粗糙壁面Rayleigh-Bénard湍流热对流研究进展

朱旭¹, 张义招¹, 周全^{1*}, 孙超²

1. 上海大学上海市应用数学和力学研究所, 上海市力学在能源工程中的应用重点实验室, 上海 200072;

2. 清华大学燃烧能源中心和能源与动力工程系, 北京 100084

*联系人, E-mail: qzhou@shu.edu.cn

收稿日期: 2018-05-02; 接受日期: 2018-06-20; 网络出版日期: 2018-08-03

国家自然科学基金(编号: 11572185, 11672156, 1173201)资助项目

摘要 粗糙壁面湍流广泛存在于自然界和工程技术等诸多领域, 对其深入研究具有重要的理论价值和现实意义, 既可以帮助揭示湍流边界层中的结构生成和动力学过程, 又与很多实际应用息息相关. 本文主要关注Rayleigh-Bénard湍流热对流这一典型的封闭湍流系统, 着重评述了近年来粗糙壁面热对流领域内的若干研究新进展, 包括粗糙壁面如何增强/减弱系统的整体热输运效率、粗糙壁面是否有利于终极区间的实现等. 最后, 对今后的研究工作展望. 粗糙壁面对湍流输运的影响需要更进一步对边界层精细测量研究, 粗糙壁面所引发羽流等湍流结构的生成和分离, 与大尺度环流的单涡流动结构和多涡流动结构演化发展研究相对较少, 粗糙元几何结构导致对称性流动结构的影响研究仍需更深入的探讨.

关键词 湍流热对流, 粗糙壁面, 湍流输运

PACS: 47.27.Te, 05.60.+w, 44.25.+f, 47.27.Nz

1 引言

流经粗糙壁面的湍流流动广泛存在于自然界和工程技术等诸多领域, 如在大气湍流边界层中, 城市的建筑物造就了粗糙的地表条件; 在深海流动中, 海床和海洋底部也都具有非常复杂的拓扑结构. 对粗糙壁面湍流的研究具有重要的理论价值和现实意义, 既可以帮助揭示湍流边界层中的结构生成和动力学过程, 又与很多的实际应用息息相关, 如载入飞行器的有效热输运问题、商用飞机的湍流减阻问题等. 自19世纪50年代Hagen^[1]和Darcy^[2]的开创性工作以来, 粗糙壁面湍流

的研究受到了广泛的关注^[3,4]. 目前, 有关粗糙壁面湍流的研究主要集中在风洞、水槽等开放湍流系统中^[3,4]. 在这些开放系统中, 粗糙壁面对流动的影响主要被限制在近壁区, 并且会随着流体向下游的流动被很快耗散掉. 因此, 粗糙壁面通常无法影响开放系统的湍流体区间(Turbulent Bulk Region), 其效应可以用边界层厚度和粗糙元高度之间的比值 k 来描述刻画^[5]. 封闭湍流系统的情形则完全不同, 此时, 粗糙壁面和边界将不可避免地影响湍流体区间内的流体流动. 因此, 对封闭系统粗糙壁面湍流基本规律的深入研究, 可以获得湍流机理的新理解和新认识, 并对潜在的工业应

引用格式: 朱旭, 张义招, 周全, 等. 粗糙壁面Rayleigh-Bénard湍流热对流研究进展. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2018, 48: 094701
Zhu X, Zhang Y Z, Zhou Q, et al. Progresses in turbulent Rayleigh-Bénard convection over rough surfaces (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2018, 48: 094701, doi: 10.1360/SSPMA2018-00166

用有十分重要的意义.

在湍流系统中, 湍流结构的生成通常受到几何边界条件等因素的影响, 具有显著的各向异性特征. 随着湍流强度的增加, 系统的边界约束对湍流结构的统计行为和其在时空中的演化发展有着重要作用, 湍流系统的宏观响应参数也会随之而变. 封闭湍流系统是研究湍流边界和湍流体区间相互作用的理想平台. 封闭湍流系统具有3个突出的优点: (1) 作为封闭系统, 其整体响应参数和湍流内部能量耗散率具有精确对应关系^[6]; (2) 作为统计上的稳态系统, 可以进行长时间测量来提高被测量参数的统计特性, 如可以精确地测量系统的整体热传输效率、系统的外加阻力等^[7,8]. (3) 可以精确地控制封闭系统的离散相和连续相的体积比, 所以封闭湍流系统亦是研究多相对流的理想系统之一^[9]. 因此, 对封闭湍流系统中湍流结构的生成、演化和作用机理的研究, 有着极其重要的学术价值和广泛的工程应用背景.

鉴于此, 关于封闭湍流系统的研究近年来得到了越来越多的关注, 自2000年以来, 已有多篇相关的综述文章先后发表在 *Annu. Rev. Fluid Mech.*, *Rev. Mod. Phys.* 和 *Phys. Today* 等国际著名期刊上, 如 Rayleigh-Bénard (RB) 湍流热对流^[7,10,11]、水平对流^[12]、Taylor-Couette (TC) 湍流^[8]等. 本文主要关注 RB 湍流热对流这一典型的封闭湍流系统, 简要回顾了系统存在粗糙导热板时的研究进展, 并对今后的研究工作进行了展望.

2 Rayleigh-Bénard 湍流热对流

RB 湍流热对流是经典的受到广泛关注的封闭湍流系统之一. 对这一系统的研究开始于20世纪初: Bénard^[13]率先实验研究了受热浮力驱动的流体流动现象, Rayleigh^[14]从理论上建立了含浮力的流体运动方程, 他们的工作开启了 RB 系统的研究.

图1给出了RB对流系统的二维卡通图, 其主要由夹在冷热水平导板之间的工作流体所组成. 从图中可以看到, 当系统内的热对流流动充分发展后, 在上下导板附近共存着不同类型的两种边界层, 即黏性边界层^[15]和温度边界层^[16]. 羽流等湍流结构从边界层内生成, 并在浮力的作用下分离进入湍流体区间^[17]. 随着热羽流的上升和冷羽流的下降, 羽流结构通过自组织运动形成系统内部的大尺度平均流动, 即大尺度环

图1 (网络版彩图)RB湍流热对流系统二维卡通图. 图中红色代表高温流体, 蓝色代表低温流体, 箭头指明了流体流动方向

Figure 1 (Color online) Two-dimensional physical picture of turbulent RB convection in a cell with unit aspect ratio. The red-shaded areas of the cell show regions with hot fluid, while the blue areas indicate cold fluid. The arrows give the direction of the fluid flow.

流^[18]. 流体的对流流动可以极大地增强系统的总体热传输效率, 理解系统的无量纲传热效率Nusselt数(Nu)与系统的控制参数Rayleigh数(Ra)和Prandtl数(Pr)之间的依赖关系是对流领域内的最主要研究课题之一, 具有十分重要的学术价值^[7,19].

早期理论认为系统温度边界层始终稳定, 基于此 Malkus^[20]从量纲分析的角度给出了 $Nu \sim Ra^{1/3}$ 的标度律关系, 并认为 Nu 数独立于 Pr 数. 美国芝加哥大学 Libchaber 研究组^[21]所开展的“芝加哥对流实验”是现代 RB 热对流研究的一个重要里程碑, 该工作提出了“软湍流”和“硬湍流”的概念, 将 RB 热对流的研究重心由流动稳定性领域推进到了湍流领域, 该工作还发现在很广的 Ra 数范围内 ($4 \times 10^7 < Ra < 6 \times 10^{12}$), Nu 数与 Ra 数间近似满足 $2/7$ 的标度律关系^[21], 并提出了著名的“混和区”理论来解释这一新观测到的标度律关系. 近年来, 随着实验技术的进步和精度的提高, 研究者认识到不能用一个简单的单一标度律函数来描述 $Nu(Ra, Pr)$, 尤其是已有理论所预测的 Nu 数与 Pr 数间的依赖关系与实验结果并不相符. 有鉴于此, Grossmann 和 Lohse^[6,22]提出了一个统一模型 (A Unifying Theory), 利用封闭湍流系统的响应参数与能量和温度耗散率间满足的精确对应关系^[23], 尝试在很广的 Pr 数和 Ra 数范围内预测 $Nu(Ra, Pr)$ 函数关系, 他们的理论预测得到了实验和数值模拟数据的大力支持^[24,25]. 对于这一领域内的研

究工作, 有兴趣的读者可以参见近年来国际^[7,10,11,19]和国内^[26-29]的相关综述文章.

3 粗糙壁面热对流

如何有效提高封闭湍流系统的输运效率是很多工程问题的核心, 为此研究者提出了很多方法, 其中引入粗糙壁面是提高系统整体输运效率行之有效的方法. 在基础研究领域内, 也有很多工作关注粗糙壁面湍流对输运的影响.

Shen等人^[30]率先在RB湍流热对流系统中实验研究了粗糙壁面效应. 他们以水为对流介质, 在对流槽上下导板表面均匀地排布了金字塔状的粗糙元, 发现当 Ra 数超过某一临界值时, 系统的整体热输运效率可以显著地增强约20%. 他们实验发现, 粗糙壁面可以促进热羽流结构的生成, 从而使得流体流动可以携带更多的热能. Du和Tong^[31,32]的工作更进一步地表明, 粗糙壁面的存在可以极大地提高系统的整体热输运效率, 他们实验测得 Nu 数增加了超过76%. 应用热敏液晶流动显示技术(Thermochromatic Liquid Crystal, TLC)和近壁附近的温度测量, Du和Tong^[31,32]发现了热羽流等湍流结构产生的新的动力学机制: 对流槽导热板附近由于大尺度环流所产生的水平剪切流动和有序的粗糙元结构间的相互作用, 会在相邻粗糙元间的沟槽区域产生二次流动(涡结构, 图2), 这些二次流和大尺度环流一起增强了粗糙元尖端附近温度边界层的分离, 从而导致了更多羽流结构的生成, 进而促进了热输运过程.

Stringano等人^[33]利用直接数值模拟(Direct Numerical Simulation, DNS)研究了粗糙元尺寸 h 对系统传热的影响, 他们的结果表明当系统的平均温度边界层厚度小于粗糙元尺寸时可以观测到传热增强. Li等人^[34]以水为对流介质, 实验研究了粗糙元尺寸的影响, 发现当粗糙元高度小于黏性底层厚度时, 粗糙壁面几乎无法增强热输运效率; 而对于固定高度的粗糙元, 随着雷诺数的增加, Nu 数存在着一个最大值. Salort等人^[35]和Rusaouën等人^[36]采用了方形螺栓状的粗糙元结构, 他们的实验结果也表明当边界层厚度与粗糙元高度相匹配时, 系统的整体热输运效率开始增加.

Tisserand等人^[37]在同一对流槽内采用了下导热板粗糙、上导热板光滑的设置, 以研究粗糙壁面与湍流

图2 (网络版彩图) (a) 对流槽上粗糙导热板附近流场的示意图. (b) 利用热敏液晶技术在对流槽上导板附近拍摄得到的流动显示图片, 图中棕色代表了相对低温的流体区域, 绿色和蓝色代表了相对高温的流体区域, 红色箭头标出了在金字塔形粗糙元尖顶部生成的冷羽流结构^[32]

Figure 2 (Color online) (a) Sketch of the flow field near the upper rough surface. (b) A typical streak image of the TLC spheres taken near the cold rough surface at $Ra=2.6 \times 10^9$. The cold eruptions are brown; green and blue regions are warmer. The displayed region is approximately 7 cm by 4 cm. The arrow indicates a thermal plume, which has just erupted from the tip of the pyramid ^[32].

流动间的相互作用. 他们在光滑上导热板附近测得的 Nu 数与上下导热板均为光滑平板的传统RB对流槽中得到的结果相似, 其统计特性并没有受到粗糙下导热板的影响. 这一结果表明固体边壁与流体间的耦合热交换过程可能更多的是一个局部作用过程. Wei等人^[38]通过组合粗糙和光滑导热板的方式进一步研究了非对称边界条件对系统传热的影响. 他们发现光滑导热板对同一对流槽的另一块导热板是光滑还是粗糙以及是何种温度边界条件(如恒温边、恒定热通量等边界条件)并不敏感. 相反, 粗糙导热板的传热统计规律却强烈地依赖于系统的另一块导热板. 因此, 他们认为, 光滑导热板可以影响粗糙导热板的传热特性, 但是却不会被同一系统的另一块导热板所影响.

在理论方面, Villermaux^[39]分析了当粗糙元高度 h 与温度边界层厚度相当时, 粗糙壁面对 $Nu(Ra)$ 关系的影响. Shishkina和Wagner^[40,41]发展了一个解析模型以估计由粗糙壁面造成的 Nu 数偏差. 由于该模型基于二维Prandtl-Blasius边界层方程, 因此其可用于适度 Ra 数工况以及规则几何形状的粗糙元结构. 同时, 他们还指出, 当粗糙元间距足够小时, 对流槽的有效传热高度将由其本身高度 L 减小至 $L-2h$, 这会导致系统的有效 Ra 数减少, 从而可能造成传热效率被抑制的情形, Nu 数

减小.

在RB研究领域内, 一个已经被广泛接受的观点是由壁面粗糙度所增加的传热面积可以极大地增强对流热输运效率. 因此, 在粗糙壁面条件下观测到 Nu 数不增反减的现象十分令人惊讶. Zhang等人^[42]首次对这一现象进行了系统的数值研究. 他们发现存在一个临界的粗糙元高度 h_c , 当 $h < h_c$ 时, Nu 数减小, 而传热增强发生在 $h > h_c$ 条件下(图3). 利用流动显示, Zhang等人^[42]揭示了传热效率受抑制的物理机理. 如图4(b)和(c)所示, 当粗糙元的高度和间距 h 较小时, 相邻粗糙元间腔体内部的流动主要受流体的黏性所控制. 这时热流体被限制在这些腔体内部无法充分混合, 导致腔体内部温度边界层厚度的增加, 从而阻碍了系统的整体热输运效率. 相反, 当 h 足够大时(图4(d)), 腔体内部逐渐增强的流体流动可以有效地混合冷热流体, 导致更多更强的羽流结构生成, 因此 Nu 数急剧增加. 基于量纲分析, Zhang等人^[42]得到 $h_c \sim Ra^{-0.6}$, 这一理论预测也与他们的数值结果符合得很好.

4 粗糙壁面是否有利于实现“终极区间”

由于 Ra 数正比于系统高度的3次方, 自然界以及

图3 (网络版彩图)二维直接数值模拟得到的传热比 $Nu(h)/Nu(0)$ 与粗糙元高度 h/h_c 间的依赖关系, 这里 $Nu(0)$ 为光滑壁面对流系统的传热效率, Ra 数由 10^7 变化至 10^{11} ^[42]

Figure 3 (Color online) The ratio of $Nu(h)/Nu(0)$ as a function of h/h_c for Ra varying from 10^7 to 10^{11} for 2D simulations ^[42].

天体物理中的对流现象往往具有非常高的 Ra 数, 如太阳外层对流的 Ra 数高达 10^{23} . 从混合长理论出发, Kraichnan^[43]于1962年提出了“终极区间”理论, 认为在极高 Ra 数下, 系统边界层将由层流转变为湍流, 在考虑了黏性底层的对数修正后, Kraichnan给出了 $Nu \sim [Ra/(\ln Ra)^3]^{1/2}$ 的依赖关系. Kraichnan所预言的“终极区间”是否存在一直是热对流领域内的最核心问题, 大量的工作都试图寻找“终极区间”是否存在的证据^[7,19]. 然而, 由于实验中的有限对流槽高度以及数值模拟中计

图4 (网络版彩图)下导热板附近的温度边界层厚度 $\delta_b(x)$ (红色实线)的水平分布. 插图是相应的下导热板附近得到的瞬时温度(颜色)和速度(箭头)场. 数据来自(a)光滑对流槽和(b, c, d)粗糙对流槽, 其中粗糙元高度 $h/h_c =$ (b) 0.28, (c) 0.71, (d) 1.42 ^[42]

Figure 4 (Color online) The thermal boundary-layer thicknesses, $\delta_b(x)$ (red curves), in the z -direction near the bottom plate as a function of the horizontal position x/L , determined from the time-averaged temperature profiles using the “slope” method and obtained at $Ra=10^8$ for two-dimensional simulations. The insets show the corresponding instantaneous snapshots of the temperature (colour) and velocity (arrows) fields near the centre of the bottom plate. The data are obtained in the smooth cell (a) and in the rough cells with triangular roughness elements (black lines) of height $h/h_c =$ (b) 0.28, (c) 0.71 and (d) 1.42 ^[42].

算量的限制, 达到“终极区间”所要求的极高 Ra 数还是一件非常困难的事情.

在粗糙壁面系统中, 粗糙元的存在会破坏固壁附近的边界层结构, 因此粗糙壁面被认为可能有助于“终极区间”的实现. Roche等人^[44]以低温氦气为对流介质, 在 Ra 数大于 2×10^{12} 时实验观测到了 Nu 数与 Ra 数间满足 $1/2$ 的标度律. 这一标度律指数与Kraichnan的“终极区间”假设相一致, 但是缺少一个对数修正. Roche等人认为他们粗糙元的尺寸给系统引入了一个新的长度尺度, 从而破坏了对数速度剖面对 Nu 数的对数修正. Qiu等人^[45]和Xie等人^[46]以水为对流介质, 也观测到了 Nu 数与 Ra 数间标度律指数的增加.

最近, Toppaladoddi等人^[47]应用直接数值模拟在 Ra 数 $4 \times 10^6 < Ra < 3 \times 10^9$ 区间内研究了尺寸按正弦函数分布的粗糙元结构对系统传热的影响. 他们保持粗糙元高度不变, 改变正弦函数的波长(即粗糙元间隔), 发现存在一个所谓的最优波长, 在此波长下 Nu 数与 Ra 数间近似满足 $1/2$ 的标度律关系(图5). 基于此, Toppaladoddi等人宣称可以利用粗糙壁面使得对流系统提前进入“终极区间”. 然而, 在如此低的 Ra 数下观测到所谓的“终极区间”是非常奇怪的, 因为理论研究表明“终极区间”的 $1/2$ 标度律指数只有在 Ra 数趋向于无穷大时才能被观测到^[48].

图5 (网络版彩图)利用函数 $Nu-1=A \times Ra^\beta$ 拟合得到的标度律指数 β 与粗糙元波长 λ 间的依赖关系. 数值模拟的数据用圆圈表示, 实线是函数 $\beta=0.54x^{1.17}e^{-x}+0.28$ 的拟合结果, 这里 $x=\lambda/\lambda_{opt}$. 当 $\lambda_{opt}=0.1$ 时, β 达到最大值 $\beta_{max}=0.483$. 当 $\lambda=1$ 时, 由于有限尺寸效应 β 比0.28稍大一点^[47].

Figure 5 (Color online) The exponent in the scaling law $Nu-1=A \times Ra^\beta$ as a function of roughness wavelength λ . Data from simulations are the circles and the line is a fit using $\beta=0.54x^{1.17}e^{-x}+0.28$, where $x=\lambda/\lambda_{opt}$. At $\lambda_{opt}=0.1$, we find a maximum $\beta_{max}=0.483$. For $\lambda=1$, β is slightly larger than 0.28 because of finite-size effects.

Zhu等人^[49]采用与Toppaladoddi等人相同的粗糙元结构, 但是将系统 Ra 数扩展到了 10^{12} . 他们发现, 在长达4个数量级的 Ra 数范围内, $Nu(Ra)$ 函数关系可以分为两个区间(图6). 在 Ra 数相对较低的区间I, $Nu-Ra$ 标度律指数可以达到 $1/2$. 但是他们认为, 这个 $1/2$ 的标度律指数并不意味着“终极区间”的实现, 这是因为继续增加 Ra 数, 系统会达到第二个区间, 此时 $Nu-Ra$ 标度律指数重新回归到 $1/3$ 附近. 区间I到区间II的转变被认为是由湍流区间和边界层区间的相互竞争所造成的, 即随着 Ra 数的增加, 系统由湍流区间控制重新回归到经典的边界层控制. 由此, Zhu等人认为 $1/2$ 的局部标度律指数并不能作为到达“终极区间”的标志.

5 结论与展望

综上所述, 目前RB湍流热对流系统中关于粗糙壁面的研究还主要局限在考虑壁面粗糙度对系统整体热输运效率的影响, 而粗糙壁面对湍流结构(如羽流等浮力驱动湍流结构和大尺度环流等大尺度湍流结构等)的生成、演化及其作用的研究还相对较少, 还有以下3方面的问题亟待解决.

(1) 粗糙壁面对湍流输运的影响. 如前所述, 对于

图6 (网络版彩图)光滑边壁对流槽和不同高度粗糙元对流槽中得到的 $Nu(Ra)$. 光滑对流槽中得到的标度律指数为 $\beta=0.29 \pm 0.01$. 粗糙边壁结果可以分为两个区间, 区间I的标度律指数为 $\beta=0.50 \pm 0.02$, 区间II为 $\beta=0.33 \pm 0.01$. 插图是基于区间I标度律指数的补偿图, 平台代表了 $1/2$ 的标度律关系^[49].

Figure 6 (Color online) $Nu(Ra)$ for rough cases of aspect ratio $\lambda/h \approx 1$ at $h/L=0.05, 0.10$ and 0.15 , in comparison to the smooth case, for which the scaling is exponent is $\beta=0.29 \pm 0.01$, crossing four decades. For the rough cases, although the heights of the rough elements are different, two regimes can be identified: Regime I, $\beta=0.50 \pm 0.02$ and Regime II, $\beta=0.33 \pm 0.01$. The inset shows the compensated plot and the plateau demonstrates the robustness of $1/2$ scaling in Regime I ^[49].

粗糙壁面是否有利于“终极区间”的实现, 不同的实验和数值工作给出了不同的结果, 已有的工作也表明, 观测到的标度律指数的增加并不能代表“终极区间”的到达^[49]. 根据Kraichnan的理论, 在“终极区间”内, 系统的 Ra 数非常大, 此时系统边界层由层流转变为湍流. 从而湍流边界层是系统是否达到“终极区间”的最重要判据之一. 因此, 对“粗糙壁面是否有利于‘终极区间’的到达”这一问题的最终回答, 有赖于对系统边界层的精细测量.

(2) 粗糙壁面对湍流结构的影响. 已有的工作表明, 粗糙元的尖端有利于羽流等湍流结构的生成和分离^[32,49]. 在光滑壁面封闭系统内, 羽流结构具有两种不同的几何形态, 即蘑菇状羽流和片状羽流, 这两种不同形态的羽流结构相互演变发展^[50]. 但是, 粗糙元的存在不可避免地将会改变羽流的几何形态, 如存在于上下导板附近的片状羽流在粗糙壁面系统中是否仍然存在, 还有待实验和数值工作的进一步检验. 此外, 目前关于粗糙元对湍流结构演化发展的研究还相对较少. 由于粗糙元的尖端有利于羽流等湍流结构的生成和分

离, 当粗糙元足够大时, 这些分离的羽流结构可能会严重影响系统的大尺度环流, 使其由单涡旋结构向多涡旋结构进行演化发展, 这些演化发展的具体动力学过程也有待进一步的研究揭示.

(3) 粗糙壁面几何结构及其对称性对流动结构的影响. 目前几乎所有针对粗糙壁面湍流的研究都是基于几何对称的粗糙元而展开的. 然而, 自然界和很多工程问题中实际遇到的粗糙元通常都不具有对称的几何结构. 关于几何非对称粗糙元的研究目前还几乎属于一个空白的状态. 最近, Jiang等人^[51]研究了非对称型锯齿状粗糙结构对湍流对流系统的传热和流动的影响, 他们首次把费曼-斯莫卢霍夫斯基棘轮棘齿想法引入到RB湍流热对流系统中, 发现可以通过对粗糙元几何形状及其对称性的改变, 来实现对流动结构及系统整体热输运效率的控制, 基于此实验, 他们发现了新奇的现象并且给出了物理解释. 如何通过对粗糙元几何形状及其对称性的改变, 以实现湍流结构乃至对多湍流态结构的调控, 这是封闭湍流系统内的一个极具挑战性的研究课题.

参考文献

- 1 Hagen G. Über den Einfluss der Temperatur auf die Bewegung des Wassers in Röhren. Berlin: Math Abh Akad Wiss, 1854, 17–98
- 2 Darcy H. Recherches Experimentales Relatives au Movement de L'eau Dans les Tuyaux. Paris: Mallet-Bachelier, 1857, 268
- 3 Raupach M R, Antonia R A, Rajagopalan S. Rough-wall turbulent boundary layers. *Appl Mech Rev*, 1991, 44: 1–25
- 4 Jimenez J. Turbulent flows over rough walls. *Annu Rev Fluid Mech*, 2004, 36: 173–196
- 5 Tennekes H, Lumley J L. A First Course in Turbulence. Cambridge: MIT Press, 1972
- 6 Grossmann S, Lohse D. Scaling in thermal convection: A unifying theory. *J Fluid Mech*, 2000, 407: 27–56
- 7 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](#)
- 8 Grossmann S, Lohse D, Sun C. High-Reynolds number Taylor-Couette turbulence. *Annu Rev Fluid Mech*, 2016, 48: 53–80
- 9 Biferale L, Perlekar P, Sbragaglia M, et al. Convection in multiphase fluid flows using lattice Boltzmann methods. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 104502, arXiv: [1111.0905](#)
- 10 Kadanoff L P. Turbulent heat flow: Structures and scaling. *Phys Today*, 2001, 54: 34–39
- 11 Lohse D, Xia K Q. Small-scale properties of turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Annu Rev Fluid Mech*, 2010, 42: 335–364
- 12 Hughes G O, Griffiths R W. Horizontal convection. *Annu Rev Fluid Mech*, 2008, 40: 185–208
- 13 Bénard H. Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide. *Rev Gen Sci Pure Appl*, 1900, 11: 1261–1271
- 14 Rayleigh L. On convection currents in a horizontal layer of fluid when higher temperature is on the underside. *Philos Mag J Sci*, 1916, 32: 529–546
- 15 du Puits R, Li L, Resagk C, et al. Turbulent boundary layer in high rayleigh number convection in air. *Phys Rev Lett*, 2014, 112: 124301
- 16 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
- 17 van der Poel E P, Verzicco R, Grossmann S, et al. Plume emission statistics in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *J Fluid Mech*, 2015, 772: 5–

- 18 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 Fluid Mech*, 2004, 503: 47–56
- 19 Chillà F, Schumacher J. New perspectives in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Eur Phys J E*, 2012, 35: 58
- 20 Malkus W V R. The heat transport and spectrum of thermal turbulence. *Proc R Soc A-Math Phys Eng Sci*, 1954, 225: 196–212
- 21 Castaing B, Gunaratne G, Kadanoff L, et al. Scaling of hard thermal turbulence in Rayleigh-Bénard convection. *J Fluid Mech*, 1989, 204: 1–30
- 22 Grossmann S, Lohse D. Fluctuations in turbulent Rayleigh-Bénard convection: The role of plumes. *Phys Fluids*, 2004, 16: 4462–4472
- 23 Siggia E D. High Rayleigh number convection. *Annu Rev Fluid Mech*, 1994, 26: 137–168
- 24 Stevens R J A M, van der Poel E P, Grossmann S, et al. The unifying theory of scaling in thermal convection: The updated prefactors. *J Fluid Mech*, 2013, 730: 295–308, arXiv: [1301.7096](#)
- 25 Xia K Q, Lam S, Zhou S Q. Heat-flux measurement in high-Prandtl-number turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Phys Rev Lett*, 2002, 88: 064501
- 26 Wang J J, Xia K Q. Advances in experimental investigation of Rayleigh-Bénard convection turbulent convection (in Chinese). *Adv Mech*, 1999, 29: 557–566 [王晋军, 夏克青. Rayleigh-Bénard湍流对流实验研究进展. *力学进展*, 1999, 29: 557–566]
- 27 Zhou Q, Sun C, Xi H D, et al. Various issues in turbulent thermal convection (in Chinese). *Physics*, 2007, 36: 657–663 [周全, 孙超, 郗恒东, 等. 湍流热对流中的若干问题. *物理*, 2007, 36: 657–663]
- 28 Zhou Q, Xia K Q. Advances and outlook in turbulent Rayleigh-Bénard convection convection (in Chinese). *Adv Mech*, 2012, 42: 231–251 [周全, 夏克青. Rayleigh-Bénard湍流热对流研究的进展、现状及展望. *力学进展*, 2012, 42: 231–251]
- 29 Xia K Q. Current trends and future directions in turbulent thermal convection. *Theor Appl Mech Lett*, 2013, 3: 052001
- 30 Shen Y, Tong P, Xia K Q. Turbulent convection over rough surfaces. *Phys Rev Lett*, 1996, 76: 908–911
- 31 Du Y B, Tong P. Enhanced heat transport in turbulent convection over a rough surface. *Phys Rev Lett*, 1998, 81: 987–990
- 32 Du Y B, Tong P. Turbulent thermal convection in a cell with ordered rough boundaries. *J Fluid Mech*, 2000, 407: 57–84
- 33 Stringano G, Pascazio G, Verzicco R. Turbulent thermal convection over grooved plates. *J Fluid Mech*, 2006, 557: 307–336
- 34 Li X, Meng J, Li Z. Roughness enhanced mechanism for turbulent convective heat transfer. *Int J Heat Mass Transfer*, 2011, 54: 1775–1781
- 35 Salort J, Liot O, Rusaouen E, et al. Thermal boundary layer near roughnesses in turbulent Rayleigh-Bénard convection: flow structure and multistability. *Phys Fluids*, 2014, 26: 015112
- 36 Rusaouën E, Liot O, Castaing B, et al. Thermal transfer in Rayleigh-Bénard cell with smooth or rough boundaries. *J Fluid Mech*, 2018, 837: 443–460
- 37 Tisserand J C, Creysse M, Gasteuil Y, et al. Comparison between rough and smooth plates within the same Rayleigh-Bénard cell. *Phys Fluids*, 2011, 23: 015105
- 38 Wei P, Chan T S, Ni R, et al. Heat transport properties of plates with smooth and rough surfaces in turbulent thermal convection. *J Fluid Mech*, 2014, 740: 28–46
- 39 Villiermaux E. Transfer at rough sheared interfaces. *Phys Rev Lett*, 1998, 81: 4859–4862
- 40 Shishkina O, Wagner C. Modelling the influence of wall roughness on heat transfer in thermal convection. *J Fluid Mech*, 2011, 686: 568–582
- 41 Wagner S, Shishkina O. Heat flux enhancement by regular surface roughness in turbulent thermal convection. *J Fluid Mech*, 2015, 763: 109–135
- 42 Zhang Y Z, Sun C, Bao Y, et al. How surface roughness reduces heat transport for small roughness heights in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *J Fluid Mech*, 2018, 836: R2
- 43 Kraichnan R H. Turbulent thermal convection at arbitrary Prandtl number. *Phys Fluids*, 1962, 5: 1374–1389
- 44 Roche P E, Castaing B, Chabaud B, et al. Observation of the $\frac{1}{2}$ power law in Rayleigh-Bénard convection. *Phys Rev E*, 2001, 63: 045303
- 45 Qiu X L, Xia K Q, Tong P. Experimental study of velocity boundary layer near a rough conducting surface in turbulent natural convection. *J Turbul*, 2005, 6: N30–30
- 46 Xie Y C, Xia K Q. Turbulent thermal convection over rough plates with varying roughness geometries. *J Fluid Mech*, 2017, 825: 573–599, arXiv: [1703.03137](#)
- 47 Toppaladoddi S, Succi S, Wettlaufer J S. Roughness as a route to the ultimate regime of thermal convection. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 074503, arXiv: [1701.05133](#)
- 48 Goluskin D, Doering C R. Bounds for convection between rough boundaries. *J Fluid Mech*, 2016, 804: 370–386, arXiv: [1604.08515](#)

- 49 Zhu X, 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. *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 154501, arXiv: [1704.05126](#)
- 50 Zhou Q, Sun C, Xia K Q. Morphological evolution of thermal plumes in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Phys Rev Lett*, 2007, 98: 074501
- 51 Jiang H, Zhu X, Mathai V, et al. Controlling heat transport and flow structures in thermal turbulence using ratchet surfaces. *Phys Rev Lett*, 2018, 120: 044501, arXiv: [1712.09303](#)

Progresses in turbulent Rayleigh-Bénard convection over rough surfaces

ZHU Xu¹, ZHANG Yi-Zhao¹, ZHOU Quan^{1*} & SUN Chao²

¹ Shanghai Institute of Applied Mathematics and Mechanics and Shanghai Key Laboratory of Mechanics in Energy Engineering, Shanghai University, Shanghai 200072, China;

² Center for Combustion Energy and Department of Thermal Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China

Turbulent convection over a rough surface is a common scenario that one often encounters in nature and in many industrial processes. It is of great interest and especially useful to reveal the properties of this type of flow. In this paper, we present an overview of recent progresses in turbulent Rayleigh-Bénard convection over rough surfaces, including how surface roughness enhances/reduces the global heat transfer through the system, whether roughness could be used as a route to the ultimate regime of thermal convection. We also point out the main remaining issues and challenges and giving an outlook on the future development. Rough surface to affect the turbulent transport need to further research, based on exquisite measurement of boundary layers. Rough surface causes plumes generating and separating, and at the same time evolution of one-roll state and multi-roll state in the large scale circulation, is seldom studied. Structure of rough surface lead to symmetry influence on flow structure, which requires further probe.

turbulent thermal convection, rough surfaces, turbulent transport

PACS: 47.27.Te, 05.60.+w, 44.25.+f, 47.27.Nz

doi: [10.1360/SSPMA2018-00166](#)