

文章编号: 0258-7025(2005)03-0331-05

激光空泡脉动特性的实验和理论研究

陈 笑, 徐荣青, 沈中华, 陆 建, 倪晓武*

(南京理工大学应用物理系, 江苏 南京 210094)

摘要 采用自行研制的基于光偏转原理的高灵敏度光纤传感器研究了激光在水中铝靶表面产生的等离子体空泡及其脉动特性。通过实验获得了激光等离子体空泡在靶表面两次膨胀收缩的全过程;判定了空泡在两次脉动中对应的最大和最小泡半径。进而结合空泡溃灭理论,推算了激光空泡在各次脉动周期中含气量的变化。实验结果表明,激光空泡的含气量越小,空泡收缩越剧烈,气泡所能收缩的最小泡半径越小,其相应溃灭周期也越短。

关键词 激光技术;激光空泡;脉动特性;光纤传感器

中图分类号 TN 247 **文献标识码** A

Experimental and Theoretical Study of the Oscillation of a Laser-Induced Bubble

CHEN Xiao, XU Rong-qing, SHEN Zhong-hua, LU Jian, NI Xiao-wu

(Applied Physics Department, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing, Jiangsu 210094, China)

Abstract By means of a high-sensitive fiber-optic sensor based on optical beam deflection, the oscillating property of a laser-induced cavitation bubble in the vicinity of an aluminum target in water is investigated in detail. The characteristic waveforms induced by a cavity during the two oscillating cycles are presented and the corresponding maximum and minimum radii are determined. Furthermore, the variations of the gas content in a cavity at each oscillation are estimated according to the bubble-collapsing theory. The experimental results are shown that the less the remained gas in a cavity, the more violent the cavity contracts, the smaller the corresponding minimum bubble radii and the shorter the oscillating durations are.

Key words laser technique; laser-induced cavitation bubble; oscillating property; fiber-optic sensor

1 引 言

空化是液体受到某种扰动致使其中出现空腔的一种特有现象。研究空化产生的空蚀问题一直是相关机械的设计和制造、科学研究和水电站运行部门非常重视的问题,也是提高液力机械性能和质量所必须考虑的重要问题^[1,2]。

空泡动力学的理论研究始于 1917 年。Rayleigh Lord 最早研究了空腔是真空的这类最简

单的空化问题^[3]。之后 Plesset 于 1949 年在此基础上进一步考虑腔内充有气体或蒸气,即腔内压力不为零时的空泡运动特性^[4]。Poritsky 于 1952 年首先研究了液体粘滞性对空泡运动的影响^[5]。国内黄继汤等也先后研究了表面张力对单空泡运动特性的影响^[6]。考虑到空腔含气量是影响空泡运动的重要因素之一,尤其在空泡收缩的最后阶段,作用效果尤为明显。它将直接决定空泡的最小泡半径、收缩周期和收缩的剧烈程度。目前,国内外关于空腔含气

收稿日期:2003-11-05;收到修改稿日期:2004-02-09

基金项目:国家自然科学基金(60208004)、江苏省自然科学基金(BK2001056)和教育部高校优秀青年教师奖励计划(2002年)资助项目。

作者简介:陈 笑(1977—),女,南京理工大学应用物理系博士研究生,主要从事激光与物质相互作用机理与测试技术方面的研究。E-mail:nxw@mail.njust.edu.cn

* 通信联系人。E-mail:nxw@mail.njust.edu.cn

量的研究大多限于数值模拟方面,而推算实际物理过程中空泡各次脉动含气量研究的文献尚不多见。

在对空泡及空蚀效应的实验检测方面,文献报道的非扰动诊断的方法主要有拍摄阴影图的高速摄影法^[2],条纹摄像法^[7],Mach-Zehnder 瞬态干涉法^[8]以及光束偏转法^[9]等。本文自行研制了基于光偏转原理的光纤传感器,研究了激光在水中铝靶表面产生的单空泡膨胀和收缩运动的全过程。

2 基本理论方程及其求解

考虑无穷域静止状态,不可压缩流体中球形单空泡的生长和溃灭运动。空泡壁的运动方程可以表示为^[3]

$$R \cdot \frac{dU}{dt} + \frac{3}{2}U^2 = \frac{P_L - P_\infty}{\rho} = (P_v + P_g - \frac{2\sigma}{R} - P_\infty) \times \rho^{-1}, \quad (1)$$

这里空泡在时刻 t 的半径为 R ; $U = dR/dt$ 为空泡的径向运动速度; P_∞ 为水中无限远处的压强; P_L 为初始时刻 ($R = R_0, R = 0$) 泡壁外侧处水的压强。由于实际空泡内总含有一定量的水蒸气和从周围水体扩散到泡内的原溶于水的某些气体,因此腔内压力不为零。 P_v 为饱和蒸气压强; P_g 为气体分压强; σ 为液体的表面张力, ρ 为液体的密度。在周围介质为水的情况下,忽略粘滞效应的影响。

由于周围水体的热容量很大,而气泡质量比较小,气体由水体向泡内扩散引起的热量不平衡很快被周围水体调节。这样气泡内的蒸气和气体的温度可以认为是常数。因此 σ 和 P_v 在推导中视为常数。考虑到气泡成长和溃灭过程非常迅速,其体积的变化过程可以认为是绝热过程,即有

$$P_g = P_{g0} \cdot \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma} = kP_\infty \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma}, \quad k \in (0, 1) \quad (2)$$

式中 γ 为气体的绝热指数; P_{g0} 为初始状态时的气体分压强; 参数 k 表征空泡含气量比例。

将式(2)代入式(1)可得

$$R \cdot \frac{dU}{dt} + \frac{3}{2} \cdot U^2 = \frac{1}{2R^2U} \frac{d}{dt}(R^3U^2) = \frac{kP_\infty}{\rho} \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{\rho R} - \frac{1}{\rho}(P_\infty - P_v), \quad (3)$$

积分式(3)得

$$U = \frac{dR}{dt} = \left\{ \frac{2}{3} \cdot \frac{(P_\infty - P_v)}{\rho} \cdot \left[\left(\frac{R_0}{R}\right)^3 - 1 \right] - \right.$$

$$\left. \frac{2kP_\infty}{3\rho(1-\gamma)} \cdot \left[\left(\frac{R_0}{R}\right)^3 - \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma} \right] + \frac{2\sigma}{\rho R} \cdot \left[\left(\frac{R_0}{R}\right)^2 - 1 \right] \right\}^{1/2}. \quad (4)$$

因而给定空泡的初始半径 R_0 和温度 T , 利用式(4)可以得到不同泡半径 R 所对应的泡壁速度 U ; 同时选择不同参数 k , 可以得到不同含气量对空泡运动的影响。

3 实验装置与结果

3.1 实验装置

实验装置示意图如图 1 所示。调 Q 固体 Nd:YAG 脉冲激光器 1 输出波长 $1.06 \mu\text{m}$, 脉宽 10 ns [半峰全宽(FWHM)], 最大能量 500 mJ 的单模(TEM₀₀)激光脉冲; 2 为分光镜, 其反射部分光由 PIN 光电二极管 16(上升时间 100 ps)采集, 作为示波器采集数据的同步触发信号; 通过衰减片组 3 可以调节作用于靶材所需的激光能量而不改变其空间分布; 元件 4(凹透镜, 焦距 50 mm)和 5(凸透镜, 焦距 150 mm)构成了光学扩束系统, 其作用是将脉冲激光扩束并垂直聚焦于水中铝靶 6 的表面上; 元件 7 是尺寸为 $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$, 装有纯净水的水槽。

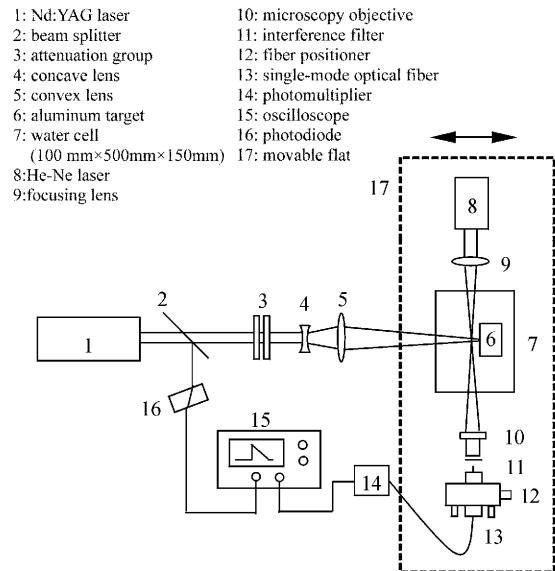


图 1 基于光偏转原理的实验装置图

Fig. 1 Experimental setup based on optical beam deflection

实验中铝靶被预先置于作用激光的前焦区, 同时采用光学扩束装置以增大会聚角, 这样可有效地

防止水先被激光击穿,从而保证初始的激光等离子体空泡具有较好的半球状,且其泡心始终位于靶材表面。靶面焦斑半径约为 $50\ \mu\text{m}$,焦斑处激光功率密度远大于铝的击穿阈值 $7.5 \times 10^7\ \text{W}/\text{cm}^2$ 。当这束强脉冲激光聚焦于水中靶材时,会在作用区产生等离子体、冲击波和空泡等一系列现象。

图 1 中用于测试空泡及其脉动特性的传感器是基于光束偏转原理的光纤传感器,是为本实验而专门设计的。该光纤传感器由 He-Ne 激光器 8,聚焦透镜 9,显微物镜 10,干涉滤波片 11,光纤调节架 12,单模光纤 13 以及光电倍增管 14 等组成。探测组件 8~12 被固定在二维可移动平台 17 上,如图 1 虚框所示。探测光束与靶面之间的距离可直接从二维平台上的刻度尺读取,该平台沿靶面法线方向的移动精度为 $10\ \mu\text{m}$ 。

He-Ne 激光器发射波长 $0.63\ \mu\text{m}$,功率 $5\ \text{mW}$ 的连续激光,通过焦距为 $50\ \text{mm}$ 的透镜聚焦于靶面焦点的正前方,与冲击波或空泡相互作用时微小地改变光束传播方向后,再通过 $20\times$ 的显微物镜聚焦于单模光纤的端面上。当然,光纤与探测光的耦合可通过光纤微调架进行调节。光电倍增管则用来将光纤出射的光强变化转变成电信号输出至数字存储示波器 15。图形的分析和处理则通过计算机来完成。

3.2 实验结果

图 2 给出了实验获得的典型光偏转信号波形,它包含了激光作用于水中靶材时的三种物理现象和过程,即激光等离子体冲击波、等离子体空泡及其反弹现象、空泡溃灭冲击波。图中峰 a 为激光等离子体冲击波;b 为等离子体空泡信号;c 为空泡收缩到最小泡体积时辐射的冲击波信号;d 为空泡反弹信号;e 和 g 为空泡膨胀壁;f 和 h 为空泡对应收缩壁。

为研究激光等离子体空泡及其反弹信号随探测

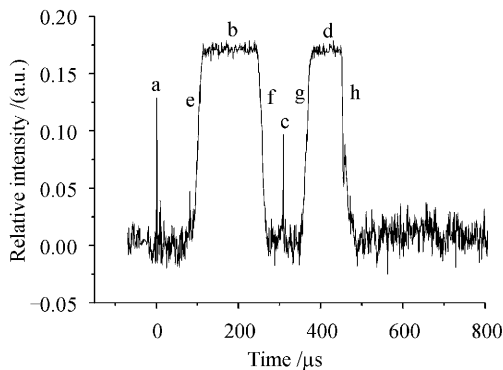


图 2 典型光偏转信号波形

Fig. 2 Typical signal of optical beam deflection

距离的变化规律,通过移动二维平台(移动方向如图 1 中箭头所示)可以调节探测光与靶表面之间的距离,并将空间“零”位置定义为当探测光刚好被靶材挡去一半时所对应的位置,即输出信号幅值为最大信号的一半(这可以直接从示波器上的波形幅值进行判定)。实验中脉冲激光能量为 $150\ \text{mJ}$,探测距离从 $0\ \text{mm}$ 变化到 $2\ \text{mm}$ 。通过跟踪不同探测距离对应的空泡壁(膨胀壁和收缩壁)到达的时间,可以得到泡壁的运动规律,即 $R = R(t)$ 。此外,还可得出相应泡壁膨胀和收缩的平均速度。空间每一探测距离平均采样 5 次,实验数据为 5 次的平均值。

当探测光经过等离子体空泡区域时,实验发现随着探测距离 d (探测光束到靶材表面)的不同,所获得的光偏转波形信号也随之发生变化。图 3 为激光等离子体空泡发展过程中获得的序列波形中的四张典型图。在实验中,将探测光由靶面近场移向远场,当探测光离靶面距离 d 小于最小泡半径 R_{\min} 时,由图 3(a)所示,在 $d = 0.1\ \text{mm}$ 处仅有一个由空泡引起的饱和信号。该饱和信号是由于泡心处折射率梯度较大使得经过空腔的探测光完全偏离光纤芯径所造成的。随着探测距离 d 增大至最小收缩泡半径 R_{\min} 时,由于介质折射率发生突变,造成在饱和信号上首先出现一个“凹陷”,如图 3(b)所示。该“凹陷”出现的时间为 $443\ \mu\text{s}$,从时间上可以判定该处对应的空间位置为空泡第二次收缩的最小泡半径,即 $R_{2\min} = 0.3\ \text{mm}$ 。当探测距离继续增大到 $0.65\ \text{mm}$ 时,饱和信号上又出现第二个“凹陷”,其出现时间为 $270\ \mu\text{s}$,它对应于空泡第一次收缩的最小泡半径,即 $R_{1\min} = 0.65\ \text{mm}$ 。图 3(c)为探测距离为 $0.75\ \text{mm}$ 处对应的典型波形图。图中两个饱和信号分别对应于空泡一次和二次脉动信号,两信号的时间间隔随探测距离的增大而逐步增大,且实验发现空泡第二次脉动信号的幅值和脉宽均随着探测距离的增大首先呈现出减小趋势。当距离增至 $0.8\ \text{mm}$ 时,第二个信号完全消失,如图 3(d)所示。据此可以判定该处距离为空泡第二次脉动对应的最大泡半径,即 $R_{2\max} = 0.8\ \text{mm}$ 。随着距离的进一步增大,空泡第一次脉动信号也随之减小,直至 $1.6\ \text{mm}$ 处,该信号也完全消失,因此同理可知: $R_{1\max} = 1.6\ \text{mm}$ 。由此可见,在实验中通过观察光偏转信号随探测距离的变化波形图,以“凹陷”和空泡脉动信号刚好出现或消失作为标志信号,并通过细微调节探测光位置,将标志信号出现概率为 $1/2$ 处的位置判定为各次空泡脉动所对应的最小或最大泡径。

因此,采用该光纤传感器不仅可以得到激光在水中铝靶表面产生的单空泡膨胀和收缩的运动全过

程对应的波形,同时还可以得到空泡各次脉动对应的最大和最小泡半径。

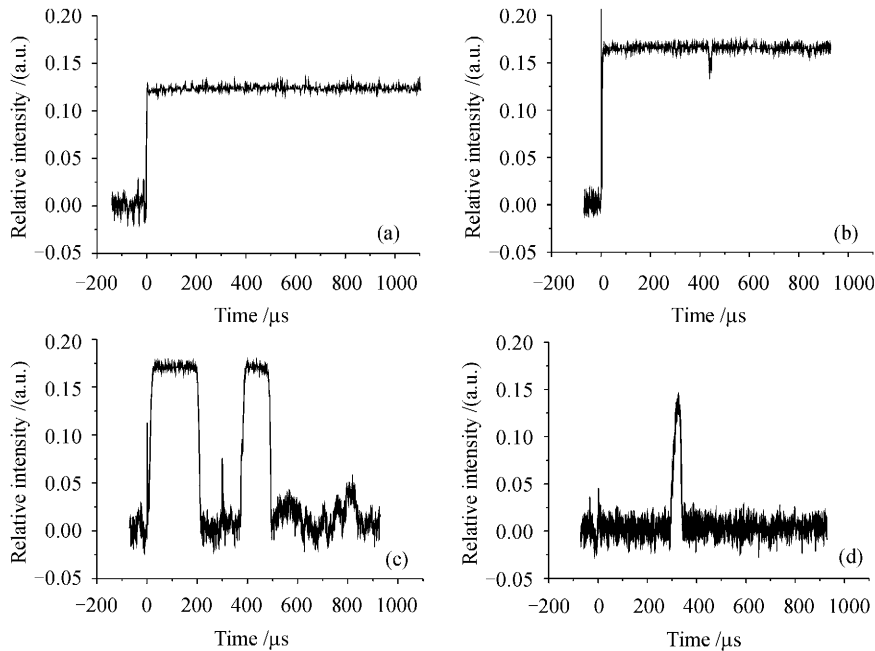


图3 激光等离子体空泡随探测距离变化的发展序列波形图

Fig. 3 Characteristic signals of a laser-induced cavitation bubble at different distances

(a) 0.1 mm; (b) 0.3 mm; (c) 0.75 mm; (d) 1.5 mm

表 1 公式(4)中各物理参数值

Table 1 Physical parameters used in Eq. (4)

R_{1max} / mm	R_{2max} / mm	$P_v / \text{Pa } 20^\circ\text{C}$	P_∞ / Pa	$\rho / (\text{kg}/\text{m}^3)$	$\sigma / (\text{kg}/\text{s}^2)$	γ
1.6	0.8	2330	100000	1000	0.03	1.4

3.3 讨论与分析

根据实验获得的序列波形图,通过跟踪不同探测距离处泡壁对应的时间,可以得到泡壁膨胀和收缩的运动特性及其泡壁的平均速度。同时根据空泡溃灭理论,将与实验有关的数值(见表 1)代入泡壁速度的理论表达式(4),通过调整表征空泡含气量的参数 k ,使得实验数据和理论曲线的拟合效果最好,且均方差最小。从而可以推算出激光空泡在各次脉动周期中含气量的变化。

图 4 和图 5 分别给出了两次主要脉动周期中泡壁收缩速度与 R_{1max}/R 的关系图。图中每个点为 5 次实验数据的平均值,曲线均为根据泡壁速度表达式(4)所得的理论拟合曲线。通过改变 k 值进行曲线拟合可知,当 k 分别取 0.65(图 4)和 0.3(图 5)时,实验数据点和理论曲线的拟合效果最好,且均方差最小。根据式(2)可知 $P_{g0} = kP_\infty$,进而可推知激光等离子体空泡在第一次脉动周期中,腔内气体分压为

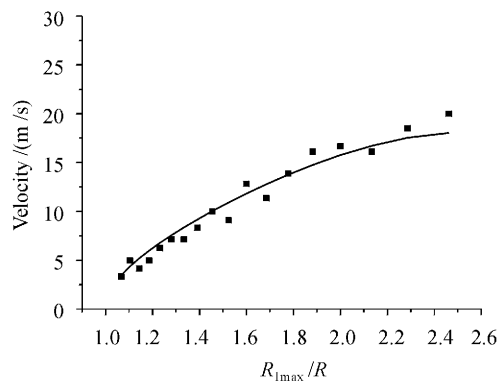


图 4 空泡第一次脉动收缩速度与 R_{1max}/R 关系图

Fig. 4 Contracting velocity corresponding to the first bubble oscillation as a function of R_{1max}/R

$0.65 \times 10^5 \text{ Pa}$,而在第二次膨胀收缩过程中,由于腔内部分气体通过泡壁不断溶解到周围水介质中,因此腔内气体分压降至 $0.3 \times 10^5 \text{ Pa}$ 。进而,可以认为

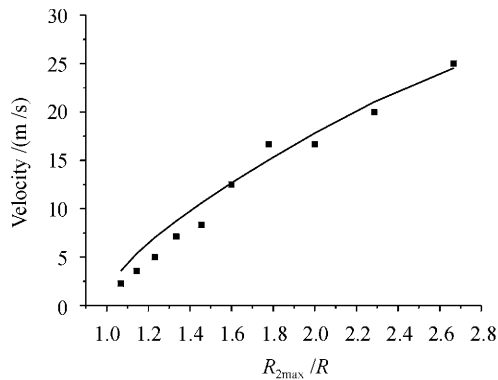


图 5 空泡第二次脉动收缩速度与 R_{2max}/R 关系图

Fig. 5 Contracting velocity corresponding to the second bubble oscillation as a function of R_{2max}/R

在此过程中有 53% 的腔内气体耗散到水中。同时比较图 4 和图 5 易见, 含气量越小, 空泡收缩越剧烈, 气泡所能收缩的最小泡半径越小, 其相应溃灭周期也越短。

4 结 论

从理论和实验两个方面全面研究了水下激光空泡的脉动特性。基于不可压缩流体中球形单空泡的运动方程, 理论推导出空腔内含气量对空泡脉动影响的关系式。同时, 采用自行研制的基于光偏转原理的高灵敏度光纤传感器探测得到了脉冲激光烧蚀水下铝靶产生的等离子体空泡的两次膨胀和收缩对应的波形图。基于实验序列图, 判定了空泡在两次

脉动中对应的最大和最小泡半径。同时, 进一步根据空泡理论方程, 在遵循方差最小原理的基础上, 推算了激光空泡在各次脉动周期中含气量的变化。实验结果表明, 空泡在各次脉动中对应的最大和最小泡径均随脉动次数的增加而依次大幅减小; 泡内含气量越小, 空泡收缩越剧烈, 对应最小泡径越小, 其溃灭周期也相应越短。

参 考 文 献

- 1 Huang Jitang. The Principle and Application of Cavitation [M]. Beijing: Tsinghua University Press, 1991. 113~228
黄继汤. 空化与空蚀的原理及应用[M]. 北京: 清华大学出版社, 1991. 113~228
- 2 A. Philipp, W. Lauterborn. Cavitation erosion by single laser-produced bubbles [J]. *J. Fluid Mech.*, 1998, **361**:75~116
- 3 Rayleigh Lord. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity [J]. *Phil. Mag.*, 1917, **34**:94~98
- 4 M. S. Plesset. The dynamics of cavitation bubbles [J]. *J. Appl. Mech.*, 1949, **16**:227~290
- 5 H. Poritsky. The collapse or growth a spherical bubble or cavity in a viscous fluid [C]. *Proc. First Nat. Cong. in Appl. Mech.*, 1952. 813~821
- 6 Huang Jitang, Chen Jiafan, Ding Tong *et al.*. Influence of fluid surface tension on the kinematic characteristics of single bubble [J]. *Shuili Xuebao*, 1996, (12):1~7
黄继汤, 陈嘉范, 丁 彤 等. 表面张力对单空泡运动特性的影响 [J]. *水利学报*, 1996, (12):1~7
- 7 Y. Tomita, A. Shima. Mechanisms of impulsive pressure generation and damage pit formation by bubble collapse [J]. *J. Fluid Mech.*, 1986, **169**:535~564
- 8 B. Ward, D. C. Emmony. Direct observation of the pressure developed in a liquid during cavitation-bubble collapse [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **59**(18):2228~2230
- 9 A. G. Doukas, A. D. Zweig, J. K. Frisoli *et al.*. Non-invasive determination of shock wave pressure generated by optical breakdown [J]. *Appl. Phys. B*, 1991, **53**:237~245