

低频超声空化场中柱状泡群内气泡的声响应

王成会 莫润阳 胡静

Acoustic response of bubbles inside a cylindrical cavitation bubble cluster generated by low-frequency ultrasound

Wang Cheng-Hui Mo Run-Yang Hu Jing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 144301 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.144301

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.144301>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I14>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

两种气泡混合的声空化

[Cavitation of two kinds of bubble mixtures](#)

物理学报.2015, 64(20): 204301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.204301>

圆管结构中周向导波非线性效应的模式展开分析

[Modal expansion analysis of nonlinear circumferential guided wave propagation in a circular tube](#)

物理学报.2015, 64(18): 184303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184303>

超声造影剂微气泡的包膜黏弹特性的定量表征研究

[Quantitative characterization of viscoelasticity of microbubbles in ultrasound contrast agent](#)

物理学报.2015, 64(11): 114301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.114301>

超声增强藻酸钙凝胶支架材料孔隙率的研究

[Ultrasonic enhancement of the porosity of alginate scaffold](#)

物理学报.2015, 64(2): 024301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.024301>

基于迟滞应力应变关系的非线性声学检测理论与方法研究

[Theory and method for nonlinear acoustics detection based on hysteretic stress-strain relation](#)

物理学报.2014, 63(19): 194302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.194302>

低频超声空化场中柱状泡群内气泡的声响应*

王成会† 莫润阳 胡静

(陕西师范大学, 超声学重点实验室, 西安 710062)

(2016年3月29日收到; 2016年5月6日收到修改稿)

本文在气泡群振动模型的基础上, 考虑气泡间耦合振动的影响, 得到了均匀柱状泡群内振动气泡的动力学方程, 以此为基础分析了低频超声空化场中柱形气泡聚集区内气泡的非线性声响应特征. 气泡间的耦合振动增加了系统对每个气泡的约束, 降低了气泡的自然频率, 增强了气泡的非线性声响应. 随着气泡数密度的增加, 气泡的自然共振频率降低, 受迫振动气泡受到的抑制增强. 数值分析结果表明: 1) 驱动声波频率越低, 气泡的初始半径越小, 气泡数密度变化对气泡最大半径变化幅度的影响越大; 2) 气泡振动幅值响应存在不稳定区, 不稳定区域分布与气泡初始半径、驱动声波压力幅值、驱动声波频率等因素有关. 在低频超声波作用下, 对初始半径处在1—10 μm 之间的空化气泡而言, 气泡初始半径越小, 气泡最大半径不稳定区分布范围越大, 表明小气泡具有更强的非线性特征. 因此, 气泡初始半径越小, 声环境变化对空化泡声响应稳定性影响越显著.

关键词: 空化场, 空化气泡, 耦合振动, 声响应

PACS: 43.25.+y, 43.35.+d

DOI: 10.7498/aps.65.144301

1 引言

自空化现象发现以来, 空化气泡在液体内的动力学行为受到了许多科学家的关注, 其在液体内部剧烈崩溃导致的局部高温、高压、微射流^[1]以及促进自由基形成等效应被认为是超声液体应用的基础. 液体中空化气泡的出现增加了多相混合介质边界面, 空化气泡的非线性振动对周围液体介质形成剧烈扰动, 促进液体层和界面摩擦等, 进而实现粉碎细胞、增强物质传输和促进化学反应等作用. 超声空化场中存在大量空化气泡, 它们在声波的作用下径向振动的同时还会发生平移, 其平移状态与主声场的分布以及气泡之间的相互作用有关. 液体中的振动气泡可向液体中辐射压力波, 进而影响液体中的声场分布, 我们把声波作用下气泡辐射压力波的现象称为次级声辐射. 次级声辐射最早由Bjerknes^[2]提出, 他认为液体中气泡受到主

Bjerknes力和次Bjerknes力的作用, 气泡受到的次Bjerknes力与其附近其他振动气泡的次级声辐射相关. 空化泡在声场分布以及彼此间次级声辐射的影响下形成一定的分布结构, 如锥状泡群、葡萄串状泡群、柱状泡群、链状泡群和类球状泡群等^[3–5], 因此声场中气泡通常处于群振荡状态.

空化场气泡间的相互作用非常复杂, 与声场内气泡尺寸分布、气泡内外介质的物理特性以及声波的产生和传播状态等因素密切相关. 气泡间的相互作用影响气泡的非线性声响应状态^[6–9], 进而影响空化效应. 目前, 已有的多气泡动力学理论可分为两类^[6]: 1) 将空化场看作气泡液体构成的连续介质分析气泡群的整体变化, 通常分析线性或弱非线性声环境下气泡群的动力学行为, 如泡群内声参量变化、球状或柱状泡群崩溃^[7,8]等, 不考虑气泡间的相互作用的影响; 2) 分析泡群内每个气泡的运动变化, 引入泡群内气泡间的相互作用以及泡群形状等因素对气泡振动的影响. An^[5]发展了链式泡群和

* 国家自然科学基金(批准号: 11204168, 11474191)和中央高校基本科研业务费(批准号: Gk201603102)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangld001@snnu.edu.cn

球状泡群内气泡的动力学方程并分析了泡群内气泡的运动行为和多泡声致发光特征. 气泡在泡群内的振动会受到抑制, 处在球状泡群内不同位置处的气泡的崩溃时间延迟有微小差别, 因此, 泡群内单个气泡发光强度将减弱而泡群发光的整体时间会延长. Nasibullaeva 和 Akhatov^[6] 考虑泡群内液体环境压力的变化对气泡动力学行为的影响建立了球状泡群振动动力学模型, 通过数值分析发现球状泡群内两种不同初始半径的气泡将同时崩溃.

较高强度的超声波作用于液体将在液体内部激起气泡的耦合振动, 在不同的声场分布区域内形成稳态空化或瞬态空化效应. 液体中可观察到持续发光的类球状气泡群^[5], 而耦合振动的气泡群崩溃过程中可在液体内的固体界面上形成空化腐蚀^[9,10], 空化腐蚀图形和腐蚀强度与空化泡群的形状以及气泡的振动行为有关. 实验研究发现^[3,11,12], 浸入液体中的超声变幅杆附近聚集大量的空化气泡, 变

幅杆辐射声功率不同, 辐射声场中存在的气泡聚集的形状也不相同. 当变幅杆辐射声功率较小时, 声辐射面附近可观察到薄层柱状空化气泡群, 如图 1(a) 所示; 而随着辐射声功率的增加, 可在声辐射面附近逐步形成锥状空化气泡聚集区, 且在此聚集区内可观察到细丝状的空化气泡聚集形态, 如图 1(b) 所示; 若继续增加辐射声功率, 可在声辐射面下方液体中观察到数密度很高的空化泡柱, 如图 1(c) 所示; 高密度空化泡聚集区内的气泡不断溢出聚集区, 并在辐射声场分布较弱的区域聚集成类球状泡群, 如图 1(d) 中所示(圆圈内). 为更好地描述空化场中气泡的动力学行为以及空化效应, 有必要发展空化泡不同聚集形态下气泡动力学方程, 并探讨响应的非线性影响. 本文将综合考虑空化场中气泡之间相互作用和空化泡对聚集区内液体压力分布影响, 研究薄层柱状空化泡群内气泡非线性振动.

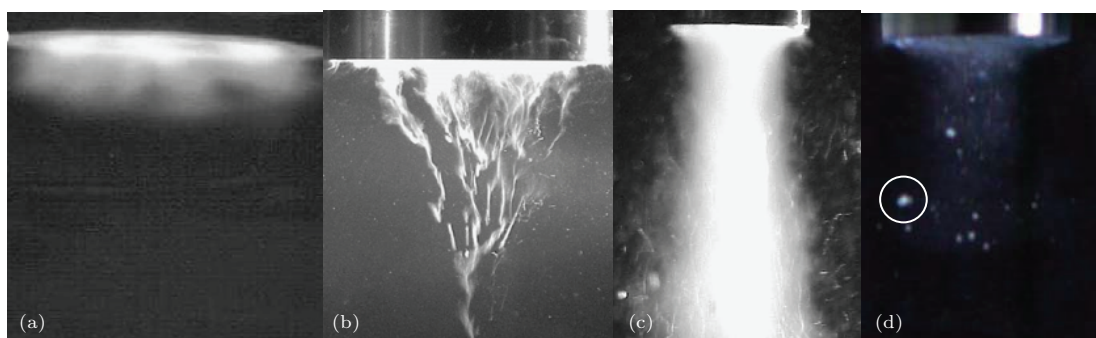


图 1 声场中气泡聚集形态照片^[3,11] (a) 薄层柱状泡群; (b) 锥状泡群; (c) 类柱状泡群; (d) 类球状泡群

Fig. 1. Pictures of the bubble cluster structure in acoustic wave field^[3,11]: (a) Thin-layer cylindrical bubble cluster; (b) cone-like formation of bubble cluster; (c) cylinder-like formation of bubble cluster; (d) sphere-like formation of bubble cluster.

2 空化场中气泡动力学方程

多空化气泡耦合振动系统中气泡的运动将受到周围气泡的次级声辐射影响, 因此, 相互作用的气泡间将形成耦合振动系统. 在单气泡动力学方程的基础上, 引入相互作用项, 则多泡系统内气泡运动的动力学方程为^[5,13]

$$\begin{aligned} & \left(1 - \frac{\dot{a}_i}{c}\right) a_i \ddot{a}_i + \left(\frac{3}{2} - \frac{\dot{a}_i}{2c}\right) \dot{a}_i^2 \\ &= \frac{(p_{ib} - p_c)}{\rho} \left(1 + \frac{\dot{a}_i}{c}\right) + \frac{a_i}{\rho c} \frac{dp_{ib}}{dt} - \frac{p_{iint}}{\rho} \end{aligned} \quad (1)$$

($i = 1, 2, \dots, N$),

式中 a_i 表示气泡 i 的瞬时半径, ρ 和 c 分别为液体密度和声速, p_c 为气泡分布区内液体压力. 由动力学边界条件知, p_{ib} 可表示为

$$p_{ib} = p_{gi} - \frac{2\sigma}{a_i} - \frac{4\eta\dot{a}_i}{a_i}, \quad (2)$$

式中 p_{gi} 为泡壁内侧气体压力, σ 和 η 分别为液体的表面张力系数和黏度系数; 气泡动力学方程 (1) 中最后一项为气泡间耦合振动相互作用项^[5], 可表示为

$$\frac{p_{iint}}{\rho} = \sum_{j=1}^{N-1} \frac{1}{r_{ij}} \frac{d}{dt} (a_j^2 \dot{a}_j), \quad (3)$$

式中 r_{ij} 为气泡 i 和气泡 j 之间的距离, N 为液体内部气泡总数. 从 (3) 式看出, 气泡间相互作用的强弱

取决于气泡的振动状态和气泡间距, 因此, 当气泡之间距离足够大或气泡作微小振幅振动时, 气泡之间的相互作用可忽略不计. 在一定频率和强度的声波作用下, 介质中将形成相对稳定分布的空化气泡场. 为简化分析, 假定: 1) 空化场内气泡分布均匀且所有气泡具有相同的初始半径; 2) 忽略气泡内外质量交换; 3) 忽略气泡场边界处的液体质量交换; 4) 气泡场内气泡几乎同步振动且始终保持球形; 5) 忽略气泡场内空化泡聚并或分裂对气泡场数密度变化的影响. 因此, 气泡动力学方程(1)–(3)中的下标 i, j 可略去. 在均匀分布的空化场中, 设距离某空化泡中心半径 δr 区域内气泡的次级声辐射可影响该空化泡的振动状态, 则气泡动力学方程中的耦合振动相互作用项可近似表示为^[7]

$$\begin{aligned} \frac{p_{\text{int}}}{\rho} &= (a^2\ddot{a} + 2a\dot{a}^2) \int_0^{\delta r} \frac{n}{r'} 4\pi r'^2 dr' \\ &= 2\pi n (\delta r)^2 (2a\dot{a}^2 + a^2\ddot{a}), \end{aligned} \quad (4)$$

式中 n 为空化场中气泡数密度. 事实上, 气泡与相距较远的其他气泡之间的相互作用受到声速和周围气泡构成的声屏障的限制, 因此 δr 应为有限距离.

换能器声辐射头浸入液体并向液体中辐射高强度声波时, 在声辐射面附近可形成柱状空化泡分布区, 声波作用下气泡受迫振动发生体积变化, 故引起该柱形空化泡区域的体积变化, 若忽略气泡分布区内液体的可压缩性, 则柱形空化泡区域的体积变化应等于该区域内所有气泡体积变化的总和. 设其底面半径和高分别为 R_0 和 h , 且有 $h \ll R_0$, 柱形区域底面与换能器声辐射面平行, 与声传播方向垂直, 因此, 在柱形区域的高度方向介质的形变将主要受到声场中主声场的影响, 故假定气泡振动引起区域体积变化集中在柱形区域的横截面方向, 则有

$$(R^2 - R_0^2)h = 4N(a^3 - a_0^3)/3, \quad (5)$$

式中 R 为气泡群界面瞬时半径, 故有 $n = N/(\pi R^2 h)$, $\delta r \approx (R^2 h)^{1/3}$. 柱形区域内气泡的振动引起柱形区域边界径向振动, 若忽略气泡振动过程中初始底面半径 R_0 的区域同外界的质量交换, 则该区域边界面的振动方程可近似表示为^[7,8]

$$\begin{aligned} (R\ddot{R} + \dot{R}^2) \left(\ln \frac{R}{R_c} \right) + \dot{R}^2 - \frac{\beta}{2} \left[1 + \left(\frac{R}{R_c} \right)^2 \right] \dot{R}^2 \\ = \frac{p_0 + p_a \sin(\omega t) - p_c}{\rho\beta}, \end{aligned} \quad (6)$$

式中 p_0 为液体静压力, $p_a \sin(\omega t)$ 为无穷远处液体压力, β 为气泡体积与泡群体积比, p_a 为驱动声波压力幅值, $f = \omega/(2\pi)$ 为驱动声波频率, R_c 为容器内径. 从(6)式解出 p_c 代入(1)式, 通过(5)式消去 R , $\dot{R}$ 和 $\ddot{R}$, 则空化场中气泡振动方程可近似表示为

$$\begin{aligned} \left[1 - \frac{\dot{a}}{c} + M_0 - \left(1 + \frac{\dot{a}}{c} \right) M_1 \right] a\ddot{a} \\ + \left[\frac{3}{2} - \frac{\dot{a}}{2c} + 2M_0 - \left(1 + \frac{\dot{a}}{c} \right) M_2 \right] \dot{a}^2 \\ = \left(1 + \frac{\dot{a}}{c} \right) \frac{p_b - p_0 - p_a \sin(\omega t)}{\rho} + \frac{a}{\rho c} \frac{dp_b}{dt}, \end{aligned} \quad (7)$$

式中

$$\begin{aligned} M_0 &= \frac{2Na}{(R^2 h)^{1/3}}, \quad M_1 = \frac{2\beta Na}{h} \ln \frac{R}{R_c}, \\ M_2 &= M_1 + \left[1 - \frac{\beta}{2} - \frac{\beta}{2} \left(\frac{R}{R_c} \right)^2 \right] \frac{4\beta N^2 a^4}{R^2 h^2}. \end{aligned}$$

动力学方程(7)描述了薄层柱形空化场中气泡的耦合振动, 对较大区域的柱形空化场, 我们可将其分解为许多薄层柱形区域, 然后利用(7)式进行动力学分析. 薄层柱形空化区域内的气泡非线性振动决定了空化区域内液体压力 p_c 的变化规律, 进而影响柱状泡群振动对周围介质的作用. 和文献[13]给出的球状泡群内中心位置处的气泡耦合动力学方程相比, 二者形式一致. 气泡群内气泡的耦合振动增加系统对每个气泡的约束, 然而, 泡群的形态不同, 表征气泡振动抑制程度的作用项也不同. 气泡的耦合振动受到泡群形状、大小以及气泡数密度的影响. 本文的模型可适用于空化气泡密集分布范围较大的空化场(图1(c)所示情形). 需要说明的是, 对处在泡群界面附近的气泡而言, 其与空化区域内气泡的相互作用状态与处在空化场中心区域的气泡不同, (7)式给出的振动约束偏大.

3 空化气泡的声响应

空化场中影响气泡声响应的因素很多, 本文将重点考察气泡数密度、气泡尺寸以及声参数对气泡动力学行为的影响, 同时分析泡群崩溃对周围介质形成的物理效应. 本文以水为工作介质分析薄层柱形空化场内气泡振动状态变化对周围介质的影响. 设水密度 $\rho = 10^3 \text{ kg/m}^3$, 液体黏滞系数 $\eta = 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, 液体的表面张力为 $\sigma = 0.0725 \text{ N/m}$, 声速 $c = 1500 \text{ m/s}$; 泡内气体状

态方程为

$$p_g = \left(p_0 + \frac{2\sigma}{a_0} \right) \left(\frac{a_0}{a} \right)^{3\kappa}, \quad (8)$$

式中 $\kappa = 4/3$ 为气体多方指数. 在不特别说明的情况下, 容器线径 $R_c = 20$ mm, 柱状泡群半径 $R_0 = 10$ mm, 柱状区域高度 $h = 0.1$ mm, 泡群内所含气泡总数 $N = 3000$, 气泡初始半径 $a_0 = 5$ μm ; 驱动压力幅值 $p_a = 1.5$ atm, 驱动声波频率 $f = 20$ kHz; 流体静压力 $p_0 = 1$ atm.

3.1 空化泡自由振动频率

气泡的初始半径不同, 其自然频率不同, 如图 2(a) 所示; 泡群内气泡的自然频率还受到气泡数密度的影响, 如图 2(b) 所示. 随着气泡初始半径

的增加气泡自然频率降低. 对比无限大液体介质中单气泡自然频率、球状泡群内气泡自然频率以及柱状泡群内气泡自然频率的数值计算结果发现, 气泡之间的耦合振动影响使得泡群内气泡自然频率降低, 气泡数密度的增加同样使其自然频率减小, 说明数密度越大, 气泡彼此耦合振动强度越大. 在相同的气泡数密度情形下, 体积相同的球状泡群和柱状泡群内气泡自由振动频率相差不大. 气泡的自然频率是决定其声响应状态的重要参数之一, 驱动声波频率接近气泡自由振动频率将引起气泡共振. 通常情况下, 空化场中气泡作非线性振动, 其共振频率和自然频率相比将发生偏移, 因此, 非线性环境下气泡的共振声响应将更加复杂.

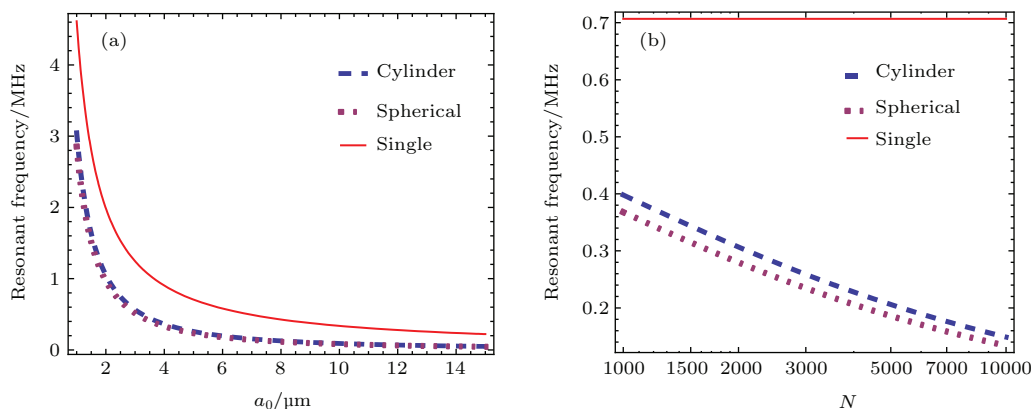


图2 (网刊彩色) 自然频率变化曲线 (a) 初始半径影响; (b) 气泡数密度影响

Fig. 2. (color online) Natural frequency of the oscillating bubble: (a) Effects of initial radius; (b) effects of bubble number density.

3.2 柱状泡群内气泡的声响应

泡群的形状、气泡数密度同声场强弱以及分布状态密切相关^[14,15], 当换能器变幅杆声辐射面半径远小于声波长时, 近场区内声压横向分布场可近似当作均匀场, 可近似认为变幅杆声辐射面附近柱状空化泡聚集区内气泡受迫振动驱动压力函数相同^[12]. 柱状泡群主要出现在声压幅值较大以及气泡数密度较大的区域. Arora等^[7]的研究表明, 当气泡数密度较小时, 用球状泡群模型可较为精确地估计气泡聚集区内气泡的动力学行为, 而当气泡数密度较大时, 气泡的聚集形态将较大程度影响聚集区的崩溃效应和区域内气泡的动力学行为. 因此, 我们在分析柱形区域内气泡声响应时, 设置给定柱形区域内气泡总数 $N > 1000$. 图 3 给出了初始半径分别为 3 和 5 μm 气泡最大半径随气泡数量变化

的关系图. 比较图 3(a)、图 3(b)、图 3(c) 和图 3(d) 发现, 尽管空化区域内气泡间的耦合振动对气泡的振动幅度具有较强的抑制作用, 空化泡振动的非线性效应仍然非常明显. 随着气泡数密度的增加, 气泡径向振动最大位移具有明显的起伏变化特征, 且存在较强的不稳定区域. 驱动声波频率越低, 初始半径越小, 气泡最大半径变化不稳定区域越宽. 气泡最大半径变化不稳定区域越宽, 表明气泡数密度变化对低频声波作用下耦合振动气泡的非线性影响越明显. 空化气泡形成后通常会在几个声周期后崩溃并形成新的空化核, 进入新的空化泡生命周期, 因此, 空化区域内在一定时间间隔内空化泡的数量可保持稳定, 但随着时间变化, 空化泡数密度也会有所起伏, 数密度不同, 空化区域内气泡振动强弱不同, 若气泡数密度取值范围处在强不稳定区, 数密度的微小变化可能引起气泡最大半径的大

幅变化,表明此气泡数密度分布范围内气泡振动具有很强的非线性特征.空化效应与气泡振动力学行为密切相关,是一定空间范围和时间间隔内空化气泡与周围介质相互作用的整体效应的体现,若声

场内空化气泡数密度分布进入气泡的不稳定响应区,空化强度将减弱.在一定声作用条件下,我们可以通过监测空化强度变化分析气泡场内气泡的动力学行为的演变以及气泡场数密度的变化情况.

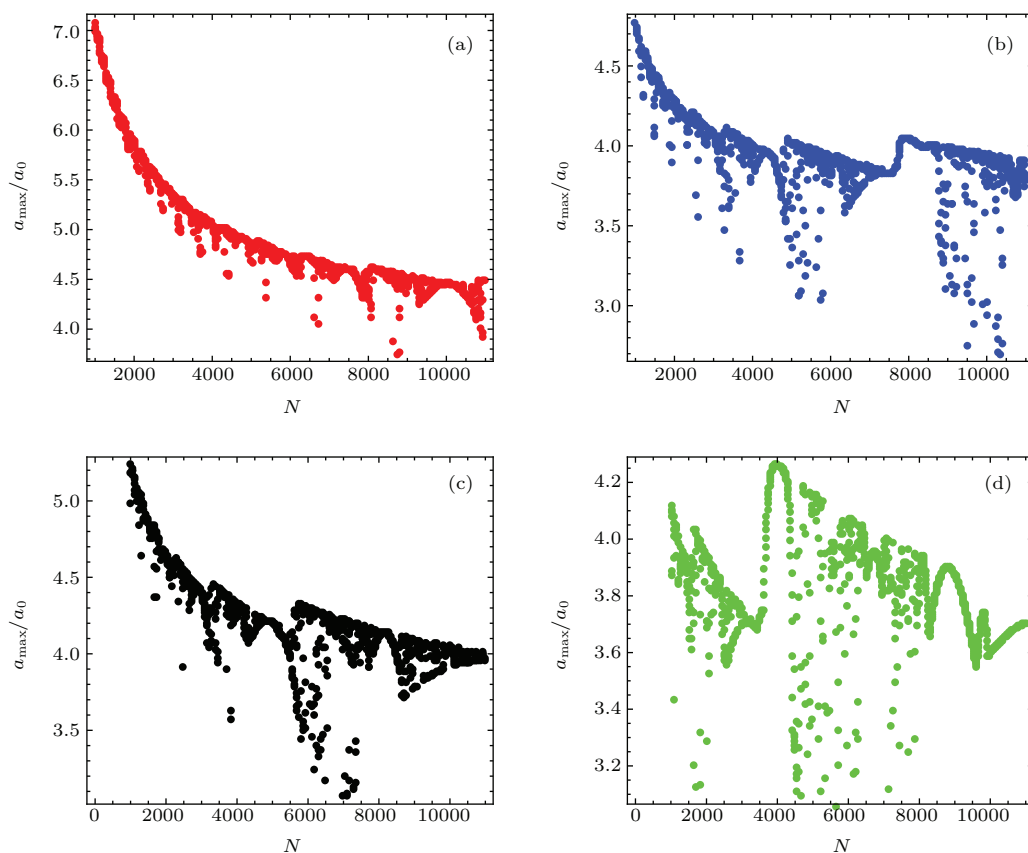


图3 气泡最大半径随气泡数变化关系 (a) $f = 20$ kHz, $a = 3$ μm ; (b) $f = 40$ kHz, $a = 3$ μm ; (c) $f = 20$ kHz, $a = 5$ μm ; (d) $f = 40$ kHz, $a = 5$ μm

Fig. 3. Effects of bubble number density on the dimensionless maximum radius of the oscillating bubble: (a) $f = 20$ kHz, $a = 3$ μm ; (b) $f = 40$ kHz, $a = 3$ μm ; (c) $f = 20$ kHz, $a = 5$ μm ; (d) $f = 40$ kHz, $a = 5$ μm .

空化场中的振动气泡尺寸分布范围较广, Brothie等^[14]通过探测空化场内多泡声致发光发现,驱动声波频率为231 kHz时,气泡尺寸分布大致在2—5 μm 之间; Yasui等^[12]在分析超声换能器变幅杆辐射声场中气泡之间的强相互作用过程中通过拟合气泡半径随时间变化曲线发现空化场中气泡的最可几半径为5 μm ;驱动声波频率越低,空化气泡尺寸分布范围越大,而驱动声压幅值越大,空化场内气泡分布越密集,气泡之间还存在碰撞和聚并等进而生成超出空化气泡尺寸范围的大气泡,大气泡在运动过程中吸收其路径上的小空化气泡,从而影响空化场分布.然而,在较短的宏观时间而又远大于声波周期的时间尺度内,声场内的空化气泡分布可看作处于动态平衡状态.图4给出了气泡初始半径分别为3 μm (图4(a))和

5 μm (图4(b))时气泡最大半径随驱动声波频率的关系图.在 $R_0 = 10$ mm, $h = 0.1$ mm的柱状泡群中,若气泡数为5000,则群内5 μm 气泡的自由振动频率约为143 kHz,而3 μm 气泡的自由振动频率约为322 kHz.从图4(b)可以看出,气泡最大半径随频率的变化曲线存在多个共振峰,共振峰的位置接近 $2\omega_0/3$, $\omega/2$ 以及 $\omega_0/3$,说明可形成倍频共振响应,并且由于气泡非线性受迫振动的影响,倍频共振响应频率发生了偏移^[16];图4(a)曲线虽没有明显的共振峰,但仍有小幅峰值出现.图4(a)和图4(b)中还出现多个不稳定气泡最大半径变化区,与受迫振动气泡的非线性特征密切相关,相比较而言,初始半径3 μm 的气泡最大半径变化不稳定区范围更大,说明气泡初始半径越小,声环境的变化对其声响应状态的影响越明显.气泡在振动过程中

能够达到的最大半径的大小和气泡能够吸收的声能量密切相关, 是反应气泡崩溃过程中声能量转化能力的重要物理量. 图4表明, 驱动声波频率的漂移可显著影响空化场中的声能量转换效率.

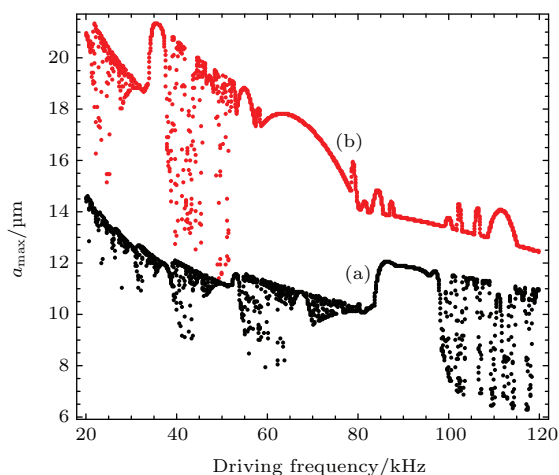


图4 气泡最大半径随驱动声波频率变化关系 (a) $a_0 = 3 \mu\text{m}$, $N = 5000$; (b) $a_0 = 5 \mu\text{m}$, $N = 5000$

Fig. 4. Effects of driving frequency of acoustic wave on the maximum radius of the oscillating bubble: (a) $a_0 = 3 \mu\text{m}$, $N = 5000$; (b) $a_0 = 5 \mu\text{m}$, $N = 5000$.

在驱动声波频率和压力一定的情况下, 不同初始半径的空化泡的声响应情况不同, 如图5所示. 从变化的整体趋势上看, 在驱动频率和压力幅值分别为20 kHz和1.5 atm的声波作用下, 气泡初始半径越大, 气泡能够达到的最大半径越大, 但由于气泡非线性振动的影响, 气泡最大半径随初始半径的变化存在局部峰值和不稳定区, 不稳定响应区集中在初始半径小于12 μm 的范围内, 如图5(a)所示. 当驱动声波频率为40 kHz时, 气泡振动最大半径随初始半径的变化同样存在局部峰值响应以及不稳定区, 不稳定响应区集中在初始半径小于10 μm 的范围内, 表明随着驱动声波频率的增加, 对存在于空化场内的不同初始半径的气泡而言, 强非线性振动气泡分布的尺寸范围减小; 值得注意的是, 驱动声波频率为40 kHz的声波作用下初始半径大于12 μm 的气泡最大径向位移随着气泡半径的增大有减小的趋势, 表明大气泡在较高频率的声场中的振动将受到抑制, 如图5(b)所示. 对微米级的空化气泡而言, 当驱动压力较大时, 初始半径接近5 μm 时具有较大的膨胀收缩比, 具有较高的能量转换效率^[13]; 而当驱动声波压力不太大时, 由于其在群聚状态下具有很强的非线性特性, 可对入射声波形成有效非线性散射, 提高示踪效果, 因此, 声波造影剂微泡半径通常在1—10 μm 之间^[17].

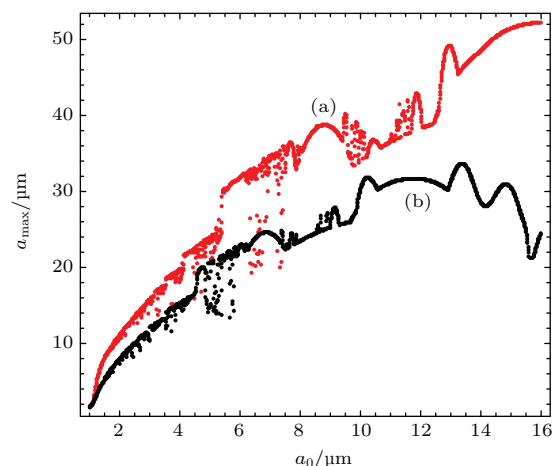


图5 气泡最大半径随气泡初始半径变化关系 (a) $f = 20 \text{ kHz}$, $N = 5000$; (b) $f = 40 \text{ kHz}$, $N = 5000$

Fig. 5. Effects of initial radius on the maximum radius of the oscillating bubble: (a) $f = 20 \text{ kHz}$, $N = 5000$; (b) $f = 40 \text{ kHz}$, $N = 5000$.

驱动声波压力变化将极大地影响空化场中气泡的数密度, 同时影响空化场内气泡的振动状态随着驱动声波压力的增加, 振动气泡能够达到的最大半径增大. 驱动压力的变化同样可影响气泡的非线性响应特性, 然而, 从数值计算结果可以看出, 仅存在弱不稳定区, 且弱不稳定区主要集中在驱动声压小于3 atm的范围, 说明驱动声波压力幅值的逐步变化对气泡振动稳定性影响较小, 如图6所示. 由于较大的驱动声波压力可导致气泡在声波的负压相大幅膨胀, 在声波正压相到来后气泡来不及崩溃就进入了下一个声波周期, 故将出现空化饱和和效应. 另外, 来不及崩溃的气泡在液体中还可能形成气幕, 影响声波传输. 因此, 在特高强度声空化应用时, 采用脉冲声波可帮助空化气泡在脉冲持续时间内大幅膨胀蓄积能量, 获得较大膨胀半径的气泡在随后的脉冲间隔时间内崩溃释放能量, 实现声能量的有效利用, 如超声冲击波碎石等^[18]. 还有, 虽然驱动声波压力幅值变化本身对气泡声响应稳定性的影响不大, 但是, 其变化可引起空化区域内气泡数密度的变化, 最终必将影响气泡的声响应状态.

以上数值分析结果表明: 气泡场的数密度、气泡的初始半径、驱动声波压力和频率将共同影响气泡的声响应状态, 主要表现为随着各参数的变化, 气泡径向振动最大位移存在局部峰值响应和不稳定声响应区. 在低频声波作用下, 对初始半径处在1—10 μm 之间的空化气泡而言, 气泡初始半径越

小, 气泡不稳定区分布范围越大, 表明小气泡具有更强的非线性特征.

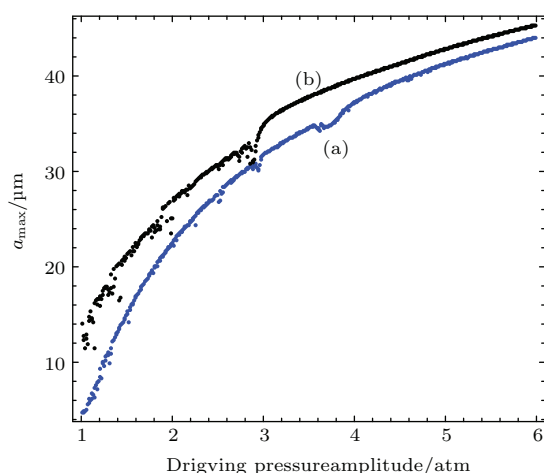


图6 气泡最大半径随驱动声压幅值变化关系 (a) $a_0 = 3 \mu\text{m}$, $N = 5000$; (b) $a_0 = 5 \mu\text{m}$, $N = 5000$

Fig. 6. (color online) Effects of driving pressure amplitude of acoustic wave on the maximum radius of the oscillating bubble: (a) $a_0 = 3 \mu\text{m}$, $N = 5000$; (b) $a_0 = 5 \mu\text{m}$, $N = 5000$.

4 结 论

声换能器在液体中发射强声波, 可在液体中形成不同形状的泡群. Hansson 和 Mørch^[8] 发展了可描述柱状泡群崩溃动力学方程, Arora 等^[7] 借助此动力学方程拟合包含一定数密度气泡的柱形区域崩溃时间和气泡半径随时间的变化, 得到了较好的拟合结果. 本文考虑柱状泡群边界振动对其内气泡动力学行为的影响, 发展了柱形空化区内气泡动力学方程, 并以此为基础分析了气泡数密度、气泡初始半径、驱动声波频率、驱动声波压力幅值对气泡非线性声响应的影响, 发现气泡在低频声波的作用下具有较好的谐频共振特性, 同时存在不稳定声响应区. 在不稳定区域内, 参量的微小变化可较大幅度地影响气泡的声响应能力.

气泡场实验观察表明^[19], 在浸入式换能器声辐射区内由于气泡的聚合导致气泡群内外存在大气泡穿梭, 在泡群内穿梭的大气泡将吸收其行进路径上泡群内的空化气泡, 泡群外的大气泡也将吸引气泡群表面空化气泡从而影响泡群内气泡数量, 故空化场中的泡群是动态系统, 其声响应状态随着声环境的变化而变化. 泡群动力学的发展有利于超声

能量在液体空化环境下的利用. 气泡聚集形态不同, 其内气泡的声响应行为也有所不同, 为更好地理解不同聚集形态下多空化泡体系内气泡动力学行为, 我们在柱形气泡群崩溃动力学模型的基础上发展了柱状泡群内空化泡动力学方程, 基于此动力学方程可分析特定声环境下提高超声空化利用效率的参数空间、泡群共振特性以及泡群与界面的相互作用等, 可为超声能量应用提供理论依据.

参考文献

- [1] Ying C F 2007 *Sci. Sin.-Phys. Mech. Astron.* **37** 129 (in Chinese) [应崇福 2007 中国科学: 物理学 力学 天文学 **37** 129]
- [2] Bjerknes V F K 1966 *Field of Force* (New York: Columbia University Press) pp45–47
- [3] Wang C H, Lin S Y 2011 *Acta Acustica* **36** 325 (in Chinese) [王成会, 林书玉 2011 声学学报 **36** 325]
- [4] Doinikov A A, Zavtrak S T 1996 *J. Acoust. Soc. Am.* **99** 3849
- [5] An Y 2011 *Phys. Rev. E* **84** 066313
- [6] Nasibullaeva E S, Akhatov I S 2013 *J. Acoust. Soc. Am.* **133** 3727
- [7] Arora M, Ohl C D, Lohse D 2007 *J. Acoust. Soc. Am.* **121** 3432
- [8] Hansson A, Mørch K A 1980 *J. Appl. Phys.* **51** 4651
- [9] Wu Y, Hong S, Zhang J, He Z, Guo W, Wang Q, Li G 2012 *Int. J. Refract. Met. Hard Mater.* **32** 21
- [10] Verhaagen B, Rivas D F 2016 *Ultrason. Sonochem.* **29** 619
- [11] Moussatov A, Granger C, Dubus B 2003 *Ultrason. Sonochem.* **10** 191
- [12] Yasui K, Iida Y, Tuziuti T, Kozuka T, Towata A 2008 *Phys. Rev. E* **77** 016609
- [13] Wang C H, Mo R Y, Hu J, Chen S 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 234301 (in Chinese) [王成会, 莫润阳, 胡静, 陈时 2015 物理学报 **64** 234301]
- [14] Brothie A, Grieser F, Ashokkumar M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 084302
- [15] Lee J, Ashokkumar M, Kentish S, Grieser F 2005 *J. Am. Chem. Soc.* **127** 166810
- [16] Wang C H, Hu J, Cao H, Lin S Y, An S 2015 *Sci. Sin.-Phys. Mech. Astron.* **45** 064301 (in Chinese) [王成会, 胡静, 曹辉, 林书玉, 安帅 2015 中国科学: 物理学 力学 天文学 **45** 064301]
- [17] Tu J, Swallow J E, Giraud D, Cui W, Chen W, Matula T 2011 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.* **58** 955
- [18] Icaza-Herrera M, Fernandes F, Loske 2015 *Ultrasonics* **58** 53
- [19] Wang C H, Lin S Y 2010 *Acta Mech. Sin.* **42** 1050 (in Chinese) [王成会, 林书玉 2010 力学学报 **42** 1050]

Acoustic response of bubbles inside a cylindrical cavitation bubble cluster generated by low-frequency ultrasound*

Wang Cheng-Hui[†] Mo Run-Yang Hu Jing

(Shaanxi Key Laboratory of Ultrasonics, Shaanxi Normal University, Xi'an 710062, China)

(Received 29 March 2016; revised manuscript received 6 May 2016)

Abstract

An ultrasonic horn can radiate a strong ultrasonic wave into viscous liquid contained in a tank or cylindrical cup, and bubble clusters could be generated by the high-intensity ultrasound in the liquid. In the bubble clusters, interaction of bubbles exists because of the secondary radiation of bubbles. Therefore, the oscillations of bubbles are coupled. On the other hand, the surrounding liquid pressure of the bubbles in the cluster is influenced by the oscillations of the bubbles, which induces a pressure gradient on the boundary of the cluster. Therefore, the oscillation of a bubble inside a cluster is contracted by the formation of the cluster and its structure evolution. In this paper, a cylindrical cavitation bubble cluster is considered as a mixture drop of bubbles and liquids, and the motion of the cluster boundary is proposed with a second two-dimensional (2D) Rayleigh equation related to the difference between the inner mixture pressure and the outside liquid pressure on the boundary. Based on the bubble cluster boundary dynamical equation, a new mathematical model is developed to describe the motion of cavitation bubbles inside a cylindrical cluster when the effects of coupled oscillation are included. Comparing the new model equation with the Rayleigh-Plesset equation of single bubble in unbounded liquid, it is easy to draw the conclusion that the contraction of oscillating bubbles is strengthened by the coupled oscillation of bubbles and the boundary motion. In the cylindrical cluster, the oscillation of bubbles is suppressed, and the natural frequency of bubbles is reduced. The proposed model is used as a basis for the numerical investigation of the nonlinear acoustic response of bubbles. The suppression of the bubble oscillation is strengthened by increasing the number density of bubbles. Comparing numerical curves of the maximum radius of the oscillating bubble, it is shown that there are local peaks which are related to the resonance response of bubbles. In some unstable parameter regions, the maximum radius of the oscillating bubble varies sensitively with the tiny change of the parameters. The parameter space distribution of the unstable regions is related to the initial bubble radius and driving frequency of ultrasound. According to the numerical results related to the parameters, such as bubble number density, initial radius, driving frequency and pressure amplitude of ultrasound, it is found that the unstable acoustic response could be amplified for bubbles of smaller initial radius driven by a low-frequency ultrasound. For cavitation bubbles of initial radii ranging from 1 μm to 10 μm in low-frequency ultrasonic field, the unstable regions of parameter spaces related to the evolution of maximum radius become broader with the decrease of bubble initial radius and driving frequency of ultrasound. Therefore, the tiny bubbles inside cylindrical clusters have stronger nonlinear properties and the change of the parameters in the dynamical model equation has greater influence on the tiny bubbles.

Keywords: cavitation field, cavitation bubbles, coupled oscillation, acoustical response

PACS: 43.25.+y, 43.35.+d

DOI: 10.7498/aps.65.144301

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11204168, 11474191) and the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. GK201603102).

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