

圆锥边界附近激光空泡溃灭行为的研究*

李贝贝 张宏超 韩冰 陈军 倪晓武 陆建†

(南京理工大学理学院, 南京 210094)

(2011年11月25日收到; 2012年2月29日收到修改稿)

为了研究刚性圆锥边界锥角对激光空泡溃灭行为的影响, 文章建立了虚拟平面边界模型, 同时采用阴影摄影术、光偏转法以及数值计算的手段对边界附近空泡溃灭过程进行了研究. 结果表明边界的锥角对空泡的形状、溃灭时间以及液体射流形成均有明显影响. 空泡形状偏离球形的程度和溃灭时间均随锥角的增大而增大, 且增大锥角可以促进射流的形成. 空泡溃灭时间的实验值同理论值具有较高的一致性, 验证了虚拟平面边界假设及无量纲距离修正的有效性.

关键词: 激光空泡, 溃灭时间, 光偏转, 阴影摄影术

PACS: 42.87.-d, 47.55.dd, 47.55.dp

1 引言

一般情况下, 高速流体流动多发生在大尺度的情况下, 如自然界中的飓风、雪崩、火山喷发等; 而在很小尺度的情况下, 也可以发生非常高速的流体流动且速度高达数百米每秒^[1,2]. 空泡即是能够驱动这一小尺度高速流动的驱动源之一, 它既可以在液体压强低于当地饱和蒸汽压时产生^[2], 如超声波驱动产生空泡^[3], 也可以通过能量蓄积产生, 如激光光学击穿^[4-6]、电火花^[7,8]等. 空泡一旦形成, 都会在内外压力梯度的作用下膨胀和收缩并对其附近的事物产生显著的影响, 如发生在螺旋桨、水泵、喷嘴等流体机械中的空蚀现象^[1,2,9-11], 以及高速流动用于材料表面清洗^[12,13]、粉碎生物体内结石^[14]等. 空泡的动力学行为受到诸多因素的影响, 如液体的黏性^[1,2,15,16]、张力^[1,2,17,18]、可压缩性^[1,2,4,6]、热传导^[1,2,4,6]、环境压强^[8,19]、物质扩散^[1,2,4,6]以及界面^[1,2,10-12,20]等. 特别地, 在空泡脉动过程中, 界面会影响空泡的形状使其偏离球形并形成具有很强破坏力的高速液体射流^[1,2,7,10,11,13]. 研究表明, 界面的存在及其阻

抗特征值的大小显著的影响着射流形成、方向及强度^[1]. 然而, 空泡附近的边界可以有各种性质和形状, 如从性质上区分有刚性边界^[10-12,17]、自由边界^[20,21]以及弹性边界^[5], 从形状上区分有平面边界^[10,11,20,21]、非平面边界^[22,23]等. 特别是非平面边界更是具有多种多样的变化形式, 因此空泡与非平面相互作用的研究对超声清洗、空蚀以及空泡在医学中的应用具有极其重要的意义.

在空泡的实验探测方法中, 主要的光学测试方法有: 高速摄影术^[10]、条纹摄影术^[24]、阴影摄影术^[25]、米散射法^[26]以及基于光偏转原理的光偏转方法^[25,27], 同样还有作为辅助探测手段的水听器探测冲击波辐射的方法^[28]. 它们的主要区别在于: 条纹摄影术、阴影摄影术可以在一次测量中完成某时刻空泡的二维探测; 而光偏转法则是获取空泡某一点处的动力学行为, 通过信号波形可以提取到空泡膨胀、溃灭和冲击波辐射的信息, 并且可以借助冲击波信号对光偏转信号进行处理以提高信噪比^[25]. 借助扫描技术光偏转方法可以完成对空泡的一维或二维探测, 分析获取的信号即可得到空泡的时间和空间演化^[25,27].

为了讨论非平面边界对空泡的溃灭时间和液

* 南京理工大学自主科研专项计划(批准号: NO.2010ZDJH09)资助的课题.

† E-mail: libebei1015@hotmail.com

体射流的影响, 文章采用阴影摄影术、光偏转方法以及数值计算的手段对凸圆锥形边界附近空泡动力学进行了系统的研究, 以讨论圆锥面角度对空泡的溃灭时间及泡壁运动规律的影响, 进而得出圆锥型边界锥角对空泡动力学影响的特性.

2 溃灭时间的基本理论

首先空泡周围的液体被假设为无黏、不可压缩且流体运动是无旋的, 同时忽略黏性、表面张力、重力的影响. 在没有冲击波辐射且泡壁速度远低于声速的情况下, 液体可压缩性则变得不再重要; 在大多数的情况下, 液体黏性和表面张力的影响也是可以忽略的, 如在半径大于等于 10^{-3} cm 的球形空泡在环境压强为大气压的水中溃灭时黏性的影响则变得不再重要, 另一方面, 表面张力在空泡溃灭阶段的大部分时间里对空泡运动的影响都是非常小以致可以忽略其影响; 因为空泡的生命周期和体积都是比较小的, 则重力对空泡动力学的影响也是可以忽略的. 因此, 我们从无穷域、无黏性、不可压缩、忽略表面张力的液体环境中单球形空泡的动力学方程 Rayleigh-Plesset 方程^[2,29] 出发讨论空泡的溃灭时间:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{p(R) - p_0(t)}{\rho}, \quad (1)$$

其中, R 为空泡泡半径, $p(R)$ 为泡壁处压强, $p_0(t)$ 为空泡周围液体的压强, ρ 为蒸馏水的密度, 在本文中值为 1000 kg/m^3 . 在假设 $p_0(t) = p_0$ (常量), $p(R) = p_v$ (p_v 为蒸馏水在 20°C 时的饱和蒸汽压) 且 $p_v \ll p_0$ 的前提下方程 (1) 可以改写为

$$\frac{1}{2R^2} \frac{d}{dt} (R^3 \dot{R}^2) = -\frac{p_0}{\rho}. \quad (2)$$

对方程 (2) 积分可以得到泡壁的速度为

$$\dot{R} = \frac{dR}{dt} = \sqrt{\frac{2p_0}{3\rho} \left(\frac{R_{\max}^3}{R^3} - 1 \right)}, \quad (3)$$

其中, R_{\max} 为空泡的最大泡半径. 在此对方程 (3) 从 $R = 0$ 到 $R = R_{\max}$ 进行积分可以得到无穷域、无黏、不可压缩液体中球形空泡的溃灭时间 T_C , 即 Rayleigh 溃灭时间^[2,20,30] 为

$$T_C = \sqrt{\frac{3\rho}{2p_0}} \int_0^{R_{\max}} \left(\frac{R_{\max}^3}{R^3} - 1 \right)^{-1/2} dR \approx 0.915 R_{\max} \sqrt{\frac{\rho}{p_0}}. \quad (4)$$

该方程可以很好适用在无穷域液体中的球形空泡的溃灭行为; 但是当空泡在边界附近时, 空泡的溃灭时间将会因边界的存在而延长或者缩短^[20], 此时的方程 (4) 将不再适用. 为了使方程 (4) 适用新的情况, 1951 年 Rattray^[31] 采用扰动近似法得到刚性边界附近运动的空泡的溃灭时间的延长因子 κ , 其定义为边界附近空泡的溃灭时间 T'_C 与等效最大泡半径的无穷域中空泡的溃灭时间 T_C 的比值, 如下式所示:

$$\kappa = \frac{T'_C}{T_C} = 1 + 0.41 \frac{1}{2\gamma}, \quad (5)$$

其中, $\gamma = l/R_{\max}$ 是无量纲距离参数, 且 l 是泡心到边界的距离. 为了得到本文讨论的圆锥边界附近空泡的溃灭时间, 我们做出如下假设: 如图 1 所示, 刚性锥形边界 B_R 对空泡动力学的影响效果等效于虚拟平面刚性边界 B_V ; 其中, B_R 的锥角为 β 且其顶角到泡心的距离为 l , B_V 到泡心的距离为 l' . 因此虚拟平面边界相应的无量纲距离参数可以写为

$$\gamma' = \frac{l'}{R_{\max}} = \frac{f(\beta)l}{R_{\max}} = f(\beta)\gamma, \quad (6)$$

其中, 未知量 $f(\beta)$ 为锥角度 β 的函数, 相应的表达式在我们前面的工作中通过数值拟合的方法获得, 其方程为

$$f(\beta) = e^{0.0211(180-\beta)}. \quad (7)$$

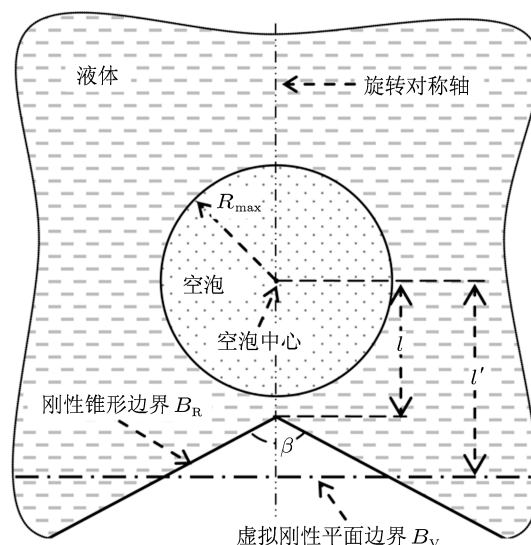


图 1 理论模型

3 实验装置

锥面边界附近空泡溃灭行为的实验研究装置

如图 2 所示. 在圆锥边界附近诱导空泡的系统由组件 1—6 组成, 由 Nd:YAG 调 Q 激光器 1 发出脉宽为 7 ns 的激光脉冲 ($\lambda = 1.06 \mu\text{m}$) 经衰减片组 2、扩束准直透镜组 3 及聚焦透镜 4 ($f = 30 \text{ mm}$) 聚焦于装有去离子水的石英玻璃容器 5 中产生光学击穿并最终在圆锥边界的附近形成空泡. 其中, 衰减片组可以实现在不改变激光空间分布的前提下连续衰减激光能量; 而激光脉冲首先经过扩束是为了获得较大的激光会聚角以降低线击穿现象发生的概率, 从而保证了激光空泡的高度球对称性及可重复性. 阴影照相系统由组件 7—9 组成, 闪光灯 7 发出的脉宽为 1.5 ns 的照明光经扩束准直透镜组 8 照射空泡区域, 空泡的阴影最终由照相机 9 俘获并记录. 光偏转测试系统由组件 10—17 组成,

He-Ne 激光器 10 发出的连续探测光 ($\lambda = 0.63 \mu\text{m}$) 经聚焦透镜 11 ($f = 60 \text{ mm}$) 聚焦至空泡区域, 因空泡区域的折射率梯度而发生偏折的探测光再由耦合透镜组 12 ($20\times$, $f = 4 \text{ mm}$)、干涉滤波片 13 (中心波长 $0.63 \mu\text{m}$) 进入光纤及光电倍增管 15 (Hamamatsu H5773, 2 ns 上升时间), 输出的电信号由数字示波器 17 显示并记录. 其中, 光纤在这里代替小孔光阑充当位置敏感器件且被放置在五维光纤调节架 14 ($0.1 \mu\text{m}$ 调节精度) 上; 干涉滤波片用于滤除杂散光以提高信噪比; 组件 10—14 被安装在一个具有 $10 \mu\text{m}$ 调节精度的二维平移台上. 最终, 空泡的产生、光偏转探测及阴影照相系统都由 DG535 数字延时脉冲发生器 18 协调触发并由计算机 19 记录存储数据.

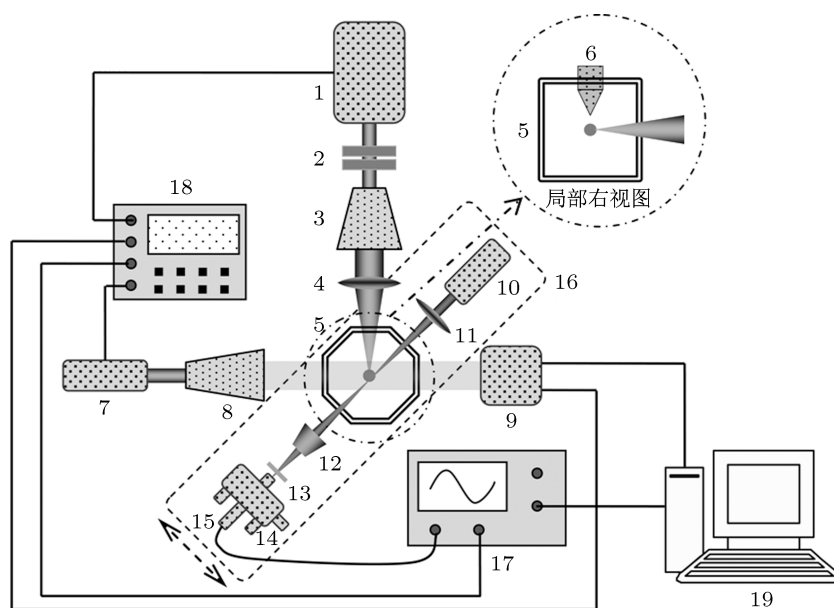


图 2 实验装置草图 (1 为 Nd:YAG 调 Q 激光器, 2 为衰减片组, 3 为扩束准直透镜组, 4 为聚焦透镜, 5 为石英玻璃容器, 6 为圆锥面边界, 7 为闪光灯, 8 为扩束准直透镜组, 9 为 Lumenera 数字相机, 10 为 He-Ne 激光器, 11 为聚焦透镜, 12 为耦合透镜组, 13 为干涉滤波片, 14 为五维光纤调节架, 15 为单模光纤 + 光电倍增管, 16 为二维平移台, 17 为 Tektronix THS730A 数字示波器, 18 为 DG535 数字延时脉冲发生器, 19 为计算机)

4 结果与分析

文章所讨论的空泡与凸圆锥边界的相互作用, 主要是讨论不同锥角的圆锥边界对空泡泡壁及泡心的运动规律、溃灭时间 T_C 的影响, 采用实验及数值计算的手段研究了边界锥角为 30° , 60° , 90° , 120° , 150° , 180° 的情况下, 最大泡半径为 1 mm , 无量纲距离 γ 分别为 1 和 2 时, 空泡的溃灭过程. 为了实验研究圆锥边界附近空泡的溃

灭行为, 首先在无穷域的环境中调节激光能量使其诱发的激光空泡具有 1 mm 的最大半径, 这一点可以通过光偏转信号中的泡半径信息及溃灭时间判断. 放入圆锥边界并调节圆锥边界使得其旋转轴通过空泡的泡心, 这一点则可以通过两个方向的空泡阴影图判断. 另一方面各个边界经过抛光处理且具有极高的定位精度, 因此更换边界靶材导致的定位误差相比于空泡最大泡半径是可以忽略的. 通过 DG535 数字延时脉冲发生

器控制空泡产生系统、光偏转测试系统以及照相系统的时序,进而获得一系列的光偏转信号和相应的空泡阴影图. 图 3 为边界锥角度为 180° 时无量纲距离 $\gamma = 1$ 的空泡溃灭过程的阴影图(图 3 第 I 行)及相应的数值仿真轮廓图(图 3 第 II 行),从图中可以看出空泡溃灭过程中空泡的泡半径逐渐缩小且其形状也逐渐偏离球对称性,最终形成指向边界的液体射流. 同时,对比实验和数值计算得到的空泡轮廓,也可以证明数值计算的有效性. 另一方面,图 3 I (a) 中给出了本文讨论中所采用的坐标系,其中原点位于空泡泡心处.

4.1 空泡形状及泡心迁移比

图 4 给出的是无量纲距离 $\gamma = 1$ 时,空泡在锥面边界附近溃灭时,不同阶段的空泡轮廓及压强,速度分布的实验及数值模拟结果. 图中所示的边界锥角从上往下依次为 $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ, 180^\circ$, 溃灭时刻从左至右依次为 $0.025T'_C, 0.75T'_C, 0.99T'_C, T'_C$, 且每幅图的左半部分为速度分布及速度矢量(单位为 m/s),右半部分为压强分布(单位为 Pa). 为了更好的反映空泡溃灭最后阶段中空泡及射流的形态,图中 $0.99T'_C, T'_C$ 阶段的空泡由数值计算结果描述. 从图中可以清楚看出,圆锥边界对溃灭初期的空泡的影响较小且空泡仍然保持良好的球对称性;随着溃灭过程的继续,不同锥角的边界对空泡的影响的差异逐渐显现. 如到了 $0.75T'_C$ 的时刻:空泡周围的压强和速度分布不对称性随着边界锥角的逐渐增大,特别的在 $\beta = 180^\circ$ 的情况

下可以发现非常明显的不对称分布;同时随着锥角的增大空泡的形状也沿 z 轴有比较明显的拉长. 溃灭到了 $0.99T'_C$ 时,一方面在空泡周围形成了超高压区域,且其不对称性随着边界锥角的增大而增大,由于该高压区域位于空泡上表面泡壁中心位置的上部,因而为射流的形成提供了压力梯度条件;另一方面,空泡偏离球形的程度随着锥角的增大也明显的增大,且在锥角较大的情况 ($\beta \geq 120^\circ$) 下空泡已经有明显的射流形成. 到了溃灭时刻,剧烈的溃灭行为最终在空泡附近形成了高达数百兆帕的高压以及高于 100 m/s 的泡壁或射流速度;边界锥角的大小决定了空泡能否形成有效的液体射流,锥角越小液体射流就越难形成. 但是较小的锥角可以使得空泡在溃灭过程中保持较高的球对称性,从而使空泡可以收缩的更小.

通过追踪数值计算过程中空泡上下泡壁的 z 轴的坐标值可以得出图 5(a) 所示的空泡上下泡壁的运动轨迹,从图 5(a) 可以看出较小锥角的边界相对空泡的阻抗特征值较小,最终导致空泡的上下泡壁的位移量及泡壁速度几乎相等,于是空泡偏离球形的程度较低. 但是随着边界锥角的增大,空泡下表面泡壁的运动速度及位移量逐渐落后于上表面泡壁,且当锥角大到一定程度时 ($\beta \geq 120^\circ$) 空泡的下表面泡壁在初始溃灭阶段一直附着在边界上. 空泡溃灭时刻的泡心位移可以通过溃灭时刻的空泡上下泡壁的位移计算得到,为了更好的描述溃灭时刻空泡泡心位移量与边界锥角的关系我们同时计算得到了泡心位移与最大泡半径的比值,如图 5(b) 所示. 由此可以看出该比值与边界的锥角成非线性关系,且随着锥角的增大而增大.

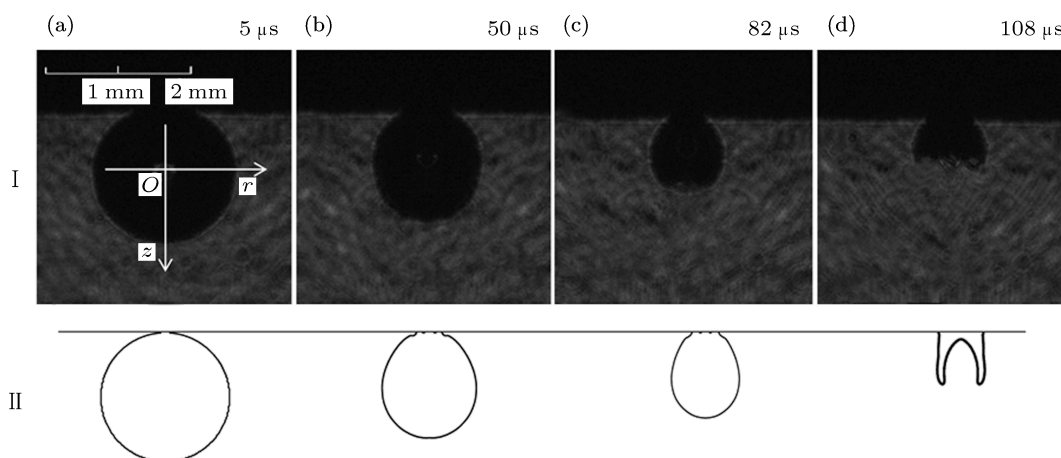


图 3 180° 边界附近空泡溃灭过程的轮廓

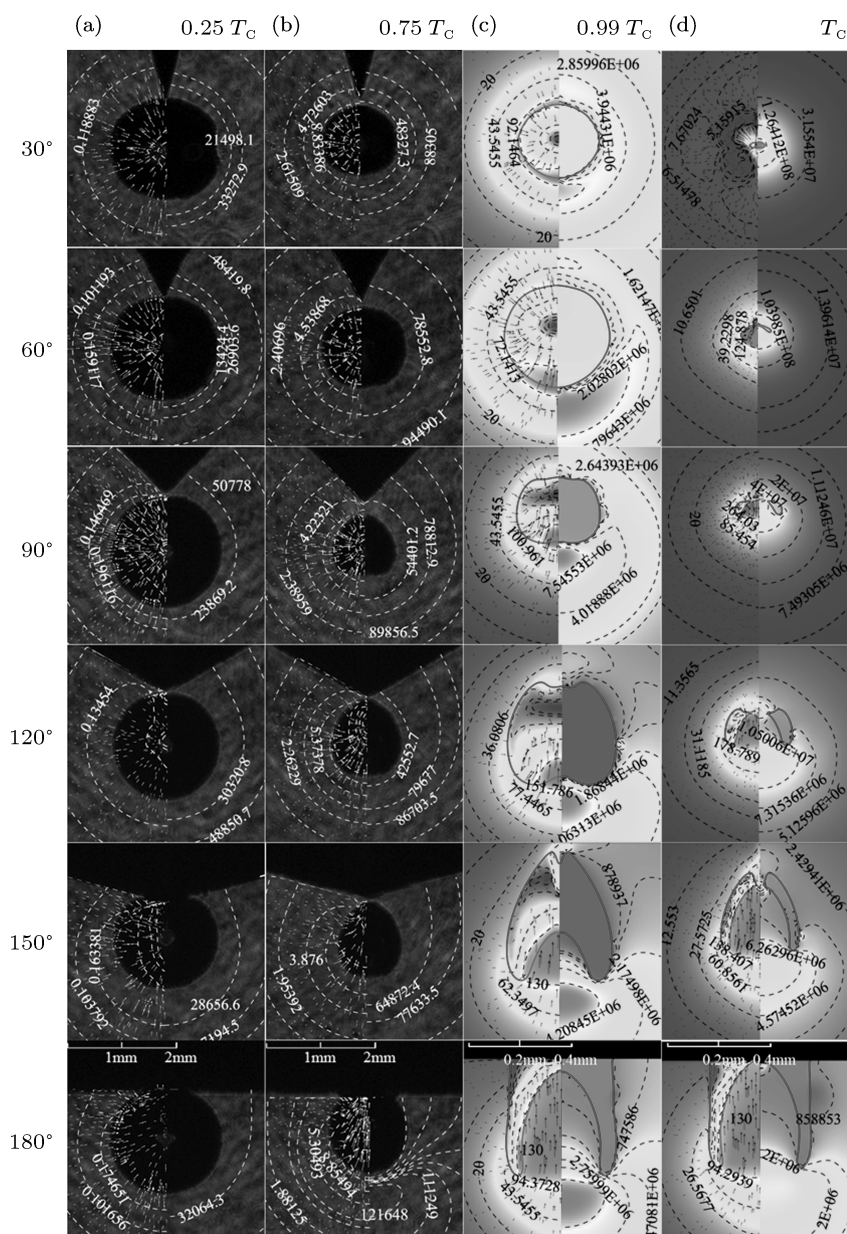


图4 不同锥面附近最大泡半径为 1 mm 的空泡形状及流场压强和速度分布

4.2 溃灭时间

通过光偏转信号的波形可以轻松提取到空泡溃灭过程中的溃灭时间 T'_c , 典型的光偏转测试信号如图 6 所示, 图中冲击波对应的两个峰值信号分别为激光光学击穿及空泡溃灭产生的冲击波引起的光偏折所致, 空泡半径的变化引起的光偏转信号则对应图中“空泡半径相应信号”部分, 通过这三个峰值可以提取到空泡的半径、溃灭时间等信息. Lauterborn^[3] 已经证明假如激光脉冲的持续时间相对空泡脉动周期非常短且液体的黏性非常小

时, 激光空泡的膨胀和溃灭过程是高度对称的. 在我们的实验中激光脉冲持续时间和液体黏性都是满足这个假设的, 因此空泡溃灭时间 T'_c 的值为前后两次冲击波间的时间间隔的一半.

通过提取不同锥角边界附近空泡的光偏转信号, 可以获取相应的空泡溃灭时间, 如图 7 所示. 其中, ‘□’ 表示为无量纲距离 $\gamma = 1$ 的空泡溃灭时间的数值计算结果; ‘○’, ‘△’ 分别表示无量纲距离 γ 值为 1, 2 的溃灭时间的实验值, 且每个实验值均为多次测量平均值 (测量次数 $N = 10$); 实线和虚线分别为对应的溃灭时间的理论值. 从图可以看出空

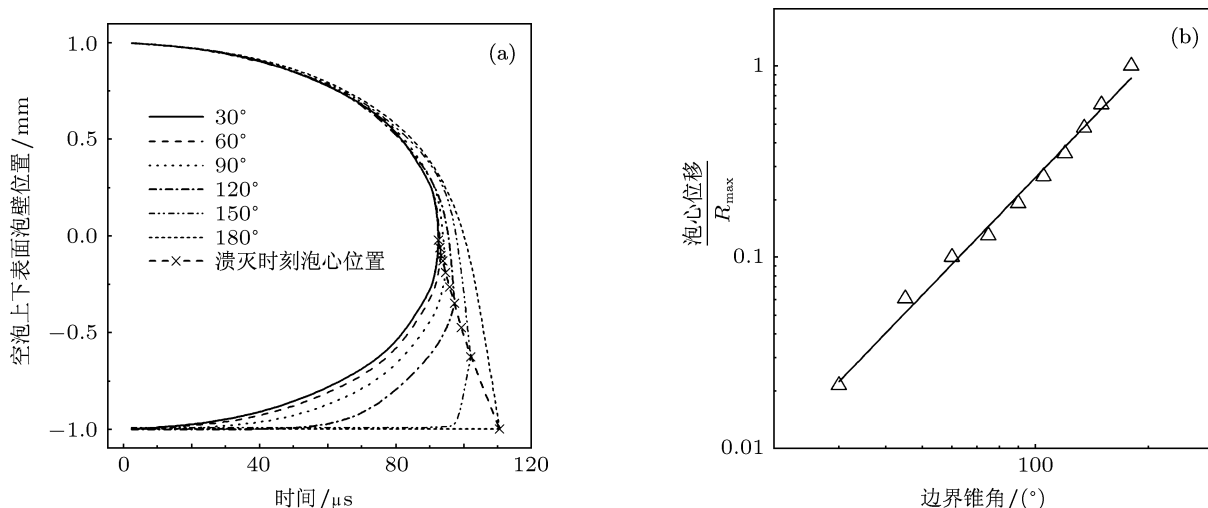


图5 不同锥角边界附近空泡上下泡壁轨迹和溃灭时刻泡心迁移比 (a) 泡壁轨迹; (b) 溃灭时刻泡心迁移比

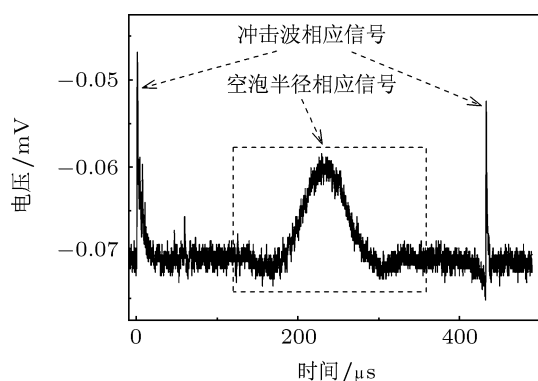


图6 光偏转典型信号

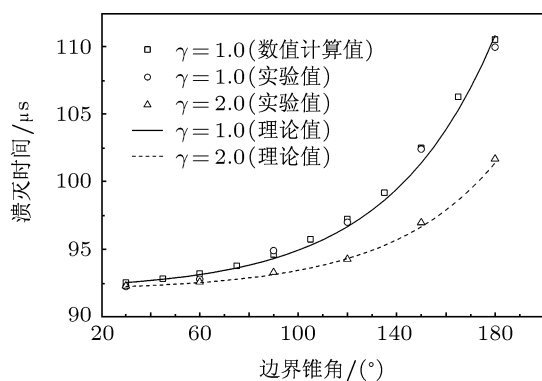


图7 边界锥角对空泡溃灭时间的影响关系曲线

泡溃灭时间的理论值、实验值及数值计算值都能够较好地符合,再次验证了数值计算的有效性,同时还验证方程(6)和方程(7)的有效性.另一方面,我们可以发现空泡溃灭时间随着边界锥角的增

大而增大,锥角大小决定了边界对空泡运动的阻抗特征值的大小:随着边界锥角的增大,锥面边界对空泡运动的阻抗特征值也逐渐增大,对空泡运动的影响也越来越明显,相应的空泡的溃灭时间也逐渐增大;到了边界锥角增大到 180° 时,锥面边界附近的空泡转变为无穷大平面边界附近的溃灭运动,其溃灭时间的延长因子则由方程(5)描述.

5 结论

文章以 Rayleigh-Plesset 方程为基础建立了虚拟平面边界模型,研究了圆锥边界附近空泡的动力学行为,同时采用阴影摄影术、光偏转方法及数值计算手段完成了激光空泡在具有锥角的圆锥边界附近溃灭的过程.结果表明:锥面边界对空泡动力学行为的影响随着边界锥角的增大而增大,表现为较大的边界锥角使空泡偏离球形的程度、有效射流的强度、溃灭时刻空泡体积较大.空泡溃灭时间随着边界锥角的增大而非线性增大,但是最小值为在无穷域中溃灭的空泡的溃灭时间,最大值为在平面边界附近溃灭的空泡的溃灭时间.空泡溃灭时间的实验值同理论值也具有较高的一致性,表明等效虚拟平面边界的假设及导出的无量纲距离修正表达式的有效性.本文的研究结论对边界附近空泡动力学、超声波空泡清洗及空泡在医学上的应用具有一定帮助.

- [1] Werner L, Thomas K 2010 *Reports on Progress in Physics* **73** 106501
- [2] Brennen C E 1995 *Cavitation And Bubble Dynamics* (London: Oxford University Press)
- [3] Lauterborn W 1974 *Acustica* **31** 51
- [4] Akhatov I, Vakhitova N, Topolnikov A, Zakirov K, Wolfrum B, Kurz T, Lindau O, Mettin R, Lauterborn W 2002 *Experimental Thermal and Fluid Science* **26** 731
- [5] Brujan E A, Nahen K, Schmidt P, Vogel A 2001 *Journal of Fluid Mechanics* **433** 283
- [6] Akhatov I, Lindau O, Topolnikov A, Mettin R, Vakhitova N, Lauterborn W 2001 *Physics of Fluids* **13** 2805
- [7] Obreschkow D, Kobel P, Dorsaz N, De Bosset A, Nicollier C, Farhat M 2006 *Physical Review Letters* **97** 94502
- [8] Lu X P, Liu M H, Jiang Z H, Pan Y 2002 *Chinese Physics Letters* **19** 704
- [9] Xu R Q, Chen X, Shen Z H, Ni X W 2004 *Acta. Phys. Sin.* **53** 1413 (in Chinese) [徐荣青, 陈笑, 沈中华, 陆建, 倪晓武 2004 物理学报 **53** 1413]
- [10] Brujan E A, Keen G S, Vogel A, Blake J R 2002 *Physics of Fluids* **14** 85
- [11] Plesset M S, Chapman R B 1971 *Journal of Fluid Mechanics* **47** 283
- [12] Song W D, Hong M H, Lukyanchuk B, Chong T C 2004 *Journal of Applied Physics* **95** 2952
- [13] Dijkink R, Ohl C D 2008 *Applied Physics Letters* **93** 3
- [14] Brennen C E 2003 *Fifth International Symposium on Cavitation Osaka Japan*, November 1–4
- [15] Zhao R, Xu R Q, Shen Z H, Lu J, Ni X W 2006 *Acta. Phys. Sin.* **55** 4783 (in Chinese) [赵瑞, 徐荣青, 沈中华, 陆建, 倪晓武 2006 物理学报 **55** 4783]
- [16] Liu X M, He J, Lu J, Ni X W 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2574
- [17] Liu X M, He J, Lu J, Ni X W 2009 *Optics & Laser Technology* **41** 21
- [18] Liu X M, He J, Lu J, Ni X W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4020 (in Chinese) [刘秀梅, 贺杰, 陆建, 倪晓武 2009 物理学报 **58** 4020]
- [19] Li B B, Zhang H C, Lu J, Ni X W 2011 *Optics & Laser Technology* **43** 1499
- [20] Gregorčič P, Petkovšek R, Možina J 2007 *Journal of Applied Physics* **102** 094904
- [21] Blake J R, Gibson D C 1981 *Journal of Fluid Mechanics* **111** 123
- [22] Quinto-Su P A, Lim K Y, Ohl C D 2009 *Phys. Rev. E* **80** 047301
- [23] Dijkink R, Ohl C D 2008 *Lab. Chip* **8** 1676
- [24] Vogel A, Apitz I, Freidank S, Dijkink R 2006 *Opt. Lett.* **31** 1812
- [25] Petkovšek R, Gregorčič P 2007 *Journal of Applied Physics* **102** 044909
- [26] Holt R G, Crum L A 1990 *Appl. Opt.* **29** 4182
- [27] Chen X, Xu R Q, Chen J P, Shen Z H, Jian L, Ni X W 2004 *Appl. Opt.* **43** 3251
- [28] Zhao R, Liang Z C, Xu R Q, Lu J, Ni X W 2008 *Jpn. J. Appl. Phys.* **47** 5482
- [29] Plesset M S 1949 *Journal of Applied Mechanics* **16** 277
- [30] Rayleigh L 1917 *Philos. Mag.* **34** 94
- [31] Maurice Rattray J 1951 *Ph.D. Dissertation* (Pesadena Calif.: California Institute of Technology)

Investigation of the collapse of laser-induced bubble near a cone boundary*

Li Bei-Bei Zhang Hong-Chao Han Bing Chen Jun Ni Xiao-Wu Lu Jian[†]

(School of science, Nanjing University of Science & Technology, Nanjing 210094, China)

(Received 25 November 2011; revised manuscript received 29 February 2012)

Abstract

The effect of the cone boundary on collapse of the laser-induced bubble is investigated under the assumption of virtual plane, and the methods of shadow photography, optical beam deflection and simulation are also used to obtain the effect of cone angle on the bubble dynamics. The results indicate that the effects of the cone angle on the shape of bubble, collapse time and the formation of liquid jet are obvious. The degree of departure of bubble shape from spherical shape and the collapse time are found to increase with the increase of cone angle, and the valid liquid jet is able to form at a larger cone angle. The experimental value and theoretical value of collapse are in good agreement with each other, and the assumption of virtual plane and the modification of dimensionless distance parameter proposed in this study are valid.

Keywords: laser-induced bubble, collapse time, optical beam deflection, shadow photography

PACS: 42.87.-d, 47.55.dd, 47.55.dp

* Project supported by the NUST Research Funding (Grant No. 2010ZDJH09).

[†] E-mail: libeibei1015@hotmail.com