

匀强磁场对水中气泡运动的影响

莫润阳 吴临燕 詹思楠 张引红

Effect of magnetic field on single-bubble in water

Mo Run-Yang Wu Lin-Yan Zhan Si-Nan Zhang Yin-Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 124301 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.124301

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.124301>

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

声单向操控研究进展

Recent advances in acoustic one-way manipulation

物理学报.2015, 64(9): 094305 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094305>

脉冲微波辐射场空间分布的热声成像研究

Pulsed microwave energy spatial distribution imaging by means of thermoacoustic tomography

物理学报.2015, 64(1): 014301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.014301>

纵向带状裂隙形貌的逆时偏移超声成像

Ultrasonic imaging for appearance of vertical slot by reverse time migration

物理学报.2014, 63(15): 154302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.154302>

水下高斯界面背向散射超声散斑场的相位奇异

Phase singularities of an ultrasonic speckle field back-scattered from an underwater Gaussian interface

物理学报.2014, 63(5): 054301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.054301>

声波在含气泡液体中的线性传播

Linear wave propagation in the bubbly liquid

物理学报.2013, 62(6): 064304 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.064304>

# 匀强磁场对水中气泡运动的影响\*

莫润阳<sup>†</sup> 吴临燕 詹思楠 张引红

(陕西师范大学物理学与信息技术学院, 陕西省超声学重点实验室, 西安 710119)

(2014年10月22日收到; 2014年12月17日收到修改稿)

基于 Rayleigh-Plesset 方程, 考虑极性水分子在均匀磁场运动受到磁场力作用, 根据能量守恒建立了外磁场作用下单气泡运动的控制方程, 并对附加压强的大小、性质及对气泡运动的影响进行了计算和分析. 结果表明: 随磁场强度的增强, 附加压强线性增大, 气泡膨胀率降低, 最大半径减小, 气泡坍塌速度下降; 外加磁场引起的气泡振动变化规律与增大静态压具有相似的效果.

**关键词:** 匀强磁场, 水介质, 空化单泡, 静态压强

**PACS:** 43.35.+d, 72.50.+b, 47.55.dd

**DOI:** 10.7498/aps.64.124301

## 1 引言

研究空化泡在电场、磁场环境下的振荡特性对所有基于空化应用的领域都极具现实意义. 2001年, Oh等<sup>[1]</sup>对电场作用下弱黏性电解质中气泡的动力特性进行了理论研究; 2004年, 董伟等<sup>[2]</sup>研究认为, 如果对有气泡的液体中施加电场, 则电场的存在使气泡的运动行为发生变化, 同时气泡的存在也使周围的电场分布发生变化, 尤其是当大气泡(半径为1  $\mu\text{m}$ )存在时这种变化更为明显. 2012年, 沈壮志和吴胜举<sup>[3]</sup>研究了电场和声场联合作用时空化泡的动力特性, 结果表明: 电场和声场联合作用时, 空化泡运动处于混沌区域范围远高于两者单独作用下空化泡的混沌区域范围.

磁场对空化泡运动的影响早在20世纪70年代初就引起了苏联科学家的研究兴趣并做了大量实验<sup>[4,5]</sup>. 1974年, 密歇根大学机械工程学院空化和多相流实验室Hammit<sup>[6]</sup>针对苏联科学家的一系列研究进行了分析评估, 指出: 1—10 kg范围的磁场对普通自来水空化损伤率及流体系统分布产生可测量的效应, 但损伤率的高低取决于实验细节, 其中包括磁场方向和强度; 1—10 kg磁场可影响单

个气泡的生长和崩溃率. 1996年, Young等<sup>[7]</sup>关于磁场对单气泡声致发光强度影响的实验指出, 单气泡声致发光强度所需的声压阈值随着磁场流量密度的增加而升高, 发光强度随着磁场流量密度的增加而降低; 1999年, 日本学者Yasui<sup>[8]</sup>理论研究了磁场对水中单气泡声致发光的影响. 上述研究都证实磁场对水中气泡运动是有影响的.

声致发光是气泡动态急剧变化的结果, 若磁场影响气泡声致发光, 则表明磁场对气泡运动产生了影响. 通过探索气泡声致发光机理及其对磁场的响应, 可进一步研究磁场与气泡作用的机理. 2004年, 丁春峰和邢达<sup>[9]</sup>通过对不同气体成分气泡声致发光阈值的研究来揭示声致发光机制; 2009年, Li和An<sup>[10]</sup>通过对单气泡声致发光均匀模型进行改进, 建立了包含热扩散、水蒸气扩散和化学反应的描述气泡动力学的新模型, 并对气泡声致发光进行了计算, 这些研究有助于揭示磁场对气泡动态影响的机理.

为深入了解磁场效应, 从理论上研究磁场与水中气泡的作用机制, 本文从空化泡控制方程入手, 利用能量守恒法则建立了恒定外磁场存在时气泡的动力学方程, 并对磁场效应及其对气泡运动的影

\* 国家自然科学基金(批准号: 11274216)资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: mmrrycn@snnu.edu.cn

响进行了分析.

## 2 理论模型的建立

为探讨外部磁场如何影响水中气泡的运动, 设当  $t < 0$  时, 初始半径为  $R_0$  的气泡静止在液体中, 液体静压力为  $P_0$ , 是一常数. 设当  $t > 0$  时, 随时间变化的压力  $P(t)$  附加于  $P_0$  上, 这时无限远处液体压力为  $P_\infty = P_0 + P(t)$ , 泡半径随之变为  $R(t)$ . 气泡做球对称径向向膨胀/收缩过程中, 周围液体将获得动能. 把气泡当作一个以液体为负载的振子, 在密度为  $\rho$  的液体中, 液体移向气泡收缩/膨胀空间所获得的平动动能  $E_k$  为

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2 = \int_R^\infty \frac{1}{2}\rho 4\pi r^2 dr \left(\frac{dr}{dt}\right)^2. \quad (1)$$

由于假设液体不可压缩, 则气泡收缩的体积就等于液体填充的体积, 即  $4\pi R^2 dR = 4\pi r^2 dr$ , 则有  $R^2 dR = r^2 dr$ , 两边除以  $dt$  并整理得

$$\frac{dr}{dt} = \left(\frac{R}{r}\right)^2 \left(\frac{dR}{dt}\right) = \left(\frac{R}{r}\right)^2 \dot{R},$$

代入 (1) 式得

$$\begin{aligned} E_k &= \frac{1}{2}mv^2 = \int_R^\infty \frac{1}{2}\rho 4\pi r^2 dr \left(\frac{R}{r}\right)^4 (\dot{R})^2 \\ &= 2\pi\rho R^4 (\dot{R})^2 \int_R^\infty \frac{1}{r^2} dr \\ &= 2\pi\rho R^3 (\dot{R})^2. \end{aligned} \quad (2)$$

该平动动能对时间的变化率为

$$\frac{dE_k}{dt} = 2\pi\rho R^2 \dot{R} (3\dot{R}^2 + 2R\ddot{R}). \quad (3)$$

另外, 当液体水移向气泡收缩/膨胀空间时, 运动的水分子在磁场中受到洛伦兹力的作用形成电偶极矩, 引起水分子的转动, 意味着每个水分子的部分平动动能转化为转动动能, 这部分能量最终因分子间的摩擦转换成热. 每个水分子受到的力矩  $\mathbf{N}$  为

$$\mathbf{N} = \mathbf{P}_{\text{H}_2\text{O}} \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}), \quad (4)$$

式中,  $\mathbf{V}$  为液体水的宏观运动速度,  $\mathbf{B}$  为外加磁场强度,  $\mathbf{P}_{\text{H}_2\text{O}}$  为水分子的电偶极矩. 每个水分子由平动动能转化为转动动能的能量  $U$  为

$$U = \int \mathbf{N} \cdot d\phi = -\mathbf{P}_{\text{H}_2\text{O}} \cdot (\mathbf{V} \times \mathbf{B}), \quad (5)$$

式中,  $d\phi$  为旋转矢量元, 趋于  $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$  的方向. 于是, 所有水分子在  $\Delta t$  时间内, 由平动动能转化为转动

动能的能量之和  $\Delta E_B$  为

$$\begin{aligned} \Delta E_B &= C_0 v_1 \Delta t \int_R^L |\mathbf{P}_{\text{H}_2\text{O}}| |\mathbf{V}| |\mathbf{B}| \\ &\quad \times \frac{\rho N_A}{M_{\text{H}_2\text{O}}} 4\pi r^2 dr, \end{aligned} \quad (6)$$

式中,  $C_0$  为常数 ( $0 < C_0 \leq 1$ ),  $\rho$  为水的密度,  $L$  为气泡到液体容器壁的距离 ( $L \gg R$ ),  $M_{\text{H}_2\text{O}}$  为水的摩尔质量,  $N_A$  为阿伏伽德罗常数,  $v_1$  为水分子的热振动频率. 考虑到液体被认为不可压缩, 水分子运动速度  $\mathbf{V}$  的大小可表示为  $|\mathbf{V}| = R^2 \dot{R}/r^2$  [11], 代入 (6) 式并积分可得

$$\Delta E_B = 4\pi C_0 v_1 |\mathbf{P}_{\text{H}_2\text{O}}| |\mathbf{B}| \frac{\rho N_A}{M_{\text{H}_2\text{O}}} R^2 \dot{R} L \Delta t, \quad (7)$$

单位时间的能量为

$$\frac{dE_B}{dt} = 4\pi C_0 v_1 |\mathbf{P}_{\text{H}_2\text{O}}| |\mathbf{B}| \frac{\rho N_A}{M_{\text{H}_2\text{O}}} R^2 \dot{R} L, \quad (8)$$

这部分能量即为因运动水分子与磁场相互作用引起的水分子转动而产生的能量, 与水分子的平动动能一起, 构成液体水分子运动的总能量. 根据能量守恒, 水分子运动的总能量来源于气泡收缩/膨胀过程压力所做的功  $W$ , 即

$$\Delta E_B + \Delta E_k = W. \quad (9)$$

气泡在合外力  $P$  的作用下, 从初始半径  $R_0$  变化到  $R$ , 此过程中合外力对气泡做功为

$$W = \int_{R_0}^R P \cdot 4\pi r^2 dr. \quad (10)$$

气泡壁所受合力  $P = P_L - P_\infty$ ,  $P_L$  为泡壁外液体压力,  $P_\infty$  为距离微泡无限远处一点的压力. 于是

$$W = \int_{R_0}^R (P_L - P_\infty) \cdot 4\pi r^2 dr, \quad (11)$$

合外力对气泡做功的功率为

$$\frac{dW}{dt} = 4\pi (P_L - P_\infty) R^2 \dot{R}. \quad (12)$$

考虑到

$$\frac{dW}{dt} = \frac{dE_k}{dt} + \frac{dE_B}{dt}, \quad (13)$$

将 (3), (8), (12) 式代入 (13) 式, 整理可得

$$\begin{aligned} &R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \\ &= \frac{1}{\rho} \left[ P_L - \left( P_\infty + C_0 v_1 |\mathbf{P}_{\text{H}_2\text{O}}| |\mathbf{B}| \frac{\rho N_A}{M_{\text{H}_2\text{O}}} L \right) \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

(14) 式右侧项  $C_0 v_1 |\mathbf{P}_{\text{H}_2\text{O}}| |\mathbf{B}| \frac{\rho N_A}{M_{\text{H}_2\text{O}}} L$  表示磁场所产生的附加在气泡壁上的压强, 用  $P_B$  表示, 即

$$P_B = C_0 v_1 |\mathbf{P}_{\text{H}_2\text{O}}| |\mathbf{B}| \frac{\rho N_A}{M_{\text{H}_2\text{O}}} L. \quad (15)$$

则 (14) 式可写成

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho} [P_L - (P_\infty + P_B)]. \quad (16)$$

因  $P_\infty = P_0 + P_t$ , 其中  $P_0$  为环境静态压强,  $P_t$  为驱动声场产生的时变压强, 于是

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho} [P_L - (P_0 + P_t + P_B)], \quad (17)$$

(17) 式中  $P_B$ ,  $P_0$ ,  $P_t$  符号相同, 可见  $P_B$  的效果相当于增大了环境压强. 考虑到

$$P_L = \left( P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} - P_v \right) \left( \frac{R_0}{R} \right)^{3K} + P_v - \frac{2\sigma}{R},$$

$P_v$  为泡内蒸汽压, 于是

$$\begin{aligned} R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 &= \frac{1}{\rho} \left[ \left( P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} - P_v \right) \left( \frac{R_0}{R} \right)^{3K} + P_v \right. \\ &\quad \left. - \frac{2\sigma}{R} - (P_0 + P_t + P_B) \right], \quad (18) \end{aligned}$$

(18) 式即为在超声场和磁场共同作用下气泡的运动方程. 当外磁场关闭, 即  $B = 0$  时,  $P_B = 0$ , 该式即为改进的 Rayleigh-Plesset 方程, 即 R-P 方程.

### 3 数值分析与讨论

数值计算所涉及的参数取值为: 常温 (20 °C) 下, 水密度  $\rho$  值为  $1.0 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ ; 水分子的热振动频率  $\nu_1$  取值为  $10^{12} \text{ Hz}$ , 气泡内水蒸汽压  $P_v = 2.33 \times 10^3 \text{ Pa}$ ,  $\sigma = 7.2 \times 10^{-2} \text{ N/m}$ ;  $L$  为气泡壁距容器的距离, 取  $5 \times 10^{-2} \text{ m}$ ; 水的摩尔质量  $M_{\text{H}_2\text{O}}$  值为  $0.018 \text{ kg/mol}$ ; 阿伏伽德罗常数  $N_A$  为  $6.02 \times 10^{23}$ ; 水分子的电偶极矩  $\mathbf{P}_{\text{H}_2\text{O}}$  值为  $6.5 \times 10^{-30} \text{ C}\cdot\text{m}$ . 对 (18) 式中各物理量取国际单位后,  $C_0$  是个无量纲且远小于 1 的常数, 即  $0 < C_0 \leq 1$ .

#### 3.1 磁场附加在泡壁上的压强 $P_B$

(15) 式表示由外加磁场引起的附加压强. 温度一定时, 将  $\nu_1$ ,  $\mathbf{P}_{\text{H}_2\text{O}}$ ,  $\rho$ ,  $N_A$ ,  $M_{\text{H}_2\text{O}}$  这些量的取值代入 (15) 式, 运算可得

$$P_B = 2.17 \times 10^{11} C_0 |\mathbf{B}| L. \quad (19)$$

由 (18) 式可见, 气泡距离容器壁的距离  $L$  一定时, 外磁场附加的环境压强  $P_B$  随外磁场  $B$  的增强而线性增大; 外磁场  $B$  一定时,  $P_B$  随  $L$  的增大而线性增大.

要确定磁场附加在泡壁压强的量值, 需要明确常数  $C_0$ , 但其取值目前还不确定. 本文参考 Young 等 [7] 声致发光实验的数据对  $C_0$  取值进行估算, 结果与 Yasui [8] 估算结果一致. Young 等实验发现, 当磁场从 0 增加到 6 T 时, 气泡声致发光每次辐射的声子数从  $3 \times 10^7$  下降到  $0.6 \times 10^7$ , 由此推断 6 T 磁场作用与 1.1 atm 环境压力时的效果相当 ( $1 \text{ atm} = 1.01325 \times 10^5 \text{ Pa}$ ). 也就是说, 6 T 外磁场附加了 0.1 atm 的环境压强, 即  $B = 6 \text{ T}$  对应的  $P_B = 0.1 \text{ atm} = 1.01 \times 10^4 \text{ Pa}$ . 另外, 利用 (18) 式估计  $C_0$  过程中, 还需要知道气泡与器壁间的距离  $L$ , 考虑到 Young 等 [7] 的声致发光实验是在小型圆柱空腔内进行, 且空腔置于 20 T Bitter 磁场 50 mm 钻孔内, 由此可知  $L$  的取值为毫米量级. 将这些数据代入 (18) 式可估计出  $C_0 \sim 10^{-7}$ . 这里有一个问题需要注意, 鉴于 Young 等的实验所限, 声场的声压幅值无法直接测量, 所以利用这些数据也只能是粗略估计. 若设  $L = 5 \times 10^{-2} \text{ m}$ ,  $C_0$  取值约为  $10^{-7}$ , 则  $P_B$  与  $B$  间数量上成单调线性关系, 即

$$P_B \approx 10^3 B. \quad (20)$$

也就是说, 5 T 的磁场产生的附加压强约为  $5 \times 10^3 \text{ Pa}$ , 若静态压  $P_0 = 1.01 \times 10^5 \text{ Pa} = 1 \text{ atm}$ , 那么 5 T 磁场可使环境压强产生约 5%  $P_0$  的增量.

#### 3.2 磁场附加压强的性质及其对气泡运动的影响

驱动声场频率  $f$  为 19.6 kHz, 幅值  $P_t = 1.317 \times 10^5 \text{ Pa}$  且保持不变, 气泡初始平衡半径为  $2.6 \text{ }\mu\text{m}$ . 当磁场强度  $B$  取值分别为 0, 5, 10, 15 T 时, 气泡半径随时间的变化见图 1. 由图 1 可知:  $B = 5 \text{ T}$  时, 气泡膨胀最大半径  $R_{\text{max}} = 9.524R_0$ , 坍缩最小至  $0.052R_0$ , 收缩平均速率约为 30 m/s;  $B = 10 \text{ T}$  时, 气泡膨胀最大半径  $R_{\text{max}} = 4.317R_0$ , 收缩最小至  $0.208R_0$ , 坍缩平均速率约为 17 m/s. 可见, 随着磁场的增强, 膨胀速率降低, 气泡膨胀最大半径减小, 外磁场减缓了微泡坍缩速度.

若保持驱动声场幅值频率不变,  $B = 0$ , 改变静态压强  $P_0$ , 当取值分别为  $P_0 = 1, 1.05, 1.1 \text{ atm}$  时,



气泡半径随时间的变化见图2. 由图2可知, 静态压强增大, 气泡膨胀率降低, 最大半径减小(图1、图2时间轴单位均为s), 同时气泡收缩曲线也越来越平缓.

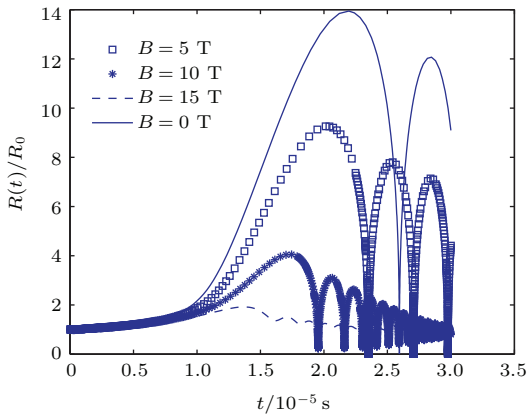


图1 不同磁场强度下气泡半径随时间的变化

Fig. 1. The bubble radius as a function of time for  $B = 0, 5, 10, 15$  T.

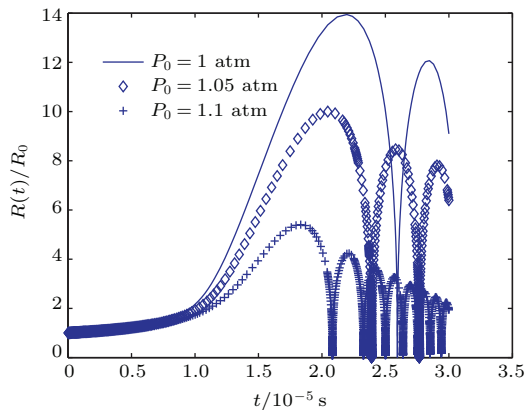


图2 不同静态压时气泡半径随时间的变化

Fig. 2. The bubble radius as a function of time for  $P_0 = 1, 1.05, 1.1$  atm.

关于静态压对气泡动态的影响, Kondic等<sup>[12]</sup>基于包含 $\dot{R}/c_l$ 一阶修正项(这里 $\dot{R}$ 为泡壁速度,  $c_l$ 为液体声速)的改进R-P模型, 并考虑了气泡和液体间的物质交换, 对静态压 $P_0$ 和单个气泡运动关系的研究表明静态压 $P_0$ 增大, 气泡膨胀率下降, 膨胀最大半径减小, 见图3. 从图3内插图可以看出, 静态压增大,  $P_0 = 1.1$  atm时气泡收缩速度较 $P_0 = 1.0$  atm减小.

比较以上结果可以发现, 外磁场与增大静态压强都能对气泡振动产生抑制, 从作用规律和效果上两者相似. 可见磁场附加的压强作用性质类似于静压强作用, 通过改变压强影响气泡的运动状态.

高强磁场影响气泡声致发光现象是磁场影响气泡运动的有力证据之一. 声致发光是气泡急剧坍塌时产生的一种效应, 气泡收缩速度减小, 声致发光强度减弱. 1996年, Young等<sup>[7]</sup>在强磁场下气泡的声致发光实验发现, 液体温度、激励声场和磁场都会对气泡声致发光产生影响. 固定激励声场、改变外磁场, 声致发光强度随磁场增强而降低, 高于阈值声致发光将消失; 固定磁场、改变驱动声场, 声致发光强度随驱动声压的增大而急剧增大, 但驱动压的上下限决定了声致发光区域的范围. 1998年, Kondic等<sup>[12]</sup>通过理论研究预测, 若静态压强降低5%, 声致发光辐射将增大200%. 该预测与Young等<sup>[7]</sup>在强磁场下气泡的声致发光实验及本文模型结论一致. 本文模型虽是简化模型, 未考虑热传导、蒸汽压及气泡内外物质交换等, 但仍具有一定的合理性.

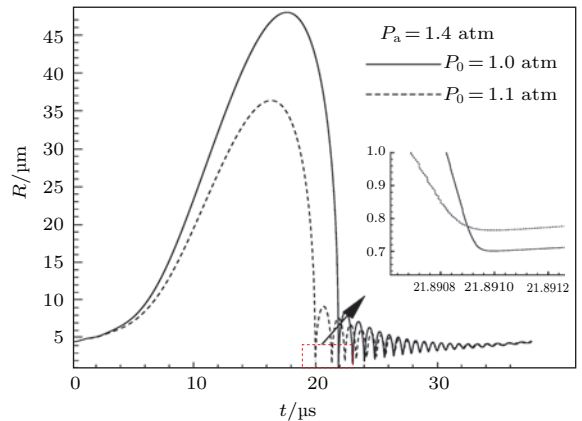


图3 Kondic模型下不同静态压时气泡半径随时间的变化

Fig. 3. Bubble radius versus time during one period of acoustic field obtained by Kondic model.

关于磁场影响气泡动态的机理, Young等<sup>[7]</sup>认为, 磁场可能是产生了一个对抗声压的应力, 该应力来源于微泡界面收缩辐射的冲击波或磁通量压缩. 刘海军和安宇<sup>[13]</sup>计算也发现, 当气泡接近其最小半径时, 气泡外围形成很薄的高压区, 这个高压区的外部边缘逐渐向周围的水中传播形成冲击波; 磁通量压缩则是一个声周期内气泡内电荷密度振动的结果. 在气泡膨胀到最大尺寸时, 泡内仅有少量或没有电荷存在, 磁场均匀透过微泡. 随着气泡收缩, 泡内电荷密度急速增大, 电导率提高, 将磁场线聚集于气泡中心. 磁场产生的对抗声压的应力(反抗力)的幅度由磁场渗透深度决定, 该深度依赖于周围等离子体的电导率.

声致发光是气泡运动状态发生剧烈改变的一种表现形式, 其机制非常复杂. Kondic等<sup>[12]</sup>还研

究发现, 静态压变化将影响气泡平衡半径  $R_0$ , 这使得静态压对气泡动力学和声致发光的影响更为复杂; 另外, 环境温度不同, 气泡内蒸汽凝结、水的蒸发等都会造成泡内蒸汽压的变化, 水蒸气对声致发光单气泡稳定性也会产生影响<sup>[14]</sup>. 目前还没有考虑磁场效应的气泡动力学准确模型. 本文考虑磁场存在时建立的气泡动力学方程是以 R-P 方程为基础, 其本质还是绝热模型, 将此模型应用到讨论声致发光是完善的<sup>[15]</sup>, 因为光辐射会导致能量丢失. 考虑光辐射, 引入非绝热方程能得到更准确的模型<sup>[16]</sup>; 考虑气泡内外存在各种形式的物质交换<sup>[17]</sup>、水蒸气<sup>[10]</sup>及泡内化学过程<sup>[18]</sup>都可以使方程得到发展.

## 4 结 论

激励声场作用下, 运动水分子在磁场中受洛伦兹力作用而使水中空化泡受到外加磁场的作用, 本文基于能量守恒建立了考虑磁场作用的气泡动力学方程, 分析了磁场对气泡的作用等, 发现磁场作用效果相当于增加了气泡所处的环境压强, 且附加在气泡上的压强随磁场的增强而线性增大. 磁场附加压强使气泡运动发生改变, 随着磁场增大, 气泡膨胀率下降, 膨胀最大半径减小, 气泡崩溃速度下降, 总之, 磁场抑制了气泡的运动. 从影响气泡的运动方面, 外加磁场与增大静态压力具有相同的效果. 该模型对磁场作用于气泡的附加压力进行了估算, 使对磁场与气泡作用模式有了进一步认识, 但考虑到模型的粗略性和局限性, 在研究磁场对气泡作用的机理上还很不完善, 需要进一步建立精确模型.

感谢张淑芬、袁明芳、马经纬同学在讨论分析中给予的建议.

## 参考文献

- [1] Oh J M, Kim P J, Kang I S 2001 *Phys. Fluids* **13** 2820
- [2] Dong W, Li R Y, Yu H L, Huang X 2004 *J. Eng. Thermophys.* **25** 439 (in Chinese) [董伟, 李瑞阳, 郁鸿凌, 黄焯 2004 工程热物理学报 **25** 439]
- [3] Shen Z Z, Wu S J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 124301 (in Chinese) [沈壮志, 吴胜举 2012 物理学报 **61** 124301]
- [4] Shalnev K K, Shalobasov I A 1970 *Trans. IAHR Symposium* Paper H1
- [5] Shalobasov I A, Shalnev K K 1971 *Heat Transfer-Soviet Research* **3** 141
- [6] Hammitt F G 1974 Report No. UMIC 01357-30-I
- [7] Young J B, Schmiedel T, Kang W 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 4816
- [8] Yasui K 1999 *Phys. Rev. E* **60** 1759
- [9] Ding C F, Xing D 2004 *Sci. China: Phys. Mech. Astron.* **34** 257 (in Chinese) [丁春峰, 邢达 2004 中国科学: 物理学 力学 天文学 **34** 257]
- [10] Li C H, An Y 2009 *Sci. China: Phys. Mech. Astron.* **52** 593
- [11] Leighton T G 1994 *The Acoustic Bubble* (London: Academic Press) p85
- [12] Kondic L, Yuan C, Chan C K 1998 *Phys. Rev. E* **57** R32
- [13] Liu H J, An Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1406 (in Chinese) [刘海军, 安宇 2004 物理学报 **53** 1406]
- [14] Liu H J, An Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 620 (in Chinese) [刘海军, 安宇 2003 物理学报 **52** 620]
- [15] Chen W Z, Huang W, Liu Y N, Gao X X 2006 *Sci China: Phys. Mech. Astron.* **36** 113 (in Chinese) [陈伟中, 黄威, 刘亚楠, 高贤嫻 2006 中国科学: 物理学 力学 天文学 **36** 113]
- [16] Chen W Z, Wei R J, Wang B R 1996 *Acta Phys. Sin. (Oversea Ed.)* **5** 620
- [17] Toegel R, Lohse D 2003 *J. Chem. Phys.* **118** 1863
- [18] Matula T J, Crum L A 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 865

# Effect of magnetic field on single-bubble in water\*

Mo Run-Yang<sup>†</sup> Wu Lin-Yan Zhan Si-Nan Zhang Yin-Hong

(Shaanxi Key Laboratory of Ultrasonic, College of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University,  
Xi'an 710119, China)

( Received 22 October 2014; revised manuscript received 17 December 2014 )

## Abstract

In this paper, we extend the Rayleigh-Plesset model by considering the effect of a magnetic field on the nonlinear response of an oscillating spherical air bubble in water. Water molecules in motion, derived by a time varying ultrasound pressure field, suffer a torque from the magnetic field by Lorentz force. The rotational energy and the translational energy together constitute the kinetic energy of the water molecule. The work done by the pressure during the contraction and expansion of bubble is equal to the total kinetic energy of the water molecule in liquid. According to energy conservation, we establish a modified control equation of the bubble motion under the action of an applied external magnetic field. The integration of the nonlinear differential equation governing the bubble motion is performed analytically by using a regular expansion, and is solved numerically by using a fourth-order Runge-Kutta method. It is shown that the variation of ambient pressure changes the bubble dynamics when the magnetic field is off. The ambient pressure is increased due to the effect of external magnetic field. The pressure induced by magnetic field increases linearly with the increase of magnetic field intensity and the coefficient is about  $10^3$  times. The bubble expansion rate, maximum radius, and the velocity of the collapsing bubble decrease as the magnetic field increases. It is predicted that the applying of a magnetic field can widen the pressure range and modify bubble dynamics.

**Keywords:** uniform magnetic field, water medium, single bubble, ambient pressure

**PACS:** 43.35.+d, 72.50.+b, 47.55.dd

**DOI:** [10.7498/aps.64.124301](https://doi.org/10.7498/aps.64.124301)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11274216).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [mmrrycn@snnu.edu.cn](mailto:mmrrycn@snnu.edu.cn)