

典型浅海锋面环境下的声传播模态耦合机理*

孙勇¹⁾²⁾ 秦继兴^{1)2)†} 吴禹沈¹⁾ 吴双林¹⁾²⁾

1) (中国科学院声学研究所, 声学及海洋信息全国重点实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院大学物理科学学院, 北京 101407)

(2025年10月11日收到; 2026年1月15日收到修改稿)

浅海锋面会导致水平方向上声速发生变化, 对水下声传播产生较大影响. 本文基于 Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) 近似, 理论推导了理想浅海锋面下的模态本征值, 并结合简正波理论仿真分析了三类真实锋面环境下的模态耦合及声能量空间分布特征. 结果表明: 在锋面方向垂直或与地形平行时, 未发生从反射模态到反转模态的转变, 模态耦合相对较小; 而在锋面方向不垂直并且与地形产生交叉时, 低声速层厚度的改变使得反射模态转变为反转模态, 在模态类型发生转变的位置附近发生剧烈的模态耦合, 导致声场能量在模态间重新分配. 锋面环境下模态的群速度随距离发生变化, 导致水平阵列的干涉条纹斜率改变, 并且在模态耦合强烈时会破坏干涉条纹. 锋面会显著地改变波导环境的垂直声速结构, 形成负跃层声速剖面, 低阶模态的能量被束缚在海底附近, 无论声源深度如何变化, 海水下部的能量都远大于海水上部.

关键词: 海洋锋面, 本征值, 模态耦合, 群速度

DOI: 10.7498/aps.75.20251378

CSTR: 32037.14.aps.75.20251378

1 引言

在物理海洋学中, 海洋锋面是指性质不同的水团相遇所形成的狭窄过渡带, 在锋面两侧, 水团的温度、盐度以及声速等存在着极大的差异^[1,2]. 锋面的存在会导致水下声场在空间上的显著变化, 进而对水声通信、水下目标定位等产生重要影响. 海洋锋面作为全球海洋中常见的中尺度现象, 在我国周边海域以及全球海域广泛分布, 因此开展海洋锋面下的声传播规律研究具有重要意义.

锋面等中尺度海洋现象会引起声速场水平方向的不均匀性, 进而对水下声传播产生影响^[3], 对此已有学者做了相关研究工作. DeCourcy 等^[4,5]将锋面参数化为一个变化区, 用连续的声速剖面代替不连续、突变的锋面模型, 研究了锋面宽度和锋

面声速对声传播的影响, 并与突变的锋面模型对比, 结果表明两者在干涉图案上存在较大的差异; Li 等^[6]基于实验数据, 利用射线理论研究了亚北极锋面的声场特性, 通过累积探测概率模型定量地分析锋面对水下探测的影响, 发现位于冷水团的声源具有更好的探测性能; Lynch 等^[7]使用实测声速数据进行仿真实验, 研究了大陆架锋面声场的时空变化特征; 张海刚等^[8]对海洋锋面环境下噪声场的特性进行研究, 证明海面反射型声线的增加会显著地影响噪声的垂直相关性; 殷丽君等^[9]则对黑潮锋面进行数值模拟研究, 观察到声源频率低于表面声道截止频率时, 声传播受地形影响较大, 高于截止频率时声能量主要集中于表面声道内, 并且海洋锋面对声传播的影响程度与声源的深度有关. 目前, 学者不再局限于锋面的二维问题, 已开始研究锋面的三维问题, Liu 等^[10]将西北太平洋锋面的实验数

* 国家自然科学基金 (批准号: 12304504, 12304506)、国家重点研发计划 (批准号: 2023YFC2810200) 和中国科学院战略性先导科技专项 (B类) (批准号: XDB0700100) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: qjx@mail.ioa.ac.cn

据与数值模拟相结合, 指出在锋面两侧的声传播特征存在明显差异, 同时观察到该锋面有较为明显的水平折射现象; Ozanich 等^[11]利用实验数据, 对比了二维及三维声场的仿真结果, 在三维模型中捕获了关键的声响应成分, 分析了低频声传播对锋面的几何形状的敏感性; 近年来, 随着计算机性能的发展, 还有部分学者将新的研究方法应用在锋面问题的研究中, Xu 等^[12,13]将机器学习应用于海洋锋面, 主要研究了海洋锋面对声传播会聚区偏移的影响, 成功对海洋锋面环境下会聚区的距离和深度进行预测; 祝捍皓等^[14]则使用有限元方法对浅海锋面进行仿真, 分析了锋面梯度和坡度对低频声传播的影响.

上述研究少有利用简正波理论研究浅海锋面对模态耦合的影响, 同时浅海锋面的声速结构具有多样性, 目前对不同形态浅海锋面环境下的声传播规律还缺乏研究, 本文通过简正波理论探究锋面声速结构差异对浅海声传播的影响机理. 本文通过墨西哥湾再分析数据建立了三类理想锋面模型, 对锋面环境下的模态本征值变化特征进行理论推导, 研究了锋面引起的模态能量耦合机理, 给出了不同声速结构的锋面中模态群速度、声场能量的空间分布及干涉条纹的变化特征, 并利用简正波理论对此进行解释.

2 锋面环境参数与建模

墨西哥湾海域由于其特殊的地理条件, 在沿岸海水与深海海水的交界处形成了大量的锋面系统. 本文选取墨西哥湾一个固定断面, 利用其不同时期的环境数据, 研究锋面对声传播特性的影响机制. 海域的地形数据从 ETOPO^[15]数据集获取, 图 1 给出了墨西哥湾海域地形, 选取其中红线标注的断面开展研究, 断面的水平方向长度为 50 km, 海深从 20 m 逐渐增加至 66 m, 地形变化较为缓慢. 研究所用的温盐深数据从 HYCOM (hybrid coordinate ocean model)^[16]获取, 其空间分辨率为 0.01°(约 1 km), 将温盐深数据代入声速经验公式可以计算得到相应的声速值. 图 2 为所研究断面在不同时期的声速剖面, 三个时间段均存在海洋锋面, 但锋面的形态互不相同: 锋面 A 的方向近似垂直, 海水声速在水平方向快速变化, 但垂直方向上声速变化较小; 锋面 B 为深海暖水团侵入沿岸冷水团所形成,

由于暖水团密度较小, 其主要位于海水上部, 形成了近海底的低声速层, 锋面的方向近似与海底地形平行; 锋面 C 为深海冷水团侵入沿岸暖水团所形成, 由于温度低的深海海水密度较大, 低声速层主要位于海水下部. 以上三种锋面均是较为普遍形

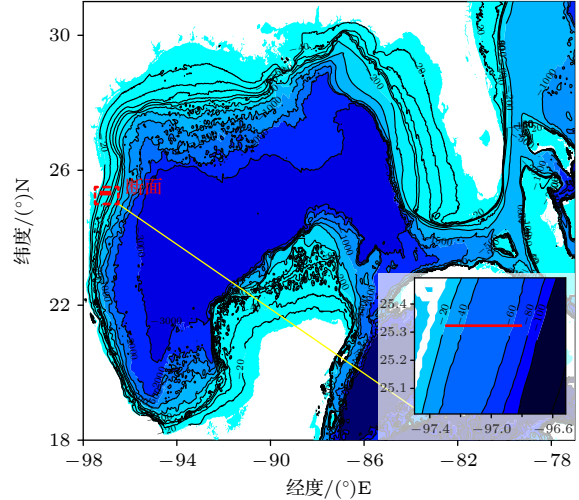


图 1 墨西哥湾海域地形

Fig. 1. Topography of the gulf of Mexico.

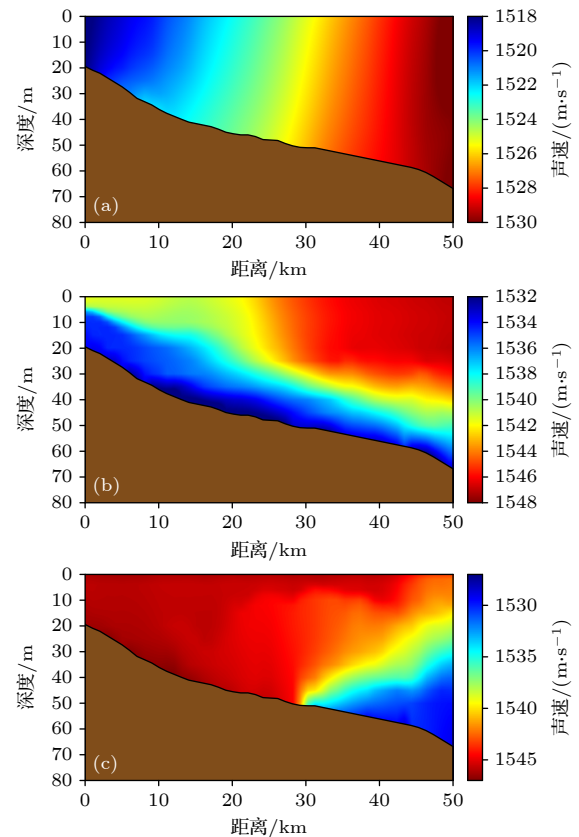


图 2 不同时期的声速剖面 (a) 锋面 A; (b) 锋面 B; (c) 锋面 C

Fig. 2. Sound speed profiles at different times: (a) Front A; (b) front B; (c) front C.

态,如潮汐引起的混合锋与锋面 B 形态相近,本文对上述三种锋面进行研究.

为便于开展三种典型锋面环境下的理论分析,对图 2 中三种锋面环境进行简化处理,建立了如图 3 所示的三种理想化锋面模型.图 3 中将海底设置为均匀下降的斜坡地形,虚线表示锋面所处的位置,声速 $C_1 > C_2$.图 3(a) 中锋面方向垂直,水平方向上海水声速从起始的声速 C_2 线性变化至末端的声速 C_1 ,垂直方向上声速保持一致;图 3(b) 中锋面平行于海底,低声速层厚度保持不变,海水声速在虚线锋面处发生突变;图 3(c) 中锋面与地形相交,低声速层厚度从零开始逐渐增大,海水声速在虚线锋面处发生突变.本文将以这三个简化模型为基础,开展不同形态浅海锋面对水下声传播影响的理论分析,并利用声场模型进行仿真验证.

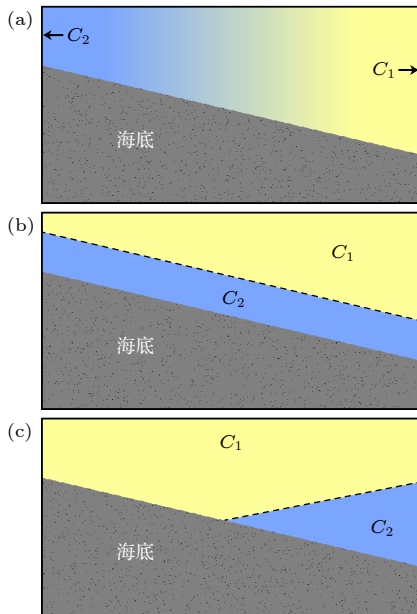


图 3 三种理想化锋面模型 (a) 锋面 A; (b) 锋面 B; (c) 锋面 C

Fig. 3. Three ideal front models: (a) Front A; (b) front B; (c) front C.

3 理论分析

根据简正波理论,对于水平变化的海洋波导,点声源在远场激发的声场可以表示为

$$P(r, f) = \frac{i}{\rho(z_s)\sqrt{8\pi r}} e^{-i\pi/4} \sum_{m=1}^N \psi_m(0, z_s) \psi_m(r, z) \times \frac{1}{\sqrt{k_{rm}(r, f)}} \exp\left(-j \int_0^r k_{rm}(x, f) dx\right), \quad (1)$$

式中, $\psi_m(r)$ 表示距离 r 处第 m 阶模态的本征函数; z_s 和 z 分别表示声源深度和接收深度; N 为波导中传播的模式数量; $k_{rm}(r, f)$ 为距离 r 处第 m 阶模态的本征值,也即水平波数,由于波导环境是水平变化的,所以不同距离处本征值 $k_{rm}(r, f)$ 也不同.模态的本征函数 $\psi_m(z, r)$ 满足波动方程:

$$\frac{\partial^2 \psi(z, r)}{\partial z^2} + (k^2(z) - k_{rm}^2) \psi(z, r) = 0, \quad (2)$$

式中, $k(z) = \omega/c(z)$ 为海水波数, $\omega = 2\pi f$. 对于较为复杂的波导,本征函数及本征值需要通过数值方法进行精确地求解.在浅海波导中,可以使用 WKB 近似^[17-19]对本征值进行高效求解.根据 WKB 近似理论,(2)式的两个线性无关解的形式为

$$\psi_m^\pm \sim \frac{1}{\sqrt{k_{zm}}} \exp\left(\pm i \int k_{zm} dz\right), \quad (3)$$

式中, $k_{zm} = \sqrt{k^2(z) - k_{rm}^2}$ 为第 m 阶模态的垂直波数; $k(z) > k_{rm}$ 区域内的解是振荡的, $k(z) < k_{rm}$ 区域内的解则是指数递减的;其中,满足 $k(z) = k_{rm}$ 的点称为反转点,存在反转点的模态为反转模态,反之为反射模态.对于反射模态,全空间均满足 $k(z) > k_{rm}$,解在全空间范围是振荡的,因此反射模态的能量在全空间内都有分布;反转模态则存在 $k(z) < k_{rm}$ 的区域,在此区域内解呈指数衰减,能量占比极少,因此反转模态的能量集中在 $k(z) > k_{rm}$ 的区域,即能量集中在低声速层.对相积分施加周期性条件,有本征值方程:

$$2 \int_{\bar{z}}^z \sqrt{k^2(z) - k_{rm}^2} dz + \phi_{mu} + \phi_{md} = 2(m-1)\pi, \quad (4)$$

其中等式左边的相位 ϕ_{mu} 和 ϕ_{md} 分别为上、下界面的反射相移, $\phi_{mu}, \phi_{md} \in [-\pi, 0]$; \bar{z} , z 分别为上下反转点的深度,若没有反转点,则为上下边界的深度;通过(4)式可以求解不同模态的本征值.

在水平变化的波导环境中,相邻区域的本征函数不再满足正交归一性,不同模态间能量会发生耦合,即在传播过程中某一模态的能量会转化至其他模态,同时模态在不同距离处的群速度也会发生改变.近年来, Jiang 等^[20]和 Uzhansky 等^[21]证明在水平变化的楔形波导中,模态本征值的“准交叉点”(假设两个模态的本征值随距离均单调递增或递减,两者的差值先减小后增大,本征值差值极小值处即为“准交叉点”)处能量耦合最为剧烈,在非“准交叉点”区域的模态能量耦合较小,这类似于量子

力学中非绝热跃迁的准交叉能级, 相应的方法为 Landau-Zener 理论^[22]. 本文从该结论出发, 对三种锋面环境下模态的本征值 k_{rm} 进行推导, 研究锋面对模态耦合及群速度的影响, 进而分析锋面对水下声传播的影响机制. 因为模态耦合主要发生在临近的模态间, 所以下文主要分析临近模态间本征值的变化关系.

3.1 理想锋面 A

从图 3(a) 可以看出, 理想锋面 A 在固定距离处垂直方向的声速值相同, 海水波数 $k(z)$ 为常数, 由 (4) 式可知不存在 $k(z) = k_{rm}$ 的反转点, 因此理想锋面 A 只存在反射模态, 不存在反转模态. 假设海底绝对硬, 有 $\phi_{mu} = -\pi$, $\phi_{md} = 0$, (4) 式化简为

$$\int_0^{D(r)} \sqrt{k^2(z) - k_{rm}^2} dz = (m-1)\pi + \frac{\pi}{2}, \quad (5)$$

其中 $D(r)$ 为海深. 由于 $\sqrt{k^2(z) - k_{rm}^2}$ 与 z 无关, 展开有

$$\sqrt{\frac{\omega^2}{c(r)^2} - k_{rm}^2} D(r) = (m-1)\pi + \frac{\pi}{2}. \quad (6)$$

对距离 r 求导, 有

$$\frac{k_{rm}k'_{rm} + \omega^2 c'(r)/c^3(r)}{\sqrt{\omega^2/c^2(r) - k_{rm}^2}} D(r) = D'(r) \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2(r)} - k_{rm}^2}, \quad (7)$$

式中, $D'(r)$, $c'(r)$ 均为大于 0 的常数; 对相邻模态 m, n , 假设 $m > n$, 则有 $k_{rm} < k_{rn}$, 那么由 (7) 式可知, $k'_{rm} < k'_{rn}$ 在任意距离 r 处均成立, 即在理想锋面 A 中, 相邻模态的本征值差值随距离增大而单调递减 (本征值差值定义为低阶模态本征值减去高阶模态本征值, 下文使用的本征值差值定义均与

此处一致), 不存在“准交叉点”. 使用声场模型 KRAKEN^[23] 求解理想锋面 A 的本征值, 对理论推导结果进行验证, 设置仿真声速从起始声速 1510 m/s 线性变化至末端声速 1530 m/s, 深度从 20 m 线性增加至 70 m, 海底声速为 1650 m/s, 海底密度为 1.8 g/cm³, 理想锋面 A 水平波数及差值数值仿真结果如图 4 所示. 图 4(a) 给出了本征值随距离的变化曲线, 可以看到, 2—4 阶模态的本征值先增大后减小, 这是因为模态的本征值同时受到海深和声速的影响, 在近处本征值受到海深变化的影响较大, 在远处受到声速变化的影响较大, 由 (6) 式可知, 海深增加时本征值变大, 声速变大时本征值则变小; 图 4(b) 给出了前四阶模态与后一阶模态本征值的差值曲线, 可以看到本征值差值单调递减, 即相邻模态的本征值不存在“准交叉点”, 这与前文理论推导的结论是一致的.

3.2 理想锋面 B

从图 3(b) 可以看出, 锋面 B 环境为典型的温跃层波导, 其声速在温跃层处从 C_1 突变为 C_2 , 且温跃层的位置与海底的走向平行, 靠近海底的低声速层厚度不变, 近海面的高声速层厚度则随海深的增加而增加. 假设海底绝对硬, 对于反转模态, 反转点位于温跃层处, (4) 式化简为

$$\sqrt{\omega^2/c_2^2 - k_{rm}^2} h = (m-1)\pi + \frac{\pi}{4}, \quad (8)$$

式中, h 为近海底的低声速层厚度. 因 h 为常数, 由 (8) 式可知, 反转模态的本征值 $k_r(r)$ 为常数, 无论距离如何变化均满足本征值方程, 且反转点均位于温跃层处, 即若某一模态在起始位置为反转模态, 则其在全距离内均为反转模态; 反之若某一模态在起始位置处为反射模态, 则其在全距离范围内

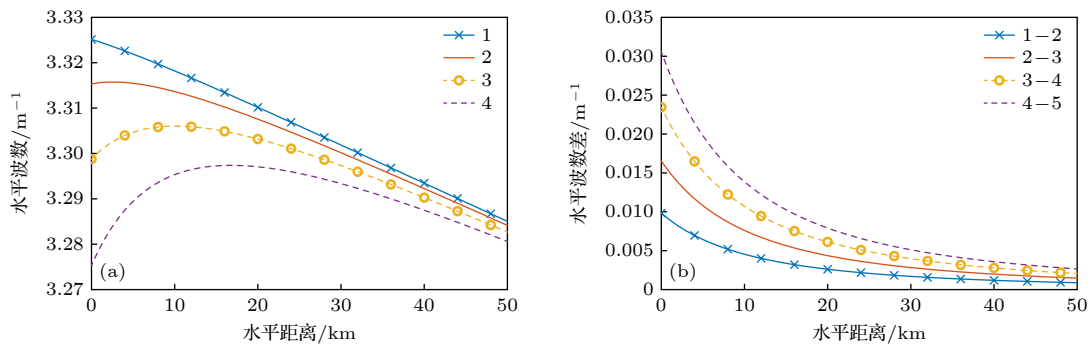


图 4 理想锋面 A 水平波数及差值数值仿真结果 (a) 前四阶模态本征值; (b) 前四阶模态与后一阶模态的本征值差

Fig. 4. The numerical simulation results of eigenvalues and their difference in ideal front A: (a) The eigenvalues of the lowest four modes; (b) the difference in eigenvalues between the lowest four modes and the subsequent mode.

均为反射模态. 对于反射模态, (4) 式化简为

$$\sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2} - k_{rn}^2(r)}h + \sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2} - k_{rn}^2(r)}d(r) = (n-1)\pi + \frac{\pi}{2}. \quad (9)$$

$d(r)$ 为靠近海面高声速层厚度. (9) 式对距离 r 求导, 有

$$\frac{k_{rn}k'_{rn}}{\sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2} - k_{rn}^2}}h + \frac{k_{rn}k'_{rn}}{\sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2} - k_{rn}^2}}d(r) = d'(r)\sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2} - k_{rn}^2}, \quad (10)$$

式中, $d'(r)$ 为大于 0 的常数, 易求得 $k'_{rn} > 0$, 即反射模态的本征值随距离增加而单调递增. 对任意模态 m, n , 假设 $m > n$, 则 $k_{rm} < k_{rn}$, 代入 (10) 式可知, $0 < k'_{rn} < k'_{rm}$ 在任意距离 r 处均成立. 因此, 在理想锋面 B 中, 当相邻模态均为反转模态时本征值的差值为常数, 除此以外任意相邻模态本征值的差值随距离增大而单调递减, 故在理想锋面 B 中任意相邻模态的本征值不存在“准交叉点”. 使用声场模型 KRAKEN 求解理想锋面 B 的本征值,

仿真参数设置如下: 低声速层声速为 1510 m/s, 厚度恒为 10 m, 高声速层声速为 1530 m/s, 地形及海底参数与 3.1 节相同. 图 5 为理想锋面 B 前四阶模态的空间分布图, 其中 1—2 阶模态的能量被束缚在低声速层, 即 1—2 阶模态均为反转模态; 3—4 阶模态的能量则在全空间内都有分布, 其为反射模态. 图 6 为理想锋面 B 水平波数及差值数值仿真结果, 其中图 6(a) 为前四阶模态的本征值曲线, 可以看出 1—2 阶模态的本征值不随距离改变, 这是因为 1—2 阶模态均为反转模态, 由上文分析可知反转模态的本征值保持不变. 3—4 阶模态的本征值则随距离增加单调递增, 这是因为这两阶模态都是反射模态, 反射模态的本征值会随距离增加而增大. 图 6(b) 是本征值的差值曲线, 图中除了 1—2 阶模态的本征值差值为常数, 其他模态的本征值差值均单调递减, 这是因为 1—2 阶模态均为反转模态, 而其他模态均为反射模态. 图 6 给出的数值仿真结果与前面理论推导的结论是一致的.

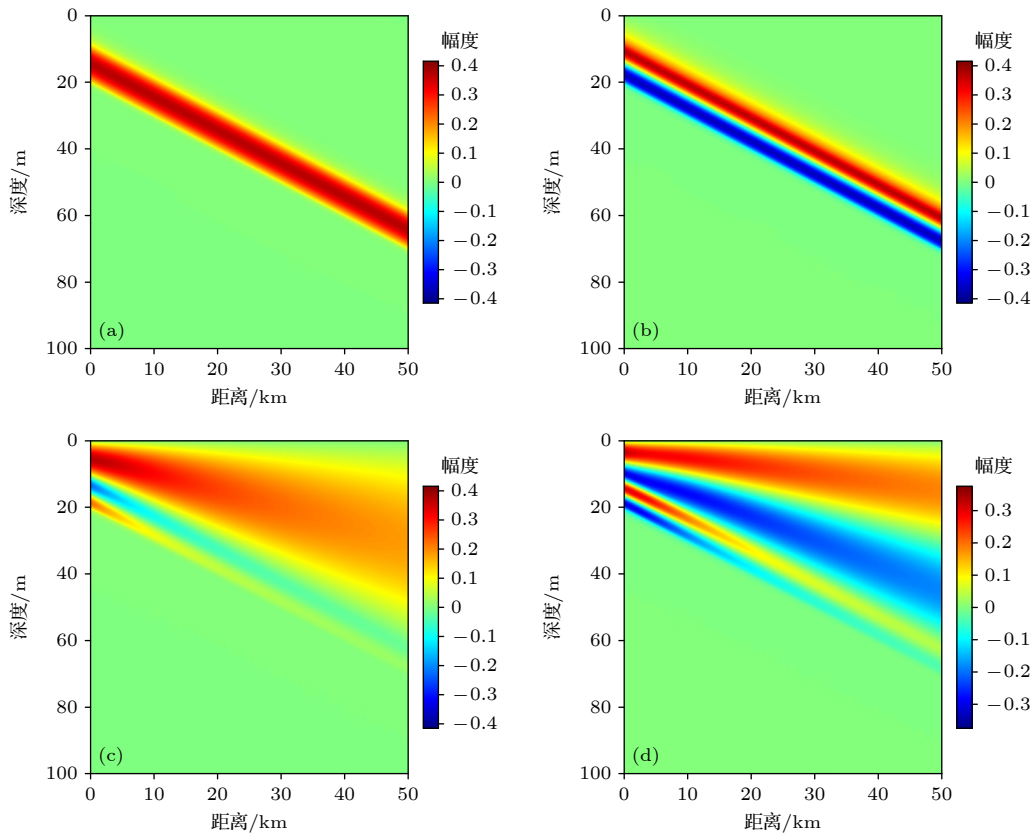


图 5 理想锋面 B 前四阶模态的空间分布 (a) 第一阶; (b) 第二阶; (c) 第三阶; (d) 第四阶

Fig. 5. Spatial distribution of the lowest 1–4 mode in ideal front B: (a) The first order; (b) the second order; (c) the third order; (d) the fourth order.

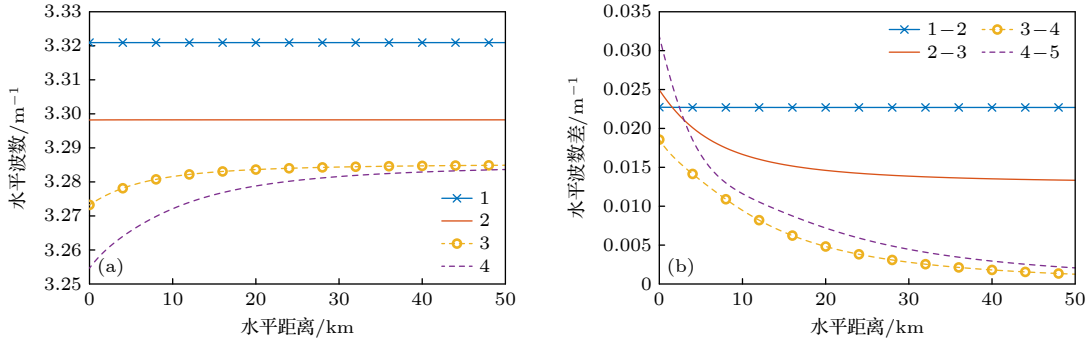


图 6 理想锋面 B 水平波数及其差值数值仿真结果 (a) 前四阶模态本征值; (b) 前四阶模态与后一阶模态的本征值差

Fig. 6. Numerical simulation results of eigenvalues and their difference in ideal front B: (a) The eigenvalues of the lowest four modes; (b) the difference in eigenvalues between the lowest four modes and the subsequent mode.

3.3 理想锋面 C

理想锋面 C 也是带有跃层的波导环境, 此类锋面的特点在于锋面与地形形成交叉, 海深变深的同时温跃层位置也发生变化, 理想条件下认为声速在跃层处发生突变, 且锋面的斜率绝对值要小于海底地形变化的斜率绝对值, 即温跃层位置上移的速率小于海深增加的速率. 在理想锋面 C 起始位置处, 垂直方向声速相同, 与理想锋面 A 的分析相同, 在起始位置所有模态均为反射模态; 随着距离增大, 低声速层厚度从零开始逐渐增加, 由 (4) 式可知本征值也相应增大, 当增大到 $k_{rm} = \omega/c_1$ 时, 低阶模态开始转变为反转模态, 能量从全空间分布变为集中在低声速层, 并且由于低阶模态的本征值大于高阶模态本征值, 所以低阶模态会比高阶模态更早转变为反转模态. 因此, 对于相邻的模态, 根据两者模态类型随距离的变化可划分为三种情况: 1) 两者同为反射模态; 2) 较低阶模态为反转模态, 较高阶模态为反射模态; 3) 两者同为反转模态. 下面分别对这三种情况进行讨论, 将海底假设为绝对硬海底, 利用 WKB 近似对模态的本征值特征进行理论分析.

3.3.1 均为反射模态

情况 1 时两阶模态均为反射模态, 对本征值方程 (4) 化简有

$$\begin{aligned} & \sqrt{\omega^2/c_2^2 - k_{rm}^2} z_2(r) + \sqrt{\omega^2/c_1^2 - k_{rm}^2} z_1(r) \\ &= (m-1)\pi + \frac{\pi}{2}, \end{aligned} \quad (11)$$

式中, $z_1(r)$ 和 $z_2(r)$ 分别代表高声速层厚度和低声速层厚度, 上式对距离 r 求导有

$$\begin{aligned} & k_{rm} k'_{rm} \left(\frac{z_2(r)}{\sqrt{\omega^2/c_2^2 - k_{rm}^2}} + \frac{z_1(r)}{\sqrt{\omega^2/c_1^2 - k_{rm}^2}} \right) \\ &= \mu_2 \left(\sqrt{\omega^2/c_2^2 - k_{rm}^2} \right) + \mu_1 \left(\sqrt{\omega^2/c_1^2 - k_{rm}^2} \right), \end{aligned} \quad (12)$$

式中, μ_1 和 μ_2 分别为 $z_1(r)$, $z_2(r)$ 关于距离 r 的导数, 满足 $\mu_2 = -\mu_1 + \alpha_2$, 其中 $\alpha_2 > 0$ 为海深关于距离 r 的导数. 为了更好地看出相邻模态间本征值的关系, 上式进一步对本征值 k_{rm} 求导, 有

$$\begin{aligned} & \left(k_{rm} \frac{\partial k'_{rm}}{\partial k_{rm}} + k'_{rm} \right) \left(\frac{z_2(r)}{\sqrt{\omega^2/c_2^2 - k_{rm}^2}} + \frac{z_1(r)}{\sqrt{\omega^2/c_1^2 - k_{rm}^2}} \right) \\ &= \mu_2 \frac{-k_{rm}}{\sqrt{\omega^2/c_2^2 - k_{rm}^2}} + \mu_1 \frac{-k_{rm}}{\sqrt{\omega^2/c_1^2 - k_{rm}^2}} \\ & \quad - k_{rm} k'_{rm} \left(\frac{k_{rm} z_2(r)}{(\omega^2/c_2^2 - k_{rm}^2)^{3/2}} + \frac{k_{rm} z_1(r)}{(\omega^2/c_1^2 - k_{rm}^2)^{3/2}} \right). \end{aligned} \quad (13)$$

令 $\sqrt{\omega^2/c_2^2 - k_{rm}^2} = p_2$, $\sqrt{\omega^2/c_1^2 - k_{rm}^2} = p_1$, 有 $p_2 > p_1$, 再将 (12) 式代入 (13) 式, (13) 式右边变为

$$\begin{aligned} f_{\text{右}} &= k_{rm} \left[\frac{-\mu_2}{p_2} + \frac{-\mu_1}{p_1} - \frac{\mu_2 p_2 + \mu_1 p_1}{z_2(r)/p_2 + z_1(r)/p_1} \right. \\ & \quad \left. \times \left(\frac{z_2(r)}{p_2^3} + \frac{z_1(r)}{p_1^3} \right) \right] \\ &= \frac{k_{rm} p_1 p_2}{p_1 z_2 + p_2 z_1} \left[\left(\frac{z_2}{p_1 p_2^2} + \frac{z_1}{p_1^2 p_2} \right) (-\mu_2 p_1 - \mu_1 p_2) \right. \\ & \quad \left. - (\mu_2 p_2 + \mu_1 p_1) \left(\frac{z_2}{p_2^3} + \frac{z_1}{p_1^3} \right) \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

当 $\mu_1 > 0$ 时, 即高声速层厚度随距离增大, 将 $\mu_1 > 0$, $\mu_2 > 0$ 代入易得 (14) 式小于 0. 当 $\mu_1 \leq 0$ 时, 因为锋面满足 $-\mu_1 \leq \alpha$ (即 $-2\mu_1 \leq \mu_2$), 即锋

面的斜率要小于海底地形变化的斜率绝对值, 此时由补充材料 (online) 的推导可知 (14) 式小于 0, 代入 (13) 式, 有

$$\left(k_{rm} \frac{\partial k'_{rm}}{\partial k_{rm}} + k'_{rm} \right) \left(\frac{z_2(r)}{\sqrt{\omega^2/c_2^2 - k_{rm}^2}} + \frac{z_1(r)}{\sqrt{\omega^2/c_1^2 - k_{rm}^2}} \right) < 0. \quad (15)$$

假设相邻模态 m, n 均为反射模态, 且第 n 模态的阶数较低, 有 $k_{rn} > k_{rm}$. 根据 (12) 式可知 $k'_{rm} > 0$, 代入 (15) 式可得: k'_{rm} 对 k_{rm} 的导数 $\partial k'_{rm}/\partial k_{rm} < 0$, 因此 $\Delta'_{nm} = k'_{rn} - k'_{rm} < 0$, 即本征值差值 Δ_{nm} 随距离增大单调递减. 虽然上文假设锋面的斜率要小于海底地形变化的斜率绝对值, 但即使锋面的斜率不满足该条件, 在低阶模态 n 接近变成反转模态时, 有 $\sqrt{\omega^2/c_1^2 - k_{rn}^2}$ 趋近于零, 代入 (12) 式, 有 $k'_{rn} \approx 0$, 此时也有 $k'_{rn} - k'_{rm} < 0$, 本征值差值 Δ_{nm} 也随距离单调递减.

3.3.2 分别为反射模态和反转模态

情况 2 时较低阶模态为反转模态, 较高阶模态为反射模态, 对本征值方程式 (4) 化简有

$$\begin{cases} \sqrt{\omega^2/c_2^2 - k_{rm}^2} z_2(r) + \sqrt{\omega^2/c_1^2 - k_{rm}^2} z_1(r) \\ = (m-1)\pi + \frac{\pi}{2}, & \text{反射模态,} \\ \sqrt{\omega^2/c_2^2 - k_{rn}^2} z_2(r) = (n-1)\pi + \frac{\pi}{4}, & \text{反转模态.} \end{cases} \quad (16)$$

(16) 式对距离 r 求导有

$$\begin{cases} \sqrt{\omega^2/c_2^2 - k_{rm}^2} z_2'(r) + \sqrt{\omega^2/c_1^2 - k_{rm}^2} z_1'(r) \\ = \frac{k_{rm} k'_{rm}}{\sqrt{\omega^2/c_2^2 - k_{rm}^2}} z_2(r) + \frac{k_{rm} k'_{rm}}{\sqrt{\omega^2/c_1^2 - k_{rm}^2}} z_1(r), & \text{反射模态,} \\ \sqrt{\omega^2/c_2^2 - k_{rn}^2} z_2'(r) = \frac{k_{rn} k'_{rn}}{\sqrt{\omega^2/c_2^2 - k_{rn}^2}} z_2(r), & \text{反转模态.} \end{cases} \quad (17)$$

当第 n 阶模态变为反转模态时有 $k_{rn} > \omega/c_1$, 其相邻高阶模态的本征值 k_{rm} 也接近 ω/c_1 , 因此 $\sqrt{\omega^2/c_1^2 - k_{rm}^2}$ 为趋近于 0 的高阶小量, 同时高声速层厚度 $z_1(r)$ 与低声速层厚度 $z_2(r)$ 相近甚至远大于低声速层厚度, 代入 (17) 式可以得到 k'_{rm} 趋

近于 0, 小于 k'_{rn} , 因此有 $\Delta'_{nm} = k'_{rn} - k'_{rm} > 0$, 即本征值差值 Δ_{nm} 随距离增加而单调递增, 其中第 n 模态的阶数较低.

3.3.3 均为反转模态

情况 3 时两阶模态均为反转模态, 对本征值方程式 (4) 化简有

$$\sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2} - k_{rm}^2} z_2(r) = (m-1)\pi + \frac{\pi}{4}. \quad (18)$$

(18) 式与 (5) 式解法一致, 根据上文对 (5) 式的分析, 可以得到相同的结论: 当相邻模态均为反转模态时, 本征值差值随距离的增大而单调递减.

3.3.4 锋面 C 分析结果

从 3.3.1 节—3.3.3 节的分析可以得出, 在锋面起始位置处, 相邻两阶模态均为反射模态, 模态的本征值差值随距离增大单调递减. 而随着海底附近的低声速层厚度变大, 较低阶的模态开始变为反转模态, 较高阶的模态仍为反射模态, 此时本征值差值达到极小值, 本征值差值随距离开始单调递增. 最后随着低声速层变得更厚, 较高阶的模态也转变为反转模态, 此时本征值差值达到极大值, 此后本征值差值随距离单调递减. 在整个过程中, 模态的本征值 k_r 始终保持单调递增, 因此由“准交叉点”的定义可知, 当一个模态转变为反转模态而其相邻模态仍为反射模态时, 该距离处两阶模态的本征值出现“准交叉点”.

采用数值仿真对上述结论进行验证, 海底参数及地形与 3.1 节相同, 在海深为 45 m 时海底低声速层厚度从 0 m 开始线性增大, 在末端海深为 70 m 时厚度变为 45 m, 低声速层声速为 1510 m/s, 高声速层声速为 1530 m/s, 理想锋面 C 前四阶模态的空间分布图如图 7 所示, 图 8 为理想锋面 C 水平波数及其差值的数值仿真结果. 从图 7 可以看出, 在距离为 26, 30, 35 和 39 km 处前四阶模态的能量分别从全空间分布变为集中在海底低声速层分布, 也即模态从反射模态变成了反转模态. 图 8(a) 显示前四阶模态本征值在锋面内均单调递增, 并且在变为反转模态的对应位置处本征值的导数急剧增大. 图 8(b) 显示前四阶模态与相邻模态本征值差值的变化趋势可以分为三段, 第一段距离内本征值差值单调递减, 第二段距离内本征值差值单调递增, 第三段距离内本征值差值又开始单调递减.

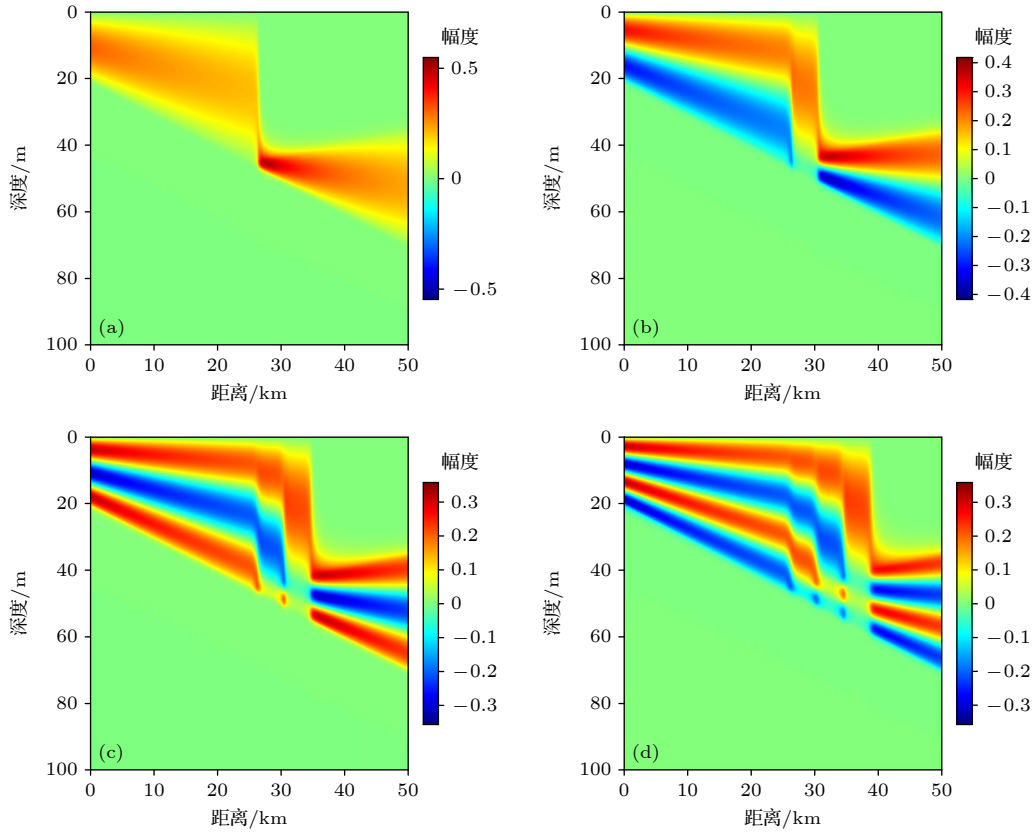


图 7 理想锋面 C 前四阶模态的空间分布 (a) 第一阶; (b) 第二阶; (c) 第三阶; (d) 第四阶

Fig. 7. Spatial distribution of the lowest 1-4 mode in ideal front C: (a) The first order; (b) the second order; (c) the third order; (d) the fourth order.

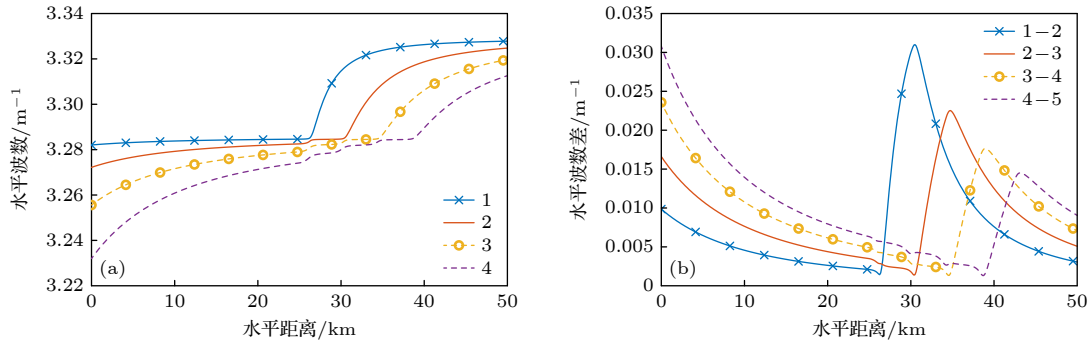


图 8 理想锋面 C 水平波数及其差值数值仿真结果 (a) 前四阶模态本征值; (b) 前四阶模态与后一阶模态的本征值差

Fig. 8. Numerical simulation results of eigenvalues and their difference in ideal front C: (a) The eigenvalues of the lowest four modes; (b) the difference in eigenvalues between the lowest four modes and the subsequent mode.

对比图 8 和图 7 可以看出, 第一段与第二段的分界点为较低阶模态转变为反转模态的位置, 第二段与第三段的分界点为较高阶模态变为反转模态的位置. 例如第一阶模态与第二阶模态的差值在前 26 km 时单调递减, 在 26 km 处第一阶模态转变为反转模态, 此时第二阶模态仍为反射模态, 因此从 26 km 处其本征值差值开始单调递增. 距离增大到 30 km 后第二阶模态也变为反转模态, 之后本征值差值又

开始单调递减. 极小值点出现在第一阶模态转变为反转模态的距离处, 该位置就是“准交叉点”所在的位置, 并且两阶模态间只存在一个“准交叉点”. 数值仿真结果与上文理想锋面 C 理论推导的结论是一致的.

4 仿真实验

第 3 节从理论上分析了三类理想锋面, 本节针

对真实的声速环境,使用简正波声场模型 KRAKEN 和抛物方程声场模型 RAM^[24] 对三种锋面进行仿真,分析锋面环境下的模态耦合、模态群速度及声能量空间分布的规律,验证理想锋面的分析结果在真实波导环境中的适用性.

4.1 锋面对模态耦合的影响

仿真使用声速环境及海底地形如图 2 所示,海底声速为 1650 m/s,密度为 1.8 g/cm³,吸收系数为 0.2 dB/λ,声源频率为 800 Hz,声源深度为 14 m. 图 9 为锋面 A 前四阶模态的空间分布图.从图 9 可以看到,第一阶模态在 47 km 处能量由全空间均匀分布变为集中分布在海水下半部分,这是因为锋面存在扰动,并不是理想的垂直锋面,在锋面末端声速为轻微负梯度,第一阶模态在末端时转变为反转模态.相较于第一阶模态,其余模态在全空间内能量均匀分布,均为反射模态.图 10 为锋面 A 本征值、本征值差值、全模态传播损失及前四阶模态吸收损失的仿真结果,为了更明显地看出耦合导致的模态能量变化,计算图 10(d) 中各阶模态吸收损失时剔除了由于距离增加而导致的扩展损失,模态吸收损失计算公式如 (19) 式所示:

$$AL = -10 \log \frac{I(r, z)}{I_0} - 10 \log(r). \quad (19)$$

因为本征值同时受到海深和声速的影响,图 10(a) 中 2—4 阶模态的本征值先增大后减小,与前文理想锋面 A 的分析一致.图 10(b) 中前四阶模态的本征值差值单调递减,仅在 47 km 后第一阶模态与第二阶模态的差值略有增加,这是因为锋面存在扰动,第一阶模态在 47 km 处转变成反转模态,而第二阶模态仍为反射模态,这导致两者的本征值出现了“准交叉点”.图 10(c) 为全模态声场的传播损失,由于垂直方向上声速近似相等,所以声场的能量在垂直方向上也均匀分布.图 10(d) 为前四阶模态各自的吸收损失,可以看到在锋面 A 中,各阶模态的能量起伏变化极小,只有在 47 km 处 1 阶模态和 2 阶模态有稍明显的变化,这是由于声速扰动带来的结果,从整体上看,垂直锋面 A 引起的模态耦合极小,可以忽略.

图 11 为锋面 B 前四阶模态的空间分布图,图 12 为锋面 B 本征值、本征值差值、全模态传播损失及前四阶模态吸收损失的仿真结果.从图 11 可以看到,前三阶模态能量均被束缚在海水底部的低声速层,即前三阶模态均为反转模态;第四阶模

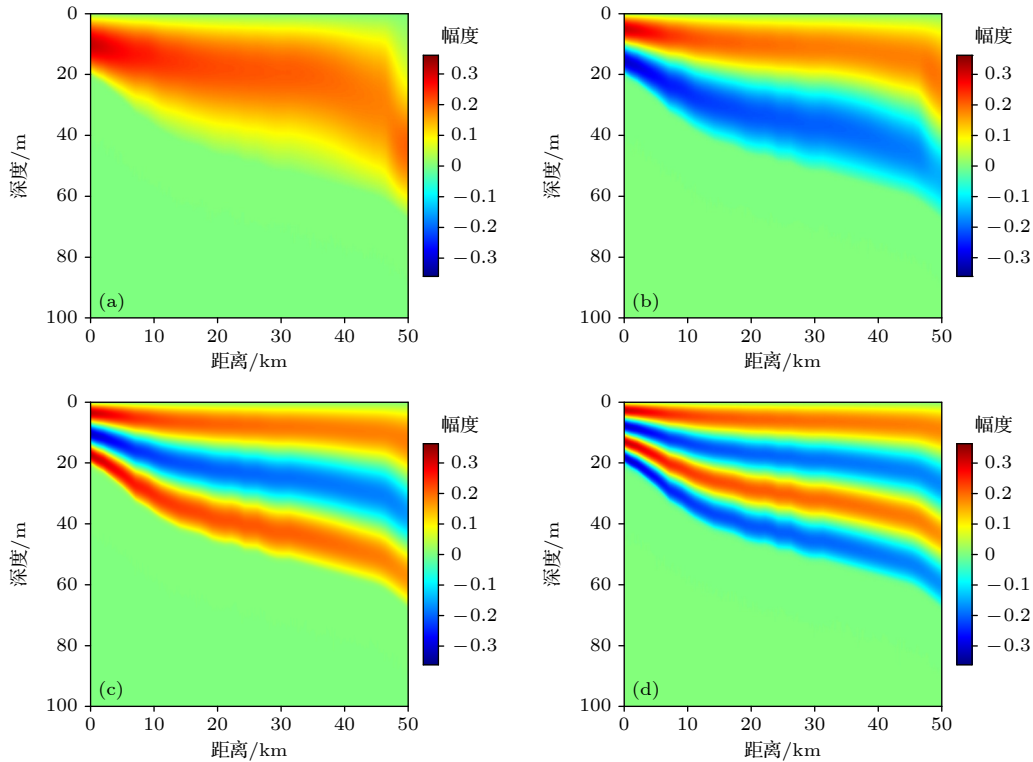


图 9 锋面 A 前四阶模态的空间分布 (a) 第一阶; (b) 第二阶; (c) 第三阶; (d) 第四阶

Fig. 9. Spatial distribution of the lowest 1–4 mode in front A: (a) The first order; (b) the second order; (c) the third order; (d) the fourth order.

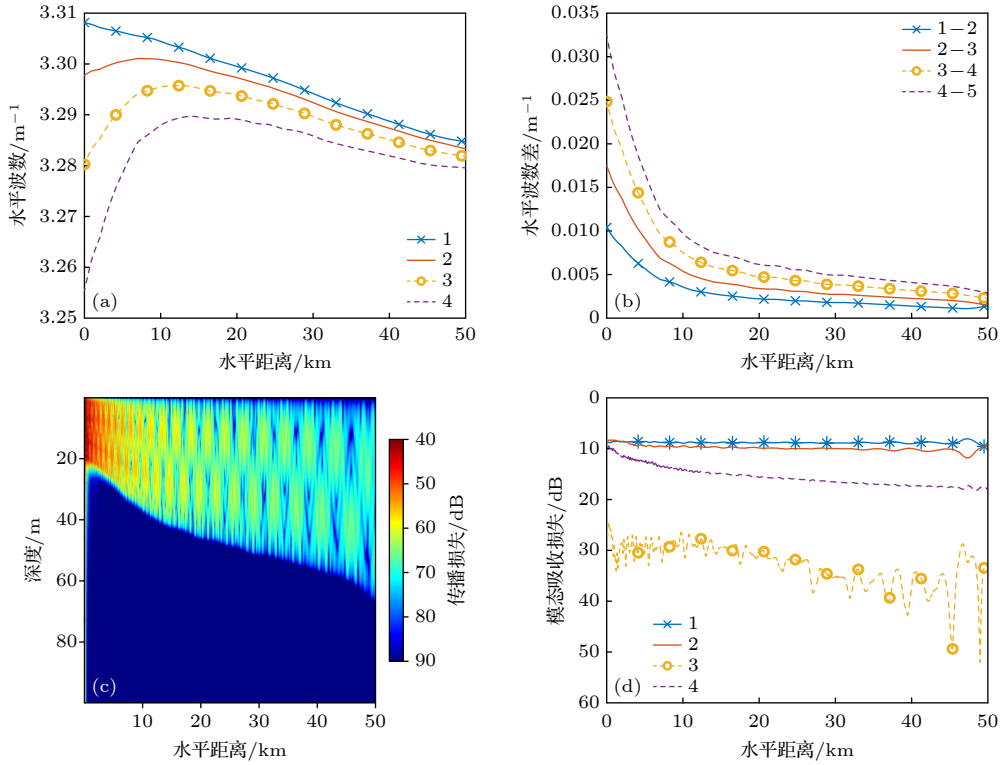


图 10 锋面 A 本征值、本征值差值、全模态传播损失及前四阶模态吸收损失的仿真结果 (a) 本征值; (b) 本征值差值; (c) 全模态传播损失; (d) 前四阶模态吸收损失

Fig. 10. Numerical simulation results of eigenvalues, difference of eigenvalues, total transmission loss and absorption loss of the lowest 1–4 modes of front A: (a) The eigenvalues; (b) the difference of eigenvalues; (c) the total transmission loss; (d) the absorption loss of the lowest 1–4 modes.

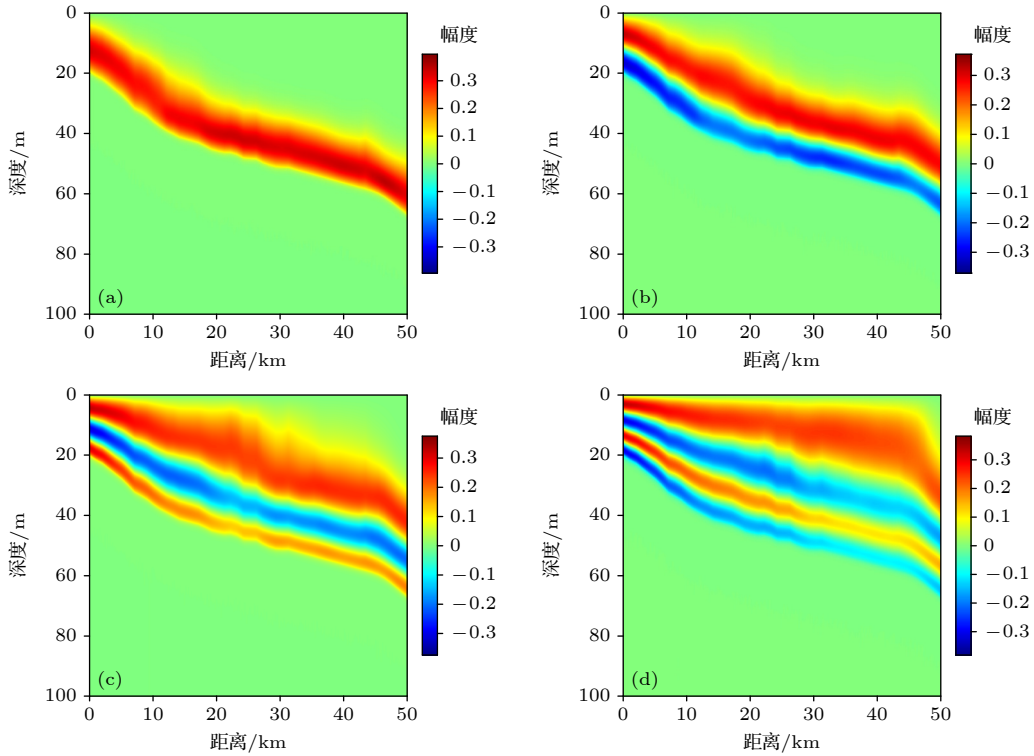


图 11 锋面 B 前四阶模态的空间分布 (a) 第一阶; (b) 第二阶; (c) 第三阶; (d) 第四阶

Fig. 11. Spatial distribution of the lowest 1–4 mode in front B: (a) The first order; (b) the second order; (c) the third order; (d) the fourth order.

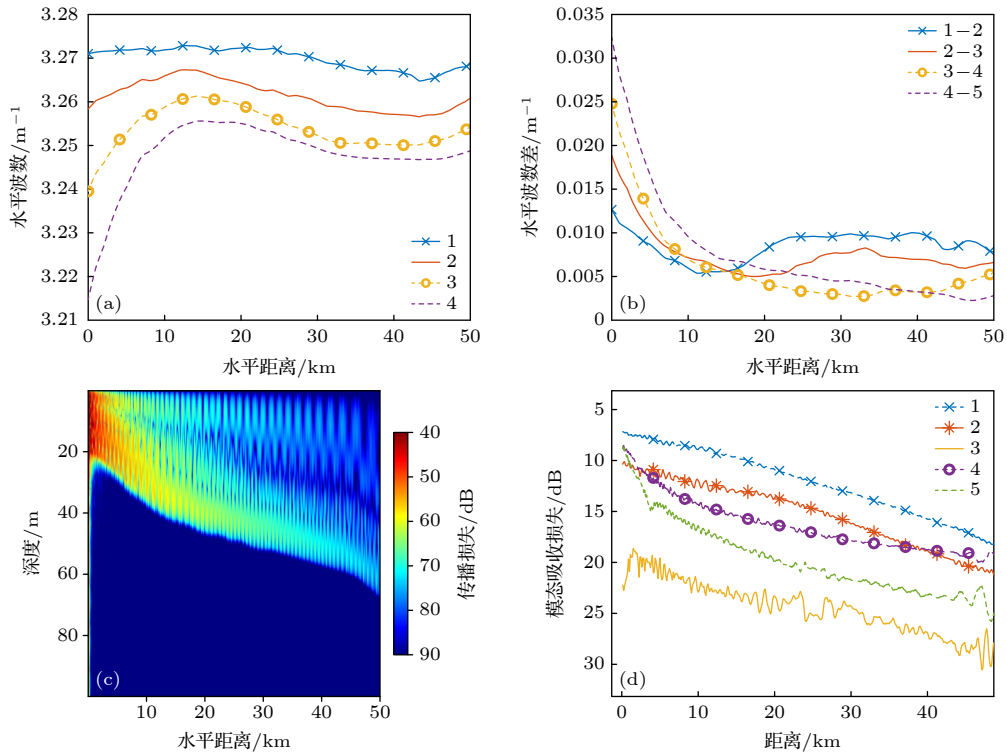


图 12 锋面 B 本征值、本征值差值、全模态传播损失及前四阶模态吸收损失的仿真结果 (a) 本征值; (b) 本征值差值; (c) 全模态传播损失; (d) 前四阶模态吸收损失

Fig. 12. Numerical simulation results of eigenvalues, difference of eigenvalues, total transmission loss and transmission loss of the lowest 1-4 modes of front B: (a) The eigenvalues; (b) the difference of eigenvalues; (c) the total transmission loss; (d) the absorption loss of the lowest 1-4 modes.

态能量在前 46 km 垂直方向是均匀分布的, 46 km 后能量集中于海水下半部分, 这是因为锋面非严格的理想锋面, 声速存在扰动, 导致第四阶模态在 46 km 处由反射模态转变为反转模态. 图 12(a) 显示 1—3 阶模态的水平波数并非前文推导的常数, 而是存在较小变化, 第四阶模态也不是单调变化的, 这是由于锋面 B 并不是理想的锋面, 其声速剖面存在扰动. 图 12(b) 中前四阶模态的本征值差值都有极小值存在, 但是在极小值处本征值并不是单调的, 如 1—2 阶模态本征值差值的极小值位于 13 km 处, 在此处由于声速扰动, 1—2 阶模态的本征值均由递增变为递减, 并不具备单调性, 因此并非“准交叉点”. 仅第四阶模态由于扰动在 46 km 处转变为反转模态, 因此其与第五阶模态出现“准交叉点”, 模态的能量耦合相对剧烈, 图 12(d) 显示, 在此处 4—5 阶模态的能量存在较大起伏. 从图 12(c) 的全模态传播损失图可以看到, 海水下部的低声速层内分布着绝大多数的能量, 海水上部的高声速层内能量较少. 这是因为衰减较小的低阶模态为反转模态, 大部分能量被束缚在低声速层, 高

阶模态为反射模态, 能量在全空间均匀分布, 但是其能量随距离衰减大, 在远场能量占比少. 整体来看, 除却声速扰动使得第四阶模态变为反转模态引起的能量耦合, 锋面 B 内模态耦合极小, 各阶模态间的能量互换较少, 这与第 3 节推导的结论是一致的.

图 13 为锋面 C 前四阶模态的空间分布图, 图 14 为锋面 C 本征值、本征值差值、全模态传播损失及前四阶模态吸收损失的仿真结果. 从图 13 可以看出, 前四阶模态都存在从反射模态转变为反转模态的现象, 其中前两阶模态在 30 km 附近变为反转模态, 能量由全空间分布变为集中于海水下部; 而第三阶模态在 37 km 附近才转变为反转模态. 图 14(a) 可以看出, 虽然声速剖面并非绝对理想, 但锋面中各阶模态的本征值也都是单调递增的, 任意两阶相邻模态的本征值先接近后远离. 图 14(b) 中前两阶模态与相邻高阶模态的差值均在 30 km 附近达到极小值, 即在 30 km 附近存在本征值“准交叉点”, 与图 13 中反射模态转变为反转模态的位置相同. 图 14(c) 给出了全模态传播损失图, 锋面左侧能量在垂直方向上均匀分布, 这是因为锋面左

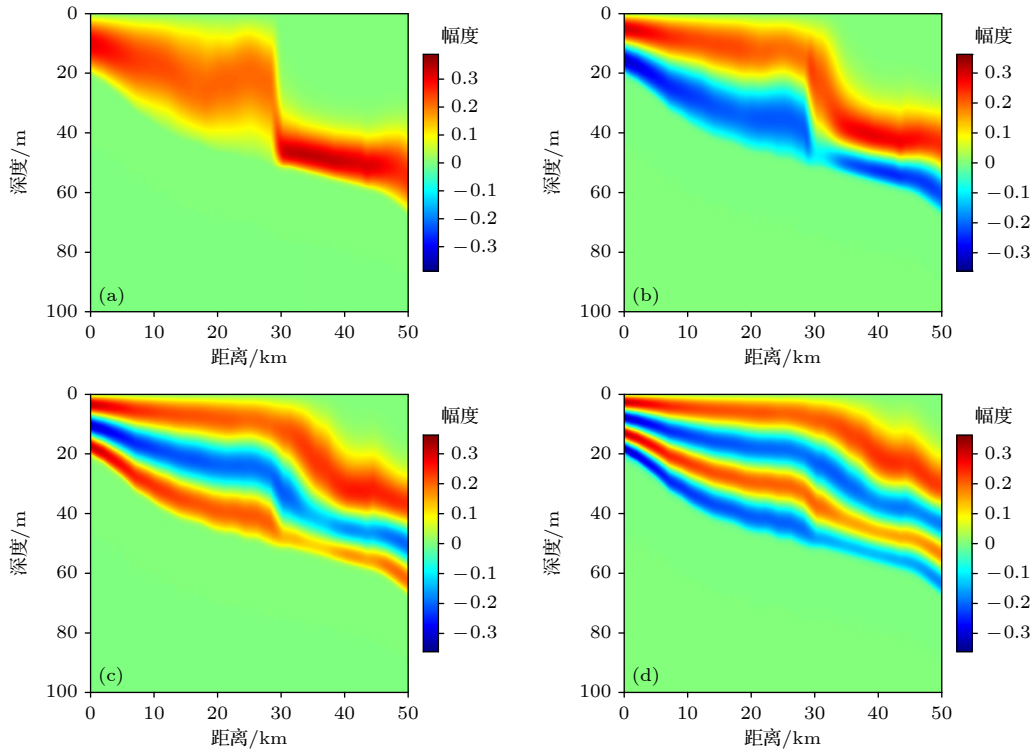


图 13 锋面 C 前四阶模态的空间分布 (a) 第一阶; (b) 第二阶; (c) 第三阶; (d) 第四阶

Fig. 13. Spatial distribution of the lowest 1-4 mode in front C: (a) The first order; (b) the second order; (c) the third order; (d) the fourth order.

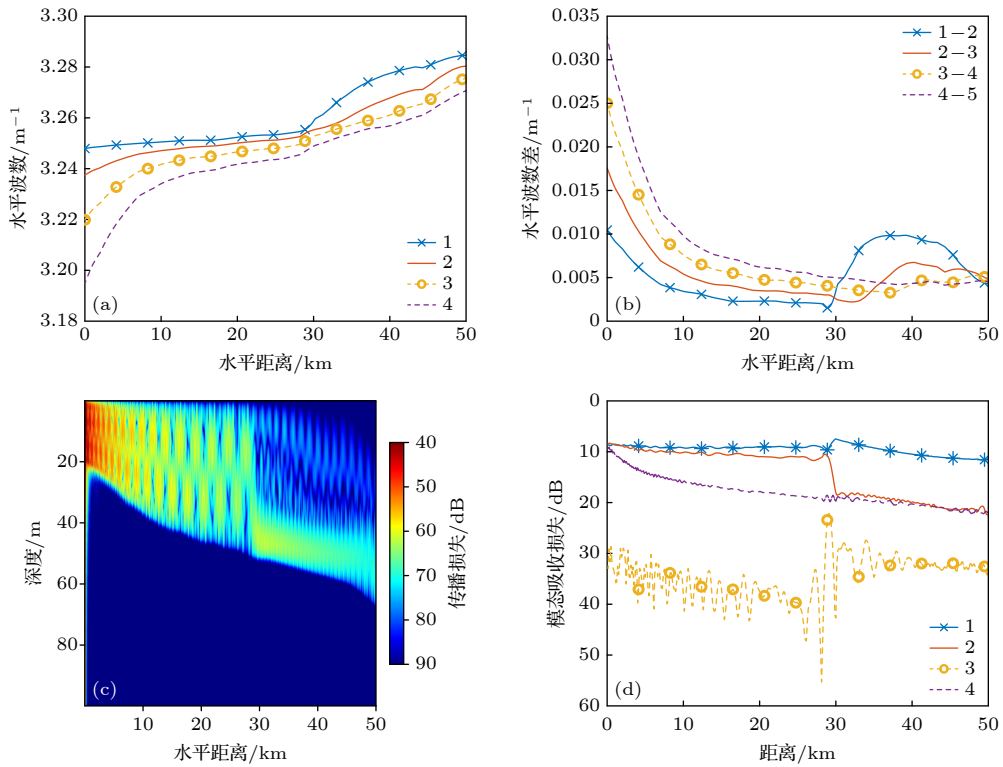


图 14 锋面 C 本征值、本征值差值、全模态传播损失及前四阶模态吸收损失的仿真结果 (a) 本征值; (b) 本征值差值; (c) 全模态传播损失; (d) 前四阶模态吸收损失

Fig. 14. Numerical simulation results of eigenvalues, difference of eigenvalues, total transmission loss and transmission loss of the lowest 1-4 modes of front C: (a) The eigenvalues; (b) the difference of eigenvalues; (c) the total transmission loss; (d) the absorption loss of the lowest 1-4 modes.

侧垂直方向上声速近似一致, 不存在反转模态; 在 30 km 附近, 海水下部的能量迅速增加, 这是因为低阶模态开始转变为反射模态, 能量被束缚于近海底的低声速层, 相应的海水上部能量也急剧减少. 图 14(d) 中, 由于 30 km 前不存在“准交叉点”, 因此模态耦合较弱, 各阶模态的能量变化较为平滑, 模态间能量交换很少 (第 3 阶模态能量极弱, 所以轻微扰动也会使其能量变化较为显著); 在“准交叉点”的位置 30 km 附近, 1—3 阶模态能量出现剧烈耦合, 第一阶模态能量增加, 第二阶模态能量相应地下降了大约 8 dB, 第三阶模态的能量也出现了大幅提升. 上述结果验证了从理想锋面推导得出的结论的适用性.

4.2 锋面对模态群速度的影响

模态群速度是表征声场的一个重要物理量, 通过前文分析可知锋面会改变模态的本征值, 而角频率对本征值求导可以得到群速度, 因此, 模态的群速度会随本征值发生变化. 接下来对三个锋面的群速度进行分析, 前四阶模态群速度随距离的变化如图 15 所示. 从图 15(a) 可以看出, 垂直锋面 A 的群速度单调递增, 同时因为模态全为反射模态, 所以低阶模态的群速度一直比高阶模态的群速度大. 图 15(b) 中锋面 B 群速度的变化则相对复杂, 在近距离时低阶模态的群速度大于高阶模态, 在传播过程中第一阶模态的群速度几乎不变, 而 2—4 阶模态的群速度则有不同程度的增大, 并且模态阶数越高增大得越快, 到锋面末端时演变为高阶模态的群速度比低阶模态群速度大. 图 15(c) 中锋面 C 在 30 km 前低阶模态的群速度大于高阶模态, 而后随着低阶模态相继变为反转模态, 群速度开始急剧下降, 高阶模态的群速度开始大于低阶模态, 其群速度变化也较为复杂.

水平阵的干涉条纹是模态群速度较为直观的体现, 群速度与干涉条纹斜率的关系为

$$\frac{\delta\omega}{\delta r} = -\frac{\Delta s_{lm}^{ph} \omega_0}{\Delta s_{lm}^{gr} r_0}, \quad (20)$$

其中 $s_{lm}^{ph} = 1/v_{lm}^{ph}$ 和 $s_{lm}^{gr} = 1/v_{lm}^{gr}$ 分别为相慢度和群慢度, 是相速度和群速度的倒数. 锋面是水平变化的波导, 因此, (20) 式中的群慢度应该替换为声传播总路径的群慢度平均值, 相慢度则是阵列所处位置的相慢度, 三个锋面的频率-距离干涉条纹图如图 16 所示. 图 16(a) 给出了锋面 A 在 47 km 处形

成的斜率为正的规律干涉条纹, 接收深度为 60 m. 这是因为锋面 A 中模态耦合较弱, 模态间的能量几乎不发生交换, 而高阶模态的相速度总比低阶模态大, 锋面 A 中高阶模态的群速度总比低阶模态小, 代入斜率计算公式可知其形成的干涉条纹斜率大于 0. 图 16(b) 给出了锋面 B 中水平阵列形成的干涉条纹, 其斜率为负. 这是因为锋面 B 的模态群慢度差会随距离发生变化, 最终影响干涉条纹的斜率. 在 15 km 后, 高阶模态的群速度大于低阶模态的群速度, 导致锋面 B 的平均群慢度差与相慢度差的正负是一致的, 代入 (20) 式可知干涉条纹斜率为负数, 同时锋面 B 的模态耦合很小, 模态间能量交换极少, 故不会对条纹形成干扰, 干涉条纹较为规律. 锋面 C 的干涉图如图 16(c) 所示, 从中无法看到规律整齐的条纹结构. 这是由于锋面 C 在“准交叉点”处存在极其剧烈的能量耦合, 模态间能量交换较多, 同一阶模态在接收阵列处会有多个不同群慢度的成分对干涉条纹产生贡献, 因此在模态耦合剧烈时干涉条纹会被破坏.

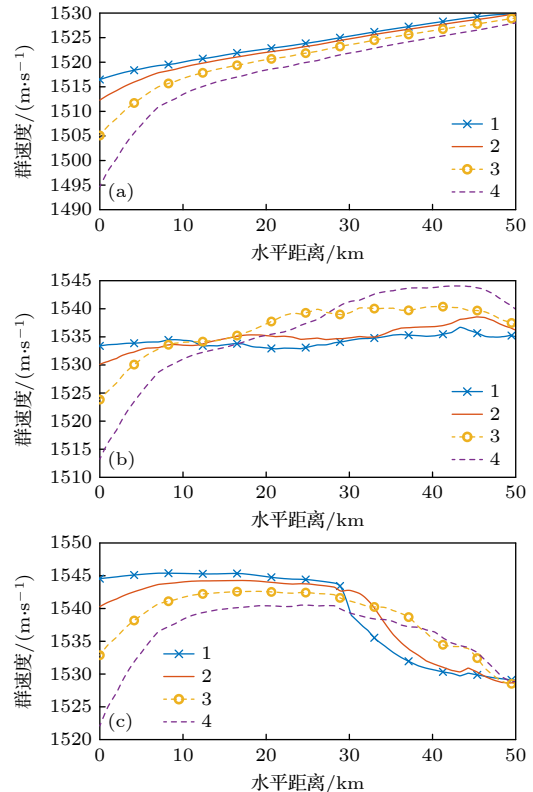


图 15 前四阶模态群速度随距离的变化 (a) 锋面 A; (b) 锋面 B; (c) 锋面 C

Fig. 15. Variation of the lowest 1–4 modes' group velocity with range: (a) Front A; (b) front B; (c) front C.

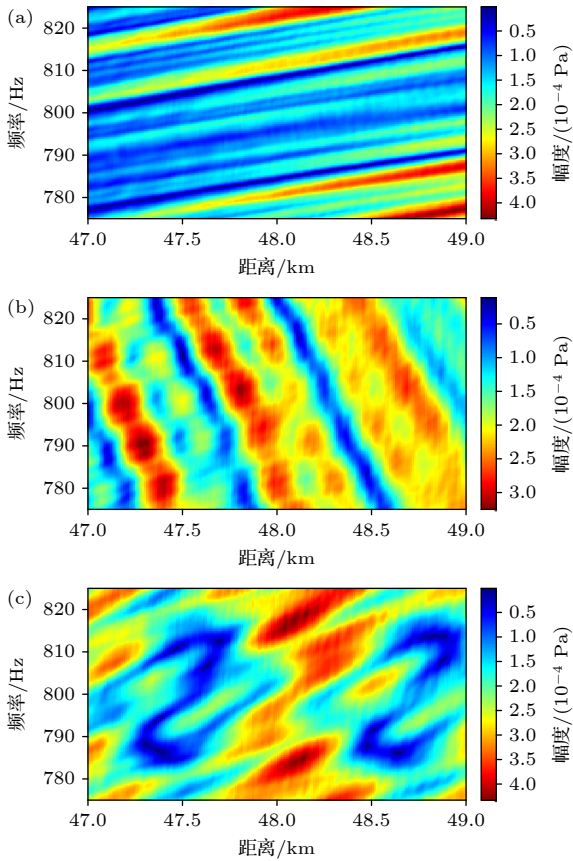


图 16 频率-距离干涉条纹图 (a) 锋面 A; (b) 锋面 B; (c) 锋面 C
 Fig. 16. Striations pattern of sound pressure: (a) Front A; (b) front B; (c) front C.

4.3 锋面对声能量空间分布的影响

锋面会改变声速的垂直结构, 进而改变声场的能量分布. 最后研究锋面对声能量空间分布的影响, 改变声源深度观察锋面末端垂直方向上能量的分布特征. 图 17 给出了三个锋面在 50 km 处不同声源深度下声压幅度随接收深度的变化, 可以看到三个锋面的声能量分布均受到声源深度的影响. 其中锋面 A 的能量分布较为均匀, 全深度上都分布有较强的能量; 而锋面 B 和 C 声能量分布存在明显的空间差异, 无论声源位于何种深度, 20 m 以浅的垂直空间上能量分布都很少, 这是因为锋面 B 和 C 在 50 km 处都形成了典型的声速负跃层结构, 此处的低阶模态多为反转模态, 尽管声源靠近海底或海面时激发出的高阶模态能量较强, 但是随着传播距离增大, 高阶模态衰减极快, 到达 50 km 时低阶模态的能量已经占据主导地位, 因此在锋面末端时声能量均集中在海水的下部, 形成一个近海底的声道.

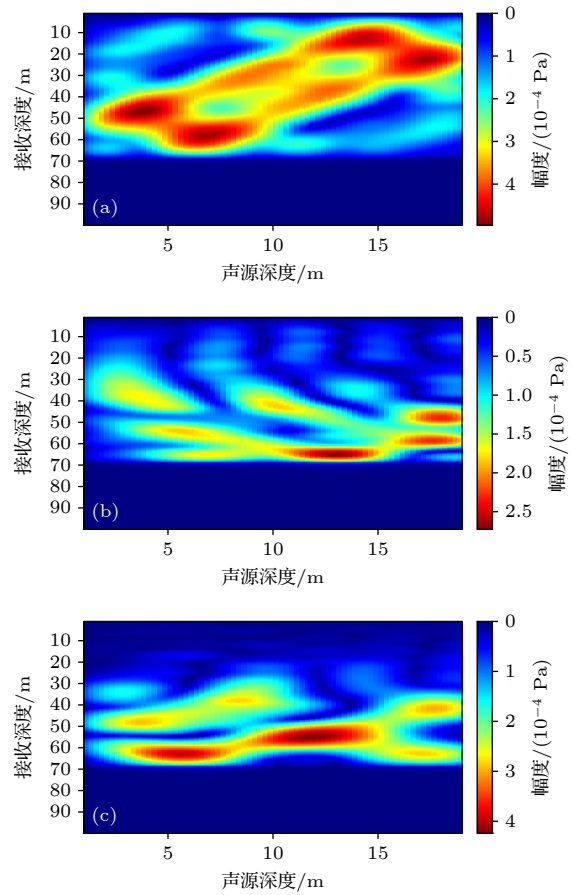


图 17 50 km 处不同声源深度下声压幅度随接收深度的变化 (a) 锋面 A; (b) 锋面 B; (c) 锋面 C
 Fig. 17. Variation of sound pressure amplitude with receiving depth at different source depths in 50 km: (a) Front A; (b) front B; (c) front C.

5 结论

在楔形波导中, 使用 WKB 近似对理想锋面中模态的本征值进行分析, 并对真实锋面环境进行数值仿真, 分析了锋面环境对模态耦合及模态群速度的影响, 进一步解释了模态声能量的传播损失变化及频率-距离干涉条纹变化, 最后分析了不同锋面声能量空间分布存在差异的原因. 主要结论如下.

1) 锋面 A 和锋面 B 的模态能量耦合很小, 在地形水平缓变时模态能量几乎不发生交换. 锋面 C 中模态能量耦合较大, 这是因为低声速层的厚度随距离不断增大, 导致低阶模态相继从反射模态转变为反转模态, 进而相邻模态的本征值存在“准交叉点”, 模态的能量在“准交叉点”处发生剧烈耦合.

2) 三种锋面都会对模态的群速度产生影响, 其中锋面 A 不会改变模态间群速度的大小关系,

即低阶模态的群速度恒大于高阶模态的群速度,因此其干涉条纹斜率一直为正;而锋面 B 和锋面 C 会改变模态间群速度的大小关系,其干涉条纹斜率可能为负,同时锋面 C 引起的强烈模态耦合会使干涉条纹发生扭曲,导致在距离-频率干涉条纹图上无法观察到规律的干涉条纹.

3) 锋面会改变垂直方向的声速结构,进而对声场的能量空间分布产生影响,如锋面 B 和锋面 C 使得接收阵列处的声速剖面变为典型的负跃层声速,使得低阶模态的能量被束缚在靠近海底的低声速层,导致该处声能量集中于近海底,海面附近能量变少.

综上所述,在典型的楔形浅海负跃层声速环境中,如果锋面存在时低声速层的厚度(锋面 A 与锋面 B) 随距离不变,则该环境下模态的能量耦合较小;反之若锋面存在时低声速层的厚度(锋面 C) 随距离发生显著变化,则该环境下模态的能量耦合较为剧烈.同时浅海锋面的存在会改变模态的群速度大小及声能量的空间分布特征,在水声通信及水下目标定位中应予以重视.

参考文献

- [1] Bowden K F (translated by Chen M T, Tian S Z) 1983 *Physical Oceanography of Coastal Waters* (Beijing: Ocean Press) pp215–220 (in Chinese) [鲍登 K F 著 (陈茂廷, 田素珍译) 1983 沿岸水域物理海洋学 (北京: 海洋出版社) 第 215—220 页]
- [2] Belkin I M, Cornillon P C, Sherman K 2009 *Prog. Oceanogr.* **81** 223
- [3] Liu Y Y, Meng Z, Chen W, Liang Y, Chen W, Chen Y 2022 *J. Mar. Sci. Eng.* **10** 2021
- [4] DeCourcy B J, Lin Y T, Siegmann W L 2016 *JASA Express Lett.* **140** EL20
- [5] DeCourcy B J, Lin Y T, Siegmann W L 2019 *J. Acoust. Soc. Am.* **146** 1923
- [6] Li M, Liu K F, Li H C, Sun Y Y, Chen X, Mao K F 2023 *J. Mar. Sci. Eng.* **11** 1574
- [7] Lynch J F, Newhall A E, Sperry B, Gawarkiewicz G, Fredricks A, Tyack P, Chiu C S, Abbot P 2003 *IEEE J. Oceanic Eng.* **28** 129
- [8] Zhang H G, Xiao R, Zhang M H, Gong L J, Guo Y C 2025 *Acta Acustica* **50** 910 (in Chinese) [张海刚, 肖瑞, 张明辉, 龚李佳, 郭永超 2025 声学学报 **50** 910]
- [9] Yin L J, Zhang L, Sun X M, Duan J X, Da L L 2023 *Acta Acustica* **48** 802 (in Chinese) [殷丽君, 张林, 孙雪梅, 段嘉希, 笪良龙 2023 声学学报 **48** 802]
- [10] Liu J Q, Piao S C, Zhang M H, Zhang S Z, Guo J Y, Gong L J 2021 *J. Mar. Sci. Eng.* **9** 1035
- [11] Ozanich E, Gawarkiewicz G, Lin Y T 2022 *J. Acoust. Soc. Am.* **152** 3756
- [12] Xu W S, Zhang L, Li M, Ma X D, Li M L 2024 *J. Mar. Sci. Eng.* **12** 2010
- [13] Xu W S, Zhang L, Wang H 2024 *Front. Mar. Sci.* **11** 1137243
- [14] Zhu H H, Wang Q L, Zhang Y Q, Shi M, Wang Y F, Chai Z G 2024 *Acta Acustica* **49** 824 (in Chinese) [祝捍皓, 王其乐, 张寅权, 石敏, 王雅芬, 柴志刚 2024 声学学报 **49** 824]
- [15] Li X T, Zheng P N, Wang J F, Teng J 2010 *Marine Forecasts* **27** 81 (in Chinese) [李晓婷, 郑沛楠, 王建丰, 滕军 2010 海洋预报 **27** 81]
- [16] Wallcraft A, Carroll S N, Kelly K A, Rushing K V 2003 *Hybrid Coordinate Ocean Model User's Guide*
- [17] Brekhovskikh L M, Lysanov Y P 2003 *Fundamentals of Ocean Acoustics* (3rd Ed.) (New York: Springer) pp136–140
- [18] Katsnelson B, Petnikov V, Lynch J 2012 *Fundamentals of Shallow Water Acoustics* (New York: Springer) pp100–102
- [19] Cockrell K L, Schmidt H 2011 *J. Acoust. Soc. Am.* **130** 72
- [20] Jiang Y, Zhang Q, Katsnelson B 2023 *JASA Express Lett.* **3** 016001
- [21] Uzhansky E, Lunkov A, Katsnelson B 2024 *J. Acoust. Soc. Am.* **155** 3357
- [22] Zener C 1932 *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **137** 696
- [23] Porter M B 1991 *The KRAKEN Normal Mode Program* (Italy: DRAFT. SACLANT Undersea Research Center) pp1–196
- [24] Collins M D *User's Guide for RAM Versions 1.0 and 1.0p.* (Washington, DC: Naval Research Laboratory)

Mode coupling mechanism of sound propagation over typical shallow-water fronts*

SUN Yong¹⁾²⁾ QIN Jixing^{1)2)†} WU Yushen¹⁾ WU Shuanglin¹⁾²⁾

1) (*State Key Laboratory of Acoustics and Marine Information, Institute of Acoustics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 101407, China*)

(Received 11 October 2025; revised manuscript received 15 January 2026)

Abstract

Ocean fronts exert a significant influence on sound propagation in the ocean. We employ a Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) approximation to derive analytical expressions for modal eigenvalues, thereby enabling the evaluation of mode coupling across different fronts. First, idealized models of three distinct fronts are established. Using the WKB method, differences in eigenvalues are calculated to identify regions of quasi-crossing points in eigenvalues, where mode coupling is strongest. The derivation results show that the differences in eigenvalues for vertical fronts decrease monotonically with distance, while those for fronts parallel to the seabed topography either decrease monotonically or remains constant. Only for the third type of front do differences in eigenvalues exhibit a minimum value. Numerical simulations verify the accuracy of the proposed approach. The results indicate that no quasi-crossing points occur when the front is either vertical or parallel to the seabed topography. Moreover, for the third type of front, a quasi-crossing point emerges as a mode transitions from a surface-reflected bottom-reflected mode to a bottom-trapped mode. Numerical simulations confirm that vertical fronts and fronts parallel to the seabed, due to the absence of eigenvalue quasi-crossings, exhibit relatively weak mode coupling. In contrast, for the third type of front, mode coupling intensifies within quasi-crossing regions and remains weak elsewhere. Furthermore, group velocity simulations are performed to elucidate differences in intensity striation patterns among the different fronts. For vertical fronts, although the magnitude of group velocity changes with distance, the group velocity of lower-order modes consistently exceeds that of higher-order modes, producing positive-slope intensity striations. In contrast, fronts parallel to the seabed topography yield negative-slope striations because the magnitude relationship of group velocities reverses over certain distance intervals, with higher-order modes exhibiting greater group velocity than lower-order modes. The intensity striations of the third front are distorted due to intense energy coupling at the quasi-crossing points. Finally, we simulate and explain distinct spatial distributions of acoustic energy for the three different fronts. For vertical fronts, since the sound speed remains constant in the vertical direction, energy is uniformly distributed in the vertical direction. In contrast, for the other two fronts, where the sound speed profile forms a low sound-speed layer near the seabed at the reception range, the energy is trapped beneath the thermocline due to the specific structure of the sound speed profile.

Keywords: ocean front, eigenvalue, mode coupling, group velocity

DOI: [10.7498/aps.75.20251378](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251378)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251378](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251378)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12304504, 12304506), the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2023YFC2810200), and the Strategic Priority Research Program (B) of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB0700100).

† Corresponding author. E-mail: qjx@mail.ioa.ac.cn

典型浅海锋面环境下的声传播模态耦合机理

孙勇 秦继兴 吴禹沈 吴双林

Mode coupling mechanism of sound propagation over typical shallow-water fronts

SUN Yong QIN Jixing WU Yushen WU Shuanglin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 071001 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251378

CSTR: 32037.14.aps.75.20251378

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251378>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

大陆坡内波环境中声传播模态耦合及强度起伏特征

Mode coupling and intensity fluctuation of sound propagation over continental slope in presence of internal waves

物理学报. 2022, 71(20): 204301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220634>

浅海内孤立波动态传播过程中声波模态强度起伏规律

Modal intensity fluctuation during dynamic propagation of internal solitary waves in shallow water

物理学报. 2022, 71(2): 024302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211132>

二维声学黑洞结构高灵敏度水听器

High-sensitivity hydrophone with two-dimensional acoustic black hole structure

物理学报. 2025, 74(19): 194301 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250741>

基于多频共稀疏建模的浅海模态分离方法

A shallow-water modal separation method based on multi-frequency joint sparse modeling

物理学报. 2026, 75(6): 194301 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251685>

一种基于大角度倾斜光纤光栅包层模的低频声传感方案

A low-frequency acoustic sensing scheme based on cladding mode of large-angle tilted fiber Bragg grating

物理学报. 2023, 72(12): 124304 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230067>

浅海波导中非线性声传播特性研究

Characteristics of nonlinear acoustic propagation in shallow-water waveguides

物理学报. 2026, 75(4): 124304 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251274>