先进反应堆下降管中高普朗特数流体流动的直接数值模拟

Tri Nguyen* 和 Elia Merzari宾夕法尼亚州立大学，*Ken and Mary Alice Lindquist*核工程系，*State College*，宾夕法尼亚州

摘要 — 先进核反应堆 *[*第四代（*Gen IV*）*]* 的设计涉及一系列影响其安全性和性能的流体流动难题。鉴于第四代设计改进了非能动安全特性，下降管在失电工况下发挥着关键作用。下降管中的流体流动行为可能从强制对流转变为混合对流，再转变为自然对流；表征这些变化工况下的传热是一项艰巨的挑战。建立高分辨率传热数值数据库，有望支持精确且经济的低分辨率传热模型开发。这些模型可基于多尺度层级进行设计，该层级是美国能源部近期资助的核能热流体应用卓越中心所开展工作的一部分，有助于解决与先进反应堆传热行为相关的工业问题。本文将下降管简化为加热平行板，并在所有模拟中考虑高普朗特数流体（*FLiBe*）。计算涵盖理查森数从*0*到*400*的广泛范围，并采用两种不同的*FLiBe*普朗特数（*12*和*24*），共模拟*40*种工况。本文研究了时间平均统计量、时间序列统计量以及努塞尔数关联式，以阐明混合对流行为。所计算的数据库将有助于深入理解下降管中的流动行为。最终，我们旨在评估现有传热关联式，并提出若干修改方案。

K关键词— 直接数值模拟，高普朗特数，*FLiBe*，*NekRS*代码，*KP-FH* *R.*

注释 — 某些图可能仅在电子版中以彩色显示。

I. 引言

传热的湍流建模在历史上一直极具挑战性，即使对于水等传统冷却剂也是如此。现代反应堆设计通常采用新型冷却剂，其传热特性使得传统的基于水的关联式（例如，普朗特数为一的传热关联式）无法应用。

在新型冷却剂中，熔盐凭借其特殊的热物理学和中子学性质，成为先进反应堆设计中颇具前景的冷却剂。[1]例如，FLiBe 是由氟化锂（LiF）和氟化铍（BeF_2）组成的混合物，是最为广泛使用的熔盐之一。研究了熔盐，这一点已在 1965 年至 1969 年橡树岭国家实验室开展的熔盐堆实验[2] 中得到成功验证。然而，熔盐传热特性的综合数据库仍未建立，因为传统的基于水的关联式可能并不适用。目前，可用于推动反应堆设计发展的直接数值模拟（DNS）数据仍存在显著缺口。此外，可用于深入理解物理机制的实验结果和高保真数值模拟尚未得到有效应用。

近期，阿贡国家实验室与爱达荷国家实验室合作成立了核能热流体应用卓越中心[3] （该中心）。

*电子邮箱： nguyen.tri@psu.edu

由宾夕法尼亚州立大学牵头的大学联盟已作为该中心的组成部分成立，旨在开发并验证可靠且经济实用的先进热工水力模型。该联盟将传热湍流建模确定为一项由行业需求驱动的挑战性问题。具体而言，先进反应堆下降管中的混合对流效应已被确定为一项由工业需求驱动的挑战性问题。

我们的目标是为广泛的无量纲参数生成高保真数据。该数据库由我们的行业合作伙伴 Kairos Power（KP）所确定的需求驱动，将用于阐明下降管中的流动行为，最终还将用于开发降分辨率模型并评估现有的传热关联式。

本文将讨论所开展的直接数值模拟（DNS），以研究下降管中在两个不同FLiBe普朗特数（Pr）值（12和24）下、雷诺数（Re）为5000至1万范围内、涵盖广泛理查森数的混合对流传热。谱元代码NekRS（参考文献4）凭借其卓越的计算速度用于所有模拟工况。NekRS是Nek5000（参考文献5的一种面向GPU架构的新型重构版本，已证明其能够在简单和复杂几何结构中执行高保真大涡模拟（LES）和直接数值模拟（DNS）。[6–8] 由于大多数构型具有较高的长宽比，下降管可简化为两个加热平行板之间的流动。工质为FLiBe，这是我们工业合作伙伴KP所关注的对象。研究考察了从0（强制对流）到400的广泛理查森数范围。强制对流工况数据已与Kasagi的现有DNS数据、[9] Kasagi等人的数据、[10] 以及Kasagi和Lida的数据[11] 进行了比较，并取得了极好的一致性。

需要注意的是，对于高普朗特数流体，动量扩散率大于热扩散率，且动量边界层厚于热边界层。必须使用巴切勒长度尺度来估算分辨率要求；该尺度能够表征分子过程对热量的扩散，而柯尔莫哥洛夫长度尺度无法做到这一点。巴切勒长度尺度是柯尔莫哥洛夫长度尺度与施密特数平方根之比：

$$\eta_T = \frac{\eta}{\mathrm{Sc}^{\frac{1}{2}}} \ .$$

对于传热，可以用普朗特数代替施密特数：

$$\eta_T = \frac{\eta}{\mathrm{Pr}^{\frac{1}{2}}} = \left(\frac{\alpha^2 \nu}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{4}} .$$

对于 FLiBe 这类高普朗特数流体，由于必须在各处解析巴切勒长度尺度，其空间分辨率可能比低普朗特数流体高出数个数量级。[12] 因此，计算成本会大幅增加。Kawamura等人[13] 在雷诺数为$_\tau$ = 180的条件下，对普朗特数为 5 的流体进行了直接数值模拟；考虑到当时计算能力的限制，这是一项重大成就。他们在研究中获得并可视化了具有对称加热边界条件（BCs）的通道内的湍流热通量（THF）预算和温度方差。

此外，还提出了普朗特数为 $>$ 5 时的统计相关系数，以供未来研究参考。随着计算能力的提升，针对低普朗特数、高雷诺数流动的深入湍流统计分析研究日益增多，尤其是关于气流的研究。然而，对于雷诺数较高（Re $\geq$ 5000）、普朗特数大于 10 的流体，直接数值模拟研究仍然非常有限。

You等人[14] 对雷诺数为 Re = 2650、充分发展湍流混合对流条件下的受热垂直空气流进行了直接数值模拟。模拟结果表明，对于向上和向下流动，随着热通量增加，速度和温度的湍流统计分布均发生显著变化，且努塞尔数随热通量增加而增大。研究还揭示了向上热流在不同加热条件下外部效应和结构效应的差异。

最近，Tai等人[15] 针对低普朗特数至普朗特数为1的流体，在 Re = 5000 （Re$_\tau$ ≈ 160）条件下开展了一系列直接数值模拟。研究人员对详细的湍流统计数据进行了研究和分析，包括湍动能（TKE）和总热通量预算，以及时间信号和频率特征。此外，还提供了低普朗特数至普朗特数为1的流体的努塞尔数数据集。Flageul等人[16] 采用壁面解析大涡模拟，在高 Re$_\tau$ （范围为150至1020）条件下，对低普朗特数至普朗特数为1的流体通道流应用了共轭传热（CHT）模型。他们的共轭传热大涡模拟结果与Tiselj和Cizelj[17] 的直接数值模拟研究进行了比较，并且在温度方差和标量耗散率的估计方面取得了良好的一致性。他们还针对较高 Re$_\tau$ 和不同普朗特数下标量耗散率的不连续性，提出了回归关联式，但仍需开展更多模拟以进行验证。作者还指出，对于 Pr $\ll$ 1，壁面解析共轭传热大涡模拟模型已经过充分验证。

传统上，人们采用雷诺平均纳维–斯托克斯（RANS）湍流模型来避免直接数值模拟带来的高昂计算成本。然而，使用

RANS湍流模型可能会因其建模所采用的假设过于严格且存在局限性而带来显著的不确定性。大多数RANS模型都是基于剪切生成湍流机制开发的，因此都适用于混合对流应用。然而，必须引入额外项来考虑浮力产生的湍流，而这些修正需要充足的数据进行测试和验证。[18,19]

Wang 等人[20] 尝试使用 Launder-Sharma 和 Chien RANS 模型来再现实验中获得的速度、湍流和传热特性。然而，当浮力与流动方向相反时，测量结果与预测结果之间存在显著差异。他们还指出，在其研究中，湍动能和耗散率的输运方程中没有直接的重力源项，这可能是 RANS 结果与实验结果不一致的原因。此外，大多数常用的 RANS 模型都基于 Boussinesq涡黏性概念[21]，并采用各向异性应力与速度应变率张量之间的线性关系。由于 RANS 模型存在固有局限，研究中通常会采用先进的湍流模型，并将其与高保真度验证数据集进行比较；这类数据集通常由 DNS数据提供。

Kim 等人[22] 对雷诺数为 5300 时垂直管道内充分发展气流进行了 RANS 模拟，并将结果与相同条件下的 DNS数据进行了比较。模拟结果表明，浮力是导致层流化和传热恶化的主要机制。在本研究中，通过预算分析和努塞尔数计算结果也观察到了这一现象。Kim 等人的研究还评估了各种湍流模型的性能。

Dehoux 等人[23] 尝试将椭圆混合（EB）策略与雷诺平均纳维–斯托克斯（RANS）方程的微分通量模型（DFM）结合，以改进湍流通道流从强迫对流到自然对流过程中动力场和热场的预测。将耗散方程浮力产生项中的机械时间尺度替换为混合时间尺度后，EB-DFM 与 DNS 的吻合度可显著提高，尤其是在自然对流状态下。作者还表明，在湍流耗散方程中采用混合时间尺度后，其他 RANS 模型也能更准确地预测自然对流状态下的流动行为；这同样是 EB-DFM 中最重要的改进。

本研究的直接数值模拟数据库将针对平行板生成，重点关注差分加热/应用于工况1的冷却以及应用于工况 2 的对称冷却。不同于许多先前的工况，流动可以充分发展，从而能够研究流动发展效应。 图1 展示了普朗特数为 = 12 和24时各工况的速度场和温度场样例。直接数值模拟能够捕捉工况 2的脉动行为，如 图1a中的速度场所示。在工况 2 的冷壁侧也观察到了相同的行为。然而，在普朗特数为= 24时，由于普朗特效应，脉动强度降低了，如 图1b中的速度场所示。工况 2 的冷热羽流之间的相互作用在 图 1b的温度场中得到了很好地捕捉。

第 1 和第 2 个算例的计算设置将在 第 II 节中详细介绍。在第 III 节中，我们将通过与 Kasagi DNS 数据进行比较来讨论验证结果。第 IV 节、第 V 节和第 VI 节将重点讨论结果，其中包括对计算得到的时间平均统计量（如湍动能和总热通量预算）的分析。此外，还将展示 Sirovich 提出的正交分解（POD）快照[24]，以便更好地理解和诠释流动行为。我们还将分析时间信号和频域，并揭示第 1 和第 2 个算例在功率谱密度（PSD）、小波能量含量及频率方面的差异。我们将计算各算例的努塞尔数，并将其变化趋势与已有实验数据进行比较。分析结果表明，数值计算得到的努塞尔数与现有关联式及实验数据吻合良好。此外，我们还提出了新的高普朗特数流动关联式，适用于流动由混合对流向自然对流转变的过程。第 VII 节总结全文并给出一些结论。

II. 数值方法

II.A. 数值方法

选择高度可扩展的高阶谱元代码 NekRS 同时用于大涡模拟和直接数值模拟，因为它不仅能够对典型问题，还能够对复杂几何问题[25–27] 进行高保真度的大涡模拟和直接数值模拟，而且计算速度优于其前身 Nek5000。NekRS 充分利用 Nek5000 的所有功能，并将其有效应用于 GPU 架构，从而大幅提升了计算速度。NekRS 中的 GPU 内核采用开放并发计算抽象（OCCA）库编写，该库可在不同的并行平台之间提供可移植性。

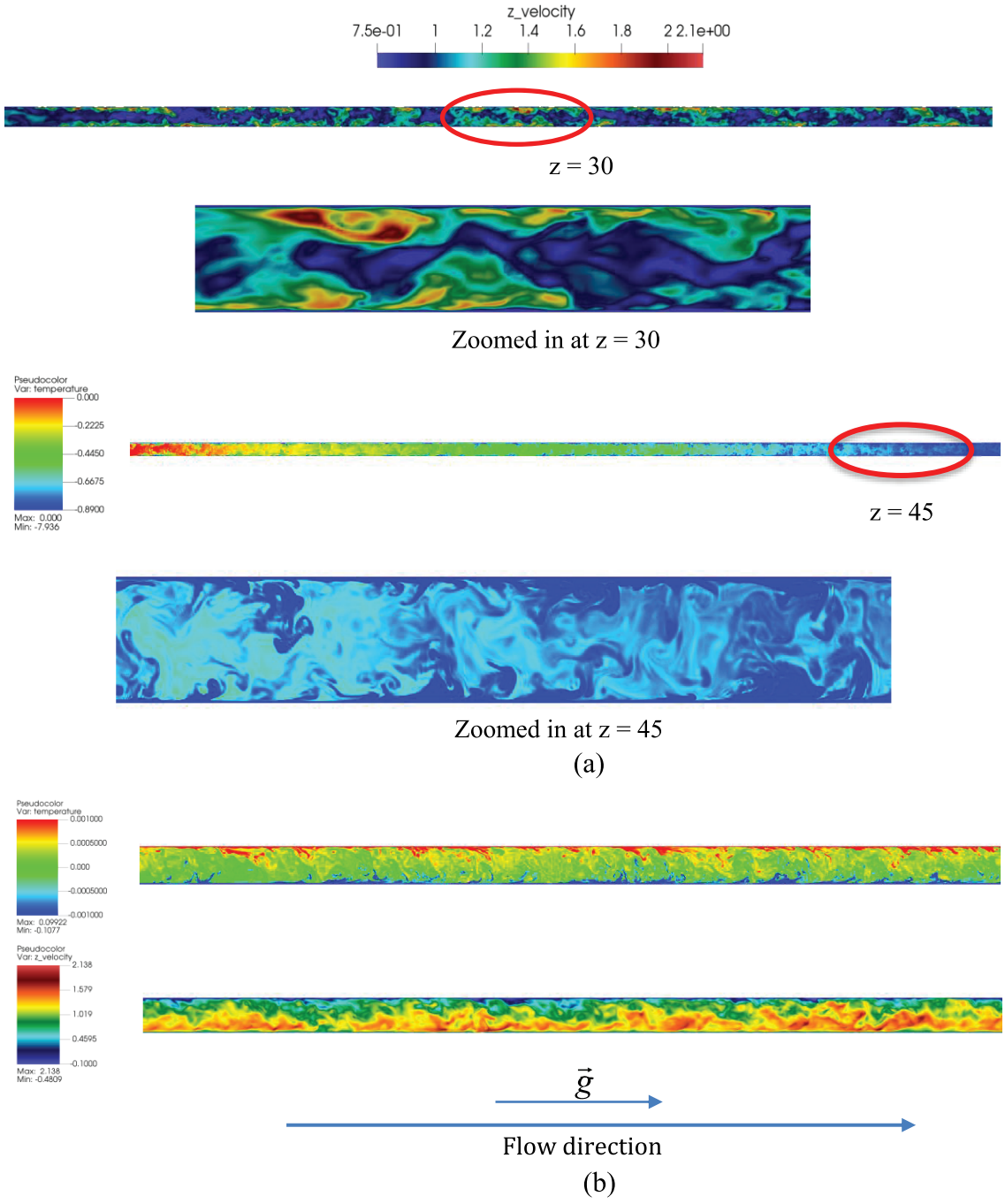


图 1. 混合对流下对称冷却平行板的速度场和温度场示例。(a) 工况 2，普朗特数 = 12；(b) 工况 1，普朗特数 = 24。

诸如 OpenCL、CUDA 和HIP 等语言。用户可以使用 OCCA 以 C++ 语言实现并行内核代码，并使用 OKL 将 Nek5000 案例转换为 NekRS 案例。

Nek5000 和 NekRS 均可通过低马赫数近似处理热物性可变的情况。[4,28] 低马赫数可压缩纳维–斯托克斯（NS）方程与不可压缩 NS 方程的主要区别在于，连续性方程中存在非零散度项，用于描述密度的变化。然而，在本研究中，我们仅考虑具有恒定物性的牛顿流体（FLiBe），其浮力效应通过 Boussinesq 近似进行建模：

质量连续性方程：

$$\cdot u = 0 \; ; \qquad (1)$$

动量守恒方程：

$$\rho\left(\frac{\partial u}{\partial t}+u\cdot\quad u\right)=\quad-\quad P+\mu\quad\cdot\quad u+\rho g(1-\beta(T-T_0))\ ; \tag{2}$$

以温度表示的能量守恒方程:

$$\rho c_p\left(\frac{\partial T}{\partial t}+u\cdot\quad T\right)=\quad\cdot(k\quad T)\ , \tag{3}$$

其中

$u,\ g$ = vector velocity and gravity, respectively

ρ = density of fluid

μ = dynamic viscosity

β = heat expansion coefficient

k = conductivity

c_p = heat capacity.

NS 方程采用谱元法（SEM）求解。谱元法由 Patera 提出，[29] 是 Galerkin 方法的一个子类。它是一种高阶方法，具有良好的几何灵活性，可与有限元方法相媲美，同时数值色散/耗散极小，并具备谱方法典型的快速收敛特性。[5] Nek5000 具有很强的可扩展性[30,31] 并已应用于许多研究，以深入了解复杂流动中湍流的物理特性。

在 SEM 中，计算域被离散为 E 个六面体单元，并将解表示为基于Gauss-Lobatto-Legendre (GLL) 节点的 N 阶拉格朗日多项式的张量积，这使得每个标量场具有 $E(N+1)^3$ 个自由度。选择GLL点是为了对速度空间和压力空间进行高效求积。压力可以采用与速度相同的多项式阶数 N (P_N-P_N 形式）求解，也可以采用较低阶数 $N-2$ (P_N-P_{N-2} 形式）求解。提供了两种时间步进方案，二者最高均为三阶：后向差分公式和算子积分因子方案。[32] 后者的优点是稳定性限制不那么严格，允许采用更大的库朗–弗里德里希–列维条件 (CFL)> 1，但其每个时间步的计算成本更高。

本研究模拟了 40 种工况。纳维–斯托克斯方程（NS）的无量纲形式方程（1），（2），（3）如下:

$$\cdot u^*=0\ , \tag{4}$$

$$\left(\frac{\partial u^*}{\partial t^*}+u^*\cdot\quad u^*\right)=-\quad P^*+\quad\cdot\frac{1}{\mathrm{Re}}\quad u^*-\mathrm{Ri}\times T^*, \tag{5}$$

and

$$\rho^*\left(\frac{\partial T^*}{\partial t^*}+u^*\cdot\quad T^*\right)=\quad\cdot\frac{1}{\mathrm{Pe}}\quad T^*, \tag{6}$$

其中

u^* = nondimensional velocity = u/U, where U = inlet bulk velocity

t^* = 时间 = $t/(D/U)$，其中 $D=4\delta$，其中 D = 水力直径，δ = 半通道宽度

ρ^* = density = $\rho/\rho_0=1$

P^* = 压力 = $P/(\rho_0U^2)$，其中 ρ_0 = 入口密度

T^* = 温度 = $(T-T_0)/\Delta T$，其中 T_0 = 入口温度，ΔT = 入口与出口之间的温差（对于 图 2b 中的工况 2）或两壁面之间的温差（对于 图 2b 中的工况 1）

Re = 雷诺数 Ri = 理查森数 Pe = 佩克莱数。

注意，Re = $(DU\rho_0)/\mu$；Fr 1⁄4$U/\sqrt{gD}$p；Pe = PrRe = $(\rho_0\ UDc_{p0})/k$；以及 Ri = $\beta\Delta T/\mathrm{Fr}^2$, ，其中 Fr 为弗劳德数。

为表征混合对流现象，特别是强制对流与自然对流之间的相对强度，理查森数 Ri 定量定义了式（5）中的力项；Ri 定义为格拉晓夫数式（7）与雷诺数 Re 的平方之比，如式（8）所示:

$$\mathrm{Gr}=\frac{\rho^2g\beta\Delta TD^3}{\mu^2} \tag{7}$$

and

$$\mathrm{Ri}=\frac{\mathrm{Gr}}{\mathrm{Re}^2}=\frac{\beta\Delta T}{\mathrm{Fr}^2}\ . \tag{8}$$

II.B. 数值设置

平行板工况的计算模型如图 2a所示。流体区域划分为

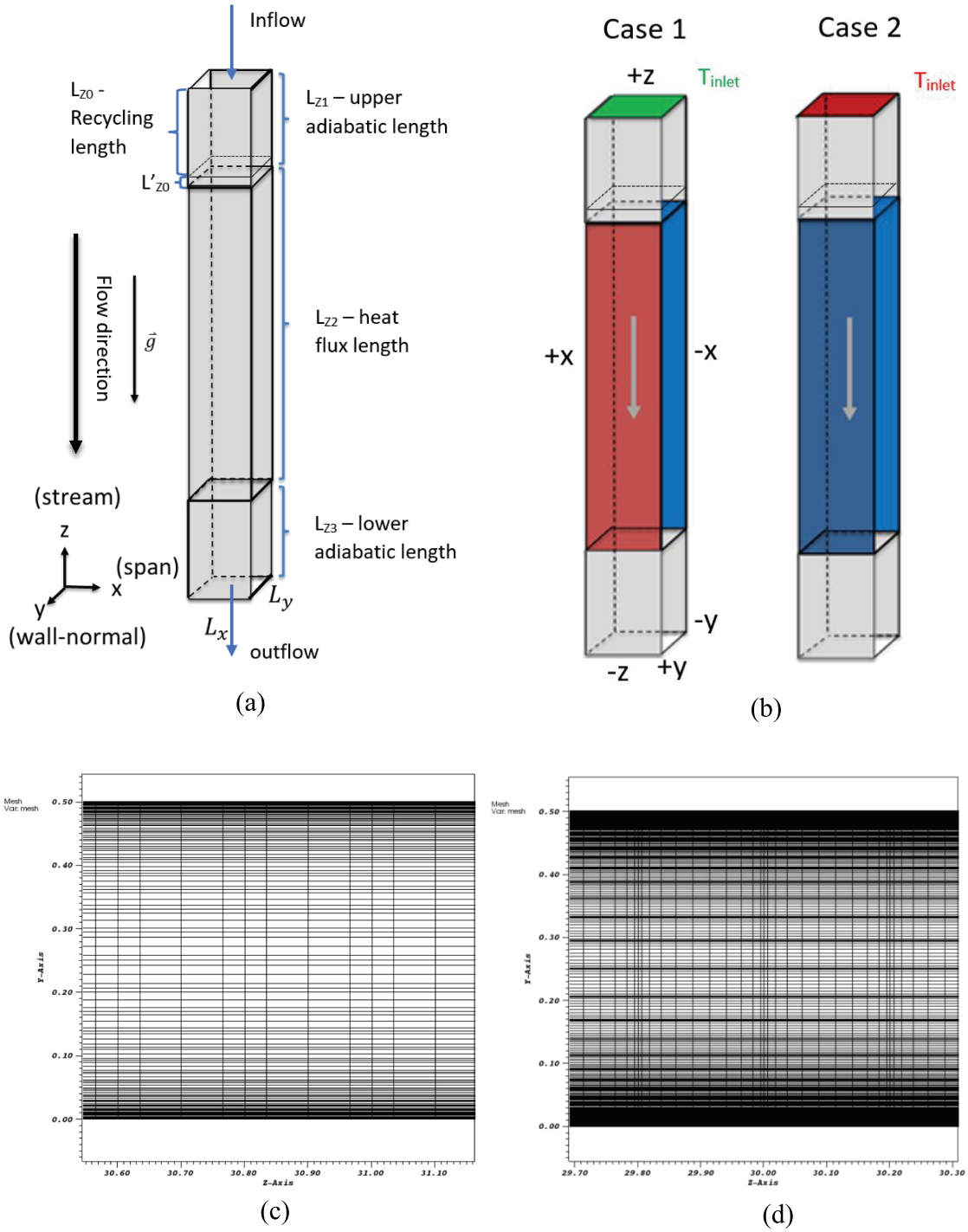


图2。（a）简化的下降管表示为平行板计算域。（b）所研究工况的边界条件示意图。（c）和（d）模拟中采用的网格，取自通道横截面的一半，其中（c）为 7 阶，（d）为 10 阶，雷诺数 = 5000 在

三个部分：上部绝热段、热通量段和下部绝热段。它们之间的比例，以及展向 L_x 和壁面法向 L_y 长度，均根据我们的工业合作伙伴 KP 的关注重点确定：

$$L_x = \pi L_y \,, \tag{9}$$

$$L_{Z0} = L_{Z3} = 10 L_y \,, \tag{10}$$

$$L_{Z1} = L_{Z0} + L'_{Z0} = 10L_y + 2L_y = 12L_y \ , \tag{11}$$

and

$$L_{Z2} = 100L_y \ . \tag{12}$$

根据方程（9）至（12），通道的流向长度为 $122L_y$。为在进入热通量区段之前，在所需的雷诺数下获得充分发展湍流速度剖面，采用长度为 L_{Z0}的回流法。请注意，对于上部绝热段，$L_{Z1} = L_{Z0} + L'_{Z0}$，其中 L'_{Z0} 是回流段与热通量段之间的距离，等于 1D。上部绝热段不施加重力，以确保通过回流产生的充分发展湍流能够适当地进入加热段。L_x 的长度是在广泛的敏感性研究后确定的。对于混合对流工况，$L_x = \pi L_y$、$2\pi L_y$和 $4\pi L_y$ 对应的湍动能预算保持不变，因此得出结论：$L_x = \pi L_y$ 是足够的长度。

Gmsh 开源三维有限元网格生成器[33] 已用于生成网格。生成的网格包含 250000 个六面体。所有模拟工况均使用相同的网格，但采用不同的多项式阶数。例如，工况 1在 Re = 10 000 为 = 12 且Pr_N时，需要 11 阶多项式（P_N），由此得到 6.77亿个自由度。该离散化满足通道流直接数值模拟的标准，其中包括壁面附近的 $y+ < 1$，在 $y+ = 10$ 以下设置十个网格点，$\Delta x+ < 4$，以及 $\Delta z+ < 8$，在Pr = 1时。我们注意到，该分辨率显著更高。我们还通过比较 7 阶、9 阶和 10 阶多项式的模拟结果来研究网格收敛性（如 图 2c 和 2d所示），并观察到生成的湍流数据没有明显差异。模拟中的时间步长设置为最大 10^{-3} 秒（CFL < 0.5），重力方向选择为 z轴方向，如 图 2a所示。

我们研究了两类工况（工况 1 和工况 2），如图 2b所示，分别代表壁面边界的不同冷却条件。工质为温度分别为 695°C 和 560°C 的 FLiBe，对应的普朗特数 = 12 在无量纲形式下分别为.....和 24。对于 $+y$ 和 $-y$ 方向上的两面相对垂直壁面，采用施加恒定热通量的诺伊曼边界条件。展向$+x$ 和 $-x$ 方向采用周期性边界条件。入口采用施加恒定温度的狄利克雷边界条件。热通量施加于每块加热板的热通量也进行了无量纲化；其定义见方程（13）：

$$f^* = f \cdot \left(\frac{1}{\rho_0 U c_p \Delta T} \right) \ , \tag{13}$$

其中，f^* 和 f 分别为无量纲热通量和有量纲热通量。

对于工况 1，壁面之间的温差 ΔT 由式（14）定义：

$$\Delta T = \frac{f \times D}{2k} \ . \tag{14}$$

因此，无量纲热通量将变为

$$\begin{aligned} |f^*| = |f| \cdot \left(\frac{1}{\rho_0 U c_p \Delta T} \right) = \frac{2k}{\rho_0 U c_p D} = \frac{2}{\mathrm{RePr}} \\ = \frac{2}{\mathrm{Pe}} \ , \end{aligned} \tag{15}$$

而式（8）中的 Ri 将变为

$$\mathrm{Ri} = \frac{g\beta |f| D^2}{2kU^2} \ . \tag{16}$$

对于工况 2，入口与出口之间的温差 ΔT 、无量纲热通量和 Ri 数分别由式（17）、（18）和（19）定义：

$$\Delta T = \frac{|Q|}{\dot{m} c_p} = \frac{f \times 2L_{Z2}}{\rho_0 U c_p L_y} \ , \tag{17}$$

$$|f^*| = |f| \cdot \left(\frac{1}{\rho_0 U c_p \Delta T} \right) = \frac{L_y}{2L_{Z2}} \ , \tag{18}$$

and

$$\mathrm{Ri} = \frac{g\beta |f| D}{\rho_0 U^3 c_p} \ , \tag{19}$$

w这里Q 是热能，$\dot{m}$ 是质量流率。所有工况的初始条件相同：

$$T^* = 0 \tag{20}$$

and

表 I 工况 1 和工况 2 所采用的速度和温度边界条件

边界条件 几何	速度边界条件		温度边界条件	
	工况 1	工况 2	工况 1	工况 2
$+x$ 和 $-x$	周期性	周期性	周期性的	周期性
$+y$，对于 L_{Z1} 和 L_{Z3}	无滑移	无滑移	绝热	绝热
$+y$，对于 L_{Z2}	无滑移	无滑移	热通量	热通量
$-y$，对于 L_{Z1} 和 L_{Z3}	无滑移	无滑移	绝热	绝热
$-y$，对于 L_{Z2}	无滑移	无滑移	热通量	热通量
$+z$	流入	流入	$T^* = 0$	$T^* = 0$
$-z$	压力流出	压力流出	绝热	绝热

$$u_x^* = u_y^* = u_z^* = 0 . \quad (21)$$

工况 1 和工况 2 的边界条件汇总于表 I。

模拟工况汇总及相应的网格分辨率见表 II。每个 Re 数对应四个 Ri 数和两个 Pr 数，因此工况 1 和工况 2 各有八个模拟工况。由于计算资源有限，未执行 Re = 10 000 和 Pr = 24 条件下的模拟。所列条件由我们的行业合作伙伴 KP 提供，并与 KP 氟盐冷却高温反应堆（KP-FHR）的事故和运行工况相关。

通过比较在 Summit 超级计算机上使用五个计算节点时，工况 1 在雷诺数 = 1000 和理查森数 = 400 条件下运行 1000 个时间步的计算时间，评估了在 GPU 上使用 NekRS 相较于 Nek5000 的优势。Nek5000 在 120个 IBM POWER9CPU核心上完成 1000 个时间步计算约需 1800 秒（每个时间步 ≈1.8 秒），而 NekRS 在 30个 NVIDIA VoltaV100 GPU 上完成 1000个时间步仅需 20 秒（每个时间步 ≈0.02 秒），表明其相较于 Nek5000 具有更高的计算速度。

III. 验证

由于缺乏混合对流工况（理查森数 ≠ 0）的相关参考资料，如 表II中所引用的那样，已针对强制对流工况（理查森数 = 0）开展了单独的模拟工作，以便与 Kasagi等人的[9–11] DNS数据进行比较。雷诺数和普朗特数值的选取与Kasagi等人的工况相匹配。需要指出的是，在Kasagi等人的工作中，水力直径定义为 $D = 2\delta$，其中 δ 为半通道宽度。在我们的工作中，$D = 4\delta$，这使雷诺数增加了两倍

表II 模拟工况及其对应的雷诺数、格拉晓夫数、理查森数和网格分辨率

雷诺数	算例				网格分辨率			
	工况 1		工况 2		普朗特数 = 12		普朗特数 = 24	
	理查森数	格拉晓夫数	理查森数	格拉晓夫数	P_N	DOF	P_N	DOF
5000	0	0	0	0	7	1.72亿	9	3.65亿
5000	8	2×10^8	0.04	10^6				
5000	80	2×10^9	0.4	10^7				
5000	400	10^{10}	2	5×10^7				
7500	0	0	0	0	9	3.65亿	12	8.66亿
7500	3.56	2×10^8	0.0178	10^6				
7500	35.56	2×10^9	0.178	10^7				
7500	177.78	10^{10}	0.889	5×10^7				
1万	0	0	0	0	11	6.77亿	Not 已执行	Not 已执行
1万	2	2×10^8	0.01	10^6				
1万	20	2×10^9	0.1	10^7				
1万	100	10^{10}	0.5	5×10^7				

与Kasagi等人相比，包括平均流向速度 $\langle u\rangle^+$、均方根（均方根）流向速度u^+_{rms}、平均局部温差$\langle\theta\rangle^+$和局部温差均方根θ^+_{rms}，以及流向上的湍动能预算，均与先前的直接数值模拟数据进行了比较，如图4和5所示，结果吻合良好。需要指出的是，湍流统计参数是相对于y^+ 轴绘制的。Y^+ 是无量纲壁面距离。其可由以下公式定义：

$$y^+ = \frac{yu_\tau}{\upsilon},$$

其中，y 为有量纲的壁面距离，u_τ 为摩擦速度，υ 为运动黏度。

使用y^+ 于图4和图5与无量纲处理方法一致。在计算流体动力学中，y^+ 常用于描述特定流动模式下的网格质量。在湍流建模中，为了使靠近计算域壁面的单元尺寸适当，达到理想的y^+ 至关重要。在我们的高普朗特数流体直接数值模拟计算中，y^+需要满足巴切勒长度尺度要求，因此y^+ 远小于1，而柯尔莫哥洛夫长度尺度通常要求$y^+ \le 1$。湍动能预算是用于理解和预测湍流行为的概念。它有助于确定湍动能的源项和汇项，这些因素会显著影响流动的整体行为。具体而言，湍动能是湍流中与涡旋相关的平均动能。湍动能可以向下传递至湍流能量级联，并在柯尔莫哥洛夫尺度处被黏性力耗散。湍动能的产生、输运和耗散过程可由图3中的湍动能预算方程表示。y^+ 和湍动能预算的定义也见参考文献34。

总热通量预算也与先前的 DNS数据进行了比较，且同样取得了极好的一致性。

比较结果详见文献 35 和36。需要注意的是，只有采用特定的运行时设置，才能与 Kasagi DNS 数据取得一致；这些设置随后应用于表 II中的所有算例。

IV. 不同理查森数、雷诺数和普朗特数下加热平行板的时间平均统计量

IV.A. 湍流统计分析

在收集数据之前，所有工况均至少运行了三个流经时间，以达到统计收敛；这一要求依据验证工作中获得的运行时设置。本文研究并分析了不同雷诺数（和）及普朗特数（和）下，理查森数 Ri 从 0、5000、7500、1万、12、24.04 到 400 的各工况中浮力的影响。针对所有工况开展了一系列对比研究，包括速度和温度的归一化平均值及均方根、湍动能和总热通量。本文本节所呈现的所有湍流数据均采集自 z 方向的截面，该截面位于 $z = L_{Z1} + 0.5L_{Z2} = 62L_y$处，此处的流动被认为已充分发展。请注意，对于工况 1，由于温度边界条件不对称，热壁和冷壁两侧的浮力方向相反，因此分别采集了热壁和冷壁处的湍流统计量，包括速度和温度的平均值、均方根、湍动能及总热通量预算。对于工况 2，由于温度边界条件对称，壁面两侧的统计量相同。我们还比较了工况 1 在雷诺数 = 5000、普朗特数 = 12 下，不同展向长度（$L_x = \pi/2$、 π 和 2π）对应的湍流统计结果，未发现湍流统计量发生变化。

首先，考察雷诺数和普朗特数相同但理查森数不同的工况下浮力的影响。

$$\frac{D\bar{k}}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \overline{u_i' p'}}{\partial x_i} \underbrace{-\frac{1}{2}\frac{\partial \overline{u_j' u_j' u_i'}}{\partial x_i}}_{T_K} + \nu \underbrace{\frac{\partial^2 \bar{k}}{\partial x_j^2}}_{D_K} \underbrace{-\overline{u_i' u_j'}\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_{P_K} \underbrace{-\nu\overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_j}\frac{\partial u_i'}{\partial x_j}}}_{э_K} - \frac{g}{\rho_0}\overline{p' u_i'}\delta_{i3}$$

Parameter	Physical meaning
TKE (Turbulence Kinetic Energy) $\bar{k}$	Mean kinetic energy associated with turbulence eddies in the flow
TKE dissipation $э_K$	Turbulence dissipation rate
TKE production P_k	TKE growth rate in the flow
TKE turbulence diffusion T_k	The transport of TKE due to turbulence itself
TKE viscous diffusion D_k	The transport of TKE due to molecular viscosity

图 3. 湍动能预算方程及其物理意义。

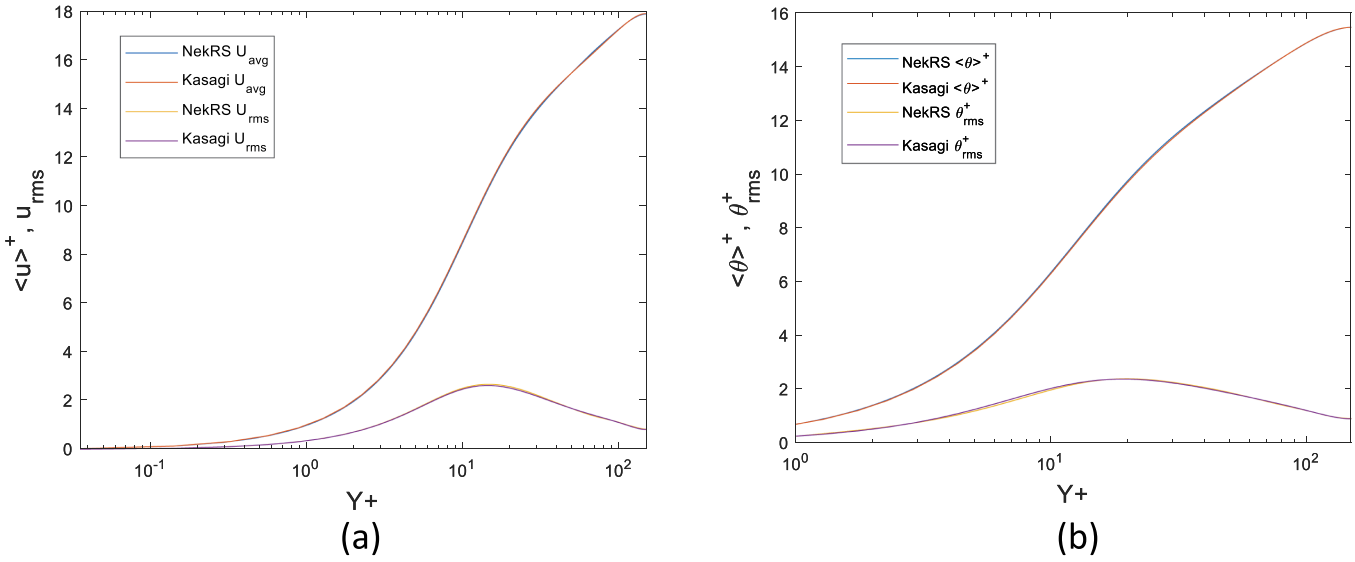


图 4。（a）平均值和 r NekRS 和 Kasagi 等人的（a）流向速度均方根及（b）局部温差的平均值和均方根 l.

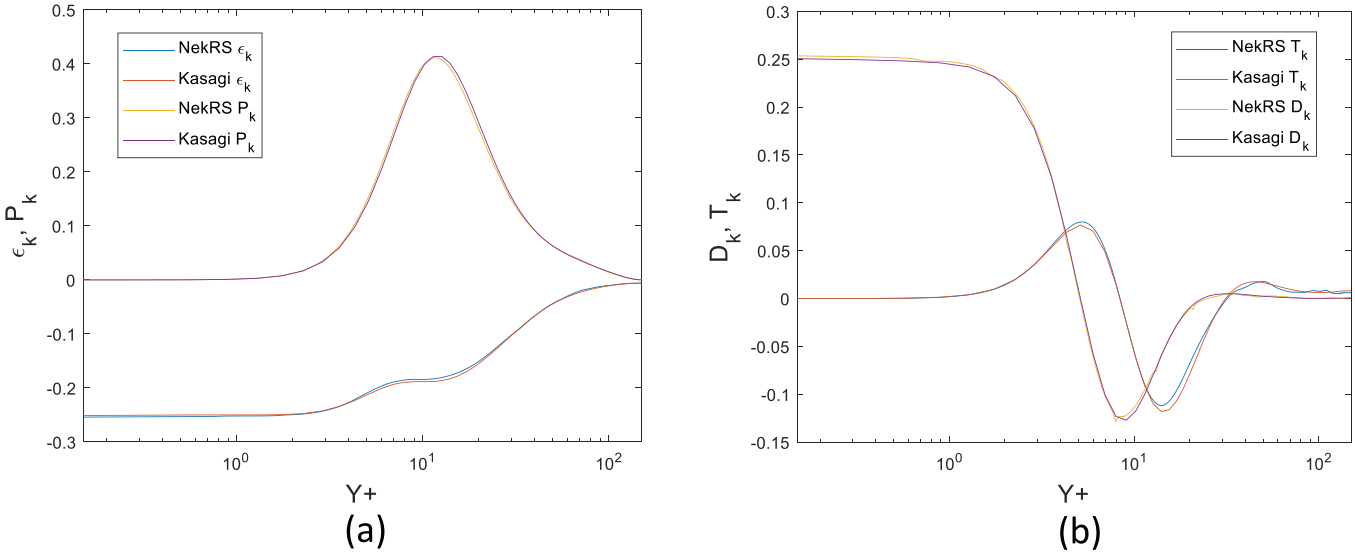


图 5. 湍动能预算：(a) 耗散项 ε_k 和生产项P_k 以及 (b) NekRS和 Kasagi等人的黏性扩散项D_k 和湍流扩散项 T_k 。

对 0.04 至 400 的数值进行了研究和分析，针对雷诺数 = 5000 和普朗特数 = 12。对于表 II中的其他雷诺数和普朗特数数据集，其行为相似，出于篇幅考虑，此处不再列出。在工况 1 和工况 2 中（图 6 和 7），针对强制对流工况（理查森数 = 0）和混合对流工况（理查森数 ≠ 0）开展了湍流统计量对比研究。总体而言，随着 Ri数 增大以及流动从强制对流过渡到自然对流，平均速度和温度剖面以及湍动能预算均发生显著变化。工况 2 中湍流剖面的行为是与工况 1 的冷壁侧相似。对于工况 1，如u^+_{rms}所示，冷壁侧的速度均方根（θ^+_{rms}）和温度均方根低于热壁侧，见6b、6e、6h、6j、6k和6l。

事实上，在冷壁侧，浮力会加速流动，而在热壁侧，浮力则阻碍流动，从而导致耗散增加、湍动能水平升高以及混沌的流动结构。我们注意到，在混合对流文献中，通常将其称为向下流动。惯性力的作用在产生项 P_k 中尤为明显。工况 2 显示出从单一

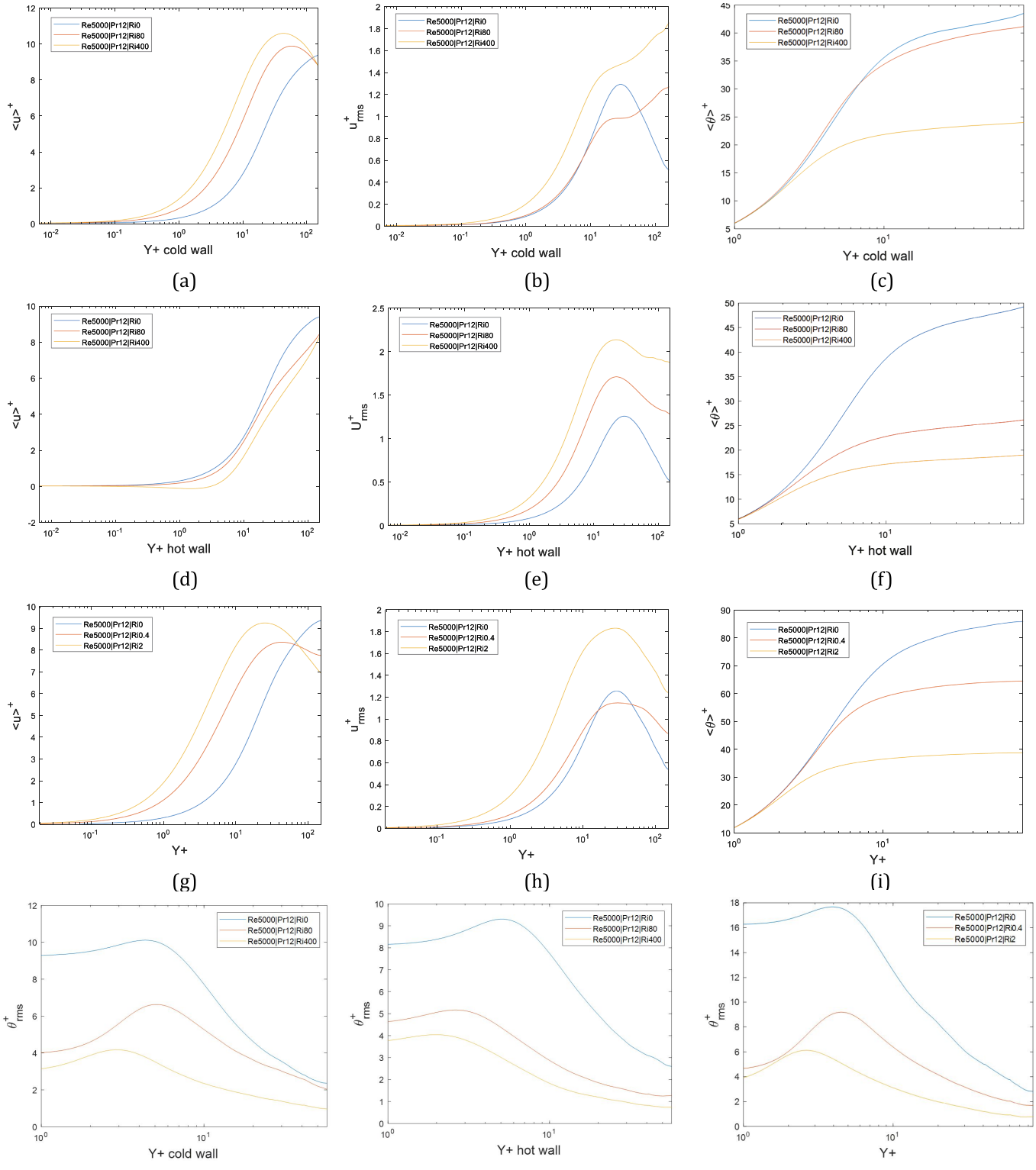


图 6。（a）和（d）工况 1 的平均流向速度 <*u*>+ （理查森数 = 0、80 和 400）。（g）<*u*>$^{+}$ 工况 2 的（理查森数 = 0、0.4 和 2.0）。（b）和（e）工况 1 的均方根流向速度 u^{+}_{rms}。（h）u^{+}_{rms} 工况 2 的。（c）和（f）工况 1 的平均局部温差 <θ>$^{+}$。（i）<θ>$^{+}$ 工况 2 的（j）和（k）均方根局部温差 θ^{+}_{rms} 工况 1 的。（l）θ^{+}_{rms} 工况 2 的。

峰值（强制对流）变为双峰（混合对流），如图 7h 所示，这表明大量P_k不仅发生在靠近壁面处，也发生在混合对流通道的中心附近。但是，当 Ri数 足够高时，工况 2 中的两个壁面以及工况 1 中的冷壁都存在负产生率区域P_k。这属于由于浮力导致流动强烈加速的典型情况（图 7b 和 7h）。Ri 越大，负P_k越强，且越靠近壁面。另一方面，工况 1 中热壁的产生率显著高于冷壁，这可以通过该区域浮力方向相反来解释（图 7e）。这也可以解释这些差异在工况1 的热壁与冷壁之间，对于其他湍动能预算项而言；尤其是耗散的振幅ϵ_k 以及黏性扩散 D_k 在热壁侧约为冷壁侧的四倍，如图 7a、7d、7g、7c、7f和 7i）所示。

Re = 7500 和1万与Re = 5000 的统计行为随着Ri数增加而相似。还考虑了总热通量预算，以评估不同Ri数下的工况行为。可以在图8 中看到，Ri数变化会显著影响总热通量预算。我们观察到一个负的THF生成区域，如图8b所示，这是由浮力导致的流动加速引起的。

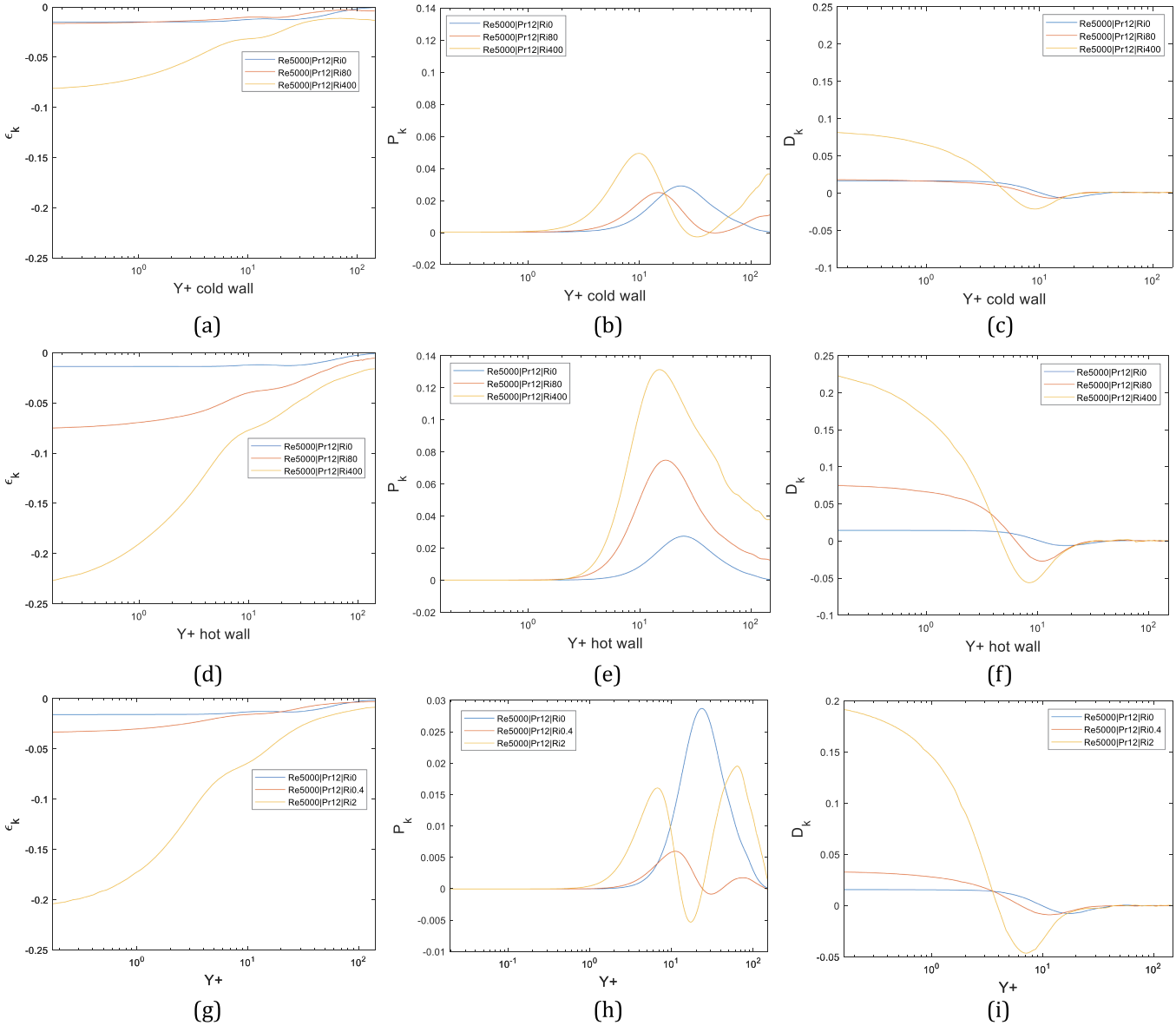


图 7. (a) 和 (d) 工况 1 的湍动能耗散 ϵ_k。(g) 工况 2 的 ϵ_k。 (b) 和 (e) 工况 1 的湍动能产生 P_k。(h) 工况 2 的 P_k。(c) 和 (f) 工况 1 的黏性扩散 D_k。(i) 工况 2 的 D_k。

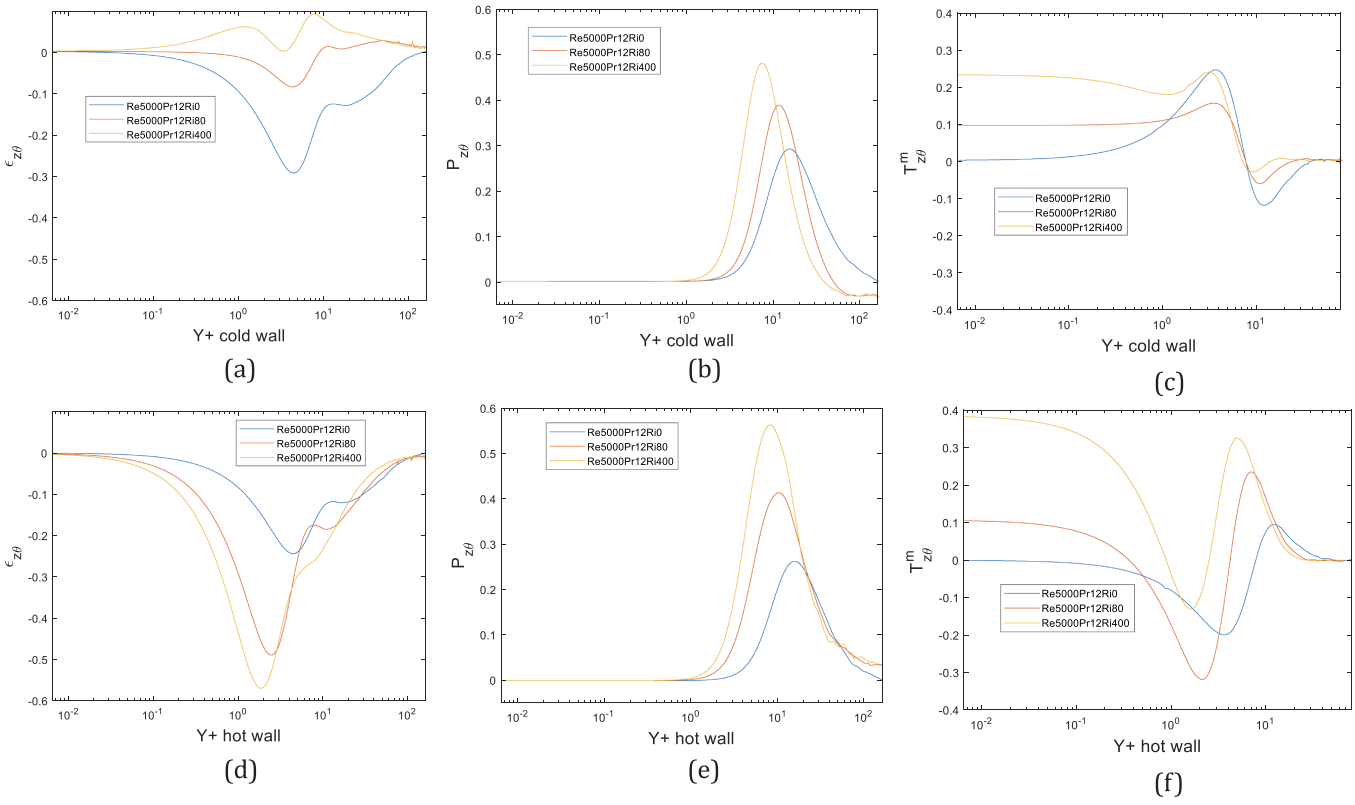


图 8. Re = 5000 、Pr = 12 时工况 1 的总热通量预算。(a) 和 (d) 流向总热通量耗散 $\epsilon_{z\theta}$，分别位于 (a) 冷壁和 (d) 热壁。(b) 和 (e) 流向总热通量生成 $P_{z\theta}$，分别位于 (b) 冷壁和 (e) 热壁。(c) 和 (f) 流向总热通量黏性扩散 $T^m_{z\theta}$，分别位于 (c) 冷壁和 (f) 热壁。

然而，其影响不如湍动能预算显著。

还研究了不同普朗特数工况下浮力的影响。图 9展示了雷诺数为= 5000 、但普朗特数和理查森数不同的若干工况的湍流统计特性。在雷诺数相同的情况下，普朗特数越大，Ri数的影响越弱。总体而言，随着普朗特数增大，湍流统计量的振幅减小。在某些条件下，例如 Ri 数为= 80时的工况 1，流动从普朗特数为 = 12 时的混合对流工况转变为普朗特数为 = 24时的近似强制对流工况，负产生区域也随之消失，如图 9b 和 9e 所示。对于工况 2，普朗特数的影响显著降低了湍动能产生双峰的振幅，从而减弱了混合对流效应。Ri数越大，这种影响越强，如图 9c和9f所示。

最后，对不同雷诺数下的工况进行了比较。图 10 显示了工况 2 在普朗特数相同、雷诺数不同的情况下的湍动能预算行为。值得注意的是，表 II 中的工况 1 和工况 2 对每组雷诺数采用了相同的一组格拉晓夫数，这导致了不同的一组 Ri数。对于强制对流工况，雷诺数越高，预算值越大。这可以用高雷诺数下湍流强度增强来解释。然而，尽管混合对流工况强烈依赖 Ri数，雷诺数对流动行为影响甚微。在 Ri数相同的情况下，预算值以及速度的平均值和均方根表现相似，如图 10所示。

IV.B. 预算峰值调查

本节汇总了通道不同流向位置处的统计数据，以评估沿流向的变化。数据采集于 z = 10、20、30、40 和 50处，示例结果如 图 11a 和 11b所示。 图 12a 和 12b 展示了浮力足够强、能够导致横截面内动量发生显著偏转和重新分布时的平均速度和温度，这一点也反映在 图 12c中热壁侧附近的湍动能主导区域。当观察到这一现象时，我们还观察到预算在大约 z = 20 处达到峰值。这种情况发生

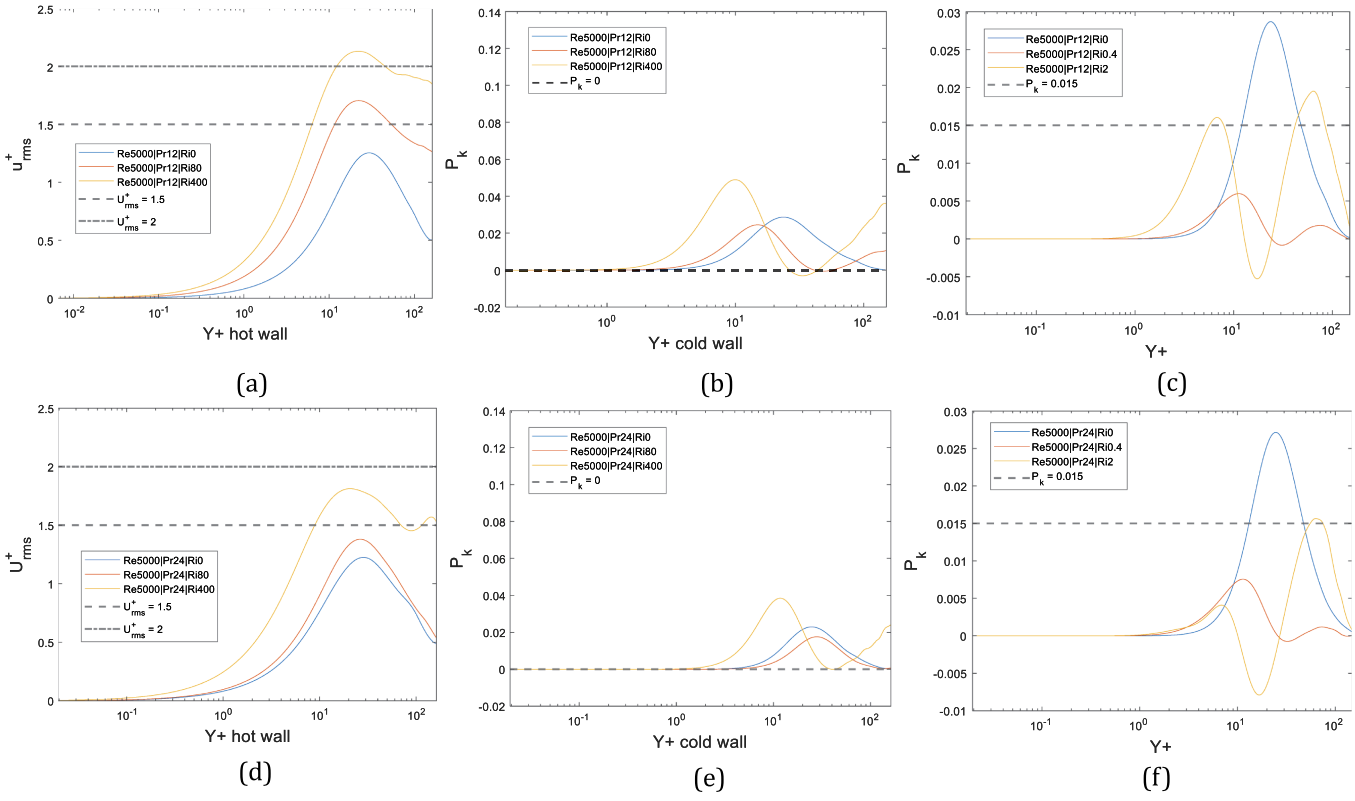


图 9. 普朗特数为 = 12 和 24、雷诺数为 = 5000时各工况的湍流统计量比较。(a) 和 (d) 工况 1 热壁处的流向速度均方根 u^{+}_{rms}。(b) 和 (e) 工况 1 冷壁处的湍动能产生 P_k。(c) 和 (f) 工况 2 的湍动能产生。

在若干案例中，如图 11b所示。为更好地理解这一现象背后的物理机制，已对[7,24] 一系列存在和不存在预算峰值的案例进行了 POD 分析。选择 POD 是因为它是一种非常有效的数学方法，可用于识别主导流动结构，进而揭示存在和不存在峰值的案例之间动态行为的差异。

为执行 POD，对于每个模拟工况，生成 1000 个在时间上充分分离以避免过度相关的瞬时快照，作为 POD 输入数据。对应于在 $z = 20$ 处存在和不存在预算峰值的样本工况的前三个 POD 模态显示于 图11c中。可以清楚地看出，存在预算峰值的工况的 POD 模态与不存在预算峰值的对应工况存在显著差异。在感兴趣区域，即 z 从 13 到 21 的范围内，Re = 5000、Pr = 12 和Ri= 400 的工况的第一和第二模态显示出从热壁发展而来的高能量含量。随着z 从13 增加到21，这种效应变得更加明显。能量结构的尺寸持续增大，直到到达冷壁，随后其强度减弱，如 图 11c所示。在 Re = 5000、Pr = 12 和Ri = 80的工况中则看不到这种流动结构，因为不存在预算峰值。我们还对于具有预算峰值的其他情况，我们也观察到了相同的流动行为，但为简洁起见，此处不予展示。

V. 时间序列与频率分析

V.A. 时间序列观测

为进行时间序列评估，本文考察了雷诺数 = 5000 下工况 1（Ri = 0 和 Ri = 400）以及工况 2（Ri = 0 和 Ri = 2.0）在 z = 31处的流向速度和温度时间信号。时间序列数据取自靠近壁面的点和通道中部的点。 图 13 显示，从强制对流工况（图 13a、13b 和 13c）转为混合对流工况（图 13d 至 13i）时，v_z 的振荡频率和振幅急剧增加。随着 Ri数 增大（工况 1 在 Ri = 400 时，工况 2 在 Ri = 2.0 时），我们还观察到低频成分的出现。值得注意的是，工况 1 的中心点振荡振幅大于工况 2。工况 1 中靠近热壁的点具有较大的温度振荡振幅和较强的低频成分，这表明该点

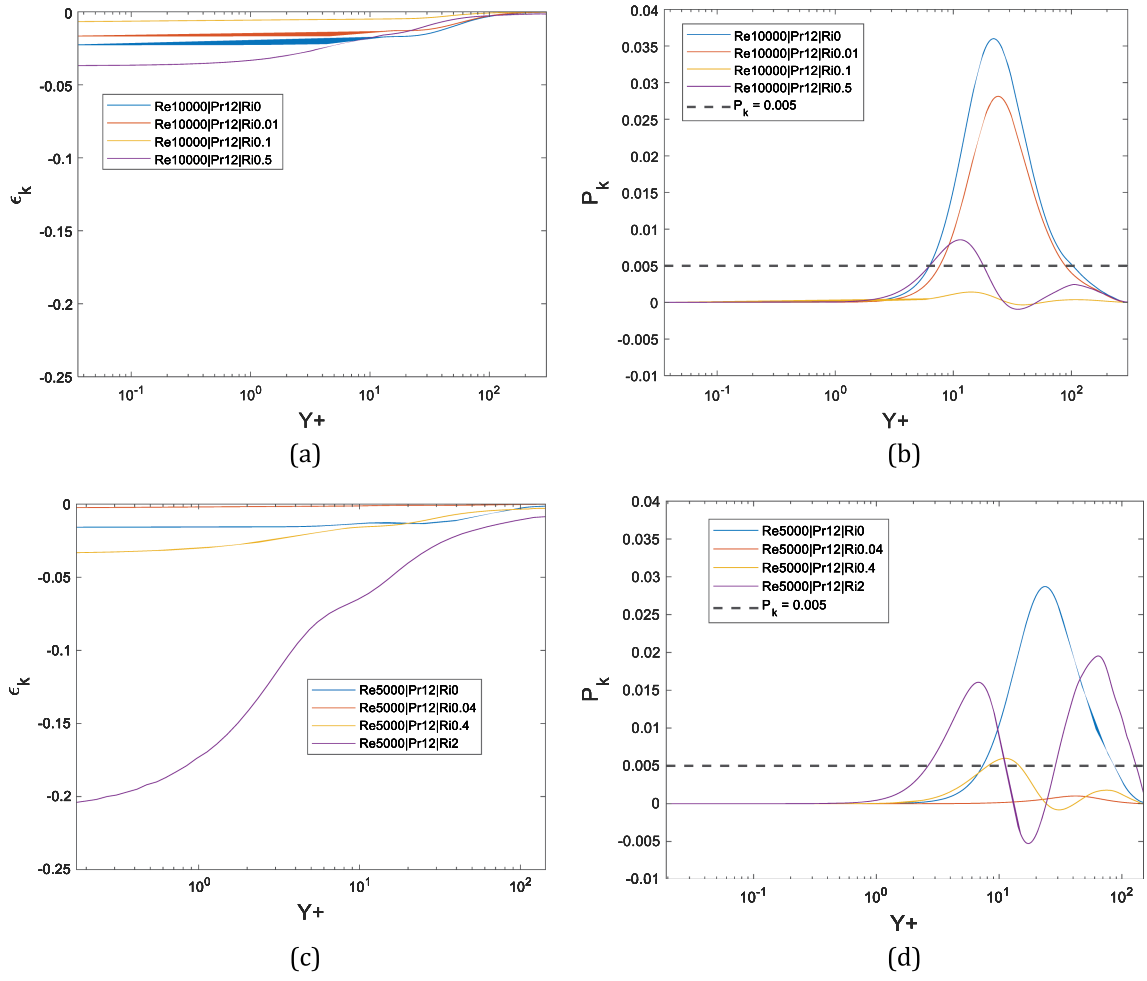


图 10. (a) 至 (d) 为工况 2 在普朗特数为 = 12 、雷诺数为 = 5000 和 1万时的湍动能预算对比。(a) 和 (c) 为湍动能耗散 ϵ_k。(b) 和 (d) 为湍动能产生 P_k。

附近存在大尺度涡旋。此结果与壁面附近的可视化观察一致，如 图 1所示。这些大涡旋会反映在温度功率谱密度峰值上，相关内容将在下一节展示。请注意，强制对流工况以及 表 II中的工况 2 均不存在最大的温度涡旋，这与下一节中工况 2 没有功率谱密度峰值的情况一致。

V.B. 功率谱密度分析

本节使用工况 1 和工况 2 在不同雷诺数和理查森数下的流向速度与温度时间信号进行功率谱密度分析。数据采集自壁面附近以及通道中部的点，位置在 z = 31 处，采集时长为 1.5 个流动通过时间。图 14 展示了雷诺数为 = 5000 和 1万、普朗特数为 = 12时的速度和温度功率谱密度。总体而言，低频处的功率谱密度值较高

频率；能量含量随着频率增加而逐渐降低。对于雷诺数 = 5000的工况，可以在 图 14c中看出，随着理查森数Ri 值增加，频率从低频向高频发生了明显偏移，这对应于从强迫对流向自然对流的演变。高频处的偏移发生在20至70 赫兹之间。内部各点与靠近壁面的点之间的功率谱密度存在显著差异，这可能是由于浮力相对强度的差异所致。 图 14g、14h和 14i 表明，对于工况 1、Ri= 400 ，在冷壁侧约 70赫兹处，温度功率谱密度出现了独特的峰值。根据我们对温度和速度分布的观察（第 IV.B 节），这一峰值很可能是由通道前段形成的湍流结构引起的（图 11c）。事实上，我们观察到，这种功率谱密度峰值仅出现在通道前段同时存在预算峰值的工况中。我们还注意到，功率谱密度

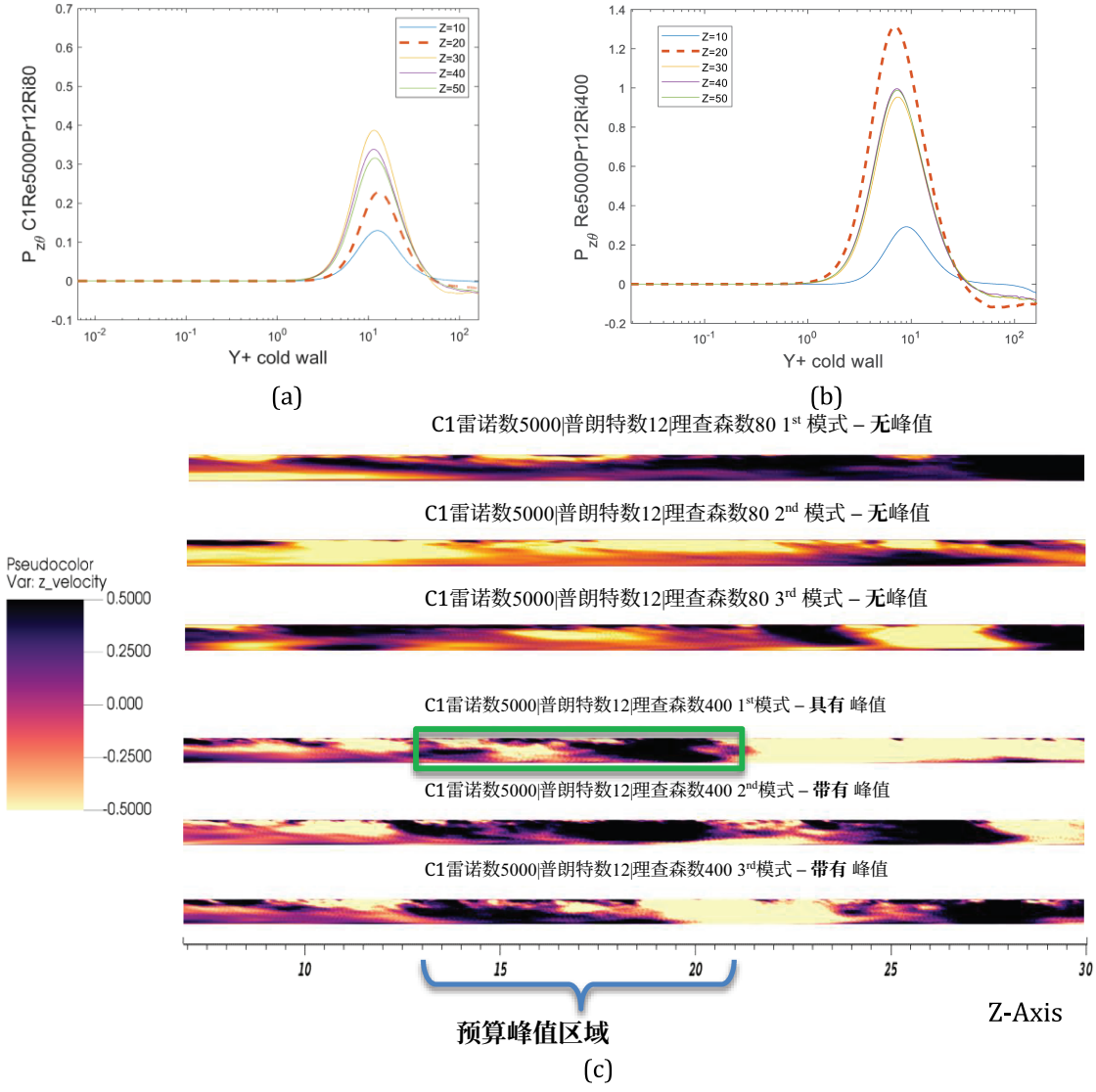


图 11. (a) 和 (b) 冷壁侧多个流向位置处，工况 1 在雷诺数 = 5000、普朗特数 = 12 和理查森数 = 80 and 400 时的 THF生成。(c) 工况 1 在雷诺数 = 5000、普朗特数 = 12 和理查森数 = 80 and 400 时的流向速度 POD。

工况 2 中不存在峰值。后文将对此进行更详细的讨论，见 V.C 节 (小波)。

V.C. 小波分析

小波变换是分析时间信号的有力工具。信号的小波变换实际上是信号与母小波在不同尺度下的互相关，可以揭示频谱特性在时间和频率上的突变。一般而言，小波变换是傅里叶变换与加窗傅里叶变换的结合。[37] 在本节中，选用连续莫莱小波[38] 进行小波分析对于表I中的情况。时间序列数据通过式 (22)：

$$f(t) = \int\int \gamma(s,\tau)\psi_{s,\tau}(t)d\tau ds \ , \qquad (22)$$

其中，$f(t)$、$\gamma(s,\tau)$ 以及 $\psi_{s,\tau}(t)$分别为时间序列数据、小波系数和尺度为s 、时间为 τ的小波函数。

进行小波分析时，收集了表 II 中各工况的时间信号，采集时长为 122 个对流时间单位（流动通过一次所需的时间）。采集位置与第 V.A 节相同。图 15、16和17 中的小波谱图以亮色表示较高的

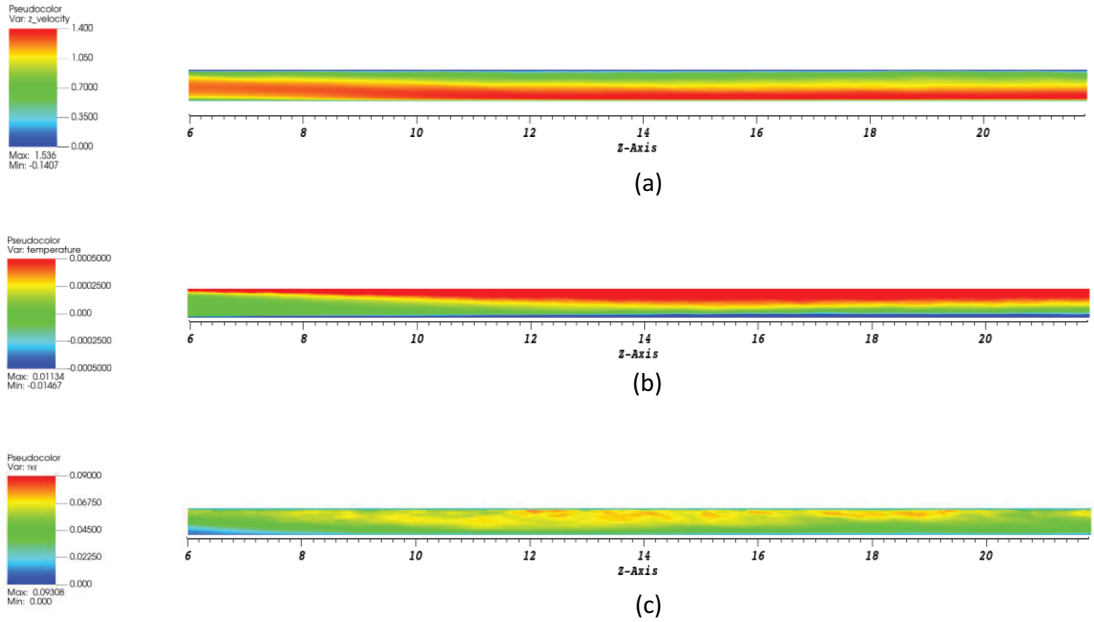


图 12。（a）平均 str 流向速度场和(b)Re = 5000、Pr = 12 和 Ri = 400 工况的平均温度场

小波能量含量，而深色则表示较低的能量含量。沿时间轴延伸的宽谱图带对应一个较大的相干结构。[39] 为简洁起见，本节仅展示显著的小波谱图。

浮力效应在图15中清晰可见。从强制对流工况（Ri = 0）到自然对流占主导的工况（Ri = 400），热壁侧的小波能量含量急剧增加；在该工况下，浮力在热壁侧强烈阻碍流动。Ri 400 工况的谱图中也出现了大型相干结构，如图 1b所示。与强制对流工况相比，冷壁侧的小波能量含量也大幅增加，但增幅不及热壁侧，如图 16所示。对于表 II中的所有工况，通道中部各点的小波能量含量均低于近壁点，这一点也反映在图 1中。总体而言，由前文讨论的普朗特数效应可知，与普朗特数为= 24 的工况相比，普朗特数为 = 12 的工况具有更低的小波能量含量和更小的相干结构。对于所有强制对流和混合对流工况，最高能量含量大多集中在 0 至 200 赫兹的频率范围内，这与功率谱密度分析结果相符。此外，小波谱图还能揭示强制对流与混合对流工况之间的低频行为，而这一行为在功率谱密度图中并不明显。

为进一步理解第 V.B 节中的功率谱密度行为，本文研究了工况 1 在雷诺数 = 5000、普朗特数 = 12和理查森数 = 400 条件下的温度小波谱图。图 17 显示，谱图中存在一个小型小波结构，但与其他结构相比，其能量含量非常显著。放大后的谱图显示，该小型结构能量突发的频率范围为 55 至 70 赫兹，与第 V.B 节中的功率谱密度峰值频率一致。工况 2 及其他混合对流工况中均未出现这类能量突发，这些工况也没有功率谱密度峰值。如第 V.B 节所述，这种能量突发可能是通道前段湍流结构间歇性形成的结果；该结构不断发展，直至到达冷壁侧，此处出现功率谱密度峰值。随后，该结构向下游移动，并在那里观测到小波能量突发。这与以下事实一致：存在功率谱密度峰值和小波能量突发的工况，其预算峰值也出现在通道前段（约在 $z = 20$）。

VI. FLiBe 努塞尔数数据集

努塞尔数（Nu）是一个重要的无量纲数，用于定义对流换热的有效性。对于 FLiBe 等熔盐这类相对较新的新型冷却剂，目前缺乏可靠的

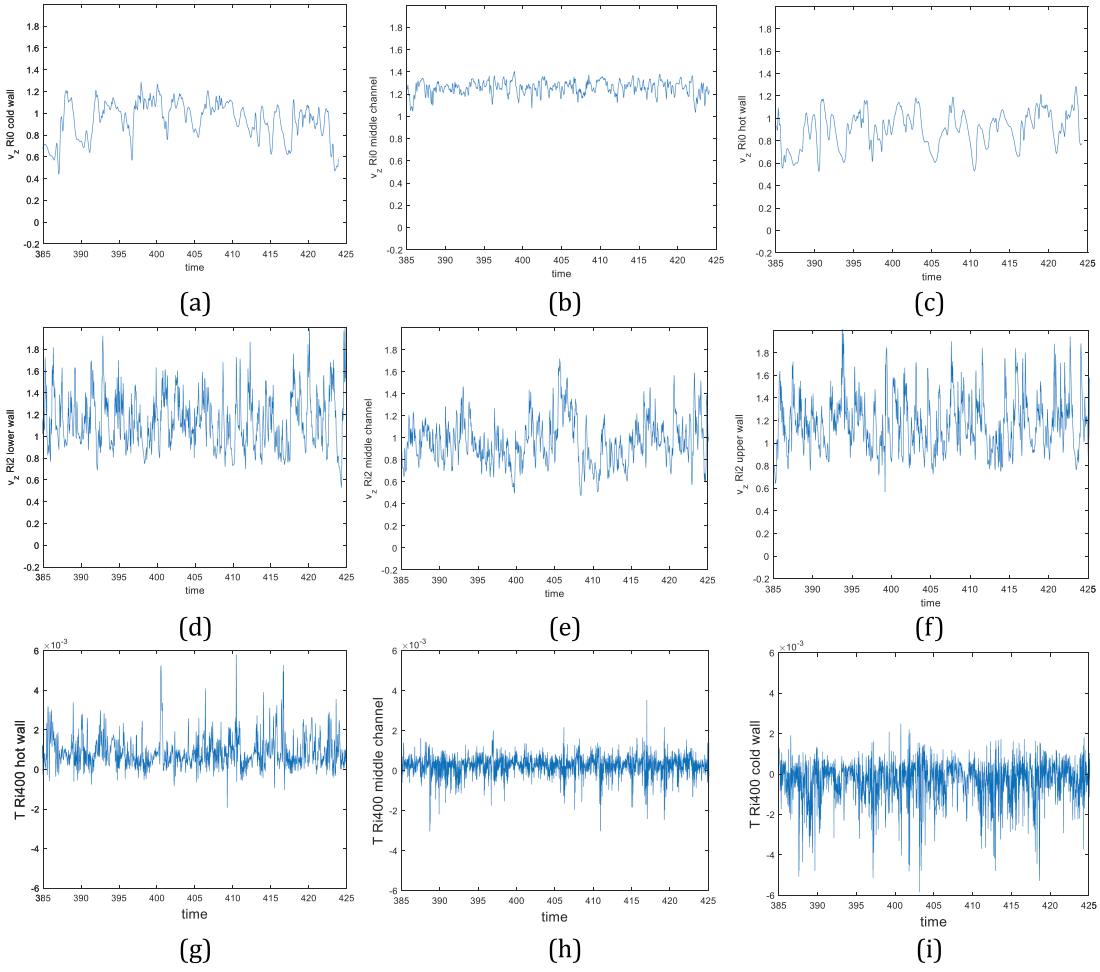


图 13。（a）、（b）和（c）强制对流工况下流向速度 $v_z(t)$ 的时间序列。（d）、（e）和（f）工况 2 在 Ri = 2 下的 $v_z(t)$。（g）、（h）和（i）工况 1 在 Ri = 400 下的温度 $T(t)$ 时间序列。

传热关联式，无法覆盖宽范围的格拉晓夫数和雷诺数。在本研究中，已计算表 II 中每种工况的努塞尔数，并将其表示为浮力数（Bo）的函数（参考文献 40）：

$$\mathrm{Bo} = 8 \times 10^4 \frac{\mathrm{Gr}}{\mathrm{Re}^{3.425}\mathrm{Pr}^{0.8}} \ . \tag{23}$$

总体而言，DNS数据集遵循实验数据和KP数据的趋势。[41] 在热壁侧，努塞尔数随着Ri数的增大而增加，这可以解释为，增大的浮力方向相反，从而增强了湍流。在冷壁侧，随着Bo数从强制对流开始增大（Bo = 0）至Bo= 0.3，努塞尔数 initially decreases as the Bo number starts to increase fromforced convection(Bo = 0.3，形成传热恶化区域。随后，努塞尔数稳步增加，并趋于与热壁侧的对应值收敛当 Bo 足够大时（自然对流）。这种行为可以通过以下结果来解释：第 IV.A 节：从Bo = 0 到0.3时，浮力开始加速流动，湍流流动发生层流化（湍动能产生变为零甚至为负），努塞尔数随之下降。随着 Bo 的增大，层流化效应在Bo = 0.3 附近达到最大值，此时努塞尔数最小；随着Bo 增大，湍流逐渐重新建立。之后，努塞尔数持续增加，热壁和冷壁均建立起自然对流，并且两壁之间的传热系数差异越来越小。

我们尝试寻找努塞尔数关联式，以描述当前直接数值模拟努塞尔数数据集的变化趋势。我们考虑了参考文献 40 中的关联式，并在此基础上进一步改进：

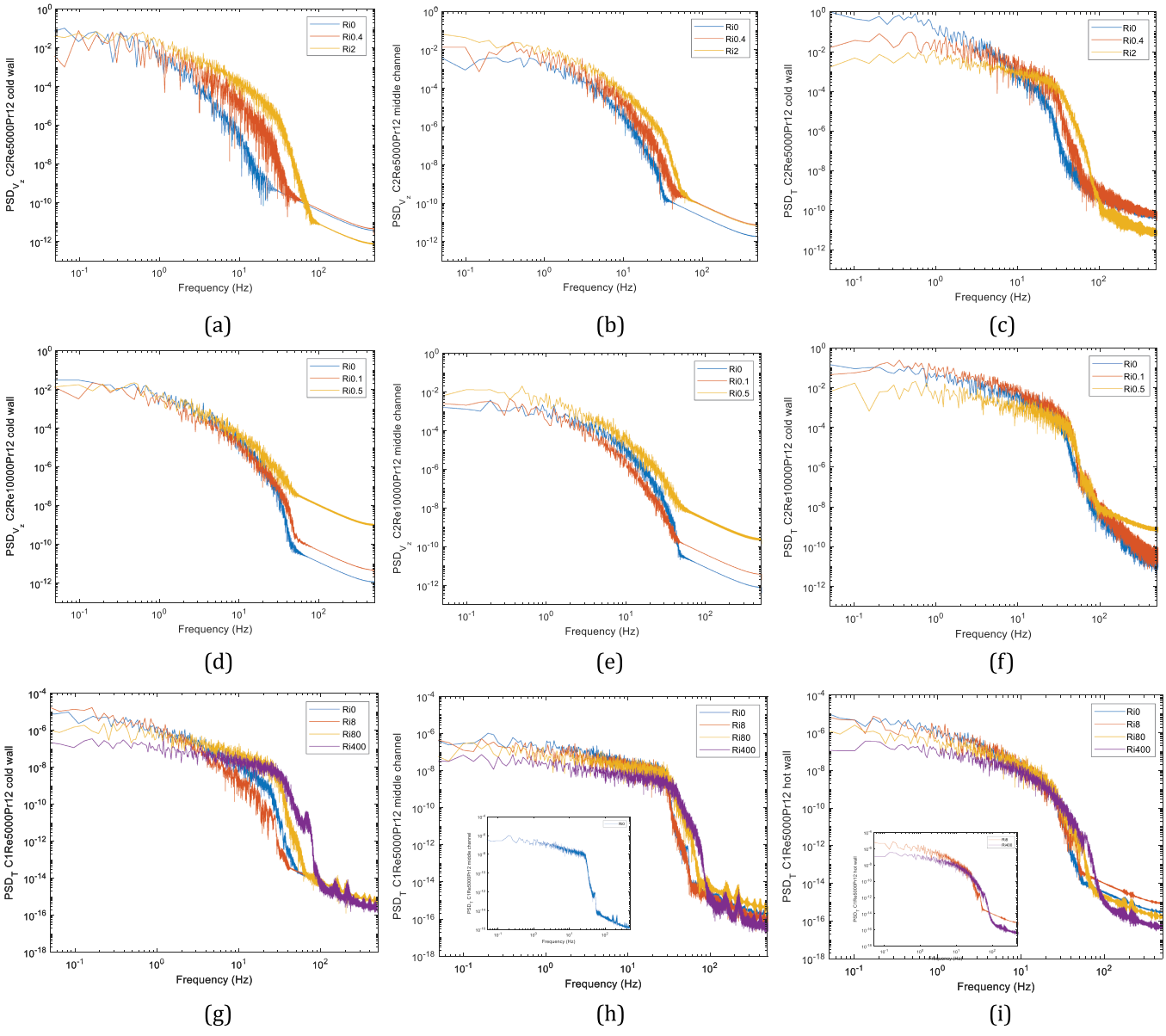


图14.(a) 至(f) 为在相同普朗特数（普朗特数 = 12）下，工况2 在雷诺数 = 5000 和雷诺数 = 10 000 时的 PSD。(a)和(d)为近壁点的流向速度PSD。(b) 和(e)为通道中部点的流向速度PSD。(c) 和(f) 为近壁点的温度PSD。(g)、(h) 和 (i) 为工况 1 的温度 PSD。

$$\frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Nu}_0} = \left(1 \pm \frac{\mathrm{Bo}}{\left(\frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Nu}_0}\right)^2}\right)^{0.46}, \tag{24}$$

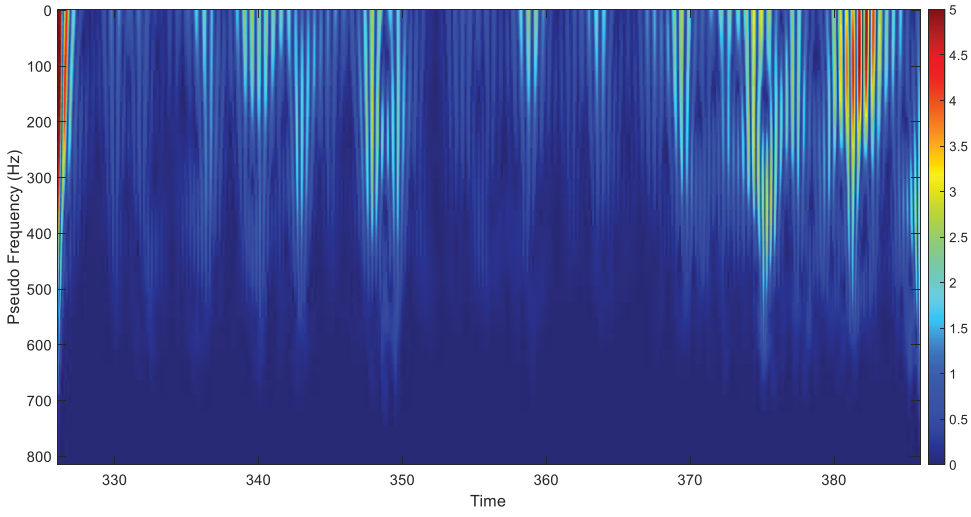
其中 Nu_0 对应于表 II中强制对流工况的努塞尔数。

的实现方程（24）如图18a所示。可以观察到，方程（24）无法完美描述所呈现数据的趋势。在冷壁侧，它只能在很有限的程度上表征数据集的行为。

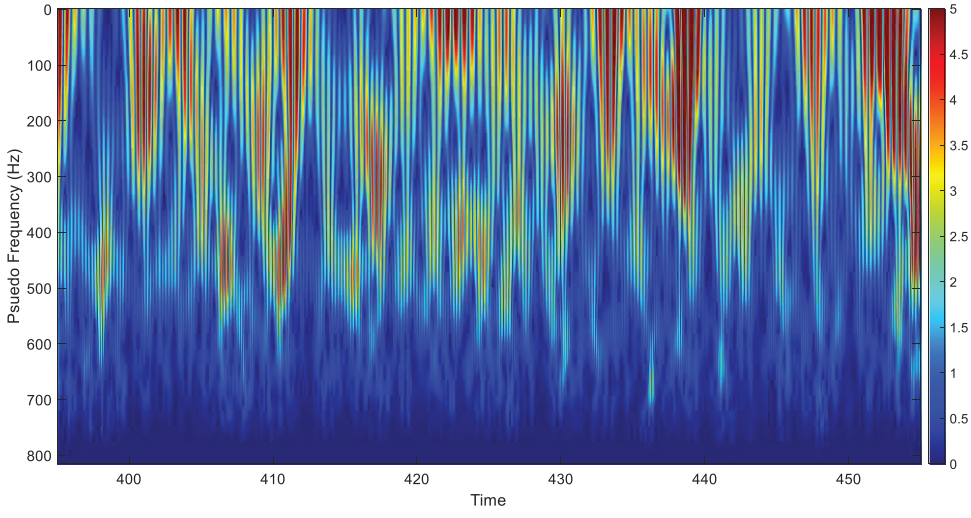
已提出一个广义的 Nu 关联式，以更好地表征直接数值模拟、实验和 KP 数据集：

$$\frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Nu}_0} = \left(1 \pm \frac{\mathrm{Bo}}{\left(a\frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Nu}_0} + b\right)^2}\right)^c. \tag{25}$$

应用 MATLAB曲线拟合工具箱，[42] 当前 Nu数据集的新 Nu关联式如下：对于热壁侧，



(a)



(b)

图15. 热壁侧工况 1 在雷诺数 = 5000、普朗特数 = 12 和理查森数 = 0 (a)，以及雷诺数 = 5000、普朗特数 = 12 和理查森数 = 400 (b) 条件下速度的小波谱图。

$$\frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Nu}_0} = \left(1 + \frac{\mathrm{Bo}}{\left(\frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Nu}_0}\right)^2}\right)^{0.56}; \qquad (26)$$

在冷壁侧，

$$\frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Nu}_0} = \left(1 - \frac{\mathrm{Bo}}{\left(0.56\frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Nu}_0} + 0.35\right)^2}\right)^{0.56} \qquad (27)$$

and

$$\frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Nu}_0} = \left(1 - \frac{\mathrm{Bo}}{\left(1.78\frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Nu}_0} - 0.5\right)^2}\right)^{2.03}, \qquad (28)$$

其中 公式（27）适用于 Bo值在0至0.29之间的情况，而公式（28）适用于 Bo > 0.29 的情况。为便于阅读，关联式也展示在 图18a 中。 图18b 显示，大多数数据点都位于对角线附近，且处于置信区间的10%范围内，这意味着公式（26）、（27）和（28）能够充分描述 Nu数据集的变化趋势。Bo数越大，关联式越准确。Nu仍然

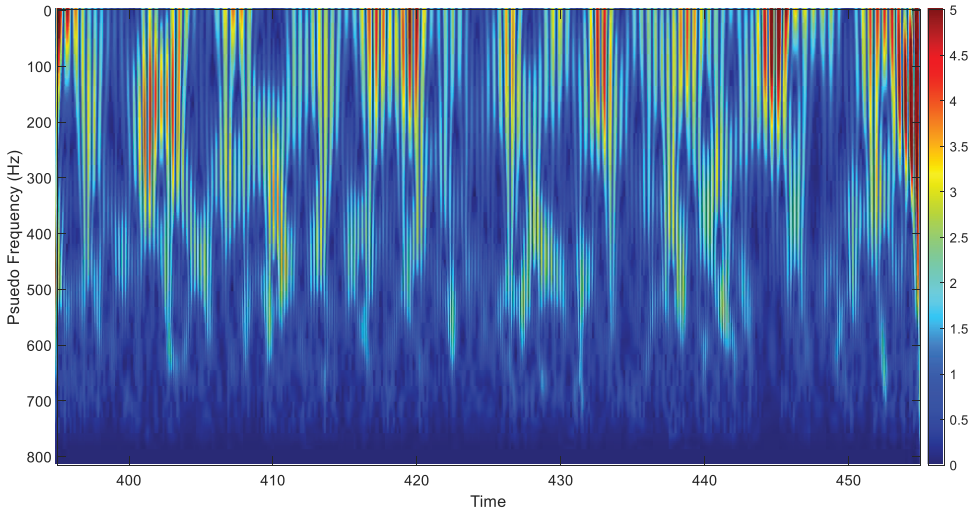


图 16. 工况 1 在冷壁侧 Re = 5000、普朗特数 = 12 和理查森数 = 400 时的速度小波谱图。

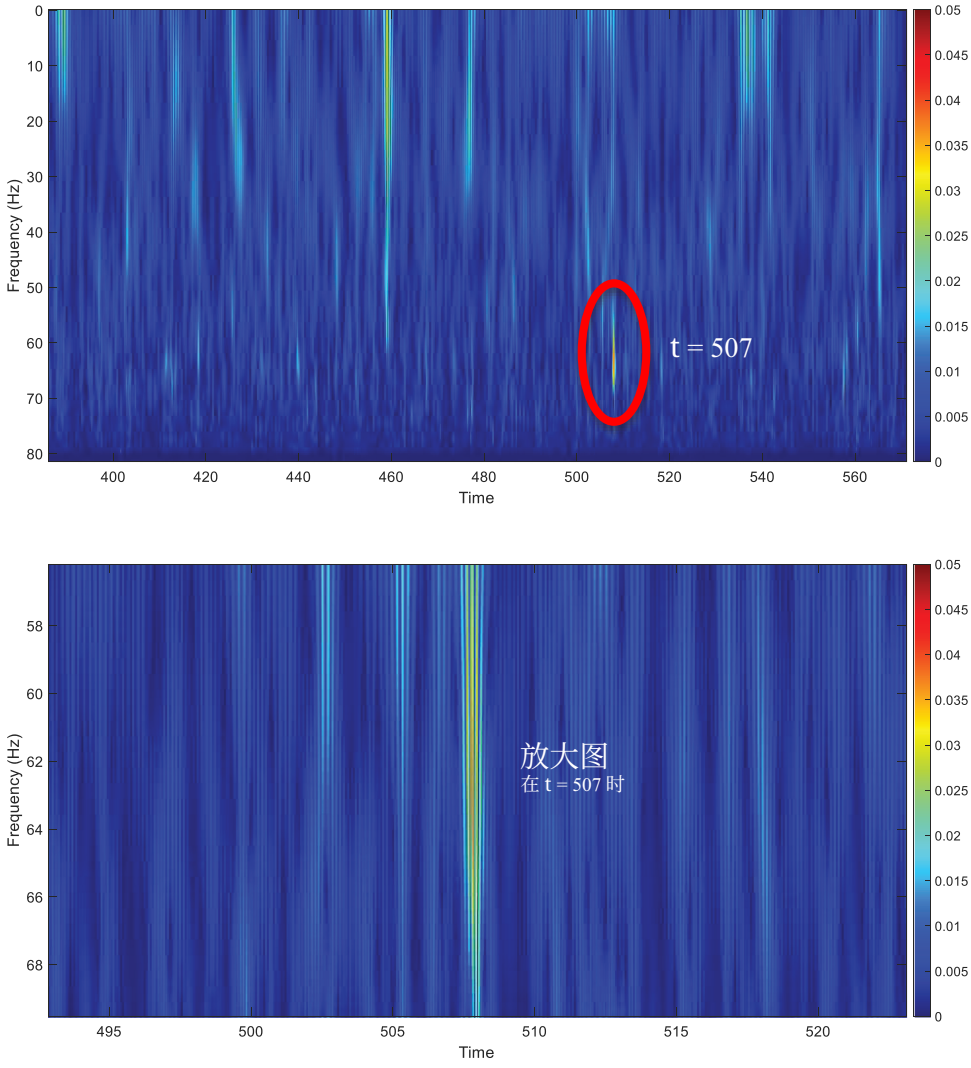
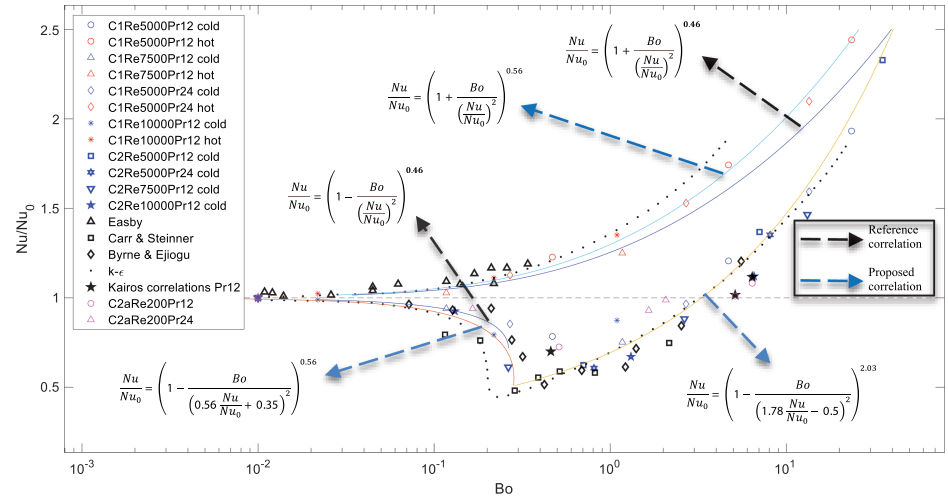
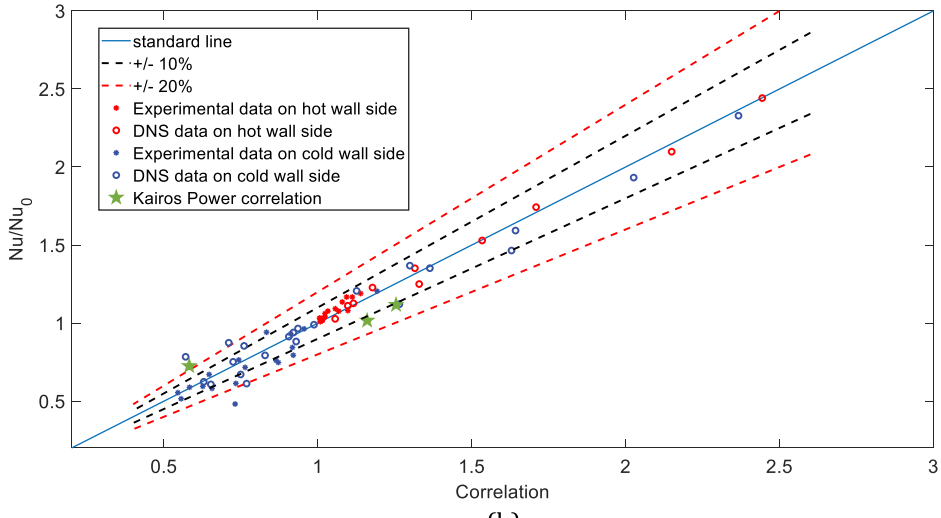


图 17. 工况 1 在冷壁侧 Re = 5000、普朗特数 = 12 和理查森数 = 400 时的温度小波谱图。为便于观察，放大显示了 $t = 507$ 时的能量突发。



(a)



(b)

图18。（a）表 II 中模拟工况的努塞尔数数据集 随浮力数（Bo）的变化。红色数据点表示热壁侧的努塞尔数，蓝色数据点表示冷壁侧的努塞尔数，黑色数据点表示参考实验/ KP关联式的努塞尔数。（b）关联式与实验数据、DNS数据之间的努塞尔数曲线比较。

传热恶化区中的数据离散性需要通过其他参数而非 Bo数 的函数来表征，而方程（26）、（27）和（28 的解是超越的，这仍然是该方法的局限性之一，我们正在通过持续开展的工作努力克服这一问题。

七、结论

在本研究中，我们讨论并展示了40组加热平行板的直接数值模拟，这些平行板代表先进反应堆的下降管。谱元代码NekRS结合直接数值模拟所展现出的先进能力得到了验证。我们研究了广泛的涵盖从强制对流到自然对流的工况，对应的雷诺数范围为 5000 至 1万，格拉晓夫数范围为 0 至 10^{10}。选用高普朗特数流体（FLiBe）作为工质。通过对低普朗特数流体工况进行直接数值模拟，并与 Kasagi DNS 数据进行比较，验证了合适的运行时设置，结果吻合良好。随后将这些运行时设置应用于所有模拟工况。计算了各模拟工况下速度和温度湍流统计量的时间平均值。模拟结果表明，随着 Ri 数增大，平均速度和温度剖面，以及均方根和湍动能预算均发生显著转变。对于这些工况，湍流剖面的行为

采用对称冷却边界条件时，其湍流剖面的行为与冷壁侧采用非对称冷却的工况相似。湍动能预算各项在热壁侧的振幅约为冷壁侧的四倍。此外，我们在冷壁附近观察到一个负产生区域，此处流动在浮力作用下加速。在热壁侧，浮力方向与流动相反，因此能量产生水平更高。随着 Ri 数增大，总热通量预算也受到显著影响，这是因为浮力同时作用于热壁侧和冷壁侧。

Pr数的变化会显著影响该状态下的流动行为。具体而言，当Pr数在12至24之间增大时，湍流统计量的振幅会减小，并且Ri越大，这种影响就越强。在某些条件下，Pr效应可以减弱混合对流行为，使混合对流工况的表现几乎类似于强制对流。在Pr数相同但Re数和Ri数不同时，混合对流工况主要取决于Ri数，而Re数本身对流动行为的影响较小。最后，我们观察到轴向上存在一种特殊的预算峰值，并通过实施POD对其进行了研究。

我们还收集了时间序列和努塞尔数数据。在高Ri数下，热壁附近各点的流向速度时间信号显示出与高能量结构相关的低频成分。PSD 结果表明，最高PSD值出现在低频区域。此外，我们观察到，随着浮力变得更加占主导地位，能量会从低频向高频转移：高频处的转移发生在约20赫兹和 70 赫兹处。我们还观察到了工况 1 的温度功率谱密度峰值。

小波分析结果表明，流动从强制对流转变为自然对流时，小波结构的能量含量会增加；小波谱图揭示了强制对流与混合对流工况之间的低频行为。我们在谱图中观察到一个局部小波能量峰值，其对应的频率范围与功率谱密度峰值一致。此外，出现功率谱密度峰值的工况，在发展区也呈现出显著的预算峰值和强烈的流动再分配。这表明，发展区中存在某些结构，并且这些结构会间歇性地向下游传播。据我们所知，此前从未观察到这一现象。

完全发展区域汇总的努塞尔数数据集与实验数据和现有关联式整体趋势吻合良好。传热恶化过程中努塞尔数的变化】【。该区域与我们的观察结果以及随着理查森数增加而总体下降的湍动能产生相一致。我们还提出了一个适用于充分发展区域中 Nu 数据的广义关联式，用于描述这一趋势；该关联式能够使大多数实验、直接数值模拟和 KP数据落在置信区间的±10%以内。在传热不足区域，所提出关联式的表现较差，而建立更好的关联式仍是当前的研究工作。

缩略语

BC：边界条件 Bo：浮力数 CFL：Courant–Friedrichs–Lewy条件 CHT：共轭传热 DFM：微分通量模型 DNS：直接数值模拟 DOF：自由度 EB：椭圆混合 Fr：弗劳德数 GLL：Gauss-Lobatto-Legendre Gr：修正格拉晓夫数 KP：Kairos Power KP-FHR：Kairos Power氟盐冷却高温反应堆 LES：大涡模拟 NS：纳维–斯托克斯 OCCA：开放并发计算抽象 OKL：OCCA内核语言 Pe：佩克莱数 POD：正交分解 Pr：普朗特数 PSD：功率谱密度 RANS：雷诺平均纳维–斯托克斯 Re：雷诺数 rms：均方根 SEM：谱元法 THF：湍流热通量 TKE：湍动能

符号说明

c_{p0} = 入口FLiBe热容D_h = 水力直径（D_h 1⁄4 2L_y 1⁄4 4δ）f = 有量纲热通量f^* = 无量纲热通量k_0 = 入口FLiBe导热系数 P_N = 多项式阶数P^* = 无量纲压力t = 时间T = 工质（FLiBe）温度T_0 = 入口FLiBe温度

T^* = 无量纲温度

t^* = 无量纲时间U = 入口FLiBe 速度u^*！ = 无量纲矢量速度

希腊

ΔT = 床层入口与出口的温差 μ_o = 入口 FLiBe 动力黏度ρ_0 = 入口 FLiBe 密度ρ^* = 无量纲密度

披露声明

作者未报告任何潜在利益冲突。

资助

本研究由美国能源部资助，资助项目为一项综合研究项目，题为“核能热流体应用卓越中心：建立热工水力多尺度模拟知识库以加速先进反应堆的部署”，项目编号为IRP-NEAMS -1.1：“核能热流体应用”。计算资源由橡树岭国家实验室的橡树岭领导计算设施提供。

参考文献

1. C. N. C. Z. BAHRIA 等人，“熔盐反应堆（MSR）中用作冷却剂和燃料载体的氟化物熔盐系统 LiF-BeF_2（Flibe）和 LiF-NaF-KF（Flinak）的特性”，AIP Conf. Proc., 1799, 040008（2017）。 2. P. N. HAUBENREICH 和 J. R. ENGEL，“熔盐反应堆实验的经验”，Nucl. Appl. Technol., 8, 2, 118 1970 10 13182 8 2 118 ( ); https://doi.org/ . /NT - - . 3. D. SHAVER 等人，“ 卓越中心的初期行业合作”，ANL/NSE-19/15，阿贡国家实验室（2019）。 4. P. FISCHER 等人，“NekRS：一款 GPU 加速的谱元 Navier-Stokes 求解器”；arXiv:2104.05829。 5. “Nek5000 17.0 用户指南”，阿贡国家实验室。 6. E. MERZARI、W. D. POINTER 和 P. FISCHER，“反向流T形管中的数值模拟与正交分解”，J. Fluids Eng., 135, 9, 091304（2013）；https://doi.org/10.1115/1.4024059。 7. T. NGUYEN 和 E. MERZARI，“纵横比及其他几何效应对矩形热虹吸管稳定性的影响”，ASME J. Heat Transfer, 143, 7, 072601（2021年7月）；https://doi.org/10.1115/1.4051055。 8. M. A. YILDIZ 等人，“随机填充球床内流动的直接数值模拟”，J. Fluids Eng., 142, 4（2020）；https://doi.org/10.1115/1.4045439。 9. N. KASAGI，湍流与传热直接数值模拟数据库网站；http://thtlab.jp/DNS/dns_database.html。 10. N. KASAGI、Y. TOMITA 和 A. KURODA，“湍流通道流中被动标量场的直接数值模拟”，ASME J. Heat Transf., 114, 598 1992 10 1115 1 2911323 ( ); https://doi.org/ . / . . 11. N. KASAGI 和 O. LIDA，“湍流传热直接数值模拟的进展”，第5届 ASME/JSME 联合热工程会议论文集，加利福尼亚州圣迭戈，1999年。 12. C.-K. TAI 等人，“利用 DNS 数据对先进反应堆中的混合对流进行数据驱动湍流建模”，NURETH 19论文集，比利时布鲁塞尔，2022年3月6日至11日。 13. H. KAWAMURA 等人，“低至中高普朗特数流体通道流中的湍流传热直接数值模拟”，《国际传热与流体流动杂志》, 19, 482（1998）；https://doi.org/10.1016/S0142-727X(98)10026-7。 14. J. YOU、J. Y. YOO 和 H. CHOI，“充分发展湍流混合对流中受热垂直空气流的直接数值模拟”，《国际传热传质杂志》，46, 1613（2003）；https://doi.org/10.1016/S0017-9310(02)00442-8。

15. C.-K. TAI 等人，“反应堆下降管几何结构中低普朗特数和普朗特数为1的流体的直接数值模拟”，《热工水力学进展》论文集，阿纳海姆，加利福尼亚州，2022年6月12日至16日，美国核学会（2022年）。 16. C. FLAGEUL 等人，“湍流通道流中流固界面温度方差耗散率不连续性的关联式”，Flow Turbul. Combust., 103, 1, 175（2019）；https://doi.org/10. 1007/s10494-019-00008-0。 17. I. TISELJ 和 L. CIZELJ，“普朗特数为0.01时具有共轭传热的湍流通道流直接数值模拟”，《核工程与设计》, 253, 153（2012）；https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2012.08.008。 18. V. F. NICOLETTE 等人，“基于涡量生成的浮力流动湍流模型”，SAND2005-6273，桑迪亚国家实验室（2005年10月）。 19. R. KUMAR 和 A. DEWAN，“热羽流浮力修正湍流模型评估”，Eng. Appl. Comput. Fluid Mech., 7, 2, 239（2013）。 20. J. WANG 等人，“竖直平面通道中浮力影响下湍流流动与传热的计算模拟”，机械工程师学会论文集，C辑：机械工程科学杂志，第218卷，第11期（2016年）。 21. J. BOUSSINESQ，“流动水理论试论”，法国国家科学院院刊（由多位学者提交），法国巴黎，国家印刷局（1877年）。 22. W. S. KIM 、 S. HE 和 J. D. JACKSON，“ 通过与 DNS 数据比较评估用于混合对流模拟的湍流模型”，《国际传热传质杂志》, 51, 1293（2008）；https://doi.org/10.1016/j.ijheat masstransfer.2007.12.002。 23. F. DEHOUX、S. BENHAMADOUCHE 和 R. MANCEAU，“用于自然对流、混合对流和强制对流的椭圆混合微分通量模型”，《国际传热与流体流动杂志》, 63, 190（2017）；https://doi.org/10. 1016/j.ijheatfluidflow.2016.09.003。 24. L. SIROVICH，“湍流与相干结构动力学。I. 相干结构”，Q. Appl. Math., 45, 3, 561（1987）；https://doi.org/10.1090/qam/ 910462。 25. T. NGUYEN、E. MERZARI 和 H. YUAN，“利用谱元法对高普朗特数流体及超临界二氧化碳典型流动进行直接数值模拟”，NURETH 19论文集，比利时布鲁塞尔，2022年3月6日至11日。 26. A. KRAUS 等人，“5×5 棒束的大涡模拟：中心控制棒导向管的影响”，《核工程与设计》, 381, 111337 (2021); https://doi.org/10. 1016/j.nucengdes.2021.111337. 27. D. A. REGER 等人，“旨在为球床系统近壁区开发改进的摩擦关联式”，NURETH 19 会议论文集，比利时布鲁塞尔，2022年3月6日至11日。28. A. TOMBOULIDES、J. C. LEE 和 S. ORSZAG，“低马赫数反应流的数值模拟”，《科学计算杂志》, 12, 2, 139 (1997); https://doi.org/10.1023/A:1025669715376. 29. A. T. PATERA，“流体动力学中的谱元法：扩张通道中的层流”，《计算物理学杂志》, 54, 3, 468 (1984); https://doi.org/10. 1016/0021-9991(84)90128-1. 30. N. OFFERMANS 等人，“谱元求解器 Nek5000 在拍级系统上的强扩展”，百亿亿次级应用与软件会议论文集，瑞典斯德哥尔摩，2016年。31. P. FISCHER、K. HEISEY 和 M. MIN，“基于偏微分方程的模拟的扩展极限”，美国航空航天学会（2015）。32. P. FISCHER，“对流问题中 OIFS/特征线方法的实现考量”，阿贡国家实验室（2003）。33. C. GEUZAINE 和 J.-F. REMACLE，“Gmsh：具备内置前处理与后处理功能的三维有限元网格生成器”，《国际数值方法与工程杂志》, 79, 11, 1309 (2009); https://doi. org/10.1002/nme.2579. 34. S. B. POPE，《湍流》，剑桥大学出版社（2000）。35. “IRP-NEAMS-1.1—挑战问题1报告：初步计算——典型流动的直接数值模拟”，美国能源部。36. C. TAI 等人，“采用谱元法对先进反应堆下降管中低普朗特数和普朗特数为1的流体进行直接数值模拟”，《热工水力学进展》，阿纳海姆，加利福尼亚州，2022年6月12日至16日，美国核学会（2022）。37. K. M. LAU 和 H. WENG，“利用小波变换检测气候信号：如何让时间序列歌唱”，《美国气象学会通报》, 76, 12, 2391 (2002); https://doi.org/10.1175/1520-0477(1995)076<2391:CSDUWT>2.0.CO;2. 38. M. MISITI 等人，“MATLAB R2022a 小波工具箱用户指南”，第1262页（2022）。39. B. SU 等人，“T形管湍流结构的小波分析”，《国际传热与流体流动杂志》, 73, 124 (2018); https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2018. 07.008。

40. M. A. COTTON 和 J. D. JACKSON，“湍流混合对流区间内的垂直管空气流动：采用低雷诺数 k ~ ϵ 模型，”《国际传热传质杂志》，**33**，*2*，273 (1990); https://doi.org/10.1016/0017-9310(90)90098-F。

41. F. RUBIO 等，“平行板间高普朗特数流体混合对流缩比验证试验”，《核工程与设计》，**399**，112006（2022年）；https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2022.112006。42.“MATLAB 曲线拟合工具箱用户指南”，MathWorks。