修正表面张力系数的包膜气泡动力学模型

郑鹭杰, 屠娟, 陈伟中*

南京大学声学研究所, 近代声学教育部重点实验室, 南京 210093

* 联系人, E-mail: wzchen@nju.edu.cn

2009-01-22 收稿, 2009-03-25 接受

国家自然科学基金(批准号: 10434070, 10704037)、江苏省科技厅(青年)科技创新项目(编号: BK2007569)、教育部博士点(新教师)基金(编号: 20070284070)和教育部重点项目(编号: 103078)资助

摘要 基于包膜造影剂气泡的实际应用, 在传统的三层模型基础上提出了一个修正的动力学模型来描绘包膜气泡的动力学行为. 通过衔接三层模型中包膜的两个边界条件, 得到一个两层模型并简化了方程的结构. 为了使动力平衡更加准确, 在建立边界条件时考虑了包膜质量, 并将包膜层厚度与气泡半径的关系具体化. 更为重要的是, 我们对绝大多数文献中的表面张力系数不变的假设进行了修正, 认为其随半径变化呈非线性变化, 且通过数值计算对表面张力系数修正带来的变化进行了讨论. 此外, 我们应用本文模型对实验得到的 Optison 及 SonoZoid 微气泡的动力学曲线进行了拟合, 并与其他经典模型的拟合结果进行了比较, 结论证明了本文模型具有很好的适用性.

关键词

超声造影剂
动力学模型
表面张力系数

气泡动力学一直是超声应用当中非常受关注的研究领域. 在声致发光领域, 已有一系列工作在理论和实验上对声致发光中的气泡动力学进行了研究^[1~3]. 而近年来, 气泡动力学越来越多的在生物医学领域获得应用. 最为典型的例子是, 超声造影剂在临床医学中被广泛应用于增强诊断超声中的血液/组织成像对比度^[4~7], 并且随着技术的发展, 越来越多地治疗中得到应用(例如作为靶向药物传递的载体及聚焦超声肿瘤治疗)^[8,9]. 典型的造影剂是由包膜层包围的微米量级气泡. 微米量级的自由气泡(即无包膜气泡)通过血管时由于高渗透压的作用将很快溶解, 而包膜的存在(通常情况下其材料为蛋白质、脂类或者表面活性层)则使得气泡不至于迅速溶解, 从而大大延长了气泡寿命. 而与此同时包膜的引入会增加气泡的“硬度”, 并削弱造影剂的回声特性.

当前已有一系列理论模型被提出, 用于描述不同类型的造影剂气泡, 其中大部分模型基于 Rayleigh-Plesset(RP)方程, 此方程被认为是用于描述

球状气泡动力学行为的最为经典的模型方程^[10,11]. 经典的包膜气泡物理模型包含对三个区域的描述: 泡内气体层、包膜层和泡外液体层. 当前理论研究的热点以及有争议的部分在于对包膜层的物理描述, 并由此在 RP 方程基础上建立了多种模型, 如简单的黏性牛顿型液体层模型^[12,13]、黏弹性固体模型^[14~17]和非牛顿型流体层模型^[18]等等.

根据上述的三层经典模型, 不仅能够得到气泡大小的演化过程, 还能够了解振动过程中包膜内部的运动情况. 然而, 这样的模型往往结构比较复杂. 在很多实际问题中, 人们感兴趣的是气泡的演化, 而非极薄的包膜层内部的运动细节. 包膜层的引入带来了较为复杂的数学过程. 基于这些考虑, 我们将两个界面条件衔接, 将包膜层薄化, 由三层模型得到只有两个区域的模型, 使方程形式大大简化. 同时, 包膜层的薄化并不意味着忽略包膜层的质量和厚度. 相反地, 我们在界面条件的建立上考虑到包膜本身的质量, 使动力平衡的形式更加精确; 并将包膜层厚度

引用格式: 郑鹭杰, 屠娟, 陈伟中. 0B 修正表面张力系数的包膜气泡动力学模型. 科学通报, 2009, 54: 1681~1686

Zheng L J, Tu J, Chen W Z. Modeling of ultrasound contrast agents bubble dynamics with modified surface tension coefficient. Chinese Sci Bull, 2009, 54, doi: 10.1007/s11434-009-0431-9

<https://engine.scichina.com/doi/10.1360/csb2009-54-12-1681>

作为随着气泡半径变化而变化的一个参数在模型中得到体现.

更为关键的一点是, 绝大多数模型将包膜的表面张力系数视为常数. 然而, 基于包膜体积不变的假设, 包膜内分子积聚程度是随着气泡半径变化的, 因此表面张力系数必然随气泡运动而变化. Marmottant模型^[16]提出了一个表面张力系数随半径线性变化的模型. 然而在该模型中, 表面张力系数线性变化的气泡半径区域非常狭窄, 且模型局限于脂类包膜气泡的范畴. 本文试图提出一个普适性的新模型, 引入由气泡振动时包膜厚度变化引起的包膜表面张力系数的非线性变化.

为了验证本文简化模型的有效性和精确程度, 我们用本文模型对实验测得的Optison及SonoZoid微气泡的半径演化曲线^[19]进行了拟合, 并与经典模型^[14]的拟合结果进行了比较.

1 理论

通常情况下, UCA 微泡被描述为一个处于液体环境中的球形包膜气泡, 在外界施加的声场作用下进行径向振荡. 如图1所示, 该三层模型具有两个边界, 即包膜内边界(下标1)和包膜外边界(下标2), 内外半径分别为 R_1 和 R_2 . 为了简化该模型, 我们假设包膜层的体积维持不变, 即

$$V_s = \frac{4}{3}\pi(R_2^3 - R_1^3) = \frac{4}{3}\pi(R_{20}^3 - R_{10}^3) = \text{const}, \quad (1)$$

其中 R_{10} 和 R_{20} 分别为内外边界的初始半径. 由于包膜厚度极小, 包膜体积可以近似为 $V_s \approx 4\pi R_2^2 d$, 因此包膜厚度为 $d = R_2 - R_1 \approx \frac{V_s}{4\pi R_2^2}$. 也就是说, 包膜厚度成为了包膜气泡半径的函数, 有别于此前的许多模

图1 三层UCA气泡动力学模型示意图

型都将包膜厚度视为无穷小或者随着气泡振动维持常量^[20,21]. 由于 V_s 为常数, 我们有 $R_1^2 \dot{R}_1 = R_2^2 \dot{R}_2$, 因此,

$$\text{当 } d \ll R_2 \text{ 时, } \frac{1}{R_1} = \frac{1}{R_2(1-d/R_2)} \approx \frac{1}{R_2} \left(1 + \frac{d}{R_2} \right). \quad (2)$$

在传统的三区域模型中, 两个边界上的边界条件为

$$P_G(t) = P_s(R_1, t) - T_{s,rr}(R_1, t) + \frac{2\sigma_1}{R_1}, \quad (3)$$

$$P_s(R_2, t) - T_{s,rr}(R_2, t) = P_L(R_2, t) - T_{L,rr}(R_2, t) + \frac{2\sigma_2}{R_2}, \quad (4)$$

其中 P_G , P_s 和 P_L 分别对应气泡内部气体压力、包膜内部压力和气泡周围液体内部压力, σ_1 和 σ_2 分别为内外边界上的表面张力系数, $T_{L,rr}$ 和 $T_{s,rr}$ 为周围液体中以及包膜层内部的压力张量的径向分量. $T_{s,rr}$ 可表示为

$$T_{s,rr}(r, t) = -2T_{s,\theta\theta}(r, t) = -\frac{4R_1^2}{r^3} [G_s(R_1 - R_{e1}) + \mu_s \dot{R}_1], \quad (5)$$

其中 μ_s 和 G_s 分别代表包膜的黏度和弹性度, R_{e1} 为内边界的平衡半径, r 为质点到包膜气泡中心的径向距离, $T_{s,\theta\theta}$ 为包膜内部压力张量的分量. 气泡周围液体被视为牛顿型流体, 有

$$T_{L,rr}(R_2, t) = -4\mu_L \frac{R_1^2 \dot{R}_1}{R_2^3} = -4\mu_L \frac{\dot{R}_2}{R_2}, \quad (6)$$

其中 μ_L 为液体黏度.

由于对包膜层内部的运动细节不感兴趣, 我们尝试将(3)和(4)式的两个边界条件合并成为一个, 以简化模型. 首先将(2)和(3)式相加, 然后将(2), (5)和(6)式代入. 忽略表面张力项中的二阶小量之后, 合并后的边界条件为

$$P_G(t) - P_L(R_2, t) - \frac{2(\sigma_1 + \sigma_2)}{R_2} - 4\mu_L \frac{\dot{R}_2}{R_2} - \frac{3\mu_s \alpha^3 V_s}{\pi} \frac{\dot{R}_2}{R_2^4} - \frac{G_s V_s R_{e2} \alpha}{\pi R_2} \left(\frac{1}{R_{e2}^3} - \frac{1}{R_2^3} \right) = 0, \quad (7)$$

其中 $\alpha = (1 + V_s/4\pi R^3)$, $P_L(R_2, t) = P_0 + P_{\text{driving}}$ (P_0 为环境压力, P_{driving} 为驱动声压), 外界面平衡半径

$$R_{e2} = R_{20} \left[1 - \frac{1}{4G_s} \left(P_0 + \frac{2\sigma_2}{R_{20}} \right) \right]^{1/3}. \quad [17]$$

在前人的模型中, 包膜质量总是被忽略的, 这是因为包膜层的厚度被视为无穷小, 因而质量为零的假设是合理的. 在当前模型中, 为了提高精确性并使之与实际情况相符, 我们在(7)式中考虑包膜的质量(假设包膜密度为 ρ_s). 由于 $\ddot{R}_1 = (R_2/R_1)^2 \ddot{R}_2 + 2(R_2/R_1^3) \dot{R}_2^2$

$-R_2^4/R_1^5)\dot{R}_2^2$, (7)式可修正为

$$\begin{aligned} P_G(t) - P_L(R, t) - \frac{2(\sigma_1 + \sigma_2)}{R} - 4\mu_L \frac{\dot{R}}{R} \\ - \frac{3\mu_S V_S \alpha^3}{\pi} \frac{\dot{R}}{R^4} - \frac{G_S V_S R_e \alpha}{\pi R} \left(\frac{1}{R_e^3} - \frac{1}{R^3} \right) \\ = \rho_S \frac{V_S}{4\pi R^2} \left[\frac{1}{2}(\alpha^2 + 1)\ddot{R} + \frac{\alpha^2}{R}(1 - \alpha^3)\dot{R}^2 \right], \quad (8) \end{aligned}$$

这里我们用 R 代替 R_2 .

需要注意的是, 上式中毛细管压力项为 $2(\sigma_1 + \sigma_2)/R$, 其中 $\sigma_1 + \sigma_2$ 事实上表示的是包膜的有效表面张力系数. 然而, 包膜的引入不仅增大了整个物理系统的黏性和弹性, 同时还使得表面张力系数随着气泡半径变化而变化. 换句话说, 表面张力系数成为气泡半径的函数, 其初始条件即为 $\sigma(R)_{R=R_0} = \sigma_1 + \sigma_2$. Marmottant模型^[16]指出, 当包膜厚度远小于气泡半径时, 包膜的有效表面张力系数为 $\sigma(R) = \sigma_1 + \sigma_2 + \chi(R^2/R_0^2 - 1)$, 其中 χ 为二维弹性模量. 另外, 薄膜弹性理论的一个经典结论给出 $\chi = 3G_S d$ ^[22]. 因此我们可将(8)式中的毛细管压力项 $2(\sigma_1 + \sigma_2)/R$ 修正为 $2\sigma(R)/R$, 其中

$$\sigma(R) = \sigma_1 + \sigma_2 + 3G_S d_0 \left(1 - \frac{R_0^2}{R^2} \right). \quad (9)$$

将(8)和(9)式结合经典气泡动力学方程:

$$\rho_L \left(R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \right) = P_L(t) - P_0 - P_{\text{driving}}(t) - \frac{R}{c} \frac{dP_G(t)}{dt}, \quad (10)$$

最终可以得到简化了的两区域的包膜气泡动力学方程:

$$\begin{aligned} \left[\rho_S \frac{V_S}{8\pi R^2} (\alpha^2 + 1) + \rho_L R \right] \ddot{R} + \left[\rho_S V_S \frac{\alpha^2}{4\pi R^3} (1 - \alpha^3) + \rho_L \frac{3}{2} \right] \dot{R}^2 \\ = \left[P_0 + \frac{2\sigma(R_0)}{R_0} \right] \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\kappa} \left(1 - \frac{3\kappa}{c} \dot{R} \right) - P_0 - P_{\text{driving}} - \frac{2\sigma(R)}{R} \\ - 4\mu_L \frac{\dot{R}}{R} - \frac{3\mu_S \alpha^3 V_S}{\pi} \frac{\dot{R}}{R^4} - \frac{G_S V_S \alpha R_e}{\pi R} \left(\frac{1}{R_e^2} - \frac{1}{R^3} \right). \quad (11) \end{aligned}$$

应用常微分方程的数值计算方法(龙格库塔法), (11)式可求解.

2 数值计算与分析

2.1 表面张力修正对气泡动力学的影响

图 2 显示了修正后的表面张力系数随半径变化的曲线. 由图可见, 该系数随着气泡扩张而增大, 直

图 2 表面张力系数随半径变化曲线

变化趋势如(9)式所示, 其中 $\sigma_1 + \sigma_2 = 0.051$ N/m, $G_S = 5$ MPa, $d_0 = 4$ nm

到气泡破裂. 与Marmottant模型^[16]中局限于线性变化的表面张力系数相比, 本文模型表现出显著的非线性变化. 图中的三条水平线分别代表 $\sigma = \sigma_{\text{buckle}}$ (实线), $\sigma = \sigma_{\text{break}}$ (虚线)以及 $\sigma = \sigma_{\text{water}}$ (实线), 其中前两条水平线与表面张力系数曲线的交点(图 2 中的破裂点和褶皱点)决定了表面张力系数非线性变化区域的半径上下限. 我们将这两个交点处的气泡半径表示为 $R_{\sigma_{\text{buckle}}}$ 和 $R_{\sigma_{\text{break}}}$. 当 $R \leq R_{\sigma_{\text{buckle}}}$ 时, 包膜褶皱且张力系数 σ 变为零, 包膜表现出固体的特性; 当 $R > R_{\sigma_{\text{break}}}$ 时, 气泡破裂并且张力系数 σ 瞬时减小至水的张力系数 σ_{water} ($\sigma_{\text{water}} < \sigma_{\text{break}}$); 当且仅当 $R_{\sigma_{\text{buckle}}} < R < R_{\sigma_{\text{break}}}$ 时, σ 随气泡半径变化表现出非线性的变化.

通过求解不等式 $\sigma_{\text{buckle}} < \sigma(R) < \sigma_{\text{break}}$ ($\sigma_{\text{buckle}} = 0$), 我们得到 σ 非线性变化的气泡半径区域:

当 $G_S \leq G_{\text{ST}} = [\sigma_{\text{break}} - (\sigma_1 + \sigma_2)]/3d_0$ 时,

$$R/R_0 > \sqrt{1/[(1 + (\sigma_1 + \sigma_2)/3G_S d_0)]}; \quad (12)$$

当 $G_S > G_{\text{ST}}$ 时,

$$\begin{aligned} \sqrt{1/[(1 + (\sigma_1 + \sigma_2)/3G_S d_0)]} < R/R_0 \\ < \sqrt{3G_S d_0/(3G_S d_0 - \sigma_{\text{break}} + \sigma_1 + \sigma_2)}. \quad (13) \end{aligned}$$

如图 3 所示, 对于不同的 σ_{break} , 表面张力系数非线性变化所对应的气泡半径范围随包膜弹性(G_S)变化而变化, 且在关键点 G_{ST} 附近, 气泡半径范围变化得十分剧烈. 由(12)式可以看出, G_{ST} 是一个区分半径范围的关键点, 且是 σ_{break} 的函数. 由于不同的包膜材料抗性不同^[16], σ_{break} 有不同的值(材料的抗性越大, σ_{break} 越大).

水的表面张力系数 $\sigma_{\text{water}} = 0.076$ N/m, 因此首先

图3 表面张力系数非线性变化的气泡半径范围随包膜弹性变化的曲线

我们将 σ_{break} 取为略微大于 σ_{water} ($\sigma_{\text{break}} = 0.09 \text{ N/m}$, 微抗性材料), 这样 G_{ST} 也相对较小 (3.25 MPa). 较小的 G_{S} 意味着较大的弹性和较强的延展性^[14], 因而也意味着包膜气泡膨胀能力的增强. 当 $G_{\text{S}} < 3.25 \text{ MPa}$ 时, R/R_0 没有上限 (上限为无穷大), 意味着在这个 G_{S} 的范围内, 依靠增大驱动声压的方法很难使气泡在膨胀时破裂. 当 $G_{\text{S}} > 3.25 \text{ MPa}$ 时, R/R_0 同时具有上下限, 因此在这个范围内包膜破裂的机制可以是急剧膨胀时包膜层破裂, 或者压缩状态下气泡变形产生褶皱并最终破裂. 注意到当 $G_{\text{S}} \gg G_{\text{ST}}$ 时, R/R_0 的上下限之间差别变得非常小. 例如, 当 $G_{\text{S}} = 50 \text{ MPa}$ 时, R/R_0 上下限差别小于 0.08, 说明气泡仅仅能在一个很小的半径范围内正常振动, 也暗示包膜仅仅在极小半径范围内处于弹性区, 这个结论与 Marmottant 模型提出的观点相一致^[16].

G_{ST} 随着 σ_{break} 的增大而增大. 例如, σ_{break} 增至 0.3 N/m 时 (强抗性材料), G_{ST} 增至 20.75 MPa , 相应的气泡的振动范围也随着 G_{ST} 的增大而变大.

图 4 显示, 修正与未修正的表面张力项 $\sigma(R)/R$ 都交于 $R/R_0 = 1$ 处. 当 $R/R_0 < 1$ 时, 修正项总是小于未修正项; 而当 $R/R_0 > 1$ 时, 修正项总是大于未修正项. 这个现象表明, 比之未修正的表面张力项, 修正后的表面张力项在气泡压缩过程中提供更小的压缩力, 并在气泡膨胀过程中提供更大的抵抗力. 此外, 通过求解方程 $(\sigma(R)/R)' = 0$ 可得修正项曲线的拐点值: $(R/R_0)_{\text{turning}} = 3\sqrt{G_{\text{S}}d_0/(\sigma_1 + \sigma_2 + 3G_{\text{S}}d_0)}$. 当 $R/R_0 < (R/R_0)_{\text{turning}}$ 时, 修正的表面张力递增, 此后递减, 这与 Marmottant 模型中未修正的表面张力项的整体

图4 不同包膜弹性下的表面张力项(毛细管压力项)随半径变化曲线

递减趋势不同. 且随着包膜弹性增大 (即 G_{S} 减小), 曲线拐点左移, 从气泡的膨胀相位 (R/R_0 大于 1) 移至压缩相位 (R/R_0 小于 1). 这意味着当包膜弹性足够大时, 气泡的膨胀过程是越来越容易的 (膨胀过程中受到的指向气泡内部的张力越来越小); 然而如果包膜弹性相对较小 (参见 $G_{\text{S}} = 5 \text{ MPa}$ 曲线), 则膨胀的初期是越来越困难的, 直到拐点之后才变得越来越容易, 但与较大弹性的包膜相比, 其难度仍然更大. 在我们的日常生活中有一个可以比较的例子, 即吹气球的现象, 在初始的阶段非常困难, 一旦将其吹起, 则越来越容易, 而且表皮弹性越小的球是越难吹大的.

为了检验我们的修正模型, 我们进一步比较了本文模型中修正表面张力系数前后的气泡动力学行为. 图 5(a) 给出了修正前后表面张力 σ/R 随时间的演化曲线, 而图 5(b) 给出的是两种情况下计算得到的半径-时间曲线 (驱动类型为高斯型驱动^[23]). 由图可观察到, 表面张力系数的修正带来了两个主要变化: () 由于 (9) 式中修正后的表面张力项前负号的存在, 两个模型的表面张力几乎反相变化; () 图 5(a) 和 (b) 都显示出随时间推进, 修正模型给出的曲线的相位稍有提前, 对应于振动时间的细微缩短.

2.2 实验数据拟合

分析了修正后的表面张力给气泡动力学带来的影响, 我们进一步对理论和实验结果进行了比较, 以验证本文模型的有效性. 如图 6 所示, 我们利用该模型对文献^[19]所描述的实验中测得的 Sonozoid 以及 Optison 微泡的振动曲线进行数值拟合. 该实验的驱动超声信号由工作于 M 模式的诊断超声仪器探头以约 1 kHz 的脉冲重复频率发出, 并由针状水听器测量

图5 修正后的表面张力系数对气泡动力学的影响

(a) 数值计算比较修正前后的表面张力项演化过程; (b) 数值计算比较修正表面张力项前后的气泡半径演化曲线

图6 不同模型拟合曲线比较

(a) 实验测得以及两个模型拟合而得的 Optison 微气泡振动曲线. 本文模型的拟合参数为: $R_0=1.43 \mu\text{m}$, $G_S=1.42 \text{ MPa}$, $\mu_S=0.56 \text{ Pa}\cdot\text{s}$; Church 模型的拟合参数为: $R_0=1.42 \mu\text{m}$, $G_S=0.87 \text{ MPa}$, $\mu_S=0.62 \text{ Pa}\cdot\text{s}$. (b) 实验测得以及两个模型拟合而得的 Sonozoid 微气泡振动曲线. 本文模型的拟合参数为: $R_0=1.16 \mu\text{m}$, $G_S=6.15 \text{ MPa}$, $\mu_S=0.71 \text{ Pa}\cdot\text{s}$; Church 模型的拟合参数为: $R_0=1.15 \mu\text{m}$, $G_S=8.5 \text{ MPa}$, $\mu_S=0.92 \text{ Pa}\cdot\text{s}$

而得. 图6显示了数值计算以及实验测得的两种不同类型气泡的半径-时间曲线及其拟合曲线. 由于实验测得的驱动声压在前期和后期的噪声较大, 我们仅取中间一段时间, 通过调整三个参数进行拟合: 气泡的初始半径(R_0)、包膜弹性(G_S)以及包膜黏性(μ_S). 根据

$STD = \sqrt{\sum_{i=t_{\text{start}}}^{t_{\text{end}}} (R_{\text{exp},i} - R_{\text{cal},i})^2 / N}$ 判断拟合效果, 其中 t_{start} 和 t_{end} 分别为拟合区的起始时间, R_{exp} 和 R_{cal} 分别为实验测量以及计算所得的气泡半径, N 为拟合时间范围内所计算的数据点数. 很显然, STD 越小, 模型的拟合效果越佳. 为了进行比较, 除了本文模型之外, 我们还应用了经典的三层模型——Church黏弹性固体模型^[14]来进行数值拟合. 两个模型拟合得到的 STD 值见表1.

表1 不同模型拟合得到的 STD 值

	本文模型	Church 模型
Optison	0.060	0.060
Sonozoid	0.071	0.072

同 Church 模型一样, 用于计算的参数选择为 $P_0 = 0.1013 \text{ MPa}$, $\rho_L = 1000 \text{ kg/m}^3$, $\rho_S = 1100 \text{ kg/m}^3$, $\mu_L = 0.001 \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$, $\sigma_1 = 0.04 \text{ N/m}$, $\sigma_2 = 0.05 \text{ N/m}$, $\kappa = 1.04$, 水中声速 $c=1480 \text{ m/s}$, 且 $R_{20}-R_{10}=15 \text{ nm}$ (Optison)或 4 nm (Sonozoid). 由图6和表1可见, 两个模型对三个可调参数的选择差距不大, 拟合效果差别也很小. 从 STD 值可以看到, 对于 Optison 和 Sonozoid 这两种微气泡, 本文所提出的修正模型的 STD 值都与 Church 模型非常接近. 由于本文模型为简化的两层模型, 在这种情况下仍然能达到与复杂的三层模型几乎一致的拟合效果, 因此我们认为本文模型在降低模型复

杂度的情况下,依然保持了精确性.我们认为,正是修正了的表面张力系数和包膜质量在动力平衡方程中的引入,弥补了因模型简化而带来的拟合效果的下降,使得拟合仍然精确.

同时,表1的结果也显示无论是经典的Church模型,还是本文所提出的简化模型,对于血清蛋白包膜(厚度约为15 nm)的Optison气泡所取得的STD值(大约0.060)都小于脂类包膜(厚度约为4 nm)的Sonozoid气泡(大约0.07),意味着这两种模型都更适合于包膜较厚的造影剂微泡.因此,为了建立适合于更薄的脂类包膜的微泡动力学模型,我们仍然需要

进一步的努力.

3 结论

本文通过对传统三层模型的两个边界条件进行综合简化,并对表面张力系数进行非线性修正,提出一个结构更加简单的包膜气泡动力学模型.数值计算表明,包膜表面张力系数随气泡变径而产生非线性变化,且与气泡破裂机制密切相关.此外,利用本文模型和经典的三层模型(即Church模型),对Optison和Sonozoid微气泡的动力学实验曲线进行了数值拟合并进行了比较.拟合结果显示了本文模型的有效性.

参考文献

- 1 陈瞻,徐俊峰,黄威,等.氯化钠水溶液中多泡声致发光光谱的实验研究.科学通报,2008,53: 508—512
- 2 刘亚楠,陈伟中,黄威,等.稳态声空化泡的高精度测量技术.科学通报,2005,50: 2458—2462
- 3 徐兴华,陈伟中,梁越,等.声致发光中线状光谱的参数相关性.科学通报,2007,52: 1237—1241
- 4 Goldberg B B, Raichlen J S, Forsberg F. Ultrasound Contrast Agents-Basic Principles and Clinical Applications. 2nd ed. London: Martin Dunitz, 2001
- 5 龚燕君,章东,龚秀芬.基于超声造影剂中包膜微气泡非线性振动的次谐波和超谐波研究.科学通报,2005,50: 1820—1823
- 6 马青玉,龚秀芬,章东,等.正常及病变组织相位编码三次谐波超声透射成像.科学通报,2005,50: 2720—2724
- 7 牛海军,王青,郑永平,等.运用四参数三相混合模型和瞬态超声成像技术提取关节软骨的弹性模量.科学通报,2007,52: 41—46
- 8 Kennedy J E. High-intensity focused ultrasound in the treatment of solid tumours. Nature Rev Cancer, 2005, 5: 321—327[doi]
- 9 Postema M, van Wamel A, Lancee C T, et al. Ultrasound-induced encapsulated microbubble phenomena. Ultrasound Med Biol, 2004, 30: 827—840[doi]
- 10 Rayleigh L. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. Philos Mag, 1917, 34: 94—98
- 11 Plesset M S. The dynamics of cavitation bubbles. J Appl Mech, 1949, 16: 277—282
- 12 Allen J S, May D J, Ferrara K W. Dynamics of therapeutic ultrasound contrast agents. Ultrasound Med Biol, 2002, 28: 805—816[doi]
- 13 Roy R A, Church C C, Calabrese A. Frontiers of nonlinear acoustics. In: Proceedings of the 12th ISNA. London: Elsevier, 1990. 476
- 14 Church C C. The effects of an elastic solid surface layer on the radial pulsations of gas bubbles. J Acoust Soc Am, 1995, 97: 1510—1521[doi]
- 15 Khismatullin D B, Nadim A. Radial oscillations of encapsulated microbubbles in viscoelastic liquids. Phys Fluids, 2002, 14: 3534—3557[doi]
- 16 Marmottant P, van der Meer S, Emmer M, et al. A model for large amplitude oscillations of coated bubbles accounting for buckling and rupture. J Acoust Soc Am, 2005, 118: 3499—3505[doi]
- 17 Doinikov A A, Dayton P A. Spatio-temporal dynamics of an encapsulated gas bubble in an ultrasound field. J Acoust Soc Am, 2006, 120: 661—669[doi]
- 18 Doinikov A A, Dayton P A. Maxwell rheological model for lipid-shelled ultrasound microbubble contrast agents. J Acoust Soc Am, 2007, 121: 3331—3340[doi]
- 19 Guan J, Matula T J. Using light-scattering to measure the response of individual ultrasound contrast microbubbles subjected to pulsed ultrasound in vitro. J Acoust Soc Am, 2004, 116: 2832—2842[doi]
- 20 de Jong N, Cornet R, Lancee C T. Higher harmonics of vibrating gas-filled microspheres. Part one: Simulation. Ultrasonics, 1994, 32: 447—453[doi]
- 21 Morgan K E, Allen J S, Dayton P A, et al. Experimental and theoretical evaluation of microbubble behavior: Effect of transmitted phase and bubble size. IEEE Trans Ultras Ferro Freq Contr, 2000, 47: 1494—1509[doi]
- 22 Boal D. Mechanics of the Cell. Cambridge: Cambridge University Press, 2002
- 23 Wu J R, Pepe J, Dewitt W. Nonlinear behaviors of contrast agents relevant to diagnostic and therapeutic applications. Ultrasound Med Biol, 2003, 29: 555—562[doi]