

汽化激光致声跨界通信的三维数值特性

李 恪¹, 梁家平¹, 姚 瑶^{1*}, 张 杨², 宗思光³, 刘 涛³

(1. 汕头大学工学院, 广东 汕头 515063;

2. 海军研究院, 北京 100161;

3. 海军工程大学电子工程学院, 湖北 武汉 430033)

摘要: 激光致声技术可以将空气中的激光信号转化为水下的水声信号, 将两种最佳信道高效地结合起来, 从而解决空中-水下跨界通信问题。为了提高激光致声跨界通信的保密性和光声转化效率, 采用了数值计算方法对不同条件下, 激光在海面三维散射特性和透射特性进行了研究。首先, 为了提高仿真计算的准确性, 建立了三维激光海面散射场的数学模型。其次, 采用数值计算方法求解三维激光海面散射的表面积分方程, 并根据入射光波的特点, 对入射界面进行强、弱区划分, 以提高计算效率。最后, 通过室内模拟试验对仿真结果进行了验证。研究表明, 入射角度对于汽化激光致声通信的保密性和效率有着重要的影响, 为后续的系统设计和相关应用研究提供了有意义的参考。

关键词: 跨界通信; 激光致声; 预条件共轭梯度法; 汽化机制; 数值特性; 转换效率

中图分类号: P714⁺.3 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA20230100

0 引言

由于海水对电磁波的强烈衰减以及海洋水声信道复杂多变的特性, 使得单一通信手段无法满足空中平台对水下目标远距离通信的需求。而激光致声技术可以将大气中的激光信号转换为水下的声波信号, 将两种最佳信道结合起来, 克服了单一电磁波在水中传输衰减大和在大气中发散性强的问题。并且该技术无需声波在水下信道进行远程传输, 信号受到的干扰少, 因此具有极高的传输效率^[1-3]。

激光致声技术的基本原理是将海水吸收系数高的大能量脉冲激光能量瞬间注入水中, 由于海水对这个波长的激光有很强的吸收能力, 表面很薄的一层水在极短的时间内吸收了大部分激光能量而发生光声转换效应, 从而在水下激发出声波。根据光声能量转换效率的差异, 光声转换效应可分为三种机制: 击穿机制、汽化机制和热膨胀机制^[4-5]。其中击穿机制光声转换效率最高, 要求光学聚焦, 远距离实现难度非常大; 汽化机制光声转换效率次之, 要求光学聚束, 远距离实现难度较小; 热膨胀机制光声转换效率最低,

对光学系统无要求。对于远距离应用而言, 光学系统的稳定性和可靠性很难得到保证。因此, 汽化致声机制是远距离激光致声技术的最佳选择。

美国、前苏联于 20 世纪 60 年代率先开展激光致声技术研究, 成功开展了遥感水深探测应用的试验^[6-9]。我国对于激光致声技术的研究起步较晚, 目前国内的激光致声技术研究主要集中于击穿机制, 对于汽化机制下激光致声特性研究较少, 且主要是从理论上和实验室环境中对汽化激光致声特性进行研究^[10-11]。陈清明等从理论上分析了脉冲激光在液体中产生的声波波阵面、光声脉冲波形的特点, 分析了表面和整体汽化两种光声机制的特点, 计算出了整体汽化的阈值, 给出了液体温度不同时的蒸汽流密度及光声信号求解的理论模式和汽化光声信号的特征及随激光参数的变化规律^[12-13]。王三德等讨论了光穿透深度对声源指向性的影响, 利用汉克积分变换法和最陡下降法求解热扩散方程和波动方程, 给出了二维位移的解析表达式, 并用数值计算方法和绘图软件画出光穿透深度对声源指向性影响的理论曲线图^[14]。李秋实等

收稿日期: 2023-02-28; 修订日期: 2023-04-09

作者简介: 李恪, 男, 副教授, 博士, 主要从事激光水下通信与遥感技术方面的研究。

通讯作者: 姚瑶, 女, 讲师, 博士, 主要从事激光水下通信与遥感技术方面的研究。

利用解析方法仿真得到了激发声波的光声脉冲剖面和时空分布图;并对比分析了正弦波形、三角波形和高斯波形的激光脉冲分别在约束边界和自由边界下激发声波的峰值声压、光声转换效率和波形等特性^[15]。

在实际应用中,为了提高通信的机动性,需要通过调整入射角来改变通信区域。入射角度的不同和海浪波动会对透射激光的能量产生很大影响,而激光散射后的能量分布情况对于通信保密性具有重要意义。由于在水中发生光声转换效应的距离极短,不需要考虑激光透射后的能量分布情况,只需计算激光透射总能量的占比即可。因此,在不同海况和不同入射角度情况下,采用数值计算方法研究激光在波动海面

上的三维散射特性对于改善汽化激光致声通信的保密性以及准确掌握激光透射能量强度随入射角的变化特性是十分必要的。

1 理论方法

1.1 激光海面散射场的数学模型

激光海面三维散射场的计算原理如图 1 所示。图 1 中,曲面代表波动海面, D_x 和 D_y 分别为激光照射区域在 x 和 y 方向上的截断边长, H 为激光器距离海面的垂直高度, \hat{k}_i 为入射激光的波矢, \hat{k}_s 为散射激光束的波矢; φ_i 为入射方位角, φ_s 为散射方位角; θ_i 为激光入射角, θ_s 为激光散射角。

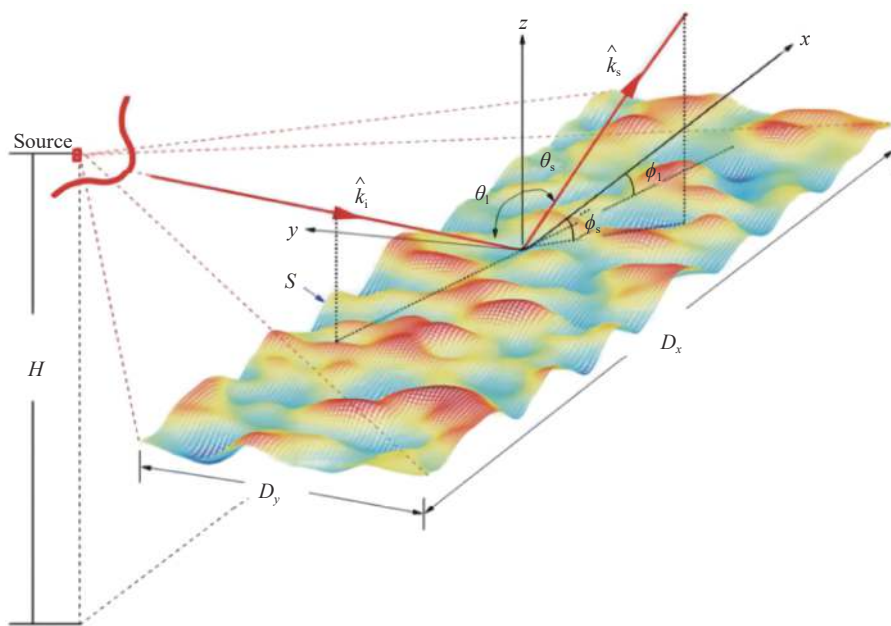


图 1 激光海面散射示意图

Fig.1 Schematic diagram of laser scattering from sea surface

为了得到精确的三维数值解,必须用波动理论来分析激光的三维散射特性。基于麦克斯韦方程组,假设入射激光束的磁流密度为 \bar{M} ,入射激光束的电流密度为 \bar{J} 。可以将散射场的电场 $\bar{E}(\bar{r})$ 和磁场 $\bar{H}(\bar{r})$ 的积分方程表示如下^[16]:

$$\begin{aligned} \bar{E}(\bar{r}) = & \frac{i\omega\mu_0}{k_0^2} \cdot \left[\nabla \int g_0(\bar{r}, \bar{r}') \nabla' \cdot \bar{J}(\bar{r}') d\bar{r}' + \right. \\ & k_0^2 \cdot \int g_0(\bar{r}, \bar{r}') \cdot \bar{J}(\bar{r}') d\bar{r}' \left. \right] - \\ & \int \nabla g_0(\bar{r}, \bar{r}') \cdot \bar{M}(\bar{r}') d\bar{r}' \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \bar{H}(\bar{r}) = & \frac{i\omega\epsilon_0}{k_0^2} \left[\nabla \int g_0(\bar{r}, \bar{r}') \nabla' \cdot \bar{M}(\bar{r}') d\bar{r}' + \right. \\ & k_0^2 \int g_0(\bar{r}, \bar{r}') \bar{M}(\bar{r}') d\bar{r}' \left. \right] + \\ & \int \nabla g_0(\bar{r}, \bar{r}') \times \bar{J}(\bar{r}') d\bar{r}' \end{aligned} \quad (2)$$

式中: g_0 为大气中的标量格林函数; \bar{r}' 为海面光斑上的源点的位置矢量; \bar{r} 为散射场中的场点的位置矢量。

由波动理论可知,波动海面上的边界条件为^[17]:

$$\hat{n} \times \bar{H}_1 = \hat{n} \times \bar{H}_0 = \bar{J}_s \quad (3)$$

$$\hat{n} \times \bar{E}_1 = \hat{n} \times \bar{E}_0 = -\bar{M}_s \quad (4)$$

$$\hat{n} \cdot \varepsilon_1 \bar{E}_1 = \hat{n} \cdot \varepsilon_0 \bar{E}_0 = \rho_s \quad (5)$$

$$\hat{n} \cdot \mu_1 \bar{H}_1 = \hat{n} \cdot \mu_0 \bar{H}_0 = m_s \quad (6)$$

式中:下标“0”表示空气介质;下标“1”表示海水介质; \bar{M}_s 为波动海面光斑上的磁流; m_s 为波动海面光斑上的面磁荷密度; \bar{J}_s 为光斑上的电流; ρ_s 为光斑上的面电荷密度; μ 为磁导率; ε 为介电常数; \hat{n} 为光斑中波动海面的局部法向量。

1.2 三维激光海面散射的表面积分方程

假设 \vec{r}' 是光斑波动海面 S 上的源点位置矢量, \vec{r} 是在光斑海面上方,无限接近于海面的场点位置矢量。根据 Stratton-Chu 公式,令入射磁场表示为 \bar{H}_{inc} ,入射电场表示为 \bar{E}_{inc} ,结合上文得出的散射场中磁场和电场的表达式及光斑波动海面上的边界条件,通过对波动海面散射场的法向和切向分量进行分析,可以得出以下方程^[17]:

$$\begin{aligned} & \frac{\hat{n} \times \bar{H}(\vec{r})}{2} - \hat{n} \times \int_S \left\{ \left[\hat{n}' \times \bar{H}(\vec{r}') \right] \times \nabla' g_0 - \right. \\ & \left. i\omega \varepsilon_0 g_0 \left[\hat{n}' \times \bar{E}(\vec{r}') \right] + \nabla' g_0 \left[\hat{n}' \cdot \bar{H}(\vec{r}') \right] \right\} dS' = \\ & \hat{n} \times \bar{H}_{inc}(\vec{r}) \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\hat{n} \times \bar{E}(\vec{r})}{2} + \hat{n} \times \int_S \left\{ \left[\hat{n}' \times \bar{E}(\vec{r}') \right] \times \nabla' g_1 + \right. \\ & \left. i\omega \mu_1 g_1 \left[\hat{n}' \times \bar{H}(\vec{r}') \right] + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1} \nabla' g_1 \left[\hat{n}' \cdot \bar{E}(\vec{r}') \right] \right\} dS' = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\hat{n} \cdot \bar{E}(\vec{r})}{2} - \hat{n} \cdot \int_S \left\{ \left[\hat{n}' \times \bar{E}(\vec{r}') \right] \times \nabla' g_0 - \right. \\ & \left. i\omega \mu_0 g_0 \left[\hat{n}' \times \bar{H}(\vec{r}') \right] + \nabla' g_0 \left[\hat{n}' \cdot \bar{E}(\vec{r}') \right] \right\} dS' = \\ & \hat{n} \cdot \bar{E}_{inc}(\vec{r}) \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\hat{n} \cdot \bar{H}(\vec{r})}{2} + \hat{n} \cdot \int_S \left\{ \left[\hat{n}' \times \bar{H}(\vec{r}') \right] \times \nabla' g_1 - \right. \\ & \left. i\omega \varepsilon_1 g_1 \left[\hat{n}' \times \bar{E}(\vec{r}') \right] + \frac{\mu_0}{\mu_1} \nabla' g_1 \left[\hat{n}' \cdot \bar{H}(\vec{r}') \right] \right\} dS' = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

式中: \hat{n} 为场点 \vec{r} 投影在波动海面 S 上的局部法向矢量; \hat{n}' 为源点处波动海面上的局部法向矢量; dS' 为源点处的局部曲面单元; $H_{inc}(\vec{r})$ 和 $E_{inc}(\vec{r})$ 分别为入射磁场和入射电场的场量; \bar{H} 和 \bar{E} 分别为散射磁场和散射电场的场量; ω 为激光在大气中的角频率; i 为虚部符号; g_0 和 g_1 分别为大气和海水中的标量格林函数。

$$g_{0,1} = \frac{\exp(ik_{0,1}R)}{4\pi R} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \nabla' g_{0,1} &= (\vec{r} - \vec{r}') \frac{(1 - ik_{0,1}R) \exp(ik_{0,1}R)}{4\pi R^3} \\ R &= |\vec{r} - \vec{r}'| \end{aligned} \quad (12)$$

为了对散射场的能量分布特性进行数值计算,必须将矢量场分解为各个方向上的标量场来进行计算。

1.3 三维激光海面散射场的数值计算方法

1.3.1 三维激光海面散射场的矢量分解

令 F_x 、 F_y 分别表示 $\hat{n} \times \bar{H}$ 在 \hat{x} 和 \hat{y} 方向上的分量, F_n 表示 \bar{H} 的法向分量,令 I_x 、 I_y 分别表示 $\hat{n} \times \bar{E}$ 在 \hat{x} 和 \hat{y} 方向上的分量, I_n 表示 \bar{E} 的法向分量,则经过矢量分解后,根据公式(7)~(10)可以得到以下6个关于标量场的方程。

为便于数值计算,根据矩量法(Method of Moment, MOM),对这6个标量方程进行离散,离散后的矩阵方程表示为^[18]:

$$\begin{aligned} & A_p F_x(\vec{r}) + B_p F_y(\vec{r}) + C_p F_n(\vec{r}) + \\ & D_p I_x(\vec{r}) + E_p I_y(\vec{r}) + F_p I_n(\vec{r}) = U_p \end{aligned} \quad (13)$$

式中: $p = 1, 2, 3, \dots, 6$ 为这6个标量方程的序号; A_p, \dots, F_p 为第 p 个方程中不同变量相应的系数矩阵; U_p 为6个标量方程中的已知量;当 $p = 1, 2, 3$ 时, $U_p = 0$,当 $p = 4, 5, 6$ 时, U_p 分别为 $F_x^{inc}(\vec{r})$, $F_y^{inc}(\vec{r})$ 和 $I_n^{inc}(\vec{r})$; $F_x^{inc}(\vec{r})$, $F_y^{inc}(\vec{r})$ 分别为 $\hat{n} \times H_{inc}$ 在 \hat{x} 和 \hat{y} 方向上的分量; $I_n^{inc}(\vec{r})$ 为 E_{inc} 的法向分量。

1.3.2 稀疏矩阵网格法

由于进行三维数值计算的矩阵很大,为了节省运算成本,采用稀疏矩阵网格法(Sparse Matrix Grid Method, SMCG)来进行计算。由于源点和接收点的水平距离越近,源点对接收点的贡献就越大,因此,为了节约内存,需要划分散射区域的强区和弱区。

令源点和场点之间的水平距离定义为:

$$\rho = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2} \quad (14)$$

定义 r_d 为用来区分强弱区域的临界距离,则令 $\rho < r_d$ 的区域为强区, $\rho \geq r_d$ 的区域为弱区。假设第 (m, n) 个点为场点,按照图2中所给出的 r_d ,则图2中阴影区域即为强区,空白区域即为弱区。

按照上述的强弱区域划分原则,可以将公式(13)中的所有系数矩阵分解为如下形式:

$$Z = Z^{(s)} + Z^{(w)} \quad (15)$$

式中: $Z^{(s)}$ 为稀疏矩阵来表示强区矩阵; $Z^{(w)}$ 为弱区矩阵。

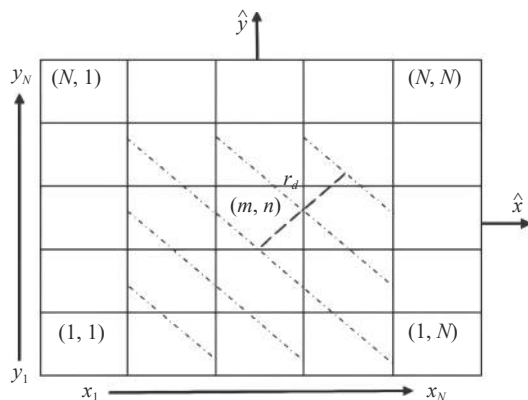


图 2 S_{xy} 的离散示意图

Fig.2 Diagram of discretization of S_{xy}

对于弱区矩阵 $Z^{(w)}$ 的元素, 将其中的格林函数用泰勒级数展开求和的方式来近似表示, 即:

$$G_{0,1}(R) = \frac{(1 - ik_{0,1}R) \exp(ik_{0,1}R)}{4\pi R^3} = \sum_{m=0}^M a_m^{(0,1)}(\rho) \left(\frac{\Delta z^2}{\rho^2}\right)^m \quad (16)$$

$$g_{0,1}(R) = \frac{\exp(ik_{0,1}R)}{4\pi R} = \sum_{m=0}^M b_m^{(0,1)}(\rho) \left(\frac{\Delta z^2}{\rho^2}\right)^m \quad (17)$$

式中: 变量的下标或上标中的“0”为该变量是大气中的相应参数; “1”为该变量是海水中的相应参数; a_m , b_m 分别为利用泰勒级数对 $G_{0,1}(R)$ 和 $g_{0,1}(R)$ 进行展开时的第 m 级系数, 在数值计算中, 为了达到理想的精度, 需要将泰勒级数展开至第 6 项, 即 $M = 5$; Δz 为光斑波动海面上两个点的高度差。

1.3.3 预条件共轭梯度法

传统的解法是对矩阵求逆, 也就是通过矩量法 (Method of Moment, MOM) 来求解方程, 需要存储整个矩阵。这样的话, 当散射面较大时, 矩阵元素过多, 内存难以满足, 且计算量很大。较常采用的方法是共轭梯度法 (Conjugate Gradient Method, CGM)。然而矩阵 $Z^{(FS)}$ 的元素都是 x - y 平面上两点间距离 ρ 的函数, 使得 $Z^{(FS)}$ 成为了一个分块托普利兹 (Toeplitz) 矩阵。由于托普利兹矩阵的阶数越高, 共轭梯度法的收敛速度越慢。因此在求解矩阵方程的问题中, 为了改善系数矩阵的条件数, 以便提高收敛速度, 采用预条件共轭梯度法 (Preconditioned Conjugate Gradient Method, PCGM), 结合 T. Chan 的优化循环预条件器, 并用快速

傅里叶变换实现矩阵向量积的方法来求解托普利兹矩阵与向量的乘积, 这种方法简称为 PCGFFT 算法^[19]。

假设 T 是 $Z^{(FS)}$ 中的一个 n 阶分块 Toeplitz 矩阵, 则 T 为系数矩阵的线性方程组就是 Toeplitz 线性方程组。用高斯消去法求解这样的线性方程组, 无法利用 Toeplitz 矩阵的结构特征, 所导致的算术复杂度是 $O(n^3)$ 。直接利用 CGM 进行计算, 所导致的计算复杂度是 $O(n \log^2 n)$ 。选择适当的预条件器, PCGFFT 算法能将求解大型 Toeplitz 线性方程组的算术复杂度从 $O(n \log^2 n)$ 降到 $O(n \log n)$ 。

假设 T 的矩阵形式为:

$$T = \begin{bmatrix} t_1 & t_n & \cdots & t_2 \\ t_2 & t_1 & \ddots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & t_n \\ t_n & t_{n-1} & t_2 & t_1 \end{bmatrix} \quad (18)$$

式中: t_m 为矩阵中的元素, 下标 $m = 1, \dots, n$ 为各元素的序号。

与 T 相应的 T. Chan 的优化循环预条件器 C 可以表示为^[19]:

$$C = \begin{bmatrix} c_1 & c_n & \cdots & c_2 \\ t_2 & t_1 & \ddots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & c_n \\ c_n & c_{n-1} & \cdots & c_1 \end{bmatrix} \quad (19)$$

式中: 矩阵 C 中的元素 $c_j = \frac{(n-j)t_j + jt_{n-j}}{n}$, $j = 1, 2, \dots, n$ 。

在预条件共轭梯度法中, 每一次迭代要计算矩阵向量积 Tx 和 $C^{-1}y$, (x 和 y 泛指两个列矢量) 可以利用 n 阶快速傅里叶变换来快速计算。首先, C 能被 n 阶离散傅里叶矩阵对角化, 即:

$$C = F^* D F \quad (20)$$

则

$$C^{-1}y = \text{ifft}(D^{-1} \cdot \text{fft}(y)) \quad (21)$$

式中: 对角线矩阵 $D = \text{diag}[\lambda_1, \dots, \lambda_n]$ 且矩阵 C 的特征值为 $\lambda_k = \sum_{j=1}^n c_j \exp\left(\frac{2\pi j k}{n}\right)$, $k = 1, 2, \dots, n$ 。

于是, 对于 Tx 可以借助于快速傅里叶变换来进行计算。令 T 的第 1 列为 T_1 , 则具体的计算方法为:

$$Tx = T_1 * x = \text{ifft}(\text{fft}(T_1) \cdot \text{fft}(x)) \quad (22)$$

式中: fft 为快速傅里叶变换; ifft 为快速傅里叶反变换。

由公式 (22) 可知, 求解这样的线性方程组只需生

成系数矩阵的第 1 列即可,从而有效地减少了所需内存和 CPU 的计算时间。

1.4 数值计算与仿真结果分析

1.4.1 三维入射激光束模拟

在进行入射激光束模拟时,较为常见的方法是假设能量分布均匀,或者用解析的方法建立入射光的二维模型,但是由于激光束的能量分布并不均匀,因此为了减小仿真计算误差,应当采用三维光波模型对激光入射光束进行模拟。锥形波是对平面波调制一个窗函数,使得波动海面上的入射场从有到无的渐进过度。在进行数值计算时为了节约计算成本,需要对波动海面进行有限的截断,为了消除由此引起的各种边缘效应及提高计算效率,考虑用锥形波 (tapered wave) 来模拟入射激光束,以实现波动海面的渐进截断。

入射激光束的总能量为:

$$P_{\text{inc}} = \frac{2\pi^2}{\eta_0} \int_{k_p < k} dk_x dk_y |Q(k_x, k_y)|^2 \frac{k_z}{k} \quad (23)$$

$$Q_e(k_x, k_y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy e^{-i(k_x x + k_y y)} e^{[i(k_x x + k_y y)(1+\chi)]} e^{-t} \quad (24)$$

$$t = t_x + t_y \quad (25)$$

$$t_x = \frac{(\cos \phi_i x + \sin \phi_i y)^2}{g_x^2} \quad (26)$$

$$t_y = \frac{(-\sin \phi_i x + \cos \phi_i y)^2}{g_y^2} \quad (27)$$

式中: $\bar{k} = \hat{x}k_x + \hat{y}k_y + \hat{z}k_z$, $k = |\bar{k}|$, $k_p = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$; η_0 为自由空间的阻抗; g_x 和 g_y 为三维锥形入射波的照射区域控制参数。

1.4.2 三维海况模拟

由于波动海面具有随机分布特性,根据高斯随机模型对典型海况下的随机海面进行模拟。高斯随机模型的具体表达式为^[18]:

$$p(\alpha, \beta) = \frac{1}{2\pi h^2 |C''(0)|} \exp\left[-\frac{\alpha^2 + \beta^2}{2h^2 |C''(0)|}\right] \quad (28)$$

式中: $C''(0)$ 为海面光斑两点间距离 $\rho = 0$ 时相关函数的二阶导数; h 为波动海面的均方高度。

基于高斯随机模型,分别对三级和四级海况进行了模拟,具体结果图 3 所示。

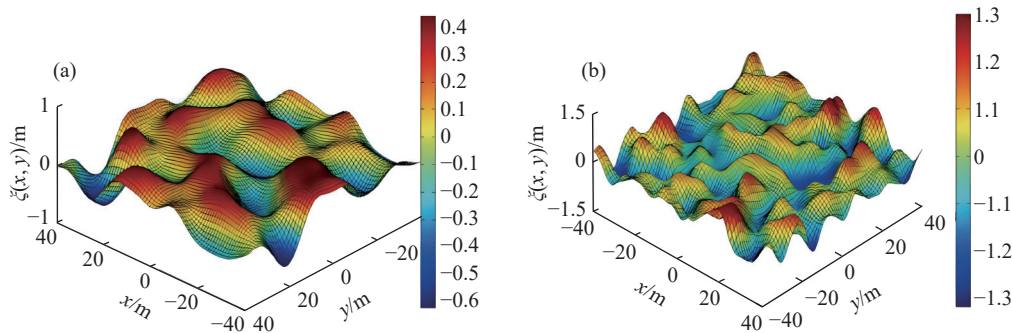


图 3 不同海况时的波动海面模型。(a) 三级海况; (b) 四级海况

Fig.3 Rough surface model in different sea state. (a) Three-level sea state; (b) Four-level sea state

1.4.3 三维海面双站散射系数

由于波动海面是分布式随机目标,因此在激光海面散射能量分布特性的计算中,不能用散射截面来描述这个问题。而往往关心波动海面在某一方向上的散射能力,即用散射系数(或称为归一化微分散射截面)来表征波动面角度性的散射特征。则波动海面上的三维激光双站散射系数 $\gamma(\theta_s, \theta_i)$ 可以被定义为^[19]:

$$\gamma(\theta_s, \theta_i) = \frac{\left\langle \left| \int_S \left[\frac{ik_0(\xi'(x')\sin\theta_s - \cos\theta_s)}{\sqrt{1+\xi'(x')^2}} \psi(\bar{r}) - \frac{\partial\psi(\bar{r}')}{\partial n'} \right] \right|^2 \right\rangle}{8\pi k_0 \sqrt{\frac{\pi}{2}} g \cos\theta_i \left(1 - \frac{1+2\tan^2\theta_i}{2k_0^2 g^2 \cos^2\theta_i}\right) \exp\{-ik_0(x'\sin\theta_s + z'\cos\theta_s)\} ds} \quad (29)$$

式中: ds 为波动海面 S 上的采样间隔; 垂直偏振时, 取 $\psi = H$, 水平偏振时, 取 $\psi = E$; 符号 ' $\langle \rangle$ ' 为对其中的随

机波动海面的多次实现样本求系统平均。

1.4.4 数值仿真结果分析

采用数值计算方法来计算三维激光波动海面的双站散射系数,为了较好地体现激光的电磁特性,对海面照射区域进行离散时,每个单元网格的边长必须 $\leq \frac{\lambda}{10}$ 。然而,在数值计算中,为了提高计算效率就要求尽可能地减小波动海面上的光斑面积,以减少计算量和存储量。但如果太小又无法保证计算结果的准确性。要想解决这个难题,必须在数值计算中对较大的波动海面进行有效地截断。为了消除波动海面的边缘突然被截断而产生的反射和边缘绕射等效应,采用锥形波作为入射激光束的模型,具体的证明过程以及相关参数的选取原则在文献 [19] 中有具体的说明。

为了便于实验验证,文中以实验室条件下的波动水面为例来对三维激光海面散射的计算方法和特性来进行说明和讲解。首先,采用基于高斯谱的高斯随机过程^[19]来模拟二维随机波动水面。为了描述不同的波动度的波动水面,假设 A、B 两种水面模型

来模拟不同波动度时的随机波动水面。其中模型 A 的均方高度 $h_x = h_y = 10 \text{ cm}$, 相关长度 $l_x = l_y = 60 \text{ cm}$; 模型 B 的均方高度 $h_x = h_y = 20 \text{ cm}$, 相关长度 $l_x = l_y = 80 \text{ cm}$ 。

为了说明三维激光波动水面散射的能量分布特性,以水平偏振为例,即 $\gamma = \gamma_{\text{hh}}$, 仿真计算了三维激光波动水面散射的双站散射系数。在仿真计算实例中,分别取入射角 $\theta_{i1} = 20^\circ$ 和 $\theta_{i2} = 60^\circ$, 入射方位角 $\phi_{i1} = \phi_{i2} = 0^\circ$ 。激光波长为 $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, 为了较好地体现激光的电磁特性,对水面上的光斑区域进行离散时,每个网格单元的边长,即在 x 和 y 方向上的采样间隔设为 $\Delta l_x = \Delta l_y = \lambda/10$ 。为了求得激光在波动水面上进行散射的三维能量分布特性,采用蒙特卡洛方法对随机波动水面模型的多次实现样本求系统平均,蒙特卡洛仿真次数为 5 000 次。具体的三维激光波动水面的双站散射系数的仿真结果如图 4、5 所示。

从图 4 和图 5 中不难看出,当波动水面的波动度相对较小时,散射场的能量分布相对集中,镜面反射方向的峰值能量相对较大,邻近区域的能量相对较

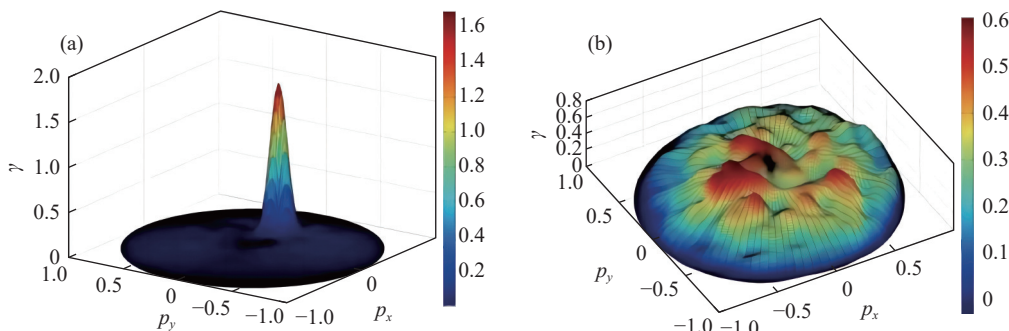


图 4 当入射角 $\theta_{i1} = 20^\circ$ 入射不同波动度的界面时的双站散射系数。(a) 水面 A; (b) 水面 B

Fig.4 The BSC of laser from different rough surface at incident angle $\theta_{i1} = 20^\circ$. (a) Surface A; (b) Surface B

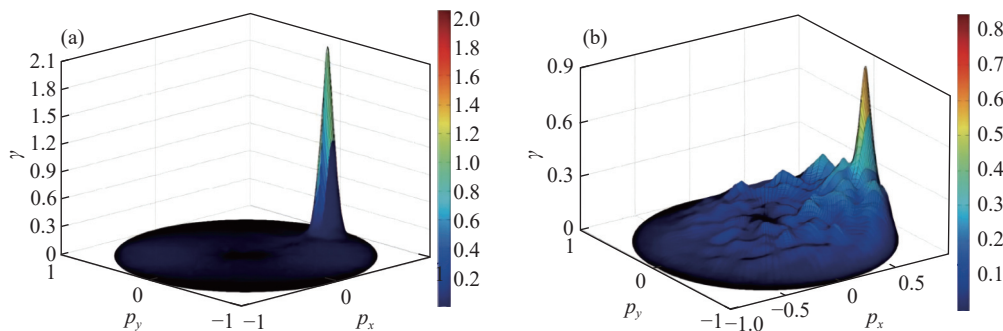


图 5 当入射角 $\theta_{i1} = 60^\circ$ 入射不同波动度的界面时的双站散射系数。(a) 水面 A; (b) 水面 B

Fig.5 The BSC of laser from different rough surface at incident angle $\theta_{i1} = 60^\circ$. (a) Surface A; (b) Surface B

小;当波动水面的波动度适度增加时,镜面反射方向的峰值能量减少,邻近区域的能量有所增长,散射场的能量分布更加均匀,即散射场能量的覆盖范围变得更大。但是在散射场的边缘处,能量衰减速度仍然非常快。

随着入射角度的增大,在波动水面上的光斑面积和波动水面的截断区域面积都会随之增加,因此就同一波动水面而言,入射角度不同,波动水面对激光的散射程度也不同,散射场的能量分布也存在着较大差别。通过对图 4(b) 和图 5(b) 的对比可以看出,当入射

角度 $\theta_{i1} = 20^\circ$ 时,散射场的能量分布相对于入射角度 $\theta_{i2} = 60^\circ$ 时的散射场的能量分布而言,峰值能量相对较弱,总体能量分布变得更加均匀。这就说明对于相同波动度的波动水面模型,入射角度越小,波动水面对激光的散射程度就会明显越大,散射场的能量分布就会越均匀。

为了更加清楚地表示散射场能量在前后向上的分布,令散射方位角 $\phi_s = 0^\circ$ 时的散射角为正,即为前向。 $\phi_s = 180^\circ$ 时的散射角为负,即为后向。则不同波动水面的三维散射场能量分布的剖面图如图 6 所示。

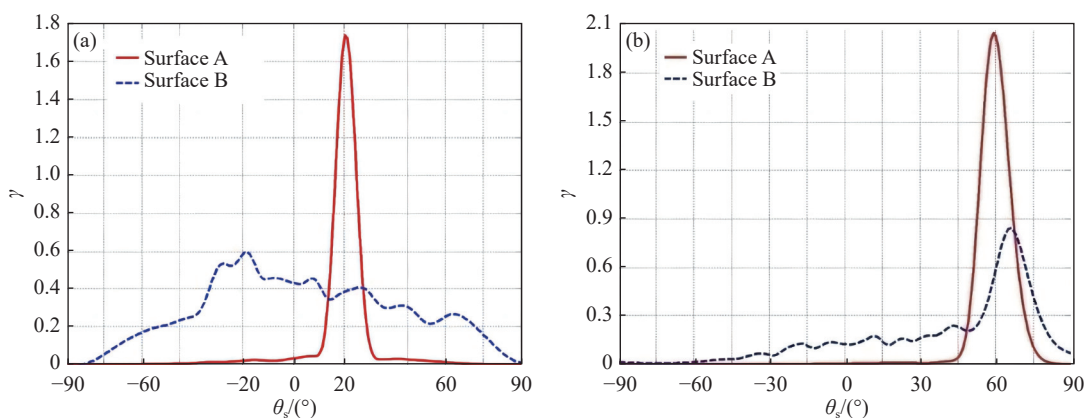


图 6 不同入射角度时的双站散射系数。(a) $\theta_{i1} = 20^\circ$; (b) $\theta_{i1} = 60^\circ$

Fig.6 The BSC at different incident angles. (a) $\theta_{i1} = 20^\circ$; (b) $\theta_{i1} = 60^\circ$

通过图 6(a) 和图 6(b) 的对比,不难发现当入射角相对于波动度而言较大时,散射场的能量分布以前向为主,后向较弱;当入射角相对于波动度而言较小时,散射场的能量分布会出现后向增强效应,前向较弱;入射角的分界点会随着波动度的变化而变化,当波动度越大时,入射角的分界点就越大;反之,入射角的分界点就越小。当波动度较小时,散射的能量的峰值会出现在(前或后向)镜面反射方向附近;反之,由于散射的原因,会使得能量的峰值出现偏移。

由于在水中发生光声转换效应的距离极短,因此不需要考虑激光透射后的能量分布情况,只需计算激光透射总能量的占比即可。不同入射角时,激光海面透射率的仿真计算结果如图 7 所示。

从图 7 可以看出,由于激光入射时间短,海面的波动在入射瞬间相对静止,因此三四级海况下水体的透射率基本相同;当激光垂直入射 ($\theta_i > 0^\circ$) 时,激光水体透射率最大可以达到 98% 左右。随着入射角

的增大,激光水体透射率则不断减小,当入射角 ($\theta_i > 60^\circ$) 时,透射率开始急剧减小,再结合图 6 所示的 $\theta_i = 60^\circ$ 时的激光海面散射特性,由此可以得出,空中平台汽化激光致声载荷设计中入射角的最佳范围为 $\theta_i \in [0^\circ, 60^\circ]$ 。

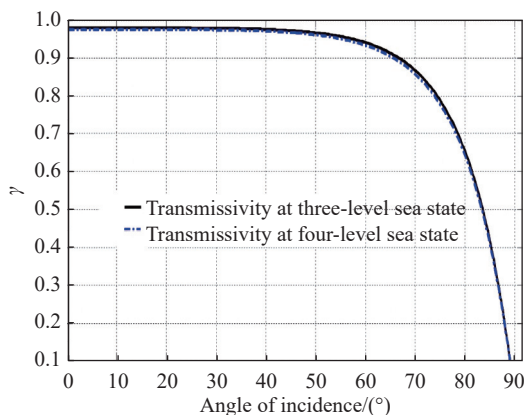


图 7 不同入射角度时的透射率

Fig.7 The transmittance at different incident angles

2 模拟试验验证

2.1 试验方案

用于从空中至水下平台的激光声实验测量系统如图 8 所示。模拟试验系统主要由二氧化碳激光器、反射镜、水池、光纤水听器 and 信号分析仪组成。其中二氧化碳激光器的波长 $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ ，最大脉冲能量 3 J，重频 1 Hz，反射镜为平面镜，设置角度为 45° ，试验水池长 20 m、高 3 m、水深 2 m，水听器的线性频带宽度为 2 k~600 kHz，灵敏度级为 -216 dB (参考值为

1 V/ μPa)。实验中采用二氧化碳激光器来输出脉冲激光，激光光束先通过光学系统调节光束半径，再经棱镜转向向后入射至水面。为了对激光脉冲能量进行监测，在光路中安置了 45° 分光镜对分光后的光束通过激光能量计进行测量。二氧化碳激光束与水介质相互作用，依据光束能量密度的不同，分别基于热膨胀、汽化、光学击穿机制激发向水中传播的声波束。对激光致声辐射的声脉冲信号通过无指向性的水听器接收。

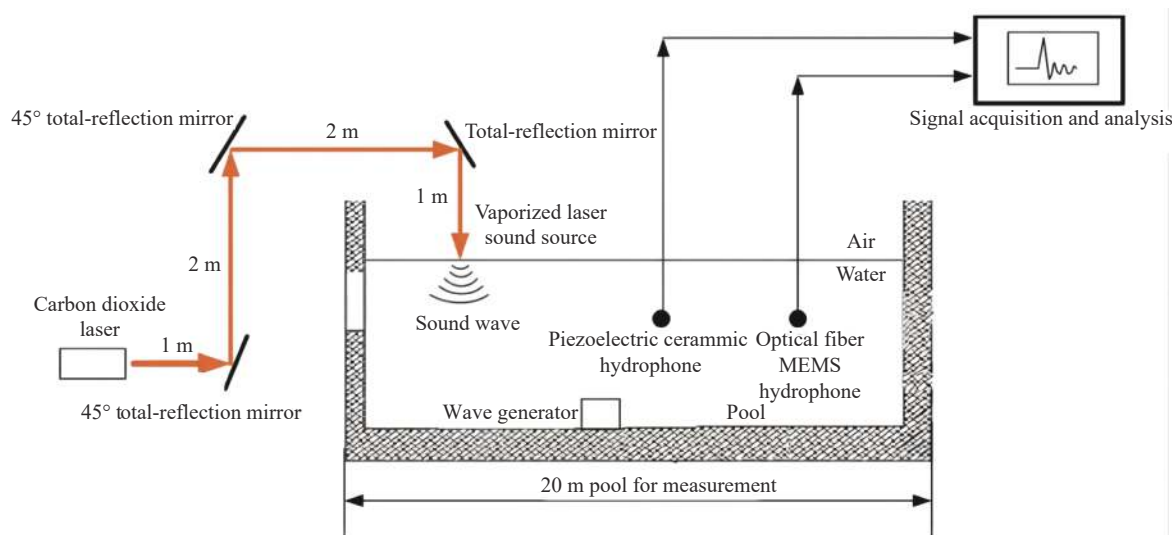


图 8 模拟试验系统示意图

Fig.8 Schematic diagram of the simulated test system

在试验过程中，根据汽化激光致声对潜通信技术可行性验证的需要，搭建了室内试验系统，如图 9 所示，其余主要设备如图 10~12 所示。



图 9 室内模拟试验系统

Fig.9 Indoor simulation test system



图 10 光学系统

Fig.10 Optical system



图 11 试验水池
Fig.11 Test tank

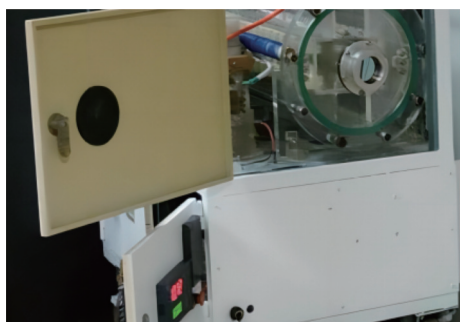


图 12 CO₂ 激光器
Fig.12 CO₂ laser

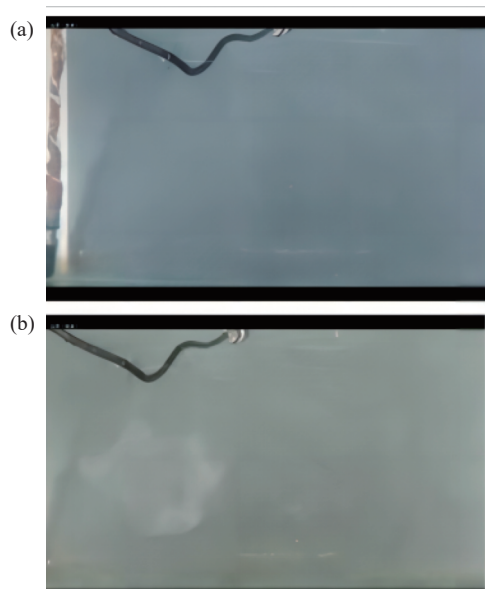


图 13 汽化激光致声阈值测试系统示意图。(a) 激光入射前; (b) 激光入射后

Fig.13 Schematic diagram of the vaporized laser acoustic threshold test system. (a) Before laser incident; (b) After laser incident

2.2 试验结果与分析

通过对试验过程的观察,可以发现当激光入射到水面后,会有白色的水蒸气出现,从而证明该激光致声的机制是汽化机制。如图 13 所示。通过水听器对激光致声信号进行采集,可以清晰的看见看出声脉冲信号,如图 14 所示。

通过对声脉冲信号的频谱进行分析,发现声脉冲能量峰值出现在 126、36.8、4.647 kHz,大部分能量集中在 200 kHz 附近,如图 15 所示。根据统计分析,适合水下传输的有效声功率(50 kHz 以下的低频能量)约占总功率的 20%。

为了验证不同入射角度对于光斑能量密度对汽化激光致声机制下光声转换效率的影响,通过调节光学系统对光斑的面积大小进行控制,使得光斑面积的范围在 0.4~15 cm² 之间,实际光斑大小如图 16 所示。

试验用激光器的脉冲能量为 5 J,脉冲宽度为 50 μs,发散角为 4 mrad,空中传输距离为 6 m,通过计算,可以得出不同入射角的光声转换特性,如表 1 所示。

通过表 1 中不同入射角的激光致声特性参数对

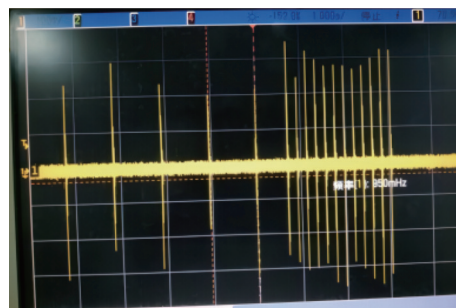


图 14 声脉冲信号
Fig.14 Acoustic pulse signal

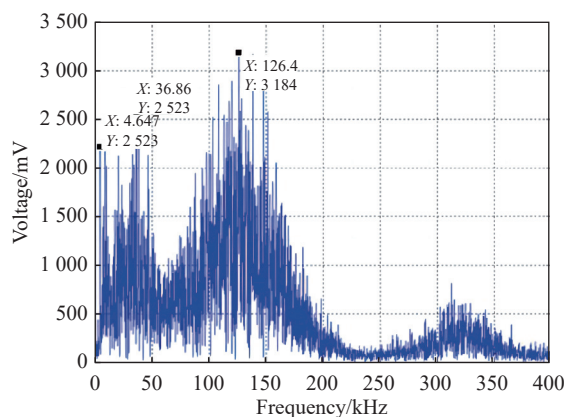


图 15 声脉冲频谱图
Fig.15 Acoustic pulse spectrogram

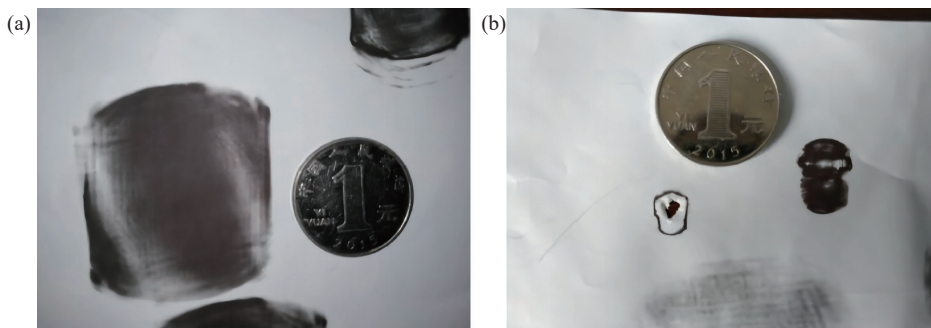


图 16 垂直入射水面光斑面积。(a) 发散角压缩前光斑; (b) 发散角压缩后光斑

Fig.16 Area of light spot perpendicular to incident water surface. (a) Light spot before the divergence angle compression; (b) Light spot after the divergence angle compression

表 1 会聚前不同角度入射角的激光致声特性参数表

Tab.1 Table of laser induced acoustic characteristic parameters at different incident angles before convergence

Inincident angle/(°)	0	10	20	30	40	50	60	70	80
Spot area/cm ²	14.93	14.94	14.96	14.99	15.06	15.16	15.34	15.73	16.95
Transmissivity	98.5%	98.5%	98.4%	98.2%	97.8%	97.2%	94.5%	86.6%	65.8%
Spot power density/kW·cm ²	6.60	6.59	6.58	6.55	6.50	6.41	6.16	5.50	3.88
Acoustical power/W	731.2	731.2	714.6	698.3	682.4	666.86	636.8	529.7	133.1
Acoustic energy degree/dB	202.4	202.4	202.3	202.2	202.1	202	201.8	201	195
Photoacoustic conversion efficiency	7.4×10 ⁻³	7.4×10 ⁻³	7.3×10 ⁻³	7.1×10 ⁻³	7.0×10 ⁻³	6.9×10 ⁻³	6.7×10 ⁻³	6.1×10 ⁻³	2.0×10 ⁻³
Effective acoustic power/W	146.2	146.2	142.9	139.6	136.5	133.4	127.4	105.9	26.6
Effective acoustic energy degree/dB	198.4	195.4	195.3	195.2	195.1	195.0	194.8	194.0	188.0

比看出,随着入射角度的增大,水面光斑面积、透射率将会发生变化,使得光斑功率密度不断降低,从而导致光声转换效率不断降低。当入射角度大于 60°时,试验测得的声源级以及光声转换效率开始出现大幅降低,与水体透射率的仿真结果一致,证明实际应用中的最佳入射角度为 [0°, 60°]。当光斑功率密度减小时,观察到水面的汽化现象也在减弱,说明水面光斑部分区域的功率密度达不到汽化阈值,而发生了热膨胀机制和汽化机制混合的现象,在该试验条件下,热膨胀和汽化混合机制的光声转换效率为 10⁻³ 量级。

通过光束会聚装置可将光斑面积缩小至 0.4 cm²,此时的光声转换特性测量结果如表 2 所示。

通过表 1 和表 2 中测量结果的对比可以发现,当光斑面积大幅缩小,使得光斑功率密度由 6.60 kW/cm² 提升至 246.25 kW/cm² 时,光声转换效率也出现了大幅提升,从 7.4×10⁻³ 提升至 4.3×10⁻²,在试验中观察到水面在光声转换中出现明显的汽化现象,且水面出现剧烈震动,伴有水花的出现。将会聚后的光声转换效

表 2 会聚后垂直入射时的激光致声特性参数表

Tab.2 Table of laser induced acoustic characteristic parameters at vertical incidence after convergence

Inincident angle/(°)	0
Spot area/cm ²	14.93
Transmissivity	98.5%
Spot power density/kW·cm ²	6.60
Acoustical power/W	731.2
Acoustic energy degree/dB	202.4
Photoacoustic conversion efficiency	7.4×10 ⁻³
Effective acoustic power/W	146.2
Effective acoustic energy degree/dB	198.4

率与文献 [14] 的研究结果进行对比发现,会聚后的光声转换效率达到了完全汽化机制光声转换的阈值,从而使得会聚后的光声转换效率和声源级较会聚前的测量结果出现了大幅提升。

以海洋背景噪声为 60 dB (四级海况, 70% 出现概率, 200~50 kHz), 接收装置的信噪比为 -6 dB 的应用环境进行计算, 设计水下传输距离为 1 km, 则水下传播损失 TL 为:

$$TL = 20 \lg R + R \times 10^{-3} = 61 \text{ dB} \quad (30)$$

根据水声传输距离模型, 可以得出水面激光致声声源的声源级 SL 需满足如下条件:

$$SL = TL + NL + SNR = 115 \text{ dB} \quad (31)$$

通过与试验结果对比可以看出, 汽化机制的激光致声技术可以满足实际应用需求, 相对于击穿机制降低了光学系统的难度。通过对比可以看出, 激光致声的光声转换效率主要受光斑功率密度的影响, 在 $\theta_i \in [0^\circ, 60^\circ]$ 时, 汽化机制的光声转换效率较高。

3 结 论

为了提高空中平台对水下目标进行遥感探测和通信应用的效率以及保密性, 文中对不同入射角度对于汽化激光致声特性的影响进行了分析。为了得到准确的仿真计算结果, 建立了三维入射光束以及海况模型, 基于前后向迭代法对不同入射角的激光海面散射能量分布特性以及激光海水透射特性进行了三维数值仿真计算, 并在实验室中对不同入射角的光声转换效率、声源级等特性参数进行了模拟试验测量。试验结果表明, 光声转换效率与光斑功率密度密切相关, 完全汽化时的光声转换效率约在 10^{-2} 量级, 当光斑功率达不到汽化致声阈值时, 将会发生热膨胀与汽化混合致声机制, 实验室中的光声转换效率在 10^{-3} 量级。研究结果表明汽化激光致声技术的光声转换效率可以满足空中-水下远距离遥感探测和通信应用的需求, 并明确了最佳的入射角范围 $\theta_i \in [0^\circ, 60^\circ]$, 这对于空中平台激光致声载荷分系统的设计有着重要的参考价值。

参考文献:

- [1] Li Peng, Zhao Yang, Zhou Zhiqian, et al. Research on laser induced acoustic detection of trans-media aerial-underwater [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2021, 50(5): 20200310. (in Chinese)
- [2] Zhao Zhonghua, Xin Haiyan, Wang Xiaoyu. Primary research on technology of communication based on laser-induced acoustic signal [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2015, 44(3): 863-866. (in Chinese)
- [3] Song Longjiang, Xu Degang, Yang Yiguang, et al. Analysis of the echo characteristics of underwater acoustic targets by laser based on wavelet packet technique [J]. *Applied Laser*, 2021, 41(5): 1039-1046. (in Chinese)
- [4] Lyamshev L M, Ktansgev M L. Thermo-optical excitation of sound in liquids by modulated radiation of an unstable-cavity laser [J]. *Journal of Sound and Vibration*, 2001, 239(4): 885-890.
- [5] Paltauf G, Schmidt-kloiber H. Photoacoustic waves excited in liquids by fiber-transmitted laser pulses [J]. *J Acoust Soc Am*, 1998, 104(2): 890-897.
- [6] Niemz M H. Threshold dependence of laser - induced optical breakdown on pulse duration [J]. *Applied Physics Letters*, 1995, 66(10): 1181-1183.
- [7] Yellaiah J, Kiran P P. Input pulse duration effect on laser-induced underwater acoustic signals [J]. *Applied Optics*, 2021, 60(16): 4582-4590.
- [8] Ostrovskaya G V, Shedova E N. Optical study of shock and acoustic waves excited at absorption of pulsed CO₂-laser radiation by water [J]. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences, Physics*, 1997, 61(7): 1047-1055.
- [9] Yellaiah J, Kiran P P. Non-contact detection of underwater objects through the laser-induced acoustic source [C]//Chinese Journal of Frontiers in Optics, 2020.
- [10] Liao Xin, Jiang Hongyan, He Ning. Underwater time slot-hopping data transmission based on laser-induced acoustic waves [J]. *China Lasers*, 2022, 49(18): 1806002. (in Chinese)
- [11] Shi Xiaosong, Lian Shuai, Dou Yinping, et al. Effect of angle of incidence on acoustic signals characteristics of laser-induced water plasma [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(6): 0608001. (in Chinese)
- [12] Wang Yuhong, Wang Jiangan, Wu Ronghua. Influences of liquids properties and absorbed energy on laser induced expanding sound [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2009, 21(7): 998-1002. (in Chinese)
- [13] Chen Qingming, Cheng Zuhai, Zhu Haihong. Laser acoustic energy conversion efficiency induced by pulse laser in water [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2007, 34(3): 341-344. (in Chinese)
- [14] Wang Sande, Zhang Xiaolan, Shang Zhiyuan. Study on effect of optical penetration on the thermoelastic ultrasound generated by laser in liquid [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2001, 28(3): 225-228. (in Chinese)
- [15] Li Qiushi, Ni Ming, Luo Hong, et al. Effects of laser pulse

- waveform on characteristic of acoustic waves generated through thermoelastic mechanism in liquid [J]. *Semiconductor Optoelectronics*, 2010, 31(3): 478-494. (in Chinese)
- [16] Zhu Lingxuan, Wang Biao, Mi Xiaolin, et al. Three-dimensional broken sea surface simulation method of laser short-range scattering characteristics [J]. *Guidance & Fuse*, 2020, 41(4): 38-42. (in Chinese)
- [17] Zhang Jialin, Wang Mingjun, Liu Yongzhi, et al. Scattering characteristics over a dynamic trans-media sea surface bluegreen laser downlink in the air-sea [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2022, 51(6): 20220274. (in Chinese)
- [18] Li Cong, Yuan Ruiman, Gao Hong, et al. Characteristics of blue-green laser downlink cross-media transmission under different weather conditions [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2021, 50(12): 1201003. (in Chinese)
- [19] Jin Yaqiu, Li Zhongxin. Bistatic scattering and transmitting through a fractal rough dielectric surface using the forward and backward method with spectrum acceleration algorithm (FBM/SAA) [J]. *Journal of Electronic Science*, 2002, 30(11): 1648-1653. (in Chinese)

Three-dimensional numerical characteristics of optical-to-acoustic transboundary communication in vaporization mechanism

Li Ke¹, Liang Jiaping¹, Yao Yao^{1*}, Zhang Yang², Zong Siguang³, Liu Tao³

(1. Engineering College, Shantou University, Shantou 515063, China;

2. Naval Research Institute, Beijing 100161, China;

3. Electronic Engineering College, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China)

Abstract:

Objective Due to the strong attenuation of electromagnetic waves by seawater and the complex and variable characteristics of ocean acoustic channels, a single communication method can not meet the long-distance communication needs of aerial platforms for underwater targets. Optical-to-acoustic technology can convert laser signals in the atmosphere into underwater acoustic signals, combining two optimal channels to overcome the bottleneck problems, that is, large attenuation of single electromagnetic waves in water and strong divergence in the atmosphere. And this technology does not require sound waves to be transmitted remotely through underwater channels, resulting in minimal interference to the signal and extremely high transmission efficiency. However, different incident angles play an important role in the photoacoustic conversion efficiency and confidentiality of air-underwater transboundary communication. And vaporization mechanism is more feasible than other mechanisms. Therefore, it is necessary to use numerical calculation methods to study the three-dimensional scattering characteristics of laser on rough sea surfaces at different sea conditions and incidence angles, in order to improve the confidentiality of optical-to-acoustic transboundary communication in vaporization mechanism and accurately grasp the variation characteristics of laser transmission energy intensity with incidence angle.

Methods To improve the accuracy of simulation results, mathematical model of three-dimensional laser scattering field on sea surface was established (Fig.1). To enhance the calculation efficiency, three-dimensional surface integral equation of laser on sea surface was solved with preconditioned conjugate gradient method. And the interface was divided into strong zone and weak zone according to the characteristics of incident light wave to enhance the computing efficiency (Fig.2). And different rough surface in different sea state are simulated (Fig.3). In order to obtain the three-dimensional energy distribution characteristics of the laser scattering field on a fluctuating water surface, we used the Monte Carlo method to statistically analyze the effects of different incident angles and sea conditions on the energy distribution of the scattering field. The number of Monte Carlo simulations was 5000 times. Finally, the simulation experimental system was established, and the simulation

results were validated by indoor simulation experiment (Fig.8).

Results and Discussions The effect of different incident angles and different sea conditions on the energy distribution characteristics of scattering field and transmitting field are statistically analyzed (Fig.4-7). The simulation results show that the incident angle have important effect on the conversion efficiency and confidentiality of air-underwater transboundary communication. A simulation experimental system is built in the laboratory to test the conversion efficiency of optical-to-acoustic in vaporization mechanism at different incident angles and the experiment results are shown (Tab.1). The experiment results show that the optimal range of incidence angle is $\theta_i \in [0^\circ, 60^\circ]$. The feasibility of transboundary communication with optical-to-acoustic in vaporization mechanism has been proven by the laser induced acoustic characteristic parameters at vertical incidence after convergence (Tab.2).

Conclusions It is found that as the incident angle increases, the water surface spot area and transmittance will change so that spot power density and convergence efficiency decrease continuously through the analysis of three-dimensional numerical calculation results and indoor simulation test results. When the incident angle is greater than 60° , the sound source level and photoacoustic conversion efficiency measured in the experiment begin to decrease significantly. The spectrum analysis results of the acoustic pulse signal show that the energy peaks of the acoustic pulse appeared at 126 kHz, 36.8 kHz, and 4.647 kHz, with most of the energy concentrated around 200 kHz. The experiment results show that the optimal range of incidence angle is $\theta_i \in [0^\circ, 60^\circ]$. When the power density of the light spot decreases, the vaporization phenomenon on the water surface also weakens. Which means the power density of the water surface spot area cannot reach the vaporization threshold so as to make the vaporization phenomenon and the thermal expansion phenomenon happen together. The experimental result shows that the photoacoustic conversion efficiency is almost 10^{-3} in the above case.

Key words: transboundary communication; optical-to-acoustic; preconditioned conjugate gradient method; vaporization mechanism; numerical characteristics; conversion efficiency