

黏弹介质包裹的液体腔中气泡的动力学分析

张陶然 莫润阳 胡静 陈时 王成会 郭建中

Dynamic analysis of bubble in liquid cavity wrapped by viscoelastic medium

Zhang Tao-Ran Mo Run-Yang Hu Jing Chen Shi Wang Cheng-Hui Guo Jian-Zhong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 124301 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201876

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201876>

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

弹性介质包围的球形液体腔中气泡和粒子的相互作用

Interaction between bubble and particle in spherical liquid cavity surround by an elastic medium

物理学报. 2020, 69(23): 234301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200764>

超声在液体中的非线性传播及反常衰减

Nonlinear propagation and anomalous absorption of ultrasound in liquid

物理学报. 2020, 69(13): 134301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200425>

声场中球形空化云中气泡的耦合谐振

Coupled resonance of bubbles in spherical cavitation clouds

物理学报. 2019, 68(13): 134301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190360>

声波激励下管路轴向分布双气泡动力学特性分析

Axially-distributed bubble-bubble interaction under a coustic excitation in pipeline

物理学报. 2020, 69(18): 184703 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200546>

单原子Lennard-Jones体黏弹性弛豫时间

Viscoelastic relaxation time of the monoatomic Lennard-Jones system

物理学报. 2020, 69(12): 123101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200138>

基于真实信息传播者的谣言传播模型的动力学分析

Dynamic analysis of rumor propagation model based on true information spreader

物理学报. 2019, 68(15): 150501 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190191>

黏弹介质包裹的液体腔中气泡的动力学分析*

张陶然 莫润阳 胡静 陈时 王成会† 郭建中

(陕西师范大学, 超声学重点实验室, 西安 710062)

(2020 年 11 月 7 日收到; 2021 年 1 月 17 日收到修改稿)

考虑组织黏弹性对腔内气泡的影响, 引入 Voigt 黏弹性模型, 得到生物组织中气泡径向振动方程, 并基于此分析了声场参数、组织弹性、腔体大小对空化气泡振动的影响. 数值分析结果表明: 气泡受到组织的约束, 腔体半径越小约束越强, 气泡的共振频率和振动幅度越小. 气泡和腔体半径比 α 一定时, 随着组织剪切模量的增大, 气泡共振频率增大, 振动幅度减小且在高强度的声压下表现更为明显, 气泡在高频下声响应越弱振动幅度越小. 气泡初始半径在 1—5 μm 区域内惯性空化阈值较低, 较容易空化; 气泡的惯性空化阈值随组织剪切模量, 驱动频率的增大而增大, 且腔体半径越小气泡惯性空化阈值越高. 探究组织黏弹特性对气泡动力学行为的影响, 可为超声检测及治疗提供参考.

关键词: 黏弹性组织, 径向振动, 液体腔, 惯性空化阈值**PACS:** 43.35.+d, 43.25.+y, 47.55.dp**DOI:** 10.7498/aps.70.20201876

1 引言

超声在生物医学领域的应用受到越来越多的关注. 高强度的超声可促使肌肉组织空化, 进而在软组织中产生空化泡, 空化泡的剧烈振动可对组织形成强空化影响, 同时, 气泡对声波的散射以及其自身运动的次级声辐射等可能影响组织内超声能量的分布, 研究空化泡在组织内的动力学行为可为超声诊断和治疗提供理论和实验支持. 常见的超声治疗, 如碎石术^[1,2]、组织消融^[3,4]、肿瘤和癌症治疗等^[5,6], 均与空化效应有关. Pakh 等^[7]利用高速摄影机和被动空化检测系统, 对黏弹性介质中的气泡动力学进行了实验研究, 结果表明, 气泡产生的剪切力可以引起细胞损伤. 聚焦超声诱导的空泡介导的脑治疗已经成为神经系统疾病的新兴治疗方法, 由于惯性空化可能与组织损伤相关. Xu 等^[8]利用传感器和线性超声成像阵列组织的超声图像引导系统对小鼠进行超声治疗, 在小鼠体内注射微泡并以

不同的声压对其进行超声处理, 结果表明较高的压力下会导致严重的组织损伤, 甚至在声压为 4 MPa 时, 实验对象出现了死亡的现象, 因此明确气泡的惯性空化阈值对空化促进治疗具有重要的意义.

黏弹性介质中气泡的动力学模型可为分析软组织中的气泡行为提供理论依据. Tanasawa 和 Yang^[9]等考虑泡内气体热力学过程的影响, 采用三参数线性 Oldroyd 模型分析介质黏弹性对气泡崩溃的影响, 发现介质弹性的存在可减轻介质黏性对气泡崩溃过程的影响. 在超声治疗中, 肌体组织中的气泡在高强度声场驱动下做大振幅振动, 具有典型的非线性特征, 为更好分析气泡的振动, Yang 和 Church^[10]引入 Kelvin-Voigt 本构方程得到了修正的 Keller-Miksis 方程, 并以此为基础探究了介质弹性对气泡振动和惯性空化阈值的影响, 发现弹性的存在可抑制气泡的振动并使得气泡的惯性空化阈值提高. Warnez 和 Johnsen^[11]在黏弹性模型中考虑了可压缩性和热效应, 构建了不同本构模型的介质中气泡动力学方程并进行了对比分

* 国家自然科学基金 (批准号: 11974232, 11727813) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangld001@snnu.edu.cn

析,发现弛豫时间和残余应力等可影响气泡动力学生长和反弹过程.通常可采用 Voigt 和 Maxwell 模型表征软组织等介质的黏弹特性, Catheline 等^[12]对 Agar-gelatin 仿体和肌肉在剪切波驱动下的瞬态弹性成像实验表明 Voigt 模型可能更适用于生物组.液体腔内部气泡动力学研究在地质^[13]、生物学^[14]等领域有比较广的应用.植物中充满液体的导管将水分从根部输送到叶子,而植物中空化气泡的生长被认为是导致植物干旱死亡的一个原因^[15],因此了解被介质包围的液体腔中的气泡的生长及动力学行为是非常必要的. Olivier 等^[16]通过实验研究了凝胶充水腔中的空化,凝胶中水分在蒸发时引起腔内液体张力的变化使得气泡成核并以亚微秒的时间尺度膨胀. Olivier 等^[17]和 Wang^[18]基于液体和固体可压缩性的准静态近似,并假设液体腔中的压力随时间变化,导出了弹性固体约束的充液腔中气泡的动力学方程, Wang^[18]考虑固体的约束及弹性分析了气泡振荡及共振频率,结果表明,由于弹性约束使得气泡的固有频率比无界液体中的频率大一个数量级,且瞬态气泡的振幅和振荡周期显著减小.

超声空化通常在液体环境中产生,生物组织中的空化行为也可视作是被黏弹性介质包裹的液体腔内空化气泡的动力学效应.本文采用 Voigt 黏弹性模型表征组织力学特性,并基于此发展生物组织中的空化泡动力学模型,考虑介质黏弹性对气泡共振频率、径向振动及惯性空化阈值的影响,为理解复杂环境中的空化气泡动力学奠定基础.

2 理论模型

一定强度的超声波作用下的生物组织中的空化通常是多泡体系,为简化分析,仅考虑单气泡的空化行为,发展软组织包裹的球形液体腔内单气泡的动力学.图 1 给出气泡-液体-软组织构成耦合振动系统,假定气泡始终保持球形,忽略腔内液体的压缩性以及液体腔的非球形变化,考虑软组织的黏弹性对气泡在声波驱动下的运动影响,分析气泡的声响应.

若腔内液体不可压缩的,则液体速度可表示为

$$v(r, t) = \frac{R_b^2 \dot{R}_b}{r^2} = \frac{a(t)}{r^2}, \quad a(t) = R_b^2 \dot{R}_b, \quad (1)$$

式中, v 为以液体腔中心为坐标原点的坐标系中 r 处的液体体元的径向速度.

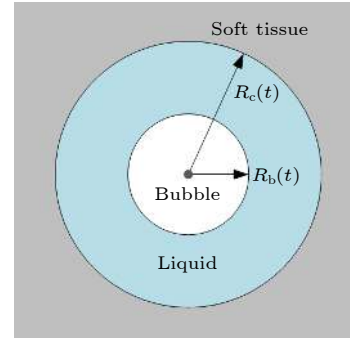


图 1 软组织内液体腔中的气泡

Fig. 1. Bubbles in the fluid cavity in the soft tissue.

腔内液体的运动满足 Navier-Stokes 方程,即:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p_l + \eta \nabla^2 \mathbf{v}, \quad (2)$$

式中 ρ 为液体的密度. (2) 式在 r 方向的分量可表示为

$$\begin{aligned} & \rho \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) \\ &= -\frac{\partial p_l}{\partial r} + \eta \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{2v_r}{r^2} \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Yang 和 Yeh^[19]证明液体黏性仅在气泡表面边界处有贡献,故忽略 (3) 式中黏性项对场分布的影响,将 (1) 式代入 (3) 式,得

$$\rho \left(\frac{\dot{a}}{r^2} - \frac{a^2}{r^5} \right) = \frac{\partial p_l}{\partial r}, \quad (4)$$

将等 (4) 式对 r 从 R_b 到 R_c 积分,得

$$\dot{a} \left(\frac{1}{R_c} - \frac{1}{R_b} \right) - \frac{a^2}{2} \left(\frac{1}{R_c^2} - \frac{1}{R_b^2} \right) = \frac{p_{lc} - p_{lb}}{\rho}. \quad (5)$$

式中 $p_{lb} = p_l(R_b, t)$ 为气泡表面的瞬态压力, $p_{lc} = p_l(R_c, t)$ 为液体腔壁处的瞬时压力,泡壁外侧液体压力可表示为^[18]

$$p_{lb} = -p_a \sin(\omega t) + p_B - \frac{2\sigma}{R_b} - 4\eta \frac{\dot{R}_b}{R_b}, \quad (6)$$

其中 σ 为液体表面张力, η 为液体黏滞系数, p_a 为驱动声压幅值,假如气泡经历绝热过程,泡内压力 p_B 可表示为^[18]

$$p_B = p_{\text{sat}} + \left(p_{l0} + \frac{2\sigma}{R_{b0}} - p_{\text{sat}} \right) \left(\frac{R_{b0}}{R_b} \right)^{3\gamma}, \quad (7)$$

p_{sat} 为泡内的饱和蒸气压, γ 是气体的绝热系数.

腔内气泡振动将影响液体运动以及腔外介质的黏弹性响应,其振动过程中腔内壁处液体的瞬时

压力可表示为

$$p_{lc} = p_{l0} - \tau_{rr}|_{r=R_c}, \quad (8)$$

式中 p_{l0} 为液体静压, $\tau_{rr}|_{r=R_c}$ 为腔壁外侧软组织应力. 声波作用下组织中的应力-应变关系可用 Voigt 模型描述^[10], 即:

$$\tau_{rr} = 2(G\gamma_{rr} + \mu\dot{\gamma}_{rr}), \quad (9)$$

式中 G 和 μ 分别为介质的剪切模量和黏性系数, γ_{rr} 和 $\dot{\gamma}_{rr}$ 为组织的应力和应变且 $\dot{\gamma}_{rr} = \partial u / \partial r$, u 为软组织介质的径向速度表示为 $u = (R_c^2 / r^2) \dot{R}_c$, 应力和应变分别为 $\gamma_{rr} = -(2/3r^3)(R_c^3 - R_{c0}^3)$, $\dot{\gamma}_{rr} = -(2R_c^2 / r^3) \dot{R}_c$, 因此, 腔壁外侧软组织应力可表示为

$$\tau_{rr} = -4 \left[\frac{G(R_c^3 - R_{c0}^3)}{3R_c^3} + \frac{\mu \dot{R}_c}{R_c} \right]. \quad (10)$$

忽略腔内液体的压缩性, 则液体腔半径和气泡半径满足关系

$$R_c^3 - R_b^3 = R_{c0}^3 - R_{b0}^3. \quad (11)$$

将 (1), (6), (8), (11) 式代入 (5) 式, 得被黏弹性介质包裹的液体腔中的气泡动力学方程:

$$\begin{aligned} & \rho \left(R_b \ddot{R}_b + 2\dot{R}_b^2 \right) \left(1 - \frac{R_b}{R_c} \right) - \rho \frac{\dot{R}_b^2}{2} \left[1 - \left(\frac{R_b}{R_c} \right)^4 \right] \\ &= -p_{l0} - p_a \sin \omega t + p_{sat} + \left(p_{l0} + \frac{2\sigma}{R_{b0}} - p_{sat} \right) \left(\frac{R_{b0}}{R_b} \right)^{3\gamma} \\ & \quad - \frac{2\sigma}{R_b} - 4\eta \frac{\dot{R}_b}{R_b} - 4 \left[\frac{G(R_c^3 - R_{c0}^3)}{3R_c^3} + \frac{\mu \dot{R}_c}{R_c} \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

从 (12) 式看出, 气泡振动特性与驱动声波压力幅值、驱动声波频率、系统阻尼、腔外介质黏弹性等因素有关. 对被软组织包裹的液体腔中的气泡而言, 由于组织黏弹性的影响, 气泡可能呈现出不同的振动特征, 且随着声场条件的变化, 气泡振动行为将变得更加复杂.

为分析组织的弹性对腔内气泡共振频率的影响, 设:

$$R_b = R_{b0} [1 + x(t)], \quad (13)$$

且有 $x(t) \ll 1$, 将 (13) 式代入 (12) 式并将式中含有气泡半径 R_b 及液体腔半径 R_c 的项按小量作泰勒展开, 约去二阶以上高阶小量, 可得气泡线性振动方程, 即:

$$\ddot{x} + \delta \dot{x} + \omega_0^2 x = -\frac{p_a \sin \omega t}{(1 - \alpha^{-1}) \rho R_{b0}^2}, \quad (14)$$

其中

$$\delta = \frac{4(\eta + \alpha^{-3}\mu)}{\rho R_{b0}^2 (1 - \alpha^{-1})}, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \omega_0 = & \left\{ \frac{1}{(1 - \alpha^{-1}) \rho R_{b0}^2} \left[3\gamma \left(p_{l0} + \frac{2\sigma}{R_{b0}} - p_{sat} \right) \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{2\sigma}{R_{b0}} + 4G\alpha^{-3} \right] \right\}^{1/2}, \end{aligned} \quad (16)$$

其中 $\alpha = R_{c0} / R_{b0}$, 且 $\alpha > 1$. 当液体腔半径远大于气泡半径, 即 $\alpha \gg 1$ 时, 气泡可被认为处于无界液体中, 此时气泡共振频率为

$$\omega_\infty = \sqrt{\frac{1}{\rho R_{b0}^2} \left(3\gamma P_{g0} - \frac{2\sigma}{R_{b0}} \right)}. \quad (17)$$

从 (16) 式可以看出, 液体腔内的气泡共振频率与半径比 α 、软组织剪切模量等因素有关.

3 数值分析与讨论

为更好地了解气泡的动力学特征, 利用龙格-库塔法求解气泡的动力学方程 (12) 式, 并给予数值计算结果分析气泡的运动和惯性空化阈值. 在计算过程中, 腔内液体分别选择血液和水, 软组织的相关参数参考文献^[10], 即 $\rho = 1050 \text{ kg/m}^3$, $p_{l0} = 10^5 \text{ Pa}$, $\sigma = 0.056 \text{ N/m}$, $\eta = 0.005 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $\gamma = 1.4$, $\mu = 0.015 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $R_{b0} = 5 \text{ }\mu\text{m}$, $R_{c0} = 20 \text{ }\mu\text{m}$.

软组织黏弹性对气泡共振频率的影响如图 2 所示. 对气泡初始半径为 $2.5 \text{ }\mu\text{m}$ 而言, 当腔外组织的剪切模量分别为 0, 0.5 和 1.0 MPa 时, 气泡共振频率 (ω_0 / ω_∞) 随半径比 R_{c0} / R_{b0} 的变化曲线表明:

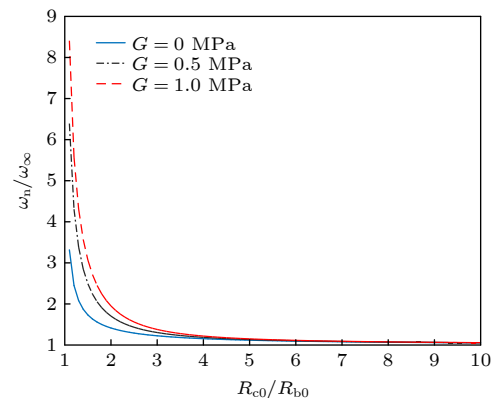


图 2 腔外介质弹性不同时气泡共振频率随半径比的变化

Fig. 2. Change of bubble resonance frequency with radius ratio when the elasticity of the medium outside the cavity is different.

组织硬度越大, 气泡共振频率约高; 在气泡半径一定的情况下, 腔体半径的增加将导致气泡共振的减小并逐渐趋近于气泡在无界液体中的共振频率, 和 Wang^[18] 给出的弹性固体约束下的气泡共振频率变化规律一致. Olivier 等^[20] 实验观察了凝胶包裹的液体腔内的气泡振动, 发现液体腔半径越大, 气泡的振动频率越低; 由于气泡在负压作用被激发后做自由振荡, 因此, 其振动频率与气泡在腔内的共振特性有关. 该实验观察到的结论与本文得到的气泡动力学模型预测的共振频率变化的趋势一致, 表明腔外介质的约束可使气泡共振频率增大.

无限流体中的气泡动力学被广泛研究, 被介质包裹的液体腔中的气泡动力学行为在地质学、植物学及生物学中有广泛应用前景. Wang^[18]、Church 等^[21] 和 Doinikov 等^[22] 均对弹性介质包裹的液体腔内的气泡动力学进行了研究, 得到了他们的模型方程, 为分析凝胶等介质包裹的液体腔内的气泡动力学行为奠定了基础. 选取声波频率为 1 MHz, 声压幅值为 1 MPa, 气泡周围组织的剪切模量为 0.5 MPa, 将本文的模型和上述理论模型进行了数值结果对比分析, 如图 3 所示. 本文的模型仅考虑了腔外介质弹性的影响, 对照 Church 和 Yang^[21] 的壳式结构模型可以看出, 若忽略介质密度时, 两曲线几乎重合 (图 3(a)); 若考虑腔外介质密度, 在同样的驱动情况下, Church 和 Yang^[21] 模型预测的结果几乎不能崩溃, 但本文和 Wang^[18] 的模型可观察到明显的崩溃相 (图 3(b)), 说明腔外介质密度可明显影响气泡的振动行为, 在以后工作中我们将进一步修正模型, 讨论腔外介质特性对气泡动力学的影响. Wang^[18] 将其理论和凝胶中的气泡运动实验观察结果进行了对比, 二者符合得较好, 但其在考虑液体压缩性时基于线性近似, 理论模型具有一定的局限性. Doinikov 等^[22] 经过严格的推演得到了弹性介质中的气泡的自由振动动力学方程, 选取腔外固体的剪切模量为 0.1 GPa, 初始负压为 1 MPa 做数值分析, 对比发现本文的理论模型预测的气泡自由振动周期短, 气泡的共振频率高 (图 3(c)), 但气泡振幅相差不大. 因此, 本文的模型在一定程度上可以用来预测黏弹性介质中的气泡动力学行为.

通常情况下, 球腔半径与气泡半径的比值 α 越大, 腔外弹性介质对气泡的振动的约束越弱, 气泡

的振动越接近在无限大液体介质中的运动行为. 图 4 给出了 α 分别为 4, 10 和 ∞ 时, 气泡半径随时间变化曲线, 计算所用驱动声波频率为 1 MHz, 声压幅值为 1 MPa, 气泡周围组织的剪切模量为 1 MPa. 当半径比 $\alpha = 4$ 时, 气泡的稳态振幅最小且具有显著的非线性特征. 随着半径比的增大, 在

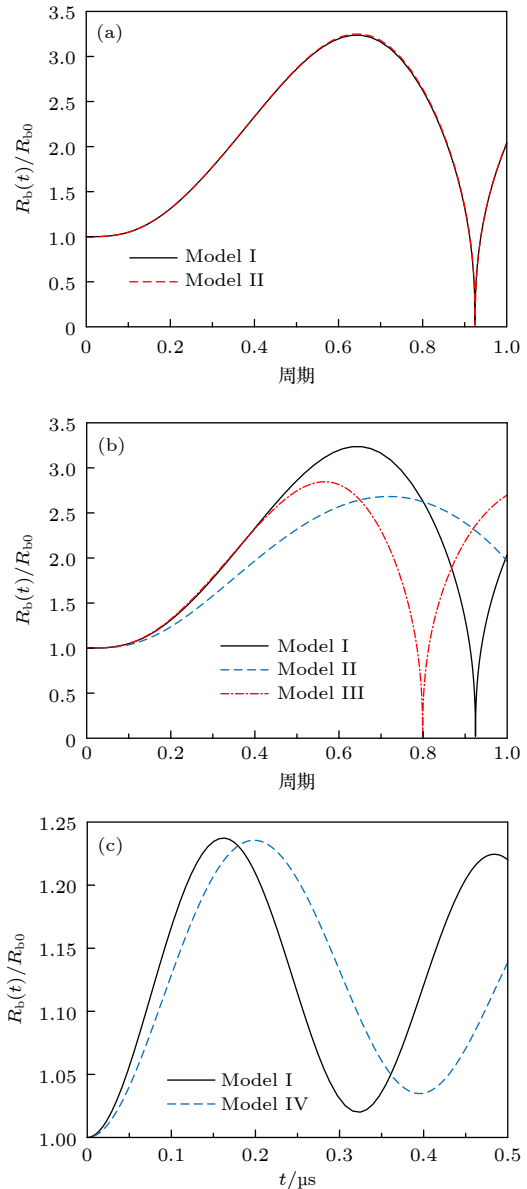


图 3 不同模型下气泡振动对比图 (本文、文献 [21]、文献 [18] 和文献 [22] 分别为模型 I, II, III 和 IV) (a) 忽略腔外介质密度模型 I, II 对比; (b) $P_a = 0.5$ MPa 时模型 I, II, III 对比; (c) $P_a = 0.1$ GPa 时模型 I, IV 对比

Fig. 3. Vibration of bubbles under different models (The models of this paper, Ref. [21], Ref. [18] and Ref. [22] are called model I, II, III, IV, respectively): (a) Comparison of models I, II when ignoring the density of the medium outside the cavity; (b) $P_a = 0.5$ MPa, comparison of models I, II, III; (c) $P_a = 0.1$ GPa, comparison of models I, IV.

较大的驱动压力作用下, 气泡振动表现出更为复杂的振动形态, 即气泡的振动的周期性受到一定的调制, 气泡崩溃间隔时间变长. 因此, 软组织在一定程度上抑制了气泡的振动.

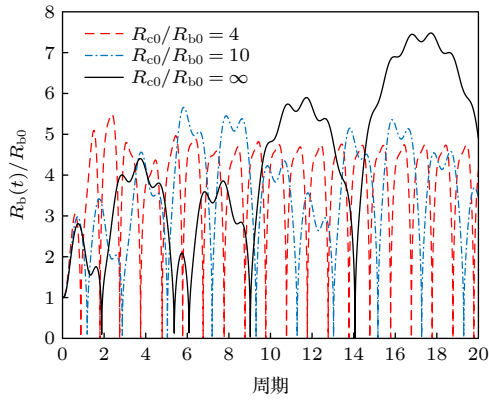


图 4 腔与气泡半径比 R_{c0}/R_{b0} 不同时对气泡径向振动的影响

Fig. 4. Influence of the radius ratio of cavity to bubble (R_{c0}/R_{b0}) on the bubble radial vibration.

组肉组织的力学性能随着组织类型和组成不同而变化, 且组织的剪切模量一般为 0.5—1.5 MPa, Qin 等 [23] 在研究处于肌肉组织中的超声造影剂的动力学行为时发现, 在声场下造影剂微泡的振动幅度随着组织剪切模量的增大而减小. 为认识腔外介质力学性能对腔内气泡振动的影响, 分析了在 1 MHz 的声波频率驱动下, 声压幅值分别为 0.5 MPa 和 1 MPa 时, 介质剪切模量对气泡振动的影响. 对比图 5(a) 和图 5(b) 可以看出, 弹性模量越大, 气泡振动幅度越小. 驱动压力越大, 介质弹性对气泡的抑制作用具有增强的趋势.

在医学超声中, 组织中气泡在声场作用下由于空化产生的热、机械和生物效应可用于医学治疗 [24]. 为更好地了解其背后的机理, 选取 HIFU (high intensity focused ultrasound) 治疗中常用的驱动频率 1 MHz 和 3.5 MHz, 且声压幅值为 1 MPa, 肌肉组织剪切模量为 1 MPa 时, 探究频率对被介质包裹的液体腔内气泡振动的影响. 如图 6 所示, 气泡在 1 MHz 频率下的振动较剧烈, 气泡的膨胀收缩比较大, 意味着在此驱动频率下气泡能量转换能力提高, 容易在几个声周期后崩溃, 形成冲击波和微流等效应. 当频率增大到 3.5 MHz 时, 半径比为 4 的液体腔内的气泡的振动行为表现为围绕气泡的平衡半径做微小起伏振荡, 这可能与气泡和介质构成的耦合系统的共振特性有关.

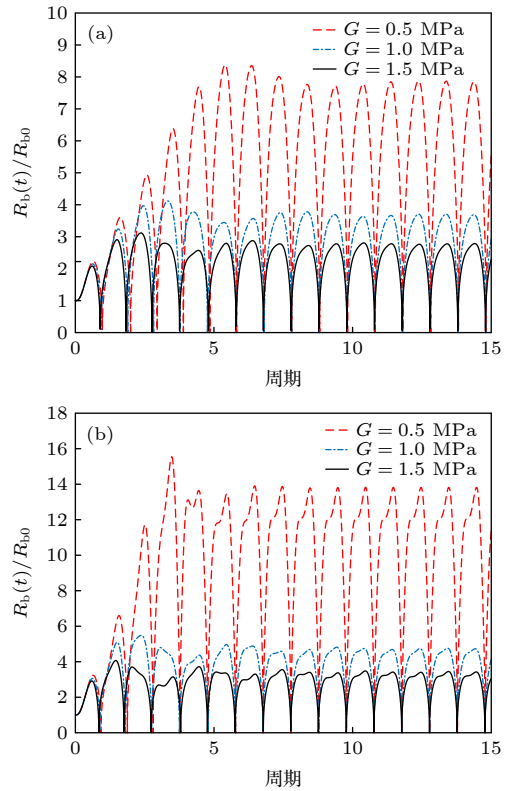


图 5 不同声压幅值下腔外介质弹性对气泡振动的影响 (a) $P_a = 0.5$ MPa, (b) $P_a = 1$ MPa

Fig. 5. Influence of the elasticity of the medium outside the cavity on bubble vibration under different sound pressure amplitudes: (a) $P_a = 0.5$ MPa; (b) $P_a = 1$ MPa.

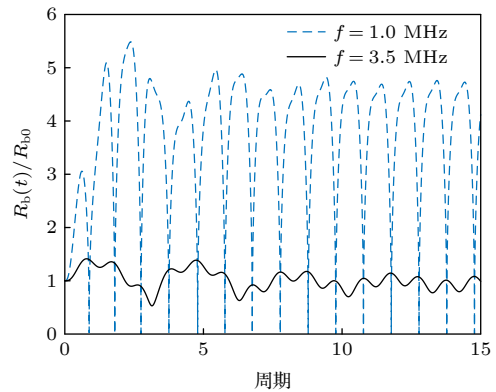


图 6 驱动频率对气泡振动的影响

Fig. 6. Influence of driving frequency on bubble vibration.

气泡的空化阈值取决于许多因素, 包括超声波频率、气泡大小和周围介质特性等, 为分析液体腔内气泡振动特征, 本文采用可使振动气泡最大半径达到初始半径的两倍时的声压幅值作为惯性空化阈值来分析气泡的空化影响 [21], 结果如图 7 所示, 数值分析所取的气泡初始半径范围为 0.1—10 μm , 腔外介质的剪切模量为 1 MPa. 随着气泡初始半

径的增大, 空化阈值具有先减小后增大的趋势; 在气泡初始半径约为 $0.1\text{--}1\text{ }\mu\text{m}$ 时, 气泡初始半径越小空化阈值越高, 表明此时气泡难易空化; 空化阈值低的区域主要分布在 $1\text{--}5\text{ }\mu\text{m}$ 的范围内, 说明

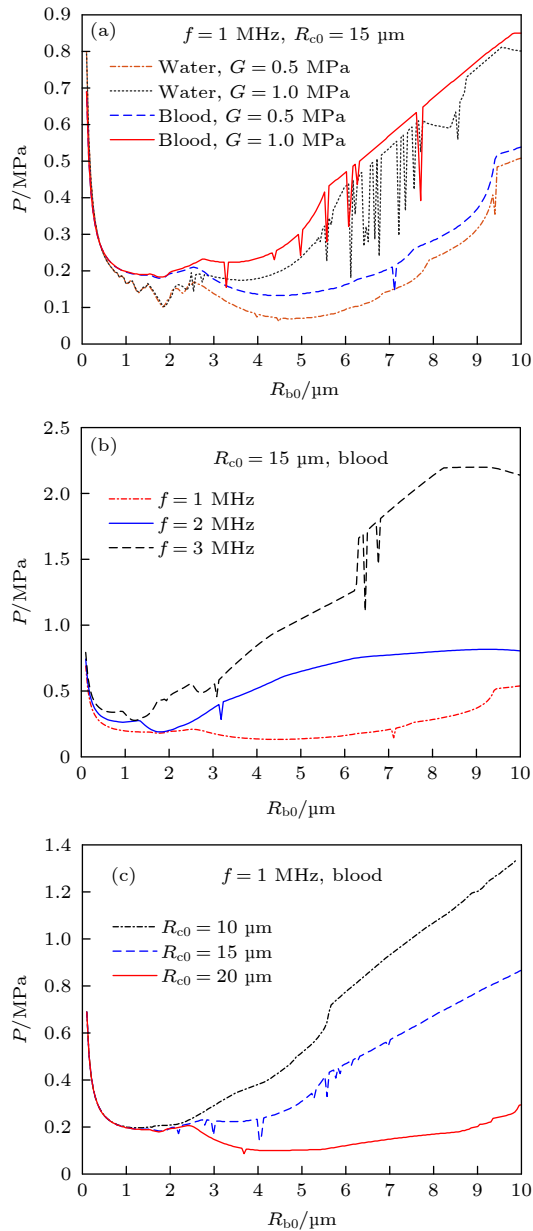


图 7 惯性空化阈值随气泡初始半径的变化趋势 (a) 腔内液体及腔外介质弹性对气泡惯性空化阈值的影响; (b) 不同驱动频率下气泡的惯性空化阈值; (c) 液体腔半径不同时气泡的惯性空化阈值

Fig. 7. Variation trend of inertial cavitation threshold with initial bubble radius at different frequencies: (a) Influence of the elasticity of the liquid in the cavity and the medium outside the cavity on the inertial cavitation threshold of the bubble; (b) inertial cavitation threshold of bubbles under different driving frequencies; (c) inertial cavitation threshold of bubbles when the radius of the liquid cavity is different.

此区域内的气泡较易激发空化振动; 从阈值分布曲线看, 具有一定的起伏特征, 这可能与气泡系统的共振特性有关. 对比腔内介质分别为水和血液时空化阈值随气泡初始半径变化曲线可以发现, 血液振动气泡的空化阈值较高, 这可能主要是血液黏度影响的结果. 腔外介质弹性模量以及驱动声波频率的增大也会在一定程度上增大空化阈值; 一般情况下, 液体腔越小, 空化阈值越高.

4 结 论

本文发展了软组织内的空化模型, 得到了球形液体腔中的气泡动力学方程, 分析了软组织黏弹性对气泡振动的影响. 基于本文得到的动力学方程, 分析了气泡的共振频率、振动行为以及惯性空化阈值. 在半径比 α 相对较小时, 腔外介质对气泡的约束强, 其介质弹性可对气泡共振频率形成较大影响. 腔外介质的弹性可抑制气泡振动, 且抑制作用随着声压的增大有增强的趋势. 气泡的强非线性振动可能形成强的空化影响, 能否形成较强空化影响与空化阈值有关. 通过对驱动声场频率、气泡尺寸、腔外介质弹性及腔内液体特性等参数均对惯性空化阈值影响分析发现, 通常情况下, 软组织内气泡较难空化且软组织剪切模量越高, 惯性空化越不易产生.

参考文献

- [1] Coleman A J, Saunders J E, Crum A, Dyson M 1987 *Ultrasound Med. Biol.* **13** 69
- [2] Church C C 1989 *J. Acoust. Soc. Am.* **86** 215
- [3] Zhen X, Fowlkes B J, Edward D R, Albert M L, Charles A C 2005 *J. Acoust. Soc. Am.* **117** 424
- [4] Adam D M, Charles A C, Alexander P D, Ling Q Y, Hitinder S G, Zhen X 2009 *Ultrasound Med. Biol.* **35** 1982
- [5] Yu F Z 2011 *World J. Clin. Oncol.* **35** 1982
- [6] Al-Bataineh O, Juergen J, Huber P 2012 *Cancer. Treat. Rev.* **38** 346
- [7] Pahk J P, Andrade M O d, Gélât P, Kim H, Saffari S 2019 *Ultrason. Sonochem.* **53** 164
- [8] Xu S S, Ye D Z, Shentu Y J, Yue Y M, Wan M X, Chen H 2019 *Ultrasound Med. & Biol.* **45** 2758
- [9] Tanasawa I, Yang W J 1970 *Appl. Phys.* **41** 4526
- [10] Yang X M, Church C C 2005 *J. Acoust. Soc. Am.* **118** 3595
- [11] Warnez M T, Johnsen E 2015 *Phys. Fluids* **27** 628
- [12] Catheline S, Gennisson J L, Delon G, Fink M, Sinkus R, Abouelkaram S, Culioli J 2004 *J. Acoust. Soc. Am.* **116** 3734
- [13] Roedder E, Bodnar R J 1980 *Annu. Rev. Earth Planet.* **8** 263
- [14] Stroock A D, Pagay V V, Zwieniecki M A, Holbrook N M 2014 *Annu. Rev. Fluid. Mech.* **46** 615

- [15] Schenk H J, Steppe K, Jansen S 2015 *Trends. Plant. Sci.* **20** 199
- [16] Olivier V, Marmottant P 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 184502
- [17] Olivier V, Marmottant P 2017 *J. Fluid Mech.* **827** 194
- [18] Wang Q X 2017 *Phys. Fluids* **29** 072101
- [19] Yang W J, Yeh H C 1966 *A.I.Ch. E. J.* **12** 927
- [20] Olivier V, Philippe M, Roberto G A S, Keita A, Ohl C D 2014 *Soft Matter* **10** 1455
- [21] Church C C, Yang X M 2006 *AIP Conf. Proc.* **838** 217
- [22] Doinikov A A, Dollet B, Marmottant P 2018 *Phys. Rev. E* **97** 013108
- [23] Qin S P, Ferrara K W 2009 *J. Acoust. Soc. Am.* **128** 1511
- [24] Solovchuk M A, Hwang S C, Chang H, Thiriet M, Sheu T W H 2014 *Med. Phys.* **41** 052903

Dynamic analysis of bubble in liquid cavity wrapped by viscoelastic medium^{*}

Zhang Tao-Ran Mo Run-Yang Hu Jing Chen Shi

Wang Cheng-Hui[†] Guo Jian-Zhong

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

(Received 7 November 2020; revised manuscript received 17 January 2021)

Abstract

Ultrasonic wave with higher intensity will directly cavitate in soft tissue. It is an important issue in ultrasonic therapy that the cavitation bubbles in soft tissues are driven in the ultrasonic field. It is assumed that the medium inside the bubble is gas, the cavity is filled with the incompressible viscous liquid, and the medium surrounding the cavity is viscoelastic solid. To introduce the effect of the surrounding tissue, it is assumed that the tissue is incompressible, linear and Voigt viscoelastic solid. The motion of a cavitation bubble can be affected by many factors, such as acoustic pressure, acoustic frequency, tissue elasticity and cavity size. Numerical simulation shows that the resonance frequency and amplitude of the bubbles decrease with cavity radius decreasing. It is also shown that the amplitude of the radial motion for bubbles decreases with the increase of the tissue shear modulus and the frequency, when the ratio of bubble radius to the cavity radius is constant. The effect of the elasticity is very obvious, which reduces the amplitude greatly. The effect of elasticity will be less when the driving pressure is strong. It is found that the inertial cavitation threshold of bubble is relatively low in a range of 1–5 μm . The inertial cavitation threshold of bubble increases with the increase of shear modulus and driving frequency. The smaller the cavity radius, the higher the inertial cavitation threshold of the bubble is. This report aims to provide a firm theoretical basis for the future study of bubbles in a liquid-filled cavity surrounded by a viscoelasticity tissue.

Keywords: viscoelastic tissue, radial vibration, liquid cavity, inertial cavitation threshold

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

DOI: 10.7498/aps.70.20201876

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11974232, 11727813).

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