论文

湍流Rayleigh-Bénard热对流温度剖面对数律研究

黄茂静, 包芸*

中山大学应用力学与工程系, 广州 510275

* 联系人, E-mail: stsby@mail.sysu.edu.cn

收稿日期: 2016-10-11; 接受日期: 2016-12-13; 网络出版日期: 2017-02-28

国家自然科学基金(编号: 11372362, 11452002)、中央高校基本科研业务费专项资金(编号: 14lgjc02)和国家自然科学基金委员会-广东省人民政府联合基金(第二期)超级计算科学应用研究专项(编号: nsfc2015_570)资助

摘要 本文采用湍流热对流的并行直接数值模拟(Parallel Direct Method of Direct Numerical Simulation, PDM-DNS), 计算了系列 Ra 数的二维方腔Rayleigh-Bénard热对流. 选取典型 $Ra=10^{10}$, $Pr=4.3$, 讨论了流动平均场的近底板区域温度分布. 温度边界层沿横向可分为三个区域: 羽流发射区、冲击区和大尺度环流剪切区. 在羽流发射区温度剖面存在对数律, 冲击区和大尺度环流剪切区没有明显的对数律特征. 横向平均得到的温度剖面也存在对数律. 研究系列 Ra 数的横向平均温度剖面, 得到温度变化满足 $A \times \log(y) + B$ 的关系, 温度剖面对数律振幅 $-A$ 和 Ra 数呈现标度关系 $-A \sim Ra^{-0.145}$, 与实验中发现的关系基本一致.

关键词 Rayleigh-Bénard热对流, 湍流, 温度剖面对数律, PDM-DNS

PACS: 47.27.Te, 47.20.Bp, 47.11.-j

1 引言

热对流现象广泛存在于天体、太阳、地球地幔、大气环流和海洋环流等自然界中, 以及核反应堆堆芯冷却系统、化工产品生产和电子元件设计等工程应用领域中. 湍流热对流物理和流动特性的研究可以深化人类对自然界中热对流现象的认识, 也可以对解决工程中的传热问题给出指导. Rayleigh-Bénard (RB)对流系统模型是湍流热对流研究中几个最简单的物理模型之一^[1].

在湍流RB对流系统中, 上顶板和下底板附近都存在很薄的速度和温度边界层^[2]. 对于目前大多数在研究的高 Ra 数湍流热对流系统, 边界层虽然有波动, 但还是层流的^[3,4]. 有关湍流热对流的理论研究, 预测在极高 Ra 数下, 温度边界层将会变为湍流并且温度的分布将会贯穿整个腔体, 此时在平均温度场中温度分布随离底板的垂直距离呈现对数变化^[5], 但在现有可实现的高 Ra 数湍流热对流实验中发现了温度分布随距离呈对数变化. 在DNS模拟数据中也发现温度分布同样具有对数关系^[2].

引用格式: 黄茂静, 包芸. 湍流Rayleigh-Bénard热对流温度剖面对数律研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2017, 47: 064701
Huang M J, Bao Y. Logarithmic mean temperature profiles in turbulent Rayleigh-Bénard convection (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2017, 47: 064701, doi: 10.1360/SSPMA2016-00427

Ahlers等人^[6]认为RB热对流系统中的对数温度分布, 类似于剪切流系统中流向速度的对数剖面. 在剪切流系统中, 速度对数剖面是由于近边壁剪切不稳定产生的, 而在湍流RB热对流系统中, 温度剖面对沿平板的剪切依赖不明显, 这可能与羽流的存在以及羽流的空间分布有关. 在二维大宽高比侧壁周期条件的热对流DNS计算中, 可以清晰地看到多个横向排列的大尺度环流及导致的羽流运动, 由此可将底板边界层沿横向分为三个区域: 羽流发射区、冲击区和大尺度环流剪切区, 同时发现在羽流发射区, 温度剖面具有对数律, 而在冲击区和大尺度环流剪切区, 温度剖面的对数率不明显^[7]. 在 $Pr=0.78$, $\Gamma=0.5$ 的圆柱型对流槽的湍流热对流实验中也发现了温度剖面具有对数律, 而且近边壁处的对数律振幅最大, 越到中间位置振幅越小, 表明垂向温度剖面对数律受边壁的影响^[2].

本文采用DNS模拟计算了二维方腔热对流系统, 其中 $Pr=4.3$, $10^9 \leq Ra \leq 10^{12}$. 选取 $Ra=10^{10}$, 研究温度边界层分布和特性, 以及局部温度剖面 and 横向平均温度剖面的特性, 并研究了横向平均的温度剖面对数律振幅随 Ra 数的变化规律.

2 DNS数值计算及结果讨论

在Oberbeck-Boussinesq近似下, 使用 H , $(\beta g H \Delta \theta)^{1/2}$, $H(\beta g H \Delta \theta)^{-1/2}$ 和 $\Delta \theta$ 分别作为单位长度、单位速度、单位时间和单位温度, 对控制方程无量纲化. 无量纲化的热对流方程为

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{\sqrt{Ra/Pr}} \nabla^2 \mathbf{u} + \theta \mathbf{k}, \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \theta = \frac{1}{\sqrt{Ra \cdot Pr}} \nabla^2 \theta, \end{cases} \quad (1)$$

其中, $\mathbf{u}$ 为无量纲速度矢量, θ 为无量纲温度, $\mathbf{k}$ 为单位垂向矢量, p 为压力. 无量纲参数 $Ra=(\beta g \Delta \theta H^3)/(\kappa \nu)$ 为瑞利数, 是浮力驱动力与阻碍运动的力的比值, $Pr=\nu/\kappa$ 为普朗特数, 决定系统中黏性边界层和温度边界层的比值, $\Gamma=W/H$ 反映了对流系统的几何尺寸. β 为热膨胀系数, g 为重力加速度, $\Delta \theta$ 为上下壁面温差, H 为系统装置的高度, W 为系统装置的宽度, ν 为运动黏性系数, κ 为热扩散率. 所有固壁面均使用无滑移速度边界条件, 在侧壁面使用绝热边界条件, 而在上底板和下底板设

置恒温边界条件, 分别为 -0.5 和 0.5 .

不可压流动的湍流RB热对流DNS数值模拟计算采用了投影法, 其中压力泊松方程采用了并行直接求解方法(PDM-DNS)^[8]. 用快速傅里叶变换(Fast Fourier Transform, FFT)解耦泊松方程成系列三对角方程, 然后求解三对角方程, 通过FFT逆变换求解压力泊松方程. 使用“天河二号”超级计算机, 对湍流RB热对流系统系列 Ra 数进行了高效并行DNS数值模拟计算. 获取时间平均场数据, 分析研究湍流RB热对流的传热特性和温度剖面对数律特性.

RB热对流系统研究的一个核心问题是, 由热浮力引起的湍流流动传输热量的能力, 用系统整体传热Nusselt数(Nu)表示. 无量纲的 Nu 数计算公式如下:

$$Nu = \sqrt{Ra \cdot Pr} \langle u_z \theta \rangle_A - \langle \partial \theta / \partial z \rangle_A, \quad (2)$$

其中 $\langle \cdots \rangle_A$ 表示横向平均.

图1给出了本文二维数值模拟计算的 Nu 数和其他研究者的结果对比. 红色实心圆圈为 $Pr=4.3$ 的二维数值模拟结果, 黑色空心三角为Van der Poel等人^[9] $Pr=4.38$ 的二维数值模拟结果. 从 $Nu/Ra^{0.3}$ 与 Ra 的关系图中可以看到, $Ra < 10^{10}$ 时数据结果稍微向上倾斜, $Ra \geq 10^{10}$ 时数据结果稍微向下倾斜, 但总体来说, 数据结果基本在0.1附近. 发现本文计算的 Nu 数和Van der Poel等人^[9]计算的 Nu 数基本一致, 由此可以表明本文的计算结果是合理可靠的.

从图2可以看到, 当 $Ra=10^9$ 时, 大尺度环流近似椭圆

图1 (网络版彩图) $Nu/Ra^{0.3}$ 与 Ra 的关系图. 红色实心圆圈表示本文 $Pr=4.3$ 的二维数值模拟结果, 黑色空心三角表示Van der Poel等人^[9]的二维数值模拟结果, 其中 $Pr=4.38$

Figure 1 (Color online) $Nu/Ra^{0.3}$ versus Ra scaling for $Pr=4.3$. The current simulation result for two-dimension RB is indicated by the red dot. The two-dimension numerical data from Van der Poel et al. ^[9] ($Pr=4.38$) are indicated by the open black triangles.

图2 (网络版彩图)平均温度场图,颜色代表温度大小,箭头方向表示流动方向. (a) $Ra=10^9$; (b) $Ra=10^{10}$

Figure 2 (Color online) The time-averaged temperature fields for two values of Ra . (a) $Ra=10^9$; (b) $Ra=10^{10}$. The temperature is coded in color, and the arrow indicates the flow direction.

圆形,在左上角和右下角存在两个角涡.大尺度环流和角涡在近底板处的交点在 $x=0.6$ 附近.当 $Ra=10^{10}$ 时,大尺度环流近似呈圆形,方腔的四个角落都存在尺寸大小基本一致的角涡.大尺度环流和角涡在近底板处的交点在 $x=0.3$ 和 $x=0.7$ 附近.随着 Ra 数的增加,大尺度环流变圆,角涡变小.

3 平均场温度剖面特性

选取典型算例 $Ra=10^{10}$ 的平均温度场,研究了近底板处的温度分布及特性、局部温度剖面 and 横向平均温度剖面的特性以及横向平均温度剖面的对数律系数 A 与 Ra 数的关系.

3.1 近底板处的平均温度场

Van der Poel等人^[7]将边界层沿横向分为三个区域,即羽流发射区、冲击区和大尺度环流剪切区.大尺度环流剪切区在发射区和冲击区之间.在发射区和冲击区,速度主要是垂向的,而在剪切区,速度是水平方向的.这些区域存在于上下板,只是在水平位置上不同,顶板附近边界的羽流发射区是底板附近边界的冲击区,反之亦然.图3给出了 $Ra=10^{10}$ 近底板处的平均温度场.

从图3中二维方腔流动的近底板温度分布和流线可以看到,在 $x<0.4$ 和 $x>0.9$ 处有很厚的高温层存在.发射区为 $0.2<x<0.4$,冲击区为 $0.7<x<0.8$,大尺度环流剪切区为 $0.4<x<0.7$.对于区域 $x<0.2$ 和 $x>0.8$,温度分布受角涡的影响,在近侧壁处,高温层比较厚.

Ahlers等人^[2]对实验和数值模拟结果进行研究,其

图3 (网络版彩图) $Ra=10^{10}$ 的平均温度场近底板的温度场图

Figure 3 (Color online) Mean temperature fields near the bottom of the sample for $Ra=10^{10}$.

中实验中的参数为 $\Gamma=0.5$, $Pr=0.8$, $4\times 10^{12}<Ra<10^{15}$, DNS中的参数为 $\Gamma=0.5$, $Pr=0.7$, $Ra=2\times 10^{12}$, 2×10^{11} , 2×10^{10} ,发现实验和数值模拟的温度剖面都存在对数律.对于圆柱型对流槽,随着从边壁到腔体中部,对数律振幅变小.温度剖面对数律不仅受边壁的影响,也受羽流发射区的影响.

3.2 温度剖面中的对数律关系

研究湍流RB热对流温度剖面特性,在极高 Ra 数下, Grossmann和Lohse^[10]提出了两层模型.对于温度剖面,两层模型中有对数项,引入对数律关系 $\langle\theta\rangle_t=A\times\log(y)+B$,其中 y 是离下底板或上顶板的垂直距离.由Grossmann等人提出的模型,加入更小的参数,得到高 Ra 情况下的RB热对流中温度剖面对数律系数 A 和常数 B 的表达式.系数 A 为负值,取 $-A$ 作为温度剖面对数律振幅.对于不同的横向位置,发现局部温度剖面对数律振幅的最大值出现在羽流集中区域,表明上升羽流和温度剖面对数律的振幅相关.选取三个典型的横向位置进行研究,羽流发射区 $x=0.3$ 、冲击区 $x=0.7$ 和大尺度环流剪切区 $x=0.5$,得到各自的温度剖面,同时也给出了横向平均的温度剖面,如图4所示.

图4 (网络版彩图)(a) 边界层三个区域和横向平均的平均场温度剖面; (b) 放大后的平均场温度剖面. 蓝色实线表示发射区 $x=0.3$ 处的温度剖面, 绿色实线表示冲击区 $x=0.7$ 处的温度剖面, 橙色实线表示大尺度环流剪切区 $x=0.5$ 处的温度剖面, 红色实线为横向平均的温度剖面. 黑色虚线表示相应的温度剖面的对数拟合线.

Figure 4 (Color online) (a) Mean temperature profiles for three boundary layer regions and horizontally averaged; (b) the enlarged portion of the mean temperature profiles. The mean temperature profiles for ejecting ($x=0.3$) and impacting ($x=0.7$) and wind shearing region ($x=0.5$) and horizontally averaged are indicated by blue, green, yellow and red line, respectively. The black dashed lines are the logarithmic fits to the corresponding profile.

图4(a)分别给出了 $Ra=10^{10}$ 时三个区域各自的温度剖面以及横向平均温度剖面. 蓝色实线表示发射区 $x=0.3$ 处的温度剖面, 绿色实线表示冲击区 $x=0.7$ 处的温度剖面, 橙色实线表示大尺度环流剪切区 $x=0.5$ 处的温度剖面, 红色实线为横向平均的温度剖面. 从图4(b)中可以看到, 在发射区存在温度剖面对数律, 冲击区和大尺度环流剪切区的温度剖面都没有明显的对数特征. 横向平均得到的温度剖面也存在对数律. 在半对数坐标下, 羽流发射区的温度剖面对数律区域为 $10^{-2} < y < 5 \times 10^{-2}$, 横向平均的温度剖面对数律区域为 $2 \times 10^{-2} < y < 8 \times 10^{-2}$.

研究不同 Ra 数下温度剖面中的对数律关系. 选取 $Pr=4.3$, $Ra=10^9$, 10^{10} , 10^{11} 和 10^{12} 四个典型算例, 讨论温度剖面对数律区域和温度剖面对数律振幅 A 随 Ra 数的变化.

图5给出了半对数坐标下四个典型 Ra 数横向平均的温度关于垂向位置 y 的关系图. 绿色实线表示 $Ra=10^9$, 紫色实线表示 $Ra=10^{10}$, 蓝色实线表示 $Ra=10^{11}$, 红色实线表示 $Ra=10^{12}$. 从图5可以看到, Ra 数越大, 温度剖面越靠近底板. 发现 $8 \times 10^{-3} < y < 2 \times 10^{-1}$ 的范围内有对数律区域. 为了看得更加清楚, 图5中的插图给出了平移后的温度剖面图, 黑色虚线为各自温度剖面的对数拟合线. 当 $Ra=10^{11}$ 时, 温度剖面平移0.05, 当 $Ra=10^{10}$ 时, 温度剖面平移0.1, 当 $Ra=10^9$ 时, 温度剖面平移0.15. 可以看到, 随着瑞利数的增加, 温度剖面对

图5 (网络版彩图) 横向平均的平均场温度 θ 和垂向位置 y 的关系. 绿色实线表示 $Ra=10^9$, 紫色实线表示 $Ra=10^{10}$, 蓝色实线表示 $Ra=10^{11}$, 红色实线表示 $Ra=10^{12}$. 插图为平移后的温度剖面图, 黑色虚线为各自温度剖面的对数拟合线.

Figure 5 (Color online) The horizontally averaged temperature θ as a function of y for four values of Ra , $Ra=10^9$ (green line), $Ra=10^{10}$ (purple line), $Ra=10^{11}$ (blue line), $Ra=10^{12}$ (red line). For clarity, the profiles in the inset have been shifted vertically. The black dashed line represents the logarithmic fits to the corresponding temperature profiles.

数律区域变宽, 温度剖面对数律区域越来越靠近底板, 温度剖面对数律振幅 A 变小.

3.3 对数律振幅 A 与 Ra 数的关系

实验和DNS模拟研究都发现平均场温度剖面存在对数律, 温度剖面对数律区域从边界层延伸到腔体

的湍流区. 对于 $Pr=0.78$, $\Gamma=0.5$ 的圆柱型对流槽, Ahlers等人^[2]发现温度剖面对数律振幅 $-A$ 与 Ra 数的关系近似为 $-A \sim Ra^{-0.12}$. Grossmann和Lohse^[10]提出的两层理论模型预测了温度剖面对数律振幅 $-A$ 和 Ra 数的关系.

对于不同的 Ra 数, 对横向平均的温度剖面进行对数拟合, 得到温度剖面对数律振幅 $-A$. 温度剖面对数律振幅 $-A$ 与 Ra 的关系为 $-A \sim Ra^{-\eta}$, 如图6所示.

从图6可以看到, 随着 Ra 数的增加, 对数律振幅 $-A$ 变小. Ahlers等人^[6]对 $Pr=0.8$, $\Gamma=0.5$ 的圆柱型对流槽进行实验研究发现, 当 $6 \times 10^{11} \leq Ra \leq 10^{13}$ 时, 对数律振幅 $-A$ 和 Ra 的关系为 $\eta=0.125$, 当 $7 \times 10^{14} \leq Ra \leq 1.1 \times 10^{15}$ 时, 对数律振幅 $-A$ 和 Ra 的关系为 $\eta=0.176$, 其中对数律振幅 $-A$ 是由径向位置 $(R-r)/L=0.0045$ 处的温度剖面得到. 对温

图6 (网络版彩图)温度剖面对数律振幅 $-A$ 和 Ra 数的关系, 红色实圆圈表示本文的二维方腔数值模拟数据结果, 这些数据结果由横向平均的平均场温度剖面得到; 黑色空方块表示Zhou等人^[11]的三维实验数据结果, 是由轴向位置的剖面得到; 蓝色空心的上三角表示Ahlers等人^[2]的三维实验数据结果, 绿色空心的下三角表示Stevens等人^[12]的三维数值模拟数据结果, 由径向位置 $(R-r)/L=0.0045$ 处的温度剖面得到. 红色虚线为二维数值模拟数据的拟合线 $-A \sim Ra^{-\eta}$, 得到 $\eta=0.145$, 蓝色虚线为三维实验数据的拟合线, 得到 $\eta=0.159$.

Figure 6 (Color online) The log amplitude $-A$ as a function of Ra . The two-dimension numerical results from horizontally averaged temperature profiles are indicated by the red dots. The three-dimension experimental results from Zhou et al. [11] measured along the vertical center axis are indicated by the open squares. The three-dimension experimental results from Ahlers et al. [2] and three-dimension numerical results from Stevens et al. [12], which data are for a radial position $(R-r)/L=0.0045$, are indicated by the open blue upward-pointing triangles and the open downward-pointing triangles, respectively. The red dashed line is fit of the function $-A \sim Ra^{-\eta}$ to the two-dimension numerical data yielded $\eta=0.145$, while the blue dashed line to the three-dimension experimental data yielded $\eta=0.159$.

度剖面对数律的研究有对数律振幅 $-A$ 随 Ra 数的变化规律和随空间位置的变化规律等. Ahlers等人^[2]得到对数律振幅 $-A$ 和 Ra 的关系为 $\eta=0.159$, 认为温度剖面对数律可能跟焓扩散有关, 羽流携带的焓从边界层进入到主流区. 在本文中, 羽流集中的区域有温度剖面对数律存在, 横向平均得到的温度剖面也有对数律存在. 随着 Ra 数的增加, 横向平均的温度剖面对数律振幅 $-A$ 会变小, 得到对数律振幅 $-A$ 和 Ra 的关系为 $\eta=0.145$. 温度剖面对数律的物理本质还有待进一步研究.

4 结论

湍流热对流研究在当今物理学和流体力学中极具重要性, 近年来, 对温度剖面对数律的研究是热门研究课题. DNS数值模拟研究是湍流热对流研究的三大手段之一. 本文利用并行直接数值模拟计算了二维方腔RB热对流, 计算得到的湍流RB热对流传热 Nu 数与其他研究者的计算结果基本一致, 表明本文的计算结果是合理可靠的. 通过对 $Pr=4.3$, $10^9 \leq Ra \leq 10^{12}$ 的二维方腔的温度剖面特性研究, 得到以下结论:

(1) 将边界层沿横向分为三个区域, 即羽流发射区、冲击区和大尺度环流剪切区. 在发射区和冲击区, 速度主要是垂向的, 而在剪切区, 速度主要是水平方向的. 当 $Ra=10^{10}$ 时, 发射区为 $0.2 < x < 0.4$, 冲击区为 $0.7 < x < 0.8$, 大尺度环流剪切区为 $0.4 < x < 0.7$.

(2) 当 $Ra=10^{10}$ 时, 选取三个典型的横向位置, 羽流发射区 $x=0.3$ 、冲击区 $x=0.7$ 和大尺度环流剪切区 $x=0.5$. 通过三个典型横向位置的温度剖面 and 横向平均的温度剖面研究发现, 在半对数坐标下, 冲击区和大尺度环流剪切区的温度剖面没有明显的对数律特征, 发射区存在温度剖面对数律, 横向平均的温度剖面也存在对数律.

(3) 对于不同 Ra 数, 在半对数坐标下, 对横向平均的温度剖面拟合, 发现随着 Ra 数的增加, 温度剖面对数律区域变宽. 通过对数律关系 $\langle \theta \rangle = A \times \log(y) + B$, 得到不同 Ra 数温度剖面对数律振幅 $-A$. 随着 Ra 数的增加, 横向平均的温度剖面对数律振幅 $-A$ 会变小. 在双对数坐标下, 由二维方腔数值模拟数据得到对数律振幅 $-A$ 和 Ra 数的关系为 $-A \sim Ra^{-0.145}$ 与Ahlers等人的实验结果基本一致.

参考文献

- 1 Ahlers G, Grossmann S, Lohse D. Heat transfer and large scale dynamics in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Rev Mod Phys*, 2009, 81: 503–537, arXiv: [0811.0471](#)
- 2 Ahlers G, Bodenschatz E, Funfschilling D, et al. Logarithmic temperature profiles in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 114501, arXiv: [1204.6465](#)
- 3 Zhou Q, Xia K Q. Measured instantaneous viscous boundary layer in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 104301, arXiv: [0909.1629](#)
- 4 Stevens R J A M, Zhou Q, Grossmann S, et al. Thermal boundary layer profiles in turbulent Rayleigh-Bénard convection in a cylindrical sample. *Phys Rev E*, 2012, 85: 027301, arXiv: [1110.6329](#)
- 5 Grossmann S, Lohse D. Multiple scaling in the ultimate regime of thermal convection. *Phys Fluids*, 2011, 23: 045108
- 6 Ahlers G, Bodenschatz E, He X. Logarithmic temperature profiles of turbulent Rayleigh-Bénard convection in the classical and ultimate state for a Prandtl number of 0.8. *J Fluid Mech*, 2014, 758: 436–467, arXiv: [1404.3459](#)
- 7 Van der Poel E P, Ostilla-Mónico R, Verzicco R, et al. Logarithmic mean temperature profiles and their connection to plume emissions in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Phys Rev Lett*, 2015, 115: 154501, arXiv: [1510.01568](#)
- 8 Xu W, Bao Y. An efficient solution for 2D Rayleigh-Bénard convection using FFT (in Chinese). *Acta Mech Sin*, 2013 45: 666–671 [徐炜, 包芸. 利用FFT高效求解二维瑞利-贝纳德热对流. *力学学报*, 2013, 45: 666–671]
- 9 Van der Poel E P, Stevens R J A M, Lohse D. Comparison between two- and three-dimensional Rayleigh-Bénard convection. *J Fluid Mech*, 2013, 736: 177–194
- 10 Grossmann S, Lohse D. Logarithmic temperature profiles in the ultimate regime of thermal convection. *Phys Fluids*, 2012, 24: 125103, arXiv: [1208.2597](#)
- 11 Zhou Q, Xia K Q. Thermal boundary layer structure in turbulent Rayleigh-Bénard convection in a rectangular cell. *J Fluid Mech*, 2013, 721: 199–224
- 12 Stevens R J A M, Lohse D, Verzicco R. Prandtl and Rayleigh number dependence of heat transport in high Rayleigh number thermal convection. *J Fluid Mech*, 2011, 688: 31–43

Logarithmic mean temperature profiles in turbulent Rayleigh-Bénard convection

HUANG MaoJing & BAO Yun^{*}

Department of Applied Mechanics and Engineering, Sun Yat-Sen University, Guangzhou 510275, China

Results of two-dimensional turbulent Rayleigh-Bénard (RB) convection based on the parallel direct method of direct numerical simulation (PDM-DNS) in sample of aspect ratio $\Gamma=1$ up to Rayleigh number $Ra=10^{12}$ are presented. Mean temperature field near the bottom of the sample for $Ra=10^{10}$ and $Pr=4.3$ is studied. The boundary layer of Rayleigh-Bénard convection can be divided horizontally into three regions, namely, ejecting region where thermal plumes are emitted, impacting region and large-scale circulation shearing region. The temperature profile is logarithmic in the ejecting region while the logarithmic behavior is not visible in the impacting region and the large-scale circulation shearing region. In addition, the horizontally averaged profile also reveals a logarithm. The horizontally averaged temperature varies as $A \times \log(y) + B$ with the distance y from the bottom plate of the sample. The log amplitude $-A$ scales as $Ra^{-0.145}$, in good agreement with the experiment.

Rayleigh-Bénard convection, turbulence, logarithmic temperature profile, PDM-DNS

PACS: 47.27.Te, 47.20.Bp, 47.11.-j

doi: [10.1360/SSPMA2016-00427](#)