

液体中光击穿所激发声场的方向性

曹 辉, 尚志远

(陕西师范大学 应用声学研究所, 陕西 西安 710062)

摘要:运用声学基础理论,对液体中光击穿时所激发声场进行了理论和实验研究。结果表明,当观测点与光击穿区的距离 r 远大于光击穿长度时,垂直于光传播方向,声脉冲信号的声压幅值最大。沿光传播方向,声脉冲信号幅值最小。

关键词:等离子柱体;辐射声场;方向特性

中图分类号:O427.2;TN241 **文献标识码:**A **文章编号:**1000-274X(2003)01-0019-04

当脉冲激光照射液体时,会在液体中产生声波,形成光声效应。当激光能量很大,超过介质的击穿阈值时,会在液体中发生光击穿现象,产生强声脉冲波。光击穿产生声波的转换效率高达30%。如能得到其产生声波的辐射声场特性,则在实际应用中有着重要的意义^[1]。对于液体光击穿所激发声场的研究,文献[2]给出了一个理论模型,用以研究在水中光击穿所激发声场的方向特性。其光击穿模型是在一个线段上均匀分布着多个脉冲点源。它从理论和实验两个方面,研究了水中光击穿所激发声场的方向特性。但是,结果与实验有一定差异,因为只有 $kr_0 \ll 1$ 时的脉冲球源才可称为点源(r_0 为球源半径),所以该模型有一定的局限性。为进一步研究液体中光击穿所激发的辐射声场,本文建立了一个新模型,认为在一个线段上均匀分布着多个脉冲球源,由这样一系列球源叠加形成了一个等离子柱体,球源半径等于等离子柱体半径。通过该模型的建立,在理论上得到了液体光击穿激发声压规律和声场的指向特性。实验结果与理论符合得较好。

1 等离子柱体形成的辐射声场

液体中发生光击穿时,在光击穿区内可形成等离子体,等离子充满其中。脉冲光作用在等离子体上,使等离子体受热膨胀,产生声波。脉冲激光束通过透镜后垂直入射于液体介质中,在聚焦区形成一

系列含有等离子体的球状腔。每一个腔体可看成一个脉冲球源^[3],脉冲球源按线性叠加构成一个等离子体柱,脉冲球源的半径与柱体半径相同,柱体长度 L 远大于柱体半径 r_0 ,设在这个长为 L 的线段上均匀分布着 n 个相同的小脉冲球源,则

$$n = L/2r_0, \quad (1)$$

对于单个球源,可以运用特殊形式的波动方程式^[4]

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{\partial p}{\partial r} \frac{\partial \ln S}{\partial r} = \frac{l}{C_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}, \quad (2)$$

解式(2)得

$$p = \frac{A}{r} \exp[j(\omega t - k\chi)]. \quad (3)$$

式中: $\left| \frac{A}{r} \right| = p_A$ 为声压振幅; r 是观测点到小脉冲球源球心的距离; $k = \frac{\omega}{c}$ 为波数。径向质点整速度为^[4]

$$v_r = -\frac{1}{j\omega\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{A}{r\rho_0 c_0} \left(1 + \frac{1}{jkr} \right) \cdot \exp[j(\omega t - kr)]. \quad (4)$$

式中 ρ_0, c_0 分别表示液体的密度和声速。在等离子体球源表面处速度连续,存在边界条件

$$(v_r)_{r=r_0} = u. \quad (5)$$

式中: u 为球源表面振动速度, $u = u_A \exp[j(\omega t - kr_0)]$, u_A 为振动速度幅值。将式(4)代入式(5)中可以求得

$$A = \frac{\rho_0 c_0 k r_0^2}{1 + (k r_0)^2} u_A (k r_0 + j) = |A| e^{j\alpha}, \quad (6)$$

收稿日期:2001-07-06

基金项目:国家自然科学基金资助项目(19596034)

作者简介:曹 辉(1969-),男,四川南充人,陕西师范大学讲师,从事应用声学研究。

其中 $A = \frac{\rho_0 c_0 k r_0^2}{1 + (k r_0)^2} u_A$, $\alpha = \tan^{-1}(\frac{1}{k r_0})$,
把 A 代入式(3)可得单个脉冲球源辐射声压为

$$p = \frac{|A|}{r} \exp[j(\omega t - kr + \alpha)]. \quad (7)$$

由式(7)可见,在离脉冲球源距离为 r 的地方,声压幅值的大小决定于 $|A|$ 的值,而由式(6)可知, $|A|$ 的值不仅与球源的振速 U_A 有关,而且还与辐射声波的频率和球源半径等有关。当球源半径小或声频率较低,有 $k r_0 \ll 1$ 。满足这种条件的脉冲球源称为点源。对于 n 个小脉冲球源产生的辐射声场(图 1),只要把每个小球源的辐射声压叠加起来即可。即有

$$P = \sum_{i=1}^n \frac{|A|}{r_i} \exp[j(\omega t - k r_i)]. \quad (8)$$

对于 $r \gg L$ 的远场,从各小球源传到观测点 P 的声波,振幅近似相等,即式(8)中振幅部分的 r_i 可近似地用线段中心到观测点的距离 r 来代替。关于相位,由图 1 可见

$$\begin{aligned} r_2 &= r_1 + 2r_0 \sin\theta, \\ r_3 &= r_1 + 4r_0 \sin\theta, \\ &\vdots \\ r_n &= r_1 + 2(n-1)r_0 \sin\theta. \end{aligned}$$

令 $h = r_0 \sin\theta$, 则式(8)可以写成

$$\begin{aligned} (P_A)_\theta &= \frac{A}{r} \exp[j(\omega t - k r)] [1 + \exp(-j2kh) + \dots + \exp(-j4k(n-1)h)] = \\ &= \frac{A}{r} \exp[j(\omega t - k r)] \frac{\text{sinknh}}{\text{sinkh}}. \end{aligned}$$

由此可见,由于从各个小球源辐射的声波到达观测点时声程不一样,就会出现干涉。干涉的结果就使声场随方向而异,即出现指向性。因为

$$(P_A)_{\theta=0} = n \frac{A}{r} \exp[j(\omega t - k r)], \quad (9)$$

所以,等离子体柱声场的指向性为

$$D(\theta) = \frac{(P_A)_\theta}{(P_A)_{\theta=0}} = \left| \frac{\text{sinknh}}{n \text{sinkh}} \right|. \quad (10)$$

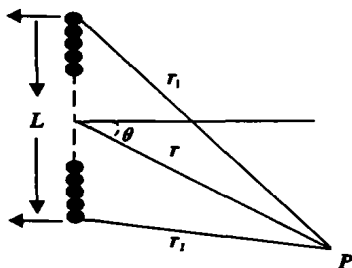


图 1 辐射声场

Fig. 1 Radial acoustic field

2 实验结果与分析

2.1 实验装置

实验装置和光路如图 2 所示。Nd:YAG 激光器(YG581, Qunantel 公司)输出激光的波长 $1.06 \mu\text{m}$, 激光脉冲宽变为 $8 \sim 10 \text{ ns}$, 激光脉冲重复频率为 10 Hz , 激光器输入的激光光斑直径为 6 mm 。YAG 激光器输出的红外光束经一个分束镜分成两束:一束透过分束镜作为同步信号与发生器的同步信号及示波器相连接;一束通过分束镜产生 45° 发射。用 Model-DG 型能量计测量反射光束的能量值。反射光束经一聚焦透镜聚焦后,照射到液体液面以下。聚焦透镜的焦距为 292 mm , 直径为 40 mm , 激光通过聚焦透镜后,焦点处的光斑直径约为 0.8 mm , 水箱尺寸为 $600 \text{ mm} \times 250 \text{ mm} \times 350 \text{ mm}$, 材料为有机玻璃, 内有橡胶尖劈消声。在液体中使用水听器作为光声信号检测器。水听器到焦点区的距离由专业的装置测定。把水听器接收的光声信号送到 DHF-4 型电荷放大器后,由 HFM-1 型脉冲毫伏表测出光声信号的电压最大值。电荷放大器的上限频率为 100 kHz , 下限频率为 0.3 Hz , 放大系数为 1000 mV/min 。在脉冲毫伏表两端并接一台 SBM-10 型多用示波器, 以便观察脉冲光声信号的大小和波形。分束镜和聚焦透镜通过光机座固定在磁性平台上。

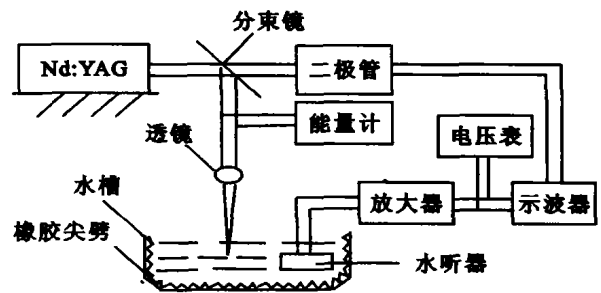


图 2 实验装置

Fig. 2 Schematic of experimental setup

2.2 结果分析

在实际测量时,使水听器垂直于等离子体柱接收,不改变水激光能量,只改变水听器与激光聚焦点的距离。通过脉冲毫伏表读出光声信号的电压最大值,每个点记录 5 个值,最后取平均值。然后根据水听器的灵敏度和电荷放大倍数求出声压值。用示波器检测光声信号。实验所用样品是自来水和生理盐水。结果如表 1,表 2。

水听器离等离子体柱较远时,光声信号的声压与距离成反比,即有

$$P_{\max} = \frac{K_1}{r}. \quad (11)$$

表 1 样品为水时光声信号的强度(激光能量为 40 mJ)

Tab. 1 Intensity of optoacoustic signals in water (40 mJ)

距 离/mm	100	120	150	170	190	210	230	250
信号电压值/mV	318.6	285.3	260.3	231.3	202	161.2	140.2	131.1
信号声压值/Pa	32 815.8	29 437.4	26 810.9	23 823.9	20 888.4	16 603.6	14 440.6	13 503.3

表 2 样品为生理盐水时光声信号的强度(激光能量为 36 mJ)

Tab. 2 Intensity of optoacoustic signals in physiological saline (36 mJ)

距 离/mm	50	70	100	120	140	160	180	200
信号电压值/mV	260.8	250.0	215.0	115.2	90.2	79.8	69.6	57.8
信号声压值/Pa	27 604.0	25 750.0	22 145.0	11 865.6	8 219.4	7 168.8	5 953.4	

把实验数据代入式(11),取平均值可得

$$K_1 \approx 3.4 \times 10^3 \text{ Pa} \cdot \text{m} (\text{自来水});$$

$$K_1 \approx 1.3 \times 10^3 \text{ Pa} \cdot \text{m} (\text{生理盐水}).$$

将相应的数据代入式(9),则可得

$$A = \frac{K_1}{n}, \quad (12)$$

式中 n 为脉动球源个数。实验观察 $r_0 = 1 \text{ mm}$, 因此对特定的物质,只要确定了脉动球源的个数,亦即光击穿长度 L ,就可以得到 A ,进而得到声压 P 。

表 3 是光击穿与声信号强度之间关系的实验数据。结果与式(12)符合较好,说明光击穿长度与声信号强度之间存在着正比关系。

表 3 光击穿长度与声信号强度关系

Tab. 3 Relation between length of breakdown and intensity of optoacoustic signals

光击穿长度 /cm	自来水中信号 声压/Pa	生理盐水中信号 声压/Pa
1	10 467.5	9 786.7
2	20 163.9	21 069.4
3	32 815.8	29 435.2

将相关的实验数据代入式(10),可得声场理论的方向特性如图 3 所示。对声场方向性的测量,则采用如图 4 的原理。图中每隔 15° 测量一个点。激光能量为 40 mJ,液体是水。水听器距离光击穿区 200 mm,每个总记录有 5 个最大值。如表 4 所示。

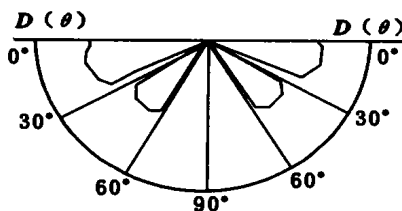


图 3 理论声场的方向特性

Fig. 3 Directivity of theoretic acoustic field

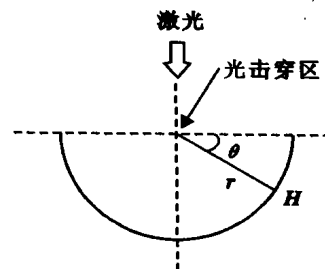


图 4 激光传播方向与水听器相对位置

Fig. 4 Relative position between hydrophone and directivity of laser transmission

表 4 激光传播方向与水听器相对位置的声信号电压值

Tab. 4 Voltage of optoacoustic signals under the relative position between hydrophone and directivity of laser transmission

角 度	0°	15°	30°	45°	60°	75°	90°
声信号电压值 /mV	74.8	52.4	12.0	36.6	31.2	25.6	10.8

根据这些数据绘制图 5。同理,在生理盐水中得到类似的结果。

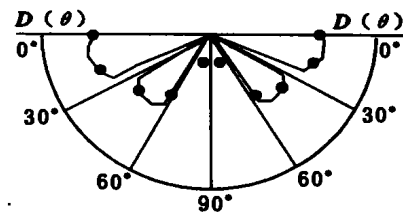


图 5 水中声场方向特性

Fig. 5 Directivity of acoustic field in water

3 结 论

根据以上所述,可以得出:①液体中发生光击穿时,可以把光击穿区看作是均匀分布着的含有等

离子的柱体,它的柱体长度 $L \gg d$ 柱体直径,柱体中看成是由多个脉动球源按线性叠加而形成,脉动球源的直径与柱体直径相等;② 当观测点离光击穿区的距离 $r \gg L$ 时,理论计算得到声场的声压和方向性与实验基本一致,在垂直于光传播方向,声压幅值与 r 成反比,与光击穿长度 L 成正比;③ 在垂直于光传播方向,声脉冲信号的声压幅值最大,沿光传播方向,声脉冲信号的声压幅值最小。

参考文献:

[1] QUAN K M, MACKENZIE H A. Photoacoustic genera-

tion in liquid with low optical absorption[J]. Ultrasonic, 1994, 32(3): 181-186.

[2] 威诒让,许龙江. 水下光击所激发的声场的方向特性[J]. 声学学报, 1991, 16(2): 145-151.

[3] 曹 辉,张小凤. 液体光击穿激发的辐射声场[J]. 陕西师范大学学报(自然科学版), 1999, 27(2): 43-47.

[4] 杜功焕,朱哲民. 声学基础[M]. 上海:上海科学技术出版社, 1988. 193-195.

[5] 特勒 E. 高能密度物理学[M]. 张伟华译. 北京:原子能出版社, 1982. 120-125.

(编 辑 曹大刚)

The research of directivity of the sound field through mechanism of laser-induced liquid breakdown

CAO Hui, SHANG Zhi-yuan

(Applied Acoustic Institute, Shaanxi Normal University, Xi'an 710062, China)

Abstract: The force regularity and directivity of the sound field through mechanism of laser-induced liquid breakdown are investigated both theoretically and experimentally according to the model. So a conclusion is drawn that the force regularity and directivity calculated by theory is in good agreement with experiment results.

Key words: plasma column; radial acoustic field; directivity

(上接第 15 页)

The numerical calculation of direct current $I-V$ curve of super-conducting Josephon junctions

HE Qing-li, ZHANG Jun-qin, LIN Tao,
YAO He-bao, ZHOU Yin-sui, WANG Yun

(Department of Physics, Northwest University, Xi'an 710069, China)

Abstract: Because the RCSJ models of super-conducting Josephson junctions are nonlinear second-order equations, it was difficult to give them analysis solutions, so the function is solved by numerical calculation. The $I-V$ characteristic of Josephson junctions was obtained by calling Runge-Kutta function repeatedly. Corresponding procedure and crucial part were described in detail. Results of numerical calculation explained the result of experimental qualitatively.

Key words: Josephson junctions; RCSJ model; Runge-kutta function; echo effect