

浮升力在竖直通道湍流中的作用

阳祥, 李增耀, 陶文铨

(西安交通大学能源与动力工程学院, 710049, 西安)

摘要: 采用直接数值模拟方法研究了在不同湍流引发机制作用下竖直通道湍流中统计量的变化以及湍流结构的变化, 分别给出了强迫对流、混合对流和自然对流湍流时平均速度、平均温度、湍流脉动强度、雷诺切应力的统计结果以及湍流结构。结果表明: 与强迫对流时相比, 混合对流时浮升力作用使高温侧的平均速度升高, 速度脉动强度降低, 而低温侧的平均速度降低, 速度脉动强度升高; 浮升力使温度脉动强度在壁面附近区域显著增强, 而在通道中心区域变弱。与强迫对流和混合对流的情况相比, 自然对流的平均速度分布关于通道中心线反对称, 通道中间区域的速度脉动强度最大, 温度脉动强度则最小; 雷诺应力最大值出现在通道中心区域, 而负的雷诺应力产生在壁面附近。

关键词: 竖直通道; 湍流; 浮升力; 直接模拟

中图分类号: TK121 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2011)01-0021-05

Buoyancy Effect on Turbulent Flow in a Vertical Channel

YANG Xiang, LI Zengyao, TAO Wenquan

(School of Energy and Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: Statistical quantity in turbulence and turbulence structure were investigated by direct numerical simulation on turbulent flow triggered by different mechanisms in a vertical channel. The statistical results for forced convection, combined convection and natural convection include mean streamwise velocity, mean temperature, intensity of fluctuating velocity and temperature, Reynolds stress, and turbulent structure. The results show that: Compared with forced convection, for combined convection, buoyancy leads to the higher mean velocity and lower intensity of velocity fluctuation near hot wall, but the lower mean velocity and higher intensity of velocity fluctuation near the cold wall; buoyancy results in the stronger temperature fluctuation near the wall regions and the weaker temperature fluctuation in the central part of the channel. Compared with forced convection and combined convection, for the natural convection, the profile of the mean velocity is antisymmetric to the center line, and both the largest velocity fluctuation and the smallest temperature fluctuation occur in the central part of the channel; the maximum value of Reynolds stress also locates in the central part of the channel, and negative Reynolds stresses are near the walls.

Keywords: vertical channel; turbulence; buoyancy; direct numerical simulation

竖直通道内的湍流传热现象广泛发生在日常生活和工业应用中, 如双层玻璃窗中的传热、空心墙内的传热、电子器件冷却等。由于驱动力的不同引起了湍流产生的机制不同, 常见的有强迫对流和自然对

流湍流。不少研究者对强迫槽道湍流进行了系统的研究, 最著名的如 Kim 等^[1]和 Kasagi^[2]用直接模拟的方法对强迫槽道湍流进行的经典研究。竖直通道内混合对流的研究相对较少, 只有 Davidson^[3]采用

收稿日期: 2010-05-10。 作者简介: 阳祥(1980—), 男, 博士生; 陶文铨(联系人), 男, 教授, 博士生导师, 中国科学院院士。 基金项目: 国家自然科学基金重点资助项目(50636050)。

网络出版时间: 2010-10-19

网络出版地址: http://www.cnki.net/kcms/detail/61-1069_t.20101019.2050.003.html

直接数值模拟的方法研究了浮升力对湍流流动与传热的影响。在竖直通道内自然对流湍流数值研究方面,前人也做了不少工作^[4-6],给出了湍流基本统计量的分布和流场结构,但是这些结果在不同文献中并不一致,而是随所选取的计算区域不同而不同。强迫对流、混合对流、自然对流湍流的机理显然不相同,但它们之间的区别到底在哪儿呢?在作者可查阅的文献中没有找到相应的发表结果。本文采用直接模拟的方法对强迫对流、混合对流和自然对流进行直接数值模拟,研究了这3种基本流动中湍流基本统计量的相同点和不同点,以及湍流结构的变化。

1 物理模型和数学模型

1.1 物理模型

本文采用如图1所示的物理模型。竖直通道沿 x 、 z 方向无限长,沿 y 方向为有限宽度 $2h$; x 方向为主流流动方向, y 、 z 方向则分别代表通道法向和展向;左侧壁面为高温壁面,右侧为低温壁面。

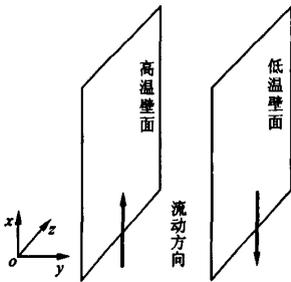


图1 物理模型示意图

1.2 数学模型

本文选用空气做流动介质,不考虑其可压缩性,针对3种流动写出统一的守恒方程如下

$$\partial u_i / \partial x_i = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re_\tau} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + \delta_{ii} + \frac{Gr}{Re_\tau^2} \Theta \delta_{ii} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + \frac{\partial (u_i \Theta)}{\partial x_j} = \frac{1}{Re_\tau Pr} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial x_j} \right) \quad (3)$$

式中: u_i 表示速度分量; t 表示时间; p 为偏离平均压力的压力; Pr 为普朗特数; $Re_\tau = u_\tau H / \nu$ 为湍流雷诺数, ν 为运动黏度; $\Theta = \frac{T - T_c}{T_h - T_c}$ 为温度; $Gr = \frac{g \beta \Delta T h^3}{\nu^2}$ 为格拉晓夫数,其中 $\Delta T = T_h - T_c$, T_h 表示高温, T_c 表示低温, β 为体积膨胀系数, g 为重力加速度; δ_{ii} 为克罗尼克符号。控制方程中以通道半宽 h 、壁面摩擦

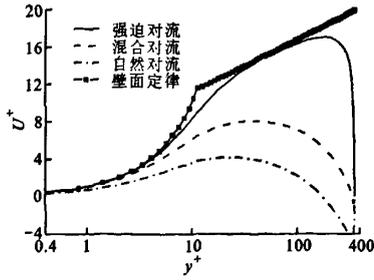
速度 u_τ 、左右壁面温差 ΔT 作为长度、速度和温度的特征尺度,考虑浮升力影响时采用了 Boussinesq 假设。当流动为强迫对流时不考虑浮升力作用,方程(2)右侧没有浮升力项 $(Gr/Re_\tau^2)\Theta\delta_{ii}$,当流动为混合对流时动量方程正是方程(2),当流动为自然对流时方程(2)右侧没有压力梯度项 δ_{ii} 。

1.3 控制方程的离散及数值方法

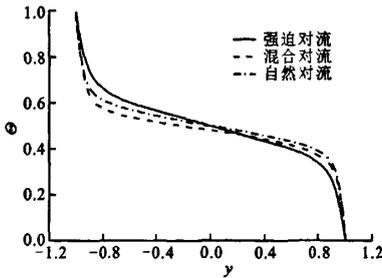
采用分步算法求解非稳态 N-S 方程,用有限差分法离散控制方程,对流项和扩散项都采用二阶相容中心差分格式,在时间离散上采用二阶半隐半显的混合 Adams-Bashforth/Crank-Nicholson 格式。采用交错网格,网格沿流向和展向均匀,沿法向采用自动加密的网格生成方法,使壁面附近的网格足够密。已有绝大多数文献中的结果均随所选取的计算区域的大小发生变化,为使计算结果不随计算区域大小发生变化,本文采用文献[7]中的计算区域,沿流向、法向、展向分别为 $7.6\pi h \times 2h \times 2\pi h$,网格数为 $64 \times 128 \times 64$,同文献[7]。在固体壁面,速度采用无滑移边界条件,温度为恒温壁;在流向和展向采用周期性边界条件。文中采用的 $Re_\tau = 180$, $Pr = 0.7$, $Gr = 10^6$,时间步长为 $1 \times 10^{-4} h / u_\tau$ 。

2 计算结果及分析

图2a给出了强迫对流、混合对流和自然对流充分发展后主流速度在对数坐标系下的分布。由图可见,强迫对流时的主流速度分布很好地符合了壁面定律($U^+ = y^+ (y^+ < 12.2)$, $U^+ = 2.44 \ln y^+ + 2.5 (y^+ > 12.2)$),说明模拟出的结果是符合物理规律的。当流动为混合对流时,平板通道内的平均速度降低,说明浮升力作用使强迫对流的平均速度降低。当发生自然对流时平均速度出现负值,这是因为浮升力使高温壁面附近的流体向上运动而低温壁面附近的流体向下运动。造成不同的平均速度分布的原因是所受外力不同:强迫对流时流体受到压力差和壁面剪切力两种外力作用,混合对流时流体受到压力差、壁面剪切力和浮升力作用,自然对流时流体受到壁面剪切力和浮升力作用,没有外界的压力驱动。图2b给出了温度的分布,可以看出强迫对流和自然对流时的温度分布是关于 $y=0$ 对称的,而混合对流时的温度分布却不关于 $y=0$ 对称,并且在通道的左半部分,强迫对流时流体平均温度最高,自然对流时次之,混合对流时最低,相反在通道的右半部分,发生自然对流时流体平均温度最高,混合对流时次之,强迫对流时最低。

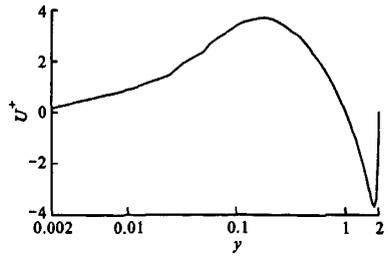


(a) 流向速度分布

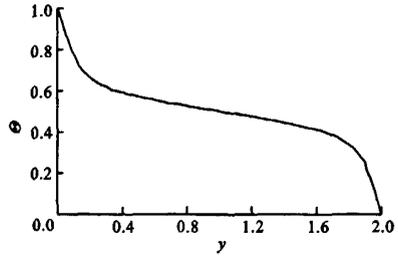


(b) 温度分布

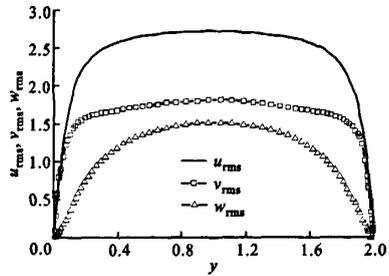
图 2 3 种流动的速度和温度分布



(a) 主流速度 U^+ 分布



(b) 温度 θ 分布



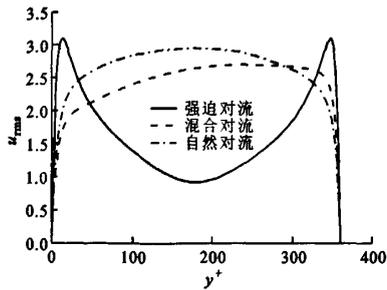
(c) 速度脉动强度 u_{rms} 、 v_{rms} 、 w_{rms} 分布

图 3 竖直通道内自然对流直接数值模拟主要结果^[7] 强度的分布与文献[7]的结果还是比较吻合的,这也进一步证明了本文数值模拟结果的可靠性.

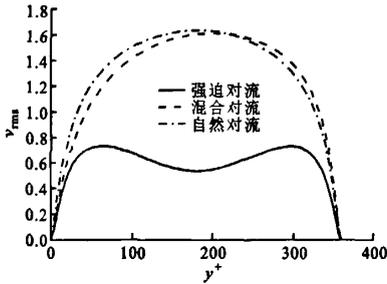
图 3 给出了文献[7]得到的竖直平板通道内直接数值模拟的主要结果,由于文献中采用的坐标与本文的不一样,所以无法与本文的数据放在同一图中进行比较.但是,仔细比较可以发现,图 3 中的速度分布和温度分布与图 2 中的速度分布和温度分布都比较吻合,但由于本文与文献[7]中的 Re_c 和 Gr 都略有不同,所以速度与温度分布还是有所不同.

图 4 给出了速度脉动强度和温度脉动强度的分布.从图中可看出:强迫对流时最大的速度脉动强度产生在壁面附近区域;混合对流时的速度脉动强度分布变得不对称,最大值出现在冷壁面附近,高温壁面附近的脉动受到抑制;与强迫对流和混合对流时显著不同,在充分发展的自然对流湍流中,最强的速度脉动发生在竖直通道的中心区域,这表明壁面剪切力相对于浮升力而言较弱.由此可见,有浮升力作用时,主流速度脉动强度除壁面附近区域外显著增加,法向和展向速度脉动强度也都显著增强.温度脉动强度的变化与速度脉动强度的变化则不同,强迫对流时,壁面附近和通道中心区域的温度脉动最强;发生混合对流和自然对流时,最强的温度脉动发生在壁面附近区域,中心区域脉动最弱,并且混合对流时高温壁面附近的温度脉动强度高于冷壁面附近的温度脉动强度.与图 3 进行比较发现,文中湍流脉动

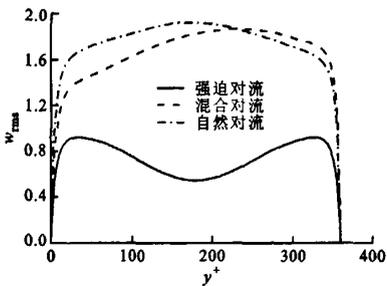
图 5 给出了主雷诺切应力 $\langle u'v' \rangle$ 和热通量 $\langle u'\theta \rangle$ 的分布.从图 5a 可以看出:强迫对流时, $\langle u'v' \rangle$ 的最大值出现在壁面附近,并且关于 $y=0$ 反对称分布;发生混合对流和自然对流时, $\langle u'v' \rangle$ 几乎全部为负值,并且最大值位于竖直通道的中心区域. $\langle u'\theta \rangle$ 的分布与 $\langle u'v' \rangle$ 的分布不同:发生强迫对流时热通量仍然关于 $y=0$ 反对称分布,但与 $\langle u'v' \rangle$ 的高温侧正值低温侧负值分布恰恰相反,呈高温侧负值低温侧正值分布;有浮升力作用时,热通量的分布发生了重大变化,热通量几乎都是正值,并且最大值远小于对应位置上发生强迫对流时的值,这种分布特点也与 $\langle u'v' \rangle$ 的分布大不相同.从速度、温度、脉动强度到雷诺应力的分布可以看出:强迫对流时的基本湍流统计量与发生混合对流和自然对流时的结果大不相同,但是混合对流和



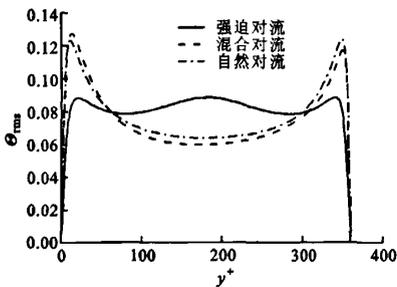
(a) u_{rms}



(b) v_{rms}



(c) w_{rms}

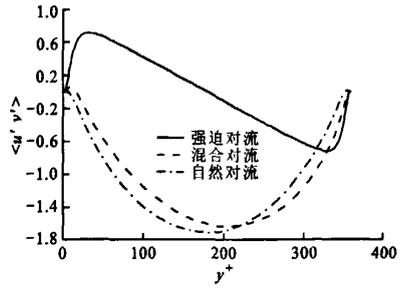


(d) θ_{rms}

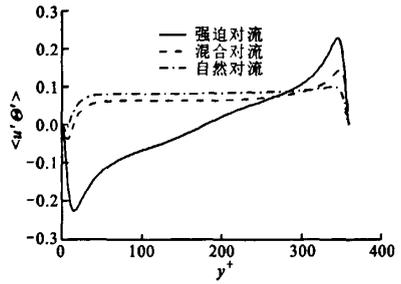
图 4 湍流脉动强度的分布

自然对流的湍流统计结果非常接近,只是自然对流的结果都呈对称分布,混合对流的结果却不是这样。

图 6 给出了 3 种不同流动的脉动速度、脉动温度在同一位置 $y^+ = 1.42$ 处的分布。图 6a、6c、6e 是脉动速度 u' 的分布,图 6b、6d、6f 是脉动温度 θ' 的分布。由图 6a 可见,发生强迫对流时,主流脉动速



(a) $\langle u'v' \rangle$



(b) $\langle u'\theta' \rangle$

图 5 主雷诺切应力与热通量的分布

度分布呈明显的条带结构,有浮升力作用(混合对流和自然对流)时,流场没有明显的条带结构出现,特别当流动为自然对流湍流时,主流脉动速度场呈絮状结构。这说明浮升力的作用使流动系统中的小尺度结构数量增加,流动倾向于更无序、更不规则。比较图 6a 与 6b 可知,脉动温度场的分布大致与脉动速度场的分布相同,都呈明显的条带结构。有浮升力作用于流体时拟序结构被打破,混合对流(图 6d)时的温度脉动场包含很多类似涡的小尺度结构。与主流脉动速度场相比较,混合对流时的脉动温度场与主流脉动速度场大不相同,脉动温度场带有很强的间歇性。当流动为自然对流湍流(图 6f)时,脉动温度场变得更无规律,小尺度结构数量进一步增加。将图 6f 与 6e 进行比较也发现,主流脉动速度场与温度脉动场几乎没有相似之处。湍流结构的不同进一步证明,强迫对流和自然对流以及混合对流存在机理上的差别。

3 结论

本文通过对竖直通道内的强迫对流、混合对流和自然对流湍流做直接数值模拟,得到湍流基本统计量的分布和湍流结构的分布,并得出以下结论。

(1)与强迫对流时相比,在混合对流中浮升力使

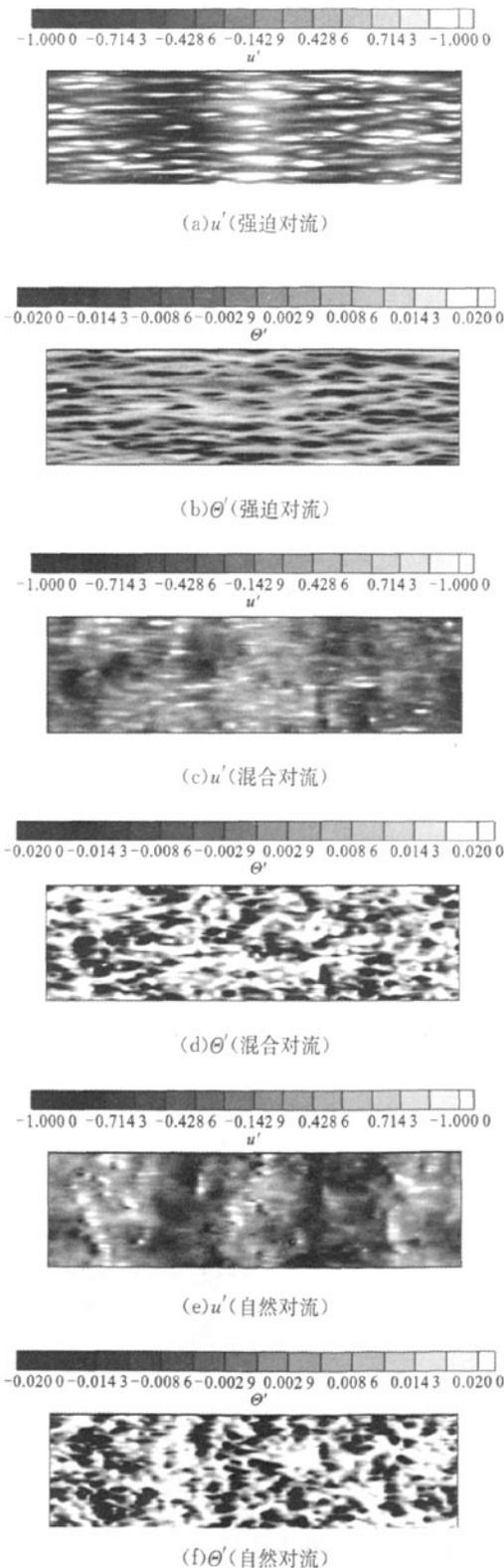


图 6 脉动速度 u' 和脉动温度 θ' 在 xz 平面上的分布 ($y^+ = 1.42$, 高温壁面附近)

高温侧的平均速度升高,速度脉动强度降低,而低温侧的平均速度降低,速度脉动强度升高;浮升力使温度脉动强度在壁面附近区域增强,在中心区域变小;雷诺切应力最大值发生在通道中心区域,热通量最大值则产生在壁面附近。

(2)与强迫对流和混合对流相比,自然对流的平均速度分布关于通道中心线反对称,通道中间区域的速度脉动强度最大,温度脉动强度则最小;雷诺切应力最大值也出现在通道中心区域,并且在靠近壁面附近产生负的雷诺切应力。

(3)湍流强迫对流、混合对流和自然对流的结构尺度明显不同,浮升力作用会导致湍流结构尺度变小。

参考文献:

[1] KIM J, MOIN P, MOSER R D. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number [J]. J Fluid Mech, 1987, 177:133-166.

[2] IWAMOTO K. Database of fully developed channel flow, THTLAB Internal Report, ILR-0201[R]. Tokyo, Japan: The Univ. of Tokyo. Dept. of Mech. Eng., 2003.

[3] DAVIDSON L, ČUTURIĆ D, PENG S H. DNS in a plane vertical channel with and without buoyancy [J]. Turbulence Heat and Mass Transfer, 2003, 4: 401-408.

[4] VERSTEEGH T A M, NIEUWSTADT F T M. Turbulent budgets of natural convection in an infinite, differently heated, vertical channel [J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 1998, 19(2): 135-149.

[5] KASAGI N, NISHIMURA M. Direct numerical simulation of combined forced and natural turbulent convection in a vertical plane channel [J]. Int J Heat and Fluid Flow, 1997, 18(1): 88-99.

[6] BARHAGHI D G. A Study of turbulent natural convection boundary layers using large-eddy simulation [D]. Göteborg, Sweden: Chalmers University of Technology. Dept. of Thermo and Fluid Dynamics, 2007.

[7] BARHAGHI D G. DNS and LES of turbulent natural convection boundary layer [D]. Göteborg, Sweden: Chalmers University of Technology. Dept. of Thermo and Fluid Dynamics, 2004.

(编辑 荆树蓉)

浮升力在垂直通道湍流中的作用

作者: [阳祥](#), [李增耀](#), [陶文铨](#), [YANG Xiang](#), [LI Zengyao](#), [TAO Wenquan](#)
作者单位: [西安交通大学能源与动力工程学院, 710049, 西安](#)
刊名: [西安交通大学学报](#)   
英文刊名: [JOURNAL OF XI'AN JIAOTONG UNIVERSITY](#)
年, 卷(期): 2011, 45(1)

参考文献(7条)

1. [DAVIDSON L; CUTURIC D; PENG S H](#) DNS in a plane vertical channel with and without buoyancy 2003
2. [IWAMOTO K](#) Database of fully developed channel flow, THTLAB Internal Report, ILR-0201 2003
3. [KIM J; MOIN P; MOSER R D](#) Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number 1987
4. [BARHAGHI D G](#) DNS and LES of turbulent natural convection boundary layer 2004
5. [BARHAGHI D G](#) A Study of turbulent natural convection boundary layers using large-eddy simulation 2007
6. [KASAGI N; NISHIMURA M](#) Direct numerical simulation of combined forced and natural turbulent convection in a vertical plane channel[外文期刊] 1997(01)
7. [VERSTEEGH T A M; NIEUWSTADT F T M](#) Turbulent budgets of natural convection in an infinite, differently heated, vertical channel[外文期刊] 1998(02)

本文链接: http://d.g.wanfangdata.com.cn/Periodical_xajtdxxb201101005.aspx