

# 空气中激光等离子体冲击波的传输特性研究\*

卞保民 陈建平 杨玲 倪晓武 陆建

(南京理工大学应用物理系, 南京 210094)

(1999 年 6 月 1 日收到; 1999 年 7 月 17 日收到修改稿)

根据球形对称冲击波在自由空间中传播的约束条件, 提出了空气中激光等离子体冲击波在中远场的传播公式. 并用探针式超声换能器实测了能量为 10—110 mJ、脉宽为 15 ns、波长为 1.06  $\mu\text{m}$  的 Nd:YAG 激光作用于铝靶表面产生的等离子体空气冲击波, 用此公式计算的结果与实验数据符合得很好.

PACC: 4255; 4260; 5235T

## 1 引 言

激光等离子体冲击波的测定对用声学诊断法研究激光与材料的相互作用机理有重要的意义<sup>[1,2]</sup>. 激光等离子体在空气中产生的冲击波具有源点小、能量密度高、强度衰减快、传播距离短、空间分布对称性好等特点. 其在空气介质中的传播符合点爆炸的基本模型, 并有以下描述冲击波传播规律的泰勒解<sup>[3]</sup>:

$$R = \left( k \frac{E}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5}, \quad (1)$$

$$\frac{dR}{dt} = \frac{2}{5} \left( k \frac{E}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{-3/5}, \quad (2)$$

式中  $R$  为冲击波波阵面的半径,  $E$  为爆炸源中单位长度的能量,  $\rho_0$  为环境气体密度,  $t$  为冲击波到达  $R$  处的时刻,  $k$  为实验参数. 由(2)式可以明显看出  $\lim_{t \rightarrow \infty} (dR/dt) = 0$ , 即冲击波经长时间衰减以后波速度趋于零. 这与空气中的冲击波衰减后最终转化为普通声波的实际情况相矛盾.

由于在空气中超声波探测器的耦合效率低, 对激光等离子体冲击波传播过程进行完整的探测难度较大. 本文应用高灵敏度 PZT 探针, 对激光等离子体冲击波的中远场径向波形进行了逐点测试. 实验中激光能量范围为 10—110 mJ、脉冲宽度为 15 ns 左右, 靶材为硬铝. 详细分析了实验数据, 并根据激光等离子体冲击波产生机理和传播约束条件, 提出了新的冲击波传播方程. 将新的冲击波传播方程的

计算结果与实验测量数据进行比较, 发现该方程能很好地表达空气中激光等离子体冲击波在中远场的传播过程.

## 2 空气中激光等离子体冲击波传播方程的建立

空气中激光等离子体冲击波源的初始线度小于 1 mm<sup>[4]</sup>, 传播距离约为 10 mm. 冲击波在传播过程中没有新增能量, 因此激光等离子体可以作为理想点爆炸源来处理. 假设实验中用的铝靶为完全刚性的反射表面, 故空气中的激光等离子体冲击波将以半球波形式传播, 且冲击波扩散时其波前距源中心的距离  $R$  可取为时间  $t$  的单值函数<sup>[5]</sup>. 冲击波产生于激光等离子体的剧烈膨胀, 当冲击波波前速度达到最大值时, 冲击波的产生形成阶段结束. 对应的初始半径设为  $R_0$ , 此时激光等离子体冲击波波前的初速度取为  $M_0 v_0$  ( $M_0$  为冲击波初始马赫数,  $v_0$  为空气中的声速,  $v_0 = \sqrt{\gamma R' T / \mu}$ ,  $\gamma$  为空气比热比,  $R'$  为普适气体常数,  $T$  为实验室温度,  $\mu$  为空气摩尔质量数). 在紧接其后的冲击波扩散的初始阶段中, 随冲击波波前半径  $R$  的增大, 冲击波传播速度迅速减小, 冲击波的强度不断减小, 最终衰减成为声波脉冲, 在空气中以声速传播. 冲击波在空气中衰减速率与空气中的声速和冲击波的初始状态有关. 空气中的声速数值越大, 冲击波受到的阻力越大, 冲击波衰减越快. 对于相同的初始马赫数, 冲击波初始半径越大, 其总能量值越大, 而且波面的扩张率随其半径增

\*江苏省自然科学基金(批准号 BK97130)资助的课题.

大而变小,冲击波衰减越慢.另外,冲击波在不断扩散的传播过程中一直作减速运动,即在  $R_0$  以后,波前运动的加速度值不可能大于零.

设激光等离子体空气冲击波波前传播方程  $R(t)$  具有以下形式:

$$R(t) = At \left[ 1 - a \exp \left( -k \left( \frac{\tau}{t} \right)^n \right) \right] + R_0, \quad (3)$$

由上式可得冲击波波前的速度为

$$\frac{dR}{dt} = A \left( 1 - a \exp \left( -k \left( \frac{\tau}{t} \right)^n \right) \right) \left( 1 + nk \left( \frac{\tau}{t} \right)^{n-1} \right). \quad (4)$$

冲击波初始速度有限,即

$$\lim_{t \rightarrow 0} \frac{dR}{dt} = A = M_0 v_0 < \infty, \quad (5)$$

冲击波最终速度为声速,即

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{dR}{dt} = M_0 v_0 (1 - a) = v_0, \quad (6)$$

由(6)式,得

$$a = 1 - \frac{1}{M_0}. \quad (7)$$

当马赫数为  $M_0 = 1$  时,  $a = 0$ . 此时(4)式中  $(dR/dt) = v_0$ , 公式转化成为空气中以声速传播的点源脉冲声波波前的传播方程.

(3)式指数项中的衰减因子  $\tau$  具有时间量纲,由反映冲击波初始状态的  $R_0$  和空气中声速决定. 令

$$\tau = R_0 / v_0, \quad (8)$$

将  $A$ ,  $a$ ,  $\tau$  代入(3)和(4)式,得

$$R(t) = M_0 v_0 t \left[ 1 - \left( 1 - \frac{1}{M_0} \right) \exp \left( -k \left( \frac{R_0}{v_0 t} \right)^n \right) \right] + R_0, \quad (3')$$

$$\frac{dR}{dt} = M_0 v_0 \left( 1 - \left( 1 - \frac{1}{M_0} \right) \exp \left( -k \left( \frac{R_0}{v_0 t} \right)^n \right) \right) \left( 1 + nk \left( \frac{R_0}{v_0 t} \right)^{n-1} \right). \quad (4')$$

上式对时间求导,得波前加速度表达式

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = - (M_0 - 1) nk \frac{v_0^2}{R_0} \left( \frac{R_0}{v_0 t} \right)^{n+1} \cdot \left( 1 - n + nk \left( \frac{R_0}{v_0 t} \right)^n \right) \exp \left( -k \left( \frac{R_0}{v_0 t} \right)^n \right). \quad (9)$$

由前述讨论可知,波前加速度不大于零,可得  $n$  满足

$$0 < n \leq 1, \quad (10)$$

两个待定无量纲系数  $n$ ,  $k$  反映空气中点源冲击波

自然衰减规律,可由实验测定.

### 3 空气中激光等离子体冲击波波前的实验测试

实验装置如图1所示. YAG 脉冲激光波长为  $1.06 \mu\text{m}$ , 能量为  $10\text{--}110 \text{ mJ}$  (可调), 脉冲半高宽为

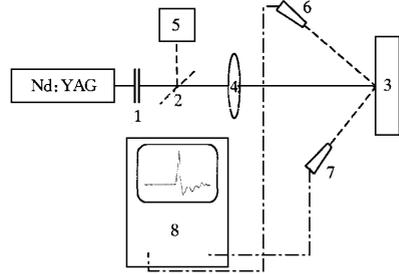


图1 实验装置示意图 1为衰减片,2为分束镜,3为铝靶,4为会聚透镜,5为能量计,6为PZT声传感器,7为PIN二极管,8为示波器

$15 \text{ ns}$ . 聚焦透镜4焦距为  $147 \text{ mm}$ , 靶面光斑直径约为  $0.3 \text{ mm}$ , 最大激光能量密度为  $155 \text{ J/cm}^2$ , 最大激光功率密度约为  $10.4 \text{ GW/cm}^2$ . 衰减片1用来调整作用于靶材上的激光能量. 靶材3为厚  $15 \text{ mm}$ 、直径为  $60 \text{ mm}$  的硬铝板. 冲击波探测器6采用中国科学院声学研究所研制的针式PZT超声波换能器, 有效直径小于  $1 \text{ mm}$ , 最高响应频率为  $5 \text{ MHz}$ , 灵敏度为  $1.1 \mu\text{V/Pa}$ . 示波器8(Tek-TDS340)记录超声波探头测到的冲击波信号. PIN二极管7用来接收靶面

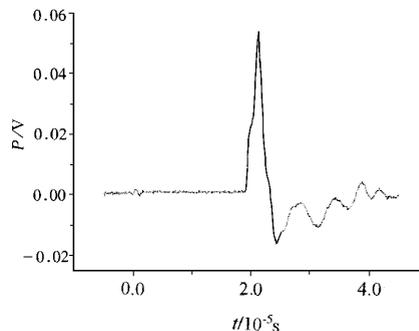


图2 等离子体冲击波波形

散射激光作为示波器记录冲击波波形的计时零点. 能量计 5 用于监测激光脉冲的能量. 图 2 为记录到的激光等离子体冲击波典型波形(距激光作用点 10 mm).

实验中取不同的激光能量(10—110 mJ)作比较. 激光垂直作用于硬铝靶面. 探针头距靶上激光作用点 2—20 mm, 移动间隔取为 1 mm. 探测方向与激光束的夹角为 30°. 实验室温度为 10.5 °C. 标准声速为 338 m/s. 取激光等离子体湮没以后等离子体冲击波的传播过程为研究测试对象(激光等离子体的寿命约为 100 ns<sup>[4]</sup>). 因冲击波波前处的物理参数有跃变特点, 所以取图 2 中超压信号的起点为冲击波波前对应的空间位置. 这样能够很好地排除因传感器响应速度较慢而造成的冲击波超压信号的滞后效应对确定波前位置的困难. 在冲击波扩散过程中冲击波自身的能量、强度、速度不断减小, 实验测量结果显示在距激光作用点 20 mm 以后, 波的扩散速度与声速即相差无几.

## 4 实验结果讨论

由计算机采用试商的方法将测量数据代入(3')式进行计算. 由计算结果得到冲击波衰减指数  $n = 4/5$ ,  $k = 1$ . 这两个参数值与作用激光能量值无关, 它们反映了空气介质对冲击波的影响. 实验中所选的径向 19 个测试点中, 不同激光能量下, 计算距离最大偏差为 0.27 mm, 19 个点测量值与计算值偏差方均根为 0.11 mm. 图 3 给出空气中两组不同能量的激光作用下所产生的等离子体冲击波波前半径随时间变化情况. 图 3 纵轴表示波前距激光作用点的距离取对数值, 横轴表示冲击波波前到达测试点所需的时刻, 实线为用(3')式计算的结果, + 为实验测

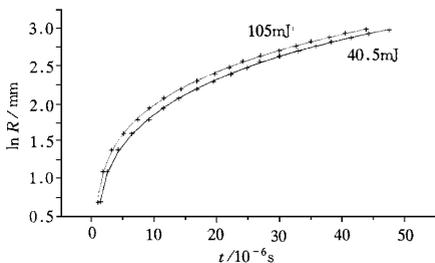


图 3 激光等离子体声波波前  $\ln R-t$  的关系 + 为实验数据, — 为理论曲线

量数据点(两条曲线对应的激光能量平均值分别为 105 和 40.5 mJ). 显然可以看出用(3')式计算的值与实验测量数据符合得很好. 所以用(3)式能够描述空气中的半球形激光等离子体冲击波在中远场区中波面扩散过程.

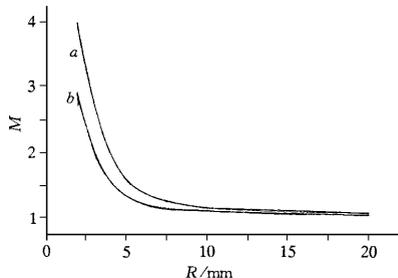


图 4 等离子体冲击波马赫数变化曲线 曲线 a 为 105 mJ, 曲线 b 为 40.5 mJ

图 4 给出根据(4')式计算出来的激光等离子体空气冲击波马赫数随空间传播距离的变化情况. 两条曲线对应的激光能量分别为 105 和 40.5 mJ. 设以  $R_0 = 0.34$  mm 为冲击波初始半径, 对于激光能量为 40.5 mJ 的情况, 冲击波波前到达此处时, 距离激光产生的时间间隔  $t_0 = 0.11 \mu\text{s}$ , 冲击波初始马赫数  $M_0 = 6.6$ . 对应于激光能量为 105 mJ 的情况, 冲击波到达  $R_0 = 0.34$  mm 处时距激光产生的时间间隔  $t_0 = 0.09 \mu\text{s}$ , 冲击波初始马赫数  $M_0 = 8.2$ . 可见, 在其他条件相同时, 随激光能量的增大, 它产生的空气等离子体冲击波的初始马赫数明显增大, 但两者增幅并不成简单的线性比例关系.

从图 4 示出的冲击波马赫数变化过程中可以看出, 冲击波速度在初始阶段(传播距离小于 5 mm 区域内)衰减很快, 5 mm 以后速度的衰减率明显减小, 在距源点 20 mm(约 20  $\mu\text{s}$ )后传播速度与一般声速相差无几. 此后可以认为冲击波已经衰减成为一个普通声波脉冲在空气中继续传播.

## 5 结 论

本文中(3)和(4)式可以很好地描述激光等离子体空气冲击波在中远场空间传播规律. 应用(4)式计算出的冲击波马赫数结合 Hugoniot 关系<sup>[6]</sup>式可以用来更深入地研究空气中激光等离子体冲击波波阵面上的气体密度、压强、温度、粒子运动速度等基本参数的特性.

- [ 1 ] Ni Xiao-wu *et al.* , *Acta Physica Sinica ( Overseas Edition )* , 7 ( 1998 ) , 143.
- [ 2 ] 邹 彪等 , *光学学报* , 18( 1998 ) , 212 [ Zou Biao *et al.* , *Acta Optica Sinica* , 18( 1998 ) , 212 ( in Chinese )].
- [ 3 ] W. E. 贝克著 , *空中爆炸*( 原子能出版社 , 北京 , 1982 ) , 第 52 页 [ W. E. Baker , *Explosions in Air* ( Atomic-Energy Publishing House , Beijing , 1982 ) p. 52 ( in Chinese )].
- [ 4 ] 陆 建等 , *激光与材料相互作用物理学*( 机械工业出版社 , 北京 , 1996 ) , 第 122 页 [ Lu Jian *et al.* , *Laser-Materials Interactive Physics* ( Mechanics Industry Press , Beijing , 1996 ) , p. 122 ( in Chinese )].
- [ 5 ] W. E. 贝克著 , *空中爆炸*( 原子能出版社 , 北京 , 1982 ) , 第 54 页 [ W. E. Baker , *Explosions in Air* ( Atomic-Energy Publishing House , Beijing , 1982 ) p. 54 ( in Chinese )].
- [ 6 ] R. 柯朗 , K. O. 弗里德里克斯著 , *超声流速与冲击波*( 科学出版社 , 北京 , 1986 ) , 第 125 页 [ R. Corrant , K. O. Friedrichs , *Supersonic Flow and Shock Waves* ( Science Press , Beijing , 1976 ) p. 125 ( in Chinese )].

## THE TRANSMISSION CHARACTERISTIC OF AIRBORNE LASER PLASMA SHOCK WAVE \*

BIAN BAO-MIN CHEN JIAN-PING YANG LING NI XIAO-WU LU JIAN

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

( Received 1 June 1999 ; revised manuscript received 17 July 1999 )

### ABSTRACT

Under the constraint condition of spherically symmetrical shock wave transmitting in free space , a laser plasma shock wave transmission formula at mediate and far field is given. The calculated results agree very well with the experimental data measured with a pin PZT ultrasonic transducer. The shock wave was generated by a Nd: YAG laser operated at 10—110 mJ in energy , 15 ns in full width at half maximum and 1.06  $\mu\text{m}$  in wave length.

**PACC** : 4255 ; 4260 ; 5235T

\* Project supported by the Natural Science Foundation of Jiangsu Province of China ( Grant No. BK97130 ).