

东印度洋热带偶极子对声会聚区影响分析

吴双林 李整林 秦继兴 王梦圆 董凡辰

Influence of tropical dipole in the East Indian Ocean on acoustic convergence region

Wu Shuang-Lin Li Zheng-Lin Qin Ji-Xing Wang Meng-Yuan Dong Fan-Chen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 134301 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20212355

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212355>

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

深海海底反射会聚区声传播特性

Characteristics of convergence zone formed by bottom reflection in deep water

物理学报. 2019, 68(1): 014301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181761>

浅海起伏海面下气泡层对声传播的影响

Effects of wind-generated bubbles layer on sound propagation underneath rough sea surface in shallow water

物理学报. 2020, 69(2): 024303 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191208>

地球曲率对远距离声传播的影响

Effect of earth curvature on long range sound propagation

物理学报. 2021, 70(11): 114303 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201858>

浅海涌浪对表面声道声传播的影响

Effects of swells on sound propagation in surface duct environment in shallow water

物理学报. 2021, 70(5): 054302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201549>

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>

深海不完整声道下反转点会聚区研究

Lower turning point convergence zone in deep water with an incomplete channel

物理学报. 2021, 70(2): 024301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201375>

东印度洋热带偶极子对声会聚区影响分析*

吴双林¹⁾²⁾ 李整林^{3)†} 秦继兴^{1)‡} 王梦圆¹⁾ 董凡辰¹⁾²⁾

1) (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)

2) (中国科学院大学, 北京 100190)

3) (中山大学海洋工程与技术学院, 珠海 519000)

(2021年12月21日收到; 2022年3月8日收到修改稿)

大洋中的物理海洋现象影响着水体的变化, 从而对其中的声波传播产生重要的影响. 首次在东印度洋海域进行的声学调查实验, 发现了印度洋热带偶极子物理海洋现象对声传播的影响, 利用穿越热带偶极子的声传播实验数据, 分析了声源深度和水体起伏对深海会聚区的影响, 并对实验中的声传播现象形成机理进行了理论解释. 结果表明: 东印度洋深海非完全声道环境下, 受热带偶极子形成暖水团和声源深度起伏的影响, 第2会聚区没有形成, 声源深度变深时, 更容易形成深海会聚区; 印度洋热带偶极子影响下第2会聚区位置处的水体跃层起伏会对下一个会聚区的形成及位置产生重要影响, 使得第3会聚区提前形成, 会聚区位置向声源方向偏移2—3 km. 研究结果对探测及通信声纳在深海复杂环境下应用具有重要指导意义.

关键词: 声传播, 印度洋热带偶极子, 水体起伏, 会聚区偏移

PACS: 43.30.+m, 43.30.Cq

DOI: 10.7498/aps.71.20212355

1 引言

海洋声学主要研究海洋与声波之间的相互作用, 探索以海面波浪、海水非均匀性以及海底结构为代表的海洋环境在时空变化方面对声场作用的规律^[1]. 海洋内部结构复杂多变, 从大尺度的大洋环流, 到中尺度的涡旋、海洋锋面、潮汐和内波, 以至小尺度的湍流和气泡等过程^[2], 这些海洋内部结构的时空变化, 均会引起海水声速的随机非均匀性, 从而造成声场起伏变化^[3]、传播损失异常^[4,5]、声场时空相关性下降^[6-7]、会聚区位置改变等^[8-10]. 海水声速的非均匀变化会影响水下目标声学探测、识别、通信和海洋环境监测等性能. 譬如, 非线性内波导致声传播路径上海水声速剧烈波动, 引起声

传播损失异常, 从而可能导致声纳探测和水声通信的作用距离降低; 湍流和线性内波下声信道传输函数的随机性会使得信号在水听器阵列上的空间相关性快速下降, 从而引起波束形成空间分辨率和阵增益的降低; 中尺度暖涡会导致深海会聚区距离变大, 这会对远距离声源定位和水声通信产生显著影响; 印度洋热带偶极子 (Indian Ocean dipole, IOD) 是年际时间尺度上热带印度洋海表温度的东西向偶极子模态, 具体表现为苏门答腊附近海域和西印度洋海表温度异常的现象. 有研究表明该现象是由印度洋内部的海气相互作用产生的东西热带印度洋反相的海温异常, IOD事件常发生于夏秋季节, 春冬两季减弱^[11]. 所以, 水体起伏引起海水声速非均匀变化, 导致声场时空特性改变, 这是海洋声学领域一个重要的研究课题. 印度洋热带偶极子现象

* 国家重点研发计划项目 (2018YFC0308600), 国家自然科学基金 (批准号: 11874061, 11774374) 和中国科学院青年创新促进会资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lzhl@mail.sysu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: qjx@mail.ioa.ac.cn

作为一种物理海洋过程, 由于内部的海气相互作用影响着海水温度, 造成水体声速的起伏变化对声传播有着重要影响; 同时印度洋海域作为海上运输的重要交通航道具有重要的战略意义, 我国对该海域的水下声场特性研究相对较少, 特别对水体起伏环境下的声学规律掌握还不够充分.

海洋中水体起伏对声场影响的研究主要从 20 世纪 70 年代末到 80 年代开始, 起初研究人员主要利用射线几何声学方法对内波、锋面、海洋中尺度等现象开展研究, 如 Weinberg^[12] 用射线方法计算了涡旋影响下水平折射效应. Mellerg 等^[13] 提出使用海洋预报系统与有限差分模型建立中尺度涡条件下的声场参数, 对冷涡和暖涡旋影响下的声传播特点进行了深入分析, 指出当声源在涡旋中的位置移动时, 会聚区距离和会聚区能量随之发生显著变化. Heaney 等^[14] 使用海洋预报数据库 ECCO2 结合三维抛物方程模型研究了中尺度现象对全球海域的低频声传播影响, 发现中尺度现象能导致 1.8° 的水平偏转. 在内波引起的声场起伏研究方面, Georges 等^[15] 利用新泽西海域获取的 SW06 实验数据, 结合数值模拟研究了浅海环境下非线性内波引起的声场起伏, 结果表明收发路径和孤立子内波波阵面之间小角度的偏差 ($\pm 5^\circ$ 以内) 会造成不可忽视的声场起伏变化. 海洋声信道传递函数的随机性在实验中得到多次证实^[16–17], Dyson^[18] 分析了从伊柳塞拉岛到百慕大海域的声传播数据, 在 26 天的实验时间内, 声强变化范围在 20 dB 以上, 接收信号的相位同样存在随机起伏.

我国早期的海洋学与水声学联系不紧密, 影响了学科之间的交叉融合. 在海洋水体起伏对声场的影响方面, 大多数研究集中在浅海海域, 研究者们分析不同起伏环境下的声强、相位、到达时间、声场时空相关性以及散射声强角度分布等声场统计特征量, 解释了相关实验现象. 张青青等^[19–20] 统计分析了南海北部浅海有内波经过时的声强起伏及其统计特性. 在深海中尺度涡研究方面, 刘清宇^[21] 使用实际观测的温盐资料研究了中尺度涡影响下的声速场结构特点, 并分析了存在中尺度涡条件下的深海信道效应, 指出中尺度涡会导致深海表面声道的出现或消失. Cheng 等^[22] 使用 ARGO 浮标数据从表面波导声传播的角度揭示了涡旋对声传播的影响机理. 肖瑶等^[23] 利用遥感数据与全球再分析数据, 分析了南海北部和墨西哥湾中尺度涡旋的

参数特征和分布情况, 并分析了中尺度涡旋对声场的影响效应, 得出了在暖涡环境下深海会聚区会向声源方向移动的结论. 但是, 上述研究均基于声场模型数值分析, 还未见有实验结果报道. 由海气相互作用引起的印度洋偶极子事件导致的水体起伏对声场的影响的研究在水声学领域基本属于空白状态.

本文利用 2019 年 8 月东印度洋深海实验获取的声学 and 同步水文数据, 重点研究了印度洋热带偶极子引起的水体跃层起伏对深海会聚区的影响, 并利用经典射线理论解释了水体起伏海洋环境下声传播实验中的实验现象以及形成这种现象的原因机理.

2 印度洋深海声传播实验介绍

我国对印度洋海域开展的声学实验相关研究较少, 2019 年 8 月, 声场声信息国家重点实验室在东印度洋海域进行了一次深海声传播实验, 其主要内容之一是研究深海复杂环境下的声传播特性. 实验中采用拖曳声源发射声信号, 以获得随距离精细变化的声传播数据^[24–28]. 海上实验示意图见图 1, 采用实验船结合深海声学潜标垂直接收阵 (VLA) 的方式进行, 其中接收潜标系统由 23 个自容式水声记录器 (USR) 组成, USR 以非等间距方式布放在 86—4130 m 深度范围内, 基本上覆盖了大部分水体. 接收灵敏度为 -170 dB, 接收信号的采样率为 16 kHz. “实验 1 号”科考船以 4 节航速匀速拖曳发射换能器, 使得拖曳发射声源相对稳定在 120 m 深度左右发射声信号, 实际深度随海水流速及船速变化, 通过拖曳声源上的深度传感器进行校准. 拖曳声源是间隔发射长度为 20 s, 频率范围

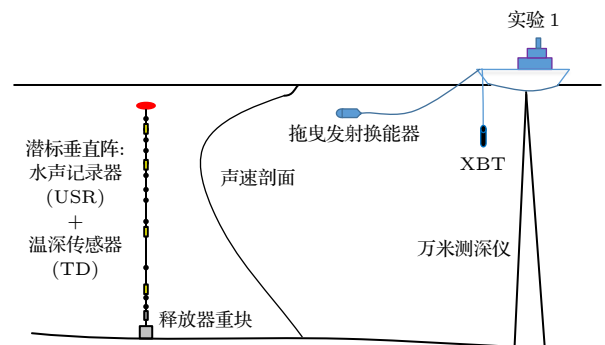


图 1 实验设备布放示意图

Fig. 1. The configuration of the experiment.

250—350 Hz 的双曲调频 (HFM) 信号, 发射重复间隔如图 2 所示. “实验 1 号”由近及远驶离 VLA, 拖曳声传播最远距离 182 km, 传播路径上的海深变化如图 3 中的蓝色实线所示. 可见, 海底较为平坦, 平均海深约为 4170 m. 在潜标垂直接收阵处测量的海水声速剖面 (SSP) 由图 3 中红色实线给出. 图 3 中黑色圆实点表示接收阵 23 个水听器布放深度, 虚线给出海底声速的共轭深度. 该海域的最小声速值为 1495 m/s, 声道轴大约在 1400 m 深度处, 声道轴深度附近声速变化缓慢, 声道轴层“较厚”, 与南海及西太平洋海域测量的声速剖面相比差异明显 [29–30]. 海面处海水声速为 1544 m/s, 大于海底附近的海水声速 (1528 m/s), 为典型的深海不完全声道. 由接收潜标布放位置处声速剖面可以看出, 海底声速的共轭深度在 115 m, 与实验中拖曳声源的深度较为接近.

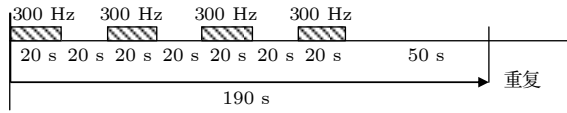


图 2 拖曳换能器发射信号间隔示意图

Fig. 2. The cycle of the source signals from a towed transducer.

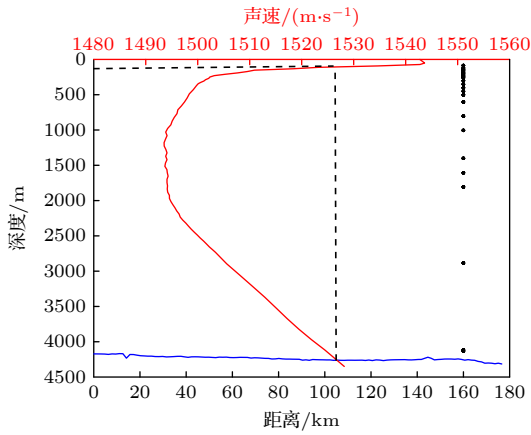


图 3 声传播测线上的海底地形和潜标垂直阵处海水声速剖面

Fig. 3. The bathymetry along the propagation track and sound speed profile (SSP) at the VLA.

由于发射的信号形式和参数已知, 在使用实验数据计算传播损失 (TL) 时, 为了提高接收信号的信噪比 (SNR), 先对其进行脉冲压缩处理. 假设拖曳声源发射的信号为 $s(t)$, 则水听器上接收到的信号可表示为

$$s_R(t) = \int S(\omega)P(r, z; \omega) \exp(-i\omega t)d\omega, \quad (1)$$

其中, $S(\omega)$ 为发射信号 $s(t)$ 的频谱, $P(r, z; \omega)$ 为 $S(\omega)$ 在海洋环境中从声源到接收器的传输函数, 该函数与海洋环境场有关. 为了提高信噪比, 对水听器上接收的声信号进行脉冲压缩得:

$$s_c(t) = \int |S(\omega)|^2 P(r, z; \omega) \exp(-i\omega t)d\omega, \quad (2)$$

再对 $s_c(t)$ 作傅里叶变换得到频谱 X_i , 将 X_i 在中心频率 $f_0 = 300$ Hz 的实验发射信号带宽内 (100 Hz) 取平均, 得到接收声信号的平均能量为

$$E(f_0) = \frac{2}{F_s^2} \text{mean}(|X_i|^2) (i = n_{f_1}:n_{f_2}), \quad (3)$$

其中, f_0 为发射信号的中心频率, F_s 为采样率, f_1 和 f_2 为发射信号频率的上下限, n_{f_1} 和 n_{f_2} 分别为频率上下限对应的频点数, 则实验接收声信号的传播损失 (TL) 为

$$TL(f_0|(r, z)) = SL(f_0) - \{10 \lg [E(f_0|(r, z))] - M_v - E_c\}, \quad (4)$$

其中, $SL(f_0)$ 为发射换能器声源级, 由收发距离较近的声源级校准实验获取, M_v 为潜标垂直阵上接收水听器的灵敏度, E_c 为根据确知的发射声源信号计算得到的脉冲压缩匹配滤波增益. 为了确定发射换能器声源级 $SL(f_0)$, 实验期间还对发射换能器声源级进行了标定. 经过声源级校准数据的处理, 得到拖曳发射换能器在发射频率带宽范围内的声源级为 192 dB.

对实验中 VLA 上不同深度 USR 记录的声传播数据, 经脉冲压缩处理及声传播损失计算, 得到传播路径上随深度和距离的传播损失如图 4 所示.

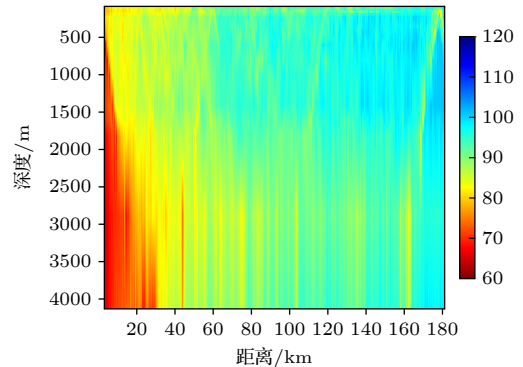


图 4 中心频率 300 Hz 的声传播损失实验结果

Fig. 4. Experimental TLs along the sound propagation track at the central frequency of 300 Hz.

从图中可以看到, 在距离小于 60 km 的第 1 影区内传播损失较小, 第 1 会聚区结构不明显, 之后的第 2 会聚区没有形成, 而在 180 km 附近形成了较为明显的第 3 会聚区结构.

3 印度洋深海声传播实验现象分析

由于拖曳声源的深度恰好处于图 3 声速变化大的位置, 所以实验船对水航速变化引起的拖曳声源深度起伏, 以及海洋中尺度现象引起的温跃层起伏, 对声传播特性都会产生明显影响, 这里分别分析两者对深海会聚区的影响.

3.1 声源深度起伏对会聚区形成与否的影响

为了分析图 4 所示的实验现象, 使用抛物方程声场近似模型 RAM-PE^[31] 结合实验的海洋环境计算声传播损失. 首先, 只考虑声速剖面水平不变情况, 利用实验潜标处测量的声速剖面 and 实测海深数据计算得到 201 m 和 1606 m 两个典型接收深度上的传播损失值与实验结果对比如图 5 所示. 其中, 模型计算时的声源中心频率和带宽与实验发射信号相同, 频率间隔 10 Hz, 频点数为 11. 选取两层海底模型, 其中沉积层厚度为 10 m, 沉积层声速和密度分别选为 1560 m/s 和 1.6 g/cm³, 无限大基底的声速取 1650 m/s, 密度为 1.8 g/cm³, 沉积层和基底的衰减系数均取 0.15 dB/λ. 根据互易原理, 计算时将声源置于 0 km 距离 VLA 上接收水听器所在深度, 接收深度使用拖曳声源设定的工作 120 m 深度.

由图 5 可以看出, 两个接收深度的实验数据中声波经过了一段距离的传播, 在第 1 会聚区附近的传播损失与第 3 会聚区的传播损失相近或更大, 两个接收深度的数值计算和实验的传播损失值在 60 km 和 120 km 距离范围上均存在较大差异, 实验结果在第 1、第 2 会聚区的能量会聚现象不明显, 而模型计算的传播损失均存在明显的会聚区, 传播损失在会聚区距离范围内差别较大, 而且第 3 会聚区位置也存在一定差异. 根据声传播理论, 声能量会限制在深海声道中传播, 对于同一个深度处, 不同会聚区同时形成或消失. 对于声速剖面水平不变的海洋环境, 声源深度会影响会聚区的形成, 声源较浅时由于没有深度余量, 不会形成会聚区. 随着声源深度增大, 会引起深度余量出现, 进而形成会

聚区^[32–33]. 对于图 3 所示的印度洋特殊水文环境条件, 4170 m 接近海底深度处的海水声速和拖曳声源深度处的声速近似, 声源深度的变化可能会影响会聚区的形成. 因此, 首先考虑实验中声源深度变化引起的会聚区“消失”.

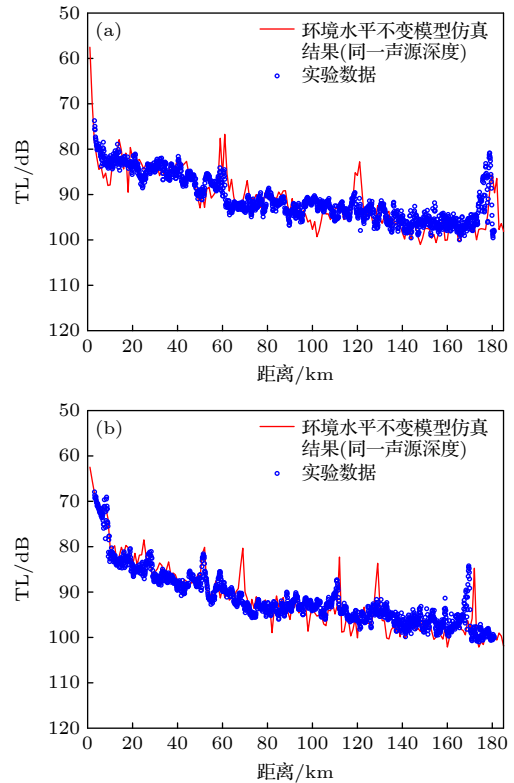


图 5 声源深度 120 m 时模型计算的传播损失与实验结果比较 (a) 接收深度 201 m; (b) 接收深度 1606 m

Fig. 5. Comparison of the experimental and the numerical TLs where the source depth is 120 m at the two different receiver depths: (a) 201 m; (b) 1606 m.

为了解释图 4 和图 5 中实验观测到的第 1、第 2 会聚区“消失”的现象, 根据拖曳发射换能器上的温深传感器 (TD) 记录的不同距离时声源深度变化 (图 6) 分析声场.

对于较小的声源深度变化, 文献 [27, 28] 中一般作深度平均处理, 处理结果不影响理论分析和数值仿真. 但对图 6 所示的声源深度变化较大, 比如在 135 km 处, 发射换能器深度增加超过 10 m, 这对声传播的影响就不能忽略. 图 6 的声源深度数据进行分段平均, 结果如图 6 中水平黑色实线所示, 在 0—50 km 平均声源深度为 122 m, 50—100 km 平均声源深度为 118 m, 100—135 km 平均声源深度为 115 m, 135—182 km 平均声源深度为 125 m. 使用分段平均的声源深度计算的声传播损失随距

离变化曲线由图 7 给出. 与图 5 中声源深度保持 120 m 不变条件下的传播损失相比, 可以看到使用近似实际的声源深度计算的第 1 和第 2 会聚区传播损失与实验结果基本一致. 说明这种情况下声源深度对会聚区形成与否具有重要影响, 对探测声纳及通信声纳在不完全深海声道中应用时需要特别注意.

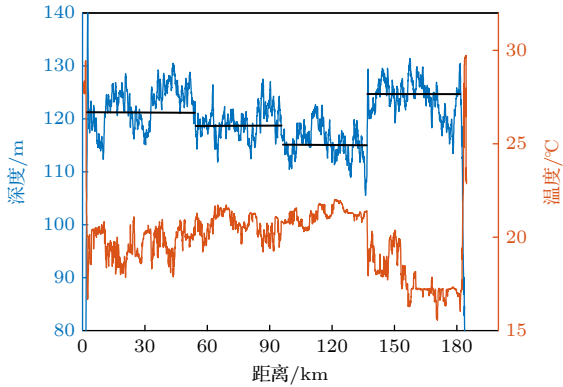


图 6 拖曳声源上温深传感器记录的声源深度及其所在深度海水温度随距离变化

Fig. 6. The measured sound depth and temperature by TD on towed transducer along the track during the experiment.

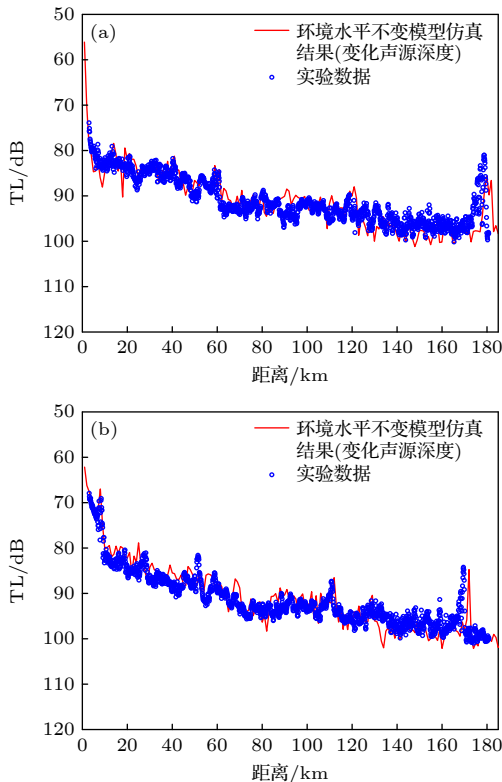


图 7 声源深度分段变化条件下模型计算的传播损失与实验结果比较 (a) 接收深度 201 m; (b) 接收深度 1606 m

Fig. 7. Comparison of the experimental and the numerical TLs where the source depth is segmented at the two different receiver depths: (a) 201 m; (b) 1606 m.

但是, 从图 7 可以看出, 两个不同接收深度处实验数据得到的第 3 会聚区距离均比模型计算的结果提前 2—3 km, 也就是说第 3 会聚区的位置出现了偏差. 一般地, 当接收深度变大, 会聚区距离会逐渐减小. 然而根据声场理论分析, 即使接收深度变化 30 m, 也不能导致第 3 会聚区位置偏差 2—3 km. 因此, 拖曳声源深度变深, 并不是第 3 会聚区提前的原因, 其中必然有其他原因, 将在下一节里分析.

3.2 印度洋热带偶极子对会聚区位置的影响

为进一步解释第 3 会聚区位置偏差的原因, 我们利用声传播路径上每间隔 10 km 投放的抛弃式温度探头 (XBT) 数据, 对实验中测量的水文数据进一步分析. 使用乌德经验公式将测量的海水温度转化声速^[34]:

$$c = 1450 + 4.21T - 0.037T^2 + 1.14(S - 35) + 0.175P, \quad (5)$$

其中, T 为海水温度, S 为海水盐度, P 为海水静压力, 这 3 个参数都是深度的函数. 随距离变化的海水温度 T 由不同距离上的 XBT 数据测量得到; 海水的盐度 S 对声速的影响较小且相对较为稳定, 由潜标点投放的 XCTD 测量的盐度得到; 海水静压力 P 与海水深度有已知的对应关系. 由 760 m 以浅 XBT 测量温度剖面计算声速剖面, 由于大洋深层处的海水声速比较稳定, 随距离变化不大, 760 m 以深的的数据利用接收点测量的 CTD 声速数据进行插值, 得到试验期间测线全海深声速剖面随距离变化如图 8(a) 所示. 由于 200 m 以浅的海水声速存在较大起伏变化, 选取 50—180 m 深度上的声速数据由图 8(b) 给出, 同时将拖曳发射声源深度随距离的变化用黑色实线显示. 从图 8(b) 可见, 海水声速剖面随距离变化, 特别是 120 km 附近处水体的声速有较大的起伏变化.

通过阅读相关文献资料^[11,35], 以及分析实验海域的水文气象同化数据及 AVISO 数据中心的卫星 SLA 数据, 得知在靠近赤道苏门答腊岛西部海域 7—9 月份会受 IOD 事件影响, 存在一个急流区. 同时, 相关资料报道显示 2019 年东印度洋海域发生了一次较强的偶极子现象, 从发生的东印度洋偶极子发生的时间 (夏季最盛) 和位置 (苏门答腊沿岸海域) 和实验时间区域吻合, 本次实验恰好在这个海区, 实验期间的水文环境会受到 IOD 事件影

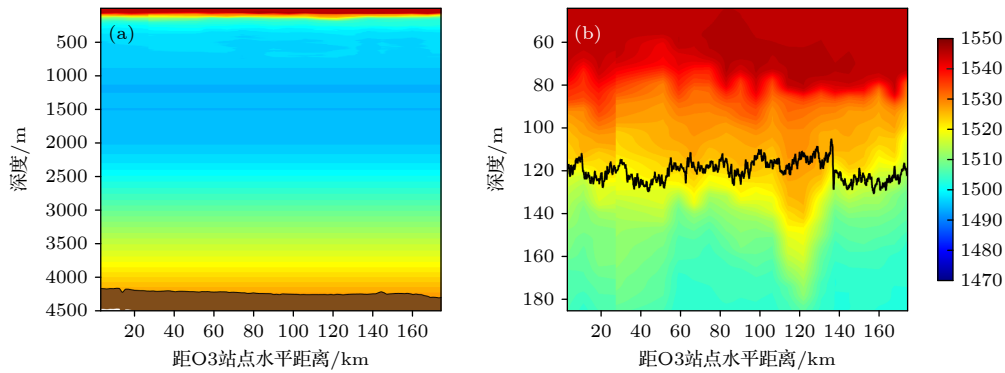


图 8 实验期间测量的海水声速剖面随距离深度变化 (a) 全海深范围; (b) 深度范围 50—180 m
 Fig. 8. The measured sound speed profile along the track during the experiment: (a) For almost total depth; (b) 50–180 m.

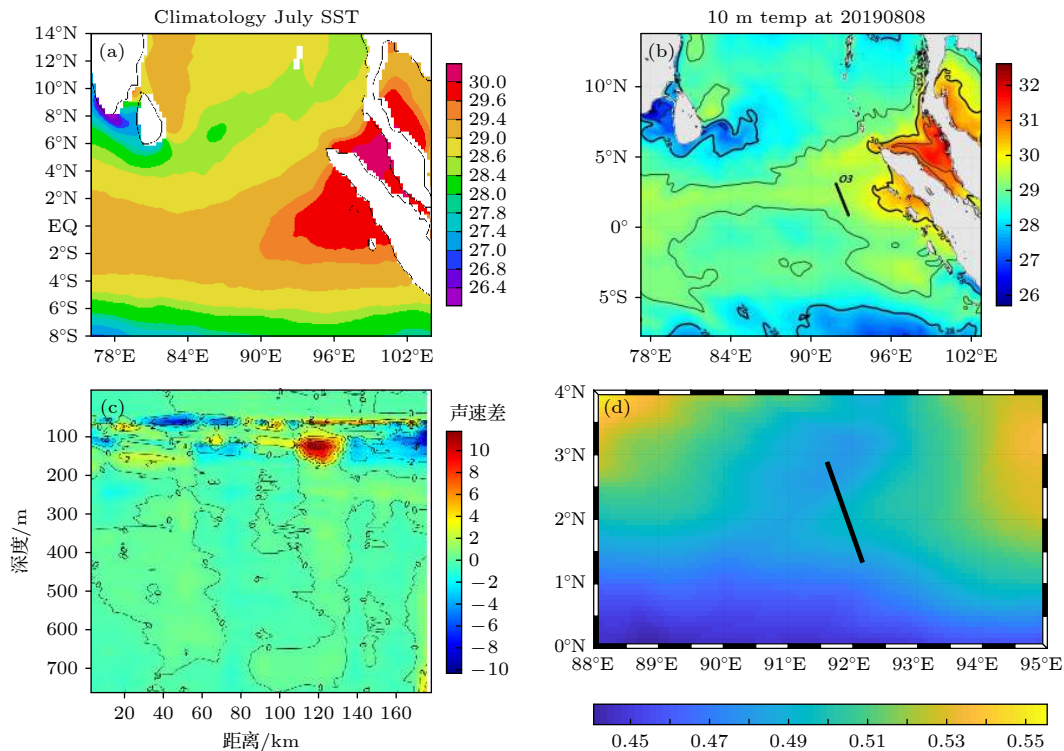


图 9 实验期间调查海区测线温度及海面波高数据 (a) 实验海区夏季月平均海表温度数据; (b) 实验海区声传播测线实验当天的平均海表温度数据; (c) XBT 实测数据与平均值声速差; (d) 实验海区声传播实验当天的海面高度遥感数据
 Fig. 9. The sea surface temperature (SST) and sea surface wave height during the experiment: (a) Monthly SST data in summer; (b) SST data during the experiment; (c) the difference of sound velocity between XBT measured and average value; (d) sea surface wave height during the experiment from remote sensing in CMEMS database.

响. 图 9(a) 所示为实验区域在 7 月份的海水表面历史平均温度分布, 图 9(b) 为调查海区 2019 年 8 月 8 日测线 (图中黑色实线所示) 附近的海水表面温度的分布, 可以看出在声传播测线上, 海表温度受到了 IOD 的影响, 在赤道附近形成了一个海面高温环带, 而且环带在靠近陆地附近海表温度更高, 海洋模式同化数据与实验期间 XBT 测量的 760 m 以浅海水温度数据观测到的现象一致. 图 9(c) 给出了测线投放的 XBT 实测的数据与平均值之间的

声速差值图, 可以看出在声传播路径距离接收潜标 120 km 处存在较为明显的暖水团, 从该暖水团的发生位置和影响尺度上看, 受到东印度洋偶极子的影响明显. 图 9(d) 为 CMEMS 数据库中调查海区 2019 年 8 月 8 日海表面波高数据, 图中黑色实线为声传播路径, 可以看到在传播后半段海面波高与周围波高存在明显差异, 也表现出了声传播路径上受 IOD 事件影响的证据. 图 9 物理海洋及海面遥感观测数据均证实了在声传播路径上存在水文

的起伏变化, 由于 IOD 事件的影响会引起水文的起伏.

从共轭深度来看, 声源深度处温跃层的起伏变化会引起共轭深度的变化, 导致会聚区的形成和消失, 同时其会改变声线在这些起伏深度处的折射角度, 进而影响深海声传播的会聚特性. 考虑声速剖面的水平变化的情况时, 在完成该声传播测线相对较短的时间周期内, 暖水团的移动速度慢, 在测量时间内, 海水声速在深度范围上的变化很小, 因此可以采用不同时间上不同距离上的 XBT 测量的声速结果来反应声速剖面水平变化情况, 同时结合上一节中声源深度分段平均处理的方法, 使用 RAM-PE 模型计算得到潜标深度上的二维声场分布如图 10 所示. 图 10 中的传播损失结果整体上与图 4 中的实验结果符合较好, 第 1 会聚区距离以内的声传播损失较小, 第 2 会聚区消失, 形成了第 3 会聚区.

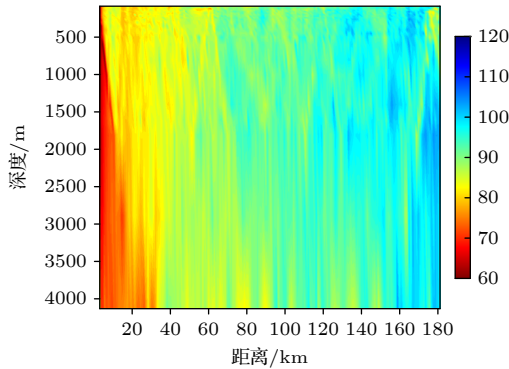


图 10 模型计算的水平变化声速环境下的声传播损失, 中心频率 300 Hz
Fig. 10. Numerical TLs from RAM-PE model in the range-dependent environment at the central frequency of 300 Hz.

图 11 分别给出了 201 m 和 1606 m 两个接收深度上的传播损失实验结果与模型计算结果比较, 可以看到在会聚区的有无及第 3 会聚区位置等都符合较好. 同时, 结合图 7 水平不变声速剖面时的理论与实验结果对比, 图 11 结果表明了在 120 km 距离处的水体起伏, 是第 3 会聚区位置产生偏移的主要原因, 这种温跃层水文起伏影响会使得会聚区位置向靠近声源方向偏移 2—3 km.

4 印度洋热带偶极子对深海声传播影响机理

通过 3.2 节的实验和模型数值分析, 可以看出 IOD 引起的水文起伏, 对深海会聚区的形成

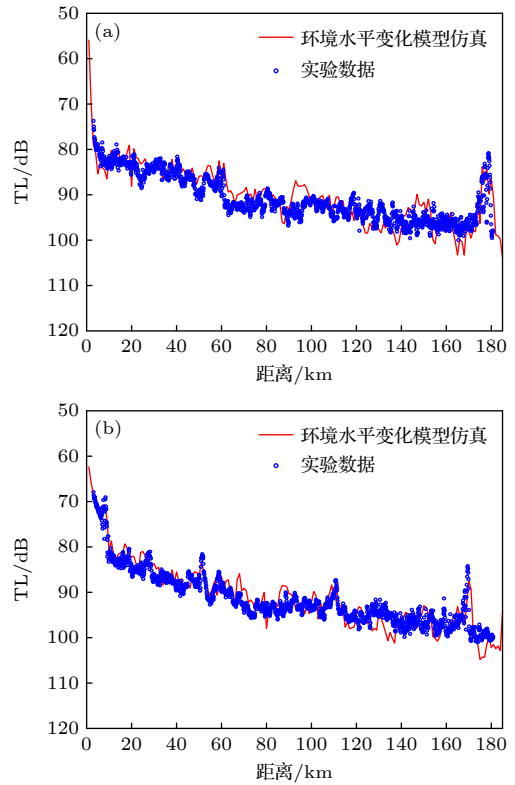


图 11 水平变化环境下模型计算传播损失与实验结果比较 (a) 接收深度 201 m; (b) 接收深度 1606 m
Fig. 11. Comparison of the experimental and the numerical TLs in segmented source depth and range-dependent environment at the two different receiver depths: (a) 201 m; (b) 1606 m.

及位置偏移产生影响. 为了进一步解释其对深海会聚区的影响, 这里采用互易方法, 以接收深度 201 m 作为声源深度, 计算得到 300 Hz 时的声场如图 12 所示, 其中图 12(a) 为所有深度传播损失结果, 图 12(b) 为 50—200 m 深度放大图, 其中黑色实线标出了分段平均的拖曳声源深度. 可以看出由于 IOD 的存在, 本应该出现第 2 会聚区的位置处, 经过深层海水反转到达高声速的暖水团的反转作用使得会聚深度变深, 在较浅的深度上会聚区没有形成. 这也是 201 m 接收深度上第 1 会聚区形成不明显、第 2 会聚区基本没有形成的原因之一. 因为在第 1、第 2 会聚区位置海水温度较高, 声源深度处声速大于海底处的海水声速, 没有深度余量, 就不能在该位置处形成深海反转会聚区.

为了进一步分析 IOD 引起的水体起伏变化对深海会聚区的影响机理, 本文利用 Bellhop 射线模型^[36]分析声线的角度, 以解释实验中观测到的第三个会聚区偏移的现象. 在数值仿真中, 选择 120 m 平均声源深度进行分析. 当声线在海底处掠射角为

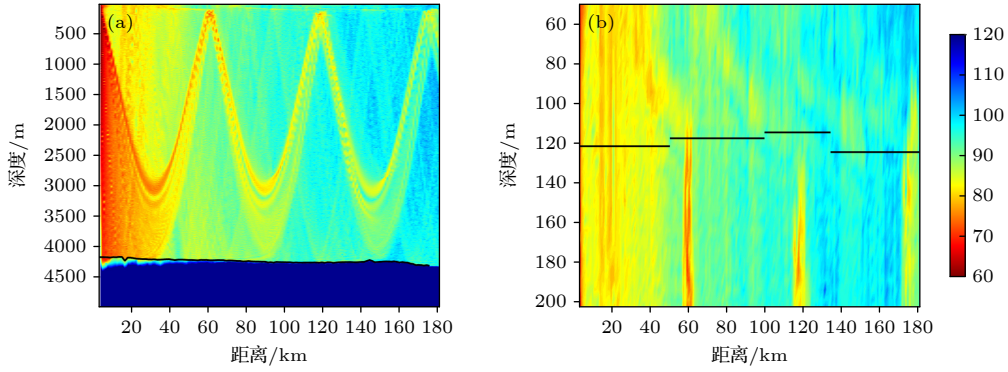


图 12 声源深度 201 m 时的二维声传播损失 (a) 全海深范围; (b) 深度范围 50—200 m

Fig. 12. Numerical TLs results from RAM-PE model at the source depth of 201 m: (a) For almost total depth; (b) 50–200 m.

0°时, 刚好不与海底发生接触, 此时该声线发生反转后在海面附近形成会聚区, 根据 Snell 定理, 此时该声线在声源处的发射角度为

$$\cos \theta = c(z_s)/c(D), \quad (6)$$

其中, $c(z_s)$ 为声源深度处的海水声速, $c(D)$ 为海底深度处海水声速. 离开声源的声线如果要在声道内传播, 不与海底作用, 从而形成深海会聚区, 其掠射角满足条件:

$$|\chi| \leq \arccos [c(z_s)/c(D)]. \quad (7)$$

根据接收潜标位置处测量的声速剖面, 以接收为 201 m, 声源平均深度 120 m 为例进行说明. 根据声场互易原理, $z_s=201$ m, 要形成深海会聚区, 其声源出射的角度应满足条件:

$$\begin{aligned} |\chi_1| &\leq \arccos [c(z_s)/c(D_{\max\text{海深}})] \\ &= \arccos(1503.6/1525.23) \approx 10^\circ, \end{aligned} \quad (8)$$

即小于 $\pm 10^\circ$ 的出射声线能够在接触海底之前反转并在海面附近形成反转会聚区. 同理, 要使得到达接收处的 0°声线到达声速更大的海表面处则需要更大的声源出射角度, 反转声线到 120 m 接收深度以及更浅的处, 其声源出射的角度满足条件:

$$\begin{aligned} |\chi_2| &\geq \arccos [c(z_s)/c(D_{\text{接收深度}120\text{m}})] \\ &= \arccos(1503.6/1516.3) \approx 7^\circ, \end{aligned} \quad (9)$$

即大于 $\pm 7^\circ$ 掠射角度的声源出射声线能够达到 120 m 及以浅的海面处, 也就是说只有这部分声线才会受到 120 m 以浅的水文变化的影响.

根据 120 km 处的水体起伏影响深度可以看出, 由于该深度的声速较大, 大于海底声速值, 从声源出射的小角度的声线不能到达 120 m 以浅的深度处, 而大角度的声线会与海底作用造成较大的声能量衰减, 到达第 2 会聚区距离 120 km 时能

量损耗较大, 大角度反射声线对第 3 会聚区距离处的影响基本可以忽略. 因此, 声源处出射角度在 $7^\circ \leq |\chi| \leq 10^\circ$ 的声线受到 120 m 深度以浅水体起伏影响, 更小的掠射角度会限制在声源共轭深度内的声道内传播, 浅表层的水体起伏变化对这些声线的影响较小.

图 13 给出 Bellhop 射线模型计算的声源深度 201 m, 接收深度 120 m, 182 km 范围内出射声线角度随接收距离变化. 可以看出, 在第 1 会聚区 60 km 范围处 (黑色实线圈出) 有角度在 $9^\circ \leq |\chi| \leq 10^\circ$ 范围内的声线会聚在同一距离上, 120 km 基本没有小角度的声线到达会聚, 而在 180 km 范围处 (蓝色实线圈出) 有小角度在 $7^\circ \leq |\chi| \leq 10^\circ$ 出射的声线会在这一距离上发生会聚区, 表示有较多声线会在海面附近较浅深度上形成深海反转会聚区. 接收到第 1 会聚区形成时的反转声线角度范围相对第 3 会聚区角度范围小, 第 3 会聚区反转声线角度范围大导致部分经过一次海底反射的小角度声线

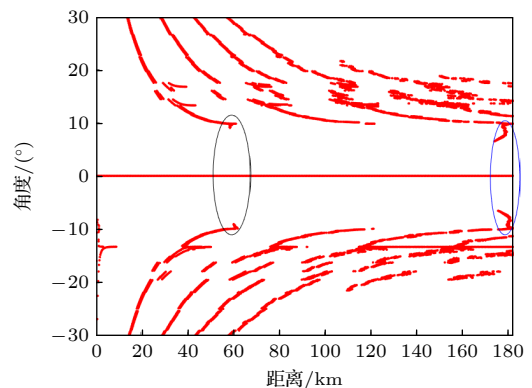


图 13 声源深度 201 m 发射声线到达深度接收 120 m 时的声线角度散点图

Fig. 13. The incidence angle scatter plot of sound rays at the 201 m source depth and 120 m receiver depth.

也在第 3 会聚区处存在有能量剩余, 故经过深海会聚区传播后第 1 会聚区能量相对第 3 会聚区要小一些. 这与前面的理论分析和实验结果得到的结论一致, 由于会聚声线角度范围较小第 1 会聚区形成不明显, 没有形成第 2 会聚区, 能够形成较明显的第 3 会聚区; 形成会聚区的声线的角度和理论计算较为一致, 说明受到 120 m 以浅声速起伏影响的声线角度主要集中在 $7^\circ \leq |\chi| \leq 10^\circ$ 角度范围内.

为了直观比较声速剖面变化对声线作用的影响, 选取特定小角度范围出射的声线进行分析研究. 图 14 是声速剖面水平不变和水平变化两种环境下 201 m 声源深度、120 m 接收深度的声线图, 出射角度范围为 $[7^\circ, 8^\circ]$, 黑色水平虚线是 120 m 深度. 由图 14(a) 可以看出, 在 0—120 km 距离内两种水文环境下声线轨迹相差基本不大, 会聚区位置没有出现明显偏移变化. 距离在 120 km 以后, 受到 IOD 引起的水体起伏影响, 声线轨迹出现了明显偏移, 水平变化环境下的会聚区形成位置 (红色声线) 要提前于水平不变环境下的绿色声线. 图 14(b) 为在第 2、第 3 会聚区范围内的放大声线图, 可以看出水平变化环境下的声线轨迹受到 120 km 处高声速暖水团影响, 第 2 会聚区距离处的小角度声线产生变化, 从而使得在此处形成的会聚区声线在较深的深度上反转. 受暖水团影响后声线只传播一个会聚区距离, 声线偏移作用不明显, 以在 120 km 距离上、120 m 接收深度上 (声速为 c) 会聚的声线簇 (角度为 α) 为例来说明. 假设第 3 会聚区 120 m 接收深度上对应的声速为 c_{z_s} , 接收到该掠射角的声线的角度为 α_{z_s} , 根据 Snell 定律, $\frac{\cos \alpha}{c} = \frac{\cos \alpha_{z_s}}{c_{z_s}}$, 由于 120 km 处暖水团对声线的折射, 使得 120 km, 120 m 接收深度上的声速 c 变大, 要使得声线在第 3 会聚区 120 m 接收深度上对应的声速为 c_{z_s} 处接收, 则此时接收深度处声线角度 α_{z_s} 会变大. 即声线被向下折射后改变了声线的掠射角度, 使得其到达第 3 会聚区时声线角度发生变化, 一方面使得一些更小角度的声线能够到达第 3 会聚区距离处, 另一方面使得一些角度的声线以更大角度到达会聚区接收点, 使得会聚声线提前到达, 从而使得第 3 会聚区位置前移, 这也与图 7 中实验数据观测到的实验现象一致. 文献 [8] 通过数值分析也得出暖涡会使得会聚区向声源方向偏移.

深海会聚区是一些小角度声线簇在海面发生会聚形成的, 对形成第 3 会聚区的小角度声线进行

统计分析, 以进一步解释第 3 会聚区的偏移现象. 分析中, 根据图 6 监测的声源深度结果, 选择实验过程中第 3 会聚区距离范围内声源平均深度 125 m 时的声线进行分析. 在 Bellhop 射线模型计算中, 同样采用互易方法, 让声源深度 201 m, 选取声源出射角度范围在 $[-10^\circ, 10^\circ]$ 的 1000 根声线, 该开角内的声线不与海底作用是构成第 3 会聚区的主要声线. 图 15 中绿线和红线分别表示声速剖面水平不变和水平变化两种环境下在第 3 会聚区范围内的声线图, 黑色虚线标出了 125 m 深度.

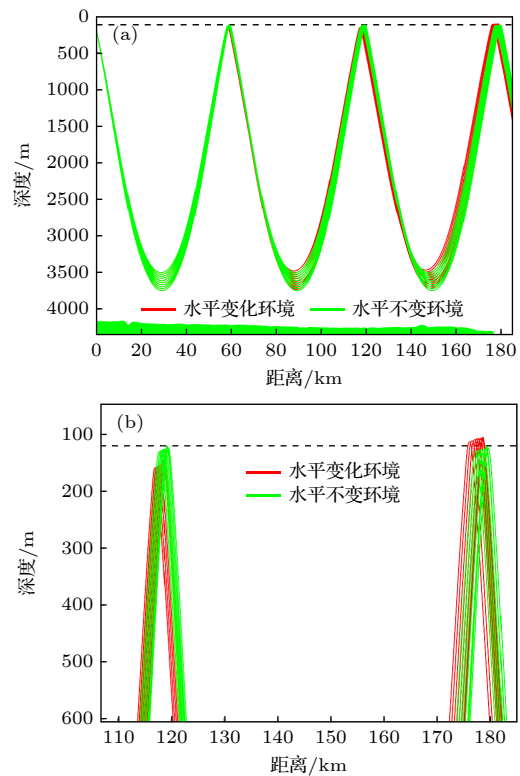


图 14 海水声速剖面对部分出射角度声线轨迹影响比较图 (a) 全海深声线图; (b) 局部深度放大图
Fig. 14. Comparison of the effects in range-dependent and range-independent environment for the rays traces at small grazing angle: (a) For almost total depth; (b) partial enlarged view.

从图 15 可以看出, 在第 3 会聚区距离范围内, 125 m 接收深度上水平变化环境下的红色声线在 174 km 距离上开始发生反转会聚, 而水平不变环境下的绿色声线 125 m 接收深度上在 177 km 距离上开始发生反转会聚. 水平变化的实测环境相较于水平不变环境, 第 3 会聚区位置提前大约 2—3 km. 为了定量地分析第 3 会聚区距离范围内的能量分布, 对第 3 会聚区在 125 m 深度接收的声线进行统计分析. 根据经典射线理论, 声能沿着声

线管束传播, 管束内的声能不会通过侧面向外扩散, 因此可以假设到达第 3 会聚区的每一根反转声线携带近似相同的能量. 则穿过 125 m 接收深度的声线数, 认为正比于 125 m 深度上接收到的声能量. 图 16 为两种水文环境下接收到的声线数在距离上的概率分布, 声能量概率大的距离基本指示了声能量较强的会聚区位置. 看出在水平变化水文环境下的第 3 会聚区在 125 m 接收深度上的声线分布明显提前于水平不变环境.

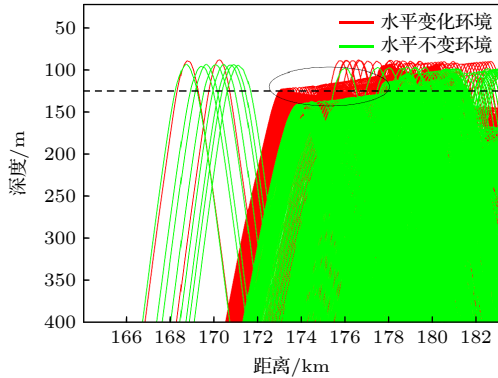


图 15 声速剖面水平不变和水平变化环境下第 3 会聚区声线图

Fig. 15. Comparison of the range-dependent and range-independent environment for the rays traces in the third convergence zone.

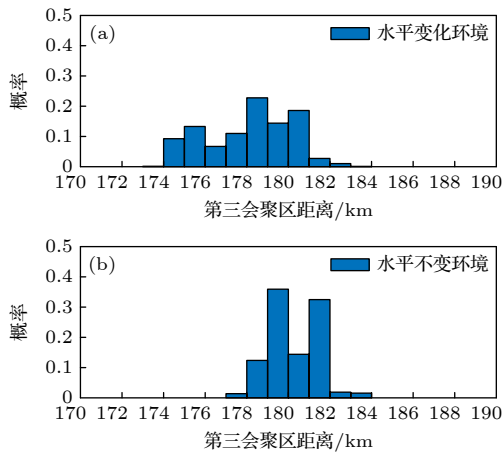


图 16 声能量分布概率随距离分布图 (a) 水平变化声速剖面环境;(b) 水平不变声速剖面环境.

Fig. 16. The distribution of sound energy in the third convergence zone: (a) The range-dependent environment; (b) the range-independent environment.

为了进一步比较两种不同水文环境下第 3 会聚区的声强差异, 图 17 给出了两种环境下第 3 会聚区内 175.88 km 处的时间到达结构, 其中声源深度为 201 m, 接收深度为 125 m, 蓝色线表示声线

掠射角小于 10° , 且不与海底作用的反转声线, 红色线表示掠射角在 $10^\circ-20^\circ$ 范围, 经海底反射的声线. 可见, 由于水平不变环境下使用的单个声速剖面环境仿真, 该声速剖面在第 3 会聚区 175.88 km 距离处, 海底声速大于声源深度处的声速, 因此在 125 m 深度上海底不存在不与海底作用的反转声线, 在该距离上没有反转会聚声线形成. 但是, 声速剖面水平变化环境下存在有小角度反转声线, 其幅值大于水平不变环境下只有经海底反射损失后幅值较小的声线, 从而形成了声能量的会聚.

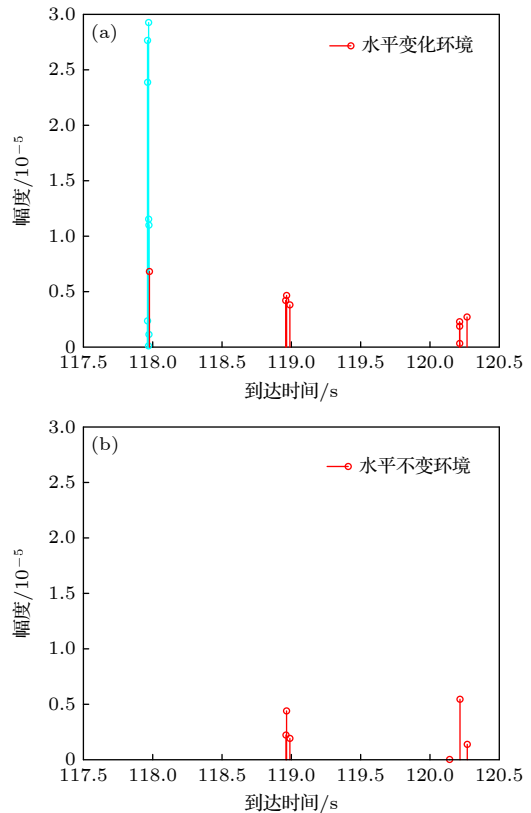


图 17 第 3 会聚区距离 175.88 km 处本征声线时间到达结构 (a) 水平变化环境; (b) 水平不变环境

Fig. 17. Comparison of the sound ray arrivals at the range of 175.88 km in the third convergence zone: (a) The range-dependent environment; (b) the range-independent environment.

表 1 统计了两种环境下在第 3 会聚区范围内不同距离处声线的最大幅值, 表中略去了 10^{-6} 指数项. 两种环境下的小于 10° 小角度的反转声线分别从 173.87 km 和 176.88 km 这两个距离开始出现 (表中声线幅度值加粗), 即在这两个距离更近接收距离上没有反转声线到达接收点. 结合图 16 及表 1 中声线的最大幅度变化规律可以看出会聚区形成的位置, 可以判断由于 IOD 导致的水平

表 1 两种环境下不同距离上的到达声线的最大幅度统计表
Table 1. Maximum amplitude of sound ray arrivals at different distances in two environments.

环境	距离/km										
	171.86	172.86	173.87	174.87	175.88	176.88	177.89	178.89	179.90	180.9	181.9
水平变化环境	6.2	4.7	11.6	42.2	29.3	36.0	51.2	31.3	27.4	25.4	13.6
水平不变环境	9.1	5.5	5.6	8.3	5.4	4.6	19.6	45.6	19.2	28.1	12.4

变化声速剖面环境使得第 3 会聚区位置出现偏差,这与前面图 7 实验观测到的声场能量提前会聚及图 15 和图 16 中的第 3 会聚区内声线结果一致.

5 结 论

本文利用 2019 年夏季在东印度洋海域进行的声传播实验数据,对声源深度起伏变化和印度洋热带偶极子引起的水文环境变化对会聚区形成原因及会聚区位置变化影响进行了实验和理论分析,揭示了实验观测到的会聚区形成和偏移的物理机制.由于印度洋热带偶极子的存在,引起穿越 IOD 时的局部距离的海洋浅表层水体出现暖水团,会对小角度声线反转折射产生影响,使得这些声线在第 2 会聚区距离没有形成会聚,使得远距离传播的小角度声线更为发散,在形成会聚区的位置时由于这些小角度声线角度的改变使得某些声线提前在海面以下某些深度处反转会聚,从而使第 3 会聚区位置发生了向声源处偏移 2—3 km.此外,在东印度洋非完全声道条件下,声源所处深度对深海会聚区形成具有重要的影响,声源深度浅到一定程度时,出射的声线不能满足在海底附近折射的条件,就无法形成深海会聚区,而声源深度增加比较容易形成会聚区.声源深度和水体起伏变化对会聚区的形成和位置影响的结果对探测及通信声纳在复杂深海环境下的应用具有重要指导意义.

感谢参与 2019 年夏季东印度洋声传播实验的全体人员为本文提供可靠的实验数据.

参考文献

[1] Brekhovskikh L M, Lysanov Yu P 2003 *Fundamentals of Ocean Acoustics* (3rd Ed.) (New York: Springer-Verlag Press) pp135–145
 [2] Flatté S M et al. (translated by Gao T F et al.) 1985 *Sound propagation in undulating Ocean* (Beijing: Ocean Press) pp115–156 (in Chinese) [S. M. 弗拉泰等著 (高天赋等译) 1985 起伏海洋中的声传播 (北京: 海洋出版社) 第115—156页]
 [3] Hu T, Song W H 2014 *Physics* **43** 667 (in Chinese) [胡涛, 宋文华 2014 物理 **43** 667]
 [4] Zhou J X, Zhang X Z, Rogers P H. 1991 *J. Acoust. Soc. Am.*

90 2042
 [5] Qin J X, Katsnelson B, Li Z L, Zhang R H, Luo W Y 2016 *Acta Acust.* **41** 145 (in Chinese) [秦继兴, Katsnelson B, 李整林, 张仁和, 骆文于 2016 声学学报 **41** 145]
 [6] Yang T C 2006 *J. Acoust. Soc. Am.* **120** 2595
 [7] Ji G H, Li Z L, Dai Q X 2008 *Acta Acust.* **33** 419 (in Chinese) [季桂花, 李整林, 戴琼兴 2008 声学学报 **33** 419]
 [8] Xiao Y, Li Z L, Li J, Liu J Q et al. 2019 *Chin. Phys. B* **28** 054301
 [9] John A C, Daniel L R 2020 *J. Acoust. Soc. Am.* **148** 2040
 [10] Cheng C 2016 *Chin. Ocean Acoust. Sym.* (Harbin: China)
 [11] Liu H F, Zhang X M, Tang Y M, Chen D K. 2014 *Advan. Marine Sci.* **32** 405 (in Chinese) [刘华锋 章向明 唐佑民 陈大可 2014 海洋科学进展 **32** 405]
 [12] Weinberg N et al. 1977 *J. Acoust. Soc. Am.* **62** 888
 [13] Mellberg L E, Robinson A R, Botseas G J et al. 1990 *J. Acoust. Soc. Am.* **87** 1044
 [14] Heaney K D, Campbell R L 2016 *J. Acoust. Soc. Am.* **139** 918
 [15] Georges A D, Kevin B S, Mohsen B et al. 2019 *J. Acoust. Soc. Am.* **146** 1875
 [16] Eckart C, Carhart R R 1950 *Fluctuation of Sound in the Sea* (Committee on Undersea Warfare: National Research Council) pp63–122
 [17] Colosi J A 2016 *Sound Propagation Through the Stochastic Ocean* (New York: Cambridge University Press) pp7–17
 [18] Dyson F 1976 *J. Acoust. Soc. Am.* **59** 1121
 [19] Zhang Q Q, Li Z L, Qin J X 2020 *Applied Acoust.* **39** 821 (in Chinese) [张青青, 李整林, 秦继兴 2020 应用声学 **39** 821]
 [20] Ji G H, He L, Zhang Z Z, Gan W M 2021 *Acta Acust.* **46** 1132 (in Chinese) [季桂花, 何利, 张振洲, 甘维明 2021 声学学报 **46** 1132]
 [21] Liu Q Y 2006 *Ph. D. Dissertation* (Harbin: Harbin Engineering University) (in Chinese) [刘清宇 2006 博士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工程大学)]
 [22] Cheng C, Yan F G, Jin T, Zhou Z Q 2020 *Applied Acoust.* **169** 107478
 [23] Xiao Y 2019 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: The Institute of Acoustics of the Chinese Academy of Science) (in Chinese) [肖瑶 2019 博士学位论文 (北京: 中国科学院声学研究所)]
 [24] Hu Z G, Li Z L, Zhang R H, Ren Y 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 014303 (in Chinese) [胡治国, 李整林, 张仁和, 任云 2016 物理学报 **65** 014303]
 [25] Victor A A, Alexander A S, Lubov K B et al. 2015 *Proc. Mtgs. Acoust.* **24** 070028
 [26] Hu Z G, Li Z L, Zhang R H, Ren Y, Li Y 2016 *Acta Acust.* **41** 758 (in Chinese) [胡治国, 李整林, 张仁和, 任云, 李翌 2016 声学学报 **41** 758]
 [27] Wang M Y, Li Z L, Wu S L, Qin J X, Yu Y X 2016 *Acta Acust.* **44** 905 (in Chinese) [王梦圆, 李整林, 吴双林, 秦继兴, 余炎欣 2016 声学学报 **44** 905]
 [28] Li G F, Zhang S, Qi Z F et al, Wei Y X, Zhou Y, Yu J H, Chang Z, Qin Y F. 2020 *J. Ocean. Tec.* **39** 58 (in Chinese) [李国富, 张爽, 齐占峰, 魏永星, 周莹, 于金花, 常哲, 秦玉峰

- 2020 海洋技术学报 **39** 58]
- [29] Dong F C, Li Z L, Hu Z G, Wu S L 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 134305 (in Chinese) [董凡辰, 李整林, 胡治国, 吴双林 2019 物理学报 **68** 134305]
- [30] Wu L L, Peng Z H 2016 *SCI. China Phys. Mech.* **46** 8 (in Chinese) [吴丽丽, 彭朝晖 2016 中国科学: 物理学 力学 天文学 **46** 8]
- [31] Collins M D. 1993 *J. Acoust. Soc. Am.* **93** 1736
- [32] Xiao P 2017 *Ph. D. Dissertation* (Xi'an: Northwestern Polytechnical University) (in Chinese) [肖鹏 2017 博士学位论文 (西安: 西北工业大学)]
- [33] Piao S C, Li Z Y, Wang X H, Zhang M H 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 024301 (in Chinese) [朴胜春, 栗子洋, 王笑寒, 张明辉 2021 物理学报 **70** 024301]
- [34] Liu B S, Lei J Y 2010 *Principles of Underwater Sound* (2nd Ed.) (Harbin: Harbin Engineering University Press) (in Chinese) [刘伯胜, 雷家焯 2010 水声学原理(第二版)(哈尔滨: 哈尔滨工程大学出版社)]
- [35] Jiang J L, Liu Y M, Li J P, Zhang R H 2021 *Advan. Earth Sci.* **36** 579 (in Chinese) [姜继兰, 刘屹岷, 李建平, 张人禾 2021 地球科学进展 **36** 579]
- [36] Porter M B, Bucher H P 1987 *J. Acoust. Soc. Am.* **82** 1349

Influence of tropical dipole in the East Indian Ocean on acoustic convergence region*

Wu Shuang-Lin¹⁾²⁾ Li Zheng-Lin^{3)†} Qin Ji-Xing^{1)‡}

Wang Meng-Yuan¹⁾ Dong Fan-Chen¹⁾²⁾

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

2) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

3) (School of Ocean Engineering and Technology, Sun Yat-sen University, Zhuhai 519000, China)

(Received 21 December 2021; revised manuscript received 8 March 2022)

Abstract

The physical ocean phenomena in the ocean affect the changes of water body, which has an important influence on the sound propagation. A hyperbolic frequency modulation (HFM) signal sound propagation experiment of towed sound source in the East Indian Ocean (EIO) was conducted in summer 2019. The center frequency of the towed sound source is 300 Hz, and the hydrophone receives the data from 4130 m far. This is the first time that we have conducted the underwater acoustic survey in the Indian Ocean. The influence of the physical ocean phenomenon—Indian Ocean Dipole (IOD) on sound propagation is observed. The experimental data of sound propagation from the IOD are processed and analyzed, the effects of sound source depth and water fluctuation on the deep-sea convergence zone (CZ) are analyzed, and the formation mechanism of sound propagation phenomenon in the experiment is explained theoretically. The results show that the second CZ is not formed under the influence of the warm water mass formed by the IOD and the depth of the sound source in the incomplete deep channel environment of the EIO. Owing to the fluctuation of the sound source depth, the deep-sea CZ disappears at the distance where it should have appeared. When the depth of the sound source becomes deeper, it is easier to form the deep-sea CZ. Under the influence of the IOD, the thermocline fluctuation at the location of the second CZ has an important influence on the formation and location of the third CZ. It is found that the location of the third CZ shifts 2–3 km toward the sound source in the experiment. The research results have important significance in guiding the applications in detection and communication sonar in deep-sea complex environment.

Keywords: sound propagation in deep water, Indian Ocean dipole, water fluctuation, the shift of convergence zone.

PACS: 43.30.+m, 43.30.Cq

DOI: 10.7498/aps.71.20212355

* Project supported by the National key research and development program (Grant Nos. 2018YFC0308600), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11874061, 11774374) and the Youth Innovation Promotion Association CAS.

† Corresponding author. E-mail: lzhl@mail.sysu.edu.cn

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