

高低热导率相间表面强化饱和池沸腾的 格子玻尔兹曼模拟

陈 玉,刘学文,林 涛,全晓军

(上海交通大学 机械与动力工程学院,上海 200240)

摘 要:采用格子玻尔兹曼方法模拟高低热导率相间表面的饱和池沸腾过程,研究不同表面高低热导率区域热导率比值、低热导率区域宽度和深度对沸腾换热性能的影响。对比均匀热导率表面与高低热导率相间表面的沸腾曲线发现:高低热导率相间表面的沸腾过程可被分为 5 个阶段,并且其临界热流密度最高可达均匀表面的 12 倍;高低热导率相间可促使表面维持一定的温度差异,从而保持明显的气液流动;随着低热导率区域宽度增大,气液分离更加明显,低热导率区域宽度存在一个最优值,其与毛细长度的量级接近;随着低热导率区域的深度增大,表面过热度的差异更加明显。

关 键 词:池沸腾;高低热导率相间表面;临界热流密度;沸腾曲线

中图分类号:TK11 文献标识码:A DOI:10.16146/j.cnki.rndlgc.2022.06.019

[引用本文格式]陈 玉,刘学文,林 涛,等. 高低热导率相间表面强化饱和池沸腾的格子玻尔兹曼模拟[J]. 热能动力工程, 2022,37(6):137-144. CHEN Yu,LIU Xue-wen,LIN Tao,et al. Simulation of increased saturated pool boiling heat transfer on bi-conductive surfaces by lattice boltzmann method[J]. Journal of Engineering for Thermal Energy and Power,2022,37(6):137-144.

Simulation of Increased Saturated Pool Boiling Heat Transfer on Bi-conductive Surfaces by Lattice Boltzmann Method

CHEN Yu,LIU Xue-wen,LIN Tao,QUAN Xiao-jun

(College of Mechanical and Power Engineering,Shanghai Jiao Tong University,Shanghai,China,Post Code:200240)

Abstract: Adopting the lattice Boltzmann method to simulate the saturated pool boiling process on bi-conductive surfaces,the effects of thermal conductivity ratio,low thermal conductivity region width and low thermal conductivity region depth on boiling heat transfer performance were studied. By comparing the pool boiling curves of uniform conductive surfaces and bi-conductive surfaces were investigated,it is found that the pool boiling curve of bi-conductive surfaces is divided into five stages,and its critical heat flow density can achieve 12 times of uniform conductive surfaces maximumly. Bi-conductive surfaces create in-plane variations in the local surface temperature which promotes the distinct vapor and liquid flows. The separation of liquid and vapor is more obvious as the width of low thermal conductivity region increases,and there is an optimal width value close to the magnitude of capillary length; the degree of super-heat difference of surface enhances with the increase of the depth of low thermal conductivity region.

Key words: pool boiling,bi-conductive surface,critical heat flow(CHF) density,boiling curve

引 言

目前,常用于增强沸腾换热的方法有 3 种:采用微结构表面、改变表面的润湿性和将普通工质替换为纳米流体。微结构表面根据其加工技术可分为:机械加工、特殊材料涂层及化学处理等结构表面^[1]。Kim^[2]采用微机电技术构造微结构表面,可增大表面的换热面积,因此临界热流密度 CHF 相较于光滑平面增加 350%。Mori 等人^[3]采用蜂巢状的多孔平板增强 CHF,通过微结构和通道分别实现液体供应和蒸汽释放,CHF 可达 3.1 MW/m²。An 等人^[4]将还原氧化石墨烯喷涂于铜基底上,通过提供更多的成核点提高润湿性和粗糙度,可实现 CHF 0.5 倍的增长。Zhang 等人^[5]的 3D 薄壁网格结构存在分层效应(partition effect),该效应可抑制亥姆霍兹不稳定性、受限气泡和干涸点的扩展,CHF 最高可达 303 W/cm²,相较于平面提高 3 倍。

使用低自由能表面促使气泡在较低过热度下成核也被视为增强换热的手段之一。Shi 等人^[6]分别研究了超亲水表面和超疏水表面的换热性能,低热流密度下疏水纳米片的间隙能储存更多气体,从而使成核点更易被激活,换热增强。BETZ 等人^[7]将亲水表面和疏水表面相间分布,与单一的亲水表面相比,润湿性相间分布表面的临界热流密度可提高 65%。

纳米颗粒沉积于加热面上可增强壁面润湿性、表面粗糙度和毛细芯吸能力。因此,采用纳米流体作为工质可推迟临界热流密度的出现。STUTZ 等人^[8]利用纳米流体在加热壁面上构建多孔层来提高表面润湿性,从而增强临界热流密度。表面润湿性随着多孔层厚度增加而不断增大。Harish 等人^[9]研究实验工质为不同质量分数纳米流体时光滑和粗糙壁面的沸腾曲线,由于成核点增加,粗糙壁面拥有更优越换热性能,在相同状态下光滑表面可能出现换热恶化。Ahn 等人^[10]研究了工质为石墨烯纳米流体时的池沸腾临界热流密度,发现临界热流密度可提高 320%,并指出石墨烯增强换热主要通过毛细芯吸效应实现。

通过改变加热表面性质和流体物性来增强换热

的方法可能存在稳定性问题^[11]。因此,部分学者提出改变加热面的热导率使加热面高低热导率相间分布来维持表面温度的空间变化,对流换热系数和临界热流密度可分别实现 5 倍和 2 倍提升^[12]。针对高低热导率相间分布的表面,本文通过数值模拟揭示其增强换热的机理。研究其沸腾换热曲线,将其与均匀热导率表面进行对比,然后分析低热导率区域的宽度对于临界热流密度和换热性能的影响,最后对比本文所提出的方法与已有方法的换热性能。

1 模型描述

1.1 密度分布函数

在格子玻尔兹曼方法中,通过粒子分布函数的演化来描述流体,采用 BGK 碰撞算子的密度分布函数的演化方程为:

$$f_i(x + e_i\delta_t, t + \delta_t) = f_i(x, t) + \Delta f_i(x, t) - \frac{1}{\tau}(f_i(x, t) - f_i^{\text{eq}}(x, t)) \quad (1)$$

式中: $i = 0, 1, 2, \dots, Q-1$; Q —离散速度数量; $f_i(x, t)$ —粒子位于 x 处的分布函数,在 t 时刻其速度为 e_i ; τ —松弛时间; $f_i^{\text{eq}}(x, t)$ —对应的平衡态分布函数, $f_i^{\text{eq}}(x, t)$ 表达式为:

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

式中: ω_i —权系数,由所选的离散速度模型决定; c_s —格子声速;作用力项 $\Delta f_i(x, t)$ 表达式为:

$$\Delta f_i(x, t) = f_i^{\text{eq}}(\rho(x, t), u + \Delta u) - f_i^{\text{eq}}(\rho(x, t), u) \quad (3)$$

式中: $\Delta u = F\delta_t/\rho$ —在作用力 F 下时间步长 δ_t 内的速度变化量。

作用力 F 计算式为:

$$F = F_{\text{int}} + F_s + F_g \quad (4)$$

式中: F_{int} —流体粒子间作用力; F_s —流固间作用力; F_g —重力。

流体粒子间作用力 F_{int} 可表示为:

$$F_{\text{int}} = -\beta\psi(x) \sum_i G(x + e_i\delta_t) e_i - \frac{1-\beta}{2} \sum_i G(x + e_i\delta_t) \psi^2(x + e_i\delta_t) e_i \quad (5)$$

式中: β —取决于特定状态方程的加权因子,取 $\beta = 1.16$, $G(x + e_i\delta_t)$ 的取值为:

$$G(x + e_i \delta_t) = \begin{cases} g_1, |e_i| = 1 \\ g_2, |e_i| = \sqrt{2} \\ 0, \text{其他} \end{cases} \quad (6)$$

式中: $\psi(x)$ —有效质量,与密度和压力相关,表达式为:

$$\psi(x) = \sqrt{\frac{2(p - \rho c_s^2)}{c_0 g}} \quad (7)$$

式中: p —由状态方程所确定的压强, $p-R$ 状态方程为:

$$p = \frac{\rho R T}{(1 - b\rho)} - \frac{a\rho^2 \alpha(T)}{1 + 2b\rho - b^2 \rho^2} \quad (8)$$

式中: $\alpha(T) = [1 + (0.37464 + 1.54226\omega - 0.26992\omega^2) \cdot (1 - \sqrt{T/T_{cr}})]^2$; ω —与工质有关的偏心因子; R —气体常数; T_{cr} —饱和温度。各参数取值: $\omega = 0.344$, $a = 2/49$, $b = 2/21$, $R = 1$, $T_{cr} = 0.0729^{[13]}$ 。

流固作用力 F_s 为:

$$F_s = -G_s \psi(x) \sum_i \omega_i s(x + e_i \delta_t) e_i \quad (9)$$

式中: G_s —流固作用力强度系数; $s(x + e_i \delta_t)$ —指示函数,如果 x 是固体格点则取 1,如果 x 是流体格点则取 0。

重力 F_g 的表达式为:

$$F_g = (\rho(x) - \rho_{ave})g \quad (10)$$

式中: g —重力加速度; ρ_{ave} —每一个时间步长下计算区域内的流体平均密度。

流体密度和速度为:

$$\rho = \sum_i f_i \quad (11)$$

$$u = \frac{1}{\rho} \sum_i f_i e_i \quad (12)$$

式中: u —平衡态分布函数中的流体速度。真实的流体速度 U 通过碰撞之前和碰撞之后的平均动量定义:

$$U = u + \frac{\delta_t}{2\rho} F \quad (13)$$

采用最广泛的 D3Q19 模型。相应的权系数为 $\omega_0 = 1/3$, $\omega_{1-6} = 1/18$, $\omega_{7-18} = 1/36$, 离散速度 e_i 由下式给出:

$$e_i = \begin{cases} (0,0,0), i = 0 \\ (\pm 1, 0, 0)c, (0, \pm 1, 0)c, (0, 0, \pm 1)c, i = 1 \sim 6 \\ (\pm 1, \pm 1, 0)c, (\pm 1, 0, \pm 1)c, (0, \pm 1, \pm 1)c, i = 7 \sim 18 \end{cases} \quad (14)$$

式中: $c = \delta_x/\delta_t$ —格子速度; δ_t —时间步长; δ_x — x 方向的格子步长;在 D3Q19 模型中, $c_s^2 = c^2/3$ 。运动粘度 ν 与松弛时间相关,其表达式为:

$$\nu = c_s^2(\tau - 0.5)\delta_t \quad (15)$$

1.2 温度分布函数

温度场的演化方程^[13]可表达为:

$$g_i(x + e_i \delta_t, t + \delta_t) = g_i(x, t) + \delta_t \omega_i \phi - \frac{1}{\tau} (g_i(x, t) - g_i^{eq}(x, t)) \quad (16)$$

式中: τ —温度分布函数的松弛时间,与热扩散系数 α 有关, $g_i^{eq}(x, t)$ —平衡态温度分布函数,并由下式给出:

$$g_i^{eq} = \omega_i p \left[1 + \frac{e_i U}{c_s^2} + \frac{(e_i U)^2}{2c_s^4} - \frac{U^2}{2c_s^2} \right] \quad (17)$$

能量方程源项 ϕ ^[14]表达式为:

$$\phi = T \left[1 - \frac{1}{\rho c_v} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho \right] \nabla \cdot U + \left[\frac{1}{\rho c_v} \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - \nabla \cdot \left(\frac{\lambda}{\rho c_p} \nabla T \right) \right] \quad (18)$$

在汽液界面流体物性 χ (如热扩散率和粘度)表达式为:

$$\chi = \chi_l \frac{\rho - \rho_v}{\rho_l - \rho_v} + \chi_v \frac{\rho_l - \rho}{\rho_l - \rho_v} \quad (19)$$

式中: ρ_l 和 ρ_v —饱和液体和饱和蒸汽的密度。

温度场则可以由下式得到:

$$T = \sum_i g_i \quad (20)$$

2 计算设置

图 1 为饱和池沸腾下加热面的设置。整个计算区域设置为 $L_x \times L_y \times L_z = 91 \times 91 \times 201$, 起始时刻计算域内充满饱和液体, l_1 黑色方框代表低热导率区域, 其导热系数为 λ_1 , l_2 代表高热导率区域, 其导热系数为 λ_h 。设定 $K = \lambda_h/\lambda_1$, $L = l_2/l_1$ 。饱和温度为 $T_{sat} = 0.9T_{cr}$, 饱和液体密度为 $\rho_l = 5.9$ (无量纲处理), 饱和蒸汽密度为 $\rho_v = 0.59$ (无量纲处理)。动力粘度比值为 $\mu_l/\mu_v = 10$, 热导率比值为 $k_l/k_v = 17$, 饱和水和饱和蒸汽的 Pr 分别为 1.2 和 1.0。加热面的厚度为 $H_b^* = 1.69$, 其中 $H_b^* = H_b/l_0$ 。加热面底部被设置为定壁温边界 T_b , 加热面上壁面的温度为 T_w , 出口边界采用定壁温和定压边界。为方便计

算,计算域的所有边界均采取对称边界。

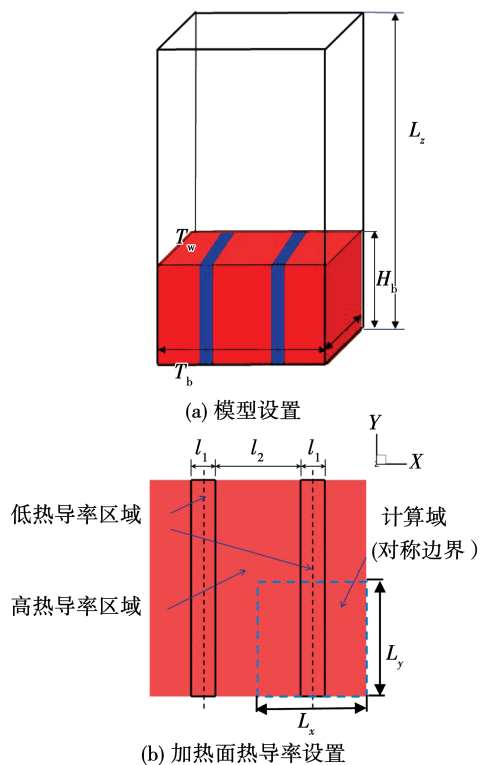


图 1 计算域示意图

Fig. 1 Schematic diagram of computation domains

分析中所涉及物理量的定义为:

无量纲时间:

$$t^* = t/t_0 \quad (21)$$

特征时间:

$$t_0 = l_0 / \sqrt{g l_0} \quad (22)$$

毛细长度:

$$l_0 = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (23)$$

Ja 数为:

$$Ja = c_{p,l}(T_b - T_{sat})/h_{fg} \quad (24)$$

式中: Ja —加热面的无量纲过热度; T_b —加热面下壁面温度; T_{sat} —饱和温度; c_p —比定压热容; h_{fg} —潜热。无量纲平均热流密度 q' 定义为:

$$q' = \frac{q}{q_{bo}} = \frac{1}{L_H \Delta t q_{bo}} \int_0^{\Delta t} \left[\iint_{L_H \times L_H} k_s \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0} \frac{\Delta z}{T_{cr}} dx dy \right] dt \quad (25)$$

式中: k_s —固体热导率; L_H —计算区域宽度; q_{bo} —基

准热流密度, $q_{bo} = \frac{\mu_l h_{fg}}{l_0}$ 。

3 结果与分析

3.1 高低热导率相间表面的沸腾曲线

图 2 为加热面热导率均匀分布时的沸腾曲线。图中对比了高低热导率表面沸腾曲线的变化,高热导率表面的导热系数为低热导率表面导热系数的 100 倍。如图 2 所示,当 $Ja = 0.044$ 时出现核态沸腾,然后到达临界热流密度,紧接着是过渡沸腾阶段,最后稳定膜态沸腾,这与传统沸腾曲线趋势基本一致。由此可知,在均匀热导率的情况下,热导率对于沸腾曲线的变化趋势几乎不产生影响。在核态沸腾阶段,当 Ja 相同时高热导率表面的热流密度大于低热导率表面。这是由于,当加热下壁面温度相同时,导热性能越好的表面其上壁面温度也越高,气液相变越剧烈。当热导率较高时,CHF = 0.189, $Ja = 0.101$;当热导率较低时,CHF = 0.190, $Ja = 0.159$ 。由此可知,热导率对于临界热流密度几乎不产生影响。但是随着热导率增大,沸腾曲线将向右移动,这可能是由于到达临界热流密度所需的过热度一定,当热导率较大时,下壁面较低的温度即可实现所需的过热度。

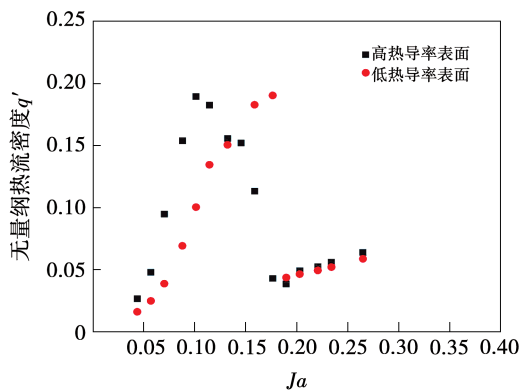


图 2 均匀热导率表面的沸腾曲线

Fig. 2 Boiling curves for uniform conductive surfaces

图 3 为高低热导率相间表面沸腾曲线的变化。整个沸腾过程分为 5 个阶段:第 1 阶段,从起始点到 A 点,高热导率区域发生核态沸腾然后到达第 1 个临界热流密度 A 点,热流密度随着过热度的增大而不断增大;第 2 阶段,从 A 点到 B 点,高热导率区域步入膜态沸腾阶段,当 Ja 数进一步增大时,热流密度减小;第 3 阶段,从 B 点到 C 点,低热导率区域发

生核态沸腾然后到达第 2 个临界热流密度 C 点,热流密度与 Ja 数成正比;第 4 阶段,从 C 点到 D 点,低热导率区域逐步膜态沸腾;第 5 阶段,从 D 点到最终结束,整个加热壁面完全膜态沸腾。当 $Ja = 0.088$ 时, $CHF_A = 2.069$, 为第 1 个临界热流密度; $Ja = 0.176$ 时, $CHF_C = 1.249$, 为第 2 个临界热流密度。 CHF_C 只有 CHF_A 的 60%, 因为到达 C 点时高热导率区域已经处于膜态沸腾的阶段。

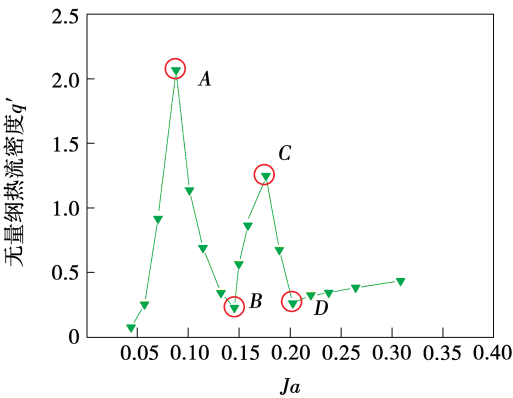


图 3 高低热导率相间表面的沸腾曲线
Fig. 3 Boiling curve for bi-conductive surface

图 4 为不同阶段高低热导率相间壁面的气泡生长情况。在沸腾过程中,由于加热面热导率的差异将导致其存在表面温度差异,由此引发加热面流体流动。当 Ja 较小时高热导率区域中心率先产生沸腾气泡,如图 4(a) 所示。随着壁面过热度增大,高热导率区域气泡逐渐增加,换热增强,这就是沸腾的第 1 阶段,此时产生第 1 个临界热流密度(即图 3 中 A 点)。随着 Ja 数继续增大,高热导率区域上气泡将逐渐合并为气膜,热流密度也将减小(沸腾第 2 阶段),直到高热导率区域完全被气膜覆盖,如图 4(b) 所示。此时,高热导率区域完全被气膜覆盖,但是低热导率区域并未产生气泡,因此热流密度达到一个低点(即图 3 中 B 点)。随着 Ja 进一步增大,尽管高热导率区域完全被气膜覆盖,低热导率区域却会逐渐产生气泡,如图 4(c) 所示。此时,换热又逐步增强,这就是沸腾的第 3 阶段,这种沸腾状态被称为异态干涉沸腾^[15],如图 4(f) 所示。异态干涉沸腾是热导率相间表面两种不同沸腾模式(核态、膜态)相互干涉。 Ja 继续增大,低热导率区域产生气泡更多,因此到达第 2 个临界热流密度(即图 3

中 C 点)。 Ja 数继续增大,低热导率区域也渐渐被气膜覆盖,热流密度又将减小(沸腾的第 4 阶段),直到整个区域完全被气膜覆盖,便成了膜态沸腾(沸腾的第 5 阶段),如图 4(d) 所示。图 4(e) 表示的是沸腾的第 1,2 阶段的现象示意图。此时,低热导率区域并无气泡产生,高热导率区域处于核态沸腾,由于表面温度的差异,产生气液分离流动,这种气液分离流动增强了沸腾换热。

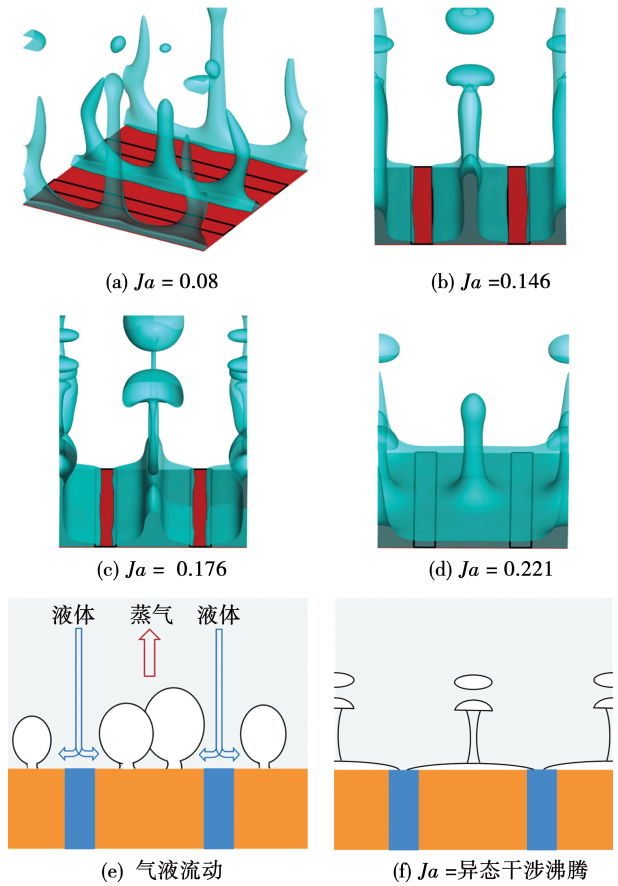


图 4 不同阶段加热面上气泡的生长和气液流动
Fig. 4 Bubble dynamics on heater surface at different stages

3.2 低热导率区域宽度对沸腾表面的影响

图 5 为不同低热导率区域宽度下的沸腾曲线。当低热导率区域宽度(l_1)较小时,沸腾曲线只有单个峰值。从图 6 的气泡生长情况可以看出,低过热度下先在高热导率区域的中部生成气泡,但是高过热度下气液分离不明显。由于 l_1 较小,低热导率区域也被蒸汽所覆盖,此时沸腾曲线的变化类似均匀热导率表面。随着 l_1 增大,逐步出现 2 个峰值。当 $l_1 = 14$ 时,第 1 个临界热流密度达到最大,此时 l_1 与

毛细长度($l_0 = 13$)量级接近。从图 6 中可知,当 l_1 达到一定数值时,尽管高热导率区域已经被汽膜所覆盖,但是低热导率区域依旧能够持续不断地为周边提供液体,避免高热导率区域出现蒸干的现象。当 l_1 进一步增大,低热导率区域较弱的换热能力将影响整个表面换热能力,导致整体换热效果下降。

同时, l_1 对第 1 个临界热流密度影响十分显著,但是对第 2 个临界热流密度却几乎没有影响。此时高热导率区域已被汽膜覆盖,临界热流密度主要受低热导率区域沸腾状态的影响。当高低热导率的比值确定时,无论低热导率区域宽度如何变化,膜态沸腾时整个加热面完全被汽膜覆盖,换热效果几乎没有差异。

高低热导率相间表面的临界热流密度远大于均匀热导率的加热面,甚至可达到 10 倍以上。换热增强可归功于加热壁面过热度的变化,保证壁面上的液体和蒸汽流有序流动,从而提高 CHF。通过降低低热导率区域附近的过热度,可抑制该区域成核,并在沸腾过程中保持湿润状态。虽然降低了低热导率区域附近的局部传热速率,但通过赋予空间有序性增强了气泡动力学,增加了表面的传热速率。

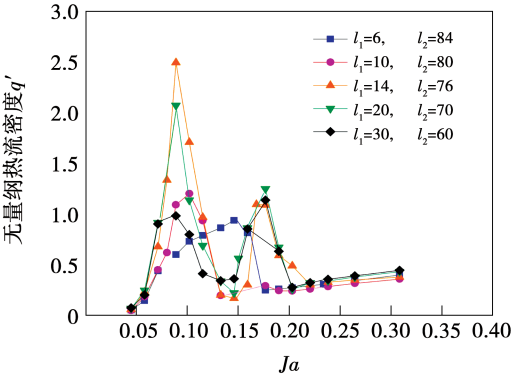


图 5 不同低热导率区域宽度时的沸腾换热曲线

Fig.5 Boiling heat transfer curves under different widths of low thermal conductivity region

3.3 不同低热导率区域深度对沸腾换热的影响

在 Rahman^[16] 的实验中,低热导率的环氧树脂被嵌入到高热导率的铜基底中,环氧树脂的深度为 290 μm ,临界热流密度相较于均匀表面可提高 2 倍^[16]。Rahman 指出临界热流密度的增强主要归

功于加热表面过热度分布的差异。夹层表面与镶嵌表面结构如图 7 所示。将 Rahman 的实验简化为图 7(a)所示的镶嵌表面模型,此时低热导率区域的深度仅为整个加热面的一半。

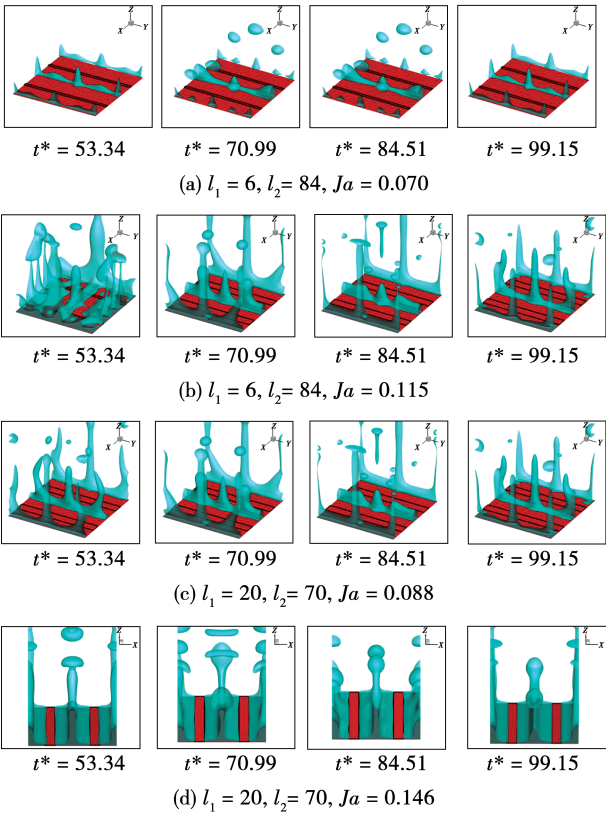


图 6 不同低热导率区域宽度时加热面气泡生长情况
Fig.6 Bubble dynamics on heater surfaces under different widths of low thermal conductivity region

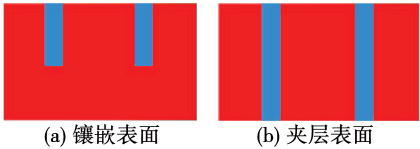


图 7 不同低热导率区域深度的计算模型

Fig.7 Computational model under different depths of low thermal conductivity region

对比不同低热导率区域深度下的沸腾曲线,如图 8 所示。当低热导率区域的深度减少至整个加热面深度一半时,此时沸腾换热曲线类似于均匀热导率表面。曲线中各个阶段分界不明显,并未形成多个临界热流密度,临界热流密度相较于高低热导率

相间表面大幅下降。表面温度随位置的变化如图 9 所示。由于随着深度减小,高低热导率区域的温差缩小,低热导率区域的再润湿作用下降,整个表面整体换热性能下降。

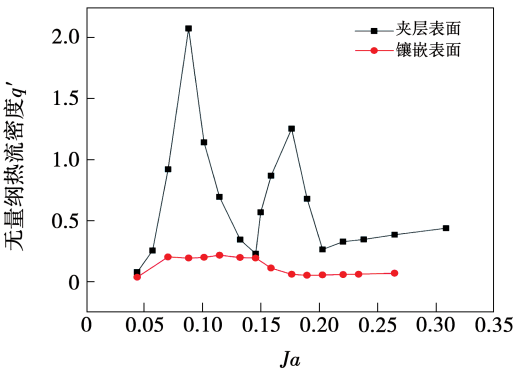


图 8 不同低热导率区域深度时的沸腾曲线
Fig.8 Boiling curves under different depths of low thermal conductivity region

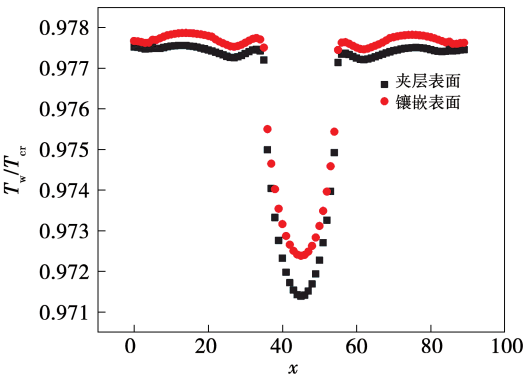


图 9 表面温度随 x 轴的变化
Fig.9 Variation of surface temperature with axis x

4 结 论

采用格子玻尔兹曼方法模拟饱和状态下的三维饱和池沸腾,得到高低热导率相间表面的沸腾换热曲线,并对其增强换热的机理展开分析,结论为:

(1) 与均匀热导率表面相比,高低热导率相间表面的沸腾曲线可被划分为 5 个阶段:高热导率区域的核态沸腾、高热导率区域的膜态沸腾、异态干涉沸腾、低热导率区域的膜态沸腾和稳定膜态沸腾。

(2) 当 $K = 100$ 时,高低热导率相间表面的临界

热流密度远大于均匀热导率表面,最高可达 12 倍。

(3) 随着低热导率区域宽度增大,临街热流密度先增大后减小,宽度存在一个最优值,与毛细长度的量级接近。

(4) 当低热导率区域的深度减小,由于高低热导率区域的温差缩小,低热导率区域的再润湿作用被削弱,换热效果急剧下降。

参考文献:

[1] MEHRALIZADEH A, REZA S S, BAKERI G. Effect of modified surfaces on bubble dynamics and pool boiling heat transfer enhancement; a review [J]. Thermal Science and Engineering Progress, 2020, 15: 100451.

[2] KIM S H, LEE G C, KANG J Y, et al. Boiling heat transfer and critical heat flux evaluation of the pool boiling on micro structured surface [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2015, 91: 1140 – 1147.

[3] MORI S, MTAZNAM S, OKUYAMA K. Enhancement of the critical heat flux in saturated pool boiling of water by nanoparticle-coating and a honeycomb porous plate [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2015, 80: 1 – 6.

[4] AN S, KIM D Y, LEE J G, et al. Supersonically sprayed reduced graphene oxide film to enhance critical heat flux in pool boiling [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2016, 98: 124 – 130.

[5] ZHANG C, ZHANG L, XU H, et al. Performance of pool boiling with 3D grid structure manufactured by selective laser melting technique [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 128: 570 – 580.

[6] SHI J, FENG D, CHEN Z. Experimental investigation on pool boiling heat transfer on untreated/super-hydrophilic metal foam under microgravity [J]. 2020, 151: 119289.

[7] BETZ A R, JIE X, QIU H, et al. Do surfaces with mixed hydrophilic and hydrophobic areas enhance pool boiling [J]. 2010, 97(14): 141909.

[8] STUTZ B, MORCELI C, SILVA M, et al. Influence of nanoparticle surface coating on pool boiling [J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2011, 35(7): 1239 – 1249.

[9] HARISH G, EMLIN V, SAJJITH V. Effect of surface particle interactions during pool boiling of nanofluids [J]. International Journal of Thermal Sciences, 2011, 50(12): 2318 – 2327.

[10] AHN H S,JI M K,KIM M H. Experimental study of the effect of a reduced graphene oxide coating on critical heat flux enhancement[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer,2013, 60:763 – 771.

[11] UTAKA Y,XIE T,CHEN Z,et al. Critical heat flux enhancement in narrow gaps via different-mode-interacting boiling with nonuniform thermal conductance inside heat transfer plate[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer,2019,133: 702 – 711.

[12] RAHMAN M M,MCCARTHY M. Boiling enhancement on nanostructured surfaces with engineered variations in wettability and thermal conductivity [J]. Heat Transfer Engineering, 2017, 38 (14/15):1285 – 1295.

[13] GONG S,CHENG P. A lattice Boltzmann method for simulation of liquid-vapor phase-change heat transfer[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer,2012,55(17):4923 – 4927.

[14] ZHANG C,CHENG P. Mesoscale simulations of boiling curves and boiling hysteresis under constant wall temperature and constant heat flux conditions[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer,2017,110: 319 – 329.

[15] XIE T,UTAKA Y,CHEN Z,et al. Effect of material arrangement pattern on different-mode-interacting boiling in narrow gaps with two liquid supply systems [J]. Applied Thermal Engineering, 2021,191:116893.

[16] RAHMAN M M,POLLACK J,MCCARTHY M. Increasing boiling heat transfer using low conductivity materials[J]. Scientific Reports,2015,5(1): 13145.

(丛 敏 编辑)

(上接第 82 页)

[9] 陈帅甫,王建军,金有海. 烟气轮机内不同粒径颗粒运动规律的数值研究[J]. 中国粉体技术,2018,24(1): 64 – 68.

CHEN Shuai-fu,WANG Jian-jun,JIN You-hai. Numerical study of movement rule of different size particles in flue gas turbine[J]. China Powder Science and Technology,2018,24(1):64 – 68.

[10] 陈梅珊,陈金伟,周登极,等. 基于状态空间的燃气轮机建模与控制优化[J]. 热能动力工程,2016,31(2): 27 – 31,135.

CHEN Mei-shan,CHEN Jin-wei,ZHOU Deng-ji,et al. Modeling and optimization of gas turbine control based on state space[J]. Journal of Engineering for Thermal Energy and Power,2016,31 (2):27 – 31,135.

[11] 付旭晨,张国强,杨勇平,等. 考虑冷气掺混的重型燃气轮机变工况运行的精细建模及特性分析[J]. 热能动力工程, 2017,32(2):59 – 68,137 – 8.

FU Xu-chen,ZHANG Guo-qiang,YANG Yong-ping,et al. The precise modeling and thermodynamic characteristic analysis for heavy-duty gas turbine with coolant injection at off-design condition[J]. Journal of Engineering for Thermal Energy and Power, 2017,32(2):59 – 68,137 – 138.

[12] 杜玉朋,赵 辉,杨朝合,等. 烟气轮机叶片间隙中 FCC 催化剂细粉运动规律——气相流场分布的影响[J]. 化学工程, 2012,40(7):63 – 66.

DU Yu-peng,ZHAO Hui,YANG Chao-he,et al. Catalyst fines behavior among FCC flue gas turbine blade rows—effect of gaseous phase flow field distribution[J]. Chemical Engineering(China), 2012,40(7):63 – 66.

[13] 谭慧敏,王建军,金有海. 催化裂化烟气轮机级叶栅内气固两相运动特性的数值研究[J]. 透平技术,2012,54(6): 437 – 441.

TAN Hui-min,WANG Jian-jun,JIN You-hai. Numerical simulation of gas-solid two-phase flows in stage cascade of flue gas turbine used for FCC unit[J]. Turbine Technology,2012,54(6): 437 – 441.

[14] 董晓慧,张洪伟,蔡晓君,等. 烟气轮机叶片高温合金材料冲蚀磨损行为的数值模拟[J]. 塑性工程学报,2014,21(3): 122 – 127.

DONG Xiao-hui,ZHANG Hong-wei,CAI Xiao-jun,et al. Numerical study on the erosion and abrasion behavior of the high temperature alloy material of flue gas turbine blade[J]. Journal of Plasticity Engineering,2014,21(3):122 – 127.

(丛 敏 编辑)