

南中国海内波特征及其引起的声场起伏^{*}

陈守虎 吴立新 张仁和 李整林

中国科学院声学研究所声场声信息国家重点实验室, 北京 100080

James F. Lynch, Timothy F. Duda, Arthur E. Newhall

Woods Hole Oceanographic Institution, Woods Hole, MA, 02543 USA

摘要 浅海内波场与声场相互作用是 ASIAEX 2001 南中国海实验的主要内容之一。文中对这次实验所得到的海洋环境和声场数据进行了处理, 分析了内波的基本特征及其对声传播的影响, 给出了孤子内波的传播速度、方向、幅度等主要特征物理量。结果表明: 该海域存在孤子内波现象, 幅度最大可达 140m。内波受到半日潮、全日潮和子午潮的调制。内波主要由低阶模态控制。分析了内波对不同频率、沿不同路径传播的声信号的总能量、峰值能量以及延迟时间的影响。

关键词 内波 孤子内波 声起伏 浅海

浅海区域的水声通信和探测是一个具有挑战性的课题。该课题的困难来自于水体、海面和海底所引起的信道的复杂性和随机性。在内波发达的海区和季节里, 内波是引起声场起伏的主要原因之一。

内波是活动于海洋内部的重力波, 它广泛出现在密度稳定层化了的世界各地海洋中。在不规则的地形(大陆坡、海岭)附近出现分层结构且存在强潮汐的情况下, 内波活动尤其活跃。在海洋内部内波的振幅比在海面或者海底处大, 它的活动导致海水声速分布随时间和空间变化, 从而可以引起在海洋中传播的声信号的起伏, 这包括声场幅度、本征值、相位以及传播时间的起伏。因此, 海洋内波的幅度、传播速度、谱结构等特征量对于研究内波与声场的相互作用规律极为重要。

人们已经仔细研究了内波对深海声传播的影响^[1]。但是, 在很长一段时间里, 浅海中内波对声传播的作用没有得到充分的研究。造成这种结果的原因有二。首先, 人们以前对于这方面的研究在军事上的重要意义认识不足。其次, 在浅海中内波对声传播的作用是一个非常复杂的问题。在深海中,

由 Garrett-Munk (GM) 内波模型得到的内波谱与实验资料符合的很好。在浅海中, 由于实验数据比较少, 加上内波在浅海中的活动规律要比在深海中复杂的多, 对线性内波谱结构的认识还不统一。特别是在浅海大陆架环境中, 孤子内波(是一类非正弦、非线性、或多或少具有复杂形状的孤立内波群)往往伴随着周期性的内潮汐出现, 使得把孤子内波从线性内波中分离出来比较困难; 另外浅海中的内波受海底的影响较大, 有时还受海底动力学过程的影响; 海底地形随距离变化会使得浅海中的内波更趋复杂化, 呈现出水平各向异性的特征。

近年来, 关于内波对声传播作用的理论和实验研究都取得了很大的进展, 研究重点也从深海发展到了浅海。研究人员在北海^[2], 黄海^[3], 巴伦支海^[4]等海域进行了一系列的实验研究工作。但是, 由于实验条件的限制, 这些实验要么没有分辨率足够高的垂直接收阵列用以进行简正波分解, 要么没有完整的水文环境数据, 从而难以对观察到的声起伏给出令人信服的解释。1995 年在美国新泽西大陆架海区进行的“浅海声传播实验 (SWARM95)”首

2004-02-16 收稿, 2004-04-12 收修改稿

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10234050)、中美浅海声学国际合作研究(No. 10023004)和美国 ON R 资助项目

次给出了比较丰富的实验数据, 检验了一些重要的理论模型. 但是, 此次实验侧重于对垂直于大陆架方向的声传播的研究, 对平行于大陆架方向的声传播的研究不充分^[5].

2001 年 4~5 月, 多国海洋声学专家在南中国海北部海域进行了一次大规模的联合浅海声学实验, 主要实验目的有二. 其一是研究海底混响, 其二是研究平行于大陆架方向的声传播. 本次实验进行了长时间的海洋环境与声传播同步测量. 其中的水温数据有多次的 CTD(电导、温度、密度)测量, 还有多条锚系测量系统(包括温度链)从 4 月底到 5 月底近一个月的连续测量. 本文通过对其中的部分水文

及水声数据进行处理, 研究内波的特征参数以及内波引起声场起伏的规律.

1 实验简介

本次实验的海区位于东沙群岛的东北, 巴士海峡的西北方. 实验海区、设备布放如图 1(a)所示. 实验海区位于靠近大陆斜坡的大陆架上, 最大倾斜度达 3° . 在此环境条件下, 该海区有丰富的内波活动. 为了研究内波对声信号的影响, 沿垂直和平行大陆架两个方向布放了 3 个声源, 分别是位于接收阵列南方的 S224, S400 和位于接收阵列东方的 E400. 海区的水文条件如图 1(b)~(e)所示.

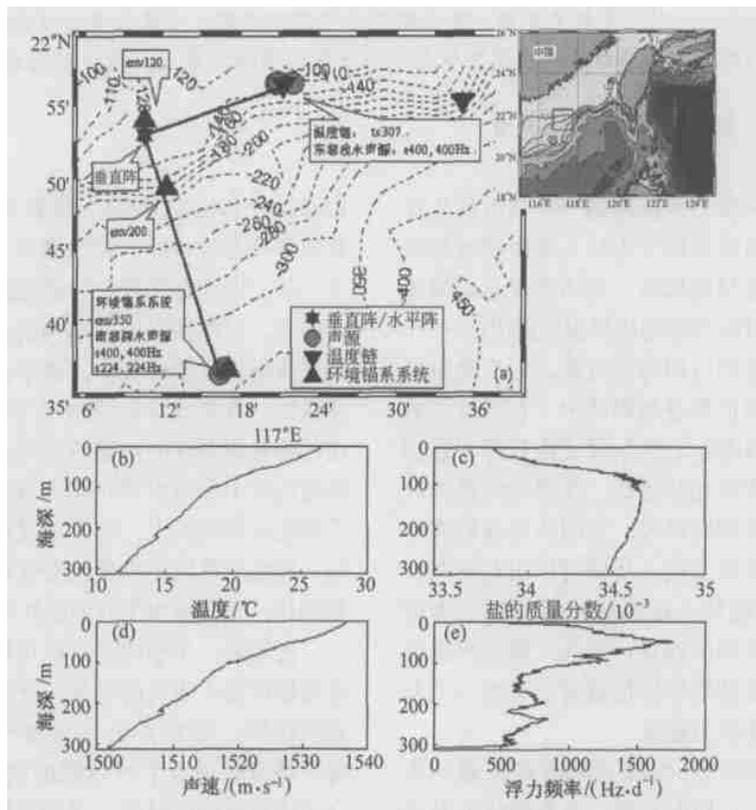


图 1 ASIAEX 2001 实验海域及主要实验设备布放图

(a) 实验海域及设备; (b) 海水温度剖面; (c) 海水盐度剖面; (d) 声速剖面; (e) 浮力频率剖面

2 研究思路和方法

本文主要做了两方面的工作. 其一, 是对内波活动规律的研究. 其二, 是对内波引起声传播起伏的研究.

由实验所得的大量温度和海流数据可以直接观察内波活动的情况. 除了观察内波的时空分布、幅度、特征宽度等特征量以外, 还可以利用温度链的空间分布计算得到孤子内波的传播速度. 由水文数据处理可以计算得到内波各简正波模态的空间分布

函数, 进而使用数值计算方法可以求解各模态系数, 从而了解内波不同模态的活动情况. 利用对内波活动长时间、高采样率的记录, 可以对内波的功率谱进行细致可靠的分析.

为了充分了解海洋内波引起声传播起伏的规律, 本文对不同频率、不同传播路径、不同深度水听器所接收到的声信号进行了分析处理. 并与内波活动的周期、功率谱分布进行对比, 以研究内波活动对声传播起伏的影响.

3 内波特征

3.1 内波观测的一般特征

海深 350 m 处的温度剖面随时间的变化图版 I A(a)所示. 可见该海区有丰富的孤子内波活动, 先锋孤立子的幅度最大可达 140 m. 幅度较大的孤子内波间隔 10~14 h 出现. 这些孤子内波又可以分为两组. 较强的一组孤子内波(在本文中命名为第一组内波)周期为 23~26 h, 另外一组稍弱一些的孤子内波(在本文中命名为第二组内波)与第一组交替出

现. 这说明该海域的内波主要是由内潮汐与大陆斜坡相互作用而产生的, 孤波波包群实际上是内部波动怒潮的前沿, 随后是一个长期的密度跃变层平衡位置下陷区, 持续时间长达半日潮周期. 这一现象被称为孤子怒涛^[6]. 图版 I A(b)~(d)给出了 ADCP 同步记录的海流数据, 与温度数据所反映出的内波特征吻合. 在附近海域进行的实验曾经观察到向上抬升的内波^[7-9], 在本次实验的浅水区, 也观察到了明显的向上抬升的内波^[10], 在本文重点分析的 350 m 深水区, 由于混合层较浅, 没有观察到明显的抬升内波.

图 2 给出了 17 °C 等温线的深度起伏曲线及其功率谱. 由图 2(a)可以发现, 子午潮对内波的活动影响显著. 在朔望大潮期间内波活动明显增强, 而在两弦小潮时相对较弱. 实验期中最强的孤子内波集中出现在农历初一、十五后的两三天内(4 月 26~28 日, 5 月 6~10 日). 将等温线使用 Burg 法作频谱分析, 如图 2(b)所示. 在周期为 26, 12.1 和 8 h 附近有明显的谱峰出现. 这从另外一个角度证明了潮汐在内波生成中的动力学作用.

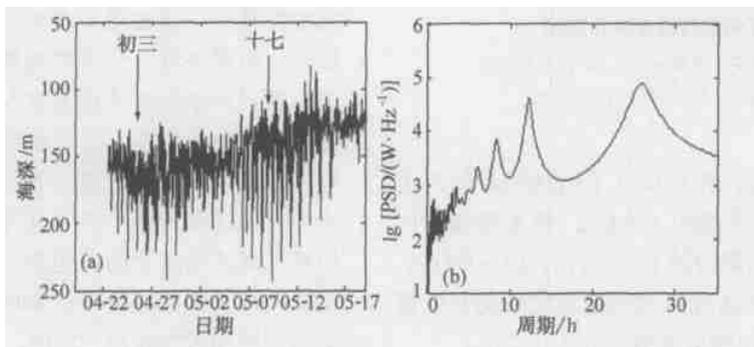


图 2 等温线及其功率谱
(a) 17 °C 等温线; (b) 17 °C 等温线功率谱

3.2 孤子内波的传播方向及速度

在实验海区西北部布放的简易温度锚系系统主要用于测量内波的时空特征. 除了通过不断估计波长和幅度来记录波动的历程外, 简易温度锚系系统还可以测量内波传播的速度和方向. 另外, 本文还采用了大型环境锚系系统以及温度链上记录的海洋温度数据. 通过比较同一个孤子内波到达不同测量点的时刻, 结合不同测量点的 GPS 位置, 可以测算

出该孤子内波在不同区域的传播速度, 结果与 Marshall 等使用雷达数据测算出的传播速度基本一致^[10]. 图 3 给出了数据处理所得到的孤子内波传播的速度矢量. 其中, 箭头长短代表速度大小, 由图 3 可见, 该海域孤子内波传播速度在 0.8~1.4 m/s 之间. 随着孤子内波向浅海传播, 其速度逐渐下降. 孤子内波基本是沿着与等深线垂直的方向传播. 这说明, 在大陆架浅滩地区, 波动明显地受到

海底地形的影响. 由于水深和密度跃变层深度的变浅引起的折射使波峰趋向与平行等深线方向, 并使其振幅和传播速度不断减小. 以前对该海域内波进行研究的一些文献根据在东沙群岛南方测量得到的孤立子的传播方向推测其激发源地位于富加岛和吕宋岛之间^[7, 11]. 我们在深水区计算出的传播角度也指向此处.

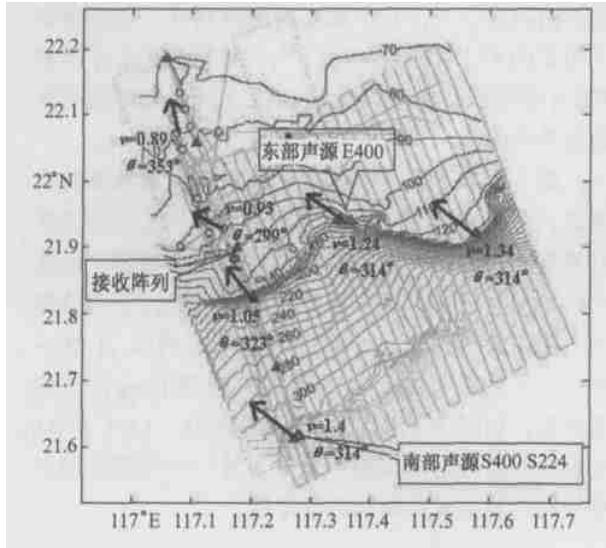


图 3 孤子内波传播速度示意图

v 表示孤子内波的速度, 单位 $m \cdot s^{-1}$, θ 表示方向角, 取正北方向为 0° , 顺时针方向为正方向

在海深 350 m 处, 先锋孤立子的持续时间约为 15 min, 对应的特征宽度约 1.2 km, 两组强孤子内波的空间距离 (即内潮汐波长) 大约为 40 ~ 60 km. 通常使用的数学模型认为内波的特征宽度受其强度影响显著^[12], 其特征宽度的表达式为

$$\Delta = \sqrt{12\beta/(\alpha\Lambda)},$$

其中, Δ 是孤立子内波的幅度, α 和 β 为 KdV 方程的非线性参数. 但是, 实验数据显示随着孤子内波强度的变化, 其特征宽度变化不明显.

实际上, 并非所有的孤子内波都是沿着等深线的垂直方向传播的. 在以往的浅海实验中, 曾经观测到存在多个不同的孤子内波激发源地^[9]. 将 5 月 6 ~ 9 日 ADCP 观测到的流的水平速度按照垂直等深线 (方向角为 134°) 和平行等深线 (方向角为 44°) 进行分解, 见图版 A (b)(c). 在大多数情况下, 平行等深线方向的流速比垂直等深线方向的流速小得多, 因此可以判定不同孤子内波的传播方向大致相同. 但是, 也有一些时候, 这两个流速的大小可以比拟, 这说明孤子内波的传播方向不尽相同, 孤子内波的激发源地也可能不尽相同. 对同步合成孔径雷达图象的分析表明, 实验海域南方的东沙群岛海域在 5 月 18 日就激发出明显的北向传播的孤子内波^[8].

3.3 内波的时空相关性

本文也分析了内波的时间相关性及垂直空间相关性, 结果如图 4 所示. 内波的时间相关半径较短, 但是表现出一定的周期性起伏. 垂直空间相关性显示表层海水的起伏与下层海水的起伏之间存在明显的相位差, 因而呈现负相关.

对比不同海域的温度数据, 可以发现, 随着孤子内波向浅海传播, 在海底地形的作用下, 形成几何特征越来越复杂的波包群, 并且在陡坡处不断产生新的孤子波包成分. 这是内波波形在其传播方向上的空间相关性较差的原因.

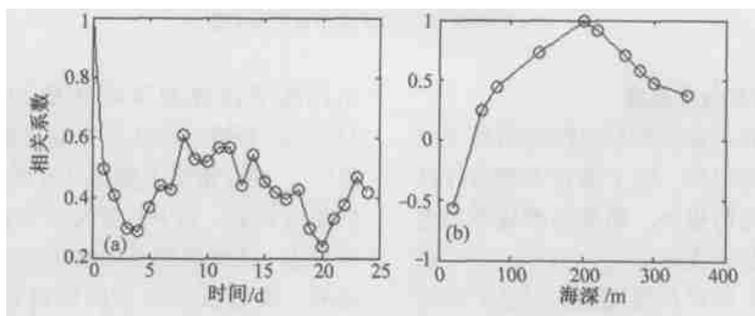


图 4 内波的时空相关性

(a) 内波的时间相关; (b) 内波的垂直空间相关

3.4 内波的频谱特性

从整个水体中选择 2 条等温线分别做频谱分析, 得到不同深度上内波垂直位移功率谱, 如图版 I B(a)(b)中绿线所示. 在全日潮、半日潮及 8 h 周期附近, 功率谱有明显的峰值. 等温线二阶统计量和功率谱的指数衰减系数如表 1 所示. 这里的内波功率谱衰减以周期 15 ~ 45 min (图中对应横坐标约为 1.5 ~ 2.0) 为界呈现明显的两个区段, 低频段指数衰减系数大部分在 1.5 以下, 高频部分则位于 3.0 左右.

表 1 等温线二阶统计量及功率谱指数衰减系数

等温线/°C	12	14	16	18	20	22	24	26
均值深度/m	299.2	225.1	172.0	123.1	88.2	65.9	48.0	27.8
均方差/m	19.7	20.2	22.4	14.7	14.7	10.7	9.1	6.2
低频段 ^{a)}	-1.9	-1.4	-1.2	-1.2	-0.8	-0.9	-1.0	-0.8
高频段 ^{b)}	-3.0	-3.3	-3.1	-3.0	-2.8	-2.8	-2.8	-2.7
中值滤波后 低频段 ^{c)}	-1.9	-1.6	-1.6	-1.4	-1.1	-1.5	-1.4	-1.6
中值滤波后 高频段 ^{d)}	-1.9	-2.1	-2.2	-2.4	-2.5	-2.4	-2.6	-2.5

a) $T > 22\text{min}$; b) $T < 22\text{min}$; c) $T > 45\text{min}$; d) $T < 45\text{min}$

上述分析没有去除内波中的孤子内波的成分. 因此, 功率谱中包含了孤子内波的贡献. 在这一海域孤子内波活动频繁而且剧烈, 它对内波谱的影响很大. 一种屏蔽孤子内波处理手段是挑选一段孤子内波活动稀少的数据进行分析^[5]. 但是由于本次实验中, 观察到孤子内波活动频繁, 很难找到一段足够长的、没有孤子内波活动的数据进行相应的分析. 因此我们使用中值滤波的方式滤除孤子内波的

成分, 然后再进行谱分析(鉴于前面观察到孤子内波的时间跨度约为 15 min, 滤波窗口宽度选择 30 min), 滤波后结果如图版 I B(a)(b)中红线所示. 表 1 给出了滤波前后的功率谱衰减系数. 滤波后得到的线性内波谱衰减系数仍然呈现两段分布的特点, 但是两段的差别明显减小. 滤波前后频谱衰减系数变化的拐点有所变化.

与文献^[13~15]中报告的内波频谱特征相比较, 这次实验测得的频谱衰减较快; 与文献^[5, 16, 17]中的分析结果接近. 另外, 本次实验观察到的内波明显强于上述文献中记录的结果.

3.5 内波的模态分析

将由水环境计算得到的浮力频率剖面代入下式^[12],

$$\frac{d^2}{dz^2}W(z) + k_n^2 \left[\frac{N^2(z) - \omega^2}{\omega^2 - \omega_c^2} \right] W(z) = 0,$$

可以得到内波模态函数的本征值和本征函数. 其中, z 表示深度, $W(z)$ 表示简正波模态函数, k_n 表示水平波数, ω 表示内波角频率, $N(z)$ 表示浮力频率, ω_c 表示惯性角频率. 因为水环境是几次 CTD 测量的平均结果, 不足以反映出声速剖面的动态变化. 但是, 数值计算表明低阶模态对声速剖面的变化不很敏感^[18]. 另外, 模拟计算表明, 频率变化对内波模态函数的影响很小. 全日潮频率对应的 1~4 阶模态分布如图 5(a)所示, 线性内波振幅的垂直分布如图 5(b)所示. 使用文献^[19]中的数值方法

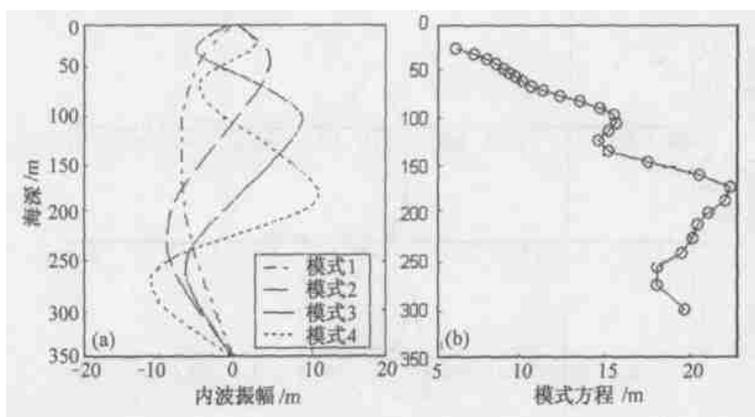


图 5 内波简正波模态分解结果

(a) 模式 1~4 的垂直分布, (b) 线性内波振幅的垂直分布

进行分析, 可以得到 1~4 阶模态的系数分别为 2.17, 1.11, 0.16 和 0.37. 可见, 线性内波以 1 阶和 2 阶模态为主, 高阶成份很弱. 在附近海域进行的实验曾经观察到 2 阶模态的孤立子^[8]. 位于实验海区南方的 ADCP800(海深 800m)给出的质点垂直速度剖面, 也可以观察到高阶内波模态的存在.

4 内波引起的声起伏

4.1 内波引起声起伏的一般特征

实验中使用了垂直和水平两条接收阵列. 其中, 16 阵元垂直接收水听器阵处在 42.75~121.5 m

的深度范围内. 本文使用深度分别为 46.5, 72.75 和 114 m 的 3 个水听器记录的声学数据. 为了对比不同频率、不同传播路径下声信号的传播情况, 使用了 3 个不同方向的声源发射的声信号(声源位置如图 3 中 S224, S400 和 E400 位置), 声源距离接收阵列分别为 31.7, 31.4 和 19.0 km. 三个声源记录了从五月初到五月中旬共 17 d 的声学数据.

声源发射伪随机码编码信号, 如表 2 所示. 400 Hz 信号在实验的前半段(5 月 9 日零时以前), 每 30 min 发射约 7.5 min(88 组 M 序列); 在实验的后半段, 每 10 min 发射约 2 min(23 组 M 序列).

表 2 声信号格式

声源	S224	S400	E400
锚放深度/m	331.3	329.5	99.7
频率 f /Hz	224	400	400
单个码元载波周期数 c	14	4	4
带宽 /Hz	16	100	100
单个码元持续时间 /s ^{a)}	0.0625	0.01	0.01
M 序列码元数 m	63	511	511
单个 M 序列持续时间 /s ^{b)}	3.9375	5.11	5.11
每组重复发射的 M 序列数 M	30	88/23	88/23
每组 M 序列持续时间 /s ^{c)}	118.125	449.68/117.53	449.68/117.53
每组 M 序列的发射间隔 /min	5	30/10	30/10

a) c/f ; b) $t=c \cdot m/f$; c) $T=t \cdot M$

垂直接收阵列接收到的声传播数据, 经过脉冲压缩和正交解调等预处理, 信噪比得到很大改善. 压缩(即匹配滤波处理)后的脉冲波形如图 6 所示. 图 6 中, 纵坐标是脉冲幅度, 考虑到不同频率信号 M 序列长度、载波周期数的不同, 为了便于比较,

已经做了归一化处理. 显然, 400 Hz 的信号因为采用更长的 M 序列, 获得了更好的时域分辨率和信噪比. 但是, 由于衰减较大, 400 Hz 信号的平均峰值能量较 224 Hz 低了约 2 dB, 见表 3. 经过低通滤波后, 将内波活动情况和声信号信噪比进行对比发现

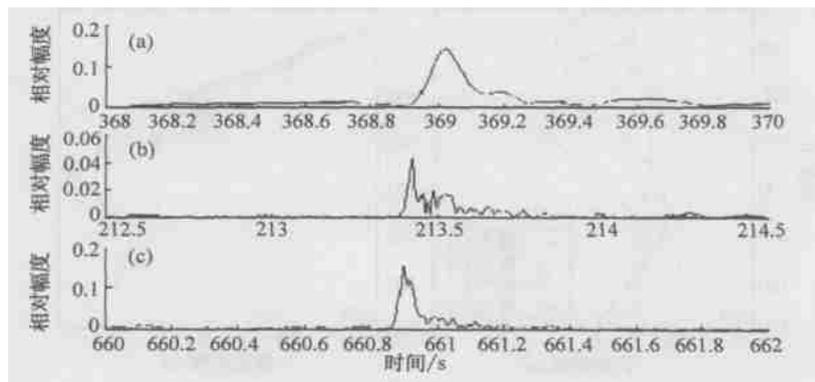


图 6 脉冲声信号波形

(a) S224; (b) S400; (c) E400 经脉冲压缩处理后的信号包络

两者呈现明显的负相关关系。

另外本文对声信号的脉冲能量、峰值能量和延迟时间进行了分析。其中，脉冲能量表示经脉冲压缩后的声信号在一段脉冲宽度内的积分；峰值能量表示经脉冲压缩后的声信号的极大值；延迟时间表示声信号的传播时间。

由表 3 可见，深水水听器接收到的峰值能量较浅水水听器高出 2~3 dB；两者接收到的脉冲能量差异不大。表中所标示的能量都是相对能量。

表 3 声信号能量及延迟时间统计

信号源/ m		46.5	72.75	114
		水听器	水听器	水听器
S224	平均脉冲能量/ dB	89.8	89.4	90.4
	平均峰值能量/ dB	58.2	59.1	60.5
	平均延迟时间/ s	21.066	21.046	21.055
	信噪比/ dB	15.8	16.8	17.2
S400	平均脉冲能量/ dB	86.4	86.2	87.6
	平均峰值能量/ dB	55.8	56.1	58.9
	平均延迟时间/ s	20.875	20.871	20.877
	信噪比/ dB	20.7	21.2	22.2
E400	平均脉冲能量/ dB	90.2	89.9	90.6
	平均峰值能量/ dB	60.4	61.0	62.2
	平均延迟时间/ s	12.927	12.928	12.934
	信噪比/ dB	21.4	22.1	22.4

包括内波在内的各种因素引起的声信号起伏(包括能量起伏和延迟时间起伏)是我们考察的重点。对于 224Hz 信号，脉冲能量起伏的峰峰值超过 17 dB，方差超过 6 dB；延时起伏的方差超过 80 ms，起伏峰值超过 700 ms。对于 400HZ 信号，脉冲能量起伏的峰峰值超过 21 dB，方差超过 4dB；延时起伏的方差超过 30ms，起伏峰值超过 500ms。表 4 给出了能量起伏的闪烁指数和延迟时间的方差。闪烁系数的计算公式为^[16]

$$SI = \frac{\langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle}{\langle I \rangle^2},$$

其中，SI 表示声强闪烁系数，I 表示声强， $\langle I \rangle$ 表示声强的集平均。可见，接近海面的水听器能量起伏较小，延时起伏较大；接近海底的水听器能量起伏较大，延时起伏较小。考虑到传播距离不同，东部声源信号(平行于大陆架方向，垂直于内波传播方向)起伏相对更大一些，这与 SWARM 95 利用

气枪数据给出的实验结果和模拟计算结果一致^[20]，对这种现象的一种解释是所谓的“共鸣效应”^[3]。这种理论将起伏的不同归因于不同传播路径上孤子内波波波长变化的差异。

表 4 声信号能量起伏及延迟时间起伏统计

信号源/ m		46.5	72.75	114
		水听器	水听器	水听器
S224	脉冲能量闪烁指数	0.34	0.42	0.45
	峰值能量闪烁指数	0.76	0.77	0.80
S400	延迟时间方差/ s	0.087	0.067	0.059
	脉冲能量闪烁指数	0.26	0.28	0.41
	峰值能量闪烁指数	0.51	0.62	1.0
	延迟时间方差/ s	0.039	0.035	0.031
E400	脉冲能量闪烁指数	0.31	0.34	0.38
	峰值能量闪烁指数	0.82	0.94	1.0
	延迟时间方差/ s	0.038	0.035	0.033

4.2 内波引起声起伏的谱特征

图版 I B(c)~(e)描述了声信号起伏的功率谱，为了便于比较，将 8 条等温线的平均功率谱也标识于图版 I B(c)中。

声场起伏和延时起伏的功率谱结构与内波谱(包括孤子内波)基本一致，说明内波是导致声场起伏和延时起伏的主要原因。但是，声信号的功率谱出现了一些明显不同于内波功率谱的特征。表 5 给出了声信号起伏功率谱的指数衰减系数，由于声信号采样间隔的限制，只计算了相当于表 1 中低频段的衰减系数。对比表 1 中的低频段衰减系数可见，声信号能量起伏的衰减系数明显低于等温线功率谱的衰减系数。这说明高频内波对声信号影响较大。

表 5 声信号起伏功率谱指数衰减系数表

信号源/ m		46.5	72.75	114
		水听器	水听器	水听器
S224	(a)	-0.76	-0.87	-0.63
	(b)	-0.44	-0.56	-0.52
	(c)	-0.71	-0.80	-0.73
S400	(a)	-0.60	-0.77	-0.84
	(b)	-0.63	-0.77	-0.92
	(c)	-0.90	-1.1	-1.0
E400	(a)	-0.27	-0.31	-0.45
	(b)	-0.40	-0.42	-0.63
	(c)	-0.97	-0.84	-0.86

(a) 脉冲能量起伏功率谱指数衰减系数；(b) 峰值能量起伏功率谱指数衰减系数；(c) 延迟时间起伏功率谱指数衰减系数

5 结论

本文全面分析了实验海域的内波特征及声传播起伏特征. 主要结论如下:

(1) 在实验海域存在着孤子怒涛现象. 内波受半日潮、全日潮和子午潮的调制, 在朔望大潮期间内波活动明显增强, 而在两弦小潮时相对较弱.

(2) 孤子内波的振幅可以达到 140 m, 先锋孤立子的持续时间约为 15 min, 对应的特征宽度约 1.2 km, 两组强孤子内波的空间距离(即内潮汐波长)大约为 40~60 km. 随着强度的变化, 孤子内波的特征宽度变化不明显.

(3) 内波基本是沿着与等深线垂直的方向传播. 该海域孤子内波传播速度在 0.8~1.4 m/s 之间. 随着孤子内波由较深海区向较浅海区传播, 速度逐渐下降.

(4) 包含孤子内波成份的内波频谱, 其指数衰减系数呈两段分布. 高频段衰减快(3.0 左右), 低频段衰减慢(一般在 1.5 以下). 线性内波谱衰减系数仍然呈现两段分布的特点, 但是两段的差别明显减小.

(5) 内波主要由低阶模态控制.

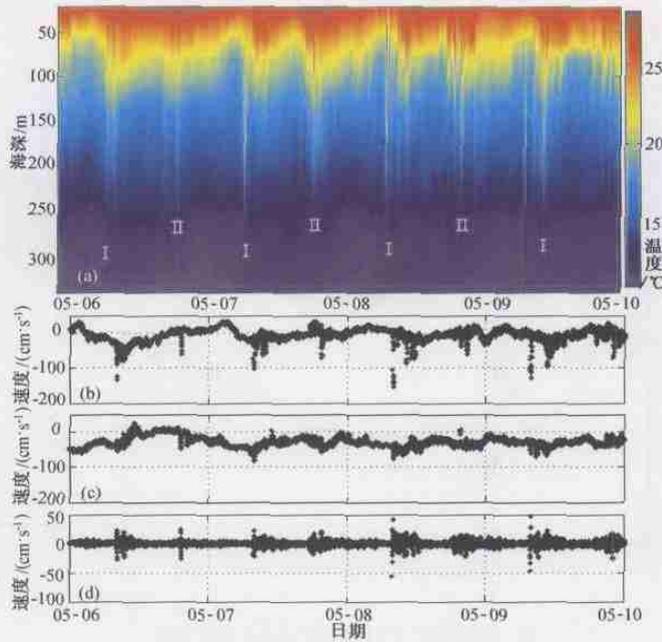
(6) 内波引起的脉冲声能量及延时起伏都较大. 声场起伏和延时起伏的功率谱结构与内波谱(包括孤子内波)基本一致, 说明内波是导致声场起伏和延时起伏的主要原因. 但是, 声信号能量起伏的衰减系数明显低于等温线功率谱的衰减系数, 这说明高频内波对声信号影响较大.

(7) 垂直于内波传播方向的声传播起伏更大.

致谢 感谢参加 ASIAEX 2001 南中国实验的科研人员, 尤其是美国 Woods Hole 海洋研究所的同行们, 提供了实验的数据和一些非常有价值的处理成果, 并对我们的研究提供了许多慷慨的帮助. 同时感谢审稿人对本文初稿提出的重要的修改意见.

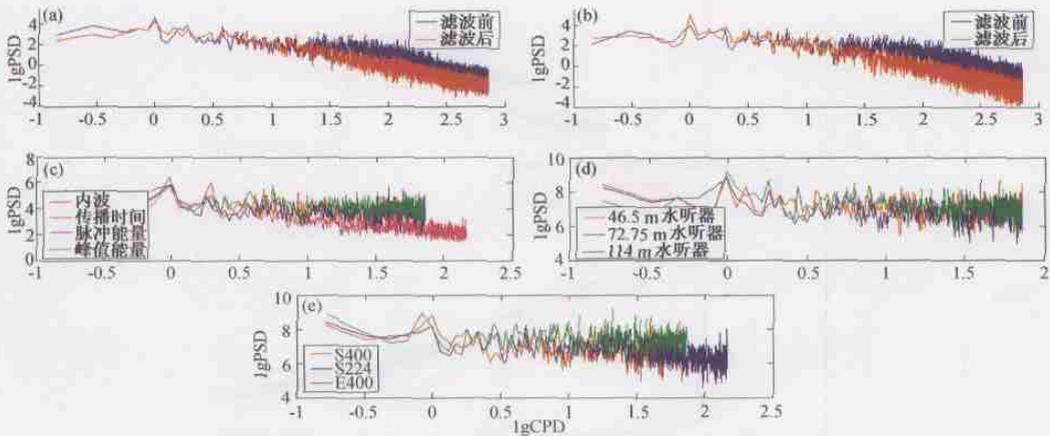
参 考 文 献

- Flatté, S., et al. Sound Propagation Through a Fluctuating Ocean. Cambridge U K: Cambridge Univ Press, 1979
- Essen H H, et al. Acoustic remote sensing of internal waves in shallow water. *Int J Remote Sens*, 1983, 4(1): 33
- Zhou J X et al. Resonant interaction of sound wave with internal solitons in the coastal zone. *J Acoust Soc Amer*, 1991, 90(4): 2042
- Lynch J F, et al. Acoustic travel time perturbations due to shallow water internal waves and internal tides in the Barents Sea Polar Front: Theory and experiment. *J Acoust Soc Amer*, 1996, 99(2): 803
- Apel J R, et al. An overview of the 1995 SWARM shallow-water internal wave acoustic scattering experiment. *IEEE J Ocean Eng*, 1997, 22(3): 465
- Henye F S, et al. Energetics of baroclinic internal waves. *J Geophys Res*, 1997, 102: 3323
- Cai S Q, et al. Some characteristics and evolution of the internal soliton in the northern South China Sea. *Chinese Science Bulletin*, 2002, 47(1): 21
- Liu A K, et al. Nonlinear Internal waves in the South China Sea during ASIAEX. *Geophysical Research Abstracts*, 2003, 5: 01884
- Liu A K, et al. Evolution of nonlinear internal waves in East and South China Seas. *J Geophys Res*, 1998, 103: 7995
- Marshall H Orr, et al. Nonlinear waves in the South China Sea: Observation of the conversion of depression internal waves to elevation internal waves. *J Geophys Res*, 2003, 108(c3): 9~1
- Cai S Q, et al. 南海北部孤立子内波生成条件的初步数值研究. *海洋学报*, 2003, 25(4): 119
- Dirk Tielburger, et al. Acoustic propagation through a internal wave field in a shallow water waveguide. *J Acoust Soc Amer*, 1997, 101(2): 789
- 蒋德军, 等. 典型浅海温跃层内波对声场起伏的影响. *声学学报*, 1997, 22(3): 198
- 鄢 锦, 等. 黄海中部内波特征及其引起的声起伏. *声学学报*, 1999, 24(3): 281
- Yang T C, et al. Internal wave spectrum in shallow water: Measurement and comparison with the Garrett-Munk model. *IEEE J Ocean Eng*, 1999, 24(3): 333
- David Rubenstein. Observation of cnoidal internal waves and their effect on acoustics propagation in shallow water. *IEEE J Ocean Eng*, 1999, 24(3): 346
- Daniel Rouseff, et al. Acoustical remote sensing of ocean waves: Progress and remaining challenges. *OCEANS' 99 MTS/IEEE. Riding the Crest into the 21st Century*, 1999, 3: 1341
- Daniel Rouseff, et al. Coherence of acoustic modes propagation through shallow water internal waves. *J Acoust Soc Am*, 2002, 111(4): 1655
- Anatoli E. Filonov. Internal waves in the northern gulf of California. *J Geophys Res*, 2003, 108(c5): 20~1
- Badiey M, et al. Temporal and azimuthal dependence of sound propagation in shallow water with internal waves. *IEEE J Ocean Eng*, 2002, 27(1): 117



A 南部声源处(海深 350 m)温度剖面和海流随时间的变化

(a) 海水温度剖面.图中 I 标示了第一组孤子内波,II 标示了第二组孤子内波;(b) 海面下 90 m 水层质点垂直于等深线的运动速度;
(c) 海面下 90 m 水层质点平行于等深线的运动速度;(d) 海面下 90 m 水层质点的垂直运动速度



B 内波功率谱与声信号起伏功率谱

(a) 17 度等温线功率谱;(b) 20 度等温线功率谱;(c) 72.75 m 水听器接收到 S400 信号的功率谱;(d) 不同深度水听器接收到 S400 信号的功率谱;(e) 72.75 m 水听器接收到不同声源的功率谱

坐标说明:图中纵坐标 PSD 表示功率谱密度,横坐标 CPD 表示周数/d,均已取对数