空气动力学学报 中文核心期刊
ACTA AERODYNAMICA SINICA

底面局部加热条件下热湍流的流场变化及传热规律

胡瑾 章盛祺 夏振华

Flow field and heat transfer properties in turbulent convection with local heating condition at the bottom wall

HU Jin, ZHANG Shengqi, XIA Zhenhua

引用本文:
胡瑾, 章盛祺, 夏振华. 底面局部加热条件下热湍流的流场变化及传热规律[J]. 空气动力学学报, 2022, 40(2): 208–214. DOI: 10.7638/kqdlxxb–2022.0008
HU Jin, ZHANG Shengqi, XIA Zhenhua. Flow field and heat transfer properties in turbulent convection with local heating condition at the bottom wall[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2022, 40(2): 208–214. DOI: 10.7638/kqdlxxb–2022.0008

在线阅读 View online: https://doi.org/10.7638/kqdlxxb–2022.0008

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

单气泡池沸腾传热中的重力效应数值模拟

Numerical simulation of gravity effect on heat transfer in single bubble pool boiling

空气动力学学报. 2021, 39(3): 121–129 https://doi.org/10.7638/kqdlxxb–2021.0039

高超声速全机外形气动加热与结构传热快速计算方法

Rapid method for calculating aero–heating coupled with structure heat transfer on hypersonic vehicles

空气动力学学报. 2019, 37(6): 956–965 https://doi.org/10.7638/kqdlxxb–2017.0192

入射激波边界层干扰分离流场结构研究

Flow structure of incident shock wave boundary layer interaction with separation

空气动力学学报. 2019, 37(5): 740–747, 769 https://doi.org/10.7638/kqdlxxb–2018.0155

分层比对分层旋流火焰稳定模式及流动结构的影响

Effects of stratification ratio on flame stabilization and flow structure in stratified swirling flame

空气动力学学报. 2020, 38(3): 619–628 https://doi.org/10.7638/kqdlxxb–2020.0033

展向旋转平板Couette湍流中的多态现象

Multiple states in spanwise rotating plane Couette flows

空气动力学学报. 2020, 38(1): 118–127 https://doi.org/10.7638/kqdlxxb–2019.0105

磁流体湍流中的结构和能量传输

Structures and energy transfer in MHD turbulence

空气动力学学报. 2020, 38(1): 160–170 https://doi.org/10.7638/kqdlxxb–2019.0150

文章编号：0258-1825(2022)02-0208-07

底面局部加热条件下热湍流的流场变化及传热规律

胡 瑾[1,2,3]，章盛祺[4]，夏振华[1,2,3,*]

（1. 浙江大学 流体动力与机电系统国家重点实验室，杭州 310027；
2. 浙江大学 航空航天学院，杭州 310027；
3. 南方科技大学 广东省湍流基础研究与应用重点实验室，深圳 518055；
4. 北京大学 湍流与复杂系统国家重点实验室，北京 100871）

摘 要：在实际的自然对流现象与工业对流换热设备中常常存在非均匀热边界问题，底面局部加热就是其中的一类。本文使用直接数值模拟方法研究了 $Pr=2$、$Ra=1\times10^8$ 条件下，加热长度 $l=0.5$ 时，不同加热位置对二维方腔内热湍流流场变化及传热规律的影响。其中，下壁面为恒温加热及绝热条件共存的混合边界条件，而上壁面依然为等温条件。将局部加热计算结果与经典 Rayleigh-Bénard 对流（RBC）进行比较，结果表明：局部加热条件会对冷热羽流混合和系统下壁面角涡的生长产生抑制作用，从而抑制了大尺度环流的反转；同时，加热位置越靠近下壁面中心，对应总动能和角动量的绝对值越大、振幅越小；局部加热系统通过调整加热位置可令系统传热效率最大化，最高可达 RBC 系统的 73.2%。

关键词：热湍流；局部加热；流动结构；总动能；传热

中图分类号：O375.5 **文献标识码：**A **doi:** 10.7638/kqdlxxb-2022.0008

Flow field and heat transfer properties in turbulent convection with local heating condition at the bottom wall

HU Jin[1,2,3], ZHANG Shengqi[4], XIA Zhenhua[1,2,3,*]

(1. *State Key Laboratory of Fluid Power and Mechatronic Systems*, *Zhejiang University*, *Hangzhou* 310027, *China*;
2. *School of Aeronautics and Astronautics*, *Zhejiang University*, *Hangzhou* 310027, *China*;
3. *Guangdong Provincial Key Laboratory of Turbulence Research and Applications*, *Southern University of Science and Technology*, *Shenzhen* 518055, *China*;
4. *State Key Laboratory for Turbulence and Complex Systems*, *Peking University*, *Beijing* 100871, *China*)

Abstract: In Rayleigh-Bénard convection (RBC), the flow is confined in an enclosed box heated from below and cooled from above. However, in many natural and engineering problems, the flow is not always heated on the whole bottom wall. In this paper, turbulent convection with local heating at the bottom wall in a two-dimensional square box is studied through direct numerical simulations. Here, the local heating is realized by setting a constant temperature at a local wall region of the bottom wall, and leaving the rest of the bottom wall to be adiabatic. The non-dimensional length of local heating region $l=0.5$ is fixed. Three cases with $X=0$, 0.125 and 0.25, where X is the non-dimensional location of the far-left point of the local heating region, as well as the RBC case are simulated at Rayleigh number $Ra=1\times10^8$ and Prandtl number $Pr=2$. The results show that the local heating conditions can restrain the growth of corner flow near the bottom wall, which leads to the suppression of large-scale circulation (LSC) reversal. Meanwhile, the closer the heating position is to the center

收稿日期：2022-01-28； **修订日期：**2022-03-07； **录用日期：**2022-03-08； **网络出版时间：**2022-04-30

基金项目：国家自然科学基金（92152101）；广东省重点实验室项目（2019B121203001）

作者简介：胡瑾（1998−），女，浙江人，博士研究生，研究方向：对流与传热. E-mail：hujinh@zju.edu.cn

通信作者：夏振华*（1983−），男，湖北人，长聘副教授/研究员，研究方向：湍流理论与数值模拟，计算流体力学，空气动力学. E-mail：xiazh@zju.edu.cn

引用格式：胡瑾, 章盛祺, 夏振华. 底面局部加热条件下热湍流的流场变化及传热规律[J]. 空气动力学学报, 2022, 40(2): 208−214.

HU J, ZHANG S Q, XIA Z H. Flow field and heat transfer properties in turbulent convection with local heating condition at the bottom wall[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2022, 40(2): 208−214(in Chinese). doi: 10.7638/kqdlxxb-2022.0008

of the wall, the greater the absolute values of angular momentum and the total kinetic energy, and the smaller the fluctuation amplitude of them. It is found that the total kinetic energy and the heat transfer efficiency of the three local heating cases reach 62.5%～72.5% and 68.1%～73.2%, respectively, of those of the RBC system, though the heating length is only half of the latter. In addition, the heat transfer efficiency can be maximized by properly adjusting the heating position, and it is increased by 7.4% for the case with $X = 0.25$ as compared with the $X = 0$ case. The temperature contours also show that the behavior of the raising hot plumes is quite different in the three cases.

Keywords: turbulent convection; local heating; flow structure; total kinetic energy; heat transfer

0　引　言

热对流是一种常见的物理现象，与人们的日常生活、生产息息相关[1]。其不仅存在于北极夏季融冰湖[2]、大气及海洋环流[3-4]、地球内部地幔形成[5]等自然现象中；还广泛应用于核反应堆冷却[6]、新型储能材料[7]、芯片散热[8]、磁流体传热[9]等工业工程问题中。而 Rayleigh-Bénard 对流（Rayleigh-Bénard convection，RBC）系统，则是从众多复杂的自然现象及工程问题中抽象简化出来的研究对流问题的经典模型。同时，由于 RBC 系统中可以同时存在多种热量传递方式，因此它也是传热领域非常经典的课题，研究 RBC 系统对认识实际情况下各种各样对流过程中的传热机制有着非常重要的意义。

狭义上的 RBC 通常指在一个封闭腔体内，上表面冷却，下表面加热，形成恒定温差，从而导致腔体内流体产生特殊流动的系统，如图 1（来源 van der Poel 等[10]）所示。当系统充分发展后，上下壁面附近会形成温度边界层[11]，同时不断生成冷热羽流，并在腔体中形成稳定的大尺度环流（large-scale circulation，LSC）结构。除了对经典标度律[12-15]、拟序结构[16-17]及能量耗散[18-19]等的研究，科研工作者在近二十年对 LSC 的反转问题也进行了深入的研究[20-22]。最近 Jiang 等[23]通过设置上下壁面的非对称棘轮状粗糙度和引入较小倾角对热对流系统中的 LSC 和传热进行控制；Zhang 等[24-25]通过增加侧壁局部恒温条件也实现了对 LSC 反转及强弱的有效控制。

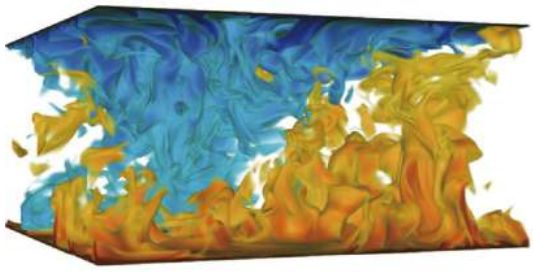


图 1　RBC 系统示意图[10]

Fig. 1　Sketch of RBC system[10]

由于经典的 RBC 系统假设上下边界温度恒定且分布均匀，这与一些实际系统的热边界条件并不相符。例如在地球物理研究中模拟地幔对流时，需要考虑热传导性差异较大的大陆板块与海洋板块，此时热边界条件就不再均匀。另一方面，工程应用中一些对流换热优化问题也需要考虑非均匀热边界条件。在对流换热的优化问题研究中，已有的增加对流传热效率的途径主要分为两种：一是改变换热板表面的粗糙度，该方法已被证明可在有限 Rayleigh 数（Ra）范围内显著增强对流热流[26-29]；二是采用等温和绝热相结合的混合热边界条件，已有的数值和实验研究结果表明，系统的传热效率会随绝热面积的增大而减小[30]，当绝热面积超过 50% 时不同的绝热位置设置会对热传递产生显著差异[31]。除此之外，也有科研人员发现，在非均匀热边界条件下，当单个绝热块特征尺度与温度边界层厚度相近时，其 Nusselt 数（Nu）会与经典 RBC 系统相近[32-33]。近来，Vasiliev 等[34]研究了 Prandtl 数 $Pr = 6.46$、$Ra = 1\times10^7$ 时仅下壁面局部加热条件对方腔内热湍流系统的流动结构及传热规律的影响，其发现加热面积相同时，LSC 及形态与加热块数有较强的关联，传热效率随加热块数的增加而增大；Nandukumar 等[35]研究了 $Pr = 1$ 时，上下壁面均为一半加热一半冷却条件下热对流系统与经典 RBC 系统的关系，其发现此非均匀热边界条件在 $1\times10^5 < Ra < 1\times10^8$ 时可明显增加系统传热效率。由此可知，研究非均匀热边界条件下热对流的流场及传热规律是更切合实际和富有价值的。

但目前已有文献中非均匀热边界条件主要考虑简单对称分布情况，所以进一步研究非对称分布的复杂热边界条件对高 Rayleigh 数热湍流系统流动结构及传热规律的影响是必要的。本文参考 Zhang 等[24-25]算例设置，基于 $Pr = 2$、$Ra = 1\times10^8$ 的经典二维 RBC 系统，改变其下壁面加热条件，初步研究了加热长度为方腔边长一半时，不同局部加热位置对系统 LSC 结构和传热效率的影响。

1 控制方程及数值设置

1.1 控制方程

假设方腔高为 H，满足宽高比 $\Gamma=1$；$\boldsymbol{u}=(u,v)$，其中 u、v 分别为水平方向及竖直方向速度分量；θ 为温度，θ_l 和 θ_u 分别为下壁面加热区域及上壁面的恒定温度；$\Delta\theta=\theta_l-\theta_u$ 为上下壁面温差；给定运动黏度 υ，热扩散系数 κ，导热系数 λ，重力加速度 g，热膨胀系数 β；坐标原点定义在方腔左下角。引入特征速度（自由落体速度）$U=\sqrt{g\beta\Delta\theta H}$、特征时间 $T=H/U$、特征长度 H、特征温度 $\Delta\theta$，对控制方程进行无量纲化。假设系统满足 Boussinesq 近似，则可得无量纲控制方程组：

$$\nabla\cdot\boldsymbol{u}=0$$

$$\frac{\partial\boldsymbol{u}}{\partial t}+\boldsymbol{u}\cdot\nabla\boldsymbol{u}=-\nabla p+\frac{1}{\sqrt{Ra/Pr}}\nabla^2\boldsymbol{u}+\theta\boldsymbol{j}$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial t}+\boldsymbol{u}\cdot\nabla\theta=\frac{1}{\sqrt{RaPr}}\nabla^2\theta \tag{1}$$

其中 Ra 和 Pr 为 RBC 系统的无量纲控制参数，其定义如下：

$$Ra=\frac{g\beta\Delta\theta H^3}{\upsilon\kappa},Pr=\frac{\upsilon}{\kappa}$$

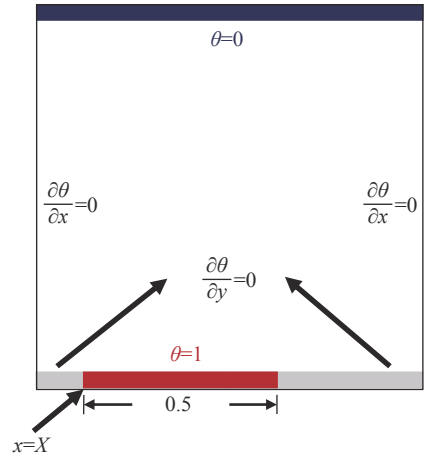
后文中变量如无特别说明，均已无量纲化。图 2 为本文计算的三种局部加热系统及 RBC 系统示意图。左右壁面为绝热条件，即 $\partial\theta/\partial x=0$；上壁面恒温冷却，即 $\theta=0$；下壁面非加热区域满足绝热条件，即 $\partial\theta/\partial y=0$，加热区域满足 $\theta=1$。

1.2 数值方法

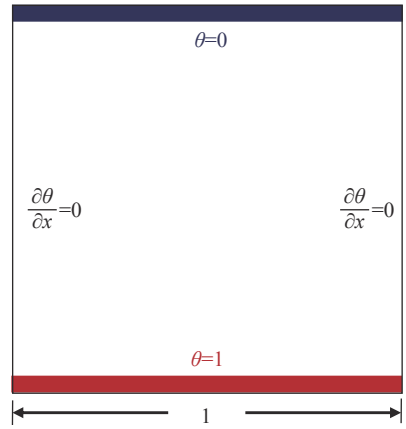
本文数值模拟均采用经过部分修改的二阶有限差分法代码 AFiD[10] 进行计算，其中离散 Poisson 方程通过水平方向的离散余弦变换解耦并采用三对角求解器进行求解，时间推进采用二阶显式 Adams-Bashforth 格式实现。与 de Vahl Davis 等[36] 的方腔自然对流结果对比，文献在 $Pr=0.71$、$Ra=1\times10^4$、1×10^5、1×10^6 条件下的壁面时均 Nu 数为 2.243、4.519、8.800，而本文所用程序计算的结果为 2.256、4.537、8.839；与 Zhang 等[25] 的经典 RBC 系统结果对比，文献在 $Pr=2$、$Ra=1\times10^8$ 条件下的壁面时均 Nu 数为 24.90，而本文所用程序计算的结果为 24.92。可以认为与已有文献结果基本一致，证明了现有代码的准确性。

1.3 算例设置

本文在 $Pr=2$、$Ra=1\times10^8$ 条件下，以加热左端点无量纲坐标 X 为位置参数，对全局加热（经典 RBC）系统和局部加热系统（加热位置分别为 $X=0$、0.125、0.25，加热长度 $l=0.5$）进行统一的分析和比较。



(a) 局部加热



(b) RBC

图 2 局部加热系统及 RBC 系统计算示意图

Fig. 2 Sketches of local heating and RBC cases

所有算例中，水平方向为均匀网格，竖直方向为非均匀网格（靠近壁面处细化），保证边界层内网格大小 $\Delta<0.6\min[\eta_K,\eta_B]$[37]；时间步长足够小，足以确保 Courant-Friedrichs-Lewy 数小于 0.2；达到统计稳态后计算足够长时间，RBC 系统可观察到反转现象。文中 $\langle\cdots\rangle$ 表示对括号内变量求平均，下标表示如何平均。

2 计算结果及分析

2.1 局部加热条件对流场变化的影响

首先考虑不同位置局部加热条件对热湍流达到统计稳态后的流动影响，分析总动能的时间演化情况。本文计算总动能为：

$$E_k(t)=\frac{1}{2}\left\langle u^2+v^2\right\rangle_S \tag{2}$$

其中下角标 S 表示对整个计算域面积求平均。通过计算可得不同加热位置及经典 RBC 的 $E_k(t)$ 在达到统计稳态后的变化情况，如图 3 所示。

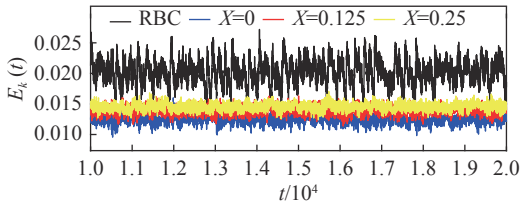


图 3　不同加热位置及经典 RBC 的 $E_k(t)$ 变化情况

Fig. 3　Time series of $E_k(t)$ of local heating cases and traditional RBC case

其中 RBC 系统的总动能均值$\langle E_k\rangle_t = 0.0200$，最大值和最小值之间相差至少 0.01，明显比局部加热系统的均值及振幅要大。但不同位置的局部加热系统之间的均值差异并不明显，因此我们进一步计算$X = 0$、$X = 0.125$、$X = 0.25$三个系统的$\langle E_k\rangle_t$，可得其值分别为 0.0125、0.0139、0.0145，约为 RBC 系统的 62.5% ～72.5%。由于局部加热系统三条曲线重合率较高，故由加热位置从左至右分别给出系统$E_k(t)$的方差，结果为7.56×10^{-4}、6.67×10^{-4}、5.82×10^{-4}，依次减小。综上所述，我们可以认为，局部加热系统中加热位置越靠下壁面中心，系统总动能$E_k(t)$越大、其对应振幅越小。

根据前文所提，传统 RBC 具有的流场结构特性之一便是当流动充分发展后，流场内会形成较为稳定的 LSC 结构且会发生反转现象。为了分析局部加热是否会影响 LSC 的反转，本文采用角动量符号对此进行判断。计算平均角动量定义如下[38]：

$$L(t)=\left\langle\left(x-\frac{1}{2}\right)v-\left(y-\frac{1}{2}\right)u\right\rangle_{x,y}$$

图 4 给出局部加热系统及 RBC 的$L(t)$在$1\times10^4 \leqslant t \leqslant 4\times10^4$范围内的演化情况，其中$L<0$表示 LSC 呈顺时针状态，$L>0$为逆时针。从图 4 中可以明显地看到经典 RBC 存在大涡反转现象，而局部加热系统均未出现反转情况且 LSC 呈顺时针状态。放大局部加热系统的$L(t)$演化情况，如图 5 所示。结合图 5，进一步计算局部加热系统达到统计稳态后角动量均值，可得加热位置从左壁面至下壁面中心$\langle L\rangle_t$分别为 −0.0499、−0.0526、−0.0540，方差$L_{\rm rms}$分别为 0.0024、0.0018、0.0015，由此可知局部加热系统中加热位置越靠近下壁面中心，其$L(t)$绝对值越大、振幅越小，系统主体 LSC 稳定性越高，LSC 反转可能性越低。

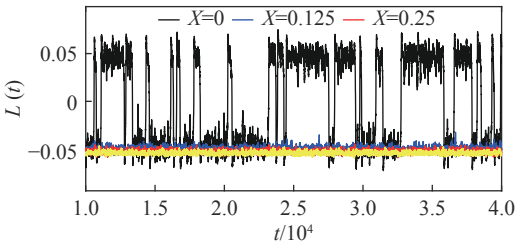


图 4　不同加热位置及经典 RBC 的 $L(t)$ 变化情况

Fig. 4　Time series of $L(t)$ of local heating cases and traditional RBC case

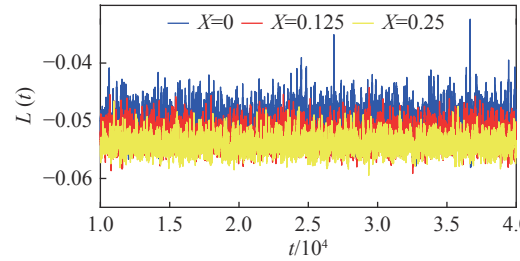


图 5　不同加热位置的 $L(t)$ 变化情况

Fig. 5　Time series of $L(t)$ of local heating cases

Sugiyama 等[38] 曾描述了角涡在 LSC 反转过程中的作用，即由于角落边界层分离羽流的能量补给，小的角涡会逐渐增大，直至达到腔体高度的一半，然后破坏主体 LSC 结构，并在相反方向上建立另一个新的 LSC。由此我们知道反转现象的产生与角涡的生长密不可分，为了观察角涡及中心大涡的变化情况，绘制了流场云图及动画（在网刊资源附件中提供）。从动画及图 6 中可看出无论是否局部加热，其基本流场结构均主要由中心大涡及角涡组成。其中局部加热系统中下壁面角涡不稳定，且大小受限。虽然 RBC 系统中的角涡关于方腔中心的对称性更强，θ、u、v的数值分布均具有更高的对称性，但其中心大涡也被更剧烈地挤压，更容易诱导涡的破碎和反转。而在局部加热系统演化过程中，系统热羽流只能沿某一（距离加热区域更近的）侧壁上升，遇到下降的冷羽流时发生分离，在上壁面附近形成与 RBC 系统中相似的正常形态角涡，而在另一侧由于缺少上升的热羽流，只能在下壁面附近产生仅由冷羽流诱导的角涡。此时系统中下壁面角涡由于缺乏能量补给条件，显然无法正常生长，使得系统 LSC 无法发生反转。我们猜测，本文研究的局部加热系统里由于下壁面的角涡缺乏持续的冷热羽流相互竞争机制，导致该角涡大小无法突破 LSC 反转的阈值，即达到腔体高度的一半，从而无法发生 LSC 反转，这与 Sugiyama 等[38] 描述的机制一致。此外，局部加热系统中角涡的大小虽然受限制，但仍然会随着时间演化不断波动。

2.2　不同位置的局部加热条件对传热效率的影响

由于左右壁面均为绝热条件，故只考虑竖直方向传热情况，通过Nu数对其进行量化，本文定义有效Nu数为：

$$Nu(t)=-\frac{1}{2}\left\langle\left.\frac{\partial\theta}{\partial y}\right|_{y=0}+\left.\frac{\partial\theta}{\partial y}\right|_{y=1}\right\rangle_x$$

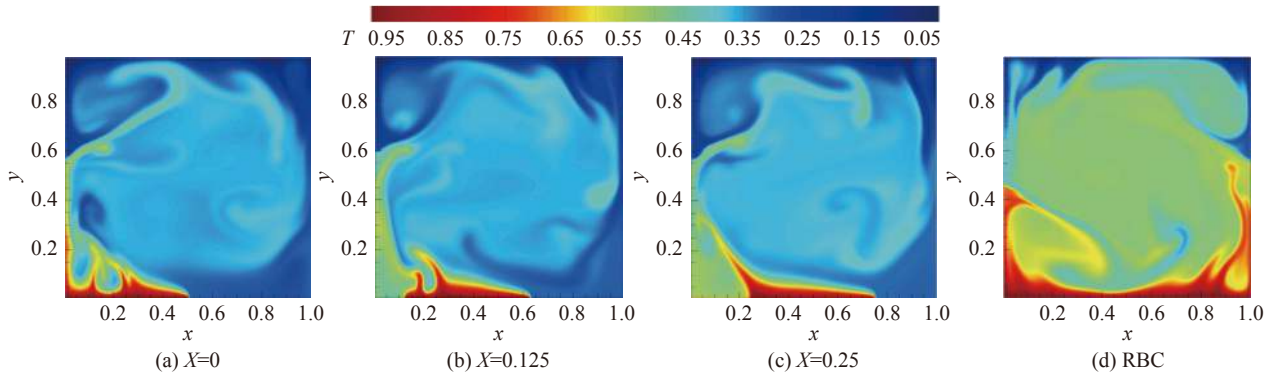


图 6 不同加热位置及经典 RBC 瞬时温度云图

Fig. 6 Temperature contours of local heating cases and traditional RBC case

其中下边界绝热壁面$\partial\theta/\partial y=0$，由于进出热流的平衡，满足下边界加热区域平均热流密度为上边界的两倍，故根据上述公式仍能得到可靠的系统平均Nu数。图 7 给出了系统达到统计稳态后，不同加热位置及经典 RBC 系统的$Nu(t)$随时间演化情况。为了更直观地展示和对比，我们将 RBC 系统的$Nu(t)$上移 4，而将$X=0.125$和$X=0.25$的$Nu(t)$下移了 8 和 16。

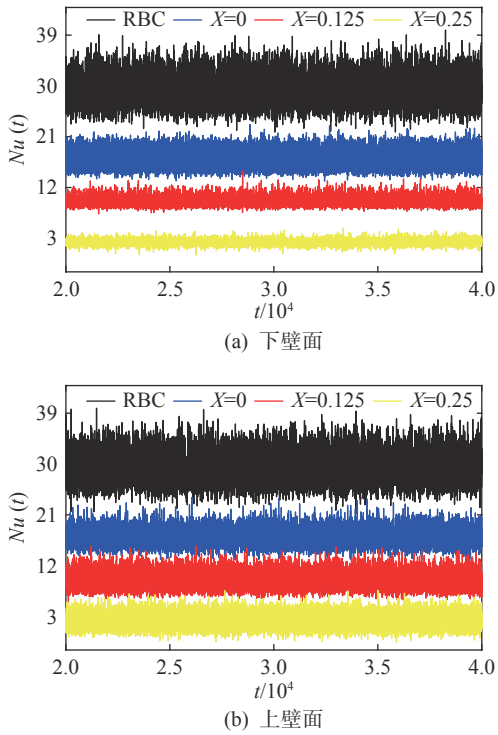


图 7 不同加热位置及经典 RBC 的上下壁面 *Nu*(*t*) 变化情况

Fig. 7 Time series of *Nu*(*t*) at the bottom wall (a) and top wall (b) from different cases

其中 RBC 系统$\langle Nu\rangle_t=24.92$，如上文所提，与 Zhang 等[25]文献给出的 24.90 基本一致。从图中可以明显看出的是，RBC 系统的$\langle Nu\rangle_t$比局部加热系统振荡更为剧烈，而局部加热系统内部则是随着加热位置越靠近中心而越小。为了得到定量的数据，我们计算$X=0$、$X=0.125$、$X=0.25$三个局部加热系统在统计稳态的$\langle Nu\rangle_t$，结果分别为 16.97、17.46、18.23。可以发现，虽然局部加热系统$\langle Nu\rangle_t$明显小于 RBC 系统，但随着加热位置越靠近下壁面中心，$\langle Nu\rangle_t$的值也会随之越来越大，传热效率依次升高，这与前文总动能$\langle E_k\rangle_t$、角动量绝对值$|\langle L\rangle_t|$的相对大小保持一致。其中虽然局部加热系统的加热长度$l=0.5$，仅为 RBC 系统的一半，但其$\langle Nu\rangle_t$可以达到传统 RBC 的 68.1% ～ 73.2%，远高于设想的 50%。而且通过比较分析，我们发现$X=0.25$系统$\langle Nu\rangle_t$比$X=0.125$系统增长了 4.4%，比$X=0$系统增长了 7.4%。也就是说，在局部加热区域长度确定的情况下，除了 Bakhuis 等[33]通过将导热及绝热区域分布为数量尽量多的条纹图案以提升系统传热效率外，我们也可以通过控制整体加热位置，来使系统传热效率最大化。

观察图 7(b)并与图 7(a)作对比，可以看出在达到统计稳态后，RBC 系统上下壁面$Nu(t)$特征相似；在局部加热系统中，虽然上壁面$Nu(t)$振幅区别不大，但加热位置越靠近下壁面中心，下壁面$Nu(t)$幅值越小导致上下壁面之间差距越明显。这是因为上壁面附近以侧壁分离出的冷热羽流共同作用为主，对其影响相近。而另一侧由于没有热羽流的阻碍，冷羽流下降后会先到达下壁面而后横向运动，再与相遇的热羽流一同上升。结合云图及动画可知，加热位置越靠近中心，即加热区域离冷羽流到达下边界位置越近，受其冲击作用和横向运动影响的范围就越大，从而导致自由生长的热羽流数量越少，因此加热区域温度脉动就越小，$Nu(t)$振幅也越小。

图 8 展示了统计稳态时，下壁面加热区域的时均温度梯度分布，其证明加热位置越靠近冷羽流冲击点，其受冷羽流影响端温度梯度就越大，即冷羽流作用程度越强。而中心加热系统中，加热位置最靠近冷羽流发生变向运动区域，其受影响最大，热羽流生成数量始终维持在 1～2 个，因此热羽流可以以近似一簇的状态快速从左侧壁上升进而与冷羽流进行相互

作用，又因为其对于方腔中心而言具有更稳定的 LSC 结构，因此具有更高效率的对流换热，故整体传热效率更高。

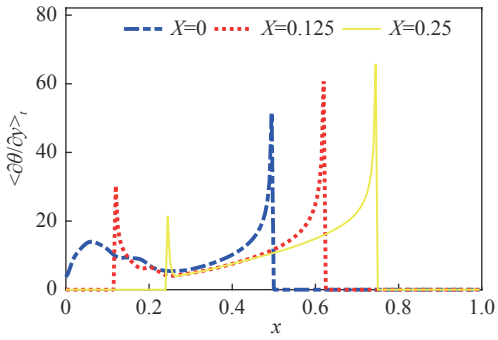


图 8　不同加热位置系统的下壁面时均温度梯度

Fig. 8　Temperature gradient of the bottom wall of different heating position cases

3　结　论

本文以二维方腔 RBC 系统为基础，通过直接数值模拟计算了 $Pr=2$、$Ra=1\times10^8$条件下，加热区域长度$l=0.5$，加热位置分别为 $X=0$、0.125、0.25 的三种局部加热系统。分别研究了不同位置的局部加热条件对系统总动能、角动量、LSC 反转及传热效率的影响。对结果进行分析，得出以下结论：

1）局部加热系统中，加热位置越靠近下壁面中心，其总动能和角动量绝对值越大、振幅越小，系统主体 LSC 稳定性越高；

2）局部加热条件会对系统下壁面角涡的生长产生限制，进而抑制 LSC 反转；

3）虽然加热长度为 RBC 系统的一半，但局部加热系统总动能$\langle E_k\rangle_t$可达到后者的 62.5%～72.5%，传热效率可达到 68.1%～73.2%；

4）在一定的加热长度下，可以通过调整加热位置令传热效率最大化，其中$X=0.25$系统就比$X=0$系统增长了 7.4%；

5）在没有热羽流上升侧，冷羽流下降后到达壁面处改为横向运动，该位置与加热区域越近则对热羽流数量和对应温度脉动影响越明显，其对应端点温度梯度也越大。

由于本文计算选取局部加热位置数量有限，因此想要得到更为确切的定量关系，还需大量不同加热位置及加热长度的计算结果。本文初步证明了加热长度确定的情况下，可以通过加热位置来控制传热效率。关于局部加热条件对 LSC 反转的影响，后续还会深入研究。除此之外，本文作为对非对称局部加热问题的初步研究，目前仅开展了二维直接数值模拟研究，后续我们将进一步开展三维问题的直接数值模拟与分析，以及相应的实验研究。

参　考　文　献：

[1] 周全, 夏克青. Rayleigh-Bénard湍流热对流研究的进展、现状及展望[J]. 力学进展, 2012, 42(3): 231−251.
ZHOU Q, XIA K Q. Advances and outlook in turbulent Rayleigh-Bénard convection[J]. Advances in Mechanics, 2012, 42(3): 231−251 (in Chinese).

[2] POLASHENSKI C, PEROVICH D, COURVILLE Z. The mechanisms of sea ice melt pond formation and evolution[J]. Journal of Geophysical Research:Oceans, 2012, 117(C1): C01001.
doi: 10.1029/2011JC007231

[3] CIESZELSKI R. A case study of Rayleigh-Bénard convection with clouds[J]. Boundary-Layer Meteorology, 1998, 88(2): 211−237.
doi: 10.1023/a:1001145803614

[4] RIEHL H, YEH T C, MALKUS J S, et al. The north-east trade of the Pacific Ocean[J]. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 1951, 77(334): 598−626.
doi: 10.1002/qj.49707733405

[5] HENSHALL T. Mantle convection in super-earths[J]. Nature Reviews Physics, 2019, 1(3): 181.
doi: 10.1038/s42254-019-0035-5

[6] SATO T, MAEDA K, NAGATAKI S, et al. High-entropy ejecta plumes in Cassiopeia A from neutrino-driven convection[J]. Nature, 2021, 592(7855): 537−540.
doi: 10.1038/s41586-021-03391-9

[7] ZHANG S, FENG D L, SHI L, et al. A review of phase change heat transfer in shape-stabilized phase change materials (ss-PCMs) based on porous supports for thermal energy storage[J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2021, 135: 110127.
doi: 10.1016/j.rser.2020.110127

[8] 王迪, 闵春华, 杨旭光, 等. 电子元件散热器翅片自然对流散热性能研究[J]. 热科学与技术, 2021, 20(4): 313−317.
WANG D, MIN C H, YANG X G, et al. Research on natural convection heat dissipation performance of electronic component radiator fins[J]. Journal of Thermal Science and Technology, 2021, 20(4): 313−317 (in Chinese).

[9] LI M G, ZHENG C, ZHAO Q, et al. Anisotropic heat transfer of Ferro-nanofluid in partially heated rectangular enclosures under magnetic field[J]. Case Studies in Thermal Engineering, 2021, 26: 101145.
doi: 10.1016/j.csite.2021.101145

[10] VAN DER POEL E P, OSTILLA-MÓNICO R, DONNERS J, et al. A pencil distributed finite difference code for strongly turbulent wall-bounded flows[J]. Computers & Fluids, 2015, 116: 10−16.
doi: 10.1016/j.compfluid.2015.04.007

[11] AHLERS G, GROSSMANN S, LOHSE D. Heat transfer and large scale dynamics in turbulent Rayleigh-Bénard convection[J]. Reviews of Modern Physics, 2009, 81(2): 503−537.
doi: 10.1103/revmodphys.81.503

[12] CIONI S, CILIBERTO S, SOMMERIA J. Strongly turbulent Rayleigh-Bénard convection in mercury: comparison with results at moderate Prandtl number[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1997, 335: 111−140.
doi: 10.1017/s0022112096004491

[13] AHLERS G, XU X. Prandtl-number dependence of heat transport in turbulent Rayleigh-Bénard convection[J]. Physical Review Letters, 2001, 86(15): 3320−3323.
doi: 10.1103/PhysRevLett.86.3320

[14] QIU X L, TONG P. Onset of coherent oscillations in turbulent Rayleigh-Bénard convection[J]. Physical Review Letters, 2001, 87(9): 094501.

doi: 10.1103/PhysRevLett.87.094501

[15] SILANO G, SREENIVASAN K R, VERZICCO R. Numerical simulations of Rayleigh–Bénard convection for Prandtl numbers between 10–1 and 104 and Rayleigh numbers between 105 and 109[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2010, 662: 409−446.
doi: 10.1017/s0022112010003290

[16] GROSSMANN S, LOHSE D. Fluctuations in turbulent Rayleigh-Bénard convection: the role of plumes[J]. Physics of Fluids, 2004, 16(12): 4462−4472.
doi: 10.1063/1.1807751

[17] XI H D, LAM S, XIA K Q. From laminar plumes to organized flows: the onset of large-scale circulation in turbulent thermal convection[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2004, 503: 47−56.
doi: 10.1017/s0022112004008079

[18] BAILEY S C C, HULTMARK M, SCHUMACHER J, et al. Measurement of local dissipation scales in turbulent pipe flow[J]. Physical Review Letters, 2009, 103: 014502.
doi: 10.1103/physrevlett.103.014502

[19] ZHOU Q, XIA K Q. Universality of local dissipation scales in buoyancy-driven turbulence[J]. Physical Review Letters, 2010, 104(12): 124301.
doi: 10.1103/PhysRevLett.104.124301

[20] BENZI R. Flow reversal in a simple dynamical model of turbulence[J]. Physical Review Letters, 2005, 95(2): 024502.
doi: 10.1103/PhysRevLett.95.024502

[21] ASSAF M, ANGHELUTA L, GOLDENFELD N. Rare fluctuations and large-scale circulation cessations in turbulent convection[J]. Physical Review Letters, 2011, 107(4): 044502.
doi: 10.1103/PhysRevLett.107.044502

[22] WANG Q, XIA S N, WANG B F, et al. Flow reversals in two-dimensional thermal convection in tilted cells[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2018, 849: 355−372.
doi: 10.1017/jfm.2018.451

[23] JIANG H C, ZHU X J, MATHAI V, et al. Controlling heat transport and flow structures in thermal turbulence using ratchet surfaces[J]. Physical Review Letters, 2018, 120(4): 044501.
doi: 10.1103/PhysRevLett.120.044501

[24] ZHANG S Q, XIA Z H, ZHOU Q, et al. Controlling flow reversal in two-dimensional Rayleigh –Bénard convection[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2020, 891: R4.
doi: 10.1017/jfm.2020.210

[25] ZHANG S Q, CHEN X, XIA Z H, et al. Stabilizing/destabilizing the large-scale circulation in turbulent Rayleigh-Bénard convection with sidewall temperature control[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2021, 915: A14.
doi: 10.1017/jfm.2021.58

[26] TOPPALADODDI S, SUCCI S, WETTLAUFER J S. Roughness as a route to the ultimate regime of thermal convection[J]. Physical Review Letters, 2017, 118(7): 074503.
doi: 10.1103/PhysRevLett.118.074503

[27] ZHU X J, STEVENS R J A M, VERZICCO R, et al. Roughness-facilitated local 1/2 scaling does not imply the onset of the ultimate regime of thermal convection[J]. Physical Review Letters, 2017, 119(15): 154501.
doi: 10.1103/PhysRevLett.119.154501

[28] XIE Y C, XIA K Q. Turbulent thermal convection over rough plates with varying roughness geometries[J/OL]. Journal of Fluid Mechanics, 2017, 825: 573-599

[29] ZHU X, VERSCHOOF R A, BAKHUIS D, et al. Wall roughness induces asymptotic ultimate turbulence[J]. Nature Physics, 2018, 14(4): 417−423.
doi: 10.1038/s41567-017-0026-3

[30] WANG F, HUANG S D, XIA K Q. Thermal convection with mixed thermal boundary conditions: effects of insulating lids at the top[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2017, 817: R1.
doi: 10.1017/jfm.2017.121

[31] COOPER C M, MORESI L N, LENARDIC A. Effects of continental configuration on mantle heat loss[J]. Geophysical Research Letters, 2013, 40(11): 2647−2651.
doi: 10.1002/grl.50547

[32] RIPESI P, BIFERALE L, SBRAGAGLIA M, et al. Natural convection with mixed insulating and conducting boundary conditions: low- and high-Rayleigh-number regimes[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2014, 742: 636−663.
doi: 10.1017/jfm.2013.671

[33] BAKHUIS D, OSTILLA-MÓNICO R, VAN DER POEL E P, et al. Mixed insulating and conducting thermal boundary conditions in Rayleigh–Bénard convection[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2018, 835: 491−511.
doi: 10.1017/jfm.2017.737

[34] VASILIEV A, SUKHANOVSKII A. Turbulent convection in a cube with mixed thermal boundary conditions: low Rayleigh number regime[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 174: 121290.
doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121290

[35] NANDUKUMAR Y, CHAKRABORTY S, VERMA M K, et al. On heat transport and energy partition in thermal convection with mixed boundary conditions[J]. Physics of Fluids, 2019, 31(6): 066601.
doi: 10.1063/1.5095242

[36] DE VAHL DAVIS G, JONES I P. Natural convection in a square cavity: a comparison exercise[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 1983, 3(3): 227−248.
doi: 10.1002/fld.1650030304

[37] SHISHKINA O, STEVENS R J A M, GROSSMANN S, et al. Boundary layer structure in turbulent thermal convection and its consequences for the required numerical resolution[J]. New Journal of Physics, 2010, 12(7): 075022.
doi: 10.1088/1367-2630/12/7/075022

[38] SUGIYAMA K, NI R, STEVENS R J A M, et al. Flow reversals in thermally driven turbulence[J]. Physical Review Letters, 2010, 105(3): 034503.
doi: 10.1103/PhysRevLett.105.034503

（本文责编：徐燕　　英文编审：李青）