

填充烧结铜球的 T 型管中流体混合的大涡模拟*

王永伟¹, 卢涛¹, 姜培学², 成鹏飞¹, 王奎升¹

(1. 北京化工大学 机电工程学院,北京 100029;

2. 清华大学 热能工程系,教育部热科学与动力工程重点实验室,北京 100084)

摘要: 在 FLUENT 软件平台上,运用大涡模拟湍流模型及 Smagorinsky-Lilly 亚格子尺度模型,对填充有烧结铜球多孔介质的 T 型管道内冷热流体混合过程的流动与传热情况进行了数值计算,与未填充多孔介质时混合区域内的平均温度和温度波动、平均速度和速度波动等数据进行了对比,并对温度波动进行了功率谱密度分析.数值结果表明,多孔介质可有效削弱 T 型通道流体混合区域内的温度和速度波动,有效降低 1 Hz 至 10 Hz 频域中的温度波动的功率谱密度.

关键词: 大涡模拟; 混合; T 型管道; 烧结铜球

中图分类号: TK121 **文献标志码:** A

DOI: 10.3879/j.issn.1000-0887.2012.07.006

引言

T 型管道广泛应用于石油化工、核电站等诸多行业的各种管路连接系统.在 T 型管道中,尤其是冷热两种流体未完全混合的区域,甚至是接近管道壁面处,温度波动都明显存在.温度波动会导致管道循环热应力、诱发热疲劳、破坏管道.因此,T 型管道中热疲劳是影响管路系统安全的重要因素^[1-4].欧盟启动了“T 型连接管路系统热波动评估”的项目来研究 T 型管道内的冷热流体混合过程,通过实验和数值模拟的方法对 T 型管道的热疲劳失效进行评估,降低热疲劳风险^[5].对热疲劳的实验和数值模拟研究主要针对 T 型管道中冷热流体的混合效果以及湍流热分层现象.

运用的计算流体力学方法(computational fluid dynamics CFD)准确地分析预测 T 型管道中冷热流体的混合和热分层是比较困难的.最近的研究表明,大涡模拟湍流模型(large-eddy simulation LES)可以较好地预测 T 型管道中冷热流体的混合.Kuhn 等^[2]研究了不同壁厚和不同材料的 T 型管道湍流混合热波动,实验和数值结果吻合,表明 LES 模型能够预测湍流混合的

* 收稿日期: 2011-06-10; 修订日期: 2012-04-06

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50906002); 国家基础研究计划基金资助项目(2011CB706900); 高等学校博士学科点专项科研基金资助项目(20090010110006); 北京市科技新星计划基金资助项目(2008B16)

作者简介: 王永伟(1977—),男,山东文登人,博士生(E-mail: mailwyw@163.com); 卢涛(1975—),男,江西丰城人,副教授,博士,博士生导师(联系人. Tel: +86-10-64417994; E-mail: likesurge@sina.com).

热波动,较大壁厚的对径向方向的温度波动的有减小的作用. Zhu 等^[1]运用 LES 模型和 Smagorinsky-Lilly 亚格子模型(the sub-grid scale SGS)对 T 型管道温度波动进行了数值模拟,分析了不同 Reynolds 数和 Richardson 数对混合热波动的影响,温度波动数值结果与前人已发表的实验结果较为一致,证明了 LES 模型的可靠性. Kuczaj 等^[6]使用 Vreman 亚格子模型的计算结果与实验数据进行比较评价了 LES 模型的准确性. Hu 等^[7]在商业 CFD 软件 FLUENT 平台上,运用 LES 湍流模型对并向流(co-current)和撞击流(collision)两种类型 T 型管道混合进行的数值模拟,得到的无量纲平均温度和无量纲温度波动与实验测量结果一致. Simoneau 等^[8]论述了 LES 湍流计算模型在核工业的热波动研究中应用,并对平均温度、温度波动幅度和频率与实验结果进行了对比,表明大涡模拟能够较准确地捕捉湍流信息.

在核电站、化工厂等领域设计管路系统时,工程师必须考虑较大的温度波动引起的管壁热疲劳,因此希望找到减小温度波动的方法以提高管路结构可靠性. 多孔介质具有较高的比表面积能够提高对流换热,而且曲折的孔隙通道能提高热扩散,增强混合流动. 因此,许多研究者都尝试在管路中全填充或部分填充多孔介质. 近几十年来,多孔介质中的流动和传热研究取得了巨大的进步. 多孔介质数学计算模型大多都是基于 Whitaker^[9]提出的体积平均理论. 描述多孔介质流体动量守恒的模型通常有 Darcy 模型、Darcy-Brinkman 模型和 Darcy-Brinkman-Forchheimer 模型^[10-13]. 多孔介质能量守恒方程有两种,一种是局部热平衡模型,基于多孔介质固体骨架和流体之间热平衡假设,对于固体和液体使用一个能量方程^[14-17];另外一种是非局部热平衡模型,对于多孔介质固体骨架和流体分别使用不同的能量方程^[18-22]. 然而,局部非热平衡模型要求获得多孔介质内部固体和流体间的表面换热系数^[20,23],这使得这种模型的应用受到了限制.

不论是局部热平衡模型还是局部非热平衡模型,本质上都是基于体积平均假设,无法反应多孔介质物理结构对流体流动和传热的影响. 多孔介质流固耦合模型能够克服体积平均假设的局限,真实的展示固体骨架和流体之间的相互关系. Jiang 等^[24]运用流固耦合模型对填充有非均匀烧结铜颗粒的平板通道中水的流动和对流换热进行了数值研究,并根据修正的 Darcy 模型计算了渗透系数和惯性系数. 计算得到的平板通道表面局部换热系数与实验数据得到的一致. 研究表明,固体颗粒和流体之间的对流换热系数和多孔介质体换热系数随质量流速的增长而增大,随固体颗粒的增大而减小. Kuwahara^[25]运用流固耦合模型对流体流过周期性的方柱阵列进行了大涡模拟数值研究. 数值结果经过处理得到了宏观湍流动能和压力梯度,与基于体积平均假设的多孔介质局部非热平衡两方程模型的结果进行了对比,阐述了多孔介质孔隙率、Reynolds 数和 Prandtl 数对传热效率的影响.

综上,LES 湍流模型是一种预测 T 型管道中流体流动和传热的可行方法. 本文运用 LES 模型对填充有烧结铜球的 T 型管道中冷热流体混合的温度场和速度场进行了数值计算,分析了温度波动的能谱密度,采用了流固耦合模型以避免局部热平衡和非热平衡两种模型的局限性. 比较有无填充多孔介质的两种情况的结果,揭示多孔介质对 T 型管道中冷热流体混合温度波动和速度波动的影响.

1 物理模型和控制方程

图 1 所示为填充有烧结铜球的 T 型管道示意图,T 型管道由方管构成^[26]. 主管边长 d_m 为 100 mm;支管边长 d_s 为 50 mm. 流经水平主管的热水温度为 343.48 K,速度为 0.15 m/s;流经垂直支管的冷水温度为 296.78 K,速度为 0.3 m/s. 多孔介质由直径为 28 mm 的铜球 $10 \times 4 \times 4$

正交烧结构成,相邻两球中心距为 25 mm,孔隙率为 30.8%。多孔介质填充区域为 $-2.53 < x/d_b < 2.53$ 。

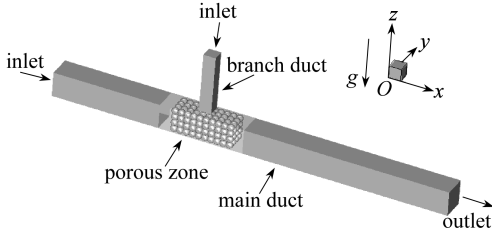


图1 填充多孔介质的 T 型管道

Fig. 1 Physical model of the tee containing a porous medium

基于不可压缩流体 Navier-Stokes 方程的 LES 模型连续性方程和动量方程^[27-30]为

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = & \\ - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu \bar{S}_{ij} - \tau_{ij}) - & \\ \frac{\rho_0}{\rho} \alpha (T - T_0) g, & \end{aligned} \quad (2)$$

式中, \bar{u}_i 为速度分量, \bar{p} 为压力, ρ 为密度, T 为温度, α 为热膨胀系数, ρ_0 为基准温度 T_0 下的密度, ν 为动力粘度. 应变率张量为

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad (3)$$

式(2)中, τ_{ij} 为 Smagorinsky-Lilly 亚格子模型定义的亚格子应力.

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j. \quad (4)$$

亚格子应力通常可以表示为

$$\tau_{ij} = \frac{\tau_{sk} \delta_{ij}}{3} - 2\nu_{sgs} \bar{S}_{ij}, \quad (5)$$

式中, 将亚格子应力 τ_{ij} 与涡粘度 ν_{sgs} 和应变率张量 \bar{S}_{ij} 关联起来. 在 Smagorinsky-Lilly 模型^[31-32]中, 涡粘度定义为

$$\nu_{sgs} = L_s^2 |\bar{S}|^2, \quad (6)$$

式中, L_s 为亚格子尺度混合长度, $|\bar{S}| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ji}}$. L_s 的计算式为

$$L_s = \min(kd, C_s V^{1/3}), \quad (7)$$

式中, k 为 von Kármán 常数, $k = 0.42$, d 为单元到最近壁面的距离, C_s 为 Smagorinsky 常数, V 为计算单元的体积. 在 FLUENT 软件中 C_s 通常取值 0.1, 适应的流动条件广泛且结果精确.

流体能量方程为^[33]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i} [u_i (\rho E + p)] = & \\ \frac{\partial}{\partial x_i} \left[k_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial x_i} - \sum_{j'} h_{j'} J_{j'} + u_i (\tau_{ij})_{\text{eff}} \right] + S_h, & \end{aligned} \quad (8)$$

$$E = h - \frac{p}{\rho} + \frac{u_i^2}{2}, \quad (9)$$

$$h = \sum_{j'} m_{j'} h_{j'} + \frac{p}{\rho}, \quad (10)$$

$$h_{j'} = \int_{T_{\text{ref}}}^T C_{p,j'} dT, \quad (11)$$

式中, k_{eff} 为有效导热系数, $J_{j'}$ 为组分 j' 的扩散通量. h 为显焓, $m_{j'}$ 为组分 j' 的质量分数, c_p 为比

定压热容. 式(8) 右边的前 3 项分别表示由于热传导、组分扩散、粘度耗散所传递的能量, S_b 为其他体积热源项. 在计算中参考系的温度为 298.15 K. 固体铜球能量方程为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \right), \quad (12)$$

式中 λ 为固体导热系数.

2 数值模拟方案及结果

数值计算物理模型, 如图 1 所示, 采用 Reynolds 应力模型(RSM), 分别对主管和支管以 0.15 m/s 和 0.3 m/s 为入口条件进行充分发展模拟, 得到主支管充分发展速度分布, 并以此做为 LES 模拟的主支管入口边界条件. 主管入口温度边界条件分别为 343.48 K 和 296.78 K. 主管出口设置为出流边界, 管道壁面为无滑移和绝热边界. 计算中采用压力与速度耦合的 SIMPLE 算法, 动量和能量方程空间离散化采用中心差分, 动量方程中的对流项采用二阶迎风格式. 计算中采用主管入口边界的速度和温度条件为初始值. LES 模拟计算的时间步长为 0.005 s, 整个计算周期为 13 s. 大约 3 s 钟后, 流动进入稳定状态, 冷热流体混合后从主管出口排出. 数据采样频率为 100 Hz, 采样时间段为 6 s 至 8 s, 采集数据为瞬时温度和瞬时速度.

以支管边长 d_b 为无量纲长度尺度. 无量纲平均温度和无量纲温度波动分别用无量纲温度的时均值和均方根值来描述^[7,34]. 无量纲温度定义为

$$\bar{T}^* = \frac{T_i - T_{\text{cold}}}{T_{\text{hot}} - T_{\text{cold}}}, \quad (13)$$

式中, T_i 为采样点的瞬时温度, T_{cold} 为冷流体温度, T_{hot} 为热流体温度. 无量纲时均温度定义为

$$\bar{T}^* = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N T_i^*, \quad (14)$$

式中, N 为采样次数. 无量纲均方根温度定义为

$$T_{\text{rms}}^* = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (T_i^* - \bar{T}^*)^2}. \quad (15)$$

类似地, 沿 x 方向的无量纲时均速度和无量纲均方根速度定义为

$$\bar{u}_x = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{u_{i,x}}{\bar{u}_{m,x}}, \quad (16)$$

$$u_{x,\text{rms}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{u_{i,x}}{\bar{u}_{m,x}} - \bar{u}_x \right)^2}, \quad (17)$$

式中, $\bar{u}_{m,x}$ 为主管不同横截面上的平均速度. 由于流体流过多孔介质区域以及由支管汇入流体的影响, 根据质量守恒原理在 $x/d_b = -4, 1, 2$ 和 4 等横截面上, 分别用 0.15 m/s, 0.731 m/s, 0.731 m/s 和 0.225 m/s 作为填充有多孔介质算例的平均速度; 用 0.15 m/s, 0.225 m/s, 0.225 m/s 和 0.225 m/s 作为未填充多孔介质算例的平均速度.

在计算过程中, 对模型 $y/d_b = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9$ 剖面与 $x/d_b = -4, 1, 2, 4$ 截面的 20 条交线上沿 z 方向每间隔 5 mm 的取点进行数据采样. 对于填充有多孔介质的算例, $y/d_b = 0.5$ 剖面是所有剖面中孔隙率最大的. $x/d_b = 1$ 和 $x/d_b = 2$ 两个截面位于多孔介质填充区域内, 而 $x/d_b = -4$ 和 $x/d_b = 4$ 位于多孔介质填充区域外. $y/d_b = 0.5$ 剖面与 $x/d_b = 1$ 和 $x/d_b = 2$ 这 2 个截面的交线完全位于液体区域内.

图 2 和图 3 所示分别为填充与未填充多孔介质的 T 形管道中, $y/d_b = 0$ 剖面上 6 s 时的温

度分布.从图2和图3中可看出,水平主管中的热流体上升进入垂直支管中与冷流体进行混合,表明浮升力对管道中的冷热流体混合有显著的影响.在主管上游,填充与未填充两种情况主管热流体都未与冷流体混合.在图2中,下游多孔介质区域内靠近上部($0 < x/d_b < 2.5$ 和 $0 < z/d_b < 1$)为冷流体,而在图3中对应位置的流体温度要高于图2.在这个区域中,热量从主管下部的热流体传递给上部的冷流体,由于烧结铜球多孔介质固体骨架的导热系数高于流体的导热系数,因此填充多孔介质的管道内烧结铜球的温度要高于其周围的流体温度(如图2).对比图2和图3,在主管下游($0 < x/d_b < 2.5$),未填充多孔介质时的温度场分布较为复杂,而填充多孔介质时,由于多孔介质对湍流尺度的限制,温度场相对均一.

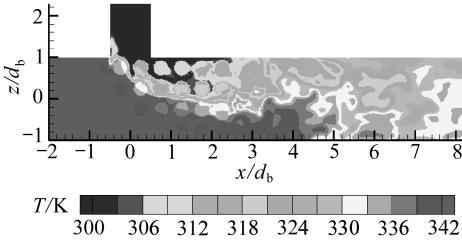


图2 有多孔介质管道6 s时, $y/d_b = 0$ 截面上的温度分布

Fig.2 Temperature contour of the tee with porous media at the 6 s in the plane $y/d_b = 0$

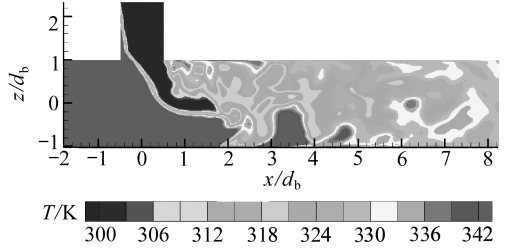


图3 无多孔介质管道6 s时, $y/d_b = 0$ 截面上的温度分布

Fig.3 Temperature contour of the tee without the porous media at the 6 s in the plane $y/d_b = 0$

主管 $y/d_b = 0.5$ 剖面内不同采样点上的 x 方向无量纲时均速度和无量纲均方根速度的分布对比分别如图4和图5所示.图4所示,在 $x/d_b = -4$ 处,填充有/无多孔介质的两种情况的速度曲线呈相似的抛物线分布,这是的管道内充分发展流动速度分布,表明多孔介质对在主管上游的流动无影响.然而在 $x/d_b = 1$ 和 2 处,填充有/无多孔介质的两种情况的速度分布有明显区别.填充多孔介质的管道内,由于多孔介质减小了流动面积、改变了流动方向,无量纲平均速度沿 z 方向呈周期性波动且峰值高于未填充多孔介质的速度.在 $x/d_b = 4$ 处,填充多孔介质的无量纲平均速度小于未填充时的速度,表明填充多孔介质后流动阻力增大,减小了沿 x 方向的流动速度.

无量纲平均速度能够展示一段时间内的速度大小,相比之下无量纲均方根速度可以展现速度波动的大小.图5所示,在主管上游的 $x/d_b = -4$ 处,填充与未填充多孔介质两种情况的无量纲均方根速度几乎为0,表明支管流体对主管上游流体的流动无影响.在 $x/d_b = 1$ 和 2 处,填充多孔介质时的无量纲均方根速度小于未填充时的均方根速度,表明多孔介质能够有效减小速度波动.然而,在 $x/d_b = 4$ 处,填充多孔介质时的无量纲均方根速度大于未填充时的,表明多孔介质增强了湍流流动.

图6所示为主管中的各截面的平均压降.填充多孔介质的管道中压降约为 7 500 Pa,而未填充多孔介质的压降只有 50 Pa,多孔介质确实增大了流动阻力.

主管 $y/d_b = 0.5$ 剖面内的无量纲时均温度和均方根温度分布对比,分别如图7和图8所示.在 $x/d_b = -4$ 处,无量纲时均温度和均方根温度与主管入口处的相似,说明支管冷流体对主管上游温度分布无影响.在 $x/d_b = 1$ 处,靠近管道下壁面($-1 < z/d_b < -0.5$)的无量纲平均温度为1,说明此处主管热流体和支管冷流体未混合.在 $0.4 < z/d_b < 1$ 区域,未填充多孔介质时的温度高于填充时的温度,而在 $-0.5 < z/d_b < 0.4$ 区域,情况正好相反.填充多孔介质时的温度分布曲线比未填充时的平滑,表明烧结多孔介质固体较高的导热率使得管道内的温度分布

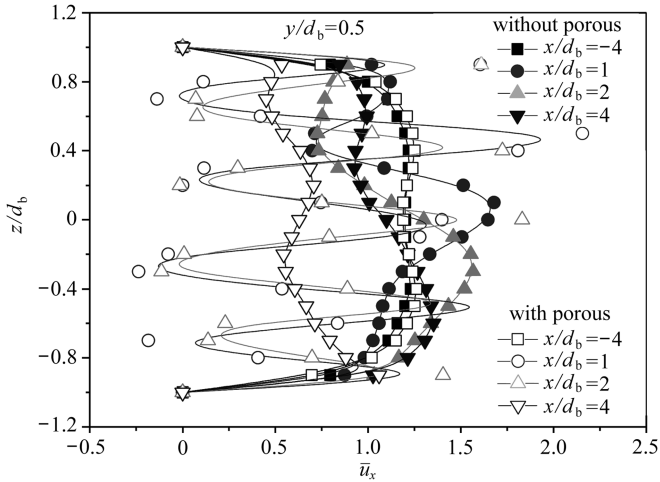


图 4 $y/d_b = 0.5$ 剖面内的 x 方向无量纲时均速度

Fig. 4 Normalized time-averaged velocity in the x direction at the plane of $y/d_b = 0.5$

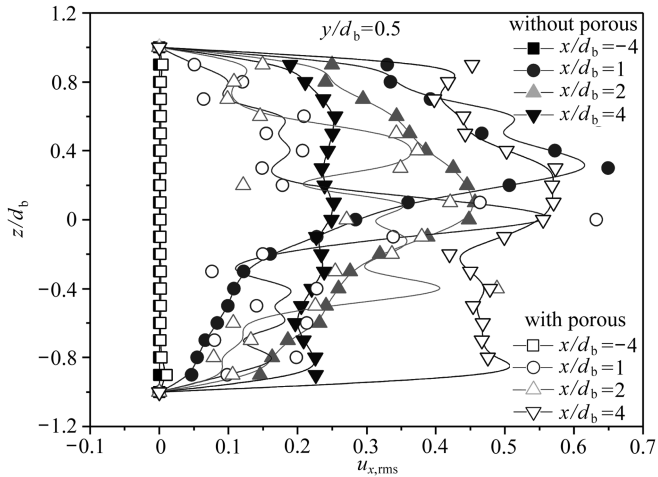


图 5 $y/d_b = 0.5$ 剖面内的 x 方向无量纲均方根速度

Fig. 5 Normalized root mean square velocity in the x direction in the plane of $y/d_b = 0.5$

更加均匀。图 8 中,在 $x/d_b = 1, 2$ 和 4 处,填充多孔介质时的无量纲均方根温度低于未填充时的,表明多孔介质能够显著减小管道内冷热流体混合的温度波动。

图 9 所示为管道内和上下壁面处无量纲均方根温度最大点的瞬时无量纲温度分布情况。在 T 型管道内,未填充多孔介质时最大温度波动由 0.01 到 1 周期性变化,表明冷热流体在该处交替出现。然而,不论在 T 型管道内还是管道的上下壁面处,填充多孔介质时最大温度波动都比未填充多孔介质时的小很多,这也表明多孔介质能够

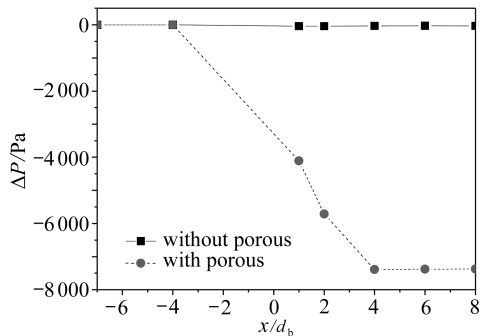


图 6 主管平均压降

Fig. 6 Mean pressure drop in the main duct

有效减小温度波动。

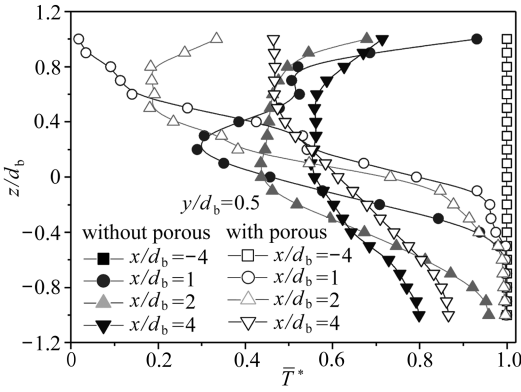


图7 $y/d_b = 0.5$ 剖面内的无量纲时均温度分布

Fig. 7 Distributions of the normalized time-averaged temperature in the plane of $y/d_b = 0.5$

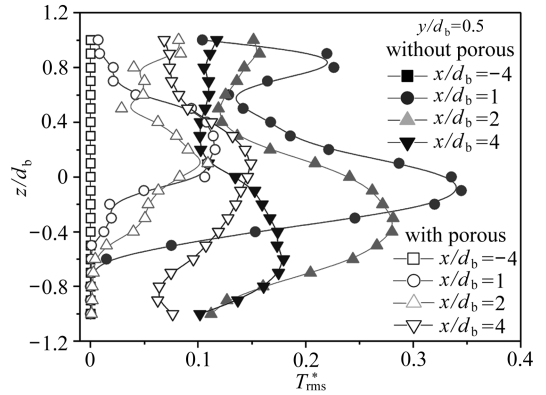


图8 $y/d_b = 0.5$ 剖面内的无量纲均方根温度分布

Fig. 8 Distributions of the normalized root mean square temperature in the plane of $y/d_b = 0.5$

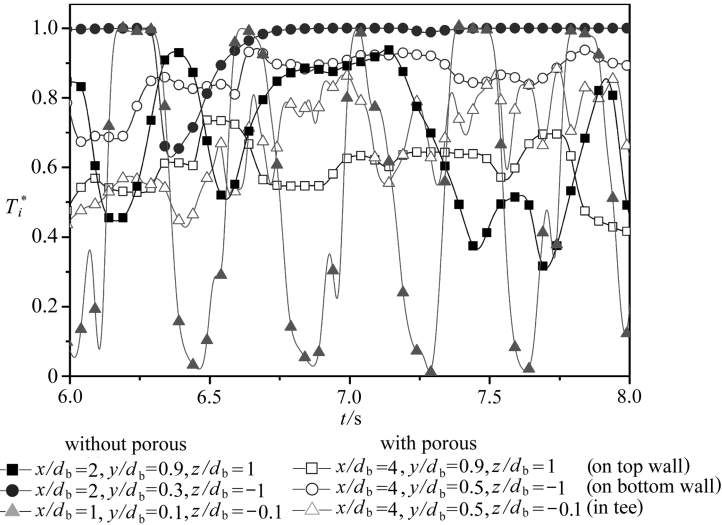


图9 管道内和上下壁面处无量纲均方根温度最大点的瞬时温度波动

Fig. 9 The instantaneous temperature fluctuations at the points with the maximum normalized root mean square temperatures in the tee and on the top and bottom walls

功率谱密度(power spectrum density PSD)能够直接反映温度波动和频率的变化关系,是热疲劳分析的最重要的参数.图10所示为最大温度波动点处的 W_{PSD} 图,图中未填充多孔介质时的最大功率谱密度在 2.5 Hz 处,而填充多孔介质后,能有效降低 1 Hz 至 10 Hz 区域温度波动的功率谱密度.

图11至图13所示为 $x/d_b = 1, 2, 4$ 这3个横截面分别与 $y/d_b = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9$ 剖面的交线上的无量纲时均温度分布. $x/d_b = 1$ 横截面位于冷热流体混合的核心区(如图11),在 $0.3 < z/d_b < 1$ 处,填充有多孔介质时的无量纲时均温度比未填充时的低,这是由于多孔介质减弱了浮升力的作用,主管下部的热流体没有上升到管道上部.在 $-0.5 < z/d_b < 0.3$ 处,填充有多孔介质时的无量纲时均温度比未填充时的高,这是由于多孔介质加强了自下而上的热量

传递,而在 $-1 < z/d_b < -0.5$ 处,两种情况时的温差都小于其他区域,表明该处多孔介质对混合的影响有限.在近壁面处的 $y/d_b = 0.9$ 剖面上,未填充多孔介质时的无量纲时均温度高于填充多孔介质时的.总体来看,沿管道横截面上有上至下随着 z/d_b 的减小,填充多孔介质时的平均温度逐渐增大,而未填充多孔介质时的平均温度先由高降到最低,再到最高.图 12 和图 13 所示 $x/d_b = 2$ 和 4 横截面上的平均温度分布情况与 $x/d_b = 1$ 截面上的情况非常相似.

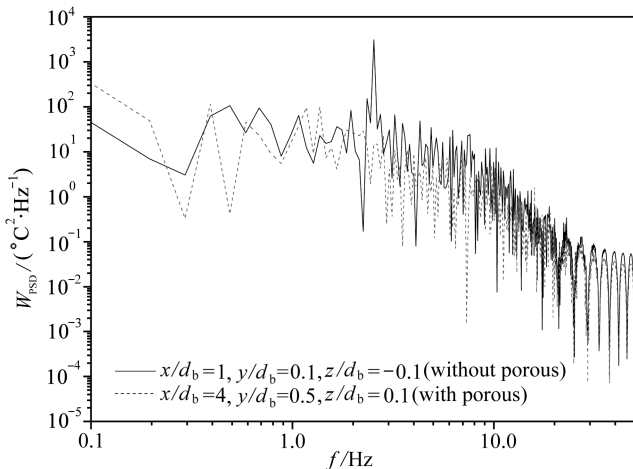


图 10 最大温度波动处的功率谱密度

Fig. 10 Power spectrum density of the strongest temperature fluctuation in the tee

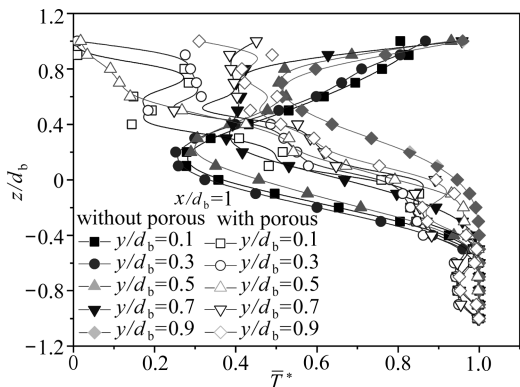


图 11 $x/d_b = 1$ 截面上无量纲时均温度分布

Fig. 11 Distributions of the normalized time-averaged temperature in the section of $x/d_b = 1$

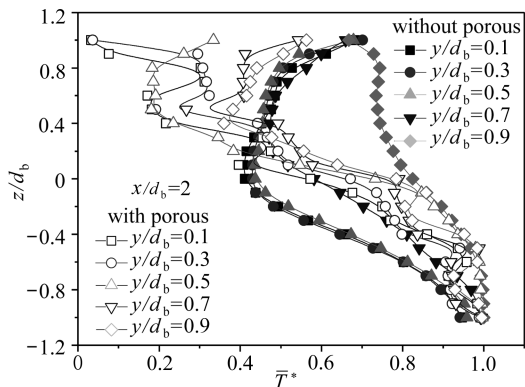


图 12 $x/d_b = 2$ 截面上无量纲时均温度分布

Fig. 12 Distributions of the normalized time-averaged temperature in the section of $x/d_b = 2$

图 14 至图 16 所示为 $x/d_b = 1, 2, 4$ 这三个横截面分别与 $y/d_b = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9$ 剖面的交线上的无量纲均方根温度分布.在 $x/d_b = 1$ 横截面上(如图 14),填充有多孔介质时的无量纲均方根温度比未填充时的低很多.未填充多孔介质时,最大无量纲均方根温度出现在主管中部,意味着该处的温度波动最大.填充有多孔介质时,在 $-0.2 < z/d_b < 1$ 区域,因为受到周期性变化的多孔介质孔隙结构对速度波动的影响,无量纲均方根温度分布也呈周期性变化.在 $x/d_b = 2$ 横截面上(如图 15),无量纲均方根温度分布与 $x/d_b = 1$ 横截面上的分布相似.

如图 16 所示, $x/d_b = 4$ 横截面位于多孔介质填充区域外,填充和未填充多孔介质两种情况的无量纲均方根温度分布趋势相似,最大温度波动出现在管道的中部.总体上看,多孔介质有效减小了 T 形管道中的温度波动.

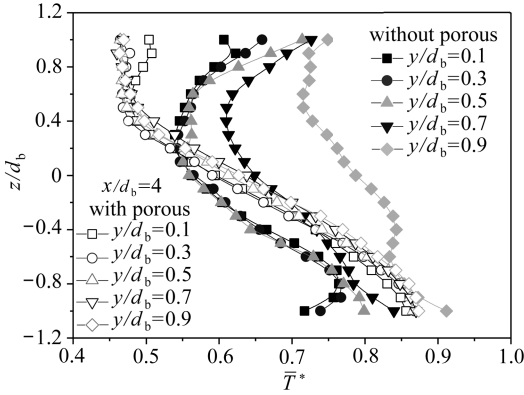


图 13 $x/d_b = 4$ 截面上无量纲时均温度分布

Fig. 13 Distributions of the normalized time-averaged temperature in the section of $x/d_b = 4$

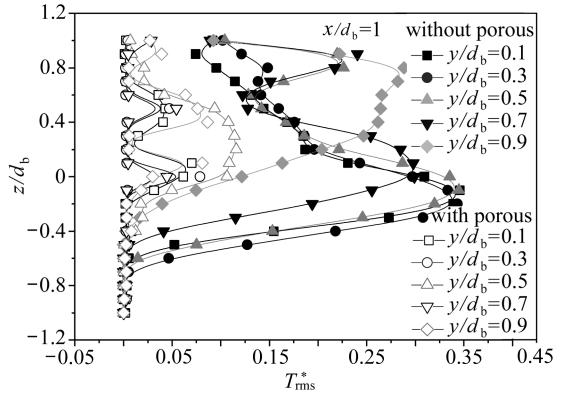


图 14 $x/d_b = 1$ 截面上无量纲均方根温度分布

Fig. 14 Distributions of the normalized root mean square temperature in the section of $x/d_b = 1$

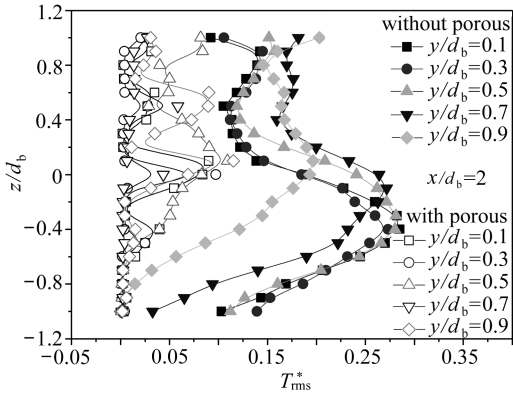


图 15 $x/d_b = 2$ 截面上无量纲均方根温度分布

Fig. 15 Distributions of the normalized root mean square temperature in the section of $x/d_b = 2$

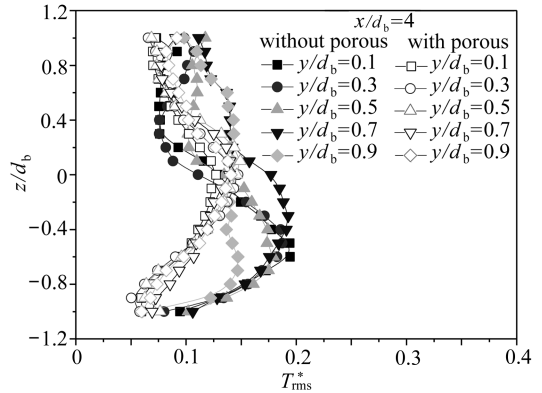


图 16 $x/d_b = 4$ 截面上无量纲均方根温度分布

Fig. 16 Distributions of the normalized root mean square temperature in the section of $x/d_b = 4$

3 结 论

运用 SL 亚格子尺度模型对填充烧结铜球多孔介质的 T 型管道内冷热流体混合过程的流动与传热情况进行了大涡模拟数值研究. 速度和温度的平均值和波动值分别用对应的无量纲时均值和无量纲均方根值表示. 结果表明, 多孔介质能够有效限制流体流动, 增强换热. 因此, 能够显著减小速度和温度的波动, 但是同时多孔介质明显增加了主管中的压力损失. 多孔介质降低了管道内频率为 1 Hz 至 10 Hz 的温度波动的功率谱密度.

参考文献 (References):

[1] 朱维宇, 卢涛, 姜培学, 郭志军, 王奎升. T 型管中冷热流体混合过程热波动大涡模拟[J]. 应用数学和力学, 2009, 30(11): 1295-1306. (ZHU Wei-yu, LU Tao, JIANG Pei-xue, GUO Zhi-jun, WANG Kui-sheng. Large eddy simulation of hot and cold fluids mixing in a T-junction for predicting thermal fluctuations[J]. *Applied Mathematics and Mechanics (English Edition)*, 2009, 30(11): 1379-1392.)

- [2] Kuhn S, Braillard O, Niceno B, Prasser H M. Computational study of conjugate heat transfer in T-junctions[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2010, **240**(6): 1548-1557.
- [3] Lee J I, Hu L W, Saha P, Kazimi M S. Numerical analysis of thermal striping induced high cycle thermal fatigue in a mixing tee[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2009, **239**(5): 833-839.
- [4] Frank T, Lifante C, Prasser H M, Menter F. Simulation of turbulent and thermal mixing in T-junctions using URANS and scale-resolving turbulence models in ANSYS CFX[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2010, **240**(9): 2313-2328.
- [5] Metzner K J, Wilke U. European THERFAT project—thermal fatigue evaluation of piping system “Tee”-connections[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2005, **235**(2/4): 473-484.
- [6] Kuczaj A K, Komen E M J, Loginov M S. Large-eddy Simulation study of turbulent mixing in a T-junction[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2010, **240**(9): 2116-2122.
- [7] Hu L W, Kazimi M S. LES benchmark study of high cycle temperature fluctuations caused by thermal striping in a mixing tee[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2006, **27**(1): 54-64.
- [8] Simoneau J P, Champigny J, Gelineau O. Applications of large eddy simulations in nuclear field[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2010, **240**(2): 429-439.
- [9] Whitaker S. Simultaneous heat, mass, and momentum transfer in porous media: a theory of drying[J]. *Advances in Heat Transfer*, 1977, **13**: 119-203.
- [10] Jang J Y, Chen J L. Forced convection in a parallel plate channel partially filled with a high porosity medium[J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 1992, **19**(2): 263-273.
- [11] Saito M B, Lemos M J S d. A macroscopic two-energy equation model for turbulent flow and heat transfer in highly porous media[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2010, **53**(11/12): 2424-2433.
- [12] Yang Y T, Hwang M L. Numerical simulation of turbulent fluid flow and heat transfer characteristics in heat exchangers fitted with porous media[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2009, **52**(13/14): 2956-2965.
- [13] Huang Z F, Nakayama A, Yang K, Yang C, Liu W. Enhancing heat transfer in the core flow by using porous medium insert in a tube[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2010, **53**(5/6): 1164-1174.
- [14] Amiri A, Vafai K. Analysis of dispersion effects and non-thermal equilibrium, non-Darcian, variable porosity incompressible flow through porous media[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1994, **37**(6): 939-954.
- [15] Quintard M, Whitaker S. Local thermal equilibrium for transient heat conduction: theory and comparison with numerical experiments[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1995, **38**(15): 2779-2796.
- [16] Whitaker S. Improved constraints for the principle of local thermal equilibrium[J]. *Ind Eng Chem Res*, 1991, **30**(5): 983-997.
- [17] Lu T, Jiang P X, Guo Z J, Zhang Y W, Li H. Large-eddy simulations (LES) of temperature fluctuations in a mixing tee with/without a porous medium[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2010, **53**(21/22): 4458-4466.
- [18] Saito M B, Lemos M J S d. Interfacial heat transfer coefficient for non-equilibrium convective transport in porous media[J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer*,

- 2005, **32**(5): 666-676.
- [19] Saito M B, Lemos M J S d. Laminar heat transfer in a porous channel simulated with a two-energy equation model [J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2009, **36**(10): 1002-1007.
- [20] Kuwahara F, Shiota M, Nakayama A. A numerical study of interfacial convective heat transfer coefficient in two-energy equation model for convection in porous media[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2001, **44**(6): 1153-1159.
- [21] Jiang P X, Meng Li, Ma Y C, Ren Z P. Boundary conditions and wall effect for forced convection heat transfer in sintered porous plate channels[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2004, **47**(10/11): 2073-2083.
- [22] Jiang P X, Ren Z P. Numerical investigation of forced convection heat transfer in porous media using a thermal non-equilibrium model[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2001. **22**(1): 102-110.
- [23] Wakao N, Kaguei S, Funazkri T. Effect of fluid dispersion coefficients on particle-to-fluid heat transfer coefficients in packed bed[J]. *Chemical Engineering Science*, 1979, **34**(3): 325-336.
- [24] Jiang P X, Lu X C. Numerical simulation of fluid flow and convection heat transfer in sintered porous plate channels[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2006, **49**(9/10): 1685-1695.
- [25] Kuwahara F, Yamane T, Nakayama A. Large eddy simulation of turbulent flow in porous media[J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2006, **33**(4): 411-418.
- [26] Fukushima N, Fukagata K, Kasagi N. Numerical and experimental study on turbulent thermal mixing in a T-junction flow[C]//*The 6th ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference*. USA: Hawaii, 2003.
- [27] Pope S B. *Turbulence Flow*[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2000.
- [28] Temmerman L, Leschziner M A, Mellen C P, Fröhlich, J. Investigation of wall-function approximations and subgrid-scale models in large eddy simulation of separated flow in a channel with streamwise periodic constrictions[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2003, **24**(2): 157-180.
- [29] Majander P, Siikonen T. Large-eddy simulation of a round jet in a cross-flow[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2006, **27**(3): 402-415.
- [30] Wegner B, Huai Y, Sadiki A. Comparative study of turbulent mixing in jet in cross-flow configurations using LES[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2004, **25**(5): 767-775.
- [31] Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations— I : the basic experiment[J]. *Monthly Weather Review*, 1963, **91**(3): 99-164.
- [32] Lilly D K. On the application of the eddy viscosity concept in the inertial subrange of turbulence[R]. No. 123. NCAR Manuscript, 1966.
- [33] Wang Y, Yuan G, Yoon Y K, Allen M G, Bidstrup S A. Large eddy simulation (LES) for synthetic jet thermal management[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2006, **49**(13/14): 2173-2179.
- [34] Kimura K. Thermal striping in mixing tees with hot and cold water (Type A: Characteristics of flow visualization and temperature fluctuations in collision type mixing tees with same pipe

diameter) [C]//NTHAS3: *Third Korea-Japan Symposium on Nuclear Thermal Hydraulics and Safety*, Korea, 2002.

LES of Fluid Mixing in a Tee With a Sintered Porous Medium

WANG Yong-wei¹, LU Tao¹, JIANG Pei-xue²,
CHENG Peng-fei¹, WANG Kui-sheng¹

(1. *School of Mechanical and Electrical Engineering, Beijing University of Chemical Technology, Beijing 100029, P. R. China;*

2. *Key Laboratory for Thermal Science and Power Engineering of Ministry of Education, Department of Thermal Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, P. R. China*)

Abstract: Mixing processes of hot and cold fluids in a tee with and without sintered copper spheres were simulated by FLUENT using the large-eddy simulation (LES) turbulent flow model and the sub-grid scale (SGS) Smagorinsky-Lilly (SL) model with buoyancy. Comparisons of the numerical results of the two cases with and without sintered copper spheres show that the porous medium significantly reduces the velocity and temperature fluctuations, because the porous medium can effectively restrict the fluid flow and enhance heat transfer. The porous media obviously increase the pressure drop in the main duct. The porous medium reduces the PSD of the temperature fluctuations in the frequency range from 1 Hz to 10 Hz.

Key words: large-eddy simulation; mixing; tee; sintered porous medium