

# 大陆坡内波环境中声传播模态耦合及强度起伏特征\*

高飞<sup>1)2)</sup> 徐芳华<sup>1)†</sup> 李整林<sup>3)</sup> 秦继兴<sup>4)‡</sup>

1) (清华大学全球变化研究院地球系统科学系, 地球系统数值模拟教育部重点实验室, 北京 100084)

2) (海军研究院, 天津 300061)

3) (中山大学海洋工程与技术学院, 珠海 519000)

4) (中国科学院声学研究所, 声场声信息国家重点实验室, 北京 100190)

(2022 年 4 月 7 日收到; 2022 年 6 月 24 日收到修改稿)

大陆坡海域内波普遍存在, 其陆坡地形和内波过程都会引起显著的声场起伏. 已有研究工作主要关注内波或大陆坡单扰动因子对模态耦合和强度起伏的影响, 少见将内波和海底地形起伏同时作为影响因子进行研究. 文章考虑孤立子内波和海底地形对声传播的双重影响, 首先构建海洋波导模型, 然后基于简正波理论数值对比分析各波导模型条件下模态的耦合规律, 进而研究声场强度起伏特性及其物理机理. 研究结果表明, 当声波朝向或远离内波中心传播时, 模态耦合在内波与大陆坡的共同作用下出现耦合增强或衰减, 高号模态耦合系数振荡; 内波扰动的作用使得能量由低号模态耦合至高号模态, 提高了声场强度衰减; 斜坡的作用使得声波下坡传播时, 波导模态数增加、模态强度衰减降低; 大陆坡内波环境中的模态强度总和大于内波环境、小于大陆坡环境, 且模态组间的能量转移比只有内波或者大陆坡时更强, 高号模态从耦合中获得更多能量, 使得跃层以上水层能量增强.

**关键词:** 大陆坡, 孤立子内波, 声场起伏, 模态耦合

**PACS:** 43.30.+m, 43.30.Bp, 43.30.Cq

**DOI:** 10.7498/aps.71.20220634

## 1 引言

内波 (又称内重力波) 是发生在分层流体内部的波动, 其振幅、波长、周期变化较大, 通常分别在  $10^{-1}$ — $10^2$  m,  $10^2$ — $10^5$  m 和数分钟-数小时尺度范围<sup>[1]</sup>. 起伏的海底地形是内波生成的关键要素之一<sup>[2]</sup>, 内波在海洋中广泛存在, 而大陆坡海域中孤立子内波活动尤为频繁<sup>[3,4]</sup>. 大陆坡内波环境中, 水体起伏变化造成声速场的水平扰动, 同时伴随水深

的变化, 海水声速和地形两者共同作用于声场起伏. 关于内波和大陆坡波导环境中的声场强度起伏规律及其物理机理一直是水声学领域的热点研究问题, 也有大量的相关研究工作报道.

存在内波的波导环境中, 声场能量的空间分布和时变特性异常. 声传播路径与内波波阵面夹角较大时, 简正波模态发生强烈耦合, 模态能量在各模态间发生耦合转移, 高号简正波获得能量后快速衰减, 导致声场能量起伏加剧<sup>[5-8]</sup>. 声波以较小角度通过内波时 (或声传播方向平行于内波波阵面), 内

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2020YFA0607900)、国家自然科学基金 (批准号: 42176019, 11874061) 和中国科学院青年创新促进会资助的课题 (批准号: 2021023).

† 通信作者. E-mail: fxu@mails.tsinghua.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: qjx@mail.ioa.ac.cn

波会引简正波聚焦或发散,并伴随产生“瞬态声道”和声影区等特殊现象<sup>[9–12]</sup>.内波是海洋中的一种动态过程,当声源和接收位置固定,连续内波传播过程中,会造成简正波模态耦合和强度起伏具有时域上的(准)周期性<sup>[13–16]</sup>.

对于规律且周期变化的海底沙丘地形,简正波模态特征值之差等于周期性海底地形起伏的波数时,将产生“频率共鸣”<sup>[17]</sup>,且海底地形对声场强度的衰减作用随起伏高度、周期而增加<sup>[18]</sup>;水深单调均匀变化时,简正波模态耦合使得能量趋于水深增加的方向转移,且能量可更好地保留在波导环境中而非向海底泄露<sup>[19]</sup>;海洋向陆地“舌状”延伸时,第二类到达波主要为海洋与陆地侧交界面的水平折射波<sup>[20]</sup>.

在实际海洋环境中,大陆坡海底地形可引发形成内波,大陆坡内波波导环境在海洋中分布广泛,简正波模态耦合与强度变化同时受内波与海底地形变化的影响,但同时考虑二者的影响相关研究相对较少. Chiu 等<sup>[21]</sup>通过研究声孤立子内波从深水区分向大陆坡传播时的声场特性,指出简正波在大陆坡与内波的共同作用下产生耦合增强,其结果使得非邻近模态间能量转移加剧,导致进入内波边界上层的能量增加了 2—4 倍,此文中未涉及模态强度及其衰减机制.

本文重点从简正波模态耦合和强度起伏的角度进行研究,总结声波在大陆坡海洋向下传播经过

内波中心前后耦合系数随水平距离的变化特征,对比分析大陆坡内波环境与跃层、孤立子内波、海底斜坡单个扰动因子影响下的模态强度总和及分组模态强度的差异,可更好地解释大陆坡内波环境中模态耦合及强度起伏的物理机理.

## 2 声场理论及环境模型

### 2.1 耦合简正波理论

存在孤立子内波且海底水平变化环境中,简正波模态函数  $\phi_m$  具有对水平距离  $r$  的依赖性,柱坐标系中任一点声压  $p(r, z)$  可描述为

$$p(r, z) = \sum_{m=1}^M A_m(r) \phi_m(r, z), \quad (1)$$

式中,  $M$  为模态总数.  $\phi_m(r, z)$  为第  $m$  阶局地模态特征函数,在水平变化环境中,可通过局地特征方程  $\rho_0 [\partial / \partial z (\rho_0^{-1} \partial \phi_m / \partial z)] + [\omega^2 / c_0^2(r, z) - k_m^2(r)] \phi_m = 0$  和边界条件求解得到,其中  $k_m(r)$  为第  $m$  阶局地模态特征值,  $c_0(r, z)$  为本地声速.  $A_m(r)$  为模态幅度,包含第  $m$  阶模态的幅度和相位信息.

将水平距离范围均分为  $J$  个区间段,则第  $j+1$  区间第  $m$  阶模态幅度  $A_m^{j+1}$  可用第  $j$  区间各模态幅度  $A_n^j$  进行描述(图 1),其关系式为<sup>[22,23]</sup>

$$A_m^{j+1} = \sum_{n=1}^M C_{m,n}^{j+1} H_n^j(r_j) A_n^j, \quad (2)$$

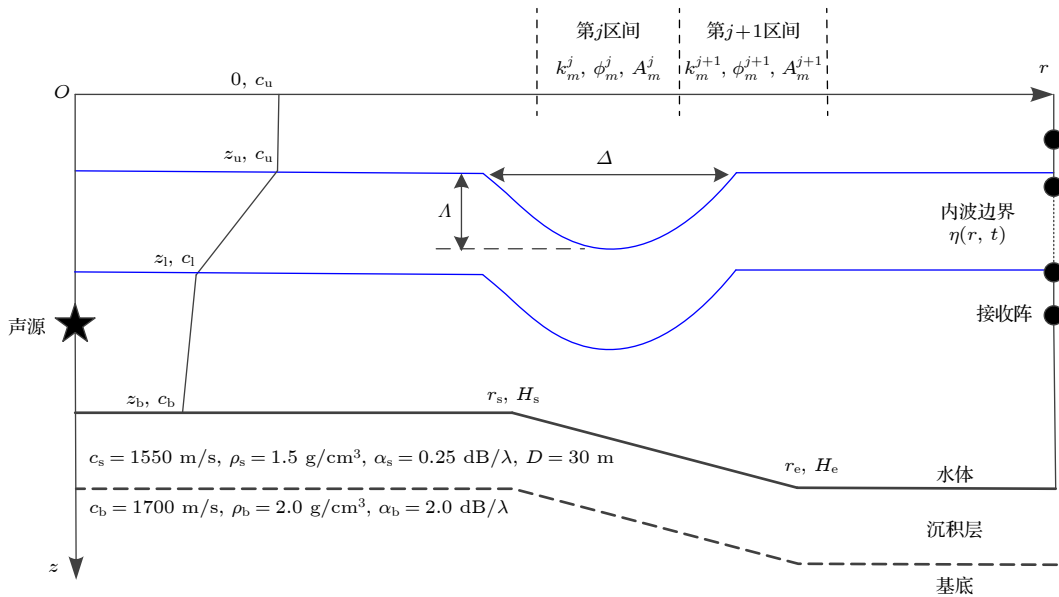


图 1 大陆坡内波波导环境参数示意图

Fig. 1. Diagram of parameters for continental slope internal wave waveguide environment.

式中,

$$H_n^j(r_j) = \sqrt{r_{j-1}/r_j} e^{ik_n^j(r_j-r_{j-1})}, \quad (3)$$

$$C_{m,n}^{j+1} = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{k_n^j}{k_m^{j+1}} \right) \int_0^\infty \frac{\phi_m^{j+1}(z) \phi_n^j(z)}{\rho(z)} dz, \quad (4)$$

式中,  $H_n^j(r_j)$  为汉克尔函数, 包含柱面扩展损失、相位及衰减损失信息. 将特征值  $k_n^j$  用实部和虚部之和表示, 即  $k_n^j = l_n^j + i\alpha_n^j$ , 则  $e^{ik_n^j(r_j-r_{j-1})} = e^{il_n^j(r_j-r_{j-1})} \times e^{-\alpha_n^j(r_j-r_{j-1})}$ , 等式右侧第一、二项分别计算相位、衰减.  $c_s$  为海底沉积层声速, 波数实部  $l_n^j < \omega/c_s$  的模态为非波导模态, 反之为波导模态, 在浅海远距离处可忽略非波导模态对声场能量的贡献. 柱面扩展损失为  $\sqrt{r_{j-1}/r_j}$ , 正比于声传播距离的 1/2 次方.

(4) 式为单向耦合近似得到的表达式,  $\phi_n^j$  为第  $j$  区间内的第  $n$  阶模态函数,  $C_{m,n}^{j+1}$  为第  $j+1$  区间内第  $m$  阶模态与第  $j$  区间内第  $n$  阶模态的耦合系数, 用于计算模态间幅度的耦合传递, 其大小与相邻两区间内的模态特征函数、特征值有关. 大陆坡内波环境中声速及水深的变化导致模态函数的变化, 从而使得简正波各模态间不满足正交性, 是模态耦合的主要原因.

对于点源条件, 简正波初始模态幅度为

$$A_m^1 = \frac{i}{\sqrt{k_m^1}} 2\pi \phi_m^1(z_s), \quad (5)$$

式中,  $z_s$  为声源深度, 利用 (1) 式—(5) 式逐区间积分计算可得到模态幅度  $A_m^{j+1}$  和声压场  $p(r, z)$ . 综合 (2) 式—(5) 式可知, 在水平变化海洋环境中, 影响简正波模态幅度随距离变化的因素主要包括模态能量衰减损失 ((3) 式)、模态耦合 ((4) 式) 和受声源激发的模态初始幅度 ((5) 式), 波导环境的水平变化导致简正波局地模态函数和特征值的变化, 模态函数的变化导致模态耦合, 模态特征值的变化导致衰减损失的扰动, 进而造成模态强度起伏.

## 2.2 大陆坡内波声速场模型

浅海背景声速 (温度) 剖面  $c_0(z)$  在垂直方向上通常可简化成 3 段结构 (图 1), 表层 0 至跃层上界面  $z_u$  混合均匀, 声速值可视为常数  $c_u$ ; 跃层上边界  $z_u$  至跃层下边界  $z_l$ , 声速 (温度) 由  $c_u(T_u)$  迅速较小至  $c_l(T_l)$ ; 跃层下边界  $z_l$  至海底  $z_b$ , 声速由  $c_l$  缓慢减小至  $c_b$ , 不失一般性, 下文在仿真中将该段也视

为混合层, 即  $c_l = c_b$ .

在分层海洋水体介质中, 水体质点受到扰动后垂向位移与其浮力频率  $N(r, z)$  成正比, 浮力频率越大的水层水质点振动的频率越大,  $N^2(r, z) = g\rho^{-1}\partial\rho/\partial z = g(\alpha_T\partial T/\partial z + \beta_S\partial S/\partial z)$ , 其中  $T$ ,  $\alpha_T$ ,  $S$ ,  $\beta_S$  分别为温度、热膨胀系数、盐度、盐度收缩系数. 跃层对应的水层浮力频率较大, 于是内波在水平方向的扰动可近似认为是跃层的扰动, 内波扰动导致跃层上下边界产生垂向位移, 跃层的边界对应于内波的边界.

内波造成的水平变化环境中的声速场  $c(r, z)$  可用背景声速场  $c_0(z)$  和扰动场声速  $\delta c(r, z)$  之和描述, 即  $c(r, z) = c_0(z) + \delta c(r, z)$ . 对浅海条件下 KdV 方程进行求解, 可将二维孤立子内波边界分布及其时变特征描述为双曲正割函数的形式 [24]:

$$\eta(r, t) = A \operatorname{sech}^2 \left( \frac{r - r_0 + vt}{\Delta} \right) + \eta_0, \quad (6)$$

式中,  $A$ ,  $r_0$ ,  $\Delta$ ,  $v$  分别表示内波的幅度、中心距离、波宽、传播速度,  $\eta_0$  表示内波边界深度的最小值, 受孤立子内波频散关系的约束,  $A$  与  $\Delta$  通常呈反比关系.

构建两层海底声传播仿真环境如表 1, 水体声速跃层位于 15—35 m 间, 声速由 1530 m/s 减小至 1500 m/s, 其余深度声速均匀, 密度、衰减系数分别为 1.0 g/cm<sup>3</sup>, 0 dB/λ. 海底沉积层声速、密度、衰减系数、厚度分别为 1550 m/s, 1.5 g/cm<sup>3</sup>, 0.25 dB/λ, 30 m. 基底层声速、密度、衰减系数分别为 1700 m/s, 2.0 g/cm<sup>3</sup>, 2.0 dB/λ. 声源频率为 200 Hz. 孤立子内波中心位于大陆坡上方, 斜坡坡度为 2.86°.

表 1 仿真环境参数配置  
Table 1. Configuration of environment parameters for simulations.

参数类型	参数值
跃层上边界深度 $z_u$ /m	15
跃层下边界深度 $z_l$ /m	35
水体声速 $c_u$ , $c_l$ /(m·s <sup>-1</sup> )	1530, 1500
内波的幅度 $A$ /m	35
内波的中心距离 $r_0$ /km	3
内波的波宽 $\Delta$ /m	300
大陆坡起点距离 $r_s$ /km、水深 $H_s$ /m	2, 100
大陆坡终点距离 $r_e$ /km、水深 $H_e$ /m	4, 200
大陆坡坡度/(°)	2.86 (1/10)

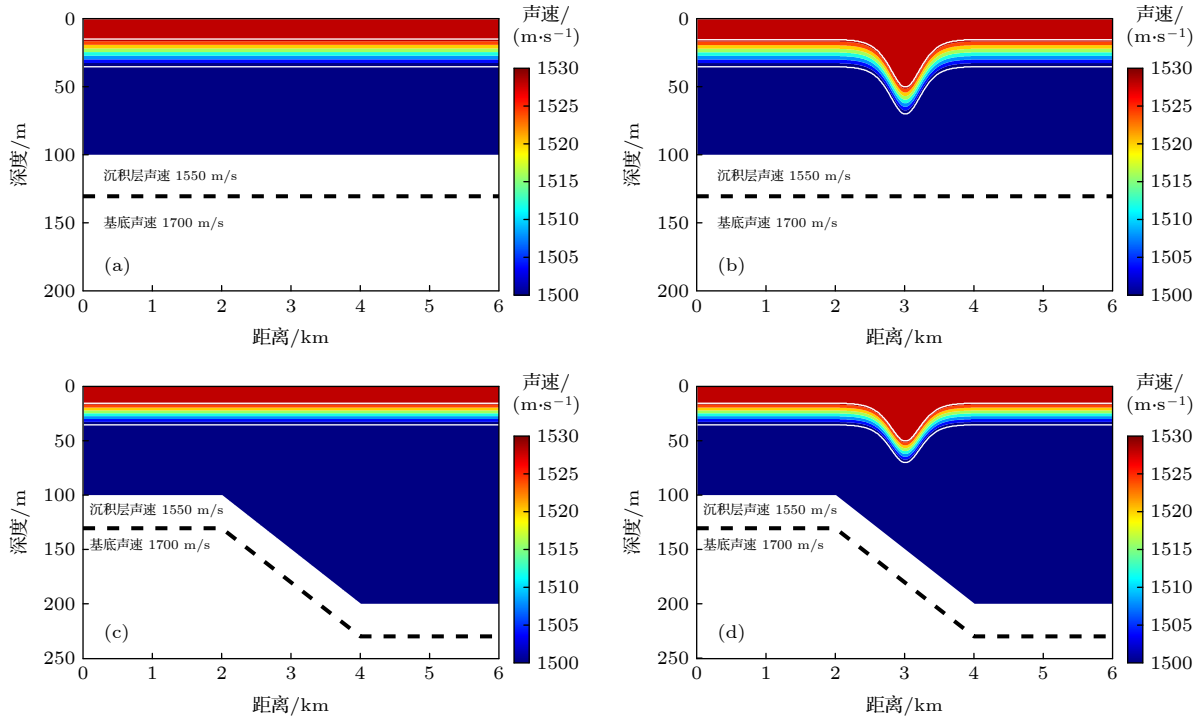


图 2 仿真用四种典型海洋环境 (a) 环境 1(跃层环境); (b) 环境 2(内波环境); (c) 环境 3(大陆坡环境); (d) 环境 4(大陆坡内波环境)  
Fig. 2. Four typical environments for simulation: (a) Environment 1 (thermocline); (b) environment 2 (internal wave); (c) environment 3 (continental slope); (d) environment 4 (continental slope internal wave).

为对比分析内波与大陆坡对模态耦合和强度的影响, 基于图 1 和表 1 构建四种仿真环境参数设置, 如图 2 所示. 环境 1 (图 2(a)) 为无内波、无大陆坡的水平不变跃层波导环境, 环境 2 (图 2(b)) 为内波波导环境, 环境 3 (图 2(c)) 为大陆坡波导环境, 环境 4 (图 2(d)) 为大陆坡内波波导环境, 后续仿真计算四种环境声学特性时其他输入条件保持一致.

结合 (6) 式与图 2 分析内波引起的声速场扰动可知, 声速以 3 km 为中心对称分布. 计算内波环境下的声速梯度场, 结果如图 3 所示, 可见水平声速梯度以 3 km 为中心反对称分布, 小于 3 km

范围内, 水平声速梯度为正值, 且随距离先增大后减小, 极大值约为  $0.12 \text{ s}^{-1}$ , 出现在 2.8 km 处; 大于 3 km 范围内为负值, 且随距离先减小后增大, 极小值为  $-0.12 \text{ s}^{-1}$ , 出现在 3.2 km 处; 内波中心处水平声速梯度为 0.

### 3 结果与分析

#### 3.1 模态耦合系数分析

由 (2) 式和 (4) 式可知, 模态耦合系数  $C_{m,n}^{j+1}$  是按距离格点计算简正波声场的传递函数, 决定了  $j$  区间内第  $n$  号模态向  $j+1$  区间内  $m$  号模态的幅度传递大小.  $C_{m,n}^{j+1}$  包含模内传导系数 ( $n=m$ ) 和模间耦合系数 ( $n \neq m$ ),  $C_{m,m}^{j+1}$  表征水平方向相邻区间的同号简正波模态函数的相似程度, 也是模态函数形状在  $r$  方向上的保持能力,  $C_{m,n}^{j+1}$  表征水平方向相邻区间内异号简正波模态函数的相似程度. 水平不变波导环境中,  $\phi_m^j$  在  $r$  方向上的保持不变, 依据简正波模态的正交性知  $C_{m,n}^{j+1} = 1$ ,  $C_{m,m}^{j+1} = 0$ ; 水平变化波导环境中,  $\phi_m^j$  具有水平方向依赖性, 破坏了相邻区间内模态的正交性, 导致  $C_{m,m}^{j+1} < 1$ ,  $C_{m,n}^{j+1} \neq 0$ .

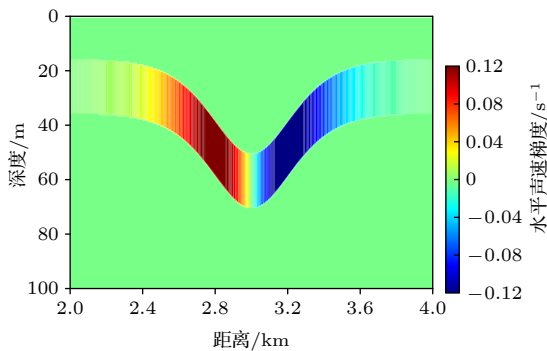


图 3 内波环境水平声速梯度分布  
Fig. 3. Distributions of horizontal sound speed gradient in internal wave environment.



在声场计算过程中, 将水平距离划分为多个等间距区间, 若相邻两个区间  $j, j+1$  水平间距  $\Delta r$  足够小时, 声传播环境参数变化小, 则  $C_{m,m}^{j+1}$  远大于  $C_{m,n}^{j+1}$ . 依据图 2 中所示的环境参数, 水平区间取  $\Delta r = 20$  m, 计算各种环境条件下的耦合系数, 并取其实部. 经计算, 水深由大陆坡坡上 100 m 向坡下增加至 200 m 过程中, 局地简正波模态数目由 34 阶增加至 67 阶.

### 3.1.1 模内传导系数分析

图 4 为第 1—4 号简正波模态在内波 (环境 2)、大陆坡 (环境 3)、大陆坡内波 (环境 4) 三种波导环境中, 模内耦合系数  $C_{m,m}^{j+1}$  随距离的变化曲线. 在三种波导环境中, 高号简正波  $C_{m,m}^{j+1}$  比低号简正波对波导环境的变化更为敏感, 图 4 各分图中总体趋势为  $C_{4,4}^{j+1} < C_{3,3}^{j+1} < C_{2,2}^{j+1} < C_{1,1}^{j+1}$ , 说明当波导环境的水平变化时, 高号简正波模态函数的垂向结构变化率更大.

内波波导环境 2 中, 简正波模态耦合系数正比于声速水平梯度 [25,26]  $\delta c(r, z)/c_0(z)$ , 声速场和水平声速梯度分别以 3 km 处的孤立子内波为中心对称分布和反对称分布, 声波向内波中心传播时为正水

平声速梯度, 声波远离内波中心传播时为负声速梯度, 故内波环境中  $C_{m,m}^{j+1}$  以 3 km 为中心对称分布 (图 4 中虚线),  $C_{m,m}^{j+1}$  极小值点对应于水平声速梯度极大值点.

大陆坡波导环境 3 中, 水深由 100 m 均匀增加至 200 m,  $C_{m,m}^{j+1}$  总体呈上升趋势 (图 4 中点线), 说明随着环境水深的均匀增加, 相邻两区间内的同号简正波相似程度增加.

大陆坡内波波导环境 4 中,  $C_{m,m}^{j+1}$  受内波和大陆坡的共同作用, 但大陆坡内波波导环境对  $C_{m,m}^{j+1}$  的影响并非是内波和大陆坡两种单因子环境  $C_{m,m}^{j+1}$  的乘积, 例如图 4(d) 中大陆坡内波波导环境中的 4 号简正波  $C_{4,4}^{j+1}$  与系数乘积明显的不一致. 对比图 4 中不同波导环境中的  $C_{m,m}^{j+1}$  曲线, 随着模态号的增加, 水平距离 3 km 以内大陆坡内波环境中  $C_{m,m}^{j+1}$  与内波环境的差异逐渐增强, 且  $C_{m,m}^{j+1}$  曲线波谷显著增强, 说明大陆坡内波波导环境相比内波波导环境, 声下坡并向内波中心传播过程中存在模内耦合减弱; 水平距离大于 3 km 后, 声下坡并向远离内波中心传播,  $C_{m,m}^{j+1}$  曲线波谷显著减弱或消失,  $C_{m,m}^{j+1}$  大于内波或大陆坡单因子波导环境中的值.

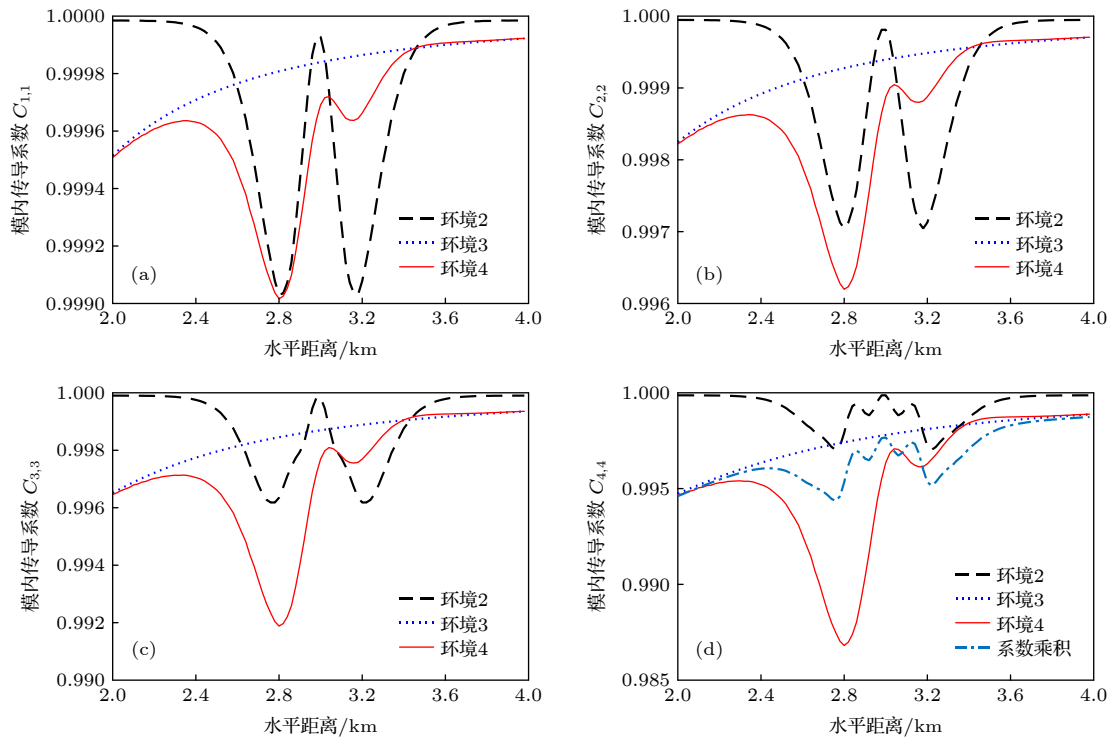


图 4 第 1—4 号简正波在不同波导环境中水平距离 2—4 km 处的模内传导系数  $C_{m,m}^{j+1}$  (a) 1 号模态; (b) 2 号模态; (c) 3 号模态; (d) 4 号模态

Fig. 4. The intra-mode conduction coefficients  $C_{m,m}^{j+1}$  of mode 1, 2, 3 and 4 at range 2–4 km in different waveguide environments: (a) Mode 1; (b) mode 2; (c) mode 3; (d) mode 4.

## 3.1.2 模间耦合系数分析

图5为内波(环境2)、大陆坡(环境3)、大陆坡内波(环境4)三种波导环境中,1号简正波模式分别与2号、3号、5号、13号模式的模间耦合系数 $C_{1,n}^{j+1}$ 随距离的变化曲线.对比分析图5中各子图纵坐标范围及同一波导环境中不同模间耦合系数 $C_{1,n}^{j+1}$ 曲线的取值分布,不难发现在三种波导环境中,模间耦合系数的总体趋势为 $|C_{1,2}^{j+1}| > |C_{1,3}^{j+1}| > |C_{1,5}^{j+1}| > |C_{1,13}^{j+1}|$ , $|C_{1,n}^{j+1}|$ 随着模态号差 $(|n-1|)$ 增大而减小,说明当波导环境的水平变化时,简正波邻近模态间的耦合系数绝对值更大,邻近模态间更容易发生能量交换[6,19].

内波波导环境2中, $C_{1,n}^{j+1}$ 以孤立子内波为中心反对称分布(图5中虚线);大陆坡波导环境3中,下坡地形引发的各号简正波模间耦合系数正负值不一,例如 $C_{1,2}^{j+1} < 0 < C_{1,3}^{j+1}$ (图5(a),(b)中点线);由(4)式可知,高号简正波模式特征值实部较小,模态函数零点增加,导致随简正波号 $n$ 增大 $C_{1,n}^{j+1}$ 曲线振荡增强(图5(c),(d)).

大陆坡内波波导环境4中, $C_{1,n}^{j+1}$ 曲线的变化

趋势取决于波导中的主要影响因子,虽内波和大陆坡对 $C_{1,n}^{j+1}$ 的影响都随着模态号差 $|n-1|$ 的增大而减小,但从图5的结果可知,随着 $|n-1|$ 的增加,环境3与环境4中的 $C_{1,n}^{j+1}$ 曲线相似程度增强,说明对于高号模态内波的影响较小,大陆坡是主要的影响因子.对于低号模态,图5中蓝色点线所示的 $C_{1,2}^{j+1}$ , $C_{1,3}^{j+1}$ 和 $C_{1,5}^{j+1}$ 曲线单调变化,说明大陆坡对低号模态的 $C_{1,n}^{j+1}$ 的影响是单调的;图5中黑色虚线所示的 $C_{1,2}^{j+1}$ , $C_{1,3}^{j+1}$ 和 $C_{1,5}^{j+1}$ 曲线振荡变化,即内波对低号模态的 $C_{1,n}^{j+1}$ 的影响是非单调的.综上可知,大陆坡是 $C_{1,n}^{j+1}$ 扰动的主要影响因子,内波起到结构调制作用.例如,大陆坡的作用导致 $C_{1,5}^{j+1}$ 为正值,在小于3 km范围内声波向内波中心传播,叠加内波扰动后使得 $C_{1,5}^{j+1}$ 减小,在大于3 km范围内声波远离内波中心,叠加内波扰动后使得 $C_{1,5}^{j+1}$ 增大,但 $C_{1,5}^{j+1}$ 在2—4 km范围内整体大于0(图5(c)).

此处需要说明,大陆坡内波波导对模态耦合系数的主导影响因子与具体内波强度、大陆坡坡度等因素相关,上文段落中提及的主要影响因子在其他波导环境中不可一概而论.

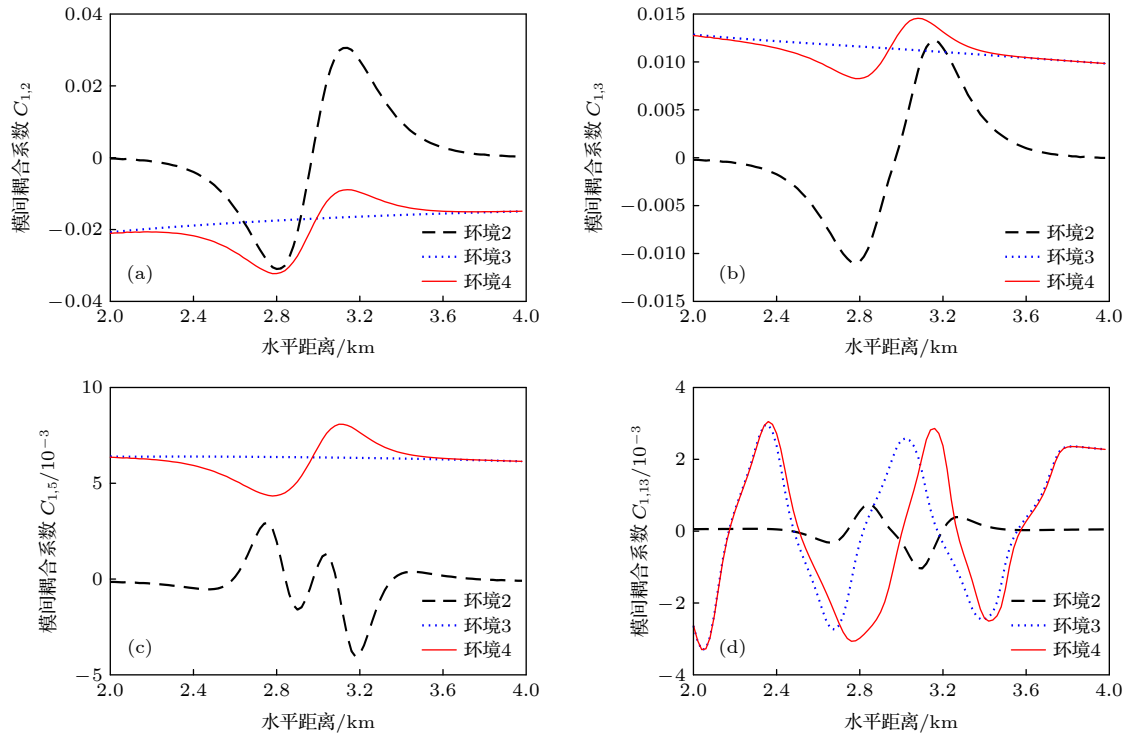


图5 不同波导环境中水平距离2—4 km处的模间耦合系数 $C_{1,n}^{j+1}$  (a) 1号与2号模态; (b) 1号与3号模态; (c) 1号与5号模态; (d) 1号与13号模态

Fig. 5. The inter-mode coupling coefficients  $C_{1,n}^{j+1}$  at range of 2—4 km in different waveguide environments: (a) Mode 1 with 2; (b) mode 1 with 3; (c) mode 1 with 5; (d) mode 1 with 13.

### 3.1.3 讨论

水平变化波导环境中, 模态耦合系数也可用声速和水深的水平梯度来描述<sup>[13,19]</sup>:

$$C_{m,n}^{j+1} = \frac{-4\omega^2}{(k_m^j)^2 - (k_n^j)^2} \int_0^\infty \frac{1}{\rho(z)c_0^3(z)} \phi_m^j(z) \phi_n^j(z) \times \frac{\partial c}{\partial r} dz + \left( \frac{1}{\rho_w} - \frac{1}{\rho_s} \right) \left[ \phi_m^j(z) \phi_n^j(z) \frac{\partial H}{\partial r} \right]_{z=H}, \quad (7)$$

式中,  $\rho_w$ ,  $\rho_s$ ,  $H$  分别为水体密度、沉积层密度和水体深度, 其余参数符号及其含义与第 2 节中一致, 等号右侧第一项为内波扰动作用, 第二项为海底地形起伏作用. (7) 式忽略了环境变化的高阶小量, 当波导环境水平扰动较大时, 其计算精度会有一定程度的下降<sup>[27]</sup>, 但可用于对模态耦合的物理机制进行解释.

由 (7) 式可知, 大陆坡内波环境中的模态耦合系数  $C_{m,n}^{j+1}$  由内波和大陆坡共同决定, 确定内波、大陆坡单因子环境波导中  $C_{m,n}^{j+1}$  的正负值很有意义, 当两种单因子波导环境下  $C_{m,n}^{j+1}$  同为正数 (或负数), 则在大陆坡内波波导环境中对应的距离上  $|C_{m,n}^{j+1}|$  增大, 即模态间能量耦合转移增强; 反之,  $|C_{m,n}^{j+1}|$  减小.

模态耦合系数与各号简正波模态函数密切相关, 模态函数在复杂波导情况下难以解析, 但低号模态函数结构相对简单, 可以通过分析其在大陆坡、内波波导环境中的变化趋势, 对模态耦合系数进行估计, 用于解释其物理机制. 图 6 为内波、大陆坡、大陆坡内波三种波导环境中, 不同距离处的局地简正波 1 号模态.

在水平距离 2.4—2.8 km 范围内, 声波向内波

中心传播, 由内波引发的跃层边界向深度增加方向转移, 跃层以上混合层加厚, 且声速值相对跃层以下水体较大. 若将水平间距很小范围内的水体和海底视为一根张力不均匀的“弹性绳”, “弹性绳”由上至下分为四个部分, 分别为混合层、跃层、弱梯度层、海底. 内波的作用使得近海面混合层增厚, 导致“弹性绳”上部张力较大部分的长度增加, 其结果是低号简正波模态在跃层附近的起振点向深层移动 (图 6(a)). 声下坡传播过程中水深增加, 使得跃层下层低声速层增厚, 导致“弹性绳”中部张力较小长度增加, 其结果是低号简正波模态在海底附近的起振点向深层移动 (图 6(b)).

在大陆坡内波环境中, “弹性绳”的张力属性由大陆坡、内波共同决定, 在声下坡向内波中心传播过程, 低号简正波模态浅层和深层两端的起振点都向深层移动, 相当于模态函数整体向深层移动 (图 6(c)), 并伴随模态函数形状的变化, 内波和大陆坡的作用对模态空间结构变化起到相互增强的作用, 其结果是低号模态的模内传导系数  $C_{m,m}^{j+1}$  减小、模间耦合系数  $C_{m,m}^{j+1}$  增加. 同理, 可对声下坡并远离内波中心传播时的模内传导系数进行解释.

### 3.2 模态强度起伏分析

对于水平变化波导环境中的声场, 第  $j+1$  区间内  $m$  号模态强度是第  $j$  区间内同号模态的能量传导与异号模态间的能量耦合转移 ((2) 式), 本文定义  $m$  号模态强度为  $I_m(r) = 10 \lg (A_m(r) A_m^*(r))$ , “\*” 为共轭复数符号. 依据耦合简正波理论, 空间扩展损失无关波导环境的水平变化, 故在计算中将其去除, 不影响分析波导环境的变化对模态幅度的

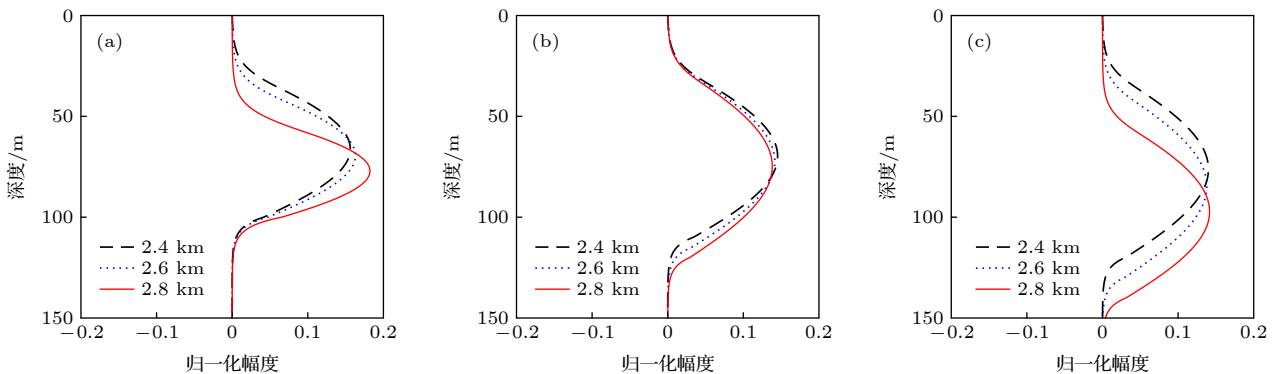


图 6 不同波导环境中 1 号局地模态函数 (a) 内波环境; (b) 大陆坡环境; (c) 大陆坡内波环境

Fig. 6. The local function of mode 1 in different waveguide environments: (a) Internal wave environment; (b) continental slope environment; (c) continental slope internal wave environment.

影响; 为有效激发低号模态的初始幅度, 将声源深度设置为 60 m ( $>$  跃层深度); 基于图 2 中构建的 4 种波导环境, 计算各号简正波模态幅度, 并转化为对数声强 (单位为 dB), 图 7 为前 20 号模态强度随距离的变化。

跃层波导环境 1 中, 低号简正波初始强度得到有效激发, 高号模态衰减速率大于低号模态, 前 6 号模态为波导模态 (图 7(a) 中红色点虚线), 各号简正波模态强度随水平距离单调递减, 跃层波导环境水平无变化, 各距离处的局地模态函数和特征值一致, 模态间无耦合与能量转移。

简正波声场由各模态成分组成, 各模态声场幅度在水平变化波导环境中的起伏共同影响整个声场。在水平变化波导环境中, 模态的能量源于其同号模态的模内能量传导和不同号模态的模间能量耦合, 由于模间能量耦合的方向不一, 导致模态强度曲线的振荡。例如在大陆坡内波波导环境 4 中 (图 5 中红色实线),  $C_{1,2}^{j+1} < 0$ ,  $C_{1,3}^{j+1} > 0$ ,  $C_{1,5}^{j+1} > 0$ ,  $C_{1,13}^{j+1}$  呈振荡变化, 耦合系数的正负值反映出 1 号模态分别与 2 号、3 号、5 号、13 号模态间耦合时能

量的转移方向与大小。故一般情况下各号简正波模态强度随距离变化曲线无单调性, 且特征规律不完全一致。

然而, 由于简正波能量的守恒性和各号模态能量衰减特性的差异, 使得各模态间的能量转移方向具有一般性规律。对比内波波导环境 (图 7(b)) 与跃层环境 (图 7(a)) 各号模态强度, 可知对于 7 号以上的多数高号模态, 由于模态间能量转移使其能量值显著增加, 在 6 km 处的内波环境中的 7—13 号的各阶模态能量 (图 7(b) 中蓝色实线) 比跃层环境中 (图 7(a) 中蓝色实线) 增加了 4 dB 以上。故能量耦合转移的总体趋势是低号模态将能量转移至高号模态, 模态耦合使得高号简正波在模态耦合中获得能量而强度增加, 低号简正波在模态耦合中失去了能量而强度减小。

对于高号简正波模态, 由于其衰减较快, 在远场模态强度小, 即同号模态内的能量传递很小, 其能量主要来自于与低号模态间能量耦合转移, 耦合而来的能量在一定水平传播距离范围内快速衰减, 故能量向高号模态耦合会使得整个声场的总能量

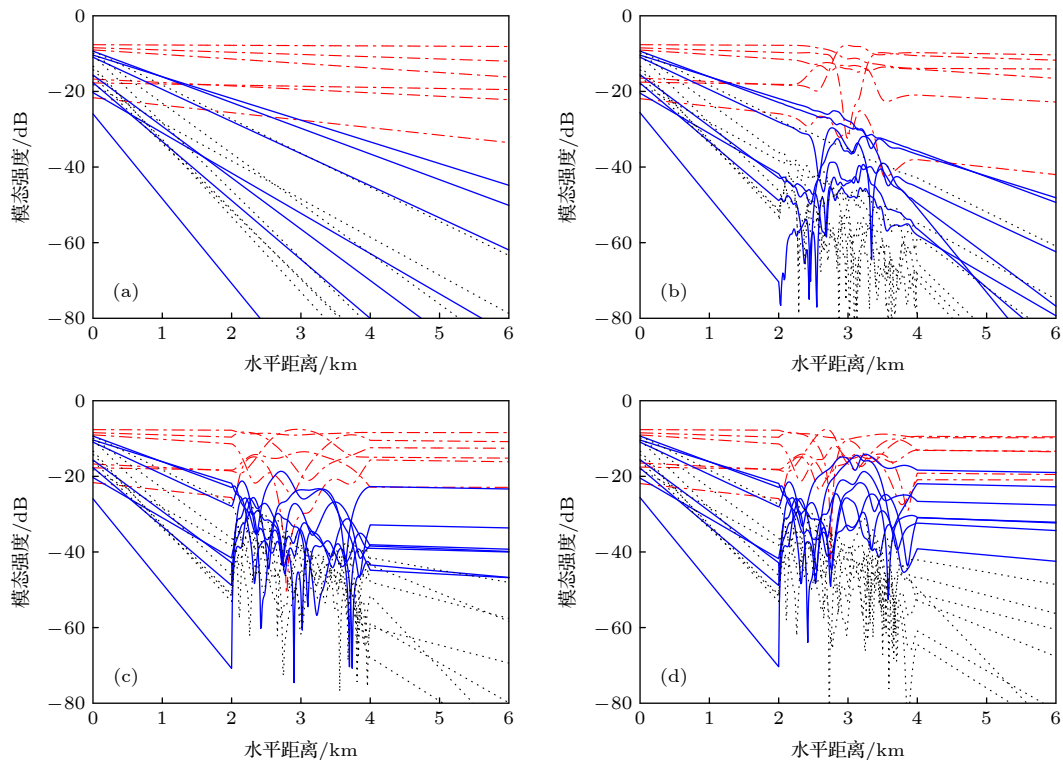


图 7 不同波导环境中 1—20 号简正波模态强度随距离变化 (a) 跃层环境; (b) 内波环境; (c) 大陆坡环境; (d) 大陆坡内波环境, 红色点划线为 1—6 号模态, 蓝色实线为 7—13 号模态, 黑色点线为 14—20 号模态

Fig. 7. Modes 1–20 intensity variation with range in different waveguide environments: (a) Thermocline environment; (b) internal wave environment; (c) continental slope environment; (d) continental slope internal wave environment, the red dotted lines, blue solid lines and black dotted lines represent mode groups of 1–6, 7–13 and 14–20, respectively.



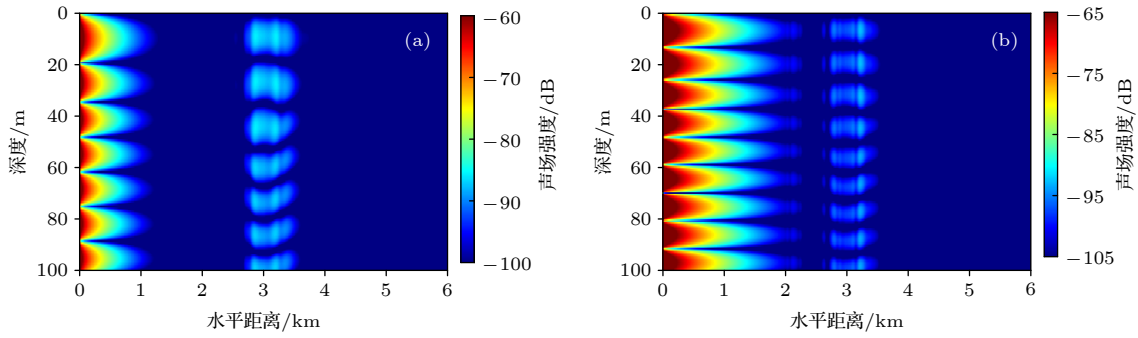


图 8 内波波导环境中 8 号 (a), 11 号 (b) 简正波模态声场强度分布

Fig. 8. The mode 8 (a) and mode 11 (b) intensity versus range and depth in the internal wave environment.

减小. 图 8 为内波环境中的第 8 号、11 号模态声场强度分布, 其中 8 号模态声场传播至 1.2 km 处强度衰减至  $-100$  dB 以下, 在 3 km 附近由于内波引发模态耦合获得能量, 声场增加至约  $-87.5$  dB, 之后随着传播距离又快速衰减至  $-100$  dB 以下. 同理, 11 号模态在 3 km 附近也通过模态耦合获得能量, 最大声场能量增加至约  $-94.3$  dB.

声波在大陆坡波导环境 3 中水平距离 2—4 km 下坡传播, 水深由 100 m 均匀增加至 200 m, 水深的增加使得简正波模态数增加, 同时模态特征值实部增大、虚部减小, 波导模态由 6 个增加至 13 个 (图 9), 波导模态数的增加、模态特征值虚部的减小, 减小了声波能量在大陆坡波导环境中的衰减速率. 当声传播至 2 km 处开始下坡传播, 模态耦合的整体效果使得能量由 1—6 号模态转移至 7—13 号模态, 7—13 号模态强度开始增加; 同时, 由于模态虚部减小, 降低了模态能量的衰减速率, 使得

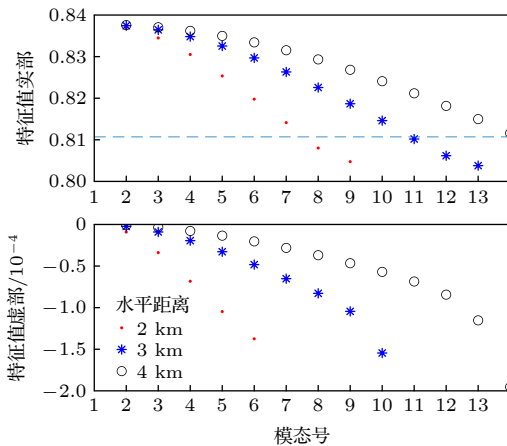


图 9 大陆坡波导环境中不同水平距离前 13 号简正波模态特征值分布, 特征值实部大于横虚线为波导模态

Fig. 9. Eigenvalues of the first 13 modes of different ranges in the continental slope environment.

7—13 号非波导模态在经过大陆坡下坡波导环境后转变为波导模态 (图 7(c)).

值得一提的是, 在大陆坡波导环境中, 14 号以上模态也通过模态耦合从低号模态得到能量, 故模态能量耦合转移的总体趋势是从低号模态向高号模态仍成立.

大陆坡内波波导环境 4 同时包含内波和水深变化两种模态强度扰动因子, 声波向内波中心传播, 内波造成正声速梯度; 声波远离内波中心传播, 内波造成负声速梯度, 结合大陆坡的作用, 模内能量传导系数、模间能量耦合系数出现震荡, 模态耦合在两种扰动因子的共同作用下出现增强或消减 (图 7(d)), 各模态强度的变化趋势和特征还需进行针对性分析, 无统一的变化规律. 为便于讨论, 分组计算模态幅度的欧几里德范数, 并转化为对数声强, 第  $m$ — $n$  号简正波声强  $I_{m-n}(r)$  为

$$I_{m-n}(r) = 20 \lg \left( \sqrt{\sum_{i=m}^n A_i(r) A_i^*(r)} \right), \quad (8)$$

式中, “\*” 为共轭复数符号. 利用图 2 所示的 4 种仿真环境, 分别计算水平距离 2—4 km 范围内的所有模态  $I_{1-\max}$ , 波导模态  $I_{1-6}$ , 7—13 号模态  $I_{7-13}$  和非波导模态  $I_{14-\max}$ , 结果如图 10, 其中  $10^{I_{1-\max}/10} = 10^{I_{1-6}/10} + 10^{I_{7-13}/10} + 10^{I_{14-\max}/10}$ .

$I_{1-\max}$  是所有模态能量的总和, 表征波导环境对声波的传导能力, 由于波导环境的水平变化, 导致能量在简正波模态间的耦合转移, 各阶模态强度衰减特性存在差异, 进而造成不同波导环境的整个声场强度扰动. 图 10(b) 中内波环境 2 中的  $I_{1-6}$  小于跃层波导环境, 说明内波的作用使得 1—6 号模态在模态耦合中能量减小, 而图 10(d) 中内波波导环境 2 中  $I_{14-\max}$  大于跃层波导环境, 说明内波的

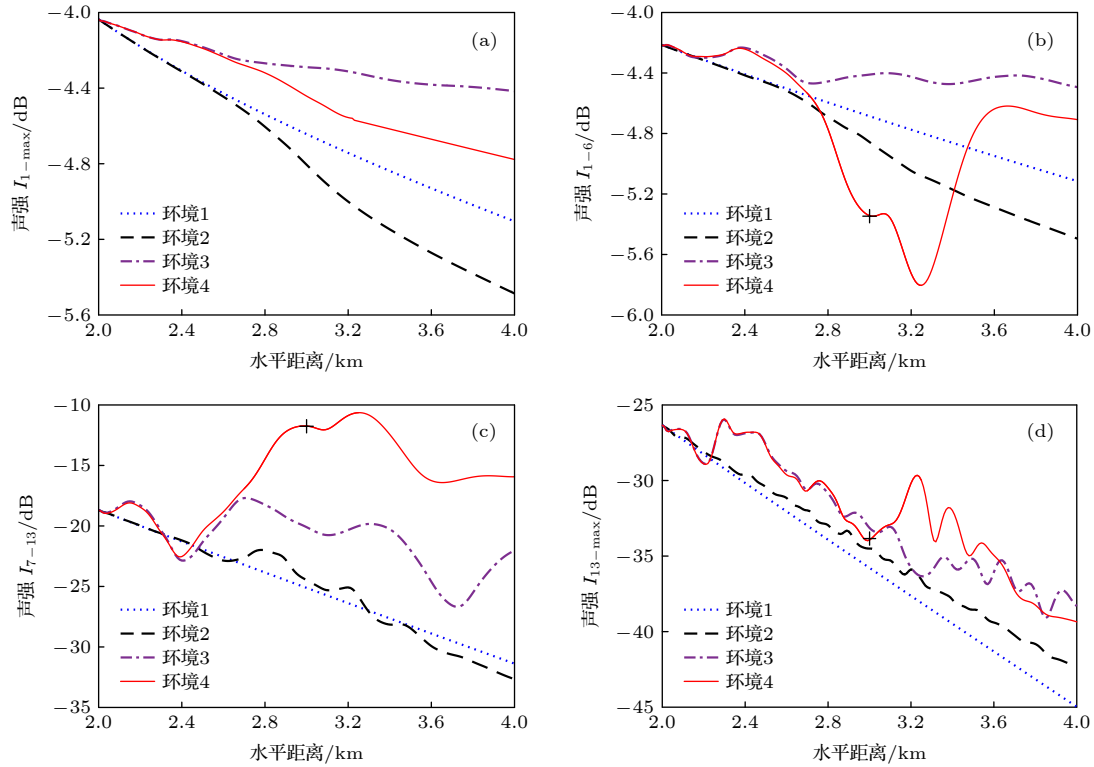


图 10 不同波导环境中各组模态强度之和随距离变化 (a) 所有模态  $I_{1-\max}$ ; (b) 1—6 号模态  $I_{1-6}$ ; (c) 7—13 号模态  $I_{7-13}$ ; (d) 14 号以上模态  $I_{14-\max}$

Fig. 10. The sum of intensity of each mode groups versus range in different environments: (a)  $I_{1-\max}$ ; (b)  $I_{1-6}$ ; (c)  $I_{7-13}$ ; (d)  $I_{14-\max}$ .

作用使得 14 号以上模态在模态耦合中能量增大, 验证了上文中内波扰动使得能量从低号波导模态耦合转移至高号非波导模态的结论. 而高号非波导模态衰减强, 从模态耦合中获得的能量在传播过程中快速衰减, 从而导致内波扰动使得整体声场能量下降, 图 10(a) 中内波波导环境 2 中的  $I_{1-\max}$  最小.

大陆坡增加了波导模态数, 同时减小了模态特征值的虚部降低了模态强度衰减速率, 图 10 中大陆坡波导环境 3 中的  $I_{1-\max}$ ,  $I_{1-6}$ ,  $I_{7-13}$ ,  $I_{14-\max}$  均大于跃层波导环境, 说明大陆坡的整体作用是增强了波导环境对声能量的传导能力. 然而, 对于单个模态仍会存在由于模态耦合导致其强度减弱的现象 (图 7(c)).

从各号模态能量总和来看, 大陆坡内波波导环境中模态强度受内波扰动减弱和大陆坡增强共同作用, 其  $I_{1-\max}$  大于内波波导环境, 小于大陆坡波导环境 (图 10(a)), 在不同水平距离范围内对模态耦合起到主要作用的影响因子不一致.

仿真环境构建的孤立子内波中心位于 3 km 处, 波宽  $\Delta = 300$  m, 大陆坡在 2—4 km 水平距离

范围坡度为 1/10. 小于 2.7 km 的水平距离内, 大陆坡、大陆坡内波波导环境中的模态强度曲线几乎一致 (图 10), 大陆坡为主要影响因子; 2.7—3.3 km 范围内, 对于低号波导模态内波是主要影响因子, 内波引发的模态耦合使得  $I_{1-6}$  快速减小 (图 10(b) 中红色曲线加粗段), 其损失的能量补充到高号模态, 尤其是新增波导模态  $I_{7-13}$  (图 10(c) 中红色曲线加粗段).

同时, 通过对比可知大陆坡内波波导环境中, 内波和大陆坡两种扰动因子对模态间能量耦合转移起到增强的效果. 对于 1—6 号波导模态, 大陆坡内波波导环境加速了能量从 1—6 号模态向高号模态转移, 导致在 4 种波导环境中, 大陆坡内波波导环境中的  $I_{1-6}$  最小; 对于 7—13 号新增波导模态, 大陆坡内波波导环境使其在模态耦合中获得了更多的能量, 造成在 4 种波导环境中, 大陆坡内波波导环境中的  $I_{7-13}$  最大.

大陆坡内波波导环境中模态间能量耦合转移增强是 3.1 节中耦合系数增强的一种验证, 但由于 3.1 中主要分析的是同号模态间和两个模态间的耦

合系数, 且模态间能量耦合转移不能单纯以耦合系数来判断其起伏. 分析大陆坡内波环境中各号模态在 2.7—3.3 km 范围内的变化特征, 如图 11 所示, 4 号模态强度大幅减小, 6—8 号模态强度增幅较大, 是导致  $I_{1-6}$  与  $I_{7-13}$  能量变化的主要来源; 3.1 节中分析指出相邻模态间能量耦合转移更强, 而 4 号模态并非直接将能量转移至 7 号和 8 号模态, 而是首先与临近的 5 号和 6 号模态耦合, 进而通过其将能量转移至 7 号和 8 号模态, 符合 Chiu 等<sup>[21]</sup>对模态间能量转移过程的论述.

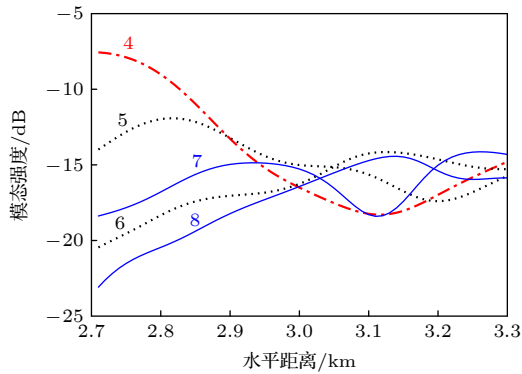


图 11 大陆坡内波环境中 2.7—3.3 km 范围内第 4—8 号简正波模态强度

Fig. 11. Intensity of modes 4–8 for at range 2.7–3.3 km in the continental slope internal wave environment.

### 3.3 模态强度起伏对环境参数敏感性分析

为进一步分析大陆坡内波波导环境参数的变化

对简正波模态耦合和强度起伏的影响, 本节进行参数敏感性分析, 通过改变坡度、内波幅度和宽度参数, 计算不同环境中参数变化条件下的低号模态组  $I_{1-6}$  的强度之和 (图 12). 由于各简正波模态能量之和  $I_{1-\max}$  守恒, 故  $I_{1-6}$  起伏也对应了简正波高、低号模态组间的能量转移. 其中, 图 12(a) 和图 12(b) 分别为 2—4 km 水平距离范围内坡度由 2/50 增加至 8/50 时, 大陆坡内波、大陆坡波导环境中的  $I_{1-6}$  变化曲线; 图 12(c) 和图 12(d) 分别为内波幅度在 15—50 m 范围内变化时, 大陆坡内波、内波波导环境中的  $I_{1-6}$  变化曲线; 图 12(e) 和图 12(f) 分别为内波宽度在 150—550 m 范围内变化时, 大陆坡内波、内波波导环境中的  $I_{1-6}$  变化曲线.

由对比结果可知, 随着坡度、内波幅度增加和内波宽度的减小, 低号模态组强度起伏增强, 说明简正波高、低号模态组之间能量转移增强. 对于内波幅度和宽度参数, 其变化对简正波模态耦合和能量转移的作用不同. 当内波幅度增加, 造成的声速场水平梯度增加, 增强了简正波模态耦合与模态组间的能量转移; 而当内波幅度一定时, 内波宽度增加引发声速场水平梯度减小, 导致简正波模态耦合和能量转移减弱.

同时, 对比图 12 中左侧子图与右侧子图, 可知大陆坡内波环境造成的模态强度起伏大于单独大陆坡环境或内波环境的影响, 与上文中大陆坡内波环境导致模态耦合与能量转移增强相对应.

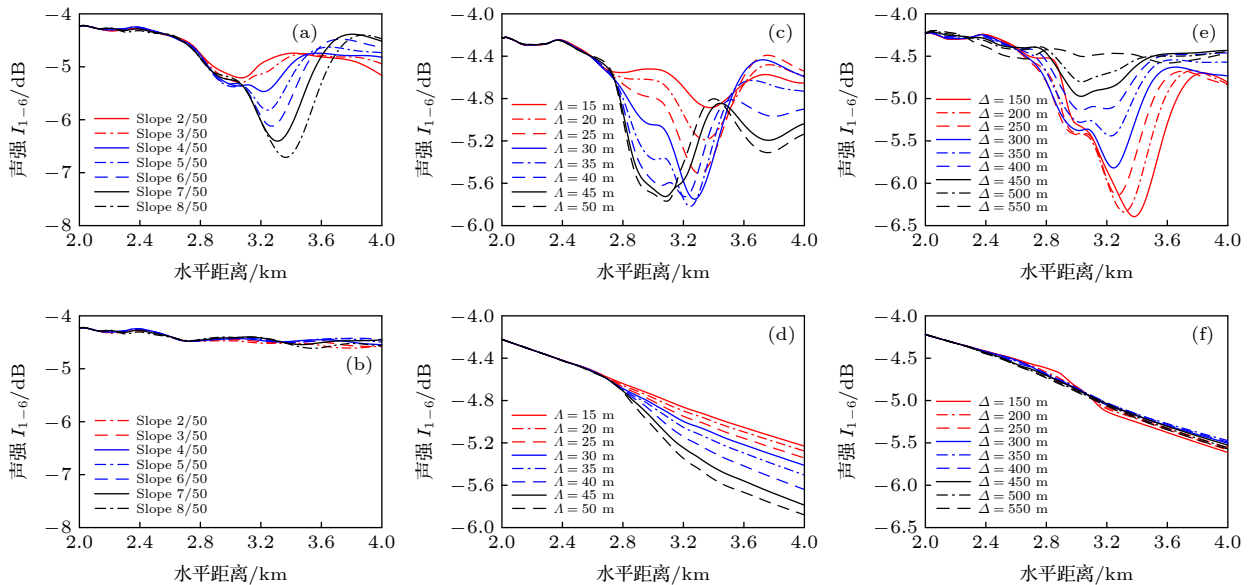


图 12 不同环境中参数变数时的模态强度之和  $I_{1-6}$  随距离的变化 (a), (c), (e) 大陆坡内波环境; (b) 大陆坡环境; (d), (f) 内波环境

Fig. 12. The sum of intensity  $I_{1-6}$  versus range in different environments of various parameters: (a), (c), (e) Continental slope internal wave environment; (b) continental slope environment; (d), (f) internal wave environment.

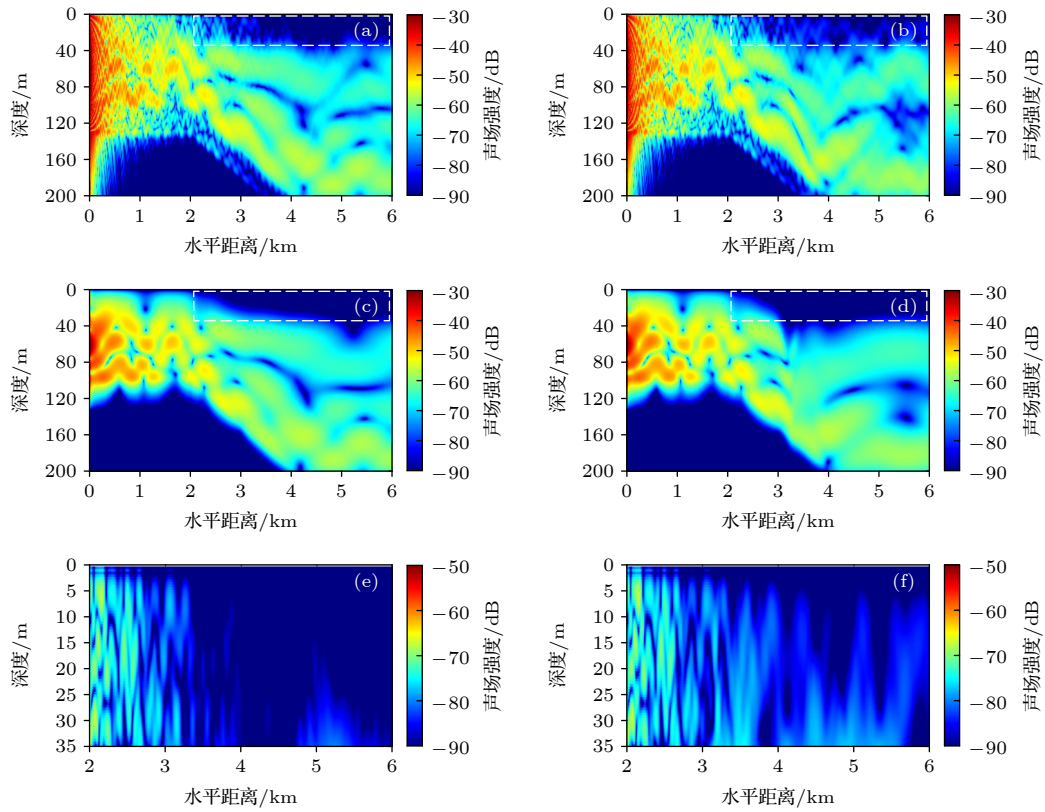


图 13 不同环境中的声场分布 (a), (c), (e) 大陆坡环境 3 中的所有模式、1—6 号模式、7—max 号模式声场; (b), (d), (f) 大陆坡内波环境 4 中的所有模式、1—6 号模式、7—max 号模式声场. 其中, 图中虚线方框标记了 0—35 m 深度、2—6 km 水平距离的区域  
Fig. 13. The sound field in different environments: (a), (c), (e) The sound fields of the whole modes, models 1-6 and modes 7-max in continental slope environment, respectively; (b), (d), (f) the sound fields of the whole modes, models 1-6 and modes 7-max in continental slope internal wave environment, respectively. The white dashed boxes mark the area of 0-35 m and 2-6 km horizontal distance.

高号模态能量衰减较快, 较远距离处的声场能量主要由低号模态贡献. 声波在大陆坡区域下坡传播过程中, 由于水深的增加, 会导致低号模态函数向深层移动, 从而使得声能量垂向分布不均匀, 跃层以上形成声影区 (图 13(a), (c), (e)). 在大陆坡内波环境中, 由于内波和大陆坡两个因素的共同影响, 导致模态耦合与能量转移增强, 高号模态从低号模态获得能量, 和低阶模态相比, 高阶模态函数在全水深范围内均是振荡的, 其能量垂向分布较均匀, 从而增加了跃层以上的声场能量 (图 13(b), (f)). 经计算结果的对比, 大陆坡内波环境中 (图 13(f)) 跃层以上区域 (深度 0—35 m, 水平距离 2—6 km) 声能量是大陆坡环境中 (图 13(e)) 的 1.7—3.5 倍, 可提高跃层上层的声学探测能力.

## 4 结 论

本文构建跃层、内波、大陆坡、大陆坡内波

4 种波导环境模型, 基于耦合简正波理论, 研究了海底地形和孤立子内波对声传播的双重影响, 分析了大陆坡内波波导环境中 200 Hz 声源的简正波模态耦合系数和强度起伏特征, 主要研究结论如下.

1) 模态耦合系数受内波、大陆坡两个扰动因素共同作用, 两种扰动因子导致的模态耦合系数变化趋势一致时, 耦合系数得到增强; 不一致时, 耦合系数的正负值由主要扰动因子决定.

2) 当波导环境受到扰动时, 高号简正波剥离效应在现象上会起主导作用, 模态耦合的总体趋势是能量由低号模态向高号模态转移, 由于高号模态能量衰减快, 内波扰动降低了波导环境的能量传导能力, 声波下坡传播时, 波导模态数增加模态衰减速率降低, 提高了波导环境的能量传导能力.

3) 大陆坡内波波导环境中, 模态能量总和大于内波环境、小于大陆波导环境, 模态间的能量耦合转移增强, 低号模态组向高号模态组转移更多的能量, 增加了跃层以上水层的声场能量.



依据耦合简正波理论, 模态强度取决于其同号简正波的能量传导, 以及与其它所有异号简正波间的能量转移, 且复杂环境条件下的模态函数难以解析, 模态强度的变化是一个强非线性过程, 故文章暂未针对某一号模态强度开展具体分析, 后续将结合实验数据开展深入研究.

感谢西北工业大学谢磊老师关于耦合简正波理论给予的指导.

## 参考文献

- [1] Whalen C B, Lavergne C D, Garabato N A C, Klymak J M, Mackinnon J A, Sheen 2020 *Nature* **1** 606
- [2] Alford M H, Mackinnon J A, Simmons H L Nash J D 2016 *Annu. Rev. Mar. Sci.* **8** 95
- [3] Zhao Z, Alford M H, Garton J B, Rainville L, Simmons H L 2016 *J. Phys. Oceanogr.* **46** 1657
- [4] Grisouard N, Staquet C 2010 *Nonlinear Processes Geophys.* **17** 575
- [5] Zhang Z Z, Luo W Y, Pan Z, Zhou Y Q 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 204302 (in Chinese) [张泽众, 骆文于, 庞哲, 周益清 2019 物理学报 **68** 204302]
- [6] Preisig J C, Duda T F 1997 *IEEE J. Oceanic Eng.* **22** 256
- [7] Zhou J X, Zhang X Z, Rogers P H 1991 *J. Acoust. Soc. Am.* **90** 2042
- [8] Rouseff D, Turgut A, Wolf S N, Finette S, Orr M H, Pasewark B H, Apel J R, Badiy M, Chiu C S, Headrick R H, Lynch J F, Kemp J N, Newhall A E, von der Heydt K, Tielbuerger D 2002 *J. Acoust. Soc. Am.* **111** 1655
- [9] Katsnelson B G, Pereselkov S A 2000 *Acoust. Phys.* **46** 684
- [10] Lin Y T, Duda T F, Lynch J F 2009 *J. Acoust. Soc. Am.* **126** 1752
- [11] Milone M A, DeCourcy B J, Lin Y T, Siegmman 2019 *J. Acoust. Soc. Am.* **146** 1934
- [12] Qin J X, Katsnelson B G, Peng Z H, Li Z L, Zhang R H, Luo W Y 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 034301 (in Chinese) [秦继兴, Katsnelson Boris, 彭朝晖, 李整林, 张仁和, 骆文于 2016 物理学报 **65** 034301]
- [13] Chiu C S, Ramp S R, Miller C W, Lynch J F, Duda T F, Tang T Y 2004 *IEEE J. Oceanic Eng.* **29** 1249
- [14] Qin J X, Katsnelson B G, Li Z L, Zhang R H, Luo W Y 2016 *Acta Acustica* **41** 145 (in Chinese) [秦继兴, Katsnelson Boris, 李整林, 张仁和, 骆文于 2016 声学学报 **41** 145]
- [15] Badiy M, Katsnelson B G, Lynch J F, Pereselkov S, Siegmman W L 2005 *J. Acoust. Soc. Am.* **117** 613
- [16] Li Q R, Sun C, Xie L 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 024302 (in Chinese) [李沁然, 孙超, 谢磊 2022 物理学报 **71** 024302]
- [17] Chiu L Y S, Chang A Y Y, Reeder D B 2015 *J. Acoust. Soc. Am.* **138** 515
- [18] Liu D, Li Z L, Liu R Y 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 034302 (in Chinese) [刘代, 李整林, 刘若芸 2021 物理学报 **70** 034302]
- [19] Mo Y X, Piao S C, Zhang H G Li L 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 214302 (in Chinese) [莫亚泉, 朴胜春, 张海刚, 李丽 2014 物理学报 **63** 214302]
- [20] Sagers J D, Ballard M S, Knobles D P 2014 *J. Acoust. Soc. Am.* **136** 2453
- [21] Chiu L Y S, Reeder D B, Chang Y Y, Chen C F, Chiu C S, Lynch J F 2013 *J. Acoust. Soc. Am.* **133** 1306
- [22] Porter M B 1991 *The KRAKEN Normal Mode Program* (La Spezia: SACLANT Undersea Research Centre) Technical Report SM-2
- [23] Jensen F B, Kuperman W A, Porter M B, Schmidt H 2011 *Computational Ocean Acoustics* (New York: Springer) pp403–408
- [24] Apel J R, Ostrovsky L A, Stepanyants Y A, Lynch J F 2007 *J. Acoust. Soc. Am.* **121** 695
- [25] Yang T C 2014 *J. Acoust. Soc. Am.* **135** 610
- [26] Dozier L B, Tappert F D 1978 *J. Acoust. Soc. Am.* **63** 353
- [27] Yang T C 2017 *IEEE J. Oceanic Eng.* **42** 663

# Mode coupling and intensity fluctuation of sound propagation over continental slope in presence of internal waves<sup>\*</sup>

Gao Fei<sup>1)2)</sup> Xu Fang-Hua<sup>1)†</sup> Li Zheng-Lin<sup>3)</sup> Qin Ji-Xing<sup>4)‡</sup>

1) (*Ministry of Education Key Laboratory of Earth System Modeling, Department of Earth System Science, Institute for Global Change Studies, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

2) (*Naval Research Institute, Tianjin 300061, China*)

3) (*School of Ocean Engineering and technology, Sun Yat-Sen University, Zhuhai 519000, China*)

4) (*State Key Laboratory of Acoustics, Institute of Acoustics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

( Received 7 April 2022; revised manuscript received 24 June 2022 )

## Abstract

The topographic variation underwater of the continental slope is one of the main causes for triggering off the formation of internal waves, and the continental slope internal waves are ubiquitous in the ocean. The horizontal variation of waveguide environment, caused by the internal wave and the continental slope, can lead to acoustic normal mode coupling, and then generate sound field fluctuation. Most of the existing research work focused on studying the effect of single perturbation factor of either the internal waves or the continental slope on acoustic mode coupling and intensity fluctuation, while it is hard to find some research work that takes into account both the internal waves and the topographic variations as influencing factors. In this work, numerical simulations for the sound waves to propagate through the internal waves in the downhill direction are performed by using the acoustic coupled normal-mode model in four waveguide environments: thermocline, internal wave, continental slope and continental slope internal wave. And the mode coupling and intensity fluctuation characteristics and their physical mechanisms are studied by comparing and analyzing the simulation results of the four different waveguide environment constructed. Some conclusions are obtained as follows. The intra-mode conduction coefficients are symmetric with respect to the center of the internal wave, while the inter-mode coupling coefficients are antisymmetric around it. As the sound waves propagate toward or away from the center of the internal wave, the acoustic mode coupling becomes enhanced or weakened, and the coupling coefficients curves for large mode oscillate. The influence of internal wave perturbation makes the energy transfer from the smaller modes to the larger modes, which increases the attenuation of sound field intensity. The number of the waveguide modes increases and the mode intensity attenuation decreases, when the sound waves propagate downhill. The total intensity of all modes for the continental slope internal wave environment is greater than for the internal wave environment and less than for the continental environment, and the energy transfer between mode groups is stronger than for individual effect of internal wave or continental slope, which leads more energy to transfer from the smaller to larger mode groups and the energy of the sound field above the thermocline to increase.

**Keywords:** continental slope, internal solitary waves, sound field fluctuation, mode coupling

**PACS:** 43.30.+m, 43.30.Bp, 43.30.Cq

**DOI:** 10.7498/aps.71.20220634

<sup>\*</sup> Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2020YFA0607900), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 42176019, 11874061), and the Youth Innovation Promotion Association, Chinese Academy of Sciences (Grant No. 2021023).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [fxu@mails.tsinghua.edu.cn](mailto:fxu@mails.tsinghua.edu.cn)

<sup>‡</sup> Corresponding author. E-mail: [qjx@mail.ioa.ac.cn](mailto:qjx@mail.ioa.ac.cn)



## 大陆坡内波环境中声传播模态耦合及强度起伏特征

高飞 徐芳华 李整林 秦继兴

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

Gao Fei Xu Fang-Hua Li Zheng-Lin Qin Ji-Xing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 204301 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220634

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220634>

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

#### 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>

#### 高阶单向传播内孤立波理论模型适用性

Applicability of high-order unidirectional internal solitary wave theoretical model

物理学报. 2022, 71(17): 174701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220411>

#### 孤子内波环境下三维声传播建模

Modeling of three-dimensional sound propagation through solitary internal waves

物理学报. 2019, 68(20): 204302 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190478>

#### 螺旋波等离子体中螺旋波与Trivelpiece-Gould波模式耦合及线性能量沉积特性参量分析

Parametric analysis of mode coupling and liner energy deposition properties of helicon and Trivelpiece-Gould waves in helicon plasma

物理学报. 2020, 69(11): 115201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200062>

#### 一种水平变化波导中声传播问题的耦合模态法

A coupledj-mode method for sound propagation in range-dependent waveguides

物理学报. 2021, 70(6): 064301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201726>

#### 浅海周期起伏海底环境下的声传播

Sound propagation in shallow water with periodic rough bottom

物理学报. 2021, 70(3): 034302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201233>