

DOI: 10.19650/j.cnki.cjsi.J2513822

# 基于浅海气泡群声散射的环境参数测量系统研究<sup>\*</sup>

程月祝<sup>1,2,3</sup>, 时洁<sup>1,2,3</sup>, 曹源<sup>1,2,3</sup>, 付晓月<sup>1,2,3</sup>

(1. 哈尔滨工程大学水声技术全国重点实验室 哈尔滨 150001; 2. 哈尔滨工程大学海洋信息获取与安全工信部重点实验室 哈尔滨 150001; 3. 哈尔滨工程大学水声工程学院 哈尔滨 150001)

**摘 要:**海洋观测设备的相关研究,在海洋基础建设中的重要性不言而喻,其中的环境参数测量系统能够对海水介质的物理参数进行有效获取。提出从浅海气泡群声散射理论出发,描述介质动态参数—声学激发条件—声场演化规律之间的关系,阐述气泡群分布与介质的声学参数的关系式,利用其特殊的声散射特性进行环境参数测量。系统使用窄脉冲进行扫频,测量得到待测介质的入射声压、前向与背向散射声压幅值,可以实时测量介质的散射系数与衰减系数,代入气泡散射理论和非线性参数理论,可以实时测量得出浅海的环境参数,并在湖试实验中进行实地测量,对比实测的散射系数与测量结果对应的散射系数验证了系统测量的准确性。并且,已知纯水介质的非线性参数为 3.5,实测得出的非线性参数最高可以到 90,验证了浅海气泡的存在大大增加了介质的非线性,同时也说明了在浅海环境中不能直接使用纯水的非线性参数进行近似,实验结果也进一步表明了测量非线性参数的重要性。与常用的测量系统相对比,该测量系统简单、适用性强,适合应用于复杂环境,能快速的测量得出浅海环境参数,尤其是解决了一直以来无法快速测得浅海环境中的非线性参数的难点,在实际应用中具有重要意义。

**关键词:** 环境参数;测量系统;气泡散射;非线性参数

**中图分类号:** TH766 **文献标识码:** A **国家标准学科分类代码:** 460.40

## Research on ocean observation system based on the acoustic scattering of shallow sea bubbles

Cheng Yuezhu<sup>1,2,3</sup>, Shi Jie<sup>1,2,3</sup>, Cao Yuan<sup>1,2,3</sup>, Fu Xiaoyue<sup>1,2,3</sup>

(1. National Key Laboratory of Underwater Acoustic Technology, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China; 2. Key Laboratory of Marine Information Acquisition and Security, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China; 3. College of Underwater Acoustic Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

**Abstract:** Research on marine observation equipment is crucial for marine infrastructure, particularly the environmental parameter measurement systems that effectively capture physical properties of shallow seas. This paper presents a method to characterize the relationship between dynamic medium parameters, acoustic excitation conditions, and acoustic field evolution based on the theory of acoustic scattering by shallow sea bubble groups. It details how the distribution of bubble groups relates to the medium's acoustic parameters and leverages their unique scattering features to measure environmental parameters. The system employs narrow frequency-swept pulses to measure the incident sound pressure as well as the forward and backscattered sound pressure amplitudes of the target medium. From these measurements, the scattering and attenuation coefficients are obtained in real time and interpreted using bubble scattering and nonlinear parameter theories to derive shallow sea environmental parameters. Field tests conducted in a lake environment validate the measured scattering coefficients. Notably, while the nonlinear parameter of pure water is known to be about 3.5, measurements indicate values up to 90 in shallow seas, confirming that bubbles significantly increase medium nonlinearity and that pure

收稿日期: 2025-03-13 Received Date: 2025-03-13

<sup>\*</sup> 基金项目: 国家自然科学基金(52327901, 52271342, 52171333)项目资助

water parameters cannot approximate shallow sea conditions. These results highlight the critical role of nonlinear parameter measurement. Compared with conventional systems, the proposed measurement system is simpler, highly adaptable to complex environments, and capable of rapidly measuring shallow sea environmental parameters. Importantly, it addresses the challenge of swiftly measuring nonlinear parameters in shallow sea settings, underscoring its practical significance.

**Keywords:** environmental parameter; measurement system; bubble scattering; nonlinear parameter

## 0 引言

海洋观测仪器设备影响到海洋经济发展、海洋防灾减灾、海洋生态文明建设、国家安全保障等多个领域,涉及海洋基础建设的方方面面<sup>[1-2]</sup>。因此,开展海洋观测仪器设备相关研究,在海洋基础建设中的重要性不言而喻。其中,环境参数测量系统能够对海水介质的物理参数进行有效获取,声波作为迄今已知唯一可在水下远距离传播的信息载体,水声技术在环境参数测量系统中发挥了不可替代的作用<sup>[3]</sup>。浅海表面海水介质中存在着大量的气泡,由于气泡和水的物理特性之间的巨大差异,并且气泡是强散射体,少量气泡就可对水下声学中的声音传播和水下声音检测产生了显著影响,使得水下声传播行为和声场演化发生复杂变化。并且在非线性声学中,声波的非线性相互作用可以使不同频率成分的声波在传播过程中产生能量的重新分配,据此可通过介质的非线性将低频噪声能量转移至高频,再利用高频声波自身的强衰减达到降噪的目的,少量气泡就可以使得介质的非线性特性大大增强。美国海军研究实验室根据空间与海战系统司令部关键海上测试(critical sea test, CST)计划<sup>[4]</sup>(1988~1996年)和海军研究办公室濒海作战高级发展(littoral warfare advanced development, LWAD)项目<sup>[5]</sup>(1996年至今)开展了宽带散射测量,有助于区分重要的散射机制并确定每种机制发挥重要作用的环境条件。海军研究实验室使用各种系统和波形,在公海和浅水中对一系列频率和环境条件下的底部、表面和体积后向散射特性进行了直接路径测量并与环境测量结果(如风速、波谱和气泡参数)的现场评估相关联。因此在海洋观测系统中,利用气泡特殊的声散射特性进行的环境参数测量系统的研究有着十分重要的意义。

在海洋内部,气泡密度很小,与其他声吸收原因相比较,一般可以忽略它对声吸收的影响。但是,在有风浪的海面附近,由于风浪的搅拌作用,会产生许多气泡,尤其在舰船航行形成的尾流中,存在大量大小不等的气泡,吸收系数值会变得非常大。1993年 Prosperetti 等<sup>[6]</sup>研究了气泡的主动与被动声学行为,比较详细的研究了气泡的背向散射问题,针对半球形的气泡群,给出了对应的气泡群的散射声压表达式,并在后续扩展到几种不同

形状的气泡群。1999年赵晓亮等<sup>[7]</sup>从理论上描述了气泡个数随尺寸大小有一定分布时液体中声波的传播,给出了声波的一阶声压和二阶非线性声压的解析表达。在这基础上,Zhang 等<sup>[8-9]</sup>提出了声激励下液体中振荡的球形气泡的散射截面的广义方程,该广义方程可以改进高环境压力的近共振区域和上共振区域的声散射截面的计算。并且提出了模拟气泡之间的相互作用的模型,将液体压缩性的影响纳入相互作用力的建模中,发现液体压缩性在某些情况下影响相互作用力的大小。2017年 Wu 等<sup>[10]</sup>建立了一个理论模型来描述微小颗粒与振荡气泡之间任意分离时的相互作用,结果表明驱动频率和声压幅值会影响颗粒与气泡的相互作用。2019年 Xia<sup>[11]</sup>对含气泡液体进行研究,提出了包含气泡共振振荡影响的非线性参数估计方法,并将该方法后续用于超声成像领域。2020年 Pessôa 等<sup>[12]</sup>在不考虑速度势的情况下,提出了一个根据可测量的量来定义的散射场表达式。2022年 Venãs 等<sup>[13]</sup>给出了多层弹性球声散射的精确解,并将此方法应用于液体中的气泡散射的数值求解。

在上述已有的气泡对介质物理参数的影响理论基础上,2016年郑广赢等<sup>[14]</sup>研究发现气泡含量、大小和驱动声场频率是影响声波在含少量气泡的水饱和多孔介质中传播的主要因素。2017年 Vanhille<sup>[15]</sup>开发了模拟含气泡液体中的非线性波(simulation of nonlinear waves-bubbly liquid, SNOW-BL)代码,该数值算法的优点在于,它可以通过声音源项的耦合来获得气泡基团的非线性效应的声场特征。这项研究表明,液体中气泡层的并置可以过滤一些频率范围内的声波,过滤的频率范围取决于气泡尺寸、气泡密度、层数和超声信号的强度。气泡层在传输过程中充当带阻滤波器,在反射过程中充当带通滤波器。2020年姚美娟等<sup>[16]</sup>分析了不同风速下气泡层对海面反射损失和声传播损失的影响,推导得出了海面多层气泡层的反射系数和衰减系数表达式。2021年侯文秀等<sup>[17]</sup>在液固两相介质中,利用线性调频超声信号在线测量粒径分布信息。2024年孔倩等<sup>[18]</sup>使用声学层析成像的测量方法反演出流场分布,提出利用均衡优化算法求解重建问题中的不适定方程。最近有几项研究根据从海水上层气泡声散射获得的实验数据评估了海水气泡云的声学特性<sup>[19-20]</sup>。

基于前人的理论,文中提出了基于浅海气泡群声散射的环境参数测量的系统理论。系统通过测量得到待测介质的入射声压、前向与背向散射声压幅值,代入前向与背向散射联合理论离散化的反演理论,从而得出待测介质的物理参数,并在湖试实验中进行实地测量。测量系统简单、适用性强,适合应用于在复杂环境,更快速的测量得出浅海环境参数。

## 1 理 论

从浅海气泡群声散射理论出发,描述介质动态参数—声学激发条件—声场演化规律之间的关系,阐述气泡群分布与介质的声学参数的关系式,考虑到浅海环境条件对声传播的影响,再利用经典的 HN (Hall-Novarini) 模型说明海面气泡的经验分布,浅海表面模型对粗糙海面进行理论说明。

### 1.1 气泡群的线性散射声场分布

对于海洋气泡,首先假设每个气泡的散射是各向同性的,所有的计算都在频域内进行。如图 1 所示,气泡层厚度  $\Delta z$ ,总共划分出  $N_i$  层。气泡半径分布在  $\mathbf{R} = [R_1 \ R_2 \ \cdots \ R_j \ \cdots \ R_M]$ ,每层气泡群被视为一个整体。声源位置作为原点,第  $i$  层半径为  $R_j$  的气泡数表示为  $n(i, R_j)$ ,  $1 \leq i \leq N_i$ 。考虑一维情况,即平面波传播,对轴向上的散射,即前向散射和后向散射进行分析。

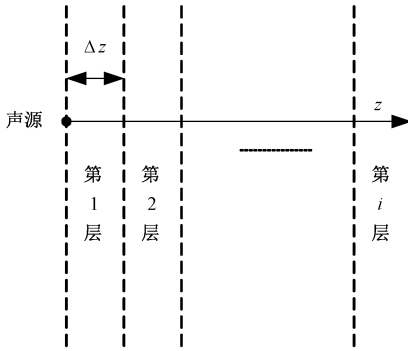


图 1 气泡层划分示意图

Fig. 1 Schematic diagram of bubbly liquid layer division

Wildt 推导的单个气泡的散射截面<sup>[21]</sup>如式(1)所示。

$$\sigma_s = \frac{4\pi R_0^2}{[(f_0/f)^2 - 1]^2 + \delta^2} \quad (1)$$

式中:  $R_0$  表示气泡半径;  $f$  为激励频率;  $\delta$  为粘滞系数; 共振频率  $f_0 = \sqrt{3\gamma p_g / \rho_0 R_0^2} / 2\pi$ ;  $p_g$  为泡内永久气体压力;  $\rho_0$  为纯水密度。

那么第  $i$  层气泡的等效衰减截面  $S_s$  可以以矩阵的形式写成:

$$\begin{bmatrix} S_s(1, f) \\ S_s(2, f) \\ \vdots \\ S_s(N_i, f) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} n(1, R_1) & n(1, R_2) & \cdots & n(1, R_M) \\ n(2, R_1) & n(2, R_2) & \cdots & n(2, R_M) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ n(N_i, R_1) & n(N_i, R_2) & \cdots & n(N_i, R_M) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_s(R_1, f) \\ \sigma_s(R_2, f) \\ \vdots \\ \sigma_s(R_M, f) \end{bmatrix} \quad (2)$$

单个气泡的衰减截面如式(3)所示。

$$\sigma_e = \frac{4\pi R_0^2 (\delta / k R_0)}{(\omega_0^2 / \omega^2 - 1)^2 + \delta^2} \quad (3)$$

式中:  $k$  为波数。同理,第  $i$  层气泡的等效衰减截面  $S_e$  可以以矩阵的形式写为:

$$\begin{bmatrix} S_e(1, f) \\ S_e(2, f) \\ \vdots \\ S_e(N_i, f) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} n(1, R_1) & n(1, R_2) & \cdots & n(1, R_M) \\ n(2, R_1) & n(2, R_2) & \cdots & n(2, R_M) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ n(N_i, R_1) & n(N_i, R_2) & \cdots & n(N_i, R_M) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_e(R_1, f) \\ \sigma_e(R_2, f) \\ \vdots \\ \sigma_e(R_M, f) \end{bmatrix} \quad (4)$$

在第  $i$  层中,由气泡群引起的衰减系数和等效衰减截面之间的关系写为:

$$\alpha_b(i, f) = 4.34 S_e(i, f) \quad (5)$$

海洋中的衰减系数有一个经验公式如式(6)所示。

$$\alpha_f(f) = \frac{0.109 f^2}{1 + f^2} + \frac{40.7 f^2}{4 \cdot 100 + f^2} + 3.01 \times 10^{-4} f^2 \quad (6)$$

假设第  $i$  层的声压幅度为  $P(i, f)$ , 气泡散射声压和等效散射截面之间的关系为:

$$P_s(i, f) = \frac{S_s(i, f) P(i, f)}{4\pi} \quad (7)$$

此时用传递矩阵表示为:

$$P_s(i, f) = \lambda(i, f) P(i, f) \quad (8)$$

由散射系数的定义式可知,传递矩阵  $\lambda$  表示了介质的散射系数。将式(8)代入式(7),则可以得到:

$$\lambda(i, f) = \frac{S_s(i, f)}{4\pi} \quad (9)$$

那么到达第  $i$  层的声压可以表示第  $i-1$  层的透射声压和散射声压之和,记为:

$$P(i, f) = P(i-1, f) [e^{-\alpha_f(f)} 10^{-\alpha_b(m, f)/20} + \lambda(i, f)] \quad (10)$$

定义  $P(0, f)$  为原点处的激励声压,则:

$$P(i, f) = P(0, f) \prod_{m=1}^i [e^{-\alpha_f(f)} 10^{-\alpha_b(m, f)/20} + \lambda(m, f)] \quad (11)$$

因此,第*i*层的反向散射可以写为:

$$P_s(i, f) = P(i, f) \lambda(i, f) \quad (12)$$

将式(11)代入式(12),则:

$$P_s(i, f) = P(0, f) \lambda(i, f) \prod_{m=1}^i [e^{-\alpha_f(f)} 10^{-\alpha_b(m, f)/20} + \lambda(m, f)] \quad (13)$$

将每一层气泡可以看作一个整体,它的散射以点源的形式传播。因此,在原点接收的第*i*层的反向散射为:

$$\hat{P}_s(i, f) = \frac{P_s(i, f)}{i \Delta z} \prod_{m=1}^i [e^{-\alpha_f(f)} 10^{-\alpha_b(m, f)/20} + \lambda(m, f)] \quad (14)$$

则:

$$\hat{P}_s(i, f) = \frac{P(0, f) \lambda(i, f)}{i \Delta z} \left( \prod_{m=1}^i [e^{-\alpha_f(f)} 10^{-\alpha_b(m, f)/20} + \lambda(m, f)] \right)^2 \quad (15)$$

## 1.2 气泡群的非线性参数

已知含气泡水介质的波动方程和气泡的二阶体积振动方程<sup>[15]</sup>如式(16)和(17)所示。

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\rho_0 N \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (16)$$

$$\frac{d^2 u}{dt^2} + \delta \omega_0 \frac{du}{dt} + \omega_0^2 u + \frac{4\pi R_0}{\rho_0} p_a = \frac{\omega_0^2(\gamma + 1)}{2v_0} u^2 + \frac{1}{6v_0} \left[ 2u \frac{d^2 u}{dt^2} + \left( \frac{du}{dt} \right)^2 \right] \quad (17)$$

式中:*u*为气泡的瞬时体积; $\gamma$ 是空气的比热比;共振角频率 $\omega_0 = 2\pi f_0$ 。

设角频率为 $\omega$ 的声波入射到含气泡水介质中,将产生角频率为 $2\omega$ 的二阶谐波,这是由式(17)右侧的非线性效应引起的,将 $p = P_1 e^{j\omega t} + P_2 e^{j2\omega t}$ ,  $p_a = P_1 e^{j\omega t}$ 和 $u = U_1 e^{j\omega t} + U_2 e^{j2\omega t}$ 代入到式(16)和(17),由 $e^{j\omega t}$ 和 $e^{j2\omega t}$ 每一项的系数相等,得到:

$$\begin{cases} \frac{d^2 P_2}{dx^2} + \frac{4\omega^2}{c_0^2} P_2 = \rho_0 N \omega^2 U_2 \\ (\omega_0^2 - \omega^2 + j\delta\omega_0\omega) U_1 = -\frac{4\pi R_0}{\rho_0} P_1 \\ (\omega_0^2 - 4\omega^2 + j2\delta\omega_0\omega) U_2 = -\frac{4\pi R_0}{\rho_0} P_2 + \frac{1}{2} \left[ \frac{\omega_0^2(\gamma + 1)}{2u_0} - \frac{\omega_0^2}{2u_0} \right] U_1^2 \end{cases} \quad (18)$$

把式(18)中的 $U_1$ 和 $U_2$ 消去,得到二阶谐波满足的方程如式(19)所示。

$$\frac{d^2 P_2}{dx^2} + \frac{4\omega^2}{c^2} P_2 = \frac{2\beta\omega^2}{\rho_0 c_0^4} P_1^2 \quad (19)$$

其中,二阶等效非线性系数为:

$$\beta = N c_0^4 \frac{\omega_0^2(\gamma + 1)/2u_0 - \omega^2/2u_0}{4(\omega_0^2 - 4\omega^2 + j2\delta\omega_0\omega)} \times \left( \frac{4\pi R_0}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\delta\omega_0\omega} \right)^2 \quad (20)$$

对于半径不同的分布气泡,设半径介于 $R_0$ 和 $R_0 + dR$ 之间的气泡的数量为 $N(R_0) dR_0$ 。根据气泡半径分布函数,将上述气泡求解的非线性参数进行加权求和,得到:

$$\beta = c_0^4 \int_0^\infty N(R_0) \frac{\omega_0^2 R_0(\gamma + 1)/2u_0 - \omega^2/2u_0}{4(\omega_0^2 - 4\omega^2 + j2\delta\omega_0\omega)} \times \left( \frac{4\pi R_0}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\delta\omega_0\omega} \right)^2 dR_0 \quad (21)$$

## 1.3 浅海流体介质理论

HN 气泡群模型是常用的描述浅海表面气泡群分布的模型<sup>[16]</sup>,适用于半径分布在 $a_{\min} = 10 \mu\text{m}$ 与 $a_{\max} = 1000 \mu\text{m}$ 之间的气泡群。该模型写为:

$$n(a) = (1.6 \times 10^{10}) G(a, z) \left( \frac{v_{10}}{13} \right)^3 \times \exp \left[ -\frac{z}{L(v_{10})} \right] \quad (22)$$

式中: $n(a)$ 表示单位体积内半径为*a*的气泡数量; $v_{10}$ 是高度为10 m处测得的风速; $z$ 为距离海面的深度。

$$L(v) = \begin{cases} 0.4, & v \leq 7.5 \\ 0.4 + 0.115(v - 7.5), & v > 7.5 \end{cases} \quad (23)$$

$$G(a, z) = \begin{cases} [a_{\text{ref}}(z)/a]^4, & a_{\min} \leq a \leq a_{\text{ref}}(z) \\ [a_{\text{ref}}(z)/a]^{x(z)}, & a_{\text{ref}}(z) < a \leq a_{\max} \end{cases} \quad (24)$$

$$a_{\text{ref}}(z) = 54.4 + 1.984 \times 10^{-6} z \quad (25)$$

$$x(z) = 4.37 + \left( \frac{z}{2.55} \right)^2 \quad (26)$$

考虑到粗糙海面对声传播的影响不可忽略,采用蒙特卡罗方法和PM(Pierson-Moskowitz)谱模型生成一维粗糙海面,功率谱密度为:

$$S(k) = \begin{cases} \frac{\alpha}{4|k|^3} \exp[-b\mu^2/k^2 v_{19.5}^4], & k > 0 \text{ 或 } k < 0 \\ 0, & k = 0 \end{cases} \quad (27)$$

式中: $\alpha = 8.1 \times 10^{-3}$ ;  $b = 0.74$ ;  $\mu$ 是重力加速度; $v_{19.5}$ 是高度为19.5 m处测得的风速。

根据蒙特卡罗方法,一维海面可以表示为:

$$f(x_n) = \frac{1}{M_j} \sum_{j=-P/2+1}^{P/2} F(k_j) e^{ik_j x_n} \quad (28)$$

式中: $x_n = n\epsilon_x$  ( $n = -P/2 + 1, \dots, P/2$ ) 表示第*n*个采样点的位置; $M$ 为粗糙海面的长度; $F(k_j)$ 表示为:

$$F(k_j) = \frac{2\pi}{\sqrt{2\varepsilon_k}} \sqrt{S(k_j)} \cdot \begin{cases} [N(0,1) + iN(0,1)], & j = -P/2 + 1, \dots, -1 \\ N(0,1), & j = 0, \dots, P/2 \end{cases} \quad (29)$$

式中:  $k_j$  为离散波数;  $\varepsilon_k$  为相邻两个谱谐波的空间波数差;  $N(0,1)$  为满足正态分布的随机数。

当  $v_{19.5} = 11 \text{ m/s}$ ,  $M = 400 \text{ m}$  时,生成的一维粗糙海面如图2所示。

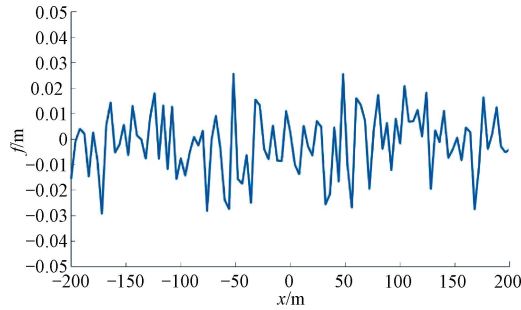


图2 粗糙海面的生成  
Fig. 2 Generation of rough sea surfaces

## 2 实验验证

环境参数测量实验于浙江省杭州市淳安虹桥船厂进行,地点如图3所示。



图3 实验地形卫星云图  
Fig. 3 Satellite map of the experimental topography

### 2.1 实验装置

实验装置主要包括:PT80 宽带换能器、仿 8103 水听器 3 个(灵敏度  $-215 \text{ dB}$ )、水下安装支架( $4 \text{ m} \times 1 \text{ m} \times$

$1 \text{ m}$ )、PT80 功率放大器、示波器、B&K 高采样率采集器(三通道)、NI 收发一体机箱(最高采样率  $5 \text{ MHz}$ )、信号源、外接线滚和电池。实验仪器连接示意图如图4所示。现场仪器连接图如图5所示。

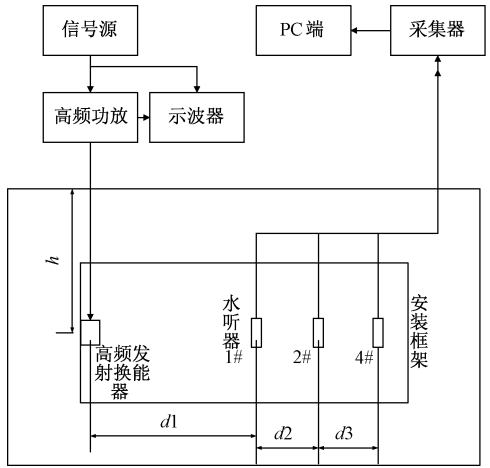


图4 装置连接示意图  
Fig. 4 Device connection diagram

实验工况为:天气晴,风速为  $0 \sim 0.4 \text{ m/s}$ ,测量深度为  $3 \text{ m}$ ,  $d_1 = 2.16 \text{ m}$ ,  $d_2 = 0.5 \text{ m}$ ,  $d_3 = 0.5 \text{ m}$ 。



图5 现场仪器连接  
Fig. 5 Instrument connection at the experimental site

实验前期,在消声水池中测量了 PT80 发射换能器的中心频率  $80 \text{ kHz}$  处的指向性曲线,如图6所示。

由图6可知,PT80 发射换能器指向性尖锐,旁瓣主要集中在  $30^\circ$  以内,且辐射强度降低了  $10 \text{ dB}$ ,避免了安装框架对测量的影响。同时,为了降低水听器对测量结果的影响,实验发射波形设计为窄脉冲,通过回波时延区分水听器的散射信号与待测介质的散射信号。

### 2.2 实验过程

实验采用 NI 收发一体机箱连接 PT80 宽带换能器发射单频脉冲信号扫频激励,NI 定制板卡产生脉冲信号,发射信号类型为 CW 脉冲信号,脉冲频率从  $53 \text{ kHz}$  到  $143 \text{ kHz}$  一共 91 个频点进行扫频脉冲宽度为  $20 \text{ ms}$ ,脉冲

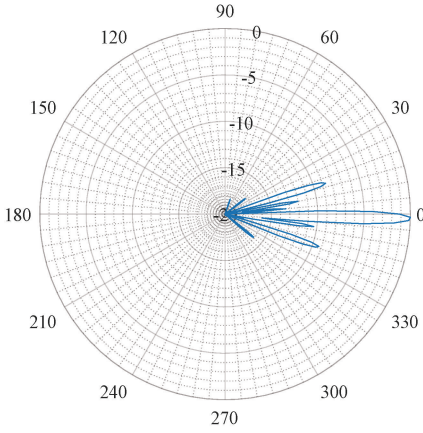


图6 PT80发射换能器的指向性曲线

Fig. 6 Directional curve of PT80 transmit transducer

占空比为 0.01, 扫频步长为 1 kHz, 一次全频点扫描周期为 1.82 s, 1#、2#、4# 这 3 只仿 8103 水听器与发射换能器共轴, 4# 水听器为备用, 为保证在 1# 与 2# 水听器故障时也能顺利进行实验而设置, 由 B&K PULSE 采集器进行采集, 一次采集时间为 60 s, 采样率 524 288 Hz, 具体测量和预处理的算法流程如图 7 所示。

### 1) 测量介质中的声速和衰减

测量中用到的原理如式 (30)、(31) 所示, 水听器接收声压信号均方振幅如式 (32) 所示。

$$j(f) = \frac{c_0 d_{ER}}{\Delta t} \quad (30)$$

$$q(f) = \frac{c_0 \lg[\bar{p}^2(f)/\bar{p}_{ref}^2(f)]}{4\pi f d_{ER}} \quad (31)$$

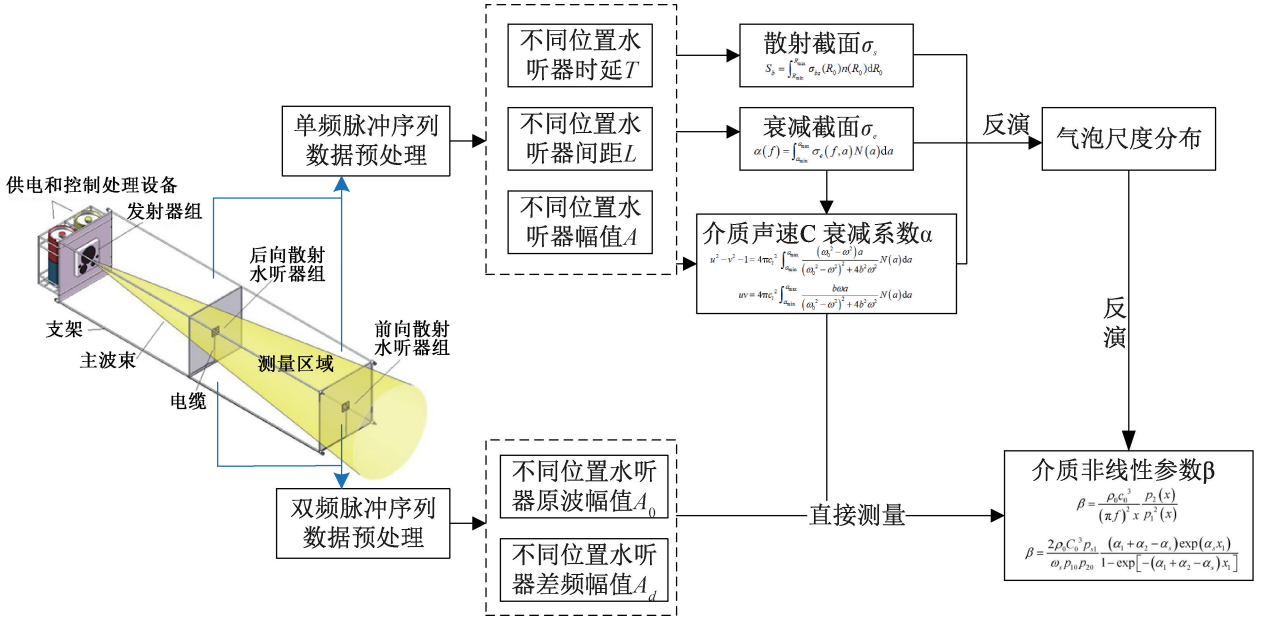


图7 实验原理

Fig. 7 Experimental schematic

$$\bar{p}^2(f) = \frac{1}{T} \int_0^T p^2 dt \quad (32)$$

式中:  $c_0$  为纯水声速;  $d_{ER}$  为收发间距;  $\Delta t$  为脉冲传播时间;  $\bar{p}_{ref}^2(f)$  为纯水介质中同样发射和布放条件下水听器接收信号均方振幅。

则液体中的相速度  $c_m$  和衰减系数  $\alpha$  如式 (33) 和 (34) 所示。

$$c_m = c_0 / j \quad (33)$$

$$\alpha = 20 \lg e \left( \frac{\omega q}{c_l} \right) \quad (34)$$

### 2) 测量介质中的气泡尺度分布

测量气泡尺度分布问题都可以写作第一类 Fredholm 积分方程形式, 即:

$$g(\omega) = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} k(\omega, R_0) n(R_0) dR_0, \quad a \leq x \leq b \quad (35)$$

其中, 核函数  $k(\omega, R_0)$  和自由项  $g(\omega)$  已知,  $n(R_0)$  未知。其离散化形式为:

$$G_i = \sum_j K_{ij} N_j \quad (36)$$

式中:  $i = 1, 2, 3, \dots, m; j = 1, 2, 3, \dots, n_0$ 。

矩阵形式写为:

$$\begin{pmatrix} g_1 \\ g_2 \\ g_3 \\ \vdots \\ g_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_{11} & k_{12} & k_{13} & \cdots & k_{1n} \\ k_{21} & k_{22} & k_{23} & \cdots & k_{2n} \\ k_{31} & k_{32} & k_{33} & \cdots & k_{3n} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ k_{m1} & k_{m2} & k_{m3} & \cdots & k_{mn} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ \vdots \\ n_n \end{pmatrix} \quad (37)$$

则求解病态积分方程的问题转换成了矩阵求逆问题。

### 3) 测量介质的非线性参数

在海洋环境中,快速测得介质的非线性参数一直以来都是一个难点,在此处由上一步测得的气泡分布 $n(R_0)$ ,代入式(21)。

由此可以在海洋环境中,快速测得介质的非线性参数。

### 4) 测量介质的散射系数

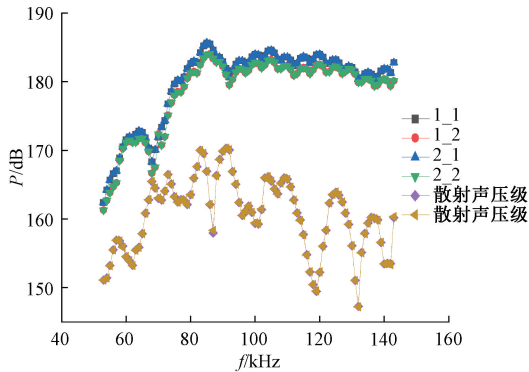
对于待测介质,层数 $i=1$ , $\Delta z$ 为介质层厚,在频率为 $f$ 的信号激励下,1#水听器接收到的直达波为待测介质的入射波 $P(0,f)$ ,2#水听器接收到的直达波为待测介质的前向散射波 $P(1,f)$ ,1#水听器接收到的回波为待测介质的背向散射波 $\hat{P}_s(1,f)$ 。

联立式(11)和(15),根据测得的数据可得散射系数 $\lambda(f)$ :

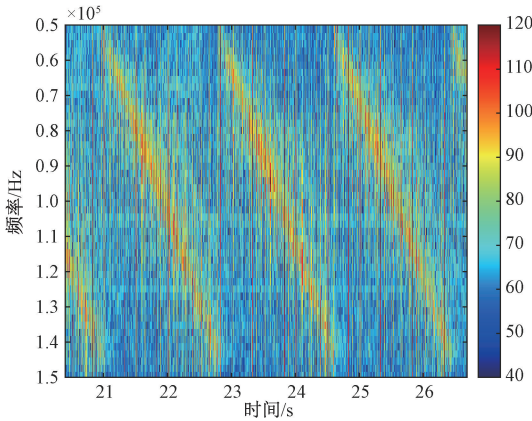
$$\lambda(f) = \frac{\hat{P}_s(1,f)P(0,f)}{P^2(1,f)}\Delta z \quad (38)$$

## 2.3 实验数据处理及测量结果

水听器接收信号示意图如图8所示,图8(a)为接收水听器的接收声压级频响曲线,一共进行了两次采集,第1次采集到的2#水听器的声压级曲线表示为1\_2,横轴表示激励频率,纵轴表示声压级。图8(b)为时频分析图。



(a) 接收声压级频响曲线  
(a) Receive sound pressure level frequency response curve

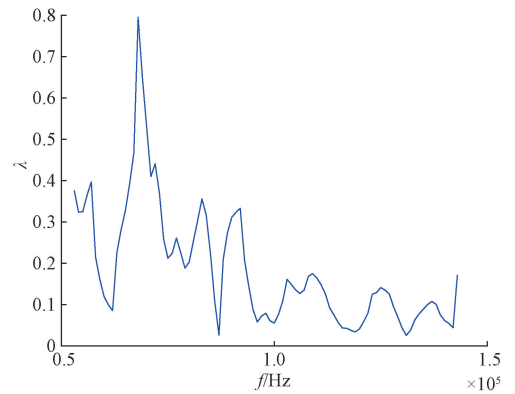


(b) 时频分析图  
(b) Time-frequency analysis diagram

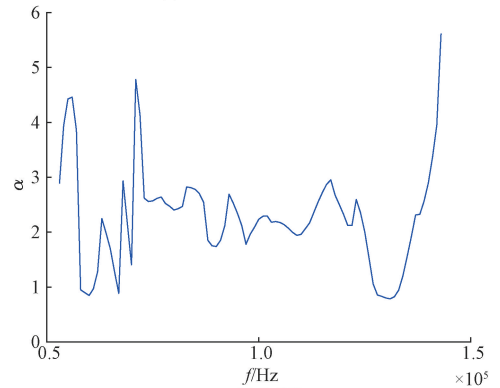
图 8 接收信号示意图

Fig. 8 Schematic diagram of receiving signal

由图8可知,待测介质为1#水听器和2#水听器之间的海水介质,1#水听器接收到的声信号为待测介质的入射声信号与背向散射声信号,二者通过时延区分开,因此为了防止混叠,声源需要发射脉冲的脉冲宽度乘以占空比 $<0.6$  ms。图8(a)中,1#水听器接收声压级显示了发射换能器在 $d_1$ 处的发射能力,将1#水听器与2#水听器接收到的声信号相结合,可以得出接收声压级频响曲线,两次采集的接收声压级频响曲线几乎重合,则说明在浅海环境中,短时间内环境参数可以视为不变。通过接收声压级频响曲线,使用散射理论可以修正测得的介质散射系数,如图9(a)所示,同时测得介质衰减系数如图9(b)所示,横轴表示激励频率,纵轴表示介质系数。



(a) 散射系数  
(a) Scattering coefficient



(b) 衰减系数  
(b) Attenuation coefficient

图 9 待测介质系数

Fig. 9 Coefficients of the test medium

观察图9可知,待测介质的散射系数与衰减系数在60~80 kHz较为敏感,随频率变化较大,说明该区间对应共振状态下的气泡数量较多。再将测得的散射系数代入式(37),使用Tikhonov正则化方法可以求解此类不适定问题,得出待测介质中气泡尺度分布如图10所示。

在浅海环境中,纯水的衰减系数不可忽略,而又无法先验获得,在以往的测量过程中会不可避免的带来误差,在测量系统中,修正测量的散射系数频响曲线,提取介质

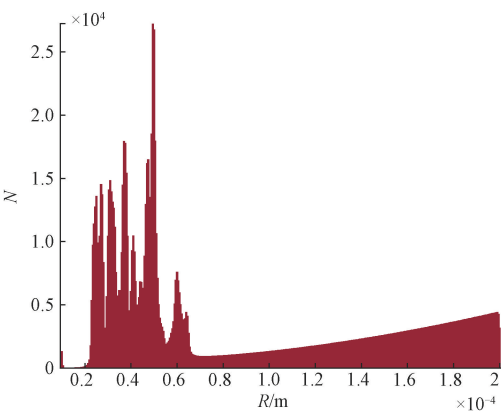


图 10 待测介质中气泡尺度分布

Fig. 10 Bubble size distribution in the test medium

中仅与气泡相关的散射特性,提高了测量的准确性。为了验证测量的准确性,将实测的散射系数与测量结果对应的散射系数对比,如图 11 所示,可以看出 2 条曲线几乎重合,拟合较好,方法的准确性得到了验证。

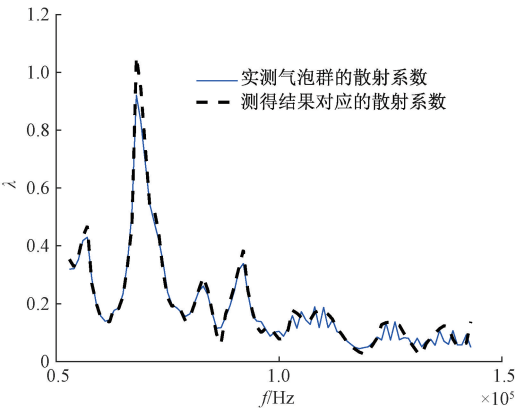


图 11 待测介质中气泡测量结果验证

Fig. 11 Validation of bubble measurement results in the test medium

在环境测量参数系统中,结合气泡群的非线性参数理论,得出气泡分布和非线性参数的实时测量图如图 12 所示。

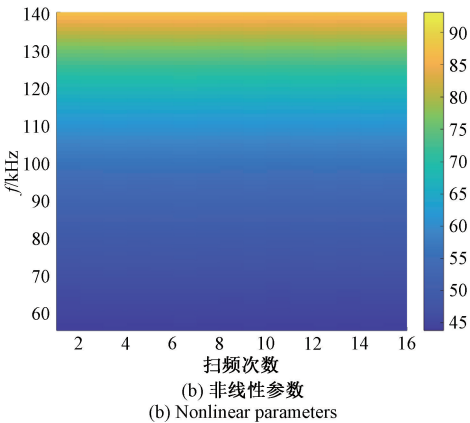
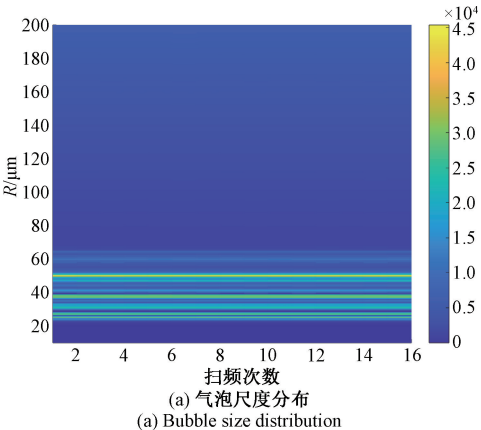


图 12 环境参数实时测量

Fig. 12 Real-time measurement diagram of environmental parameters

图 12(a)横轴表示扫频次数,纵轴表示气泡半径,色轴表示气泡数量,图 12(b)横轴表示扫频次数,纵轴表示频率,色轴表示非线性参数,已知纯水的非线性参数为 3.5,可以看出,浅海环境中非线性参数能达到纯水的数十倍,因此不能直接用纯水的非线性参数去近似计算。环境测量系统解决了一直以来无法快速测得浅海环境中的非线性参数的难点,在实用中也具有重要意义。

### 3 结 论

文中提出一种基于气泡特殊的声散射特性的环境参数测量系统,能够对海水介质的物理参数进行有效获取,并在湖试实验中进行实地测量。结论为:

- 1) 系统可以实时测量衰减系数,得出介质的修正散射系数,代入浅海气泡群的声散射理论从而可以实时测量得出更复杂的浅海环境参数,尤其是解决了一直以来无法快速测得浅海环境中的非线性参数的难点。
  - 2) 在实验中同一天分别进行的两次采集的接收声压级频响曲线几乎重合,则说明在浅海环境中,短时间内环境参数可以视为不变。
  - 3) 系统使用窄脉冲进行扫频测量,对比实测的散射系数与测量结果对应的散射系数验证了系统测量的准确性。
  - 4) 利用声学测量方法测量气泡尺度分布,系统简单,对环境的要求低,在复杂环境下也能正常使用,适用性强。
- 系统能快速准确的测量得出浅海环境参数,为将来在水下通信、海洋探测和水下减振降噪等领域提供了强大的支撑。

## 参考文献

- [1] 彭伟, 厉运周, 高艳波, 等. 我国海洋观测仪器设备体系化发展研究[J]. 仪器仪表学报, 2023, 44(12): 88-100.  
PENG W, LI Y ZH, GAO Y B, et al. Research on the systematic development of ocean observation instruments and equipment in China[J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2023, 44(12): 88-100.
- [2] 厉运周, 孔庆霖, 杨英东, 等. 高精度海洋观测浮标运动测量系统设计与试验[J]. 仪器仪表学报, 2023, 44(11): 1-12.  
LI Y ZH, KONG Q L, YANG Y D, et al. Design and experiment of a high precision ocean observation buoy motion measurement system[J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2023, 44(11): 1-12.
- [3] 李智, 杨士莪. 水声矢量传感器研究进展与挑战[J]. 仪器仪表学报, 2024, 45(11): 1-19.  
LI ZH, YANG SH E. Advances and challenges in underwater acoustic vector sensors[J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2024, 45(11): 1-19.
- [4] ZITTEL J D, ERSKINE F T, HOLLAND C W, et al. Critical sea test final report[R]. SPAWAR CST/LLFA-WP-USWAC-9, Johns Hopkins University, Applied Physics Laboratory, Laurel, MD, 1996.
- [5] SPIKES C H, ERSKINE F T, MCEACHERN J F, et al. Littoral warfare technology testing[J]. Sea Technology, 1997, 38: 71-77.
- [6] PROSPERETTI A, LU N Q, KIM H S. Active and passive acoustic behavior of bubble clouds at the ocean's surface[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1993, 93(6): 3117-3127.
- [7] 赵晓亮, 朱哲民, 周林, 等. 含气泡液体中声传播的解析解及其强非线性声特性[J]. 应用声学, 1999(6): 18-23.  
ZHAO X L, ZHU ZH M, ZHOU L, et al. Analytical description of acoustic wave propagation in a bubbly liquid and its strong nonlinearity[J]. Journal of Applied Acoustics, 1999(6): 18-23.
- [8] ZHANG Y N, LI SH C. Acoustical scattering cross section of gas bubbles under dual-frequency acoustic excitation[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2015, 26: 437-444.
- [9] ZHANG Y N, MIN Q, DU X Z. Effects of liquid compressibility on bubble-bubble interactions between oscillating bubbles[J]. Journal of Hydrodynamics, 2016, 28(5): 832-839.
- [10] WU Y R, WANG CH H. Theoretical analysis of interaction between a particle and an oscillating bubble driven by ultrasound waves in liquid[J]. Chinese Physics B, 2017, 26(11): 114303.
- [11] XIA L. Analysis of acoustic nonlinearity parameter  $B/A$  in liquids containing ultrasound contrast agents[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 2019, 146(2): 1394-1403.
- [12] PESSÔA M A S, NEVES A A R. Acoustic scattering and forces on an arbitrarily sized fluid sphere by a general acoustic field[J]. Journal of Sound and Vibration, 2020, 479: 115373.
- [13] VENÅS J V, JENSERUD T. Generalization and stabilization of exact scattering solutions for spherical symmetric scatterers[J]. Journal of Sound and Vibration, 2022, 539: 117263.
- [14] 郑广赢, 黄益旺. 气泡线性振动对含气泡水饱和多孔介质声传播的影响[J]. 物理学报, 2016, 65(23): 144-150.  
ZHENG G Y, HUANG Y W. Effect of linear bubble vibration on wave propagation in unsaturated porous medium containing air bubbles[J]. Acta Physica Sinica, 2016, 65(23): 144-150.
- [15] VANHILLE C. Two-dimensional numerical simulations of ultrasound in liquids with gas bubble agglomerates: Examples of bubbly-liquid-type acoustic metamaterials (blamms)[J]. Sensors, 2017, 17(1): 173.
- [16] 姚美娟, 鹿力成, 孙炳文, 等. 浅海起伏海面下气泡层对声传播的影响[J]. 物理学报, 2020, 69(2): 162-171.  
YAO M J, LU L CH, SUN B W, et al. Effects of wind-generated bubbles layer on sound propagation underneath rough sea surface in shallow water[J]. Acta Physica Sinica, 2020, 69(2): 162-171.
- [17] 侯文秀, 谭超, 鲍勇, 等. 液固两相介质多频超声粒径分布测量[J]. 仪器仪表学报, 2021, 42(10): 55-63.  
HOU W X, TAN CH, BAO Y, et al. Particle size distribution measurement of liquid-solid two-phase medium with multi-frequency ultrasound[J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2021, 42(10): 55-63.
- [18] 孔倩, 赵义豪, 姜根山, 等. 流场声学层析成像测量方法仿真和实验研究[J]. 仪器仪表学报, 2024, 45(6): 63-74.  
KONG Q, ZHAO Y H, JIANG G SH, et al. Numerical simulation and experimental study of flow field measurement based on acoustic tomography method[J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2024, 45(6): 63-74.

[19] LIU R Y. The effects of bubble scattering on sound propagation in shallow water [J]. Journal of Marine Science and Engineering, 2021, 9(12): 1441.

[20] BULANOV V A, BUGAEVA L K, STOROZHENKO A V. On sound scattering and acoustic properties of the upper layer of the sea with bubble clouds[J]. Journal of Marine Science and Engineering, 2022, 10(7): 872.

[21] WILDT R. Acoustic theory of bubbles [C]. Physics of Sound in the Sea, NDRC Summary Technical Report Div. 6, 1946, 8: 460-477.

作者简介



程月祝,2019 年于哈尔滨工程大学获得学士学位,现为哈尔滨工程大学博士研究生(硕博连读),主要研究方向为非线性声学 and 气泡散射。  
E-mail: Cccyza@163. com

Cheng Yuezhu received her B. Sc. degree in 2019 from Harbin Engineering University (HEU). Now she is currently a doctoral student at Harbin Engineering University. Her main research interests include nonlinear acoustics and bubble scattering.



时洁(通信作者),2009 年于哈尔滨工程大学获得博士学位,现为哈尔滨工程大学水声工程学院的教授,主要研究方向为非线性声学和水声信号处理。  
E-mail: shijie@hrbeu. edu. cn

Shi Jie( Corresponding author) received her Ph. D. degree in underwater acoustic engineering from Harbin Engineering University (HEU), Harbin, China, in 2009. She is currently an professor with the College of Underwater Acoustic Engineering, HEU. Her research interests include underwater nonlinear acoustic and acoustic signal processing.



曹源,2020 年于哈尔滨工程大学获得学士学位,现为哈尔滨工程大学水声工程学院博士研究生(直博),主要研究方向为非线性声学 and 主动噪声控制。  
E-mail: caoyuan@hrbeu. edu. cn

Cao Yuan received his B. Sc. degree from Harbin Engineering University (HEU), Harbin, China, in 2020 and is currently a doctoral student at the College of Underwater Acoustic Engineering, HEU. His research interests include nonlinear acoustics and active noise control.



付晓月,2018 年于哈尔滨工程大学获得学士学位,现为哈尔滨工程大学博士研究生(直博),主要研究方向为非线性声学。  
E-mail: fuxiaoyue@hrbeu. edu. com

Fu Xiaoyue received her B. Sc. degree in 2018 from Harbin Engineering University (HEU). Now she is currently a doctoral student at Harbin Engineering University. Her main research interest includes nonlinear acoustics.