多孔肋细小通道热沉内流动的孔隙尺度模拟

高武焕, 徐向华, 梁新刚*

清华大学航天航空学院, 北京 100084

* E-mail: liangxg@mail.tsinghua.edu.cn

收稿日期: 2020-04-22; 接受日期: 2020-07-08; 网络版发表日期: 2020-11-05

国家自然科学基金(批准号: 51876102)和创新研究群体项目(批准号: 51621062)资助

摘要 泡沫金属具有很高的比表面积, 有望进一步提高细小通道热沉的流动换热性能. 本文研究了多孔肋细小通道热沉中的充分发展流动. 模拟基于拉盖尔-沃罗诺伊镶嵌方法构造多孔肋几何结构, 使用直接模拟方法避免宏观方法中选择参数对结果的影响. 本研究得到孔隙率、填充率和雷诺数对速度分布和压降的影响规律, 基于速度分布分析了填充率影响泊肃叶数的一般规律, 并将模拟结果整理为经验关联式. 本文还对比了宏观方法的模拟结果, 讨论了宏观方法中等效黏度的影响.

关键词 多孔肋, 细小通道, 孔隙尺度模拟

1 引言

泡沫金属具有很高的比表面积, 可用于进一步提高细小通道热沉的换热性能. 使用泡沫金属替代细小通道的实体肋(图1), 可以得到一种泡沫肋细小通道热沉^[1,2]. 一些微通道热沉^[3]和燃料电池中同样存在类似的多孔肋-通道复合结构. 研究此类复合结构中的流动规律是优化设计相关设备的基础.

现有数值模拟研究均采用基于连续介质假设的宏观方法. 宏观方法不考虑多孔介质的具体形貌, 采用动量源项表示多孔介质阻力, 引入等效黏度表征边界的影响. Chuan等人^[4]的研究表明, 相同流量下多孔肋微通道热沉的压降较实体肋降低43%, 而热阻增加5%. Hung等人^[5]对比了6种应用多孔材料强化换热的形式, 发现在实体肋侧壁沉积多孔材料的效果最优. Ghahre-

mannezhad和Vafai^[6]分析了多种壁面沉积多孔材料的微通道热沉, 发现可以通过合理设计参数使流阻和热阻均小于实体肋热沉.

宏观方法存在一定局限性. 首先, 它建立在表征体元(representative elementary volume, REV)的基础上. 表征体元是包含足够多微观结构的体积域, 可以表征多孔介质的整体性质. 当通道尺度接近孔隙尺度时, 表征体元可能并不存在. 其次, 宏观方法引入了半经验模型, 使结果受到模型选取和参数设置的影响. 例如, 通常会使用等效黏度表示动量扩散和速度梯度的关系. Brinkman^[7]最早使用爱因斯坦关系估计等效黏度:

$$\mu_{\text{eff}} = (1 + 2.5(1 - \varepsilon))\mu_f, \quad (1)$$

式中, ε 表示孔隙率, μ_f 为流体黏度. Givler和Altobelli^[8]通过核磁共振方法得到了速度分布, 继而推算等效黏

引用格式: 高武焕, 徐向华, 梁新刚. 多孔肋细小通道热沉内流动的孔隙尺度模拟. 中国科学: 技术科学, 2020, 50: 1487–1496

Gao W H, Xu X H, Liang X G. Pore-scale simulation of flow in minichannels with porous fins (in Chinese). Sci Sin Tech, 2020, 50: 1487–1496, doi: 10.1360/SST-2020-0164

图1 (网络版彩图)多孔肋细小通道热沉示意图
Figure 1 (Color online) Diagram of the porous fin heatsink.

度约为 $7.5\mu_f$ 。Ochoa-Tapia和Whitaker^[9]采用 μ_f/ε 作为等效黏度。此外,宏观模型中如何给出多孔肋-通道界面的耦合条件尚无定论。常见的方法包括速度阶跃^[10,11]和应力阶跃^[9,12]两类。文献^[4~6]使用 μ_f/ε 作为等效黏度,认为界面上的速度和切应力连续。

随着高性能计算的快速发展,孔隙尺度模拟得到了广泛的应用。孔隙尺度模拟的数值方法涉及有限体积方法^[13]、格子玻尔兹曼方法^[14]、有限元方法^[15],研究内容涵盖流动换热^[16~20]、溶质扩散^[21]、相变^[22]等。孔隙尺度模拟无需预设等效黏度和界面耦合条件,可以直接对多孔肋-通道结构中的流动进行分析,得到客观的压降变化规律以及实验中不易测量的流场信息。公开文献中,对复合结构的模拟研究有限,其主要集中于分析界面耦合条件^[12,23,24],常简化为二维问题。我们尚未见到对多孔肋细小通道热沉流动换热的研究报道。

本文旨在采用孔隙尺度方法研究泡沫肋细小通道热沉中的充分发展流动问题。首先基于拉盖奇-沃罗诺伊镶嵌(laguerre-voronoi tessellation, LVT)方法生成开孔泡沫结构。然后采用有限体积法求解稳态纳维-斯托克斯(Navier-Stokes, N-S)方程,分析得到孔隙率、填充率和雷诺数对速度分布、压降的影响规律。进一步将结果整理为和速度分布相容的经验关联式。最后分析了宏观方法中等效黏度对结果的影响。

2 研究方法

开孔泡沫金属通常采用电镀聚氨酯泡沫的工艺方法生产。聚氨酯泡沫的表面能在发泡过程中趋于极小值,这给人工构造泡沫结构提供了思路。表面积极小的空间剖分结构和真实泡沫相似。常见的结构包括开

尔文元胞^[18]、Weaire-Phelan结构^[25]、基于LVT方法生成的结构^[19]和以表面能最小为目标演化得到的随机结构^[20]。后两种结构具有随机性,更接近真实的泡沫金属。

下面简述基于LVT方法生成几何结构的过程,更为详细的过程可以参考Wejrzanowski等人^[26]的工作。本文通过一系列开源软件实现几何结构的构造过程,使研究结果更易于复现。首先使用LAMMPS软件^[27]模拟将球倒入盒子的过程,形成一个密排球体系。球心位置大致代表泡沫元胞的位置,球直径(D_p)可称为泡沫的骨架当量直径,下标p表示孔隙(pore)。然后取球心为种子点,通过LVT方法生成泡沫金属的骨架结构,这个过程由voro++程序^[28]实现。然后使用OpenSCAD软件在泡沫枝的位置生成直径为 D_s 的圆柱(下标s表示支柱(strut)),去除通道位置的几何体,添加底板,通过布尔运算生成完整的几何体。图2简单表示了上述过程。具体实施时,OpenSCAD软件输出的几何体质量较低。我们在MeshLab软件中使用移动立方(marching cubes)算法重构几何,并输出高质量的几何体文件。

本文求解常物性不可压缩稳态N-S方程:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2)$$

$$\rho \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} + \nabla p - \nabla \cdot (\mu_f \nabla \mathbf{u}) = 0. \quad (3)$$

计算模拟的工质为水,密度(ρ)取 970 kg m^{-3} ,黏度取 $8.9 \times 10^{-4} \text{ Pa s}$ 。在模拟范围内,以 D_p 为特征长度计算

图2 (网络版彩图)多孔肋几何的构造过程示意图
Figure 2 (Color online) Diagram of the porous structure construction.

的雷诺数小于14, 多孔肋内部属于黏性力和惯性力同时主导的稳态层流流动^[17], 以通道水力直径(D_h)计算的雷诺数小于208, 也属于层流流动。

图3展示了计算域和边界条件。本文的计算域为一半的换热单元(cell), 长 L 宽 $0.5W_{\text{cell}}$ 高 H_{ch} , 包括一半的通道和泡沫肋, 两侧为对称边界条件。计算域的入口面($x=0$)和出口面($x=L$)采用周期阶跃边界条件, 速度和压力满足

$$\mathbf{u}(0, y, z) = \mathbf{u}(L, y, z), \quad (4)$$

$$p(0, y, z) = p(L, y, z) + \Delta p. \quad (5)$$

数值上实现式(4)和(5)必须保证进出口面网格一一对应。本文采用的几何体并非周期性结构, 如果和进出口面相交, 进出口面网格将不满足一一对应关系。因此, 本文设置计算域长

$$L = L_{\text{ch}} + 4\delta, \quad (6)$$

略长于几何长度(L_{ch}), 保证进出口边界面和几何不相交。长度 δ 约为几何长度的千分之五, 对模拟结果的影响很小。固体壁面为无滑移边界。定义泡沫肋的填充率为

$$\beta_w = W_w / W_{\text{cell}}, \quad (7)$$

式中, W_w 为肋宽。详细的结构参数可以参考表1。

本文使用OpenFOAM软件包(第六版)中的chtMultiRegionFoam求解器求解N-S方程。方程中的对流项采用二阶迎风格式离散, 扩散项采用修正网格非正交性的高斯线性格式离散。这里通过计算简单立方球体系的渗透率来验证求解器及数值格式的有效性。

图3 (网络版彩图)计算域和边界条件示意图

Figure 3 (Color online) The computational domain and boundary conditions.

表1 计算域参数

Table 1 Parameters of the computational domain

参数	值	参数	值
L_{ch} (mm)	48	W_w (mm)	0.5~2
δ (μm)	25	D_p (μm)	400
W_{ch} (mm)	0.5	D_s (μm)	50~160
H_{ch} (mm)	1	ε	0.76~0.97

体系中球的直径为 D , 球心间距为 A 。图4展示了渗透率随 A/D 的变化规律。模拟得到的渗透率和解析解^[29]的偏差小于2.3%, 说明数值方法设置正确。

计算网格使用OpenFOAM软件包中的blocked-Mesh程序和snappyHexMesh程序生成。使用blocked-Mesh程序生成网格尺寸为 δ 的立方体背景网格, 然后使用snappyHexMesh程序对固体几何面附近的网格做三级细化, 生成尺寸为 0.125δ 的多面体网格。图5展示了某截面的网格, 壁面附近的网格稠密, 可以更好地表现泡沫枝的形状。壁面边界的网格面会随着 δ 减小变得更加光滑。取背景网格尺寸 δ 为50、25、20和10 μm 生成网格量为74万、320万、920万和2500万的网格做无关性验证。不同网格计算得到的流量差别小于1%。本文后续计算采用 δ 为25 μm 的背景网格, 网格数介于283万和1066万。

3 结果和讨论

多孔肋细小通道内的流动受到孔隙率、填充率和

图4 (网络版彩图)简单立方球体系渗透率随 A/D 的变化

Figure 4 (Color online) Variation of permeability with A/D in the simple cubic structure.

图5 网格示意图

Figure 5 Diagram of the mesh.

雷诺数的影响. 本节首先分析速度分布的变化规律, 然后讨论如何使用关联式预测复合结构中的压降, 最后对比分析宏观模型的计算结果.

3.1 速度分布规律

孔隙尺度模拟得到的速度场为三维, 不同截面的速度分布相近. 这里取 $0.5L_{ch}$ 位置截面为代表进行说明. 图6展示了截面内的无量纲速度云图. 该算例的孔隙率为0.97, 填充率为0.8, 雷诺数为21. 这里雷诺数的定义为

$$Re_H = \rho u_0 H_{ch} / \mu_f. \quad (8)$$

取

$$u_0 = 2\varphi_0 / (W_{ch} H_{ch}) \quad (9)$$

为特征速度, 其中 φ_0 表示体积流量. 图6中 u 代表速度的 x 方向分量. 图左侧为通道区域, 右侧为多孔肋区域, 虚线表示虚拟的界面, 黑色表示固体材料. 如图所示, 多孔肋内部的速度和速度梯度较小, 通道区域速度和

图6 (网络版彩图)无量纲速度云图

Figure 6 (Color online) Contour of the dimensionless velocity.

速度梯度较高, 等值线分布和矩形通道类似, 交界面附近的无量纲速度约为0.3, 速度梯度最大. 注意交界面四分之三通道高度附近的局部区域, 孔隙小速度高, 高速区在多孔肋内部渗透较深; 其下方局部区域的孔隙大但速度低. 这说明速度分布同时受到面内和面外固体材料分布的影响, 不能从单一截面考虑. 速度的其余两分量均在 $0.1u_0$ 以下, 并没有显著的特征. 后文重点讨论体积平均速度的 x 方向分量.

图7展示了孔隙率和雷诺数对无量纲平均速度的影响. $u_{x,y}$ 表示速度在 x 方向和 y 方向的平均值, 体现速度场在 z 方向的分布, 即图3中 L 宽 δ 高 H_{ch} 的 V_1 区域的体积平均速度.

$$\langle u \rangle_{x,y}(z) = \frac{1}{LH_{ch}\delta} \int_0^L \int_0^{H_{ch}} \int_{z-0.5\delta}^{z+0.5\delta} u \, dx dy dz. \quad (10)$$

平均速度在通道区域呈现类似抛物线分布, 在交界面附近逐渐减小为达西速度, 在多孔肋内部有小幅波动. 随着孔隙率增大, 通道中心的平均速度降低, 多孔肋内部区的速度增大, 交界面上的速度提高, 通道对多孔肋流动的影响深度(简称“渗透深度”)增大. 雷诺数的影响有限. 孔隙率为0.97时, 无量纲平均速度随孔隙率的降低略有减小; 孔隙率为0.76时, 雷诺数的影响可以忽略不计, 与实体通道中的充分发展流动类似.

图8绘制了孔隙率和填充率对平均速度分布的影响. 图中各曲线的进出口压降均为40.0 Pa. 如图所示, 平均速度随孔隙率的增大而增大. 不同填充率的曲线基本重合. 孔隙率为0.97和0.92时, 填充率为0.5和0.67

图7 (网络版彩图)孔隙率和雷诺数对无量纲速度分布的影响

Figure 7 (Color online) Dimensionless velocity distributions with different Reynolds numbers and porosities.

图 8 (网络版彩图)孔隙率和填充率对平均速度分布的影响
Figure 8 (Color online) Dimensionless velocity distributions with different porosities and filling ratios.

的曲线略有不同. 可以认为在本文研究范围内, 渗透深度基本小于 $0.25H_{ch}$.

3.2 压降变化规律

工程应用中, 习惯使用摩擦系数 f 表示无量纲的流动阻力:

$$f = \Delta p / (2\rho u_0^2). \quad (11)$$

通道内充分发展层流的压降关联式通常整理为泊肃叶数:

$$Po = fRe_H, \quad (12)$$

因为其只与通道的截面形状相关. 针对本文的研究内容, 高宽比 0.5 矩形通道的 Po 为 35^[30].

图 9 展示了模拟得到的 Po 变化规律, 采用不同颜色区分孔隙率, 不同形状区分填充率. 图例中未注明的标记可根据颜色和形状确定孔隙率和填充率. Po 随 Re_H 的增大略有增大, 这可能与高雷诺数下多孔介质流动阻力的非线性效应相关. Po 随孔隙率的增大而降低, 即高孔隙率多孔介质的流动阻力更低. Po 随填充率的增大而降低, 我们将在后文分析其原因. 由此可见, 预测多孔肋细小通道中的摩擦压降要同时考虑截面形状、多孔肋材料参数、填充率和雷诺数的影响.

Po 和无量纲速度相关. 实体肋通道中的无量纲速度和雷诺数无关, 因而 Po 为常量. 多孔肋通道中, 填充率对通道区域的真实速度分布没有影响, 对 Po 的影响较大. 这说明其背后的机制是填充率对特征速度 (u_0)

图 9 (网络版彩图)孔隙率、填充率和雷诺数对泊肃叶数的影响
Figure 9 (Color online) Variation of the Poiseuille number with the Reynolds number.

产生影响, 继而影响 Po . 随着填充率增大, 由式 (9) 计算得到的特征速度越发高于通道中的真实平均速度, 使无量纲速度剖面发生变化, 使 Po 降低. 因此, 我们考虑通过修正特征速度消除填充率的影响.

分析特征速度和填充率的关系. 计算特征速度时, 流量可分三部分计算:

$$\varphi_0 = u_{ch} W_{ch} H_{ch} + u_{\infty} W_w H_{ch} + (\varphi_w - u_{\infty} W_w H_{ch}), \quad (13)$$

式中, 右端第一项为通道内流量, 第二项为按照达西速度估算的多孔肋内流量, 第三项为第二项未能计量的肋内流量, 暂称为“剩余流量”. “剩余流量”集中在“渗透深度”的范围内. 可考虑图 8 中肋宽由 $0.5H_{ch}$ 增大到 $2H_{ch}$ 的过程, 流量增大完全由式 (13) 右端的第二项引起, 通道内的平均速度 u_{ch} 保持不变. 如果取 u_{ch} 为特征速度, 泊肃叶数将不受填充率的影响. 修正特殊速度后, 泊肃叶数和雷诺数应相应地修正为 Po/ξ 和 $Re_H \xi$. 这里 ξ 表示通道内的相对流量.

$$\xi = \varphi_{ch} / \varphi_0. \quad (14)$$

图 10 展现了修正后泊肃叶数的变化规律. 不同填充率的泊肃叶数重合为一点. 修正泊肃叶数仍随雷诺数和孔隙率的增大而增大. 不同孔隙率下的修正泊肃叶数和雷诺数可近似为线性关系:

$$Po / \xi = C_1 Re_H \xi + C_2. \quad (15)$$

拟合结果同样绘制在图 10 中. 修正泊肃叶数时需要用到通道内的相对流量. 结合定义式 (9), 式 (13) 可改写为

图 10 (网络版彩图)修正泊肃叶数随修正雷诺数的变化
Figure 10 (Color online) Variation of fixed Poiseuille number with the Reynolds number.

$$1/\xi = C_3\beta_w/(1-\beta_w) + C_4 + 1. \quad (16)$$

本文研究范围内, 雷诺数对流量分配的影响小于2%, 可以忽略. 拟合得到相对流量和填充率关系如图11所示, 结果表明式(16)可以较好地预测通道内的相对流量.

式(15)和(16)中的系数 C_i 仍具有物理含义, 图12展示其随孔隙率的变化规律. 系数 C_1 代表雷诺数对泊肃叶数的影响, 即多孔介质的非线性效应. 实体肋通道中不存在非线性效应, C_1 为0. 系数 C_2 是通道内的无量纲速度分布对应的泊肃叶数, 在实体肋通道内为35. 系数 C_3 代表西速度和通道内平均速度之比, 系数 C_4 代表剩余流量的影响, 在实体肋通道中均趋于0. 如图12

图 11 (网络版彩图)通道内相对流量随填充率的变化
Figure 11 (Color online) Variation of relative flow rate with the filling ratio.

图 12 系数 C_i 随孔隙率的变化
Figure 12 Variation of C_i with the porosity.

所示, 当孔隙率小于0.5时, 系数 C_i 已接近实体肋的极限值, 即多孔肋对流动的影响已变得非常有限.

将系数 C_i 拟合为孔隙率的函数. 考虑到各系数在实体肋通道中均存在极限值, 这里采用幂函数的形式. 拟合结果为

$$C_1 = 0.0065\varepsilon, \quad (17)$$

$$C_2 = 35 - 12.6\varepsilon^{6.0}, \quad (18)$$

$$C_3 = 0.17\varepsilon^{9.5}, \quad (19)$$

$$C_4 = 0.07\varepsilon^{8.3}. \quad (20)$$

上述公式预测泊肃叶数的平均绝对偏差为1.2%.

3.3 等效黏度

孔隙尺度模拟结果可以为宏观方法的参数选取提供. 本节主要讨论宏观方法中等效黏度对结果的影响.

使用宏观方法时, 多孔肋通道内的充分发展流动可简化为二维问题, 只需求解 x 方向速度分量. 这里沿用 u_x 表示, 以便和上文的符号含义一致. 宏观方法在通道内求解N-S方程:

$$\mu_f \left(\frac{\partial^2 \langle u \rangle_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \langle u \rangle_x}{\partial z^2} \right) - \frac{dp}{dx} = 0. \quad (21)$$

在多孔肋中考虑Forchheimer修正和Brinkman修正^[31].

$$\mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial^2 \langle u \rangle_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \langle u \rangle_x}{\partial z^2} \right) - \frac{dp}{dx} - S_m = 0, \quad (22)$$

$$S_m = \frac{\mu_f}{k_p} \langle u \rangle_x + \frac{\rho c_F}{\sqrt{k_p}} \langle u \rangle_x^2, \quad (23)$$

式中, μ_f 为流体黏度, μ_{eff} 为等效黏度, k_p 为渗透率, ρ 为密度, c_F 为无量纲阻力系数。

宏观方法的计算域(图13)包括四分之一的通道和多孔肋, 左侧为通道, 右侧为多孔肋。计算域的上表面为无滑移边界条件, 其余三面为对称边界条件。通道和多孔肋的交界面上, 速度和切应力连续。

$$\langle u \rangle_x(0.5W_{\text{ch}}, y) = \langle u \rangle_x(0.5W_{\text{ch}}^+, y), \quad (24)$$

$$\mu_f \frac{d\langle u \rangle_x}{dz}(0.5W_{\text{ch}}, y) = \mu_{\text{eff}} \frac{d\langle u \rangle_x}{dz}(0.5W_{\text{ch}}^+, y). \quad (25)$$

采用自主开发的程序求解上述方程。求解程序采用有限体积法构建方程, 分别求解多孔区域和通道区域的速度场, 采用边界值更新法^[32]处理界面耦合条件。采用自主编写程序模拟实体肋通道的 Po 和文献^[30] 的结果偏差小于1%, 验证了自主编写程序的可靠性。

本节主要讨论等效黏度的影响。因而先通过独立的模拟计算本文泡沫结构的渗透率和无量纲阻力系数。计算域和图3类似, 取 W_{cell} 为2 mm, 不包括通道区域。计算域的上下左右四面均为对称边界, 进出口仍为周期性阶跃边界。计算得到不同压降下的流量后, 拟合

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\mu_f}{k_p} \frac{2\phi_0}{W_{\text{cell}} H_{\text{ch}}} - \frac{\rho c_F}{\sqrt{k_p}} \left(\frac{2\phi_0}{W_{\text{cell}} H_{\text{ch}}} \right)^2, \quad (26)$$

可得到渗透率和无量纲阻力系数(表2)。

图14展示了宏观方法得到流量(ϕ_{mac})和孔隙尺度模拟得到流量比值的变化规律。结果表明, 等效黏度取 μ_f/ε 时, 使用宏观方法计算得到的流量偏高3%~15%。计算偏差随孔隙率的增大而增大。孔隙率很低时, 多

图13 宏观方法计算域示意图

Figure 13 Diagram of the macroscale simulation domain.

表2 拟合得到的渗透率和无量纲阻力系数

Table 2 Permeability and quadratic drag factor

系数	值			
ε	0.97	0.92	0.85	0.76
k_p (m^{-2})	3.04×10^{-9}	1.54×10^{-9}	5.89×10^{-10}	1.81×10^{-10}
c_F	8.33×10^{-2}	8.59×10^{-2}	8.23×10^{-2}	9.28×10^{-2}

图14 (网络版彩图)宏观方法和孔隙尺度模拟得到的流量比值的变化规律(μ_{eff} 取 μ_f/ε)

Figure 14 (Color online) Ratio of flow rate obtained by macroscale and pore-scale method (use μ_f/ε as μ_{eff}).

孔肋对流量的影响很小。宏观模型在通道内是严格的, 因而计算结果和孔隙尺度模拟接近。随着孔隙率的提高, 多孔肋中的流量增加, 模型参数的影响逐渐显现。宏观方法采用的渗透率和无量纲阻力系数是准确的, 由独立的孔隙尺度模拟确定, 因而偏差全部来源于边界效应。边界包括多孔肋的上下壁面以及和通道的交界面。考虑到达西速度较小, 上下壁面的影响有限。图14表明计算偏差基本和填充率无关, 与上述分析一致。所以, 计算偏差主要由通道多孔界面附近的边界效应引起。从分析通道内流动的角度看, 式(22)~(25)不能正确给出交界面的速度和速度梯度的边界, 造成了宏观方法得到的流量偏大。

宏观方法的计算偏差可通过等效黏度修正。给定压差时, 流量随等效黏度的增大单调减小。我们采用二分法调整等效黏度, 使宏观方法计算出的流量逼近孔隙尺度模拟结果, 求解得到真实的等效黏度。需要说明, 这里的“真实”表示可以正确得到流量压降关系, 并没有更多的物理含义。结果表明, 求解得到的等效黏

度约为流体黏度的2~9倍, 变化规律如图15所示. 等效黏度受填充率的影响小, 受孔隙率和雷诺数的影响大. 孔隙率增大时, 等效黏度先增大后减小. 孔隙率较小时, 通道内的流量占比很高, 宏观方法的预测已经比较准确. 孔隙率很高时, 流量对等效黏度敏感, 微调等效黏度即可修正流量. 孔隙率中等时, 宏观方法的计算偏差大但等效黏度对流量的影响并不显著, 因而求解得到的等效黏度存在极大值. 此外, 等效黏度随雷诺数的增大单调增大, 变化幅度在不同孔隙率下有显著的差异. 孔隙率中等时, 仍然需要考虑雷诺数对等效黏度的影响.

4 结论

本文基于LVT方法构造了泡沫金属几何结构, 采用周期性阶跃边界模拟研究了多孔肋细小通道热沉中的充分发展流动, 分析了孔隙率、填充率和雷诺数的影响, 得到以下结论.

(1) 单一截面内的速度分布受面内外固体材料分布的影响, 表现出三维效应. 在通道长度和高度方向平均后, 速度在通道内类似抛物线分布, 在界面上非零, 在多孔肋内部渐衰减为达西速度, 但保持着小幅波动. 平均速度分布受孔隙率的影响较大, “渗透深度”随孔隙率的增大而增大, 但基本小于四分之一通道高度. 相同压降下, 不同填充率的速度分布相似. 雷诺数对平均速度分布的影响很小.

(2) 多孔肋细小通道中的泊肃叶数随雷诺数的增

图 15 (网络版彩图)计算得到的等效黏度的变化规律
Figure 15 (Color online) Variation of the relative effective viscosity.

大而增大, 随孔隙率和填充率增大而减小. 当“渗透深度”小于半肋宽时, 可使用式(15)和(16)表示填充率对泊肃叶数的影响. 这个规律不受多孔介质类型的影响, 可以推广到类似的关联式整理中. 对于本文的多孔肋结构, 即骨架当量直径400 μm的枝状泡沫金属, 当通道高宽比为0.5, 孔隙率小于0.97, 雷诺数小于311时, 可采用式(15)~(20)预测泊肃叶数.

(3) 等效黏度选取 μ_f/ϵ 时, 宏观方法计算得到的流量较孔隙尺度模拟偏高3%~15%. 计算偏差随孔隙率增大而增大. 根据孔隙尺度模拟结果计算得到的等效黏度约为流体黏度的2~9倍, 随孔隙率的增大先增大后减小. 孔隙率中等时, 仍需要考虑雷诺数对等效黏度的影响.

致谢 感谢审稿人对本文提出的细致且充满建设性的意见.

参考文献

- Deng D, Tang Y, Liang D, et al. Flow boiling characteristics in porous heat sink with reentrant microchannels. *Int J Heat Mass Transfer*, 2014, 70: 463–477
- Gao W, Xu X, Liang X. Flow boiling of R134a in an open-cell metal foam mini-channel evaporator. *Int J Heat Mass Transfer*, 2018, 126: 103–115
- Xu J, Yu X, Jin W. Porous-wall microchannels generate high frequency “eye-blinking” interface oscillation, yielding ultra-stable wall temperatures. *Int J Heat Mass Transfer*, 2016, 101: 341–353
- Chuan L, Wang X D, Wang T H, et al. Fluid flow and heat transfer in microchannel heat sink based on porous fin design concept. *Int Commun Heat Mass Transfer*, 2015, 65: 52–57
- Hung T C, Huang Y X, Yan W M. Thermal performance analysis of porous-microchannel heat sinks with different configuration designs. *Int J*

- [Heat Mass Transfer](#), 2013, 66: 235–243
- 6 Ghahremannezhad A, Vafai K. Thermal and hydraulic performance enhancement of microchannel heat sinks utilizing porous substrates. [Int J Heat Mass Transfer](#), 2018, 122: 1313–1326
 - 7 Brinkman H C. A calculation of the viscous force exerted by a flowing fluid on a dense swarm of particles. [Appl Sci Res](#), 1949, 1: 27
 - 8 Givler R C, Altobelli S A. A determination of the effective viscosity for the Brinkman–Forchheimer flow model. [J Fluid Mech](#), 1994, 258: 355–370
 - 9 Ochoa-Tapia J A, Whitaker S. Momentum transfer at the boundary between a porous medium and a homogeneous fluid—I. Theoretical development. [Int J Heat Mass Transfer](#), 1995, 38: 2635–2646
 - 10 Beavers G S, Joseph D D. Boundary conditions at a naturally permeable wall. [J Fluid Mech](#), 1967, 30: 197–207
 - 11 Le Bars M, Grae Worster M. Interfacial conditions between a pure fluid and a porous medium: implications for binary alloy solidification. [J Fluid Mech](#), 2006, 550: 149–173
 - 12 Chandesris M, Jamet D. Boundary conditions at a planar fluid-porous interface for a poiseuille flow. [Int J Heat Mass Transfer](#), 2006, 49: 2137–2150
 - 13 Diani A, Bodla K K, Rossetto L, et al. Numerical investigation of pressure drop and heat transfer through reconstructed metal foams and comparison against experiments. [Int J Heat Mass Transfer](#), 2015, 88: 508–515
 - 14 Liu Z, Wu H. Pore-scale study on flow and heat transfer in 3D reconstructed porous media using micro-tomography images. [Appl Thermal Eng](#), 2016, 100: 602–610
 - 15 Al-Athel K S. A computational methodology for assessing the thermal behavior of metal foam heat sinks. [Appl Thermal Eng](#), 2017, 111: 884–893
 - 16 Kopanidis A, Theodorakakos A, Gavaises E, et al. 3D numerical simulation of flow and conjugate heat transfer through a pore scale model of high porosity open cell metal foam. [Int J Heat Mass Transfer](#), 2010, 53: 2539–2550
 - 17 Della Torre A, Montenegro G, Tabor G R, et al. CFD characterization of flow regimes inside open cell foam substrates. [Int J Heat Fluid Flow](#), 2014, 50: 72–82
 - 18 Lucci F, Della Torre A, Montenegro G, et al. Comparison of geometrical, momentum and mass transfer characteristics of real foams to Kelvin cell lattices for catalyst applications. [Int J Heat Mass Transfer](#), 2017, 108: 341–350
 - 19 Nie Z, Lin Y, Tong Q. Numerical investigation of pressure drop and heat transfer through open cell foams with 3D Laguerre-Voronoi model. [Int J Heat Mass Transfer](#), 2017, 113: 819–839
 - 20 Das S, Sneijders S, Deen N G, et al. Drag and heat transfer closures for realistic numerically generated random open-cell solid foams using an immersed boundary method. [Chem Eng Sci](#), 2018, 183: 260–274
 - 21 Icardi M, Boccardo G, Marchisio D L, et al. Pore-scale simulation of fluid flow and solute dispersion in three-dimensional porous media. [Phys Rev E](#), 2014, 90: 013032
 - 22 Feng S, Shi M, Li Y, et al. Pore-scale and volume-averaged numerical simulations of melting phase change heat transfer in finned metal foam. [Int J Heat Mass Transfer](#), 2015, 90: 838–847
 - 23 Chandesris M, D’Hueppe A, Mathieu B, et al. Direct numerical simulation of turbulent heat transfer in a fluid-porous domain. [Phys Fluids](#), 2013, 25: 125110
 - 24 Suga K, Nishio Y. Three dimensional microscopic flow simulation across the interface of a porous wall and clear fluid by the lattice boltzmann method. [Open Transp Phenom J](#), 2009, 1: 35–44
 - 25 Yao Y, Wu H, Liu Z. Pore scale investigation of heat conduction of high porosity open-cell metal foam/paraffin composite. [J Heat Transfer](#), 2017, 139: 091302
 - 26 Wejrzanowski T, Skibinski J, Szumbariski J, et al. Structure of foams modeled by laguerre-voronoi tessellations. [Comput Mater Sci](#), 2013, 67: 216–221
 - 27 Plimpton S. Fast parallel algorithms for short-range molecular dynamics. [J Comput Phys](#), 1995, 117: 1–19
 - 28 Rycroft C H. VORO++: A three-dimensional Voronoi cell library in C++. [Chaos](#), 2009, 19: 041111
 - 29 Sangani A S, Acrivos A. Slow flow through a periodic array of spheres. [Int J Multiphase Flow](#), 1982, 8: 343–360
 - 30 Shah R K, London A L, Irvine T F, et al. Laminar Flow Forced Convection In Ducts: A Source Book For Compact Heat Exchanger Analytical Data. New York: Academic Press, 1978
 - 31 Vafai K, Tien C L. Boundary and inertia effects on flow and heat transfer in porous media. [Int J Heat Mass Transfer](#), 1981, 24: 195–203

- 32 Tao W Q. Numerical Heat Transfer (in Chinese). 2nd ed. Xi'an: Xi'an Jiaotong University Press, 2001 [陶文铨. 数值传热学. 第2版. 西安: 西安交通大学出版社, 2001]

Pore-scale simulation of flow in minichannels with porous fins

GAO WuHuan, XU XiangHua & LIANG XinGang

School of Aerospace, Tsinghua University, Beijing 100084, China

Because of its high specific surface area, metal foam is expected to further enhance the flow and thermal performance of a minichannel heatsink. In this study, fully developed flow in minichannels with porous fins was studied. The porous geometry was constructed based on Laguerre-Voronoi tessellation and simulated in a pore scale, which eliminated the influence of parameter selection in a macroscale method. The influence of porosity, filling ratio, and Reynolds number on velocity field and pressure drop was analyzed. The general relationship between the Poiseuille number and filling ratio was determined, and a correlation was obtained using the study results. The results of this study were compared with those of the macroscale method, and finally, the influence of effective viscosity was discussed.

porous fin, mini-channels, pore-scale simulation

doi: [10.1360/SST-2020-0164](https://doi.org/10.1360/SST-2020-0164)