

文章编号: 1000-8055(2023)02-0325-10

doi: 10.13224/j.cnki.jasp.20210425

基于 LBM 的发汗孔隙结构内流动换热性能

陈翔翔, 李治达, 李 芹, 郑浩冉, 董 威
(上海交通大学 机械与动力工程学院, 上海 200240)

摘 要: 以发汗冷却技术为背景, 采用 D3Q19 格子玻尔兹曼方法程序, 在孔隙尺度下研究了多孔介质结构对结构温度场的影响。针对球形颗粒堆积结构和随机结构这两种常用的多孔结构, 分别计算分析了渗透率和固体温度分布。结果表明: 对于颗粒堆积结构, 当颗粒规则排列时, 其固体温度分布呈明显的阶梯状; 而颗粒无规则排列时, 固体温度变化趋势比较平稳, 并且随着颗粒直径的增大, 渗透率增大, 固体温度降低。对于随机多孔结构, 随着孔隙尺寸减小, 渗透率减小, 固体温度升高。在 0.3~0.5 的孔隙率范围内, 颗粒堆积结构和随机结构由于内部对流换热强度的不同, 固体温度具有不同的变化特点。

关 键 词: 发汗冷却; 多孔介质; 格子 Boltzmann 方法; 孔隙尺度; 传热
中图分类号: V231.1 **文献标志码:** A

Flow and heat transfer performance in transpiration pore structure based on LBM

CHEN Xiangxiang, LI Zhida, LI Qin, ZHENG Haoran, DONG Wei

(School of Mechanical Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

Abstract: With the background of transpiration cooling technology, the influence of porous media structure on structure temperature field was investigated at pore scale by using D3Q19 lattice Boltzmann method program. The permeability and solid temperature distributions of two commonly used porous structures: spherical particle packing structure and random structure, were simulated and analyzed respectively. The results showed that for the particle packing structure, when the particles were arranged regularly, the solid temperature distribution showed an obvious ladder shape; when the particles were arranged irregularly, the solid temperature change trend was relatively stable, and with the increase of particle diameter, the permeability increased and the solid temperature decreased. For random porous structure, with the decrease of pore size, permeability decreased and solid temperature increased. In the porosity range of 0.3—0.5, due to the different internal convection heat transfer intensity of particle packing structure and random structure, the solid temperature had different variation characteristics.

Keywords: transpiration cooling; porous media; lattice Boltzmann method; pore scale; heat transfer

冷却技术一直是航空航天领域里的重要研究课题。在新型航空发动机的设计中, 为了追求更高的热效率, 必须提高涡轮前的进口温度。类似地, 为了使火箭发动机达到更大的推力, 必然要

使推力室达到很高的温度。由于材料的耐温能力有限, 对这些高温区域的零部件进行高效率的冷却十分重要。为了应对这些高温环境, 近年来发汗冷却越来越受到研究者的关注^[1-2]。

收稿日期: 2021-08-09

作者简介: 陈翔翔(1996—), 男, 硕士生, 主要从航空发动机流动与传热技术研究。

通信作者: 董威(1970—), 男, 教授、博士生导师, 博士, 主要从航空发动机流动与传热技术研究。E-mail: wdong@sjtu.edu.cn

引用格式: 陈翔翔, 李治达, 李芹, 等. 基于 LBM 的发汗孔隙结构内流动换热性能[J]. 航空动力学报, 2023, 38(2): 325-334. CHEN Xiangxiang, LI Zhida, LI Qin, et al. Flow and heat transfer performance in transpiration pore structure based on LBM[J]. Journal of Aerospace Power, 2023, 38(2): 325-334.

发汗冷却的具体过程如图 1 所示, 在多孔介质的低温侧, 冷却剂在压差驱动下进入多孔介质, 并与固体骨架换热, 最后从多孔介质的高温侧渗流出, 并在外侧壁面形成保护气膜。图 1 也展示了发汗冷却在涡轮叶片上的一种应用方式, 图中 T_c 代表冷却剂温度。

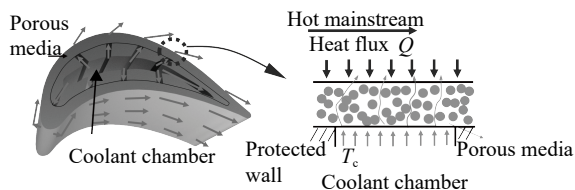


图 1 发汗冷却示意图

Fig. 1 Schematic diagram of transpiration cooling

气体或液体都可作为发汗冷却的冷却剂, 以往的研究经常选用空气或液态水。熊宴斌等^[3]以水为冷却剂, 对超燃冲压发动机内支板的发汗冷却进行了实验研究, 结果表明发汗冷却具有很高的冷却效率, 并且当外部热流增大时, 液体在多孔介质内发生相变, 冷却效率进一步提升。马杰等^[4]以液态水为冷却介质, 用远红外热像仪记录了多孔平板表面的温度分布, 结果表明主流温度与冷却剂注入率决定了水的相变位置。

以往的研究较少涉及多孔介质内部的情况, 这是由于多孔介质内部流场和温度场难以直接测量, 做实验研究时很难直接观测多孔介质内部的情况, 因此对冷却机理分析造成了困难。另外, 高温主流区与多孔介质区域的流动特性有很大不同, 多孔介质区域的流速较慢^[5], 因此有必要对发汗冷却中的多孔介质区域单独研究。

对于较低速的多孔介质内部流动, 可以用 Darcy 定律来描述其规律, 并且可以得到渗透率的计算式^[6]。渗透率是描述多孔介质流动特性的关键参数, 为了得到渗透率的经验公式, 研究人员做了大量的研究, 并得到了各种不同的渗透率的表达式。Kozeny^[7]提出了经典的 Kozeny-Carman 方程, 建立了渗透率与比表面积和孔隙率之间的关系式, 然而这个关系式往往只能用于简单的多孔结构中。Lee 和 Yang^[8]研究了由二维圆柱组成的多孔介质的非达西流动。但是这些关联式都是从简化模型中得到的, 只能用于多孔结构很简单的情况, 目前还没有广泛适用的实验关联式。因此使用这些渗透率公式的发汗冷却的传统方法, 与实际情况仍有不小的差距。为了提高预测的精度, 并且揭示多孔介质渗流传热的机理, 有必要进行孔隙尺度的研究。进行孔隙尺度模拟

的优势是, 可以将不同多孔介质的形貌考虑在内, 并得到细致直观的流场和温度场, 便于进行机理分析^[9-10]。孔隙尺度模拟是一项有挑战性的工作, 因为要在计算域中重构出多孔介质的模型。真实的多孔介质结构往往非常复杂, 且没有规律性, 如何构造出贴合实际的多孔介质模型一直是研究的难题。另一方面, 传统的 computational fluid dynamics (CFD) 方法并不适合做孔隙尺度下的模拟, 因为几何模型复杂, 需要的网格量会极其多, 并且容易出现低质量网格, 影响计算稳定性。因此, 多孔介质的孔隙尺度下的研究需要新的数值模拟方法。Lattice Boltzmann method (LBM) 因为其独特优势, 被广泛应用于孔隙尺度的研究中。它能克服传统方法的诸多难题, 例如难以对复杂多孔介质进行网格划分、流固界面难以处理等^[11-12]。

传统的发汗冷却数值研究中, 常常忽略多孔介质形貌特征, 或者将多孔介质简化为规则整齐排列的球形颗粒, 目前鲜有文献报道多孔介质形貌结构对发汗冷却的影响。针对这一问题, 本文在 MATLAB 平台采用自编 LBM 对发汗冷却过程进行孔隙尺度的数值模拟, 重点研究了不同的结构特点对多孔介质内部温度分布和渗透率的影响, 为评估发汗冷却材料性能提供了新思路。

1 数值计算方法

1.1 速度场方程

采用 Qian 等^[13]提出的 D3Q19 离散模型, 该模型用于三维空间的模拟, 具有 19 个离散速度方向, 如图 2 所示。其流场演化方程为

$$f_i(\mathbf{r} + \mathbf{e}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(\mathbf{r}, t) + \frac{\Delta t}{\tau} [f_i^{\text{eq}}(\mathbf{r}, t) - f_i(\mathbf{r}, t)] \quad (1)$$

式中 f 表示粒子速度分布函数; 下标 i 表示离散方向; Δt 为时间步长; $\mathbf{r}$ 为粒子微团的空间位置; $\mathbf{e}_i$ 为 D3Q19 的离散方向; τ 为无量纲松弛时间; f^{eq} 为平

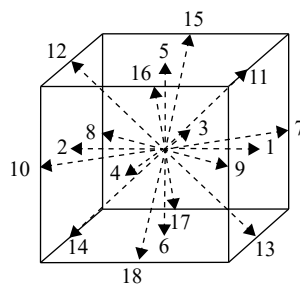


图 2 D3Q19 离散速度示意图

Fig. 2 Discrete velocity direction of D3Q19

平衡态分布函数,其表达式为

$$f_i^{\text{eq}} = \omega_i \rho \left[1 + \frac{\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} + \frac{(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u})^2}{2c_s^4} - \frac{u^2}{2c_s^2} \right] \quad (2)$$

$$\mathbf{e}_i = \begin{cases} (0,0,0)c, & i=0 \\ (\pm 1,0,0)c, (0,\pm 1,0)c, (0,0,\pm 1)c, & i=1,2,\dots,6 \\ (\pm 1,\pm 1,0)c, (\pm 1,0,\pm 1)c, (0,\pm 1,\pm 1)c, & i=7,8,\dots,18 \end{cases} \quad (3)$$

式中 $c = \Delta x / \Delta t$, Δx 为网格步长,一般令 $\Delta x = \Delta t$, 因此 $c=1$ 。权重因子 ω_i 在 D3Q19 为

$$\omega_i = \begin{cases} 1/3, & i=0 \\ 1/18, & i=1,2,\dots,6 \\ 1/36, & i=7,8,\dots,18 \end{cases} \quad (4)$$

无量纲松弛时间 τ 的表达式为

$$\tau = \frac{\nu}{c_s^2 \Delta t} + 0.5 \quad (5)$$

式中 ν 是流体的格子运动黏度。得到计算域中的分布函数信息后,可以从介观尺度的分布函数得到流场的宏观量。宏观量密度和速度的计算式为

$$\rho = \sum_i f_i \quad (6)$$

$$\mathbf{u} = \frac{1}{\rho} \sum_i (\mathbf{e}_i f_i) \quad (7)$$

1.2 温度场方程

温度场演化方程为

$$g_i(\mathbf{r} + \mathbf{e}_i \Delta t, t + \Delta t) = g_i(\mathbf{r}, t) + \frac{\Delta t}{\tau_T} [g_i^{\text{eq}}(\mathbf{r}, t) - g_i(\mathbf{r}, t)] \quad (8)$$

式中 g 为内能分布函数, g^{eq} 为平衡态分布函数,其表达式为

$$g_i^{\text{eq}} = \omega_i T \left[1 + \frac{\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} + \frac{(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u})^2}{2c_s^4} - \frac{u^2}{2c_s^2} \right] \quad (9)$$

式中 T 为温度。 τ_T 为温度场的无量纲松弛时间,下标 s 表示固相,下标 g 表示气相,计算式分别为

$$\tau_{T,s} = \frac{\kappa_s}{(\rho c_p)_s c_s^2 \Delta t} + 0.5 \quad (10)$$

$$\tau_{T,g} = \frac{\kappa_g}{(\rho c_p)_g c_s^2 \Delta t} + 0.5 \quad (11)$$

式中 κ 为导热系数, c_p 为比定压热容,在计算稳态过程时,宏观能量方程中的非稳态项为 0,固体的密度与比定压热容乘积 $(\rho c_p)_s$ 并不影响稳态解,而 $(\rho c_p)_g$ 会对结果造成影响,因此需要按流体真

实的物性参数计算。设定 $(\rho c_p)_s = (\rho c_p)_g$ 可以满足固体和流体界面的温度和热流的连续性^[14-15],即

$$T_{g,\text{int}} = T_{s,\text{int}} \quad (12)$$

$$\kappa_g \frac{\partial T}{\partial N} \Big|_{g,\text{int}} = \kappa_s \frac{\partial T}{\partial N} \Big|_{s,\text{int}} \quad (13)$$

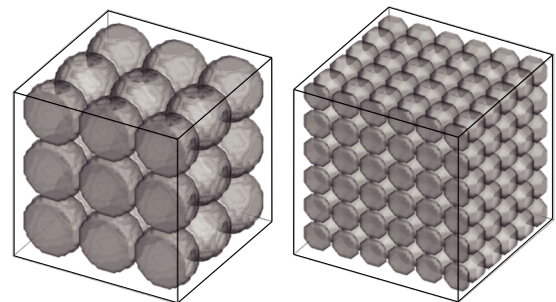
式中 int 指流固交界面, $\mathbf{N}$ 为垂直于交界面的单位向量。在得到了计算域的内能分布函数后,温度就可以由下式计算:

$$T = \sum_i g_i \quad (14)$$

1.3 多孔介质重构

在进行孔隙尺度模拟时,需要尽可能还原多孔介质的真实几何结构。实际发汗冷却中使用的多孔材料,其固体骨架结构基本为球形颗粒堆积而成,或者是不规则的随机结构,因此本文针对这两种结构分别展开研究,重构的部分典型结构如图 3 所示。Wang 等^[16]开发的 quartet structure generation set (QSGS) 算法可以很好地还原随机结构,如图 3(f) 所示, c_d 为 QSGS 中的核心分布概率参数。对于球形颗粒堆积结构,则采取和 QSGS 算法类似的思想,在网格中随机生成一些生长点,以生长点为球心生成球形结构,得到不同的颗粒堆积多孔结构,部分结构如图 3(a)~图 3(e) 所示。

真实的烧结多孔介质中,颗粒间会出现融合,如图 4 所示。本文考虑了这种现象,允许颗粒间的融合,并限定各颗粒间的球心距离 d 大于 $0.8 D_p$ (D_p 为颗粒直径),以防止颗粒间距离太近。



(a) $D_p=20$, 规则排列

(b) $D_p=10$, 规则排列

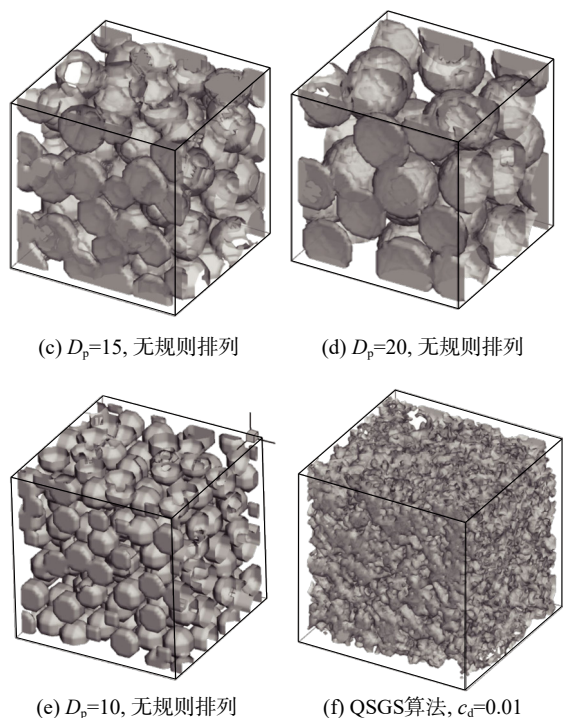


图 3 重构的多孔介质模型

Fig. 3 Reconstructed porous media model

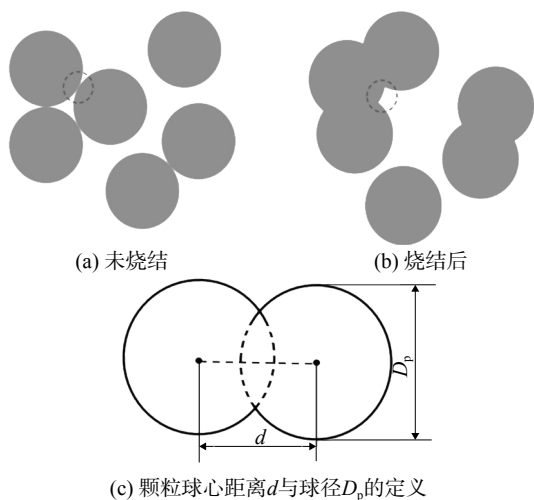


图 4 烧结后的颗粒融合现象

Fig. 4 Phenomenon of particle fusion after sintering

由于上述的两种生成方法都具有随机性,因此每次运行程序生成的多孔结构可能是不同的。考虑到这种随机性,后续的计算中,每种特定结构参数下的多孔结构都随机生成 5 次,得到 5 种不同的结构,分别进行计算,并将 5 种结构的波动范围显示在结果中。

1.4 计算参数及边界条件

以往的研究中,多孔介质厚度一般是 1~5 mm^[2,5],考虑到计算成本,本文针对厚度为 1 mm

的多孔介质进行模拟,并且认为孔隙内的流动符合连续介质假设。经过网格无关性测试,综合考虑计算精度和计算量,选用 60×60×60 的网格进行计算。在进口边界和出口边界分别留 5 个格子厚度的只有气体的区域。冷却流体为空气,固体材料为镍铬钢,其导热系数为 16.3 W/(m·K)。在 LBM 中,通常使用无量纲格子单位进行数值计算。无量纲格子量和实际物理量可以相互转换^[17]。1 长度格子单位对应 20 μm, $D_p=20$ 对应 400 μm,以此类推。

边界条件设定如图 5 所示,对于流动边界,进口和出口都采用非平衡外推定压边界,进出口压差为 0.2 压力格子单位,冷却剂(空气)在进出口的压差下流动。其余流动边界都设为周期边界。内部流固界面采用标准反弹格式。对于传热边界,进口采用非平衡外推定温边界,设为 500 K。热端边界(即冷却剂出口边界)设为定热流输入边界,并假设热流是均匀且恒定地向内部输入的,其大小为 1×10^4 W/m²。设置定热流边界时,计算温度梯度采用二阶精度的有限差分格式^[18]。其余温度边界条件设为周期边界。

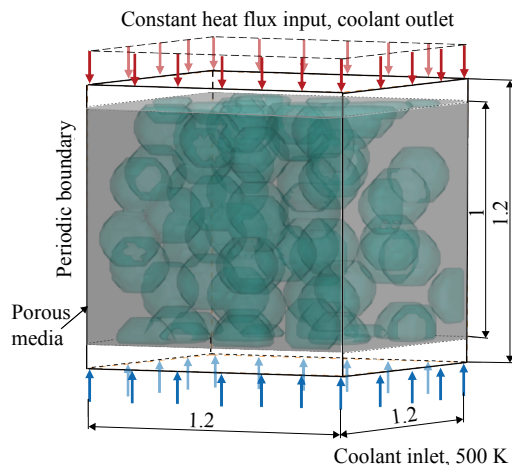


图 5 计算模型示意图(单位: mm)

Fig. 5 Schematic diagram of simulation model (unit: mm)

1.5 方法验证

封闭方腔中的自然对流是常用来检验 CFD 代码的经典问题。这一算例中设定方腔左侧壁温为 T_0 , 右侧壁温为 T_1 , 并且 $T_0 > T_1$, 上下边界绝热。方腔内充满普朗特数 $Pr=0.71$ 的空气。

根据前述模型对方腔自然对流问题进行计算,并与基准解^[19]进行对比,结果如表 1 所示。表中

表 1 方腔自然对流的 LBM 结果与基准解的比较

Table 1 Comparison of LBM results and reference solutions for natural convection in a square cavity

Ra	数据来源	$Nu_{\max}$	y_{Nu}	Nu_{ave}
10^4	LBM 结果	3.565 6	0.861 5	2.260 8
	文献 [19]	3.530 9	0.853 1	2.244 8
10^5	LBM 结果	7.771 6	0.923 1	4.527 1
	文献 [19]	7.720 1	0.918	4.521 6

Nu 为右壁面上的努塞尔数, 下标 max 表示最大值, ave 表示壁面平均值, y_{Nu} 为右壁面上最大 Nu 的 y 坐标值。可见, 本文计算结果与文献吻合得较好。图 6 为不同瑞利数 (Ra) 下的流线图, 与有限体积法的结果一致。

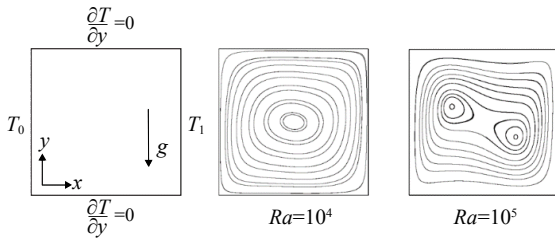


图 6 验证算例结果的流线图(方腔自然对流)

Fig. 6 Streamlines of the validation example (square cavity natural convection)

为了进一步测试程序计算多孔介质流动的有效性, 针对随机颗粒堆积的渗透率进行了计算。对于低雷诺数的多孔介质渗流, 可以用 Darcy 定律来描述:

$$\nabla p = -\frac{\mu}{K} \bar{u} \quad (15)$$

式中 ∇p 为压力梯度; μ 为动力黏度; $\bar{u}$ 为平均速度; K 为渗透率。根据 Darcy 定律可以推导出渗透率的计算公式, 在格子单位下的渗透率计算公式为^[20]

$$K = \frac{\rho v}{c_s^2 \Delta \rho} \cdot \frac{N_x}{N_x N_y N_z} \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} \sum_{k=1}^{N_z} u_x(i, j, k) \quad (16)$$

式中 $\Delta \rho$ 为出口和入口的密度差; N_x 、 N_y 、 N_z 分别为 x 、 y 、 z 方向上的网格数。渗透率 (K) 与多孔介质的孔隙结构、孔隙率 (n) 密切相关, 在符合 Darcy 定律的渗流范围内, 压差不变时, 通过多孔介质的质量流量与渗透率成正比。采用前文所述模型及流动边界条件计算, 无量纲渗透率结果见图 7, 可见与 Van Der Hoef 等^[21] 的结果吻合得较好。

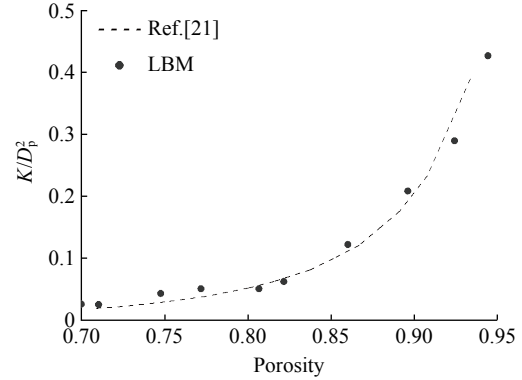


图 7 LBM 结果与文献 [21] 的结果的对比

Fig. 7 Comparison between LBM and Ref.[21] results

2 计算结果及分析

在实际发汗冷却中, 需要关注最内层和最外层固体边界的温度, 因为最内层边界紧贴被保护件, 这里的温度决定被保护件是否安全。而最外层边界是温度最高的区域, 如果这里的温度超过多孔介质材料的耐受温度, 则会使多孔介质烧毁, 因此着重分析温度分布情况。

为了更清楚地比较不同算例间的差异, 提取多孔介质内部流体和固体沿流动方向的温度分布, 提取温度的方式为: 在给定的 x 位置, 求出 yz 平面上流体或固体温度的平均值。

需要说明的是, 文中第 2.1 和文中第 2.2 节是针对球形颗粒堆积多孔介质的讨论, 而文中第 2.3 节是针对随机结构的讨论。文中第 2.4 节分别讨论了孔隙率对这两种结构的影响。

为了便于分析温升情况, 定义无量纲温升:

$$\theta = \frac{T_x - T_{\text{inlet}}}{T_{\text{inlet}}} \quad (17)$$

式中 T_x 为与 x 轴垂直的截面上的固体平均温度, T_{inlet} 为入口冷却剂的温度。如无特别说明, 后续的分析主要针对固体的温度分布来开展。

2.1 颗粒排列方式的影响

在使用传统 CFD 方法的研究中, 为了降低模型构建和网格划分的难度, 常常假设球形颗粒的排列是规则有序的, 如图 3(a)、图 3(b) 所示。但实际的多孔介质的颗粒是随机排列的, 为了对比排列方式的不同带来的差异, 分别针对规则排列和不规则排列的球形颗粒多孔介质进行了计算, 结果如图 8 所示。

可见, 规则排列的颗粒多孔介质的温度分布呈明显的阶梯状。固体的温度始终高于流体的温度, 说明在多孔介质内部, 热量是由固体传向流

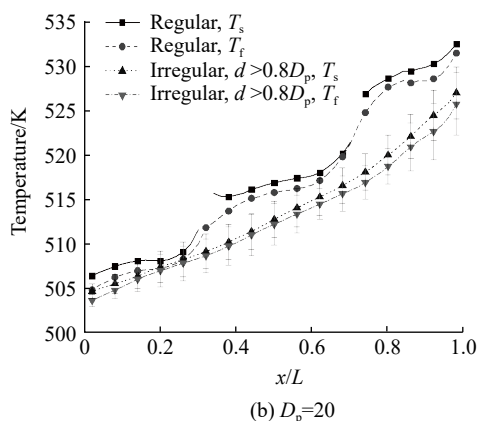
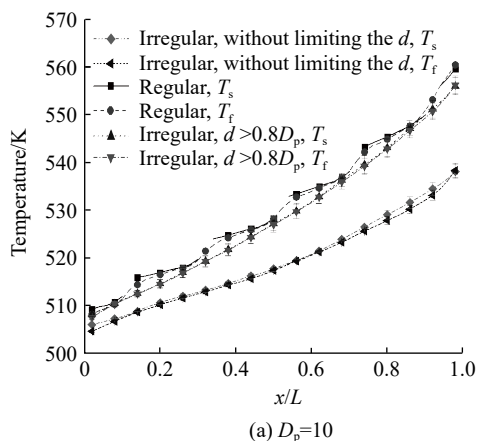


图8 规则排列和不规则排列球形颗粒多孔介质内部的温度分布

Fig. 8 Temperature distribution in a porous media with regular and irregularly arranged spherical particles

体的。在边缘的 $x/L=1$ (L 是多孔介质固体的厚度) 的位置, 固体与流体的温度大小接近, 而随着 x/L 减小, 固体和流体的温差逐渐增大, 这是因为固体的导热系数远高于流体, 在热量由热端传递到冷端的过程中, 固体的热阻更小, 温度变化更为平缓, 因此固体与流体的温差逐渐增大。当 $D_p=20$ 时固体和流体的温差更大。

对于无规则排列的烧结多孔介质, 固体温度没有出现间断, 也没有呈现出明显的阶梯状, 这是由于颗粒是随机出现在空间中的, 并且烧结使颗粒出现了融合, 从而使固体的温度分布变得较为平滑。在多孔介质内部, 固体的温度始终高于流体温度, 这也是由于固体与流体的导热系数差异造成的。

由图8(a)还可以看出, 球心距 d 会对结果造成较大影响。当球心距 d 大于 $0.8D_p$ 的时候, 温度分布与规则排列时的温度分布比较接近, 表面无量纲温升为 11.2%。当不限制球心距时, 整体的温度分布会降低很多, 表面无量纲温升仅为

7.5%。为了避免与实际情况相差太大, 并且控制球心距的影响, 在后续的模拟中, 统一设定球心间距 $d > 0.8D_p$ 。

图8(b)展示了当颗粒直径为 20 格子单位时, 排列方式对温度分布的影响。可见有三段温度变化较平缓的区域, 这与图3(a)中三排规则排列的颗粒是相对应的, 最终表面无量纲温升为 6.5%。与图8(a)相比, 固体和流体间的温差更大。并且在颗粒无规则排列时, 结构随机性造成的温度波动范围更大, 说明颗粒增大时, 结构的随机性对结果的影响更大。

2.2 颗粒直径的影响

图9(a)展示了颗粒无规则排列时, 不同颗粒直径对温度分布的影响。为了保持除球径以外的其他变量不变, 孔隙率统一设定为 0.4。可以看出, 相同压差下颗粒直径越大, 固体的温度越低。当颗粒直径减小 50% 时, 即从 $D_p=20$ 至 $D_p=10$ 时, 表面的无量纲温升提高 5.37%。各算例间的温差在冷气入口侧最低, 在冷气出口侧最高。从图9(b)可以看出, 颗粒直径越大, 多孔介质渗透率越高, 相同压差下通过的冷却剂也越多。因此相同的压差下, 颗粒直径越大的多孔介质温度越低。

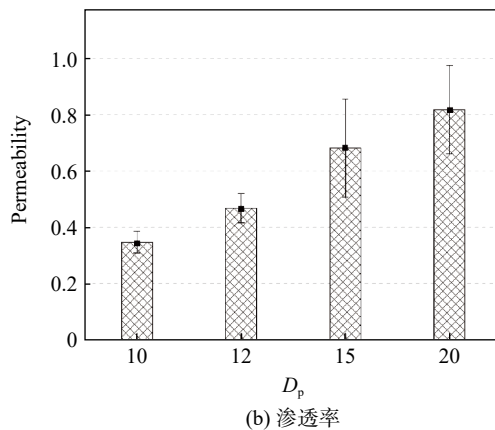
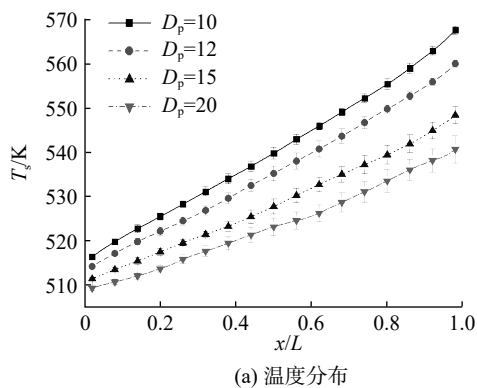


图9 球形颗粒多孔介质的颗粒大小的影响(无规则, $n=0.4$)
Fig. 9 Influence of particle size on spherical particles porous media (irregular, $n=0.4$)

另外,随着颗粒直径的增大,随机性对结果带来的影响也在增大。当 $D_p=10$ 时温度分布的波动性很小,只有少数点的温度有明显的波动。渗透率的波动也较小。而 $D_p=20$ 时,大部分点的温度都有较大幅度的波动,并且渗透率的波动范围也更大。

2.3 随机结构的孔隙尺寸的影响

随机结构的形貌特征的区别主要体现在孔隙尺寸的不同。由于本文的随机结构是由 QSGS 算法构建的,而 QSGS 中的参数核心分布概率 c_d 可以直接改变孔隙尺寸,因此这一节通过调节 c_d 的大小来调节孔隙尺寸。

QSGS 算法的核心思想是先在网格点上随机选择一些点,作为固体相初始生长核心。然后再在这些生长核心附近随机选择网格点作为固体相的点。 c_d 本质上就是任意网格点成为固体相初始生长核心的概率。为了更直观地理解,定义单位骨架粒子的平均体积^[22]

$$V_p = \frac{(1-n)V}{N_{\text{grid}}c_d} \quad (18)$$

其中 V 表示计算域的体积; N_{grid} 为整个计算域的网格数。由此可见, c_d 越小,单位骨架粒子的平均体积就越大,固体聚集性更强,导致孔隙更大,如图 10 所示。

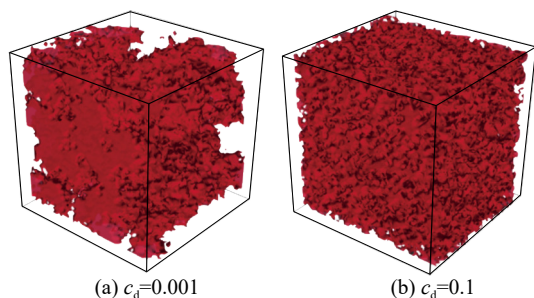
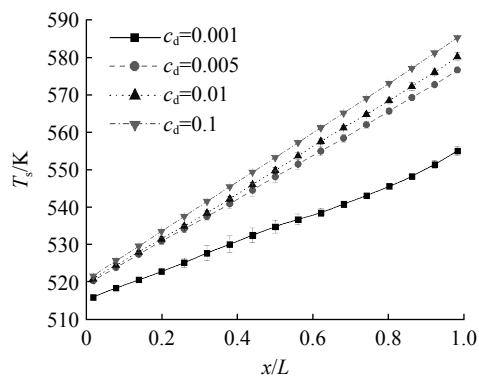


图 10 c_d 对 QSGS 生成的多孔介质的影响

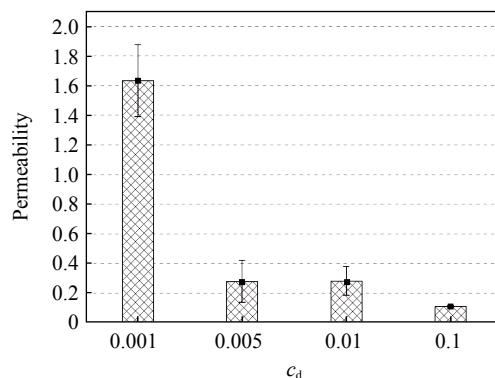
Fig. 10 Effect of c_d on QSGS generated porous media

图 11 展示了孔隙率 $n=0.4$ 时,不同 c_d 的数值大小对 QSGS 生成的多孔介质发汗冷却的影响。可见 c_d 越小,固体的温度越低。这是因为 c_d 较小时,会出现更多较大的孔隙,多孔介质的渗透率会大大提高,如图 11(b)所示。当 $c_d=0.001$ 时,无量纲温升为 11.0%。 c_d 越大,孔隙越小,多孔介质的渗透率越小。相应地,如图 11(a)所示, c_d 越大,多孔介质的固体温度越高,当 $c_d=0.1$ 时,无量纲温升为 17.1%。

此外, c_d 等于 0.001 时,温度分布出现了波动,



(a) 温度分布



(b) 渗透率

图 11 c_d 对 QSGS 构造的多孔介质的影响 ($n=0.4$)

Fig. 11 Influence of c_d on porous media constructed by QSGS ($n=0.4$)

而其余三组的温度分布几乎为直线。这是因为 c_d 较大时,孔隙分布非常均匀,每次随机生成的结构之间的差距较小。而 c_d 较小时,会出现一些较大的孔隙,而大孔出现的位置是随机的,从而导致不同结构间的换热情况可能有较大差异,最终造成了温度分布的波动。

2.4 孔隙率的影响

孔隙率是不同类型多孔介质材料共有的重要参数。这一节分别探究孔隙率对前面研究的两种多孔结构的影响,并比较两者的不同。

对于球形颗粒烧结的多孔结构,计算了孔隙率 n 等于 0.3、0.4、0.5 的三组算例,球径 D_p 设定为 15 格子单位。因为限制了球心距离,所以难以生成孔隙率低于 0.3 的结构,因此这里将 0.3 设定为最小孔隙率。另外,发汗冷却使用的多孔材料一般孔隙率不大于 0.5,因此最大孔隙率设为 0.5。由图 12(a)可以看出,在此范围内,孔隙率越大,固体温度越低。由图 12 所示,孔隙率为 0.3 时渗透率非常小,并且随着孔隙率的增大,渗透率迅速增大。当孔隙率由 0.3 变为 0.5 时,表面无量纲温升由 10.6% 降至 6.5%。

图 12(b)展示了不同孔隙率对 QSGS 算法生

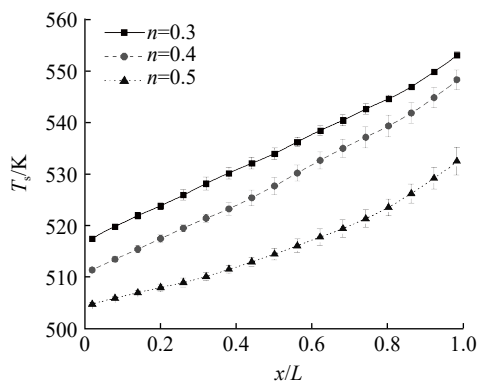
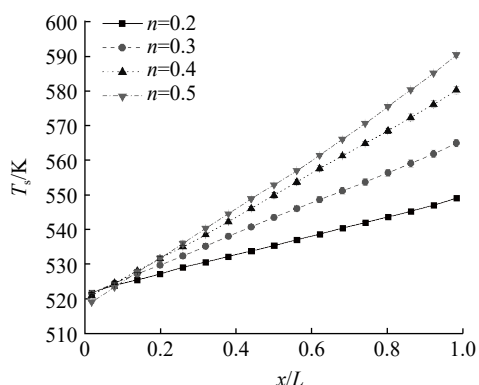
(a) 颗粒堆积结构 ($D_p=15$, 不规则)(b) QSGS随机结构 ($c_d=0.01$)

图 12 孔隙率的影响

Fig. 12 Influence of porosity

成的多孔介质的影响。 c_d 统一设置为 0.01。由图 13 所示, 和球形颗粒多孔介质类似, 孔隙率越大, 对应的渗透率也就越大。但是, 温度分布的情况却与球形颗粒的情况相反。由图 12(b) 可见, 孔隙率越高, 对应的温度也越高, 当孔隙率由 0.2 变为 0.5 时, 表面无量纲温升从 9.8% 升至 18.1%, 提高 8.3%。这与之前的现象相反。这是由于流动情况不同而导致的。

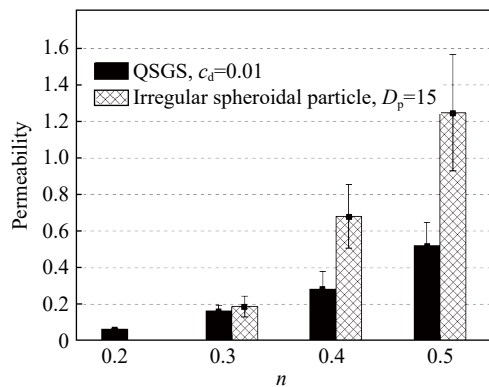
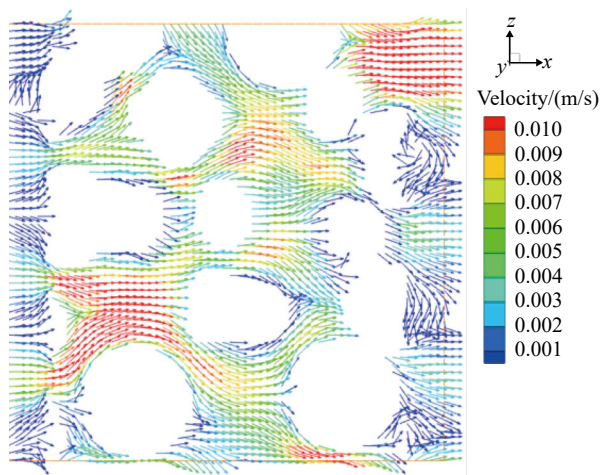
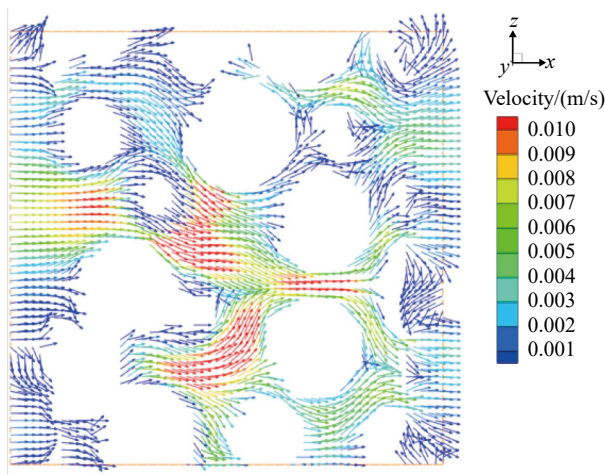
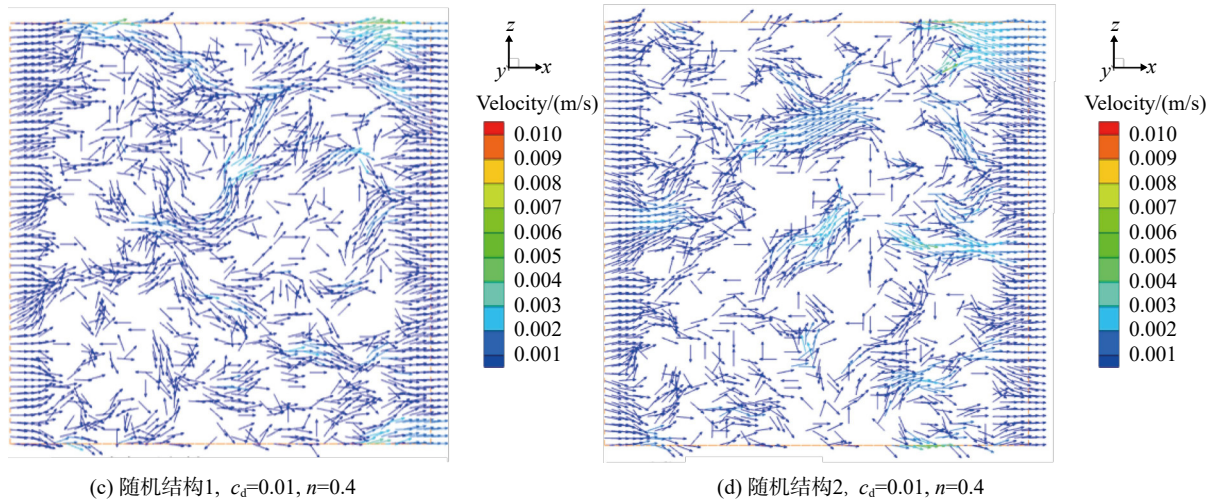


图 13 孔隙率与渗透率的关系

Fig. 13 Relationship between porosity and permeability

图 14 展示了四组孔隙率为 0.4 的随机算例的速度矢量图, 其中图 14(a) 与图 14(b) 是球形颗粒堆积结构, 可见在这种结构中, 流体的孔隙通道基本是连通的, 并且流动矢量密集。而在图 14(c) 与图 14(d) 所示的随机结构中, 流动矢量分布更加零散。且很多孔隙内没有流动矢量分布, 总体流速也更小, 说明这种结构固体骨架的对流动的干扰更强。因此此时多孔介质内流速非常低, 对流换热的效果可能非常弱, 导热会占传热的主导地位。对于多孔介质内的导热, 由于固体导热系数高, 流体导热系数低, 因此流体所占份额越小, 即孔隙率越小时, 多孔介质的等效导热系数越高, 冷端温度一定时, 同样热流量下, 其热端温度就会越低。这与图 12(b) 的结果相吻合。因此出现孔隙率越高, 固体温度反而越高的情况, 可能是由于对流换热太弱, 热传导占主要地位而导致的。需要指出的是, 当渗透率过小时, 流体入口给定温边界会与实际有一定偏差。

(a) 颗粒堆积结构1, $D_p=15$, $n=0.4$ (b) 颗粒堆积结构2, $D_p=15$, $n=0.4$

图 14 y 方向中截面速度矢量图Fig. 14 Velocity vector of cross section in y direction

3 结 论

本文以发汗冷却为研究背景, 对不同结构的 多孔介质进行了重构, 并采用三维 LBM 研究了 几何结构对发汗冷却的传热特性的影响。选取了 两种有代表性的多孔介质结构、球形颗粒烧结结 构和随机结构, 分别进行了流场和温度场的分析。 对于球形颗粒烧结结构, 分析了颗粒排列方式、 颗粒直径和孔隙率的影响。对于随机结构, 研究 了孔隙大小和孔隙率的影响。根据研究结果, 可 以得到以下结论:

1) 规则排列的颗粒多孔介质的温度分布呈 明显的阶梯状, 而无规则排列的烧结多孔结构温 度分布较均匀。随着颗粒直径的减小, 渗透率减 小, 导致固体温度增高, 并且结构随机性对温度 分布和渗透率的影响减小。

2) 对于 QSGS 算法构建的多孔介质, 核心分 布概率 c_d 越大, 孔隙尺寸越小, 多孔介质的渗 透率越小, 固体温度较高, 结构的随机性对结果 的影响越小。

3) 在所研究的范围内, 孔隙率对两种多孔结 构的影响不同, 对于颗粒堆积结构, 当孔隙率由 0.3 变为 0.5 时, 表面无量纲温升降低 4.1%; 而对 于 QSGS 算法生成的随机结构, 当孔隙率由 0.2 变为 0.5 时, 表面无量纲温升提高 8.3%, 这是随机 结构中由于对流换热太弱, 热传导占主要地位而 导致的。

在发汗冷却工程设计中, 可借助本文方法评 估多孔介质在渗流条件下的温度分布, 或比较不 同结构的冷却性能。在外部输入热流不均匀的情

况下, 定压差输送冷却剂时, 可在高热流密度处 布置大颗粒直径多孔材料, 提高孔隙率。根据热 流分布情况, 设计梯度粒径、梯度孔隙率材料。

参考文献:

- [1] GULLI S, DDALENA M L. Arc-jet testing of a variable-transpiration-cooled and uncoated carbon-carbon nose cone[J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2019, 56(3): 780-788.
- [2] LIU Yuanqing, JIANG Peixue, XIONG Yanbin, et al. Experimental and numerical investigation of transpiration cooling for sintered porous flat plates[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2013, 50(1): 997-1007.
- [3] 熊宴斌, 祝银海, 姜培学, 等. 单相液体发汗冷却规律实验[J]. *航空动力学报*, 2013, 28(9): 1956-1961.
XIONG Yanbin, ZHU Yin Hai, JIANG Peixue, et al. Experiment of transpiration cooling rules of single phase liquid[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2013, 28(9): 1956-1961. (in Chinese)
- [4] 马杰, 林佳, 王建华. 液态水相变发汗冷却的实验[J]. *航空动力学报*, 2014, 29(3): 556-562.
MA Jie, LIN Jia, WANG Jianhua. Experiment on transpiration cooling with phase change of liquid water[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2014, 29(3): 556-562. (in Chinese)
- [5] 金韶山. 液体火箭发动机推力室及钝体头锥发汗冷却研究[D]. 北京: 清华大学, 2008.
JIN Shaoshan. Research on transpiration cooling of liquid rocket thrust chamber and blunt nose cone[D]. Beijing: Tsinghua University, 2008. (in Chinese)
- [6] NIELD D A, BEJAN A. Convection in porous media[M]. New York: Springer, 2013.
- [7] KOZENY J. Über kapillare leitung des wasser im boden[J]. *Sitzungsber Akad Wiss Wien*, 1927, 136: 271-306.
- [8] LEE S L, YANG J H. Modeling of Darcy-Forchheimer drag for fluid flow across a bank of circular cylinders[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1997, 40(13): 3149-3155.
- [9] SHAO Baoli, WANG Shuyan, TIAN Ruichao, et al. FSP-DDF coupling model of LBM for the fluid flow and heat transfer in porous media[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2019, 157: 113698.1-113698.10.

- [10] LI Qiang, ZHAO Kai, XUAN Yimin. Simulation of flow and heat transfer with evaporation in a porous wick of a CPL evaporator on pore scale by lattice Boltzmann method[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2011, 54(13/14): 2890-2901.
- [11] LIU Zhenyu, WU Huiying. Pore-scale study on flow and heat transfer in 3D reconstructed porous media using micro-tomography images[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2016, 100: 602-610.
- [12] KAN Ankang, MAO Shang, WANG Ning, et al. Simulation and experimental study on thermal conductivity of nano-granule porous material based on lattice-boltzmann method[J]. *Journal of Thermal Science*, 2021, 30(1): 248-256.
- [13] QIAN Yuehong, D'HUMIERES D, LALLEMAND P. Lattice BGK models for Navier-Stokes equation[J]. *Europhysics Letters*, 1992, 17(6): 479-484.
- [14] CHEN Xi, HAN Peng. A note on the solution of conjugate heat transfer problems using SIMPLE-like algorithms[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2000, 21(4): 463-467.
- [15] WANG Yuzhang, LI Jiali, LIU Hongzhao, et al. Study on thermal resistance performance of 8YSZ thermal barrier coatings[J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2017, 122: 12-25.
- [16] WANG Moran, WANG Jinku, PAN Ning, et al. Mesoscopic predictions of the effective thermal conductivity for microscale random porous media[J]. *Physical Review: E Statistical Nonlinear and Soft Matter Physics*, 2007, 75(3): 036702.1-036702.10.
- [17] KRÜGER T, KUSUMAATMAJA H, KUZMIN A, et al. The lattice Boltzmann method[M]. Cham, Switzerland: Springer, 2017: 265-282.
- [18] GONG Shuai, CHENG Ping. Direct numerical simulations of pool boiling curves including heater's thermal responses and the effect of vapor phase's thermal conductivity[J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2017, 87: 61-71.
- [19] HORTMANN M, PERIC M, SCHEUERER G. Finite volume multigrid prediction of laminar natural convection: bench-mark solutions[J]. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 1990, 11(2): 189-207.
- [20] ZHANG Mingzhong, YE Guang, BREUGEL K V. Microstructure-based modeling of permeability of cementitious materials using multiple-relaxation-time lattice boltzmann method[J]. *Computational Materials Science*, 2013, 68: 142-151.
- [21] VAN DER HOEF M A, BEETSTRA R, KUIPERS J A M. Lattice-Boltzmann simulations of low-Reynolds-number flow past mono- and bidisperse arrays of spheres: results for the permeability and drag force[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2005, 528: 233-254.
- [22] KOCH D L, HILL R J. Inertial effects in suspension and porous-media flows[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2001, 33: 619-647.

(编辑: 陈 越)