

激光空泡溃灭过程的数值计算

王雨虹¹, 王江安¹, 李海涛², 曹 静¹

(1. 海军工程大学电子工程学院, 湖北 武汉 430033; 2. 海军工程大学船舶与动力学院, 湖北 武汉 430033)

摘要:提出了激光空泡溃灭的简单计算模型。在确定初始状态时考虑并减去整个溃灭过程中的热传导和水蒸气在空泡壁面的凝结与蒸发因素, 这样在计算过程中空泡内的水蒸气质量不变, 同时考虑了整个溃灭过程中水的可压缩性。研究了半径 1 mm 激光空泡的溃灭过程。空泡壁的最大溃灭速度可达 1172.8 m/s, 空泡中心的最高压强可达 8.8728×10^8 Pa, 最高温度 11038 K, 最小半径 15 μm 。该模型简单实用, 激光空泡初始条件的确定, 为研究激光空泡与弹塑性固体壁面的相互作用打下了基础。

关键词:激光; 空泡; 溃灭; 数值计算

中图分类号: O347.4 **文献标识码:** A

Numerical calculation of the laser induced bubble collapse

WANG Yu-hong¹, WANG Jiang-an¹, LI Hai-tao², CAO Jing¹

(1. College of Electronic Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China;

2. College of Naval Architecture and Power, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China)

Abstract: A simple model of laser induced bubble collapse is proposed. When the initial phase is determined the values of thermal diffusion and mass diffusion of the bubble are considered and subtracted, and so the mass of water vapor remains uniform through the whole collapse process. The compression of water around the bubble is also considered. The bubble radius of 1 mm is investigated. The maximum collapsing velocity is 1172.8 m/s, the maximum pressure in bubble center is 8.8728×10^8 Pa, and the minimum radius is 15 μm . The model is simple and practical, and the initial conditions of the bubble can be used in the research of the interaction between the elastoplasticity solid wall and the laser induced bubble.

Key words: laser; bubble; collapse; numerical calculation

1 引言

激光脉冲聚焦于水中, 会产生等离子体腔体, 腔体急剧膨胀, 腔体膨胀冷却形成水蒸气, 当半径达到最大时开始溃灭^[1-4]。从激光空泡形成的原因可知, 激光空泡内的气体成分以可凝结的水蒸气为主^[5]。本文分析的激光空泡半径在 1 mm 左右, 溃灭时间约 80 μs 。激光空泡与声致单泡发光空泡不同, 空泡的大小为几微米, 溃灭时间为几微秒, 空泡内的气体成分以非凝结气体为主。激光空泡也与爆炸空泡不同, 爆炸空泡半径比较大, 气体成分也以非凝结气体为主。这决定了三者的运动状态有显著的不同, 热传导、黏性、表面张力、气体质量扩散和化学

反应等对空泡的运动的影响也不相同^[5-8]。

清华大学刘海军、谢崇国、安宇等研究了声致发光气泡中水蒸气的影响并考虑了泡内气体的质量扩散、水的压缩性等因素^[9-11]。南京理工大学赵瑞、倪晓武等在忽略液体的可压缩性、泡内气体与周围液体的热传导和泡内气体质量扩散的情况下, 对黏性液体中激光空泡脉动特性进行了研究^[12]。他们

基金项目: 预研基金项目 (No. 51400010105JB1101); 预研重点基金项目 (No. 9140A14060207JB11) 资助。

作者简介: 王雨虹 (1974 -), 男, 博士研究生, 研究方向为通信与信息系统。E-mail: wyhlgx230@126.com

收稿日期: 2009-01-13

均用到了 RP 方程或改进的 RP 方程。俄罗斯的 I. Akhatov 等人对以水蒸气为主的激光空泡有较深入的研究,考虑了水的压缩性、水蒸气的凝结和蒸发等情况,理论与实验结果符合较好^[5]。

螺旋桨空化空泡在溃灭时产生的冲击波和射流是造成螺旋桨空蚀的最主要原因。激光空泡在其达到最大半径后的运动与螺旋桨空化空泡达到最大半径后的运动状态极其相似,由于螺旋桨空化的空泡呈空泡群的状态出现,很难估计单个空泡对空蚀的影响,而利用激光击穿水介质产生的单空泡对螺旋桨材料的空蚀进行研究具有明显的优势,该项研究对螺旋桨材料的选择与形状设计具有重要的意义^[13]。本文研究激光空泡从其达到最大半径时开始,并以文献^[5]确定的初始条件为研究起点,考虑整个溃灭过程的热传导、水蒸气的蒸发、凝结因素,并从上述最初状态中减去它们的值,从而推出另外的一种初始状态,用于本文的数值计算。对于半径在毫米级的空泡而言,水的黏性影响小,这里不考虑黏性的影响^[14]。本文主要描述水蒸气气泡溃灭的最大速度、压强分布、温度分布等情况。

2 理论模型

2.1 水蒸气的状态方程

高温时,水蒸气的状态方程可用下式表示^[5,15]:

$$p_v(T_v, \rho_v) = \frac{\rho_v B_v T_v}{1 - b_1 \rho_v} - b_2 \rho_v^2 \quad (1)$$

$$\varepsilon_v(T_v, \rho_v) = \frac{B_v T_v}{\gamma - 1} - b_2 \rho_v \quad (2)$$

其中, $B_v = 458.9 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$; $\gamma = 1.3$; $b_1 = 1.694 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$; $b_2 = 1708.6 \text{ J} \cdot \text{m}^3/\text{kg}^2$; $\varepsilon_v, \rho_v, T_v$ 分别指水蒸气的比内能(J/kg)、密度(kg/m^3)和温度(K)。

2.2 水的状态方程

考虑水的可压缩性,水的状态方程如下^[10,16]:

$$\frac{p_w + B}{p_{w0} + B} = \left(\frac{\rho_w}{\rho_{w0}} \right)^n \quad (3)$$

其中, $n = 7.15$; $B = 3085.6 \times 10^5 \text{ Pa}$; $\rho_{w0} = 998 \text{ kg}/\text{m}^3$ 。

2.3 空泡内水蒸气初始质量的确定

考虑文献^[5]确定的初始条件:空泡内的初始压强为实验温度 $T_0 = 296.15 \text{ K}$ 下的饱和水蒸气压强 $P_{v0} = 2330 \text{ Pa}$,空泡溃灭的初始半径 $R_0 = 1 \times 10^{-3} \text{ m}$ 。

设在空泡溃灭半径等于 R_s 时,空泡内的温度达到水蒸气的临界温度 $T_c = 647.13 \text{ K}$ 。此时,外界压强做功可用下式表示:

$$E_p = -p_0 \int_{R_0}^{R_s} 4\pi r^2 dr \quad (4)$$

假设水蒸气在达到临界温度之前保持密度不变,即水蒸气随着空泡的变小而不断凝结,则空泡在溃灭过程中水蒸气释放的凝结热能可表示为:

$$E_c = \frac{4}{3} \pi (R_0^3 - R_s^3) \rho_{v0} l_v \quad (5)$$

式中, ρ_{v0}, l_v 分别表示在实验温度 $T_0 = 296.15 \text{ K}$ 条件下的水蒸气的饱和蒸气密度和凝结热; $\rho_{v0} = 0.017 \text{ kg}/\text{m}^3$; $l_v = 2.256 \times 10^6 \text{ J}/\text{kg}$ 。

未凝结水蒸气温度升高到临界温度时所需的能量为:

$$\begin{aligned} E_T &= \frac{4}{3} \pi R_s^3 \rho_{v0} \Delta \varepsilon_v \\ &= \frac{4}{3} \pi R_s^3 \rho_{v0} \frac{B_v}{\gamma - 1} (T_c - T_0) \end{aligned} \quad (6)$$

式中, $\Delta \varepsilon = \varepsilon(T_c, \rho_{v0}) - \varepsilon(T_0, \rho_{v0})$; 水蒸气的临界温度 $T_c = 647.13 \text{ K}$; 实验室大气压强 $1.0 \times 10^5 \text{ Pa}$, 水温 $T_0 = 296.15 \text{ K}$ 。

由能量守恒原理可知:

$$E_p + E_c = E_T \quad (7)$$

解方程组(4)~(7),可得:

$$V_s = \frac{p_0 + \rho_{v0} l_v}{\rho_{v0} \frac{B_v}{\gamma - 1} (T_c - T_0) + p_0 + \rho_{v0} l_v} V_0 \quad (8)$$

式中, $V_0 = \frac{4}{3} \pi R_0^3, V_s = \frac{4}{3} \pi R_s^3$ 。

可得水蒸气的质量为:

$$m_v = V_s \rho_{v0} \quad (9)$$

经计算得, $m_v = 6.6959 \times 10^{-11} \text{ kg}$,考虑水蒸气在压缩过程中被泡壁吸收的部分,乘以一个常数 α ,求得压缩到体积最小时的水蒸气质量 m_{vi} :

$$m_{vi} = \alpha m_v \quad (10)$$

为了与文献^[5] $m_{vi} = 5.5 \times 10^{-12} \text{ kg}$ 的结果一致,这里取 $\alpha = 0.0821$ 。

2.4 空泡内水蒸气初始内能的确定

气泡内初始密度为:

$$\rho_{vi} = \frac{m_{vi}}{V_0} \quad (11)$$

根据质量变化前后空泡内水蒸气内能相等的假设有:

$$(\rho_{v0} V_0 - m_{vi}) l_v + m_{vi} \varepsilon(T_0, \rho_{v0}) = m_{vi} \varepsilon_{vs}(T_{vs}, \rho_{vi}) \quad (12)$$

等号左边第一项表示凝结成水的水蒸气放出的凝结热能,第二项表示未凝结的水蒸气内能;等号右

边表示未凝结的水蒸气吸收凝结能量后的内能。

设初始的内能可表示为：

$$\varepsilon_{vi} = \beta \varepsilon_{vs}(T_{vs}, \rho_{vi}) \quad (13)$$

β 是考虑到水蒸气与外界液体热传导等因素所引用的参数,经过数值计算试验,选择不同的 β 值,只有在 $\beta = 0.0353$ 时,数值结果与文献[5]的数值计算和实验结果相符。

把 $\beta = 0.0353$ 代入式(13),得到 $\varepsilon_{vi} = 9.8989 \times 10^5$ J/kg,根据公式(10)和式(11)得 $\rho_{vi} = 0.0013$ kg/m³。

2.5 守恒方程及边界条件

对于无黏性可压缩流体：

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial f(q)}{\partial x} + \frac{\partial g(q)}{\partial y} + \frac{\partial h(q)}{\partial z} = 0 \quad (14)$$

式中：

$$q = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \end{pmatrix} \quad f(q) = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho u v \\ \rho u w \\ (E + p)u \end{pmatrix}$$

$$g(q) = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho v u \\ \rho v^2 + p \\ \rho v w \\ (E + p)v \end{pmatrix} \quad h(q) = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho w u \\ \rho w v \\ \rho w^2 + p \\ (E + p)w \end{pmatrix} \quad (15)$$

其中, ρ 指物质的密度; u, v, w 分别指物质的速度在直角坐标轴上的速度分量; E 指物质的总能量; p 指压强; t 指时间; E 指包括动能和内能的总能量。

边界压强设为 $p_b = 1 \times 10^5$ Pa, 边界面设为水可自由流进流出。

3 结果及分析

图1是激光空泡从产生到膨胀到最大半径1 mm,到最后溃灭的发展过程图,是我们用 FAST-CAM SA1.1 相机以 200000 f/s 的速率拍摄的照片。从图1的第1幅和第32幅图中可以看到冲击波。箭头所指位置是冲击波波阵面的位置。

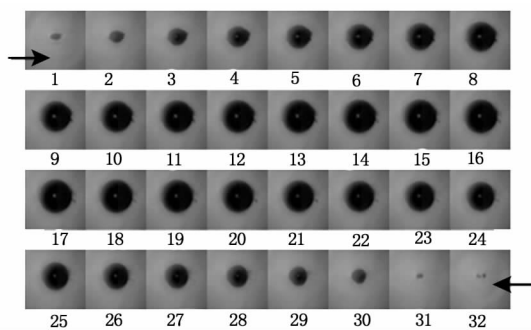


图1 激光空泡发展过程图(200000 f/s,曝光时间1 μs)

由公式(11)与式(13)求出水蒸气初始内能 $\varepsilon_{vi} = 9.8989 \times 10^5$ J/kg,初始密度 $\rho_{vi} = 0.0013$ kg/m³。再把空泡初始半径 $R_0 = 1 \times 10^{-3}$ m、边界条件、水蒸气和水状态方程代入到 MSC. DYTRAN 软件中进行数值运算得到如下结果：

空泡收缩时周围的水会向空泡中心流动,具有指向空泡中心的径向流速。如图2所示,当 $t = 77.907 \mu\text{s}$ 时,空泡半径缩小到 $r = 0.196$ mm,泡壁收缩速度与径向流速相等,且达到最大,此时空泡内压强与外界压强基本相等,该时刻在图1第30和第31幅图之间。

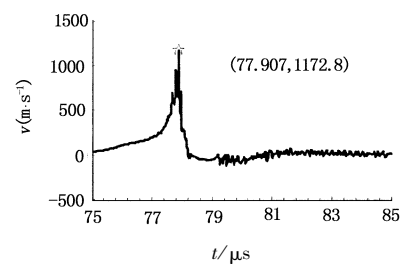


图2 距空泡中心0.196 mm处水的径向流速图

如图3、图4所示,在 $t = 78.192 \mu\text{s}$ 时刻,空泡中心达到最大压强 $p = 8.8728 \times 10^8$ Pa,温度 $T = 11038$ K。图1中第32幅图的冲击波是该时刻压强的传播一定距离后所形成的。最大压强和最高温度与文献[5]的数值计算结果基本一致。

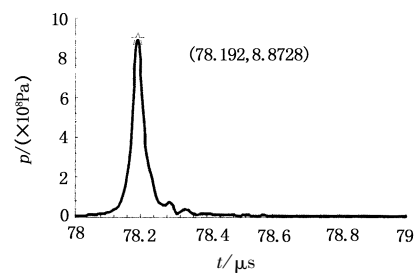


图3 空泡最大压强值(位置 $r = 0.0$ mm)

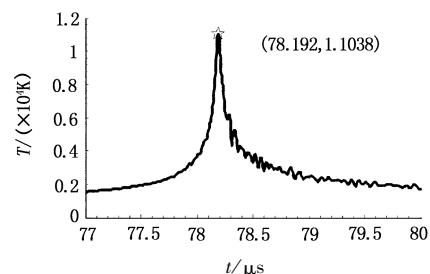


图4 空泡温度图(位置 $r = 0.0$ mm)

当压强达到最大值时,温度也升高到最大值,图5、图6分别是温度和压强在距离上的分布图,此时,空泡半径约为 $15 \mu\text{m}$,与文献[5]的试验结果基本一致。

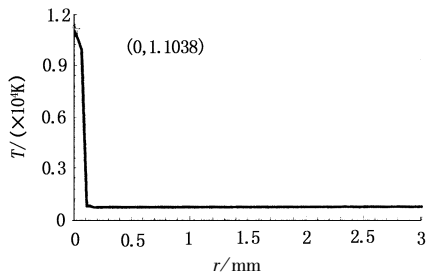
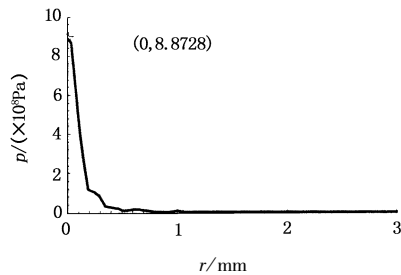
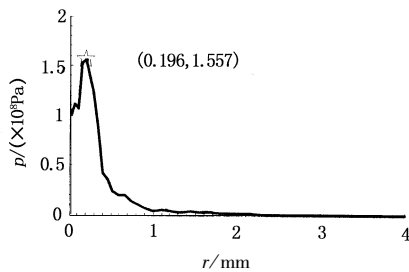
图5 温度距离图(时间 $t = 78.192 \mu\text{s}$)图6 空泡距离压强图(时间 $t = 78.192 \mu\text{s}$)

图7是在 $t = 78.248 \mu\text{s}$ 时刻的压强分布图,此时的冲击波已经向外传播,从 $t = 78.192 \mu\text{s}$ 空泡半径最小值开始到 $t = 78.248 \mu\text{s}$, 该段时间内的冲击波的平均传播速度约为 $V_s = 3500 \text{ m/s}$ 。

图7 在 $t = 78.248 \mu\text{s}$ 时刻压强分布图

4 结论

在确定初始状态时,考虑整个过程中的热传导、水蒸气的凝结与扩散作用等因素,并从最初状态中除去它们的影响。该种处理方法的简化之处在于:没有应用参考文献[9]~[12]中的RP方程,该方法在确定初始状态时,把在整个过程起作用的质量扩散、热传导因素,就予以考虑并把它们在整个溃灭收缩过程中的影响消除掉。实用之处在于:用该方法之后,可以直接把初始条件,边界条件,状态方程代入到软件 MSC. DYTRAN 中计算。本文的结果由 MSC. DYTRAN 软件计算得到。因此,可以不必进行繁琐的编程。另外,在研究空泡空蚀壁面的情况时,只要把本文得到的空泡的初始条件、水的状态方程、水蒸气的状态方程和壁面的边界条件与壁面材料的状态方程代入到 MSC. DYTRAN 软件中就可以进行

数值计算研究。

参考文献:

- [1] Vogel A, Busch S, Parlitz U. Shock wave emission and cavitation bubble eneration by picosecond and nanosecond optical breakdown in water [J]. J. Acoust. Soc. Am., 1996, 100(1):148-165.
- [2] Shaw S J, Schiffrers W P, Gentry T P. The interaction of a laser-generated cavity with a solid boundary [J]. J. Acoust. Soc. Am., 2000, 107(6):3065-3072.
- [3] Tomita Y, Kodmna T. Interaction of laser-induced cavitation bubbles with composite surfaces [J]. J. Appl. Phys., 2003, 94(5):2809-2815.
- [4] 徐荣青, 陈笑, 陈建平, 等. 固体壁面附近激光空泡的动力学特性研究 [J]. 物理学报, 2004, 53(5):1413-1418.
- [5] 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.
- [6] Gaitan D F, Crum L A, Church C C, et al. Sonoluminescence and bubble dynamics for a single, stable, cavitation bubble [J]. J. Acoust. Soc. Am., 1992, 91:3166-3183.
- [7] 张阿漫, 姚熊亮. 近边界三维水下爆炸气泡动态特性研究 [J]. 爆炸与冲击, 2008, 28(2):124-130.
- [8] B P Barber, R A Hiller, R Lofstedt, et al. Defining the unknowns of sonoluminescence [J]. Physics Reports, 1997, 281:65-143.
- [9] 谢崇国, 安宇, 应崇福. 声致发光气泡内水蒸气的影响 [J]. 物理学报, 2003, 52(1):102-108.
- [10] 刘海军, 安宇. 空化单气泡外围压强分布 [J]. 物理学报, 2004, 53(5):1406-1412.
- [11] 刘海军, 安宇. 水蒸气对声致发光单气泡稳定性的影响 [J]. 物理学报, 2003, 52(3):620-625.
- [12] 赵瑞, 徐荣青, 沈中华, 等. 黏性液体中激光空泡脉动特性的理论和实验研究 [J]. 物理学报, 2006, 55(9):4783-4788.
- [13] Philipp A, Lauterborn W. Cavitation erosion by single-laser produced bubbles [J]. J. Fluid Mech., 1998, 361:75-116.
- [14] S Popinet, S Zaleski. Bubble collapse near a solid boundary: A numerical study of the influence of viscosity [J]. J. Fluid Mech., 2002, 464:137-163.
- [15] K Yasui. Effects of thermal conduction on bubble dynamics near the sonoluminescence threshold [J]. J. Acoust. Soc. Am., 98(5):2772-2782.