

文章编号: 1001-3806(2010)03-0409-04

三角波形激光脉冲在液体中致声的特性分析

李秋实¹, 罗洪^{1,2}, 胡永明^{1*}, 倪明¹

(1. 国防科技大学 光电科学与工程学院, 长沙 410073; 2. 桂林空军学院, 桂林 541003)

摘要: 为了研究激光脉冲波形对其在液体中致声特性的影响, 基于激光致声的热膨胀机制机理, 采用理论推导和数值仿真的方法, 对三角波形激光脉冲激发声波的特性进行了分析。首先阐述了激光与液体媒质通过热膨胀机制作用激发平面光声源的理论; 推导了激光脉冲为三角波形时在约束边界和自由边界下产生声脉冲的解析解, 并通过仿真得到了声脉冲剖面; 然后通过模拟得到了不同边界下激发光声脉冲的波形; 最后分别推导了约束边界和自由边界下的光声转换效率, 分析了转换效率的影响因素, 并对不同边界下的转换效率进行了求解和对比。结果表明, 该研究对激光致声技术的工程应用具有理论指导意义。

关键词: 激光技术; 激光致声; 热膨胀机制; 三角脉冲; 光声脉冲剖面; 光声脉冲波形; 转换效率

中图分类号: O426.3 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2010.03.035

Analysis of characteristics of acoustic waves induced by triangular laser pulses

LI Qiu-shi¹, LUO Hong^{1,2}, HU Yong-ming¹, NI Ming¹

(1. College of Optoelectronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China;

2. Guilin Air Force Academy, Guilin 541003, China)

Abstract: To investigate the influence of the waveform of laser pulses on the characteristics of photoacoustic pulses, based on the theory of thermoelastic mechanism for generation of acoustic waves, the characteristics of acoustic waves induced by triangular laser pulses were analyzed by means of theoretical derivation and numerical simulation. Firstly, the theory of thermoelastic mechanism for generation of a plane acoustic source by laser pulses in liquid was elaborated firstly. The analytic expressions of the acoustic pulses induced by laser pulses at the constraint margin and free margin were deduced when the laser waveform was triangular, and the sections of the photoacoustic pulses were obtained through emulation. Secondly, the waveform of the photoacoustic pulse was simulated. Finally, the photoacoustic conversion efficiency was deduced and the influencing factors were analyzed. And then the conversion efficiency at rigid margin and free margin were solved and compared. The obtained results can supply theoretical instruction for the engineering application of the technique of laser generation of acoustic waves.

Key words: laser technique; laser generation of acoustic waves; thermoelastic mechanism; triangular pulse; photoacoustic pulse section; photoacoustic pulse waveform; conversion efficiency

引言

由于电磁波在海水中传播的衰减很大, 因此很难用于海洋环境下的信息传递。但在非常低的频率下, 声波却能在海水中传输几百千米, 因而它为水下传输数据提供了更好的解决方案^[1-2]。与传统声源相比, 利用激光致声现象产生的声波具有以下独特的优势: 能够覆盖广阔的水域, 使设备与水隔绝, 可远距离传输, 机动灵活, 可用于各种恶劣环境等^[3]。激光致声属于声、光交叉学科领域, 近年来, 激光激发液体媒质产生声波的现象引起了人们的广泛兴趣。

激光在液体中激发声波的特性取决于激光特性、液体特性以及光声信号的激发机制^[4]。其机制主要有热膨胀、气化和介电击穿3种, 其中热膨胀机制是最普遍最重要的一种机制。

本文中主要研究三角波形激光脉冲与液体媒质通过热膨胀机制作用激发声波的特性, 包括光声脉冲剖面、波形等, 并对光声转换效率进行了理论推导和研究。激光脉冲波形是影响激发的光声脉冲特性的重要因素, 而这一直是激光致声研究中亟待解决的问题^[5]。因此, 为研究脉冲波形对光声脉冲特性的影响提供了依据。热膨胀机制作为激光致声研究中最广泛应用的机制, 具有较低的光声转换效率, 转换效率成为这一研究领域首要关心的问题, 这为研究激光脉冲波形对光声转换效率的影响提供了解决方案, 对激光致声技术的工程应用具有理论指导意义。

作者简介: 李秋实(1983-), 女, 博士研究生, 现主要从事激光致声方面的研究。

* 通讯联系人。E-mail: sdss@21cn.com

收稿日期: 2009-04-15; 收到修改稿日期: 2009-08-27

1 热膨胀机制激光致声理论基础

在热膨胀机制中,吸收激光能量的那部分液体被瞬时加热,若吸收的激光能量还不足以引起相变,则由于受热介质体积的瞬时热膨胀会产生光声脉冲^[6]。不考虑声衰减和热传导作用,当热传导时间超过声波穿越光声源的时间时,液体可近似为非粘滞性的^[7],基于以上假设,参量的具体取值范围可用下式表示:

$$\begin{cases} d \gg D/c_0, (D = \kappa/(\rho_0 c)) \\ d \gg (D\tau_1)^{1/2} \\ c_0^2 \tau_1 \gg D, (c_0^2 \tau_1 \gg \eta/\rho_0) \end{cases} \quad (1)$$

式中, d 为激光束的直径,用来表征光声源的几何尺寸; τ_1 为激光脉冲的脉宽; κ, D, c 和 ρ_0 分别为液体的热导率、热扩散率、比热容和密度; c_0 为液体中的声速; η/ρ_0 为液体的动粘滞度。

若受热液体体积的热膨胀速率远小于声速,声波的产生可以在线性理论范畴内描述^[8]。在以上的假设条件下,基于各向同性均匀介质中的线性流体动力方程和热膨胀方程,得到声压 p 满足下面的方程^[7]:

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\frac{\alpha_v}{c_p} \frac{\partial H}{\partial t} \quad (2)$$

式中, α_v 为液体的体积热膨胀系数,假设在作用过程中 α_v 为常数; c_p 为单位质量定压热容; $H(x, y, z, t)$ 为单位时间内单位体积液体吸收的激光能量转换成的热能密度,与激光和作用液体媒质的特性密切相关。很难对(2)式求出统一的解析解,但是对于特定的情况,(2)式的解可用确切的解释式表示^[9]。

热膨胀机制中,根据液体在入射激光波长 λ 下的光吸收系数 α 的大小,可将光声源分为平面声源、柱面声源和球形声源^[10]。文中考虑 α 很大的情况,此时激光束的半径 $d/2$ 远大于液体吸收层的厚度 $1/\alpha$,激发的声源为平面光声源,产生的声波为平面声波。对于激发平面声波的情况,应分以下两种边界条件分别讨论:若液面与透光固体接触,称为约束边界;若液面与空气直接接触,称为自由边界^[8]。

2 光声脉冲剖面分析

当激光脉冲的脉宽很小时,能量分布函数可近似为 δ 函数,激光脉冲可称为 δ 脉冲,此时,脉冲波形对光声剖面的影响可忽略。而当 $\alpha c_0 \tau_1/2 \gg 1$ 时,脉冲波形对激发的声波特性的影响不容忽视,三角波形脉冲激光的强度分布函数可表示为:

$$f(t) = \begin{cases} 0, & \left(t < -\frac{t_0}{2} \text{ 或 } t > \frac{t_0}{2} \right) \\ \frac{2}{t_0}t + 1, & \left(-\frac{t_0}{2} < t < 0 \right) \\ -\frac{2}{t_0}t + 1, & \left(0 < t < \frac{t_0}{2} \right) \end{cases} \quad (3)$$

式中, t_0 为脉冲的持续时间,由(3)式可知, t_0 与脉宽 τ_1 的关系为 $t_0 = \frac{\tau_1}{1 - e^{-1}}$ 。

2.1 约束边界

对于在约束边界下液体中通过热膨胀机制产生声波的情况,(2)式的1维解为^[7]:

$$p_r(\tilde{\theta}) = \frac{\alpha_v I_0}{\alpha c_p \tau_1} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(\theta) K_r(\tilde{\theta} - \theta) d\theta \quad (4)$$

式中, I_0 为激光束的峰值能量密度,假设在激光辐照面内其值为恒定值; $f(\theta)$ 为激光脉冲的时间波形, $\theta = t/\tau_{up}$ 为激光脉冲上升时间 τ_{up} 标准化的时间,这里上升时间定义为激光的能量密度上升到峰值所需要的时间, $\tau_{up} = t_0/2$; $\tilde{\theta} = \tau_{up}^{-1}(t - z/c_0)$, z 为传输距离; $K_r(\tilde{\theta} - \theta) = \pi A^2 e^{-A|\tilde{\theta} - \theta|}$ 为光声转换的传递函数, $A = \alpha c_0 \tau_1$ 。由(3)式可得利用标准化时间 θ 表示的脉冲时间波形为:

$$f(\theta) = \begin{cases} 0, & (\theta < -1 \text{ 或 } \theta > 1) \\ \theta + 1, & (-1 < \theta < 0) \\ -\theta + 1, & (0 < \theta < 1) \end{cases} \quad (5)$$

将(5)式代入(4)式可得激发的光声脉冲为:

$$p_r(\tilde{\theta}) = \frac{\alpha_v I_0 A^2}{2\alpha c_p \tau_1} \left[\int_{-1}^0 (\theta + 1) e^{-A|\tilde{\theta} - \theta|} d\theta + \int_0^1 (-\theta + 1) e^{-A|\tilde{\theta} - \theta|} d\theta \right] \quad (6)$$

求解(6)式可得,当 $\tilde{\theta} < -1$ 时:

$$p_r(\tilde{\theta}) = \frac{\alpha_v I_0 e^{A\tilde{\theta}}}{2\alpha c_p \tau_1} (e^A + e^{-A} - 2) \quad (7)$$

当 $-1 \leq \tilde{\theta} \leq 0$ 时:

$$p_r(\tilde{\theta}) = \frac{\alpha_v I_0}{2\alpha c_p \tau_1} [2A\tilde{\theta} + 2A - 2e^{A\tilde{\theta}} + e^{-A}(e^{-A\tilde{\theta}} + e^{A\tilde{\theta}})] \quad (8)$$

当 $0 < \tilde{\theta} < 1$ 时:

$$p_r(\tilde{\theta}) = \frac{\alpha_v I_0}{2\alpha c_p \tau_1} [-2A\tilde{\theta} + 2A - 2e^{-A\tilde{\theta}} + e^{-A}(e^{-A\tilde{\theta}} + e^{A\tilde{\theta}})] \quad (9)$$

当 $\tilde{\theta} > 1$ 时:

$$p_r(\tilde{\theta}) = \frac{\alpha_v I_0 e^{-A\tilde{\theta}}}{2\alpha c_p \tau_1} (e^A + e^{-A} - 2) \quad (10)$$

本文中的仿真选取作用介质为室温下的水(水中声速

$c_0 = 1.5 \times 10^5 \text{ cm/s}$, 体膨胀系数 $\alpha_v = 2 \times 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, 单位质量定压热容 $c_p = 4.17 \text{ J/(g} \cdot \text{ }^\circ\text{C)}$, 不作其它说明时, 仿真假设激光脉冲的峰值能量密度 $I_0 = 50 \text{ J/cm}^2$, 此时, 可保证激光与水的作用机制为热膨胀^[11], 水对激光的吸收系数取 $\alpha = 0.1/\text{cm}$ 。由(7)式~(10)式可得约束边界下脉宽为 2ms 的三角波形激光脉冲与水作用激发的光声脉冲剖面, 如图 1 所示。

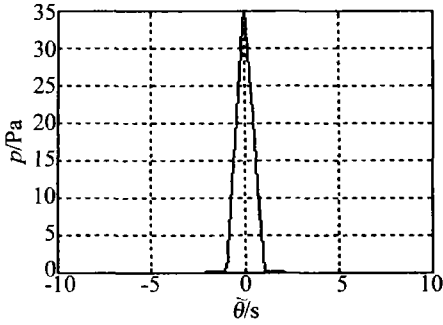


Fig. 1 Photoacoustic pulse section generated by a sinusoid laser pulse in water at constraint margin

2.2 自由边界

自由边界下的声压可由下式给出^[7]:

$$p_r(\tilde{\theta}) = \frac{1}{\alpha c_0 \tau_{up}} \frac{dp_r(\tilde{\theta})}{d\tilde{\theta}} \quad (11)$$

将(7)式~(10)式代入(11)式可得自由边界下三角波形激光脉冲与液体作用激发声波的表达式为:

$$p_r(\tilde{\theta}) = \begin{cases} \frac{\alpha_v I_0 A e^{A\tilde{\theta}}}{\alpha^2 c_0 c_p \tau_1 t_0} (e^A + e^{-A} - 2), & (\tilde{\theta} < -1) \\ \frac{\alpha_v I_0}{\alpha^2 c_0 c_p \tau_1 t_0} [2A - 2Ae^{A\tilde{\theta}} + Ae^{-A}(e^{A\tilde{\theta}} - e^{-A\tilde{\theta}})], & (-1 < \tilde{\theta} < 0) \\ \frac{\alpha_v I_0}{\alpha^2 c_0 c_p \tau_1 t_0} [-2A + 2Ae^{-A\tilde{\theta}} + Ae^{-A}(e^{A\tilde{\theta}} - e^{-A\tilde{\theta}})], & (0 < \tilde{\theta} < 1) \\ -\frac{\alpha_v I_0 A e^{-A\tilde{\theta}}}{\alpha^2 c_0 c_p \tau_1 t_0} (e^A + e^{-A} - 2), & (\tilde{\theta} > 1) \end{cases} \quad (12)$$

由(12)式可得自由边界下持续时间为的三角波形激光脉冲与水作用激发的光声脉冲剖面, 如图 2 所示。

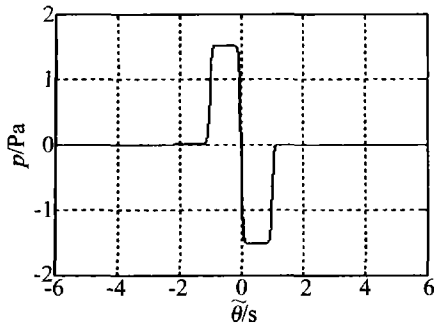


Fig. 2 Photoacoustic pulse section generated by a sinusoid laser pulse in water at free margin

由图 2 可知, 三角波形激光脉冲在自由边界液体中激发的声波为双极性光声脉冲, 且其正负峰值大小相等。对比图 1 和图 2 可知, 约束边界下, 激光脉冲与液体作用激发的声脉冲幅度比自由边界下激发的声脉冲幅度大。

3 光声脉冲波形分析

图 1 和图 2 中光声脉冲剖面的横坐标为时空 2 维自变量, 可进一步得出不同位置处声压随时间的变化曲线, 即约束边界和自由边界下光声脉冲的时间分布分别如图 3 和图 4 所示。图 3 和图 4 中, 左右两条曲线分别为距激发点 20cm 和 20m 处的光声脉冲。由图 3 可知, 约束边界下, 三角波形激光脉冲和液体作用激发的声波为单极性三角波形光声脉冲; 由图 4 可知, 自由边界下激发的声波为双极性方波光声脉冲。由图 3 和图 4 也可看出, 在不考虑声衰减和散射的情况下, 激光脉冲激发的声脉冲波形不变地在水中传播。

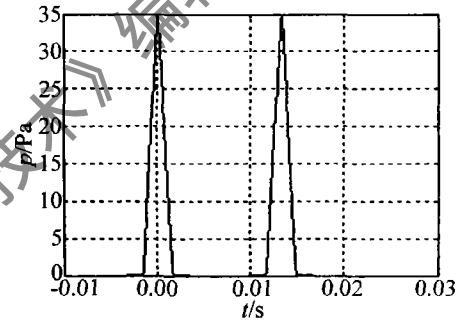


Fig. 3 Photoacoustic pulses at different positions at constraint margin

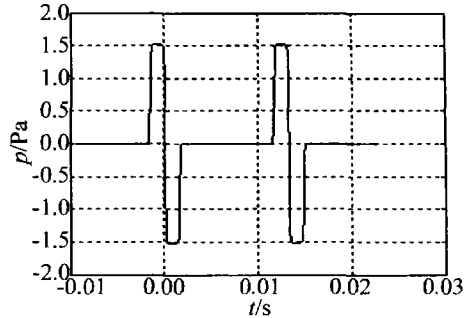


Fig. 4 Photoacoustic pulses at different positions at free margin

4 光声转换效率分析

光声转换效率是激光致声研究中重点关注的核心问题, 定义为产生声脉冲的能量 E_a 和投射液面上的激光脉冲的能量 E_l 之比:

$$\eta_{:a} = \frac{E_a}{E_l} \quad (13)$$

式中, $E_a = \int \epsilon_a dS$, ϵ_a 为穿越声波波前的声能量密度, S 为声波波前的表面积; $E_l = \epsilon_l \cdot \pi r^2$, ϵ_l 为激光的能量密度, r 为激光束投射到液面上的截面半径。在液面

以下很近的距离内,可忽略声波散射, S 与截面积 πr^2 近似相等。 ε_a 和 ε_1 可分别表示为^[11]:

$$\varepsilon_a = \frac{1}{\rho_0 c_0} \int_{-\infty}^{+\infty} [p(t)]^2 dt \quad (14)$$

$$\varepsilon_1 = I_0 \int_0^{+\infty} f(t) dt \quad (15)$$

式中, ρ_0 为介质的初始密度。因此,转换效率可用下式表示:

$$\eta_{i,a} = \frac{1}{\rho_0 c_0 E_1} \int_S \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} [p(t)]^2 dt \right\} dS = \frac{1}{\rho_0 c_0 E_1} \times \int_{-\infty}^{+\infty} [p(t)]^2 dt = \frac{t_0}{2\rho_0 c_0 E_1} \int_{-\infty}^{+\infty} [p(\tilde{\theta})]^2 d\tilde{\theta} \quad (16)$$

将(7)式~(10)式代入(16)式,可得约束边界下三角脉冲与液体媒质通过热膨胀机制作用激发声脉冲的光声转换效率为:

$$\eta_{i,a} = \frac{\alpha_v^2 I_0^2 t_0}{8\alpha^2 \rho_0 c_0 c_p^2 \tau_1^2 \varepsilon_1} \times \left[\left(\frac{30}{A} - 16 + \frac{8A^2}{3} \right) - \left(\frac{40}{A} + 8 \right) \frac{1}{e^A} + \left(\frac{10}{A} + 4 \right) \frac{1}{e^{2A}} \right] \quad (17)$$

将(12)式代入(16)式,可得自由边界下的光声转换效率为:

$$\eta_{i,a} = \frac{\alpha_v^2 I_0^2 A^2}{2\alpha^4 \rho_0 c_0^3 c_p^2 \tau_1^2 t_0 \varepsilon_1} \times \left[\left(-\frac{18}{A} + 8 \right) + \left(\frac{24}{A} + 8 \right) e^{-A} - \left(\frac{6}{A} + 4 \right) e^{-2A} \right] \quad (18)$$

由(17)式和(18)式可知,光声转换效率由液体媒质的特性、激光脉冲的能量密度和强度分布函数等因素共同决定。对于前面给定参量的三角波形激光脉冲参量和液体媒质参量,由(17)式和(18)式可得约束边界和自由边界下的光声转换效率分别为 1.14×10^{-9} 和 5.66×10^{-12} 。由此可见,约束边界下的光声转换效率远大于自由边界下的光声转换效率。

5 结论

对三角波形激光脉冲分别在约束边界和自由边界下通过热膨胀机制与液体媒质作用激发的声脉冲剖面、声脉冲波形及光声转换效率进行了深入的理论研究。

(1)三角波形激光脉冲在自由边界液体中激发的声波为双极性声脉冲;且约束边界下激发的声脉冲幅度远大于自由边界下激发的声脉冲幅度。

(2)约束边界下,三角波形激光脉冲和液体作用激发的声波为单极性三角波形光声脉冲,自由边界下激发的声波为双极性方波光声脉冲。

(3)三角波形激光脉冲与液体媒质作用激发声波的光声转换效率由液体媒质的特性、激光脉冲的能量密度、脉宽等因素共同决定,且约束边界下的光声转换效率远大于自由边界下的转换效率。

参考文献

- [1] STOJANOVIC M. Underwater acoustic communications[C]// Electro 95 International Professional Program Proceedings. Boston, MA, USA; IEEE, 1995:435-440.
- [2] HE D M. High-power Nd:YAG-generated underwater sound source for air-submarine communication[J]. Proc SPIE, 1999, 3613:83-89.
- [3] EGEREV S V. In search of a noncontact underwater acoustic source [J]. Acoustical Physics, 2003, 49(1):51-61.
- [4] CHEN Q M, CHENG Z H, ZHU H H. Laser acoustic energy conversion efficiency induced by pulsed laser in water[J]. Chinese Journal of Lasers, 2007, 34(3):341-344 (in Chinese).
- [5] WANG Y H, WANG J A, ZONG S U, et al. Design of sonar transducer based on the laser-induced sound [J]. Acta Acustica, 2008, 33(6):562-565 (in Chinese).
- [6] WANG S D, ZHANG X A, SHANG Zh Y. Study on effect of optical penetration on the thermoelastic ultrasound generated by laser in liquid [J]. Chinese Journal of Lasers, 2001, A28(3):225-228 (in Chinese).
- [7] SIGRIST M W. Laser generation of acoustic waves in liquids and gases[J]. J A P, 1986, 60(7):83-121.
- [8] QI Y R. Transient optoacoustic phenomenon in liquids[J]. Progress in Physics, 1996, 16(3/4):477-488 (in Chinese).
- [9] ZHAO Z M, NISSILA S, AHOLA O, et al. Production and detection theory of pulsed photoacoustic wave with maximum amplitude and minimum distortion in absorbing liquid[J]. IEEE, 1998, 47(2):578-583.
- [10] CHEN Q M, CHENG Z H. Research of laser acoustic effect in liquid [J]. Laser & Infrared, 2006, 36(8):623-626 (in Chinese).
- [11] OSTROVSKAYA G V. Efficiency of optical-to acoustic energy conversion upon the interaction of a pulsed laser radiation with a liquid: I. Calculation of the efficiency upon acoustooptic [J]. International Technical Physics, 2002, 47(10):1299-1305.