

提高液体中脉冲激光致声转换效率的理论研究

李秋实,王泽锋,胡永明

(国防科技大学光电科学与工程学院,湖南长沙410073)

摘要:从液体中脉冲激光致声的理论出发,讨论了热膨胀机制下提高光声转换效率的措施,并着重讨论了不同液体媒质的特性对转换效率的影响;基于 Helmholtz 共振器的共振频率和放大特性理论,讨论了通过共振光声池的设计提高光声转换效率的可行性;指出在对光致声波可重复性和可控制性没有特殊要求的情况下,可采用高功率光纤激光器,通过汽化机制或介电击穿机制激发声波,提高转换效率。

关键词:激光致声;光声转换效率;热膨胀机制;Helmholtz 共振光声池;汽化机制;介电击穿机制
中图分类号: O437 **文献标识码:** A

Study of measures to enhance the laser-acoustic conversion efficiency upon the interaction of pulsed laser radiation with liquid

LI Qiu-shi, WANG Ze-feng, HU Yong-ming

(College of Optoelectronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: The measures to enhance the laser-acoustic conversion efficiency of laser generation of acoustic waves through thermoelastic mechanism are discussed firstly based on the theory of the interaction of pulsed laser radiation with liquid, and the effects of the characteristic of different liquid media on the conversion efficiency are analyzed specially. And then the feasibility to enhance conversion efficiency using a Helmholtz resonance photoacoustic cell is discussed based on the theory of a Helmholtz resonator which has the capability of amplifying acoustic waves of a certain frequency. At last, when the repeatability and controllability of the acoustic waves are not required strictly, to enhance laser-acoustic conversion efficiency, it is feasible to adopt high-power lasers to induce acoustic waves through vaporization or optical breakdown mechanism.

Key words: laser generation of acoustic waves; laser-acoustic conversion efficiency; thermoelastic mechanism; Helmholtz resonance photoacoustic cell; vaporization mechanism; optical breakdown mechanism

1 引言

由于电磁波在海水中传播时衰减很大,因此很难用于海洋环境下的信息传递。但在非常低的频率,声波却能在海水中传输几百公里,因而它为水下数据传输提供了很好的解决方案^[1-2]。与传统声源相比,利用激光致声原理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。

光声转换效率是激光致声技术研究中重点关注的核心问题。光致声波的低强度限制了这项技术的实际应用^[4],本文对提高液体中激光致声转换效率的方案进行研究,对激光致声的工程应用具有重要的指导意义。

2 热膨胀机制下提高转换效率的方案

激光在液体媒质中激发声波的光声转换效率与

作者简介:李秋实(1983-),女,博士,主要从事激光致声方面的研究。E-mail:cherish411@163.com

收稿日期:2009-04-30

声信号的激发机制密切相关^[5]。激发机制主要有三种:热膨胀、汽化和介电击穿,其中热膨胀机制产生的声波具有较好的可重复性和可控制性,因此是最普遍的一种机制。

2.1 热膨胀机制的致声理论

当激光的能量密度很小时,液体媒质被瞬时加热,吸收的激光能量不足以引起相变,声波的产生主要是由于受热液体媒质体积的瞬时热膨胀。若受热媒质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。声压 P 满足下面的方程^[6]:

$$\nabla^2 P - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = -\frac{\beta}{C_p} \frac{\partial H}{\partial t} \quad (1)$$

其中, β 为液体的体积热膨胀系数,假设在作用过程中 β 为常数; C_p 为单位质量定压比热; $H(x, y, z, t)$ 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。很难对式(1)求出统一的解析解,但是对于特定的情况,式(1)的解可用确切的解释式表示^[7]。

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^[8]。本文考虑 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^[9]。

当激光的脉冲宽度很小时,能量分布函数可近似 δ 为函数,此时激光脉冲可称为 δ 脉冲,激光脉冲的能量密度可用峰值能量密度来近似。约束界面和自由界面下,式(1)的一维解分别为式(2)和式(3)^[10]:

$$P_r(\tau) = \frac{\alpha\beta c_0^2 \varepsilon_L}{2C_p} \exp(-\alpha c_0 |\tau|) \quad (2)$$

$$P_f(\tau) = \frac{\alpha\beta c_0^2 \varepsilon_L}{2C_p} \exp(-\alpha c_0 |\tau|) \operatorname{sgn}\tau \quad (3)$$

表1 水、四氯化碳和丙酮的物理参数

Tab.1 physical parameters of H_2O , CCl_4 and $\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$

	400 nm 下的光吸收系数 α /cm	体积热膨胀系数 β /°C ⁻¹	声速 /(m·s ⁻¹)	密度 /(g·m ⁻³)	单位质量定压比热 /(J·kg ⁻¹ ·°C ⁻¹)
H_2O	2.33×10^{-4}	2.08×10^{-4}	1480	1	4.17
CCl_4	5×10^{-3}	1.27×10^{-3}	935	1.5940	0.85
$\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$	5×10^{-3}	1.49×10^{-3}	1560	0.7848	2.20

其中, $\tau = t - z/c_0$; I_0 为激光脉冲的峰值能量密度。

2.2 激光器和液体媒质的选取

光声转换效率定义为产生声脉冲的能量 E_{ac} 和投射液面上的激光脉冲的能量 E_L 之比^[4],即:

$$\eta = \frac{E_{ac}}{E_L} \quad (4)$$

其中, $E_{ac} = \int_S \varepsilon_{ac} dS$, ε_{ac} 为穿越声波波前的声能量密度, S 为声波波前的表面积; $E_L = \varepsilon_L \cdot \pi a^2$, ε_L 为激光的能量密度, a 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 πa^2 近似相等。 ε_{ac} 和 ε_L 可分别表示为^[10]:

$$\varepsilon_{ac} = \frac{1}{\rho_0 c_0} \int_{-\infty}^{+\infty} [P(t)]^2 dt \quad (5)$$

$$\varepsilon_L = I_0 \int_0^{+\infty} f(t) dt \quad (6)$$

其中, ρ_0 为介质的初始密度; $f(t)$ 为脉冲激光的强度分布函数。因此,转换效率可用下式表示:

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{1}{\rho_0 c_0 E_L S} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} [P(t)]^2 dt \right\} dS \\ &= \frac{1}{\rho_0 c_0 \varepsilon_L} \int_{-\infty}^{+\infty} [P(t)]^2 dt = \frac{1}{\rho_0 c_0 I_0} \int_{-\infty}^{+\infty} [P(\tau)]^2 d\tau \end{aligned} \quad (7)$$

将式(2)和式(3)代入式(7)可得,约束边界和自由边界下,脉冲激光与液体媒质作用激发光声脉冲的转换效率均可用下式表示:

$$\eta = \frac{\alpha\beta^2 c_0^2 I_0}{4\rho_0 C_p^2} \quad (8)$$

由式(8)可知,激光器参数和液体媒质参数是影响光声转换效率的决定性因素。以激光波长为 400 nm 为例,当作用媒质分别为水(H_2O)、四氯化碳(CCl_4)和丙酮($\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$)时,取激光脉冲峰值能量密度的变化范围为 0 ~ 100 J/cm²,此时可保证激光与液体的作用机制为热膨胀^[10],光声转换效率随激光能量密度的变化曲线如图 1 和图 2 所示,三种媒质的物理参数如表 1 所示。

由图 1 和图 2 可知,提高激光脉冲的能量密度是提高光声转换效率最直接有效的途径。相同的能量密度下,丙酮和四氯化碳中的转换效率远高于水中的转换效率,因此,对于一定的激光波长,选择合适的介质对提高转换效率具有非常重要的意义。

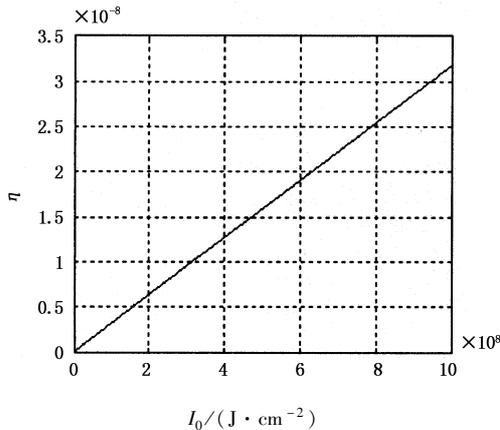


图 1 水中光声转换效率随激光能量密度的变化
Fig. 1 conversion efficiency versus peak energy density of laser pulse in water

当 $\alpha c_0 \tau_L / 2 \gg 1$ 时,激光脉冲不能近似为 δ 脉冲,此时约束边界下激光光声脉冲的转换效率远大于自由边界下的转换效率^[7]。因此,长脉冲激光与液体介质作用时,可采用约束边界以提高转换效率。

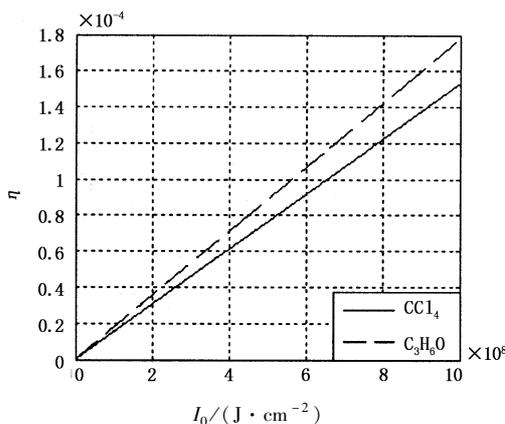


图 2 C₃H₆O 和 CCl₄ 中光声转换效率随激光能量密度的变化
Fig. 2 conversion efficiency versus peak energy density of laser pulse in C₃H₆O and CCl₄

2.3 共振光声池的应用

根据工作方式的不同,光声池可分为共振型和非共振型。在常规的非共振光声池加上一个 Helmholtz 共振器便构成 Helmholtz 共振光声池,其结构图如图 3 所示。圆柱腔 B 为常规的非共振光声池,颈管 A 和圆柱腔 C 构成 Helmholtz 共振器,颈管 A 把 B 和 C 两腔连接为一个整体即为 Helmholtz

共振光声池。

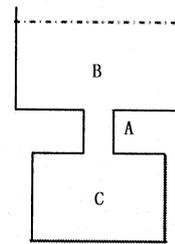


图 3 Helmholtz 共振光声池示意图

Fig. 3 Helmholtz resonance photoacoustic cell

当入射光的调制频率与光声池的声学共振频率一致时,共振光声池本身就是一个声学放大器。与非共振光声池相比,共振光声池利用了声波的共振增强特性,同时,利用共振光声池可起到声滤波的作用,避开低频噪声的影响^[11]。

共振光声池的共振频率和放大倍数由 Helmholtz 共振器的结构参数决定^[13],可建立集中参量模型分析其低频特性。当频率较低时,声波波长远大于共振器的结构尺寸,共振器各部分可等效成一些理想的分立声学元件,系统可以用一个等效的声学电路图来表示,液体中圆柱形 Helmholtz 共振器的电声类比图如图 4 所示^[12],其中 P_1 和 P_2 分别是 B 腔和 C 腔中的声压。

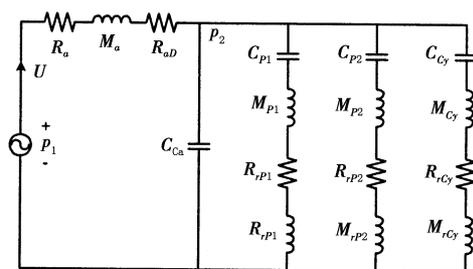


图 4 圆柱形 Helmholtz 共振器的等效声学电路图

Fig. 4 circular concentric model of cylindrical Helmholtz resonator

由图 4 可知,系统的等效输入声阻抗为:

$$Z_a = R_a + R_{ad} + j\omega M_a + Z_{Hel} \tag{9}$$

其中, R_a 和 M_a 分别为颈管的声阻和声质量; R_{ad} 为系统的机械声阻; Z_{Hel} 表示共振腔内媒质的可压缩性、腔壁弹性和声辐射共同作用的等效声阻抗,其表达式为:

$$\frac{1}{Z_{Hel}} = \frac{j\omega C_{Ca}}{1 - \omega^2 C_{Ca} M_{Ca}} + \frac{j\omega C_{P1}}{1 - \omega^2 C_{P1} (M_{P1} + M_{rP1}) + j\omega C_{P1} R_{rP1}} + \frac{j\omega C_{P2}}{1 - \omega^2 C_{P2} (M_{P2} + M_{rP2}) + j\omega C_{P2} R_{rP2}} + \frac{j\omega C_{Cy}}{1 - \omega^2 C_{Cy} (M_{Cy} + M_{rCy}) + j\omega C_{Cy} R_{rCy}} \tag{10}$$

其中, C_{Ca} 和 M_{Ca} 是共振腔体的声容和声质量; C_{P1} , M_{P1} 分别是 C 腔上表面的弹性声容、弹性声质量, 辐射声阻和同振声质量; C_{P2} , M_{P2} , R_{rP2} 和 M_{rP2} 分别是 B 腔底面圆板的弹性声容、弹性声质量、辐射声阻和同振声质量; C_{Cy} , M_{Cy} , R_{rCy} 和 M_{rCy} 分别是 B 腔圆柱壳的弹性声容、弹性声质量、辐射声阻和同振声质量。

当式(9)的虚部为零时的频率值即为 Helmholtz 共振器的共振频率。系统的声放大倍数即声压传递函数定义为 P_2 和 P_1 的比值:

$$H = \frac{P_2}{P_1} = \frac{Z_{\text{Hel}}}{R_a + R_{ad} + j\omega M_a + Z_{\text{Hel}}} \quad (11)$$

由式(11)可知, 声压传递函数与频率有关, 随着声压频率的变化, 传递函数的幅度会出现一个最大值, 即发生共振, 对应的频率即为 Helmholtz 共振光声池的共振频率。

由以上的分析可知, 通过设计 Helmholtz 共振光声池, 可达到放大一定频率的光声波的目的, 并可通过对光声池结构参数的设计, 增大其声放大倍数, 以提高光声转换效率^[13]。

3 通过汽化机制和介电击穿机制提高转换效率

当激光能量密度增大到一定程度时, 液体媒质吸收激光的能量超过了表面层加热到沸点温度所需要的热量, 声波的激发除热膨胀机制外, 还有起主导作用的汽化机制。和热膨胀机制不同, 脉冲激光通过汽化机制激发声波的现象具有阈值特性, 阈值大小和液体的热学性质及入射激光波长下的光吸收系数等因素有关, 水中发生汽化机制的激光能量阈值为 1.5 J/cm^2 ^[10]。在汽化过程中, 液体改变了它的状态。

当激光的能量密度继续增大时, 可以在液体表面或液体中某一深度处产生光击穿(纯水的介电击穿阈值约为 10^7 W/cm^2 ^[14], 液体中的杂质使阈值光强降低), 此时, 液体或液体中物质被电场电离, 形成等离子体, 它继续吸收光的能量, 最终由于等离子体爆炸即液体的光学击穿在液体中产生冲击波。

一般热膨胀机制的光声转换效率低于 0.01%, 汽化机制的效率可达 1%, 而介电击穿机制的转换效率可达 7% ~ 30%。因此, 提高激光器的能量密度, 改变激光致声的机制, 可提高光声转换效率。当激光强度增加到足以使汽化物质电离时, 液面上方的蒸汽将被击穿, 所形成的等离子体强烈吸收激光能量, 对液面产生屏蔽作用, 阻碍液面继续吸收激光能量, 降低了液体中激发声波的效率, 因此, 当激光

能量密度介于液体和蒸汽的击穿阈值之间时, 光声转换效率最高^[15]。

近年来, 高功率激光器的研制和发展为此提供了可能。此外, 激光器阵列^[16]和光纤激光相干合成技术^[17]的应用也为光声转换效率的提高提出了解决方案。

4 结论

研究表明, 对于液体中的激光致声现象, 当对光致声波的可重复性和可控制性要求较高时, 可采用如下措施提高光声转换效率: 提高激光脉冲的能量密度; 对一定的激光波长, 选择合适的作用媒质, 利用 Helmholtz 共振器的声放大和滤波性能设计共振光声池。当对可重复性和可控制性没有特殊要求时, 可采用高功率激光器, 通过汽化机制或介电击穿机制激发声波。

参考文献:

- [1] Stojanovic M. Underwater acoustic communications [J]. Electro 95 International Professional Program Proceedings, 1995:435 - 440.
- [2] Duo-Min He. High-power Nd:YAG-generated underwater sound source for air-submarine communication [J]. SPIE, 1999, 3613:83 - 89.
- [3] Fletcher Blackmon, Lee Estes, Gilbert Fain. Linear optoacoustic underwater communication [J]. Applied Optics, 2005, 44(18):3833 - 3845.
- [4] S V Egerev. In search of a noncontact underwater acoustic source [J]. Acoustical Physics, 2003, 49(1):51 - 61.
- [5] 陈清明, 程祖海, 朱海虹. 脉冲激光在水中激发声脉冲的光声能量转换效率 [J]. 中国激光, 2007, 34(3):341 - 344.
- [6] Markus W Sigrist. Laser generation of acoustic waves in liquids and gases [J]. J. Appl. Phys, 1986, 60(7):83 - 121.
- [7] Zuomin Zhao, Seppo Nissila, Onni Ahola, et al. Production and detection theory of pulsed photoacoustic wave with maximum amplitude and minimum distortion in absorbing liquid [J]. IEEE, 1998:578 - 583.
- [8] 陈清明, 程祖海. 激光在液体中的声效应研究 [J]. 激光与红外, 2006, 36(8):623 - 626.
- [9] 戚让让. 液体中的瞬态光声现象 [J]. 物理学进展, 1996, 16(3,4):477 - 488.
- [10] G V Ostrovskaya. 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]. Interation. Technical Physics, 2002, 47(10):1299 - 1305.

- [11] 施柏焯,胡凯.亥姆霍兹共振光声池的设计[J].浙江大学学报,1985,19(3):74-83.
- [12] 王泽锋,胡永明,孟洲,等.水下圆柱形 Helmholtz 共振器的声学特性分析[J].物理学报,2008,57(11):7022-7029.
- [13] Qiushi Li, Hong Luo, Zefeng Wang, et al. Laser generation of acoustic waves in liquids using a Helmholtz resonance photoacoustic cell[J]. SPIE, 2008, 7156: 2J-1-2J-9.
- [14] 李荣福,崔桂华,田作喜,等.激光声遥感技术[M].北京:国防工业出版社,2003:12-19.
- [15] Teslenko V S. Shock acoustic breakdown in a liquid. The kinetics of stimulated acoustic scattering in the focusing of shock waves[J]. Technical Physics Letters, 1994, 20(3): 199-201.
- [16] T W Murray, J B Deaton Jr, J W Wagner. Experimental evaluation of enhanced generation of ultrasonic waves using an array of laser sources [J]. Ultrasonics, 1996, 34: 69-77.
- [17] J Yang, N De Ridder, C Ume, et al. Non-contact optical fibre phased array generation of ultrasound for non-destructive evaluation of materials and processes [J]. Ultrasonics, 1993, 31(6): 387-394.