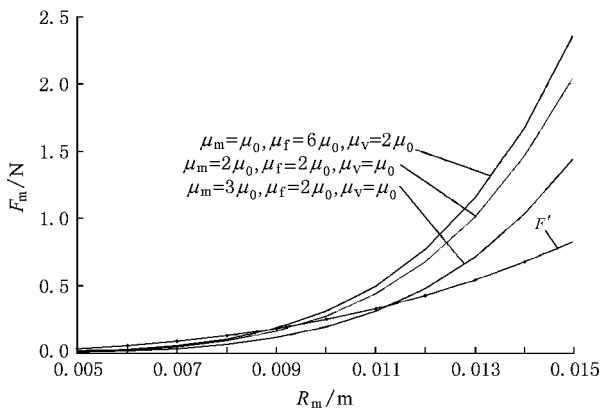
图3 磁浮力 F_m 与 μ_m/μ_f 曲线关系

2) 永磁体半径 R_m 对磁场力 F_m 的影响

在磁通不变条件下,永磁体半径 R_m 变化可以改变磁力线与永磁体和磁流体的界面夹角 α_2 , 进而改变磁场分布及磁场力的大小.

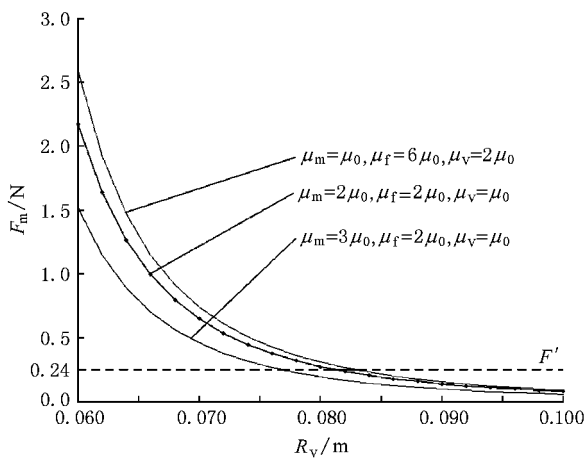
由(6)式可以做出图4所示的 F_m 在其他参数不变情况下与 R_m 关系曲线,从图可以看出: F_m 随 R_m 单调递增; 并且所有曲线均存在唯一 $F_m(R_m) = F'(R_m)$ 的点.

3) 容器半径 R_v 对磁场力 F_m 的影响

图4 永磁体半径 R_m 与磁场力 F_m 的关系

在磁通不变条件下, 容器半径 R_v 变化可以改变磁力线与磁流体和容器外介质的界面夹角, 进而改变磁场分布及磁场力的大小。

由(6)式可以做出图5所示的 F_m 在其他参数不变情况下与 R_v 关系曲线, 从图可以看出: F_m 随 R_v 单调递减并趋于0; 所有曲线均存在唯一 $F_m(R_v) = F'$ 点 R_ξ . 那么只要 R_v 大于 R_ξ , 永磁体就不能自悬浮; 特别情况下, $R_v \rightarrow \infty$ (即在无穷介质内), 就一定不存在永磁体自悬浮现象。

图5 容器半径 R_v 与磁场力 F_m 的关系

4) 剩余磁化强度 M_m 对磁场力 F_m 的影响

根据(6)式可知, F_m 在其他参数不变情况下与 M_m^2 成正比. 由于系统具有轴向对称性, M_m 与 F_m 只存在同向或反向两种情况, M_m 的方向对 F_m 没有影响。

5) 轴向位移 r_d 变化对 F_m 的影响

下面讨论 F_m 在其他参数不变情况下随 r_d 变

化的规律. 首先, 由磁场力 F_m 的对称性可得^[1]

$$F_m(r_d, M_m) = -F_m(-r_d, -M_m). \quad (9)$$

再由(6)式, F_m 为剩余磁化强度 M_m 的偶函数有

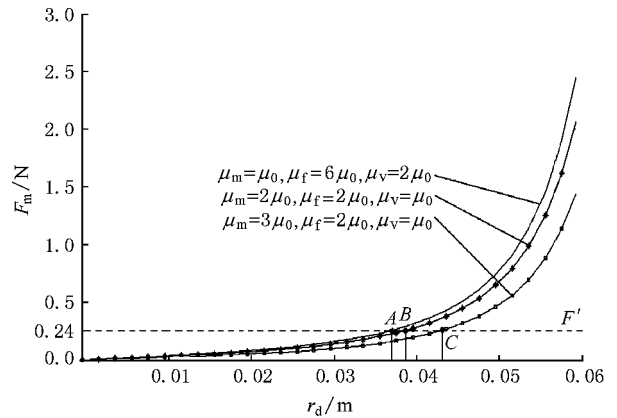
$$F_m(r_d, M_m) = F_m(r_d, -M_m). \quad (10)$$

进一步联合(9)式及(10)式, 可以求得

$$F_m(r_d, M_m) = -F_m(-r_d, M_m). \quad (11)$$

(11)式表明, 磁场力 F_m 方向与位移 r_d 方向一致, 始终指向容器中心. 这也说明, 在理想的无重力场中, 永磁体将保持在容器中心位置, 即使发生位置偏移磁场力将产生作用使其回复到中心位置。

由(6)式可以做出图6所示的 F_m 与 r_d 关系曲线, 从图可以看出: 在 $[0, 0.06]$ 区间内, 磁场力 F_m 随永磁体位移 r_d 单调递增; μ_f/μ_v 和 μ_m 的增大将使磁场力 F_m 显著提高; 并且所有曲线均存在唯一 $F_m(r_d) = F'$ 的点. 这表明, 在其他参数不变情况下, 重力场中容器内存在唯一位置, 永磁体可以在该位置稳定悬浮。

图6 永磁体位移 r_d 与 F_m 的关系

4. 自悬浮位置可控性分析

上面讨论了各种参数对磁场力 F_m 的影响, 但分析永磁体在磁流体中的自悬浮特性、实现自悬浮特性可控才是研究的目标. 如果永磁体可以在磁流体中某处自悬浮, 那么永磁体在该点时所受外力 $F = F_m - F' = 0$, 该点即为悬浮平衡位置 (轴向位移定义为 r_{d0}). 根据前面 r_d 变化对 F_m 的影响分析结果可知, F_m 方向始终指向容器中心, 并且 $r_{d0} \in (0, R_v - R_m)$. 下面分两类情况来讨论各参数变化对悬浮平衡位置的影响:

1) 永磁体悬浮系统中磁导率 $\mu_i (i=m, f, v)$ 、永磁体的半径 R_m 、容器半径 R_v 和永磁体剩余磁化强度 M_m 等不变, 位移 r_d 在区间 $(0, R_v - R_m)$ 内变化. 图 6 所示曲线满足这类情况, 图中点 A, B, C 分别代表不同参数组合下的 r_{d0} 值, 这表明每种参数组合有唯一 r_{d0} , 并且在任意轴向位移的 F_m 越大, r_{d0} 越小.

2) 在永磁体悬浮系统中, 根据 r_{d0} 的定义, r_{d0} 由条件 $F_m = F'$ 确定, F' 在材料确定情况下只与参数 R_m 相关. 如果 R_m 不变, F' 恒定, 那么这时任意轴向位移处所有能使 F_m 增大的参数 (如永磁体悬浮系统中磁导率 $\mu_i (i=m, f, v)$ 、容器半径 R_v 和永磁体剩余磁化强度 M_m 等), 均可以使 r_{d0} 减小.

如果 R_m 也改变, 由图 4 可知, F', F_m 也变化, 这时 R_m 对 r_{d0} 的影响情形将更加复杂. 图 7 为取某固定 R_v, M_m 和 r_d 下 $F_m - F'$ 与 $R_m \in (0.005, 0.012)$ 的关系曲线, 图中每种参数组合都可以取合理的 R_m , 使 $F_m - F' = 0$, 也有相应 r_{d0} 与之对应. 根据 r_{d0} 定义, $F_m - F' < 0$ 时, 永磁体有向下方平衡位置运动的趋势; 当 $F_m - F' > 0$ 时, 永磁体有向上方平衡位置运动的趋势.

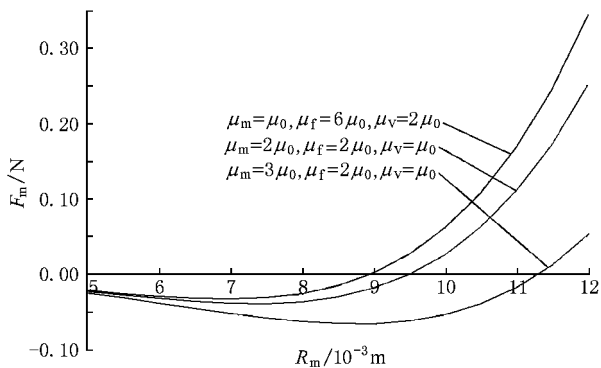


图 7 永磁体半径 R_m 与外力 $F_m - F'$ 关系

基于上面各种参数对磁场力 F_m 影响以及悬浮平衡位移 r_{d0} 的可控分析结论, 列表 1 汇总表, 以便更清晰了解各个参数对 F_m 以及 r_{d0} 的影响.

表 1 各种参数对磁场力 F_m 和悬浮平衡位移 r_{d0} 的影响表

系统参数							磁场力 F_m	平衡轴向位移 r_{d0}
μ_f/μ_v	μ_m/μ_f	R_v	R_m	M_m	r_d			
↑	—	—	—	—	—	有极大值	有极小值	
—	↑	—	—	—	—	↓	↑	
—	—	↑	—	—	—	↓	↑	
—	—	—	↑	—	—	↑	有极大值	
—	—	—	—	↑	—	↑	↑	
—	—	—	—	—	↑	↑	恒定值	

注: 表中“—”“↑”“↓”分别表示参数不变、增加和减小.

5. 结 论

1. 具备一次磁源特征的球形永磁体浸没在装满磁流体的球形容器中, 由 Laplace 方程、坐标变换方程、边界条件求解得到永磁体磁浮力模型 $F_m(M_m, \mu_m, \mu_f, \mu_v, r_d, R_m, R_v)$, 表明磁导率 $\mu_i (i=m, f, v)$ 、永磁体的剩余磁化强度 M_m 和半径 R_m 、容器半径 R_v 以及永磁体相对于容器中心位置的位移 r_d 均对磁场力 F_m 有影响, 结论具有一定的普适性.

2. 各参数对磁场力 F_m 的影响分析结果可得出如下结论: 各个参数对 F_m 的影响都按照一定的趋势, 合理参数组合取值可以控制 F_m 的大小; 理想的无重力场中, 容器中心是永磁体受力平衡位置, 即使发生偏移磁场力将产生作用使其回复; 重力场与以上类似, 只是 F' 的存在使平衡位置下移, 始终有满足自悬浮现象的条件存在.

3. 当一个永磁体悬浮系统所有结构参数确定后, 永磁体在磁流体中自悬浮位置 r_{d0} 为恒定值; 若其他各个参数变化, r_{d0} 也变化. 其中: r_{d0} 随 μ_m/μ_f 及 R_v 的变化单调递增, 随 M_m 变化而单调递减, 随 μ_f/μ_v 变化非单调而有极小值, 随 R_m 变化非单调而有极大值. 这些结论对实现平衡位置可控的具有重要指导价值.

[1] Rosensweig R E 1997 *Ferrohydrodynamic* (New York: Cambridge University Press)

[2] Xu C, Liu G X, Zhang P Q 2008 *Optics and Precision Engineering* 16 965 (in Chinese) [徐 晨、刘桂雄、张沛强 2008 光学精密工程 16 965]

[3] Liu G X, Pu Y P, Xu C 2008 *Acta Phys. Sin.* 57 2500 (in Chinese) [刘桂雄、蒲尧萍、徐 晨 2008 物理学报 57 2500]

[4] D' Aquino M, Miano G, Sempico C, Zamboni W, Coppola G 2003 *IEEE Trans. Magn.* 39 2657

[5] Xie H Q, Xi T G, Wang J C 2003 *Acta Phys. Sin.* 52 1444 (in Chinese)

- Chinese) [谢华清、奚同庚、王锦昌 2003 物理学报 **52** 1444]
- [6] Curtis M O, Sharon E B, George J M 2000 *Transport in Porous Media* **38** 319
- [7] Blums E, Cebers A, Maierov M M 1997 *Magnetic Fluids* (New York: de Gruyter Press)
- [8] Naletova V A, Kvitantsev A S, Turkov V A 2003 *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **258** 439
- [9] Kvitantsev A S, Naletova V A, Turkov V A 2002 *Fluid Dynamics*. **37** 361
- [10] Liu M 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 4979

Magnetomechanical modeling of magnet immersed in magnetic fluid and controllability of self-suspension^{*}

Liu Gui-Xiong^{1)†} Xu Chen¹⁾ Zhang Pei-Qiang¹⁾ Wu Ting-Wan²⁾

1) (School of Mechanical & Automotive Engineering, South China University of Technology, Guangzhou 510640, China)

2) (School of Physics, South China University of Technology, Guangzhou 510640, China)

(Received 19 August 2008; revised manuscript received 12 September 2008)

Abstract

A magnet stably suspending in magnetic fluid is influenced by several factors. The key to analyze prerequisites of suspension of immersed body in magnetic fluids is the establishment of an exact mathematical model. The magnetomechanical modeling of spherical magnet encased in spherical vessel is established. The influence on magnetic force by magnetic conductivity, remnant magnetism and radius of magnet, radius of container and off-centering of magnet is analyzed. The conclusion has universal character. The calculation results indicate that various parameters has inertial influence to magnetic force, and the conditions for self-suspension always exist. The relation between various parameters and the self-suspension position is discussed on the basis of analyzing features of suspension balance position, and methods of controlling self-suspension position are discussed.

Keywords: magnetic fluid, magnetomechanical modeling, self-suspension

PACC: 7550M, 7540B

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50775077), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20060561003) and the Natural Science Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. 06025670).

[†] E-mail: megxliu@scut.edu.cn