

水中球形微气泡演化的动力学行为分析与控制

任晟¹, 张家忠¹, 康伟¹, 屈云海²

(1. 西安交通大学能源与动力工程学院, 710049, 西安; 2. 昆明钢铁集团动力能源分公司, 650302, 云南安宁)

摘要: 从动力学观点分析了水中球形微气泡无外部激励时平衡态的稳定性及受到声波激励时受迫振荡的复杂动力学行为; 分析了无声波激励时平衡态的稳定性和奇点类型, 并对其相应的物理现象进行了解释; 对于受到声波激励的微气泡受迫振荡, 结合 Poincaré 映射法确定了 Poincaré 映射的不动点, 并根据 Floquet 理论分析了周期解的稳定性及分岔. 分析表明: 无声波激励时水中球形微气泡的平衡态是一稳定焦点, 而受到声波激励时, 随着激励频率的升高, 微气泡的周期振荡从失稳转变为倍周期运动, 进而转变成准周期运动, 最终进入混沌状态; 随着压力脉动幅值的增加, 微气泡的振荡经过一系列倍周期分岔通向混沌. 研究结果揭示了水中球形微气泡的复杂动力学特性, 为进一步控制奠定了基础.

关键词: 微气泡; 稳定性; 分岔; Floquet 理论; Poincaré 映射

中图分类号: O322 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2011)11-0027-07

Dynamics in the Evolution of Spherical Micro-Bubble in Water and Its Control

REN Sheng¹, ZHANG Jiazhong¹, KANG Wei¹, QU Yunhai²

(1. School of Energy and Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China; 2. Power and Energy Sources Branch, Kunming Iron & Steel (Group) Co. Ltd., Anning, Yunnan 650302, China)

Abstract: The stability of the equilibrium state of evolution without external excitation and the complex dynamics of forced oscillation due to sound propagation are discussed for a spherical micro-bubble in water. First, the stability of the equilibrium state of evolution without sound wave propagation was analyzed, and the corresponding type of the singular point was determined. Second, the shooting method was combined with the Poincaré map to obtain the fixed point for forced oscillation due to sound excitation. Third, the stability and bifurcation were examined with the Floquet theory. The results show that from viewpoint of nonlinear dynamics, the equilibrium state is a stable focus for a spherical micro-bubble evolution in water without external excitation. With the increase in sound frequency, the 1-period oscillation becomes unstable, and the oscillation behaves in a double-periodic manner, then in a quasi-periodic manner, and finally chaotically. Additionally, with the increase in the amplitude of the pressure fluctuation, the micro-bubble eventually oscillates chaotically via a series of period-doubling bifurcations.

Keywords: micro-bubble; stability; bifurcation; Floquet theory; Poincaré map

气幕弹是舰艇及潜艇中常用的一种软杀伤水声对抗装备, 目前常采用化学或其他方法在海水中产

生大量的体积大小不等的气泡, 以形成大片气泡“幕”来反射和吸收敌方发射的声波, 其中大量微气

泡的谐振频率落在声纳和声自导鱼雷的主要工作频段,由此干扰声纳和鱼雷跟踪,使潜艇得以隐蔽。于是,分析声波作用下微气泡的演化是研究如何提高气幕弹性能的前提,气泡动力学特性的研究则成为特定声空化问题的重要基础。

对于水中气泡在声场中的演化,研究者通过大量的实验观察逐渐加深了认识,也为此进行了相关理论研究。Lauterborn 等^[1]采用压电材料制成的空心圆筒在水中振动产生气泡,利用高速摄影观察了单个气泡在声场中的非线性振荡,并将理论计算与实验结果进行了对比,结果是二者吻合较好。Lauterborn 等^[2]利用气泡捕捉器(bubble trap)产生了一个空间位置固定不变的球形气泡,并且观察到球形气泡径向的非线性振荡和快速溃灭过程中的激波和发光现象。

在空化现象的理论研究方面,随着气泡动力学的发展,许多学者在一系列假设的基础上提出了多种气泡模型方程,用以描述液体中球形气泡半径在脉动压力场(声波在液体中传播表现为压力脉动)中的演化^[3-8],并将这些模型方程应用于实际问题的分析^[9-10]。

从非线性动力学的观点看,气泡动力学的模型方程均为非线性方程,所以借助非线性动力学有助于揭示空化现象中的各种复杂现象,特别是气泡的发展演化机理。将非线性动力学引入气泡动力学的研究,也拓宽了非线性动力学这一普适学科的应用范畴,具有重要的学术意义。因此,利用非线性动力学相关理论进行气泡动力学研究逐渐成为近年的热点^[10-13]。Cunha 等^[10]推导出磁流体中球形气泡振荡模型,分析了磁流体中球形气泡溃灭过程的动力学行为。Parlitz 等^[11]对 Keller-Miksis 气泡模型进行了改进,并利用分岔图和相图对模型的分岔结构及奇怪吸引子(strange attractor)等动力学特性进行了描述,获得了一些有价值的结论。Behnia 等^[12]利用最大 Lyapunov 指数来判断球形气泡在声场振荡的混沌行为,并通过分岔图描述了气泡振荡的动力学行为。Behnia 等^[13]通过数值分析,验证了声场中振荡的球形气泡在施加一个恰当的周期扰动后,可抑制气泡振荡的混沌行为。然而,目前对于水中球形微气泡在脉动压力场中周期性振荡的动力学特性研究尚不多见,国内对于气泡动力学的理论研究相对滞后,从非线性动力学角度进行气泡演化行为研究仍未大规模开展。

针对以上情况,本文选用 Parlitz 等^[11]改进的

Keller-Miksis 气泡动力学模型方程,首先分析了水中无声波传播时球形微气泡演化平衡态的稳定性与奇点类型,然后结合改进的打靶法和 Poincaré 映射法,确定水中球形微气泡在声波激励下振荡的周期解及 Poincaré 映射的不动点,并利用 Floquet 乘子判断周期解的稳定性和分岔特性^[14],从而揭示水中球形微气泡周期性振荡蕴含的丰富动力学行为。

1 气泡动力学模型方程及其变换

由 Parlitz 等^[11]改进的 Keller-Miksis 气泡动力学模型方程为

$$\left(1 - \frac{\dot{R}}{c}\right)R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2\left(1 - \frac{\dot{R}}{3c}\right) = \left(1 + \frac{\dot{R}}{c}\right)\frac{p(R,t) - p_s(t)}{\rho} + \frac{R}{\rho c} \frac{d}{dt}(p(R,t) - p_s(t)) \quad (1)$$

式中: R 是 t 时刻气泡的半径; c 是液体中的声速; ρ 是液体密度; $p(R,t)$ 是液体中气泡表面压力; $p_s(t)$ 是一个与压力脉动相关的函数, $p_s(t) = p_\infty + p_a \sin(2\pi\nu t)$, p_∞ 是无穷远处静止液体的压力。式(1)是一个二阶非线性常微分方程,可描述球形气泡半径在水中经声波激励的演化过程。若气泡内含蒸汽与不溶性气体组成的混合气体,且忽略扩散效应,则式(1)中 $p(R,t)$ 为

$$p(R,t) = p_g + p_v - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} =$$

$$\left(p_\infty - p_v + \frac{2\sigma}{R_0}\right)\left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\kappa} + p_v - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} \quad (2)$$

式中: p_v 是蒸汽压力; R_0 是初始气泡半径; μ 是液体动力黏性系数; σ 是表面张力系数; κ 是气泡中气体的多变指数, $\kappa=4/3$ 。

为便于求解和分析,令 $x_1 = \alpha \exp(\beta R/R_0)$, $x_2 = \gamma U \exp(\beta R/R_0)$, $\epsilon_0 = \alpha\beta(\gamma R_0)^{-1}$, $t' = \epsilon_0 t$, 其中 α, β, γ 均为常数,则式(1)转化为一阶常微分动力系统为

$$\left. \begin{aligned} x_1' &= x_2 \\ x_2' &= \gamma x_2 + \frac{A(t', x_1, x_2)}{B(t', x_1, x_2)} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式(3)的向量形式为

$$\mathbf{x}' = \mathbf{g}(t', \mathbf{x}, \eta) \quad (4)$$

式中: $\mathbf{x}'$ 表示 $\mathbf{x}$ 对 t' 的导数; η 是分岔参数。式(3)中其他参数的表达式如下

$$\begin{aligned} A &= x_1 \left[(p_1 + p_2 y) y^2 + (p_3 - p_4 y) z^{-3\kappa} - \right. \\ &\quad \left. (p_5 + p_6 y) z^{-1} - (1 + p_7 y) C - z D \right] \\ B &= (1 - p_7 y) z + p_{11} \end{aligned}$$

式中

$$\begin{aligned} C &= p_8 + p_9 \sin \frac{2\pi\nu t'}{\nu_0}; \quad D = p_{10} \cos \frac{2\pi\nu t'}{\nu_0}; \\ p_1 &= -\frac{3}{2\beta}; \quad p_2 = \frac{\delta}{2\beta c}; \quad p_3 = \frac{1}{\rho\delta^2\beta} \left(p_\infty - \right. \\ &\left. p_v + \frac{2\sigma}{R_0} \right); \quad p_4 = (3\kappa - 1) \frac{\delta}{c} p_3; \quad p_5 = \frac{2\sigma}{\delta^2\beta\rho R_0}; \\ p_6 &= \frac{4\mu}{\delta\beta\rho R_0}; \quad p_7 = \frac{\delta}{c}; \quad p_8 = \frac{p_\infty - p_v}{\delta^2\beta\rho}; \\ p_9 &= \frac{p_a}{\delta^2\beta\rho}; \quad p_{10} = \frac{2\pi\nu p_a R_0}{\delta^2\beta\rho c}; \quad p_{11} = \frac{4\mu}{\rho c R_0}; \\ \delta &= \frac{\alpha}{\gamma}; \quad y = \frac{x_2}{x_1}; \quad z = \frac{1}{\beta} \ln \frac{x_1}{\alpha} \end{aligned}$$

经过上述变换,对式(1)的分析便转化为对其等价形式(式(3)、(4))的分析,计算将针对式(3)、(4)进行,而计算得到 x_1 、 x_2 、 t' 后再经逆变换获得响应 R 、 U 、 t 。

2 无声波激励时平衡态的稳定性

在动力系统(3)中,若令 $p_a=0$,则水中无声波传播,微气泡处于定常均匀压力场中。显然, $p_a=0$ 时,式(3)有唯一奇点 $x_{10}=\alpha\exp\beta, x_{20}=0$,相应地, $R=R_0, U=0$ 是平衡状态,记为 M 。 $\mathbf{J}$ 是 $\mathbf{g}$ 关于向量 $\mathbf{x}$ 的 Jacobi 矩阵,且

$$\mathbf{J}\Big|_M = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ \frac{(1-3\kappa\beta^{-1})p_3 - (1-\beta^{-1})p_5 - p_8}{1+p_{11}} & -\frac{p_4 + p_6 + p_7 p_8}{1+p_{11}} \end{bmatrix}$$

将矩阵 $\mathbf{J}|_M$ 第二行的 2 个元素分别记为 p 和 q ,并取 $\alpha=1, \beta=2, \gamma=0.001$,行列式 $\det(\mathbf{J}|_M)=-p>0, q<0, \mathbf{J}|_M$ 的特征根 $\lambda_{1,2}=\frac{(q\pm(q^2+4p)^{1/2})}{2}$ 。令 $\omega_0^2=q^2+4p$,若 $\omega_0^2\geq 0, M$ 是一稳定结点,表示处于平衡态的球形气泡受到了一个小扰动后会无振荡地直接恢复到平衡态;若 $\omega_0^2<0$ 时, M 是一稳定焦点,即处于平衡态的球形气泡受到了一个小扰动后经过一段时间的振荡逐渐恢复到平衡态。

本文研究的水中球形微气泡,其部分参数取值为: $R_0=10\ \mu\text{m}, p_\infty=101.325\ \text{kPa}, p_v=2.33\ \text{kPa}, \sigma=0.072\ 5\ \text{N/m}, \rho=998\ \text{kg/m}^3, \mu=0.001\ \text{Pa}\cdot\text{s}, c=1\ 500\ \text{m/s}, \kappa=4/3$ 。将以上数值代入 $\omega_0^2=q^2+4p$,得到 $\omega_0^2=-4.401\ 226\times 10^{-4}$,表明 M 是一个稳定焦点。

3 声波激励受迫振荡周期解的稳定性

3.1 Poincaré 映射中不动点的确定

向量场中周期轨道稳定性的研究等价于

Poincaré 映射中不动点的确定及其稳定性分析。若式(3)存在着周期解,在其轨迹上每隔一个周期取一个截面,则连续动力系统将转化为一个离散动力系统

$$P: x \rightarrow P(x, \eta) \tag{5}$$

根据定义, Poincaré 截面上的不动点,即周期轨迹与 Poincaré 截面的交点满足以下条件

$$r = x_T(x_0) - x_0 = 0 \tag{6}$$

所以,一旦周期轨迹及周期被确定,便可求得 Poincaré 映射的不动点。本文采用打靶法来求解水中微气泡振荡的周期解。

为使式(4)的周期 T' 显式地出现,令 $t'=T'\tau$, 带入式(4),得到

$$\frac{d\mathbf{x}}{d\tau} = \mathbf{f}(\tau, \mathbf{x}, T') = T' \mathbf{g}(T'\tau, \mathbf{x}, \eta) \tag{7}$$

于是,式(4)的周期是一个待求量,而式(7)的周期则为 1。

对于式(7)的周期解 $\mathbf{x}_0=\mathbf{x}_1$,其中 $\mathbf{x}_0$ 表示周期初始时刻系统的状态向量, $\mathbf{x}_1$ 表示周期末了时刻系统的状态向量。采用 Newton-Raphson 迭代法可以进行迭代,迭代格式为

$$\begin{aligned} \mathbf{x}_0^{n+1} &= \mathbf{x}_0^n - (\mathbf{D}\mathbf{x}_1(\mathbf{x}_0^n, T') - \mathbf{I})^{-1} (\mathbf{x}_1(\mathbf{x}_0^n, T') - \\ &\quad \mathbf{x}_0^n + \mathbf{D}_T \mathbf{x}_1(\mathbf{x}_0^n, T') \Delta T') \end{aligned} \tag{8}$$

式中: $\mathbf{D}=\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_0^n}; \mathbf{D}_T=\frac{\partial}{\partial T'}; \mathbf{I}$ 是单位矩阵。

3.2 Poincaré 映射不动点的稳定性

设 $\eta=\eta_0$ 时,式(5)定义的映射有一不动点 $\mathbf{x}_0$,即 $\mathbf{x}_0=P(\mathbf{x}_0, \eta_0)$ 。根据 Floquet 理论^[14],该不动点的稳定性及分岔特性可通过求解关于 $\mathbf{x}$ 的导算子 $\mathbf{D}_x P(\mathbf{x}_0, \eta_0)$ 的特征根来确定。

当 $\mathbf{x}_0^n=\mathbf{x}_0$ 时,式(8)中矩阵 $\mathbf{D}\mathbf{x}_1(\mathbf{x}_0^n, T')$ 就是导算子 $\mathbf{D}_x P(\mathbf{x}_0, \eta_0)$,其所对应的特征根即为判断周期解稳定性的 Floquet 乘子。

3.3 算例分析

如前所述,声波在水中的传播表现为水中的脉动压力场,脉动频率和幅值是描述此脉动压力场的 2 个重要指标,二者对水中微气泡在声场中演化的影响具有重要的研究价值。分别将脉动频率和幅值作为分岔参数,再使用打靶法可对式(4)进行数值模拟,其中的相关参数如表 1 所示。

表 1 系统参数

$R_0/\mu\text{m}$	p_∞/kPa	p_v/kPa	$\sigma/\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$
10	101.325	2.33	0.072 5
$\rho/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	$\mu/\text{Pa}\cdot\text{s}$	$c/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	κ
998	0.001	1 500	4/3

3.3.1 压力脉动频率 ν 的影响 当式(4)中 $p_a=300$ kPa 时,不同 ν 下所得模最大的 Floquet 乘子及相应的模如表 2 和表 3 所示.当 $p_a=300$ kPa 时,量纲为 1 的半径 R/R_0 .关于频率 ν 的分岔图如图 1 所示,由分岔图可以确定运动失稳时所对应的分岔参数 ν . 当一个分岔参数对应一个 R/R_0 时,微气泡的振荡周期 T 与外部激励周期相同;当一个分岔参数对应 2 个 R/R_0 时,微气泡的振荡周期是外部激励周期的 2 倍,且每个外部激励周期在末了时刻的 R/R_0 与分岔参数相对应的 2 个值之间交替变化.相似地,可获知一个分岔参数对应 4 个及 8 个 R/R_0 . 当一个分岔参数对应分岔图中的一段或几段线段时,微气泡的振荡将不具有周期性.

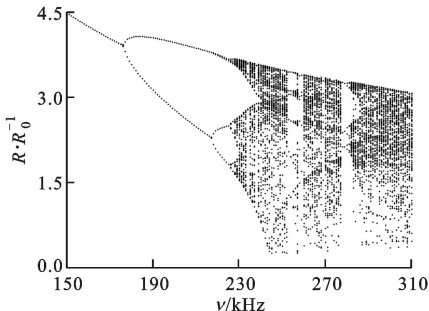


图1 $p_a=300$ kPa 时 R/R_0 关于 ν 的分岔图

表 2 ν 为 150~226 kHz 时 Floquet 乘子及其模

ν/kHz	$T/\mu\text{s}$	模最大 Floquet 乘子	Floquet 乘子的 最大模
150	6.666 67	-0.684 505 0	0.684 505 0
174	5.747 13	-0.967 976 6	0.967 976 6
175	11.428 57	0.960 468 8	0.960 468 8
218	18.348 62	0.914 174 9	0.914 174 9
226	35.398 23	0.900 532 6	0.900 532 6

表 3 ν 为 227.5~228 kHz 时 Floquet 乘子及其模

ν/kHz	模最大 Floquet 乘子	Floquet 乘子的 最大模
227.5	-0.756 345 1	0.756 345 1
227.7	-0.945 130 2	0.945 130 2
228	0.985 012 6±0.198 286 2i	1.004 772 3

(1)倍周期运动及 Flip 分岔. 表 2 中,当 $\nu=150\sim174$ kHz 时,球形微气泡做稳定的周期振荡,且周期为 $1/\nu$. 当 $\nu=174\sim174.5$ kHz(记为 ν_c)时,一个模最大的 Floquet 乘子将由 $(-1,0)$ 穿出复平面上的单位圆,周期解失稳,发生 Flip 分岔. 在分岔点 ν_c 之后, $1/\nu$ 周期解通过轨道裂解变为 $2/\nu$ 周期,相应地,微气泡的振荡周期由 $1/\nu$ 转变为 $2/\nu$,微气泡振

荡呈现 $2P$ 周期运动. 随着 ν 的增大,即当 $\nu=217\sim217.5$ kHz(记为 ν_{c1})时,周期解再次发生 Flip 分岔,周期变为 $4/\nu$,即微气泡的振荡周期由 $2/\nu$ 转变为 $4/\nu$,微气泡振荡呈现 $4P$ 周期运动. 当 ν 进一步增大到 225.5~226 kHz(记为 ν_{c2})时,周期解将第 3 次发生 Flip 分岔,周期为 $8/\nu$,微气泡的振荡周期再次加倍增大,由 $4/\nu$ 转变成 $8/\nu$,微气泡振荡呈现 $8P$ 周期运动. 图 2、3 分别是表 2 中部分频率在一个周期内的量纲为 1 的半径变化和相图. 从图 3 相图中可以看出,随着 ν 的增大,微气泡运动逐渐复杂化.

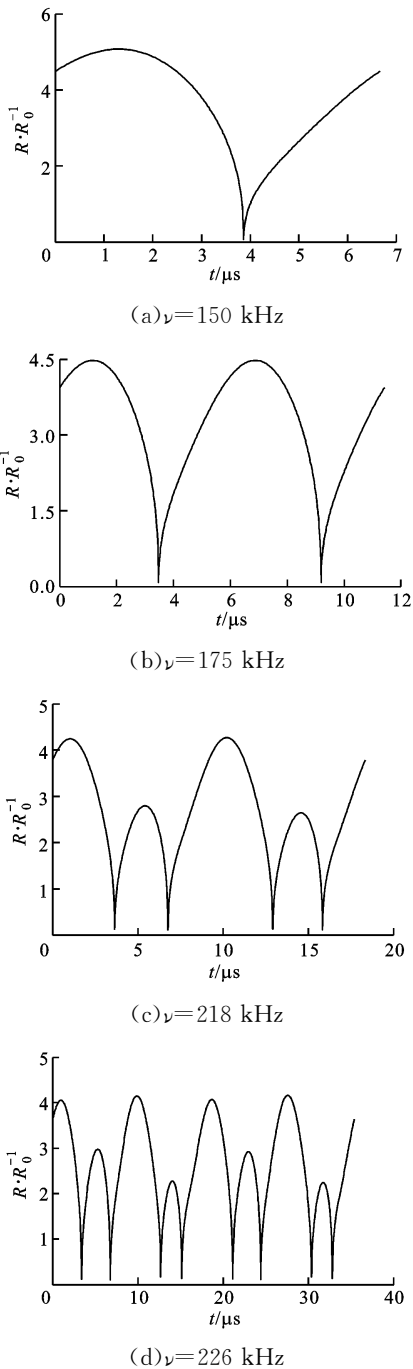


图2 $p_a=300$ kPa 时一个周期内的量纲为 1 的半径变化

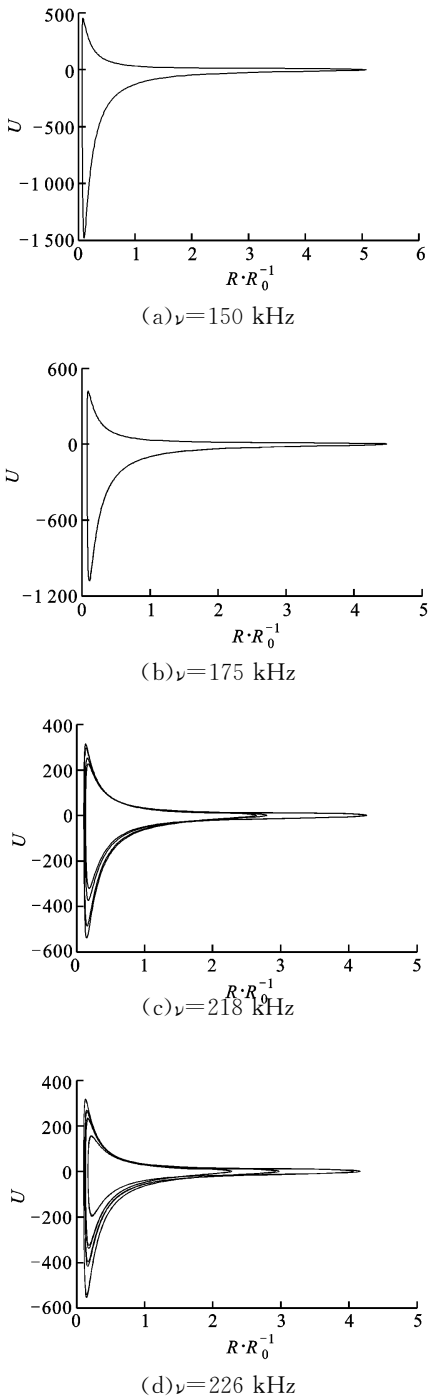


图 3 $p_a=300$ kPa 时一个周期内的相图

(2)准周期运动及 Naimark-Sacker 分岔特性. 如表 3 所示,当 $\nu=227.5\sim 227.7$ kHz 时,球形微气泡振荡表现为稳定的周期振荡;当 $\nu=227.7\sim 228$ kHz 时,一对模最大的 Floquet 乘子将以共轭复数方式穿出复平面上的单位圆,此时周期解发生 Naimark-Sacker 分岔,微气泡的振荡表现为准周期,即振荡周期不固定.

(3)混沌状态. 随着 ν 进一步增大,微气泡的振荡出现混沌状态,运动不可预测,且对初始条件极端

敏感. 图 4 是 $\nu=300$ kHz 时 $\theta_0=\theta(0)=0(\dot{\theta}=\nu)$ 的 Poincaré 截面上的相图,图案具有一定的分形结构(见图 4b),此时的运动是混沌的.

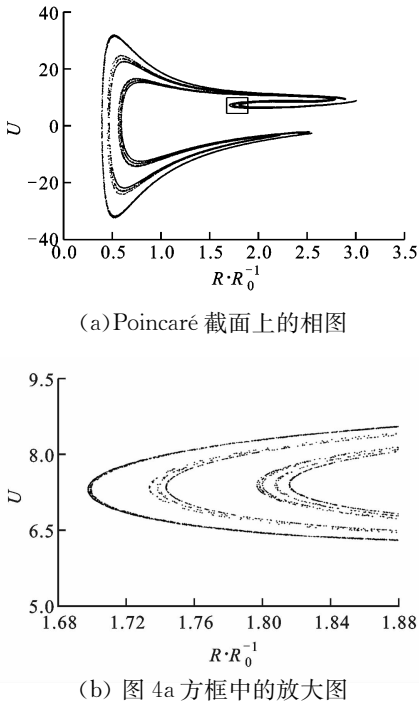


图 4 $p_a=300$ kPa, $\nu=300$ kHz 时 Poincaré 截面上的相图

3.3.2 压力脉动幅值 p_a 的影响 图 5 是 $\nu=600$ kHz 时,量纲为 1 的半径 R/R_0 关于 p_a 的分岔图. 当 $p_a\leq 290$ kPa 时,随着 p_a 的增大,微气泡的振荡依次呈现出稳定的周期运动、2P 周期运动、4P 周期运动以及 8P 周期运动,振荡周期分别为 $1/\nu$ 的 1 倍、2 倍、4 倍和 8 倍. $\nu=600$ kHz 时,不同 p_a 所对应的模最大 Floquet 乘子及相应的模如表 4 所示,表中选取的 $p_a(i)$ ($i=1, 2, 3, \dots$) 均落在图 5 中各分岔点所对应的 $p_{ac}(i)$ 的邻域内,且 $p_a(i)<p_{ac}(i)$. 从表 4 可以看出, p_a 对应的 Floquet 乘子的最大模皆趋近于 1,且模最大的 Floquet 乘子均具有由 $(-1, 0)$ 穿出复平面上单位圆的趋势,周期解将失稳且发生 Flip 分岔,振荡周期加倍增大.

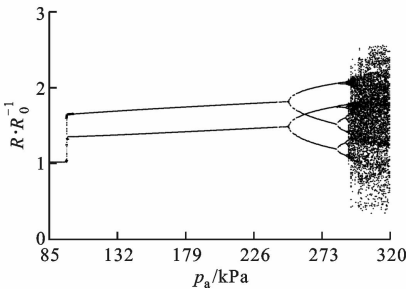
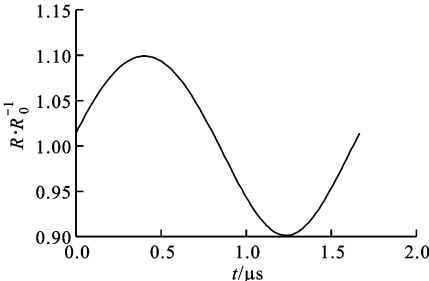


图 5 $\nu=600$ kHz 时 R/R_0 关于 p_a 的分岔图

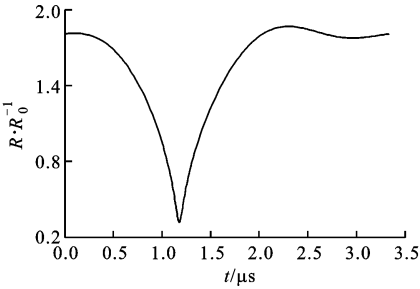
表4 p_a 为 96.5~290 kPa 时 Floquet 乘子及其模

p_a/kPa	$T/\mu\text{s}$	模最大 Floquet 乘子	Floquet 乘子的 最大模
96.5	1.666 67	$-0.926\ 263\ 1\pm$ $0.173\ 945\ 0i$	0.942 454 4
250.0	3.333 33	$-0.976\ 591\ 8$	0.976 591 8
283.5	6.666 67	$-0.954\ 647\ 2$	0.954 647 2
290.0	13.333 33	$-0.966\ 325\ 4$	0.966 325 4

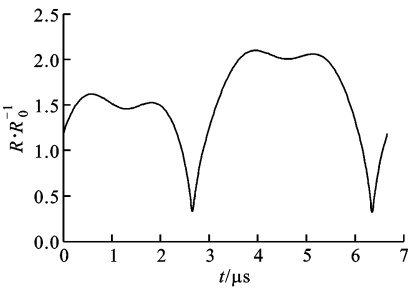
图6和图7分别给出了与表4相对应的一个振荡周期内的量纲为1的半径变化曲线和相图.对比图7,表4所对应的相图也随 p_a 的增大逐渐复杂化.



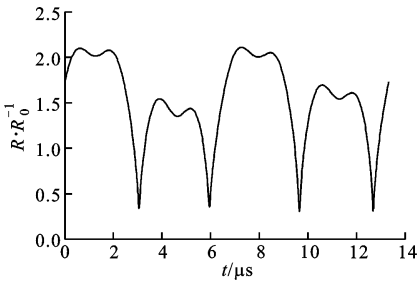
(a) $p_a=96.5\text{ kPa}$



(b) $p_a=250\text{ kPa}$

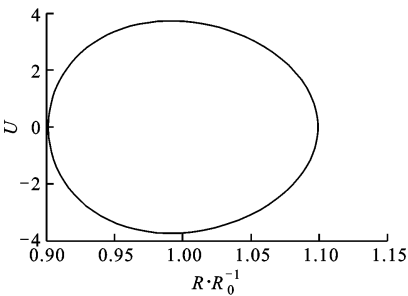


(c) $p_a=283.5\text{ kPa}$

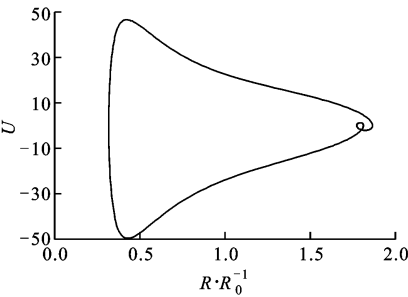


(d) $p_a=290\text{ kPa}$

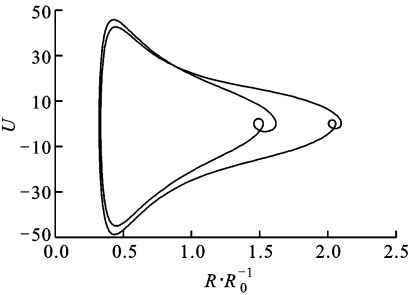
图6 $\nu=600\text{ kHz}$ 时一个振荡周期内的量纲为1的半径变化



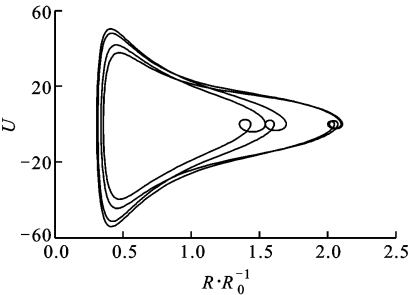
(a) $p_a=96.5\text{ kPa}$



(b) $p_a=250\text{ kPa}$



(c) $p_a=283.5\text{ kPa}$



(d) $p_a=290\text{ kPa}$

图7 $\nu=600\text{ kHz}$ 时一个振荡周期内的相图

随着 p_a 进一步增大,微气泡的振荡出现混沌状态,运动不可预测.图8和图9分别是 $p_a=300\text{ kPa}$ 和 $p_a=315\text{ kPa}$ 时 $\theta_0=\theta(0)=0(\dot{\theta}=\nu)$ 的Poincaré截面上的相图,图案具有一定的分形结构(见图8b、图9b),此时的运动是混沌的.结合前面的分析,微气泡的振荡经过系列倍周期分岔后通向混沌.对比图8和图9,随着 p_a 的增加,混沌状态下的运动也更为复杂.

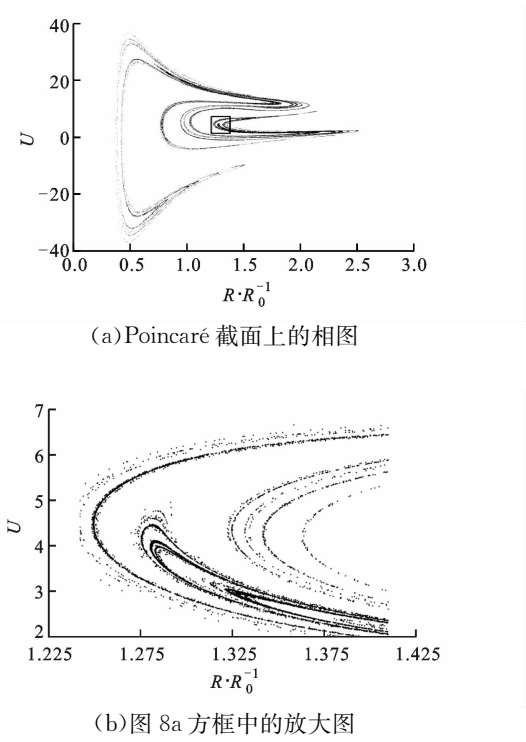


图 8 $p_a=300\text{ kPa}$ 、 $\nu=600\text{ kHz}$ 时 Poincaré 截面上的相图

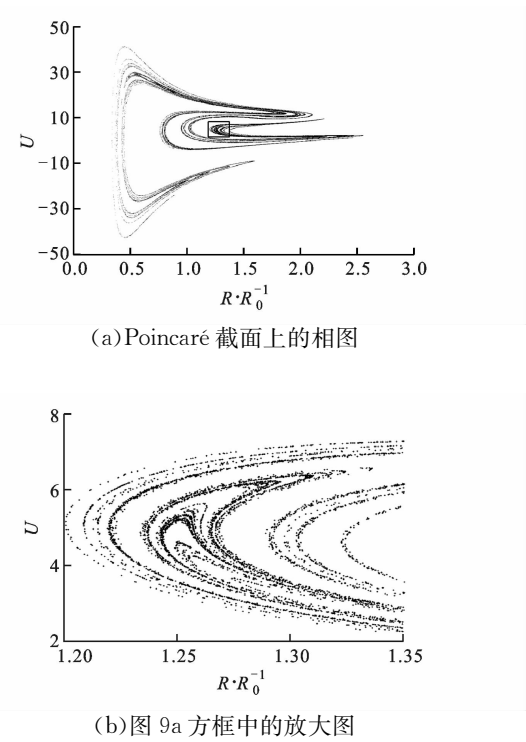


图 9 $p_a=315\text{ kPa}$ 、 $\nu=600\text{ kHz}$ 时 Poincaré 截面上的相图

综合以上受迫振荡分析,随着压力场脉动频率和幅值的变化,微气泡的演化表现出丰富的动力学行为,这为控制微气泡演化提供了理论依据. 军事上,微气泡的控制对于潜艇的水声伪装具有重要的意义.

4 结 论

本文针对 Parlitz 改进的 Keller-Miksis 气泡动力学模型方程、利用非线性动力学相关理论分析了水中球形微气泡演化的动力学行为. 研究表明,水中球形微气泡在无声波激励时的平衡状态通常为一稳定焦点,处于平衡态的气泡受到小扰动后,经过一段时间将重新恢复到平衡状态. 在本文所分析的声波激励受迫振荡(脉动压力场中的受迫振荡)中,分别将脉动频率和压力脉动幅值作为分岔参数,随着分岔参数的变化,球形微气泡振荡表现出周期、倍周期、混沌等复杂的动力学行为,表明水中球形微气泡的演化是可以控制的,通过使用声波来控制微气泡演化对声空化现象的控制和利用是可能的.

参考文献:

- [1] LAUTERBORN W, OHL C D. Cavitation bubble dynamics [J]. Ultrasonics Sonochemistry, 1997, 4(2): 65-75.
- [2] LAUTERBORN W, KURZ T, GEISLER R, et al. Acoustic cavitation, bubble dynamics and sonoluminescence [J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2007, 14(4): 484-491.
- [3] RAYLEIGH L. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity [J]. Philosophical Magazine, 1917, 34(199/200/201/202): 94-98.
- [4] PLESSET M S, PROSPERETTI A. Bubble dynamics and cavitation [J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1977, 9: 145-185.
- [5] KELLER J B, MIKSYS M. Bubble oscillations of large amplitude [J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1980, 68(2): 628-633.
- [6] PROSPERETTI A, CRUM L A, COMMANDER K W. Nonlinear bubble dynamics [J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1988, 83(2): 502-514.
- [7] FENG Z C, LEAL L G. Nonlinear bubble dynamics [J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1997, 29: 201-243.
- [8] FRANC J P, MICHEL J M. Fundamentals of cavitation [M]. Dordrecht, Netherlands: Kluwer Academic Publisher, 2004.
- [9] ZHU S L, ZHONG P. Shock wave-inertial microbubble interaction: a theoretical study based on the Gilmore formulation for bubble dynamics [J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1999, 106(5): 3024-3033.

- [10] CUNHA F R, SOUSA A J, MORAIS P C. The dynamic behavior of a collapsing bubble in a magnetic fluid [J]. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2002, 252(1/2/3): 271-275.
- [11] PARLITZ U, ENGLISCH V, SCHEFFCZYK C, et al. Bifurcation structure of bubble oscillators [J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1990, 88(2): 1061-1077.
- [12] BEHNIA S, JAFARI A, SOLTANPOOR W, et al. Nonlinear transitions of a spherical cavitation bubble [J]. Chaos, Solitons & Fractals, 2009, 41(2): 818-828.
- [13] BEHNIA S, JAFARI A, SOLTANPOOR W, et al. Suppressing chaotic oscillations of a spherical cavitation bubble through applying a periodic perturbation [J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2009, 16(4): 502-511.
- [14] 张家忠. 非线性动力系统的运动稳定性、分岔理论及其应用 [M]. 西安: 西安交通大学出版社, 2010.

[本刊相关文献链接]

- 初始形状对浮升气泡动力特性的影响. 西安交通大学学报, 2011, 45(1): 43-47.
- 竖直狭缝通道内水沸腾换热的气泡动力学研究. 西安交通大学学报, 2010, 44(11): 12-16.
- 气泡堆积法生成局部加密非结构化网格. 西安交通大学学报, 2009, 43(9): 19-22.
- 用 Level Set 方法对水下两个气泡运动的数值模拟. 西安交通大学学报, 2009, 43(7): 11-15.
- 基于气泡堆积的非结构化网格生成技术. 西安交通大学学报, 2009, 43(1): 29-33.
- 竖直环管内低压水过冷沸腾数值模拟. 西安交通大学学报, 2008, 42(7): 855-859.
- 泡沫压裂液的两相欧拉颗粒流数值模拟. 西安交通大学学报, 2009, 41(1): 96-100.

(编辑 苗凌)

《科研论文写作新解》出版

本刊讯 《西安交通大学学报》副主编赵大良编著的《科研论文写作新解》已于2011年9月由西安交通大学出版社出版. 该书以主编和审稿人的视角诠释了科研论文的写作, 作为科研论文写作教材的辅助读物, 解决了作者与编者之间的信息不对称问题, 适合于具有一定写作基础或投稿经历的读者阅读. 该书尽管是为论文作者而写, 但对于普通期刊编辑认识学术出版的本质、增强与作者沟通的能力、提高办刊水平也具有很好的参考价值.