

近海岸波流边界层及泥沙输运研究

周济福^{1,2}, 谢益芹^{1,2}

(1 中国科学院 力学研究所, 北京 100190, E-mail: zhoujf@imech.ac.cn;

2 中国科学院大学 工程科学学院, 北京 100149)

1 引言

近海岸地区是人类赖以生存和发展最为重要的地带, 该地带的可持续发展一直是人们关注的重要问题。为了保护生存环境, 需要建设海岸防护工程, 以防止海岸不被波流冲刷而破坏。为了发展经济, 需要建设港口、码头、航道和桥梁等近岸工程, 以充分利用、开发海洋资源。这些环境与工程问题都与近海岸波浪、潮汐、海流等水动力诱导的泥沙输运、海床演化密切相关。从水动力学学科角度看, 波流边界层及其与海床的相互作用也是科学界长期以来广泛关注的重要基础科学问题。

波浪是近海岸地区主要的水动力要素。人们对水波运动开展了大量的研究, 在理想流体、微幅波的假设下, 建立了线性波理论, 可以获得水波流场、压力场的解析解。随着波幅的增大, 非线性效应逐渐凸显出来, 人们相继发展了 Stokes 波、孤立波和椭圆余弦波理论等。这些理论都不涉及近床边界层, 因而可以忽略水体的黏性。然而, 当考虑泥沙输运和海床演化时, 水波边界层流动是不可回避的关键问题, 因为泥沙的起动取决于近床水流施加于床面的切应力, 此时水体的黏性不可忽略。因此, 对于水波输沙, 厘清边界层中的底部切应力至关重要。

潮汐是近海岸地区另一重要的水动力要素。特别是在河口区, 潮汐与河口径流相互叠加, 形成河口独特的水动力边界层, 由此引起的泥沙输运对河口地貌演变、航道冲淤等有决定性的影响。潮汐具有波、流双重属性, 从远大于潮周期的时间尺度上看, 它是潮波, 从小于潮周期的时间尺度上看, 它是潮流, 可看做海流的一种特例 (Zhou 等; 周济福等)。

海流有多种形式。在近海岸地区, 主要有沿岸流、离岸流, 它们对岸滩塑造有重要影响。风暴潮流也是近海岸地区的海流特例, 虽然风暴潮是偶发的, 但对岸滩地貌的塑造和港口航道的演化具有不可忽视的影响, 一次强风暴潮诱导的泥沙输运就可能淤死航道 (Zhou 等; 周济福等)。

本研究主要阐述浅水波边界层、河口边界层、风暴潮以及它们诱导的泥沙输运过程的研究进展。

基金项目: 国家重点研发计划 (2017YFC1404200) 和国家自然科学基金 (11972352)。

2 线性波边界层

当波幅相较于波长为小量时, 控制水流运动的方程和自由面边界条件均可线性化, 从而可以解析求解, 这就是线性波理论。在近岸浅水情形, 底床附近的垂向速度为零, 水质点做近似于往复振荡的水平运动, 此即水波边界层的外流速度。

根据 Jensen 等的流态划分准则, 可以将水波边界层划分为四种不同的阶段: 当 $Re_\delta \leq 100$ 时为层流阶段, $100 < Re_\delta \leq 550$ 时为扰动层流阶段, $550 < Re_\delta \leq 3500$ 时为间歇湍流阶段, $Re_\delta > 3500$ 时为充分发展的湍流阶段。这里, $Re_\delta = U_c \delta / \nu$, U_c 为速度峰值, $\delta = \sqrt{2\nu/\omega}$ 为 Stokes 厚度, ν 为水的运动黏性系数, ω 为水波圆频率。

对于光滑床面的层流边界层, 底床切应力为 $\tau_0(t) = \rho U_c \sqrt{\omega \nu} \cos(\omega t + \frac{\pi}{4})$, 其中, ρ 为水的密度。可见, 在光滑层流边界层中, 底床切应力的相位比外流速度超前 $\pi/4$ 。对于湍流边界层, 底床切应力与外流速度的相位差受雷诺数和床面粗糙度的影响, 趋向于减小 (Nielsen)。可以采用静止水体中振荡平板边界层模拟浅水波诱导的底边界层, 从而便于利用湍流模拟方法, 获得从层流到湍流任何阶段的浅水波底边界层的详细信息, 包括湍流信息 (Li 等)。

3 非线性波边界层

在近岸地区, 受波床相互作用的影响, 水波往往呈现出较强的非线性, 具有一定的前倾度和非对称度, 其流动信息难以用简单的线性波理论进行描述, 尤其是其底部边界层内的流动更加复杂。深入研究非线性波的流场特征、近底边界层的流动行为, 特别是底部切应力的变化规律, 对于近岸泥沙输运研究是至关重要的。实际的近岸非线性波非常复杂, 但可以对两类典型的近岸非线性波进行研究, 分别是椭圆余弦波 (椭余波) 和前倾波。

3.1 椭余波边界层

椭余波边界层外流速度过程可用椭圆余弦函数表示, 基于椭圆函数的 Fourier 级数展开, Tanaka 等得到了椭余波层流边界层的速度和切应力的理论解。Grant 和 Madsen 采用线性分布的湍流涡黏模型, 发展了线性湍流边界层模型。Larson 基于此模型, 通过拉普拉斯变换给出了积分形式的水波湍流边界层的理论解, 并对简谐波和椭余波的速度和切应力进行分析, 但因结果为积分形式, 系数较难确定。

3.2 前倾波边界层

前倾波边界层的外流速度过程可表示为 (Abreu 等):

$$U(t) = U_c \sqrt{1-r^2} \frac{\sin \omega t}{1-r \cos \omega t} \quad (1)$$

式中, r 为描述速度前倾程度的参数。为了便于求解边界层, 可将式 (1) 表示为:

$$U(t) = U_c \sum_{m=1}^N A_m \sin(m\omega t) \quad (2)$$

其中, $A_m = \sqrt{1-r^2} \sum_{k=m-1}^{N-1} a_{k,m} \left(\frac{r}{2}\right)^k$, 系数 $a_{k,m}$ 满足如下规律

$$\begin{cases} a_{0,1}=1, & a_{1,1}=0 \\ a_{k,m}=0, & m > k+1 \\ a_{k,m}=1, & m = k+1 \\ a_{k,m} = \sum_{n=1}^m a_{k-n,m-n+2}, & k \geq 2, 2 \leq m < k+1 \\ a_{k,m} = a_{k-1,m+1}, & m = 1, k \geq 2 \end{cases} \quad (3)$$

它们的值适用于任意前倾波 (Xie 等)。

由此, 可以求得前倾波层流边界层的解析解

$$u(z,t) = \sum_{m=1}^N A_m \left\{ U_c \sin(m\omega t) - e^{-\frac{z}{\sqrt{2\nu/(m\omega)}}} \cdot U_c \sin\left(m\omega t - \frac{z}{\sqrt{2\nu/(m\omega)}}\right) \right\} \quad (4)$$

$$\tau^*(z,t) = \frac{\tau}{\rho U_c \sqrt{\omega \nu}} = \sum_{m=1}^N A_m \sqrt{m} \cdot e^{-\frac{z}{\sqrt{2\nu/(m\omega)}}} \sin\left(m\omega t + \frac{\pi}{4} - \frac{z}{\sqrt{2\nu/(m\omega)}}\right) \quad (5)$$

这里, τ 为切应力, τ^* 为无量纲的切应力。无量纲底部切应力:

$$\tau_0^*(t) = \frac{\tau_0}{\rho U_c \sqrt{\omega \nu}} = \sum_{m=1}^N A_m \sqrt{m} \cdot \sin\left(m\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \quad (6)$$

它与自由外流速度之间的相位差, 随着前倾度的增加, 从线性波的 45° 明显减小, 且由于加速度非对称性的影响, 波峰处的相位差大于波谷。尽管此解析解为层流解, 但与大涡模拟结果对比表明, 此层流解可以扩展应用于部分间歇湍流阶段 (Xie 等)。

当流动处于湍流阶段时, 一般不能得到边界层的解析解。但如果采用线性涡黏模型, 则可通过分离变量和变量变换以及修正的 Bessel 方程, 获得前倾波湍流边界层的解析解 (谢益芹):

$$u(t,z) = \sum_{m=1}^N U_c A_m \left[\sin(m\omega t) - \left(\frac{z_0}{z}\right)^{1/4} e^{-\sqrt{\frac{2m\omega}{\kappa u_*}}(\sqrt{z}-\sqrt{z_0})} \sin\left(m\omega t - \sqrt{\frac{2m\omega}{\kappa u_*}}(\sqrt{z}-\sqrt{z_0})\right) \right] \quad (7)$$

$$\tau = \rho U_c \sum_{m=1}^N A_m e^{-\sqrt{\frac{2m\omega}{\kappa u_*}}(\sqrt{z} - \sqrt{z_0})} \left[\left(\frac{\kappa u_*}{4} \left(\frac{z_0}{z} \right)^{1/4} + (zz_0)^{1/4} \sqrt{\frac{m\omega \kappa u_*}{2}} \right) \sin \left(m\omega t - \sqrt{\frac{2m\omega}{\kappa u_*}}(\sqrt{z} - \sqrt{z_0}) \right) \right. \\ \left. + (zz_0)^{1/4} \sqrt{\frac{m\omega \kappa u_*}{2}} \cos \left(m\omega t - \sqrt{\frac{2m\omega}{\kappa u_*}}(\sqrt{z} - \sqrt{z_0}) \right) \right] \quad (8)$$

$$\tau_0 = \rho U_c \sum_{m=1}^N A_m \left[\left(\frac{\kappa u_*}{4} + \sqrt{\frac{m\kappa u_* z_0}{2}} \right) \sin(m\omega t) + \sqrt{\frac{m\kappa u_* z_0}{2}} \cos(m\omega t) \right] \quad (9)$$

这里, u_* 为摩擦速度, κ 为卡门常数, z_0 为底部粗糙度的特征高度。此解析解与 Jonsson 和 Suntoyo 实验数据的对比, 吻合良好。

3.3 湍流阶段底部切应力的参数化模型

上述解析理论对于描述实际情形的浅水波边界层必然受到局限。本小节着眼于泥沙输运, 侧重于湍流边界层底部切应力的讨论。为了便于应用, 基于对充分发展湍流状态的边界层流动进行精细的大涡模拟, 获得了底部切应力的详细信息, 特别是其与外流速度的相位差, 并用以建立了底部切应力的参数化模型。在湍流情形, 有必要区分波峰和波谷阶段的相位差(分别用 ϕ_c 、 ϕ_t 表示), 摩擦速度可分段表示为:

$$u_* = \begin{cases} \sqrt{\frac{f_w}{2} \left[\cos \phi_c U(t) + \frac{\sin \phi_c}{\omega} \frac{\partial U(t)}{\partial t} \right]}, & U(t) > 0 \\ \sqrt{\frac{f_w}{2} \left[\cos \phi_t U(t) + \frac{\sin \phi_t}{\omega} \frac{\partial U(t)}{\partial t} \right]}, & U(t) \leq 0 \end{cases} \quad (10)$$

由此提出了分段底部切应力模型(f_w 为摩擦系数)。经与 Jonsson 和 Suntoyo 实验数据的对比证明, 此分段参数化模型具有更好的精度。

4 潮汐河口边界层

在河口地区, 潮汐使得水流作往复运动, 因而流速随时间周期变化, 其周期与潮汐相同。在落急时刻, 流速达最大值, 涨急时刻, 流速达最小值(负向最大)。由于潮汐的周期很长(通常 12 或 24 小时), 在涨落急时刻附近, 水流的运动特征与明渠单向水流极为相似, 其速度剖面基本符合对数律。在涨落憩时刻附近, 则因水流转向, 往往呈现出上下水流反向运动的特点, 可以用振荡边界层理论描述速度剖面。径流的作用使河口水流在往复运动的同时, 存在着向海的净通量。

当不考虑径流与潮流的非线性作用时, 可采用波流分解方法, 将径流和潮流分量分开考虑(Li 等, Zhou 等, 周济福等)。基于对数律, 径流分量的速度剖面为

$$u_c(z) = u_c^{\zeta} \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{\kappa h^{1/6}}{n\sqrt{g}}} \ln \frac{h}{z} \right) \quad (11)$$

基于振荡边界层理论，可得到潮流分量的速度剖面

$$u_w(z) = A \cos \phi - A \exp \left(- \left(\frac{z}{\delta} \right)^p \right) \cos \left(\left(\frac{z}{\delta} \right)^p - \phi \right) \quad (12)$$

这里， h 为水深， g 为重力加速度， n 为糙率系数， κ 为卡门常数， u_c^{ζ} 为水面速度的径流量， A 为潮流速度分量的振幅， p 为一常数，相位 ϕ 根据径流与潮流速度线性分解律确定。

5 波流输沙

在近海岸地区，由于波床相互作用显著，水波往往具有很强的非线性，因此，分析非线性波输沙规律有重要意义。

本研究对非线性波输沙过程进行了解析理论研究 (Xie 等)。针对非线性波输沙模型方程，提出了一个新的变量变换，因而可推导出常扩散系数和线性扩散系数及采用参考浓度和 pickup 函数确定底部边界条件的四种组合情形的理论解。通过与不同情形的实验数据比较发现，四种情形的理论解均能够很好描述近底附近周期平均泥沙浓度的垂向分布；随着离底床距离的增加，相比常扩散系数，基于线性扩散系数的泥沙浓度理论解在振幅和相位上更符合实验数据；相比参考浓度，采用 pickup 函数确定底部边界条件时，泥沙浓度周期变化的相位特征更符合实验结果。

同时，将数值波浪水槽与泥沙模型耦合，建立了非线性波悬沙输运模型，对非线性波输沙过程进行模拟，并将修正的底部切应力模型应用到悬沙输运模型中，建立了基于切应力修正的悬沙输运模型 (谢益芹等)。通过与实验比较证明，此模型能够很好预测泥沙浓度的分布，且节省了大量计算时间和计算资源。基于此模型，研究了非线性波诱导的泥沙浓度和挟沙力随波参数的变化规律，发现波高相同时，不同高度处周期平均浓度随波高的增加而明显增加，随周期的增加亦增加，但增幅逐渐减小；挟沙力随波高和周期的增加而增加，但其增幅随周期增大而逐渐减小；一个波周期内不同阶段水体挟带的泥沙量随波高和周期的变化趋势与挟沙力相似，波峰阶段明显高于波谷阶段，且随水波非线性的增加，差异更显著。

6 风暴潮输沙

我国东南沿海经常遭受台风袭击，台风风暴潮及其诱导的泥沙运动值得特别关注。风暴潮诱起的泥沙运动可以给河口及海岸工程带来灾难性的影响，如：我国长江口的南槽航

道在 1983 年的一次风暴潮过程中被泥沙全线淤死，其后航运不得不改走北槽（周济福等）。

风暴潮输沙主要通过数值模拟手段进行研究。一方面，风暴潮流可以用水平二维水动力学模型来模拟，模型应能考虑台风要素（如：台风路径、移动速度、气压降等）的影响；另一方面，泥沙输运亦可基于水平二维水动力模型建立水平二维泥沙输运模型，模型需要考虑湍流猝发和絮凝对泥沙起动和沉降的影响，并能模拟地形的冲淤变化。Zhou 等针对不同台风要素和地形（海深、坡度等）情况，研究了风暴潮流场的特性以及泥沙迁移的规律。结果表明：台风引起的水流速度随气压的降低而增大，流速过程滞后于风速，水深越大滞后时间越长，并从动量传递的角度进行了定量的解释；由于水流运动的剧烈变化，海床上泥沙的起动上扬过程比水体中悬沙的沉降过程快得多，所以泥沙浓度（含沙量）的变化要滞后于流场；台风路径和移动方向对海湾地形演化有显著的影响，台风的移动方向决定海湾内地形是冲还是淤，而台风的强度和台风路径与海湾的相对位置决定了冲淤的幅度。对于我国东部沿海海湾，沿海岸线北移的台风一般要引起海湾的冲刷，而西行台风则会导致海湾的淤积，淤积和冲刷一般发生在沿岸附近区域，而由于台风眼附近风速很小，在台风中心经过的部位，地形变化不大。

7 结束语

波流边界层及其与海床的相互作用是水动力学界广泛关注的前沿科学问题，也是近海岸环境保护与资源利用工程建设的重要理论基础。波浪、潮汐、海流（特别是风暴潮流）是近海岸地区主要的水动力要素，应采用理论分析、数值模拟、物理实验等多种途径，分别研究这些水动力条件下的边界层流动及其引起的泥沙输运规律。考虑水波非定常过程的挟沙力以及波、潮、流两两或三者非线性叠加的边界层特性和输沙规律的研究值得进一步深入。

参考文献

- 1 Abreu T, Silva P A, Sancho F, et al. Analytical approximate wave form for asymmetric waves. *Coastal Engineering*, 2010, 57(7): 656-667.
- 2 Grant W D, Madsen O S. Combined wave and current interaction with a rough bottom. *Journal of Geophysical Research*, 1979, 84(C4): 1797-1808.
- 3 Jensen B L, Sumer B M, Fredsøe J. Turbulent oscillatory boundary layer at high Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 1989, 206: 265-297.
- 4 Jonsson I G, Carlsen N A. Experimental and theoretical investigations in an oscillatory turbulent boundary layer. *Journal of Hydraulic Research*, 1976, 14(1): 45-60.

- 5 Larson M. A Closed-Form Solution for Turbulent Wave Boundary Layers. 25th International Conference on Coastal Engineering, 1997: 3244-3256. 10.1061/9780784402429.251.
- 6 Li J C, Liu Q Q, Zhou J F. Environmental Mechanics Research in China. Advances in Applied Mechanics. 2003, 39: 217-306.
- 7 Li Y J, Chen J B, Zhou J F, Zhang Q. Large eddy simulation of boundary layer flow under cnoidal waves. Acta Mech. Sin. 2016, 32(1): 22-37.
- 8 Nielsen P. Coastal bottom boundary layers and sediment transport. Advanced Series on Ocean Engineering, World Scientific Publication, 1992, 4.
- 9 Suntoyo, Tanaka H, Sana A. Characteristics of turbulent boundary layers over a rough bed under saw-tooth waves and its application to sediment transport. Coastal Engineering, 2008, 55(12): 1102-1112.
- 10 Tanaka H, Sumer B M, Lodahl C. Theoretical and experiment investigation on laminar boundary layers under cnoidal wave motion. Coast Engineering Journal, 1998, 40: 81-98.
- 11 Xie Y Q, Zhou J F, Wang X, Duan J L. Theoretical analysis of the laminar boundary layer beneath forward-leaning waves. Coastal Engineering, 2021, 165: 103852. 10.1016/j.coastaleng.2021.103852.
- 12 Xie Y Q, Zhou J F, Wang X, et al. Analytical solutions for sediment concentration in waves based on linear diffusivity. Theoretical & Applied Mechanics Letters, 2021: online. <https://doi.org/10.1016/j.taml.2021.100232>.
- 13 Zhou J F, Li J C. Modeling storm-induced current circulation and sediment transport in a schematic harbor. Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering. 2005, 131(1): 25-32.
- 14 Zhou J F, Liu Q Q, Li J C. Mixing Process in Estuaries. Science in China (series A). 1999 , 42(10): 1110-1120.
- 15 谢益芹, 周济福, 王旭. 非线性波输沙过程与挟沙能力研究. 泥沙研究, 2021, 46(3): 20-27.
- 16 谢益芹. 近岸非线性波边界层及输沙过程研究. 中国科学院大学博士学位论文. 2021.
- 17 周济福, 梁兰, 李家春. 风暴潮流运动的数值模拟. 力学学报, 2001, 33(6): 729-740.
- 18 周济福, 刘青泉, 李家春. 河口混合过程研究. 中国科学, A 辑, 1999, 29(9): 835-843.