

# 黄海潮流底边界层内湍动能耗散率与底应力的估计\*

刘志宇\*\* 魏 皓

中国海洋大学 教育部物理海洋重点实验室, 青岛 266003

**摘要** 利用高频流速仪 ADV 在青岛外海潮流底边界层内一个周日(25 h)定点连续观测的三维流速资料, 计算并分析了秋末冬初潮流占优的陆架浅海潮流底边界层内湍动能耗散率和底应力的特征及其潮内变化. 结果表明: (1) 秋末的黄海, 在一个周日内湍动能耗散率与底应力的变化范围分别为  $1.8 \times 10^{-8} \sim 3.4 \times 10^{-5} \text{ W} \cdot \text{kg}^{-1}$  与  $6.6 \times 10^{-4} \sim 7.5 \times 10^{-1} \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$ , 表明在底边界层内存在着很强的能量耗散, 且湍动能耗散率与底应力在潮内的变化都非常显著; (2) 在充分混合的潮流底边界层内, 湍流主要由海底流速剪切生成, 湍动能生成与耗散基本处于局地平衡状态; (3) 对于半日潮流占优的海区, 湍动能耗散率与底应力都具有明显的四分之一周日的变化规律; (4) 观测期间, 海底以上 0.45 m 处的拖曳系数的平均值  $\overline{C_d}(0.45)$  为 0.0017 (对应于海底以上 1.0 m 处的拖曳系数的平均值  $\overline{C_d}(1.0)$  为 0.0015), 但拖曳系数存在着显著的变化(变化范围为 0.0005—0.0082); 平均的海底粗糙度为  $2.8 \times 10^{-5} \text{ m}$ .

**关键词** 底边界层 湍动能耗散率 底应力 ADV 黄海

在陆架浅海, 海底摩擦应力和底边界层内的湍动能耗散在海洋能量平衡的链条中扮演重要角色, 影响整个海域的环流结构, 并控制着沉积物的侵蚀、再悬浮、沉积及絮凝过程<sup>[1]</sup>. 湍动能耗散率是整个湍流能量平衡中的一个控制因子. 因此, 对海洋流动、沉积物输运、污染物扩散以及生态过程的认识都依赖于对底边界层内湍流特征的了解<sup>[2]</sup>.

黄海平均水深 44 m, 是一个典型的陆架浅海, 是潮能耗散较强的海区. 利用 Topex/Poseidon 卫星高度计资料, Egbert 等<sup>[3]</sup> 估计黄海  $M_2$  分潮的能量耗散约为 150 GW. 数值模拟结果显示: 黄海存在着很强的潮混合, 垂直湍黏性系数可达  $10^{-3} \sim 10^{-2} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ <sup>[4]</sup>. 但至今关于黄海潮能耗散及湍流混合的研究工作都是基于数值模拟或卫星遥感资料, 尚未有关于黄海垂直混合与能量耗散直接观测

的报道. 以往关于潮能耗散的计算也大多基于简单的“箱式模型”, 即假定潮能完全被底摩擦所消耗. 潮能耗散的箱式模型最早由 Taylor<sup>[5]</sup> 估计爱尔兰海潮能耗散时提出, 后被 Jefferys<sup>[6]</sup> 用于全球陆架浅海潮能耗散的估计, 并沿用至今. 根据“箱式模型”, 底摩擦潮能耗散与潮流流速的三次方成正比, 由于深海潮流的一般量值约为  $1 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ , 浅海中为  $50 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  左右, 因此浅海底边界层将耗散全球潮能的 99% 以上<sup>[7]</sup>. 而 Egbert 等<sup>[3]</sup> 的计算结果显示, 全球潮能耗散的 25%—30% 发生在深海, 并主要发生在海底地形比较粗糙的区域. 这是因为, 正压潮流的能量不是完全被底摩擦所耗散, 一方面它通过底摩擦产生湍流而导致水体垂向混合并使能量在水体内部耗散掉; 另一方面, 在层结海洋里它可以与底地形相互作用而转化为斜压潮(内潮), 而内

2006-05-19 收稿, 2006-08-18 收修改稿

\* 国家重点基础研究发展计划资助项目(批准号: 2006CB400602)

\*\* E-mail: zhiyuliu@ouc.edu.cn

潮则通过波—波相互作用逐渐转化为湍流,并最终导致水体的垂向混合与能量耗散.因此,对底边界层内能量的耗散及湍流混合特征的直接观测非常必要.

为了研究潮流占优的陆架浅海秋末冬初底边界层动力学结构、水体剪切应力与湍动能生成率的垂向分布、水体湍流混合特征及其时(潮内)空(垂向)分布特征,课题组于 2005 年 12 月于青岛外海 A3 站(36.04°N, 120.32°E)进行了一个周日(25 h)的定点连续观测.本文利用此次观测所获得的底边界层内湍流资料,给出黄海潮流底边界层内湍动能耗散率和底应力的特征及其潮内变化规律.

## 1 观测与数据处理

2005 年 12 月 14 日 15:00—12 月 15 日 16:00, 利用东方红 2 号综合考察船于青岛外海 A3 站(36.04°N, 120.32°E)(图 1)进行了一个周日(25 h)的定点连续观测,观测期间测站平均水深 18.1 m,潮差 3.3 m.观测方式为海床基平台与船基吊放.海床基平台为一个四脚架,其上放置的仪器为:一台 Nortek 6 MHz “Vector” ADV(声学 Doppler 流速仪)、一台 Nortek 2 MHz ADP(声学 Doppler 剖面仪)、一台 RDI 600 kHz Workhorse Sentinel ADCP(声学 Doppler 流速剖面仪)及三台 XR-420 CTD(温盐深仪).ADCP 的换能器位于底上 1.0 m 处,向上进行观测,采样方式设置为 2 Hz 连续采样,层厚(cell size)设置为 0.75 m,测量结果以 beam 坐标系下的流速记录,且记录前进行 2 s(即 4 个 ping)平均;ADP 的换能器位于底上 0.85 m,向下进行观测,采样方式设置为 1/6 Hz 连续采样,层厚设置为 0.25 m,测量结果以地球坐标系下的流速(即东分量、北分量及垂直分量)记录;三台 CTD 分别置于底上 0.5、1.0 及 1.5 m 处,对底边界层内水体的温度、盐度(电导率)与压力进行连续测量,测量频率为 1/5 Hz.在海床基平台观测期间,利用船基吊放的方式进行了每 30 min 一次的温盐深剖面观测,所用仪器为 XR-620 CTD Profiler(温盐深剖面仪),并同时利用自动气象站进行常规气象观测(风速、风向、气温、气压及相对湿度等),采样时间间隔为 30 min.

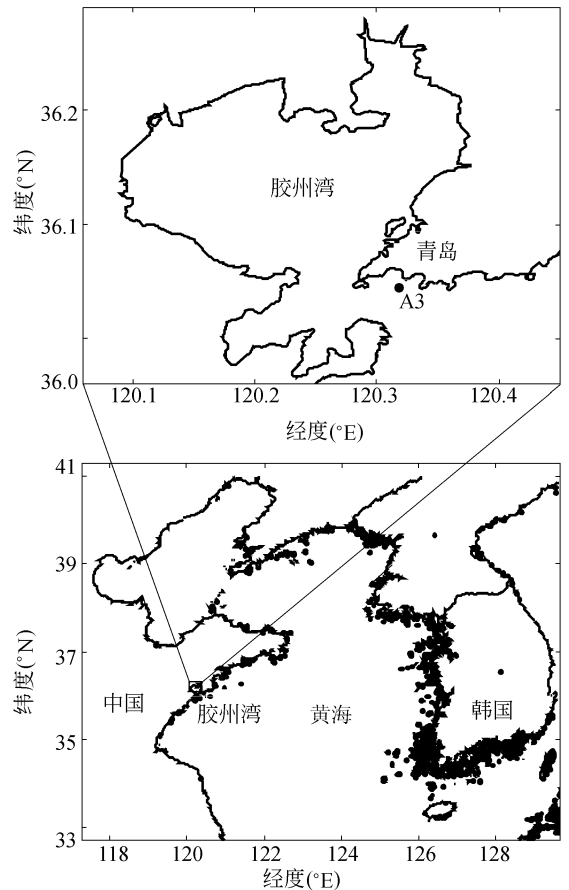


图 1 观测站位 A3

ADV 是一种新型的声学 Doppler 高频流速仪,与传统的电磁海流计(EMCM)或声学 Doppler 流速剖面仪(ADCP)相比,它具有很小的采样体积.由于最大有效采样频率反比于采样体积<sup>[8]</sup>,所以它的频率响应显著提高,已被成功应用于许多陆架浅海湍流、层结及剪切之间相互作用的研究中<sup>[9,10]</sup>.本文采用的 Nortek 6 MHz “Vector” ADV 是挪威 Nortek 公司于 1999 年推出的三维点式流速仪,其采样体积为 883—3533 mm<sup>3</sup>(直径为 15 mm、高为 5—20 mm 的圆柱体,在探头前方 0.15 m 处),内部采样频率最大为 250 Hz,最大输出频率为 64 Hz,测量精度为测量值的(0.5±0.1)% cm·s<sup>-1</sup>.在本次观测中,ADV 固定于海床基平台的中心,采样体积位于底上 0.45 m 处,向下进行观测,以连续采样方式工作,采样频率为 16 Hz,这样在一个周日的观测期间内,获得了 25 h、时间间隔为 1/16 s 的三维流速资料.

本文将首先利用自动气象站, CTD, ADCP 及 ADP 的观测资料给出观测期间的天气与水文状况, 并进而利用海床基平台上 ADV 获得的湍流资料, 计算并分析底边界层内湍动能耗散率和底应力的特征与潮内变化规律.

### 1.1 观测期间的天气与水文状况

在 25 h 的观测期间, 海面风强迫比较稳定, 风速的平均值  $\langle W_a \rangle$  为  $9.3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ , 方差为  $\text{rms}(W_a)$  为  $1.7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ , 风向一直维持在  $290^\circ$  与  $330^\circ$  之间. 由于观测站位 A3 离岸仅 1.2 km 左右, 风又为西北风, 因此风区很短, 海面风浪并不显著, 也未观察到明显的涌浪, 海床基平台上 XR-420 CTD 获得的压力数据也显示: 观测期间海浪的波高在 0.20 m 左右. 观测期间海面的热强迫主要体现在海-气间显著的温差, 25 h 内海面气温  $T_a$  的变化范围为  $-4 \sim 0^\circ\text{C}$ , 海表面温度  $T_w$  的变化范围为  $7.0 \sim 8.5^\circ\text{C}$ , 海气平均温差  $\langle T_w - T_a \rangle$  为  $10.1^\circ\text{C}$ .

利用海面风应力与热通量的块体公式 (bulk formula) 可以由风速、相对湿度、气温及海表面温度计算海表的动量通量与浮力通量, 本文采用目前海洋界普遍应用的 Matlab Air-Sea Interaction Toolbox (<http://sea-mat.whoi.edu>), 计算结果显示: 观测期间海面平均的摩擦速度  $\langle u_* \rangle$  为  $1.1 \times 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ , 这相当于弱风暴的特征量值, 而风向海洋平均的能量输入为  $1.37 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ ; 海面平均的浮力通量为  $-1.3 \times 10^{-7} \text{ W} \cdot \text{kg}^{-1}$ , 在后面的论述中将会看到, 它与潮流底边界层内的湍动能耗散率相当. 浮力通量为负值, 表示它将使海面及上层水体产生显著的垂直对流 (convection).

由 XR-620 CTD Profiler 获得的每 30 min 一次的温盐深剖面结果显示, 观测期间近底层以上的水体垂直混合均匀, 等温线基本沿垂向穿越整个水体. 观测期间, 水体温度的变化范围为  $7.1 \sim 8.1^\circ\text{C}$ . 由于各水层间盐度的细微差异, 水体的位势密度不像温度那么垂向均匀, 但 Brunt-Väisälä 频率  $N$  非常小, 观测期间最大值仅为  $2.8 \times 10^{-3} \text{ Hz}$ . 海床基平台上 XR-420 CTD 获得的温度资料显示, 观测期间近底层水体温度的变化范围也为  $7.1 \sim 8.1^\circ\text{C}$ , 且与上层水体有着非常一致的变化, 包括一些较高频的变化, 这表明整个水体垂直混合非常

均匀. 此外, 海床基平台上 ADCP 与 ADP 的测量结果给出了整个水体的流场结构. 结果显示, 除近底潮流边界层及海表边界层内流速随离边界距离增大而增大外, 各深度流速差别很小, 流动具有很强的正压性, 没有明显的分层现象. 由于本文的重点是利用 ADV 获得的湍流资料分析底边界层内的湍流特征, 对于上述各仪器的观测结果将不再详述.

### 1.2 ADV 原始资料的处理

ADV 原始资料记录的是采样体积内流速矢量在地球坐标系下的三个分量 ( $u, v, w$ ),  $u, v, w$  分别为东向分量、北向分量和垂流速 (向上为正). 我们首先将原始数据每 5 min 分为一组, 这样 25 h 的连续观测资料可以分为 300 组. 对于研究湍流特征的潮内变化, 5 min ( $M_2$  分潮的位相变化  $2.4^\circ$ ) 的时间间隔已经足够, 且通过我们对数据的初步分析表明 Reynolds 平均的时间取为 1 min 比较合适, 分析每一组的第 1 min 的数据, 对于每一个长度为 1 min 的时间序列, 首先进行如下处理:

(1) 对三个流速分量的时间序列进行高通滤波, 以消去其中的低频变化部分, 并计算平均流速和流向;

(2) 取 X 轴为平均流方向 (旋转水平坐标轴使  $u$  分量与流向方向一致), 计算新坐标系下流速分量的脉动值  $u', v'$  和  $w'$ ;

(3) 对流速分量脉动量的时间序列进行去噪, 本文采用 Goring 等<sup>[11]</sup> 提出的“相空间临界值法”进行处理.

### 1.3 湍动能耗散率的估计

利用三维高频流速资料估计湍动能耗散率通过在实测湍流能谱惯性副区内拟和理论谱形式来实现<sup>[2,12-14]</sup>. 湍流能谱的惯性副区是指, 在湍流能谱的某个波数范围内能谱密度只与湍动能耗散率和波数有关, 而与湍流在大尺度的能量输入及在小尺度的能量耗散 (分子黏性) 无关. 利用湍流惯性副区估计湍动能耗散率的方法称为“惯性耗散法” (inertial dissipation method).

对于充分发展的湍流边界层, 湍流在大尺度的能量输入与在小尺度的黏性耗散处于平衡, 于是一维湍流能谱具有如下形式

$$\phi_{ii}(k) = \alpha_i \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (1)$$

其中  $\phi_{ii}(k)$  为第  $i$  个流速分量在波数  $k$  的能谱密度 ( $i=1, 2, 3$ ),  $\varepsilon$  为湍动能耗散率,  $\alpha_i$  为一维 Kolmogorov 普适常数, 由实验确定. 如果取  $i=1$  对应于平均流方向,  $i=2, 3$  分别对应于与平均流垂直的另外两个流速分量, 根据 Sreenivasan<sup>[15]</sup>,  $\alpha_1=0.53, \alpha_2=\alpha_3=\frac{4}{3}\alpha_1\approx 0.71$ .

本文所用的观测资料为单点的流速时间序列, 无法直接求得湍流波数谱, 因此需要将湍流频率谱转化为波数谱. 当  $k\phi_{ii}(k)/U^2 \ll 1$  时, 波数为  $k$  的湍流的时间尺度远小于对流时间尺度, 即湍流脉动远小于平均流时, 可以利用“Taylor 冰冻湍流假设”将流速频率谱转化为波数谱

$$k = \frac{2\pi f}{U} \quad (2)$$

$$k\phi_{ii}(k) = f\phi_{ii}(f) \quad (3)$$

其中,  $f$  为频率,  $U$  为平均对流速度 (即平均流速). 如前所述, 利用湍流频率能谱估计湍动能耗散率, 需要满足两个条件: (1) 湍流充分发展, 即 Reynolds 数充分大,  $Re = u_* \kappa z / \nu > Re_c$ , 其中,  $u_*$  为摩擦速度,  $\kappa=0.40$ , 为 von Kármán 常数,  $\nu$  为海水分子运动学黏性系数,  $Re_c$  为临界 Reynolds 数. 根据 Huntley<sup>[16]</sup>,  $Re_c \approx 3000$ ; (2) 湍流脉动远小于平均流. 本文所用数据都很好地满足这两个条件, 因此可以利用湍流能谱估计湍动能耗散率. 此外, 由于在底边界层内垂直流速受波动的影响较之水平流速要小, 垂直流速脉动  $w'$  主要由湍流产生<sup>[17]</sup>, 本文将只由垂直流速脉动来估计湍动能耗散率.

通过逐一观察各组数据的能谱来确定各自的惯性副区, 结果显示它们的惯性副区都介于 0.3 Hz 与 2 Hz 之间. 于是, 可由下式求得每一组的湍动能耗散率

$$\varepsilon_{\text{spec}} = 2\pi U^{-1} \alpha_i^{-3/2} [f^{5/2} \phi_{ii}^{3/2}(f)] \quad (4)$$

其中, 各变量含义如前所述, 方括号表示为惯性副区内的平均值.

### 1.4 底应力的估计

在底边界层内, 底应力的估计可以采用三种方法: (1) 湍流脉动相关法; (2) 平均流速对数剖面法; (3) 湍动能耗散率法. 方法(1)利用对数层内高频湍流脉动的直接观测, 方法(2)利用对数层内平均流速剖面的观测, 而方法(3)则依赖于常应力层内湍动能耗散率的观测或估计. 值得注意的是, 这三种方法都要求观测位置位于常应力层内. 基于我们的观测资料为单点高频湍流脉动, 本文将采用方法(1)对底应力进行估计.

在潮流底边界层内, 惯性力与湍黏性力之比可以表示为  $\omega z^2 / A_z$ , 其中  $\omega$  为潮流圆频率,  $A_z$  为湍黏性系数,  $z$  为距海底的高度. 对于  $M_2$  分潮占优的黄海,  $\omega \approx 1.4 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . 在弱层结的陆架浅海,  $A_z$  的保守估计下限为  $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ <sup>[18]</sup>, 由  $\omega z^2 / A_z \leq 10^{-1}$  (即惯性力远小于湍黏性力) 可得,  $z \leq \sqrt{0.1 A_z / \omega} \approx 0.85 \text{ m}$ , 因此潮流底边界层厚度的保守估计下限为 0.85 m. 本次观测, ADV 的采样体积位于底上 0.45 m 处, 在常应力层内, 因此可以由湍流脉动相关法求得底应力, 即

$$\tau_b = \rho(-\overline{u'w'}, -\overline{v'w'}) \quad (5)$$

其中,  $\rho$  为海水的密度,  $u', v'$  和  $w'$  分别为三个流速分量的湍流脉动.

于是, 摩擦速度为

$$u_* = \sqrt{\frac{|\tau_b|}{\rho}} = [\sqrt{(-\overline{u'w'})^2 + (-\overline{v'w'})^2}]^{1/2} \quad (6)$$

### 1.5 对数层与贴壁理论

在底边界层内, 平均流速的分布是底应力  $\tau_0$ 、海底粗糙度  $z_0$ 、离底距离  $z$ 、海水密度  $\rho$  及海水分子动力学黏性系数  $\mu$  的函数, 流速的特征尺度称作摩擦速度, 定义为  $u_* \equiv \sqrt{\tau_0 / \rho}$ . 观测表明, 在底边界层内湍流剪切应力为常数, 且等于底应力<sup>[13]</sup>, 因此底边界层也称作常应力层.

根据 Prandtl 混合长理论, 混合长  $l = \kappa z$ , 于是常应力层内平均流速的剪切可以表示为

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z} \quad (7)$$

其中,  $U$  为平均流速,  $\kappa=0.40$ , 为 von Kármán 常数. 将(7)式在垂向积分, 可得

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln(z/z_0) \quad (8)$$

其中,  $z_0$  为积分常数, 它是一个表征海底粗糙程度的长度尺度, 称为海底粗糙度. (8)式即为底边界层内平均流速的对数分布, 因此底边界层也称作对数层.

在充分混合的湍流边界层内, 流速剪切造成的湍动能生成与黏性耗散存在着局地平衡, 即有

$$-\overline{u'w'} \frac{\partial U}{\partial z} = \epsilon \quad (9)$$

其中,  $\epsilon$  为单位质量水体的湍动能耗散率. 在对数层内, 湍流剪切应力等于底应力, 即  $-\overline{u'w'} = \tau_0$ , 将此式带入(9)式并利用(7)式及摩擦速度的定义, 可得

$$\frac{u_*^3}{\kappa z} = \epsilon \quad (10)$$

此即经典的贴壁理论.

## 2 结果与讨论

图 2 为由 ADV 测得的近底平均流的流速和流向以及流速东分量与北分量. 在 25 h 的观测期间内, 近底流速的变化范围为  $0.01-0.50 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ , 且涵盖了  $M_2$  分潮的两个周期. 可以看出, 相对于流速东分量( $u$ ), 流速北分量( $v$ )一直很小, 因此平均流流向基本上为东西向, 表示此处潮流为东西向往复流. 流速东分量具有明显的  $M_2$  分潮潮流特征, 而流速北分量则没有明显的潮信号. 由于此处靠近海岸且海岸基本上为东西走向, 我们推测流速北分量应为东西向潮流与边界及地形相互作用所致, 而非仅有潮流分量. 数值模拟结果显示: 胶州湾外海的潮波由东北向西南传播, 属于反时针潮波系统; 涨潮流由湾口东北部流入湾内, 而落潮流则汇同由湾口西南流入的潮流一起向湾口东北部流去<sup>[19]</sup>. 对于位于湾口外东北测的 A3 站来讲, 涨潮流主要为由黄海外海传入的  $M_2$  分潮潮流, 因此近底平均流主要为  $M_2$  分潮潮流, 而落潮时来自湾内的落潮流与来自湾口西南的落潮流在湾口外相遇并发生相互作用, 从而导致 A3 站近底平均流在落潮期间的变化比较不规则, 除了  $M_2$  分潮潮流信号外还有一些其他相对高频的流动.

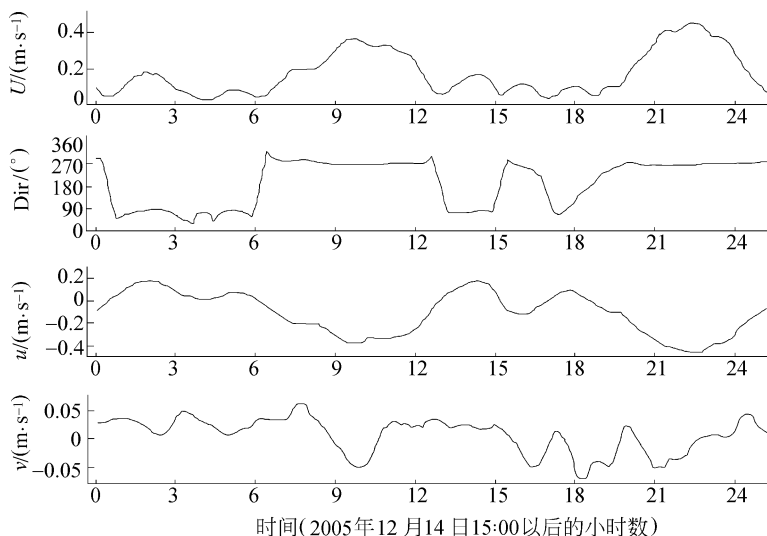


图 2 近底平均流速、流向、流速东分量及北分量的时间序列

图 3 为计算得到的湍动能耗散率  $\epsilon_{\text{spec}}$  与摩擦速度  $u_*$  的散点图, 红线为  $z=0.45 \text{ m}$  时的经典贴壁湍

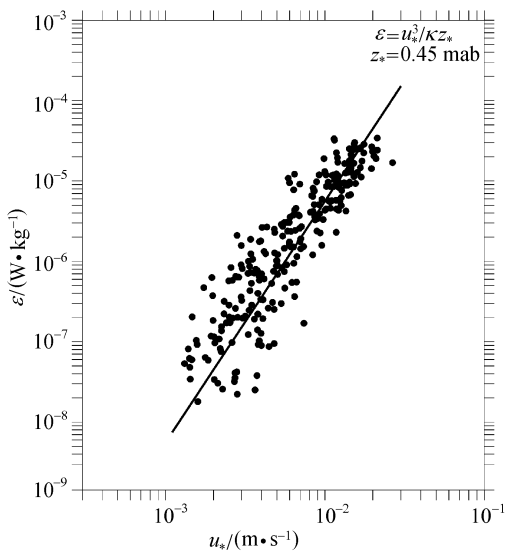


图 3  $\epsilon_{\text{spec}} - u_*$  散点图及  $z=0.45$  对应的贴壁理论结果

流理论. 可以看出,  $\epsilon_{\text{spec}}$  和  $u_*$  具有很好的相关性, 且基本满足经典的贴壁理论. 这表明, 在充分混合的陆架浅海底边界层内, 由流速剪切造成的湍动能生成与分子黏性造成的湍动能耗散基本处于平衡状态, 且流速随离底高度满足对数分布.

图 4 为近底平均流速  $U$  (黑色点虚线), 底摩擦速度  $u_*$  (红色虚线) 及湍动能耗散率  $\epsilon_{\text{spec}}$  (蓝色实线) 在一个周日内的变化. 可以看出,  $\epsilon_{\text{spec}}$  和  $u_*$  都与近底平均流速具有非常好的相关性, 这表明湍流主要由海底流速剪切生成, 对于半日潮流占优的海区, 湍动能耗散率与底应力都具有明显的四分之一周日的变化规律.

底拖曳系数  $C_d(z)$  可由摩擦速度  $u_*$  及某一高度  $z$  处的平均流速  $U(z)$  给出

$$C_d(z) = u_*^2 / U(z)^2 \quad (11)$$

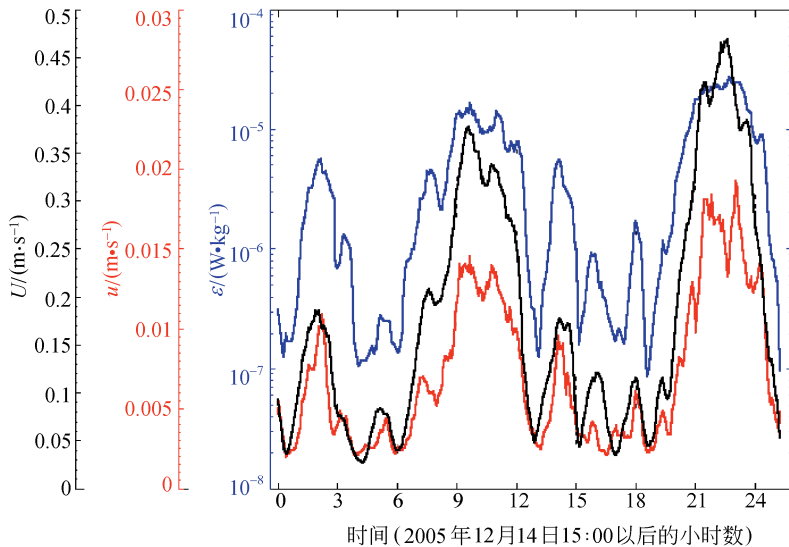


图 4 近底平均流速 (黑色点虚线), 摩擦速度 (红色虚线) 及湍动能耗散率 (蓝色实线) 的时间序列

由于 ADV 的采样体积位于海底以上  $0.45 \text{ m}$  处, 即:  $C_d(0.45) = u_*^2 / U(0.45)^2$ , 因此可以由摩擦速度与近底平均流速计算出拖曳系数  $C_d(0.45)$ . 计算结果表明, 尽管一个周日内平均的拖曳系数  $\overline{C_d}(0.45)$  (定义为:  $\exp \left\{ \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \ln[C_d_i(0.45)] \right\}$ , 其中  $n = 300$ ) 为  $0.0017$ , 对应于底上  $1.0 \text{ m}$  处的拖曳系

数的平均值  $\overline{C_d}(1.0)$  为  $0.0015$ , 与该海区通常所认为的一致<sup>[20]</sup>, 但  $C_d(0.45)$  存在着显著的变化, 变化范围为  $0.0005 - 0.0082$ .

对于拖曳系数的变化, 可能的影响因素很多: 局部地形造成的型阻 (form drag)、波流相互作用、底边界层内平均流流型的转换及悬浮物造成的底边界层内的层结等<sup>[21]</sup>. 利用在美国 South San

Francisco 湾获得的 45 d 坐底宽带 ADCP 的流速观测资料, Cheng 等<sup>[22]</sup>分析了日平均拖曳系数的变化, 结果显示: 小潮期间拖曳系数较大, 大潮期间拖曳系数较小; 当平均流速大于某一临界速度时, 拖曳系数随流速的增大近似线性地减小. 他们推测这是由于该临界速度对应于沉积物侵蚀的临界底应力, 平均流大于临界速度时, 由于沉积物侵蚀的不断加强使得沉积物—水界面的粗糙度减小, 因此拖曳系数较小; 而当平均流小于临界速度时, 沉积物逐渐沉降, 使海底变得比较粗糙, 从而使拖曳系数较大. Howarth 等<sup>[23]</sup>通过分析北海 7 个站位底应力的观测资料得出, 各个站位平均的拖曳系数与  $M_2$  分潮潮流振幅成正比:  $C_d = 0.001 \times [0.59 + 0.78 \times M_2]$ , 其中  $M_2$  表示  $M_2$  分潮潮流的振幅. 文献<sup>[22, 23]</sup>是研究拖曳系数潮间(大小潮)变化或长期的平均值, 而关于拖曳系数在潮内的变化, 至今尚未有文献报道. 相对于潮间变化, 拖曳系数在潮内的变

化也更加复杂.

图 5 为拖曳系数  $C_d(0.45)$  及近底平均流速、流向的时间序列. 可以看出: 在涨潮期间, 平均流速较大, 且流向较为稳定, 平均流主要为  $M_2$  分潮潮流,  $C_d(0.45)$  相对较小(绝大部分时间小于平均值 0.0017), 其变化也相对较小, 变化范围为: 0.001—0.002; 在落潮期间, 平均流流速较小, 且存在着明显的相对高频的变化,  $C_d(0.45)$  的变化非常显著(0.0005—0.0082), 且同样存在着高频的变化. 值得注意的是,  $C_d(0.45)$  的高频变化与平均流的高频变化存在着非常好的对应关系, 且除图 5 中黑色箭头所指两处外,  $C_d(0.45)$  的极大(小)值都分别对应于平均流的极小(大)值. 这表明, 拖曳系数依赖于平均流速, 且随平均流增大有逐渐减小的趋势. 由于我们资料长度的限制, 尚无法给出拖曳系数对平均流定量的依赖关系, 这需要以后更多的观测资料来揭示.

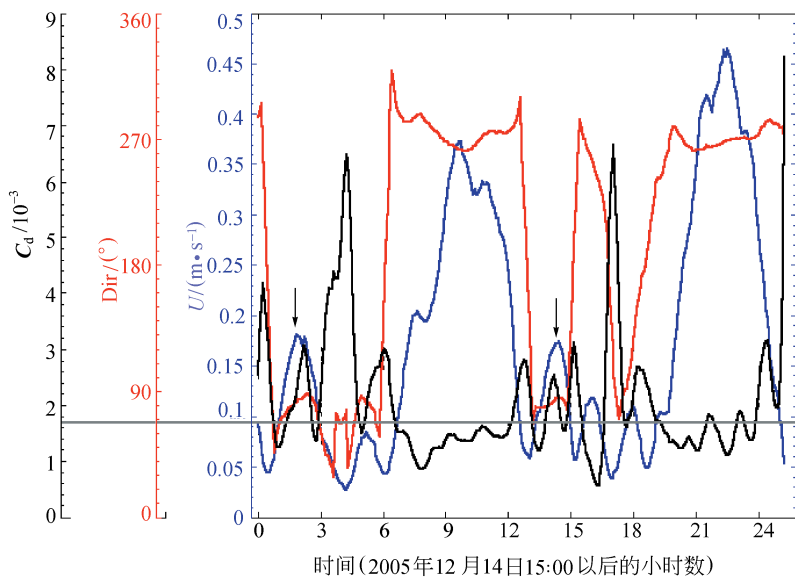


图 5 拖曳系数  $C_d(0.45)$  (黑色实线) 及近底平均流速 (蓝色虚线)、流向 (红色点虚线) 的时间序列  
其中灰色点虚线表示  $C_d(0.45)$  的平均值 0.0017

在对数层内, 由(8)及(11)式可得

$$C_d(z) = \kappa^2 / [\ln(z/z_0)]^2 \quad (12)$$

将  $C_d(45) = 0.0017$  及  $z = 0.45$  m 带入上式, 可以求得观测期间平均的海底粗糙度为  $\bar{z}_0 =$

$$z / \exp(\kappa / \sqrt{C_d}) = 0.45 / \exp(0.40 / \sqrt{0.0017}) = 2.8 \times 10^{-5} \text{ m},$$

这与观测点为泥质底质是相符的<sup>[24]</sup>.

### 3 结论

本文通过对一个周日的湍流资料的计算与分析, 得出如下结论:

(1) 秋末的黄海, 在一个周日内湍动能耗散率与底应力的变化范围分别为  $1.8 \times 10^{-8} - 3.4 \times 10^{-5} \text{ W} \cdot \text{kg}^{-1}$  与  $6.6 \times 10^{-4} - 7.5 \times 10^{-1} \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$ , 表明在底边界层内存在着很强的能量耗散, 且湍动能耗散率与底应力在潮内的变化都非常显著;

(2) 在充分混合的潮流底边流层内, 湍流主要由海底流速剪切生成, 湍动能生成与耗散基本处于局地平衡状态;

(3) 对于半日潮流占优的海区, 湍动能耗散率与底应力都具有明显的四分之一周日的变化规律;

(4) 观测期间, 海底以上 0.45 m 处的拖曳系数的平均值  $\overline{C_d}(0.45)$  为 0.0017 (对应于海底以上 1.0 m 处的拖曳系数的平均值  $\overline{C_d}(1.0)$  为 0.0015), 但拖曳系数存在着显著的变化 (变化范围为 0.0005—0.0082); 平均的海底粗糙度为  $2.8 \times 10^{-5} \text{ m}$ , 这与该区域为泥质底质是相符的。

今后还需要有更长时间序列的观测, 以揭示不同潮相位、不同层化条件下浅海底边界层内的湍流运动特征。

### 参 考 文 献

- Kim SC, Friedrichs CT, Maa JPY, et al. Estimating bottom stress in tidal boundary layer from acoustic doppler velocimeter data. *J Hydr Engrg*, 2000, 126(6): 399—406
- Doron PK, Bertuccioli L, Katz J, et al. Turbulence characteristic and dissipation estimates in the coastal ocean bottom boundary layer from PIV data. *J Phys Oceanogr*, 2001, 31(8): 2108—2134
- Egbert GD, Ray RD. Significant dissipation of tidal energy in the deep ocean inferred from satellite altimeter data. *Nature*, 2000, 405(15): 775—778
- Lee JC, Jung KT. Application of eddy viscosity closure models for the  $M_2$  tide and tidal currents in the Yellow Sea and East China Sea. *Continental Shelf Research*, 1999, 19(4): 445—475
- Taylor GI. Tidal friction in the Irish Sea. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, A*, 1919, 220: 1—33
- Jeffreys H. Tidal friction in shallow seas. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, A*, 1921, 221: 239—264
- 李培良, 李 磊, 左军成, 等. 渤黄东海潮能通量与潮能耗散. *中国海洋大学学报(自然科学版)*, 2005, 35(5): 713—718
- Soulsby RL. Selecting record length and digitization rate for near-bed turbulence measurements. *J Phys Oceanogr*, 1980, 10(2): 208—219
- Voulgaris G, Trowbridge JH. Evaluation of the acoustic Doppler velocimeter (ADV) for turbulence measurements. *J Atmos Oceanic Technol*, 1998, 15(1): 272—289
- Fugate DC, Chant RJ. Near-bottom shear stresses in a small, highly stratified estuary. *J Geophys Res*, 2005, 110, C03022, doi: 10.129/2004JC002563
- Goring DG, Nikora VI. Despiking acoustic Doppler velocimeter data. *J Hydr Engrg*, 2002, 128(1): 117—126
- Gross TF, Nowell ARM. Spectral scaling in a tidal boundary layer. *J Phys Oceanogr*, 1985, 15(5): 496—508
- Dewey RK, Crawford GB. Bottom stress estimates from vertical dissipation rate profiles on the continental shelf. *J Phys Oceanogr*, 1988, 18(8): 1167—1177
- Nimmo Smith WAM, Katz J, Osborn TR. On the structure of turbulence in the bottom boundary layer of the coastal ocean. *J Phys Oceanogr*, 2005, 35(1): 72—93
- Sreenivasan KR. On the universality of the Kolmogorov constant. *Phys Fluids*, 1993, 7(11): 2778—2784
- Huntley DA. A modified inertial dissipation method for estimating seabed stresses at low Reynolds numbers, with application to wave/current boundary layer measurements. *J Phys Oceanogr*, 1988, 18(2): 339—346
- Stapleton KR, Huntley DA. Seabed stress determination using the inertial dissipation method and the turbulent kinetic energy method. *Earth Surface Processes and Landforms*, 1995, 20(9): 807—815
- Friedrichs CT, Hamrick JM. Effects of channel geometry on cross sectional variations in along channel velocity in partially stratified estuaries. *Coastal and Estuarine Studies*, 1996, 53: 283—300
- 中国海湾志编纂委员会. 中国海湾志第四分册, 北京: 海洋出版社, 1993, 448
- Guo X, Yanagi T. Three-dimensional structure of tidal current in the East China Sea and the Yellow Sea. *Journal of Oceanography*, 1998, 54(6): 651—668
- Green MO, McCave IN. Seabed drag coefficient under tidal currents in the eastern Irish Sea. *J Geophys Res*, 1995, 100(C8): 16057—16069
- Cheng RT, Ling CH, Gartner JW. Estimates of bottom roughness length and bottom shear stress in South San Francisco Bay, California. *J Geophys Res*, 1999, 104(C4): 7715—7728
- Howarth MJ, Souza AJ. Reynolds stress observations in continental shelf seas. *Deep-Sea Research II*, 2005, 52(9—10): 1075—1086
- Soulsby RL. The bottom boundary layer of shelf seas. In: Johns B, eds. *Physical Oceanography of Coastal and Shelf Seas*, 35, Elsevier Oceanography Series. Amsterdam: Elsevier, 1983, 189—266