



磁流体管内“泡对”在磁声复合场中的振荡行为

史慧敏 莫润阳 王成会

Oscillation behavior of bubble pair in magnetic fluid tube under magneto-acoustic complex field

Shi Hui-Min Mo Run-Yang Wang Cheng-Hui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 084302 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20212150

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212150>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

有限长管内包膜微泡在磁-声复合场作用下的振动行为

Vibrational behavior of coated microbubble in finite tube under magneto-acoustic composite field

物理学报. 2021, 70(21): 214303 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210559>

考虑水蒸气蒸发和冷凝的球状泡群中泡的动力学特性

Dynamic characteristics of bubbles in spherical bubble group considering evaporation and condensation of water vapor

物理学报. 2021, 70(19): 194301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210045>

纵向磁场抑制Richtmyer-Meshkov不稳定性机理

Mechanism of longitudinal magnetic field suppressed Richtmyer-Meshkov instability

物理学报. 2020, 69(18): 184701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200363>

流向磁场抑制Kelvin-Helmholtz不稳定性机理研究

Mechanism of suppressing Kelvin-Helmholtz instability by flowing magnetic field

物理学报. 2021, 70(15): 154702 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202024>

纳米液滴撞击柱状固体表面动态行为的分子动力学模拟

Molecular dynamics simulation on dynamic behaviors of nanodroplets impinging on solid surfaces decorated with nanopillars

物理学报. 2021, 70(13): 134704 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210094>

组织内包膜微泡声空化动力学及其力学效应分析

Acoustic cavitation of encapsulated microbubble and its mechanical effect in soft tissue

物理学报. 2021, 70(15): 154701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210194>

磁流体管内“泡对”在磁声复合场中的振荡行为*

史慧敏 莫润阳[†] 王成会[‡]

(陕西师范大学超声学重点实验室, 西安 710119)

(2021年11月23日收到; 2021年12月22日收到修改稿)

基于磁流体管内单泡的动力学模型, 通过引入泡间次级声辐射并考虑磁流体黏度的磁场效应, 建立了管内“泡对”系统在磁声复合场中的动力学方程, 分析了磁场强度、泡对尺寸、泡间相互作用(包括次级 Bjerknes 力 F_B 和磁吸引力 F_m) 及流体特性等对双泡振动特性的影响. 结果表明, 磁场增大了泡对的振幅, 对大泡的影响远大于对小泡的影响. 当两泡中心间距一定、两泡相对尺寸越大时, 或是当两泡尺寸一定、两泡表面间距越小时, 双泡之间的相互作用越强. 磁声复合场中, 磁场会影响 F_B , F_m , 磁压 P_m 及黏滞阻力等, 且影响程度各不相同; F_B 和 F_m 及 P_m 和黏滞阻力之间均存在竞争关系, 与作用在微泡上的所有力共同影响泡的运动. 通过研究“泡对”系统的动力学行为, 为实际应用中调节磁声场, 提高微泡对生物组织的靶向调控治疗效果提供了一定的理论依据.

关键词: 泡对, 磁流体, 刚性管, 动力学

PACS: 43.25.+y, 43.35.+d, 47.55.dd

DOI: 10.7498/aps.71.20212150

1 引言

微泡广泛应用于诸如水处理、化学催化、医学诊疗等领域^[1-4], 尤其是医疗领域, 一方面微泡作为超声造影剂能增强血管与周围组织的对比度^[5]; 另一方面, 造影微泡可作为治疗药物的载体进行药物输送和定点控释^[6-8]. 为增强载药微泡的靶向功能并提高疗效, 可以将载药微泡进行功能化处理, 如其在表面耦合或嵌入磁性纳米颗粒 (magnetic nanoparticles, MNPs), 使其具有磁敏感性^[9,10], 从而可在磁场引导下实现磁靶向给药, 同时所形成的磁性微泡 (magnetic microbubble, MMB) 还成为具有磁共振-超声双模成像功能的一种新型造影剂. 近年来, MMB 介导的超声在增强基因转染、溶栓及肿瘤治疗等^[11-16] 方面都有大量应用, 然而作为新型试剂, MMB 在复合外场下的动力学特性及如

何对其行为进行精确调控的研究尚不充分.

磁场作用下气泡动力学的研究, 在冶金和天体物理学领域往往转化为磁流体 (magnetofluid, MF) 中的非磁性气泡问题进行^[17]. MF 是由 MNPs, 基载液及界面活性剂混合而成的均匀稳定胶状流体, 其对外磁场的动力学响应决定了悬浮于其中的微泡的行为^[18]. 为揭示磁声多模式诊疗过程中 MMBs 的行为, 本课题组发展了 Malvar 等^[19] 的做法, 将 MMBs 转化为磁流体中非磁性泡, 从理论上研究了磁声复合场作用下单泡在无限大磁流体环境中的平动及振动^[20]、在管中的振动特性及其复合场响应^[21], 这些工作为微泡的外场操控提供了理论依据. 然而, 不同于单泡, 声泡在实际生活中一般成群出现, 其行为受周围气泡运动及辐射压的扰动. 泡群的最简形式即为双泡系统, 此时次 Bjerknes 力成为发展双泡力学模型的基础. 如马艳等^[22] 利用拉格朗日方程推导出球形双泡的动力学

* 国家自然科学基金 (批准号: 12074238, 11974232, 11774212) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: mmrriyyn@snmu.edu.cn[‡] 通信作者. E-mail: wangld001@snmu.edu.cn

方程, 认为泡间相互作用对气泡振动和声传播都有很大影响; 王德鑫等^[23]采用改进的 Keller-Miksis 方程分析双泡动力学; 李想等^[24]基于经典 Rayleigh-Plesset 模型, 建立了管道轴向分布的双气泡动力学模型, 发现可通过调节激励声波参数降低次 Bjerknes 力的影响; 蔡晨亮等^[25]用有限元方法研究超声频率和气泡尺寸等参数对泡间相互作用的影响. 这些研究均是在无限大环境中进行的, 考虑到气泡的医用实际环境, 血管约束引起的微泡行为变化效应不可忽略^[26-31].

关于边界约束的影响, Gui 等^[32]采用改进的流体体积法并引入约束比, 对柱状容器中两气泡的相互作用进行了研究, 发现壁面约束限制了气泡的聚结. Senapati 等^[33]比较了竖直液柱中两等尺寸与不等尺寸气泡的相互作用对其上升速度的影响. 王成会和程建春^[34]考虑血管的约束, 研究了与管径相当的两气泡的动力学问题, 发现气泡间相互作用、介质黏性等对系统的能量传递有促进作用. 总之, 在管约束条件下, 气泡间的相互作用不仅影响其动力学, 还将对微泡能量的释放和传播以及诊疗效果产生影响^[35]. 管内的磁性双泡和非磁性泡一样, 处于对方所产生的次级辐射场中, 还因外磁场的作用, 泡间存在磁相互作用, 泡间相互作用更为复杂, 因而对管内磁性泡对行为进行深入研究是有必要的.

本工作在前期已构建的磁流体管中的磁性单泡动力学模型^[21]的基础上, 考虑泡间次 Bjerknes 力、磁相互作用及流体黏度的磁场响应, 建立了沿管轴线放置的两球形包膜磁泡所组成的“泡对”系统在磁声复合场中的动力学理论模型, 并对泡的振荡行为特性及泡间相互作用进行了数值分析.

2 理论模型

一直径为 D , 两端开口且长度为 $2L$ 的刚性管内, 充满密度和黏度分别为 ρ 和 η 的超顺磁性流体. 现将两个包膜微泡置于管内, 设泡 1 和泡 2 的初始半径分别为 R_{10} 和 R_{20} , 间距为 d , 其中心连线与管轴线 z 重合; 泡内为饱和 SF_6 气体, 膜壳为磷脂分子层, 其对微泡表面黏性项和表面张力项的影响分别用比例常数 η_{s0} 和 Γ_0 表示.

建立图 1 所示柱坐标系, 假设管内流体不可压缩且初始时刻保持静止, “泡对”在外声场 $P_A(t) = P_a \cos(\omega t)$ 及稳恒磁场 $\mathbf{H} = H\mathbf{i}_r$ (\mathbf{i}_r 为磁感应强度 H 沿柱坐标径向方向的单位矢量) 作用下振动.

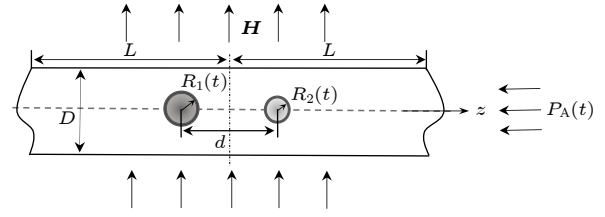


图 1 柱形管内泡对几何模型

Fig. 1. Geometric model of paired bubbles in cylindrical tube.

考虑造影微泡一般为微米量级, 泡半径很小, 气泡上的表面张力远大于其他力, 非球形变很小, 可忽略^[17,36,37], 认为其在整个振动过程中总保持球形. 假设球形泡对的壁面速度分别为 \dot{R}_1, \dot{R}_2 , 微泡振动引起周围流体运动, 在此为简化模型, 暂且忽略微泡相对流体的平移运动而仅关注泡的径向振动, 同时因膜层厚度远小于泡半径可不予考虑. 另外, 磁声场与微泡相互作用会产生动生电场, 将改变研究区域的电磁场分布和微泡受力, 但考虑到泡尺度很小, 振荡所引起周围流体的径向流动速度和范围较小, 磁场作用下产生的动生电场对外磁场产生的扰动也较弱, 故在此未考虑流体电磁场效应^[38]. 忽略泡与流体间的热交换, 则泡和磁流体组成的系统能量守恒, 于是有

$$\frac{dW}{dt} = \frac{dW_M}{dt} + \frac{dE_k}{dt}, \quad (1)$$

式中, W 为振动微泡所做功, W_M 为流体磁能, E_k 为流体动能. 经简单推导, 管内单个气泡的振动方程为^[21]

$$\ddot{R} = \frac{1}{R + \frac{8R^2L}{D^2} \left(1 - \frac{3D}{4L}\right)} \left[-\frac{3\dot{R}^2}{2} - \frac{8RL}{D^2} \times \left(1 - \frac{3D}{4L}\right) 2\dot{R}^2 + P_m + \frac{P' - P_\infty}{\rho} \right], \quad (2)$$

其中, P' 为无磁场时流体作用在泡壁的压力, P_m 为磁场附加在气泡上的磁压, P_∞ 为管口压力, 可分别表示为

$$P' = \left(P_0 + \frac{2\sigma_0}{R_0}\right) \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma} - \frac{2}{R} \left\{ \sigma_0 + K\Gamma_0 \left[1 - \left(\frac{R_0}{R}\right)^2\right] \right\} - \frac{4\eta_{s0}\dot{R}}{R^2} - \frac{4\eta\dot{R}}{R},$$

$$P_m = \frac{1}{2\rho} \mu_0 (1 + \chi) H^2,$$

$$P_\infty = P_0 + P_a \cos \omega t,$$

式中, σ_0 , K , P_0 及 χ 分别为初始表面张力系数、比例常数、静态压及 MF 磁化率. 考虑到流体黏度 η 依赖于 MNP 尺寸和体积分数 Φ_0 , 则有

$$\eta(H) = \eta_0 + \frac{3}{2}\Phi_{\text{hyd}}\eta_0 \frac{\xi - \tanh(\xi)}{\xi + \tanh(\xi)}, \quad (3)$$

式中, η_0 为无外磁场时流体的初始黏度; $\xi = \mu_0 m H / (kT)$ 是单个 MNP 的磁能和热能的比值, 其中 k 为玻尔兹曼常数, T 为流体温度, 磁矩 $m = M_s \pi a^3 / 6$ 中 M_s 和 a 分别为单个 MNP 的饱和磁化强度和直径; $\Phi_{\text{hyd}} = \Phi_0 \left(\frac{a + 2\varepsilon}{a} \right)^3$ 为流体力学体积分数, ε 为 MNP 表面活性剂的厚度.

当管内存在两个泡时, 作用在每个气泡上的压力不仅来自外部驱动声场, 还包括来自另一个气泡的辐射压. 忽略管壁反射^[31,39], 用 P_{21} 或 P_{12} 分别表示“泡对”系统中泡 2 或泡 1 所受的辐射压, 则 P_{21} , P_{12} 可近似为^[40]

$$\begin{aligned} P_{21} &= \frac{1}{d} \left(R_2^2 \ddot{R}_2 + 2R_2 \dot{R}_2^2 \right), \\ P_{12} &= \frac{1}{d} \left(R_1^2 \ddot{R}_1 + 2R_1 \dot{R}_1^2 \right). \end{aligned} \quad (4)$$

对 P_{21} 和 P_{12} 分别求梯度, 可得泡间次 Bjerknes 力 F_B :

$$F_B = -\frac{\rho}{4\pi d^2} \langle \dot{V}_2 \dot{V}_1 \rangle. \quad (5)$$

若 $F_B > 0$, 两个气泡之间的力表现为排斥力; 若 $F_B < 0$, 两个气泡之间的力表现为吸引力. 于是, 泡 1 与泡 2 的动力学方程可分别表示为

$$\begin{aligned} \ddot{R}_1 &= \frac{1}{R_1 + \frac{8R_1^2 L^*}{D^2} \left(1 - \frac{3D}{4L^*} \right)} \left[-\frac{3\dot{R}_1^2}{2} - \frac{8R_1 L^*}{D^2} \right. \\ &\quad \times \left. \left(1 - \frac{3D}{4L^*} \right) 2\dot{R}_1^2 + P_m + \frac{1}{\rho} (P_1' - P_\infty) - P_{21} \right], \\ \ddot{R}_2 &= \frac{1}{R_2 + \frac{8R_2^2 L^*}{D^2} \left(1 - \frac{3D}{4L^*} \right)} \left[-\frac{3\dot{R}_2^2}{2} - \frac{8R_2 L^*}{D^2} \right. \\ &\quad \times \left. \left(1 - \frac{3D}{4L^*} \right) 2\dot{R}_2^2 + P_m + \frac{1}{\rho} (P_2' - P_\infty) - P_{12} \right], \end{aligned} \quad (6)$$

式中, $P_m = \frac{\mu_0}{2\rho} (1 + \chi) H^2$, $L^* = 1 - (d/2L^2)$, $P_i' = \left(P_0 + \frac{2\sigma_0}{R_{i0}} \right) \left(\frac{R_{i0}}{R_i} \right)^{3\gamma} - \frac{2}{R_i} \left(\sigma_0 + K T_0 \left(1 - \left(\frac{R_{i0}}{R_i} \right)^2 \right) \right) - \frac{4\eta_{s0} \dot{R}_i}{R_i^2} - \frac{4\eta \dot{R}_i}{R_i}$, ($i = 1, 2$).

事实上, 在磁场作用下磁流体中的气泡间将存在磁相互作用且表现为吸引力^[41], 用 F_m 表示, 其大小为

$$F_m = \frac{2\pi \mu_0 R_1^3 R_2^3 M^3}{3d^4}, \quad (7)$$

其中, μ_0 为真空磁导率, M 为磁化强度. 当外加磁场 H 较弱, 磁流体未达到磁饱和前, M 和 H 近似满足线性关系 $M = \chi H$ ^[42], 这里 χ 为磁流体磁化率.

3 数值分析

人体内的血管遍布全身, 主要包括动脉、静脉和毛细血管, 由于造影微泡 (尺寸一般为 1—10 μm) 主要通过静脉注射, 故在做数值分析时, 微管尺度及力学特性主要参考静脉血管参数. 静脉血管管径由小至大 (50 μm —10 mm) 逐级汇合, 管径逐渐增粗且静脉的管壁薄、弹性较差、血液流速慢, 故不考虑管的弹性并将其视为刚性管. 考虑管的存在对微泡振动特征的影响中, 只讨论微静脉尺度血管并取管尺度参数为 $D = 50 \mu\text{m}$, $L = 300 \mu\text{m}$. (4) 式是一个耦合的二阶非线性微分方程, 在使用 MATLAB 进行数值处理时, 先将其降阶处理为两个一阶微分方程, 再利用四阶龙格-库塔法对微分方程进行计算求解.

当管的尺度参数确定后, 数值计算中的主要参数包括声场参数、微泡膜层参数和磁流体参数, 参数取值参考各自领域常用数据. 设驱动声场 $P_a = 1 \text{ atm}$ ($1 \text{ atm} = 1.01 \times 10^5 \text{ Pa}$), $f = 20 \text{ kHz}$; 包膜层参数: $\eta_{s0} = 2.5 \times 10^{-8} \text{ N}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-1}$, $K = 1 \times 10^{17} \text{ m}^2$, $\Gamma_0 = 5 \times 10^{-18} \text{ N}\cdot\text{m}^2$, $\sigma_0 = 0.085 \text{ N}\cdot\text{m}^{-1}$, 绝热系数 $\gamma = 1.4$. 磁流体静态压 $P_0 = 1 \text{ atm}$, 密度 $\rho = 1300 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, 初始黏度 $\eta_0 = 0.01 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $T = 300 \text{ K}$. 磁流体中磁性粒子直径 $a = 10 \text{ nm}$, 体积分数取值较实际材料的 0.15 略高并取为 $\Phi_0 = 0.2$ ^[43], 磁流体磁化率 $\chi = 0.3$, 单个粒子饱和磁化强度 $M_s = 150 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$, 表面活性剂的厚度 $\varepsilon = 1 \text{ nm}$.

3.1 管约束下“泡对”的基本行为比较

设组成“泡对”的两个微泡半径相同且 $R_{10} = R_{20} = 5 \mu\text{m}$, 两泡中心间距 $d = 20 \mu\text{m}$. 考虑泡对系统中任意一个泡的行为都是在外场和另一个泡

共同作用下的体现, 因其中任意一个泡的行为都代表泡对的行为. 当驱动声场声压幅值一定, 即 $P_a = 1 \text{ atm}$, $f = 20 \text{ kHz}$ 时, 图 2(a) 给出在 $H = 150 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ 的磁场中, 管内微泡是否有膜层对其振动影响的曲线, 图 2(b) 给出微泡在单独声场、磁场及磁声复合场作用下的振动曲线.

已经知道, 包膜的存在会增强造影微泡的稳定性^[44]. 由图 2(a) 可以看出, 在相同外场作用下, 管内包膜气泡比无膜层自由泡的振幅更小且振动更为稳定, 这种稳定性在临床应用中具有重要的意义. 对比图 2(b) 中三条曲线发现, 相比于单独声场, 磁场作用很弱, 然而磁声联合却使“泡对”的振荡增强. 在无限大磁流体中气泡在磁声复合场中的动力学研究^[19]也发现了类似特点, 意味着磁声间可能存在耦合甚至协同效应, 这对实现磁性微泡的操控有益.

3.2 “泡对”的磁场响应

之前研究^[21]指出, 对管内单个包膜微泡, 磁场可能促进泡的振动. 为探究磁声场作用下“泡对”是

否有类似效果, 本研究分析了声场一定时, 当磁场强度 $H = 0, 150, 300, 350 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ 时, 初始半径分别为 $R_{10} = 5 \mu\text{m}$, $R_{20} = 3 \mu\text{m}$, $d = 20 \mu\text{m}$ 的“泡对”系统振动的磁场响应, 结果如图 3 所示.

整体来看, 两泡的振幅随磁场增强而增大, 磁场的这种促进作用归因于磁场附加在泡壁上的磁压^[19,45]; 但泡 1 和泡 2 对磁场的响应并不相同, 尺寸较大的泡 1 对磁场的响应更为剧烈. 当 $H = 350 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ 时, 泡 1 收缩的相对幅度可达 $0.3R_{10}$, 而泡 2 收缩程度仅 $0.9R_{20}$. 可见, “泡对”系统中大泡对磁场的振动响应远大于小泡, 主要是因为作用在泡上的磁压和次级辐射压相互竞争最终导致两泡对磁场响应产生差异造成的.

考虑到泡 1 的行为是在磁场及泡 2 作用下的综合响应, 下列仅分析泡 1 的振动态. 因造影微泡尺寸一般呈多分散分布, 故讨论中心间距 d 一定、相对尺寸变化时“泡对”的磁场响应. 假定 $d = 20 \mu\text{m}$, $R_{10} = 5 \mu\text{m}$, 当泡 2 初始半径 R_{20} 分别为 $R_{20} = 1, 5, 10 \mu\text{m}$ 时, 泡 1 的振动规律如图 4 所示.

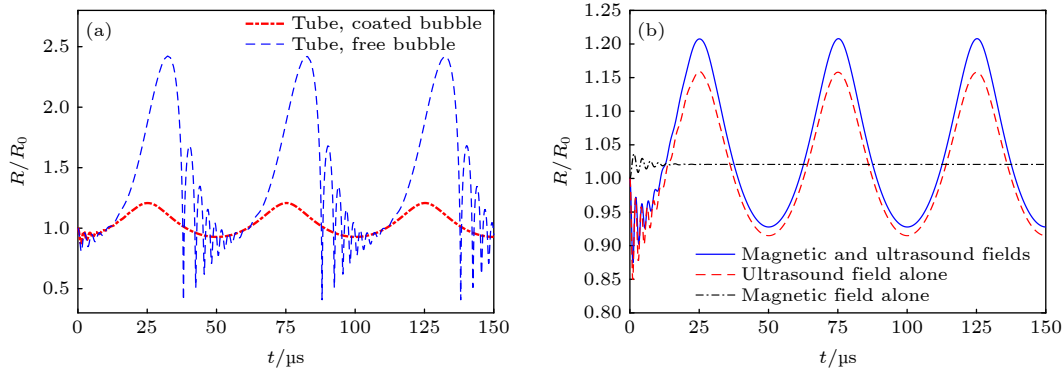


图 2 泡 1 在不同约束条件下泡对的振动曲线 (a) 有无膜层; (b) 不同外场作用

Fig. 2. Comparison of vibration curves of bubble 1 under different constraints: (a) Layer constraint; (b) applied field constraint.

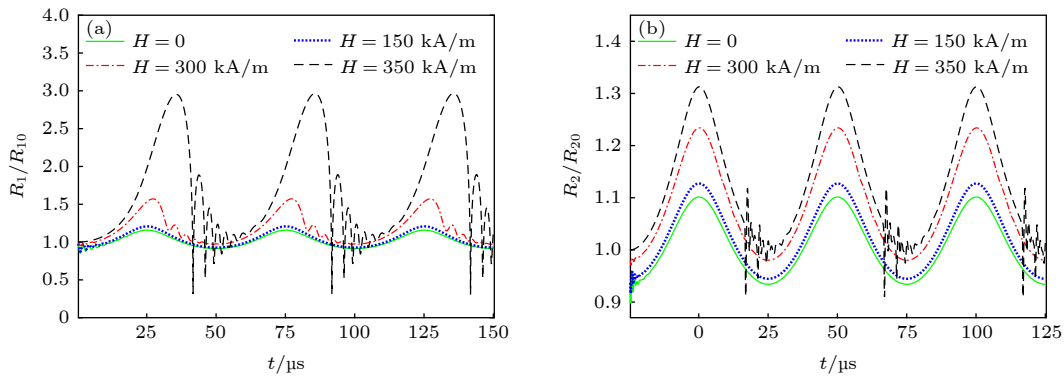


图 3 “泡对”的磁场响应 ($R_{10} = 5 \mu\text{m}$, $R_{20} = 3 \mu\text{m}$, $d = 20 \mu\text{m}$) (a) 泡 1; (b) 泡 2

Fig. 3. Magnetic field response of fixed size bubble pairs ($R_{10} = 5 \mu\text{m}$, $R_{20} = 3 \mu\text{m}$, $d = 20 \mu\text{m}$): (a) Bubble 1; (b) bubble 2.

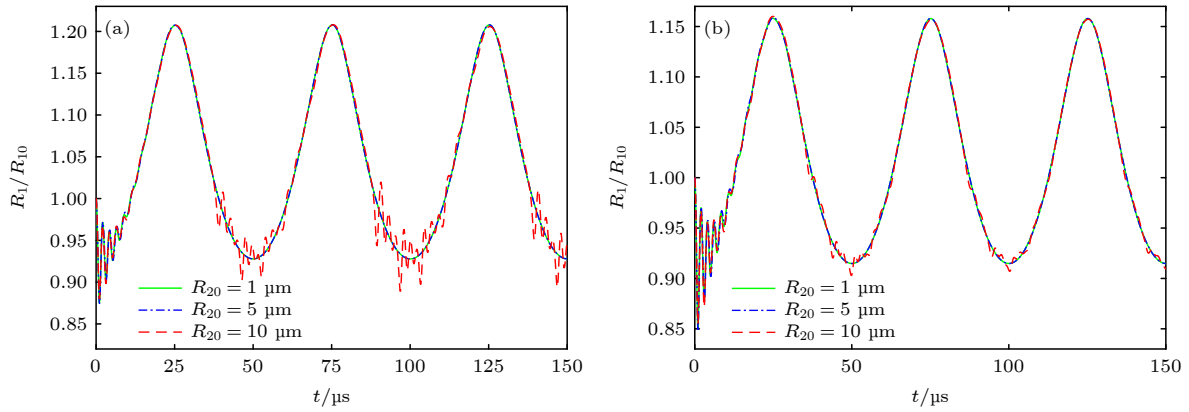


图4 “泡对”的尺寸效应 (a) $H = 150 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$; (b) $H = 0$

Fig. 4. Size effect of bubble pairs: (a) $H = 150 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$; (b) $H = 0$.

在图4(a)中, $H = 150 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$, 当 $R_{20} = 1$ 或 $5 \mu\text{m}$ 即 $R_{20} \leq R_{10}$ 时, 泡1的振动几乎不受泡2影响; 但当 R_{20} 增大为 $10 \mu\text{m}$ 时, 泡1的周期振荡幅值出现明显变化, 尤其在收缩阶段的波谷附近, 振幅出现剧烈振荡. 此时 R_{10} 及两泡中心间距 d 一定, 泡1振动的变化仅可能源于 R_{20} 的变化: 一方面, 随 R_{20} 增大, 其磁场响应的敏感性增强; 另一方面, 两泡表面靠近, 相互作用渐强, 共同造成泡1振荡的不稳定, 尤其在收缩过程中更甚. 相比于图4(b)中 $H = 0$ 时, 即无外磁场存在时, 规律与 $H = 150 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ 时相似, 只是振动程度稍弱, 泡2对泡1施加影响的能力减弱. 另外, 从仅有声场存在时的图4(b)可见, 大泡的辐射压相对于小泡来说很大, 对小气泡振动具有强烈抑制效果, 而小泡对大泡影响很微弱, 这与两个不同尺寸的球形气泡群相互作用时的结论类似^[46].

3.3 泡间相互作用的特点

仅在声场作用下, 由于相邻微泡辐射声场引起两泡间的力为次 Bjerknes 力 F_B , 所以可以通过 F_B 的值来判断微泡间的吸引力或排斥力大小. 本研究中微泡处于磁声复合场中, 微泡间的相互作用力不仅有 F_B , 还有磁场引起的泡间磁相互作用力 F_m . 下面对间距 $d = 20 \mu\text{m}$ 的双泡 $R_{10} = 5 \mu\text{m}$, $R_{20} = 3 \mu\text{m}$ 在 $H = 150 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ 的磁场中的泡间相互作用力 F_B 和 F_m 分别进行分析. 在图5所示泡1的一个振荡周期内, 从数量级上看, F_m 对微泡振荡的影响远大于 F_B , 且 F_m 大小变化与气泡膨胀收缩过程同步, 膨胀时增大、收缩时减小; F_B 不仅量值小, 而且变化规律也不同于 F_m , 在泡1的一

个振荡周期内, 发生变化更频繁. 这种特点取决于两种力各自的相关因素.

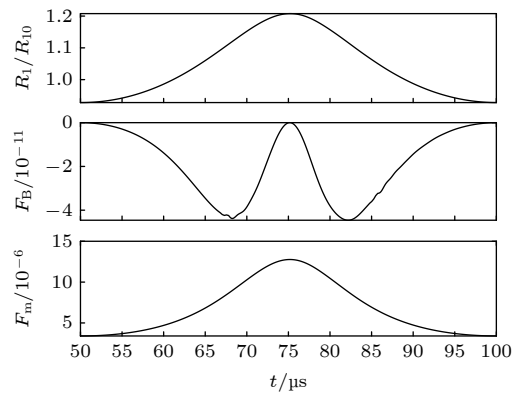


图5 在泡1的一个振荡周期内 F_m 和 F_B 的变化规律

Fig. 5. The variation of F_m and F_B during an oscillation period of bubble 1.

3.3.1 泡间次 Bjerknes 力 F_B

次 Bjerknes 力 F_B 是相邻气泡之间的相互作用力, 对泡的行为产生影响. 从(5)式看, F_B 与泡心间距 d , 半径 R_1 , 振速 dR_1/dt 有关. 图6给出了由 $R_{10} = 5 \mu\text{m}$, $R_{20} = 3 \mu\text{m}$ 两个泡组成的“泡对”在 $H = 150 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ 的磁场中, F_B 随 R_1 及 dR_1/dt 的变化规律. 从图6(a)中可以看出, 当 R_1/R_{10} 大于1时, 即在泡1的膨胀阶段, F_B 在0附近小范围波动, 说明泡1在膨胀过程中所受次级辐射作用很小. 在 R_1/R_{10} 小于1的区间, 即气泡1收缩阶段, F_B 时而为引力, 时而为排斥力, 具体表现与收缩比有关. 但需要注意到两点, 一是引力幅值大于斥力; 二是同一收缩比下, F_B 具有多值性, 说明双泡间作用与泡壁速度及另一泡的收缩比有关. 图6(b)给

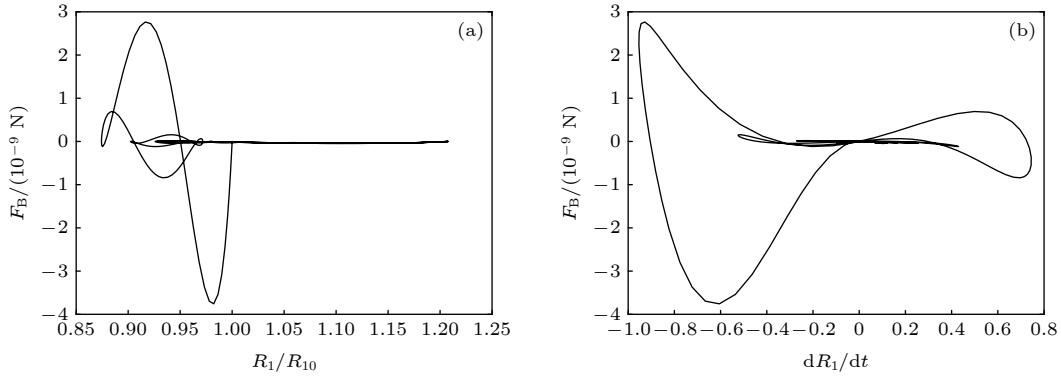


图6 R_1 及 dR_1/dt 对 F_B 的影响 ($H = 150 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$, $d = 20 \text{ }\mu\text{m}$).
Fig. 6. Influence of R_1 and dR_1/dt on F_B ($H = 150 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$, $d = 20 \text{ }\mu\text{m}$).

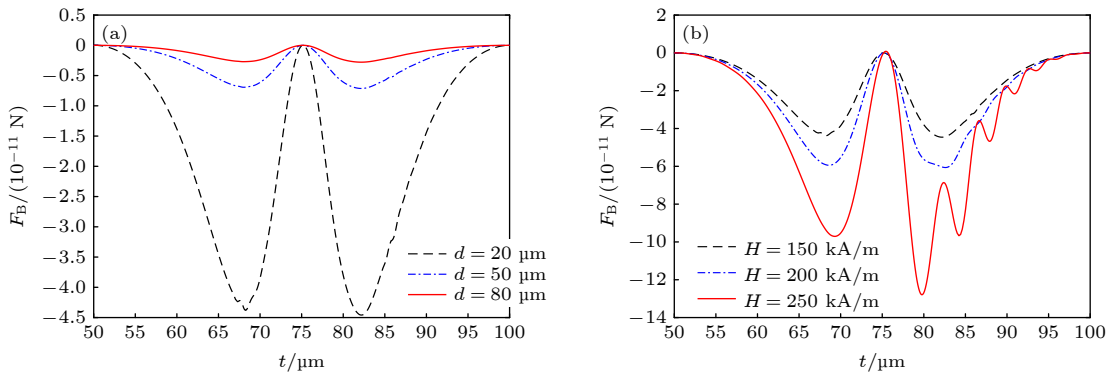


图7 F_B - t 关系 (a) $H = 150 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$; (b) $d = 20 \text{ }\mu\text{m}$
Fig. 7. F_B - t relationship: (a) $H = 150 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$; (b) $d = 20 \text{ }\mu\text{m}$.

出 F_B 随泡壁速度 dR_1/dt 的演化曲线, 可见在泡 1 振荡过程中, F_B 为引力还是斥力与泡的振动状态有关. 在负振速区, 即收缩阶段, F_B 的变化较强烈, 与上面的规律一致, 而在膨胀阶段变化较为缓慢. 因而, 泡振动产生的 F_B 变化主要集中在振荡泡的收缩阶段.

磁场影响磁流体特性进而影响泡的振荡使 F_B 发生变化, 故继续探究上述“泡对”中间距 d 及外磁场 H 的变化对 F_B - t 关系的影响.

图 7(a) 为 $H = 150 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ 时 d 对 F_B - t 变化的影响. 可见, 泡间次 Bjerknes 力 F_B 随两泡中心间距 d 的增大而减小, 当 d 远大于两泡直径之和时 F_B 接近于 0, 即双泡间距越大时 F_B 作用越弱. 图 7(b) 给出了 $d = 20 \text{ }\mu\text{m}$ 时 H 对 F_B - t 的影响, 随着磁场增强, F_B 的作用效果越强且变化更不稳定, 这是由于磁场对微泡振幅及振速的扰动增强所导致的.

3.3.2 泡间磁吸引力 F_m

磁流体具有磁敏感特性, 对磁场会产生响应.

磁场作用下磁流体中的气泡之间会存在磁吸引力 F_m . 从 (7) 式可知, F_m 与 d 和 H 直接相关, 如图 5 所示, 磁相互吸引力 F_m 随时间 t 变化且出现极大值 $F_{m \text{ max}}$ 和极小值 $F_{m \text{ min}}$, 表明在两泡振荡过程中磁吸引力连续变化. 图 8(a) 给出一个双泡系统在 $H = 150 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ 磁场作用下, $F_{m \text{ max}}$ 和 $F_{m \text{ min}}$ 随 d 的变化规律; 图 8(b) 给出一个双泡系统在其中心间距 $d = 20 \text{ }\mu\text{m}$ 时, $F_{m \text{ max}}$ 和 $F_{m \text{ min}}$ 随 H 的变化规律.

由图 8(a) 可以看出, 当 d 与双泡尺寸之和接近时, 磁相互作用最大, 随 d 增大, $F_{m \text{ max}}$ 和 $F_{m \text{ min}}$ 缓慢减小且逐渐趋于零, 意味着当两泡间距最够大时, 磁吸引力接近于零. 图 8(b) 中 F_m 随 H 的变化与图 8(a) 中 F_m 随 d 的变化截然相反, $F_{m \text{ max}}$ 和 $F_{m \text{ min}}$ 的差距从磁场较小时的相互接近到逐渐增大, 磁场越强时, F_m 会呈现出更快的增大, 且 F_m 的值在 $H = 150 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ 后呈现出较快的增加, 这是因为磁场会增大泡的振幅且磁场强度的增大直接增强磁吸引力 F_m .

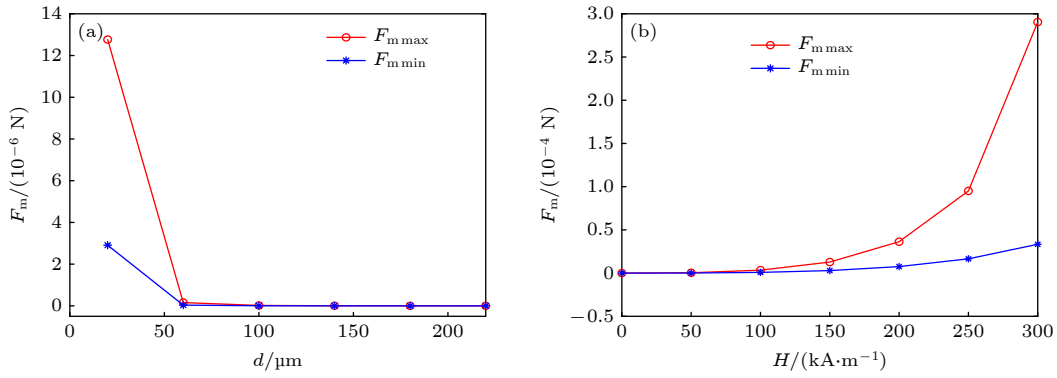


图 8 F_m - d 和 F_m - H 变化规律 (a) $H = 150 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$; (b) $d = 20 \text{ }\mu\text{m}$
 Fig. 8. Changes of F_m - d and F_m - H : (a) $H = 150 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$; (b) $d = 20 \text{ }\mu\text{m}$.

对照图 7 和图 8 发现, 两泡间距越小时, 其相互作用越强; 随着外磁场强度的增大, F_B 及 F_m 都会增强, 但磁场对 F_m 的影响要大于对 F_B 的. 当磁场增强时, 双泡间吸引力变大, 这与 Li 等 [47] 模拟磁场影响泡间磁吸引力的结果一致. 这表明在磁声场共同作用下, F_B 与 F_m 之间存在竞争关系且 F_B 对微泡运动产生的影响更强烈.

3.4 磁流体特性

为进一步探讨磁场对“泡对”系统的作用机制, 仅对影响泡径向振动及与磁场相关的项进行比较分析. 由 (6) 式可见, 磁场对于微泡振动的影响, 一方面表现为磁场对磁流体黏滞系数的影响即黏滞阻力项; 另一方面, 外磁场在泡表面附加的磁压项仅与磁场有关, 这两者与其他作用包括外加驱动压、膜层特性等将最终导致“泡对”振动态的变化.

图 9 给出了磁流体黏滞系数增量 $\Delta\eta = \eta - \eta_0$ 与磁场强度 H 间的变化规律. 设磁流体初始黏度 $\eta_0 = 0.10, 0.05, 0.01$, 由图 9 可以看出, 随着 H 增大, $\Delta\eta$ 增大, 而且磁流体的初始黏度越小, 随 H 增加, $\Delta\eta$ 速度越缓慢. 同时, 图 9 还给出了磁压 P_m 随 H 的变化规律, 随 H 增加, P_m 快速增大, 当磁流体磁化率 χ 分别取值从 1.00, 0.50 减小为 0.10 时, P_m 随 H 增大, 但增大的速度减缓. 可见, 磁场对 $\Delta\eta, P_m$ 都会产生增大作用, 但是 H 越大, P_m 的变化相对于 $\Delta\eta$ 的变化越快. 另外, 从纵向来看, 磁流体的初始黏度 η_0 及初始磁化率 χ 都会使磁流体黏度和磁压增强. 总之, 磁场越强, 磁流体黏滞黏度越大, 泡振动的阻力越大, 同时 P_m 也会随磁场的增强而增大; 但磁压 P_m 与黏滞力符号相反, 对微泡的作用反向, 二者间相互制约. 当磁场

一定时, 磁压 P_m 及 $\Delta\eta$ 均为定值, 那么 P_m 与黏滞力之间的大小关系主要取决于泡的振动情况.

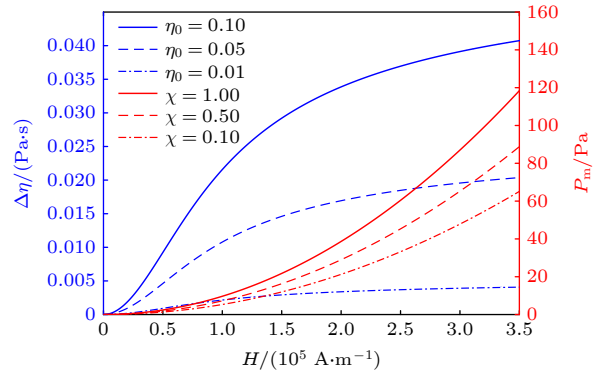


图 9 磁场对磁流体黏度增量 $\Delta\eta$ 及磁压 P_m 的影响
 Fig. 9. Effect of magnetic field on viscosity increment $\Delta\eta$ and magnetic pressure P_m of magnetic fluid.

4 结 论

为提高对病灶区的靶向治疗效果, 本文考虑磁性双泡之间的辐射压, 建立了磁声复合场作用下管内“泡对”的动力学模型. 研究表明, “泡对”之间的相互作用会影响泡的振动特性, 这里的相互作用包括次级 Bjerknes 力 F_B 和磁吸引力 F_m . 首先, “泡对”系统中大泡对磁场的振动响应远大于小泡的, 这是由于作用在泡上的辐射声压与磁压之间相互竞争导致的. 其次, 泡间的相对距离越小时, “泡对”之间的相互作用影响越强烈. 最后, F_m 对微泡振动的影响远大于 F_B 的, 且 F_m 对磁场的响应比 F_B 剧烈; 另外, 磁场会增大影响泡振动的阻力及磁压 P_m , 同磁场有关的磁压、黏滞阻力与驱动声压和微泡膜层黏弹性之间的竞争关系决定了磁场对泡振动的促进或抑制作用.

磁场可增大“泡对”的振幅,当载药微泡在磁场引导下到达靶区时,磁声场共同作用下振荡微泡产生的剪切力会使血栓纤维蛋白网络造成机械损伤;同时,超声诱导微泡产生的空化效应将破坏血栓结构并达到治疗效果^[43].另外,随机分布的微泡群在磁声场作用下推动液流运动,推送小剂量药物到达难以到达的目标区域;磁场还可提高微泡振荡的稳定性,避免在药物运送过程中因泡崩溃二造成药物损失.关于磁声复合场作用下管内“泡对”动力学行为的研究,对进一步探索微泡在介导诊疗过程中行为的变化及其所产生的极端物理条件有重要意义.

参考文献

- [1] Plesset M S, Prosperetti A 1977 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **9** 145
- [2] Rooze J, Rebrov E V, Schouten J C, Keurentjes J T 2013 *Ultrason. Sonochem.* **20** 1
- [3] Maruvada S 2019 *J. Acoust. Soc. Am.* **146** 2870
- [4] Brennen C E 2015 *Interface. Focus* **5** 20150022
- [5] Dimcevski G, Kotopoulos S, Bjnes T, Hoem D, Schjtt J 2016 *J. Control. Release* **243** 172
- [6] Kooiman K, Vos H J, Versluis M, de Jong N 2014 *Adv. Drug Deliv. Rev.* **72** 28
- [7] Lentacker I, de Cock I, Deckers R, de Smedt S C 2014 *Adv. Drug. Deliv. Rev.* **72** 49
- [8] Sarkar K, Shi W T, Chatterjee D, Forsberg F 2005 *J. Acoust. Soc. Am.* **118** 539
- [9] Rajabi M, Mojahed A 2018 *Ultrasonics* **83** 146
- [10] Zhang J, Song L, Zhang H, Zhou S 2019 *ACS Omega* **4** 4691
- [11] Mobadersany N, Sarkar K 2017 *J. Acoust. Soc. Am.* **141** 3952
- [12] De S, Carugo D, Barnsley L C, Owen J, Coussios C C, Stride E 2017 *Phys. Med. Biol.* **62** 7451
- [13] Beata C, Robert L 2018 *Theranostics* **8** 341
- [14] Vlaskou D, Plank C, Mykhaylyk O 2013 *Methods Mol. Biol.* **948** 205
- [15] Saurabh D, Constantin C, Azzdine Y A, Douglas M T 2008 *Ultrasound Med. Biol.* **34** 1421
- [16] Teng Z G, Wang R H, Zhou Y, Kolios M 2017 *Biomaterials* **134** 43
- [17] Steven J L 2014 *Phys. Fluids* **26** 061901
- [18] Holm C, Weis J J 2005 *Curr. Opin. Colloid Interface Sci.* **10** 133
- [19] Malvar S, Gontijo R G, Cunha F R 2018 *J. Eng. Math.* **108** 143
- [20] Chen J, Zhao L, Wang C, Mo R 2021 *J. Magn. Magn. Mater.* **538** 168293
- [21] Shi H M, Hu J, Wang C H, Feng F L, Mo R Y 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 214303 (in Chinese) [史慧敏, 胡静, 王成会, 凤飞龙, 莫润阳 2021 物理学报 **70** 214303]
- [22] Ma Y, Lin S Y, Xian X J 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 014301 (in Chinese) [马艳, 林书玉, 鲜晓军 2016 物理学报 **65** 014301]
- [23] Wang D X, Na R M D L 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 037802 (in Chinese) [王德鑫, 那仁满都拉 2018 物理学报 **67** 037802]
- [24] Li X, Chen Y, Feng H, Qi L 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 184703 (in Chinese) [李想, 陈勇, 封皓, 慕磊 2020 物理学报 **69** 184703]
- [25] Chen C L, Tu J, Guo X S, Zhang D 2019 *Acta. Acustica* **44** 772 (in Chinese) [蔡晨亮, 屠娟, 郭晓生, 章东 2019 声学技术 **44** 772]
- [26] Mukundakrishnan K, Quan S, Eckmann D M, Ayyaswamy P S 2007 *Phys. Rev. E* **76** 036308
- [27] Howison D 1986 *Proc. Roy. Soc. Edinburgh, Sect. A: Math.* **102** 141
- [28] Corapcioglu M Y, Cihan A, Drazenovic M 2004 *Water Resour. Res.* **40** W04214
- [29] Guet S, Ooms G 2006 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **38** 225
- [30] Yang Z L, Dinh T N, Nourgaliev R R, Sehgal B R 2000 *Int. J. Therm. Sci.* **39** 1
- [31] Kantarci N, Borak F, Ulgen K O 2005 *Process Biochem.* **40** 2263
- [32] Gui Y, Shan C, Zhao J, Wu J 2020 *AIP Advances* **10** 105210
- [33] Senapati A, Singh G, Lakkaraju R 2019 *Chem. Eng. Sci.* **208** 115159
- [34] Wang C H, Cheng J C 2013 *Scientia Sinica Physica, Mechanica & Astronomica* **43** 230 (in Chinese) [王成会, 程建春 2013 中国科学: 物理学 力学 天文学 **43** 230]
- [35] Liu B, Cai J, Tao Y, Huai Xi 2017 *J. Therm. Sc.* **26** 66
- [36] Kang K H, Kang I S, Lee C M 2002 *Phys. Fluids* **14** 29
- [37] Ishimoto J, Okubo M, Kamiyama S, Higashitani M 1995 *JSME Int. J.* **38** 382
- [38] Wakayama N I, Qi J W, Yabe A 1999 *Proc. SPIE-Int. Soc. Opt. Eng.* **3792** 48
- [39] Doinikov A A, Bouakaz A 2014 *J. Fluid Mech.* **742** 425
- [40] Mettin R, Akhatov I, Parlitz U, Ohl C D, Lauterborn W B 1997 *Phys. Rev. E* **56** 2924
- [41] Rigoni C, Fresnais J, Talbot D, Massart R, Perzynski R, Bacri J C, Abou-Hassan A 2020 *Langmuir* **36** 5048
- [42] Bekovic M, Hamler A 2010 *IEEE T. Magn.* **46** 552
- [43] Sharman S, Singh U, Katiyar V K 2015 *J. Magn. Magn. Mater.* **377** 395
- [44] STRIDE E 2008 *Phil. Trans. R. Soc. A* **366** 2103
- [45] Cunha F R, Sousa A J, Morais P C 2002 *J. Magn. Magn. Mater.* **252** 271
- [46] Hilgenfeldt S, Grossmann S, Lohse D 1999 *Phys. Fluids* **11** 1318
- [47] Lee W K, Scardovelli R, Trubatch A D, Yecko P 2010 *Phys. Rev. E* **82** 016302

Oscillation behavior of bubble pair in magnetic fluid tube under magneto-acoustic complex field*

Shi Hui-Min Mo Run-Yang[†] Wang Cheng-Hui[‡]

(*Shaanxi Key Laboratory of Ultrasonics, Shaanxi Normal University, Xi'an 710119, China*)

(Received 23 November 2021; revised manuscript received 22 December 2021)

Abstract

Based on the dynamic model of a single bubble in a magnetic fluid tube, the dynamic equation of a bubble pair system in a magneto-acoustic field is established by introducing the secondary sound radiation between bubbles and considering the magnetic field effect of the viscosity of the magnetic fluid. The effects of magnetic field intensity, bubble pair's size, bubble interaction (including secondary Bjerknes force F_B and magnetic attraction F_m) and fluid characteristics on the vibration characteristics of double bubbles are analyzed. The results show that magnetic field increases the amplitude of bubbles, and the influence of magnetic field on the large bubble is greater than on the small bubble. When the center distance between the two bubbles is constant and the relative size of two bubbles is larger, or when the size of the two bubbles is constant and the surface distance between two bubbles is small, the interaction between two bubbles is stronger. In the magneto-acoustic composite field, magnetic field can affect F_B , F_m , magnetic pressure P_m and viscosity resistance, and the influence degrees are different. There is competition between F_B and F_m and between P_m and viscosity resistance, and the forces acting on the microbubble jointly affect the movement of the bubbles. By studying the dynamic behavior of paired bubbles, it can provide a theoretical basis for improving the therapeutic effect of targeted regulation of microbubbles on biological tissues by adjusting the magneto-acoustic field in practical application.

Keywords: bubble pair, magnetofluid, rigid tube, dynamic behavior

PACS: 43.25.+y, 43.35.+d, 47.55.dd

DOI: [10.7498/aps.71.20212150](https://doi.org/10.7498/aps.71.20212150)

* Project supported by the National Science Foundation of China (Grant Nos. 12074238, 11974232, 11774212).

[†] Corresponding author. E-mail: mmrriycn@snnu.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: wangld001@snnu.edu.cn