

水下掩埋目标的散射声场计算与实验

胡珍 范军 张培珍 吴玉双

Acoustic scattering from elastic target buried in water-sand sediment

Hu Zhen Fan Jun Zhang Pei-Zhen Wu Yu-Shuang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 064301 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.064301

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.064301>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I6>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

声学脉冲序列及全透声机理研究

[Studies on the mechanism of acoustic pulse train and full transmission](#)

物理学报.2016, 65(6): 064302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.064302>

次 Bjerknes 力作用下气泡的体积振动和散射声场

[Volume pulsation and scattering of bubbles under the second Bjerknes force](#)

物理学报.2016, 65(1): 014301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014301>

管间界面特性对周向超声导波传播特性的影响

[Influence of the interfacial properties on guided circumferential wave propagation in the circular tube structure](#)

物理学报.2015, 64(22): 224301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224301>

声脉冲法空间电荷测量系统的研究

[Measurement of space charges in air based on sound pulse method](#)

物理学报.2015, 64(16): 164301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.164301>

一种含横向圆柱形空腔的声学覆盖层的去耦机理分析

[Analysis of decoupling mechanism of an acoustic coating layer with horizontal cylindrical cavities](#)

物理学报.2015, 64(15): 154301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154301>

## 水下掩埋目标的散射声场计算与实验

胡珍<sup>1)</sup> 范军<sup>1)†</sup> 张培珍<sup>2)</sup> 吴玉双<sup>3)</sup>

1) (上海交通大学, 高新船舶与深海开发装备协同创新中心, 海洋工程国家重点实验室, 上海 200240)

2) (广东海洋大学信息学院, 湛江 524088)

3) (哈尔滨工程大学, 水声技术重点实验室, 哈尔滨 150001)

(2015年10月18日收到; 2015年12月2日收到修改稿)

水下掩埋目标声散射问题是识别和探测掩埋目标的理论基础, 是声散射研究领域的热点问题. 本文基于射线声学推导了掩埋情况下目标声散射计算的格林函数近似式, 并在此基础上进一步给出了相应的远场积分公式. 在有限元方法的基础上, 将推导得到的公式写入有限元仿真软件, 对软件功能进行拓展, 构建二维轴对称目标的声散射模型, 并计算掩埋情况下弹性实心球在不同条件下的目标强度, 获得了其散射声场随频率、掩埋深度、沙层吸收系数等参数的变化规律. 开展实心球的自由空间和浅掩埋条件下水池声散射实验, 利用共振隔离技术处理实验数据, 提取目标声散射的纯弹性共振特征进行分析, 结果表明可将其用于掩埋目标识别和探测. 最后利用总散射声场与理论计算结果进行对比, 验证了理论仿真的正确性.

**关键词:** 掩埋目标声散射, 格林函数近似式, 散射声场计算

**PACS:** 43.20.+g, 43.30.+m

**DOI:** 10.7498/aps.65.064301

## 1 引言

水下目标声散射问题是指当水下目标受到入射声波作用时产生的与入射波传播方向和波型不同的散射波, 对该问题进行理论和实验研究是水下目标探测和识别的基础. 国内汤渭霖和范军<sup>[1]</sup>推导了双层弹性球壳散射声场的 Rayleigh 简正级数解并由此分析得到了该目标的回声特性; 卓琳凯等<sup>[2]</sup>在此基础上考虑了环境流体对声波的吸收作用, 重点研究了有吸收流体介质中弹性球壳的共振散射特征; 潘安等<sup>[3]</sup>则对双层周期性加肋有限长圆柱壳在水中的声散射特性开展了理论与实验研究, 从而发现了其不同于单层圆柱壳声散射的最重要的散射精细特征, 即流体附加波.

随着计算机技术的快速发展, 针对水下目标散射声场进行数值计算的有限元方法得到了广泛应用. 国外 Zampolli 等借助有限元方法计算了入射波为低频段时弹性目标在自由空间和界面附近的

远场目标强度<sup>[4]</sup>, 并利用最速下降法从波数积分的角度进行推导, 得到了用于掩埋情况下目标声散射计算的格林函数的精确形式, 并在此基础上计算了弹性球壳在掩埋和半掩埋情况下的散射声场<sup>[5]</sup>. 在弹性目标的声散射实验研究方面, Maze 等<sup>[6]</sup>对圆柱壳浸没于水中和掩埋于较厚的沙水混合物中的散射声场特征进行研究, 利用傅里叶变换获得了目标回波的共振谱, 分析了圆柱壳回波的组成成分与两种主要环绕波的特性, 通过研究发现利用共振隔离技术可以有效地进行目标的探测和识别. 夏峙和李秀坤<sup>[7]</sup>以目标回波亮点模型为基础给出了水下目标弹性声散射信号分离的有效方法.

本文从射线声学出发, 较为简单地推导得到了掩埋情况下目标声散射计算的格林函数近似式, 并进一步导出相应的远场积分公式. 在此基础上利用有限元软件 COMSOL Multiphysics 建立二维轴对称目标的声散射模型, 计算弹性实心球在不同条件下的目标散射声场, 研究其随相关参数变化的规律. 由于圆柱壳和实心球所产生的散射波成分不

† 通信作者. E-mail: fanjun@sjtu.edu.cn

同, 本文开展了弹性实心球的自由空间和掩埋情况下的声散射实验. 利用共振隔离技术(MIIR)<sup>[6,8]</sup>分离目标回波的镜反射回波和弹性回波, 对回波成分进行了分析, 提取弹性回波获取目标的纯弹性共振特征, 由此识别目标并利用总散射声场验证了理论仿真结果的正确性.

## 2 水下目标声散射的数值计算方法

利用 COMSOL 软件建立自由空间弹性实心球二维轴对称声散射模型<sup>[9]</sup>, 计算收发合置的后向散射声场. 假定目标是自由场中半径为 0.079 m 的实心球, 材料为不锈钢. 入射声波频率在 10 Hz—120 kHz, 目标外部的介质为水, 介质球最外部包覆一层完美匹配层(PML). 周围水体以及不锈钢的材料属性和声学参数见表 1. 以轴对称球体目标为例, 建立二维有限元模型如图 1 所示.

表 1 目标材料和声学参数  
Table 1. Material parameter.

材料类型	纵波波速 $c_p/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	剪切波波速 $c_s/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	密度 $\rho/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
水	1500	0	1000
沙层	1600	0	1800
不锈钢	5940	3100	7900

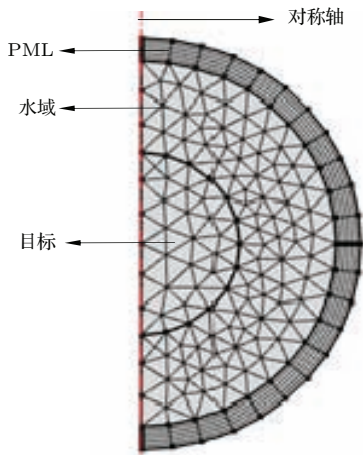


图 1 三维球体二维轴对称声场模型

Fig. 1. 2D axial symmetry model of 3D sound field.

远场计算一般采用 Helmholtz-Kirchhoff 积分公式:

$$p(\mathbf{r}) = \iint_S \left[ p(\mathbf{r}_0) \frac{\partial G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)}{\partial N} \right. \\ \left. - G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \frac{\partial p(\mathbf{r}_0)}{\partial N} \right] dS, \quad (1)$$

(1) 式中目标表面的声压和位移可通过 COMSOL 软件的数值计算获得. 自由场 Green 函数为

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = \frac{e^{-ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|}. \quad (2)$$

利用 (1) 和 (2) 式通过 COMSOL 软件计算弹性实心球的散射声场, 并将其与 Rayleigh 简正级数解计算结果进行对比, 如图 2 所示, 两者符合得很好, 证明了该方法的有效性.

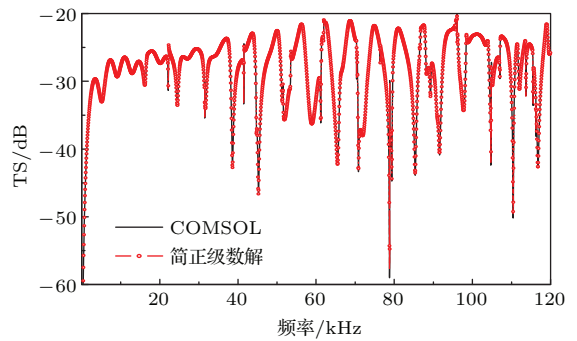


图 2 自由空间弹性球散射声场的计算结果 (频段: 10 Hz—120 kHz)

Fig. 2. Target strength of elastic sphere in free space (frequency bandwidth 10 Hz—120 kHz).

## 3 掩埋条件下 Green 函数近似式推导

掩埋情况下, 两种介质的材料不同, 分界面将对散射声波产生影响, 导致远场积分的 Green 函数形式与自由场条件下有所不同. 本节借助射线声学方法推导掩埋条件下目标散射声场计算的 Green 函数, 进而推导出相应的 Helmholtz-Kirchhoff 积分公式, 并根据整个推导过程给出该公式的适用范围.

### 3.1 分层介质中的 Green 函数

为了叙述方便, 将占据  $z > 0$  半空间的介质称为“上介质”, 该介质的密度和声速分别为  $\rho_0, c_0$ ;  $z < 0$  半空间的介质称为“下介质”, 密度和声速分别为  $\rho_1, c_1$ . 声波入射角  $\phi_0$ , 折射角为  $\phi_1$ , 在几何近似的条件下, 利用折射定律和射线管内能流守恒, 根据图 3 可推导出由上介质入射到下介质的折射波声势<sup>[10]</sup>:

$$\psi = \frac{2m\sqrt{\sin \phi_0}}{m \cos \phi_0 + n \cos \phi_1}$$

$$\times \sqrt{\frac{1}{l_{01} \left( \frac{l_0}{\cos^2 \phi_0} + \frac{l_1}{n \cos^2 \phi_1} \right)}} \times e^{ik_0 l_0 + ik_1 l_1}, \quad (3)$$

其中  $n$  为折射率,  $m$  为两种介质的密度比,  $V(\theta_0)$  为反射系数:

$$\begin{cases} \sin \phi_0 / \sin \phi_1 = c_0 / c_1 = n, \\ m = \rho_1 / \rho_0, \\ V(\phi_0) = \frac{m \cos \phi_0 - n \cos \phi_1}{m \cos \phi_0 + n \cos \phi_1}. \end{cases}$$

当散射声波由下介质入射到上介质时, 散射声波路径为折线 TAB, 如图 3 所示,  $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$  为目标表面任一点,  $\mathbf{r} = (x, y, z)$  为散射场远场任一点,  $\mathbf{r}_1 = (x_1, y_1, z_1)$  为声线由下介质入射到上介质时与介质分界面的交点, 即折射点. 假设所建直

角坐标系的  $Y$  轴与声源、折射点和接收点确定的平面垂直, 则有  $y_0 = y = y_1, z_1 = z - z_0, x_1 = x - x_0$ . 根据 (3) 式推得散射声波的 Green 函数:

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = \frac{2 \frac{1}{m} \sqrt{\cos \phi_1}}{\frac{1}{m} \sin \phi_1 + \frac{1}{n} \sin \phi_0} \times \sqrt{\frac{1}{R_{01} \left( \frac{n R_0}{\sin^2 \phi_0} + \frac{R_1}{\sin^2 \phi_1} \right)}} \times e^{ik_1 R_1 + ik_0 R_0}, \quad (4)$$

其中,  $R_0 = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|$ ;  $R_1 = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0|$ ;  $R_{01} = |R_0 \cos \phi_0 + R_1 \cos \phi_1|$ . 以上的推导基于入射波的入射角小于全内反射角这一前提, 忽略了侧面波带来的影响项, 因此 (4) 式适用于掠射角大于临界掠射角的情况.

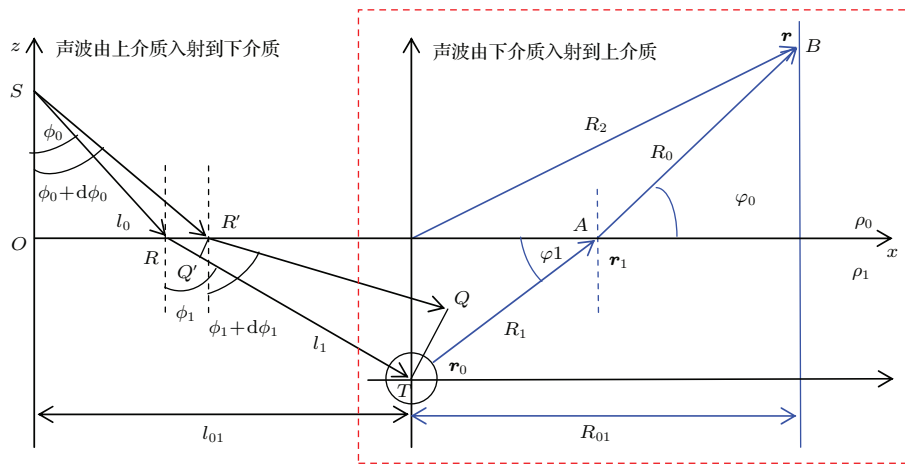


图 3 声波在分层介质传播示意图

Fig. 3. The sound wave propagating in layered media.

(4) 式所给出的掩埋情况下的 Green 函数难以直接运用于仿真计算, 因此将继续推导 Green 函数近似式. 首先推导 Green 函数对目标表面外法线方向的偏导数, 在这个过程中即可获得  $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$  的近似式. 对  $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$  求导为

$$\frac{\partial G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)}{\partial N} = \frac{\partial G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)}{\partial R_0} \frac{\partial R_0}{\partial R_1} \frac{\partial R_1}{\partial N} + \frac{\partial G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)}{\partial R_1} \frac{\partial R_1}{\partial N}. \quad (5)$$

由于接收点所在位置一般为散射场远场, 而  $x_1 \ll R_2$ , 因此可以认为  $R_0 \approx R_2$ , 此时  $R_0$  与  $R_1$  无关, 即  $\frac{\partial R_0}{\partial R_1} \approx 0$ . 而且由于接收点在远场,  $R_0$  很大, 求导其二阶小项可以忽略, 因此推得 Green 函数近

似式为

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = T(\phi_1) \frac{\sin \phi_0}{\sin \phi_1} \frac{1}{n} \frac{e^{ik_0 R_0}}{R_0} e^{ik_1 R_1}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)}{\partial N} = T(\phi_1) \frac{1}{n} \left[ \frac{ik_1 \sin \phi_0}{R_0 \sin \phi_1} \right] \times e^{ik_1 R_1 + ik_0 R_0} \frac{\partial R_1}{\partial N}, \quad (7)$$

其中,

$$T(\phi_1) = \frac{2 \frac{1}{m} \sin \phi_1}{\frac{1}{m} \sin \phi_1 + \frac{1}{n} \sin \phi_0}.$$

(6) 式具有明确的物理含义:  $T(\phi_1)$  为散射声波从下介质入射到上介质时的透射系数;  $\sin \phi_0 / (n \sin \phi_1)$  可以看作两种介质分界面的影响;

$e^{ik_0 R_0}/R_0$  为自由场 Green 函数;  $e^{ik_1 R_1}$  可以看作从折射点到目标所经历的沙层衰减.

### 3.2 掩埋远场积分公式

由于发射和接收点距离目标的远场, 即  $R_0 \approx R_2$ , 且入射角  $\varphi_0 \approx \varphi_2$ , 折射角为:  $\varphi_1 = \arcsin(c_1 \sin \varphi_0 / c_0) \approx \arcsin(c_1 \sin \varphi_2 / c_0)$ . 在柱坐标系内, 折射点坐标  $\mathbf{r}_1 = (r_1, \theta, z_1)$ ,  $r_1 = \sqrt{x_1^2 + y_1^2}$ ; 目标表面任一点的坐标为  $\mathbf{r}_0 = (r_0, \theta_0, z_0)$ ,  $r_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$ , 单位法线矢量为  $\mathbf{n} = (n_r, \theta_0, n_z)$ . 则(1)式可以写为

$$p(\mathbf{r}) = \int_S \left[ \frac{\partial G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)}{\partial n(\mathbf{r}_0)} p(\mathbf{r}_0) - \rho_f \omega^2 G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) u_n(\mathbf{r}_0) \right] dS. \quad (8)$$

由于

$$R_1 \approx |\mathbf{r}_1| - \frac{\mathbf{r}_0 \cdot \mathbf{r}_1}{|\mathbf{r}_1|},$$

因此有

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \approx \frac{1}{4\pi} T(\varphi_1) \frac{\sin \varphi_0}{\sin \varphi_1} \frac{1}{n} \frac{e^{-ik_0 R_2}}{R_2} \times e^{-ik_1 |\mathbf{r}_1|} e^{ik_1 \frac{\mathbf{r}_0 \cdot \mathbf{r}_1}{|\mathbf{r}_1|}},$$

$$\frac{\partial G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)}{\partial N} = \frac{1}{4\pi} ik_1 T(\varphi_1) \frac{\sin \varphi_0}{\sin \varphi_1} \frac{1}{n} \frac{e^{-ik_0 R_2}}{R_2} \times e^{-ik_1 |\mathbf{r}_1|} e^{ik_1 \frac{\mathbf{r}_0 \cdot \mathbf{r}_1}{|\mathbf{r}_1|}} \frac{\langle \mathbf{r}_1, \mathbf{n} \rangle}{|\mathbf{r}_1|}.$$

令:

$$I_\infty = \int_S e^{ik_1 \frac{\mathbf{r}_0 \cdot \mathbf{r}_1}{|\mathbf{r}_1|}} \left[ ik_1 p(\mathbf{r}_0) \frac{\langle \mathbf{r}_1, \mathbf{n} \rangle}{|\mathbf{r}_1|} - \rho_f \omega^2 \langle u(\mathbf{r}_0), \mathbf{n}(\mathbf{r}_0) \rangle \right] dS.$$

对  $p(\mathbf{r}_0)$ ,  $u_r(\mathbf{r}_0)$ ,  $w_z(\mathbf{r}_0)$  进行周向分解<sup>[11]</sup>, 如下:

$$\begin{cases} p(\mathbf{r}_0) = \sum_m p_m(r_0) e^{im\theta_0}, \\ u_r(\mathbf{r}_0) = \sum_m u_m(r_0) e^{im\theta_0}, \\ w_z(\mathbf{r}_0) = \sum_m w_m(r_0) e^{im\theta_0}. \end{cases}$$

则由以上可得:

$$I_\infty = \int_l r_0 e^{ik_1 \frac{z_0 z_1}{|\mathbf{r}_1|}} \left\{ ik_1 \frac{p_m(\mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r}_1|} (n_r r_1 C_m(\zeta) + n_z z_1 E_m(\zeta)) - \rho_f \omega^2 E_m(\zeta) (u_m(\mathbf{r}_0) n_r + w_m(\mathbf{r}_0) u_z) \right\} dl,$$

其中,

$$\begin{cases} \psi = \theta_0 - \theta, \\ \zeta = k_1 \frac{\mathbf{r}_0 \cdot \mathbf{r}_1}{|\mathbf{r}_1|}, \\ C_m(\zeta) = \int_0^{2\pi} e^{im\theta} e^{i(\zeta \cos \psi + m\psi)} \cos \psi d\psi, \\ E_m(\zeta) = \int_0^{2\pi} e^{im\theta} e^{i(\zeta \cos \psi + m\psi)} d\psi. \end{cases}$$

所以有

$$p(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} T(\varphi_1) \frac{\sin \varphi_0}{\sin \varphi_1} \frac{1}{n} \frac{e^{-ik_0 R_2}}{R_2} e^{-ik_1 |\mathbf{r}_1|} I_\infty. \quad (9)$$

(9) 式是用于掩埋条件下基于 COMSOL 仿真计算的 Helmholtz-Kirchhoff 积分公式的最终形式. 综合分析推导过程可知, 正确运用(9)式需要满足几个条件: 1) 海底介质为半无限空间均匀有损耗的液态介质; 2) 入射声波的掠射角大于临界掠射角; 3) 高频; 4) 接收点位于声源的远场.

## 4 水下掩埋目标散射声场计算

### 4.1 弹性实心球的掩埋散射声场

如图 4 所示, 目标位于下层介质, 接收点位于上层介质, 发射和接收采用收发合置的类型. 上层介质为水, 海底沉积物为沙层, 沙层吸收系数为 0.5 dB/λ, 假设上下两种介质都为均匀介质. 不锈钢实心球半径 0.079 m, 掩埋深度 2 cm, 材料参数见表 1. 接收水听器位于距离目标球心在介质分界面上的投影点 50 m 处, 计算频率范围为 60—120 kHz, 入射波从目标的正上方垂直入射, 即掠射角为 90°, 将计算结果与自由场条件下实心球的散射声场进行对比, 如图 5 所示. 结果表明, 与自由场条件下同一目标的散射声场对比, 由于掩埋情况下的沙层吸收作用, 掩埋后弹性球的目标强度下降, 高频衰减更大, 但是各个共振峰基本保留, 形状也无太大变化.

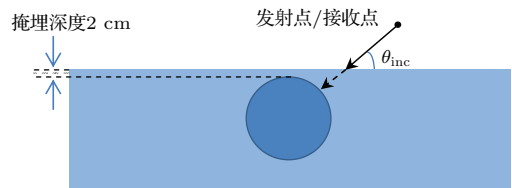


图 4 掩埋目标散射声场的计算示意图

Fig. 4. The scattering field of buried objects.



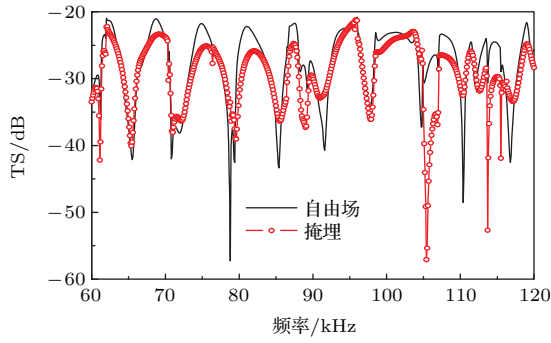


图5 掩埋弹性球散射声场

Fig. 5. The scattering field of buried elastic sphere.

#### 4.2 不同深度、衰减条件下的弹性球掩埋散射声场

前面的研究为浅掩埋状态条件, 实际目标掩埋不仅限于这种深度, 因此接下来计算了掩埋深度分别为 20 cm, 50 cm 的弹性实心球的散射声场, 并与浅掩埋时目标散射声场进行了对比, 见图 6 (a). 当

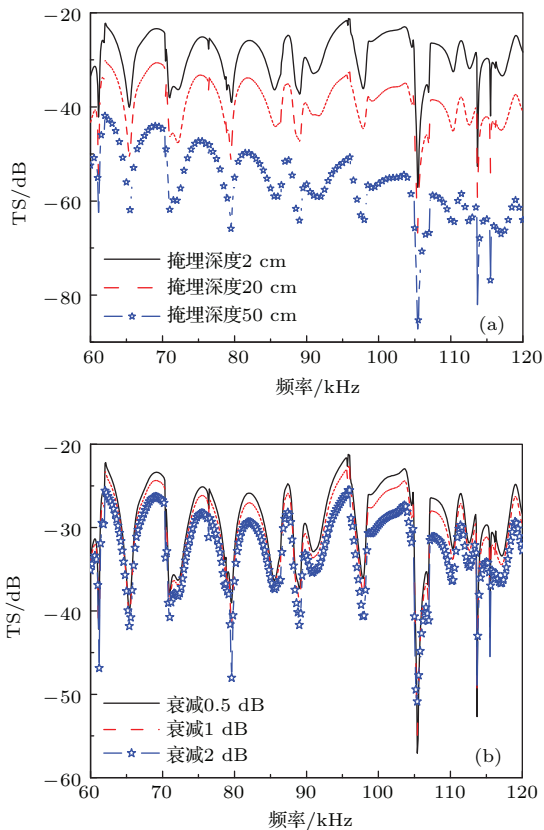


图6 (网刊彩色) 参数变化时的目标强度 (a) 掩埋深度变化, 沙层吸收系数 0.5 dB/λ; (b) 沙层吸收系数变化, 掩埋深度 2 cm

Fig. 6. (color online) Target strength of sphere varying with the parameters: (a) Different buried depth, absorption coefficient 0.5 dB/λ; (b) different absorption coefficient, buried depth 2 cm.

其他参数均不变, 而沙层吸收系数由 0.5 dB/λ 分别变为 1 dB/λ, 2 dB/λ 时, 目标的散射声场特征见图 6 (b). 由图 6 (a) 可见, 实心球的目标强度随着掩埋深度的增大而下降, 低频和高频下降规律不同, 频率越高, 掩埋深度带来的目标强度的衰减越严重. 图 6 (b) 说明当沙层吸收系数增大时, 实心球的目标强度下降, 但共振峰个数和形状基本不变.

#### 4.3 不同掠射角的弹性球的掩埋散射声场

针对半径为 0.079 m 的弹性实心球, 研究其在掠射角变化时散射声场的变化规律, 计算了 25°—90° 范围内共 7 个掠射角下的目标强度曲线, 如图 7 所示. 由图 7 可以看出: 当掠射角比较大时, 弹性实心球的目标强度随掠射角减小略有降低, 但下降幅度并不明显; 当掠射角不断降低、入射波掠射角比较小时, 目标强度随之下落的幅度不断增大, 高频衰减比低频严重的点开始有所表现, 但主要共振峰仍然保留. 结合理论计算公式分析可以知道目标强度的这种变化源于掠射角不同时透射系数的变化.

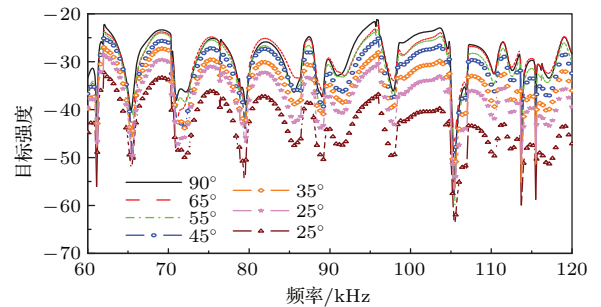


图7 (网刊彩色) 掠射角变化时的散射声场 (频段: 60—120 kHz)

Fig. 7. (color online) Target strength of buried sphere varying with grazing angle (frequency bandwidth: 60—120 kHz).

### 5 水下掩埋目标水池实验研究

#### 5.1 自由场弹性球声散射实验

实验采用理论计算中的不锈钢球作为目标, 实验时将其吊放在 5 m × 5 m × 5 m 的水池中. 发射信号为脉宽 0.01 ms 的 60—120 kHz 宽带线性调频信号, 短脉冲信号可以有效实现弹性回波的分离. 实验采取收发合置类型进行发射换能器和水听器的摆放, 目标、发射换能器和水听器处在同一深度, 水平方向为一条线. 在实验时将发射换能器和接收

水听器沿实验工作平台进行匀速移动, 模拟海上水雷探测的“走航式”探测方式.

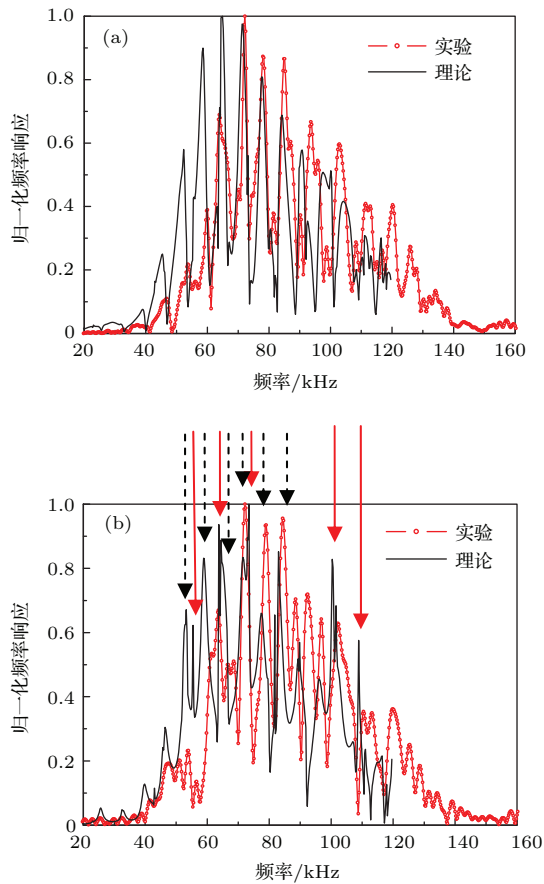


图8 (网刊彩色) 自由空间目标散射声场的归一化频率响应 (a) 总散射声场; (b) 纯弹性散射声场  
 Fig. 8. (color online) Normalized frequency response of target in free space: (a) Total scattering field; (b) elastic scattering field.

由于对实验时所选用的沙层的材料及声学参数不完全了解, 因此仅对目标的弹性共振的频率特征进行理论与实验对比. 数据处理时采取MIIR技术, 将回波信号里的镜反射回波隔离掉, 并将发射换能器的发送响应与处理后的回波信号加权, 获得目标散射声场的纯弹性共振的归一化频率响应, 实验结果如图8. 从图中观察分析可知, 理论仿真

的计算结果与实验结果基本符合, 在实心球散射声场中主要存在两种类型的弹性波, 一是共振峰宽度较大的Rayleigh波, 如图中黑色箭头所示; 另外则是共振峰较窄的whispering gallery波(回音廊式波), 如图中红色箭头所示. 实验中很好地获取了Rayleigh波共振峰, 最为主要的是63.66, 71.95, 79.04, 84.39, 88.53 kHz等, 但是回音廊式波共振并不明显.

### 5.2 浅掩埋声散射实验

将不锈钢球掩埋于沙层以下2 cm, 其他实验条件与自由空间相同. 不锈钢球在不同掠射角下散射回波的时域结构如图9所示. 图中横坐标为每次实验时所采集的数据文件的序号, 由于实验时接收水听器匀速移动, 所以该数据代表了水平位置; 纵向为每个数据文件的数据序列, 代表了回波到达时间. 从时域结构图来看, 由于沙层散射和混响带来的干扰, 虽然已知目标位于水平位置200左右, 但是很难从时域结构图中分辨掩埋目标, 随着掠射角减小, 这种识别更为困难.

根据目标回声特性理论, 以及到达时间的不同, 利用MIIR技术分离沙层反射和混响以及目标镜反射回波, 直接对存在纯弹性共振的回波区域进行快速傅里叶变换, 获得其频谱特性, 结果如图10所示. 图中横坐标为频率, 单位均为kHz, 纵坐标为数据文件序号, 即水平距离. 从图10可以发现, 在目标存在的位置纯弹性散射声场存在明显共振峰, 而其他区域没有出现类似的共振峰特征; 在大掠射角情况下, 沙层反射较强, 共振隔离效果有限, 共振峰特征表现相对不明显, 随着掠射角减小, 沙层反射减弱, 隔离效果越来越好, 共振峰特征也更加明显.

由于COMSOL软件无法实现共振隔离, 因此采用总散射回波进行理论与实验的结果对比, 如

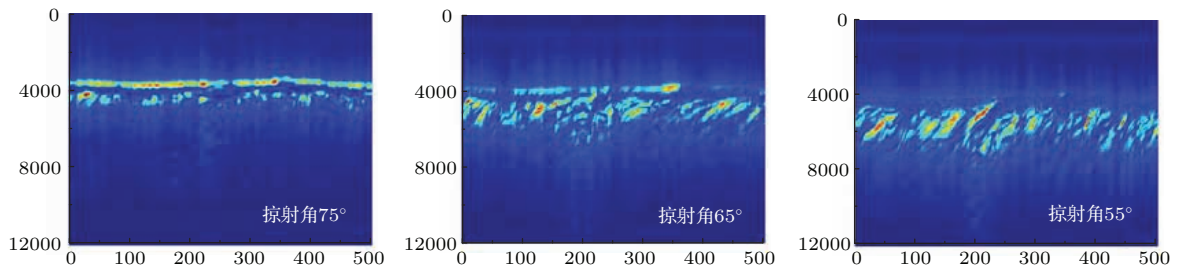


图9 (网刊彩色) 不同掠射角下目标回波的时域结构  
 Fig. 9. (color online) The time domain signal of target echo.

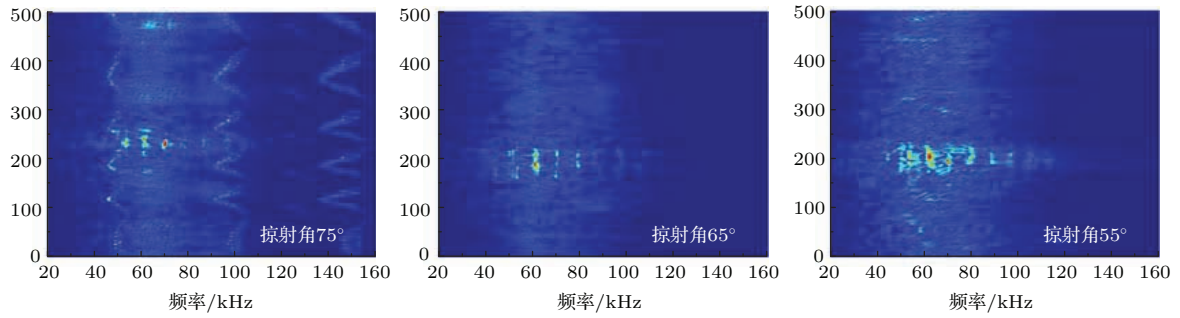


图 10 (网刊彩色) 不同掠射角下目标回波纯弹性共振归一化频率响应

Fig. 10. (color online) The normalized frequency response of elastical echo against graze angle.

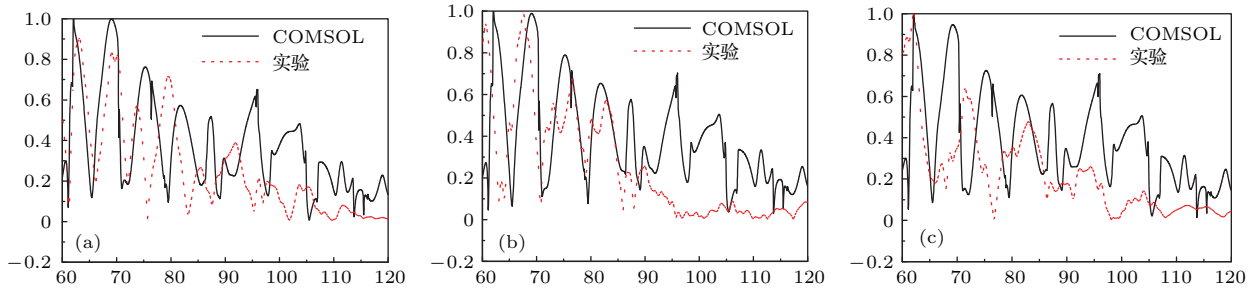


图 11 (网刊彩色) 不同掠射角下散射声场归一化频率响应理论与实验对比 (a) 75°; (b) 65°; (c) 55°

Fig. 11. (color online) The comparison between experiment and theoretical prediction: (a) 75°; (b) 65°; (c) 55°.

图 11 所示. 由于理论计算只是选用了一般研究中常使用到的材料参数, 与实际的沙层参数不完全一样, 这导致了图 11 中实验与理论仿真结果有所差别, 但从图中仍然可以看到主要共振峰位置基本相同, 随频率变化的规律也基本一致, 因此实验处理结果基本验证了理论仿真的正确性.

## 6 结 论

本文推导了掩埋情况下弹性目标声散射计算的近似 Green 函数, 建立基于有限元方法的弹性目标声散射计算方法, 并给出了该方法的适用范围. 结合 COMSOL Multiphysics 有限元软件, 仿真分析了掩埋深度、掠射角、沙层介质吸收等对于掩埋目标声散射的影响. 最后开展了水池声散射实验, 通过自由空间和浅掩埋弹性实心球的水池实验, 验证了数值计算方法的正确性, 有效提取了目标散射声场的弹性共振特征, 理论和实验两者符合得比较好, 经过研究可以发现弹性共振特性可以应用于掩埋目标的探测和识别. 这对于实际掩埋目标的识别和探测具有十分重要的指导意义.

## 参考文献

- [1] Tang W L, Fan J 1999 *Acta Acustica* **24** 174 (in Chinese) [汤渭霖, 范军 1999 声学学报 **24** 174]
- [2] Zhuo L K, Fan J, Tang W L 2007 *Acta Acustica* **32** 411 (in Chinese) [卓琳凯, 范军, 汤渭霖 2007 声学学报 **32** 411]
- [3] Pan A, Fan J, Wang B, Chen Z G, Zheng G Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 214301 (in Chinese) [潘安, 范军, 王斌, 陈志刚, 郑国垠 2014 物理学报 **63** 214301]
- [4] Zampolli M, Jensen F B, Tesei A 2009 *J. Acoust. Soc. Am* **125** 89
- [5] Zampolli M, Tesei A, Canepa G, Godin O A 2008 *J. Acoust. Soc. Am* **123** 4051
- [6] Décultot D, Liétard R, Maze G 2010 *J. Acoust. Soc. Am* **127** 1328
- [7] Xia Z, Li X K 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 94302 (in Chinese) [夏峙, 李秀坤 2015 物理学报 **64** 94302]
- [8] Maze G 1991 *J. Acoust. Soc. Am.* **89** 2559
- [9] Lu D 2014 *M. S. Dissertation* (Harbin: Harbin Engineering University) (in Chinese) [卢笛 2014 硕士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工程大学)]
- [10] Brekhovskikh L M (translated by Yang X R) 1960 *Acoustics of Layered Media* (Beijing: Science Press) pp230–236 (in Chinese) [布列霍夫斯基 著 (杨训仁 译) 1960 分层介质中的波 (北京: 科学出版社) 第 230–236 页]
- [11] Zampolli M, Tesei A, Jensen F B, Malm N, Blottman III J B 2007 *J. Acoust. Soc. Am.* **122** 1472



# Acoustic scattering from elastic target buried in water-sand sediment

Hu Zhen<sup>1)</sup> Fan Jun<sup>1)†</sup> Zhang Pei-Zhen<sup>2)</sup> Wu Yu-Shuang<sup>3)</sup>

1) (*Collaborative Innovation Center for Advanced Ship and Deep-Sea Exploration, State Key Laboratory of Ocean Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

2) (*Information Institute, Guangdong Ocean University, Zhanjiang 524088, China*)

3) (*Acoustic Science and Technology Laboratory, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China*)

( Received 18 October 2015; revised manuscript received 2 December 2015 )

## Abstract

Acoustic scattering from objects buried in water-sand sediment is the foundation of target detection and identification. It is also a research hotspot in areas of acoustic scattering while the domestic research on scattered field from buried targets is not deep. This paper deduces an approximate Green's function of acoustic scattering from targets buried in water-sand sediment, which describes clearly the whole physical process during the propagation of scattered waves. Next, on basis of geometric acoustics, the corresponding Helmholtz-Kirchhoff formula of integration is presented. Complicated integration of the full wave number spectral representation of the Green's function is avoided by employing approximate formula derived from the method of ray acoustics. As a result of neglecting the influence from lateral waves, the Helmholtz-Kirchhoff integral given applies to supercritical incidence case. The function of COMSOL multiphysics software is expanded by writing this formula of integration into it. By means of finite-element method, numerical calculation models for two-dimensional axisymmetric targets are established on the software platform. The proposed model built in free field is verified through comparing numerical results obtained with the Rayleigh method which has been validated in previous research achievements of acoustics. The target strength of buried elastic solid sphere is calculated under different conditions in order to analyze the change regularity of buried scattered field. We provide a summary about the law of target strength of the elastic sphere varying with frequency, buried depth, and the attenuation of sand. Finally, we conduct acoustic scattering experiments in free space and shallow buried conditions and process the data with the method of isolation and identification of resonance to separate elastic echoes from reverberation echo and specular echo. Results from the experiment of free field show that components of the scattered wave should include Rayleigh waves and whispering gallery waves. The processed data of objects buried inside layered fluid media indicate that characteristics of resonance spectra can be used to identify and detect the target effectively while echo signal is not available for identification of target. The proposed technique is verified through the comparison of data from total scattered field between experiment and theoretical prediction. This study has important guiding significance for detecting and identifying targets embedded within layered acoustic media in practical applications.

**Keywords:** acoustic scattering from buried objects, approximate Green's function, computing scattering field

**PACS:** 43.20.+g, 43.30.+m

**DOI:** [10.7498/aps.65.064301](https://doi.org/10.7498/aps.65.064301)

---

† Corresponding author. E-mail: [fanjun@sjtu.edu.cn](mailto:fanjun@sjtu.edu.cn)