水下目标对幅度高斯相关海面环境噪声场 扰动特性的研究^{*}

林建恒^{1,2} 王 β^1 陈 m^1 衣雪娟¹ 殷宝友¹

(1 中国科学院声学研究所北海研究站 青岛 266023)

(2 中国科学院声学研究所 水声环境特性实验室 北京 100190)

2007 年 12 月 11 日收到

2008年5月3日定稿

摘要 理论探讨了水下目标受海面环境噪声场激发产生的散射场对海洋环境噪声场的扰动特性,基于幅度高斯型相关海面噪 声源模型,利用任意声源分布声场的积分表达式和单极子源半无限空间格林函数的球面波展开式,获得了刚性球目标在海面 单极子和偶极子源海洋环境噪声"照射"下的直达噪声场、散射噪声场、总噪声场,以及二接收点直达、散射和总噪声协方差 的理论表达式,表明总噪声场除了和目标阻抗特性、接收点的方向有关外,还受到海面噪声源相关特性,以及直达与散射噪 声场之间干涉的较大影响。数值计算结果给出较近距离范围内,刚球目标声学可见度约为 4 ~ 5dB,并指出在海洋环境噪声 场中,刚球目标散射的方向特性明显不同于平面波入射。

PACS 数: 43.30, 43.60

Perturbation characteristics of ambient sea noise field caused by submerged object

LIN Jianheng^{1,2} WANG Yan¹ CHEN Peng¹ YI Xuejuan¹ YIN Baoyou¹

(1 Qingdao Lab, Institute of Acoustics, Chinese Academy of Sciences Qingdao 266023)

(2 Lab. of Underwater Acoustic Environment, Institute of Acoustics, Chinese Academy of Sciences Beijing 100190)

Received Dec. 11, 2007

Revised May 3, 2008

Abstract Based on the source model with Gaussian-correlation amplitude, using the integral expressions for any source distribution and the spherical wave expression of Green function for a monopole in a half-infinite space, the perturbation characteristics of ambient sea noise field caused by scattering of the object is discussed theoretically. For a rigid spherical object under the irradiation of monopole and dipole sources, the expressions of direct-arrival noise field, scattering field, total field, and the covariance between the direct-arrival noise fields, the scattering noise fields and the total noise fields at two receivers are obtained, and the numerical results of scattering directional patterns of rigid spherical object and the visibility are given. It is shown that the total noise field is affected not only by the impedance characteristics of object, the direction of receiver, but also by the correlation between surface sources, and the interference between direct-arrival and scattering fields greatly. The results show that the sound visibility of rigid spherical object is about $4\sim5dB$ in near range and the scattering directivity characteristics of rigid spherical object under the irradiation of surface sources are different from plane wave incidence.

引言

利用海洋环境噪声"照明"探测水下目标的方

法,最初由 Flatte 和 Munk 等人在《简氏防务周 刊》上提出^[1],此后国外主要有 Buckingham^[2] 和 Makris^[3] 等学者,针对水下目标对海洋环境噪声的 散射进行了初步理论探讨。Buckingham 基于均匀分

* 中国科学院声学研究所 (sx-cxQ2-02-2006-06) 和 "十一五" 国防预研资助项目 (51303060507)

布海面噪声源,理论分析二维问题,在给定目标存在 与否接收到的环境噪声强度比为声学可见度的定义 下,指出即使在各向同性环境噪声下,因目标的存在 也可获得大约 4 dB 的声学可见度。 Makris 等基于 分层介质波动理论,研究了波导海洋中在海面噪声 照射下水下目标的散射,在将波导中目标散射函数 用自由空间散射函数代替这一近似下,采用波数积 分方法对散射噪声场进行了数值计算。 Buckingham 等和 Makris 等研究的共同点是,均采用海面噪声源 均匀分布、各源相互独立的模型。

本文将在幅度高斯型相关函数单极子和偶极子 海面噪声源模型下,利用任意声源分布声场的积分 表达式和单极子源半无穷空间格林函数的球面波展 开式,理论探讨水下目标对海洋环境噪声的散射扰动 特性,将推导无目标时接收点的入射散射噪声场,刚 性球目标在海洋环境噪声"照射"下的散射噪声场和 总噪声场,以及海洋中二接收点直达、散射和总噪声 场协方差的理论表达式,数值计算刚性球目标对海 洋环境噪声的散射扰动特性。

1 幅度高斯相关型海面噪声源模型

首先考虑幅度高斯相关型单极子海面噪声源模型。假定水下刚性球目标距海面 H 米深,其半径为 a,取球中心 O 为球坐标系原点,令极轴 OZ。垂直 于海面, O_s 为在海面上的垂足。以 O_s 为原点的海 平面极坐标系 (r_s, φ_s) ,其极轴方向和球坐标经度 φ 轴相同,见图 1,图中同时标出了相应的平面直角坐 标系 (x_s, y_s) 。设无限海面上每一点所对应的面元 ds 上均分布有一随机幅度为 $S(r_s)$ 的单极子源,此处 $r_s(r_s, \varphi_s)$ 为平面极坐标系的原点 O_s 到面元 ds 的矢 径,其相应球坐标为 $\mathbf{R}_s(R_s, \theta_s, \varphi_s)$ 。

在海中二观测点 $R_1(R_1, \theta_1, \varphi_1)$ 和 $R_2(R_2, \theta_2, \varphi_2)$ 分别接收来自海面任意二噪声源点 $R_{s1}(R_{s1}, \theta_{s1}, \varphi_{s1})$ 和 $R_{s1}(R_{s2}, \theta_{s2}, \varphi_{s2})$ 的辐射噪声(图1)。假定海面二 面元噪声源幅度之间具有相关性,并假定其相关函数 仅和二面元之间的距离有关,而和面元所在位置及方 向角 φ 无关的情况,并具有高斯型相关函数形式:

$$\langle S(\boldsymbol{r}_{s1})S(\boldsymbol{r}_{s2})\rangle = b^2 N(\boldsymbol{r}) = b^2 \exp(-r^2/\rho^2), \tag{1}$$

式中, $r = \Delta r = |\mathbf{r}_{s2} - \mathbf{r}_{s1}| = |\mathbf{R}_{s2} - \mathbf{R}_{s1}|, b^2$ 为噪声源 平均强度, ρ 为相关半径。相关函数仅和源之间的距 离有关,意味着海面噪声源是空间平稳过程,每个噪 声源点均匀分布在海面上,本文首先讨论这种相关 性的单极子噪声源情况。在此基础上引入偶极子海 面噪声源模型,即单极子源 $S(\mathbf{r}_s)$ 分布于相距海面 d的无限海面上,由于压力释放海面的作用,单极子源 耦合到水中成为偶极子源 (图 2)的情形。



图 1 球目标,单极子海面噪声源模型



图 2 球目标,偶极子海面噪声源模型

2 目标对海洋环境噪声散射扰动的理 论模型

2.1 高斯相关型单极子海面噪声源

对于单极子海面噪声源辐射情形,依据任意声源分布的声压场积分表达式,现在噪声源 $S(\mathbf{R}_{s1})$ 分 布于无限海面上,对海面积分,即对 r_{s1}, φ_{s1} 积分,当时间因子取 $e^{i\omega t}$ 时得到某一接收点 \mathbf{R}_1 处来自整 个海面的入射噪声场为^[4]:

$$P_{i1}(\mathbf{R}_{1}, \mathbf{R}_{s1}) = \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\infty} S(\mathbf{r}_{s1}) \frac{e^{ikR_{s1}}}{R_{s1}} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{n} A_{nm} P_{n}^{m}(\cos\theta_{1}) j_{n}(kR_{1}) \cos[m(\varphi_{1} - \varphi_{s1})] P_{n}^{m}(\cos\theta_{s1}) r_{s1} dr_{s1} d\varphi_{s1}$$
(2)

式中,被积函数是接收点 R_1 接收到来自位于海面 R_{s1} 面元处噪声源入射噪声场 $p_{i1} = S(r_{s1}) \frac{e^{ik|R_1 - R_{s1}|}}{|R_1 - R_{s1}|}$ 当 $R_{s1} > R_1$,且 $kR_{s1} \to \infty$ 时的球函数展开式,此 时有 $h_n^{(1)}(kR_{s1}) \approx \frac{1}{kR_{s1}} e^{ikR_{s1}}(-i)^{n+1}$,这里 P_n^m , j_n , $h_n^{(1)}$ 分别为勒让德函数、球贝塞耳函数、球汉克尔函 数。展开系数:

$$A_{nm} = e_m (-i)^n (2n+1) \frac{(n-m)!}{(n+m)!}, \ e_m = \begin{cases} 1, \ m = 0, \\ 2, \ m \neq 0, \end{cases}$$
(3)

考虑到目标离开海面通常有一定距离,一般满足 *R*_{s1} > *R*₁ 条件,对于目标表面附近入射噪声场取式 (2)形式是合理的。

当存在刚性目标球时,依据球表面法向振速为 零的边界条件,容易得到观测点 *R*₁ 接收到的目标散 射场:

$$P_{s1}(\boldsymbol{R}_{1},\boldsymbol{R}_{s1}) = -\int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\infty} S(\boldsymbol{r}_{s1}) \frac{e^{ikR_{s1}}}{R_{s1}} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{n} A_{nm} \cos[m(\varphi_{1}-\varphi_{s1})] P_{n}^{m}(\cos\theta_{s1}) P_{n}^{m}(\cos\theta_{1})$$

$$h_{n}^{(1)}(kR_{1}) \times \frac{\frac{d}{d(kR_{1})}[j_{n}(kR_{1})]}{\frac{d}{d(kR_{1})}[h_{n}^{(1)}(kR_{1})]} \bigg|_{R_{1}=a} r_{s1} dr_{s1} d\varphi_{s1},$$
(4)

式中,被积函数是目标球对来自海面点源 R_{s1} 的入 射噪声 p_{i1} 的散射场。式 (4) 表明,目标散射噪声场 取决于目标尺度、阻抗特性,海面噪声源特性,并和 频率及接收点方向有关。类似地,可得到另一接收点 **R**₂ 接收到来自位于海面 **R**_{s2} 面元处噪声源入射噪 声场和散射场表达式,再对整个海面积分,得:

$$A_{lq} = e_q(-i)^l (2n+1) \frac{(l-q)!}{(l+q)!}, \quad e_l = \begin{cases} 1, & l=0, \\ 2, & l\neq 0, \end{cases}$$
(6)

$$P_{s2}(\boldsymbol{R}_{2}, \boldsymbol{R}_{s2}) = -\int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\infty} S(\boldsymbol{r}_{s2}) \frac{e^{jkR_{s2}}}{R_{s2}} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{n} A_{lq} \cos[l(\varphi_{2} - \varphi_{s2})] P_{l}^{q}(\cos\theta_{s2}) P_{l}^{q}(\cos\theta_{2})$$

$$h_{l}^{(1)}(kR_{2}) \times \frac{\frac{d}{d(kR_{2})}[j_{l}(kR_{2})]}{\frac{d}{d(kR_{2})}[h_{l}^{(1)}(kR_{2})]} \bigg|_{R_{2}=a} r_{s2} dr_{s2} d\varphi_{s2},$$
(7)

二观测点 **R**₁, **R**₂ 分别接收到的总噪声场均分 别为相应直达入射噪声和散射噪声之和:

$$P_{\stackrel{M}{\Longrightarrow}1} = P_{i1}(\boldsymbol{R}_{1}, \boldsymbol{R}_{s1}) + P_{s1}(\boldsymbol{R}_{1}, \boldsymbol{R}_{s1}),$$

$$P_{\stackrel{M}{\boxminus}2} = P_{i2}(\boldsymbol{R}_{2}, \boldsymbol{R}_{s2}) + P_{s2}(\boldsymbol{R}_{2}, \boldsymbol{R}_{s2}).$$
(8)

于是,海洋中二观测点 R_1 和 R_2 的总噪声场之间的 协方差为:

$$C(\mathbf{R}_{1}, \mathbf{R}_{2}) = \langle P_{\underline{B}_{1}} \cdot P_{\underline{B}_{2}}^{*} \rangle = \langle [P_{i1} + P_{s1}] [P_{i2} + P_{s2}]^{*} \rangle = C_{i1i2}(\mathbf{R}_{1}, \mathbf{R}_{2}) + C_{i1s2}(\mathbf{R}_{1}, \mathbf{R}_{2}) + C_{s1i2}(\mathbf{R}_{1}, \mathbf{R}_{2}) + C_{s1s2}(\mathbf{R}_{1}, \mathbf{R}_{2}),$$
(9)

式中 *C*_{*i*1*i*2}, *C*_{*s*1*s*2}, *C*_{*i*1*s*2} 和 *C*_{*s*1*i*2} 分别为直达、散射、 直达与散射、散射与直达噪声场协方差, "*" 为复数 共轭。

在求协方差 C 的过程中,考虑到海面噪声源相 关半径 ρ 的量级约数个波长左右,通常远小于海面 噪声到球坐标原点的距离,可以认为,噪声源点 **R**_{s2} 相对于另一个源点 **R**_{s1},在球坐标中其相对距离和方 位仅有小幅改变,由此产生的声场中幅度变化部分 可以忽略,仅需计及声场相位的改变,在此近似下, 经过推导,获得总噪声场协方差:

$$C(\boldsymbol{R}_{1},\boldsymbol{R}_{2}) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{n} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} P_{n}^{m}(\cos\theta_{1}) P_{l}^{q}(\cos\theta_{2}) \left\{ j_{n}(kR_{1})[j_{l}(kR_{2})]^{*} + j_{n}(kR_{1})[h_{l}^{(1)}(kR_{2})]^{*} \left[\frac{\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}(kR_{2})}[j_{l}(kR_{2})]}{\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}(kR_{2})}[h_{l}^{(1)}(kR_{2})]} \right|_{R_{2}=a} \right]^{*},$$

$$+ h_{n}^{(1)}(kR_{1})[j_{l}(kR_{2})]^{*} \frac{\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}(kR_{1})}[j_{n}(kR_{1})]}{\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}(kR_{1})}[h_{n}^{(1)}(kR_{1})]} \right|_{R_{1}=a} + h_{n}^{(1)}(kR_{1})[h_{l}^{(1)}(kR_{2})]^{*} \left[\left| \frac{\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}(kR_{1})}[j_{n}(kR_{1})]}{\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}(kR_{1})}[h_{n}(kR_{1})]} \right|_{R_{1}=a} \right|^{2} \right] \right\} \Delta_{nmlq} \Delta_{mq} \Delta_{\rho}$$

$$(10)$$

式中,

$$\Delta_{nmlq} = \int_0^\infty A_{nm} A_{lq}^* \mathcal{P}_n^m(\cos\theta_{s1}) \mathcal{P}_l^q(\cos\theta_{s1}) \frac{r_{s1} dr_{s1}}{R_{s1}^2},$$
(11)

$$\Delta_{mq} = \int_{0}^{2\pi} \cos[m(\varphi_1 - \varphi_{s1})] \cos[q(\varphi_2 - \varphi_{s1})] d\varphi_{s1} = \begin{cases} 0, & m \neq q, \\ 2\pi, & m = q = 0, \\ \pi \cos[m(\varphi_1 - \varphi_2)], & m = q \neq 0, \end{cases}$$
(12)

$$\Delta_{\rho} = b^2 \int_{\varphi_{s1} - \arcsin(\rho/r_{s1})}^{\varphi_{s1} + \arcsin(\rho/r_{s1})} \mathrm{d}\varphi_{s2} \int_{r_{s1}\cos(\varphi_{s2} - \varphi_{s1}) - \beta}^{\sqrt{\rho^2 - r_{s1}^2\cos^2(\varphi_{s2} - \varphi_{s1})}} e^{-r^2/\rho^2} e^{\mathrm{i}kr} r_{s2} \mathrm{d}r_{s2}, \tag{13}$$

式 (10) 求和中, {}内 4 项分别为直达、直达与散射、散射与直达,以及散射噪声场对总噪声场协方差 C 的贡献。式 (10) 表明,总噪声场协方差中增加了 散射噪声的贡献,并包含直达与散射间干涉成分,其 影响需加以研究。

2.2 高斯相关型偶极子海面噪声源

现在考虑在海面以下 d 处无限海平面上分布单 极子源 (图 2) 的情形,由于压力释放海面的作用,点 S^- 处单极子源 $S(\mathbf{r}_{s^-})$ 即 $S(\mathbf{R}_{s^-})$ 耦合到水中成为偶 极子源,虚源位于点 S^+ 即矢径 $\mathbf{R}_{s^+}(\mathbf{R}_{s^+}, \theta_{s^+}, \varphi_{s^+})$ 处,其幅度和位于矢径 $\mathbf{R}_{s^-}(R_{s^-}, \theta_{s^-}, \varphi_{s^-})$ 即点 S^- 处的单极子源相同,即为 $S(\mathbf{r}_{s^-})$ 或 $S(\mathbf{R}_{s^-})$,而相位 相反。这样点 S^- 和点 S^+ 就成为一对偶极子源,对 称于海面上点 S。首先考察在 $M(\mathbf{R})$ 点接收到的由 偶极子源发出的声压:

$$p(\boldsymbol{R}, \boldsymbol{R}_{s^{-}}, \boldsymbol{R}_{s^{+}}, t) = \frac{S(\boldsymbol{R}_{s^{-}})}{|\boldsymbol{R} - \boldsymbol{R}_{s^{-}}|} \exp(\mathrm{i}k |\boldsymbol{R} - \boldsymbol{R}_{s^{-}}| - \mathrm{i}\omega t) - \frac{S(\boldsymbol{R}_{s^{+}})}{\boldsymbol{R} - \boldsymbol{R}_{s^{+}}} \exp(\mathrm{i}k |\boldsymbol{R} - \boldsymbol{R}_{s^{+}}| - \mathrm{i}\omega t).$$
(14)

对于远场,式(14)可化为:

$$p(\boldsymbol{R}, \boldsymbol{R}_{s^{-}}, \boldsymbol{R}_{s^{+}}, t) \approx -2i\frac{S(\boldsymbol{R}_{s})}{|\boldsymbol{R} - \boldsymbol{R}_{s}|}\sin(kd\cos\theta_{SM})\exp(ik|\boldsymbol{R} - \boldsymbol{R}_{s}| - i\omega t),$$
(15)

式中, $R_s(R_s, \theta_s, \varphi_s)$ 是偶极子中心处的矢径。当偶极子的二点源之间的距离很近,在频率不是很高的情况下,即 kd < 1,上式可以进一步简化为:

$$p(\boldsymbol{R}, \boldsymbol{R}_{s^{-}}, \boldsymbol{R}_{s^{+}}, t) \approx -2i\frac{kdS(\boldsymbol{R}_{s^{-}})}{|\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}_{s}|}\cos\theta_{SM}\exp(ik|\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}_{s}|-i\omega t),$$
(16)

式中 θ_{SM} 为接收点 *M*与面元点 *S*连线 *SM*和 *S*⁻*S*⁺ 连线之间的夹角。

略谐和时间因子, 点 *M* 接收到偶极子声源的辐射声压为:

$$p(\boldsymbol{R}, \boldsymbol{R}_{s^{-}}, \boldsymbol{R}_{s^{+}}) \approx -$$

2i $\frac{kdS(\boldsymbol{R}_{s^{-}})}{|\boldsymbol{R} - \boldsymbol{R}_{s}|} \cos \theta_{SM} \exp(ik |\boldsymbol{R} - \boldsymbol{R}_{s}|).$ (17)

这样得到的偶极子声源辐射场,形式上和单极子相 似,幅度为 $(-2ikd\cos\theta_{SM})S(\mathbf{R}_{s^-})$,位于 S^-S^+ 连线 的中点即海面上点 S。

在前述接收点 R_1 和 R_2 获得的来自位于海面 R_{s1} 和 R_{s2} 面元处单极子噪声源的入射噪声场表达 式中,噪声源幅度 $S(r_{s1})$ 和 $S(r_{s2})$,对于偶极子用 $[(-2ikd\cos\theta_{SM})S(r_{s1-})]$ 和 $[(-2ikd\cos\theta_{SM})S(r_{s2-})]$ 代替,则可方便地获得偶极子海面噪声源情况下,接 收点 R_1 和 R_2 处来自整个海面的入射噪声场和目 标散射噪声场,以及两点接收到的总噪声场协方差 表达式。总噪声场协方差表达式形式上和单极子海 面噪声源完全相似,不同之处在于 Δ_ρ 表达式:

$$\Delta_{\rho} = b^{2} \int_{\varphi_{s1} - \arcsin(\rho/r_{s1})}^{\varphi_{s1} + \arcsin(\rho/r_{s1})} d\varphi_{s2} \int_{r_{s1} \cos(\varphi_{s2} - \varphi_{s1}) - \beta}^{\sqrt{\rho^{2} - r_{s1}^{2} \cos^{2}(\varphi_{s2} - \varphi_{s1})}} [-4\sin^{2}(kd\cos\theta_{SM})] e^{-r^{2}/\rho^{2}} e^{ikr} r_{s2} dr_{s2},$$
(18)

显见,该式比单极子海面噪声源情形下的 Δ_{ρ} 表达式 (13) 多一个因子 [$-4\sin^2(kd\cos\theta_{SM})$],体现了偶极子 海面噪声源的指向性特点。

3 数值模拟计算

3.1 直接法计算总噪声场协方差

将偶极子声源看作有指向性声源辐射所获得的 总噪声场协方差表达式,虽然比较直观、简便,物理 概念也较清楚, 但在球坐标系下, 本问题具有复杂的 空间角度关系, 数值计算困难烦杂。 为此, 考虑采用 直接法计算总噪声场协方差,即从距海面以下 d 处 无限平面上点 S_{1} - 和 S_{2} - 有二单极子源 $S(r_{s1})$ 和 $S(r_{s2-})$, 而海面以上 d 处无限平面上对称点 S_{1+} 和 S_{2^+} 有幅度相同为 $S(r_{s1^-})$ 和 $S(r_{s2^-})$ 二单极子虚源 出发,直接对2个平面上的虚、实4个声源,求二 观测点 $oldsymbol{R}_1$ 和 $oldsymbol{R}_2$ 分别接收到的总入射噪声和散射噪 声,然后再求二接收点总噪声场的协方差。这种直接 计算总噪声场协方差的方法,可以方便地利用高斯 相关型单极子海面噪声源情形下求总噪声的协方差 表式,并且不需要考虑接收点和声源之间复杂的空间 角度关系,有利于数值模拟计算,但运算量较大。下 面给出直接法计算总噪声场协方差的数学表达式。 海洋中二观测点 R_1 和 R_2 的总噪声场为:

$$P_{\breve{\boxtimes}1} = P_{i1^-}(\boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_{s1^-}) + P_{s1^-}(\boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_{s1^-}) + P_{i1^+}(\boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_{s1^+}) + P_{s1^+}(\boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_{s1^+}),$$
(19)

$$P_{\underline{B}2} = P_{i2^{-}}(\mathbf{R}_{2}, \mathbf{R}_{s2^{-}}) + P_{s2^{-}}(\mathbf{R}_{2}, \mathbf{R}_{s2^{-}}) + P_{i2^{+}}(\mathbf{R}_{2}, \mathbf{R}_{s2^{+}}) + P_{s2^{+}}(\mathbf{R}_{2}, \mathbf{R}_{s2^{+}}),$$
(20)

式(19)中,

$$P_{i1-}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_{s1-}) = \int_0^{2\pi} p_{i1-}r_{s1-} dr_{s1-} d\varphi_{s1},$$
$$P_{i1+}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_{s1+}) = \int_0^{2\pi} p_{i1+}r_{s1+} dr_{s1+} d\varphi_{s1},$$

面

$$p_{i1-}(\boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_{s1-}) = S(\boldsymbol{r}_{s1-}) \frac{e^{ik|\boldsymbol{R}_1 - \boldsymbol{R}_{s1-}|}}{|\boldsymbol{R}_1 - \boldsymbol{R}_{s1-}|}$$
$$p_{i1+}(\boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_{s1-}) = -S(\boldsymbol{r}_{s1-}) \frac{e^{ik|\boldsymbol{R}_1 - \boldsymbol{R}_{s1+}|}}{|\boldsymbol{R}_1 - \boldsymbol{R}_{s1+}|}$$

分别为 S_{1-} 和 S_{1+} 点处的实源和虚源产生的入射声 场,注意二源幅度相等相位相反; $P_{s1-}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_{s1-})$ 和 $P_{s1+}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_{s1+})$ 分别为目标对上述实源和虚源的散 射噪声场。式 (20) 式中各项的含义和式 (19) 相同, 只是分别对应于 S_{2-} 和 S_{2+} 点。

海洋中二观测点 **R**₁ 和 **R**₂ 的总噪声场之间的协 方差为: $C = C_1 + C_2,$

将上式分成两部分:

$$C_{1} = [P_{i1-}(\mathbf{R}_{1}, \mathbf{R}_{s1-})P_{i2-}^{*}(\mathbf{R}_{2}, \mathbf{R}_{s2-}) + P_{s1-}(\mathbf{R}_{1}, \mathbf{R}_{s1-})P_{s2-}^{*}(\mathbf{R}_{2}, \mathbf{R}_{s2-}) + P_{i1-}(\mathbf{R}_{1}, \mathbf{R}_{s1-})P_{s2-}^{*}(\mathbf{R}_{2}, \mathbf{R}_{s2-}) + P_{s1-}(\mathbf{R}_{1}, \mathbf{R}_{s1-})P_{i2-}^{*}(\mathbf{R}_{2}, \mathbf{R}_{s2-})] + [P_{i1+}(\mathbf{R}_{1}, \mathbf{R}_{s1+})P_{i2+}^{*}(\mathbf{R}_{2}, \mathbf{R}_{s2+}) + P_{s1+}(\mathbf{R}_{1}, \mathbf{R}_{s1+})P_{s2+}^{*}(\mathbf{R}_{2}, \mathbf{R}_{s2+}) + P_{i1+}(\mathbf{R}_{1}, \mathbf{R}_{s1+})P_{s2+}^{*}(\mathbf{R}_{2}, \mathbf{R}_{s2+}) + P_{s1+}(\mathbf{R}_{1}, \mathbf{R}_{s1+})P_{i2+}^{*}(\mathbf{R}_{2}, \mathbf{R}_{s2+})],$$

$$(22)$$

$$C_{2} = [P_{i1-}(\mathbf{R}_{1}, \mathbf{R}_{s1-})P_{i2+}^{*}(\mathbf{R}_{2}, \mathbf{R}_{s2+}) + P_{s1-}(\mathbf{R}_{1}, \mathbf{R}_{s1-})P_{s2+}^{*}(\mathbf{R}_{2}, \mathbf{R}_{s2+}) + P_{i1-}(\mathbf{R}_{1}, \mathbf{R}_{s1-})P_{s2+}^{*}(\mathbf{R}_{2}, \mathbf{R}_{s2+}) + P_{s1-}(\mathbf{R}_{1}, \mathbf{R}_{s1-})P_{i2+}^{*}(\mathbf{R}_{2}, \mathbf{R}_{s2+})] + [P_{i1+}(\mathbf{R}_{1}, \mathbf{R}_{s1+})P_{i2-}^{*}(\mathbf{R}_{2}, \mathbf{R}_{s2-}) + P_{s1+}(\mathbf{R}_{1}, \mathbf{R}_{s1+})P_{s2-}^{*}(\mathbf{R}_{2}, \mathbf{R}_{s2-}) + P_{i1+}(\mathbf{R}_{1}, \mathbf{R}_{s1+})P_{s2-}^{*}(\mathbf{R}_{2}, \mathbf{R}_{s2-}) + P_{s1+}(\mathbf{R}_{1}, \mathbf{R}_{s1+})P_{i2-}^{*}(\mathbf{R}_{2}, \mathbf{R}_{s2-})],$$

$$(23)$$

不难看出,式(22)等号右边前4项是海面以下 d处同一无限平面上二实源入射噪声、散射噪声之间 的协方差,后4项是海面以上d处同一无限平面上 二虚源入射噪声、散射噪声之间的协方差,其计算均 和单极子相同。式(23)为实源、虚源入射噪声、散 射噪声之间的协方差,其计算和同一平面上二实(或 虚)源之间入射、散射噪声间协方差有所不同。以式 (23)等号右边第1项*S*₁-实源入射噪声和*S*₂₊点虚 源入射噪声之间协方差为例,其算式为:

式中 Δ_{nmuv} 和 Δ_{mv} 同式 (12) 和式 (13), 而

$$\Delta_{\rho}' = b^{2} \int_{\varphi_{s1^{-}} - \arcsin(\rho/r_{s1^{-}})}^{\varphi_{s1^{-}} + \arcsin(\rho/r_{s1^{-}})} \mathrm{d}\varphi_{s2^{-}} \int_{r_{s1^{-}} \cos(\varphi_{s2^{-}} - \varphi_{s1^{-}}) - \beta}^{\sqrt{\rho^{2} - r_{s1^{-}}^{2} \cos^{2}(\varphi_{s2^{-}} - \varphi_{s1^{-}})}} e^{-r^{2}/\rho^{2}} e^{\mathrm{i}k\sqrt{r^{2} + 4d^{2}}} r_{s2^{-}} \mathrm{d}r_{s2^{-}},$$

$$r = |\mathbf{r}_{s1^{-}} - \mathbf{r}_{s2^{-}}| = \sqrt{r_{s2^{-}}^{2} + r_{s1^{-}}^{2} - 2r_{s1^{-}}r_{s2^{-}}} \cos(\varphi_{s1^{-}} - \varphi_{s2^{-}}).$$

3.2 模拟计算结果与分析

3.2.1 刚性球目标散射噪声强度方向特性

图 3 是刚性目标球对环境噪声的散射强度的方向特性。接收点的散射强度利用式 (10) 大括号 { } 中的第 4 项并令 $\mathbf{R}_1 = \mathbf{R}_2$ 进行计算,计算在 $\varphi = \pi/2$ 平面内,接收点保持距球中心 15 m, θ 方向每隔 5° 取一点进行,散射强度方向特性计算结果见图 3,图 3 中, 0°方向为海面法线方向。模拟计算中,刚性目标球中心距海面 *H* = 300 m。

需要指出,在海洋环境噪声照射下,刚球目标的 方向特性不论是采用单极子海面噪声源还是采用偶 极子海面噪声源,在偶极子二点源间距 *d* 较小的情况 下,二者的差别甚微小,仅在细微结构上有所区别, 数值上相差约在 10⁻² ~ 10⁻⁴ 量级上,宏观方向特性 图显示不出差别。



图 3 刚性目标球对环境噪声的散射强度方向特性(海面法线方向为 0°)

从图 3(a) 一图 3(e) 可以看出,在海洋环境噪声 "照射"下,目标的散射方向特性和平面波入射显著 不同。例如:当 ka = 1 时,此时后向散射虽然仍为主 流,但存在明显的"前向散射",即入射声波前进方向 有较明显的散射成分,这和莫尔斯"理论声学"所给 出平面波 ka = 1 时绝大部分为后向散射明显不同, 这是因为后者平面波仅从一个方向入射到目标,而 前者噪声除了从目标上方海面 (0°方向)"照射"外, 还从球两侧海面各个方向"照射",其合成结果形成 目标有明显的"前向散射"。

3.2.2 刚球目标声学可见度

目标声学"可见度"定义为,目标存在与不存在时,环境噪声强度比的对数,以 dB 计。表 1 和表 2 给出了单极子海面噪声源和偶极子海面噪声源,其幅度具有高斯型相关情形下,中心距海面 *H* = 300 m的刚性球目标声学可见度的理论估计值。

由表可以看出: (1) 在环境噪声"照射"下, 目标声学可见度虽随距离起伏变化, 但总的呈下降趋势; (2) 单极子海面噪声源情形下, 刚性球目标的声学可见度比偶极子海面噪声源情形略高一些, 而计

表 1 刚性球目标声学可见度,单极子海面噪声源 (频率 1 kHz 球半径 10 m)

| 距离 (m) | 20 | 30 | 40 | 50 | 60 | 70 | 80 | 90 | 100 |
|------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| 声学可见度 (dB) | 5.57 | 5.15 | 4.85 | 5.09 | 5.48 | 4.85 | 5.01 | 4.94 | 4.86 |
| 平均值 (dB) | | | | | 5.09 | | | | |

表 2 刚性球目标声学可见度,偶极子海面噪声源(频率 1 kHz 球半径 10 m, d = 20 cm)

| 距离 (m) | 10.25 | 20 | 30 | 40 | 50 | 60 | 70 | 80 | 90 | 100 |
|------------|-------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| 声学可见度 (dB) | 5.56 | 5.01 | 4.63 | 4.67 | 4.45 | 4.32 | 4.17 | 4.31 | 4.09 | 3.82 |
| 平均值 (dB) | 4.50 | | | | | | | | | |

算过程表明偶极子源时目标的声学可见度起伏频繁 些; (3)单极子海面噪声源和偶极子海面噪声源 2 种 情形下,对于 1 kHz 频率,半径为 10 m 的刚性球目 标声学可见度,较近距离内估算均值分别为 5.09 dB 和 4.5 dB,与 Buckingham 的实验结果(矩形目标, 宽 0.77 m,高 0.9 m,接收点距目标 7 m,频率 9 kHz) 相近。

从目标的声学可见度和在海洋环境噪声照射下 目标散射方向特性的理论估算初步结果看,取用偶 极子海面噪声源模型还是单极子海面噪声源模型, 影响不大。

4 结语

本文采用较为经典的散射理论方法探讨了水下 目标对海洋环境噪声的散射扰动特性,在幅度高斯 型相关函数单极子和偶极子海面噪声源模型下,利 用任意声源分布声场的积分表达式和单极子源半无 穷空间格林函数的球面波展开式,导得刚球目标在 海洋环境噪声"照射"下的散射噪声场和总噪声场, 以及海洋中二接收点直达、散射和总噪声场协方差 的理论表达式,数值计算了刚球目标的散射方向特 性和声学可见度,初步结果如下:

(1) 水下目标对海洋环境噪声的散射扰动,取决 于海面噪声源特性,目标阻抗特性,并和接收点方向 有关。

(2) 在海面噪声源"照射"下,水下目标噪声散 射场和单一方向入射的平面波散射比较,将具有不 同的方向特性。

(3) 当存在目标时,二接收点总噪声场协方差中 增加了散射噪声的贡献,并包含直达与散射间干涉 成分,将产生一定影响,导致目标的声学可见度起伏 变化。在本文所估算的较近距离范围内,目标声学可 见度总的趋势是随与目标的距离下降,其均值约为 4~5 dB。

(4) 在小的偶极子二点源间距情形下,海洋环境 噪声取用偶极子海面噪声源模型还是单极子海面噪 声源模型,对散射方向特性和声学可见度影响不大。

参考文献

- Flatte S, Munk W. Submarine detection: Acoustic contrast versus acoustic glow. JASON Report JSR-85-108 (MITRE, Mclean, VA), 1985
- Buckingham M J. Theory of acoustic imaging in the ocean with ambient noise. J. Comp. Acoust, 1993; 1(1): 117-140
- Makris N C, Frank Ingenito, Kuperman W A. Detection of a submerged object insonified by surface noise in an ocean waveguide, J. Acoust. Soc. Am., 1994; 96(3): 1703-1724
- 4 Skelton E A, James J H. Theoretical acoustics of underwater structures. ICP (London, River Edge, NJ), 1997