

第十二届全国流体力学学术会议

Saffman剪切升力对两相流中颗粒统计和湍流调制的影响

李锦池¹, 王萍^{1,*}

¹ 兰州大学湍流颗粒研究中心, 兰州 730000

* wping@lzu.edu.cn

介绍/亮点 Introduction/Highlight

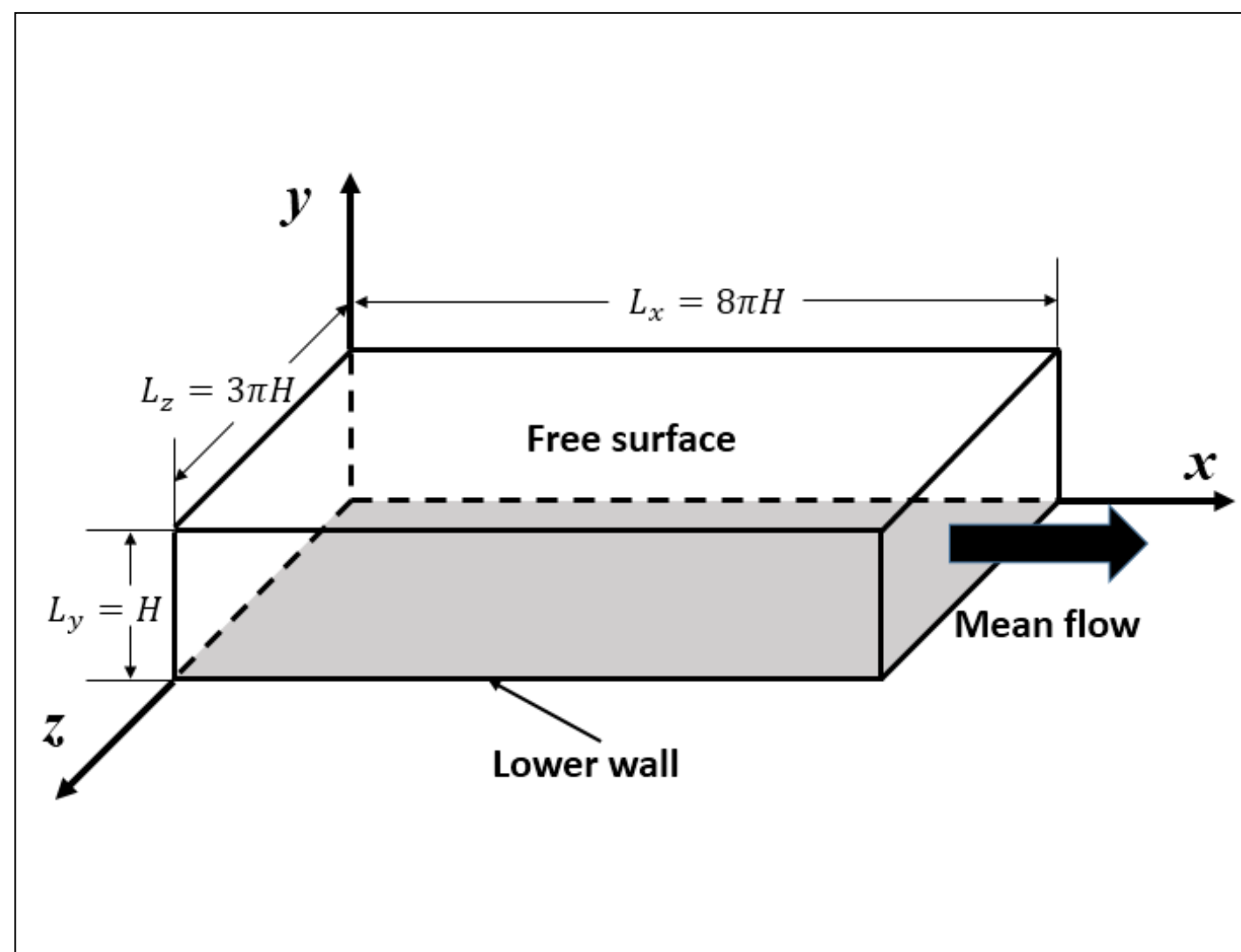
在剪切流中运动的颗粒会受到剪切升力 (Saffman, 1965) 的作用, 这种作用在壁面附近的强剪切区域内尤为显著。在近壁, 垂向剪切升力由于量级上和拖曳力相当甚至数倍于拖曳力 (McLaughlin, 1989; Zhang and Ahmadi, 2000; Arcen et al., 2006; Mortimer et al., 2019), 会使颗粒的垂向运动发生显著变化。为了研究升力如何影响湍流两相流中的颗粒分布, 湍流统计量以及结构, 本文采用双向耦合PP-DNS (点粒方法和直接数值模拟) 模拟了开放槽道中的颗粒两相湍流。结果表明在 $Re_\tau = 180$ 、颗粒 $St^+ = 31$ 时, 升力削弱了颗粒在壁面的聚集和低速条带内的倾向性分布, 在人为选取阈值条件下使得发卡涡的涡头消失, 涡腿分离, 涡腿中间的低速条带尺寸增加。随着雷诺数的增加 ($Re_\tau = 180, 580$), 无论是颗粒还是流体统计量的升力调制误差均减小。最后, 在缓冲区以下升力对于中等惯性颗粒 ($St^+ = 31$) 两相流湍流统计量的影响是最显著的。

研究方法 Methods

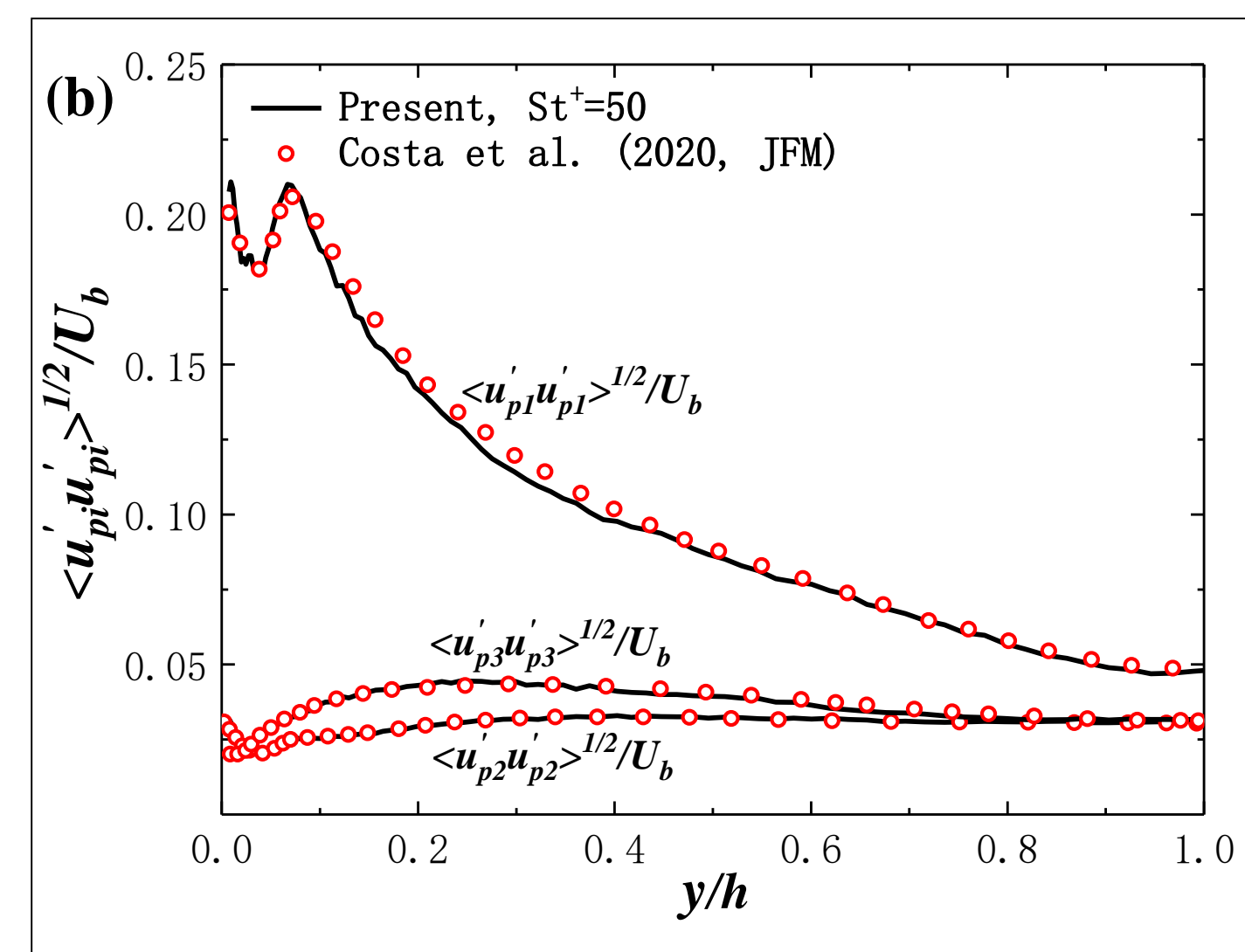
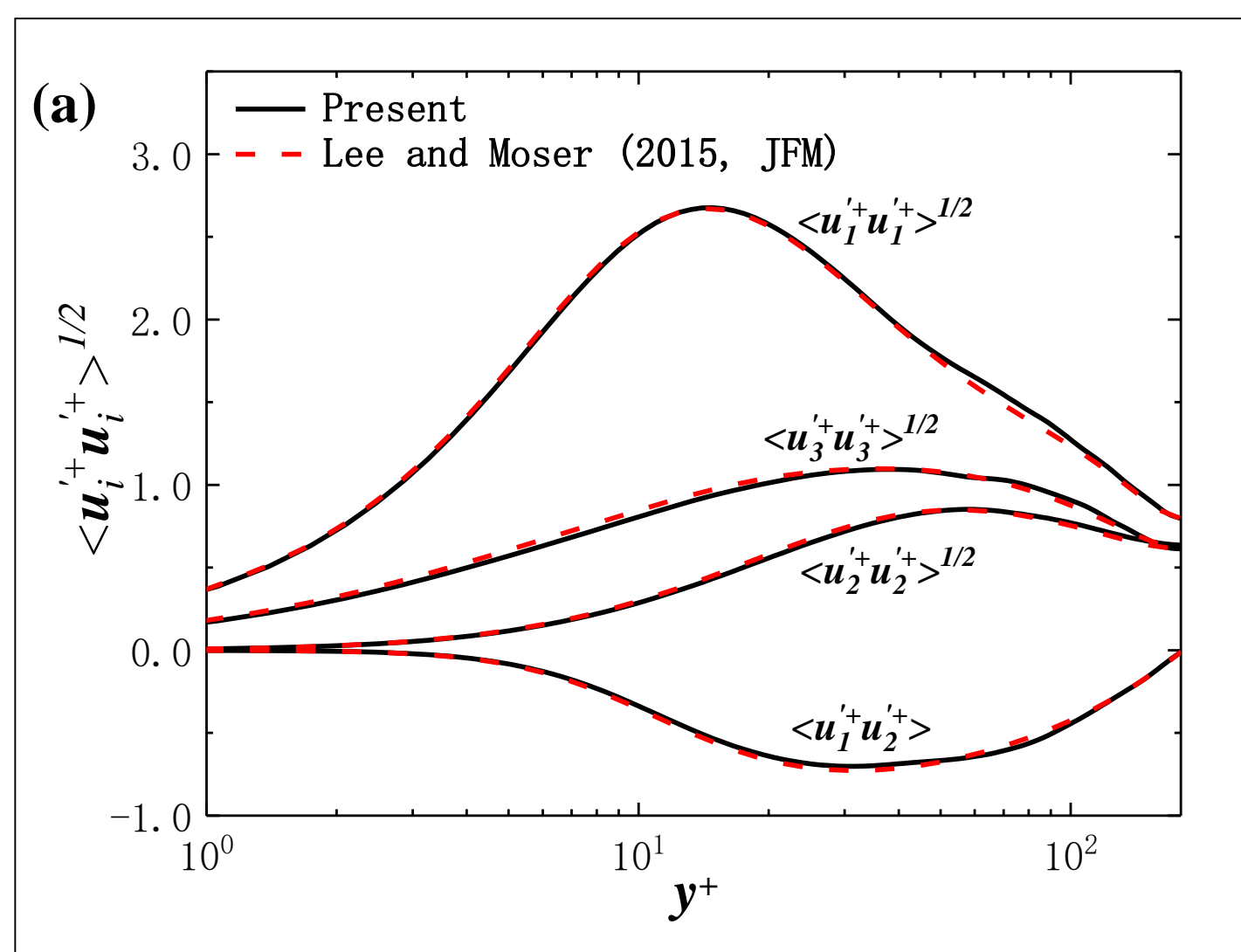
槽道湍流模拟

本文采用DNS求解不可压缩N-S方程和连续性方程。开放槽道流动计算域和边界如下图所示, 流向和展向均采用周期边界条件, 下壁面采用无滑移边界条件, 上表面采用自由应力边界条件。在单相流中采用壁面摩擦速度 u_τ 定义的摩擦雷诺数分别为 $Re_\tau = u_\tau H/\nu = 180, 580$ 。算例 $Re_\tau = 180$ 的网格数为 (1024, 96, 512), 对应网格分辨率为 [4.42, (0.14, 4.0), 3.31]。算例 $Re_\tau = 580$ 的网格数为 (1024, 240, 1024), 对应网格分辨率为 [14.2, (0.55, 5.3), 5.3]。流体计算时间步长分别为 $\Delta t^+ = \Delta t u_\tau^2/\nu = 0.08, 0.04$, CFL数均小于0.5。

本文采用含有隐式速度解耦过程的分步方法对N-S方程进行求解 (Kim et al., 2002), 其中, 各空间梯度项离散采用交错网格上的二阶中心差分, 基于block-LU分解将速度和压力进行解耦, 通过近似因式分解求解中间速度 (Park and Sung, 1995, 2001)。时间方向离散采用二阶精度Crank-Nicholson方法。



Case	Re_τ	ρ_p/ρ	St^+	N_p	ϕ_p	Coupling Method	Lift Force
A						One	No
B	180	1550	31	1.45×10^6	1.19×10^{-4}	Two	Yes
C						Two	No
D	180	50	1	1.45×10^6	1.19×10^{-4}	Two	Yes
E						Two	No
F	180	5000	100	1.45×10^6	1.19×10^{-4}	Two	Yes
G						Two	No
H	580	1550	31	4.85×10^7	1.19×10^{-4}	Two	Yes
I						Two	No



颗粒运动模拟

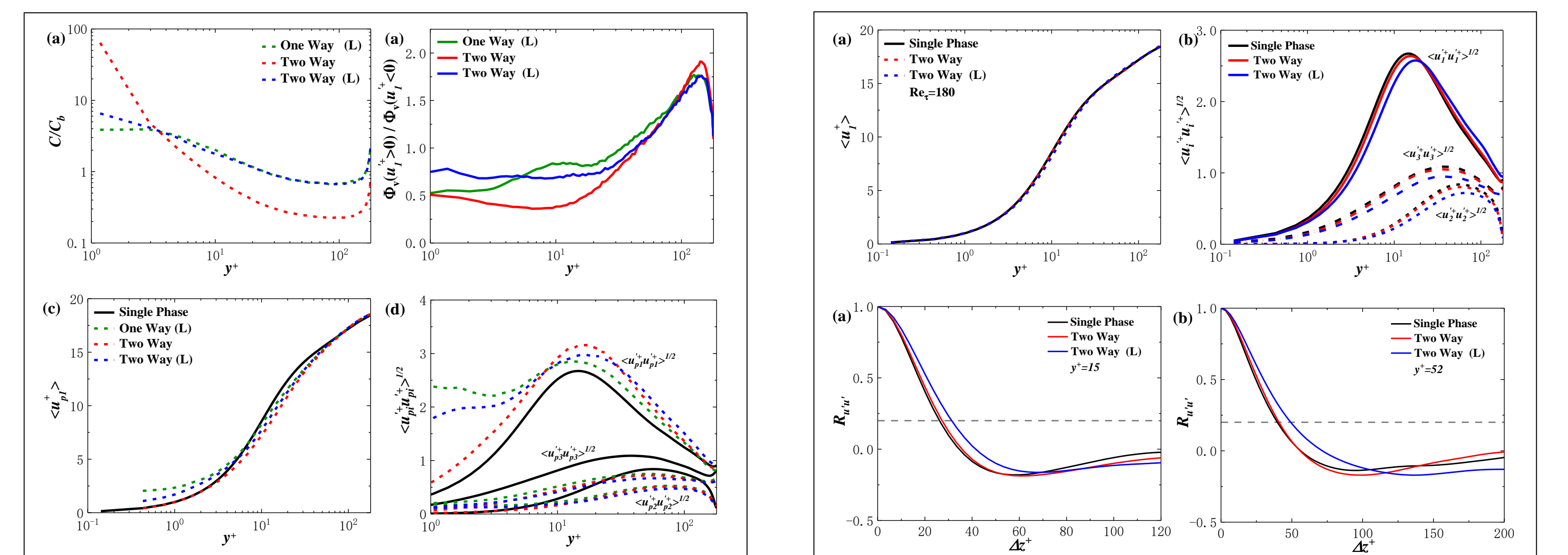
本文将颗粒简化为有体积的圆球质点, 颗粒粒径小于柯尔莫哥洛夫尺度, 颗粒与流体密度 $\rho_p/\rho \gg 1$, 因此仅考虑了颗粒的拖曳力 F_d 和Saffman剪切升力 F_l (McLaughlin, 1989; Armenio and Fiorotto, 2001; Ling et al. 2013)。当湍流充分发展以后颗粒在整个计算域被随机释放, 颗粒初始速度为其所在位置流体的速度。颗粒运动的流向和展向均采用周期边界条件。颗粒在下壁面发生完全弹性碰撞, 上壁面采用反射边界条件。颗粒运动方程采用四阶龙格库塔法求解, 时间步长与湍流模拟的时间步长一致。后验表明颗粒的CFL数小于0.5。

双向耦合

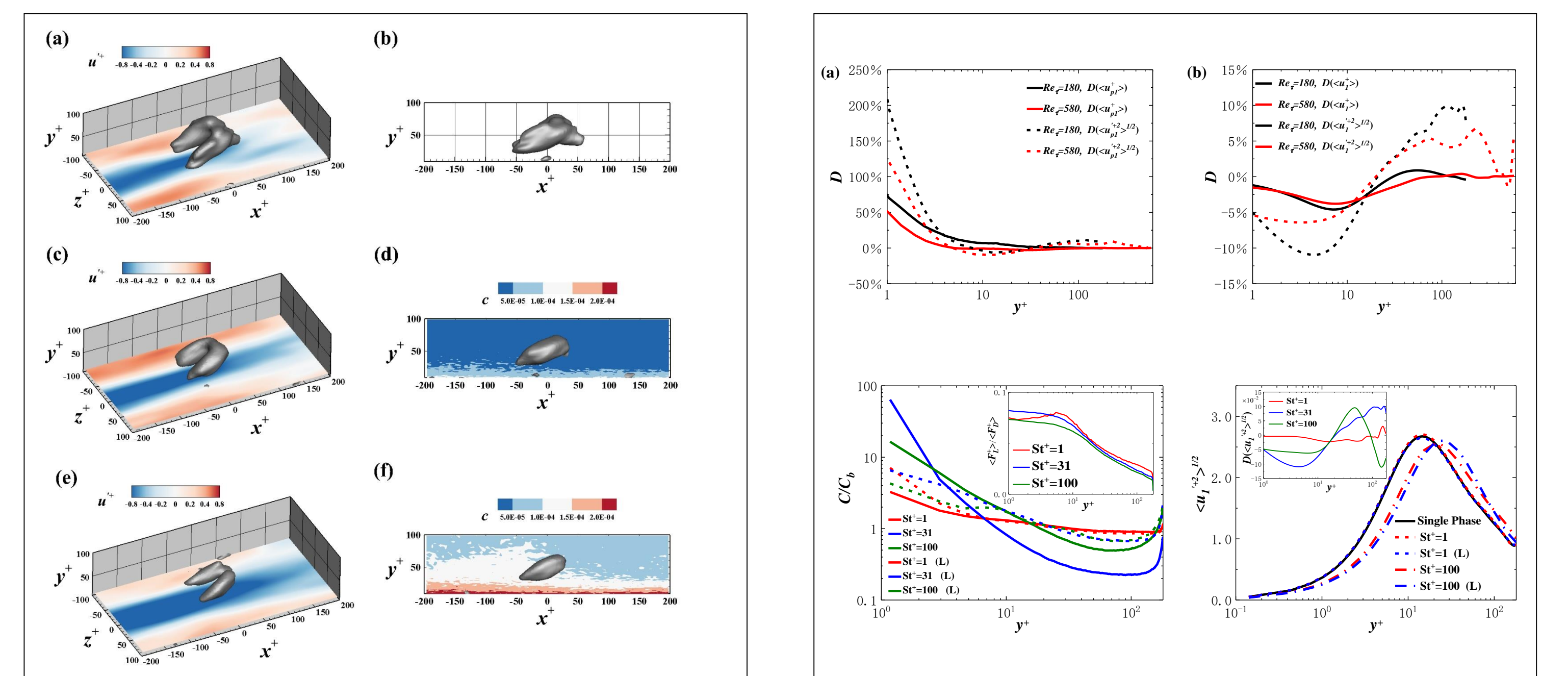
由于模拟的单位网格颗粒数小于1, 本文采用了PSI-CELL方法 (Crowe et al., 1977), 即将同一网格内的全部颗粒受力叠加以后反馈回网格内的流体体力项。

结果/讨论 Results/Discussion

本文首先重点研究了 $Re_\tau = 180$ 颗粒 $St^+ = 31$ 的颗粒湍流相互作用。仅考虑拖曳力时, 颗粒由于涡泳 (Reeks, 1983) 和流体上抛的影响, 在壁面附近累积并被困于流体低速条带当中。考虑升力以后, 粘性底层向下的升力会加速颗粒下降, 导致颗粒与壁面碰撞后以更大的速度反弹, 大大缩短了壁面的停留时间, 减小了浓度。同时升力能够使反弹的上升颗粒摆脱近壁低速条带的限制, 漂移回对数区甚至外区。由于颗粒的垂向加速, 颗粒向壁面携带了更多的流向动量, 近壁颗粒的平均流向速度和流向脉动速度增加。相对于双向耦合, 单向耦合时颗粒所受升力更大, 因此升力对颗粒分布和颗粒统计量的影响更显著。



由于模拟的颗粒质量浓度 $\phi_m = 0.18$ 偏小 (Nasr et al., 2009; Zhou et al. 2020), 无论是否考虑升力, 流体流向平均速度受颗粒的影响都很小, 仅在缓冲区附近有减小趋势。考虑升力与否, 流体脉动速度被颗粒调制的定性趋势不变, 但定量上流向脉动速度最大差别可达到13%。通过对比流体低速条带展向尺度的变化, 仅考虑拖曳力时颗粒基本不影响条带间距和条带宽度。但是考虑升力以后, 无论缓冲区还是外区, 颗粒都使得条带宽度和间距均显著增大。



本文采用线性随机估计 (LSE) 计算了条件平均速度脉动场, 并用 λ_{ci} 等值面 (单相流 $0.3\lambda_{ci,max}$) 表示对称发卡涡。考虑剪切升力以后, 涡头和两条涡腿之间的颗粒局部浓度很高, 导致涡头被显著破坏, 两个涡腿甚至完全分离, 其间的低速条带明显变宽。

当 $St^+ = 31$ 时, 两个不同雷诺数 $Re_\tau = 180, 580$ 的结果表明, 雷诺数越大, 升力对颗粒和湍流统计量的影响越小, 且升力更多地影响了颗粒统计量。当 $Re_\tau = 180$ 时, 粘性底层内 $St^+ = 31$ 的颗粒升力与拖曳力比值最大, 相应地该惯性条件下升力对湍流的影响最大, 而升力对小惯性或大惯性颗粒的影响更小。

结论 Conclusions

本文研究了颗粒两相槽道湍流中流体剪切升力对颗粒分布、湍流调制及湍流结构的影响。采用双向耦合的PP-DNS求解了摩擦雷诺数 $Re_\tau = 180, 580$ 条件下不同惯性颗粒 ($St^+ = 1, 31, 100$) 在水平开放槽道湍流中的运动, 颗粒运动方程包括了拖曳力和流体剪切升力。

研究结果表明: (1) 在 $Re_\tau = 180$ 时, 在近壁 $St^+ = 31$ 的颗粒升力为负值, 颗粒在其作用下加速下降并反弹回外区。升力增大了颗粒的流向平均速度和脉动速度, 削弱了颗粒的壁面累积和在低速条带中的倾向性分布。单向耦合比双向耦合的升力更大, 导致了更显著的影响。(2) 升力使得近壁流体流向脉动减小, 这与发卡涡被破坏密切相关。在人为选取的阈值下, 有升力颗粒使得发卡涡的涡头消失, 两个涡腿甚至完全分离, 其间的低速条带明显变宽, 其原因是颗粒浓度在涡头和涡腿中间位置显著增加, 削弱了发卡涡。(3) 随着雷诺数的增加 (对比 $Re_\tau = 180, 580$ 两种情况), 升力对近壁颗粒浓度的影响变小, 导致近壁其他颗粒及流体统计量的变化幅度也变小。(4) 在 $Re_\tau = 180$ 时, 在缓冲层以下, 中等惯性颗粒两相流中升力对流体流向速度脉动的影响是最显著的, 因为中等惯性颗粒所受升力和拖曳力的比值最大。