第 29 卷　第 4 期　　力 学 进 展　　Vol.29　No.4
1999 年 11 月 25 日　　ADVANCES IN MECHANICS　　Nov.25,　1999

振荡边界层研究及其应用 *,†

李家春　周济福　谢正桐
中国科学院力学研究所，北京 100080

摘　要　综述了振荡边界层的研究现状，包括：层流边界层，转捩和湍流边界层的理论、数值和实验研究的最新进展. 在自然界，最典型的例子是波浪、潮汐作用下的水底边界层. 同时讨论了水底边界层的特点及其中物质输送的动力学过程，还给出了实际应用的例子.

关键词　振荡边界层，转捩，湍流相干结构，非均匀沉降，对流，扩散

1 引　言

边界层理论是 20 世纪流体力学最重大的进展之一. 一方面，它解决了达朗贝尔佯谬，克服了以往理论流体力学与应用脱节的现象，找到了计算阻力的捷径，使飞机的科学设计在计算机时代前得以提前实现. 另一方面，它提出了有普遍意义的处理多尺度问题的数学方法 —— 匹配渐近展开法. 近一个世纪以来，边界层理论得到了充分的发展，从二维到三维，从不可压缩到可压缩，从定常到非定常，从层流到湍流，从动量扩散到热量、物质扩散等等，并获得了广泛的应用. 激波边界层相互作用 (Kuo 1953)[1] 、边界层稳定性与转捩、边界层的分离与再附、边界层的控制等一直是学术界关注的前沿课题.

除了工业流动中的边界层，在自然界也有边界层现象，如：发生在大气对流层的贴近地面 1~2 公里内的大气边界层，这里同样是粘性不可忽视的区域，在该区域外是自由大气. 与一般边界层不同，大气边界层是由自由大气中的地转风驱动的，这里旋转和层结效应是重要的. 大气边界层的研究对于气候、微气象和大气环境都有重要的意义. 又如发生在水体底部的振荡边界层，这是由波浪和潮汐驱动的，它可以应用于海岸与环境工程. 本文主要讨论后一类边界层现象.

2 Stokes 边界层

众所周知，对于振荡平板产生的非定常粘性流动， Stokes (1855)[2] 给出了精确解. 可表达

收稿日期：1999-09-21
* 国家自然科学基金资助项目 (批准号： 59879025)
† 谨以此文纪念郭永怀教授 90 周年诞辰

为如下的复数形式

$$u(z,t) = A\omega \exp\left(-(1+\mathrm{i})\frac{z}{\delta_s}\right)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t} \tag{1}$$

其中，A 为平板的振幅，ω 为圆频率，z 为离开平板的距离．$\delta_s = \sqrt{\dfrac{2\nu}{\omega}}$ 为 Stokes 长度，ν 为运动粘性系数．人们称这种边界层为 Stokes 层．以另一种观点来看，如果壁面不动，外界的势流振荡，那么，所谓的速度亏缺与上式有相同的表达式

$$u(z,t) - u_\infty(t) = A\omega \exp\left(-(1+\mathrm{i})\frac{z}{\delta_s}\right)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t} \tag{2}$$

所以，与普通边界层不同，其速度廓线不是单调的，在某些相位时，它可以有极值点、拐点 (图 1, Nielsen 1992[3])，剪应力比外流速度超前相位角 45°．从 (1), (2) 式还可以看出，边界层的厚度正比于 Stokes 长度，为

$$\delta_s = O(\sqrt{\nu T}) \tag{3}$$

的量级．其中，T 为振荡周期．所以，对于风浪，其厚度仅为厘米量级．涌浪形成的边界层稍厚些．对于浅水的潮汐，其厚度可达数米，甚至整个水深．对于湍流边界层，用涡粘性代替流体介质的粘性可以估计边界层的厚度．

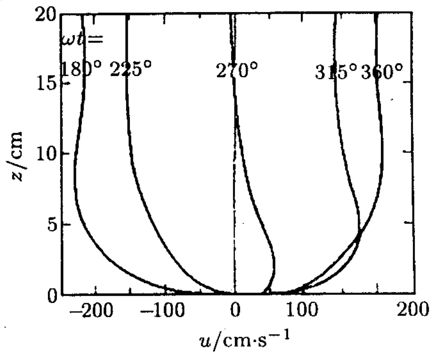

图 1 不同外流速度相位时的瞬时速度廓线

3 振荡边界层的稳定性与转捩

实验观测表明，在大雷诺数时，也可以发生从层流到湍流的转捩，并最终变为完全发展的湍流边界层．如果定义雷诺数 Re_δ 为

$$Re_\delta = \frac{U\delta_s}{\nu} = A\sqrt{\frac{2\omega}{\nu}} \tag{4}$$

按照雷诺数大小，可以分为 4 个流动范围：

- 层流　　$Re_\delta \le 100$
- 扰动层流　　$100 \le Re_\delta \le 500$
- 间歇湍流　　$500 \le Re_\delta \le 3500$
- 完全发展湍流　　$Re_\delta \ge 3500$

在雷诺数略大于 100, 小于 500 时，虽然平均流依然是层流解，但叠加了一个扰动，所以称为扰动层流范围 (Hino et al. 1976)[4]．在间歇湍流范围，仅在减速阶段，会有猝发现象，并维持至开始加速时，随后湍流衰减，又回到层流状态．随着雷诺数增加，湍流影响的时段愈长 (Jensen et al. 1989)[5]．到完全发展湍流阶段，在整个周期内完全处于湍流状态．

振荡边界层的转捩也需要应用流动稳定性理论来解释 (Davis 1976)[6]．对于非定常边界层，由于要比较扰动的增长率与基本流动的变化率，流动稳定性的定义要重新予以说明．比如对于周期基本流动来说，如果扰动在任何时刻都是衰减的，那么这种基本流动是稳定的；如果在一

个周期内，扰动最终是增长的，那么这种基本流动是不稳定的．也存在这种情况，即扰动在一个周期的部分时间是增长的，但经过一个周期后，扰动最终是衰减的，那么称这种基本流动是 T 稳定的 (Transient stable). 尽管如此，在一个周期内的动量、能量和质量交换可以和基本流动十分不同．研究周期流动的稳定性可以用能量方法，即用变分原理得到任意扰动下保持稳定、T 稳定的充分条件．

稳定的临界雷诺数

$$Re_\delta = \begin{cases} 38.9 & \text{二维扰动} \\ 19.0 & \text{三维扰动} \end{cases} \tag{5}$$

T 稳定的临界雷诺数

$$Re_\delta = \begin{cases} 46.6 & \text{二维扰动} \\ 24.4 & \text{三维扰动} \end{cases} \tag{6}$$

另一方面，周期流动的线性稳定性分析是应用 Floquet 理论获得导致小扰动 T 稳定和不稳定的充分条件． 70 年代， Von Kerczek (1974)[7] 和 Hall (1978)[8] 分别研究了有限和无限 Stokes 层的稳定性，其结论是：

(1) 在相对厚度 $\beta = h/\delta = 8$, 波数 $0.3 \le \alpha \le 1.3$ 时，对于所研究的雷诺数，振荡边界层是稳定的；

(2) 对于给定的波数 α, 相对扰动衰减率随雷诺数增加而增加；

(3) 对于固定的波数和雷诺数，相对扰动衰减率随 β 增加而减小，这是因为对扰动的约束减小的缘故；

(4) 虽然非定常的 Stokes 层的速度廓线是有拐点的，但由于它向外迅速传播，使边界层内扰动不能增长．所以有拐点时流动亦可以是稳定的．

Tromans (1976)[9], Monkewitz (1983)[10] 发现了在某些时刻扰动是增长的，但扰动的周期平均值仍是衰减的 T 稳定性的情形．所以， Stokes 层与定常的边界层不同，尽管它的速度廓线有拐点，但这种基本流动表现出较为稳定的特性，所以 $Re \ge 500$ 后的不稳定要用大扰动来解释．由于没有中性曲线，非线性理论研究开始遇到一定困难．直到 90 年代， Blondeau (1994)[11] 和 Wu (1992)[12] 发现，振荡边界层向湍流的转捩与边界层的感受性和非线性三维效应有关． Blondeau 指出，实验中观测到的非周期湍流猝发是因瞬时不稳定模态与壁面缺陷导致的强迫模态的相互作用引起的． Wu (1992)[12] 指出：二维波与一对三维斜波的共振相互作用在有限时间内会产生奇异性，从而导致转捩．这些结果与实验的观测相符 (Wu, Lee 1995)[13] 在数值模拟方面，多数工作是依靠 N-S 方程的直接数值模拟．主要有 Sparat (1987)[14] 和 Akhavan (1991)[15] 的工作，他们证实了 Stokes 层对线性扰动是稳定的，二维有限幅度波与三维斜波的相互作用可以触发湍流．但他们都未说明二维有限幅度波产生的机理．最近， Vercicco, Vittori (1996)[16] 的研究表明，壁面缺陷对于触发湍流是十分重要的．于是他们 (Vittori, Vercicco 1998)[17] 进一步通过直接数值模拟曲壁上的振荡流，成功地验证了振荡流从层流经过扰动层流、间歇湍流到完全发展湍流的转捩过程．在扰动层流范围，流场是二维的、周期的．到雷诺数超过 550 以后，出现了三维扰动分量，进入间歇湍流范围．数值模拟还表明，扰动动能的垂向积分的时间平均值，在扰动层流阶段依赖于壁面缺陷和雷诺数，但到了间歇湍流阶段，它仅弱依赖于雷诺数了．分析结果还说明，在振荡加速阶段以湍流产生为主，在减速阶段，衰减才开始起作用，仅在减速后极短的时段内，两者达到准平衡 (Vittori, Vercicco 1998)[17].

Sarpkaya (1993)[18] 用激光诱导荧光 (LIP) 方法测量了在 U 形管中圆柱表面振荡边界层的湍流相干结构，其中参数

$$\alpha = R(\omega/\nu)^{1/2} = \sqrt{2}R/\delta_s \tag{7}$$

表征柱体曲率的影响，当 $\alpha \gg 1$ 时，就与平板边界层的结果相当. 实际上，当 $\alpha = 5$ 时，速度大小和剪应力相位超前与平板边界层的结果已经接近 (比如：相位超前为 43°). 所以，实验结果可以用来讨论平板振荡边界层的特性，实验表明，当 $Re_\delta = 400$ 减速阶段将要结束时，出现若干非均匀分布的低速条纹，但很快就消失；当 $Re_\delta = 420 \sim 460$ 时，开始出现涡结构，数目与寿命逐渐增加；在 Re_δ 达到 780~880 时，剪应力相位超前从 34° 降到 13°，阻力系数剧增至 $Re_\delta = 1000$ 时的极大值. 所以，实验研究指出了当流动超过临界雷诺数后从低速条纹发生到速度廓线拐点，从强剪切出现到形成各种相干结构的过程，以及临界雷诺数的数值与 Lam (1992)[19] 的研究结果都是一致的. 在振荡边界层中的发卡涡较少，其原因是由于速度逆向，使在加速阶段后期形成的低速条纹存在时间过短，不能得到充分发展而达到成熟所致.

4 自然界中的振荡边界层

在自然界中的振荡边界层比实验室的理想情况复杂得多，主要发生在河口、海岸带等地区，其特点体现在底床是粗糙的或可动的；振荡的外流是非单色的，要考虑波流相互作用等方面 (Sleath 1995)[20]. 由于影响因素多，主要依靠实验室或现场观测，获得数据，总结经验公式，不仅可以直接应用于工程，而且这也是进一步理论研究的基础. 底部海床形状最简单的概化模型是粗糙度. 它渊源于泥沙的组成和底部沙纹. 如果泥沙由粉砂和粘土构成，其粒径在 50 μm 以下，可以视为光滑底床. 如果泥沙由砂土组成，其粒径可以在 50 μm 至 2 mm. 对于砾石、碎石等，其粒径在 2 mm 以上. 另一方面，像在河流中一样，由于水流与底床的作用，只要振荡流速达到起动流速，就可以产生微小不平的沙纹，即微小的三角形沙波，波长小于 60 cm，波高小于 6 cm. 随着流速增大，沙纹发展成沙丘、逆向沙丘，后者指的是沙波会向上游移动的情况，水流流过沙丘会发生分离和再附，流动比较复杂. 最后还会形成三维结构. 海成沙丘的形成和发展可以用稳定性理论来描述，得到如下 Froude 数准则

$$Fr^2 < \frac{\tanh(kD)}{kD} \qquad \text{亚临界，稳定，平床} \tag{8}$$

$$\frac{\tanh(kD)}{kD} < Fr^2 < \frac{\coth(kD)}{kD} \qquad \text{超临界，不稳定，逆向沙丘} \tag{9}$$

$$\frac{\coth(kD)}{kD} < Fr^2 \qquad \text{超临界，稳定，逆向沙丘消失} \tag{10}$$

这是悬沙为主，使泥沙输运相位滞后于沙纹波形的情况. 根据悬移质与推移质的相对重要性，泥沙颗粒的惯性、流体摩阻、底床渗漏等因素，可以导致相位超前，这时在亚临界情况下就可形成沙丘. 当转变到超临界稳定情况时，沙丘就会消失 (Engelund 1982)[21].

在振荡流中，沙纹波长 λ 一般与水流振荡幅度有相同的量级，它依赖于可动性系数 $\psi = A^2\omega^2/((s-1)gD)$，$s$=2.65 为砂的比重， D 为砂的粒径

$$\frac{\lambda}{A} = \begin{cases} 1.33 & \psi < 20 \\ 2.2 - 0.345\psi^{0.34} & 20 < \psi < 230 \end{cases} \tag{11}$$

其高度为几倍至十几倍的粒径，所以可以达到厘米的量级，一般在单向流中，斜率为

$$\frac{\eta}{\lambda} = 0.32\tan\phi \tag{12}$$

其中 ϕ 为休止角．按照 Nikuradse 水力粗糙度的定义 (Nielson 1992)[3]，可表达为

$$k_s = 30z_0 \tag{13}$$

其中 z_0 为对数速度廓线的零平面高度．在振荡流中，可以由

$$\frac{\eta}{A} = \begin{cases} 0.275 - 0.022\psi^{0.5} & \psi < 156 \\ 0 & \psi > 156 \end{cases} \tag{14}$$

来表达．对于非规则波的情况，可以参考 Nielson (1992)[3]．至于拦门沙、海滨沙坝等，则应视为底部地形变化为宜．

粗糙的振荡边界层与光滑的振荡边界层有许多不同的特性．首先，由于绕过粗颗粒泥沙后发生分离并转捩，所以发生部分湍流的下临界雷诺数为

$$Re_g = \frac{A\omega D}{\nu} = 104 \tag{15}$$

其中 Re_g 是基于泥沙粒径的雷诺数．对于 $8 < A/D < 2000$ 的情况，达到完全发展湍流的上临界雷诺数为

$$Re = \frac{A^2\omega}{\nu} = 70000(\frac{A}{D})^{0.17} \tag{16}$$

这表明在某些相位，粗糙振荡边界层较早发生湍流，但仍要到高雷诺数达到完全发展的湍流阶段．现场条件的 Re 范围为 $10^5 \sim 10^7$，相对粗糙度为 $0.08 \sim 0.5$ (松沙床) 或更高 (Nielson 1992)[3]．

实验表明，粗糙振荡湍流边界层的结构也可以分为内层和外层．其中，内层包括对数速度区及近壁的底层，高雷诺数时，内层厚度主要依赖于相对粗糙度，在一个周期内，其厚度也在变化．但它总是只占整个边界层厚度的极小部分．对数速度廓线为

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa}\ln\frac{30.2y}{k_s} \tag{17}$$

其中 u_* 为摩擦速度， $\kappa = 0.4$ 为卡门常数， $k_s = 2D$．如果在摩擦速度中扣除对粗糙元的压差阻力影响，湍流强度与摩擦速度之比为常数．

在外层，速度廓线为

$$\frac{u}{u_\infty} = \exp(-\beta y)\cos(\omega t - \beta y) \tag{18}$$

其中， $\beta = \frac{\omega}{2\epsilon}$ 为衰减系数， ω 为圆频率， ϵ 为涡粘性系数．在外层的湍流强度反比于离壁面的距离．即

$$(\overline{v'^2})^{-1/2} = 6.29A^{-3/2}k_s^{-1/2}Ty \tag{19}$$

如果涡粘性系数为 $\epsilon = (\overline{v'^2})^{1/2}l$, $l = 0.1y$ 是混合长度．可以导出

$$\beta k_s = 14\left(\frac{A}{k_s}\right)^{-3/4} \tag{20}$$

这个结果与测量结果十分一致 (Sleath 1991)[22].

Nielson (1985)[23] 还将粗糙湍流边界层与层流边界层的速度廓线相类比，可以得到平均速度为

$$u(z,t) = A\omega(1 - D(z))\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t} \tag{21}$$

$$D(z) = \exp\left(-(1+\mathrm{i})\left(\frac{z}{z_1}\right)^p\right) \tag{22}$$

其中的参数 z_1 和 p 是相对粗糙度和雷诺数的函数. 对于层流和光滑湍流，$z_1 = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$ 为 Stokes 长度. 对于粗糙的振荡边界层，$z_1 = 0.09\left(\frac{k_s}{A}\right)$. 湍流边界层的 $p = 1/3$.

在自然界中往往不能像在实验室中那样创造单一频率的振荡边界层. 在海洋中有远方传来的涌浪和当地的风浪. 在河口及海岸带要考虑潮汐的作用. 此外，径流、沿岸流、海洋环流都会导致复杂的环境. 所以，有必要考虑多种成分波浪和流动联合作用下的底部边界层. 为方便起见，这里仅讨论单色波与流相互作用的情况. 尤其是对于潮汐，因它的周期远比风浪长，可以将潮汐当作缓变非定常流来处理. 如果时间分辨率较低时，也可以定义波分量的雷诺应力和输运通量. Lodahl (1998)[24] 进行了波流联合作用下边界层特性的实验研究. 转捩特性依赖于波雷诺数 Re_w 和流雷诺数 Re_c. 如果在单向流上叠加波占优且处于层流状态的振荡流，圆管中的湍流可以层流化. 也就是说，加上波成分可以推迟转捩. 比如说在 $R/\delta_s = 53$ 的圆管中，加上 $Re_w = 8\times10^4$ 之振荡流，临界雷诺数可以从 2000 推迟到 7000. 对于平均速度，波为主的流动与振荡流相近，流为主的流动与单向流相近. 组合流动中的湍流强度只是稍有增加. Sleath (1995)[20] 认为湍流强度是流边界层和波边界层湍流强度之和. 对于剪应力，如果在单向流上叠加处于层流范围的弱振荡流，剪应力保持不变，如果在单向流上叠加层流范围的强振荡流，剪应力减少，如果在单向流上叠加湍流范围的强振荡流，剪应力增加. 其值可达 4~5 倍. Myrhaug (1995)[25] 等在北海的现场观测进一步证实了上述结论，并检验评价了他们的模型.

5 物质输送中的动力学过程

在振荡流中物质输运的主要特征是它的非恒定性. 通常，对于单向的缓变水流，总可以将它作为恒定流来处理，至少在一个时间段内. 所以水流和其所含的物质 (如泥沙等) 可以达到平衡状态. 但对于非恒定的振荡流，尤其是较高频率的风浪产生的振荡运动，通常时间特征尺度小于弛豫时间，一般不能达到平衡状态. 所以必须研究其中诸多的动力学过程. 过程依赖和状态依赖是非恒定与恒定输运的主要区别 (Li et al. 1998)[26]，下面我们主要对发生在振荡边界层中泥沙输送的动力学过程进行分析.

5.1 湍流相干结构与起动

通常，泥沙起动准则主要根据切应力的大小，在非恒定流中，可以考虑切应力随时间的变化. 用 Shields 准则，由瞬时通量公式可以推出正弦波作用下的半周期平均推移质输沙的公式为 (Nielsen 1992)[3]

$$\Phi = \frac{Q_B}{\sqrt{(s-1)gD}} = 3(\theta_{2.5} - 0.05)^{1.5} \tag{23}$$

其中，Q_B 为推移质通量，Φ 为无量纲参数，$\theta_{2.5}$ 为颗粒粗糙度为 $2.5D_{50}$ 时的 Shields 参数

$$\theta_{2.5} = \frac{1}{2}f_{2.5}\psi \tag{24}$$

$$f_{2.5} = \exp(5.213(2.5D_{50}/A)^{0.194} - 5.977) \tag{25}$$

对于悬移质，底床和水流间的泥沙交换可以用上扬通量函数 (pick-up function) 计算

$$\frac{p(t)}{\sqrt{(s-1)gD}} = 0.00033\Big(\frac{\theta(t)-\theta_c}{\theta_c}\Big)^{1.5}\Big(\frac{(s-1)gD^3}{\nu^2}\Big)^{0.1} \tag{26}$$

$$\theta(t) = \theta_{2.5}\cos(\omega t + \phi_\tau) \tag{27}$$

在正弦波作用下的平均上扬通量可以用泥沙颗粒沉速来表示

$$\overline{p} = 0.007w_0(\theta_{2.5} - 0.05)^{1.5} \tag{28}$$

Nino (1996)[27] 的实验证实了湍流相干结构可以对泥沙起动有决定性的影响，主要的依据是铺上砂粒的平板在水流作用下，沙粒的排列与水流中的流向涡排列一致 (图 2).

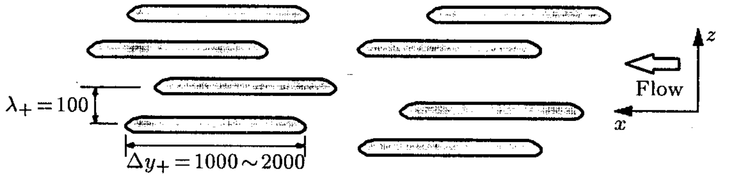

图 2 床面泥沙向低速条带聚积，沙粒的排列与低速条带的位置相一致

沙粒上扬事件与猝发事件一致，因而可以给出依赖于猝发事件频率的上扬通量公式 (Cao 1997)[28]

$$E_n = PD^{1.5}\left(\frac{\theta}{\theta_c} - 1\right)\theta \tag{29}$$

其中，E_n 为无量纲上扬通量函数；P 为与湍流猝发的时空尺度有关的参量，其量纲为 $L^{-1.5}$; θ, θ_c 分别为 Shields 和临界 Shields 参数．为确定 P, 目前还只能利用恒定均匀湍流的猝发时空尺度，应该发展在振荡流和波流复合流动中的相应公式，以便在海岸工程中应用．

5.2 游荡与非均匀沉降

我们知道，在波场中由于流场的垂向速度的非恒定性，可能使泥沙颗粒沉降速度非均匀．一般说来，非均匀沉降要比静水中的均匀沉降慢，这种效应称为游荡 (Loitering)．比如说，当沉降速度为 $w = w_0(1 + a\cos(\pi z/L)]$ 时，可以得到

$$T_{2L} = \frac{2L}{w_0(1-a^2)^{1/2}} \tag{30}$$

这就是说，沉降速度减小了 $(1-a^2)^{1/2}$ 的因子．应该区别涡、湍流和波运动的滞后效应．大涡可以完全俘获粒子，湍流可以减小沉降速率 20%, 依赖于垂向速度脉动的方差．水波则在水面附近有较大的质点运动速度，轨迹也近于圆形，所以滞后作用较强，在底部附近，一方面波流运动已经衰减，同时水质点基本上是水平运动，所以滞后作用减弱．但振荡运动可以通过影响湍流场来间接影响泥沙沉降．特别要指出，河口振荡边界层中盐水的入侵可以促进泥沙颗粒群的絮凝来影响沉降速度，尤其是对于细颗粒泥沙 (粒径小于 0.01 mm), 此时沉速与基本颗粒的

粒径无关，而是依赖于水体的盐度和泥沙浓度 (如图 3, 钱宁，万兆惠 1986)[29]. 因此，需要研究河口振荡边界层中的盐淡水混合过程 (周济福，刘青泉，李家春 1999)[30].

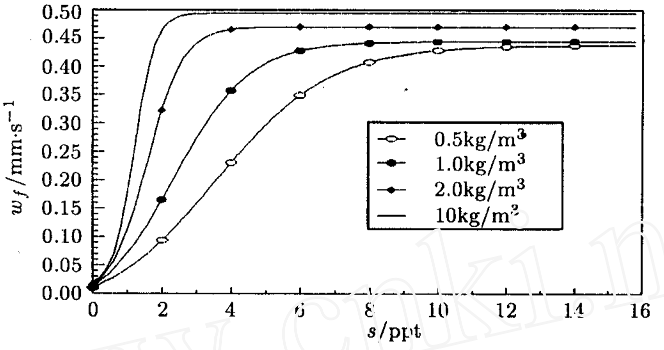

图 3 泥沙絮团沉速与盐度和泥沙浓度的关系

5.3 对流与扩散

已经建立了瞬时和平均泥沙浓度分布的模型：纯梯度扩散模型，对流扩散模型 (Nielson 1992)[3], 从而可以得到悬沙分布分别为

$$c(z,t) = (c_1 \mathrm{e}^{-\alpha w_0 z/\nu_t} + c_2 \mathrm{e}^{-\beta z/L})\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t} \tag{31}$$

$$\overline{c(z)} = \frac{\overline{p}}{w_0}\left(\left(1 - \frac{1}{1-\nu_t/w_0 L}\right)\mathrm{e}^{-w_0 z/\nu_t} + \frac{1}{1-\nu_t/w_0 L}\mathrm{e}^{-z/L}\right) \tag{32}$$

上面两个方程中，第一项归因于扩散，王涛等 (1999)[31] 对此进行了讨论，第二项归因于对流. 由此还可以看出，床面附近的泥沙要被迁移到水面需要时间，所以有相位差，有滞后，对流扩散愈快滞后愈短 (图 4, Li 1996)[32].

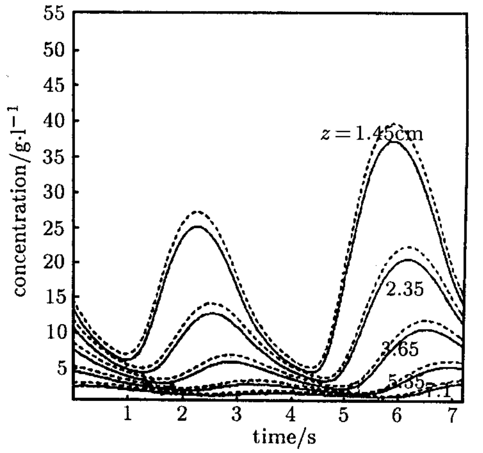

图 4 不同高度 z 处泥沙浓度在一个周期内的时间过程

应当指出，上述模型中的对流仅指因上扬造成的上升运动引起的对流，并未考虑原来流场中水质点运动的对流作用，尤其是在波浪场中，它诱起的垂向对流运动必须予以考虑. 由于振荡边界层与单向流有不同的速度场，我们通过波流分解方法，可以精确描述波流场水流的垂直结构. 如对于潮流和径流共同作用的河口水流，可以导出 (周济福，刘青泉等 1999)[30]:

$$u_c(z) = u_c^{\zeta}\left(1 - \frac{1}{1+\kappa h^{1/6}/(n\sqrt{g})}\ln\frac{h}{z}\right) \tag{33}$$

$$u_w(z) = A\cos\phi - A\exp\left(-\left(\frac{z}{\delta}\right)^p\right)\cos\left(\left(\frac{z}{\delta}\right)^p - \phi\right) \tag{34}$$

其中

$$\phi = \arcsin\frac{U_w}{\sqrt{(A+\alpha)^2+\beta^2}} - \arctan\frac{A+\alpha}{\beta} \tag{35}$$

这里下标 "c" 和 "w" 分别表示径流分量和潮流分量，α, β 为水深 h 和 Stokes 长度 δ 的解析函数. 这样就可由平均流场，通过连续方程的垂向积分，获得垂向速度分布. 据此建立的准三维模型已应用于实际河口，准确计算盐度、泥沙的垂向分布，这是兼顾精度与效率的有效途径.

这里，我们给出两个考虑振荡边界层中物质输运的实际例子. Mei, Chian (1994)[33] 研究了湍流波场中污染物的离散. 为了揭示复杂波场对物质迁移的机理，他假定流体是均质的，湍流涡粘性系数为常量，无再悬浮发生，在波幅、Stokes 层厚度远小于波长时，可以得到污染物浓度的对流扩散方程，发现对流效应由与振荡速度相关有关的欧拉流和与振荡速度浓度相关有关的离散张量反对称部分决定，扩散部分由离散张量的对称部分决定. 典型情况表明，由于剪切流场的不均匀性，水平离散系数要比湍流扩散系数大得多，约 $0.1\,\mathrm{m}^2/\mathrm{s}$ 的量级. 他们具体计算了短峰波和静振引起的物质输运，认为物质将向离散较弱的欧拉流的汇处集中. 我们 (周济福，王涛，李家春，刘青泉 1998)[34] 建立垂向二维泥沙数学模型，研究了潮汐作用下河口泥沙的输运，给出了泥沙浓度滞后于水流的结果，并且这一滞后效应随着高度的增加而变得愈明显. 为了准确描述河口振荡边界层中泥沙絮凝沉降的动力学过程，周济福、刘青泉等 (1999)[30] 利用波流分解方法导出河口水流的垂向结构，获得垂向对流速度及盐水中絮凝对沉速的影响，进一步研究了河口盐淡水的混合过程，讨论了盐度分布随混合指标变化的一般特征，发现混合指标愈小，最大浑浊带上溯愈远. 在最大浑浊带附近，由于泥沙沉速较大，平均流速较小，所以亦是拦门沙易形成之处.

6 结束语

本文综述了振荡边界层的基本特征：层流边界层的速度场，剪应力；从层流到湍流的转捩和湍流相干结构. 结合海岸工程实际，讨论了自然界的振荡边界层，粗糙底部和波流耦合是它的主要特点. 最后，分析了振荡边界层中物质 (如泥沙) 的对流、扩散、起动、沉降等动力学过程及其对物质输送的影响，给出了实际的工程实例. 总之，相对于槽道、圆管中的单向流动，振荡边界层的理论、数值和实验研究都还不成熟. 另一方面，这一领域的研究对于海岸和环境工程是极其重要的. 因此，研究振荡边界层的转捩、湍流相干结构、猝发现象、统计特性和物质输运是科学界、工程界共同关注的前沿课题.

参 考 文 献

1 Kuo Y H, Ritter A. Reflexsion of a weak hock wave from a boundary layer along a flat plate. NACA, 1953, 2868, 2869

2 Stokes G G. On the effects of internalfriction of fluids on the motion of pendulums. *Trans Camb Phil Soc,* 1855, 9

3 Nielson P. Coastal Bottom Boundary Layers and Sediment Transport. World Sientific Press, 1992

4 Hino N, Sawamoto M, Takasu S. Experiments on transition to turbulence in an oscillatoy pipe flow. *J Fluid Mech,* 1976, 75: 193~207

5 Jensen B L, Sumer B M, Fredsoe J. Turbulent oscillatory boundary layer at high Reynolds numbers. *J Fluid Mech,* 1989, 206: 265~297

6 Davis S H. The stability of time-periodic flows. *Ann Rev Fluid Mech,* 1976, 8: 57~74

7 Von Kerczek C, Davis S H. Linear stability theory of oscillatory Stokes layers. *J Fluid Mech,* 1974, 62: 753~773

8 Hall P. The linear stability of flat Stokes layers. *Proc R Soc Lond,* 1978, A359: 151~166

9 Tromans P. The stability of oscillatory pipe flow. *Lecture Note of Euromech,* 1976. 73

10 Monkewitz A A. Lineare stabilitats untersuchungen an den oszillierenden Grenzschichten Von Stokes. [Ph D Thesis 7297]. Federal Institute of Technology, Zurich Switzerland, 1983

11 Blondeau P, Seminara G. Wall imperfection as a triggering mechanism for Stokes layer transition. *J Fluid Mech,* 1994, 264: 107~135

12 Wu X. The nonlinear evolution of high frequency resonant triad waves in an oscillatory Stokes layer at high Reynolds numbers. *J Fluid Mech,* 1992, 245: 553~587
13 Wu X, Lee S S, Cowley S J. On the weakly nonlinear three dimensional instability of shear layer to pairs of oblique waves; the Stokes layer as paradigm. *J Fluid Mech,* 1995, 253: 681~721
14 Sparat P R, Baldwin B S. Direct simulation of a turbulent oscillatory boundary layer. In: Durst F, et al ed. 6th Symp on Turbulent Shear Flows, 1987
15 Akhavan R, Kamm R D, Sharpiro A H. An invetigation of transition to turbulence in bounded oscillatory Stokes flows, Part 2. Numerical simulation. *J Fluid Mech,* 1991, 225: 423~444
16 Vercicco R, Vittori G. Direct simulation of transition in a Stokes boundary layer. *Phys Fluids,* 1996, 8: 1341~1343
17 Vittori G, Vercicco R. Direct simulation of transition in an oscillatory boundary layer. *J Fluid Mech,* 1998, 371: 207~232
18 Sarpkaya T. Coherent structure in oscillatory boundary layers. *J Fluid Mech,* 1993, 253: 105~140
19 Lam K, Banerjee S. On the condition of streak formation in a bounded turbulent flow. *Phys Fluids A,* 1992, 4(2): 306~320
20 Sleath J F A. Coastal bottom boundary layer. *Appl Mech Rev,* 1995, 48(9): 589~599
21 Engelund F, Fredsøe J. Sediment ripples and dunes. *Ann Rev Fluid Mech,* 1982, 14: 13~37
22 Sleath J F A. Velocities and shear stresses in wave-current flows. *J Geophys Res,* 1991, 96,C3: 15237~15244
23 Nielson P. On the structure of oscillatory boundary layers. *Coastal Engineering.* 1985, 9: 261~276
24 Lodahl C R, Sumer B M, Fredsøe J. Turbulent combined oscillatory flow and current in a pipe. *JFM,* 1998, 373: 313~348
25 Myrhaug D, et al. Measurement and analysis of flow velocity and sediment concentration at seabed. *Appl Mech Rev,* 1995, 48(9): 570~587
26 Li J C, Zhou J F, Wang T. On estuary sediment transport. SCORE'97, HKUST, 1998. 15~24
27 Nino Y, Garcia M H. Experiments on particle-turbulence interactions in the near-wall region of an open channel flow: implications for sediment transport. *J Fluid Mech,* 1996, 326: 285~319
28 Cao Z X, Turbulent bursting based sediment entrainment function. *J Hydraulics Eng, ASCE,* 1997, 123(3): 233~236
29 钱宁，万兆惠．泥沙运动力学．北京：科学出版社， 1986
30 周济福，刘青泉，李家春．河口混合过程．中国科学， 1999, 29(9): 835~843
31 王涛，李家春．波流相互作用研究进展．力学进展， 1999, 29(3): 331~343
32 Li Z H, Davies A G. Towards predicting sediment transport in combined wave-current flows. *J Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering,* 1996, 122(4): 157~164
33 Mei C C, Chian C. Dispersion of small particles in a wave boundary layer. *J Phys Oceanogr,* 1994, 24: 2479~2495
34 周济福，王涛，李家春，刘青泉．径流与潮流对长江口泥沙输运的影响．水动力学研究与进展，1999, A14(1): 835~843

ON OSCILLATORY BOUNDARY LAYER †

Li Jiachun   Zhou Jifu   Xie Zhengtong

Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China

Abstract In this paper, the present state of the arts in oscillatory boundary layer research is reviewed, involving the current progresses of laminar boundary layer, flow transition and turbulent boundary layer theory, numerical simulation and experiments. The most typical case in nature is the benthic boundary layer driven by waves or tides. The features of benthic boundary layer and its dynamical impacts on mass transport are discussed as well in two practical case studies.

Keywords oscillatory boundary layer, flow transition, coherent structure, nonuniform settling, convection, diffusion

† In memory of Professor Kuo Yunghuai's 90th anniversary