

文章编号:1001-5078(2007)01-0026-03

激光致声水中辐射声场的方向性研究

余 扬, 王江安, 蒋兴舟
(海军工程大学兵器工程系, 湖北 武汉 430033)

摘 要:文章针对现有声纳技术探测水中小目标的实际困难,从激光致声辐射声场的线性模型出发,应用声纳基阵的波束形成原理,建立了等离子体圆盘模型,对激光致声水中辐射声场的方向性进行了理论研究,得到此声场的方向性图,进而分析和比较了功率不同的激光束所激发的辐射声场的方向性,并得出一定的规律。

关键词:激光致声;辐射声场;等离子体圆盘;方向性

中图分类号:TN249;TB57 **文献标识码:**A

The Study of Theory of Directivity of Laser-induced Sound Radiating Field in Water

YU Yang, WANG Jiang-an, JIANG Xing-zhou

(Department of Weapon Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China)

Abstract:The directivity of the laser-induced sound field in water are investigated theoretically according to a new model of plasma disc. The law of directivity of the radiating field is shown by means of the simulation calculation. Some connection between the range of power of the laser beam and the directivity of the laser-induced sound field is concluded.

Key words:laser-induced sound; sound radiating field; plasma disc; directivity

1 引言

传统的声纳对水中小目标的探测具有一定的局限性,利用激光致声技术探测是一种新的可行的探测手段,这是由激光在水中激发的声脉冲在时间和空间上都具有极高分辨率的优点所决定的,而且激光致声效率高,激发出的声脉冲频带宽,所用设备体积小,适用范围广,因此激光致声技术具有重要的工程应用背景^[1]。本文正是通过对激光致声水中辐射声场的方向性进行研究,为今后这一技术在军事领域的应用建立一定的理论基础。

2 水中光击穿激发声波的机理

水中激光致声的机理有多种,被极化的水在光激发下产生电致伸缩、水吸收光能而发生的热膨胀以及水的光击穿或形成等离子体等都能产生声波,其中光击穿产生声波的效率最高。这里只介绍光击穿产生声波的机理。当入射到水中的激光功率密度

达到水的介电击穿阈值时,在水中光柱聚焦的腔体内会发生光击穿^[2]。如果在腔体内有微气泡,并且有发光的等离子体,这些等离子体吸收光能量,使腔体膨胀产生声波。激光在水中产生声波,其声压幅值和介质的光吸收系数成比例。

在水中,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分布,则在实际应用中有着重大的意义^[3]。文献[4]给出了一个理论模型(光击穿模型),是在一条线段上均匀分布着多个脉冲点源,利用它从理论和实验两方面研究了水中光击穿所激发的辐射声场的方向特性。但结果与实验结果有一定差异,只有当 $kr_0 \ll 1$ 时,脉冲球源才可以被当作点源处理(r_0 是球源半径;

作者简介:余 扬(1982-),男,硕士研究生,研究方向是军用目标探测与制导技术。E-mail:yuyangworking@163.com
收稿日期:2006-05-18;修订日期:2006-12-10

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 是波数), 因而此模型有一定局限性。为进一步研究水中光击穿激发的声场, 本文建立了一个新的激光致声模型, 由空间能量的径向传播特性, 在水中光击穿区各个径向方向形成了多个等离子体脉冲球源, 这样, 一系列脉冲球源均匀发散地铺开就形成一个等离子体圆盘(简称靶盘), 此圆盘厚度等于球源半径, 示意图如图 1 所示。

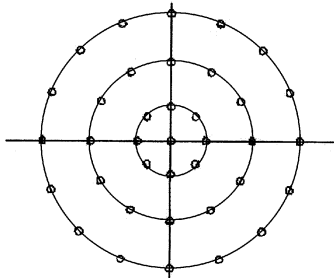


图 1 靶盘模型

靶盘模型的原理如图 1 所示, 图中大圈上的每个小圈均代表一个等离子体脉冲球源, 即一个小振源, 所有这些等离子体脉冲球源组合在一起就形成一个等离子体圆盘, 因其形状与枪靶相似, 故称为靶盘模型。通过该模型的建立, 在理论上得到了水中光击穿激发声场的指向特性。图 2 是实验中激光致声辐射声场的方向性测量原理图。

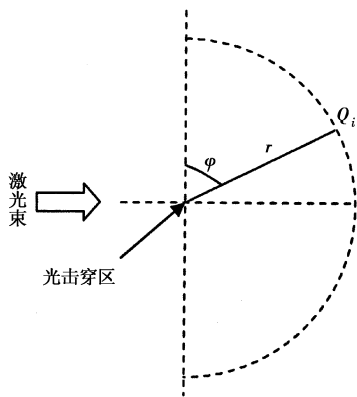


图 2 激光致声辐射声场的方向性测量原理图

3 等离子体圆盘辐射声场的方向性

3.1 均匀简谐球面波的波动方程

这里作以下说明: 在研究单个脉冲球源产生的声波的波动特性时, 将脉冲球源视为有一定度量的做简谐脉动的球体; 而在研究多个脉冲球源组成的等离子体圆盘时, 则将脉冲球源作为位置在自身球心处的点源处理, 当然这只限于远场情况。

波阵面为球面的声波叫做球面声波^[5]。点声源发出的声波即为球面波, 实际上只要声源的线度远小于波长, 即可近似认为是辐射球面波。波阵面上声振幅相等的球面波为均匀球面波。设在均匀无

限介质中有一个简谐脉动的小球, 其辐射的声波即为各向均匀简谐球面波, 它的波动方程为:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c^2 \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial p}{\partial r} \right) \right] \quad (1)$$

由式(1)解得:

$$p = \frac{A}{r} e^{j(\omega t - kr)} \quad (2)$$

而声压 p 的实际值是式(2)右边的实部。

3.2 辐射声场的方向性

计算方向性的关键是计算各点源的振动传到观察点处的声程差。

在以圆盘中心为球心, r 为半径的球面上讨论辐射声场的方向性, 示意图如图 3 所示。

图 3 中, 坐标原点 O 定在圆盘中心处, 以圆盘所在平面为 xOy 平面, $P(x_p, y_p, z_p)$ 为观察点, $Q_i(x_{Q_i}, y_{Q_i}, z_{Q_i})$ 为圆盘上的一个振源(显然这里的 $z_{Q_i} = 0$)。图 4 中的三角形是图 3 中三角形 OPQ_i 的特写。

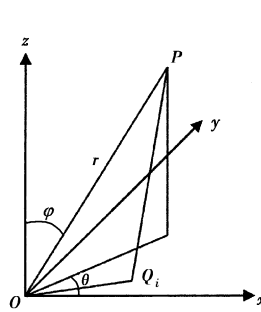


图 3 方向性计算原理图

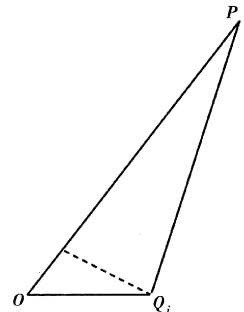


图 4 三角形 OPQ_i

因为 $D \ll r$, 其中 D 为圆盘的直径, 所以 $\angle OPQ_i \approx 0^\circ$, 则 Q_i 处振源的振动相对于 O 点处振源的振动传到观察点 P 的声程差为:

$$\xi_i = OP - Q_iP = \overrightarrow{OQ_i} \cdot \vec{e}_{op} \quad (3)$$

其中, \vec{e}_{op} 是将 \overrightarrow{OP} 单位化得到的向量。

将

$$\begin{cases} x_p = r \sin\varphi \cos\theta \\ y_p = r \sin\varphi \sin\theta \\ z_p = r \cos\varphi \end{cases} \quad (4)$$

代入

$$\vec{e}_{op} = \frac{1}{r} (x_p \vec{i} + y_p \vec{j} + z_p \vec{k}) \quad (5)$$

得:

$$\vec{e}_{op} = \sin\varphi \cos\theta \vec{i} + \sin\varphi \sin\theta \vec{j} + \cos\varphi \vec{k} \quad (6)$$

则

$$\xi_i = x_{Q_i} \sin\varphi \cos\theta + y_{Q_i} \sin\varphi \sin\theta + z_{Q_i} \cos\varphi \quad (7)$$

相应的相位差 ε_i 为:

$$\begin{aligned}\varepsilon_i &= \frac{2\pi}{\lambda} \xi_i \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} (x_{Q_i} \sin\varphi \cos\theta + y_{Q_i} \sin\varphi \sin\theta + z_{Q_i} \cos\varphi) \quad (8)\end{aligned}$$

设仅由圆盘中心 O 处振源产生的声波传到观察点 P 引起 P 点的振动方程为:

$$p_0(t) = \frac{A_0}{r} \cos(\omega t) \quad (9)$$

式中, A_0 是圆盘中心 O 处振源在距其 1m 的位置产生声波的振幅。

若 Q_i 处振源和 O 处振源是同相位振动, 那么由圆盘上的一个振源 Q_i 产生的声波传到观察点 P 处引起 P 点的振动方程就为:

$$p_i(t) = \frac{A_i}{r_i} \cos(\omega t + \varepsilon_i) \quad (10)$$

式中, A_i 是振源 Q_i 在距其 1m 的位置产生声波的振幅; r_i 是 Q_i 到观察点 P 的距离 $Q_i P$ 。

若等离子体圆盘中含有 $(N+1)$ 个脉冲球源, 即含有 $(N+1)$ 个振源, 则观察点 P 处的振动方程是 (因为 $D \ll r$, 所以影响各个振源振幅的因子 r_i 均可当作 r 来处理):

$$p(t) = \frac{1}{r} \sum_{i=0}^N A_i \cos(\omega t + \varepsilon_i) \quad (11)$$

其中, $\varepsilon_0 = 0$, 式(11)可化简为:

$$p(t) = \frac{A_s}{r} \cos(\omega t + \varphi) \quad (12)$$

式中, A_s 是距等离子体圆盘中心 1m 处合成声波的总振幅, 有

$$A_s = \left[\left(\sum_{i=0}^N A_i \cos \varepsilon_i \right)^2 + \left(\sum_{i=0}^N A_i \sin \varepsilon_i \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (13)$$

$$\cos \varphi = \frac{\sum_{i=0}^N A_i \cos \varepsilon_i}{\left[\left(\sum_{i=0}^N A_i \cos \varepsilon_i \right)^2 + \left(\sum_{i=0}^N A_i \sin \varepsilon_i \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (14)$$

$$\sin \varphi = \frac{\sum_{i=0}^N A_i \sin \varepsilon_i}{\left[\left(\sum_{i=0}^N A_i \cos \varepsilon_i \right)^2 + \left(\sum_{i=0}^N A_i \sin \varepsilon_i \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (15)$$

则等离子体圆盘产生的辐射声场的方向性函数是:

$$D(\varphi, \theta) = \frac{A_s}{A_{s_{\max}}} = \frac{\left| \sum_{i=0}^N A_i e^{j\varepsilon_i} \right|}{\sum_{i=0}^N A_i} \quad (16)$$

式中, $A_{s_{\max}}$ 是 A_s 在空间方向上的最大值。

4 靶盘模型的理论计算与分析

在进行理论计算时, 作以下两条假设:

- ①各脉冲球源同相位振动;
- ②脉冲球源的振幅从等离子体圆盘中心沿径向

方向按指数规律减小。

根据靶盘模型, 由式(16)经理论计算得到激光致声水中辐射声场的方向性图 (均已归一化) 如图 5 所示。

由图 5(a) ~ (d) 可以看出, 等离子体圆盘上的振源个数逐渐增多, 辐射声场的方向性越来越突出, 而振源个数即等离子体脉冲球源的个数是由激光束的能量决定的, 这样可以得到以下规律: 激光束能量大时, 等离子体脉冲球源多, 靶盘大, 各个振源产生的声波叠加后可以形成尖锐的方向性; 激光束能量小时, 等离子体脉冲球源少, 靶盘小, 各个振源产生的声波叠加后, 主瓣的方向性优势就不是很明显, 甚至分辨不出主瓣, 与均匀球面波类似。这样的计算结果与文献[7]中对光声源的方向性分析结果是一致的。

5 结论

本文从液体中激光致声的等离子体线性模型出发, 设计了等离子体圆盘模型来研究激光致声水中辐射声场的方向性, 从理论上得到了此辐射声场的方向性函数, 作出了它的方向性图, 为后续进行更为深入的激光致声辐射声场的外部特性研究和实验验证提供了一定的理论依据。

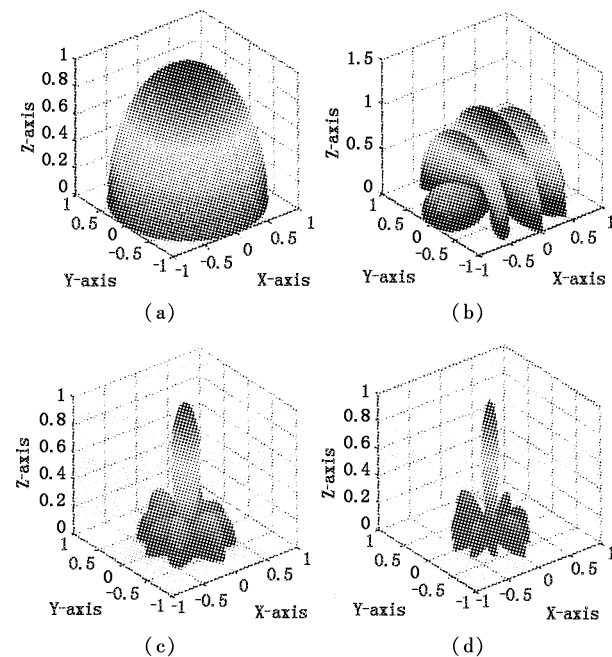


图5 光声源的方向性

靶盘模型与原有的线性模型相比, 在激光束照射区域较大的激光条件下更符合实际情况, 靶盘模型的另一个优点是能够由激光束的功率和光的光学边界条件估计出各个振源产生的声波振幅 A_i ($i = 0, 1, 2, \dots, N$), 具有一定的客观性。但文中的靶盘模

(下转第 31 页)

扩大了10倍,即 $D_{\max} = 10L_1$ 。

N 的确定如图3所示。

(1)第一种情况: $\Delta\phi_1 > \Delta\phi_2$,即 $(\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2)/2\pi > 0$ 时,

$$N_1 = N_2, \text{即 } N_1 - N_2 = 0, \text{则 } D_1 = [(\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2)/2\pi]L_1/(1-K) = [(\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2)/2\pi](ML_1)$$

(2)第二种情况: $\Delta\phi_1 < \Delta\phi_2$,即 $(\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2)/2\pi < 0$ 时,

$$N_1 - N_2 = 1, \text{则 } D_2 = [(1 + \Delta\phi_1 - \Delta\phi_2)/2\pi]L_1/(1-K) = [(1 + \Delta\phi_1 - \Delta\phi_2)/2\pi](ML_1) \text{ 或}$$

$$D_2 = [(1 - \Delta\phi_2 - \Delta\phi_1)/2\pi]L_1/(1-K) = [(1 - \Delta\phi_2 - \Delta\phi_1)/2\pi](ML_1)$$

由此可得出如下结论:

(1)采用两个频率,能使最大可测量距离增大 $M = 1/(1-K)$ 倍, $f_2 = Kf_1$;

(2)当 $\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2 > 0$ 时,采用 $D = [(\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2)/2\pi](ML_1)$,计算 D 值;

(3)当 $\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2 < 0$ 时,采用 $D = [(1 + \Delta\phi_1 - \Delta\phi_2)/2\pi](ML_1)$,计算 D 值;

(4)为了测定更长的距离,可采用多个频率进行测量,如取 $f_1, f_2 = 0.9f_1, f_3 = 0.99f_1, f_4 = 0.999f_1$ 等,这样就可以由 $\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2$ 来确定 N 值的个位值,由 $\Delta\phi_1 - \Delta\phi_3$ 来确定 N 值的十位值,由 $\Delta\phi_1 - \Delta\phi_4$ 来确定 N 值的百位值等。

上述方案一般用于中、长程的光速测距仪中。对于短程光速测距仪,则采用脉冲测距。仪器内设有两个调制频率:一个精频,如 $f_1 = 15\text{MHz}$,相应 $L_1 = 10\text{m}$;另一个粗频,如 $f_2 = 150\text{kHz}$,相应 $L_1 = 1000\text{m}$ 。粗尺确定 $1 \sim 1000\text{m}$ 的距离,电尺长度为 1000m ,测量精度为 1m ;精尺确定 $0.01 \sim 10\text{m}$ 的距离,电尺长度为 10m ,测量精度为 0.01m (注:测相精度为 $1/1000$)。该方案既扩大了可测距离,又提高了测量精度。

(上接第28页)

型存在几个假设的地方,如各振源的同相位振动,脉冲球源振幅的变化规律和脉冲球源的排布形状,这些假设都是对真实情况的简化处理,便于计算,所得结果是对激光致声水中辐射声场的方向性的定性描述,为了完善理论模型并作进一步的数据分析,还需要做大量的实验研究工作。以上理论研究成果与实验的比较结果将在以后另文发表。

参考文献:

- [1] 张晓春. 激光超声技术及其应用[J]. 大学物理, 1998, 17(2): 40-42.
- [2] 李荣福, 崔桂华, 田作喜, 等. 激光声遥感技术[M]. 北

6 位相的测量

测定参考信号与测距信号的相位差一般可采用移相法和脉冲填充法。

(1)移相法 通过移相器改变参考信号的位相使之与测距信号位相一致(用鉴相器判定),即可得相位差值 $\Delta\phi$ 。这一方法一般用于中、长程光速测距仪中。

(2)脉冲填充法 将参考信号与测距信号的正弦波整形成方波,微分后触发计数器并在开、关门之间填充晶振脉冲,从而得到位相差值 $\Delta\phi$ 。这一方法一般用于短程光速测距仪中。

7 结束语

由于激光独特的性质,使激光测距仪具有其他测距仪所无法比拟的优势。正因为如此,激光测距仪一经问世,便得以迅猛发展,如今已发展至第五代并产生了许多种类,而且,越来越朝着小型化、智能化的方向发展。激光测距仪面对大众测量,为实施毫米级精度的快速、非接触式距离测量带来了全新的革命。加上电路部分随着微电子技术的发展,趋向于集成化、数字化,使得系统在可靠性方面大为提高。与光电测距仪相比,不仅可以日夜作业,而且能提高测距精度,显著减少质量和功耗,使测量到人造地球卫星、月球等远目标的距离变成现实。另外,在人们的日常工作和生活中,它的应用已渗透到各个领域并引起各个行业的广泛关注。

参考文献:

- [1] 杨坤涛. 激光测试原理与技术[M]. 武汉: 华中科技大学出版社, 1999, 126-135.
- [2] 金国藩, 李景镇. 激光测量学[M]. 北京: 科学出版社, 1998.
- [3] 杨国光. 近代光学测试技术[M]. 北京: 机械工业出版社, 1986.

京: 国防工业出版社, 2003, 23-33.

- [3] 曹辉, 张小凤, 尚志远, 等. 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] 尚志远. 激光在水中产生超声波的实验研究[J]. 陕西师范大学学报(自然科学版), 1995, 23(2): 41-44.
- [5] 许肖梅. 声学基础[M]. 北京: 科学出版社, 2003, 134-136.
- [6] 蒋兴舟, 陈喜, 蒋涛. 鱼雷制导设计原理[M]. 武汉: 海军工程大学, 2001.
- [7] 王三德. 纳米银胶中热弹光声信号的特性及液体中光穿透效应对声波的影响[D]. 陕西: 陕西师范大学, 2000.