

浅海矢量声场极化特性的深度分布规律 (已撤稿)*

韦宜政¹⁾²⁾ 孙超^{1)2)†} 朱启轩¹⁾²⁾

1) (西北工业大学航海学院, 西安 710072)

2) (西北工业大学, 陕西省水下信息技术重点实验室, 西安 710072)

(2023 年 11 月 7 日收到; 2024 年 3 月 7 日收到修改稿)

海洋波导环境中声场的极化特性可为水下目标探测提供新思路, 因此对极化特性进行研究很有意义. 本文将 Stokes 参数扩展到宽带形式, 利用非平稳相位近似方法对公式进行简化, 降低了理论推导的复杂性, 并揭示了极化特性在声源深度及声源对称深度具有显著变化特性的物理机理. 数值仿真结果表明: 使用非平稳相位近似进行简化后的公式是有效的, 可以较好地表征出极化特性的深度分布规律; 同时, 通过对宽带 Stokes 参数归一化, 可以去除水平距离对极化特性深度分布规律的影响; 随后, 以归一化宽带 Stokes 参数为研究对象, 分析了声源频率、声源深度、声速剖面及海水深度等参数对极化特性深度分布规律的影响. 通过 RHUM-RUM 实验数据处理结果验证了非平稳相位近似的有效性和归一化宽带 Stokes 参数的距离无关性质. 相关结论可为基于矢量场极化特性的被动目标深度估计提供理论依据.

关键词: 极化, 矢量声场, 浅海, Stokes 参数**PACS:** 43.30.-k, 43.30.+m, 43.30.Bp, 43.60.+d**DOI:** 10.7498/aps.73.20231767

1 引言

极化是指空间某一位置处, 在垂直于波的传播方向的平面内, 横波的振动矢量随时间变化的现象. 振动矢量端点的轨迹可能是直线、圆或椭圆, 3 种轨迹分别对应 3 种极化方式, 即线极化、圆极化和椭圆极化, 如图 1 所示, 其中线极化和圆极化可以看作椭圆极化的特例. 由于纵波只沿着波的传播方向振动, 所以通常认为纵波没有极化, 声波作为一种纵波也没有极化. 但随着矢量传感器在声学测量方面的广泛应用, 学者们发现了声场中的极化现象. Shchurov^[1] 研究发现当两个相同频率的平面波叠加时, 振速的合成矢量在此情况下是旋转矢量, 矢量的端点轨迹是椭圆, 也就是说在该情况下振速场是有旋的. 由此得出, 与电磁场类似, 在流体和气体中的声场, “极化”的概念也成立, 极化是描述在声场中介质质点作涡旋运动的现象. 姜哲和

郭骅^[2] 应用复声强的概念, 讨论了复声强的实部即有功声强的有旋性质. Li 等^[3] 提出用有功声强的旋度来估计声场的极化特性. Shi 等^[4] 通过实验观测到当两列传播方向互相垂直的同频平面波发生干涉时, 质点振速矢量会发生旋转, 证明了声场中存在极化和自旋角动量. 在此基础上, 学者们又对声场中自旋角动量的性质和应用开展了很多研究^[5-7].

在水声学领域, 同样有学者发现了振速场存在极化. Shchurov 等^[8] 通过海上实验观察到了垂直平面内声能流的有旋性. D'Spain 和 Hodgkiss^[9] 讨论了海洋声场中质点振速互谱矩阵、声能流和极化的关系. Dall'Osto 和 Dahl^[10] 指出浅海环境中声波的多径干涉会使质点做椭圆运动, 提出利用圆度来描述质点的运动轨迹. 在此基础上, Dahl 和 Dall'Osto^[11,12] 利用爆炸声源和舰船噪声所辐射声场的圆度来进行地声反演. 刘杰^[13] 提出基于矢量信号场极化特性的水声目标方位方向 (direction of arrival, DOA) 估计方法. Qu 等^[14] 利用极化滤波

* 国家自然科学基金 (批准号: 11534009) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: csun@nwpu.edu.cn

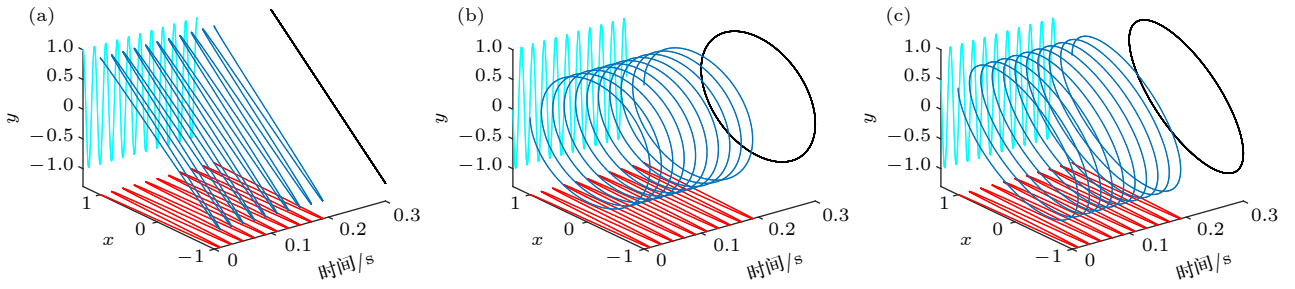


图 1 横波的极化现象 (a) 线极化; (b) 圆极化; (c) 椭圆极化

Fig. 1. Polarization of transverse wave: (a) Linear polarization; (b) circular polarization; (c) elliptical polarization.

器对宽带水声目标激发的地震波进行提取, 取得了较好的提取效果. 韩雪^[15]分析舰船地震波的极化特性, 利用舰船地震波信号和噪声的极化特性差异来检测舰船目标. Bonnel 等^[16]将光学中描述极化特性的 Stokes 参数^[17]和简正波理论结合, 推导了矢量声场 Stokes 参数的理论表达式, 该表达式可用于描述质点运动轨迹的姿态和形状, 能够更全面地表征声场的极化特性, 并讨论了 Stokes 参数和圆度的关系. Dahl 等^[18,19]在此基础上研究了水下舰船辐射噪声场的极化特性, 指出极化特性可以用于声源的方位估计, 并进一步利用圆度研究浅海波导中有功声强涡的性质, 研究表明有功声强涡出现的深度与沉积层的衰减有关. 可以看到极化特性在水声领域极具应用潜力, 但目前对海洋声场极化特性的研究还比较少, 因此开展对海洋声场极化特性的研究很有意义.

在已有研究工作中, Bonnel 等^[16]提出的矢量声场 Stokes 参数能够比较全面地描述海洋声场的极化特性, 但公式中不同模态间相干项过于复杂, 为继续研究极化特性带来很大的难度. 为此, 本文将矢量声场 Stokes 参数扩展到宽带形式, 利用非平稳相位近似消去相干项, 避免了相干项对 Stokes 参数的复杂影响. 推导了理想固体海底等声速环境中宽带 Stokes 参数的深度分布规律, 直观揭示了宽带 Stokes 参数的深度分布规律的物理机理, 并通过仿真研究了 Pekeris 波导中宽带 Stokes 参数的深度分布规律. 最后, 以归一化宽带 Stokes 参数作为研究对象, 分析波导环境和声源参数的改变对浅海宽带信号的极化特性的深度分布规律的影响.

2 矢量声场的极化特性

2.1 Stokes 参数

在光学领域, 通常会使用 Stokes 参数来表示

极化特性, Stokes 参数包含了 4 个参数, S_0 表示总强度, S_1, S_2, S_3 表示空间中的极化强度关系, 确定 4 个参数即可唯一地描述一种极化状态. 在声场中, Stokes 参数可以描述质点运动轨迹, 由质点振速计算得到^[16]:

$$\begin{aligned} S_0(f) &= |v_r(f)|^2 + |v_z(f)|^2, \\ S_1(f) &= |v_r(f)|^2 - |v_z(f)|^2, \\ S_2(f) &= 2\text{Re}[v_r(f)v_z^*(f)], \\ S_3(f) &= 2\text{Im}[v_r(f)v_z^*(f)], \end{aligned} \quad (1)$$

式中, S_0 为声波的总动能; S_1 为质点振速水平分量和垂直分量的能量差, 表征声波水平方向线极化分量; S_2 表征声波在 45° 方向的线极化分量; S_3 表示声波的圆极化分量, $S_3 > 0$ 表示极化椭圆逆时针旋转, $S_3 < 0$ 表示极化椭圆顺时针旋转, $S_3 = \pm S_0$ 表示极化状态为完全的圆极化. 图 2 给出质点椭圆运动轨迹, 4 个 Stokes 参数与质点椭圆运动轨迹的关系如下:

$$\begin{aligned} S_0 &= A^2, \\ S_1 &= S_0 \cos 2\chi \cos 2\theta, \\ S_2 &= S_0 \cos 2\chi \sin 2\theta, \\ S_3 &= S_0 \sin 2\chi, \end{aligned} \quad (2)$$

式中, A 表示椭圆的尺寸; θ 表示椭圆长轴和水平

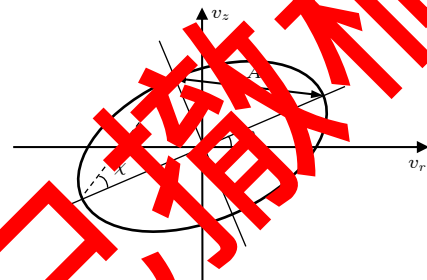


图 2 质点椭圆运动轨迹

Fig. 2. Elliptical path of acoustic particle motion.

方向的夹角; χ 是椭圆率角, 表示椭圆率和椭圆转向. S_1, S_2, S_3 分别除以 S_0 可以得到归一化 Stokes 参数:

$$s_1 = S_1/S_0, \quad s_2 = S_2/S_0, \quad s_3 = S_3/S_0. \quad (3)$$

归一化 Stokes 参数去除了能量对极化状态的影响, 只保留极化强度关系, 图 3 给出了归一化 Stokes 参数与极化状态关系的示意图.

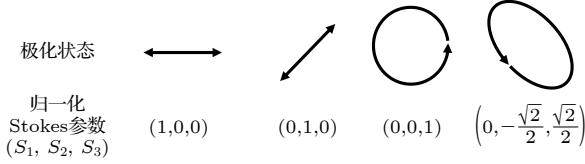


图 3 归一化 Stokes 参数与极化状态的关系

Fig. 3. Relation between normalized Stokes parameters and polarization states.

2.2 基于简正波的矢量声场极化特性模型

本文主要考虑低频、远场的情况, 因此采用简正波理论进行建模. 对于水深为 H 的水平分层介质, 水下点源激发的声场在距离为 r , 接收深度为 z 处的声压简正波表达式为

$$p(r, z, f) = \Omega(f) \frac{ie^{-i\frac{\pi}{4}}}{\rho(z_s)\sqrt{8\pi r}} \sum_{n=1}^N \varphi_n(z_s)\varphi_n(z) \times \frac{1}{\sqrt{k_{rn}}} e^{ik_{rn}r}, \quad (4)$$

式中, f 是声源频率, $\Omega(f)$ 是信号的频谱, N 是声源激发的模态阶数, z_s 是声源深度, $\rho(z_s)$ 是声源深度处的介质密度, $\varphi_n(z)$ 和 k_{rn} 分别表示第 n 阶简正波对应的模态深度函数和水平波数.

根据牛顿第二定律, 声场中声压 $p(r, z)$ 和质点振速 $\mathbf{v}(r, z)$ 之间满足关系:

$$\mathbf{v}(r, z) = \frac{1}{i\rho(z_s)\omega} \nabla p(r, z), \quad (5)$$

式中, ω 是角频率, $\omega = 2\pi f$. 将 (4) 式代入 (5) 式得到水平质点振速和垂直质点振速的简正波表达式:

$$v_r(r, z, f) = \Omega(f) \frac{ie^{-i\frac{\pi}{4}}}{\rho^2(z_s)\omega\sqrt{8\pi r}} \times \sum_{n=1}^N \varphi_n(z_s)\varphi_n(z) \sqrt{k_{rn}} e^{ik_{rn}r}, \quad (6)$$

$$v_z(r, z, f) = \Omega(f) \frac{e^{-i\frac{\pi}{4}}}{\rho^2(z_s)\omega\sqrt{8\pi r}} \times \sum_{n=1}^N \varphi_n(z_s)\varphi'_n(z) \frac{e^{ik_{rn}r}}{\sqrt{k_{rn}}}, \quad (7)$$

式中, $\varphi'_n(z) = \partial\varphi_n(z)/\partial z$ 是第 n 阶模态深度函数在深度方向的偏导数.

将 (6) 式和 (7) 式代入 (1) 式, 可得 Stokes 参数的简正波表达式:

$$S_0 = |v_r|^2 + |v_z|^2 = \frac{|Q(f)|^2}{r} \left\{ \sum_{n=1}^N \varphi_n^2(z_s, f) \left[\varphi_n^2(z, f) k_{rn}(f) + \frac{\varphi_n'^2(z, f)}{k_{rn}(f)} \right] + \sum_{\substack{n, m=1 \\ n \neq m}}^N \varphi_n(z_s, f)\varphi_m(z_s, f)\varphi_n(z, f)\varphi_m(z, f) \sqrt{k_{rn}(f)k_{rm}(f)} e^{i\Delta k_{nm}(f)r} + \sum_{\substack{n, m=1 \\ n \neq m}}^N \varphi_n(z_s, f)\varphi_m(z_s, f)\varphi'_n(z, f)\varphi'_m(z, f) \frac{e^{i\Delta k_{nm}(f)r}}{\sqrt{k_{rn}(f)k_{rm}(f)}} \right\} = \sum_{n=1}^N I_{0,n}(z) + \sum_{\substack{n, m=1 \\ n \neq m}}^N J_{0,nm}(z), \quad (8)$$

$$S_1 = |v_r|^2 - |v_z|^2 = \frac{|Q(f)|^2}{r} \left\{ \sum_{n=1}^N \varphi_n^2(z_s, f) \left[\varphi_n^2(z, f) k_{rn}(f) - \frac{\varphi_n'^2(z, f)}{k_{rn}(f)} \right] + \sum_{\substack{n, m=1 \\ n \neq m}}^N \varphi_n(z_s, f)\varphi_m(z_s, f)\varphi_n(z, f)\varphi_m(z, f) \sqrt{k_{rn}(f)k_{rm}(f)} e^{i\Delta k_{nm}(f)r} - \sum_{\substack{n, m=1 \\ n \neq m}}^N \varphi_n(z_s, f)\varphi_m(z_s, f)\varphi'_n(z, f)\varphi'_m(z, f) \frac{e^{i\Delta k_{nm}(f)r}}{\sqrt{k_{rn}(f)k_{rm}(f)}} \right\} = \sum_{n=1}^N I_{1,n}(z) + \sum_{\substack{n, m=1 \\ n \neq m}}^N J_{1,nm}(z), \quad (9)$$

$$S_2 = 2\text{Re}(v_r v_z^*)$$

$$= 2 \frac{|Q(f)|^2}{r} \sum_{\substack{n, m=1 \\ n \neq m}}^N \varphi_n(z_s, f) \varphi_m(z_s, f) \varphi_n(z, f) \varphi'_m(z, f) \sqrt{\frac{k_{rn}(f)}{k_{rm}(f)}} \sin(\Delta k_{nm}(f)r) = \sum_{\substack{n, m=1 \\ n \neq m}}^N J_{2, nm}(z), \quad (10)$$

$$S_3 = 2\text{Im}(v_r v_z^*)$$

$$= 2 \frac{|Q(f)|^2}{r} \left[\sum_n \varphi_n^2(z_s, f) \varphi_n(z, f) \varphi'_n(z, f) + \sum_{\substack{n, m=1 \\ n \neq m}}^N \varphi_n(z_s, f) \varphi_m(z_s, f) \varphi_n(z, f) \varphi'_m(z, f) \right. \\ \left. \times \sqrt{\frac{k_{rn}(f)}{k_{rm}(f)}} \cos(\Delta k_{nm}(f)r) \right] = \sum_{n=1}^N I_{3, n}(z) + \sum_{\substack{n, m=1 \\ n \neq m}}^N J_{3, nm}(z), \quad (11)$$

式中, $Q(f) = \Omega(f) \frac{e^{-i\frac{\pi}{4}}}{\rho^2(z_s) \omega \sqrt{8\pi}}$, $\sum_{n=1}^N I_{k, n}$, $k = 0$,

1, 2, 3 表示非相干项, $\sum_{n, m=1; n \neq m}^N J_{k, nm}$, $k = 0$, 1, 2, 3 表示相干项, k 是 4 个 Stokes 参数的下标. (8)–(11) 式表明, Stokes 参数由两部分组成, 第 1 部分为各阶模态的非相干叠加项, 第 2 部分为模态间的相干叠加项.

对于频谱平滑且随频率慢变的宽带信号, 定义宽带 Stokes 参数:

$$S_0^{[f_1, f_2]}(z) \triangleq \int_{f_1}^{f_2} S_0(f, z) df, \quad (12)$$

$$S_1^{[f_1, f_2]}(z) \triangleq \int_{f_1}^{f_2} S_1(f, z) df, \quad (13)$$

$$S_2^{[f_1, f_2]}(z) \triangleq \int_{f_1}^{f_2} S_2(f, z) df, \quad (14)$$

$$S_3^{[f_1, f_2]}(z) \triangleq \int_{f_1}^{f_2} S_3(f, z) df. \quad (15)$$

宽带 Stokes 参数可以分成非相干项和相干项两部分:

$$S_k^{[f_1, f_2]}(z) = \sum_{n=1}^N I_{k, n}^{[f_1, f_2]}(z) + \sum_{\substack{n, m=1 \\ n \neq m}}^N J_{k, nm}^{[f_1, f_2]}(z),$$

$$k = 0, 1, 2, 3, \quad (16)$$

由 (16) 式可以看出, 宽带 Stokes 参数中含有非常复杂的相干项, 会导致继续分析的难度很大, 因此考虑进一步简化. 文献 [20] 指出, 若满足假设: 1) 声源信号的带宽有限, 即 $\Omega(f) = 0, f \notin [f_1, f_2]$, 或 f_1 小于波导的截止频率; 2) 频带内不同模态的群速

度不相交, 或群速度相交位置位于 Airy 相附近, 这个假设通常在相对简单的浅海波导中可以得到满足. 当群速度相交的位置在 Airy 相附近时, 这个位置处的声能很小, 意味着在非平稳相位近似中可被忽略. 则可以根据非平稳相位近似 (nonstationary phase approximation) 得到: 当 $r \rightarrow \infty$, $J_{k, nm}^{[f_1, f_2]}(z) \rightarrow 0$.

因此, 在 $r \gg 1$ 的情况下, 可以将宽带 Stokes 参数公式简化:

$$S_0^{[f_1, f_2]}(z) \approx \sum_{n=1}^N I_{0, n}^{[f_1, f_2]}(z), \quad (17)$$

$$S_1^{[f_1, f_2]}(z) \approx \sum_{n=1}^N I_{1, n}^{[f_1, f_2]}(z), \quad (18)$$

$$S_2^{[f_1, f_2]}(z) \approx 0, \quad (19)$$

$$S_3^{[f_1, f_2]}(z) \approx \sum_{n=1}^N I_{3, n}^{[f_1, f_2]}(z). \quad (20)$$

可以看到简化后的宽带 Stokes 参数只与非相干项有关, 而且由于 $S_2^{[f_1, f_2]}(z)$ 不包含相干项, 所以 $S_2^{[f_1, f_2]}(z) \approx 0$, 这也表明声场中各个深度上的极化状态都几乎没有 45° 方向的线极化分量. 各深度的极化状态只由水平方向的极化分量和圆极化分量决定.

3 矢量声场极化特性的深度分布规律

根据文献 [21] 可知, 在水体上边界是压力释放边界, 海底是理想固体海底的等声速波导中, 模态函数和垂直波数均与频率无关, 而且具有理论

表达式:

$$\varphi_n(z) = \sqrt{\frac{2\rho_0}{D}} \sin(k_{zn}z), \quad k_{zn} = \frac{\pi}{D} \left(n - \frac{1}{2} \right), \quad (21)$$

式中, ρ_0 表示水体密度, D 是海水深度, k_{zn} 表示垂直波数, $k_{zn} = \sqrt{\omega^2/c^2 - k_{rn}^2}$. 将 (21) 式代入 (17) 式可得

$$\begin{aligned} I_{0,n}^{[f_1, f_2]}(z) &= \frac{1}{r} \int_{f_1}^{f_2} \frac{|Q(f)|^2}{k_{rn}(f)} \frac{4\rho_0^2}{D^2} \sin^2(k_{zn}z_s) \times [\sin^2(k_{zn}z) k_{rn}^2(f) + \cos^2(k_{zn}z) k_{zn}^2] df \\ &= \frac{1}{r} \int_{f_1}^{f_2} \frac{|Q(f)|^2}{k_{rn}(f)} \frac{4\rho_0^2}{D^2} \sin^2(k_{zn}z_s) \left[\sin^2(k_{zn}z) \left(\frac{\omega^2}{c^2} - 2k_{zn}^2 \right) + k_{zn}^2 \right] df \\ &= \frac{1}{r} \left[a_n^{[f_1, f_2]} \sin^2(k_{zn}z_s) \sin^2(k_{zn}z) + g_n \right], \end{aligned} \quad (22)$$

式中,

$$a_n^{[f_1, f_2]} = \int_{f_1}^{f_2} \frac{|Q(f)|^2}{k_{rn}(f)} \frac{4\rho_0^2}{D^2} \left(\frac{\omega^2}{c^2} - 2k_{zn}^2 \right) df, \quad (23)$$

$$g_n = \int_{f_1}^{f_2} \frac{|Q(f)|^2}{k_{rn}(f)} \frac{4\rho_0^2}{D^2} k_{zn}^2 df. \quad (24)$$

可以看到 (22) 式等号右边的第 2 项 g_n 只与频率有关, 和深度无关; $I_{0,n}^{[f_1, f_2]}(z)$ 的深度依赖性只包含在 (22) 式等号右边的第 1 项中, 对该项化简:

$$\begin{aligned} &a_n^{[f_1, f_2]} \sin^2(k_{zn}z_s) \sin^2(k_{zn}z) \\ &= \frac{a_n^{[f_1, f_2]}}{4} \left\{ 1 - \cos(2k_{zn}z_s) - \cos(2k_{zn}z) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\cos[2k_{zn}(z - z_s)] + \cos[2k_{zn}(z + z_s)]}{2} \right\}. \end{aligned} \quad (25)$$

代入 (17) 式可得

$$\begin{aligned} S_0^{[f_1, f_2]}(z) &\approx \sum_{n=1}^N I_{0,n}^{[f_1, f_2]}(z) \\ &= \frac{1}{r} \left\{ \frac{1}{4} \left[\sum_{n=1}^N a_n^{[f_1, f_2]} - \varepsilon(z_s) - \varepsilon(z) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\varepsilon(z - z_s) + \varepsilon(z + z_s)}{2} \right] + G \right\}, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\varepsilon(z) = \sum_{n=1}^N a_n^{[f_1, f_2]} \cos(2k_{zn}z), \quad (27)$$

$$G = \sum_{n=1}^N g_n. \quad (28)$$

根据文献 [20], 若满足以下假设: 1) f_1 小于截止频率; 2) $f_2 \gg f_1$; 3) 声源频谱平坦 $|\Omega(f)| = 1, f \in [f_1, f_2]$. (27) 式可以写成一个类似狄利克雷核的函数 $D_N(z)$ 和一个平滑算子 $A(z)$ 卷积的形式:

$$\varepsilon(z) = (A * D_N)(z), \quad (29)$$

式中, $*$ 代表卷积运算. 而且 $\varepsilon(z)$ 在深度方向的特性主要与 $D_N(z)$ 有关, 其中,

$$D_N(z) = \sum_{n=1}^N \cos(2k_{zn}z) = \cos\left(\frac{\pi}{D} Nz\right) \frac{\sin\left(\frac{\pi}{D} Nz\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{D} z\right)}. \quad (30)$$

$D_N(z)$ 的性质如图 4 所示, 在 $z = 0$ 处有最大值 N , 在 $z = D$ 处有最小值 $-N$, 在远离这两个最值的位置, $D_N(z)$ 的幅值快速下降. 当 $N \rightarrow \infty$ 时, $D_N(z) \rightarrow \delta(z)$. 对于 $D_N(z + z_s)$, 在区间 $[0, D]$ 内, $z = D - z_s$ 处有最小值; 类似地, 对于 $D_N(z - z_s)$, 在区间 $[0, D]$ 内, $z = z_s$ 处有最大值.

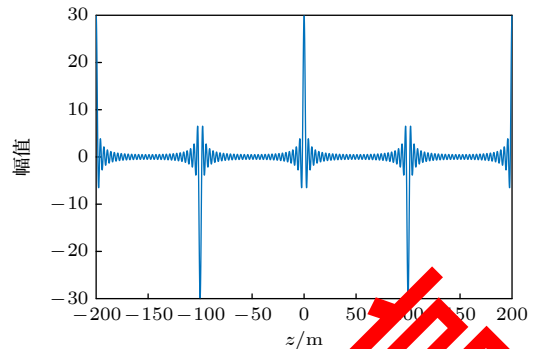


图 4 $D_N(z)$ 随 z 变化曲线

Fig. 4. Curve of $D_N(z)$ versus z .

根据 $D_N(z)$ 的性质, 将 (26) 式写成:

$$\begin{aligned} S_0^{[f_1, f_2]}(z) &\approx \frac{1}{r} \left\{ \frac{1}{4} \left[\sum_{n=1}^N a_n^{[f_1, f_2]} - (A * D_N)(z_s) - (A * D_N)(z) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{(A * D_N)(z - z_s) + (A * D_N)(z + z_s)}{2} \right] + G \right\}. \end{aligned} \quad (31)$$

由 (31) 式可以得到 $S_0^{[f_1, f_2]}(z)$ 的深度分布规律: $S_0^{[f_1, f_2]}(z)$ 在海面、海底界面 ($z = 0, z = D$), 声源深度 ($z = z_s$) 以及声源对称深度 ($z = D - z_s$) 有峰值, 峰值的幅度随模态阶数增加而增大. 当 N 足够大时, 在海面、海底界面 $S_0^{[f_1, f_2]}(0) \approx [G - A(0)N/4]/r$,

$S_0^{[f_1, f_2]}(D) \approx [G + A(0)N/4]/r$, 在声源深度及声源对称深度

$$S_0^{[f_1, f_2]}(z_s) \approx [G + A(0)N/8]/r,$$

$$S_0^{[f_1, f_2]}(D - z_s) \approx [G - A(0)N/8]/r.$$

类似地, 将 (21) 式代入 (18) 式, 可以得到:

$$I_{1,n}^{[f_1, f_2]}(z) = \frac{1}{r} \int_{f_1}^{f_2} \frac{|Q(f)|^2 4\rho_0^2}{k_{rn}(f) D^2} \sin^2(k_{zn} z_s) [\sin^2(k_{zn} z) k_{rn}^2(f) - \cos^2(k_{zn} z) k_{zn}^2] df$$

$$= \frac{1}{r} \int_{f_1}^{f_2} \frac{|Q(f)|^2 4\rho_0^2}{k_{rn}(f) D^2} \sin^2(k_{zn} z_s) \left[\sin^2(k_{zn} z) \frac{\omega^2}{c^2} - k_{zn}^2 \right] df = \frac{1}{r} [b_n^{[f_1, f_2]} \sin^2(k_{zn} z_s) \sin^2(k_{zn} z) - g_n], \quad (32)$$

式中

$$b_n^{[f_1, f_2]} = \int_{f_1}^{f_2} \frac{|Q(f)|^2 4\rho_0^2 \omega^2}{k_{rn}(f) D^2 c^2} df, \quad (33)$$

继续推导可得

$$S_1^{[f_1, f_2]}(z) \approx \frac{1}{r} \left[\frac{1}{4} \left(\sum_{n=1}^N b_n^{[f_1, f_2]} - (B * D_N)(z_s) - (B * D_N)(z) + \frac{(B * D_N)(z - z_s) + (B * D_N)(z + z_s)}{2} \right) - G \right]. \quad (34)$$

由 (34) 式可知 $S_1^{[f_1, f_2]}(z)$ 的深度分布规律与 $S_0^{[f_1, f_2]}(z)$ 类似, 峰值也是出现在海面、海底界面 ($z = 0, z = D$) 和声源深度 ($z = z_s$) 以及声源对称深度 ($z = D - z_s$). 当 N 足够大时, 在海面、海底界面 $S_1^{[f_1, f_2]}(0) \approx [-G - B(0)N/4]/r$, $S_1^{[f_1, f_2]}(D) \approx [-G + B(0)N/4]/r$, 在声源深度及声源对称深度 $S_1^{[f_1, f_2]}(z_s) \approx [-G + B(0)N/8]/r$, $S_1^{[f_1, f_2]}(D - z_s) \approx [-G - B(0)N/8]/r$.

按照同样的步骤对 (20) 式进行推导, 可以得到:

$$I_{3,n}^{[f_1, f_2]}(z) = \frac{1}{r} \int_{f_1}^{f_2} |Q(f)|^2 \frac{4\rho_0^2}{D^2} \sin^2(k_{zn} z_s) k_{zn} \sin(k_{zn} z) \cos(k_{zn} z) df = \frac{1}{r} c_n^{[f_1, f_2]} \sin^2(k_{zn} z_s) \sin(2k_{zn} z)$$

$$= \frac{c_n^{[f_1, f_2]}}{4r} \{2 \sin(2k_{zn} z) - \sin[2k_{zn}(z + z_s)] - \sin[2k_{zn}(z - z_s)]\}, \quad (35)$$

将 (35) 式改写成如下形式:

$$S_3^{[f_1, f_2]}(z) \approx \frac{1}{4r} [2(C * E_N)(z) - (C * E_N)(z + z_s) - (C * E_N)(z - z_s)]. \quad (36)$$

式中,

$$E_N(z) = \sum_{n=1}^N \sin(2k_{zn} z) = \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{D} Nz\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{D} z\right)}. \quad (37)$$

与 $S_0^{[f_1, f_2]}(z)$ 类似, $S_3^{[f_1, f_2]}(z)$ 的性质与 E_N 有关. 但 E_N 的性质与 D_N 不同, 如图 5 所示, 在 $z = nD$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) 时, $E_N(z) = 0$, 且在零点左右两侧会存在两个正负号相反的峰值. 由此可以分析出 $S_3^{[f_1, f_2]}(z)$ 的深度分布规律: 在海面、海底界面, $S_3^{[f_1, f_2]}(0) = S_3^{[f_1, f_2]}(D) = 0$, 但在距离两个界面很近的位置存在峰值; 在声源深度, $S_3^{[f_1, f_2]}(z_s) = 0$, 该零点两侧出现正负号相反的两个峰值, 在声源对

称深度 $z = D - z_s$ 也存在类似现象.

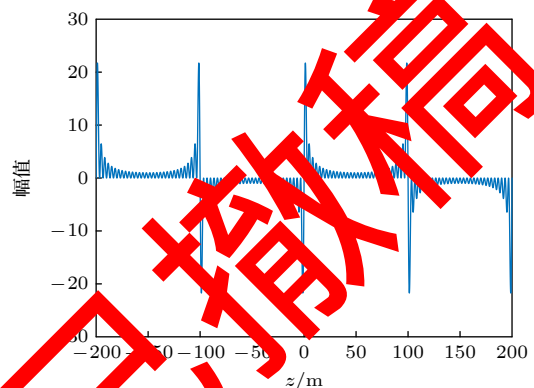


图 5 $E_N(z)$ 随 z 变化曲线

Fig. 5. Curve of $E_N(z)$ with z .

通过在理想固体海底等声速波导条件下进行公式推导,可以得到简单的理论性质和物理机理:浅海波导中声场的极化特性会在海面、海底、声源深度和声源对称深度发生显著变化.对于更符合实际的波导条件下极化特性的深度分布规律将在第4节通过数值仿真进行分析.

根据(3)式定义宽带归一化 Stokes 参数:

$$\begin{aligned} s_1^{[f_1, f_2]}(z) &= \frac{S_1^{[f_1, f_2]}(z)}{S_0^{[f_1, f_2]}(z)}, \\ s_2^{[f_1, f_2]}(z) &= \frac{S_2^{[f_1, f_2]}(z)}{S_0^{[f_1, f_2]}(z)}, \\ s_3^{[f_1, f_2]}(z) &= \frac{S_3^{[f_1, f_2]}(z)}{S_0^{[f_1, f_2]}(z)}. \end{aligned} \quad (38)$$

归一化后,宽带 Stokes 参数中的距离项被消去,归一化宽带 Stokes 参数只包含极化特性在深度方向上的分布规律,更方便后续的仿真研究.

4 仿真与讨论

为了验证理想固体海底等声速波导环境下宽带 Stokes 参数的深度分布规律,及非平稳相位近

似方法的有效性,本节以 KRAKEN 声场计算软件仿真计算声矢量场极化特性随深度的分布情况.仿真中海水深度为 100 m,水中声速 1500 m/s,海底为理想固体.声源深度为 25 m,频率范围 f_{c1} —250 Hz, f_{c1} 是截止频率,频率积分步长 0.25 Hz,接收位置距离声源 8 km.

图 6 给出了理想固体海底等声速波导环境下宽带 Stokes 参数深度分布曲线.图中蓝色实线代表(16)式计算得到的理论值,红色虚线代表(17)–(20)式计算得到的近似值,可以看到理论值和近似值基本吻合,验证了非平稳相位近似的有效性.同时,图中所示宽带 Stokes 参数随深度变化的规律与第3节推导得到的规律一致: $S_0^{[f_1, f_2]}$ 和 $S_1^{[f_1, f_2]}$ 具有相似的深度分布规律,最小值和最大值分别出现在海面、海底,在声源深度有一个极大值,在声源对称深度有一个极小值; $S_2^{[f_1, f_2]}$ 的幅度基本等于 0; $S_3^{[f_1, f_2]}$ 的深度分布规律关于 $z = D/2$ 对称,在海面、海底 $S_3^{[f_1, f_2]} = 0$,在零点附近出现最大值,在声源深度和声源对称深度也存在零点,而且在零点两侧会出现两个正负号相反的峰值.

由于非平稳相位近似的有效性与水平距离以及积分带宽有关,我们进一步研究非平稳相位近似

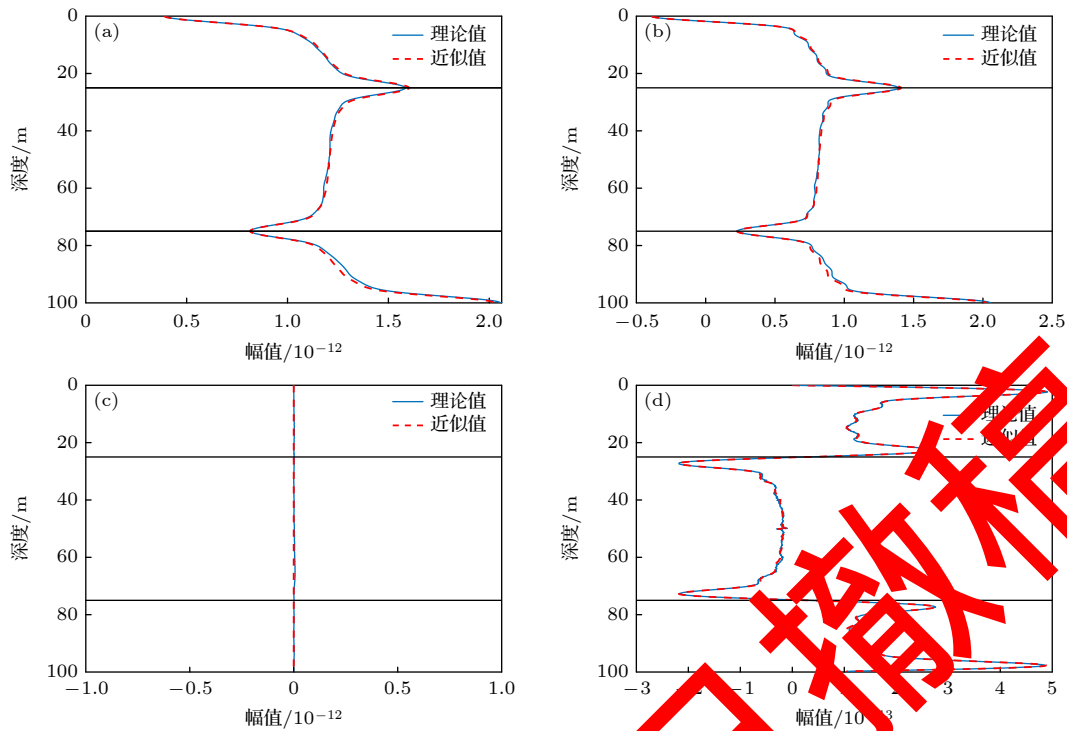


图 6 理想固体海底等声速波导环境下宽带 Stokes 参数深度分布曲线: (a) $S_0^{[f_1, f_2]}$; (b) $S_1^{[f_1, f_2]}$; (c) $S_2^{[f_1, f_2]}$; (d) $S_3^{[f_1, f_2]}$.
Fig. 6. Broadband Stokes parameters depth distribution curves for an ideal solid seabed isovelocity environment: (a) $S_0^{[f_1, f_2]}$; (b) $S_1^{[f_1, f_2]}$; (c) $S_2^{[f_1, f_2]}$; (d) $S_3^{[f_1, f_2]}$.

成立时的距离和积分带宽的关系. 定义各距离上的非平稳相位近似误差如下:

$$\delta_k(r) = \sum_z^D \left| S_{k, \text{理论值}}^{[f_1, f_2]}(r, z) - S_{k, \text{近似值}}^{[f_1, f_2]}(r, z) \right|. \quad (39)$$

仿真设置海水深度为 100 m, 水中声速 1500 m/s, 海底为理想固体. 声源深度为 25 m, 频率积分步长 0.25 Hz, 接收位置距离声源 0.1—5 km, 设置 5 组频率范围, 频率下限均为 f_{c1} , 频率上限分别为 50, 150, 250, 350, 450, 550, 650, 750 Hz. 以 $S_0^{[f_1, f_2]}$

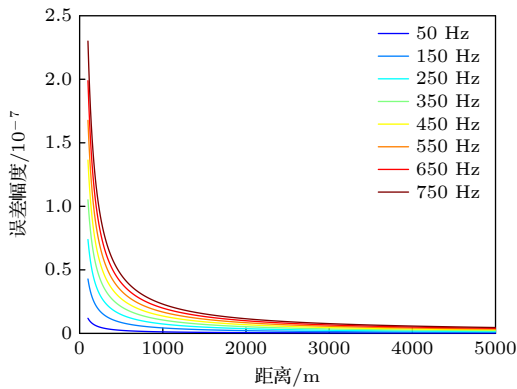


图 7 不同积分带宽条件下 $S_0^{[f_1, f_2]}$ 的误差值随距离的变化
Fig. 7. Error value with range for different integration bandwidth.

的非平稳相位近似误差为例进行分析, 仿真结果如图 7 所示, 可以看到积分带宽越大, 误差趋于平稳所需的水平距离越大, 误差的整体水平也越高.

本节认为当误差斜率的绝对值 $\left| \frac{\delta(r_1) - \delta(r_2)}{r_1 - r_2} \right| < 0.05 \times 10^{-10}$ 时, 误差趋于平稳, r_1 是非平稳相位近似成立的距离. 图 8 给出了 r_1 随积分带宽变化的曲线, 图中非平稳相位近似成立的距离 r_1 随积分带宽增大而增大. 对仿真结果进行线性拟合, 可以得到 $r_1 \approx 2.3(f_2 - f_1) + 580$, 因此若要保证非平稳相位近似成立, 要使 $r_1 \geq 2.3(f_2 - f_1) + 580$.

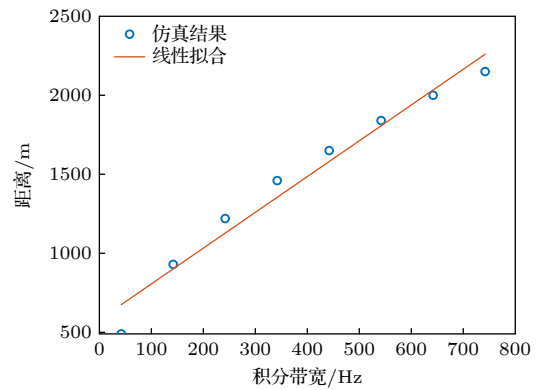


图 8 非平稳相位近似成立距离 r_1 与积分带宽的关系
Fig. 8. Relationship between r_1 and integration bandwidth.

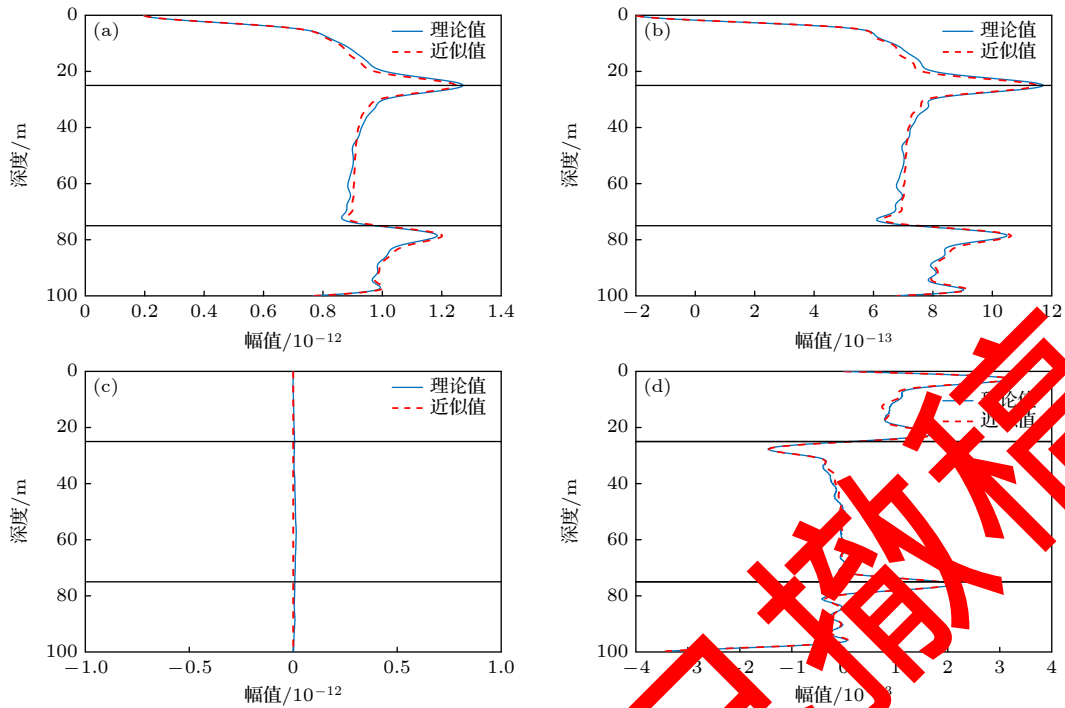


图 9 Pekeris 波导环境下宽带 Stokes 参数深度分布曲线 (a) $S_0^{[f_1, f_2]}$; (b) $S_1^{[f_1, f_2]}$; (c) $S_2^{[f_1, f_2]}$; (d) $S_3^{[f_1, f_2]}$
Fig. 9. Broadband Stokes parameters depth distribution curves for Pekeris waveguide: (a) $S_0^{[f_1, f_2]}$; (b) $S_1^{[f_1, f_2]}$; (c) $S_2^{[f_1, f_2]}$; (d) $S_3^{[f_1, f_2]}$.

本节还对流体层为均匀介质, 下层为半无限液态海底的 Pekeris 波导环境的极化特性深度分布规律进行分析. 仿真中海水深度为 100 m, 水中声速 1500 m/s, 海底密度 1.5 g/cm³, 纵波声速 1800 m/s 的弹性半空间.

图 9 给出了上述波导环境下, 声源深度 25 m, 频率范围 f_{c1} —250 Hz, 频率积分步长 0.25 Hz, 水平距离 8 km 处的宽带 Stokes 参数深度分布曲线. 可以看到, 改变海底参数后, 理论值和近似值仍然吻合得很好, 但宽带 Stokes 参数深度分布规律发生变化. $S_1^{[f_1, f_2]}$ 和 $S_3^{[f_1, f_2]}$ 的深度分布曲线仍然具有相似的变化趋势, 但海底处没有出现最大值, 声源对称深度处的峰值也向下偏移; $S_3^{[f_1, f_2]}$ 的深度分布曲线变成非对称的, 海底处是 $S_3^{[f_1, f_2]}$ 的最小

值, 声源对称深度的零点变为一个峰值. 宽带 Stokes 参数深度分布规律发生改变的原因是: 海底参数的改变导致模态函数 φ_n 发生改变, (21) 式失效. 在后续的仿真研究中, 将分析声源参数、声速剖面 and 海水深度对 Pekeris 波导环境的极化特性深度分布规律的影响.

为了去除水平距离 r 的影响, 利用 (38) 式对图 9 的结果进行归一化, 由于 $S_2^{[f_1, f_2]}$ 的值约等于 0, 因此不再对 $S_2^{[f_1, f_2]}$ 进行分析. 由图 10 可以看到归一化宽带 Stokes 参数深度分布曲线与未归一化的曲线具有相同的变化趋势. 图 11 给出归一化宽带 Stokes 参数的深度-距离分布情况, 结果表明归一化宽带 Stokes 参数深度分布不随水平距离 r 变化. 因此, 在后续的分析中可以使用归一化宽带 Stokes 参数.

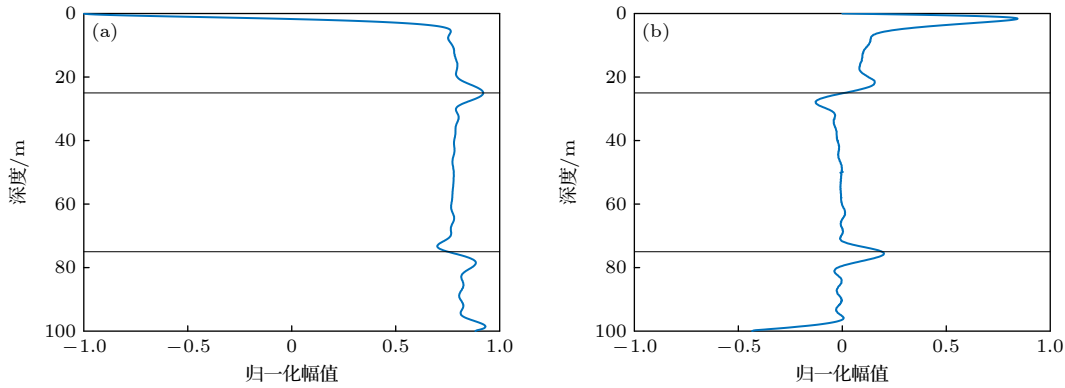


图 10 Pekeris 波导环境下归一化宽带 Stokes 参数深度分布曲线 (a) 归一化宽带 Stokes 参数 $s_1^{[f_1, f_2]}$; (b) 归一化宽带 Stokes 参数 $s_3^{[f_1, f_2]}$

Fig. 10. Normalized broadband Stokes parameters depth distribution curves for Pekeris waveguide: (a) Normalized broadband Stokes parameter $s_1^{[f_1, f_2]}$; (b) normalized broadband Stokes parameter $s_3^{[f_1, f_2]}$.

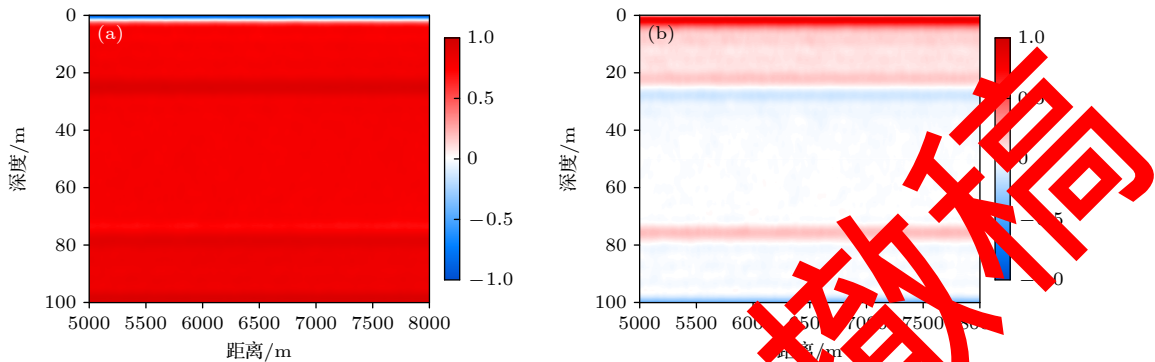


图 11 Pekeris 波导环境下归一化宽带 Stokes 参数的深度-距离分布 (a) 归一化宽带 Stokes 参数 $s_1^{[f_1, f_2]}$; (b) 归一化宽带 Stokes 参数 $s_3^{[f_1, f_2]}$

Fig. 11. Depth-range distribution of normalized broadband Stokes parameters for Pekeris waveguide: (a) Normalized broadband Stokes parameter $s_1^{[f_1, f_2]}$; (b) normalized broadband Stokes parameter $s_3^{[f_1, f_2]}$.

4.1 声源参数对深度分布规律的影响

声源参数 (声源深度、声源频率) 直接决定声场能量的分布, 为此有必要分析声源频率及声源深度对极化特性深度分布规律产生的影响. 分别计算 3 组频率范围, 频率下限均为 f_{c1} , 频率上限分别为 125, 250, 500 Hz, 声源深度为 25 m 的归一化宽带 Stokes 参数深度-频率分布情况, 结果如图 12 所示. 结果表明: 在均匀介质环境下, 随着频率的升高, 点声源激发声场的简正波个数增多, 各阶模式叠加引起的能量增加, 会使得 $s_1^{[f_1, f_2]}$ 和 $s_3^{[f_1, f_2]}$ 的峰值变得更加尖锐. 图 13 给出了频率范围 $f_{c1} - 250$ Hz, 声源位于不同深度时归一化宽带 Stokes

参数的深度分布, 可以看到: $s_1^{[f_1, f_2]}$ 在声源深度有一个极大值, 在声源对称深度 $s_1^{[f_1, f_2]}$ 的值会快速变化, 形成两个峰值; $s_3^{[f_1, f_2]}$ 的深度变化规律与 $s_1^{[f_1, f_2]}$ 相反, 会在声源深度快速变化, 形成一正一负两个峰值, 在声源对称深度只有一个极大值. 存在一种特殊情况, $z_s = D/2$ 时, $s_1^{[f_1, f_2]}$ 和 $s_3^{[f_1, f_2]}$ 都只在 $z = z_s$ 处存在一个峰值.

4.2 声速剖面对深度分布规律的影响

声速剖面对声场的分布具有重要影响, 本节讨论如图 14 所示的正梯度、负梯度及负跃层 3 种典型声速剖面对极化特性深度分布规律的影响. 计算

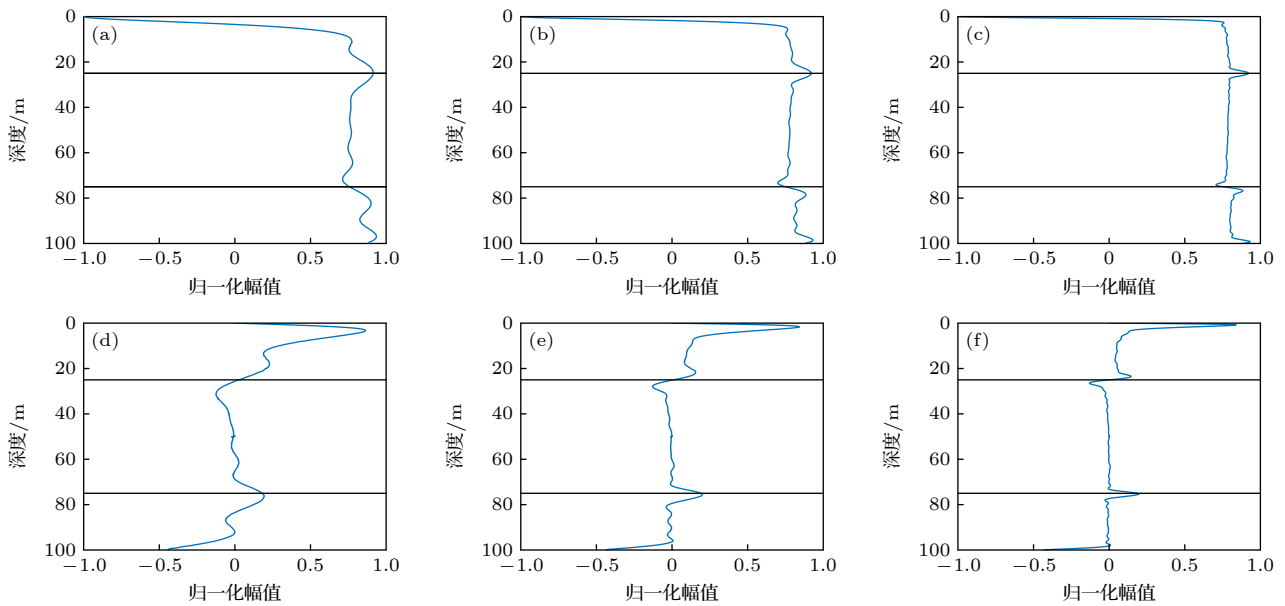


图 12 不同频率范围的归一化宽带 Stokes 参数深度分布曲线 (a) $s_1^{[f_1, f_2]}$ (带宽 $f_{c1} - 125$ Hz); (b) $s_1^{[f_1, f_2]}$ (带宽 $f_{c1} - 250$ Hz); (c) $s_1^{[f_1, f_2]}$ (带宽 $f_{c1} - 500$ Hz); (d) $s_3^{[f_1, f_2]}$ (带宽 $f_{c1} - 125$ Hz); (e) $s_3^{[f_1, f_2]}$ (带宽 $f_{c1} - 250$ Hz); (f) $s_3^{[f_1, f_2]}$ (带宽 $f_{c1} - 500$ Hz)
 Fig. 12. Normalized broadband Stokes parameters depth distribution curves for different frequency ranges: (a) $s_1^{[f_1, f_2]}$ ($f_{c1} - 125$ Hz); (b) $s_1^{[f_1, f_2]}$ ($f_{c1} - 250$ Hz); (c) $s_1^{[f_1, f_2]}$ ($f_{c1} - 500$ Hz); (d) $s_3^{[f_1, f_2]}$ ($f_{c1} - 125$ Hz); (e) $s_3^{[f_1, f_2]}$ ($f_{c1} - 250$ Hz); (f) $s_3^{[f_1, f_2]}$ ($f_{c1} - 500$ Hz).

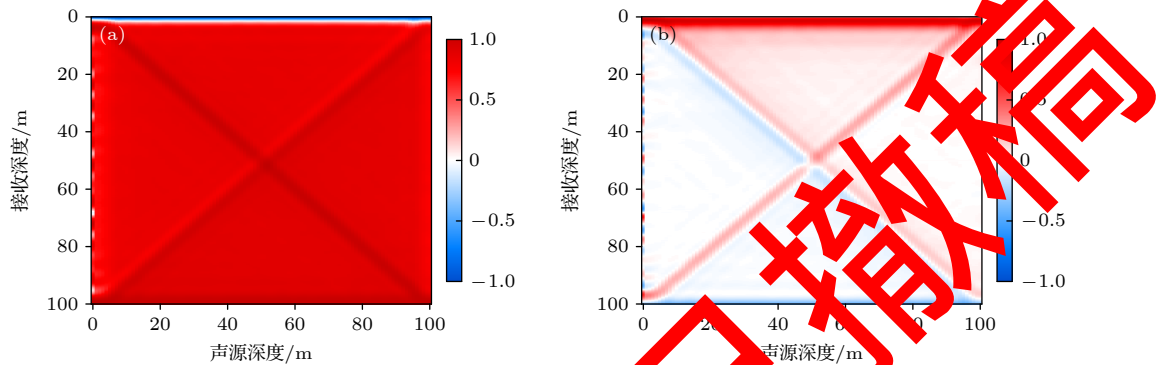


图 13 不同声源深度的归一化宽带 Stokes 参数深度分布 (a) $s_1^{[f_1, f_2]}$; (b) $s_3^{[f_1, f_2]}$

Fig. 13. Normalized broadband Stokes parameters depth distributions for different sound source depths: (a) $s_1^{[f_1, f_2]}$; (b) $s_3^{[f_1, f_2]}$.

声源深度 60 m, 在 3 种声速剖面波导环境的归一化宽带 Stokes 参数深度分布情况, 结果如图 15 所示. 正梯度、负梯度和负跃变声速剖面环境的 $s_1^{[f_1, f_2]}$ 仍在声源深度具有一个峰值, 而在对称深度处两个峰值的位置会发生移动; $s_3^{[f_1, f_2]}$ 的变化与 $s_1^{[f_1, f_2]}$ 类似, 声源深度处的两个峰值位置不变, 对称深度处的峰值位置会移动. 根据声传播理论分析: 在非均匀介质环境中, 声波激发的简正波模式幅度函数在深度方向并不对称, 但各阶简正波叠加后的峰值还是在声源深度位置, 因此 $s_1^{[f_1, f_2]}$ 和 $s_3^{[f_1, f_2]}$ 在声源深度的性质不会改变.

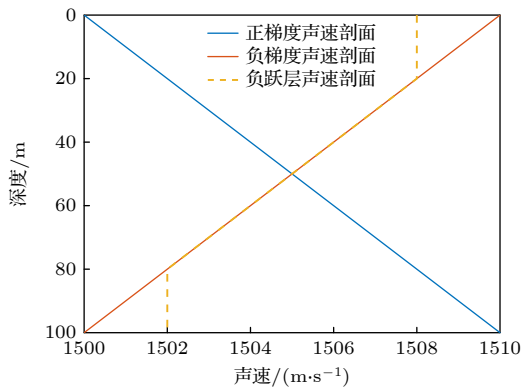


图 14 声速剖面示意图

Fig. 14. Sound speed profile.

4.3 海水深度对深度分布规律的影响

海水深度是影响声传播特性的重要参数之一, 分析讨论海水深度对极化特性深度分布规律的影响, 对理解极化特性的深度分布及其规律的普遍性具有重要意义. 考虑在海水深度分别为 50, 100, 200 m 三个深度的 Pekeris 波导环境下, 计算声源频率范围为 $f_{c1} - 250$ Hz, 声源深度 25 m 的归一化宽带 Stokes 参数深度分布曲线, 结果如图 16 所示. 从图 16 可以看出: 不同深度环境下, $s_1^{[f_1, f_2]}$ 和 $s_3^{[f_1, f_2]}$ 峰值的尖锐程度不同, 深度越大, 峰值越尖锐. 由简正波理论可知, 在声源频率不变的前提下, 波导中简正波的个数将随着海水深度的增大而增多, 且归一化宽带 Stokes 参数的深度分布由声源激发的简正波阶数决定. 简正波叠加个数越多, 归一化宽带 Stokes 参数的峰值越尖锐, 而其他深度的分布随着海深的增加逐渐平滑, 且海深的增大不会改变峰值的位置.

5 OBS 实验数据分析

本节通过分析 RHUM-RUM 实验^[22] 的海底地震检波器 (ocean-bottom seismometer, OBS) 数

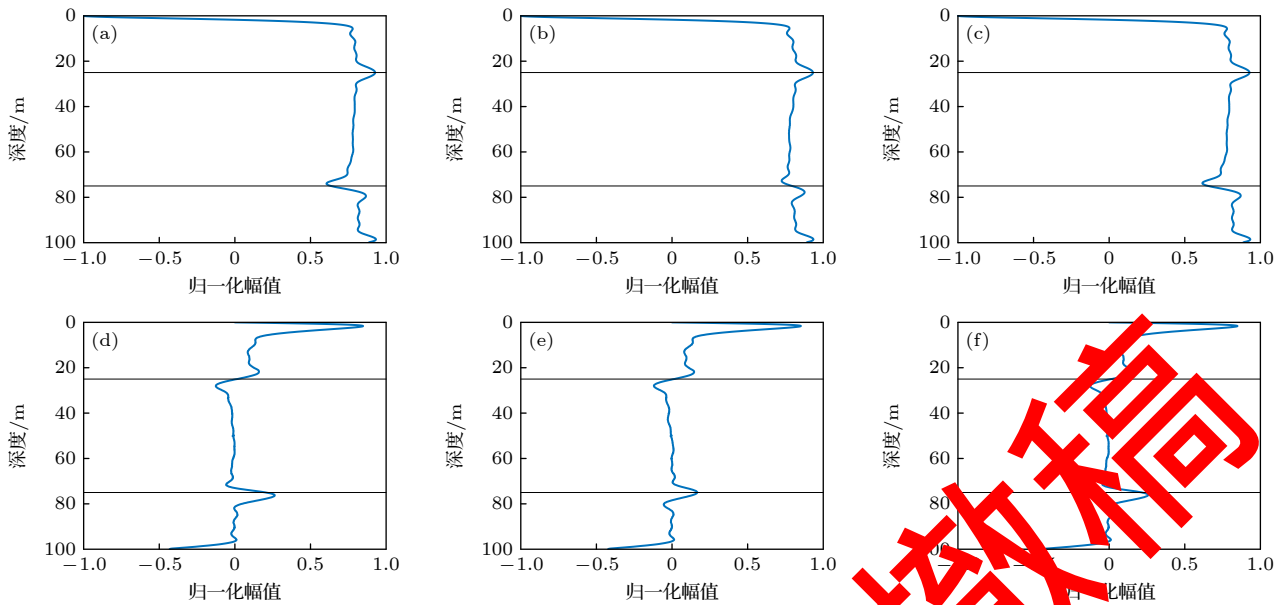


图 15 不同声速剖面的归一化宽带 Stokes 参数深度分布曲线 (a) $s_1^{[f_1, f_2]}$ (正梯度); (b) $s_1^{[f_1, f_2]}$ (负梯度); (c) $s_1^{[f_1, f_2]}$ (负跃层); (d) $s_3^{[f_1, f_2]}$ (正梯度); (e) $s_3^{[f_1, f_2]}$ (负梯度); (f) $s_3^{[f_1, f_2]}$ (负跃层)

Fig. 15. Normalized broadband Stokes parameters depth distribution curves for different sound speed profiles: (a) $s_1^{[f_1, f_2]}$ (positive gradient); (b) $s_1^{[f_1, f_2]}$ (negative gradient); (c) $s_1^{[f_1, f_2]}$ (negative thermocline); (d) $s_3^{[f_1, f_2]}$ (positive gradient); (e) $s_3^{[f_1, f_2]}$ (negative gradient); (f) $s_3^{[f_1, f_2]}$ (negative thermocline).

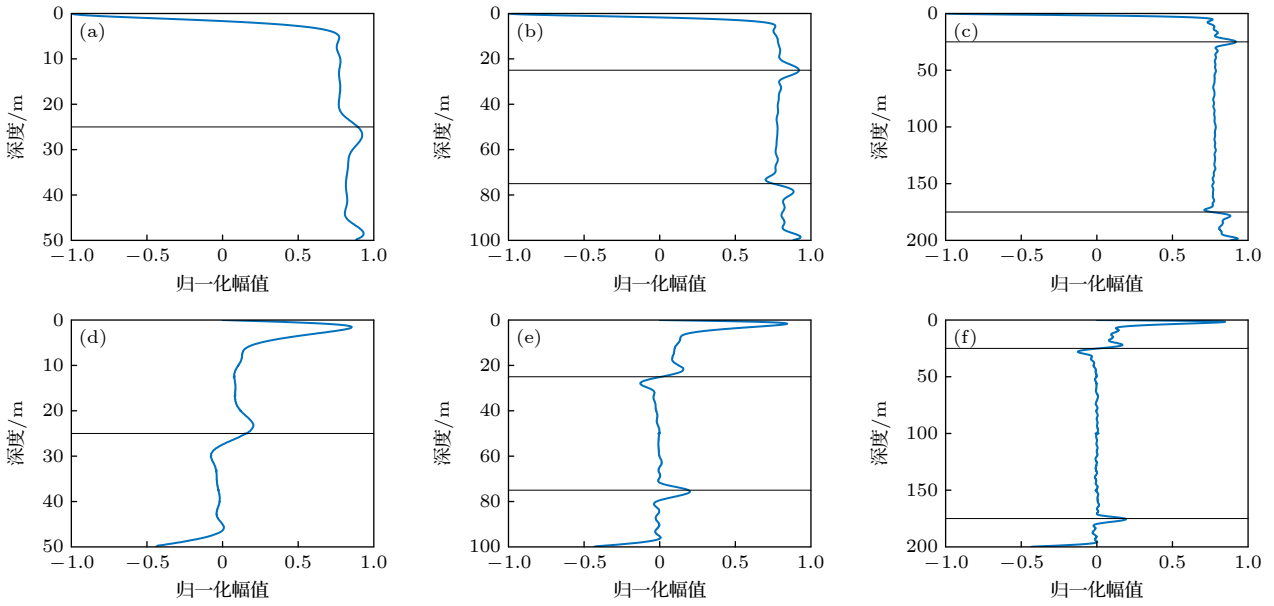


图 16 不同海深环境的归一化宽带 Stokes 参数深度分布曲线 (a) $s_1^{[f_1, f_2]}$ (海深 50 m); (b) $s_1^{[f_1, f_2]}$ (海深 100 m); (c) $s_1^{[f_1, f_2]}$ (海深 200 m); (d) $s_3^{[f_1, f_2]}$ (海深 50 m); (e) $s_3^{[f_1, f_2]}$ (海深 100 m); (f) $s_3^{[f_1, f_2]}$ (海深 200 m)
 Fig. 16. Normalized broadband Stokes parameters depth distribution curves for different depths of water column: (a) $s_1^{[f_1, f_2]}$ (depth 50 m); (b) $s_1^{[f_1, f_2]}$ (depth 100 m); (c) $s_1^{[f_1, f_2]}$ (depth 200 m); (d) $s_3^{[f_1, f_2]}$ (depth 50 m); (e) $s_3^{[f_1, f_2]}$ (depth 100 m); (f) $s_3^{[f_1, f_2]}$ (depth 200 m).

据对归一化宽带 Stokes 参数的理论特性进行验证. RHUM-RUM 实验于 2012 年 10 月—2013 年 12 月在印度洋西南部开展, 总共在海底放置 57 个 OBS. 为了验证归一化宽带 Stokes 参数的理论特性, 需要选择有航船经过时的数据, 本文根据 AIS 数据发现 2012 年 11 月 28 日 21:33—2012 年 11 月 29 日 00:15 有航船经过 RR03 站位附近, 因此选择该时间段内 RR03 站位的 OBS 数据进行处理. 该时间段内 OBS 声压通道的倒谱如图 17 所示, 图中存在明显的条纹说明附近有航船经过^[23].

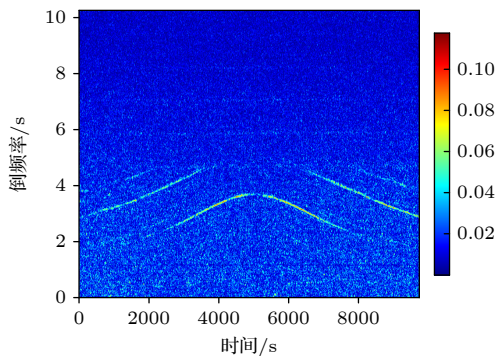


图 17 声压通道倒谱图
 Fig. 17. Cepstrogram of pressure channel.

图 18 给出利用两个正交的水平方向通道 v_x 和 v_y 数据计算得到的目标方位结果, 根据目标方

位可以将 v_x 和 v_y 通道数据合成水平质点振速 v_r , 水平质点振速 v_r 和垂直质点振速 v_z 的时频图如图 19 所示.

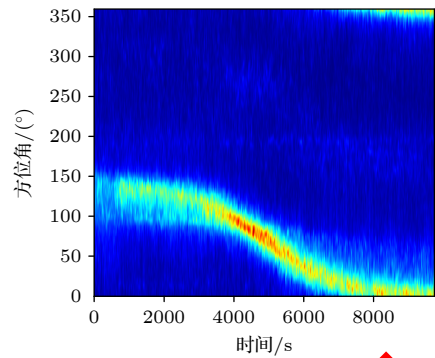


图 18 目标方位估计结果
 Fig. 18. Results of ship azimuth estimation.

图 20(a)—(c) 分别给出了归一化宽带 Stokes 参数 $s_1^{[f_1, f_2]}$, $s_2^{[f_1, f_2]}$ 和 $s_3^{[f_1, f_2]}$ 随时间的变化. 从处理结果可以看到: 1) $s_1^{[f_1, f_2]}$ 值始终等于 0, 证明宽带积分可以使模态的相干项趋近于 0, 避免相干项对 Stokes 参数重复的影响, 验证了非平稳相位近似的有效性; 2) 虽然航船位置随时间变化, 但 $s_1^{[f_1, f_2]}$, $s_2^{[f_1, f_2]}$ 和 $s_3^{[f_1, f_2]}$ 的值随时间变化不大, 这验证了归一化宽带 Stokes 参数去除了距离项的影响, 是距离无关的参数.

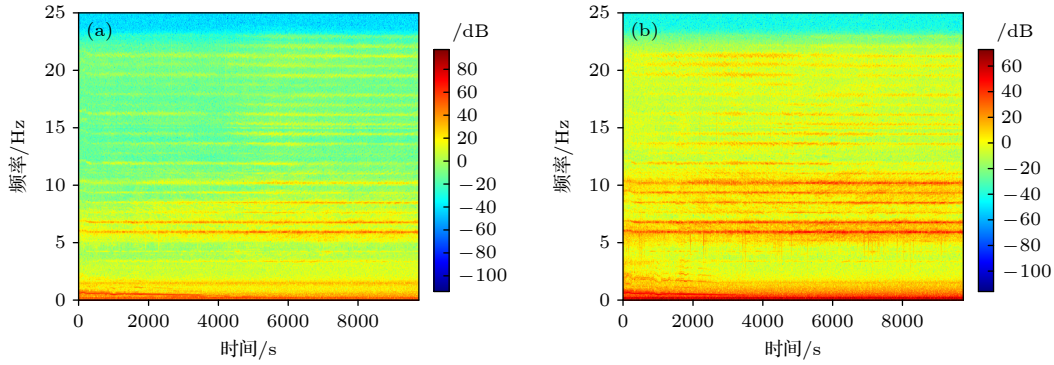


图 19 质点振速信号的时频图 (a) 水平质点振速 v_r ; (b) 垂直质点振速 v_z

Fig. 19. Spectrogram of the particle velocity: (a) horizontal particle velocity v_r ; (b) vertical particle velocity v_z .

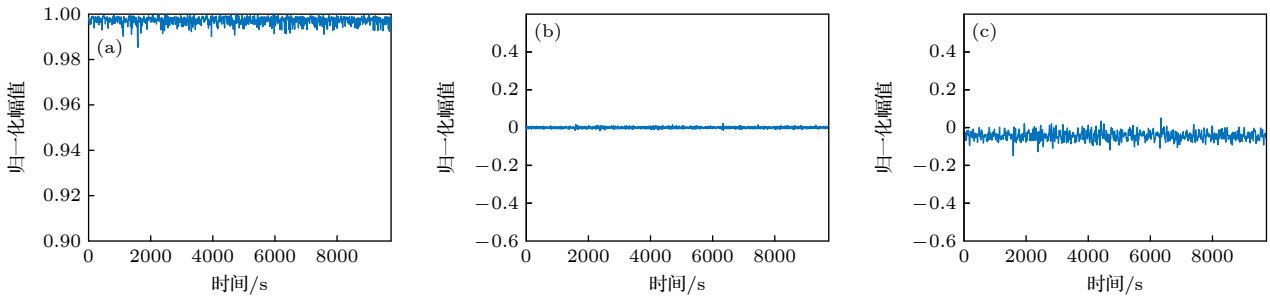


图 20 归一化宽带 Stokes 参数随时间的变化 (a) $s_1^{[f_1, f_2]}$; (b) $s_2^{[f_1, f_2]}$; (c) $s_3^{[f_1, f_2]}$

Fig. 20. Time-varying curves of the normalized broadband Stokes parameters: (a) $s_1^{[f_1, f_2]}$; (b) $s_2^{[f_1, f_2]}$; (c) $s_3^{[f_1, f_2]}$.

6 结 论

本文基于简正波理论, 将矢量声场 Stokes 参数扩展到了宽带形式, 得到了理想等声速波导环境下极化特性与深度的关系, 并以归一化宽带 Stokes 参数作为研究对象, 进一步分析了浅海环境参数对极化特性深度分布规律产生的影响, 并通过实验数据验证了非平稳相位近似的有效性和归一化宽带 Stokes 参数的距离无关性质, 得到如下结论:

1) 宽带声源辐射声场的极化特性在海面、海底、声源深度和声源对称深度具有显著的变化, 归一化宽带 Stokes 参数 $s_1^{[f_1, f_2]}$ 和 $s_3^{[f_1, f_2]}$ 会在这 4 个深度产生峰值, 且环境参数的改变会对这些峰值的幅度和位置有一定影响; 而 $s_2^{[f_1, f_2]} \approx 0$ 表明声场中各个深度的极化状态都几乎没有 45° 方向的线极化分量, 各深度的极化状态只由水平方向线极化分量和圆极化分量决定. 归一化宽带 Stokes 参数具有只与深度和环境参数有关的性质, 可为利用声场极化特性进行水下目标深度估计提供新思路.

2) 声源频率升高和海水深度增大, 都会增加声源激发的简正波阶数, 使得各个峰值的深度范围

更加聚焦. 同时, 声速剖面会影响声场能量的空间分布, 导致在非均匀介质环境中归一化宽带 Stokes 参数在声源对称深度的峰值的幅度和位置发生改变. 因此, 在海上水声实验设计时, 应充分考虑环境参数对极化特性的影响.

研究过程中仅推导了理想波导环境下极化特性的深度分布规律, 且只分析了简单的浅海环境参数对深度分布规律的影响, 而实际海洋环境极其复杂, 深入研究复杂海洋环境矢量场极化特性的深度分布特性非常必要. 目前由于条件限制, 本研究局限于仿真和理论工作, 实验数据仅验证了一部分特性, 下一步的研究计划是开展专门的海上实验进一步对相关特性进行验证. 同时, 考虑将极化特性应用在水下目标探测领域.

参考文献

- [1] Shchurov V (translated by Li Z F) 2011 *Vector Acoustics of the Ocean* (Beijing: National Defense Industry Press) pp2-5 (in Chinese) [李智富译 2011 海洋矢量声学 (北京: 国防工业出版社) 2-5 页]
- [2] Jiang Z, Guo H 1991 *Acta Acust.* **16** 330 (in Chinese) [姜哲, 郭骥 1991 声学学报 **16** 330]
- [3] Li J F, Pascal J C, Carles C 1998 *J. Acoust. Soc. Am.* **103**

- [4] Shi C, Zhao R, Long Y, Yang S, Wang Y, Chen H, Ren J, Zhang X 2019 *Natl. Sci. Rev.* **6** 707
- [5] Bliokh K Y, Nori F 2019 *Phys. Rev. B* **99** 020301
- [6] Long Y, Ge H, Zhang D, Xu X, Ren J, Lu M H, Bao M, Chen H, Chen Y F 2020 *Natl. Sci. Rev.* **7** 1024
- [7] Long Y, Zhang D, Yang C, Ge J, Chen H, Ren J 2020 *Nat. Commun.* **11** 4716
- [8] Shchurov V A, Kuleshov V P, Cherkasov A V 2011 *Acoust. Phys.* **57** 851
- [9] D'Spain G L, Hodgkiss W S 1991 *J. Acoust. Soc. Am.* **90** 2300
- [10] Dall'Osto D R, Dahl P H 2013 *J. Acoust. Soc. Am.* **134** 109
- [11] Dahl P H, Dall'Osto D R 2020 *IEEE J. Oceanic Eng.* **45** 131
- [12] Dahl P H, Dall'Osto D R 2021 *IEEE J. Oceanic Eng.* **47** 680
- [13] Liu W 2014 *Ph. D. Dissertation* (Harbin: Harbin Engineering University) (in Chinese) [刘伟 2014 博士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工程大学)]
- [14] Du B, Zhang W, Shi X 2016 *IEEE/OES China Ocean Acoustics (COA)* Harbin, China, August 8, 2016 pp1–3
- [15] Han X 2020 *Ph. D. Dissertation* (Harbin: Harbin Engineering University) (in Chinese) [韩雪 2020 博士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工程大学)]
- [16] Bonnel J, Flamant J, Dall'Osto D R, Le Bihan N, Dahl P H 2021 *J. Acoust. Soc. Am.* **150** 1897
- [17] Born M, Wolf E (translated by Yang J S) 2016 *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) pp20–27 (in Chinese) [玻恩 M, 沃尔夫 E 著 (杨葭荪 译) 2016 光学原理: 光的传播、干涉和衍射的电磁理论 (北京: 电子工业出版社) 第 20–27 页]
- [18] Dahl P H, Bonnel J 2022 *J. Acoust. Soc. Am.* **151** 3818
- [19] Dahl P H, Dall'Osto D R, Hodgkiss W S 2023 *J. Acoust. Soc. Am.* **154** 1482
- [20] Flamant J, Bonnel J 2023 *J. Acoust. Soc. Am.* **153** 3012
- [21] Jensen F B, Kuperman W A, Porter M B, Schmidt H (translated by Zhou L S, Wang L J, Du S P) 2017 *Computational Ocean Acoustics* (2nd Ed.) (Beijing: National Defense Industry Press) pp272–275 (in Chinese) [延森 F B, 库珀曼 W A, 波特 M B, 施米特 H 著 (周利生, 王鲁军, 杜栓平 译) 2017 计算海洋声学 (第 2 版) (北京: 国防工业出版社) 第 272–275 页]
- [22] Tsekhmistrenko M, Sigloch K, Hosseini K, Barruol G 2021 *Nat. Geosci.* **14** 612
- [23] Trabatttoni A, Barruol G, Dréo R, Boudraa A 2023 *J. Acoust. Soc. Am.* **153** 260

已撤稿

Depth distribution law of polarization characteristics of vector acoustic field in shallow sea (Retracted)*

Wei Yi-Zheng¹⁾²⁾ Sun Chao^{1)2)†} Zhu Qi-Xuan¹⁾²⁾

1) (*School of Marine Science and Technology, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China*)

2) (*Key Laboratory of Ocean Acoustic and Sensing, Ministry of Industry and Information Technology, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China*)

(Received 7 November 2023; revised manuscript received 7 March 2024)

Abstract

The polarization of the acoustic field in the ocean waveguide environment is a unique property that can be measured by using a particle velocity sensor in the water column. It can provide new ideas for locating and detecting the underwater target, so it is interesting to study the polarization. The polarization of a monochromatic signal has been described by the Stokes parameters, a set of four real-valued quantities in previous work. In this work, the Stokes parameters are extended to the broadband form, and the expression is simplified by using the nonstationary phase approximation, which reduces the complexity of the theoretical derivation and reveals the physical mechanism behind the significant variations in polarization with source depth and symmetrical depth. Theoretical analysis shows that the polarization characteristics in the ideal waveguide vary significantly in the sea surface, the sea bottom, the depth of the sound source and symmetrical depth. In this work the numerical simulation is used to verify the theoretical analysis and study the relationship between range and integral bandwidth when nonstationary phase approximation method is effective. The numerical results demonstrate that the simplified expression using the nonstationary phase approximation is effective and can better characterize the depth distribution characteristics of the polarization. Additionally, by normalizing the broadband Stokes parameters, the effect of range on the depth distribution characteristics of polarization can be removed. It means that the normalized broadband Stokes parameters are in theory free of the range and depend on the environment, the receiver depth and the source depth, which have the potential to be used for source depth estimation. Subsequently, focusing on normalized broadband Stokes parameters, we analyze the effects of parameters such as source frequency, source depth, sound speed profile and water depth on the depth distribution characteristics of polarization. The analysis results show that environmental factors have great influence on the depth distribution characteristics of polarization. In the end, the validity of the nonstationary phase approximation and the range-independent property of the normalized broadband Stokes parameters are verified by the results of the RHUM-RUM experimental data processing. The findings provide a theoretical basis for passive target depth estimation based on polarization.

Keywords: polarization, vector acoustic field, shallow sea, Stokes parameters

PACS: 43.30.-k, 43.30.+m, 43.30.Bp, 43.60.+d

DOI: 10.7498/aps.73.20231767

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11574009).

† Corresponding author. E-mail: csun@nwpu.edu.cn