AEYFI 05 实验‘温度-声简正波传播时间’起伏特性研究

张海青, 王 宁, 高大治, 王好忠, 尚启春

(中国海洋大学物理系, 山东青岛 266000)

摘要: 处理分析 AEYFI 05 声学实验温度链和声传播数据,研究温度时-空间统计、相关特性及其声传播时间统计特性。分析表明 1 号声简正波的传播时间起伏的功率谱与温跃层附近温度时间序列的功率谱存在明显的相似:在高频区域 f>30cpd 呈 $\omega^{\beta}(\beta\cong 1.7\text{–}1.8)$的幂次衰减,包含相干结构。应用简正波传播时间与声速起伏的对应关系式,给出了上述对应关系的理论解释。

关键词: 黄海海洋锋面和内波声学实验(AEYFI);简正波传播时间;内波;谱结构

中图法分类号: TN911 **文献标识码**: A **文章编号**: 1000-3630(2008)-06-0821-07

Research to the fluctuation of tempreture-normal mode travel time in AEYFI 05

ZHANG Hai-qing, WANG Ning, GAO Da-zhi, WANG Hao-zhong, SHANG Qi-chun

(*Physics Department*, *Ocean University of China*, *Qingdao* 266000, *Shandong*, *China*)

Abstract: The data acquired from moored sensors and shipboard hydrographic instruments of AEYFI 05 (Acoustics Experiment of Yellow Sea Oceanic Front and Internal Waves) are processed. Both of the spatial temporal statistical and correlative characteristics to temperature are analyzed, and the sound travel-time statistical character is calculated too. Results indicate that the frequency spectrum of No.1 Normal Mode travel-time fluctuation is qualitatively similar to the one of temperature time sequence near thermocline, and two spectra present $\omega^{\beta}(\beta\cong 1.7\text{–}1.8)$ attenuation for f>30cpd, and both include coherent-structures. The mathimatic relationships between time and sound-speed fluctuation of Normal Mode propagation are given by the Normal Mode perturbation theory which is used to explain the qualitatively relation between two spectra.

Key words: AEYFI 05(Acoustics Experiment of Yellow Sea Oceanic Front and Internal Waves); normal mode travel time; internal-wave; spectrum-structure

1 引 言

浅海水声通信和探测是一个具有挑战性的课题,水体、海面和海底会引起信道特性随机起伏,从而导致声场起伏。内波是水体导致的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,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。海水声速分布随时间和空间变化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。研究声场起伏与声场环境参数统计规律关系对于声纳时空信号处理和利用声学方法研究海洋环境变化(特别是内波)极为重要。Lee[1,2]、Lincoin[3]、Munk[4]采用声学射线的方法,讨论了海洋内波对声场的影响;抛物方程(PE)方法等声场数值计算方法广泛用于内波导致的声场特别是简正波耦合计算[5,6]。然而相对于深海,在浅海由于海洋学-声学同步实验数据比较少,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,非线性内波往往伴随着周期性的内潮汐出现,浅海内波谱及其声场起伏规律的研究更加复杂。当窄带脉冲声

收稿日期:2007-12-20;修回日期:2008-03-09
基金项目:国家 863 计划项目资助(2006AA09Z114)及预研项目资助。
作者简介:张海青(1979-),男,硕士研究生,研究方向为海洋声信号处理。
通讯作者:张海青,E-mail:zhang7954@sina.com

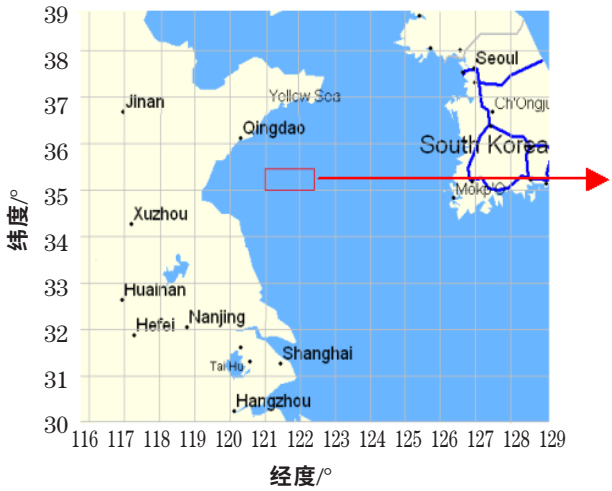
信号在浅海信道中传播时，会因各号简正波的群速度差异而出现频散扩展，在一定的条件下可以根据简正波传播时延的不同而将不同号简正波分离。某号简正波在传播路径上的传播时延随海洋环境因素的改变也会出现起伏现象，这主要是由于海洋环境参数改变引起简正波群速度的变化而引起的。随着水声测量技术的进步，各号简正波的传播时延可以精确测得，简正波传播时延起伏量也成为一个重要的起伏参数。J. F. Lynch 等系统地研究了浅海内波和内潮引起的声传播时延起伏统计特性，从简正波理论和射线理论出发导出声传播时延的统计量和内波参数统计量的对应关系，并应用于巴伦支海海试数据[7]。P. Traykovski 对简正波理论模型和射线理论模型计算的传播时延结果误差问题进行了深入讨论，给出了合理的物理解释[8]。最近，Peter F. Worcester 根据海试数据的分析结果表明精确记录的声传播时延起伏量可有效的反映海洋波导环境参数的变化[9]。国内中科院声学研究所开展了相关的研究，陈守虎、吴立新等利用 2001 年中美海洋声学联合试验数据，分析了内波的基本特征及其对声传播的影响，得到了内波受到半日潮、全日潮和子午潮的调制，内波主要由低阶模态控制的结论[10]。

本文基于 2005 年黄海海洋锋面和内波声学实验数据，开展了温度连续观测数据与声场传播时间起伏特性及对应关系研究。研究了温度时空相关、统计特性；提取了窄带脉冲声简正波传播时间起伏及其统计特性；对比分析了两者统计结果，并给出了理论解释。与以往的研究不同，我们集中在等温线功率谱与简正波传播时间起伏数据功率谱的定量比较。

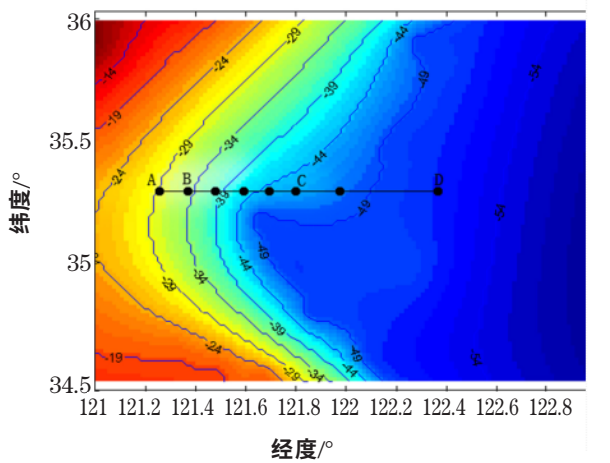
2 2005 年黄海水声传播-起伏实验

2005 年 9 月 7 日~9 月 10 日中国海洋大学海洋声学研究室、中科院声学研究所重点实验室和北海研究站、哈尔滨工程大学水声工程学院及其国家海洋局一所等多家单位合作在南黄海冷水团边缘进行了海洋锋面和内波声学实验（Acoustics Experi-ment of Yellow sea Oceanic Front and Internal Waves，AEYFI 05）。黄海水产研究所的北斗号科考船及中科院海洋所的金星 2 号科考船承担了本次实验任务，实验内容主要分三部分：(1)海底及水文调查实验研究；(2)爆炸声源声传播实验；(3)两船定点声传播起伏实验研究。

实验海区位于黄海中部（121°15.00′E，35°15.00′N~122°22.23′E，35°15.00′N）一条平行于纬度线的直线上进行。如图 1 所示。实验采用双船作业形式，金星 2 号为发射船，北斗号为接收船。首先进行实验海域水文、底质调查实验；北斗号从 D 点向 A 点方向出发，分别在图 1 中的 8 个站点各停船一次，进行 CTD 测量，采水样及抓斗采底质样品。根据 CTD 测量结果，做出实验海域的声速断面图如图 2 所示。由于实验时间为 9 月上旬，正值夏末秋初，温跃层位于 20m~25m 的较深的位置，而且温跃层在 A 站位至 C 站位很大的海区范围内都非常薄，只有 2m~3m。另外图中可以看到多条垂向的等声速线，说明这一海域存在明显的海洋锋现象。



(a) 实验海域图（方框是这次实验的实验海区）



(b) 实验海区地形及具体实验站位图（A~D 八个黑色点标出了实验站点的具体位置）

图 1 实验海区示意图

Fig.1 Sketch map of experimental sea aera. Fig.(a) is the big scale sketch map, and the pane is the sea aera of doing this experiment; Fig.(b) is the topography and the specicfic experiment positions, lined out by eight black points from A to D

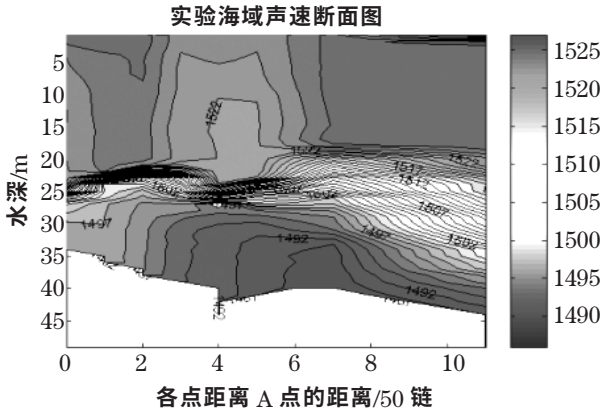


图 2　实验海域的声速断面图

Fig.2　The sound-speed section map in experimental sea aera

完成调查实验后，接收船抛锚停于 B 点，发射船抛锚停于 C 点，两船相距 20 海里（约 37km），开始声学连续监测（起伏）实验，实验持续时间 25h，发射器位于温跃层以下，循环发射 M 序列信号，接收船布设垂直和平行水听器阵接收声信号，同时两船垂直阵温度链记录温度场信息，发射船 ADCP 记录流场信息，各悬挂物上使用压力计用来校正深度数据。

3　实验数据分析与处理

3.1　声速的变化

海水中的声速是研究声波在海水中传播的最基本物理量之一，它是影响声波在海洋中传播的最重要的物理参数。利用 Wilson 简化公式可将温度、盐度、静压力（可转化为深度）数据转化为声速数据如图 3 所示。

图 3 中为便于查看，站点 B、H1、H2、H3、C、H4、D 曲线为实测声速值分别增加 20m/s、40m/s、60m/s、80m/s、100m/s、120m/s、140m/s 后所绘得的。从图 3 中的各剖面图可以看出各实验站点在 20m~25m 处存在负跃层。图 4 为接受船温度传感器链所测的 41h 温度数据伪彩图，从图 4 中可以看到有明显的周期为 12.5h 的 M2 潮。

3.2　不同深度的温度时间变化

图 5(a)为处于温跃层以上、水深 18.31m 处的连续 41h 温度起伏图，41h 的平均温度为 23.46℃，从图 5(a)中可以看出，温跃层以上海水温度起伏相对较小，不超过 2.5℃，无明显 M2 潮特征，随机性较强。图 5(b)是处于温跃层中、水深为 22.27m 处的连续 41h 温度起伏图，41h 的平均温度为21.87℃，从图 5(b)可以看出，温跃层处海水温度相对起伏最

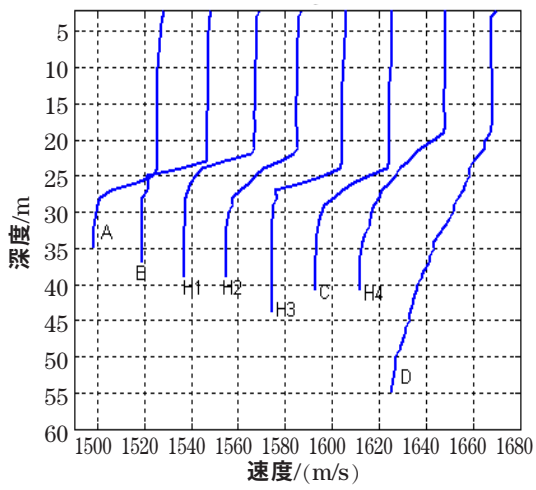


图 3　实验站点声速剖面

Fig.3　The sound-speed profile in experiment positions

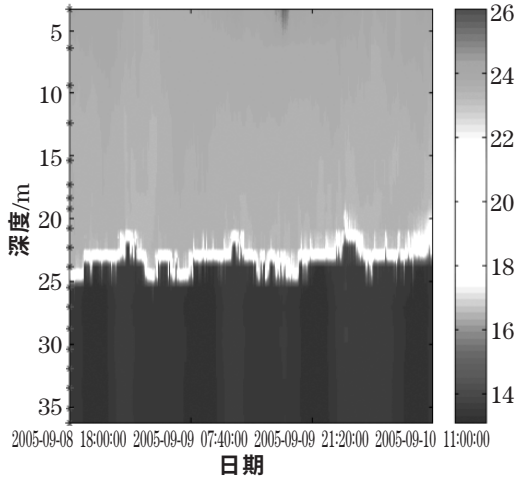


图 4　接受船 41h 温度链数据伪彩图

Fig.4　The 41-hour temperature chain data from received ship

大，高达 10℃，且明显有 M2 潮的周期分布（周期约为 12.5h）；图 5(c)是处于温跃层以下、水深为 36.25m 处的连续 41h 温度起伏图，41h 的平均温度为13.42℃，从图 5(c)可以看出，温跃层以下海水温度相对起伏最小，均不超过 0.6℃，也明显有 M2 潮的周期分布。

3.3　温度分布的垂直相关

图 6 给出了不同深度温度时间序列与其它深度温度时间序列的垂直相关曲线。混合层和跃层深度温度垂直相关半径近似相同，跃层下各深度强相关；混合层温度与其它深度温度基本不相关，跃层与其它层存在一定相关。混合层主要由于垂直混合原因，跃层变化取决于混合和内波运动。同样，温度传感器的温度数据的时间相关性也表现为：混合层、跃层的温度时间相关半径较小，而底层温度的时间相关半径较大且呈明显 M2 潮特征。

3.4　等温线的提取及其谱特征

等温线位移经常用来近似内波导致的等密度面

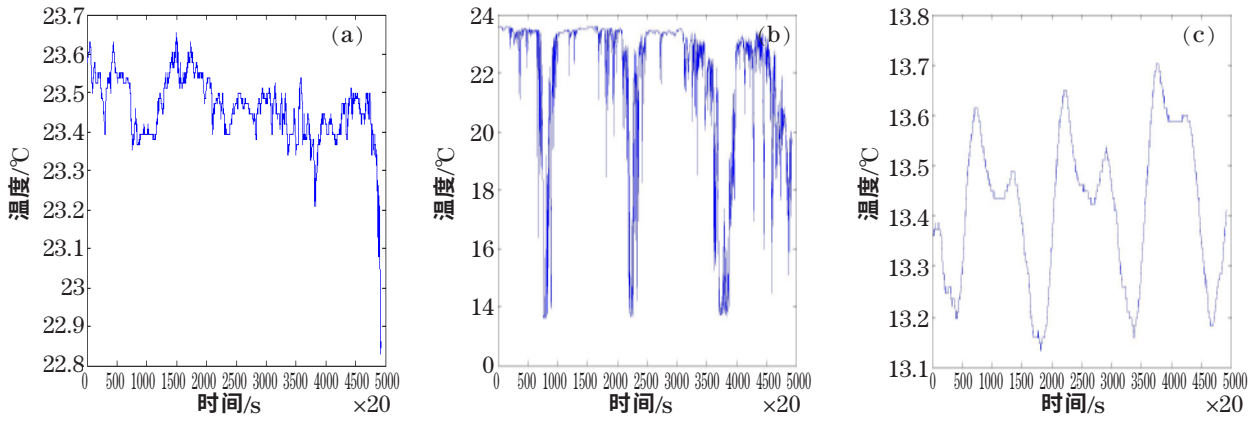


图 5 （a）水深 18.31m 处、(b）水深 22.27m 处、(c）36.25m 处的 41h 温度链数据

Fig.5 The 41-hour temperature chain data at 18.31meter, 22.27meter and 36.25 meter water depths from left to right

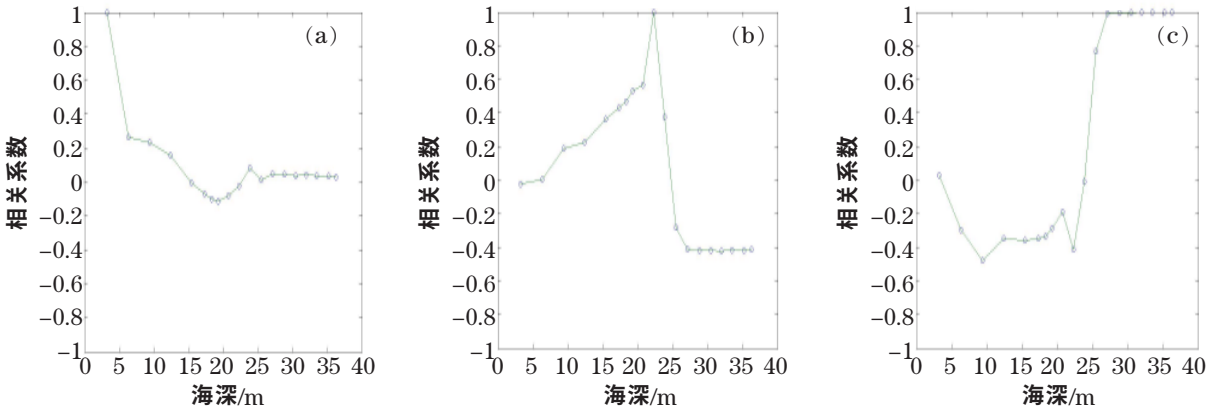


图 6 (a)水深 18.31m 处、(b)22.27m 处、(c)36.25m 处 41h 温度数据与其它深度温度数据的相关系数

Fig.6 The correlation coefficents of the 41-hour temperature chain data at 18.31meter, 22.27meter and 36.25 meter water depths with other depths temperature chain data

垂直位移[7]。忽略流场导致的对流项，海水密度、温度和盐度之间的关系可以表示为

$$\frac{1}{\rho(z)}\frac{\partial\rho(z)}{\partial z}=-\alpha_T\frac{\partial T(z)}{\partial z}+\alpha_S\frac{\partial S(z)}{\partial z} \qquad (1)$$

式中，$\rho(z)$为海水密度，$T(z)$和 $S(z)$分别为海水温度和盐度，α_T 和 α_S 分别为温度膨胀系数和盐度膨胀系数。在 T=20℃，S=35psu 的条件下，$\alpha_T=2.41\times10^{-4}(℃)^{-1}$，$\alpha_S=7.45\times10^{-4}(psu)^{-1}$，一般温度项会占主导地位。实验海区测量的 CTD 数据表明，式(1)中右边第一项比第二项约大一个数量级以上，因此可以忽略第二项。等温线的提取采用了三次样条插值。由于 23.6℃等温线基本处在温跃层之内(图 7)，对它进行的谱分析将具有代表性意义。如图 8 所示，将等温线换算成质点垂直位移[7]，质点最大垂直位移(峰-峰值)为 5.49m。

对获得的等温线数据进行滤波，保留惯性频率与浮力频率（实验海区 B 点）1min~20h 之间的数据，做出它的 pdf(图 9)，并进行频谱分析(图 10)。功率谱表明：此次观测的内波频带内有明显的潮周期成分，两个尖峰对应于 M2，和 8 小时次潮周期位置吻合。在 5cpd~25cpd 区域内，出现了明显的相干结构(coherent-structure)，这与 James F. Lynch 所发现的相干结构基本一致[7]。我们对频率大于30cpd (cycle per day) 区域的功率谱进行了基于最小二乘法的拟合，得到的结果为 $\omega\approx-1.7$。由于浅海影响内波的因素复杂，不同的海区的谱衰减指数往往不同。蒋德军，高天赋等在黄海青岛近岸浅水海区进行的实验中，得到的 ω 在−1.45~−2 之间[11]；鄢锦，张仁和等在 96 中美联合考察实验中，在黄海中部测得的 ω 为−1.5[12]；胡涛等对 2002 年南海内波数据的分析中得出 ω 在−1.6~ −1.9 之间[13]。在以上工作中，并没有等温线功率谱与简正波传播时间起伏数据功率谱的对比和定量分析，因此将集中探讨两者之间关系。

3.5 简正波传播时间起伏提取

浅海波导中的声场起伏受浅海非线性过程和线性随机内波影响，表现在传播时间、阵的时间相关特性、简正波的幅度起伏等各个方面。本文只讨论简正波传播时间起伏的统计特性。

为了便于与等温线获得的结果进行比较，对位于水深 27.45m 处的接收船 4 号水听器获得的声传

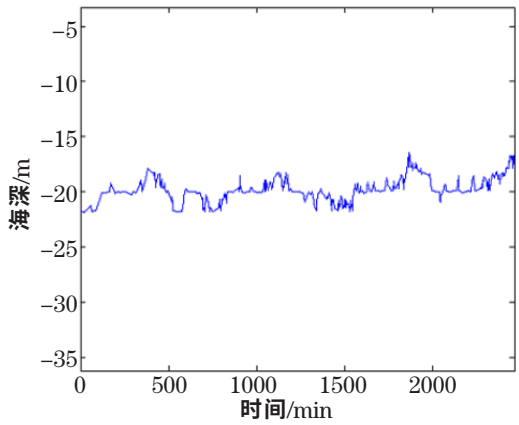


图 7　23.6℃等温线

Fig.7　The 23.6℃ isotherm

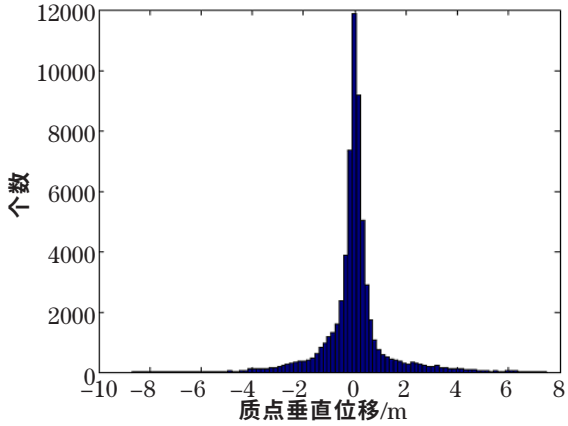


图 9　质点垂直位移的 pdf 分布

Fig.9　The pdf distribution of particle verticle displacement

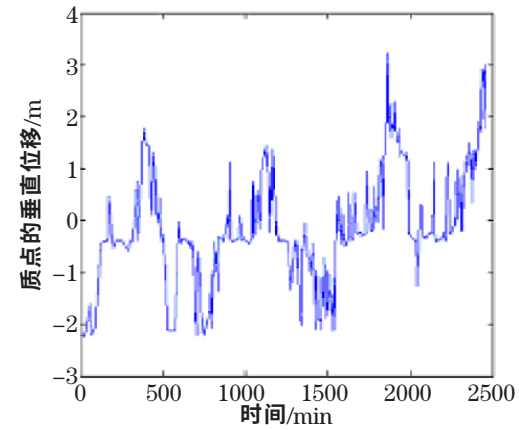


图 8　由等温线换算成的质点垂直位移

Fig.8　The particle vertical displacement from isotherm

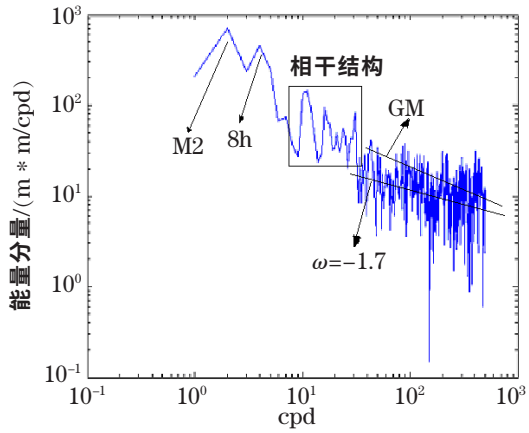


图 10　23.6℃等温线的频谱图

Fig.10　The spectra of 23.6 centigrade isotherm

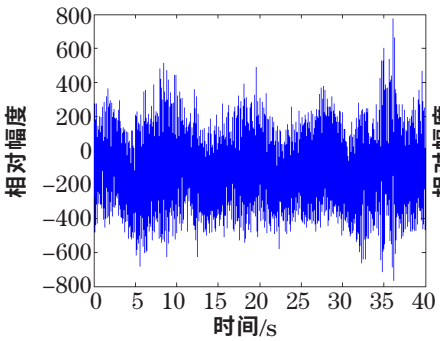


图 11　原始声信号

Fig.11　Original acoustic signal

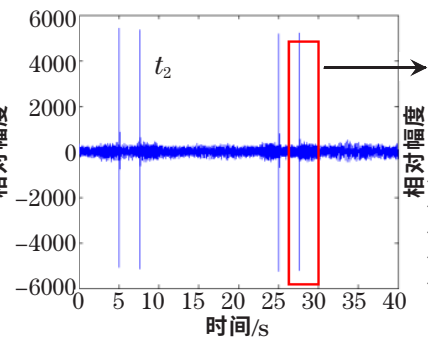


图 12　脉冲压缩处理后结果

Fig.12　The result after pulse compression

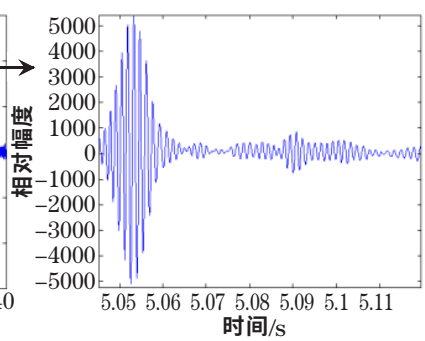


图 13　峰值部分放大图

Fig.13　The enlarged image at peak value pa

播数据进行分析。将水听器接收到的原始信号取出 40s 如图 11 所示。将原始信号作带通滤波，然后进行脉冲压缩处理，信噪比明显提高近 10dB，将压缩处理后的信号取出 40s，如图 12 所示。把图 12 中的峰值部分（方框内）放大可得到图 13。根据垂直阵不同深度阵元信号的幅度分布信息可知，图 13 中幅度最大波包为 1 号简正波，后面的波包是耦合简正波和高号简正波。设图 12 中第 1 个峰值位置为 t_1，第 3 个峰值位置为 t_2，第 $2n-1$ 个峰值位置为 t_n；设接收船在 t_n 时刻接收到的峰值信号是发射船在 t_n' 时刻发出的，则声信号在两船之间传播时间为 $T_n=t_n-t_n'$。

定义传播时间的起伏量

$$\begin{aligned}\triangle T_n&=T_n-T_1=(T_n-T_{n-1})+(T_{n-1}-T_{n-2})+\cdots(T_2-T_1)=\\&(t_n-t_n'-t_{n-1}+t_{n-1}')+(t_{n-1}-t_{n-1}'-t_{n-2}+t_{n-2}')+\\&\cdots+(t_2-t_2'-t_1+t_1')=\\&t_n-t_1-(t_n'-t_1')\end{aligned}\tag{2}$$

发射船以 20s 为周期重复发信号，因此

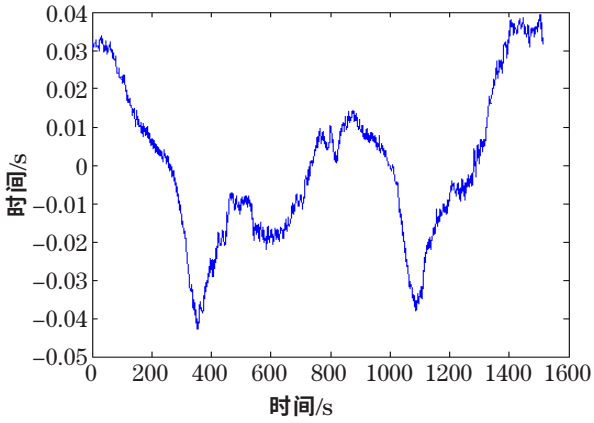


图 14 25h27.45m 水听器声传播时间起伏结果

Fig.14 The sound-travel fluctuation result in 25-hour at 36.25 meter water depth

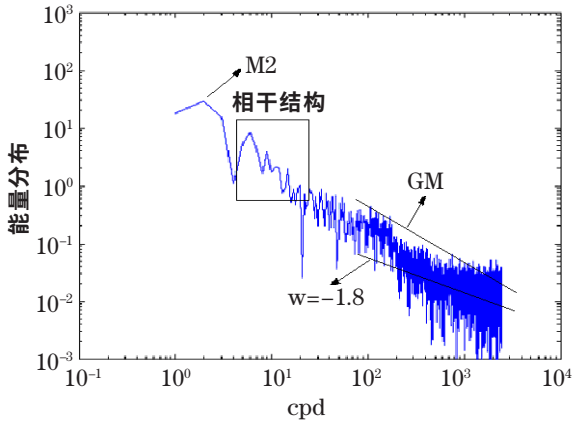


图 15 4 号水听器(水深 27.45m)记录传播时间延迟的频谱图

Fig.15 The spectra of travel-time delay at 27.45 meter water depth

$$(t_n'-t_1')=20*(n-1) \tag{3}$$

将式(3)代入式(2)得到:

$$\triangle T_n=t_n-t_1-20*(n-1) \qquad n=1,2,\cdots N \tag{4}$$

25h 共重复了 4500 个周期,因此 N=4500。根据式(4),可以求出 25h 声的传播时间起伏量,校正系统误差并滤除超过浮力频率的高频起伏量后得到结果如图 14 所示。由图 14 可知,简正波传播时间起伏量峰峰值为 70ms,25h 变化了 2 个周期,与 M2 潮周期一致。

与对质点垂直位移所作的处理相似,对获得的信号传播时间起伏数据进行滤波,将周期小于 5min 以上的高频滤掉,将滤波后数据去掉直流成分后,进行频谱分析,频谱图如图 15 所示。

对信号传播时间起伏数据功率谱的分析表明,M2 潮比较明显,但是代表 8h 次潮的尖峰却不明显。在 5cpd~25cpd 区域内,也出现了相干结构,但是与从等温线数据获得的相干结构相比,相干结构不是很明显。对大于 30cpd 区域的功率谱进行了基于最小二乘法的拟合,得到的结果为 $\omega\approx-1.8$,与从等温线数据获得 ω 值基本一致。

4 声简正波传播时间与声速起伏规律对应

本节根据绝热简正波理论和 WKB 近似解释上一节得到的定性结论。对于水平缓慢变化的波导环境下的简正波声场可以表示为[6]:

$$p(r,z)=\sqrt{2\pi}\sum_m \frac{\varphi_m(z_s,0)\Psi_m(z,r)}{\sqrt{k_m r}}\times \exp\left\{\mathrm{i}\left(\frac{\pi}{4}\right)+\mathrm{i}\int_0^r k_m r'\mathrm{d}r'\right\} \tag{5}$$

其中,k_m 是第 m 号简正波的水平波数,φ_m,Ψ_m 分别是声源处和接收器处的波函数。第 m 号简正波的群速度的倒数可以表示成

$$\frac{1}{v_g^m}=\frac{\mathrm{d}k_m}{\mathrm{d}\omega}=\frac{\omega}{k_m}\int_0^D\frac{\Psi_m^2(z)}{\rho(z)c^2(z)}\mathrm{d}z \tag{6}$$

设声源和接收器之间的距离为 R,则第 m 号简正波的传播时间为:

$$T_m=\frac{R}{v_g^m}=\frac{R\mathrm{d}k_m}{\mathrm{d}\omega}=\frac{R\omega}{k_m}\int_0^D\frac{\Psi_m^2(z)}{\rho(z)c^2(z)}\mathrm{d}z \tag{7}$$

因此,当声速剖面有一扰动量:

$$c(z)\rightarrow c(z)+\triangle c(z) \tag{8}$$

第 m 号简正波的传播时间变为:

$$T_m+\triangle T_m=\frac{R\omega}{k_m+\triangle k_m}\cdot \int_0^D\frac{(\Psi_m(z)+\triangle\Psi_m(z))^2}{(\rho(z)+\triangle\rho(z))(c(z)+\triangle c(z))^2}\mathrm{d}z \tag{9}$$

由于 $\Psi_m,\rho(z)$ 是缓变的,其变化可忽略不计;因此,第 m 号简正波的传播时间可近似为:

$$T_m+\triangle T_m=\frac{R\omega}{k_m+\triangle k_m}\int_0^D\frac{\Psi_m^2(z)}{\rho(z)(c(z)+\triangle c(z))^2}\mathrm{d}z \tag{10}$$

由水平波数和声速剖面之间的微扰公式可知[6]:

$$\triangle k_m=-\frac{\omega^2}{k_m}\int_0^D\frac{\triangle c}{c^3}\Psi_m^2(z)\mathrm{d}z \tag{11}$$

将式(10)代入式(9),并整理得:

$$\triangle T_m=R\times v_p^m\left(\frac{v_p^m}{v_g^m}-2\right)\int_0^D\frac{\triangle c}{c^3}\Psi_m^2(z)\mathrm{d}z \tag{12}$$

式(12)中,v_p^m 表示第 m 号简正波的相速度。对于低号简正波,可认为 $v_p^m\approx v_g^m$,因此式(12)变为:

$$\triangle T_m(t)=-R\times v_p^m\int_0^D\frac{\triangle c(t)}{c^3}\Psi_m^2(z)\mathrm{d}z \tag{13}$$

由式(13)可见:$\triangle c(t)$ 可由温度链数据估算,v_p^m 可以

根据频散公式计算，$\triangle T_m(t)$的时间变化取决于$\triangle c(t)$的时间变化；图 16 是利用温度剖面数据采用KRAKEN方法获得的 1 号简正波的分布，从图 16 中可以看出，1 号简正波能量主要集中在温跃层附近（水深 20m~25m），由于底层温度分布非常稳定，因此其变化主要取决于温跃层附近的声速时间变化。这样就解释了为何本次实验观测中，跃层附近的温度数据的频谱特性与 1 号简正波的传播时间起伏的频谱特性具有良好的吻合。

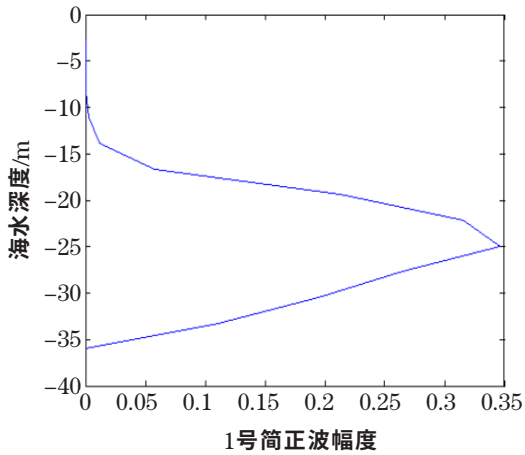


图 16　1 号简正波的分布

Fig.16　The distribution of number one Normal Mode

5　结　论

本文分析了 AEYFI 05 的温度链数据和声传播起伏数据。分析表明一号声简正波的传播时间起伏具有以下特点：

（1）可以清楚反映 M2 潮变化；

（2）功率谱与温跃层附近温度时间序列的功率谱存在明显的相似：在高频区域 f>30cpd 呈 $\omega^{-\beta}(\beta\cong 1.7\sim1.8)$的幂次衰减，包含相干结构。

（3）应用简正波传播时间与声速起伏的对应关系式，给出了上述对应关系的理论解释。以上结果表明利用低号简正波传播时间起伏数据可以有效地反映温跃层的时间变化谱特性。

参　考　文　献

[1] Lee O S. Effect of an internal wave on sound in ocean[J]. J. A. S. A, 1961, **33**: 677.

[2] Lee O S.　Fixed path acoustic transmission in the presence of internal waves[J].　J. A. S. A,　1960, **32:** 1514.

[3] Lincoin Baxter. Fluctuations in sound transmission through internal waves associated with the thermocline: A computer model for acoustic transmission through sound velocity fields calculated from thermistor chain, CTD, XBT, and acoustic backscattering[J]. J. A. S. A, 1982, **71**(1): 61-66.

[4] Munk W H, Zachariasen F. Sound propagation through a fluctuating stratified ocean: Theory and observation[J]. J. A. S. A, 1976, 59: 818-838.

[5] Jensen F B, Kuperman W A, Porter M B, et al. Computational ocean acoustics[M]. New York: Springer-Verlag, 1992.

[6] Bates B J. Acoustic different scattrering cross section for internal waves[J]. J.A.S.A, 1984, **75**(Suppl): S84.

[7] Lynch J F, Jin G L, 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]. J. A. S. A, 1996, **99**(2): 803-821.

[8] Peter Traykovski. Travel-time perturbations due to internal waves: Equivalence of modal and ray solutions[J]. J. A. S. A, 1996, **99**(2): 822-830.

[9] Peter F. Worcester walter H. Munk and Robert C. Spindel, Acoustic remote sensing of ocean grays[J]. Acoustic Today, 2005, **1**(10): 11-17.

[10] **陈守虎，吴立新. 南中国海内波特征及其引起的声场起伏**[J]. **自然科学进展**, 2004, **14**(10): 1163-1170.
CHEN S H, WU L X. Characterizations of the internal waves and their effect on the sound fluctuation in south china sea[J]. Natural Science Progress, 2004, **14**(10): 1163-1170.

[11] **蒋德军，高天赋，张云鹏，等. 典型浅海温跃层内波对声场起伏的影响**[J]. **声学学报**, 1997, **22**(3): 198-208.
JIANG Dejun, GAO Tianfu, ZHANG Yunpeng, et al. The fluctuation of sound field due to inernal waves on the thermocline in typical shallow water[J]. ACTA ACUSTICA, 1997, **22**(3): 198-208.

[12] **鄢锦，张仁和，周士弘，等. 黄海中部内波特征及其引起的声起伏**[J]. **声学学报**, 1999, **24**(3): 281-287.
YAN Jin, ZHANG Renhe, ZHOU Shihong, et al. Characterizations of the internal waves and their effect on the sound transmission in the midist of the Yellow Sea[J]. ACTA ACUSTICA, 1999, **24**(3): 281-287.

[13] **胡涛. 浅海内波及其对声传播影响分析**[D]. **中国科学院研究生院博士学位论文**, 2007, 6.
Hu T. Shallow water internals waves and their effect on acoustic propagation[D]. CAS Ph. D Thesis, 2007, 6.