

声场中水力空化泡的动力学特性*

沈壮志[†] 林书玉

(陕西师范大学应用声学研究所, 陕西省超声学重点实验室, 西安 710062)

(2010 年 9 月 19 日收到; 2011 年 3 月 22 日收到修改稿)

以水为工作介质, 考虑了液体黏性、表面张力、可压缩性及湍流作用等情况, 对文丘里管反应器中空化泡在声场作用下的动力学行为特性进行了数值研究. 分析了超声波频率、声压及喉径比对空化泡运动特性以及空化泡崩溃时所形成泡温以及压力脉冲的影响. 结果表明, 超声将水力空化泡运动调制成稳态空化, 有利于增强空化效果.

关键词: 超声波, 水力空化, 湍流, 气泡动力学

PACS: 43.35.+d, 47.35.Rs, 47.27.-i

1. 引言

空化效应是发生在液体介质中的一种物理现象, 是由于液体中压力的变化而产生气泡的爆发和溃陷现象. 当水流产生空化后, 气泡在溃灭的瞬间, 会在其周围极小的范围内产生高温、高压以及高的温度变化率, 并产生强烈的冲击波和速度高达 400 km/h 的射流, 这种极端的高温、高压和高射流又是以每秒数万次连续作用产生的, 从而引起了湍流效应、微扰效应、界面效应和聚能效应^[1]. 这种极端的条件及其引起的各种效应为化学反应提供了一条崭新的反应通道.

对于空化效应研究最多的是超声空化和水力空化(空化射流). 超声空化技术在很多领域中都有广泛的应用, 但超声空化只在声源附近较小范围内产生能量集中, 空化效应强烈, 对各类待处理的对象都有良好的效果. 然而, 超声空化的总能耗中只有 5%—10% 用于空化, 其余 90%—95% 的能量是以热能的形式使系统升温^[2], 这使得超声空化的应用受到极大的限制, 难以实现工业化^[3].

水力空化是一种较超声空化更为简单有效的空化处理技术. Kumar 等^[4]利用水力空化水解水和蓖麻油及红花油, 结果发现, 对于同样的水解程度, 水力空化的能量消耗比传统的方法(臭氧)低得多. Pandit 等^[5]研究细胞裂解实验, 发现水力空化能耗

只是高压反应釜能耗的 5%—10%, 能量利用率得到大大提高. Kalumuck 等^[6]采用淹没空化水射流降解 p-硝酸苯酚, 实验结果表明, 在能效方面该装置比超声波高 100 倍. 李志义等^[7]进行了空化射流与超声空化的对比实验, 结果表明水力空化对化工过程具有强化作用, 且具有简便易行、能耗低、效率高等特点, 从能效和规模化方面比较, 空化射流技术比超声空化技术更具有优势. 冯高坡等^[8]在研究水力空化降解油田污水时发现, 水力空化虽然具有装置简单、污水处理量大等优点, 但在降低油田污水化学耗氧量方面存在降解率低的缺点.

由以上所述可知, 水力空化的能量利用率高、产生的空化强度较小, 而超声空化却是能量利用率低、空化强度高. 它们的各自不足导致在大处理量的实际应用中不能发挥作用.

超声与水力空化联合作用鲜有报道. Foldyna 等^[9]利用超声波来调节高压空化水射流实验, 结果表明钢材料在 500 MPa 水压力的作用下, 导致钢的质量损失率为 19.3 mg/min, 而在 20 kHz, 630 W 的超声作用下不仅会使入口压力降低到 40 MPa, 而且还会使钢的损失率高达 705.7 mg/min. 这说明超声波的作用有利于强化空化射流. 文献[9]只是实验研究, 没有从空化泡的动力学特性对超声强化空化射流作出理论上的分析.

空泡在溃灭的瞬间将辐射极大的压强, 确定空泡溃灭压强对空蚀破坏、空化强化以及污水处理具

* 国家自然科学基金(批准号:10974127)和中央高等学校基本科研基金(批准号:GK200901019)资助的课题.

[†] E-mail: szz6@163.com

有重要的意义. 本文研究文丘里管中空化泡在声场作用下的动力学特性, 探讨超声对水力空化强化的作用.

2. 数学模型与数值方法

2.1. 文丘里管空化反应器的结构

文丘里管空化反应器的结构如图 1 所示, 管道与喉部的截面均为圆形, d_1, d_2 和 d_0 分别为入口、出口和喉部直径.

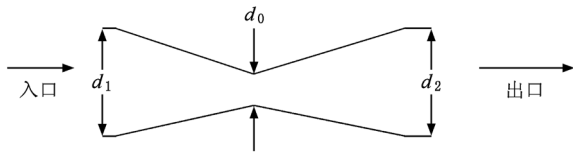


图 1 文丘里管空化反应器结构示意图

2.2. 空化泡动力学方程

对声场作用下水力空化泡的动力学特性研究, 模型采用了以下假设: (1) 空化泡膨胀和收缩期间保持为球形, 只做径向运动; (2) 用水作为液体, 温度恒定为 20 °C; (3) 考虑液体具有黏滞性、表面张力; (4) 计入气泡运动时向液体辐射声波而存在的辐射阻尼项; (5) 不考虑热交换、水蒸气的相变、气体质量交换及泡内的化学反应. 空化泡运动控制方程考虑了可压缩性的 Rayleigh-Plesset-Keller-Kolodner 方程,

$$\begin{aligned} & \left(1 - \frac{\dot{R}}{c}\right) R \ddot{R} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{\dot{R}}{3c}\right) \dot{R}^2 \\ &= \left(1 + \frac{\dot{R}}{c}\right) \frac{1}{\rho} [P_b - P_r(t)] \\ &+ \frac{R}{\rho c} \frac{d(P_b - P_r(t))}{dt}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$P_b = P_g - \frac{2S}{R} - \frac{4\mu}{R} \dot{R}, \quad (2)$$

$$P_g = \left(P_0 + \frac{2S}{R_0}\right) \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma}, \quad (3)$$

其中 P_0 为环境压力, R_0 为空化泡的初始半径, R 为空化泡任意时刻的半径, $\dot{R}$ 为空化泡半径的变化率, $\ddot{R}$ 为空化泡脉动速度变化率, S 为液体的表面张力, μ 为液体的黏度, ρ 为液体的密度, c 为声波在液体中的传播速度, γ 为气体绝热指数, $P_r(t)$ 为下游液

体任意一点在 t 时刻的恢复压力 (即驱动压力), P_b 为空化泡壁上的液体压力, P_g 为空化泡内气体压力.

2.3. 湍流模型

对于文丘里管空化流动, 如果不考虑液体的湍流作用, 可认为喉部下游液体的压力 P_r 的变化呈线性, 即

$$P_r = P_t + \frac{P_2 - P_t}{\tau} t, \quad (4)$$

其中 P_t 为喉部压力, P_2 为下游液体最终的恢复压力, τ 为压力恢复所需的时间, 可通过牛顿方程求出^[10].

通过喉部的流速由下式计算^[11]:

$$\sigma = \frac{P_1 - P_v}{\rho v_0 / 2}, \quad (5)$$

其中 σ 为空化数, P_1 为入口压力, P_v 为蒸汽压, v_0 为喉部流速. 根据质量守恒可求出管道出口流速 v_2 , 即

$$v_1 d_1^2 = v_0 d_0^2 = v_2 d_2^2, \quad (6)$$

其中 v_1 为入口流速. (6) 式中的 $v_1 d_1^2 = v_0 d_0^2$ 可改写为

$$v_1 = v_0 \beta^2, \quad (7)$$

其中 $\beta = \frac{d_0}{d_1}$ 为喉径比.

对于高雷诺数流动, 漩涡的形成会引起速度的波动, 进而导致压力的波动, 致使下游压力的恢复不再是线性变化, 这时泡的动力学特性将同时受到平均流动和瞬时湍流速度脉动的影响. 平均流速 $\bar{v}$ 由下列公式^[12] 求出:

$$\bar{v} = \left(v_2^2 + 2(P_2 - P_t) \frac{\tau - t}{\rho \tau}\right)^{1/2}. \quad (8)$$

下游任一位置的瞬时速度 v_x 可表示为^[10]

$$v_x = \bar{v} + v' \sin(2\pi f_\tau t). \quad (9)$$

这里 f_τ 为湍流速度脉动频率, 表达式为 $f_\tau = \frac{v'}{l}$, 其中 l 为湍流尺度, v' 为平均湍流脉动速度. 这样, 下游任一点的瞬时压力 P_r 由下式计算^[11]:

$$P_r = P_t + \frac{1}{2} \rho v_0^2 - \frac{1}{2} \rho v_x^2 - \Delta P, \quad (10)$$

其中 ΔP 为压力损失, 具体表达式可参见文献[10].

至此, (1) 式中的 $P_r(t)$ 可由 (4) 式 P_r (不考虑湍流作用) 或 (10) 式 P_r (考虑湍流作用) 替代.

2.4. 数值求解方法与初始条件

将(4)或(9)式代入(1)式,利用龙格-库塔法模拟空化泡的运动特性. 初始条件为 $t = 0$ 时, $R = R_0$, $dR/dt = 0$. 以水作为空化介质,物性参数为 $\rho = 10^3 \text{ kg/m}^3$, $S = 0.072 \text{ N/m}$, $\mu = 1.005 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $P_v = 2338 \text{ Pa}$

实际的空化现象一般都发生在空化数 $\sigma = 1-2.5$,随着空化数的减小,空化效用会更加剧烈^[13]. 本文计算中假设 $\sigma = 1$.

3. 结果及讨论

3.1. 湍流作用的影响

图2所示为考虑湍流和不考虑湍流作用时空化泡的运动特性及下游恢复压力. 从图2可以看出:不考虑湍流的情形下,空化泡的运动呈现振荡特性,振幅(R/R_0)随时间的推移逐渐降低,其下游的恢复压力呈线性变化,它导致空化泡的运动呈振荡特性^[10]. 考虑湍流效应后,空化泡的运动呈现两次生

长崩溃现象,且振幅比远大于非湍流的情形. 湍流的作用也导致其下游的恢复压力呈波动特性. 就压力脉冲而言,不考虑湍流情形,空化泡径向运动导致的压力脉冲幅值较小,其最大值($P_{\max}/P_0$)约为1;考虑湍流效应,其压力脉冲最大幅值($P_{\max}/P_0$)高达 2.2×10^6 (参见文献[10]),而空化泡第二次崩溃所产生的压力脉冲幅值也高达 10^5 的量级,远大于不考虑湍流作用的影响. 由此可知,湍流作用对空化泡运动的影响非常显著.

3.2. 超声对水力空化的影响

通常情况下,超声作用会使空化泡经过一次膨胀崩溃后还会出现多次反弹. 这种反弹就是半径为 R_0 的空化泡以固有频率作阻尼振荡,释放它的剩余能量^[14],直到下一个负声压到来,这种剩余能量的释放不足以产生空蚀破坏及空化强化的效果. 同样,水力空化泡在崩溃后也会释放剩余的能量. 为了使剩余的能量发挥作用,起到空蚀破坏或空化强化的效果,通过超声调制成类似于稳态空化现象^[15],这种反复生长崩溃的空化泡能在较长的时间范围内持续性产生强烈空化效果.

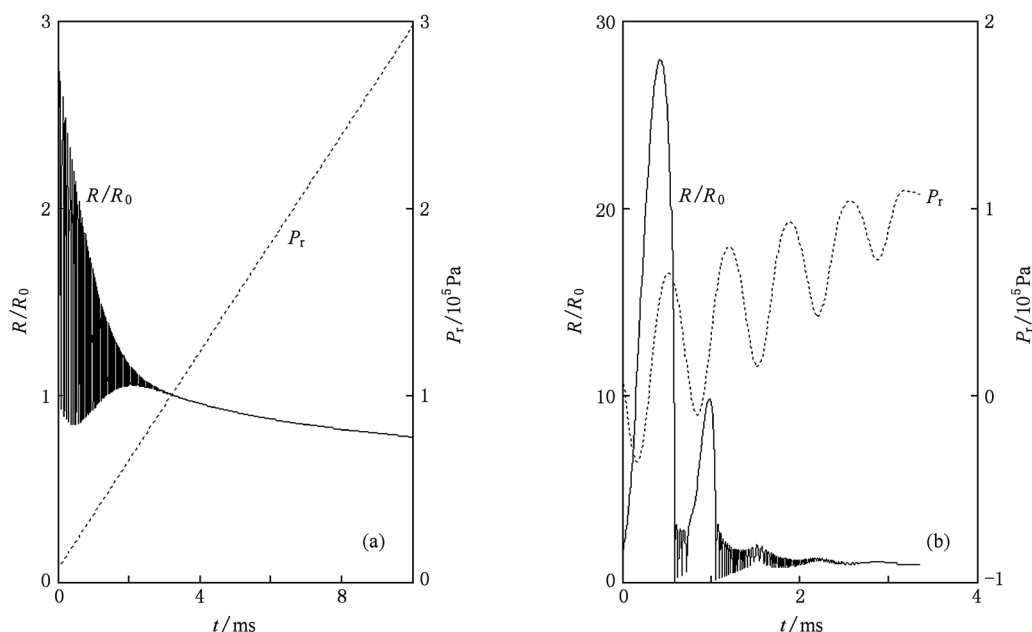


图2 考虑及不考虑湍流作用对空化泡的运动特性及恢复压力的影响 $P_1 = 6 \times 10^5 \text{ Pa}$, $P_2 = 1 \times 10^5 \text{ Pa}$, $R_0 = 50 \mu\text{m}$, $d_1 = 25 \text{ mm}$, $d_2 = 26 \text{ mm}$, $\beta = 0.3$. (a) 不考虑湍流作用, (b) 考虑湍流作用

3.2.1. 声压对水力空化的影响

图3、图4和图5是超声声压 P_{us} 变化对水力空化泡的运动特性、空化泡崩溃时泡内温度和压力脉

冲的影响. 由此可以看出,超声的存在对空化泡的最大生长率及压力脉冲影响不大,但极大地影响着空化泡的反弹崩溃效应.

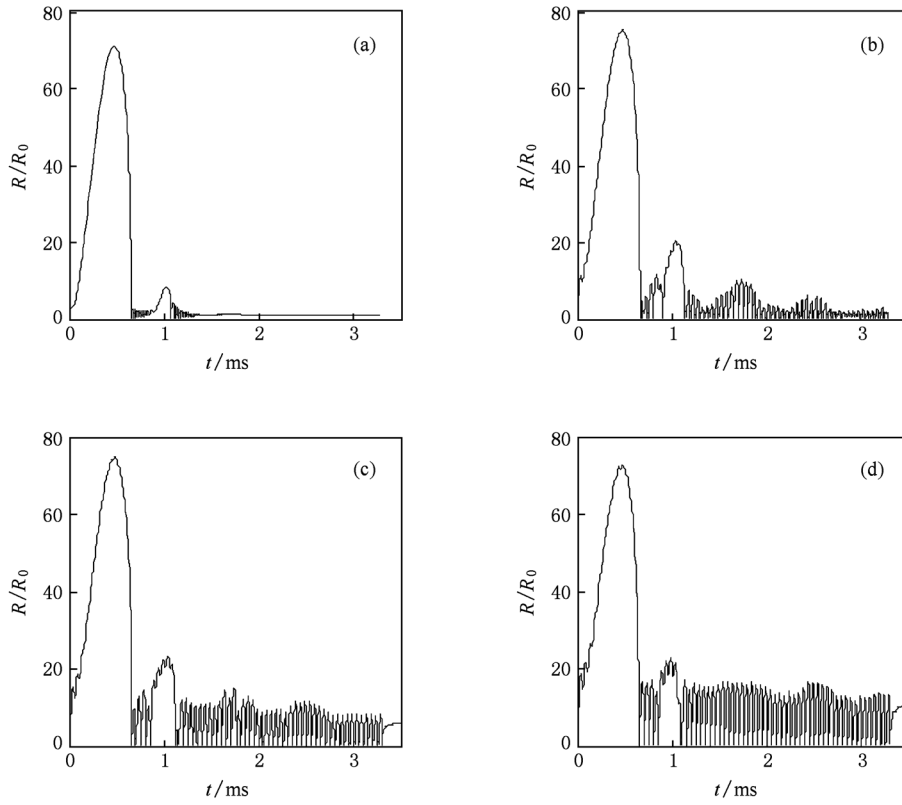


图3 声压变化对空化泡运动特性的影响 $P_1 = 5 \times 10^5$ Pa, $P_2 = 1 \times 10^5$ Pa, $R_0 = 20 \mu\text{m}$, $d_1 = 25$ mm, $d_2 = 26$ mm, $\beta = 0.27$, $f = 20$ kHz. (a) $P_{\text{US}} = 0$, (b) $P_{\text{US}} = 1 \times 10^5$ Pa, (c) $P_{\text{US}} = 2 \times 10^5$ Pa, (d) $P_{\text{US}} = 3 \times 10^5$ Pa

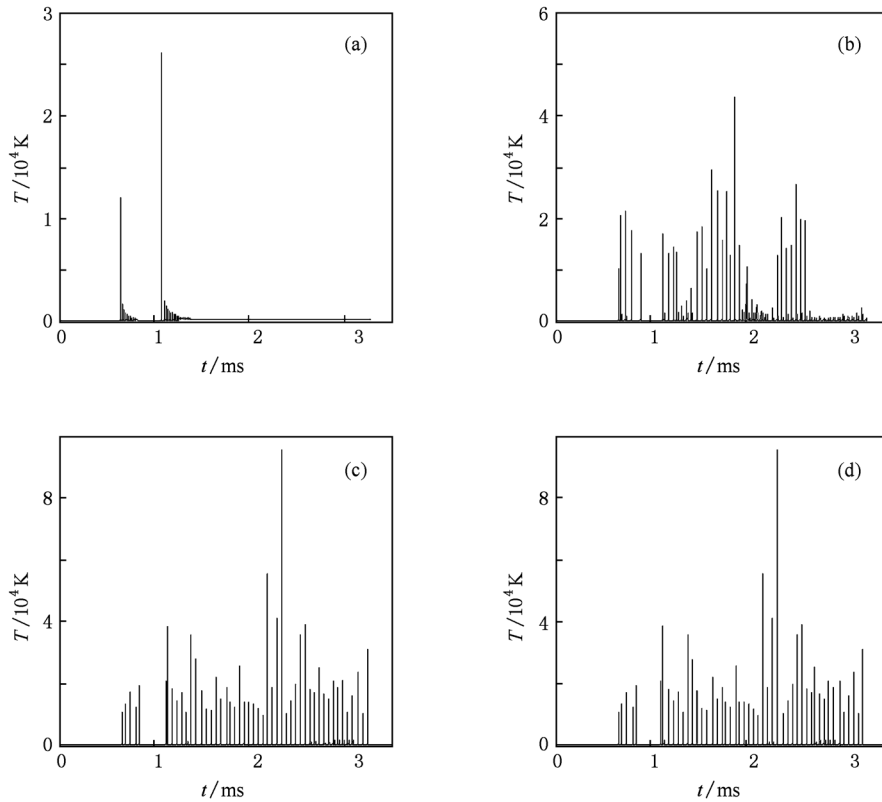


图4 声压变化对空化泡内温度的影响 $P_1 = 5 \times 10^5$ Pa, $P_2 = 1 \times 10^5$ Pa, $R_0 = 20 \mu\text{m}$, $d_1 = 25$ mm, $d_2 = 26$ mm, $\beta = 0.27$, $f = 20$ kHz. (a) $P_{\text{US}} = 0$, (b) $P_{\text{US}} = 1 \times 10^5$ Pa, (c) $P_{\text{US}} = 2 \times 10^5$ Pa, (d) $P_{\text{US}} = 3 \times 10^5$ Pa

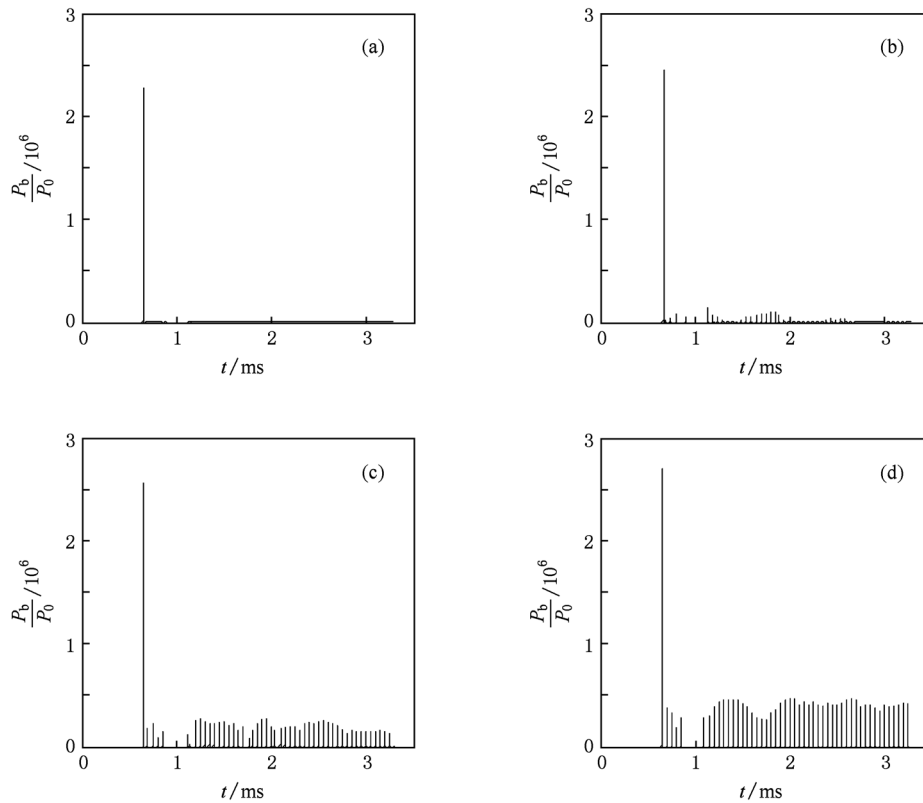


图5 声压变化对空化泡溃灭时压力脉冲的影响 $P_1 = 5 \times 10^5$ Pa, $P_2 = 1 \times 10^5$ Pa, $R_0 = 20 \mu\text{m}$, $d_1 = 25$ mm, $d_2 = 26$ mm, $\beta = 0.27$, $f = 20$ kHz. (a) $P_{\text{US}} = 0$, (b) $P_{\text{US}} = 1 \times 10^5$ Pa, (c) $P_{\text{US}} = 2 \times 10^5$ Pa, (d) $P_{\text{US}} = 3 \times 10^5$ Pa

从图3可知,声压幅值由 1×10^5 Pa 增加到 2×10^5 Pa,空化泡的多次反弹幅度也在增大,由此而引起了空化泡在多次反弹崩溃时泡内平均温度(图4)10倍于无超声情况;而空化泡多次反弹崩溃时产生的脉冲压力(图5)是无超声情况下的2个数量级以上.同时还发现,当继续增大声压到 3×10^5 Pa时,空化泡多次反弹的幅值和压力脉冲幅值继续增大,且各次反弹幅值趋于一致.反弹的空化泡崩溃时所产生的温度变化虽然不明显,但温度值也倾向一致,这是较为典型的稳态空化现象^[15].而空化泡在多次反复回弹崩溃过程中所产生的压力脉冲幅值总体上是大气压的 10^5 倍,因此空化泡多次回弹崩溃对空蚀破坏所产生效果的持续叠加是具有毁灭性的.对于液体空化强化,空化的化学效应主要表现在热效应和氧化效应两方面.空化泡多次反弹崩溃所释放的热量及多次释放到本体溶液中各类自由基数量的累加,大大增加了有机物产生直接分解或间接分解的概率,加快了反应速度^[16],能实现对化学反应的强化和对污水中有机物的有效降解.而瞬态空化只是在很短时间内产生一、两次强烈的空化,

其余时间只是释放不足以产生空化效果的剩余能量.从提高空蚀破坏和空化强化作用效果看,应通过改变声压将水力空化泡的运动状态调制成稳态空化特征.

3.2.2. 频率对水力空化的影响

图6、图7和图8分别是频率对空化泡运动特性、空化泡内的温度和空化泡崩溃时产生压力脉冲的影响.通过比较图6可明显看出,随着频率的提高,空化特征逐渐出现由稳态空化(图6(a),(b))向瞬态空化(图6(c))转变.在整个反弹期间,空化泡回弹的生长率及其在回弹崩溃过程中的压力脉冲幅值整体在下降.以100和200 kHz频率为例,空化泡回弹的生长率与60 kHz超声作用相比下降了1/3以上;压力脉冲幅值与60 kHz超声作用相比下降了2/3—5/6.泡温变化在整个频率改变过程中并不明显,但回弹溃灭过程中大多数泡温仍然高达 10^4 K以上.当频率为200 kHz时出现一次瞬态空化特征,空化泡的最大膨胀半径是初始半径的40倍,最高压力脉冲幅值为大气压的 5.5×10^5 倍(为便于比较,图8(c)中只画出部分 P_b/P_0).

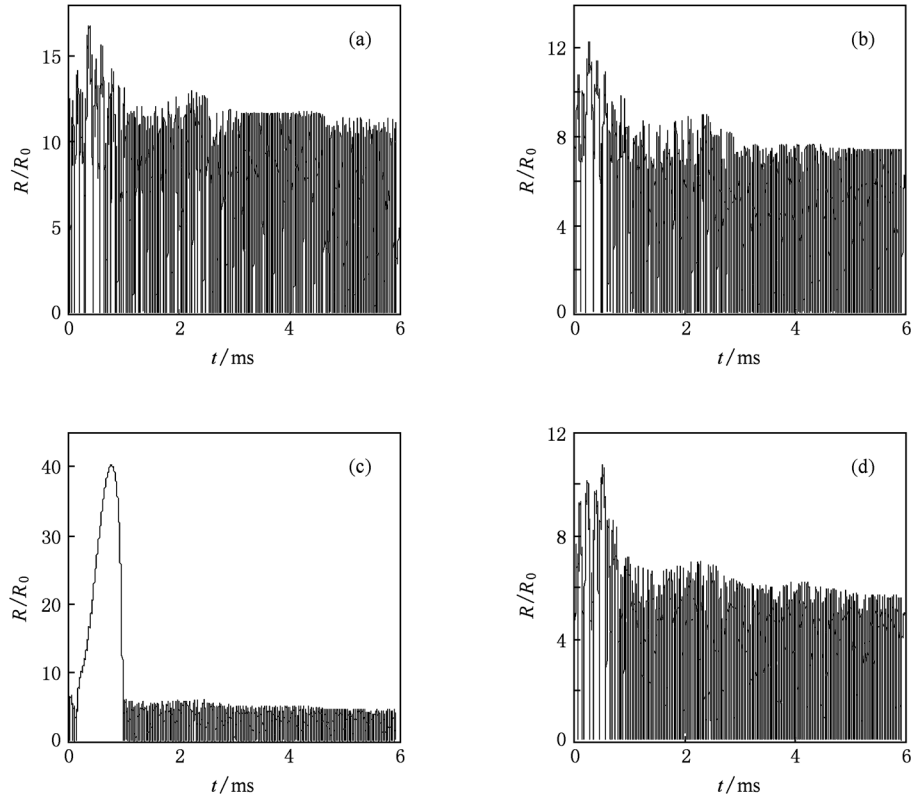


图6 频率变化对空化泡运动特性的影响 $P_1 = 1.5 \times 10^5$ Pa, $P_2 = 1.013 \times 10^5$ Pa, $R_0 = 20 \mu\text{m}$, $d_1 = 25$ mm, $d_2 = 26$ mm, $\beta = 0.27$, $P_{US} = 1 \times 10^6$ Pa. (a) $f=60$ kHz, (b) $f=100$ kHz, (c) $f=200$ kHz, (d) $f=200$ kHz ($P_{US} = 1.7 \times 10^6$ Pa)

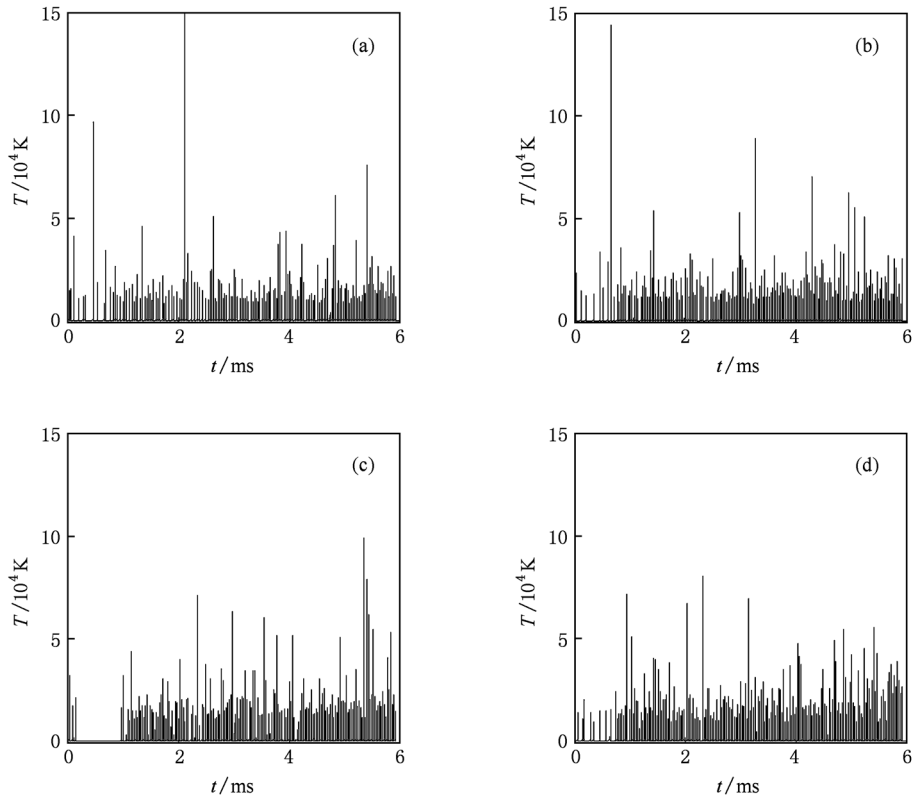


图7 频率变化对空化泡内温度的影响 $P_1 = 1.5 \times 10^5$ Pa, $P_2 = 1.013 \times 10^5$ Pa, $R_0 = 20 \mu\text{m}$, $d_1 = 25$ mm, $d_2 = 26$ mm, $\beta = 0.27$, $P_{US} = 1 \times 10^6$ Pa. (a) $f=60$ kHz, (b) $f=100$ kHz, (c) $f=200$ kHz, (d) $f=200$ kHz ($P_{US} = 1.7 \times 10^6$ Pa)

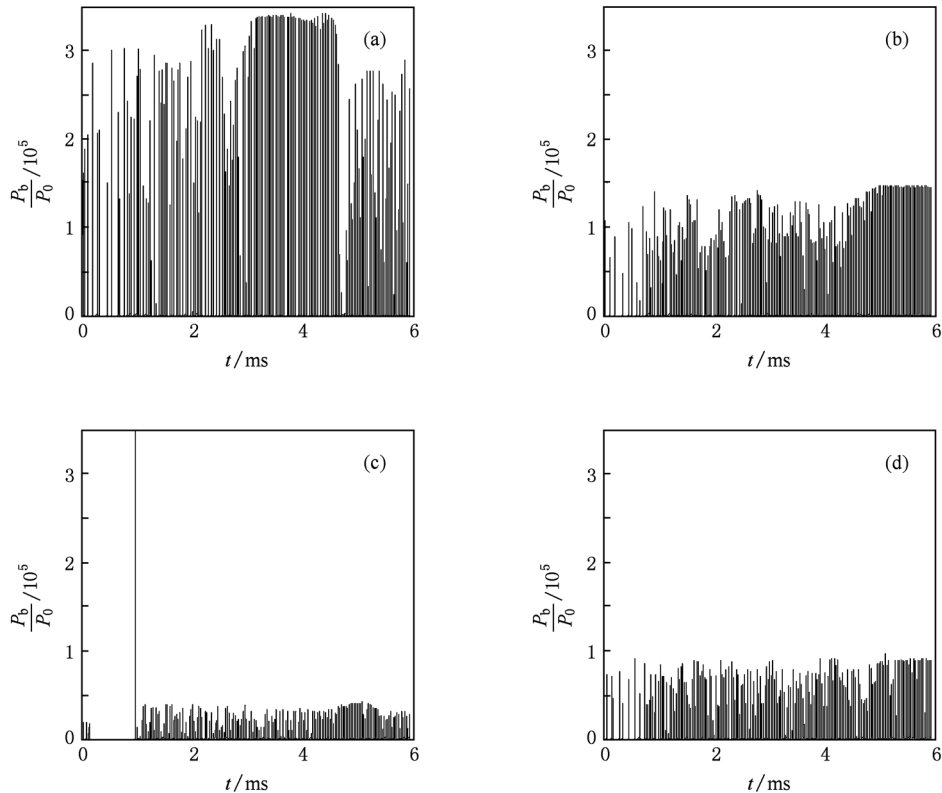


图8 频率变化对空化泡溃灭时压力脉冲的影响 $P_1 = 1.5 \times 10^5$ Pa, $P_2 = 1.013 \times 10^5$ Pa, $R_0 = 20$ μ m, $d_1 = 25$ mm, $d_2 = 26$ mm, $\beta = 0.27$, $P_{US} = 1 \times 10^6$ Pa. (a) $f = 60$ kHz, (b) $f = 100$ kHz, (c) $f = 200$ kHz, (d) $f = 200$ kHz ($P_{US} = 1.7 \times 10^6$ Pa)

对于 200 kHz 频率声波,要产生稳态空化必须进一步提高声压幅值^[12]. 图6—图8中的(c)和(d)图分别是 200 kHz 频率的声波在声压幅值 P_{US} 为 1×10^6 Pa 和 1.7×10^6 Pa 作用下的空化特性. 从中可以发现,在强声压的作用下,空化特征由瞬态空化向稳态空化转变时空化泡最大生长率大幅度下降,导致空化泡在随后的反弹过程中的运动幅值增大,从而引起了回弹崩溃压力脉冲幅值的增大. 由此可知,产生持续性的稳态空化需要适当的声波频率和声压幅值. 文献[12]中采用频率为 500 kHz、声压约为 7×10^6 Pa 的声波来产生稳态空化. 在本文的计算参数下,就降低能耗和产生持续强烈的稳态空化效果而言,声波频率应低于 100 kHz,声压幅值不低于 1×10^6 Pa.

3.2.3. 声场作用下喉径比的影响

低频声信号较容易产生强烈的空化效果,这里以声频率为 60 kHz,声压幅值为 1×10^6 Pa,通过改变喉径比 $\beta = d_0/d_1$ 来研究稳态空化泡的动力学特性.

图9、图10和图11是文丘里管喉部直径与管

道入口直径之比(即喉径比) β 对空化泡运动特性、泡温和压力脉冲的影响. 通过比较可明显看出:随着 β 值的增加,空化泡的运动特性、泡温及压力脉冲幅值并没有特别明显的变化;最显著的变化是单个稳态空化泡在较长的时间内不停地生长崩溃,亦即崩溃次数增加了,这将导致空化累积效应增加. 造成这种现象的原因如下:由于空化泡的运动还受水力空化恢复压力的影响, β 的增加引起压力恢复区域的长度增加^[17],压力恢复时间延长,从而导致空化泡的运动在较长时间内不停地生长崩溃. 另外,随着 β 值进一步增加,压力恢复区域长度增大,空化区域范围变大,也会使空化效果的累积效应增加. 但是,当 β 增加到 0.8 时,空化泡不再呈现空化特征(图9(e)). 为了判断被压缩后的空化泡是崩溃后反弹,还是溶解到液体中,我们人为地延长了积分时间,发现空化泡并未出现反弹,而是出现了泡半径为负值的不合理现象. 这表明气泡经过强烈的膨胀后随之溶解到液体中而消失,致使没有任何空化现象发生. 因此喉径比 β 有一个最佳的值,就本文计算参数而言,喉径比应在 0.7—0.8 之间.

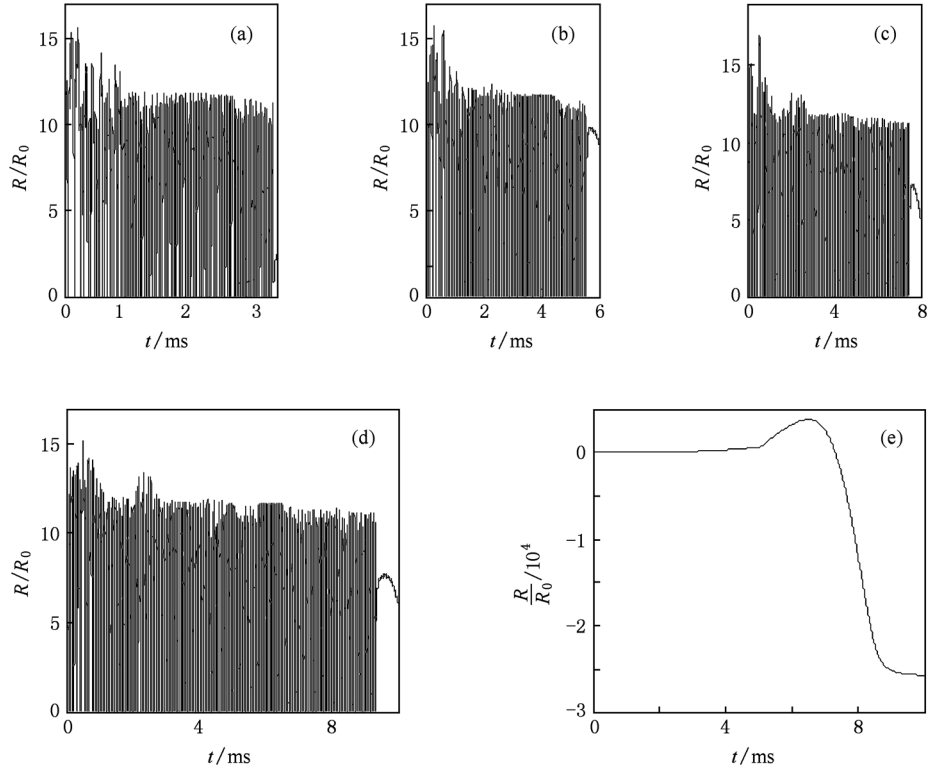


图9 喉径比对空化泡运动特性的影响 $P_1 = 1.5 \times 10^5$ Pa, $P_2 = 1.013 \times 10^5$ Pa, $R_0 = 20$ μm , $d_1 = 25$ mm, $d_2 = 26$ mm, $P_{\text{US}} = 1 \times 10^6$ Pa, $f = 60$ kHz. (a) $\beta = 0.15$, (b) $\beta = 0.25$, (c) $\beta = 0.35$, (d) $\beta = 0.45$, (e) $\beta = 0.8$

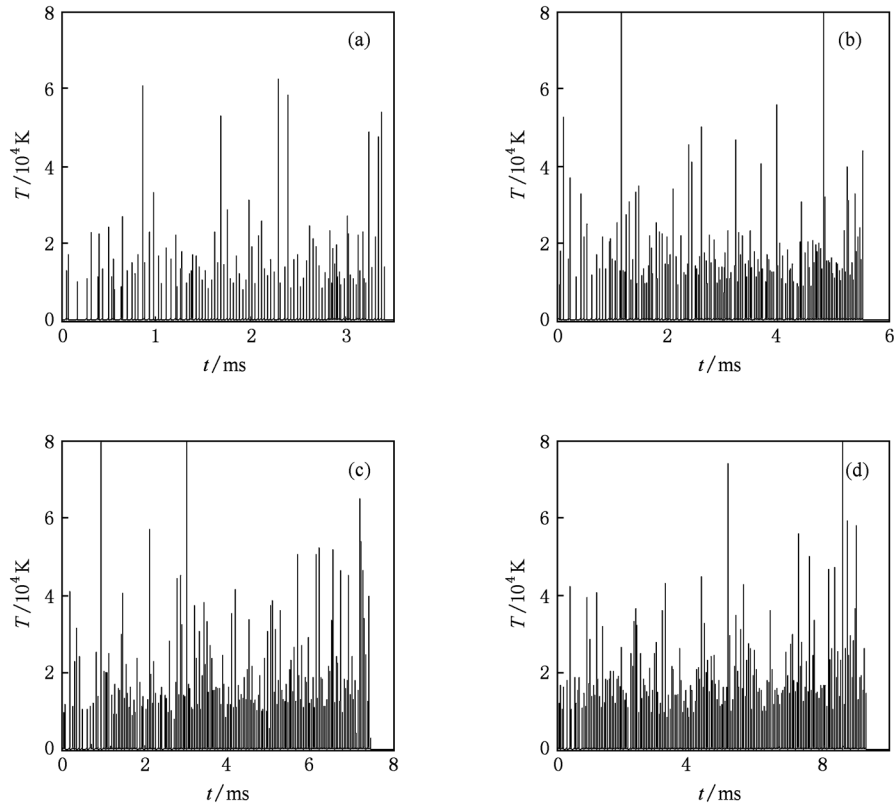


图10 喉径比对空化泡内温度的影响 $P_1 = 1.5 \times 10^5$ Pa, $P_2 = 1.013 \times 10^5$ Pa, $R_0 = 20$ μm , $d_1 = 25$ mm, $d_2 = 26$ mm, $P_{\text{US}} = 1 \times 10^6$ Pa, $f = 60$ kHz. (a) $\beta = 0.15$, (b) $\beta = 0.25$, (c) $\beta = 0.35$, (d) $\beta = 0.45$

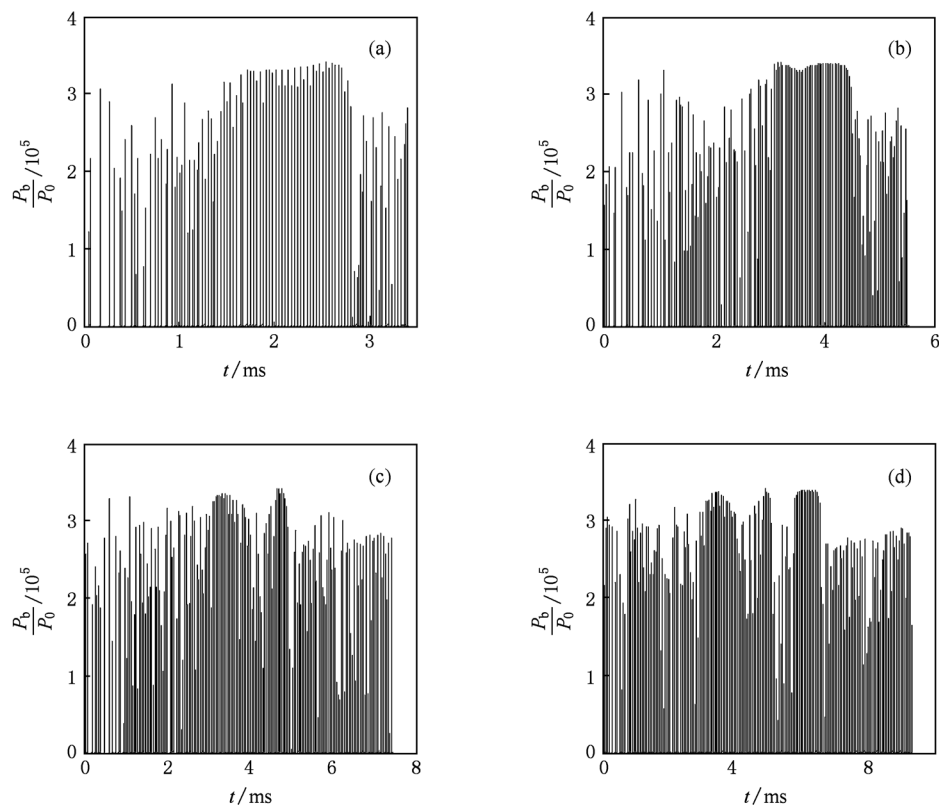


图 11 喉径比对空化泡溃灭时压力脉冲的影响 $P_1 = 1.5 \times 10^5$ Pa, $P_2 = 1.013 \times 10^5$ Pa, $R_0 = 20$ μ m, $d_1 = 25$ mm, $d_2 = 26$ mm, $P_{US} = 1 \times 10^6$ Pa, $f = 60$ kHz. (a) $\beta = 0.15$, (b) $\beta = 0.25$, (c) $\beta = 0.35$, (d) $\beta = 0.45$

4. 结 论

本文以水为介质,对声场作用下水力空化泡的动力学特性进行了研究.研究表明:湍流作用对空化泡运动有着非常重要的影响.不考虑湍流作用下,空化泡的振动幅值呈指数变化.考虑湍流作用后,空化泡运动呈现明显的瞬态空化特征,空化泡的生长率增大,崩溃形成的压力脉冲比不考虑湍流情形时高出 6 个数量级.在超声作用下,声压的增加对空化泡的最大生长率及其崩溃所产生的压力脉冲影响不大,但极大地影响着其后的反弹崩溃效应.它引起空化泡的多次回弹幅值增加,导致回弹

崩溃时泡温是无超声情形的 10 倍,压力脉冲是无超声情形的 2 个数量级以上.超声波频率较高时容易产生稳态空化,当频率继续提高时,空化泡的振动幅值就会下降,使得空化泡溃灭时的压力迅速下降,而泡温变化却不明显.频率过高会出现瞬态空化现象,需通过增大声压才能调制成稳态空化.喉径比的增加对空化泡的运动、泡温及压力脉冲影响不大,但能显著地增加空化泡的反弹崩溃次数,增大空化区域,从而使空化产生的累积效果增大,而过大的喉径比则不会发生空化现象.通过声压和声频率对水力空化泡运动特性的研究发现,入口压力的增加减少了稳态空化崩溃的次数,进而导致空化效应的累积效果降低.

[1] Wang X K, Xing N J, Wang J G, Guo W L, Zhu Y P 2009 *J. Univ. Jinan (Sci. Tech.)* **23** 38 (in Chinese) [王西奎、邢乃军、王金刚、国伟林、朱玉萍 2009 济南大学学报(自然科学版) **23** 38]

[2] Vonel A, Lanterborn W, Tmm R 1998 *J. Fluid Mech.* **208** 209
[3] Pandit A B, Kumar P S, Kumar M S 1999 *Chem. Eng. Prog.* (5) 43
[4] Kumar P S, Kumar M S, Pandit A B 2000 *Chem. Eng. Sci.* **55**

- 1633
- [5] Pandit A B, Joshi J B 1993 *Chem. Eng. Sci.* **48** 3440
- [6] Kalumuck K M, Chahne G L 2000 *J. Fluids Eng.* **122** 465
- [7] Li Z Y, Zhang X D, Liu X W, Liu D X 2004 *Chem. Eng.* **32** 27 (in Chinese) [李志义、张晓冬、刘学武、刘东学 2004 化学工程 **32** 27]
- [8] Feng G P, Dong S P, Li Q F 2008 *Ind. Saf. Envir. Prot.* **34** 61 (in Chinese) [冯高坡、董守平、李清方 2008 工业安全与环保 **34** 61]
- [9] Foldyna J, Sitek L, Svehla B 2004 *Ultrason. Sonochem.* **11** 131
- [10] Cai J, Huai X L, Li X F 2010 *Chin. Sci. Bull.* **55** 857 (in Chinese) [蔡军、淮秀兰、李勋锋 2010 科学通报 **55** 857]
- [11] Fu Y 2007 *M. S. Dissertation* (Dalian: Dalian University of Technology) (in Chinese) [付勇 2007 硕士学位论文 (大连: 大连理工大学)]
- [12] Dhiman C 2003 *Ultrasonics* **41** 465
- [13] Wu J, Zhang X D, Liu X W, Xia Y J, Li Z Y 2003 *Chem. Ind. Eng.* **20** 387 (in Chinese) [武君、张晓冬、刘学武、夏远景、李志义 2003 化学工业与工程 **20** 387]
- [14] Qian M L, Cheng Q, Ge C Y 2002 *Acta Acust.* **27** 289 (in Chinese) [钱梦霖、程茜、葛曹燕 2002 声学学报 **27** 289]
- [15] Leighton T G 1994 *The Acoustic Bubble* (San Diego: Academic Press) p150
- [16] Xu Z, Xu J Y, Liu X J 2009 *Acta Acust.* **34** 180 (in Chinese) [徐峥、许坚毅、刘晓峻 2009 声学学报 **34** 180]
- [17] Moholkar V S, Pandit A B 1997 *AIChE J.* **43** 1641

Dynamical behaviors of hydrodynamic cavitation bubble under ultrasound field*

Shen Zhuang-Zhi[†] Lin Shu-Yu

(Institute of Appiled Acoustics, Key Laboratory of Ultrasonics of Shaanxi Province, Shaanxi Normal University, Xi'an 710062, China)

(Received 19 September 2010; revised manuscript received 22 March 2011)

Abstract

Considering liquid viscosity, surface tension, liquid compressibility and turbulence, the dynamical behaviors of cavitation bubble in venturi cavitation reactor are numerically investigated with using acoustic field regarding water as a work medium. The effects of acoustic frequency, acoustic pressure and ratio of throat to pipe diameter on cavitation bubble dynamics, bubble temperature and pressure pulse by rapid collapse of cavitation bubble are analysed. The results show that bubble motion of hydrodynamic cavitation modulated by ultrasound, becomes the high energy stable cavitation. It is favorable for enhancing the cavitation effect.

Keywords: ultrasound, hydrodynamic cavitation, turbulence, bubble dynamics

PACS: 43.35.+d, 47.35.Rs, 47.27.-i

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10974127) and the Fundamental Scientific Research Foundation for the Central Universities of China (Grant No. GK200901019).

[†] E-mail: szz6@163.com