论文

吕宋海峡 ADCP 观测的 450 m 以浅水层内潮特征分析

廖光洪^{①②}, 袁耀初^{②*}, Kaneko ARATA^③, 杨成浩^②, 陈洪^②, Taniguchi NAOKAZU^③, Gohda NORIAKI^③, Masanori MINAMIDATE^③

① 中国海洋大学信息科学与工程学院, 青岛 266100;

② 国家海洋局第二海洋研究所, 卫星海洋环境动力学国家重点实验室, 杭州 310012;

③ Graduate School of Engineering, Hiroshima University, Higashi-Hiroshima 739-8527, Japan

* 联系人, E-mail: yuanyc2@yahoo.com.cn

收稿日期: 2010-03-02; 接受日期: 2010-07-05

国家重点基础研究发展计划(编号: 2007CB816003, 2011CB403503)、科技部国际合作项目(编号: 2006DFB21630)、国家自然科学基金(批准号: 40520140073)和国家海洋局第二海洋研究所基本科研业务费专项(编号: JG1009, JG0711 和 JT0702)资助

摘要 应用 2008 年 4 月 25 日至 9 月 26 日的声学多普勒流速剖面仪(ADCP)的锚定测流资料, 研究分析吕宋海峡上层海洋的内潮特征. 谱分析和能量计算均显示在观测海区全日潮和半日潮为主要的能量频带, 深度积分的全日潮频带总能量为 $31 \text{ kJ} \cdot \text{m}$, 在semi-diurnal潮频带和高频带深度积分的总能量分别为 6.9 和 $3.4 \text{ kJ} \cdot \text{m}$. 谱分析结果显示: 近惯性频率峰值仅出现在斜压分量. 在 66 m 以浅深度, 显著分潮($O1$, $K1$, $M2$, $MK3$, $M4$)和近惯性频率分量都基本符合线性内波理论关系式 $E_+(\omega)/E_-(\omega) = (\omega - f)^2 / (\omega + f)^2$; 然而, 在其他观测深度, 并非所有的主要分潮均满足上述线性内波能量一致性关系式. 分析潮流的垂直结构和时间变化, 结果表明: 正压潮和内潮均为混合潮, 潮日不等现象明显, 显示了约 14 天的大潮/小潮周期变化. 平行与垂直于陆架方向的 $K1$ 和 $O1$ 分潮的分量几乎相等, 而 $M2$ 和 $S2$ 分潮则主要以波束形式向南海北部陆架传播. 内潮幅度和相位均随时间变化, $M2$ 和 $S2$ 垂向结构主要表现为第 1 模态, 而 $K1$ 和 $O1$ 则接近于第 2 模态结构; 在主温跃层附近, 它们的短轴与长轴之比与 f/ω 的比值接近.

关键词锚定测流
ADCP
内潮
内波
吕宋海峡

吕宋海峡位于台湾岛和吕宋岛之间, 它是连接南海和西北太平洋的主要通道. 最近, 从吕宋海峡到南海北部陆架区的宽广海域, 通过卫星影像资料和现场调查都观测到有趣的内潮、孤立子波和涌潮现象^[1-6]. 研究报道指出南海内的潮汐运动主要是来自通过吕宋海峡传播的西太平洋潮波^[7-10]. 当正压潮传播通过吕宋海峡时, 受海峡内剧烈变化地形的阻碍

和扰动效应, 诱发强内潮并传入南海北部海区.

近几年, 关于南海北部内潮的研究, 已有许多的成果^[1-13]. 众所周知, 全日分潮是南海海域主要的正压潮分量^[14,15], 然而, 在南海北部半日潮频带的斜压潮也十分显著^[3,11,12]. Niwa 和 Hibiya^[8]证实了吕宋海峡中良好的地形条件是 $M2$ 内潮产生的主要原因, 他们估计在吕宋海峡约 25% 的 $M2$ 正压潮能量转化为斜

英文引用格式: Liao G H, Yuan Y C, Arata K, et al. Analysis of internal tidal characteristics in the layer above 450 m from acoustic Doppler current profiler observations in the Luzon Strait. Sci China Earth Sci, 2010, doi: 10.1007/s11430-010-4102-0

压潮. 应用三维潮流模型的研究结果, Jan 等^[10]认为在吕宋海峡海脊的作用下, 有 1/3 的 K1 正压潮能量转换成斜压潮. Lien 等^[9]的研究表明产生于吕宋海峡的强内潮是以窄波束形式传播进入南海, 它们再与岛屿和陆坡相互作用进而生成非线性内波.

然而, 至今在吕宋海峡直接的关于内潮的长期观测研究依然十分稀少. 本文利用在吕宋海峡海域持续 5 个月的锚定测流资料来分析研究该海域的大尺度背景海流和内潮特征, 为进一步的数值模拟该海域内潮的产生和孤立子波现象提供一些有价值的参考和观测验证.

1 现场观测与数据

配置的锚定测流站 L 位于吕宋海峡内恒春海脊的西侧, 所在位置的经纬度为 $120^{\circ}30.332'E$, $20^{\circ}59.961'N$, 水深约 1650 m(图 1). 在该深水区, 卫星影像和现场观测都有发现强烈的内波现象^[4,5,16,17]. 锚定系统配置了一个 75 kHz 的声学多普勒流速剖面仪(ADCP), 它装配了压强和温度传感器, 有效观测时间从 2008 年 4 月 25 日至 9 月 26 日. 根据 ADCP 的压强传感器记录的数据显示, 在大潮期间, ADCP 所在深度的起伏可达几十米, 最大可达到 100 m 以上. 观测期间 ADCP 位置平均深度为 470 m, 数据处理中,

观测深度由压力传感器的记录进行了校正.

ADCP 被设置成波束向上工作模式, 层观测间距为 20 m, 每 100 秒发送 1 个 ping, 15 min 记录一次观测平均值, 这样, 仪器测量的流速误差为 1.9 cm s^{-1} . 由于表面波浪的影响, 将干扰表层回声信号, 表层的观测数据会引入较大的随机误差, 所以文中所用数据剔除了海表层内的观测值.

2 观测海流概述

观测期间的不同月份, 原始流速剖面时间序列在其结构上相似, 同时包含了低频运动和潮流运动, 比较复杂(图略). 图 2 给出了流速的基本统计属性, 包括水平和垂直流速分量(u , v , w)的时间平均值 μ 及其标准偏差 σ , 以及水平速度的垂直梯度绝对值的平均. 从这些剖面可以推断观测位置海流的一些总体特征. 首先是平均水平流速 μ_u 和 μ_v 显示背景场流向总体趋势为西北偏北方向, 在上层北向流明显强于西向流. 从表层向下, 西向流流速随着深度增加而逐渐增强, 至 130 m 深度附近达到最大值, 随后流速随着深度逐渐减小; 北向流流速随深度增加呈单调线性递减变化. 水平流速标准偏差 σ_u 和 σ_v 均在表层最大. 其次, μ_u 垂直梯度最大值位于 100 m 以浅, 此外, μ_u 和 μ_v 垂直梯度在 106~266 m 也相对较大, 且垂

图 1 吕宋海峡地形图
等深线单位为 m, 锚定观测站在图中用 L 表示

向速度偏差 σ_w 也较大, 表明在此深度范围混合较强. 最后, 126 m 以浅平均垂向速度 μ_w 向上, 在 126~426 m 深度则向下, μ_w 的垂直梯度表明在 86~346 m 深度范围为水平扩散流, 而其余观测深度上为水平辐聚流. 垂向速度的标准偏差 σ_w 的量级大于垂向速度本身, 最大值位于 316 m 处, 为了更清晰地显示流场信号特征, 下面将对速度时间序列进一步作分析.

2.1 谱分析

分别对水平流速和垂向流速时间序列进行旋转谱和功率谱分析. 为了分析研究流速随深度的变化部分, 首先定义垂向平均的海流速度为正压流速, 各观

测层的原始流速时间序列减去正压流速为斜压流速. 图 3 给出了正压流速和斜压流速水平流速分量的顺时针旋转谱 $E_-(\omega)$, 逆时针旋转谱 $E_+(\omega)$, 以及垂向流速分量的功率谱 $E_w(\omega)$, 当地显著分潮的频率及惯性频率 ($f=0.7176$ cpd) 标示在频率轴上. 正压流的谱分析结果如图 3(a) 所示, 从中可以看出几个重要的特征: 首先, 全日潮分量明显地为正压流的主要信号, 半日潮信号也较强, 但其能量比全日潮信号要弱; 日周期频带信号包含了能量相当的 O1 和 K1 分潮, 半日潮频带信号由 M2 和 S2 分潮组成, 其中 M2 潮周期信号能量最显著. 其次, 在全日潮频带, 顺时针谱能量明显大于逆时针谱, 而半日潮频带两者的强度则相当.

图 2 观测速度剖面时间序列的统计属性

(a) 东分量时间平均速度 μ_u (实线, cm s^{-1}), 北分量时间平均速度 μ_v (点线, cm s^{-1}); (b) 东分量速度标准偏差 σ_u (实线, cm s^{-1}) 和北分量速度标准偏差 σ_v (点线, cm s^{-1}); (c) 水平速度垂向剪切的平均值 (s^{-1}); (d) 垂向速度平均值 μ_w (cm s^{-1}); (e) 垂向速度标准偏差 σ_w (cm s^{-1}); (f) 垂向速度垂直梯度平均值 (s^{-1})

另外, MK3 和 M4 分潮在谱分析结果中各显示一个显著峰值, 但能量小于全日潮和半日潮一个数量级. 正压分量在惯性频率附近没有出现明显的峰值. 最后, 除全日潮频带和半日潮频带外, 垂直速度功率谱 $E_w(\omega)$ 在高频部分表现为锯齿状, 浮力频率以下的峰

值对应着高频的内波信号.

斜压流速的旋转谱和功率谱在表层(46~66 m), 86~146 m, 166~226 m 和观测底层(270~470 m)进行了平均, 参见图 3(b)~(e). 与正压流速旋转谱相似, 全日潮和半日潮峰值在各层的谱图中都非常显著. 一个

图3 水平速度的顺时针分量谱(红色线)和反时针分量谱(蓝色线)以及垂向速度的能量谱(绿色线)

(a) 正压速度谱; (b) 46~66 m 深度范围平均的斜压速度谱; (c) 86~146 m 深度范围平均的斜压速度谱; (d) 166~226 m 深度范围平均的斜压速度谱; (e) 246~446 m 深度范围平均的斜压速度谱

重要特征是, 惯性频率的峰值位置存在蓝移现象^[18], 各层斜压流分量的超惯性频率峰出现在顺时针旋转谱上. 惯性频率的漂移是因为当频率为 f 时, 内波的垂向群速度消失, 只有超惯性频率的波才能从表面向下传播, 通常情况下惯性频率峰值并不在 f 上, 而是高于此值^[18]. 在 86~146 m(图 3(c))和 166~226 m(图 3(d))水层, 半日潮频带上流的往复式运动特征最明显(图 3(d)), 顺时针和逆时针旋转谱具有相同的幅度, 半日周期的海流图像近乎直线流. 而各观测深度上, 全日潮频带的顺时针谱能量明显要大于逆时针谱, 表明流作近似圆周运动, 而且顺时针旋转分量占主导地位. 上层(46~66 m)海水垂向流速的功率谱峰值不明显, 而其余观测层上全日潮周期与浮力频率之间的功率谱表现为显著的锯齿状结构. 对于线性内波而言, 反时针和顺时针旋转谱强度比值应满足一致关系式 $E_+(\omega)/E_-(\omega)=(\omega-f)^2/(\omega+f)^2$ ^[19]. 用此关系式对表层(46~66 m)的旋转谱进行检验, 典型的潮分量(K1, M2, MK3, M4)都基本符合上述线性内波一致关系式. 然而, 在其余观测层上, 并不是所有分潮都满足这一关系.

用 ADCP 观测数据的谱计算结果估计动能、势能和总能量, 根据线性内波关系, 势能谱 E_{PE} 和动能谱 E_{KE} 使用下面的公式进行计算:

$$E_{PE} = \frac{\bar{\rho} N^2 (\omega^2 - f^2)}{(N^2 - \omega^2)(\omega^2 + f^2)} (E_u + E_v), \quad (1)$$

$$E_{KE} = \bar{\rho} \left(\frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} \right), \quad (2)$$

式中, ω 是频率, f 是惯性频率, N 是浮力频率, $\bar{\rho}$ 是海水平均密度; u , v , w 分别是东方向、北方向和垂向速度分量, E_u 和 E_v 分别是东方向和北方向速度分量的能量谱. 通过积分相应频带获得全日潮、半日潮和高频内波频带的动能和势能. $9.5 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1} < \omega < 1.3 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ 为全日潮频带, $2.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} < \omega < 2.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ 为半日潮频带, $9.3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} < \omega < 5.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 为高频内波频带. 然后, 使用公式 $E = \int (E_{PE} + E_{KE}) dz$ 计算相应频带上的总能量. 全日潮能量最强, 达 $31 \text{ kJ} \cdot \text{m}$, 半日潮能量量级比全日潮要小一个数量级, 约为 $6.9 \text{ kJ} \cdot \text{m}$, 高频部分能量约 $3.4 \text{ kJ} \cdot \text{m}$, 为半日潮能量的一半.

2.2 经验正交(EOF)分解

对流速剖面的原始观测时间序列进行复经验正

交分解(cEOFs), 其结果显示在图 4~6 中. 表 1 列出了前 5 个模态所解释的方差百分比以及累积方差, 其中第 1 模态解释了总方差的 67.57%, 第 2 模态解释了总方差的 17.21%, 前两个模态共解释 84.78% 的总方差. 第 3、第 4 模态共解释 12% 的总方差, 更高模态对方差的解释无显著贡献.

表 1 前 5 个 EOF 模态对应的特征值和每个模态所解释的方差百分比以及累计方差百分比

模态	特征值	解释的方差(%)	累计解释方差(%)
第 1 模态	3.44×10^3	67.57	67.86
第 2 模态	1.13×10^3	17.21	84.78
第 3 模态	2.79×10^2	7.72	92.5
第 4 模态	1.34×10^2	4.3	96.8
第 5 模态	9.3×10^1	3.2	100

图 4 给出 cEOFs 分解第 1 模态归一化的空间结构, 速度随深度增加而减小. 250 m 以浅, 流速矢量随深度增加向逆时针方向旋转, 相反的是在 250 m 以深流速矢量随深度增加则向顺时针方向旋转. 第 1 模态时间系数的旋转谱如图 4(d)所示, 全日潮频带(O1 和 K1)在顺时针和逆时针旋转谱都存在非常显著峰值, 半日潮峰值(M2, S2)也很明显. 全日潮和惯性波的顺时针谱高于逆时针谱, 表现出流的旋转特性.

如图 5(a)~(c), 第 2 模态空间结构显示出显著的斜压特征, 在 140 m 深度附近出现一个极值拐点, 此拐点深度的上下水层, 流的位相差近 180° . 相应的时间系数旋转谱结果如图 5(d)所示, 顺时针和反时针谱峰值分别在潮周期(O1, K1, M2, S2)和惯性频率上, 半日潮频带的能量与全日潮频带的能量几乎相等. 与第 1 模态不同的是, 第 2 模态 K1 分潮的顺时针和逆时针谱具有相当的能量.

如图 6(a)~(c), 第 3 模态出现两个峰值拐点, 整个观测水柱有 180° 的位相跳跃和很强的垂直剪切. 如图 6(d), 全日周期信号的能量最大, 半日周期和近惯性振荡也很显著. 第 4 和第 5 模态解释的方差非常小(图略), 与第 2 模态相似, 近惯性波在第 4 和第 5 模态中为主要信号, 而半日潮频率振荡也比较显著.

通过上述分析可知, 潮流对总的流速变化占有相当大的贡献, 因此采用滤波方法将流速时间序列分为高频带、潮频带和低频(中尺度)带三个部分的运动, 从而分离潮周期振荡和低频运动与高频运动. 其具体的处理方法如下: 首先使用著名的 Lanczos 低通

图 4 从观测海流剖面时间序列分析的第 1 EOF 模态图

(a) 第 2 模态流空间结构的三维表示; (b) 流空间结构的幅度; (c) 流空间结构的相位, 0° 为正北方向且顺时针旋转为正; (d) 时间系数的顺时针谱(灰色线)和反时针谱(黑色线)

滤波器^[19]对观测数据进行滤波获得低频时间序列, 滤波器截止频率为 $1/36 \text{ h}^{-1}$, 然后从观测数据中减去低频时间序列, 以去除低频成分, 再对去除低频成分

的流速数据在频率域滤波, 从而分离高频分量和潮频率信号. 最后原始观测数据被分离成周期大于 36 h, 36~3 h 以及小于 3 h 3 个不同频带的信号, 以下重点分

图5 从观测海流剖面时间序列分析的第2EOF模态图

(a) 第1模态流空间结构的三维表示; (b) 流空间结构的幅度; (c) 流空间结构的相位, 0°为正北方向且顺时针旋转为正; (d) 时间系数的顺时针正谱(灰色线)和反时针谱(黑色线)

析潮频带信号的运动, 在将来的工作中将进一步详细分析低频部分的运动。

3 潮频带信号分析

本节主要分析锚定站L观测的潮流特征。分离的

潮周期(36~3 h)运动的速度剖面东分量、北分量时间序列如图7所示。从图中可以看出斜压潮运动特征显著, 日周期频带的能量非常强, 且有很好的规律性, 从图中不容易分辨半日周期频带的运动。还可以从图中看出显著的流速强度随时间的变化以及流变化的垂直结构, 在大潮时流速最强, 其后流速逐渐减小。

图 6 从观测海流剖面时间序列分析的第 3 EOF 模态图

(a) 第 3 模态流空间结构的三维表示; (b) 流空间结构的幅度; (c) 流空间结构的相位, 0°为正北方向且顺时针旋转为正; (d) 时间系数的顺时针正谱(灰色线)和反时针谱(黑色线)

总体来说, 除表层以外, 潮流在 5 月和 8 月较强, 而 7 月较弱, 具有显著的垂直模态结构. 例如从 6 月 1~9 日, 速度东分量和北分量都类似于稳定的第 1 斜压模

态. 观测期内某些时间段海流相对较弱, 垂向结构特征并不清晰和明显, 我们将在下节进行更进一步地分析和讨论.

图 7 观测海流潮频带(周期为 36~3 h)信号的东分量速度(上图, u)和北分量速度(下图, v)剖面时间序列图
单位: cm s^{-1}

3.1 正压潮流

正压潮流速定义为分离的潮频带流速剖面的垂向平均($\langle u \rangle_z$, $\langle v \rangle_z$). 潮频带流速范围 $0.09 \sim 46 \text{ cm s}^{-1}$, 平均值为 15 cm s^{-1} , 标准偏差为 7.9 cm s^{-1} ; 而低频带流速范围 $0.1 \sim 43 \text{ cm s}^{-1}$, 平均值为 14 cm s^{-1} , 潮频带流和低频流的强度是相当的.

首先用 T-tide 潮流调和分析程序包对正压潮进行分析^[21], 分析前对信号进行去倾处理. 为了比较观测的原始流速时间序列和调和分析的结果, 图 8(a)和

图 9(a)给出了速度东分量的原始流速时间序列, 潮频带分量以及拟合的潮流东方向分量, 具体请参见图 8 的说明. 图中拟合的潮波信号包含了所有信噪比^[21] (计算为幅度与幅度之比的平方根)大于 2 的分潮, 它们解释了东分量潮频带速度信号方差的 78%. 从图 8 和 9 可以看出, 潮信号特征表现为混合潮, 全日潮最强, 半日潮速度约为全日潮速度的 40%. 全日潮日不等现象明显, 显示了约 14 天的大潮/小潮周期变化, 半日潮流速则相对稳定, 由于 M2 分潮远大于 S2 分潮,

图 8 深度平均的东方向流速时间序列和调和分析的结果

时间从 2008 年 4 月 25 日 16:00 点至 7 月 11 日 13:00. (a) 上图为原始流速序列, 中间实线为低通滤波的亚潮流; 中图为带通滤波后的潮频带东分量流速, y 轴坐标向下平移了 100 cm s^{-1} ; 下图为拟合的东分量潮流, y 轴坐标向下平移了 200 cm s^{-1} . (b) 上图为拟合的全日潮; 下图为拟合的半日潮, y 轴坐标向下平移了 20 cm s^{-1}

两周时间的大潮/小潮周期变化不如全日潮明显. 对正压潮流北分量流速也采用上述同样方法进行调和分析, 其结果与东分量相似(图略).

正压潮主要分潮流的椭圆参数列于表 2 中, 这里迟角为格林威治迟角, 引潮力势引起的分潮通常存在滞后于引潮力势现象, 迟角指滞后的相位差即延迟. 轴倾角是长轴与水平东方向之间的夹角, 反时针旋转为正, 负的椭圆短轴值表示潮流矢量作顺时针旋转.

正压潮主要潮分量包含二个全日分潮(O1 和 K1)和两个半日分潮(M2 和 S2), 它们的振幅分别为 9, 12, 8 和 2 cm s^{-1} . 全日潮最强, O1 与 K1 长半轴之比为 0.75, 解释了正压潮的日不等现象和 14 天的大小潮周期(图 8 和图 9). O1 和 K1 分潮有相似的潮流椭圆特征, 两者速度矢量皆作顺时针方向旋转. 长轴倾角约为 15° , 几乎垂直于观测站位附近地形的等深线, 长轴方向也指向于南海北部陆架方向(见图 1). O1 与 K1 分潮的短轴与长轴之比分别为 0.65 和 0.55, 这样垂

直与平行于等深线的分量几乎相当.

M2 分潮是半日振动的主要分潮, 其振幅是 S2 分潮的 4 倍. M2 和 S2 潮流椭圆倾角都约为 155° , 大致上与观测站位和南海北部陆架的地形梯度方向平行. M2 分潮短轴与长轴之比很小, 其垂直于陆架的速度分量约为平行于陆架速度分量的 3 倍, 垂直于陆架的潮流椭圆分量对内潮的产生起着重要作用, 它将引起海水通量沿陆坡上下运动, 为内潮的产生提供了最有效的扰动动力. 两个半日分潮速度矢量皆作顺时针方向旋转(也请参见图 10).

3.2 斜压潮流

虽然正压波传播速度大于斜压波的相速度, 但正压潮和斜压潮通常具有相同的强度, 因此有必要分离出正压波和斜压波. 从每一个观测层次的潮频带信号中减去正压潮流, 获得斜压潮信号即内潮流, 它描述了潮流随深度的变化, 然后对每一观测层的斜压潮分量进行调和分析. 除中层由斜压潮流解释

图 9 深度平均的东方向流速时间序列和调和分析的结果

时间从 2008 年 7 月 11 日 13:00 至 2008 年 9 月 26 日 10:15, 各个分图的描述同图 8

表 2 观测站主要分潮(SNR>2)的椭圆参数

分潮	长轴(cm s^{-1})	短轴(cm s^{-1})	倾角($^{\circ}$)	迟角($^{\circ}$)	信噪比(SNR)
Q1	2.48	-1.83	0.09	13.51	16
O1	9.23	-6.02	9.4	41.79	1500
K1	12.25	-6.62	19.35	87.33	2400
N2	1.54	0.16	155.35	202.54	6
M2	8.46	-1.13	152.91	224.09	2000
S2	2.68	-0.09	157.79	264.16	21
MO3	0.744	-0.35	5.77	83.86	5.8
MK3	1.44	-0.70	179.82	350.89	21
M4	0.90	-0.63	97.53	325.88	15
MS4	0.45	-0.26	110.02	13.01	4.5

的总信号方差低于 40%外, 观测的上层和底层由斜压潮流解释的总信号方差约 40%~60%. 与正压潮情况相似, 斜压潮信号变化的主要贡献由两个全日分潮(O1 和 K1)和两个半日分潮(M2 和 S2)解释. 调和分析的其他潮流椭圆(Q1, N2, MO3, MK3, M4)相比较而言都很小(图 10), 也即斜压流速较弱.

图 10 为不同深度层上由调和分析给出的显著斜压分潮椭圆. 与正压潮相似, 全日周期的内潮强于半

日周期, K1 斜压潮速度最强. 在表层、166 和 466 m 层次 K1 斜压潮速度分别为 18, 5 和 5 cm s^{-1} . O1 斜压分潮的垂向结构与 K1 相似, 166 m 层的速度最弱, 而在表层和观测底层的速度相对较大. 另外, 两个全日分潮迟角随深度变化的趋势一致, 在所有观测深度上, 两者的潮流矢量都作顺时针旋转. O1 和 K1 分潮的短轴与长轴之比分别约为 0.87 和 0.78, 且这两个比值随深度变化不明显. O1 和 K1 的倾角约为 80° 和

图 10 主要的正压潮流椭圆(显示在 0 m 深度)和主要的斜压潮流椭圆

椭圆中心位于观测深度, 顺时针方向旋转的椭圆以阴影显示, 否则为反时针方向旋转, 椭圆中的线表示速度方向的零相位

83°, 和正压潮略有不同, 它们的倾角除在温跃层有较大变化外, 其余各深度层上都很稳定。

两个主要半日分潮(M2和S2)的潮流椭圆结构也十分相似, 但M2分潮显著得多。在表层, M2斜压潮流速度达到 19 cm s^{-1} , 随深度增加流速减小, 至温跃层处达极小值 2 cm s^{-1} , 此后随深度增加流速又增大。值得注意的是, M2分潮的速度矢量在100与200 m层之间作反时针旋转, 而在其余深度上则为顺时针旋转。另外, 短轴与长轴的比值也随深度改变而变化。除温跃层外, M2和S2长轴大约呈西北—东南方向, 这与半日周期的正压潮情况相似。其余分潮(Q1, N2, MO3, MK3, M4和MS4)的潮流椭圆都较小, 说明流速较弱, 但在表层, 它们流速强度是与S2分潮相当的。

为了分析主要分潮的时间变化特征, 采用7天的滑动窗对正压潮和斜压潮速度时间序列进行截断后

对其开展调和分析, 从而估计K1和M2分潮流的椭圆要素随时间的变化。正压潮和斜压潮的两个主要分潮(K1和M2)的潮流椭圆随时间的变化如图11所示。图中时间标注为滑动窗时间段的中间日期。如图11(a)所示, K1分潮的潮流幅度和相位都随着时间变化, 且斜压潮流特征的变化大于正压潮, 但潮流的旋转特性并不随时间改变。5月13日至7月22日K1斜压潮流比其余时间段要强, 主要表现为第2斜压模态结构。如图11(b), M2分潮则以第1斜压模态为主, 观测期间M2正压分潮的流椭圆相对稳定, 相反斜压分潮流椭圆的幅度随时间变化明显, 相位也有一定的变化, 但潮流椭圆倾角变化不显著。其次, 在100 m以浅和200 m以深水层附近M2分潮作顺时针旋转, 而在中层则作逆时针旋转, 在不同深度层上M2分潮的旋转方向也随着时间变化。

3.3 讨论

采用右手笛卡尔坐标系, z 轴向上, 设速度分量(u, v, w)和扰动压强 P' 都具有 $\exp[i(kx+ly+mz-\omega t)]$ 的波动形式解。对平面前进波, 速度分量具有如下的配极关系表达式^[22]:

$$w = \frac{-k\omega}{(N^2 - f^2)\sin\phi} \frac{P'}{\rho_0}, \quad (3)$$

$$u = \frac{k\omega}{(N^2 - f^2)\cos\phi} \frac{P'}{\rho_0} = -\tan\phi w, \quad (4)$$

$$v = \frac{-ifu}{\omega} = \frac{if}{\omega} \tan\phi w. \quad (5)$$

这里, x 轴为速度分量 u 的方向, 选择为波数向量 $\mathbf{k}$ 的水平分量方向。 k 是波数 $\mathbf{k}$ 的幅度, ω 是频率, N 是浮力频率, f 为惯性频率, ϕ 是波数向量和水平方向的夹角, ρ_0 是背景密度。如果 $\sin\phi$ 为负, 则波数向量向下, 即相速度向下而群速度向上。由公式(4)可知, 波数 $\mathbf{k}$ 向下时 w 和 u 的符号相同, 波数 $\mathbf{k}$ 向上时, w 与 u 符号相反。根据相位的协定, 对于各分潮相位随深度增加则对应于向下的波数矢量。

在吕宋海峡潮流信号的垂向结构比较复杂, 图12显示了两个主要全日分潮(K1和O1)的椭圆要素数和方差, 图中也同时给出了正压潮椭圆参数的值, O1分潮用点线表示, K1分潮用虚线表示。对于线性内波, 根据公式(5)短轴与长轴之比应等于 f/ω_{K1} 之比, 为了便于比较, 在图12(e)中 f/ω_{K1} 的比值以平行于深度的实线表示。

图 11 对速度时间序列用 7 d 滑动窗进行截断后的潮分析得到的正压潮流椭圆和斜压潮流椭圆图
图的描述同图 10. (a) K1 分潮, (b) M2 分潮

在整个观测深度, K1 分潮都是主要的分量, 振幅的两个极小值分别位于温跃层附近和 446 m 水深处, 这一结构特征在 O1 分潮表现更加明显. O1 分潮椭圆倾角大致上围绕着平均值 90° 作上下摆动(图 12(b)); 在 170 m 以浅及 170~345 m 深度范围, O1 分潮倾角都渐渐地向逆时针方向偏转, 而在 446 m 深度以深, 其倾角则向顺时针方向逐渐偏转, 另外在 170 m 深度处其倾角出现一个剧烈的跃变; K1 分潮的椭圆倾角变化趋势与 O1 的情况相似. 椭圆倾角应与线性内波的水平波数方向相(即传播方向)一致, 因此, 上述分析表明全日周期的内波向西北偏北或东南偏南方向传播. 如图 12(d), 在上层水柱, 全日分潮的格林威治相位随深度增加而增大, 表明具有向下传播的相速度和向上传播的群速度(能量). 根据图 12(e), 在温跃层和 300~446 m 深度范围, $v_{\max}/u_{\max}$ 的比值与 f/ω_{K1} 的比值非常接近.

与图 12 相似, 图 13 给出了两个半日分潮(M2 和 S2)的流椭圆要素随深度的变化. 在上层流速随深度增加而逐渐减小, 流速最小值出现在温跃层附近; 从温跃层至观测底部, 流速又随深度增加而逐渐增大. 在表层以及 240~446 m 深度范围, 潮流椭圆倾角约为 150° , 在温跃层, 其倾角向顺时针方向旋转. 相位的剧烈变化也出现在温跃层, 而在表层和 240~446 m 深度范围, 相位变化不明显. 对于两个半日分潮, 只有温跃层上短轴与长轴之比与期望的 f/ω_{M2} 比值接近, 这与全日分潮的结果有些不同.

此外, 水平流速的垂向结构显示了显著的模态结构特征. 为了更清楚地显示斜压潮流垂向模态结构特征, 鉴于速度东分量为观测海流的主要分量, 这里只分析东分量斜压潮流的垂直结构, 其拟合的 4 个分潮结果参见图 14. M2 和 K1 分潮最大斜压流速分别达 17 和 15 cm s^{-1} . 本次观测缺乏 500 m 以深的海流

图 12 O1 和 K1 分潮流参数随深度的变化

(a) 长轴; (b) 短轴, 短轴为负值表示流椭圆顺时针方向旋转; (c) 椭圆倾角, 从东反时针方向旋转为正; (d) 相位; (e) 长轴与短轴之比的绝对值, 与深度平行的实线为 f/ω_{K1} 的值; (f) 拟合的潮流方差以及总方差. 正压分潮相应的值 O1(点线)和 K1(虚线)也表示在各图中

图 13 M2 和 S2 分潮流参数随深度的变化

图的说明同图 12

观测数据, 但根据 2002 年 3 月 17 日至 4 月 15 日的在吕宋海峡锚定站位(20°49'57"N, 120°48'12"E) 500 和 800 m 层海流观测数据分析^[23,24], 500 m 以深流速是较弱的。

拟合的半日潮(M2 和 S2)在 170 m 深度附近出现一个零值点, 约以 166 m 深度为界, 上层水柱和下层水柱的流速符号相反(图 14), 这与经典的第 1 内波模态结构是相一致的。值得注意的是, 全日分潮 O1 和 K1 垂直结构形态类似于第 2 模态结构。K1 分潮在 120 和 400 m 深度附近分别有一个零值节点, O1 分潮的一个零值节点位于 166 m 深度, 另一个零值节点约在 446 m 处(图 14)。

4 结论

本文利用 2008 年 4 月 25 日至 9 月 26 日在吕宋海峡的锚定测流资料分析研究了该海区内潮的变化

特征。布放的锚定观测站 L 位于恒春海脊(沿 120°E)的西侧, 一些岛屿分布在海脊的东侧(图 1)。当正压潮流通过吕宋海峡时, 由于地形的阻塞扰动效应, 潮流与地形的相互作用将产生斜压潮, 强烈的斜压潮最终将发展成非线性内孤立波^[16,25,26]。本文的观测结果分析进一步证实全日内潮和半日内潮对整个观测的海流具有重要贡献, 吕宋海峡斜压潮结构特征十分显著。

通过基本的统计分析、谱方法、cEOF 分析和调和和分析研究给出了观测海流的一般特性和内潮的变化特征, 主要的结果如下:

(1) 平均水平流速流向总体趋势为西北偏北方向, 在上层北向流要强于西向流; 平均水平流速垂向梯度在 106~266 m 深度范围较大, 同时此深度范围上垂向速度标准偏差也较大, 表明在这一深度层上混合较强。

图 14 两个主要全日斜压潮(K1 和 O1)和两个主要半日斜压潮(M2 和 S2)东方向分量的垂直结构

(a) 东方向主要分潮流速幅度; (b) 东方向主要分潮流速相位; (c) 拟合的主要分潮流东方向速度分量

(2) 谱分析和能量估计结果表明全日潮和半日潮携带了绝大部分的能量. 全日潮、半日潮和高频三个频带的垂直积分能量 E 分别为 31, 6.9 和 3.4 $\text{kJ} \cdot \text{m}$. 这 5 个分潮(O1, K1, M2, MK3, M4)解释了正压潮的主要变化. 近惯性峰值仅出现在斜压分量上. 在 66 m 以浅深度近惯性频率、主要的内潮分量(O1, K1, M2, MK3, M4)和高频内潮的特征符合线性内波的一致关系 $E_+(\omega)/E_-(\omega) = (\omega - f)^2 / (\omega + f)^2$; 然而, 在其他观测深度, 并非所有的主要分潮均满足这一关系式.

(3) 观测站位的正压潮和内潮均为混合型, 主要分潮为两个全日潮分量(O1 和 K1)与两个半日潮分量(M2 和 S2). 它们都显示了日不等和 14 天大潮/小潮周期变化. 正压分潮 K1 和 O1 的垂直于陆架和平行于陆架的分量相当, 而正压分潮 M2, S2 垂直于陆架方向的分量大于沿等深线方向的分量, 以波束形式向西北方向传播, 因此它更容易将正压能量转化为斜压潮形式, 进一步形成非线性内孤立波. 这与先前南海北部内孤立波的产生主要与半日潮相关的研究

结果相一致^[3,11].

(4) 斜压潮的研究分析结果表明内潮结构表现为低模态, 强度随时间变化显著, 相位随时间的变化不明显. 主温跃层上下, 半日潮(M2 和 S2)强度增强, 并以波束形式西北偏西向陆架方向传播. 这与南海北部正压潮和内波的传播方向相一致^[2,3]. M2 与 S2 的垂向结构特征表现第 1 模态形式, 而 K1 与 O1 则类似与第 2 模态. 这些现象在南海北部陆坡也有观测发现^[3].

(5) 全日斜压潮, 主温跃层和 300~446 m 层深度上 $v_{\max}/u_{\max}$ 的比值与 $fl\omega_{K1}$ 的比值相接近, 而对半日潮只有在温跃层上短轴与长轴之比与 $fl\omega_{M2}$ 的期望值接近.

关于南海北部内波产生的源区和生存机制已有许多研究报道^[4,8,9,25,26], 对于具体的内波生成源区和产生的详细机制理解还十分有限, 至今存在不同的看法和争议. 在将来需要综合更详细的综合观测和数值模拟手段开展进一步的研究.

致谢 本文研究所用的锚定观测系统经由中国海洋大学东方红-2 科学考察船实施布放和回收, 在此感谢全体船员和参加海上作业的工作人员。审稿专家对本文提出的很有价值的修改意见, 作者在此深表感谢。

参考文献

- 1 Hsu M K, Liu A K. Nonlinear internal waves in the South China Sea. *Can J Remote Sens*, 2000, 26: 7281
- 2 Yang Y J, Tang T Y, Chuang M H, et al. Solitons northeast of TungSha Island during the ASIAEX pilot studies. *IEEE J Ocean Eng*, 2004, 29: 1182–1199
- 3 Zhao Z, Klemas V, Zheng Q, et al. Remote sensing evidence for baroclinic tide origin of internal solitary waves in the northeastern South China Sea. *Geophys Res Lett*, 2004, 31: L06302, doi: 10.1029/2003GL019077
- 4 Liu A K, Zhao Y H, Hsu M K. Overview of nonlinear internal waves in the South China Sea. In: Liu A K, Ho C R, Liu C T, et al., eds. *Satellite Remote Sensing of South China Sea*. Taipei: Tingmao Publish Company, 2008. 1–23
- 5 Du T, Tseng Y H, Yan X H. Impacts of tidal currents and Kuroshio intrusion on the generation of nonlinear internal waves in Luzon Strait. *J Geophys Res*, 2008, 113: C08015, doi: 10.1029/2007JC004294
- 6 蔡树群, 甘子钧, 龙小敏. 南海北部孤立子内波的一些特征和演变. *科学通报*, 2001, 46: 1245–1250
- 7 Cai S Q, Long X M, Liu H L, et al. Tide model evaluation under different conditions. *Cont Shelf Res*, 2006, 26: 104–112
- 8 Niwa Y, Hibiya T. Three-dimensional numerical simulation of M2 internal tides in the East China Sea. *J Geophys Res*, 2004, 109: C04027, doi: 10.1029/2003JC001923
- 9 Lien R C, Tang T Y, Chang M H, et al. Energy of nonlinear internal waves in the South China Sea. *Geophys Res Lett*, 2005, 32: L05615, doi: 10.1029/2004GL022012
- 10 Jan S, Chern C S, Wang J, et al. Generation of diurnal K1 internal tide in the Luzon Strait and its influence on surface tide in the South China Sea. *J Geophys Res*, 2007, 112: C06019, doi: 10.1029/2006JC004003
- 11 Duda T F, Lynch J F, Irish J D, et al. Internal tide and nonlinear internal wave behavior at the continental slope in the northern South China Sea. *IEEE J Ocean Eng*, 2004, 29: 1105–1130
- 12 Ramp S R, Tang T Y, Duda T F, et al. Internal solitons in the northeastern South China Sea, part I: Sources and deep water propagation. *IEEE J Ocean Eng*, 2004, 29: 1157–1181
- 13 Guo P, Fang W D, Gan Z J, et al. Internal tide characteristics over northern South China Sea continental slope. *Chin Sci Bull*, 2006, 51(Suppl. II): 17–25, doi: 10.1007/s11434-006-9017
- 14 Yanagi T, Takao T. A numerical simulation of tides and tidal currents in the South China Sea. *Acta Oceanogr Taiwan*, 1998, 37: 17–29
- 15 Fang G, Kwok Y K, Yu K, et al. Numerical simulation of principal tidal constituents in the South China Sea, Gulf of Tonkin and Gulf of Thailand. *Cont Shelf Res*, 1999, 19: 845–869
- 16 Liu C T, Pinkel R, Hsu M K, et al. Nonlinear internal waves from the Luzon Strait. *EOS*, 2006, 87: 449–451
- 17 Liu C T, Yang Y, Wang D W, et al. Generation of Nonlinear Internal Waves in Luzon Strait. In: Liu A K, Ho C R, Liu C T, et al, eds. *Satellite Remote Sensing of South China Sea*. Taipei: Tingmao Publish Company, 2008. 25–43
- 18 Müller P, Olbers D J, Willebrand J. The IWEX spectrum. *J Geophys Res*, 1978, 83: 479–500
- 19 Munk W, Phillips N. Coherence and band structure of inertial motion in the sea. *Rev Geophys Space Phys*, 1968, 6: 447–472
- 20 Emery W J, Thomson R E. *Data Analysis Methods in Physical Oceanography*. 2nd ed. New York: Elsevier, 2004. 516–551
- 21 Pawlowicz R, Beardsley R, Lentz S. Classical tidal harmonic analysis including error estimates in MATLAB using T_TIDE. *Compu Geosci*, 2002, 28: 929–937
- 22 Gill A E. *Atmosphere-Ocean Dynamics*. New York: Orlando, Academic Press, 1982. 247–315
- 23 Yuan Y C, Liao G H, Guan W B. The circulation in the upper and middle layers of the Luzon Strait during spring 2002. *J Geophys Res*, 2008, 113: C06004, doi: 10.1029/2007JC004546
- 24 袁耀初, 廖光洪, 王惠群, 等. 采用观测与卫星资料得到的地转流和谱分析研究 2002 年春季吕宋海峡海流的变化. *中国科学: 地球科学*, 2009, 39: 370–381
- 25 Cai S Q, Long X M, Gan Z J. A numerical study of the generation and propagation of internal solitary waves in the Luzon Strait. *Oceanol Acta*, 2002, 25: 51–60
- 26 Zheng Q A, Susanto R D, Ho C R, et al. Statistical and dynamical analyses of generation mechanisms of solitary internal waves in the northern South China Sea. *J Geophys Res*, 2007, 112: C03021, doi: 10.1029/2006JC003551