

空化泡内外质量交换的唯象模型

高贤娴, 陈伟中*, 黄威, 徐俊峰, 徐兴华, 刘亚楠, 梁越

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

2008-10-08 收稿, 2008-12-10 接受

国家自然科学基金(批准号: 10434070, 10704037)、教育部重点项目(编号: 103078)和江苏省创新人才项目(编号: BK2007569)资助

Gao X X, Chen W Z, Huang W, et al. A phenomenological model of mass-exchange between the inside and outside of a cavitation bubble. Chinese Science Bulletin, 2009, 54, doi: 10.1007/s11434-009-0156-9

摘要 空化泡内外的质量交换是一个多种交换方式共同作用的综合过程, 其中包括气体扩散、气液相变、化学反应等. 本文提出了一个描述空化泡内外质量交换的唯象模型, 它以空化泡内外压强差作为质量交换的驱动力. 与已有的具体物理模型相比, 具有形式简单、计算量小的特点. 联合 Rayleigh-Plesset 气泡动力学方程, 计算了质量交换动态平衡后的空化泡平衡半径. 结果表明, 平衡半径具有多重性. 另外计算了平衡半径与驱动声压的关系, 并研究了模型参数对其结果的影响. 最后, 对不同驱动声压下的硫酸中空化泡脉动进行了实验测量, 得到的平衡半径随声压变化的关系很好地支持了模型计算.

关键词
空化泡
质量交换
平衡半径

我们知道, 水中含有空气泡, 但通常这些空气泡很小, 肉眼不能直接观测. 当一定强度的超声波进入液体之后, 在负压作用下, 原本不可见的空气泡(空化核)成长为肉眼可见的微气泡, 这种现象就是超声空化, 所产生的微气泡就是空化泡. 空化泡在声场作用下作非线性的膨胀和收缩. 在空化泡塌缩期间, 其内形成极端高温高压. 当驱动声压进一步增大, 空化泡在剧烈塌缩时产生发光现象, 即声致发光^[1]. 因此, 空化泡动力学的研究是声化学、声致发光等课题研究的基础.

在理论上, 人们一般采用 Rayleigh 气泡动力学方程来描述空化泡的脉动^[2], 其中存在一个描述气泡大小的重要模型参数——环境半径 R_{amb} (ambient radius), 它是在环境压力 (ambient pressure) 下的气泡半径, 也就是无驱动声压下气泡的静态半径^[3]. 环境半径 R_{amb} 和泡内物质的量 n , 可以通过理想气体方程 $P_0 \left(\frac{4}{3} \pi R_{\text{amb}}^3 \right) = n R_g T_0$ 相互联系, 其中 P_0 为环境声压, T_0 为环境温度, R_g 是气体常数. 因为一般情况下 (P_0 , T_0)

的状态与标准状态相近, 所以我们可用理想气体方程近似描述. 人们通常将空化泡看成是一个封闭的系统, 内部质量数 n 保持不变, 气泡的环境半径 R_{amb} 为常数, 不随时间变化, 因此也称之为平衡半径 $R_0 = R_{\text{amb}}$. Xu 等人^[4]通过实验发现, 声致发光的光谱会随时间发生变化, 表明气泡内物质发生了变化, 并不是一个完全封闭的系统, 空化泡内部质量数 n 不是不变的, 对应的环境半径 R_{amb} 也不是常数, 而是随时间变化的, 因此我们将它记为 $R_{\text{amb}}(t)$. 实验还发现, 不管声致发光的起始光谱如何变化, 空化泡的光谱最终都会达到一个稳定不变的状态. 可见, 气泡内外可以存在物质交换, 而且最终会演化成平衡状态. 实际上, 我们在实验中注意到, 无论初始注入的气泡大小如何, 在一定的驱动声压下能够稳定存在的气泡具有确定的平衡半径. 这一事实也证明, $R_{\text{amb}}(t)$ 是可变化的, 但最终会趋向一个稳定的平衡半径 R_0 , $R_{\text{amb}}(t)$ 和 R_0 在可变质量的系统中表达的意义不再相同.

从物理结构上看, 空化泡的壁面是气液界面, 可以存在多种交换机制, 例如气体扩散^[5]、气液相变^[6]

和化学反应^[7-9]等。很多研究人员对质量交换的过程作过深入的研究。1996年Lohse等人^[5]考虑空化泡内外的气体扩散,得到了稳定声致发光的相图。之后他们又考虑了氮气相关的化学反应以及氮气和氩气的扩散,重新计算了相图,并提出了氩气精馏理论^[7,8],其结果得到了实验^[10,11]的支持。1997年,Yasui^[6]研究了空化泡的气液界面上的相变过程。2003年,Toegel和Lohse^[9]进一步考虑了更多的化学反应,其中包含了17种物质的45种化学反应过程,结果进一步改善了与实验的吻合程度。2005年,An和Ying^[12]整合了一个尽量完整的模型,考虑了除化学反应外的多种机制,强调了选择模型及其参数的重要性。然而,随着理论模型的不断完善,方程组规模越来越大,模型参数也越来越多,理论的预见性变差。尽管如此,仍然遗漏了一些新的机制。例如,Xu等人^[4]在实验中发现,在含有硫酸钠粉末的浓硫酸中,声致发光的光谱中有时会突然出现589.3 nm的钠原子谱线(图1)。而浓硫酸几乎不溶解硫酸钠,因此,空化泡内出现的钠谱线只能来自硫酸钠粉末。所以该实验表明,包含硫酸钠粉末的硫酸液滴进入了空化泡内部。这是一种新的物质交换机制,超出了已有的物理模型^[5-9,12]。可见,已有的基于具体物理过程的质量交换模型虽然参数众多,但它们仍没有真实地反映质量交换过程。在本文中,我们不考虑具体的物理过程,提出一种唯象模型,并利用模型计算了稳定平衡半径 R_0 ,得到了 R_0 与驱动超声的关系。对比实验数据,结果令人满意。

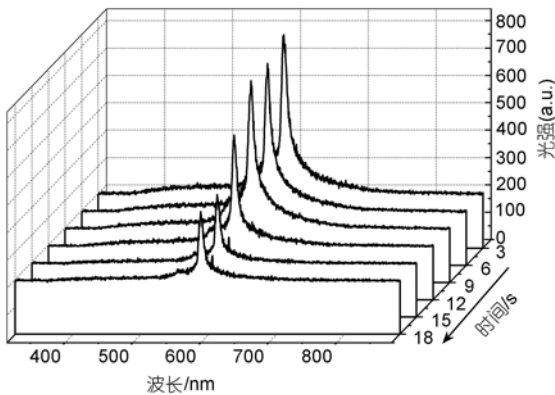


图1 含有硫酸钠粉末的浓硫酸中氩气泡的声致发光光谱演化

光谱中出现589.3 nm原子谱线

1 唯象质量交换模型

文献^[4]的图7给出了4种情况下声致发光起始光

谱的演化过程,不同的质量交换时间尺度说明存在气体扩散、化学反应等多种质量交换过程。其中,气体扩散的主要驱动来自于物质浓度差^[5],气液相变和化学反应不仅与物质浓度差有关,还与温度等因素有关^[6,7]。而物质浓度差在很大程度上依赖于空化泡内外压强差。即使工作液体的液滴进入空化泡^[4],其动力也应该主要来自于气泡内外的压强差。因此,我们有理由相信,在空化泡内外多种质量交换的过程中,压强差是最主要的驱动力,是决定稳定平衡状态的决定性因素。所以,我们在唯象模型中将压强差作为空化泡内外质量交换的驱动力。设气泡内部压强为 $p_g(t)$,则空化泡内外压强差为 $\Delta p = (p_{out} - p_g(t))$,其中 p_{out} 是一个模型参数,主要与空化泡外环境性质有关。这样,空化泡内外质量交换可以表达为

$$\frac{dn(t)}{dt} = 4\pi R^2(t) \delta \frac{\rho}{M} (p_{out} - p_g(t)), \quad (1)$$

其中 $n(t)$ 为 t 时刻泡内物质的量(摩尔), $R(t)$ 为 t 时刻气泡半径, M 和 ρ 分别是工作液体的摩尔质量和密度, δ 是另一个模型参数,它描述物质交换速率。在第3节我们将对两个模型参数具体讨论。

我们选择Rayleigh-Plesset方程中简单经典的形式^[3]来描述气泡半径的演化:

$$\rho \left[R(t) \frac{d^2 R(t)}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR(t)}{dt} \right)^2 \right] = (p_g(t) - P_0 - P_a \sin \omega t) + \frac{R(t)}{c} \frac{dp_g(t)}{dt} - \frac{4\eta}{R(t)} \frac{dR(t)}{dt} - \frac{2\sigma}{R(t)}, \quad (2)$$

其中 η 和 σ 分别为工作液体的黏滞系数和表面张力系数。 $P_0 = 1.01 \times 10^5$ Pa是环境压强, $P_a \sin \omega t$ 是我们采用的频率 $f = \omega/2\pi$,幅度为 P_a 的驱动声压。

我们采用van der Waals气体状态方程:

$$\left(p_g(t) + \frac{an^2(t)}{V^2(t)} \right) (V(t) - n(t)b) = n(t)R_g T(t), \quad (3)$$

其中 a 和 b 是常量, $V(t) = \frac{4}{3}\pi R^3(t)$ 是空化泡的体积。

考虑能量守恒有

$$n(t)C_V \frac{dT(t)}{dt} + \frac{an(t)^2}{V^2(t)} \frac{dV(t)}{dt} = -p_g(t) \frac{dV(t)}{dt} + e \frac{dn(t)}{dt}, \quad (4)$$

其中 C_V 和 e 分别是泡内气体的等容摩尔热容和摩尔物质能量。

将(1)~(4)式联立求解可得 $R(t)$, $n(t)$, $T(t)$ 等。

2 数值计算

2.1 稳定平衡半径 R_0 和它的多重性

数值计算表明, 在我们的可变质量模型中, 空化泡环境半径 $R_{\text{amb}}(t)$ 和物质的量 $n(t)$ 都随时间变化. 但对合适的初始空化泡, 物质交换可以达到动态平衡. 我们定义一个周期内的净质量交换数为

$$\Delta n = \int_T \frac{dn(t)}{dt} dt. \quad (5)$$

当 $\Delta n=0$ 时, 空化泡在一个周期内进出的质量相等.

我们对任意环境半径 $R_{\text{amb}}(t)$, 计算空化泡在一个周期内的相对净质量交换数 $\Delta n / \langle n(t) \rangle$ (图 2), 其中 $\langle \rangle$ 表示对函数的周期平均值. 从图 2 可以看出, 曲线和横轴有多个交点, 在这些点上 $\Delta n=0$. 在其中一些零点上, 曲线有正的斜率, 记为 M_i ; 而在另外的零点上曲线有负的斜率, 记为 $N_i (i=1, 2, \dots)$. 图 2 中, M_i 和 N_i 将净质量交换数曲线分成 A, B, C 区域. 在 M_1 点的左边 A 区域, $\Delta n < 0$, 气泡内的物质减少, $R_{\text{amb}}(t)$ 沿着箭头方向减小, Δn 为负且绝对值越来越大, 进一步加速了物质向空化泡外部的逃逸, 空化泡逐渐溶解于工作液体中; 在 M_1 点的右边 B 区域, $\Delta n > 0$, 气泡内的物质增多, $R_{\text{amb}}(t)$ 沿着箭头方向增大, 刚开始物质进入空化泡的速率随 $R_{\text{amb}}(t)$ 增大而增大, 之后又随 $R_{\text{amb}}(t)$ 增大而减小, 直到 N_1 点 $\Delta n=0$. 所以, 正斜率零点 M_1 不能稳定平衡. 在 N_1 点右边的 C 区域, $\Delta n < 0$, 气泡内物质减少, $R_{\text{amb}}(t)$ 沿着箭头的方向减小, 物质从空化泡内

逃逸的速率随 $R_{\text{amb}}(t)$ 减小而减小, 直到 N_1 点 $\Delta n=0$. 由此可见, 在 B, C 区域内的 $R_{\text{amb}}(t)$ 都可以收敛到负斜率零点 N_1 . 因此, 负斜率零点 N_1 可以稳定平衡. 我们定义平衡半径 R_0 为负斜率零点 N_i 处空化泡环境半径 $R_{\text{amb}}(t)$ 的周期平均值:

$$R_0 = \langle R_{\text{amb}}(t) \rangle_{N_i} \approx R_{\text{amb}}(t)|_{N_i}. \quad (6)$$

由于平衡点上 $R_{\text{amb}}(t)$ 的变化很小 (图 2 中 $\Delta n / \langle n(t) \rangle \sim 10^{-4}$, 即 $\Delta R_{\text{amb}}(t) / \langle R_{\text{amb}}(t) \rangle \sim 0.05$), 为了节省计算量, 我们省略积分过程, 取 $R_0 \approx R_{\text{amb}}(t)|_{N_i}$ (任意时刻).

具有负斜率的零点并不唯一, 如图 2 中还有 N_2 点, 对应平衡半径为 $R_0^{(2)}$. 因此, 对于一定的驱动条件, R_0 并不是唯一的, 具有多重性, 记为 $R_0^{(i)}, i=1, 2, \dots$. 文献[5]在理论计算中也提到过类似的结论. 从图 2 可以看出, $R_0^{(i)}$ 的收敛区域是从之前的正斜率零点 M_i 到其后的正斜率零点 M_{i+1} 之间. 在多重平衡半径中, $R_0^{(1)}$ 的体积最小, 形状稳定性最好, 因此实验中出现的大部分气泡的平衡半径应为 $R_0^{(1)}$.

在我们的实验过程中也观察到这种多重性. 在通常的硫酸声致发光实验中, 发光的空化泡半径在几十微米量级, 肉眼很难直接分辨. 但在一次偶然的实验中, 在相近的实验条件下, 出现了一个肉眼明显可见的大空化泡, 估计在亚毫米量级. 遗憾的是, 较大的气泡通常很不稳定, 很难被测量和记录. 在下文中, 我们以第一离散值 $R_0^{(1)}$ 来研究平衡半径 R_0 的相关性质.

2.2 与驱动声压的关系

针对实验条件[13], 我们数值计算了不同声压下空化泡的平衡半径, 图 3(a) 给出了计算结果 R_0-P_a 关系曲线. 从图中我们可以看到, R_0-P_a 曲线上存在一个转折点, 对应的驱动声压大约为 $P_a=1.24 \times 10^5$ Pa, 此时的平衡半径 R_0 最小. 在转折点左边 (低声压区), 平衡半径 R_0 随 P_a 增大而减小; 在转折点右边 (高声压区), 它随 P_a 增大而增大. 这个 R_0-P_a 关系与我们已有的实验观察一致[13]. 而且文献[13]还发现, 这个转折点正好对应空化泡声致发光的阈值点, 在它的左边是非声致发光区域, 右边是声致发光区域. 在之前的数值结果中[9], 也存在相似的转折点.

下面我们对这个转折过程进行深入的分析. 图 3(b) 给出了随声压增大而减少的代表点(A)、随声压增大而增大的代表点(C)以及转折点附近的点(B)的净

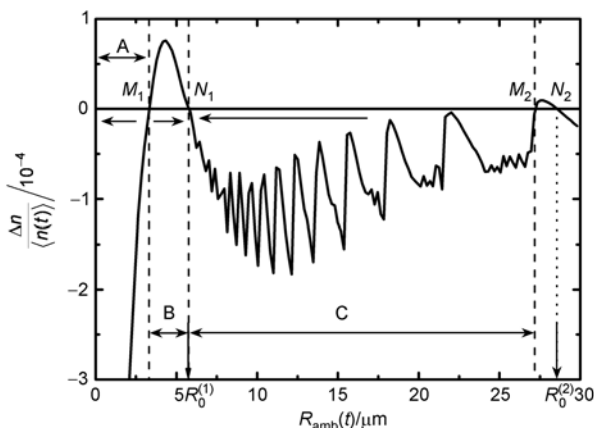


图 2 不同环境半径 $R_{\text{amb}}(t)$ 的相对净质量交换数

点 M_i 和 $N_i (i=1, 2, \dots)$ 使 $\Delta n=0$. M_i 和 N_i 将图形分成 A, B, C 区域. 正斜率零点 M_i 不稳定平衡, 负斜率零点 N_i 可以稳定平衡, 所以负斜率零点 N_i 对应稳定平衡半径 $R_0^{(i)}$. B, C 区域的 $R_{\text{amb}}(t)$ 都会稳定于 $R_0^{(1)}$, $R_0^{(2)}$ 是另外一个稳定点, 其中 $P_a=1.20 \times 10^5$ Pa, $f=25$ kHz, $p_{\text{out}}=1.5 \times 10^4$ Pa

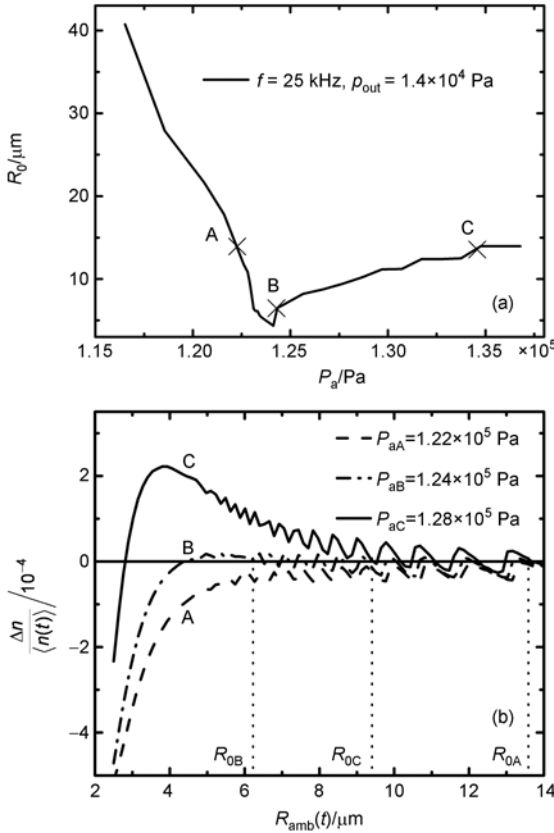


图3 水中空化泡在不同驱动声压下的平衡半径

(a) 水中空化泡 R_0 - P_a 曲线; (b) 相对净质量变化数曲线. A, B, C 曲线对应的声压为由弱到强, 它们的平衡半径分别为 R_{0A} , R_{0B} , R_{0C} , 对应图(a)中“×”标注的 A, B, C 三点

质量变化数曲线. 从图 3(b)中不难看到, 随声压的增大, 曲线头部不断上升, 导致曲线的负斜率零点左移, 这对应着图 3(a)中的低声压区平衡半径随声压增大而减小; 当曲线上升到临界位置, 即下方的曲线头部与横轴相切, 此时一个新的平衡位置形成; 继续增大声压, 曲线头部继续上升, 新的负斜率零点开始右移, 对应着图 3(a)中的高声压区平衡半径随声压增大而增大. 可见这个临界点就是对应着图 3(a)中的转折点.

图 4 是水中空化泡在不同的驱动频率 f 下的 R_0 - P_a 曲线. 可以看出, 驱动频率 f 越大, R_0 - P_a 曲线的转折点发生在越大的驱动声压 P_a 下. 在低声压区域, 驱动频率 f 越大, 空化泡 R_0 越小. 在实验中, 我们观察到声致发光的气泡在频率较高时的平衡半径较小. 而转折点对应声致发光阈值点^[13], 所以声致发光气泡的实验结果与我们的理论结果在高驱动声压区域的

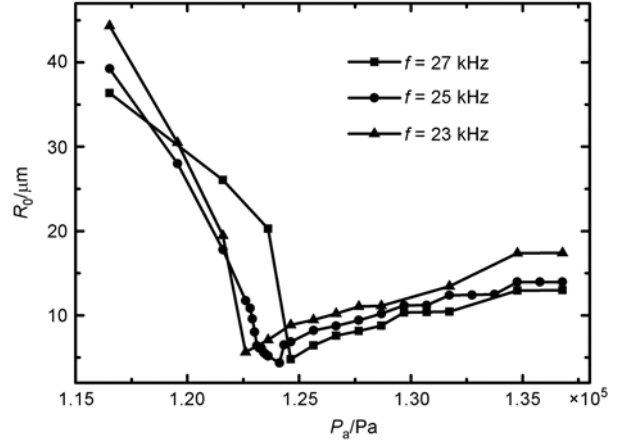


图4 不同驱动频率下空化泡的 R_0 - P_a 关系曲线

工作液体为水, 其中 $p_{out} = 1.4 \times 10^4$ Pa

趋势相符.

3 模型参数

在我们的唯象质量交换(1)式中, 不考虑具体的物质交换机制, 只有两个模型参数, 即 p_{out} 和 δ . 下面我们分析它们对模型计算结果的影响.

首先, 改变参数 p_{out} , 研究不同的 p_{out} 对空化泡 R_0 - P_a 曲线的影响, 得到的结果如图 5 所示. 在高驱动声压区, p_{out} 越大, 空化泡平衡半径 R_0 越大; 而在低驱动声压区, p_{out} 越大, 空化泡平衡半径 R_0 则越小.

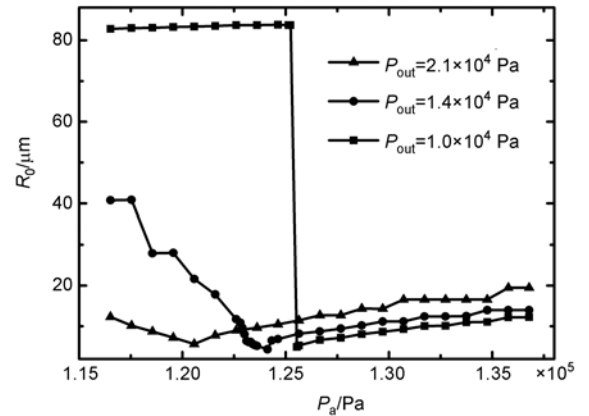


图5 不同 p_{out} 下空化泡的 R_0 - P_a 关系曲线

工作液体为水, 其中 $f = 25$ kHz

改变 p_{out} 的大小, 还会影响 R_0 - P_a 曲线的转折点位置. 减小 p_{out} 导致曲线及其转折点右移, 即发生的驱动声压 P_a 变大. 从(1)式可知, 减小 p_{out} 可以使空化泡的净质量交换数趋于负值. 当空化泡进行非线性

振动时, 增大 P_a 可以提高气泡内部气体的周期平均压强 $\langle p_g(t) \rangle$, 使空化泡的净质量交换数恢复为零, 从而达到新的平衡. 同时, 对于小的 p_{out} , 在低声压区曲线出现平衡半径跳跃的现象(图 5 中“■”, $p_{out} = 1.0 \times 10^4$ Pa). 所谓平衡半径的跳跃是指气泡大小极度依赖于驱动声压. 一个小的驱动声压变化, 会导致空化泡平衡半径量级的变化. 显然, 这样的气泡在实验上是不易观察的.

p_{out} 是描述泡外环境性质的综合参数, 它与气体扩散过程中的液体含气量及化学反应中的物质浓度等有关. 由于是个综合参数, 它的值不能通过实验直接测量, 只能通过空化泡半径演化曲线和气泡动力学方程拟合获得 R_0 值来确定. 我们对 p_{out} 和液体含气量的参数相关性进行了简单的实验研究, 发现在保持其他参数不变的情况下, 工作液体含气量越高, 相应的 p_{out} 越大.

模型参数 δ 是一个描述空化泡内外质量交换速率的参数, 是扩散系数、气液相变快慢及化学反应速率等综合的结果. 它与实验中测得的质量交换的时间标度有关. 时间标度越大, 对应的 δ 值越小, 反之亦然. 在实验^[4]中, 我们通过测量起始声致发光的光谱演化, 得到质量交换的时间标度, 可以由此确定 δ 的大小. 然而我们在数值计算中发现, δ 在相当大的范围 ($\delta < 1.0 \times 10^{-13} \text{ m}^3/(\text{N} \cdot \text{s})$) 内变化, 除了改变质量交换的时间标度, 几乎不影响最终的平衡半径的大小. 考虑到本文旨在获得不同驱动条件下平衡半径的大小, 所以在计算中为了节省计算量, 可以尽量选取较大的 δ , 我们这里取 $\delta = 1.0 \times 10^{-14} \text{ m}^3/(\text{N} \cdot \text{s})$. 当然, δ 过大会导致物质逃逸过快等非物理现象的出现.

4 实验和理论比较

我们用文献^[13]中所述的锁相积分拍摄成像技术, 测量了硫酸中稳定悬浮声致发光气泡的半径时间演化曲线, 通过与 Rayleigh-Plesset 方程进行拟合, 得到平衡半径. 然后改变驱动声压, 得到了硫酸中 R_0 - P_a 曲线的实验数据(图 6 中“■”所示). 然后, 我们在唯象模型中输入硫酸的参数, 调整模型参数 p_{out} , 得到了相应的理论 R_0 - P_a 曲线(图 6 中“·”所示). 由于 R_0 - P_a 曲线的转折点对应于声致发光的阈值点^[13], 所以, 声致发光气泡的实验数据全部落在我们数值结果的高驱动声压区. 实验和高声压区的理论结果符合得很好, 并且都显示出平衡半径 R_0 随驱动声压 P_a

的增大而增大(图 6). 遗憾的是, 在实验中当 $P_a < 1.34 \times 10^5$ Pa 时, 硫酸中的空化泡出现不稳定性, 无法悬浮, 因而我们没有获得低声压区的实验数据.

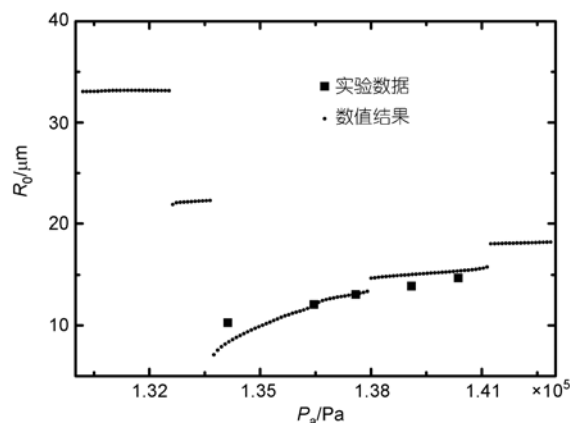


图 6 硫酸中空化泡的 R_0 - P_a 曲线的实验和理论比较

$f = 26.5 \text{ kHz}$, 模型参数 $p_{out} = 2.5 \times 10^4 \text{ Pa}$

5 结论

本文提出了一种描述空化泡内外质量交换的唯象模型. 我们抓住空化泡内外质量交换的主要驱动因素——压强差来建立方程. 联合 Rayleigh-Plesset 气泡动力学方程, 我们得到了空化泡在给定驱动声压下的稳定平衡半径, 并研究了平衡半径的多值性. 水中 R_0 - P_a 曲线的数值结果与实验结果^[13]相吻合: 在低驱动声压区, 平衡半径随驱动声压增大而减小, 在高驱动声压区, 平衡半径随驱动声压增大而增大. 中间存在一个转折点, 即声致发光的阈值点^[13]. 我们还研究了模型参数 p_{out} 和 δ 对 R_0 - P_a 曲线的影响: 减小 p_{out} 可以使 R_0 - P_a 曲线及其转折点右移, 较小的 p_{out} 使低声压区域产生平衡半径跳跃的现象; 而改变 δ 只影响空化泡内外质量交换的时间标度, 几乎不影响最后的平衡半径的大小. 最后, 我们实验测量了不同驱动声压下的硫酸中空化泡的半径演化曲线, 得到实验 R_0 - P_a 曲线. 理论和实验的良好一致性证明了我们的唯象模型的有效性.

可见, 本文提出的唯象质量交换模型具有直观简单、计算量少的特点, 它能合理地描述极为复杂的气泡内外质量交换过程. 对模型的进一步完善可以提高模型结果与实验数据的定量吻合程度, 更好地解释气泡质量交换现象, 预测更多的相关性质.

参考文献

- 1 Leighton T G. The Acoustic Bubble. London: Academic Press, 1994
- 2 Rayleigh L. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. Phil Mag, 1917, 34(6): 94—98
- 3 Brenner M P, Hilgenfeldt S, Lohse D. Single-bubble sonoluminescence. Rev Mod Phys, 2002, 74(2): 425—477 [\[DOI\]](#)
- 4 Xu J F, Chen W Z, Xu X H, et al. Composition and its evolutions inside a sonoluminescing bubble by line spectra. Phys Rev E, 2007, 76(2): 026308 [\[DOI\]](#)
- 5 Hilgenfeldt S, Lohse D, Brenner M P. Phase diagrams for sonoluminescing bubbles. Phys Fluids, 1996, 8(11): 2808—2826 [\[DOI\]](#)
- 6 Yasui K. Alternative model of single-bubble sonoluminescence. Phys Rev E, 1997, 56(6): 6750—6760 [\[DOI\]](#)
- 7 Lohse D, Hilgenfeldt S. Inert gas accumulation in sonoluminescing bubbles. J Chem Phys, 1997, 107(17): 6986—6997 [\[DOI\]](#)
- 8 Lohse D, Brenner M P, Dupont T F, et al. Sonoluminescing air bubbles rectify argon. Phys Rev Lett, 1997, 78(7): 1359—1362 [\[DOI\]](#)
- 9 Toegel R, Lohse D. Phase diagrams for sonoluminescing bubbles: A comparison between experiment and theory. J Chem Phys, 2003, 118(4): 1863—1875 [\[DOI\]](#)
- 10 Matula T J, Crum L A. Evidence for gas exchange in single-bubble sonoluminescence. Phys Rev Lett, 1998, 80(4): 865—868 [\[DOI\]](#)
- 11 Ketterling J A, Apfel R E. Experimental validation of the dissociation hypothesis for single bubble sonoluminescence. Phys Rev Lett, 1998, 81(22): 4991—4994 [\[DOI\]](#)
- 12 An Y, Ying C F. Model of single bubble sonoluminescence. Phys Rev E, 2005, 71(3): 036308 [\[DOI\]](#)
- 13 Huang W, Chen W Z, Liu Y N, et al. The evolution of the cavitation bubble driven by different sound pressure. Ultrasonics, 2006, 44: e407—e410 [\[DOI\]](#)



服务职业科学家
Every thing for Science

中国第一份专门为科学家服务的新闻杂志

《科学新闻》双周刊全新改版，由为Science/Nature撰写科学新闻报道的精英团队打造，于2009年1月7日隆重推出。《科学新闻》全年24期每期定价12元，全年订阅288元，隔周三出版。

邮局汇款：

收款人：科学时报社
地址：北京海淀区中关村南一条乙3号
邮政编码：100190
注：请在附言中表明“订阅《科学新闻》”

银行付款：

户名：科学时报社
开户行：工商银行北京分行海淀支行营业部
账号：02000496090446215517

订阅咨询：010-82618825
广告咨询：010-82614585