

流对波边界层湍流运动的影响¹⁾

钟艳玲 周济福 张 强

(中国科学院力学研究所工程科学部, 北京 100080)

摘要 采用大涡模拟方法和 Smagorinsky 亚格子模型, 求解三维 Navier-Stokes 方程, 研究了波流边界层中的湍流特性. 将大涡模拟结果与相应的直接数值模拟结果和实验数据进行比较, 吻合较好. 获得了不同波雷诺数, 不同波流比情况下的大涡模拟数据库, 并由此分析了波流边界层中各种湍流统计量, 如速度廓线、剪应力、湍流强度等的变化规律.

关键词 波流边界层, 大涡模拟 (LES), 湍流特性

波流边界层广泛存在于河口海岸地区, 海底边界层、海洋结构物附近的流动均是受波和流共同影响的波流边界层. 由于波流的非线性作用, 波流边界层较单向槽道流和纯波引起的近壁振荡边界层要复杂得多, 作为一种典型壁湍流, 其特性尚待进一步研究. 由于测试设备的制约以及流场的复杂性, 要获得可靠的现场资料具有相当的难度. 实验研究方面, Kemp & Simons 等^[1,2]给出了波流平行作用时全水深流速分布. 数值模拟方面, 以往多采用模式理论, 但模式理论只能给出平均量, 并不能得到流场的瞬时信息. Scotti & Piomelli^[3]采用直接数值模拟和大涡模拟的方法计算了槽道内的波流流动, 固定了流雷诺数考虑波参数变化时流动特性的变化, 但是给出的波雷诺数较小 ($Re_w \leq 1000$), 与实际水流情况还有一定的差别. 大涡模拟方法比直接数值模拟 (DNS) 节省许多工作量, 可用于较高雷诺数情形, 同时可以给出大尺度运动的瞬时信息. 本文采用迭加了一个定常速度的振荡平板所诱导的水流运动模拟波流边界层, 运用大涡模拟方法研究其中的近壁区湍流运动的时空变化规律.

1 计算方法

波流边界层可以简化成平板振荡模型: 其中底部平板在做周期振荡 (圆频率为 ω) 的同时, 迭加一个恒定的速度 u_c . 由此引起的近壁流动, 经过坐标变换后, 等价于远离静止平板的波浪运动和速度为 u_c 的定常流共同诱导的近壁波流边界层流动. 本文中 u_w 表示波浪引起的近底部水质点速度振幅, 并以 u_w 作为速度的特征量, 由此得到外部自由流的无量纲速度为 u_c/u_w , 亦即波流比.

采用三维不可压缩流动方程, 滤波以后, 对亚格子雷诺应力采用 Smagorinsky 模型, 其中 Smagorinsky 系数理论值为 0.17, 在实际流动问题中应减小到 0.1 左右. 为了真实地反应壁面附近的流动行为, 本文采用 Van Driest 衰减函数对涡黏性系数进行修正, $\nu_T = (C\Delta)^2 [1 - \exp(-z^+/A^+)]^2 |\bar{S}|$, 其中 z^+ 为垂向壁面坐标, $C = 0.1$, $A^+ = 25$, Δ 为滤波宽度, $|\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2}$, \bar{S}_{ij} 为大尺度应变率张量.

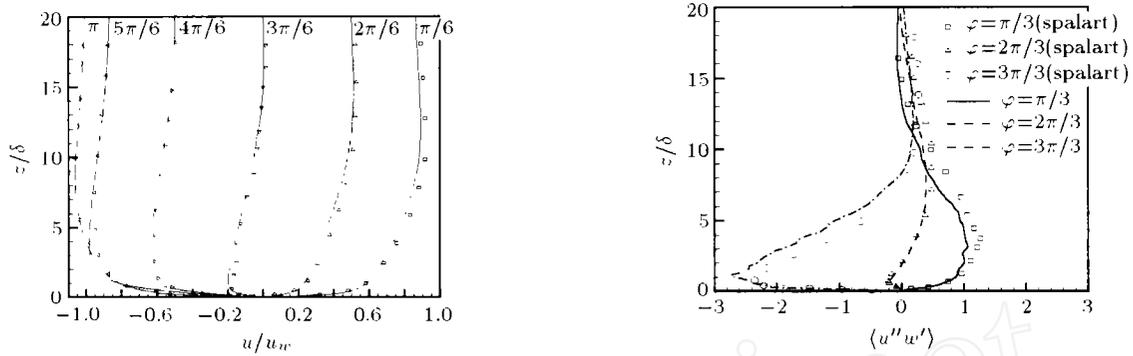
数值求解时, 时间积分采用二阶精度的 Adams-Bathforth 方法, 流向 (x 方向) 和展向 (y 方向) 采用准谱方法, 利用 Fourier 变换计算这两个方向的微分, 在垂向 (z 方向) 交错网格上采用二阶精度的中心差分格式. 流向和展向采用均匀网格和周期边界条件. 在垂向上, 靠近壁面区采用非均匀网格, 设非均匀网格总数为 nz , 壁面网格加密后, 网格点垂向坐标 z_j 为: $z_j = (e^{j\alpha/nz} - 1)/(e^\alpha - 1)$, α 值越大, 近壁网格越密集, 第一层网格越靠近壁面. 在远离壁面区采用均匀网格. 垂向顶部采用自由流动条件, 壁面处为无滑移边界条件.

2 模型验证

定义波雷诺数 $Re_w = u_w\delta/\nu$, 其中 $\delta = \sqrt{2\nu/\omega}$ 为 Stokes 厚度, ω 为波浪频率, ν 为水的运动黏性系数. 当 $u_c/u_w = 0$ 时, 流动为纯波动 (即振荡流) 情形, 其中 $0 \sim \pi/2$ 为减速相位, $\pi/2 \sim \pi$ 为加速相位, 垂向坐标用 δ 进行无量纲化. 图 1(b) 中横坐标 $\langle u''w' \rangle$ 表示大尺度雷诺应力的负值, 图 1(c) 中 u''_{rms} , v''_{rms} , w''_{rms} 分别为湍流强度流向、展向和垂向分量. 可见, 各相位处的速度廓线、剪应力、湍流强度与 Spalart & Baldwin^[4] 结果均符合很好.

2005-04-08 收到第 1 稿, 2005-05-08 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金 (10332050, 10572144), 水资源与水电工程科学重点实验室开放研究基金 (2003B003) 资助.



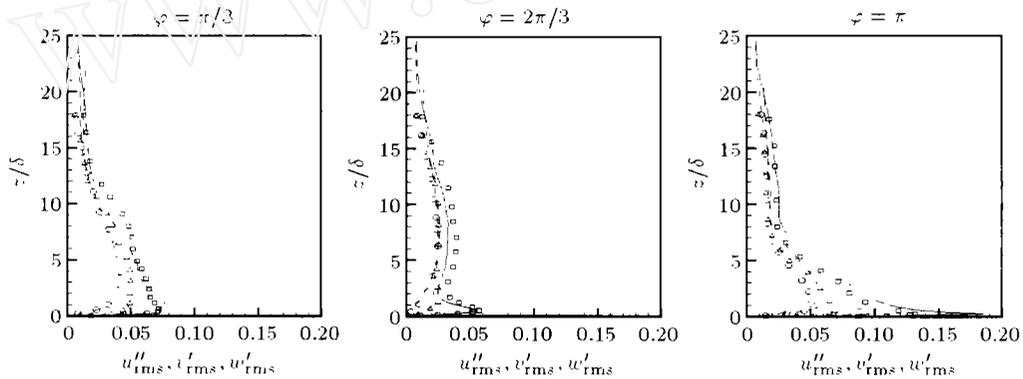
(a) $Re_w = 1000, u_c/u_w = 0$ 时速度分布

(b) $Re_w = 1000, u_c/u_w = 0$ 雷诺应力分布

实线、虚线、点划线为本文 LES 计算结果，符号为 Spalart & Baldwin 实线、虚线、点划线为本文 LES 计算结果，符号为 Spalart & Baldwin

(1989)DNS 结果

(1989)DNS 结果



(c) $Re_w = 1000, u_c/u_w = 0$ 时湍流强度分布

实线：流向分量；虚线：展向分量；点划线：垂向分量为本文结果

□：流向分量；△：展向分量；○：垂向分量为 Spalart 等 (1989)DNS 结果

图 1

3 湍流统计特性

3.1 速度分布

本文给出的参数范围是 $1000 \leq Re_w \leq 3500$, $0 \leq u_c/u_w \leq 3.0$, 相对 Scotti & Pimelli^[3] 的算例范围 ($Re_w \leq 1000, u_c/u_w \approx 1.4$) 来说, 本文不仅能给

出较高雷诺数的模拟结果, 而且能得到波流边界层特性随波流比的变化规律. 图 1(a) 中, $u_c/u_w = 0$ 时速度廓线在相位 π 和 2π 处出现“外突”(极值点), 迭加流以后, 由图 2, 速度剖面朝流的方向偏移. 当 $u_c/u_w = 0.5$ 时, 在 π 和 2π 处仍存在外突点, 而当

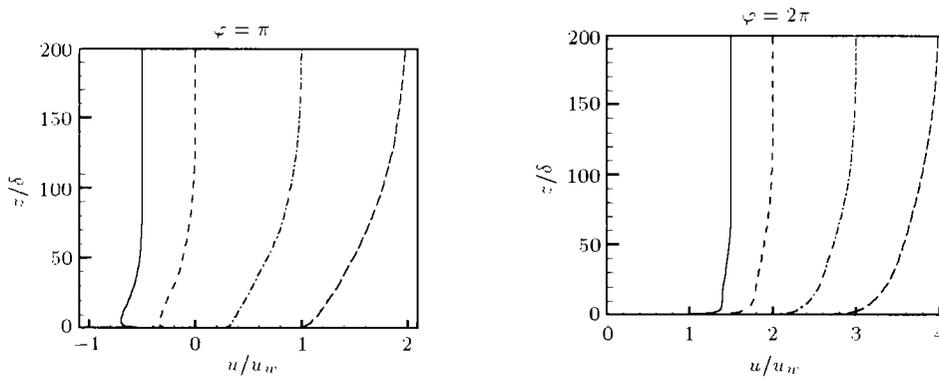


图 2 $Re_w = 1000$, 不同波流比时同一相位处速度比较

实线: $u_c/u_w = 0.5$; 虚线: $u_c/u_w = 1.0$; 点划线: $u_c/u_w = 2.0$; 长虚线: $u_c/u_w = 3.0$

$u_c/u_w = 1.0$ 时, 仅在相位 π 处出现外突点, 当 $u_c/u_w = 2.0, 3.0$ 时, 此外突现象在任何相位均消失. 可见, 当 $0 < u_c/u_w \ll 1$ 时, 波分量起主导作用, 壁面处速度剖面与纯振荡流速度剖面相近, 而 $u_c/u_w \geq 1$ 时, 流分量相对重要, 壁面处速度剖面与 $u_c/u_w = 0$ 的情况有了很大的变化, 相对来说更接近于单向流的速度廓线.

3.2 雷诺应力

剪应力包括大尺度雷诺应力、亚格子应力以及黏性应力. 由于流向平均速度不为零, 定义大尺度的速度脉动为 $\bar{u}'' = \bar{u} - \langle \bar{u} \rangle, \bar{v}' = \bar{v}, \bar{w}' = \bar{w}$, 大尺度雷诺应力为 $\langle -\bar{u}''\bar{w}' \rangle$, 其中 $\langle \cdot \rangle$ 表示同时进行水平平均和时间平均. 图 3 给出了相同波雷诺数, 不同波流比时, 雷诺应力在垂向上分布的情况. 对同一波雷诺数, 波流比越大, 则 $\langle -\bar{u}''\bar{w}' \rangle$ 绝对值越大.

在 $\pi/2 \sim 3\pi/2$ 的相位, 波与流引起的近底部水质点速度方向相反, 即波流分量反向迭加, 雷诺应力最大值位于距壁面较远处, 约在 $10 < z/\delta < 50$ 的范围, 比纯波边界层最大雷诺应力值 (约在 $z/\delta = 15$ 以下) 离开壁面更远; 而在 $0 \sim \pi/2$ 和 $3\pi/2 \sim 2\pi$, 波与流引起的近底部水质点速度方向相同, 即波流分量同向迭加, 雷诺应力的最大值在壁面附近, 并且随垂向坐标增加而单调减小, 在这些相位上雷诺应力的分布与单向槽道流类似.

对 $u_c/u_w \geq 1.0$ 的情形, $0 \sim \pi$ 为减速相位, $\pi \sim 2\pi$ 为加速相位, 从图 3 中可以看到, 雷诺应力与速度剖面的相位差在 $\pi/6$ 左右, 即在 $\pi/6 \sim 7\pi/6$ 雷诺应力逐渐减小, 在 $7\pi/6 \sim 13\pi/6$ 雷诺应力逐渐增加; 对 $Re_w = 1000, u_c/u_w = 0.5$ 的情形, 雷诺应力与速度的相位差大约是 $\pi/4$, 这一点在图 4 中有更清楚的体现.

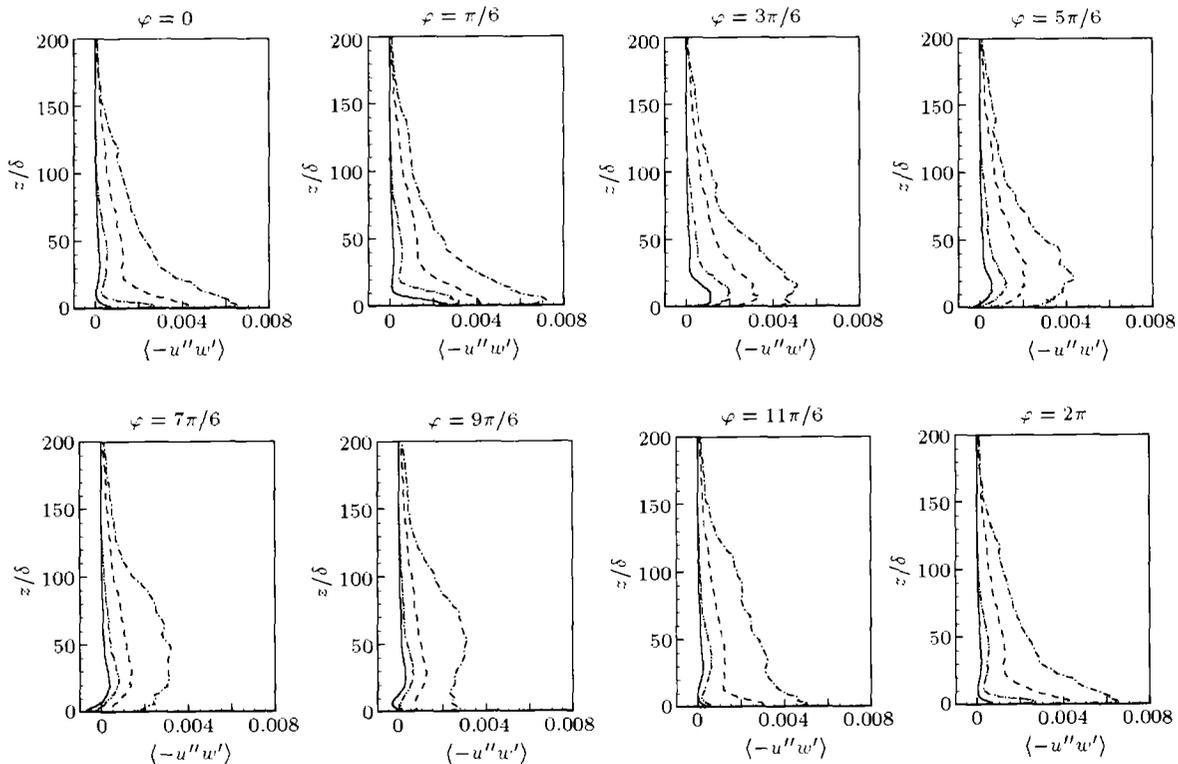


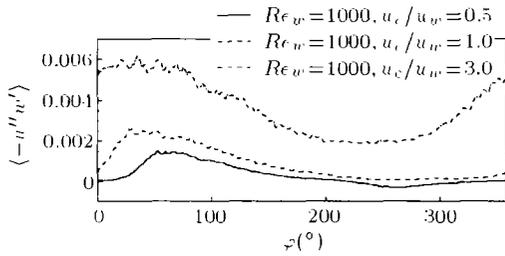
图 3 $Re_w = 1000$ 不同相位处雷诺应力垂向分布

实线: $u_c/u_w = 0.5$; 双点划线: $u_c/u_w = 1.0$; 虚线: $u_c/u_w = 2.0$; 点划线: $u_c/u_w = 3.0$

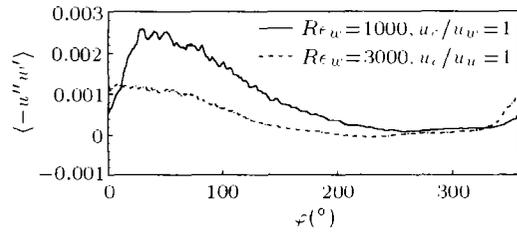
图 4 给出了距离壁面 8δ 处, 雷诺应力在一个周期内的时间过程. 在相同波雷诺数时, 波流比越大, 雷诺应力越大, 这一点在图 3 中也有体现. 在相同波流比情形下, 波雷诺数越大, 无量纲雷诺应力越小, 这与振荡流中的结论一致 [5]. $Re_w = 1000$ 时, $u_c/u_w = 1.0, u_c/u_w = 3.0$ 两种情况相位滞后为

$20^\circ \sim 30^\circ$, 而对 $Re_w = 3000, u_c/u_w = 1.0$, 相位滞后为零, 这与 Scotti & Piomelli [3] 的结论相同. 究其原因, 波雷诺数越大, 振荡频率越低, 则流动对振荡的响应时间相对整个振荡周期来说越短, 所以剪应力滞后的相位差越小. 从一个周期过程来看, 雷诺应力是非对称的, 其最大值出现在波流分量同向迭

加的相位。



(a) 相同波雷诺数, 不同波流比雷诺应力时间过程



(b) 相同波流比, 不同波雷诺数雷诺应力时间过程

图4

3.3 湍流强度

图5为 $Re_w = 1000, u_c/u_w = 1.0$ 时湍流强度在不同相位上垂向分布情况. 图中 $u''_{rms}, v''_{rms}, w''_{rms}$ 分别为流向、展向和垂向脉动速度分量的均方根值. 在波分量同向迭加的相位 ($\pi/2 \sim 3\pi/2$), 湍流强度在壁面附近取最大值, 沿垂向分布基本单调; 在波

分量反向迭加的相位 ($0 \sim \pi/2$ 和 $3\pi/2 \sim 2\pi$), 湍流强度的最大值在距离壁面较远处. 波流情形湍流强度从定性分布上与振荡流类似, 而在大小上随波流比增加而增加. 湍动能周期过程与剪应力周期过程类似. 由于流的存在, 湍动能周期分布不对称, 最大湍动能出现在波分量同向迭加的相位处.

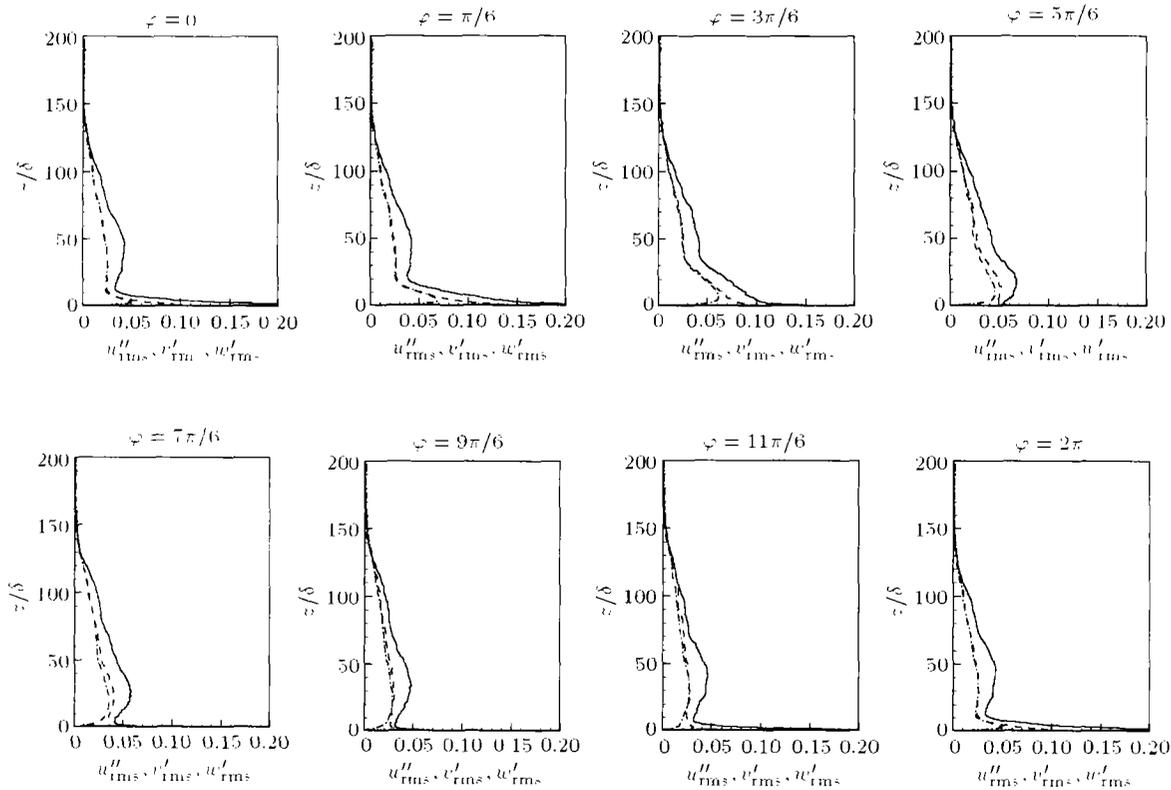


图5 $Re_w = 1000, u_c/u_w = 1.0$ 湍流强度垂向分布随相位变化情况

实线: 流向分量; 虚线: 展向分量; 点划线: 垂向分量

4 结论

本文对较宽的波雷诺数和波流比情形的波流边界层进行了大涡模拟, 在证实了模型可靠性的基础上, 得到如下结论: 流的迭加改变了纯波边界层中

加速、减速过程的对称性, 由此导致了波流边界层与纯波边界层之差别; 波雷诺数相同时, 波流比越大, 剪应力、湍流强度都随之增加; 波流比相同时, 波雷诺数越大 (无量纲化采用的特征速度越大), 无

量纲剪应力、湍流强度减小，这与纯振荡流中的规律相同。波流比较小时，流动接近于纯振荡流的情形；波流比越大，则流动越接近于单向槽道流动。在整个周期中，雷诺应力和湍流强度的分布并不对称，其最大值处于波流分量同向迭加的相位。雷诺应力与速度之间存在相位差，而且此相位差随着波雷诺数的增加而减小。

参 考 文 献

1 Kemp PH, Simons RR. The interaction between waves and a turbulent current: waves propagating with the current.

J Fluid Mech, 1982, 116: 227~250

2 Kemp PH, Simons RR. The interaction of waves and a turbulent current: waves propagating against the current. *J Fluid Mech*, 1983, 130: 73~89

3 Scotti A, Piomelli U. Numerical simulation of pulsating turbulent channel flow. *Physics of Fluid*, 2001, 13(5): 1367~1384

4 Spalart PR, Baldwin BS. Direct Simulation of a Turbulent Oscillatory Boundary Layer. *Turbulent Shear Flows* 6, 1989, 417~440, Springer, Berlin Heidelberg

5 Jensen BL, Sumer BM, Fredsoe J. Turbulent oscillatory boundary layers at high Reynolds numbers. *J Fluid Mech*, 1989, 206: 265~297

INFLUENCES OF CURRENT ON THE TURBULENT BEHAVIOUR OF WAVE BOUNDARY LAYER

ZHONG Yanling ZHOU Jifu ZHANG Qiang

(Division of Engineering Science, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract Turbulent flow of wave current boundary layer is numerically investigated by using Large Eddy Simulation (LES) of the Navier Stokes equations, coupled with Smagorinsky subgrid-scale (SGS) model. To validate the present calculation and verify the performance of SGS model in the LES of wave current boundary layer, the present LES results are compared with the results of direct numerical simulation (DNS), and a reasonable agreement is found. Then, the databases of the wave current boundary layer flow are established, covering a wide range of wave Reynolds number ($1000 \leq Re_w \leq 3500$) and the ratio of the velocities induced by current and wave ($0 \leq u_c/u_w \leq 3.0$). The statistics, such as the velocity profiles, the Reynolds stress and the turbulence intensity, are studied. The influences of the current on these statistics are discussed. With the addition of currents, the velocity acceleration and deceleration cycle becomes asymmetrical, both the Reynolds stress and the turbulence intensity increase with the velocity of currents.

Key words wave-current boundary layer, large eddy simulation (LES), turbulence statistics