

液体中激光等离子体冲击波波前传播特性研究及测试*

卞保民 陈笑 夏铭 杨玲 沈中华

(南京理工大学应用物理系, 南京 210094)

(2003 年 2 月 10 日收到 2003 年 4 月 3 日收到修改稿)

将空气中球对称冲击波衰减波前传播公式推广到非完全中心对称情况, 根据对光学阴影法对激光等离子体冲击波波前测试数据的计算分析, 提出液体中点源激光等离子体冲击波旋转椭球面波前传播公式, 并且用声学方法对水和酒精中的激光等离子体冲击波波前进行实验测试, 结果表明测试结果与计算公式相吻合.

关键词: 激光, 等离子体冲击波, 旋转椭球面

PACC: 5280Q, 5235T

1. 引言

强激光脉冲能在液体中激发等离子体冲击波, 激光熄灭后, 在冲击波自由膨胀过程中波前的速度不断减小. 冲击波波前的传播规律由作用激光的参数和介质的声学特性决定, 波前传播距离随时间的变化关系可采用光学或声学的方法进行测量^[1,2]. 与液体介质相比, 由于气体质量密度很小, 又具有显著的可压缩性, 点源激光等离子体空气冲击波对称性好, 其波前能够作为球面结构处理^[3]. 激光脉冲作用于水中产生的等离子体冲击波在初期具有显著的轴对称性, 沿激光作用的方向上冲击波波前距中心的距离更大些^[4] (见图 1). 此时用球面冲击波模型描述水中的激光等离子体冲击波的初始波前结构与实际情况的差异较大, 但随着冲击波不断衰减, 非中心对称波前逐渐向球面波前结构转变, 最终演变成球面声波脉冲.

文献 [4] 中根据水中激光等离子体冲击波的波前测试数据, 给出了冲击波衰减初期波前传播距离与时间的实验曲线. 本文将空气介质中的点爆炸球面冲击波波前的传播方程^[5]推广到水中点爆炸冲击波的非全球对称情况, 并应用该模型对液体中的激光等离子体冲击波波前的测试数据进行分析计算. 结果表明, 应用旋转椭球面波前模型描述水中激光等离子体冲击波非球面波前结构与实际测试数据一致.

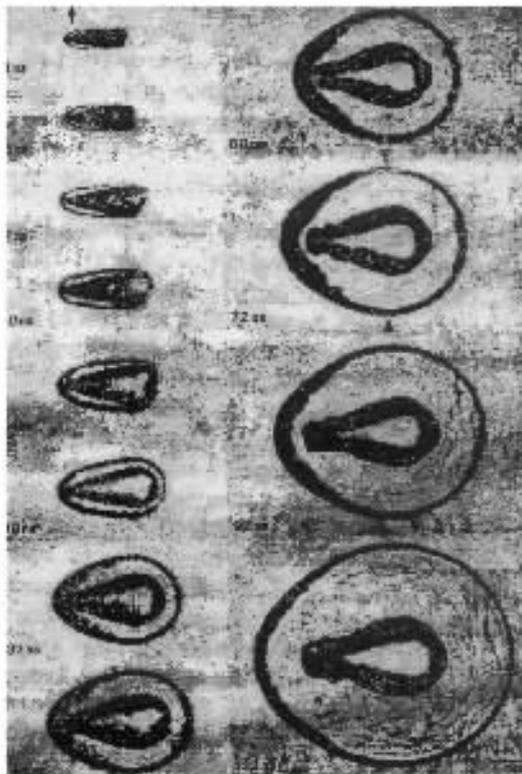


图 1 水中激光等离子体冲击波序列照片^[4]

2. 激光等离子体冲击波旋转椭球面波前传播公式

图 1 为用光学延时照相法获得的激光脉冲作用于水中产生的等离子体冲击波波前结构序列图. 记

* 国家自然科学基金(批准号 60378003)资助的课题.

录曝光时间约 $6\mu\text{s}$. 冲击波波前整体结构呈现出沿激光输入方向的旋转对称性, 左侧明显存在非球对称性, 并且随着自由衰减膨胀过程趋于向球面波前结构变化.

空气中点源强爆炸球对称冲击波, 在其波前达到最大膨胀速度以后, 波前的传播规律满足公式^[3]

$$r = M_0 v_0 t \left\{ 1 - \left(1 - \frac{1}{M_0} \right) \times \exp \left[- \left(\frac{r_0}{v_0 t} \right)^{2-\gamma} \right] \right\} + r_0, \quad t \geq 0, \quad (1)$$

式中 M_0 为 $t=0$ 时的冲击波最大马赫数, r_0 为 $t=0$ 时的冲击波波前球面半径, v_0 为介质中的声速, r 为 t 时刻的波前半径. 式中的指数因子 γ 为爆炸源理想气体比热容比, 且满足

$$1 > 2 - \gamma > 0. \quad (2)$$

(1) 式描述的衰减球面冲击波波前膨胀加速度满足

$$\frac{d^2 r}{dt^2} \leq 0. \quad (3)$$

球面冲击波最终衰减为以声速值 v_0 传播的声波脉冲. 文献 [3, 5] 中不但指出了实验结果与 (1) 式相一致, 而且已经通过数学计算证明, 点源强爆炸球面冲击波波前速度泰勒公式^[6]是由 (1) 式推出的波前速度在中场区域的近似表达式.

当冲击波波前偏离完全中心对称结构时, 最简单的基本模型为旋转椭球面波. 旋转椭球波面作为等相位面, 波面上任意点膨胀速度的方向与该点处波面的法线方向相同, 而与椭球中心到表面的矢径方向不同. 取 z 轴为旋转椭球面的对称轴, 则旋转椭球波阵面的参数方程为

$$\begin{aligned} \sqrt{x^2 + y^2} &= b \sin \varphi = r \sin \alpha, \\ z &= a \cos \varphi = r \cos \alpha, \end{aligned} \quad (4)$$

式中 $\sqrt{x^2 + y^2}$ 为矢径 r 在 $x-y$ 平面内的投影, a, b 分别为旋转椭球的半长轴、半短轴, α 为 r 与 z 轴间的夹角, φ 为 r 与 z 轴所在平面内的角参数^[7]. 且有

$$\operatorname{tg} \alpha = \sqrt{1 - e^2} \operatorname{tg} \varphi, \quad (5)$$

$e = \frac{c}{a}$ 为旋转椭球面的离心率, c 为旋转椭球波面的半焦距. 旋转椭球波面簇的速度场线是具有同一对焦点的双曲线簇. 在旋转椭球波前模型中, 表达式 $\frac{dr}{dt}$ 除了在 z 轴上和 $x-y$ 平面内, 不再代表波阵面传播速率. 可以计算出椭球波面上任意点处法线微元 dl 与对应的椭球波而短轴的差值 db 满足如下关系

$$dl = db \sqrt{\frac{1}{1 + c^2/b^2} + \frac{1}{1 + b^2(c \sin \alpha)^2}}. \quad (6)$$

由 (5) 式可以证明, 对于旋转椭球面冲击波, 短轴方向上的波前膨胀速率始终大于长轴方向上的波前膨胀速率, 短轴方向膨胀速率达到最大值 (定义此时为衰减冲击波过程的初始时刻) 以后, 其他方向上的波前膨胀速率依次达到极大值, 而长轴方向上的膨胀速率将最后达到极大值. 旋转椭球波面上的矢径 r 与半短轴 b 满足如下关系

$$r = b \sqrt{\frac{b^2 + c^2}{b^2 + c^2 \sin^2 \alpha}}. \quad (7)$$

将球面冲击波波前传播公式 (1) 推广到旋转椭球面冲击波波阵面时, 必须满足以下四个基本条件: 1) 波前传播公式中存在反映旋转椭球面波源特性的参数 c , 且当 $c=0$ 时自然过渡到 (1) 式; 2) 冲击波衰减初始时刻, 短轴方向上波前阵面膨胀速度为极大值, 加速度为零; 3) 在任意时刻短轴方向上波前传播速度值单调减小; 4) 当最终演变成球面波时任意方向上的波前传播速率趋于声速.

设 $t=0$ 的时刻, 旋转椭球面冲击波波前短轴膨胀速率达到极大值, 且此后冲击波衰减过程中保持波前为旋转椭球面结构, 波前短轴随时间的变化满足

$$b(t) = \left\{ M v_0 t \left[1 - \left(1 - \frac{1}{M} \right) \times \exp \left[- \left(\frac{b_0}{v_0 t} \right)^{2-\gamma} \right] \right] + b_0 \right\}, \quad (8)$$

式中马赫参数 $M = M(b)$ 为旋转椭球面短轴的函数, v_0 为水中的声速. 令 $\tau_0 = \frac{b_0}{v_0}$ 由 (8) 式可得

$$\frac{db}{dt} = \frac{M v_0 \left\{ 1 - \left(1 - \frac{1}{M} \right) \left[1 + (2 - \gamma) \left(\frac{\tau_0}{t} \right)^{2-\gamma} \right] \exp \left[- \left(\frac{\tau_0}{t} \right)^{2-\gamma} \right] \right\}}{1 - v_0 t \frac{dM}{db} \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{\tau_0}{t} \right)^{2-\gamma} \right] \right\}}. \quad (9)$$

由(9)式可得

$$\begin{aligned} \frac{d^2 b}{dt^2} &= \frac{v_0}{t} \left(1 - v_0 t \frac{dM}{db} \left(1 - e^{-\left(\frac{\tau_0}{t}\right)^n} \right) \right)^{-3} \\ &\times \left\{ -(M-1)n \left(\frac{\tau_0}{t}\right)^n \left(1 - n + n \left(\frac{\tau_0}{t}\right)^n \right) \right. \\ &\times \left(1 - v_0 t \frac{dM}{db} \left(1 - e^{-\left(\frac{\tau_0}{t}\right)^n} \right) \right)^2 e^{-\left(\frac{\tau_0}{t}\right)^n} \\ &+ v_0^2 t^2 \left[1 + (M-1) \left(1 - \left[1 + n \left(\frac{\tau_0}{t}\right)^n \right] e^{-\left(\frac{\tau_0}{t}\right)^n} \right) \right]^2 \\ &\times \left(1 - e^{-\left(\frac{\tau_0}{t}\right)^n} \right) \frac{d^2 M}{db^2} \\ &+ 2v_0 t \left[1 + (M-1) \left(1 - \left[1 + n \left(\frac{\tau_0}{t}\right)^n \right] e^{-\left(\frac{\tau_0}{t}\right)^n} \right) \right] \\ &\times \left(1 - v_0 t \frac{dM}{db} \left(1 - e^{-\left(\frac{\tau_0}{t}\right)^n} \right) \right) \\ &\times \left. \left(1 - \left[1 + n \left(\frac{\tau_0}{t}\right)^n \right] e^{-\left(\frac{\tau_0}{t}\right)^n} \right) \frac{dM}{db} \right\}, \quad (10) \end{aligned}$$

式中函数 $M(b)$ 必须满足旋转椭球面冲击波衰减过程的必要条件 $\left. \frac{d^2 b}{dt^2} \right|_{t=0} = 0$ 和 $\frac{d^2 b}{dt^2} \leq 0$. 设

$$M(b) = M_b \left[1 - K e^{-\left(\frac{c}{b-b_0}\right)^\gamma} \right], \quad (11)$$

式中 $M_b > 1$, $1 - M_b^{-1} > K > 0$, 其数值可由实验测定.

由(11)式可得

$$\frac{dM}{db} = -M_b K e^{-\left(\frac{c}{b-b_0}\right)^\gamma} \frac{\gamma c^\gamma}{(b-b_0)^{\gamma+1}}, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 M}{db^2} &= -M_b K e^{-\left(\frac{c}{b-b_0}\right)^\gamma} \frac{\gamma c^\gamma}{(b-b_0)^{\gamma+2}} \\ &\times \left[\frac{\gamma c^\gamma}{(b-b_0)^\gamma} - 1 - \gamma \right]. \quad (13) \end{aligned}$$

由(12)可知 $M(b)$ 是单调递减函数. 图2为根据(10)式应用 MATLAB 程序计算的旋转椭球面冲击波短轴膨胀加速度随短轴变化的曲线. 结果表明, 衰减旋转椭球面冲击波短轴的膨胀加速度值不大于零. 图中横坐标代表椭球面短轴半径, 纵坐标代表加速度值, 虚线分别与(10)式右端三项对应, 实线对应于短轴膨胀加速度; 计算参数分别为 $\gamma = 1.2$, $M_b = 3.75$, $v_0 = 1480 \text{ m/s}$, $b_0 = 0.26 \text{ mm}$, $e_0 = 0.57$. 分析结果表明(8)式满足前述的四个基本条件.

3. 液体中激光等离子体冲击波前的测试试验及数据分析

图3为文献[4]中给出用光学阴影法测出的蒸馏水中激光等离子体冲击波波前位置(小圆圈中心)

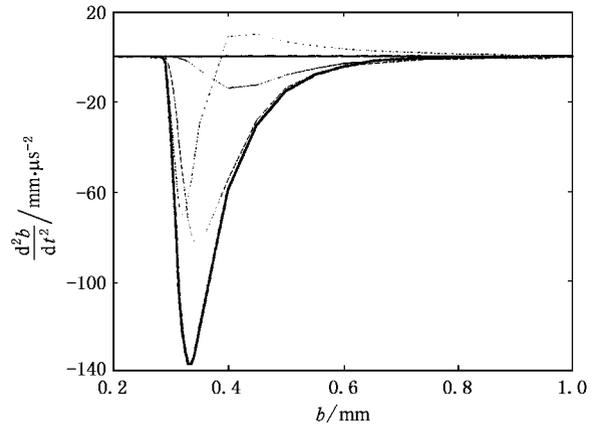


图2 衰减旋转椭球面冲击波模型短轴膨胀加速度计算曲线

随时间变化的数据^[8]. 测试方向如图1中的双箭头所示. 激光脉冲能量 $E = 10 \text{ mJ}$, 脉冲宽度 $\tau = 6 \text{ ns}$, 焦点附近光束半径约 $8 \mu\text{m}$. 图1中的右侧为球面波结构, 图3中的实线为(1)式计算的结果, 计算参数为 $\gamma = 1.2$, $M_0 = 3.24$, $v_0 = 1480 \text{ m/s}$, $r_0 = 33 \mu\text{m}$, 近场区内连续40个点($r = 35 \sim 318 \mu\text{m}$)的测量数据与计算值的均方差 $\sigma_r = 2 \mu\text{m}$.

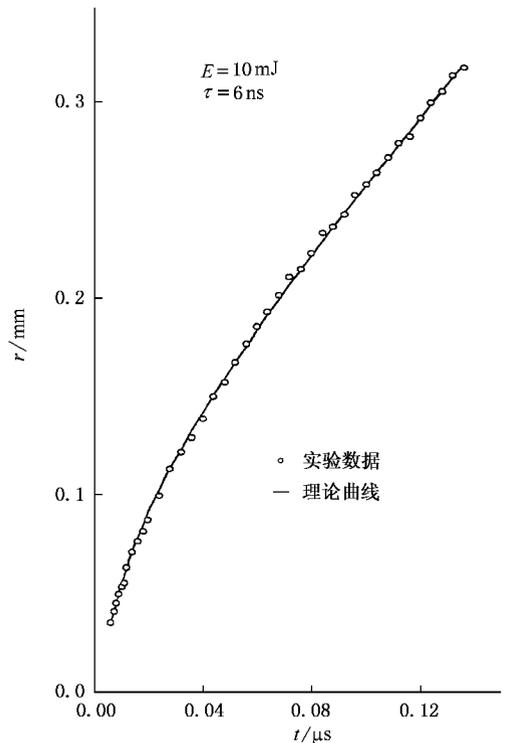


图3 水中冲击波波前近场区 $r-t$ 曲线

对图1中7个清晰波前照片中左侧的半旋转椭球面波前结构进行测试, 相应的计算结果见表1. 从

表中数据可以看出,用旋转椭球面波前结构模型对应焦距的离散误差不大于 6%.

表 1 图 1 中 7 个清晰完整波前的旋转椭球面参数的测试计算结果

时间 /ns	半短轴 / μm	半长轴 / μm	半焦距 / μm	半焦距 相对偏差	离心率
18	81	213	197	-0.05	0.92
32	122	241	208	-0.04	0.86
44	150	256	207	-0.05	0.81
60	186	286	217	-0.01	0.76
72	210	314	233	0.05	0.74
92	243	332	227	0.05	0.68
132	314	389	230	0.06	0.59

根据对上述实验数据的分析,可以得出如下结论:1) (1) 式也能够描述液体中的衰减球面冲击波前阵面的传播规律;2) 用旋转椭球面模型来描述非完全中心对称条件下的点源激光等离子体冲击波前阵面结构是可行的.

本文又采用声学方法测试了纯水和纯酒精中激光等离子体冲击波非球面波前位置随时间的变化关系.实验装置原理见图 4.以 Coherent 公司的 RSL II-10 型激光器作光源,波长为 1064nm,脉冲宽度 $\tau = 8\text{ns}$,单脉冲激光的输出能量可调.脉冲激光经过能量分束比为 1/16 的分束镜 2,透过的激光经扩束准直镜 3 后形成直径约 35mm 的平行光,再由非球面镜 4 会聚到透明液体中的靶面 5 处,形成直径约 0.35mm 的光斑,激光入射方向与靶面垂直.冲击波探测器 6 和 7 采用针式 PZT 超声波换能器,有效直径约 1mm,最高响应频率 5MHz,灵敏度分别为 $1.1\mu\text{V}/\text{Pa}$, $1.0\mu\text{V}/\text{Pa}$.能量计 9 监测分束镜 2 反射的激光能量. PIN 二极管 1 接收能量计上的散射激光作为数字示波器 8 记录冲击波波形的计时零点.由于接收信号的信噪比很高,以示波器记录的超压信号的起点时刻作为冲击波波前的信号,这样能够克服声传感器响应时间远大于冲击波上升时间的缺陷,显著提高波前传播时间的准确程度.

由于液体中的激光等离子体冲击波衰减得很快,实验中声探测器端面距铝靶上激光作用点距离取值范围为 1—2mm,移动间隔取为 $100\mu\text{m}$.在同一测量点处共进行 5 次冲击波波前信号的重复测量,5 次激光脉冲能量的相对误差小于 1%,两次测量的时间间隔为 10s,以排除靶附近气泡的影响.实验中温度为 20.5°C .取纯水中声速为 $1480\text{m}/\text{s}$,酒精中的

声速为 $1200\text{m}/\text{s}$.考虑到靶面的作用,假设波前传播服从 (8) 式.

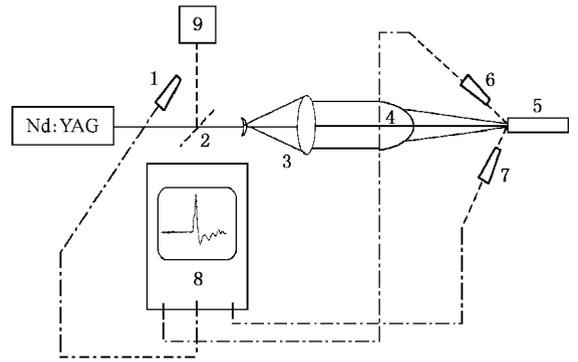


图 4 实验装置示意图 1 为 PIN 探测器,2 为分束镜片,3 为准直镜,4 为非球面镜,5 为铝靶,6,7 为声波探针,8 为示波器,9 为能量计

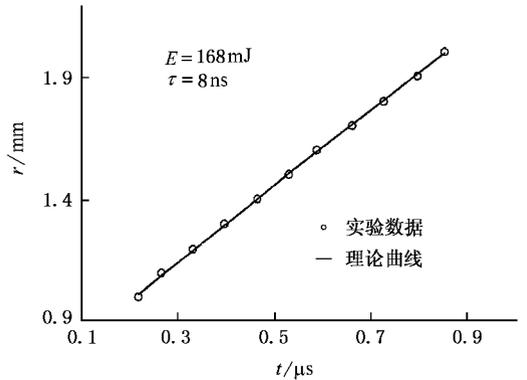


图 5 水中冲击波波前的 $r-t$ 曲线 1

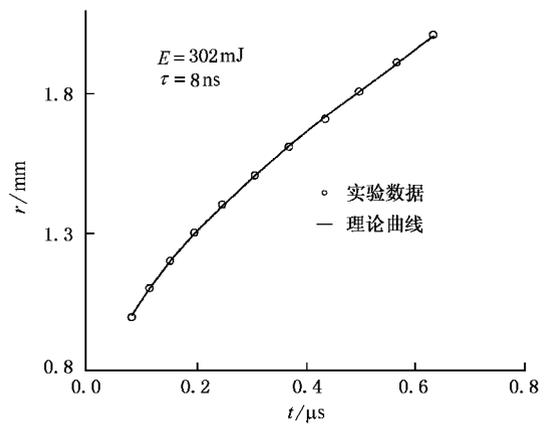


图 6 水中冲击波波前 $r-t$ 曲线 2

图 5 和图 6 为纯水中由脉冲激光产生的等离子体冲击波波前在 $\alpha = 60^\circ$ 方向上的传播距离与传播

时间的关系曲线. 平均激光能量 E 分别为 168mJ, 302mJ. 图中纵坐标为波前矢径长度, 横坐标为时间, 小圈中心为测量值, 实线为应用(8)式计算的结果. 连续 11 个波前矢径测量点与计算值间的均方差分别为 $\sigma_r = 7\mu\text{m}$ $4\mu\text{m}$.

图 7 为纯酒精中激光等离子体冲击波波前传播过程的测试结果. 平均激光能量 $E = 340\text{mJ}$. 在激光焦点为中心的同心圆上, 用两个探测器分别在 $\alpha = 45^\circ$ 和 75° 方向上进行测量. 图中“ \circ ”标点中心代表探测器的位置, “+”标点中心代表(8)式的计算结果. 连续 11 个波前矢径测试点与计算值间的均方差分别为 $\sigma_r = 7\mu\text{m}$ $5\mu\text{m}$.

不同实验条件下(8)式的计算参数见表 2. 从表中的数据可以清楚地看出, 上述所及实验中的激光能量不同、脉冲宽度不同、波前传播方向不同, 波前测试区域远近也不同, 但计算值与各次实验测量值均能吻合得很好. 还可以看出, 激光脉冲功率密度、

介质声速对衰减冲击波波前初始马赫数极大值的 M_b 影响较大.

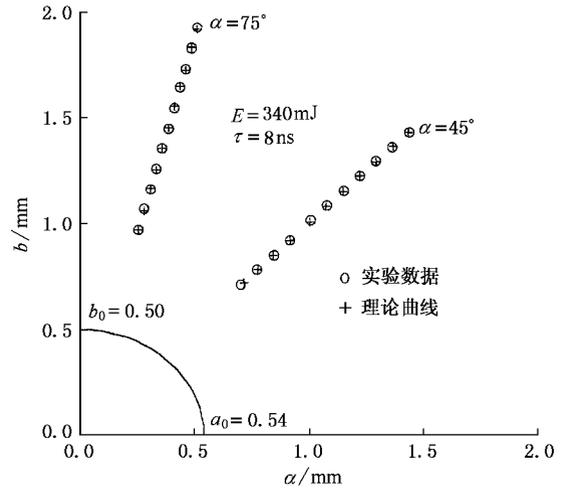


图 7 酒精中激光等离子体冲击波波前两个方向上测试数据与模型计算结果的比较

表 2 液体衰减冲击波波前传播公式计算参数

介质	激光能量/mJ	脉冲宽度/ns	光斑半径/mm	$\alpha(^\circ)$	$b_0/\mu\text{m}$	e_0	K	M_b	$\sigma_r/\mu\text{m}$
纯水	168	8	0.35	60	500	0.34	0.531	2.90	7
纯水	302	8	0.35	60	520	0.59	0.780	6.08	4
酒精	340	8	0.35	45	500	0.38	0.477	3.40	7
酒精	340	8	0.35	75	500	0.38	0.477	3.40	5

4. 结 论

本文将空气中点源爆炸球面冲击波波前衰减传播公式推广到非完全中心对称的情况, 提出旋转椭球面衰减冲击波波前传播公式, 建立了液体中衰减激光等离子体冲击波等效旋转椭球面波前传播模型. 并且应用声学方法对纯水、纯酒精中不同方向上激光等离子体冲击波波前传播过程进行测试. 对光学阴影方法探测的水中激光等离子体冲击波近场波前传播数据、声学方法冲击波波前测试数据进行了

分析. 结果表明, 尽管实验参数不完全相同, 但冲击波波前传播公式的计算结果与实验测量值均能吻合. 因此, 我们认为: 1) 空气中和液体中点源冲击波波前的自由衰减过程服从相同的规律, 点源球面冲击波是旋转椭球面冲击波的特例; 2) 爆炸源气体特性(比热比 γ)和传播介质特性(声速 v_0)是影响点源冲击波波前衰减传播规律主要因素; 3) 爆炸源能量以及爆炸源初始线度决定冲击波波前的具体结构; 4) 尽管旋转椭球面冲击波波前衰减传播公式与实验结果相吻合, 但仍必须进一步研究冲击波后的热力学过程与冲击波波前衰减传播特性的关系.

[1] Parlitz U 1996 *J. Acoust. Soc. Am.* **100**(1) 148
 [2] Ni X W et al 1998 *Acta Phys. Sin.* (Overseas Edition) **7** 143
 [3] Bian B M et al 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 445 [in Chinese] 卞保民
 [4] Parlitz U 1996 *J. Acoust. Soc. Am.* **100**(1) 153
 [5] Bian B M et al 2000 *Acta Phys. Sin.* **51** 809 [in Chinese] 卞保民
 等 2000 物理学报 **49** 445]

- 等 2002 物理学报 51 809]
- [6] Baker W E 1974 *Explosions in Air* [W E 贝克著 ,江科译 1982 空中爆炸(北京 :原子能出版社)第 52 页]
- [7] Wang L X *et al* 1979 *Hand Book of Mathematics* p350 (in Chinese) [王连祥等 1979 数学手册(北京 :高等教育出版社)第 350 页]
- [8] Parlitz U 1996 *J. Acoust. Soc. Am.* **100**(1) 154

The investigation of laser-induced plasma shock wave propagation in liquids *

Bian Bao-Min Chen Xiao Xia Ming Yang Ling Shen Zhong-Hua

(*Department of Applied Physics , Nanjing University of Science & Technology , Nanjing 210094 , China*)

(Received 10 February 2003 ; revised manuscript received 3 April 2003)

Abstract

Extending the propagation formula of the attenuated laser-induced plasma shock wave front with spherical symmetry in the air to the non-absolute centric symmetry is described in this paper. According to the analysis of the measured data for the laser-induced plasma shock wave front by using photo shadowgraph , a propagation formula of a rotational ellipsoid shock wave for a point source in the laser-induced plasma in a liquid is presented in this paper.

The shock wave attenuation in pure water and ethanol has been investigated by means of the acoustic method. The experimental data are in agreement with the calculated results.

Keywords : laser , plasma shock wave , rotation ellipsoid wave front

PACC : 5280Q , 5235T

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.60378003).