

聚焦调Q脉冲激光水下诱导空化泡和冲击波实验研究

吕涛^{1,2,3} 陈昉¹ 张伟¹

¹中国地质大学(武汉)数理学院, 湖北 武汉 430074

²中国科学院苏州生物医学工程技术研究所江苏省医用光学重点实验室, 江苏 苏州 215163

³中国地质大学(武汉)地质过程与矿产资源国家重点实验室, 湖北 武汉 430074

摘要 为研究聚焦调Q脉冲激光诱导水下空化效应,理论分析了激光击穿透导等离子体空化泡初始半径与绝热指数对空泡动力学的影响。理论研究表明,初始半径影响后期空泡半径的变化,初始半径增大,空泡运动周期、最大泡半径也变大。最大泡半径随绝热指数的增大而增大,与初始半径影响相比,绝热指数对空泡动力学的影响相对较小,表现在不同绝热指数时,空泡运动周期差别不大。聚焦调Q的Nd:YAG脉冲激光聚焦后作用于水中诱导空化泡,使用高速摄影技术准确记录等离子体与空泡动态变化序列图片;使用针式水听器探测辐射的冲击波信号。实验结果表明空泡与冲击波能量主要集中在第一个振荡周期内,第二次、第三次空泡最大半径时空泡能量分别为第一次空泡最大半径时最高能量的31.9%和9.96%,第二次、第三次闭合时辐射的声波能量分别为第一次闭合时辐射最高声波能量的51%和16.8%,后期的泡能和冲击波能量剧烈衰减。

关键词 激光光学;空化效应;空化泡;聚焦脉冲激光;高速摄影

中图分类号 O437 文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP52.051401

Experimental Study of Cavitation Bubble and Shock Wave Induced by Q-Switched Focused Laser Pulse Underwater

Lü Tao^{1,2,3} Chen Fang¹ Zhang Wei¹

¹School of Mathematics and Physics, China University of Geosciences, Wuhan, Hubei 430074, China

²Jiangsu Key Laboratory of Medical Optics, Suzhou Institute of Biomedical Engineering and Technology, Chinese Academy of Sciences, Suzhou, Jiangsu 215163, China

³State Key Laboratory of Geological Processes and Mineral Resource, China University of Geosciences, Wuhan, Hubei 430074, China

Abstract To investigate cavitation effect induced by Q-switched focused laser pulse underwater, the influence of initial radius of cavitation bubble and adiabatic exponent on kinetics of cavitation bubble has been analyzed theoretically. It indicates that the initial radius affects the radius of dynamic bubble. With the increase of initial radius, the bubble's resonance period and the maximal radius will also increase. The maximal bubble radius increases with the increase of adiabatic exponent. Compared with initial bubble radius, the adiabatic exponent affects bubble dynamics less significantly. The bubble resonance periods have no significant difference under different adiabatic exponents. Cavitation bubbles can be induced by Q-switched Nd:YAG laser pulse focused underwater. Dynamic cavitation bubbles and plasma are captured by high-speed photography. At the same time, the acoustic signal is detected by a hydrophone. The experiment result shows that the highest energy of bubbles and shock waves exists mainly in the first two oscillations. At the second and third maximum radius, the bubble energy reaches 31.9% and 9.96% of the highest bubble energy which happens at the first maximum radius respectively, and the energy of shock waves at the second and third collapse reaches 51% and 16.8% of the highest energy respectively. Subsequently, the energy of bubble and shock wave is attenuated dramatically.

Key words laser optics; cavitation effect; cavitation bubble; focused laser pulse; high-speed photography

OCIS codes 140.3440; 280.5475; 350.5400; 140.3540

收稿日期: 2014-11-17; 收到修改稿日期: 2014-12-17; 网络出版日期: 2015-04-10

基金项目: 武汉市青年科技晨光计划(201271031430)、中国博士后科学基金面上项目(2014M2104)、中国科学院江苏省医用光学重点实验室开放基金(JKLMO201405)、湖北省自然科学基金(2014CFB335)

作者简介: 吕涛(1977—),男,博士,副教授,主要从事激光医学方面的研究。E-mail: lvtaohn@sina.com

1 引言

液体局部压强低于该温度下饱和蒸气压时会发生空化现象^[1-2]。空化现象会引起诸多问题,如造成泄水建筑物、船舶螺旋桨的空蚀破坏;空化引起的空泡在溃灭时辐射声波,使水面舰艇被敌方探测到,降低舰艇的隐蔽性。因此,如何降低空化效应带来的负面影响已成为研究热点。聚焦脉冲激光水下击穿产生的空化泡由于具有球对称性好、易于控制且无机械形变的优点,成为研究空泡动力学的有效手段^[3]。光击穿的物理过程为:强激光使焦点附近的水电离形成等离子体,等离子体吸收后续激光向外膨胀,压缩周围液体介质形成冲击波,冲击波传播至远场衰减为普通声波,随后冲击波与等离子体分离,等离子体诱导形成空泡,此时空泡的半径为初始半径,空泡在内外压强差作用下经历一系列膨胀-收缩-膨胀的脉动过程,并且在收缩至最小半径即闭合时辐射声波。随着对激光空化效应研究的深入,人们发现激光与液体介质相互作用导致的光空化效应是激光医学、水下激光加工等领域的基础理论问题之一^[4-5]。例如,激光击穿液体后辐射的等离子体声波与空泡溃灭声波信号可能成为新的水下探测手段^[6-7];此外,激光诱导空化效应在激光医学手术中引起的正、负面影响值得进一步研究,激光医学手术利用等离子体与空泡溃灭诱导冲击波消融目标组织,但要尽量避免损伤非目标组织。为有效利用空泡与冲击波能量,学者们展开有关空泡脉动、空泡与冲击波能量的研究并取得一定成果。Lauterborn等^[8]发现,光击穿后空泡的能量占冲击波能量的一半,对不同脉宽的脉冲激光,空泡能量随激光脉冲能量的增加线性增加,而空泡的能量 E_b 取决于空泡半径。Akhatov等^[9]发现纳秒和皮秒激光脉冲在很大能量范围内,最大泡半径 R_{max} 是激光能量的三次方;高速摄影术^[10-11]是研究空化泡动态谐振的有效手段,但由于相机最大帧率有限,导致时间分辨率受限,采用全息术对激光诱导的冲击波拍照,时间分辨率达5.9 ns^[12];针对气泡流中空化泡运动的参数^[13],Dinh等^[14]提出一种基于多帧记录的数字图像分析技术,可以计算空泡的垂直流动速度;空泡振荡造成的空蚀和声学效应已在生物医学领域得到应用,如超声成像^[15-16],推动了学者们开展自由水域中的空泡动力学研究^[17-18]。实际上,空泡脉动过程往往处在受限区域而非自由水域中,如螺旋桨叶片、血管或其他管状以及平面壁面等附近^[19-23]。Vincent等^[24]为了研究壁面附近的空化效应,将水注入弹性内壁的球形容器,结合纹影术和高速摄影术得到1.064 μm 激光水下诱导空化泡的动态过程,结果表明除容器体积与内壁的弹性外,液体的压缩性成为影响空泡体积的关键因素,实验同时观测到由壁面指向空泡的射流。

由于液体击穿情形比空气中的击穿情形复杂得多,所以在理论上与实验上均落后于空气击穿现象的研究,击穿进程中仍有许多现象和本质未被揭示^[25]。此外,空泡动力学受多种因素影响,除了激光参数(波长、脉宽和能量等),还包括重力、浮力、温度、压强、粘滞系数、表面张力、含气量等,此复杂性导致至今还没有完善的理论模型能够准确描述空泡动力学过程。本文理论分析了绝热指数和空泡初始半径对空泡动力学的影响,并使用高速摄影术记录了脉冲Nd:YAG激光在液体水中诱导产生空泡的动态变化过程,采用针式水听器探测空化效应中产生的冲击波信号。空泡尺寸与形貌直接影响冲击波声信号的强度幅值和个数,因此该研究结果可为激光医疗中生物组织内的空化现象研究提供理论指导和实践支持。

2 理论分析

2.1 理论模型

理想球形空泡运动可用Rayleigh方程描述为^[26]

$$R \frac{dR}{dt} + \frac{3}{2} \frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{p - p_0}{\rho}, \quad (1)$$

式中 R 为空泡半径; $\frac{dR}{dt}$ 和 $\frac{d^2 R}{dt^2}$ 分别为泡壁的运动速度和加速度, ρ 为液体密度, p 、 p_0 分别为空泡内外部的液体压力, p_0 可用大气压(10^5 Pa)近似。实际上空泡脉动过程复杂,空泡动力学模型考虑到所有因素是不可能的。一般情况下,认为液体不可压缩,考虑液体粘性、表面张力、空泡内的含气量时空泡运动方程为^[27]

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{1}{\rho} \left[\left(M p_0 - p_v + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3G} + p_v - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu \frac{dR/dt}{\rho R} - p_0 \right], \quad (2)$$

式中 R_0 为空泡初始半径, M 为泡内含气量, σ 和 μ 分别为液体表面张力和粘滞系数, G 为气体绝热指数, p_v 为饱和蒸气压强。

2.2 R_0 对空泡运动的影响

陈笑等^[27-28]认为温度为 20 °C(其他参数: $M=0.5$, $\sigma=72.6\times 10^{-5}$ N/m, $\mu=100.5\times 10^{-5}$ Pa·s, $G=1.4$, $p_v=2330$ Pa)的情况下空泡初始半径 $R_0=1$ mm, Vogel等^[29]通过实验发现,等离子体半径在击穿后 140 ns 内从约 20 μm 增加至约 100 μm , 空泡初始半径小于 200 μm , 这说明会出现空泡初始半径小于 1 mm 的情况。由于受激光参数和实验环境等不同因素的影响,空泡初始半径从微米量级至毫米量级不等。为研究初始半径对空泡动力学的影响,在与上述参数相同的条件下,使用 Comsol 软件数值计算初始半径在 0.4~1.4 mm 范围内的空泡动力学过程。结果如图 1 所示。

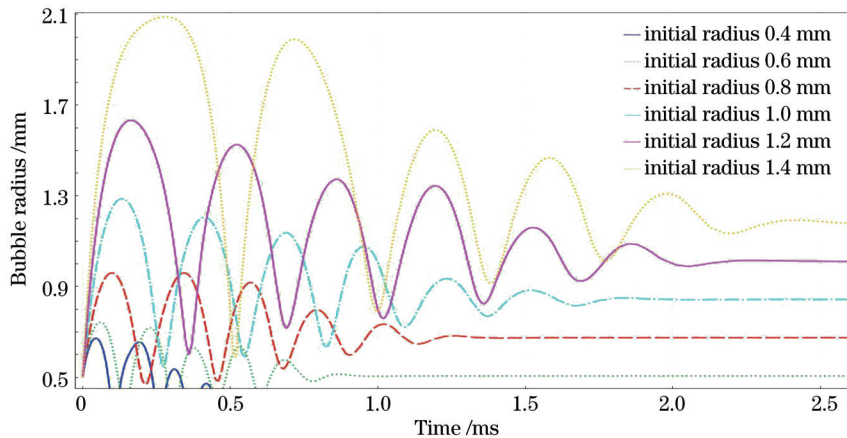


图1 初始半径对空泡半径的影响

Fig.1 Influence of initial radius on cavitation bubble radius

结果表明:1) 空泡经历先膨胀后收缩再膨胀的过程,振荡若干周期后消失;2) 初始半径为 0.4~1.4 mm 时,空泡最大泡半径分别为 0.67, 0.73, 0.95, 1.3, 1.62, 2.1 mm。随着初始半径的增大,空泡的周期、生存时间、最大泡半径也随之增加;3) 总体来说,初始半径大于 1 mm 时空泡脉动的周期数(6个)比初始半径小于 1 mm 时的周期数(5个)多,因为空泡越大,其能量越多,能克服阻力的时间越久;4) 初始半径为 0.4, 0.6, 0.8, 1 mm 时,最大泡半径分别以 9%、30.1%、36.8%增幅递增,而初始半径分别为 1.0, 1.2, 1.4 mm 时,增幅分别为 24.6%、29.6%,说明初始半径小于 1 mm 时,空泡半径变化剧烈,对初始半径更加敏感。

2.3 G 值对空泡运动的影响

气体绝热指数 G 在空泡生存时间内并非常数,原因在于,在膨胀初期和溃灭末期,空泡运动速度快,来不及与周围液体进行热交换,可视为绝热过程, $G=1.4$; 在最大泡半径附近认为运动速度足够慢,空泡与周围液体发生充分的热交换,为等温过程, $G=1$ 。因此实际情况中 $1.0 < G < 1.4$ 。选取不同 G 值,数值计算空

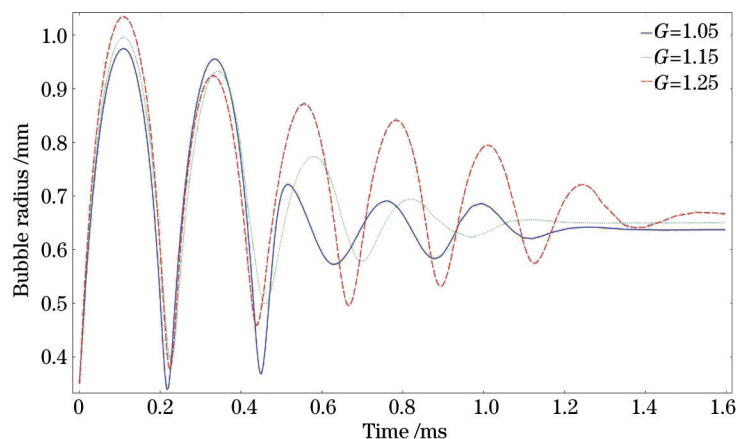


图2 不同 G 值对空泡脉动时半径的影响

Fig.2 Influence of different G on resonance radius of cavitation bubble

泡半径随时间的变化过程,结果如图2所示。

从计算结果看出:1) $G=1.05, 1.15, 1.25$ 时,随着绝热指数的增大,空泡能达到的最大泡半径也随之增加,因为绝热指数大,绝热性高,泡能耗散较少,导致空泡能量高,最大泡半径随之增大;2)不同 G 值时,空泡脉动周期相近,空泡生存时间相近;3)相比于 R_0 , G 值对空泡运动的影响较小。

3 实 验

为准确记录调 Q 、 $1.064 \mu\text{m}$ 波长的 Nd:YAG 单脉冲激光(抽运电压 920 V, 频率 1 Hz, 单脉冲能量 140 mJ, 脉冲宽度 280 ns)在液体水中光致击穿诱导空化泡的完整动态序列变化,设计了基于高速摄影术的实验平台,如图3所示。DG645 脉冲延时控制器后端面板输出端口 A 输出控制脉冲(脉宽 100 ns, 幅值约 30 V)通过外触发端控制示波器(Agilent Technologies InfiniVision, 350 MHz, 2 GS/s)工作, B 端口控制高速相机(FASTCAM SA1.1, 最高帧频为 675000 frames/s 时像素为 $64 \text{ pixel} \times 16 \text{ pixel}$), C 端口通过脉冲控制开关(华中光电研究所)控制 Nd:YAG 激光器(武汉国家光电实验室)工作,三个端口输出信号可保持同步或异步工作。激光器输出的脉冲激光首先通过分束镜(武汉飞亚光电技术有限公司,反射与透射分别占总能量的 30% 和 70%),反射光通过光电探测器(北京光电技术研究所)转变为电信号后输入示波器 CH1 通道;透射的脉冲激光通过如图3所示的扩束聚焦系统(武汉高腾光电技术有限公司)聚焦于水中(为了避免光学扩束聚焦系统像差大而产生的多点击穿和线击穿,将单片聚焦镜优化为 5 片聚焦镜进行实验),实验室饮用纯净水置于石英玻璃水槽(北京玻璃研究院,尺寸为 $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$, 传输波长范围为 $0.26 \sim 3.5 \mu\text{m}$, 在 $0.532, 1.064, 2.12, 2.94 \mu\text{m}$ 光波处透射率分别为 91.7, 93.1, 84.1, 83.4)中。与扩束聚焦系统同轴方向但位于水槽异侧的是高速相机,与相机同轴方向水槽另一侧放置一个 LED 照明灯(博客, SLT-P007, LED 亮度不小于 12000 MCD)作为照明光源。针式水听器(NCS-1, 聚偏氟乙烯压电薄膜直径为 0.8 mm, 厚度为 $25 \mu\text{m}$, 灵敏度大于 10 nV/Pa , 频率范围为 $0.5 \sim 15 \text{ MHz}$, 响应时间约为几十纳秒)端面与焦点处于同一水平面且两者间距可通过三维微调支架(北京卓立汉光, X、Y、Z 轴最大行程 25 mm, 控制精度 $10 \mu\text{m}$)调整,将探测到的声学信号转变为电压信号并输入示波器 CH3 通道。

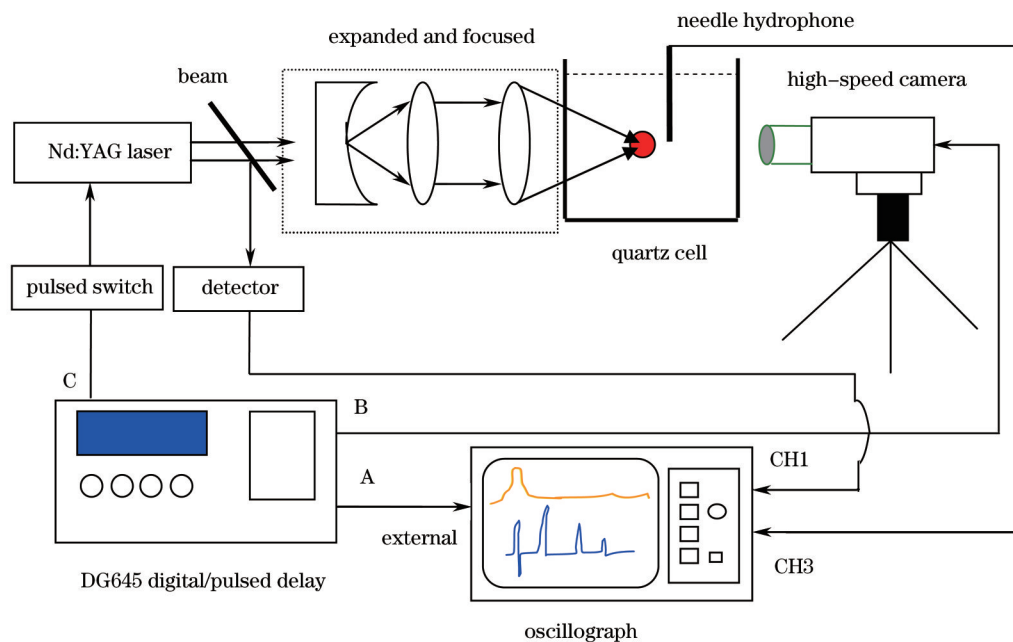


图3 基于高速摄影技术记录空化泡动态变化序列实验流程图

Fig.3 Schematic illustration for capturing the dynamic sequence of cavitation bubble by using high-speed photography

4 实验结果与讨论

4.1 空泡动态变化过程

当高速相机参数设置为 200000 frames/s 时在 DG645 输出脉冲控制下拍摄单个脉冲诱导产生一个完整

的空泡动态变化的全过程,每12张照片选取一张组成如图4所示的空泡动态变化过程,相邻两张照片的时间间隔为 $60\ \mu\text{s}$ 。实验拍摄到了较理想的圆形等离子体闪光照片(第1张),实际上,闪光区域并非等离子体体积,因为等离子体强闪光也将周围区域照亮,等离子体实际体积比闪光区域小。圆形等离子体产生的空化泡形貌更接近较理想的圆形,空化泡左右两端水平方向均出现线状气泡群,气泡群由激光加热导致。焦点附近的击穿区域处脉冲激光能量密度最高,发生击穿伴随产生等离子体;临近的区域也受到激光辐照,虽然辐照强度不足以诱导击穿,但对水有加热作用,水被加热到沸点后汽化形成汽化泡,即图中的气泡群。空化泡体积先膨胀再缩小,然后再膨胀再缩小,周而复始进行了多次谐振。裸眼可观察到三次明显的谐振过程(有明显体积膨胀和缩小),前三次谐振过程中空泡半径随时间变化过程如图5所示,由空泡半径变化计算得到泡壁运动平均速度如图6所示,空泡膨胀时速度为正,收缩时速度为负。

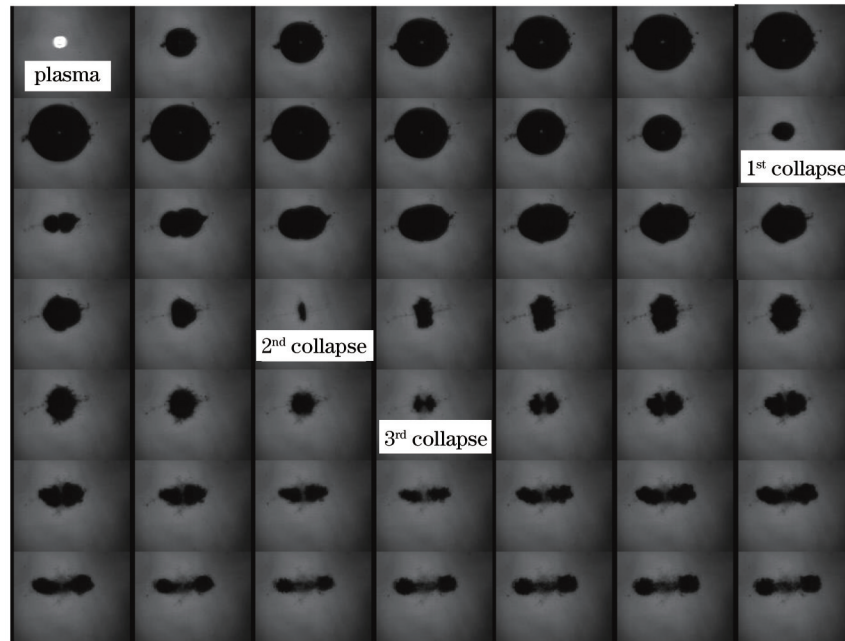


图4 $1.064\ \mu\text{m}$ 脉冲激光水下诱导空化泡动态变化序列图

Fig.4 Dynamic sequences of cavitation bubbles induced by $1.064\ \mu\text{m}$ laser pulse

由图4可知,击穿发生后空泡分别在第360、1200、1620 μs 膨胀到最大半径且最大半径值分别为1.025、0.7、0.475 mm,对应的空泡能量为451、143.6、44.9 μJ ,第二、三次最大半径时空泡能量分别为首次最大半径时空泡能量的31.9%和9.96%;空泡分别在780、1380、1860 μs 时收缩至最小半径,前三次谐振周期分别为780、600、480 μs ;空泡前三次膨胀-收缩时,泡壁速度相应地经历三次下降-上升周期过程,而且泡壁速度变化周期对应空泡脉动周期,泡壁在空泡前三次溃灭附近有相应最大速度-5、-4.5、-0.85 m/s,在最大泡半径时有最小速度0.02 m/s。实际上,实验照片表明空泡发生了远多于三次的谐振过程,只是前三次谐振之后其

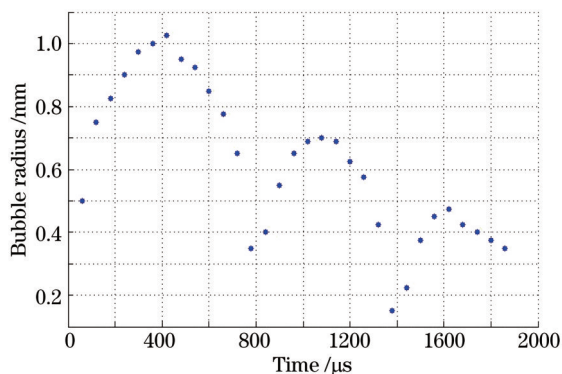


图5 脉冲Nd:YAG激光诱导空泡半径动态变化

Fig.5 Dynamics of cavitation bubble radius induced by pulsed Nd:YAG laser

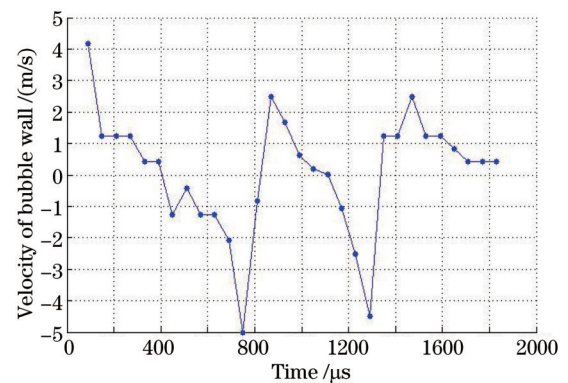


图6 泡壁速度随时间动态变化关系图

Fig.6 Relationship between velocity of bubble wall and time

体积无明显变化,仅有不同明暗对比,而且气泡群可能影响空化泡的动力学过程,使空化泡向水平方向两端拉伸,空化泡由近似圆形演变为椭圆形,单空泡演变为相连的双空泡,双空泡膨胀时将气泡群包裹。

数值模拟结果显示,最大泡半径为1 mm时,空泡经历等周期振荡,周期为220 μs ,远小于实际周期780、600、480 μs 。因为周围液体压力与泡壁运动速度相反,会减缓空泡运动过程,导致空泡脉动周期增加。空泡脉动实际受更多因素影响,能量耗散也多,第二次谐振周期最大半径只有0.7 mm,模拟时不能考虑到全部影响因素,结果显示空泡半径在第4个谐振周期才衰减至0.7 mm。图6中显示的是空泡泡壁每隔60 μs 的平均速度,不能反映泡壁速度连续变化过程,但能揭示泡壁速度变化过程的总体趋势,泡壁实际最大和最小速度分别比计算结果偏大和偏小。

4.2 冲击波信号

示波器检测到三个双极性脉冲信号,如图7所示。

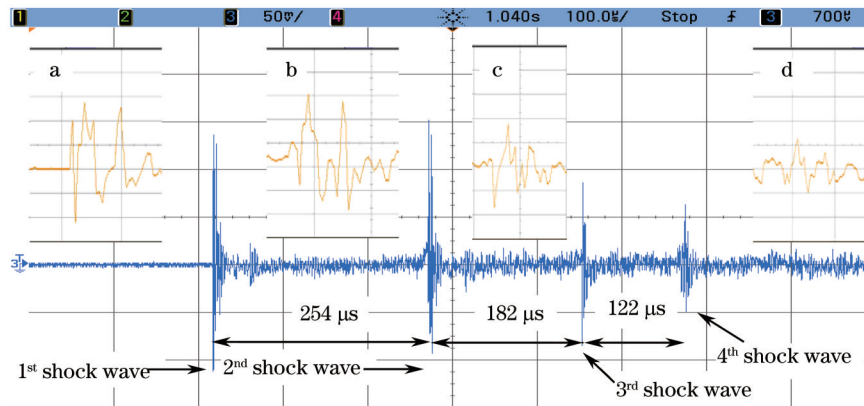


图7 示波器显示水听器与焦点间距2 mm时聚焦脉冲1.064 μm Nd:YAG激光水下诱导冲击波信号图
(插图a、b、c、d分别为第一、二、三、四个冲击波信号放大图)

Fig.7 Shock waves induced by 1.064 μm Nd:YAG laser pulse and shown in one oscillograph. The distance between focused point and the end of needle hydrophone is 2 mm (the first, second, third, fourth shock wave signals are amplified as illustrations a, b, c, d, respectively)

图7表明光击穿诱导辐射了4个冲击波信号,理论上第一个冲击波信号由等离子体膨胀诱导产生,第二、第三、第四个冲击波信号由空泡闭合产生。第一个至第四个冲击波信号强度幅度分别为14, 15, 8, 6 MPa, 由于水听器与焦点距离 r 较小(2 mm),冲击波在液体水中传输时能量与 $1/r$ 成正比例衰减,近场处冲击波峰值可达吉帕斯卡量级^[30]。相邻两个冲击波信号的时间间隔分别为254、182、122 μs ,各个冲击波最大正脉宽宽度分别为380、380、680、400 ns。距离焦点 $r_s(\mu\text{m})$ 处、脉宽为 $\tau(\text{ns})$ 、声压为 $p_s(\text{MPa})$ 的冲击波能量 $E_s(\mu\text{J})$ 为^[31]

$$E_s = 6.124 \times 10^{-9} p_s^2 r_s^2 \tau. \quad (3)$$

可计算出距离焦点2 mm处探测到的4个冲击波能量分别为1824.46、2094.41、1066.06、352.75 μJ 。等离子体诱导的第一个冲击波信号能量(1824.46 μJ)小于空化泡第一次闭合时诱导的冲击波信号能量(2094.41 μJ),第三、四个冲击波能量分别是第二个冲击波能量的51%、16.8%。可见随着空泡的脉动,泡能急剧衰减,空泡能量主要集中在第一次脉动过程。

4.3 讨论

目前国际上研究比较成熟的激光诱导空化泡振荡动力学理论模型有三个^[32], Gilmore模型、Rayleigh-Plesset模型和Keller-Miksis模型。Gilmore^[32]模型全面考虑了界面表面张力、黏滞力、液体可压缩性,常被人们用来描述空化气泡动力学,阻尼耗散及声场发射过程。此方程最早由加州理工大学Gilmore在1952年推导得出,后来Lauterborn等^[2,29]将其广泛应用在激光诱导空化气泡领域。本文引用了Rayleigh-Plesset模型^[26],它是空化气泡动力学领域最早的模型,由Lord Rayleigh在1917年提出,当时为了解决英国皇家海军高速旋转的螺旋浆推进器被空泡侵蚀的问题,由Navier-Stokes方程推导得出,此模型目前被国际激光空化领域专家与学者广泛引用。Keller-Miksis模型^[32]相对前两者引用较少,但一定条件下其理论计算结果与实验结果也比较吻合。

造成实验结果与理论模拟结果中周期和谐振次数差异较大的原因包括:1) 理论模型选取的影响:本文理论模拟基于 Rayleigh-Plesset 模型,只在理想情况下考虑了黏性和表面张力等对空泡半径的影响,而未考虑热传导、分子扩散和激光参数(波长、能量和脉宽)等因素的影响,因此空泡半径实际衰减比理论衰减更加剧烈;2) 实验条件影响:激光参数及扩束聚焦系统直接影响实验结果,要获得较理想的球形激光诱导空化泡,理论上要求是单纵模调 Q 的短脉冲激光,聚焦后的焦斑半径尽可能小(接近于理论极限),同时要求聚焦角尽可能大,以避免线击穿的发生。然而图 4 所示的空化泡动态变化序列图表明,等离子体产生后的第二张图左端有一个明显的“尾巴”,这是由非理想的扩束聚焦系统造成的多个聚焦点产生,即聚焦点并不唯一。虽然空化泡第一个周期内形貌比较接近于球形,但在谐振过程中由于多个聚焦点的影响,第一次闭合后空化泡形貌(图 4 中第 3 排开始)变成椭球形且越来越不规则,直至逐渐演变为两部分空化泡,它们都能够独立谐振且相互影响。由于空化泡动态谐振周期 $2T_c$ 和最大泡半径 R_{\max} 之间的函数关系为^[20]

$$R_{\max} = T_c / 0.915 [\rho / (P_{\text{stat}} - P_v)], \quad (4)$$

式中 ρ 为液体的密度, P_{stat} 为静态压力, P_v 为液体中气泡压力, 实验中获得空化泡形貌并非理想的球形, 这决定了后续的空化泡运动周期将与理想值有较大的偏差。两个甚至多个谐振中心的空化泡在谐振进程中能量急剧衰减, 相对于单个谐振中心的球形空化泡而言, 其谐振次数明显偏少, 空化末期的空化泡体积无明显变化而仅有明暗对比度的变化。另外, 实验所使用的激光脉冲由多个“毛刺”短脉冲(纳秒级)构成, 第一个纳秒级的“毛刺”脉冲末端产生了第一个声学信号(强度为 11 MPa), 这是由等离子体诱导产生, 随后又有几个幅值较高的纳秒级“毛刺”脉冲继续作用于已经产生的空化泡, 在激光脉冲末端最后一个纳秒级“毛刺”脉冲结束后约 20 μs 产生了第二个声学信号, 这是空化泡第一次闭合后辐射的声学信号。这就意味着空化泡由多个短激光脉冲诱导产生, 实验最后测得的空化泡动态谐振周期相对理论计算值偏大。自行研制的调 Q 激光器输出激光能量在相同参数条件下能量短期稳定性(15 min)波动性可高达 10%, 且输出激光脉冲波形虽然都包括多个短小的“毛刺”脉冲, 但包含的“毛刺”脉冲个数和宽度也在变化, 这就决定了实验的可重复性不甚理想。冲击波信号的探测实验与激光诱导空泡动态特性实验相互独立, 两组实验参数并不相同, 因此这两组实验结果对应的谐振周期不严格一致, 但实验结果可信。另外, 图 8 中左上角插图是等离子体形成并膨胀 5 μs 时形成的冲击波波前图, 这与图 8 中分析第一个“毛刺”脉冲诱导等离子体膨胀形成冲击波的分析结果一致。

5 结 论

理论分析了初始半径和绝热指数对空化泡半径变化的影响, 结果表明随着初始半径的增大, 空泡运动周期、最大泡半径增加, 初始半径小于 1 mm 时比大于 1 mm 时对空泡脉动的影响更为显著; 随着绝热指数增大, 空泡最大泡半径和脉动周期个数增加, 空泡能量增大。实验结果表明空泡最大半径和能量随时间逐渐衰减, 泡壁运动速度下降-上升变化的周期对应于空泡脉动周期, 泡壁速度在首次溃灭时达最大值 5 m/s; 空泡在脉动过程中形貌发生畸变, 由球形向椭球形演变, 直至最后完全溃灭, 因此实验时应增大激光汇聚角度, 避免线击穿的发生, 减少激光对周围液体加热作用, 能使空泡形貌在脉动时更规则, 得到更多次的脉动。空泡脉动过程中辐射的声能量剧烈衰减, 空泡能量主要集中在第一次脉动过程。激光医学手术中应折衷选取合适的激光参数以期获得最佳的组织消融性能, 同时尽可能避免冲击波对正常组织的损伤副效应。

参 考 文 献

- 1 Zong Siguang, Wang Jiang'an, Ma Zhiguo, *et al.*. Erosion characteristics of laser bubble collapse in the vicinity of a solid boundary [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, 30(3): 885-892.
宗思光, 王江安, 马治国, 等. 壁面附近激光空泡溃灭的空蚀特性[J]. *光学学报*, 2010, 30(3): 885-892.
- 2 W Lauterborn, T Kurz. Physics of bubble oscillations[J]. *Rep Progr Phys*, 2010, 73(10): 106501.
- 3 V Alfred, L Norbert, F Sebastian, *et al.*. Femtosecond-laser-induced nanocavitation in water: Implications for optical breakdown threshold and cell surgery[J]. *Phys Rev Lett*, 2008, 100(3): 038102.
- 4 H M Shane, X Y Ma. Plasma and cavitation dynamics during pulsed laser microsurgery[J]. *Phys Rev Lett*, 2007, 99(15): 158104.
- 5 V Vasan, GIII Arnold, N Kester, *et al.*. Role of laser-induced plasma formation in pulsed cellular microsurgery and micromanipulation[J]. *Phys Rev Lett*, 2002, 88(7): 078103.
- 6 Zong Siguang, Wang Jiang'an. Laser breakdown-generated sound in different optical focusing lens systems[J]. *Acta*

- Optica Sinica, 2009, 29(5): 1384-1390.
宗思光, 王江安. 不同光聚焦状态的光击穿声辐射特性[J]. 光学学报, 2009, 29(5): 1384-1390.
- 7 Zong Siguang, Wang Jiang'an, Wang Huihua. Image measure of characters of cavitation bubble by optical breakdown [J]. Acta Optica Sinica, 2009, 29(8): 2197-2202.
宗思光, 王江安, 王辉华. 光击穿液体空泡特性的高速图像测量[J]. 光学学报, 2009, 29(8): 2197-2202.
- 8 W Lauterborn, A Vogel. Bubble Dynamics and Shock Waves[M]. Berlin: Springer-Verlag Press, 2013: 67-103.
- 9 I Akhatov, O Lindau, A Topolnikov, *et al.*. Collapse and rebound of a laser-induced cavitation bubble[J]. Phys Fluids, 2001, 13(10): 2805-2819.
- 10 K Y Lim, P A Quinto-Su, E Klaseboer, *et al.*. Nonspherical laser-induced cavitation bubbles[J]. Phys Rev E, 2010, 81 (2): 016308.
- 11 D Obreschkow, P Kobel, N Dorsaz, *et al.*. Cavitation bubble dynamics inside liquid drops in microgravity[J]. Phys Rev Lett, 2006, 97(9): 094502.
- 12 Z Liu, J S Gregory, D Psaltis. Holographic recording of fast phenomena[J]. Appl Phys Lett, 2002, 80(5): 731-733.
- 13 T B Dinh, B S Kim, T S Choi. Application of image processing techniques in air/water two-phase flow[C]. SPIE, 1999, 3808: 463-468.
- 14 T B Dinh, T B Choi. Instantaneous bubble velocity measurements using digital image analysis[J]. Opt Eng, 2001, 40(2): 325-327.
- 15 M Minnaert. On musical air bubbles and the sounds of running water[J]. Philos Mag Ser, 1933, 16(104): 235-248.
- 16 A Prosperetti. The equation of bubble dynamics in a compressible liquid[J]. Phys Fluids, 1987, 30(11): 3626-3628.
- 17 E Lauer, X Y Hu, S Hickel, *et al.*. Numerical modelling and investigation of symmetric and asymmetric cavitation bubble dynamics[J]. Comput Fluids, 2012, 69: 1-19.
- 18 J R Blake, D C Gibson. Cavitation bubbles near boundaries[J]. Annu Rev Fluid Mech, 1987, 19: 99-123.
- 19 E Lauer, X Y Hu, S HickeL. The pulsation frequency of non-spherical gas bubbles in liquids[J]. J Acoust Soc Am, 1953, 25: 536-537.
- 20 S J Shaw, W P Schiffers, T P Gentry, *et al.*. A study of the interaction of a laser-generated cavity with a nearby solid boundary[J]. J Phys D: Appl Phys, 1999, 32(14): 1612-1617.
- 21 C W M van der Geld, J G M Kuerten. Axisymmetric dynamics of a bubble near a plane wall[J]. J Fluid Mech, 2009, 640: 265-303.
- 22 H N Oguz, A Prosperetti. The natural frequency of oscillation of gas bubbles in tubes[J]. J Acoust Soc Am, 1998, 103(6): 3301-3308.
- 23 S Martynov, E Stride, N Saffari. The natural frequencies of microbubble oscillation in elastic vessels[J]. J Acoust Soc Am, 2009, 126(6): 2963-2972.
- 24 O Vincent, P Marmottant, S R Gonzalez-Avila, *et al.*. The fast dynamics of cavitation bubbles within water confined in elastic solids[J]. Soft Matter, 2014, 10(10): 1455-1461.
- 25 Zong Siguang, Wang Jiang'an, Jiang Xingzhou, *et al.*. Experiment investigation of characters of bubble impulsion by optical breakdown[J]. Acta Physica Sinica, 2009, 38 (6): 1543-1547.
宗思光, 王江安, 蒋兴舟, 等. 水中激光击穿空泡的高速摄影研究[J]. 光子学报, 2009, 38(6): 1543-1547.
- 26 L Rayleigh. Pressure due to collapse of bubbles[J]. Philos Mag, 1917, 34: 94-98.
- 27 Zong Siguang, Wang Jiang'an, Cao Shui, *et al.*. Cavitation and Sound Radicalization with Laser-Induced Breakdown in Liquid[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2013: 28-33.
宗思光, 王江安, 曹水, 等. 2013激光击穿液体介质的空化与声辐射[M]. 北京: 国防工业出版社, 2013: 28-33.
- 28 Chen Xiao. Study on Mechanisms of the Interaction between High-Power Laser and Matter in Water[D]. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2004: 51-53.
陈笑. 高功率激光与水下物质相互作用过程与机理研究[D]. 南京: 南京理工大学, 2004: 51-53.
- 29 A Vogel, S Busch, U Parlitz. Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond and nanosecond optical breakdown in water[J]. J Acoust Soc Am, 1996, 100 (1): 148-165.
- 30 Lü Tao, Li Zhengjia. Experimental research of cavitation effect induced by focused Nd:YAG laser pulse underwater based on high-speed photography[J]. Scientia Sinica Physica, Mechanica & Astronomica, 2011, 41(11): 1241-1248.
吕涛, 李正佳. 基于高速摄影术的聚焦Nd:YAG脉冲激光水下空化效应实验研究[J]. 中国科学: 物理学力学天文学, 2011, 41(11): 1241-1248.
- 31 A Vogel, J Noack, K Nahen, *et al.*. Energy balance of optical breakdown in water at nanosecond to femtosecond time scales[J]. Appl Phys B, 1999, 68(2): 271-280.
- 32 Lang Xiaoxuan. Experimental and Theoretical Study on Laser Induced Optical Breakdown in Water[D]. Xi'an: Xi'an Jiaotong University, 2013: 34-39.
梁晓轩. 纳秒-飞秒激光在水中诱导击穿效应的理论及实验研究[D]. 西安: 西安交通大学, 2013: 34-39.

栏目编辑: 吴秀娟