

声驻波场中空化泡的动力学特性

沈壮志

Dynamical behaviors of cavitation bubble under acoustic standing wave field

Shen Zhuang-Zhi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 124702 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.124702

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.124702>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I12>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

非球形包膜微泡近场局部高压研究

Localized high pressure near an aspheric encapsulated microbubble

物理学报.2014, 63(20): 204702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.204702>

水中上浮气泡动态特性研究

Dynamic behavior of rising bubble

物理学报.2014, 63(18): 184701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.184701>

相同尺度下气泡与复杂壁面的耦合特性研究

Study on coupling characteristics between bubble and complex walls at the same scale

物理学报.2014, 63(17): 174701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.174701>

上浮气泡在壁面处的弹跳特性研究

Study on a rising bubble bouncing near a rigid boundary

物理学报.2014, 63(5): 054705 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.054705>

激光空泡在文丘里管中运动的动力学特性

Dynamic characteristics of laser-induced bubble moving in venturi

物理学报.2014, 63(5): 054707 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.054707>

声驻波场中空化泡的动力学特性*

沈壮志†

(陕西师范大学应用声学研究所, 陕西省超声学重点实验室, 西安 710119)

(2014年11月13日收到; 2014年12月15日收到修改稿)

以水为工作介质, 考虑了液体的可压缩性, 研究了驻波声场中空化泡的运动特性, 模拟了驻波场中各位置处空化泡的运动状态以及相关参数对各位置处空化泡在主 Bjerknes 力作用下运动方向的影响. 结果表明: 驻波声场中, 空化泡的运动状态分为三个区域, 即在声压波腹附近空化泡做稳态空化, 在偏离波腹处空化泡做瞬态空化, 在声压波节附近, 空化泡在主 Bjerknes 力作用下, 一直向声压波节处移动, 显示不发生空化现象; 驻波场中声压幅值增加有利于空化的发生, 但声压幅值增加到一定上限时, 压力波腹区域将排斥空化泡, 并驱赶空化泡向压力波节移动, 不利于空化现象的发生; 当声频率小于初始空化泡的共振频率时, 声频率越高, 由于主 Bjerknes 力的作用将有更多的空化泡向声压波节移动, 不利于空化的发生, 尤其是驻波场液面的高度不应是声波波长的 $1/4$; 当声频率一定时, 空化泡初始半径越大越有利于空化现象的发生, 但当空化泡的初始半径超过声频率的共振半径时, 由于主 Bjerknes 力的作用将有更多的空化泡向声压波节移动, 不利于空化的发生.

关键词: 声驻波场, 声空化, 混沌, 主 Bjerknes 力

PACS: 47.55.dd, 43.35.+d, 47.35.Rs, 75.40.Mg

DOI: 10.7498/aps.64.124702

1 引言

空化降解水体中有机污染物, 由于不产生二次污染, 被称为“绿色水处理”而受到广泛的关注. 产生空化的方法有水力空化^[1,2]、光空化^[3,4]、电空化^[5-7]、磁空化^[8,9]以及声空化^[10], 而水力空化和声空化是目前水体净化处理领域中研究最多的两种技术, 声空化作为其中的代表在各技术领域里都有着出色的表现^[11]. 作为降解水体中有机污染物的声空化技术主要是利用声空化效应所产生高级氧化、焚烧、超临界氧化等多种水处理技术为一身的技术, 且操作简单, 降解速度快, 可单独与其他水处理技术联合, 是一种极具发展潜力的水处理技术, 具有良好的应用前景. 尽管如此, 声空化也存在着由于能量利用率低而导致有机污染物降解效率不高的弊端, 使得超声空化效应的应用受到极大的限制, 难以实现工业化^[12], 同时常规的声化学反

应器由于存在驻波声场导致处理效果不佳. 为了提高声空化降解有机污染物的效率, 学者们重点研究了反应器内的声场分布特征, 通过各种技术手段尽可能消除反应器内的驻波声场, 使声场尽可能具有合理的均匀分布特性. 林书玉等^[13]将反应器的底部做成波浪结构, 在每个波浪结构上粘接弯曲振动的矩形薄板, 通过改变辐射器的声波辐射方向达到减少驻波存在的目的. 张镜澄^[14]通过调频的方法改善了反应器内声场分布的均匀度. 沈壮志和尚志远^[15]通过改善反应器的形状也起到淡化驻波声场的作用. 但声空化使用的超声频率范围在 18 kHz 以上, 甚至高达 1 MHz^[16], 这样由于频率高, 波长短, 声波在反应器内的叠加不可避免地要产生驻波声场, 因此研究驻波声场中声空化效应具有实际意义. 而声空化效应主要是研究空化泡在声场作用下形成膨胀、压缩及崩溃等过程, 尤其是研究它在压缩崩溃阶段所产生的高温、高压等极端的物理条件, 因为它是开启超声提取、清洗和降解有机污染物的

* 国家自然科学基金(批准号: 11174191)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: szz6@163.com

通道.

事实上,对声场中空化泡研究的一个重要方面就是空化泡的振荡特性.超声空化降解有机污染物的效果是由声场空化泡的动力学特性所确定的,而空化泡的运动特性是声场作用下的动力学行为,是受声频率、声压、污染物特性、液体特性等众多因素的影响,是个复杂的工程.既然反应器内的驻波声场只能改善不能完全消除,本文就从驻波声场中空化泡的运动特性着手,探讨提高声空化降解有机污染物的途径和方法.

2 数学模型与数值方法

2.1 空化泡动力学方程

对声场作用下空化泡的动力学特性研究,模型采用了以下假设:

- 1) 空化泡膨胀和收缩期间保持为球形,只做径向运动;
- 2) 液体主体为水,温度恒定为 20 °C;
- 3) 考虑液体可压缩性、液体黏滞性、表面张力及液体的蒸汽压;
- 4) 计入气泡运动时向液体辐射声波而存在的辐射阻尼项;
- 5) 不考虑热交换、水蒸汽的相变、气体质量交换及泡内的化学反应.

空化泡运动控制方程采用经 Prosperetti^[17]修正的可压缩性的 Keller-Miksis^[18]方程:

$$\begin{aligned} & \left(1 - \frac{\dot{R}}{c}\right) R \ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 \left(1 - \frac{\dot{R}}{3c}\right) \\ &= \left(\frac{P}{\rho}\right) + \frac{1}{\rho c} \frac{d}{dt}(RP) \\ &= \left(1 + \frac{\dot{R}}{c}\right) \frac{P}{\rho} + \frac{R}{\rho c} \frac{dP}{dt}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 P 是 (R, \dot{R}, t) 函数,

$$\begin{aligned} & P(R, \dot{R}, t) \\ &= \left(P_0 - P_v + \frac{2\sigma}{R_0}\right) \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\kappa} \\ & \quad - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} - P_0 + P_v - P_U, \end{aligned} \quad (2)$$

P_0 是环境大气压, P_v 是泡内蒸汽压, σ 是表面张力, μ 是黏滞系数, c 是声速, ρ 是液体密度, κ 是

泡内气体的多方指数, R_0 是气泡初始半径, R 是任意时刻泡的运动半径, $P_U = 2P_A \cos(kz) \cos(2\pi ft)$ 是驻波声场中的声压, P_A 是声压幅值, f 是声波频率, $k = 2\pi f/c$ 是波数, z 为驻波声场中的位置 (声压沿 z 方向传播).

2.2 数值方法与初始条件

对上述方程组采用龙格-库塔法模拟空化泡的运动特性. 初始条件为: $t = 0$ 时 $R = R_0$, $dR/dt = 0$. 以水作为空化介质, 物性参数为: $\rho = 998 \text{ kg/m}^3$, $\sigma = 0.0725 \text{ N/m}$, $\mu = 0.001 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $P_0 = 1 \times 10^5 \text{ Pa}$, $P_v = 2.33 \text{ kPa}$, $c = 1500 \text{ m/s}$, $\kappa = 4/3$.

3 结果与讨论

3.1 空化泡在驻波场中的位置对其动力学特性的影响

假设入射的声压以 $P_i = P_A \cos(\omega t - kz)$ 形式传播, 并且认为声波完全反射则反射声压以 $P_r = P_A \cos(\omega t + kz)$ 形式反向传播, 两者在声场中叠加形成驻波场中的声压为 $2P_A \cos(kz) \cos(2\pi ft)$. 由介质中质点的振动位移与声压的关系^[19], 可知位移 $y = 2y_m \sin(kz) \cos(2\pi ft)$. 这里以声频率为 30 kHz、声压为 2.9 atm、气泡的初始半径为 10 μm 为例, 研究驻波声场中位置对空化泡运动状态的影响. 图 1(a) 显示驻波声场中各质点的振动位移与驻波场中位置的关系, 图 1(b) 显示驻波声场中各点的声压变化与位置的关系. 对比两图可知, 驻波场中声压波的波腹位于位移波的波节处, 声压波的波节位于位移波的波腹处^[20].

图 2(a) 是空化泡在 30 kHz 驻波声场中的分叉图. 根据驻波声场的对称性特点, 这里只考虑前 $\lambda/4$ 范围内 (0—1.25 cm) 的空化泡动力学特性. 根据图 2(a) 显示的分叉特性, 可以把空化泡的运动状态在前 $\lambda/4$ 范围内分为三个区域: 第一个区域的范围是 $0 \leq z < 0.52 \text{ cm}$, 因为在这个区域范围内空化泡的运动状态是一致的, 且显示在这一驻波声场范围内空化泡运动处于周期一状态; 第二个区域的范围是 $0.52 \text{ cm} \leq z \leq 1.18 \text{ cm}$, 在这个区域范围内空化泡的运动状态也是一致的, 但显示在这一驻波声场范围内的空化泡运动处于混沌状态; 第三个区

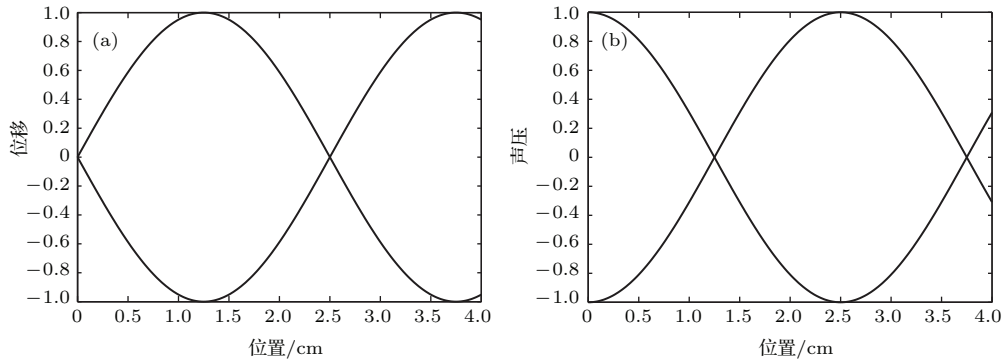


图1 介质中各点的振动位移和声压与位置的关系 (a) 振动位移; (b) 声压

Fig. 1. (a) The relationship between the vibration displacement and the position of each point in the medium; (b) the relationship between the acoustic pressure and the position of each point in the medium.

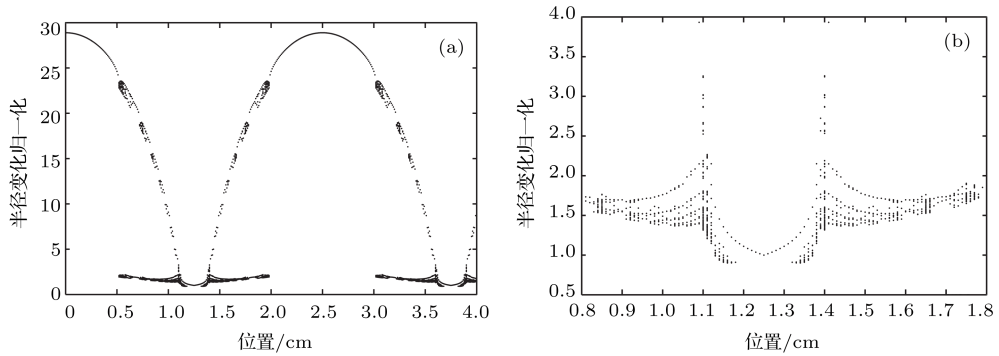


图2 (a) 30 kHz 驻波声场中位置对空化泡运动状态的影响; (b) 声压波节附近空化泡运动状态

Fig. 2. (a) The effect of the position on the cavitation bubble motion state in the 30 kHz standing wave field; (b) the cavitation bubble state near acoustic pressure node.

域的范围是 $1.18 \text{ cm} < z \leq 1.25 \text{ cm}$, 其空化泡的运动状态也是一致的(对其范围的图形放大即可看出, 见图2(b)). 也就是说每一个区域范围内的空化泡运动状态是相同的, 只是在声场作用下空化泡半径变化不同而已. 为了研究空化泡的动力学特性, 这里对每一区域内任取一点先研究它的运动状态再了解它的动力学特性.

3.1.1 驻波声场 $0 \leq z < 0.52 \text{ cm}$ 范围内空化泡动力学特性

图3(a)表明, 在驻波声场 $0-0.52 \text{ cm}$ 范围内的空化泡, 其运动状态显示为等幅的稳定的周期性运动, 且运动频率等于外界驱动频率, 也就是说, 空化泡的运动每隔一个外激励周期重复一次, 另外空化泡在一个周期内没出现反弹现象, 这都表明它的

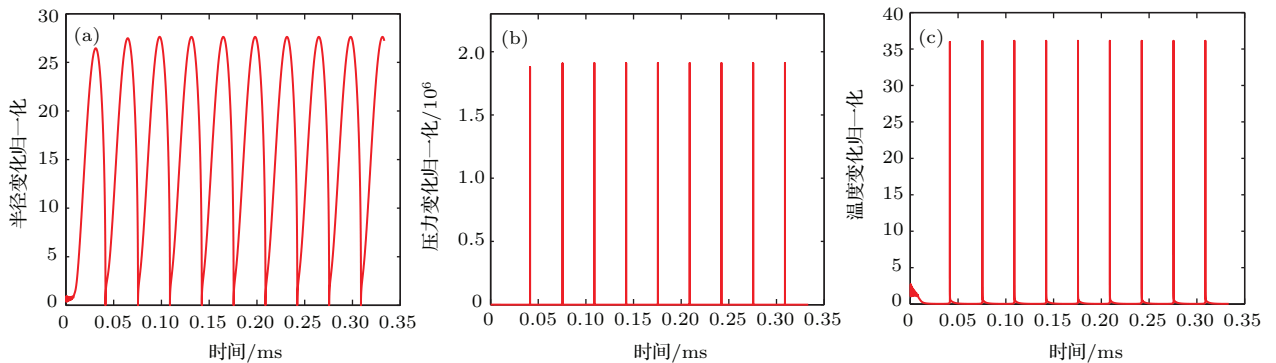


图3 (a) 驻波场 0.3 cm 处空化泡的运动特性; (b) 驻波场 0.3 cm 处空化泡崩溃时的压力; (c) 驻波场 0.3 cm 处空化泡内温度的变化

Fig. 3. (a) The motion of cavitation bubble at 0.3 cm in the standing wave field; (b) the collapse pressure of cavitation bubble at 0.3 cm in the standing wave field; (c) the temperature variety inside bubble at 0.3 cm in the standing wave field.

运动是等幅稳定的周期一运动. 图3(b)和图3(c)分别为空化泡崩溃时液体的压力和泡内的温度变化估计值, 图中显示它们的变化也都是等幅的. 所有这些特性都揭示了在驻波声场的这个范围内的空化泡具有稳态空化特征.

3.1.2 驻波声场 $0.52 \text{ cm} \leq z \leq 1.18 \text{ cm}$ 范围内空化泡动力学特性

图4(a)为在驻波声场 $0.52\text{--}1.18 \text{ cm}$ 范围内的空化泡的运动状态, 从图中可看出, 空化泡的运动状态不具有等幅的周期性运动特征, 而且在每个声周期内空化泡具有微小反弹现象, 表明它是非等幅、非稳定的周期性运动^[21], 暗示着空化泡的运动状态已具有混沌特征, 因为混沌就是无数个非

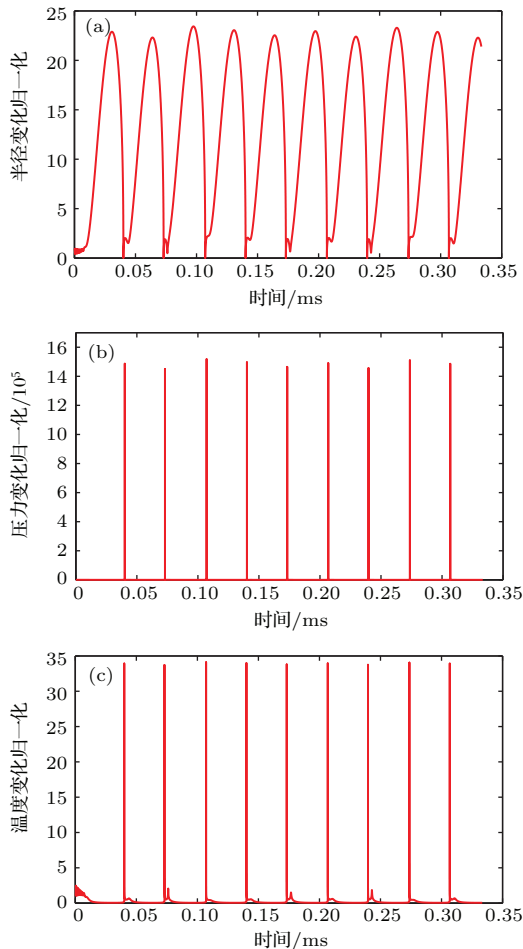


图4 (a) 驻波场 0.55 cm 处空化泡的运动特性图; (b) 驻波场 0.55 cm 处空化泡崩溃时的压力; (c) 驻波场 0.55 cm 处空化泡内温度的变化

Fig. 4. (a) The motion of cavitation bubble at 0.55 cm in the standing wave field; (b) the collapse pressure of cavitation bubble at 0.55 cm in the standing wave field; (c) the temperature variety inside bubble at 0.55 cm in the standing wave field.

等幅、非稳定的周期性运动的组合. 另外, 对比图3(a)和图4(a)可知, 在驻波声场 0.3 cm 处的空化泡压缩崩溃所需的时间是 $10.8 \mu\text{s}$, 而在驻波声场 0.55 cm 处的空化泡压缩崩溃所需的时间大约是 $9 \mu\text{s}$, 显然空化泡的崩溃时间在缩短, 它表明处于混沌运动状态下的空化泡崩溃程度更加剧烈^[12], 所有这些特性都揭示了在驻波声场的这个范围内的空化泡具有瞬态空化特征.

3.1.3 驻波声场 $1.18 \text{ cm} < z \leq 1.25 \text{ cm}$ 范围内空化泡动力学特性

驻波声场在 $1.18 \text{ cm} < z \leq 1.25 \text{ cm}$ 范围已经是声压波的波节位置 (1.25 cm 处) 附近. 从图5(a)—(c) 可非常明显地看出, 在这个范围内的

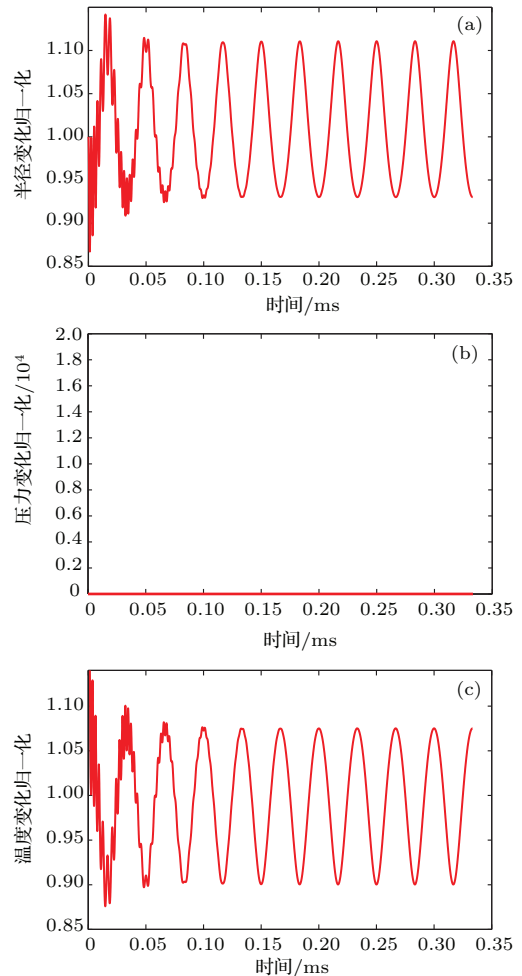


图5 (a) 驻波场 1.20 cm 处空化泡的运动特性图; (b) 驻波场 1.20 cm 处空化泡崩溃时的压力; (c) 驻波场 1.20 cm 处空化泡内温度的变化

Fig. 5. (a) The motion of cavitation bubble at 1.20 cm in the standing wave field; (b) the collapse pressure of cavitation bubble at 1.20 cm in the standing wave field; (c) the temperature variety inside bubble at 1.20 cm in the standing wave field.

“空化泡”不会发生空化现象. 气泡的半径虽然在很短时间内处于微小的不稳定状态, 但随后气泡半径变化和初始半径相差无几; 同样泡内温度也和本体溶液温度一致; 而崩溃压力始终为0, 所有这些都说明空化没有发生.

综上所述, 在声压波的波腹附近空化泡具有稳态空化特征; 在声压波的波节附近“空化泡”不发生任何空化现象; 在这两者之间的空化泡具有瞬态空化特征.

3.2 主Bjerknes力对空化泡运动特性的影响

从上述数值模拟可知, 驻波声场中各区域的空化泡, 其运动状态决定着它的空化特征, 同时声场中的空化泡不是静止不动的, 而是在辐射力作用下向波腹或波节处迁移. 从理论研究可知^[22,23], 处于声场中的气泡要受到主Bjerknes力和次Bjerknes力的作用, 主Bjerknes力是气泡受声波直接作用而产生的力, 而次Bjerknes力是气泡间的相互作用力, 由于主Bjerknes力远大于次Bjerknes力, 这里只考虑主Bjerknes力对气泡运动特性的影响.

考虑气泡的半径小于声波波长, 那么作用于气泡上的主Bjerknes力为

$$F_{Bj} = - \left\langle \frac{4\pi}{3} R^3(t) \nabla P_{US}(z, t) \right\rangle, \quad (3)$$

其中 $\langle \dots \rangle$ 表示对时间的平均值, $R(t)$ 是气泡的瞬时半径, ∇P_{US} 是对声压的梯度. 对(3)式进行化简得

$$\begin{aligned} F_{Bj} &= \frac{4\pi}{3} \frac{2\pi f}{c} 2P_A \sin(2\pi f z/c) \langle R^3(t) \cos(2\pi f t) \rangle \\ &= \frac{16\pi^2}{3} f P_A \sin(2\pi f z/c) \langle R^3(t) \cos(2\pi f t) \rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

3.2.1 声压对空化泡运动特征的影响

图6是频率为30 kHz、初始半径为10 μm的空化泡在不同声压作用下所受到的 F_{Bj} 与其位置的关系(1 atm = 1.01325 × 10⁵ Pa). 从图6可看出, 在不同声压作用下, 空化泡所受到的 F_{Bj} 的大小和 F_{Bj} 的正负范围有所不同, 但曲线的变化趋势是相同的. 根据文献^[24]的研究, F_{Bj} 的正负决定着空化泡在声波作用下是向声压波腹移动还是向声压波节移动.

对声压幅值为1.1 atm (a曲线)的曲线来说, 在 $0 < z \leq 0.27$ cm范围内的空化泡所受到的 F_{Bj} 随 z 的增加而增加, 力为正; 在 0.27 cm $< z \leq 0.556$ cm范围内的空化泡所受到的 F_{Bj} 力随 z 的增加而减小, 但力仍为正. 这表明 $0 < z \leq 0.556$ cm范围内的空化泡在 F_{Bj} 力的作用下趋向沿声压波的波节位置移动^[24], 当空化泡运动到0.556 cm位置处, 此刻 F_{Bj} 为0, 由于惯性空化泡继续朝声压波的波节移动, 一旦空化泡越过此处, 立即受到负 F_{Bj} 力作用, 由文献^[24]可知, 空化泡将向声压波腹位置移动. 由3.1节的模拟分析, 空化泡将处在稳态或瞬态空化区域范围, 显然有利于空化的发生. 同样在 0.556 cm $\leq z < 1.2489$ cm范围内的空化泡受到的 F_{Bj} 为负, 表明该范围内的空化泡在 F_{Bj} 力作用下趋向沿声压波的波腹位置移动^[24], 该范围也有利于空化的发生. 只有气泡在 1.2489 cm $\leq z \leq 1.25$ cm微小的范围内, 它所受到的 $F_{Bj} \geq 0$, 空化泡将一直向声压波节移动, 根据3.1节的模拟分析, 显然不利于空化的发生.

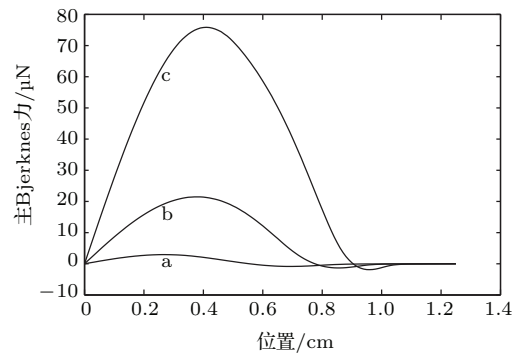


图6 空化泡在不同声压作用下 Bjerknes 力与其位置的关系 ($f = 30$ kHz, $R_0 = 10$ μm; a, 1.1 atm; b, 1.5 atm; c, 2.0 atm)

Fig. 6. The relationship between the Bjerknes force and the position of the cavitation bubble at different acoustic pressures. $f = 30$ kHz, $R_0 = 10$ μm; a, 1.1 atm; b, 1.5 atm; c, 2.0 atm.

同样当在声压幅值为1.5 atm的声波作用下, 在 $0 < z \leq 0.776$ cm范围内的空化泡所受到的 F_{Bj} 为正, 在 0.776 cm $< z < 1.2492$ cm范围内的空化泡所受到的 F_{Bj} 为负. 根据上述分析可知: 在 $0 < z \leq 1.2492$ cm范围内的空化泡有利于空化的发生; 只有当空化泡在 1.2492 cm $\leq z \leq 1.25$ cm范围内 $F_{Bj} \geq 0$, 可空化泡将一直向声压波的波节移动, 导致空化不会发生.

当声压幅值为2.0 atm时, 在 $0 < z \leq 0.9042$ cm范围内的空化泡所受到的 F_{Bj} 为正, 在 0.904 cm $<$

$z < 1.2494$ cm 范围内的空化泡所受到的 F_{Bj} 为负. 同样由上述分析可知: 在 $0 < z \leq 1.2494$ cm 范围内的空化泡有利于发生空化; 只有空化泡在 $1.2494 \text{ cm} \leq z \leq 1.25$ cm 微小的区域内, 由于 $F_{Bj} \geq 0$ 空化泡将一直向声压波的波节移动, 空化不会发生.

对比图6所示的 a, b, c 三条曲线可知, 在声频率一定的条件下, 当声压幅值增加时, 发生空化区域的范围增加, 空化泡在 $F_{Bj} \geq 0$ 的作用下向声压波的波节移动的区域减小, 也就是说, 增加声压幅值有利于增加空化发生的区域范围, 减小不利于空化发生的区域范围. 但当声压幅值增加到 13 atm 时, 驻波声场中所有位置处的空化泡所受到的 F_{Bj} 都大于 0 (图略), 也就是说, 空化泡都将向声压波的波节移动, 其间无平衡位置, 显然影响空化的发生.

3.2.2 声频率对空化泡运动特征的影响

图7是声压幅值为 2.0 atm、初始半径为 10 μm 的空化泡在不同声频率作用下所受到的 F_{Bj} 与其位置的关系. 类似上述分析, 当频率为 30 kHz 时, 空化泡受到 F_{Bj} 为正的的范围是 $0 < z \leq 0.9042$ cm; F_{Bj} 为负的范围是 $0.9042 \text{ cm} \leq z < 1.2494$ cm, 即在 z 方向上有 0.3452 cm 区域的空化泡所受到的 F_{Bj} 为负; 而在 $1.2494 \text{ cm} \leq z \leq 1.25$ cm 区域内 $F_{Bj} \geq 0$. 由上述分析可知, 空化泡在 $0 < z \leq 1.2494$ cm 区域内有利于空化的发生, 在 $1.2494 \text{ cm} \leq z \leq 1.25$ cm 区域内空化泡在 F_{Bj} 作用下向声压波的波节移动, 不利于空化的发生. 当频率为 60 kHz 时, 在 z 方向上有 0.6762 cm 区域的空化泡所受到的 F_{Bj} 为正, 有 0.5638 cm 区域的空化泡所受到的主 F_{Bj} 为负; 当频率为 120 kHz 时, 空化泡所受到的 F_{Bj} 为正与 F_{Bj} 为负的区域范围相等. 由此可见, 当声驻波的传播范围一定时, 频率越高, 空化泡所受到的负 F_{Bj} 作用区域范围越小, 也就是说, 有更多的空化泡将向声压波节处移动, 不利于空化现象发生; 模拟显示处理液的深度 (或高度) 不应是波长的四倍, 否则 F_{Bj} 为正与 F_{Bj} 为负区域范围相等, 也就是说, 有一半区域的空化泡在正 F_{Bj} 作用下向波节处移动, 可能导致不发生空化. 因此要增加声空化处理效果, 液面的深度不应是 $\lambda/4$.

另外 30 kHz 的气泡共振半径为 95.75 μm , 60 kHz 的气泡共振半径为 53.64 μm , 120 kHz 的气泡共振半径为 27.08 μm . 显然初始半径为 10 μm

远小于它们的共振半径. 文献 [24] 理论研究表明: 当初始半径小于共振半径时, $F_{Bj} < 0$, 空化泡将向声压波的波腹移动; 当初始半径大于共振半径时, $F_{Bj} > 0$, 空化泡则向声压波的波节移动, 具体分析见 3.2.3 节.

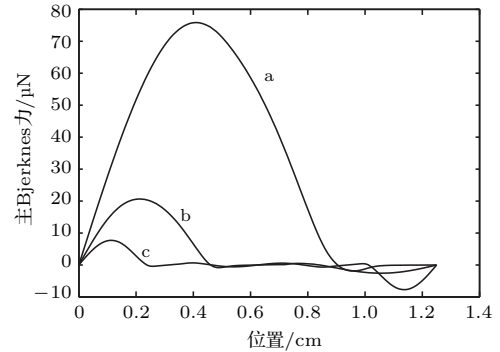


图7 空化泡在不同声频率作用下 Bjerknes 力与其位置的关系 ($P_A = 2.0$ atm, $R_0 = 10 \mu\text{m}$; a, 30 kHz; b, 60 kHz; c, 120 kHz)

Fig. 7. The relationship between the Bjerknes force and the position of the cavitation bubble at different acoustic frequencies. $P_A = 2.0$ atm, $R_0 = 10 \mu\text{m}$; a, 30 kHz; b, 60 kHz; c, 120 kHz.

3.2.3 初始半径对空化泡运动特征的影响

图8是在声压幅值为 2.0 atm、频率为 30 kHz 的条件下, 不同初始半径的空化泡在声波作用下所受到的 F_{Bj} 与其位置的关系. 当空化泡初始半径为 0.5 μm 时, 空化泡受到 F_{Bj} 为正的的范围是 $0 < z \leq 0.777$ cm, 而 F_{Bj} 为负的范围是 $0.777 \text{ cm} < z < 0.79$ cm. 由上述分析可知, 在 $0 < z \leq 0.79$ cm 区域内的空化泡能有效发生空化; 在 $0.79 \text{ cm} \leq z \leq 1.25$ cm 范围内空化泡受到的 F_{Bj} 为零 (a 曲线), 既然不受声波的作用, 显然该区域内的“空化泡”不会发生空化效应, 模拟结果也显示与图2中的第三个区域一致 (图略). 当空化泡初始半径为 1 μm 时, F_{Bj} 为正的的范围是 $0 < z \leq 0.858$ cm, 而 F_{Bj} 为负的范围是 $0.858 \text{ cm} < z \leq 0.93$ cm, 而 F_{Bj} 为零的范围是 $0.93 \text{ cm} < z \leq 1.25$ cm. 当空化泡初始半径为 10 μm 时, F_{Bj} 为正的的范围是 $0 < z \leq 0.904$ cm, 而 F_{Bj} 为负的范围是 $0.904 \text{ cm} < z \leq 1.2493$ cm. 由上述分析可知, 在驻波场区域为 $0 < z \leq 1.2493$ cm 范围都有利于空化的发生, 只有在微小的区域 $1.2493 \text{ cm} \leq z \leq 1.25$ cm 内, 空化泡所受到的 $F_{Bj} \geq 0$, 该范围内的空化泡不会发生空化. 显然在频率和声压幅值一定的条件下, 空化泡的初始半径越大, 空化区域的范围越大. 但是当

空化泡的初始半径为 $100\ \mu\text{m}$ 时, 驻波声场中所有位置处的空化所受到的 $F_{\text{Bj}} \geq 0$, 即当空化泡的初始半径过大时, 空化泡在 F_{Bj} 将向声压波的波节移动 [25], 可能不利于空化的发生.

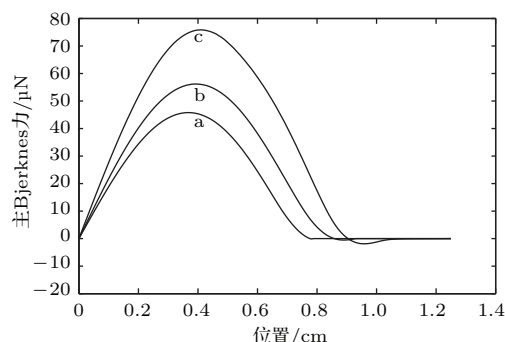


图8 初始半径不同的空化泡所受 Bjerknes 力与其位置的关系 ($f = 30\ \text{kHz}$, $P_A = 2.0\ \text{atm}$; a, $0.5\ \mu\text{m}$; b, $1\ \mu\text{m}$; c, $10\ \mu\text{m}$)

Fig. 8. The relationship between the Bjerknes force and the position of the cavitation bubble with different initial radii. $f = 30\ \text{kHz}$, $P_A = 2.0\ \text{atm}$; a, $0.5\ \mu\text{m}$; b, $1\ \mu\text{m}$; c, $10\ \mu\text{m}$.

4 结 论

本文以水为介质, 对驻波声场作用下可压缩液体中的空化泡动力学特性进行了研究. 得出以下结论: 在 $\lambda/4$ 驻波范围内的空化泡在声压波的波腹附近做等幅稳定的周期振荡, 表现为周期一运动状态, 体现为稳态空化特征; 在声压波的波节附近不发生任何空化现象; 在这两者之间的空化泡做非等幅、非稳定的周期运动, 表现为混沌运动状态, 体现为瞬态空化特征. 分析主 Bjerknes 力作用下驻波声场中不同位置的空化泡的运动方向可以发现, 当频率和空化泡的初始半径一定时, 声压幅值越大, 将有更多区域的空化泡向声压波腹方向移动, 有利于空化的发生, 但当声压幅值增加到 $13\ \text{atm}$ 上限时, 驻波声场中所有位置处的空化泡所受到的 F_{Bj} 都大于 0, 也就是说, 空化泡都将向声压波的波节移动, 其间无平衡位置, 显然将影响空化现象的发生; 当声压幅值和空化泡的初始半径一定时, 频率越高, 有更多区域的空化泡向声压波腹移动, 利于空化的发生, 但液面的深度不应是 $\lambda/4$; 当频率和声压幅值一定时, 空化泡的初始半径越大, 将有更多区域的空化泡向声压波腹方向移动, 有利于空化现象的发生, 但是当空化泡的初始半径为 $100\ \mu\text{m}$ 上限时, 驻波声场中所有位置处的空化所受到的 $F_{\text{Bj}} \geq 0$, 即当空化泡的初始半径过大时, 空化泡在

F_{Bj} 作用下将向声压波的波节移动, 可能不利于空化的发生.

参考文献

- [1] Kumar P S, Kumar M S, Pandit A B 2000 *Chem. Eng. Sci.* **55** 1633
- [2] Wang S K, Wang J G, Guo P Q, Guo W L, Li G L 2008 *Ultrason. Sonochem.* **15** 357
- [3] Zong S G, Wang J A, Ma Z G 2010 *Chin. J. Laser* **37** 1000 (in Chinese) [宗思光, 王江安, 马治国 2010 中国激光 **37** 1000]
- [4] Brujan E A, Nahen K, Schmidt P 2001 *J. Fluid Mech.* **433** 251
- [5] Lang P S, Ching W K, Willberg D M 1998 *Environ. Sci. Technol.* **32** 3142
- [6] Ye Q Z, Qi J, Gu W G, Li J 2004 *High Volt. Eng.* **20** 110 (in Chinese) [叶齐政, 齐军, 顾温国, 李劲 2004 高电压技术 **20** 110]
- [7] Sikney Clement J 1987 *IEEE Trans Ind. Appl.* **23** 224
- [8] Ishimoto J, Okubo M, Kamiyama S 1995 *JSME Int. J. Ser. B* **38** 382
- [9] Cunha F R, Sousa A J, Morais P C 2002 *J. Magnet. Magnet. Mater.* **252** 271
- [10] Mason T J 1993 *Chem. Ind.* **18** 50
- [11] Feng R, Li H M 1992 *Sonchemistry and Its Application* (Anhui: Anhui Science and Technology Press) (in Chinese) p174 [冯若, 李化茂 1992 声化学及其应用 (安徽: 安徽科学技术出版社) 第 174 页]
- [12] Shen Z Z, Lin S Y 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 084302 (in Chinese) [沈壮志, 林书玉 2011 物理学报 **60** 084302]
- [13] Lin S Y, Zhang F C, Guo X W 1993 *Appl. Acoust.* **12** 34 (in Chinese) [林书玉, 张福成, 郭孝武 1993 应用声学 **12** 34]
- [14] Zhang J C 1993 *Techn. Acoust.* **12** 28 (in Chinese) [张镜澄 1993 声学技术 **12** 28]
- [15] Shen Z Z, Shang Z Y 1999 *Appl. Acoust.* **18** 41 (in Chinese) [沈壮志, 尚志远 1999 应用声学 **18** 41]
- [16] Zhu C P, Feng R, Yang Y, Xu Y 2000 *Techn. Acoust.* **19** 125 (in Chinese) [朱昌平, 冯若, 杨勇, 徐勇 2000 声学技术 **19** 125]
- [17] Prosperetti A 1984 *Ultrasonics* **22** 69
- [18] Keller B, Miksis M 1980 *J. Acoust. Soc. Am.* **68** 628
- [19] Du G H, Zhu Z M, Gong X F 1981 *Acoustics Foundation* (Shanghai: Shanghai Science Technology Press) p180 (in Chinese) [杜功焕, 朱哲民, 龚秀芬 1981 声学基础 (上海: 上海科学技术出版社) 第 180 页]
- [20] Fu J X 1988 *J. Qufu Nor. Univ.* **14** 88 (in Chinese) [付吉孝 1988 曲阜师范大学学报 **14** 88]
- [21] Lauterborn W, Parlitz U 1988 *J. Acoust. Soc. Am.* **84** 1975
- [22] Blake F G 1949 *J. Acoust. Soc. Am.* **21** 551
- [23] Eller A 1968 *J. Acoust. Soc. Am.* **43** 170
- [24] Akhatov I, Mettin R, Ohi C D, Parlitz U, Lauterborn W 1997 *Phys. Rev. E* **55** 3747
- [25] Robert M, Alexander A D 2009 *Appl. Acoust.* **70** 1330

Dynamical behaviors of cavitation bubble under acoustic standing wave field*

Shen Zhuang-Zhi[†]

(Shaanxi Key Laboratory of Ultrasonics, Institute of Applied Acoustics, Shaanxi Normal University, Xi'an 710119, China)

(Received 13 November 2014; revised manuscript received 15 December 2014)

Abstract

Considering the compressibility of liquid, we investigate the dynamical behaviors of a cavitation bubble in an acoustic standing wave field by regarding water as a work medium. The motion state of the cavitation bubble at each position is simulated in the standing wave field, the influences of the primary Bjerknes force on the motion direction of the cavitation bubble at each position are also simulated with different relevant parameters. The results show that in the standing wave field, the motion state of the cavitation bubble is divided into three aspects: the cavitation bubble is of steady-state cavitation near the pressure antinode; the cavitation bubble is of transient cavitation at the position deviating from the pressure antinode; in the vicinity of the acoustic pressure node, the cavitation bubble has been moving to the acoustic pressure node due to the primary Bjerknes force, so the phenomenon of cavitation does not occur. In the standing wave field, when the acoustic pressure amplitude exceeds its upper limit, the primary Bjerknes force makes the cavitation bubble move to pressure node, it is not conducive to the occurrence of cavitation. When the acoustic frequency is smaller than the bubble resonant frequency, the primary Bjerknes force will make more cavitation bubbles move to acoustic pressure node with the increase of the acoustic pressure, so this is not conducive to the occurrence of cavitation. Especially, the height of the liquid level should not be a quarter of acoustic wavelength. For a given acoustic frequency, the larger the initial radius of cavitation bubble, the more favorable the occurrence of cavitation is. But when the initial radius of cavitation bubble exceeds the resonant radius of acoustic frequency, the bubble will be pushed to pressure node. That is to say, the acoustic pressure amplitude, the acoustic frequency, and the initial radius of cavitation bubble each have a corresponding limit. Moreover, the lower limit is conducive to the occurrence of the phenomenon of cavitation.

Keywords: acoustic standing wave field, acoustic cavitation, chaos, primary Bjerknes force

PACS: 47.55.dd, 43.35.+d, 47.35.Rs, 75.40.Mg

DOI: 10.7498/aps.64.124702

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11174191).

† Corresponding author. E-mail: szz6@163.com