

湍流热对流中的若干问题*

周全 孙超 郗恒东 夏克青†

(香港中文大学物理系 香港新界沙田)

摘要 对流是自然界中的一种常见现象,与人们的日常生产、生活息息相关。作为湍流和非线性系统的一个简单模型,在20世纪90年代以后,人们对热对流进行了系统而深入的研究。然而,直到现在,人们对湍流热对流的规律和本质仍然所知有限。文章主要从湍流传热、相干结构、大尺度环流和湍流中脉动量的小尺度统计等四个方面,简要地介绍了近年来湍流热对流的一些新进展。

关键词 湍流, 对流, 传热, 流动结构, 热羽流, 小尺度湍流

Various issues in turbulent thermal convection

ZHOU Quan SUN Chao XI Heng-Dong XIA Ke-Qing†

(Department of Physics, The Chinese University of Hong Kong, Shatin, Hong Kong, China)

Abstract Thermal convection, which has attracted much attention in the past two decades, is a common phenomenon occurring in nature and in many engineering applications. Despite extensive studies of various aspects of convection, our knowledge about its nature remains incomplete. This paper presents an overview of new advances in the studies of turbulent thermal convection mainly from four areas: turbulent heat transport, coherent structures, large-scale circulation, and turbulent fluctuations in small-scale turbulence.

Keywords turbulence, convection, heat transport, coherent structures, thermal plume, small-scale turbulence

1 引言

在过去的几十年里,很多从事流体力学研究的科学工作者把他们的精力放在一个封闭的对流系统中的流体运动上^[1-5](其中文献[5]是Kadanoff于2001年在《Physics Today》上发表的综述文章,该文从热相干结构和标度律关系的角度详尽地介绍了作为典型的复杂非线性系统之一的湍流热对流在最近十几年的新进展)。这个从众多自然现象中抽象出来的对流模型被称为Rayleigh-Bénard(RB)系统。图1向我们展示了RB系统的卡通图:在封闭的对流槽内,加热下底板,冷却上底板,保持上下底板的温度差 ΔT 恒定。对流槽底部(顶部)的流体元被加热(冷却)后,其体积变大(减小),密度减小(增大)。在浮力的作用下,热流体元上升而冷流体元下降。当 ΔT 很小时,槽内流体处于静止状态,系统主

要通过热传导的方式输运热量;随着 ΔT 的逐渐增大,槽内流体呈现出规则的对流状态;当 ΔT 继续增大时,槽内流体的运动逐渐向湍流转变;当 ΔT 足够大时,槽内流体展现出非常复杂的无规则运动模式,形成湍流热对流。对充分发展的对流而言,在其上下底板附近存在很薄的温度边界层,冷热羽流分别从上下温度边界层中生成,并在浮力的作用下运动,在运动过程中,冷热羽流自组织形成大尺度环流(类似的物理图像详见参考文献^[5,6])。

RB系统的动力学过程由三个偏微分方程决定,即连续性方程:

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (1)$$

Boussinesq 方程:

* 香港特区研究资助局(Hong Kong Research Grants Council)批准号:CUHK403003,403705)资助项目

2007-06-07 收到初稿 2007-07-12 收到修改稿

† Email: kxia@phy.cuhk.edu.hk

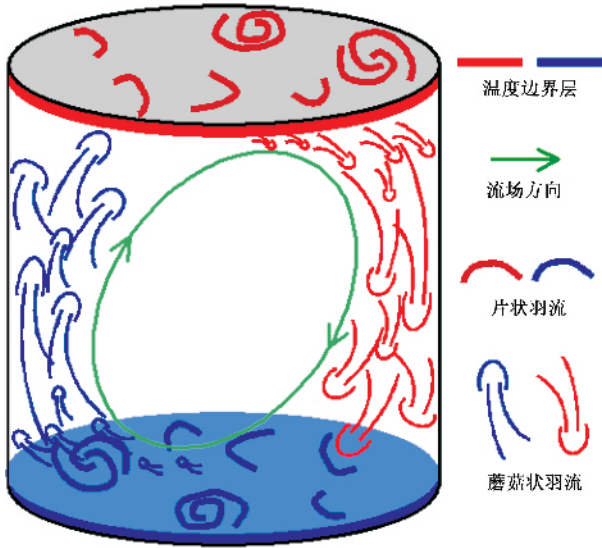


图1 RB系统卡通图(红色代表低温流体,蓝色代表高温流体)

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{v} + g\alpha \delta T \hat{z}, \quad (2)$$

热输运方程:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T = \kappa \nabla^2 T, \quad (3)$$

式中 $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ 和 $T(\mathbf{r}, t)$ 分别代表速度场和温度场, p 为压强, \hat{z} 是竖直方向单位矢量, g 为重力加速度, ρ, ν, α 和 κ 分别是槽内流体的密度、粘滞系数、热膨胀系数和热扩散系数。此外 $\delta T = T - T_0$, 其中 T_0 是对流槽的平均温度。这些偏微分方程将速度场、温度场和压强场在时间和空间上的变化率联系起来, 分别描述了 RB 封闭系统的质量守恒、动量守恒和能量守恒。如果将这些控制方程无量纲化, 我们可以得到 RB 系统的两个控制参数: Rayleigh 数 ($Ra = \alpha g H^3 \Delta T / (\nu \kappa)$) 和 Prandtl 数 ($Pr = \nu / \kappa$), 定义中 H 为对流槽高度, Ra 为无量纲化的温差, 表征湍流强度的大小, Ra 越大, 湍流度越高; Pr 是流体本身的属性, 表征流体的动量扩散和热扩散之间的相对强弱。在实际的 RB 系统中, 对流槽有一定的尺寸, 因此我们引入第三个控制参数——宽高比 Γ 来描述对流槽的几何形状, 其定义为 $\Gamma = D/H$, 其中 D 为对流槽水平方向的尺度(如圆柱形对流槽的横截面直径)。RB 系统的两个响应参数是 Reynolds 数 ($Re = \nu H / \nu$) 和 Nusselt 数 ($Nu = J / (\lambda \Delta T / H)$), 定义中 λ 为槽内流体的热导率, Nu 表征对流传热的效率, 为通过对流槽的实际热通量 J 与系统中仅存在热传导时的热通量 ($\lambda \Delta T / H$) 之间的比值。

对于 RB 系统, 人们主要关心以下四个问题, 即

湍流传热、相干结构、大尺度环流和湍流中脉动量的小尺度统计。本文将针对这四个问题, 简要地介绍近年来湍流热对流的一些新进展。

2 湍流传热

湍流热对流的传热效率可以用 Nu 来表示。作为 RB 系统重要的响应参数, Nu 可以看成系统控制参数 Ra , Pr 和 Γ 的函数, 即 $Nu = Nu(Ra, Pr, \Gamma)$ 。

2.1 Nu 与 Ra 和 Pr 的关系

当流体静止时, 系统仅通过热传导传热, 此时 $Nu = 1$; 当对流发生时, 流体的对流使得传热效率急剧增加, 此时 Nu 是 Ra 的函数, 随着 Ra 的增大而增大。人们一般认为, RB 系统的控制参数和响应参数之间存在着简单的标度律关系, 对于 $Nu = Nu(Ra, Pr)$ 而言, 这个关系可以写成 $Nu \sim Pr^\alpha Ra^\beta$ 。

早期的边界稳定理论认为, 对流的温度边界层始终稳定, 基于温度边界层的 Rayleigh 数 $Ra_\delta = \alpha g \delta^3 \Delta T / (\nu \kappa)$ 为一恒定的临界值, 定义中 δ 为温度边界层厚度。基于这个观点, Malkus^[7] 在 1954 年导出 $\alpha = 0$ 和 $\beta = 1/3$, 即 $Nu \sim Ra^{1/3}$, 这个预测也与早期的实验结果相符。1989 年, Libchaber 研究组^[1] 以低温氦气为介质, 在高 $Ra (> 4 \times 10^7)$ 对流中测得 $\beta = 2/7$, 随即他们提出混和区理论以解释这个新的标度律指数。混和区理论将 RB 系统分为三个区域, 即温度边界层、混和区和中央区域, 并认为冷热羽流从上下温度边界层产生, 在混和区内混和合并, 然后进入中央区域。利用羽流在不同区域内温度和速度之间的关系, Castaing 等人导出 $\alpha = -1/2$ 和 $\beta = 2/7$, 即 $Nu \sim Pr^{-1/2} Ra^{2/7}$ 。1990 年, Shraiman 和 Siggia^[8] 利用大尺度环流在上下底板附近的性质, 同样从理论上推导出 $\beta = 2/7$, 但是, 他们预测的 α 值为 $-1/7$ 。

随着实验精度的不断提高, 人们逐渐发现很难只用一个简单的标度律关系来表达 Nu 与 Ra 和 Pr 之间的关系。例如, 人们从实验中测得在相当宽的 Ra 范围内, 标度律指数 β 本身就是 Ra 和 Pr 的函数, 并随着 Ra 的增大而增大^[9,10]。2000 年, Grossmann 和 Lohse^[4,11] 提出著名的 GL 模型, 给出 Nu 与 Ra 和 Pr 之间关系的二维相图。他们将系统总能量耗散率 ε 和总温度耗散率 χ 分解为边界层和中央区域的贡献, 即 $\varepsilon = \varepsilon_{BL} + \varepsilon_{bulk}$ 和 $\chi = \chi_{BL} + \chi_{bulk}$, 其中 ε_{BL} 和 χ_{BL} 分别代表边界层对 ε 和 χ 的贡献, 而 ε_{bulk}

和 χ_{bulk} 为中央区域对 ε 和 χ 的贡献。对于不同的参数区间(即 Ra 和 Pr 的范围不同),边界层和中央区域对 ε 和 χ 的贡献不同,而由此得到的 Nu 与 Ra 和 Pr 之间的关系也不同。例如,当 $Ra < 1 \times 10^8$, $Pr < 1$ 时, $\varepsilon_{\text{BL}} \ll \varepsilon_{\text{bulk}}$, 而 $\chi_{\text{BL}} \gg \chi_{\text{bulk}}$, 此时 $\varepsilon \approx \varepsilon_{\text{bulk}}$, 而 $\chi \approx \chi_{\text{BL}}$, 由此可以推导出 $Nu = 0.37Ra^{1/5}Pr^{1/5}$ 。GL 模型给出了一个新的物理图像,用来解释对流的传热问题,其在不同参数区间内的预测先后被很多实验验证。Alhers 和 Xu^[12]在区间 $3 \times 10^7 \leq Ra \leq 10^{11}$ 和 $4 \leq Pr \leq 34$ 内,夏克青、林霄和周生启^[13]在区间 $2 \times 10^7 \leq Ra \leq 3 \times 10^{10}$ 和 $4 \leq Pr \leq 1350$ 内,分别测得了与 GL 模型预测值相符的 Nu ;此外,夏克青等人^[13]的结果还明确地显示了当 $Pr > 1$ 时, Nu 随着 Pr 的增加而减小,即 $\alpha < 0$;夏克青研究组^[10]在区间 $1 \times 10^7 \leq Ra \leq 5 \times 10^{12}$ 内和 $Pr = 4.3$ 时,发现可以用 $Nu = C_1Ra^{1/5} + C_2Ra^{1/3}$ 来拟合 Nu 和 Ra 之间的关系,其中 C_1 和 C_2 是两个待定参数,其数值反映了两个区间的相对重要性。

自然界中的热对流普遍具有极高的 Ra ,例如海洋对流的 Ra 可以高达 10^{21} 。对于如此高的 Ra ,很多热脉动、热结构和热过程都可以被忽略,此时对流可能会以完全不同的方式传热。因此,在极高的 Ra 区间内的对流传热问题一直被理论和实验所关注。1962年,Kraichnan^[14]提出在极限的 Ra 下(终极区间),极热的流体元会像子弹一样从下板向上板喷射,同时其所具有的 $\alpha g \Delta T$ 的热势能被转化为动能,此时对流的边界层将会变成湍流而不再保持层流运动,据此,他推导出 $\beta = 1/2$ 。但是,如此高的 Ra 很难在实验室中达到,人们无法直接从实验中测得在这个终极区间内的 Nu 到底是多少。就目前的实验结果而言,人们的确发现了 β 随着 Ra 的增大而增大^[9,10]。那么,这会不会意味着在终极区间内 $1/2$ 的标度律关系确实存在呢?这是向流体工作者提出的又一个挑战。

2.2 Nu 与 Γ 的关系

由于实验上的困难,直到最近人们才系统地研究了 Nu 和 Γ 之间的关系。2005年,Alhers 研究组^[9,15]和夏克青研究组^[10]分别独立地在不同 Γ 的对流槽中进行了高精度 Nu 测量,他们的结果显示 Nu 和 Γ 之间的相互依赖关系非常弱。此外,夏克青研究组还发现,当 $\Gamma > 10$ 时, Nu 已经完全独立于 Γ 。图2为夏克青研究组对流传热测量的实验装置图。

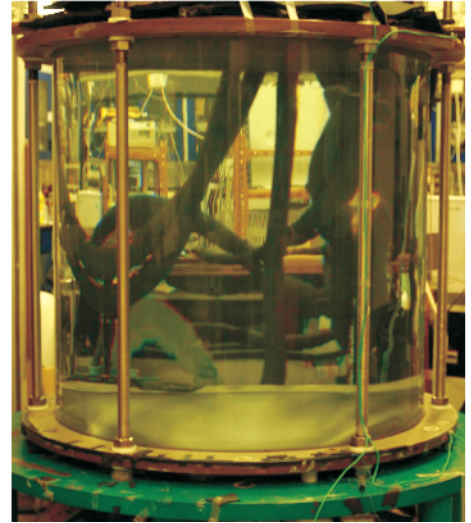


图2 夏克青研究组高精度对流实验装置图。图中所示为直径1m的圆柱形对流槽,其 $\Gamma = 1$,上下底板为3cm厚铜板,边壁为2.5cm厚有机玻璃

3 相干结构

湍流中的一个重要课题就是对相干结构的研究,这些相干结构有序地出现在无序的湍流背景中。热对流中的相干结构是一种被称为羽流(plume)的局部热结构,它产生于上下温度边界层,其温度高于(热羽流)或低于(冷羽流)流体的背景温度。尽管已经有很多工作研究羽流的性质,然而,我们对羽流本质的了解仍然相当有限。实验研究表明,在对流槽中至少存在两种不同形态的羽流:从上部俯视,人们可以看到片状羽流(图3(a));从侧面观测,人们可以看到蘑菇状羽流(图3(b))。对羽流而言,人们主要关心的问题有:在形态学上,两种羽流之间是如何演化发展的;在几何学上,两种羽流的几何特征是怎样的;在传热学上,羽流是如何影响对流传热的标度律关系的。

3.1 形态演化

片状羽流最早是由 Tanaka 和 Miyata^[16]于1980年利用电化学观测技术在对流槽下底面附近发现的。目前,人们利用热敏液晶技术^[17,18]观测到,蘑菇状热(冷)羽流从下(上)向上(下)撞击上(下)底板,撞击后的流体向四面散开,形成波浪,波前在水平面内传播时被上(下)底板和冷(热)温度边界层逐渐冷却,形成片状冷(热)羽流。这些片状冷(热)羽流相遇或遇到对流槽边壁,由于不同的冷(热)羽流具有不同方向的动量,从而在相互作用后形成漩

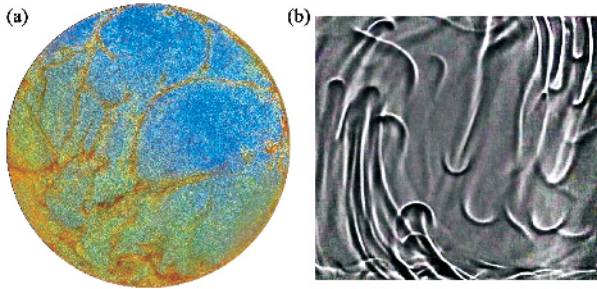


图3 (a)以水($Ra = 2 \times 10^9, Pr = 5.4$)为介质,在离上底板2mm处,利用热敏液晶技术拍摄到的对流槽俯视图,图中红色曲线代表温度较低的片状冷羽流,绿色和蓝色表示温度较高的背景流体;(b)以二丙二醇(dipropylene glycol, $Ra = 6.8 \times 10^8, Pr = 596$)为介质,用阴影法拍摄到的对流槽侧视图,图中蘑菇状羽流清晰可见

涡,这些漩涡由于被冷却(加热)而向下(上)运动,形成蘑菇状冷(热)羽流,因此,对流槽中蘑菇状羽流具有很强的竖直涡度^[18,19]。由于相互间的作用,蘑菇状冷(热)羽流在对流槽的混和区内互相混和集聚,最终形成大股冷(热)羽流共同向下(向上)运动^[18,20]。此外,周全、孙超和夏克青^[18]还直接测量发现在羽流密集区域内温度和竖直涡度之间存在着很高的关联度,从而在实验上定量地证明了湍流热对流中的蘑菇状羽流具有很强的竖直涡度。

3.2 几何特征

羽流是一个三维物体,具有三维几何结构。但是由于实验上提取三维几何结构的困难性,人们通常只能研究羽流结构的一维和二维特征,例如:1993年,Gollub研究组^[21]利用热敏液晶技术发现二维温度场等温线(即羽流表面)曲率满足伸展指数分布;2002年,周生启和夏克青^[22]从对流槽边壁附近测得的温度时间序列中提取出蘑菇状羽流信号,分析发现蘑菇状羽流面积符合对数正态分布;2007年,周全、孙超和夏克青^[18]利用热敏液晶技术发现片状羽流的周长、面积以及“热含量”均满足对数正态分布。进一步的工作是如何提取羽流的三维结构并分析其几何特征,这将对流体工作者的又一个挑战。

3.3 羽流传热

2003年,夏克青研究组^[23]测量了对流槽中不同位置的局部传热,他们发现,在边壁附近,羽流密集区域内的局部传热远大于中央区域羽流稀疏区域内的局部传热。他们的结果意味着对流中的热量主要是由冷热羽流传递带走的。然而,就目前而言,我们还不清楚羽流到底是如何影响并决定对流传热的

标度律关系,或者说我们还不清楚随着 Ra 的升高,羽流的几何和统计性质(面积、“热含量”、数量等等)是如何变化以及这些变化对 $Nu \sim Ra^\beta$ 关系有何启示,这些问题有待进一步的实验研究和分析。

4 大尺度环流

如果我们冷却并加热载有静止流体对流槽的上下底板,开始时很多单个冷热羽流会在底板附近形成,并在浮力的作用下沿着竖直方向运动。竖直运动的羽流带动周围的流体反向运动形成涡流。在涡流的作用下,流体产生水平方向运动,单个羽流不再保持竖直运动,而是摇摆地向上向下运动。相邻羽流之间通过各自产生的涡流互相混和作用,聚集在一起,形成更大尺度的涡流。这一自组织过程完成了羽流的空间分布(如图1所示,热羽流沿着左边向上运动,冷羽流从右边向下运动),并最终形成准二维单圈结构的大尺度环流(LSC)^[24]。郗恒东、林霄和夏克青^[24]利用阴影法和直接二维速度测量等流动显示方法,于2004年第一次观测到了这一羽流自组织形成LSC的过程,并发现LSC的形成是由于羽流之间以及他们产生的涡流之间的相互作用。根据图4所示的在对流槽中LSC面内测得的时间平均速度场^[25,26],我们可以看到,LSC形如一个倾斜的椭圆,其长轴指向对流槽的对角线方向,而在短轴指向的对流槽两角上,存在两个反向小涡流。

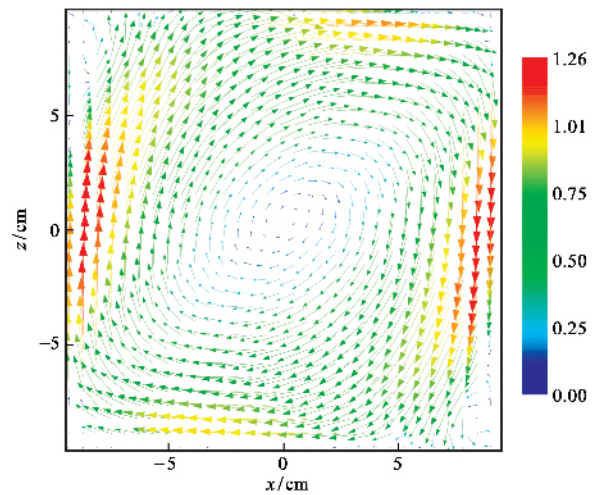


图4 以水($Ra = 7 \times 10^9, Pr = 4.3$)为介质,利用PIV技术在对流槽中LSC面内测得的时间平均速度场(图中箭头方向代表速度方向,速度大小由箭头长度和颜色共同表示,其单位为 cm/s)

湍流热对流的一个显著特征就是存在这种自组织的大尺度环流,自从它于1981年被Krishnamurti和Howard^[27]两人发现以来,人们对其性质进行了

广泛的研究,这些研究主要包括:速度边界层属性^[28-31]、环流速度与 Ra 和 Pr 之间的标度律关系^[1, 2, 4, 8, 11, 32]、环流的空间结构分布、运动模式、流动结构以及和湍流传热之间的关系^[6, 25, 26, 33-38]等等。下面我们将详细地介绍 LSC 的运动模式。

由于对流槽的轴对称性,准二维结构的 LSC 在圆柱形对流槽中可以做角向运动,即 LSC 所在平面以圆柱中心轴为对称轴沿角向做旋转运动(rotation),LSC 的这种角向运动最早是由 Ciliberto 研究组^[33, 34]在水银中观测到的。LSC 的角向运动是整体的无规则的布朗运动,同时伴随着净的角向转动(net rotation)^[37-40]。而 LSC 面靠近上下地板的部分,相对中间高度的部分在不停地做周期性的角向扭动,在任一时刻,其靠近上下地板部分的扭动方向相反,其扭动周期等于流体元在 LSC 面内运动一周所需时间,并随 Ra 的增大而减小^[41]。LSC 面做角向运动时,其方位角分布并不均匀,存在着一个被称为最概然方位角(preferred orientation)的方向,LSC 好像被“锁定”在这个方向附近振动,而 LSC 在其他方向上的停留均可被看做“过渡状态”^[39, 42]。到目前为止,对于 LSC 的净转动和最概然方位角存在的物理机制并没有一个公认的合理解释。2006 年, Brown 和 Ahlers^[43]认为,地球自转所产生的科里奥利力是一种可能的机制。作用在上下底板附近沿水平方向运动的 LSC 上的科里奥利力产生了 LSC 的净转动,而作用在边壁附近沿竖直方向运动的 LSC 上的科里奥利力产生了最概然方位角。然而,这个机制并不能在作用力的量级上解释何以如此小的科里奥利力可以产生可观的 LSC 净转动,也不能解释为何不同实验所观测到的最概然方位角不同^[39]以及 $\Gamma = 0.5$ 的 RB 系统中观察到的最概然方位角并不明显^[44]。

除了角向运动,还存在一种不同机制的运动模式,被称为 LSC 的停止(cessation)^[39, 40, 44]。当进行角向运动时,LSC 连续地从某一方位角旋转到另一新的方位角,在此过程中,LSC 面内的流场强度基本不变。而当 LSC 的停止发生时,其面内流体运动突然停止,LSC 消失,然后在一个新的方向重新形成 LSC,如果新旧 LSC 的方向之间相差 180 度,事实上就是 LSC 流向反转,被称为 LSC 的反转(reversal)^[33, 40, 44, 45]。流向反转在流体力学中是极为重要的一类问题,很多湍流系统都存在着流向反转现象。而自然界中存在的大气环流反转^[46]、海洋环流反转和由外地核对流反转所引起的地球磁场反转^[47]等,

都意味着对这一类问题的研究将具有极其重要的实际应用价值。由于简单的边界条件和易于控制的特性,RB 系统可以作为一个简单的模型被用来研究流向反转现象。然而,前人的实验要么得到的流向反转事件有不确定性^[45],要么得到的流向反转事件数太少,不足以做统计研究^[40]。最近,郗恒东和夏克青^[44]发现 LSC 的反转(停止)在 $\Gamma = 0.5$ 的对流槽中发生的频率比在 $\Gamma = 1$ 的对流槽中发生的频率大一个数量级。这样,足够多的流向反转事件使得他们得以有机会研究其统计性质,他们发现 LSC 的反转(停止)的发生满足泊松过程,即连续两次事件的发生相互独立。同时,他们还观测到如果 LSC 的停止(反转)的强度越强,那么 LSC 就会保持较长时间的稳定(较长时间不发生反转(停止))。令人惊奇的是,上述 LSC 的反转(停止)的统计性质同地球磁场的反转存在很多共同之处,说明这个简单系统中的流向反转很有可能和外地核的对流反转一样都是由某种相似的机制所控制的。当然,这种相似性有待进一步的理论和实验的研究论证。

5 湍流中脉动量的小尺度统计

在充分发展的可持续湍流中,能量从积分尺度 L 注入,向小尺度级串传递,并最终在耗散尺度 η 之下被转化为热能。能量从大尺度向小尺度的级串传递方式是由其在积分尺度上的注入方式所决定的。因此,对不同类型的湍流而言,能量在积分尺度上的注入方式不同,能量从大尺度向小尺度的级串传递方式也不同。然而,人们一般认为,能量在惯性区内($\eta \ll r \ll L$)的级串传递方式却是普适的,因为惯性区远离 L 和 η ,系统的某些参数,如边界层、几何形状、能量在积分尺度的注入方式和在耗散尺度下的耗散方式等对惯性区内脉动统计的影响可以忽略不计。通常人们用结构函数来表征和刻画惯性区内的能量级串传递方式。这里速度和温度结构函数分别定义为 $S_p = [V(x+r) - V(x)]^p$ 和 $R_p = [\pi(x+r) - \pi(x)]^p$,定义中 $V(x)$ 和 $\pi(x)$ 分别代表位于点 x 处的速度和温度, p 是阶数,尖括弧表示总体平均。1941 年, Kolmogorov^[48, 49]认为,在均匀各向同性湍流的假设下,能量在惯性区内的级串传递方式仅由尺度 r 和平均能量耗散率 ε 决定。基于量纲分析, Kolmogorov 提出 S_p 和 R_p 与 r 之间存在形如 $S_p \sim r^{\zeta_p}$ 和 $R_p \sim r^{\xi_p}$ 的标度律关系,并预测 $\zeta_p = p/3$ 和 $\xi_p = p/3$ 此后, Kolmogorov 于 1941 年发表的理论被

简称为 K41)。大量实验表明, S_p 和 R_p 与 r 之间确实存在标度律关系, 但实际测得的指数 ζ_p 和 ξ_p 与阶数 p 之间却存在非线性的依赖关系^[50, 51], 这个相对 K41 预测值的偏离被认为是由湍流的间歇性现象造成的。然而, 到目前为止, 人们还无法从流体的运动方程直接计算出间歇性现象所造成的偏差。1994 年, 余振苏和 L  v  que^[52] (SL94) 提出层次结构模型对 K41 理论进行间歇性修正, 他们预测 S_p 的标度律指数为 $\zeta_p = \frac{p}{9} + 2[1 - (\frac{2}{3})^{p/3}]$ 。1996 年, Ruiz-Chavarr  a 等人^[51] (RCBC96) 基于 SL94 的思想对 R_p 进行间歇性修正, 并预测 $\xi_p = 0.06p + 0.8(1 - 0.63^p)$ 。SL94 和 RCBC96 的预测值与实验测得值在实验允许的误差范围内相符。

在湍流热对流中, 能量的级串传递方式变得更为复杂。温度边界层的厚度是 RB 系统中的最小尺度, 产生于温度边界层的热羽流相互集聚在一起, 并自组织形成大尺度环流, 然后能量又向小尺度级串传递。这个从小尺度到大尺度再到小尺度的行为, 使得能量在 RB 系统中的级串传递问题变得相当有趣并极具挑战性。1959 年, Bolgiano 和 Obukhov^[53, 54] (BO59) 认为, 在浮力驱动的湍流中, 能量的级串传递方式被两种不同的动力学机制所控制, 这两种不同的机制可由 Bolgiano 尺度 l_B 划分: 对于大于 l_B 的惯性区, 浮力是决定性的作用力, 在此区间中, 新的标度律关系 $S_p \sim r^{3p/5}$ 和 $R_p \sim r^{p/5}$ 被预言; 对于小于 l_B 的惯性区, 惯性力是决定性的作用力, 在此区间中 K41 理论成立。

BO59 所预言的标度律关系是否存在于 RB 系统中是一个长期被争论的话题, 有支持者^[3, 55-62], 同时也不乏反对者^[8, 63-65]。然而, 大部分的实验都是基于单点的速度或温度测量。若要将由时间序列得到的结果和理论预测的空间标度律关系进行比较, 需要利用 Taylor 假设^[66] $x = ut$, 这里 u 是流场的平均速度。Taylor 假设的前提条件是脉动速度必须远小于流场的平均速度, 可惜这一点在 RB 系统中并不能够被很好地满足。因为在对流槽中的不同位置, 流场的平均速度或者为 0, 或者和脉动速度同一个量级。

2006 年, 孙超、周全和夏克青^[67] 在对流槽中央区域和边壁附近, 直接测量了速度场和温度场的空间分布。在中央区域, 他们的结果表明, 速度和温度都展现了与均匀各向同性湍流中相同的标度律关系, 其测得的标度律指数在实验误差范围内和 SL94

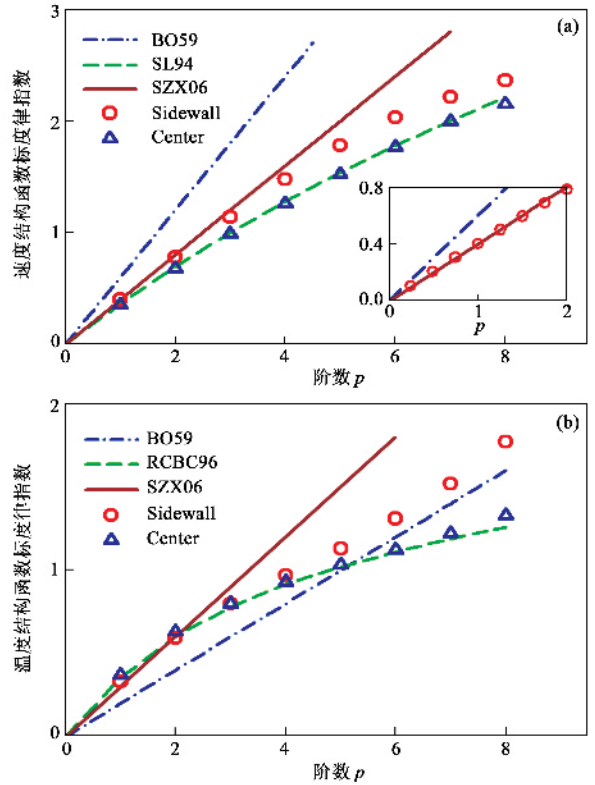


图 5 在对流槽的边壁附近和中央区域测得的 (a) 速度结构函数标度律指数和 (b) 温度结构函数标度律指数与不同模型的理论预测值之间的比较^[67]

以及 RCBC96 的理论预测值相符 (如图 5 所示)。既然流场被竖直方向的浮力所驱动, 这一结果初看上去和人们的直觉不符。但是, 在压强的作用下, 由浮力所注入的能量可能被迅速地重新分配到流场速度的各个不同分量上, 从而导致了对流槽中央区域各向同性; 此外, 浮力是通过冷热羽流作用到流体上的, 然而, 实验观测的结果显示, 在对流槽的中央区域, 只有少量的冷热羽流存在^[6, 23]。由此可见, 在中央区域, 他们实验测得的速度和温度标度律指数和间歇性修正后的 K41 理论预测值相符是合理的。在边壁附近, 夏克青研究组的结果既不符合 K41, 也不符合 BO59, 而是一个新的标度律关系。根据这些结果, 他们认为, K41 只注重前面提到的 Boussinesq 方程 (2) 中的惯性项 (方程 (2) 中等号左边第二项), 而 BO59 仅强调方程 (2) 中浮力项 (方程 (2) 中等号右边第三项) 的重要性并不全面。因为, 在对流槽的边壁附近, 惯性项和浮力项共同作用于流场, 共同控制湍流能量的级串传递。基于这个观点和量纲分析, 他们推导出 $S_p \sim r^{2p/5}$ 和 $R_p \sim r^{3p/10}$ (SZX06), 此结果在低阶 ($p \leq 2$) 情况下和实验完美符合 (如图 5 (a) 中的插图所示), 而在高阶 ($p > 2$) 时, 由于间歇

性的存在,实验测得的标度律指数比 SZX06 的预测值低。这个高阶的偏离给我们提出新的挑战,需要我们建立新的模型对 SZX06 进行间歇性修正。

6 结束语

在过去的 20 年里,由于新的实验技术的不断出现以及实验精度的不断提高,人们对湍流热对流的各种性质有了更加全面的了解,而各种基于实验数据的理论和现象模型的提出又不断拓展了我们的视野,使得我们对湍流热对流的物理机制有了全新的认识。可以说,过去的 20 年是湍流热对流发展的黄金年代。然而,湍流热对流中仍然存在许多悬而未决的问题,这些问题给我们流体工作者,尤其是年轻的流体工作者提出了挑战,同时也提供了可供研究的机遇。期待在不久的将来,我们能够对这些问题做出明确的回答。

参 考 文 献

- [1] Castaing B, Gunaratne G, Heslot F *et al.* J. Fluid. Mech., 1989, 204 1
- [2] Siggia E D. Annu. Rev. Fluid. Mech., 1994, 26 137
- [3] Niemela J J, Skrbek L, Sreenivasan K R *et al.* Nature, 2000, 404 837
- [4] Grossmann S, Lohse D. J. Fluid. Mech., 2000, 407 27
- [5] Kadanoff L P. Physics Today, 2001, 54(8) 34
- [6] Qiu X L, Tong P. Phys. Rev. E, 2002, 66 026308
- [7] Malkus W V R. Proc. R. Soc. Lond. A, 1954, 225 196
- [8] Shraiman B I, Siggia E D. Phys. Rev. A, 1990, 42 3650
- [9] Funfschilling D, Brown E, Nikolaenko A *et al.* J. Fluid. Mech., 2005, 536 145
- [10] Sun C, Ren L Y, Song H *et al.* J. Fluid. Mech., 2005, 542 : 165
- [11] Grossmann S, Lohse D. Phys. Rev. Lett., 2001, 86 3316
- [12] Ahlers G, Xu X C. Phys. Rev. Lett., 2001, 86 3320
- [13] Xia K Q, Lam S, Zhou S Q. Phys. Rev. Lett., 2002, 88 : 064501
- [14] Kraichnan R H. Phys. Fluids, 1962, 5 1374
- [15] Nikolaenko A, Brown E, Funfschilling D *et al.* J. Fluid. Mech., 2005, 523 251
- [16] Tanaka H, Miyata H. Int. J. Heat Mass Transfer, 1980, 23 : 1273
- [17] Zocchi G, Moses E, Libchaber A. Physica A, 1990, 166 387
- [18] Zhou Q, Sun C, Xia K Q. Phys. Rev. Lett., 2007, 98 : 074501
- [19] Cortese T, Balachandar S. Phys. Fluids A, 1993, 5 3226
- [20] Parodi A, von Hardenberg J, Passoni G *et al.* Phys. Rev. Lett., 2004, 92 194503
- [21] Gluckman B J, Willaime H, Gollub J P. Phys. Fluids A, 1993, 5 647
- [22] Zhou S Q, Xia K Q. Phys. Rev. Lett., 2002, 89 184502
- [23] Shang X D, Qiu X L, Tong P *et al.* Phys. Rev. Lett., 2003, 90 074501
- [24] Xi H D, Lam S, Xia K Q. J. Fluid Mech., 2004, 503 47
- [25] Xia K Q, Sun C, Zhou S Q. Phys. Rev. E, 2003, 68 : 066303
- [26] Sun C, Xia K Q, Tong P. Phys. Rev. E, 2005, 72 026302
- [27] Krishnamurti R, Howard L N. Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A., 1981, 78 1981
- [28] Tilgner A, Belmonte A, Libchaber A. Phys. Rev. E, 1993, 47 R2253
- [29] Xin Y B, Xia K Q, Tong P. Phys. Rev. Lett., 1996, 77 : 1266
- [30] Qiu X L, Xia K Q. Phys. Rev. E, 1998, 58 486
- [31] Qiu X L, Xia K Q. Phys. Rev. E, 1998, 58 5816
- [32] Sun C, Xia K Q. Phys. Rev. E, 2005, 72 067302
- [33] Cioni S, Ciliberto S, Sommeria J. Dyn. Atmos. Oceans, 1996, 24 117
- [34] Cioni S, Ciliberto S, Sommeria J. Fluid. Mech., 1997, 335 : 111
- [35] Qiu X L, Tong P. Phys. Rev. E, 2001, 64 036304
- [36] Niemela J J, Sreenivasan K R. Europhys. Lett., 2003, 62 : 829
- [37] Sun C, Xi H D, Xia K Q. Phys. Rev. Lett., 2005, 95 : 074502
- [38] 郗恒东, 孙超, 夏克青. 物理, 2006, 35 265 [Xi H D, Sun C, Xia K Q. Wuli(physics) 2006 35 265(in Chinese)]
- [39] Xi H D, Zhou Q, Xia K Q. Phys. Rev. E, 2006, 73 056312
- [40] Brown E, Nikolaenko A, Ahlers G. Phys. Rev. Lett., 2005, 95 084503
- [41] Funfschilling D, Ahlers G. Phys. Rev. Lett., 2004, 92 : 194502
- [42] Ahlers G, Brown E, Nikolaenko A. J. Fluid Mech, 2006, 557 347
- [43] Brown E, Ahlers G. Phys. Fluids, 2006, 18 125108
- [44] Xi H D, Xia K Q. Phys. Rev. E, 2007, 75 066307
- [45] Sreenivasan K R, Bershadskii A, Niemela J J. Phys. Rev. E, 2002, 65 056306
- [46] van Doorn E, Dhruva B, Sreenivasan K R *et al.* Phys. Fluids, 2000, 12 1529
- [47] Glatzmaier G A, Coe R S, Hongre L *et al.* Nature, 1999, 401 885
- [48] Kolmogorov A N. Dokl. Akad. Nauk. SSSR, 1941, 30 301
- [49] Kolmogorov A N. Dokl. Akad. Nauk. SSSR, 1941, 32 16
- [50] Antonia R A, Hopfinger E J, Gagne Y. Phys. Rev. A, 1984, 30 2704
- [51] Ruiz-Chavarria G, Baudet C, Ciliberto S. Physica D, 1996, 99 369
- [52] She Z S, L  v  que E. Phys. Rev. Lett., 1994, 72 336
- [53] Bolgiano R. J. Geophys. Res., 1959, 64 2226
- [54] Obukhov A M. Dokl. Akad. Nauk SSSR, 1959, 125 1246
- [55] Procaccia I, Zeitak R. Phys. Rev. Lett., 1989, 62 2128
- [56] Wu X Z, Kadonoff L, Libchaber A *et al.* Phys. Rev. Lett., 1990, 64 2140
- [57] L'ov V S. Phys. Rev. Lett., 1991, 67 687
- [58] Yakhot V. Phys. Rev. Lett., 1992, 69 769
- [59] Tong P, Shen Y. Phys. Rev. Lett., 1992, 69 2066
- [60] Ashkenazi S, Steinberg V. Phys. Rev. Lett., 1999, 83 4760
- [61] Shang X D, Xia K Q. Phys. Rev. E, 2001, 64 065301
- [62] Zhou S Q, Xia K Q. Phys. Rev. Lett., 2001, 87 064501
- [63] Castaing B. Phys. Rev. Lett., 1990, 65 3209
- [64] Grossmann S, Lohse D. Phys. Rev. Lett., 1991, 67 445
- [65] Kerr R M. J. Fluid Mech., 1996, 310 139
- [66] Taylor G I. Proc. R. Soc. A., 1928, 164 476
- [67] Sun C, Zhou Q, Xia K Q. Phys. Rev. Lett., 2006, 97 : 144504