长宽比及其他几何效应对矩形热虹吸管稳定性的影响

Tri Nguyen
肯和玛丽·爱丽丝·林德奎斯特核工程系，宾夕法尼亚州立大学，美国宾夕法尼亚州大学公园市 Hallowell 228 室，邮编 16802，nguyen.tri@psu.edu，nguyen.tri@yandex.ru，美国机械工程师学会会员

Elia Merzari
肯和玛丽·爱丽丝·林德奎斯特核工程系，宾夕法尼亚州立大学，美国宾夕法尼亚州大学公园市 Hallowell 228，邮编 16802，ebm5351@psu.edu，merzari81@gmail.com，美国机械工程师学会会员

摘要

单相自然循环热虹吸回路作为非能动安全系统的原型，日益受到关注。然而，热虹吸回路的稳定性特性会影响甚至损害其功能，因此相关研究仍在持续开展。

传统上，热虹吸回路的稳定性分析通常简化为一维（*1D*）计算，其依据是：当管道直径 *D* 比回路长度 L_t 小几个数量级时，流动可视为一维。然而，在较低的 L_t/D 比值下，矩形热虹吸回路中的流动会呈现三维效应，这一点也已得到环形回路稳定性分析的证实。

本文采用谱元代码 *Nek5000* 进行了一系列高保真模拟，以研究矩形热虹吸回路中的流动稳定性行为。研究考虑了从 *10* 到 *200* 的宽范围 L_t/D 比值，结果表明，与此前的一维解析计算或稳定性理论相比，出现了许多不同的结果。

此外，我们利用本征正交分解（*POD*）分析了矩形热虹吸回路中的流动，并观察到，没有流动反转的情况具有弯管典型的旋涡模态，以及通过伽辽金投影得到的相关时间系数的高频振荡。然而，在发生流动反转的情况下未观察到旋涡模态；这些情况下，第二阶 *POD* 模态呈现对称流场，且 *POD* 模态投影中的低频振荡具有相似性。

1. 引言

自然循环系统不依赖任何主动动力源，只依靠由浮力驱动作用引起的密度梯度所诱发的对流流动。单相自然循环热虹吸回路是自然循环系统的典型实例，在工程领域应用广泛。在核工程领域，热虹吸装置作为非能动安全系统的原型，正受到越来越多的关注，尤其是对于 Gen 3+ 和 Gen 4 反应堆。然而，速度、压力和温度场的振荡可能影响热虹吸装置，损害其功能。因此，为了确保热虹吸装置正常运行，必须仔细研究单相自由对流的稳定性动态。

单相自然循环热虹吸回路在特定运行参数组合下会出现一系列已知的不稳定现象 [1]。Nayak 等人 [2] 研究了一个底部加热、顶部冷却的方形回路。由于该问题具有对称性，每组格拉晓夫数和普朗特数对应两种对称的对流稳态解，分别对应顺时针和逆时针流动。这些解可能变得不稳定，进而发生 Hopf 分岔 [3, 4] 并形成脉动流。图 1 使用计算流体力学直观展示了典型的流动反转。

此类不稳定现象已通过降阶一维（1D）模型得到广泛研究。需要指出的是，只有在管道直径 D 比回路长度 L 小几个数量级时，这一假设才成立[to]。首个关于一维热虹吸回路的全面研究由 Welander 于 1967年开展 [5]。Welander 研究了由一个点热源和一个点热汇组成的回路，并设定了壁面温度和传热系数。热源与热汇之间由两段绝热管段连接，浮力驱动工作流体沿管段流动。Welander 发现，回路的不稳定行为与流体中的热异常有关，这些异常随流体沿回路输运。P.K. Vijayan 和 H. Austregesilo [6] 为矩形热虹吸回路建立了一维无量纲平衡方程，其中回路长度与管径之比 L_t/D、修正格拉晓夫数和斯坦顿数是决定回路稳定性的关键参数。他们采用一维线性稳定性分析，为有限范围的 L_t/D 构建了稳定性图谱，其中 L_t/D 大于 100。L. Cammarata 等人 [7] 通过计算一维线性化模型雅可比矩阵的复特征值，对矩形热虹吸回路进行了稳定性分析。他们以 L_t/D 比值表示回路的各种几何构型，并据此构建了不同修正格拉晓夫数下的稳定性图谱。值得注意的是，这些研究均预测，随着 L_t/D 增大，摩擦的稳定作用会使回路趋于稳定。

Sano [8], 然而指出，当 L_t/D 比值非常低时，流场中往往存在不可忽略的三维特征。因此，要正确预测这种几何结构中的流动行为，应采用完整的三维计算流体力学方法。Merzari 等人 [9] 首次对环形热虹吸管及类似几何结构进行了大涡模拟（LES）和直接数值模拟，但该研究缺乏可用于验证流动反转的现代实验数据，因为 Sano 的实验并未观察到这种行为。

近期，研究人员在意大利热那亚的 L2设施开展了单相矩形回路实验（Luzzi 等人 [10] 和 Misale [11]）。Misale [11] 分析了 L2回路加热器在不同输入功率下的流体温度。他发现，回路的热惯性会对回路稳定性产生重要影响，而且不能忽略管道的存在。Luzzi [10] 还采用计算流体力学和一维分析对回路进行了模拟，并与实验数据进行了比较。该研究比较了不同的湍流模型，这些模型对 L2回路的流动行为给出了差异很大的预测。Devia 和 Misale [12] 也对该回路进行了计算流体力学分析。他们的模拟能够预测加热段和冷却段之间的温差振荡幅度和周期，但低估了两次连续流动反转之间发生的振荡次数。

基于 Merzari 等人的前期工作[9], ，我们使用由阿贡国家实验室开发的开源谱元代码 Nek 5000 [13] 对 L2回路进行了模拟。在第 3 节中，我们确认 Nek5000 能够从起始、频率和

振荡幅度 [14]。结果增强了我们使用 Nek5000 研究矩形热虹吸管稳定性行为，并确认三维效应对稳定性具有重要影响的信心。

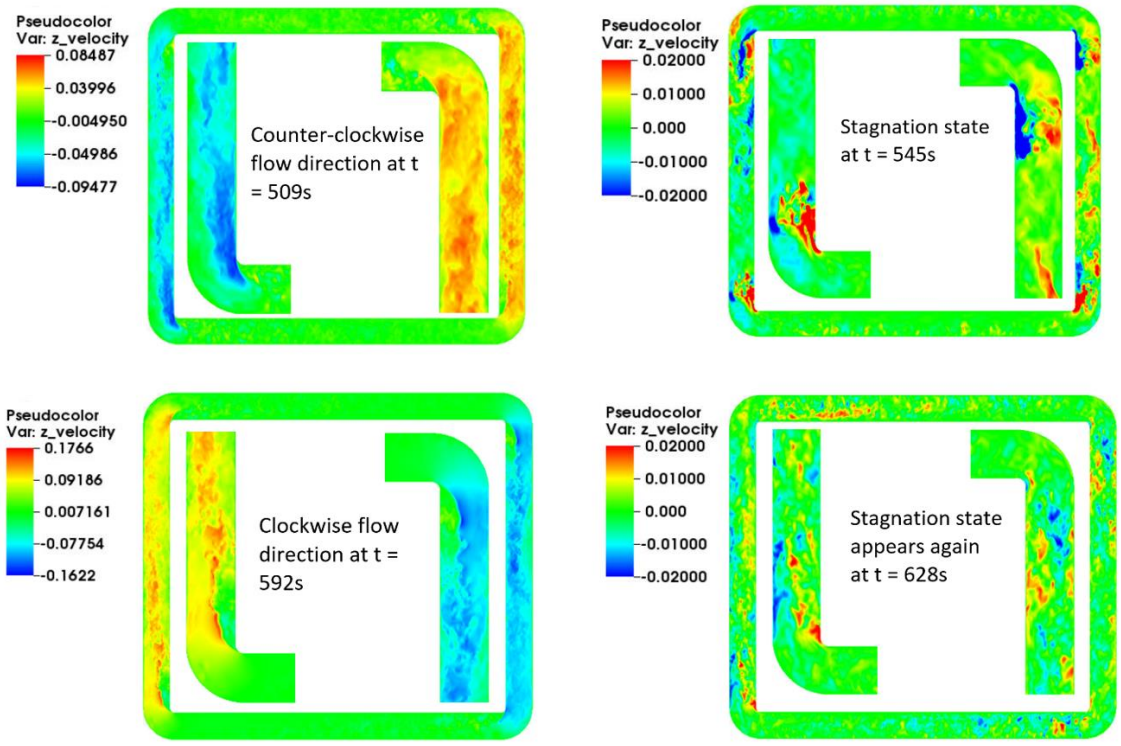


图 1： $L_t/D = 50$ 工况下流动反转序列的示例。为便于观察，对弯头附近的流动（即右侧上方和左侧下方的弯头处）进行了放大。

随后，在第 4 节中，我们开展了一系列大涡模拟，研究了更广泛的参数空间，并采用较低的 L_t/D。我们确认，流动的稳定性强烈依赖于 L_t/D 比值 [15]。L_t/D 会影响临界瑞利数以及振荡频率。我们注意到，当 $L_t/D \leq 20$ 时，不会发生流动反转。这一点无法由 L. Cammarata 等人 [7], 的研究所推导的一维解析分析稳定性图谱预测；该图谱表明，所有满足 $L_t/D < 117$ 且 $Gr_m > 2*10^5$ 的工况均不稳定。事实上，L. Cammarata 等人 [7] 观察到，随着 L_t/D 减小，稳定性会降低。不过，他们指出，对于较小的直径，系统稳定性的下降尤为显著；而对于较大的直径，这种下降几乎可以忽略不计。一维分析无法预测 L_t/D 较低时系统稳定性的突然提高。

因此，我们假设，长宽比主要通过引入更强且更普遍的二次流来影响流动，而这些二次流会扰乱整体稳定性行为。这引出了一个假设：人为诱发的二次流能够影响回路的稳定性行为。为验证这一假设，我们针对 $L_t/D = 50$ 带有障碍物的工况进行了一系列大涡模拟，这些障碍物模拟了较低长宽比下的二次流；结果证实，经过精心设计的障碍物能够有效改变热虹吸管的整体稳定性行为。这并不令人意外：众所周知，为了稳定不稳定的自然循环，可以在选定位置设置流动稳定器 [6]。这些流动稳定器可以是简单的流动节流装置，通常采用孔板的形式。这种效应通常归因于摩擦和局部损失的稳定作用 [6]。Misale, M. 和 Frogheri [16,17] 通过实验表明，设置在垂直管段中部的两个锐边孔板所产生的局部压降能够稳定回路行为。

在第 5 节中，我们尝试进一步阐释流动反转的物理机制以及长宽比的影响。浮力驱动流固有的复杂性，使得矩形热虹吸管中的失稳动力学难以揭示。Welander [5] 首先解释了热虹吸管稳定性行为背后的机制。他指出，流动的不稳定运动与热异常有关，而热异常会通过流量的相关变化而增强。具体而言，一团温热流体通过冷源的速度比通过热源时更快。类似地，冷源对一团冷流体的作用更为显著。Luzzi 等人 [10] 通过引入一对冷热流体塞的形成，对此作出了更详细的解释。冷热流体塞通过冷源（冷却器）时，其体积的增大和减小构成了失稳机制。然而，这些方法不足以解释具有不稳定行为（流动反转）的情形与不发生流动反转的情形之间的差异。特别是，这些模型未能充分解释低长宽比的影响。

本征正交分解 (POD) [18,19,20] 可基于能量方法识别主要流动结构。POD分析能够根据各模态所关联的能量识别流动的脉动动力学，这一点已在 Noorani, A. & Schlatter[21], 以及 Lorenz Hufnagel 等人[22] 关于弯管的研究中得到充分展示。本研究针对发生和未发生流动反转的情况，开展了一系列 POD 分析，旨在进一步揭示流动反转现象背后的物理机制。

2. 方法

本研究开展了一系列大涡模拟。我们考虑受浮力作用的牛顿流体不可压缩纳维-斯托克斯方程，并通过布辛涅斯克近似进行建模：

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(u_i u_j\right) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \beta g_i (T - T_0) \tag{2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial}{\partial x_j}(T) = \frac{\lambda}{\rho c_p}\frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j} \tag{3}$$

其中，式 (1) 满足质量连续性，式 (2) 满足动量连续性，式 (3) 是以温度表示的焓方程。 ρ 为流体密度，ν 表示运动黏度，β 表示膨胀系数，λ 为导热率，c_p 为热容。采用爱因斯坦求和约定。本研究中所有物性均视为常数。在固体中，仅求解不含对流项的方程 (3)。固液界面处的温度视为连续。

方程采用开源的大规模并行谱元求解器 Nek5000[13]进行求解。谱元法（SEM）具有许多适用于高保真流体模拟的优良特性 [23]。这是一种伽辽金型方法，具备与有限元方法类似的良好几何灵活性，同时还具有谱方法典型的极小数值色散/耗散和快速收敛特性[13]。此外，已有研究表明 Nek5000 具有很强的可扩展性[23,24,25], ，这对于本文开展的高保真模拟至关重要。

在谱元法（SEM）中，计算域被离散为 E 个六面体单元，并将解表示为基于高斯-洛巴托-勒让德（GLL）节点的 N^{th} 阶拉格朗日多项式的张量积。这样，每个标量场大约有 $E(N+1)^3$ 个自由度。压力的离散泊松方程采用变分多重网格GMRES方法求解，并结合局部重叠施瓦茨方法处理单元-

采用基于分辨率 N 和 ≈ N/2 的平滑方法，并结合基于线性单元的全局粗网格问题 [26]。黏性项采用二阶后向差分隐式处理，而非线性项则采用三阶外推格式处理。

Nek5000 已在众多文献中得到广泛验证 [27,28]。在本研究中，亚网格尺度建模采用显式滤波方法 [29]。每个单元中高波数流动结构的能量均被显式移除。

3. 验证

我们使用在阿贡国家实验室开发的开源谱元代码 Nek5000 对 L2 回路进行了模拟，并将模拟结果与实验数据、一维分析结果以及 Luzzi 等人 [10] 的计算流体力学结果进行了比较。本阶段的主要目标是确认 Nek5000 能否以足够的精度模拟此类流动。

3.1 数值设置

我们模拟了热那亚 L2 设施的多项实验。图 2（A）展示了 L2 回路的计算模型，其中仅包含流体域。重力方向设为 Z轴。同轴换热器采用狄利克雷边界条件（边界条件），加热器采用诺伊曼边界条件，并施加恒定热通量。

为 L2回路生成了六面体共形网格。我们使用 Gmsh [30], 这一开源三维有限元网格生成器。最终网格平均包含 80,000 个六面体。为确保第一个网格点位于 $y+ = 1$ 以下，并在4^{th} 多项式阶数下于黏性底层中包含足够数量的网格点，创建了棱柱边界层。壁面剪切应力根据预期质量流率进行估算，并在事后进行了验证。我们还通过比较4^{th}、 5th 和6^{th} 多项式阶数下的模拟结果研究了网格收敛性，发现对流动反转现象的预测没有差异。

模拟中的时间步长最大设为 10^{-3} s（CFL<0.5），重力方向选择为沿 z 轴，如图 2 (A) 所示。亚格子尺度模型的显式滤波设为最高波数的 2%。

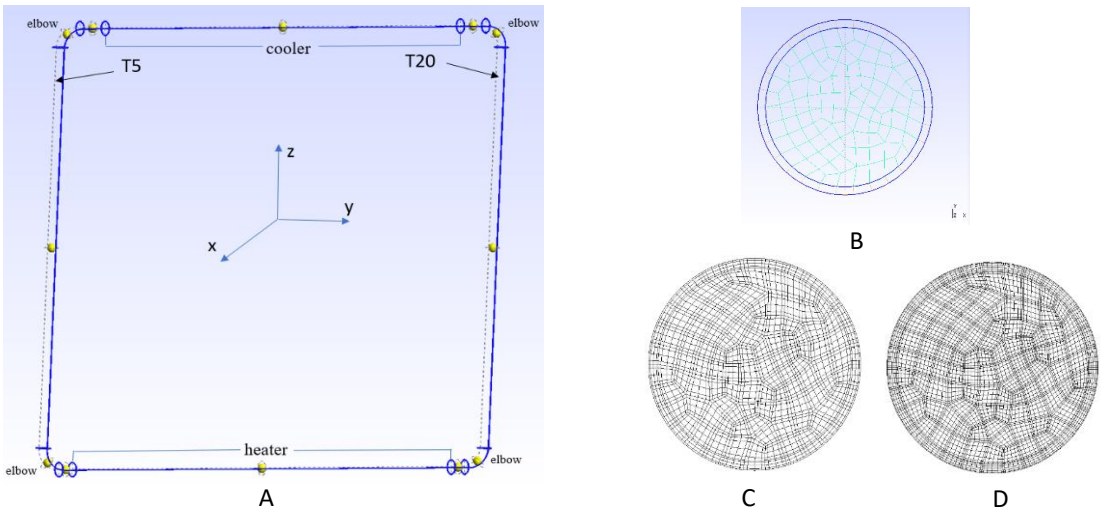


图 2： A - L2回路计算模型。B - 回路网格的管道横截面。C 和 D - 4th （C）和6^{th} （D）多项式阶数下L2回路网格的管道横截面。

以下边界条件分别施加于冷却器段和加热器段 ly

$$T = T_c \tag{4}$$

$$k_f \frac{\partial T}{\partial n} = \frac{W}{S} \tag{5}$$

在此阶段，所有模拟案例的 W 均设为 2000 瓦，T_c 则根据各模拟案例的冷却器温度进行调整，如表 1 所示。案例编号沿用 Luzzi 等人 [10]的编号。

案例编号	冷却器温度 T_c（^{0}C）
1	4
1a	4
2	5
9	18
9a	18

表 1： 模拟案例及其对应的冷却器温度。

案例 1 和案例 1a 指的是相同的实验条件，但案例 1a 和 9a 是共轭传热模型。所有案例的初始条件均相同：

$$\mathrm{T} = 20\ ^{\circ}\mathrm{C} \tag{6}$$

$$\mathrm{u_x} = \mathrm{u_y} = \mathrm{u_z} = 0 \tag{7}$$

工作流体的性质对应于温度为 45°C 的水。所有模拟均从静止状态开始。计算速度和温度的均方根值，直至收敛。对于所有案例，我们收集冷却器入口和出口附近坐标处的温度历程，这些位置有热电偶数据。我们还收集横截面上附近 9 个点的数据。

3.2 结果与讨论

除案例 1a 和 9a 外，所有案例的首次反向流动都在前 100s 内出现；案例 1a 和 9a 的首次反向流动则出现在 140s。从那时起，案例 1a 的行为与案例 1 相似。案例 9 和 9a 将分别讨论。预计会出现这一现象，因为案例 1a 有一面固壁，因此系统的热容增大。图 3 展示了案例 9 中反向流动的示例及瞬时流向速度场。所有案例的 Z 速度幅值（v_z）范围为 -0.25 至 0.25。对于案例 1，v_z 的范围为 -0.18 至 0.19 [14]。

对于案例 9 的无量纲参数，我们有 Ra = 1.16*10^{11} 以及 Re ≈ 7000。Th格拉晓夫数的定义见 Vijayan, P.K. 等人 [6] 和 Walter Bor

$$Gr = \frac{D^3 * \rho_f^2 * \beta * g * W * H}{\mu_f^3 * C_{p_f} * A_f} \tag{8}$$

瑞利数可通过式（9）计算：

$$Ra = Gr * \mathrm{Pr} = \frac{4D * \rho_f^2 * \beta * g * W * H}{\mu_f^2 * k_f * \pi} \tag{9}$$

表 2 中使用傅里叶分析报告了平均振荡幅度 [33]。平均幅度按公式 (10) 计算：

$$A = \sqrt{2\frac{\int_{t_0}^{t_1}(\Delta T(t))^2 dt}{(t_1 - t_0)}} \tag{10}$$

我们将 Nek5000 的结果与 OpenFOAM（雷诺平均纳维-斯托克斯）模型以及 Luzzi 等人的实验数据进行了比较。比较结果汇总于表 2 中。所选案例旨在重现不同的动态条件。

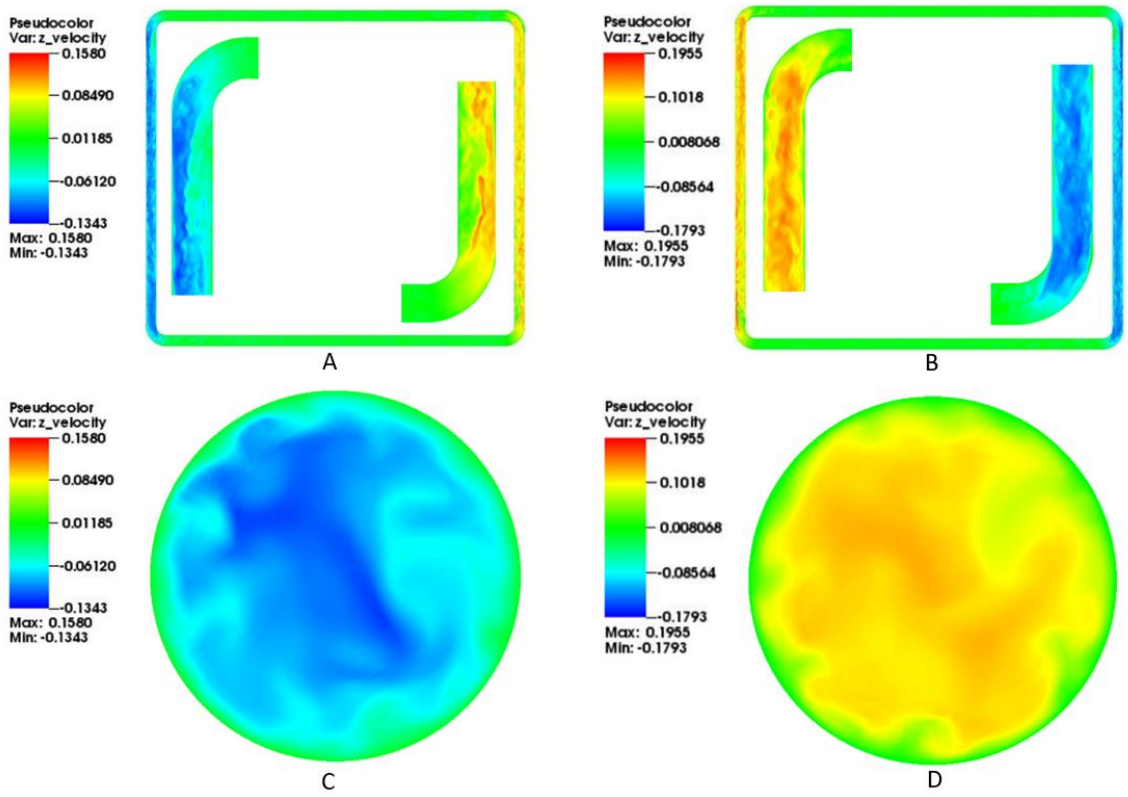


图 3： A 和 B – X 平面 案例 9 在 t = 205s（A）和 t = 301s（B）时 z 方向的速度。为便于观察，对弯头附近的流动进行了放大。C 和 D – 案例 9 左侧支管中部在 t = 205s（C）和 t = 301s（D）时的 Z 平面速度场。

矩形回路中的流动是否发生反转，取决于无量纲参数的取值 [32]。如图4（A）所示，在案例 1 中，Nek5000 和 OpenFOAM 模型（假设冷却器壁面温度恒定）均能够再现不稳定行为及其振幅。不过，Nek5000 的振荡幅度比 OpenFOAM 模型更精确。如图4（B）所示，案例 1a 的 Nek5000 模拟基于共轭传热模型，能够更准确地再现实验的整体动态行为。这与 Luzzi 等人观察到的情况一致，可用对冷却器热阻和热 容量更准确的表征来解释。

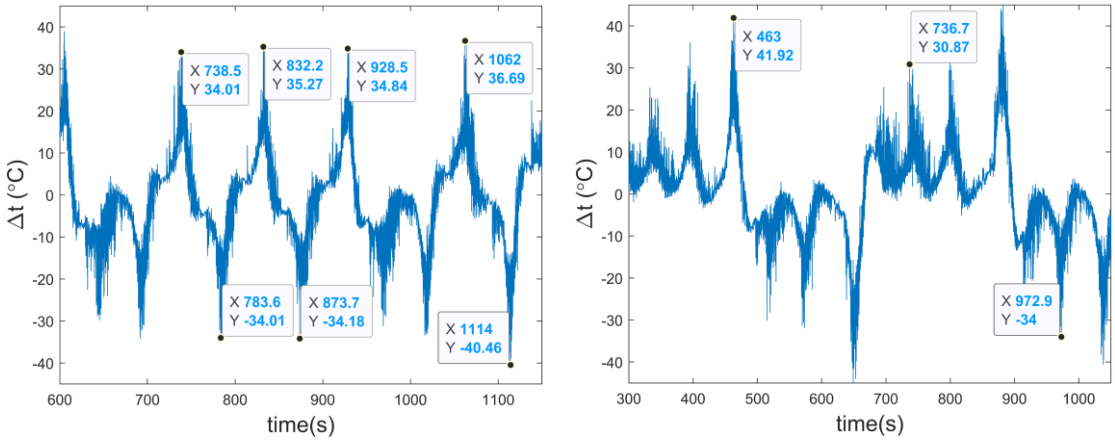


图 4： A – Nek5000 模型：工况 1 冷却器两端的温差（δt = t5 - t20）。B – Nek5000 模型：工况 1a 冷却器两端的温差（δt = t5 - t20）。

工况 1						
	Nek5000		实验		OpenFOAM	
振幅，°C	31		33		21	
周期，s	135	97	450	80	100	
案例 1a（共轭传热）						
	Nek5000		实验		OpenFOAM	
振幅, °C	29		33		10	
周期，s	430	80	450	80	450	80
案例 2						
	Nek5000		实验		一维 O-O	
振幅，°C	30		30		20	
周期，s	80	145	100	150	120	200
案例 9						
t ≤ 1500s	Nek5000		实验		OpenFOAM	
振幅，°C	27		25		20	
案例 9a（共轭传热）						
t ≤ 1500s	Nek5000		实验		OpenFOAM	
振幅, °C	27		25		20	

表 2： Nek5000、实验 [10] 和 OpenFOAM [10]的平均振荡幅度和周期数值数据。实验和数值结果来自 [10]，根据已发表报告估算。

如图5和表 2所示，案例 9 和 9a 代表另一种情形：流动反转已经形成，但随后逐渐衰减，系统最终恢复到准稳态。对于案例 9，Nek5000 模拟中的振荡周期在 t = 400s 时趋于稳定，之后周期开始增加。值得注意的是，在案例 9 中，由于未对管道进行显式建模，流动往往会持续振荡，因此无法得出系统是否达到准稳态的结论。然而，如果对固体管道进行显式建模（案例 9a），则从 t ≈ 1500s 起不再发生流动反转，并且观察到准稳态，这与实验数据一致。因此，我们得出结论：为再现 1500s 之后的流动动态行为，此案例中应包含固体域。对于此案例，我们注意到，Luzzi 等人的 OpenFOAM 结果对湍流模型表现出显著依赖性，而这里并未出现这种情况。

至此，我们有信心地得出结论：Nek5000 能够非常准确地再现系统的动态行为，包括振荡幅度和反转周期。此外，我们注意到，这里给出的大涡模拟结果优于或至少不逊于 Luzzi 等人的 OpenFOAM 雷诺平均纳维-斯托克斯结果。这是预期之中的，因为大涡模拟大幅降低了湍流模型的影响。

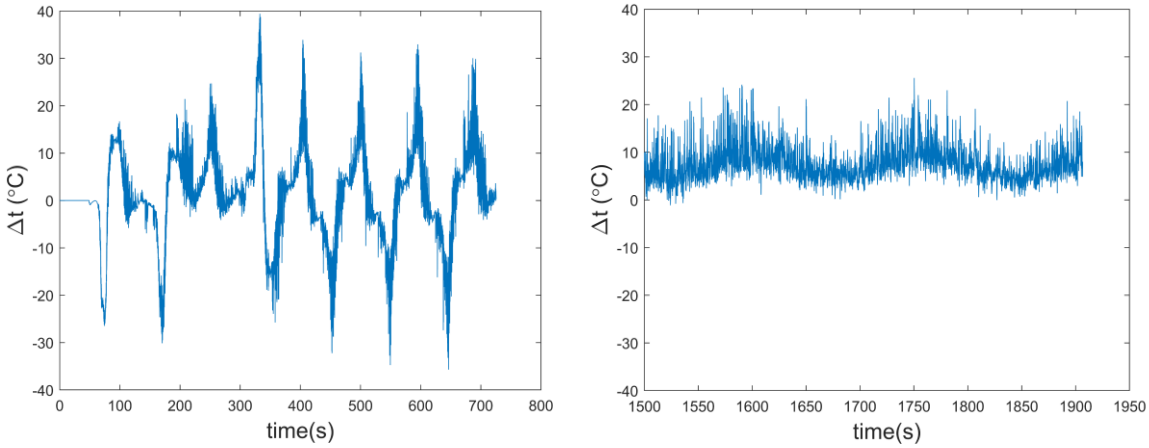


图 5：A - Nek5000 对案例 9 中冷却器两端温差的模拟（δt = t5 - t20）。B - Nek5000 对案例 9a 中冷却器两端温差的模拟，时间为 t > 1500s。

3.3 对建模假设和数值方法的敏感性

本节针对 T_c = 4 ^{0}C 的情况（表 2 中的案例 1）进行了敏感性分析，检验了多种假设。

具体而言，采用了低马赫数近似 [34]，以处理工作流体物性随回路内温度变化而改变的情况。在 Nek5000 中，通过在质量连续性方程 (1) 中添加一个源项来实现低马赫数近似。低马赫数纳维-斯托克斯方程与不可压缩纳维-斯托克斯方程的区别在于方程 (1) 中的源项，该源项考虑了密度变化。方程 (1)、(2)、(3) 现在变为：

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i}\right) \tag{11}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + g_i \rho \tag{12}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial}{\partial x_j}(T) = \frac{\lambda}{\rho c_p}\frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j} \tag{13}$$

质量连续性方程中的附加源项由能量方程计算得出：

$$-\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i}\right) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial T}\left(\frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial}{\partial x_j}(T)\right) = \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial \rho}{\partial T}\left(\frac{\lambda}{c_p}\frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j}\right) \tag{14}$$

根据（14），必须根据工作流体的物性计算 $\partial\rho/\partial T$ 。低马赫数公式的实现细节见 [34]。初始条件和边界条件与表 2 中情况 1 的相同。采用不同近似的情况的振荡幅度和周期以及

多项式阶数的定量结果见表 3。作为本次敏感性研究的一部分，我们分析了对风道壁进行显式建模（共轭传热）以及网格收敛性（5th 和六阶多项式案例）的影响。我们比较了低马赫数近似与 Boussinesq近似，未发现显著差异。我们还验证了使用不同多项式阶数运行 Nek5000 得到的振荡幅度和周期几乎相同。如表 3 所示，各案例之间没有显著差异，是否包含固体域是例外。

事实上，在某些情况下，固体的热惯性和导热会影响回路的稳定性 [35]。Misale 等人 [36] 表明，壁面的热容量和轴向导热率会使流体减速。例如，要再现 $T_c = 18\ ^0C$ 下的准稳态行为，应包含固体域（案例 9）。我们得出结论，使用布辛涅斯克近似和 4th 阶多项式时，Nek5000 能够充分预测振荡的周期和幅度，以及振荡次数。

参数 / 案例	*N*	振幅，^0C	周期，秒	
			小	大
不考虑共轭传热的 Boussinesq近似传热	4	31	97	135
考虑共轭传热的 Boussinesq近似	4	29	80	450
不考虑共轭传热的低马赫数近似	4	30	97	135
不考虑共轭传热的 Boussinesq近似传热	5	32	97	135
不考虑共轭热传递的Boussinesq近似传递	6	31	97	135

表 3： $T_c = 4\ ^0C$（案例 1）下采用不同近似方法和多项式阶数（*N*）的模拟案例。

4. 长宽比对稳定性的影响

本节考察长宽比对稳定性的影响。我们特意选择了 $L_t/D = 10$ 和 20 的案例；根据 L. Cammarata 的研究中的图 3，这些案例通过一维解析稳定性分析被预测为不稳定。然而，我们对这些案例的模拟结果显示出截然不同的情况，这证实了当 L_t/D 比值较低时三维效应的作用。此外，我们还考察了加入障碍物对稳定性的影响。最终目标是了解曲率和局部几何特征如何影响稳定性。

4.1 数值设置

我们采用与验证阶段相同的数值方法，区别在于所有案例中公式 (4) 中冷却器的温度均设为 $T_c = 4\ ^0C$。表 4 列出了各模拟案例及其对应的 L_t/D 和瑞利数，以及流动行为和振荡周期。

为确认诱发再循环模式可能会影响流动反转行为 [15], ，我们针对添加了障碍物的 $L_t/D = 50$ 案例开展了一系列大涡模拟。我们采用了与表 4 中案例 9 相同的问题设置。障碍物尺寸包括沿 y 轴的宽度和沿 z 轴的高度[15]。案例汇总见表 5。请注意，所有案例中的障碍物均设置在回路上升管支路的近角落处。

我们注意到，根据以往文献以及第 3 节给出的结果，管道的热惯性可能发挥重要作用。这意味着还存在与……相关的其他无量纲数

应考虑固体的影响。然而，在本文的这一部分中，我们不考虑这一影响，因为我们关注的是长宽比和再循环区域的影响。事实上，为了尽量减少研究中涉及的无量纲数，本文其余部分的分析均未考虑共轭传热。

Case	L_t/D 比	Ra 数量	流动行为	振荡周期，s
1	10	Ra_{ref}	停滞	不存在
2	10	$100* Ra_{ref}$	停滞	
3	10	$Ra_{ref}/100$	停滞	
4	20	$Ra_{ref}/100$	滞止	不存在
5	20	$Ra_{ref}/2$	无流动反转	
6	20	Ra_{ref}	无流动反转	
7	20	$7*Ra_{ref}$	无流动反转	
8	20	$100*Ra_{ref}$	无流动反转	
9	50	Ra_{ref}	流动反转	160
10	100	Ra_{ref}	流动反转	105
11	200	Ra_{ref}	流动反转	95

表 4: 各模拟案例及其对应的 L_t/D 和瑞利数。$Ra_{ref} \approx 10^{11}$。

Case	数量 of 障碍物	障碍物尺寸		Flow 反转
		障碍物宽度	高度	
12	1	0.35D	$0.005L_t$	Yes
13	1	0.85D	$0.005L_t$	Yes
14	1	0.5D	$0.005L_t$	Yes
15	1	0.5D	$0.003L_t$	Yes
16	2	0.5D	$0.005L_t$	Yes
17	1	0.5D	$0.01L_t$	Yes
18	2	0.5D	$0.01L_t$	No
19	3	0.5D	$0.01L_t$	Yes

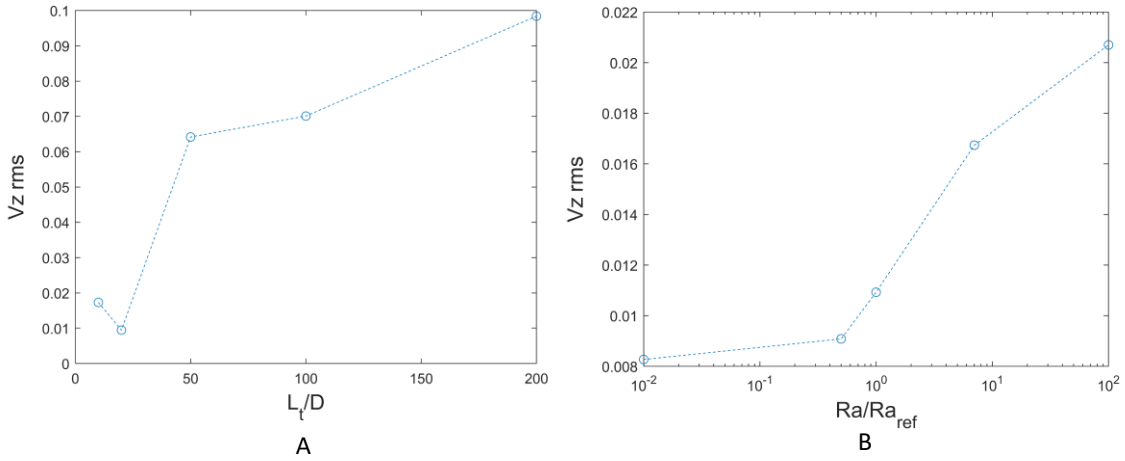
表 5: $L_t/D = 50$ 下的模拟案例及其对应的障碍物参数，以及它们对流动反转的影响。

4.2 结果与讨论

如表 4 所示，当 $L_t/D \geq 50$ 时会发生流动反转，并且随着 L_t/D 增大，振荡周期会缩短。对于工况 1、6、9、10 和 11，在相同瑞利数下，计算了 z 方向速度的湍流脉动均方根（v_z^{rms}）。选取右侧支管中部横截面的中心点来测量 v_z。假设平均值为 $\bar{v}_z$，则根据式（15）计算均方根。模拟结果表明，总体而言，随着 L_t/D 增大，v_z^{rms} 也会增大，如图 6（A）所示。工况 1 是一个例外，其 $L_t/D = 10$。然而，我们观察到，当 $L_t/D = 10$ 时，无论瑞利数取何值，所模拟的工况始终处于停滞状态，如图 7（A）所示。我们还研究了 10 到 20 范围内的 L_t/D 比值，以确定停滞状态能够消失的临界长宽比。模拟结果表明，当 $L_t/D = 12$ 及更低时，流动始终处于停滞状态；当 $L_t/D = 13$ 及更高时，从 $Ra = Ra_{ref}/2$ 开始，停滞状态消失，随后建立稳定的流动方向。总的来说，需要开展全面的模拟研究，以确定每个 L_t/D 比值对应的确切临界瑞利数，这超出了本文的研究范围。

$$v_z^{rms} = \sqrt{\frac{1}{T}\int (v_z - \bar{v}_z)^2 \, dt} \tag{15}$$

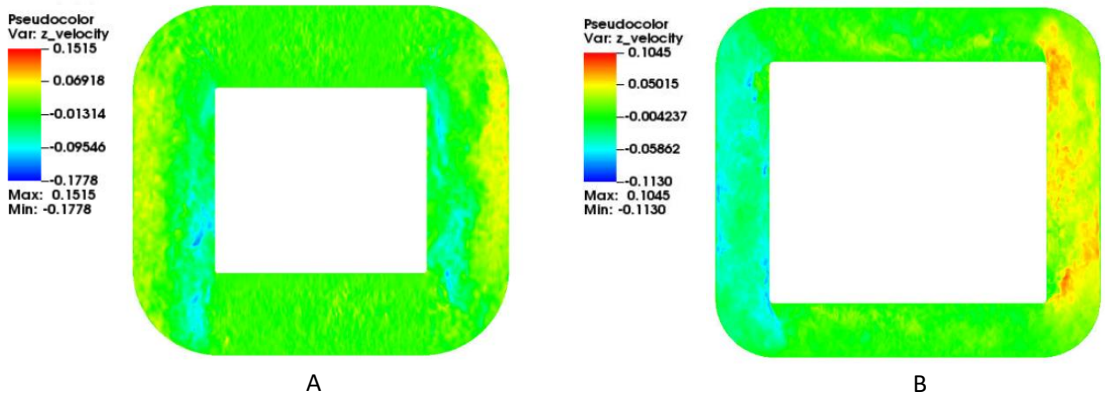
此外，我们在 $L_t/D = 20$ 条件下模拟了 5 种不同工况（工况 4、5、6、7 和 8），v_z^{rms} 如图 6（B）所示。模拟结果表明，当 $Ra/Ra_{ref} = 7$，且为 100 时，停滞状态在 t = 140s 时消失，随后建立稳定的流动方向，如图 7（B）所示。在这些工况下，我们未观察到任何流动反转。



A B

图 6。 A – z 方向速度的湍流脉动强度与 L_t/D 比值的关系。B – 当 $L_t/D = 20$ 时，z 方向速度的湍流脉动强度与 Ra/Ra_{ref} 的关系。

然而，我们观察到，从静止状态达到稳定循环流动所需的时间（即循环流动开始的时间）在很大程度上取决于瑞利数，这与预期一致。我们还注意到，v_z^{rms} 与循环流动开始时间之间存在相关性。当 $Ra/Ra_{ref} = 1$，且为 0.5 时；静止状态会在较晚时刻消失（t = 200s）。对于 $Ra/Ra_{ref} = 0.01$ 的情况，其流动行为在定性上与 $L_t/D = 10$ 时的情况相似，这意味着流动始终处于静止状态（即低于对流起始条件）。我们还注意到，情况 3、4 和 5 的流动行为与 Luzzi 等人 [10] 的情况（1、2、3、4、7）相似，但我们观察到 L_t/D 与 v_z^{rms} 之间关系的斜率明显降低。无法用 Cammarata 等人 [7], 的一维解析稳定性图谱预测情况 1 至 8 的三维模拟结果；该图谱表明，所有 $L_t/D < 117$ 且 $Gr_m > 2*10^5$ 的情况均不稳定。

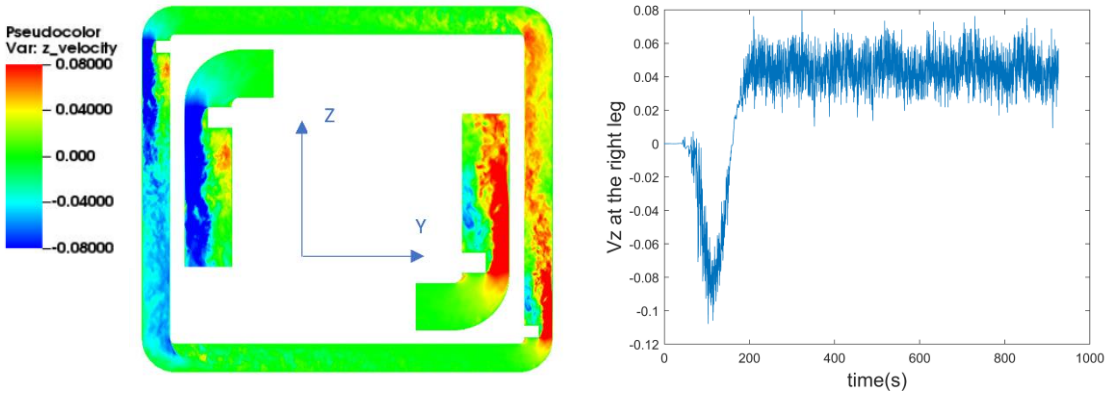


A B

图 7。 A – $L_t/D = 10$ 时各工况的停滞状态。B – $L_t/D = 20$ 时各工况的稳定流动。

情况 12 记录到振荡周期延长。情况 12、13 和 14 表明，随着障碍物宽度增加，振荡周期也会延长。与情况 14 相比，情况 15 的振荡周期和流动反转行为均未发生变化。采用反对称排列的 2 个障碍物的情况 16，以及增加障碍物高度的情况 17，与情况 14 和 15 相比，振荡周期分别显著增加至约 1.5 倍和 1.2 倍。情况 12 至 17 均仍会发生流动反转。然而，这些情况的结果使我们得出结论：添加障碍物会延长振荡周期；将障碍物高度增加到某一特定值以上，也会明显延长振荡周期。这证实了我们的假设，即一系列障碍物能够改变稳定性行为。

这使我们转而研究案例 18：如图 8 所示，该案例中不会发生流动反转。因此，我们得出结论：如果两个障碍物以反对称方式布置，且尺寸足够大，就能阻止反向流动。障碍物的位置也会决定流动方向。我们将此与该构型下顺时针和逆时针循环之间传热行为可能出现的对称性破缺联系起来。我们注意到，两个方向上的再循环模式和局部损失会有所不同。然而，仅凭局部损失和摩擦损失的简单叠加，无法解释其稳定性行为。事实上，案例 19 中共有三个障碍物：两个分别置于同一支路两端，另一个置于另一支路。在该案例中，我们没有观察到相同的对称性破缺效应，而且确实发生了流动反转，这凸显了再循环区域的位置、数量和尺寸的重要性。



A　　B

图 8。 A – 工况 7 在 t = 661s 时 z 方向的 X 平面速度。B – 工况 18 顶部管段处 v_z 的 Nek5000 模型。

我们得出结论：L_t/D 比值 [37] 和瑞利数都会对回路的稳定性产生显著影响。在瑞利数相同的情况下，流向速度的均方根值随 L_t/D 比值增大而增大。当瑞利数足够低时，不会出现自然循环；对流开始时的临界瑞利数取决于 L_t/D。我们还证实了我们的假设：二次流（包括人为诱导的再循环）会对回路的动力学产生深远影响。这些影响包括延长或缩短振荡周期，以及可能阻止流动反转。不过，我们注意到，障碍物的尺寸、位置和数量也起着重要作用。具体而言，我们在研究中观察到，只有两个反对称布置且尺寸足够大的再循环区域才能阻止流动反转。

下一节将使用本征正交分解（POD），更详细地考察所有已研究案例的动力学。

5. POD分析与能量投影

5.1 方法

本征正交分解（POD）已被用于从一组快照中提取模态分解的基，并按能量对其排序 [18]。这是一种用于识别主导流动结构的数学方法。在本研究中，我们采用了“快照 POD”方法 [19]。每个模拟案例均选取 1200 个瞬时快照，快照之间的时间间隔足以避免过度相关。每个瞬时快照均包含速度场，将减去平均速度值后得到的脉动速度分量排列成矩阵 X。我们可以对矩阵 X 进行奇异值分解（SVD）[19]，如下所示：

$$X = U\Sigma V^T \tag{16}$$

V^T 是自协方差矩阵，且$VV^T = V^TV = I_{1200*1200}$，其中矩阵I是单位矩阵。$V^T$ 包含按排序重构的快照，对角矩阵 Σ 包含排序后的奇异值及相应的排序重构快照。随后进行特征值分解，得到：

$$X^TX = V\Sigma^2V^T \tag{17}$$

其中矩阵X^TX是一个1200*1200的对称正定方阵，矩阵 Σ^2 包含排序后的特征值。我们还对能量最高的前三个模态进行了能量投影。在给定时刻t，某一模态所包含的能量根据式(18)计算。

$$E^i(t) = \int R_x^j v_x(x,y,z,t)\,dxdydz + \int R_y^j v_y(x,y,z,t)dxdydz + \int R_z^j v_z(x,y,z,t)dxdydz \tag{18}$$

上标i表示模态编号（i=1,2,3）；R_x^j，R_y^j，R_z^j 是特征向量j的速度分量（j=1,2,3）。如表4和表5所示，在案例1-19中，我们选取了若干发生和未发生流动反转的案例进行POD分析和能量投影。详情见表6。

我们采用了与本文第 3 节相同的数值方法和问题设置。值得注意的是，表 4 和表 5 中的所有算例在 90^0 弯曲处的曲率半径均相同，即 R/R_c 比值为 = 0.95。为研究局部曲率的影响，我们为算例 6 和 9 另外设置了 R/R_c = 0.5 这一组算例。将这些算例在 R/R_c =0.95 时的 POD分析和能量投影结果进行比较后，我们发现结果没有差异。然而，我们观察到，在相同的 L_t/D 比值下，与 R/R_c 比值为 = 0.95 的算例相比，R/R_c 比值为 = 0.5 的算例在对流开始前经历了更长的停滞时间。对流一旦建立，流动便趋于稳定，这些算例的动态行为也相同。

Case	L_t/D 比率	R/R_c 比率	Flow 反转
6	20	0.5	No
		0.95	No
9	50	0.5	Yes
		0.95	Yes
10	100	0.95	Yes
17	50 与 1 障碍物	0.95	Yes
18	50 with 2 障碍物	0.95	No

表 6: POD分析和能量投影案例。

5.2 结果与讨论

本节讨论流场的POD分析结果，旨在阐明热虹吸回路的内在动力学。

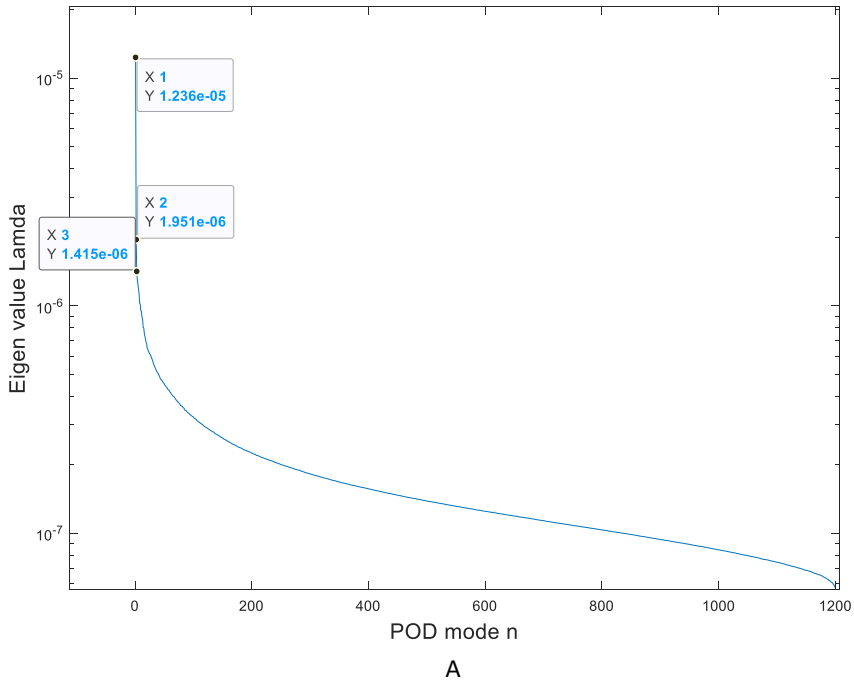
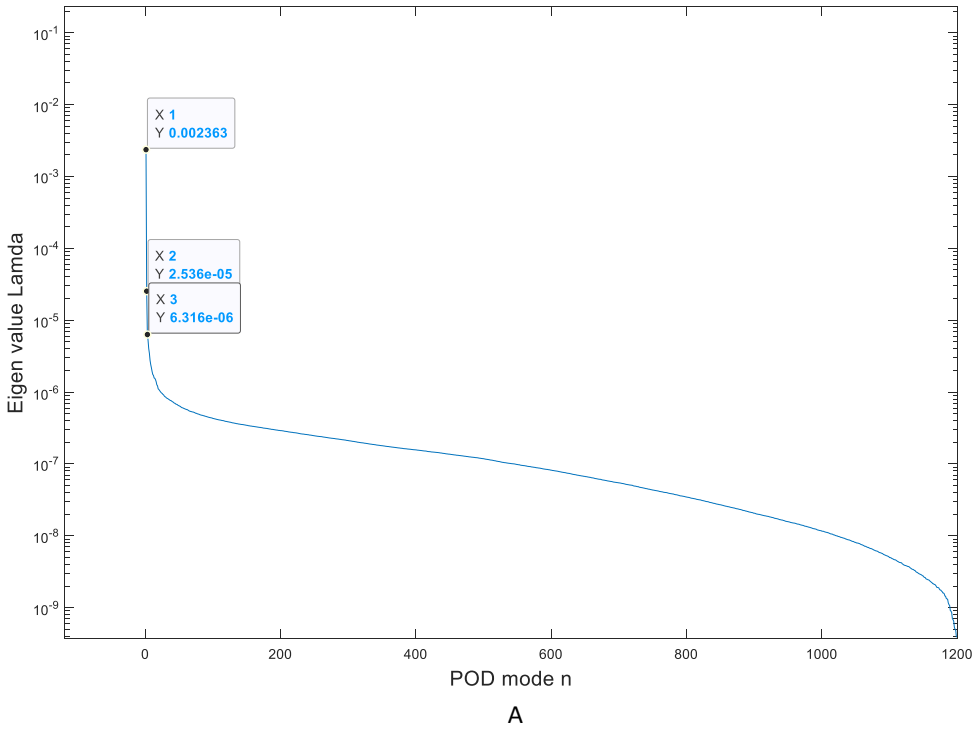


图9。A – R/Rc = 0.95时工况18的排序特征值。B – R/Rc= 0.5时工况6的排序特征值。



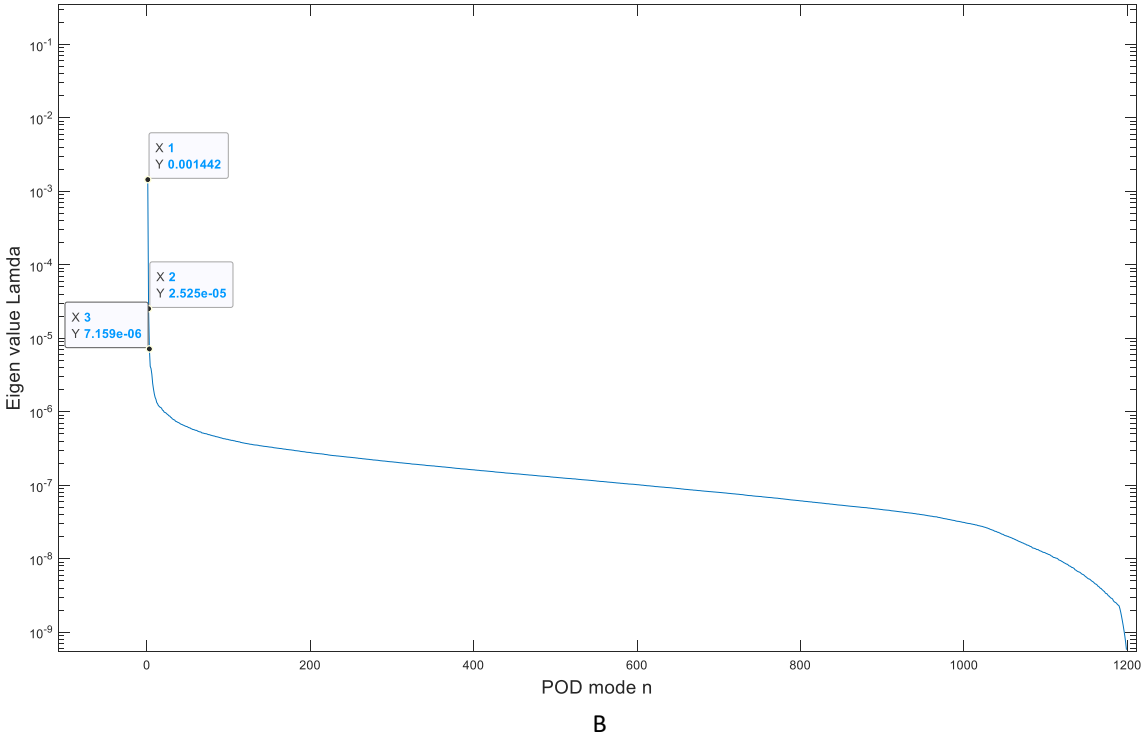


图10。A – R/Rc = 0.95 时案例 9 的排序特征值。B – R/Rc= 0.95 时案例 17 的排序特征值。

图 9 和图 10 展示了工况 6、9、17 和 18 的特征值分布。在发生流动反转的工况（9 和 17）中，2nd 模态的能量比1^{st} 模态低两个数量级，表明能量急剧下降。这一结果可以预料，因为1^{st} 模态与流动反转相关：[20],工况越不稳定，1st 模态所含能量就越多。未发生流动反转的工况（6 和 18）中，1st 模态与 2nd 模态之间的能量差在一个数量级以内，表明特征值的主导性较弱。值得注意的是，$L_t/D = 20$ 的工况（工况 6）主导性最低。

图 11 对比了发生与未发生流动反转的工况中，能量最高模态在90^0 弯曲处附近的 y 平面流场。值得注意的是，未发生流动反转的工况（表 6 中的工况 6 和 18）在1^{st} 和2^{nd} 模态中呈现出明显的旋涡结构，这与 Noorani, A. 和 Schlatter [21]的研究结果一致。

另一方面，在发生流动反转的案例中（表 6 中的 9、10、17），1st、 2^{nd}和3^{rd} 模态的特征是在90^o 弯管附近出现迪恩涡，这与 Yongmann M. Chung 和 Zhixin Wang [38]的研究观察结果一致。在能量最高的前 10 个模态中，我们未观察到明显的旋流。然而，在没有发生流动反转的案例中，旋流模态占主导地位。

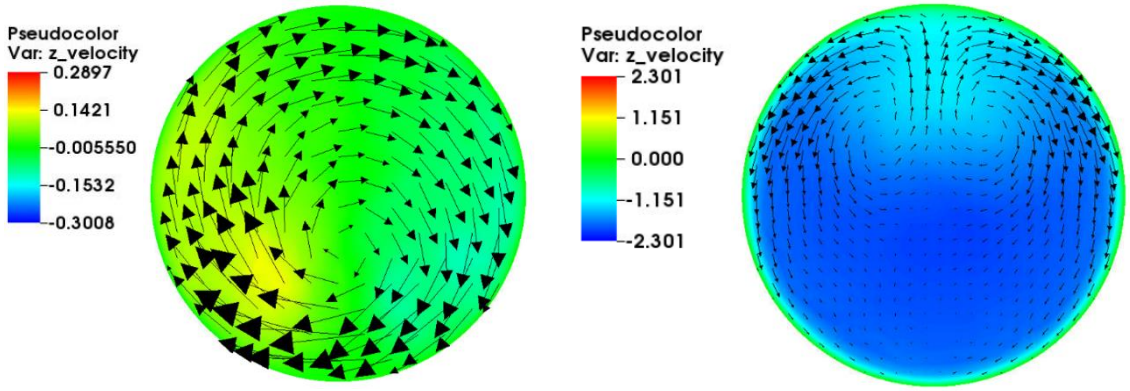


图 11。 A – 案例 18 的1^{st} 能量模态在90^0 弯管附近的 Y 平面流场。B – 案例 9 的1^{st} 能量模态在90^0 弯管附近的 Y 平面流场。

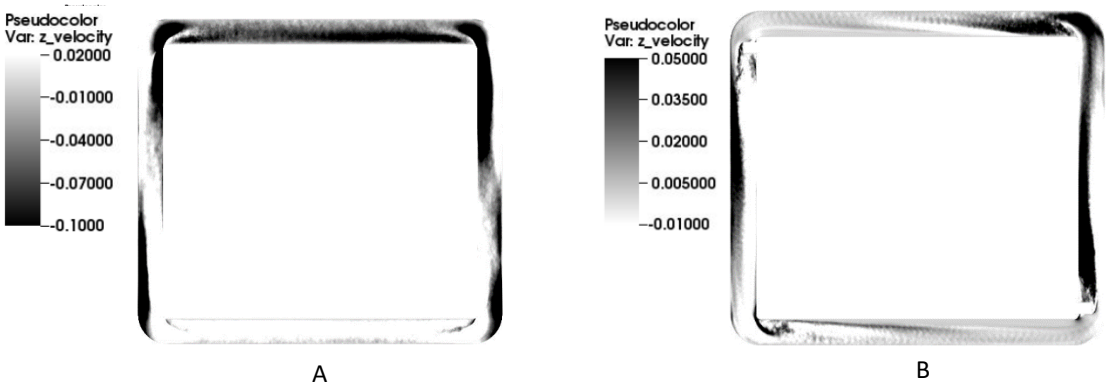
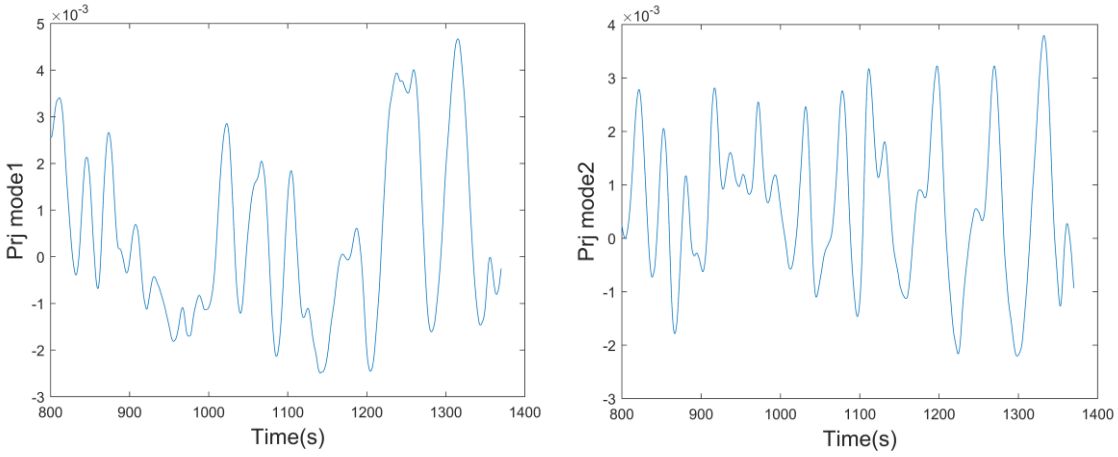


图 12。A – 案例 9 的2^{nd} 能量模态的 X 平面流场。B – 案例 18 的2^{nd}能量模态的 X 平面流场。

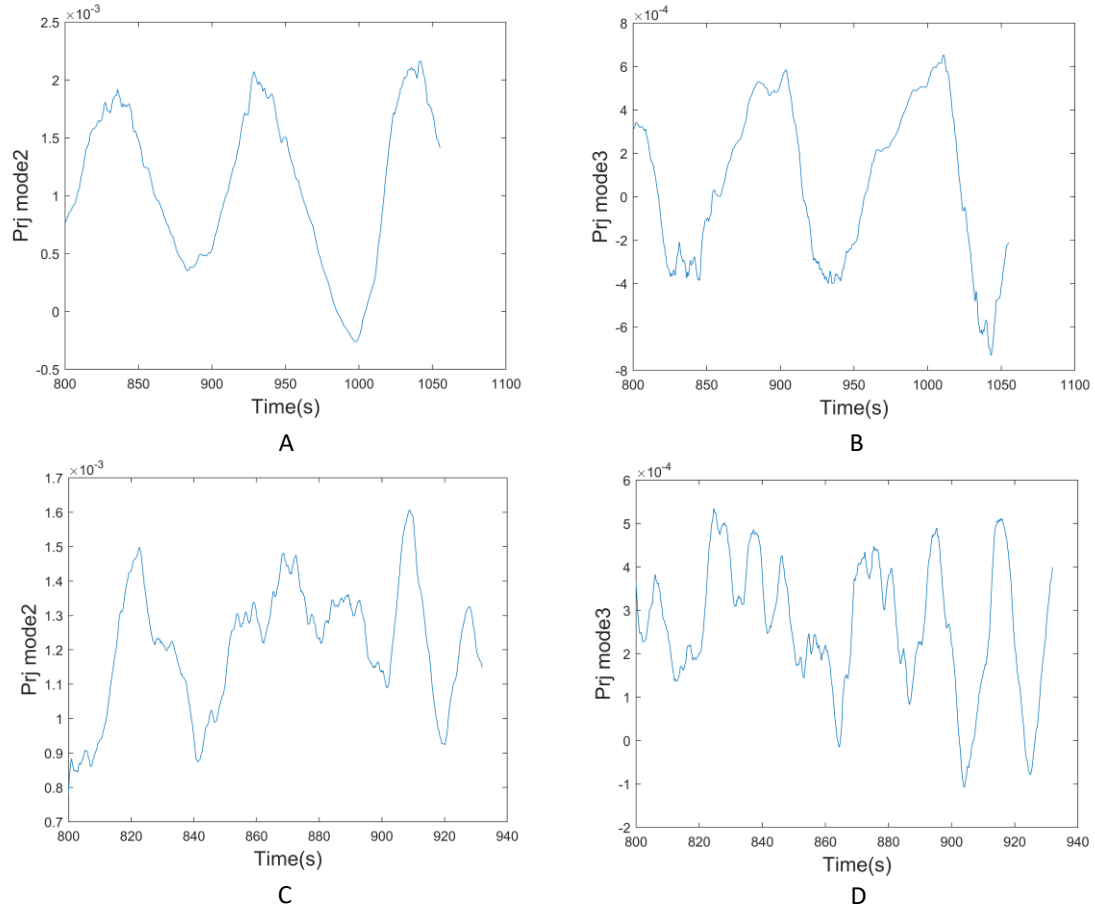
现在来看有流动反转和无流动反转的案例中，2nd 和3^{rd} 能量最强模态的 x 平面流场。图 12 展示了 2nd 能量最强模态的特征 z 方向速度流场

其中包括发生流动反转的案例（案例 9、10 和 17）以及未发生流动反转的案例（案例 6 和 18）。未发生流动反转的案例中，能量最强的 3 个模态均呈现成对的行波行为。这与 Noorani, A. 和 Schlatter 的研究成果一致 [21]。然而，发生流动反转的案例在模态 2 和 3 中呈现对称流动结构。这是发生流动反转的案例所独有的特征。



A B

图 13。案例 6 的 1st (A) 和 2nd (B) 模态的能量投影。



A B C D

图 14。A 和 B——案例 17 的 2nd (A) 和 3rd (B) 模态的能量投影。C 和 D——案例 18 的 2nd (C) 和 3rd (D) 模态的能量投影。

现在我们来考察能量投影。总体而言，对于未发生流动反转的情况，2nd 模态的能量投影振荡频率显著高于1^{st} 模态。图 13 展示了工况 6 的一个示例。工况 18 的情况相同，如图 14（C 和 D）所示，分别对应3^{rd} (D)和2^{nd} (C)模态。这与 Noorani, A. 和 Schlatter[21]观察到的旋涡模态动力学一致。在该研究中，1st 模态的频率范围明显低于 2nd 模态；3rd 和2^{nd} 模态也呈现相同情况。本研究中，时间系数的功率谱密度频率范围从1^{st} 模态到3^{rd} 模态的增大，与振荡频率的升高一致。

如图14（A和B）所示，工况17中2^{nd} （A）和3^{nd} （B）模态的能量投影变化相似。1st 和2^{nd} 模态也呈现相同情况，但为简洁起见，此处不作报告。总体而言，发生流动反转的工况中，1st、 2nd 和 3^{rd}模态的能量投影振荡行为相似，其振荡周期比未发生流动反转的工况更长。

总之，POD分析表明，发生流动反转与未发生流动反转的工况，其动力学特征截然不同，参与其中的模态也存在显著差异。无论流动反转是通过阻塞加以抑制，还是因长宽比较低而自然未发生，这种差异均存在。此外，所有未发生流动反转的工况均由旋涡模态主导。事实上，$L_t/D = 50$ 且设置了两个障碍物的工况（工况18）表现出旋涡模态的显著主导性；在加入障碍物之前，这些模态并未出现在能量最高的模态中。这表明，这些模态在矩形热虹吸管的动力学过程中发挥着重要作用；据我们所知，这一点在文献中在一定程度上被忽视了。

尽管本分析为矩形热虹吸管的动力学提供了一些新见解，但仍有许多问题尚未解答。曲率和再循环的变化如何抑制低长宽比下的流动反转？POD 可能并不是回答这一问题的恰当工具。一旦发生流动反转，它就会完全主导能量含量，或许会掩盖低阶模态中有助于阐明动力学行为差异的细微区别。

6. 结论

我们采用谱元法，对几何参数和边界条件的各种组合下单相矩形热虹吸管中的流动进行了系列大涡模拟。

首先，我们确认 Nek5000 能够以足够的精度模拟这一类流动，这为后续研究长宽比对矩形热虹吸管回路稳定性的影响奠定了基础。

我们证明，流动反转开始时的临界瑞利数高度依赖于 L_t/D，而 L_t/D 比值和瑞利数均会显著影响回路的稳定性。此外，我们确认，在特定位置添加障碍物可以改变回路的稳定性。总之，我们得出结论：曲率或人为添加的障碍物所诱发的二次流会影响振荡周期，甚至阻止流动反转。这似乎证实了 Sano [8] 提出的假设，即曲率及相关的再循环在失稳动力学中发挥着重要作用。

为进一步研究其动力学特性，我们对发生和未发生流动反转的工况进行了POD分析和能量投影。我们发现，未发生流动反转的工况具有弯管中典型的旋涡模态，且时间系数呈现高频振荡。据我们所知，这是首次在矩形热虹吸管中观察到这一现象。在发生流动反转的工况中（高 L_t/D，无障碍物）未观察到旋涡模态，这表明在低纵横比下，弯管物理效应的主导作用更强。这些模态对稳定性的具体影响将留待未来研究，并采用 POD 以外的其他技术进行探讨。

符号说明

L_t	回路总长度（m）
D	管道直径（m）
R	管道半径（m）
R_c	90^0 弯曲回路的曲率半径（m）
W	加热器的热功率（W）
A_f	流通面积 (m^2)
S	加热器表面积 (m^2)
H	回路高度 (m)
Gr_m	修正格拉晓夫数
Ra	瑞利数
Ra_{ref}	参考瑞利数
Pr	普朗特数
ρ_f	工作流体密度 ($kg*m^{-3}$)
β	工作流体热膨胀系数 (1/K)
k_f	工作流体导热率 ($W*m^{-1}*K^{-1}$)
C_{p_f}	工作流体定压热容 ($J*kg^{-1}*K^{-1}$)
μ_f	工作流体的动力黏度（Pa.s）

参考文献

[1] Vijayan P.K., 2002年，“关于单相自然循环回路稳态及稳定性行为总体趋势的实验观测”，《核工程与设计》，215，139–152页。[2] Nayak A.K., Gartia M.R., and Vijayan P.K., 2008年，“Al_2O_3纳米流体在矩形回路中单相自然循环行为的实验研究”，《实验热学与流体科学》，33，184–189页[3] Burroughs E.A., Coutsias E.A., and Romero L.A., 2005年，“热虹吸管内流动的降阶偏微分方程模型”，《流体力学杂志》，543，203–237页[4] Jiang Y.Y., Shoji M., and M. Naruse, ,2002年，“边界条件对环形热虹吸管流动稳定性的影响”，《国际传热与流体流动杂志》23，81–91页[5] Welander, P., 1967年，“差异加热流体回路的振荡失稳”，《流体力学杂志》29 (1)，17–30。[6] P.K. Vijayan, H. Austregesilo., 1994年，“单相自然循环回路的标度律”，《核工程与设计》152，331-347。[7] L. Cammarata, A. Fichera, A. Pagano., 2003年，“矩形循环回路的稳定性图谱”，《应用热[illegible]189–204页。[9] Merzari, Elia, Paul Fischer, and Hisashi Ninokata., 2011年，“环形热虹吸管内流动的数值模拟”，载于2011年ASME-JSME-KSME联合流体工程会议，1549-1560页。美国机械工程师学会数字典藏。[10] L. Luzzi, M. Misale, F. Devia, A. Pini, M.T. Cauzzi, F. Fanale, A. Cammi., 2017年，“基于实验数据评估分析和数值模型，以研究垂直回路中的单[illegible]k力行为影响的实验研究”，第99卷，782-791页，《国际[illegible]》[12] F. Devia, M. Misale., 2012年，“分析热沉温度对单相自然循环回路行为的影响”，《国际热科学杂志》，59，195–202页。[13] Nek5000 17.0 用户指南。[14] Tri Nguyen, Elia Merzari., 2020年，“单相矩形热虹吸管的计算流体力学模拟”，ICONE28-POWER2020核工程会议，阿纳海姆，加利福尼亚州，美国。[15] Tri Nguyen, Elia Merzari., 2020年，“长宽比对单相矩形热虹吸管稳定性的影响”，ANS年会论文集（线上）。[16] Misale, M., and Frogheri, M., 1999年，“压降对单相自然循环回路行为的影响：初步结果”，《国际传热传质通讯》，第26卷，第5期，597-606页。[17] Misale, M., and Frogheri, M., 2001年，“通过压降实现单相自然循环回路的稳定化”，《实验热学与流体科学》，第25卷（5），277-282页。[18] “湍流、相干结构、动力系统与对称性”，P. Holmes, J. Lumley, and G. Berkooz 编，1996年（剑桥大学出版社，剑桥）。[19] L. N. Trefethen and D. Bau., 1997年，“数值线性代数”（SIAM）。 [20] Sirovich, L., 1987年，“湍流与相干结构的动力学。第一部分：相干结构”，《应用数学季刊》45 (3)，561–570。[21] Noorani, A. & Schlatter, P., 2016年，“环形管道湍流中的旋流切换现象”，《国际传热与流体流动杂志》61，108–116。[22] Lorenz Hufnage, Jacopo Canton, Ramis Orlu, Oana Marin, Elia Merzari and Philipp Schlatter., 2018年，“弯管流动中旋流切换的三维结构”，《流体力学杂志》，835，86-101。

[23] Lai, Jonathan K., Giacomo Busco, Elia Merzari 和 Yassin A. Hassan，2019年，《不同普朗特数下裸棒束流动的直接数值模拟》，《美国机械工程师学会传热学报》141，第 12 期。[24] Nicolas Offermans、Oana Marin、Michel Schanen、Jing Gong、Paul Fischer、Philipp Schlatter、Aleks Obabko、Adam Peplinkski、Maxwell Hutchinson、Elia Merzari，2016年，《谱元求解器 Nek5000 在拍字节级系统上的强扩展性》，超大规模计算应用与软件大会。[25] P. F. Fischer、K. Heisey 和 M. Min，2015年，《基于偏微分方程的模拟的扩展极限（特邀报告）》，AIAA 航空航天会议，美国航空航天学会。[26] James Lottes、Paul Fischer，2005年，《谱元法的混合多重网格/Schwarz 算法》，《科学计算杂志》24(1)：45-78。[27] Merzari, E.、Pointer, W. D. 和 Fischer, P.，2013年，《对流 T 型接头中的数值模拟与本征正交分解》，《流体工程杂志》135，9月，第 091304 页。[28] Obabko, A.、Fischer, P. 和 Tautges, T.，2011年，《OECD/NEA T 型接头基准问题的计算流体力学验证》，技术报告 1，阿贡国家实验室，伊利诺伊州阿贡，6月。另见网址 http://www.osti.gov。[29] Fischer, Paul 和 Julia Mullen，2001年，《谱元法的基于滤波器的稳定化》，法国科学院数学系列 *I* 辑 332，第 3 期：265-270。[30] Gmesh 4.4.1 用户指南。[31] Walter Borreani、Davide Chersola、Guglielmo Lomonaco、Mario Misale，2017年，《单相自然循环回路二维计算流体力学模型的评估》，国际热学与技术杂志，第 35 卷，特刊 1，第 S300-S306 页[32] Ambrosini W. 和 Ferreri, J.C.，2000年，《采用有限差分数值方法对单相热虹吸管回路进行稳定性分析》，《核工程与设计》201，第 11–23 页。[33] G.P Tolstov，1960年，《傅里叶级数》，国家物理与数学文献出版社，莫斯科。[34] A. . Tomboulides、J. C. . Lee 和 S. . Orszag，1997年，《低马赫数反应流的数值模拟》，《科学计算杂志》，第 12 卷，第 2 期，第 139–167 页。 [35] Lin, J.F., Chiu, S.Y. & Ho, C.J.，2008年，《矩形自然循环回路的共轭传热模拟》，《传热与传质》45，167–175。[36] Misale, M.、Ruffino, P. & Frogheri, M.，2000年，《壁面热容和轴向导热对单相自然循环回路的影响：二维数值研究》，《传热与传质》36，533–539。[37] Chen, Lin 和 Xin-Rong Zhang，2011年，《基于超临界二氧化碳的热虹吸管中的传热与系统行为模拟：管径的影响》，《美国机械工程师学会传热学报》133，第 12 期。[38] Yongmann M. Chung、Zhixin Wang，2017年，《带 900 弯头的湍流弯曲管流动的直接数值模拟》，第十届湍流与剪切流现象国际研讨会（TSFP10），美国芝加哥。

图注列表

图1 L_t/D = 50时该案例流动反转序列的示例。为便于查看，对弯头附近的流动（即右侧上方和左侧下方的弯头）进行了放大。图2 A - L2回路计算模型。B - 回路网格的管道横截面。C 和 D - 多项式阶数为 4th (C) 和 6th (D) 时 L2回路网格的管道横截面。图3 A 和 B – 案例 9 在 t = 205s (A) 和 t = 301 s (B) 时 X 平面内 z 方向的速度。为便于查看，对弯头附近的流动进行了放大。C 和 D – 案例 9 在 t = 205s (C) 和 t = 301s (D) 时左侧竖直段中部 Z 平面内的速度场。图4 A – 案例 1 中冷却器两侧温差（δt = t5 - t20）的 Nek5000 模型。B – 案例 1a 中冷却器两侧温差（δt = t5 - t20）的 Nek5000 模型。图5 A - 案例 9 中冷却器两侧温差（δt = t5 - t20）的 Nek5000 模型。B - 案例 9a 在 t > 1500s 时冷却器两侧温差的 Nek5000 模型。图6 A – z 方向速度湍流脉动强度随 L_t/D 比值的变化。B – 当 L_t/D = 20 时，z 方向速度湍流脉动强度随 Ra/Ra_{ref} 的变化。图7 A – L_t/D = 10时各案例的停滞状态。B – L_t/D = 20时各案例的稳定流动。图8 A – 案例 7 在 t = 661s 时 X 平面内 z 方向的速度。B – 案例 18 顶部水平段处 v_z 的 Nek5000 模型。图9 A – 案例 18 在 R/Rc = 0.95 时的排序特征值。B – 案例 6 在 R/Rc = 0.5 时的排序特征值。图10 A – 案例 9 在 R/Rc = 0.95 时的排序特征值。B – 案例 17 在 R/Rc = 0.95 时的排序特征值。图11 A – 案例 18 的 1st 能量模态在 90^0 弯头附近的 Y 平面流场。B – 案例 9 的 1st 能量模态在 90^0 弯头附近的 Y 平面流场。图12 A – 案例 9 的 2nd 能量模态的 X 平面流场。B – 案例 18 的2^{nd} 能量模态的 X 平面流场。图13 案例 6 的 1st (A) 和 2nd (B) 模态的能量投影。图14 A 和 B – 案例 17 的 2nd (A) 和 3rd (B) 模态的能量投影。C 和 D – 案例 18 的 2nd (C) 和 3rd (D) 模态的能量投影。

表格标题列表

表 1 模拟案例及其对应的冷却器温度。表 2 Nek5000、实验[10] 和 OpenFOAM [10]的平均振荡幅度和周期数值数据。实验和数值结果来自[10] ，根据已发表报告估算。表 3 在 $T_c = 4^0$ C 条件下采用不同近似方法和多项式阶数的模拟案例。表 4 模拟案例及其对应的 L_t/D 和瑞利数。$Ra_{ref} \approx 10^{11}$。表 5 在 $L_t/D = 50$ 条件下的模拟案例及其对应的障碍物参数和对流动反转的影响。表 6 POD分析和能量投影案例。