

带有内肋的凹穴型微通道热沉的熵产及传热特性分析

夏国栋*, 翟玉玲, 崔珍珍, 李艺凡

北京工业大学环境与能源工程学院强化传热与过程节能教育部重点实验室, 北京 100124

*E-mail: xgd@bjut.edu.cn

收稿日期: 2012-12-28; 接受日期: 2013-04-18

国家自然科学基金(批准号: 51176002)、国家重点基础研究发展计划(“973”计划)(批准号: 2011CB710704)、高等教育博士学科研究基金(批准号: 20111103110009)资助项目

摘要 用数值模拟的方法研究了带内肋凹穴型微通道热沉内部流体层流流动与传热的情况, 并根据热力学第二定律建立了变截面微通道的熵产模型. 研究了 Re 数(198~600), 相对凹穴高 $e_1/D_h(0\sim0.65)$ 及相对肋高 $e_2/D_h(0\sim0.2167)$ 参数对熵产和传热特性的影响. 结果表明, 相对肋高对熵产影响较大, 而相对凹穴高对熵产的影响不大. 内肋和凹穴的共同作用使微通道的传热效果明显优于光滑直通道, 并且根据大量的模拟数据拟合了该通道 Nu 数和 f 数关于 Re 数、相对凹穴高 e_1/D_h 及相对肋高 e_2/D_h 的实验关联式.

关键词
微通道
熵产
强化传热
变截面

1 引言

随着工业技术和微加工技术的飞速发展, 电子器件朝着微型化、低功耗、高集成化及高稳定性等方面发展, 但是器件的散热问题也成为一大难题^[1]. 微通道热沉在 1981 年最初由 Tuckerman^[2] 提出, 微通道热沉由于具有较高的表体比(表面积/体积), 能高效去除热量, 其冷却效果明显, 因此被广泛应用于电子芯片冷却、航空航天、生物工程、材料科学及高温超导体的冷却等领域. 微通道内流体的强化传热有很多方法, 其中根据通道内是否需要额外能源(除进出口泵功外)可分为主动式(active method)和被动式方法(passive method), 由于被动式不需要增加额外的能源, 只需改变通道的形状、增加肋柱及在通道内放置绕流元来增强流体的换热, 这种方法受到很多学者的关注^[3~5].

以前的大量关于微通道热沉的研究都集中研究热阻和压降的关系, 但是 Bejan 第一次提出的熵产最小值方法(entropy generation minimization), 以热力学第二定律为理论基础, 作为一种新的优化理论应用于微通道中, 被越来越多的学者关注^[6]. Haddad 等人^[7] 用数值模拟的方法研究了平行微通道内层流对流传热的流动情况, 并分析了 Kn 数、 Re 数、 Pr 数等对该通道总熵产的影响. Ko^[8] 用数值模拟的方法研究了 180° 带肋弯曲微通道内层流对流传热情况, 并分析了熵产情况. 结果表明由于肋的存在, 二次旋涡的作用增强, 传热增强, 因而温度梯度变平缓, 能明显减少由传热不可逆引起的熵产大小. 夏国栋等人^[9] 利用 CFD 对周期性变截面扇形凹穴微通道进行模拟, 并对等直径段和弧形段的长宽度等结果参数进行了详细分析, 指出其强化传热机理归因于扇形凹穴对近壁处流体产生扰动、凹穴内的逆向压力梯度及喷射节

流效应的共同作用的结果. 文献[10]研究了 Nu 数、 f 数、强化传热因子 η 及熵产增大数 $N_{s,a}$ 对带有内肋的螺旋管的强化传热和熵产的影响, 结果表明这种管道强化传热的机理是由于内肋增强二次回流的强度及增大近壁面附近的温度梯度, 因此可以起到强化传热的作用. Eiamsa-ard 和 Promvonge^[11] 实验研究了紊流情况下肋-凹槽管道内传热特性, 提出了 3 种不同形状的肋柱-凹槽组合: 矩形肋-三角形凹槽、三角形肋-矩形凹槽及三角形肋-三角形凹槽. 结果表明这种组合的微通道传热性能明显优于光滑通道, 并研究了不同肋间距对流动和传热的影响. Hans 等人^[12] 实验研究了多种 V-型粗糙元置于太阳能吸收板上的流动与传热特性, 研究各种参数如雷诺数、相对粗糙元高度, 相对肋间距、相对肋宽及接触角对传热的影响, 并根据大量实验数据拟合了 Nu 数和 f 数的关联式. 一般来说, 微通道内的肋柱-凹槽可以看作扰流元, 可以打断黏性流动边界层和减小其厚度^[13].

基于上述分析, 本文使用数值模拟的方法研究圆形凹穴和肋柱共同作用下对微通道内流体流动和传热的影响, 根据热力学第二定律建立熵产模型, 并分析雷诺数、相对凹穴高及相对肋高对其流动的影响. 最后, 根据模拟数据提出 Nu 数和 f 数的实验关联式.

2 熵产模型分析

2.1 模型描述

带有内肋的凹穴型微通道热沉的几何模型如图 1(a)所示. 该通道由内嵌在通道侧壁的圆形凹穴及肋柱相互交替组成. 该热沉一共由 10 条单通道并列组成, 材料为硅. 其总长 L 为 10 mm, 宽 W 为 3 mm, 热沉底座高 h 为 0.15 mm, 通道高 H 为 0.2 mm. 热沉底面用恒热流密度加热 ($q_w=10^6 \text{ W/m}^2$), 其他壁面绝热. 单个通道的横截面如图 1(b), 去离子水作为工质. 单根通道宽 W_{ch} 为 0.1 mm, 壁面宽 W_b 为 0.2 mm, 当量直径为 $D_h=0.133 \text{ mm}$, 圆弧曲率 θ_1 和 θ_2 的变化分别范围为 $50^\circ\sim 180^\circ$ 和 $40^\circ\sim 110^\circ$, L_1 , L_2 和 L_3 的长度分别为 0.1732, 0.1 和 0.4 mm. 因此, 相对凹穴高 e_1/D_h 的变化范围为 $0\sim 0.65$, 相对肋高 e_2/D_h 的变化范围为 $0\sim 0.2167$.

2.2 建立熵产模型

对于内嵌肋柱和凹穴的微通道, 其通道截面是

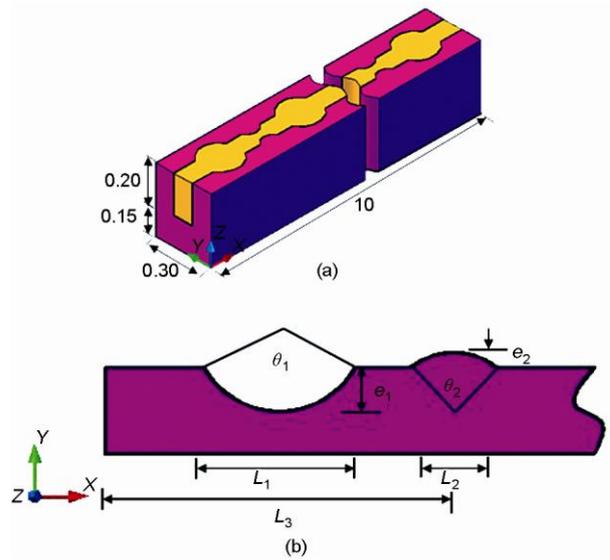


图 1 单通道立体图(a)及横截面(b)

不断变化的. 取该通道内任意微小控制体, 根据热力学第二定律, 可建立变截面微通道的熵产模型, 如图 2 所示.

在变截面微通道内任取一个控制体 CV, 流体流过底面加热的微通道所引起的熵产率可分为两个过程: ① 流体与热沉底面的热量交换所引起的熵产率; ② 流体流过绝热管道产生的摩擦损失而引起的熵产率. 由热力学第二定律, 过程①由冷热壁面上热量传递而引起的熵产率可由下式计算^[14]:

$$\dot{S}_{\Delta T} = \frac{\dot{Q}}{T_f} - \frac{\dot{Q}}{T_b} = \frac{\dot{Q}(T_b - T_f)}{T_f T_b}, \quad (1)$$

$$\dot{Q} = q_w A_{\text{film}}, \quad (2)$$

其中 T_b , T_f 分别为热沉底面和流体的平均温度, K; \dot{Q}

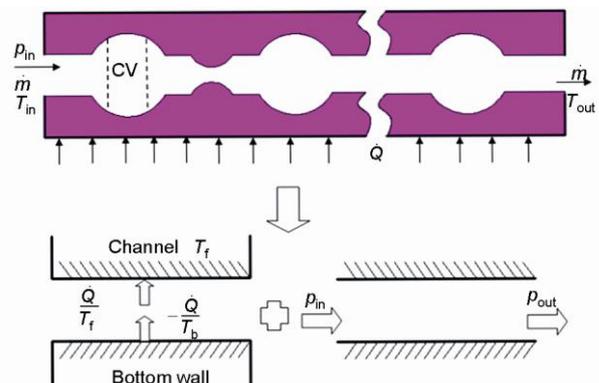


图 2 变截面微通道的熵产模型

为热沉底面的总传热量, W ; A_{fin} 为热沉加热底面积, m^2 .

过程②由绝热流动引起的熵产率包括两个部分:

1) 不可逆引起的熵产; 2) 质量流量通过控制体而引起的熵产. 因此, 由热力学第一定律和第二定律可得绝热管道内流体流动的熵产率公式为

$$\frac{dQ_{\text{CV}}}{dt} = \dot{m} \left(dh + \frac{1}{2} du^2 + g dz \right), \quad (3)$$

$$\frac{dS}{dt} + d\dot{S}_{\Delta p} = \dot{m} ds, \quad (4)$$

其中 Q_{CV} 为系统的能量, kJ ; s 和 h 分别为流体的比熵和比焓, $\text{kJ kg}^{-1} \text{K}^{-1}$ 和 kJ/kg ; \dot{m} 为质量流量, kg/s ; 忽略动能 ($\frac{1}{2} \dot{m} du^2$) 和势能 ($\dot{m} g dz$) 的变化, 并考虑不可

压缩流体稳定的流动情况, 即 $\frac{dQ_{\text{CV}}}{dt} = 0$ 及 $\frac{dS}{dt} = 0$.

因此(3)和(4)式可简化为

$$dh = 0, \quad (5)$$

$$d\dot{S}_{\Delta p} = -\dot{m} ds. \quad (6)$$

由 Gibbs 关系得

$$dh = T_f ds + \frac{1}{\rho} dp. \quad (7)$$

综合(5)~(7)式, 由流动引起的熵产为

$$\dot{S}_{\Delta p} = -\dot{m} \left(\int_{p_{\text{in}}}^{p_{\text{out}}} \frac{1}{\rho T_f} dp \right) = \frac{\dot{m}}{\rho T_f} \Delta P. \quad (8)$$

因此, 综合(1)~(8)式, 流体流过底面加热的微通道的总熵产率公式如下:

$$\dot{S}_{\text{gen}} = \dot{S}_{\Delta T} + \dot{S}_{\Delta p} = \frac{\dot{Q}(T_b - T_f)}{T_f T_b} + \frac{\dot{m}}{\rho T_f} \Delta p, \quad (9)$$

其中 Δp , ρ 及 V 分别为流体进出口压差、密度及体积, Pa , kg/m^3 及 m^3 .

为了评价流体流经变截面微通道所引起的总熵产率大小, 可引入熵产增大数 $N_{s,a}$ (augmentation entropy generation), 其表示如下^[14]:

$$N_{s,a} = \dot{S}_{\text{gen}} / \dot{S}_{\text{gen},0}, \quad (10)$$

其中 $\dot{S}_{\text{gen},0}$ 为参考通道的总熵产率, 本文采用光滑矩形微通道作为参考通道. 若 $N_{s,a}$ 小于 1, 表明由变截面微通道所引起的不可逆损失小于光滑微通道的.

3 数值求解

3.1 数学模型及求解方法

上述讨论的熵产率(9)式中所包含的温度及压降可由连续性方程、动量方程及能量方程求得. 流体在该通道内的传热分为沿固体壁面的导热和管道内冷热流体的对流传热两个过程, 为复杂的三维耦合对流传热问题. 在建立其数学模型之前, 对该模型进行如下简化: 1) 忽略轴向导热和自然对流; 2) 除了流体的黏度, 固体和流体的物性参数为常数. 因此对于流体区域, 其连续性方程、动量方程及能量方程的矢量形式如下:

$$\nabla V = 0, \quad (11)$$

$$\rho(V \nabla V) = -\nabla p + \nabla(\mu \nabla V), \quad (12)$$

$$\rho c_p (V \nabla T) = \lambda_t \nabla^2 T. \quad (13)$$

对于固体区域,

$$\nabla V = 0, \quad (14)$$

$$\lambda_s \nabla^2 T = 0, \quad (15)$$

其中 μ , c_p , λ_t 及 λ_s 分别为流体的动力黏度、比热、导热系数及固体硅的导热系数, $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$, $\text{kJ kg}^{-1} \text{K}^{-1}$, $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ 及 $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$.

通道的入口边界条件为均匀的速度和温度入口, 速度变化为 1~4 m/s , 对应的 Re 数为 198~600, 入口温度恒为 $T_{\text{in}}=293 \text{ K}$. 通道出口为压力出口, $p_{\text{out}}=0$. 通道底面加热, 两侧为对称边界条件, 上壁面绝热. 上述质量守恒方程、动量方程及能量方程的收敛的标准为^[15]:

$$\text{Max} \left| (\phi^{i+1} - \phi^i) / \phi^{i+1} \right| \leq 10^{-6}, \quad (16)$$

其中 ϕ 表示变量, 如速度分量 u , v , w 或温度 T ; i 表示迭代数.

上述提及的连续性方法、动量方程及能量方程由商业软件 CFD(FLUENT.6.3.26)求解, 并在 GAMBIT 软件里对模型进行网格划分前处理. 控制方程用有限体积元法离散, 采用 SIMPLEC 算法对速度和压力进行耦合.

3.2 网格独立性检验

在进行数值运算前, 要先对之前模型所划分的网格进行独立性检验, 以确保结果的精确性. 由于通道截面的复杂性, 对该通道进行非结构化网格划分. 选取 3 种代表性网格尺寸进行独立性检验, 分别为

33.8万(稀疏)网格、62.5万(较密)网格及86.8万(很密)网格.

图3为沿通道流动方向无量纲长度与中心线轴向速度($z=0.25\text{ mm}$)分布及固液接触面中心温度分布的情况. 从图3可以看到, 当网格数为62.5万时, 其与网格数为86.8万的情况相比, 其速度和温度最大误差不超过0.71%和0.16%, 说明用网格数为62.5万来划分通道, 其结果已经很精确. 但是网格数33.8万的结果与网格数为86.8万相比, 误差较大. 因此本文采用网格数为62.5万来划分通道, 既保证了计算结果, 也节省了计算时间.

4 结果分析

4.1 模型有效性验证

为了验证该模型的有效性, 将其结果与相同尺寸的光滑矩形微通道作对比. Shan和London^[16]提出了矩形微通道层流对流传热的摩擦系数 f , 其表达式如下:

$$fRe = 96(1 - 1.3553\alpha_c + 1.9467\alpha_c^2 - 1.7012\alpha_c^3 + 0.9564\alpha_c^4 - 0.2537\alpha_c^5). \quad (17)$$

由压降结果得到的摩擦系数^[17]及由能量平衡得到的进出口温差的公式分别如下:

$$f = \frac{2\Delta p D_h}{\rho L u_m^2}, \quad (18)$$

$$T_{out} - T_{in} = \frac{\dot{Q}}{\rho A u_m c_p}, \quad (19)$$

其中 α_c 为通道的宽高比; u_m 及 c_p 分别为流体的平均流

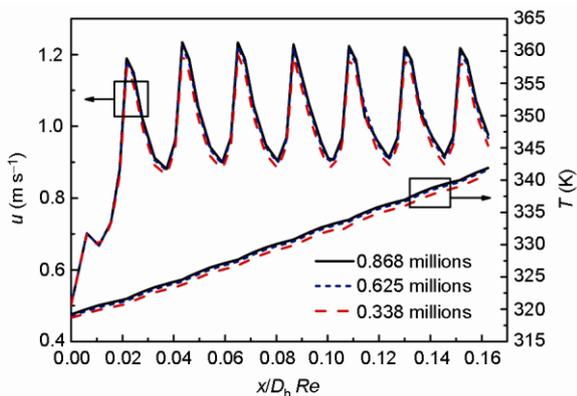


图3 微通道内不同网格数轴向速度和固液界面温度分布的验证

速及比热, m/s 及 $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$; A 为通道入口的横截面积, m^2 .

图4分别为光滑矩形微通道、凹穴高 $e_1/D_h=0.65$ 及肋高 $e_2/D_h=0.2167$ 的摩擦系数与流体进出口温差的模拟值及理论值的对比. 从图4可以看到, 光滑矩形微通道的摩擦系数和进出口温差模拟值和理论值的平均偏差分别为 $\pm 5\%$ 和 $\pm 2.5\%$. 结果表明该模型与理论分析吻合较好, 而本文的变截面微通道也采用同样的方法, 从而验证了模拟方法的有效性. 从图中还可以看到, 当取凹穴高和肋高的最大值时, 在 $Re < 600$ 时其摩擦系数的变化趋于均服从层流的变化规律.

4.2 熵产分析

图5和6分别为在不同相对肋高和相对凹穴高下熵产增大数 $N_{s,a}$ 随雷诺数变化的情况. 从图5和6可以看到, 带肋凹穴型微通道的 $N_{s,a}$ 均小于光滑矩形微通道, 说明这种通道组合可以减少通道内流体流动产生的熵产率. 虽然随着肋高的增大, 压降越来越大, 但是由熵产率(9)式可知, 在微通道中, 由于流速和通道横截面积很小, 因此由流动传递引起的不可逆损失对总熵产率影响较小. 在低雷诺数下, 由于流体的在凹穴区的停滞时间较长, 冷热流体不能充分混合, 造成管道中心处流体的温升小于高雷诺数下的情况, 因此低雷诺数下的熵产率总大于高雷诺数的情况.

从图5还可以看到, $N_{s,a}$ 随相对肋高的增大其变化呈不同趋势, 在 $e_2/D_h < 0.09$ 时, $N_{s,a}$ 随相对肋高的增大而快速下降, 之后下降缓慢, 而当 $Re > 328$ 时, 在 $e_2/D_h = 0.1365$ 时 $N_{s,a}$ 达到最小值, 然后 $N_{s,a}$ 随相对肋高的增大呈逐渐上升趋势; 而 $Re < 328$ 时, 其熵产率无

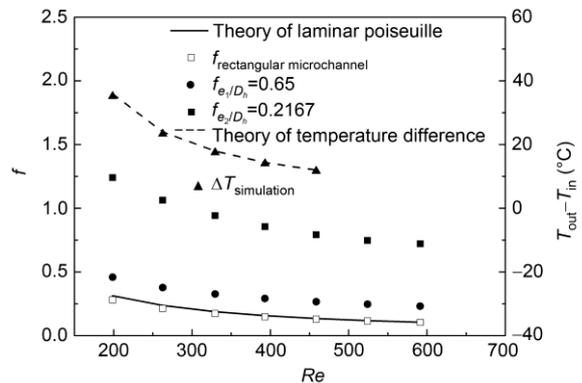


图4 模型有效性验证

最小值. 从图 6 可以看到, 在本文的雷诺数范围内, $N_{s,a}$ 随 e_1/D_h 的增大几乎无变化, 不存在熵产最小值. 这是因为凹穴内的流体一直处于滞止状态, 虽然随着相对凹穴高的增大, 其滞止区的面积增大, 但是对管道中心处流体的温度影响不大.

4.3 流动与传热特性

图 7 和 8 分别为不同相对肋高和不同相对凹穴高下 Nu/Nu_0 随雷诺数的变化情况, 下标 0 表示光滑直通道. 其中通道的 Nu 数的计算公式如下:

$$h_{ave} = \frac{\dot{Q}}{NA_{ch} \Delta T}, \quad (20)$$

$$Nu = \frac{h_{ave} D_h}{\lambda_f}, \quad (21)$$

其中 h_{ave} 为平均表面传热系数, $W m^{-2} K^{-1}$; N 为热沉通道总数, A_{ch} 为单根通道与流体的接触面积, $A_{ch} =$

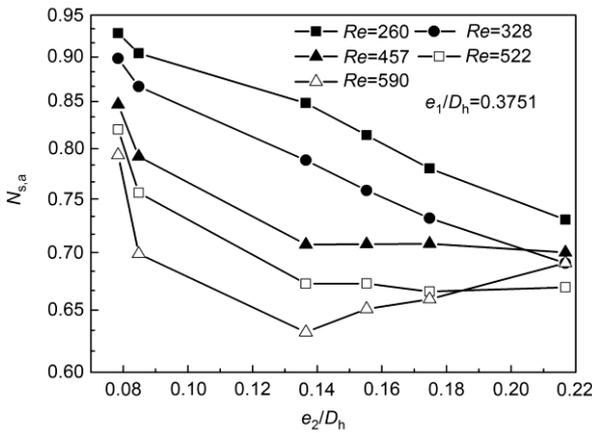


图 5 相对肋高对熵产增大数的影响

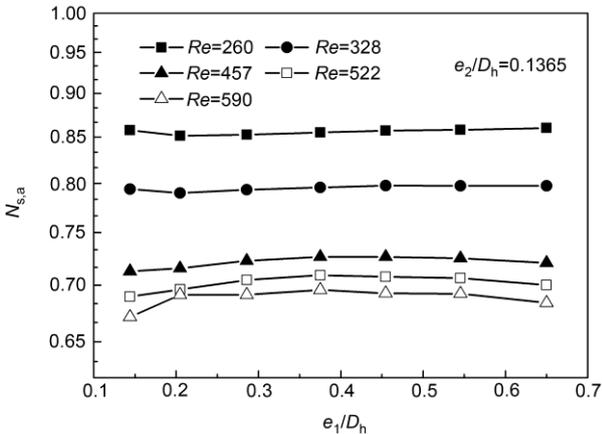


图 6 相对凹穴高对熵产增大数的影响

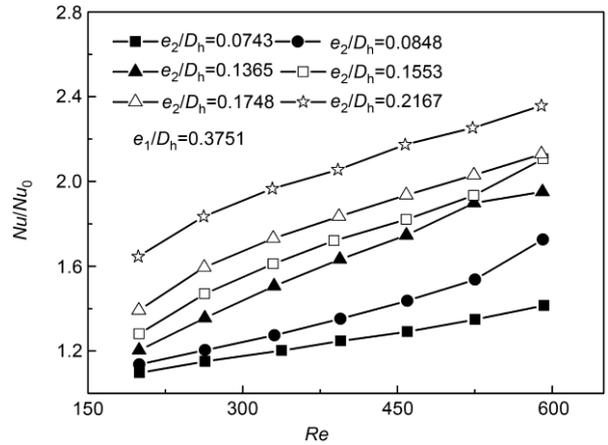


图 7 相对肋高对 Nu 数的影响

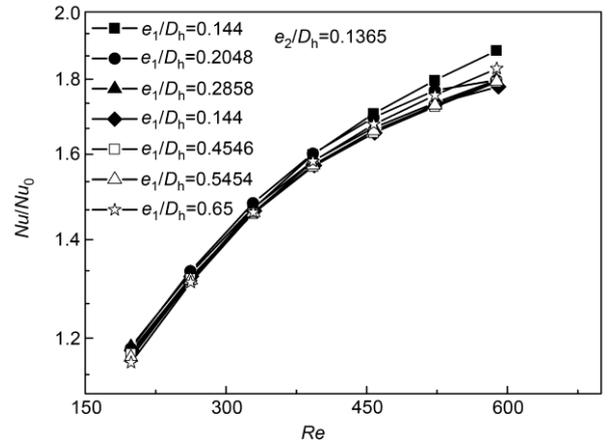


图 8 相对凹穴高对 Nu 数的影响

$(W_{ch}+2H)L$, m^2 ; ΔT 为热沉底面与流体的平均温差, $\Delta T = T_b - 1/2(T_{in} + T_{out})$, T_{in} , T_{out} 为流体进出口温度, K .

图 7 为在相对凹穴高 $e_1/D_h=0.375$ 时不同相对肋高 e_2/D_h 对 Nu 数的影响. 从图 7 可以看到 Nu/Nu_0 的值均大于 1, 说明内嵌凹穴和肋柱的微通道的传热性能优于相同尺寸的光滑矩形微通道. 这是因为凹穴的存在能增大冷热流体的接触面积, 当流体进入凹穴时, 流速降低, 冷流体能与壁面进行充分换热; 但当流速过低时, 导致冷流体在凹穴区停滞时间过长, 该区域内的冷流体温度逐渐增大, 反而不利于传热, 这个现象与 Chai 等人^[18]提出的在较低雷诺数下, 凹穴型微通道弱化传热效果的现象吻合. 但在凹穴之间加入肋柱, 流体流入该区域时, 由于通道横截面积大幅度地减小, 流速迅速增大, 流体具有更大的动能, 使其在较低雷诺数下也具有相当大的动能带走凹穴内的流体. 并且凹穴及肋柱能不断地打断通道内流

动边界层和热边界层,使流体不断处于正在发展状态,强化换热效果更明显.

图8是相对肋高为 $e_2/D_h=0.1365$ 时不同相对凹穴高 e_1/D_h 对 Nu 数的影响. 从图7可以看到,其 Nu/Nu_0 的值均大于1,随着雷诺数和相对凹穴高的增大, Nu/Nu_0 的值变化不大. 说明相对凹穴高的变化对传热影响不大.

图9为相对凹穴高 $e_1/D_h=0.375$ 时不同相对肋高对摩擦系数的影响. 图10为相对凹穴高 $e_2/D_h=0.1365$ 时不同相对凹穴高对摩擦系数的影响. 从图9和10可以看到,肋柱对摩擦系数的影响较明显,当相对肋高增大2.9倍时,其摩擦系数增大了3.6倍;而相对凹穴高对摩擦系数的影响并不大.

从前面的分析可知, Re 数、通道的相对肋高及相对凹穴高对 Nu 数和 f 数有明显的影响. 关联(22)和(23)式是由模拟数据拟合的 Nu 数及 f 数的关联式:

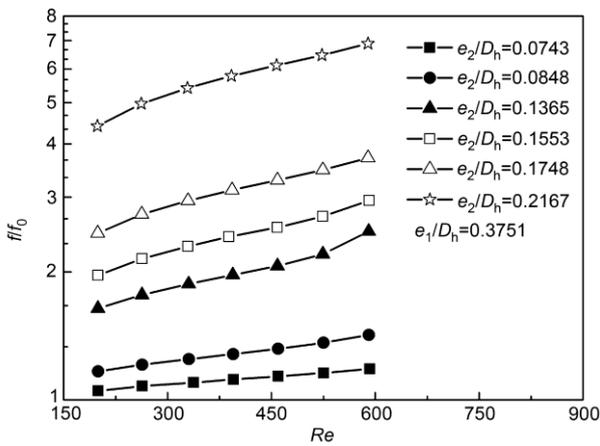


图9 相对肋高对 f 数的影响

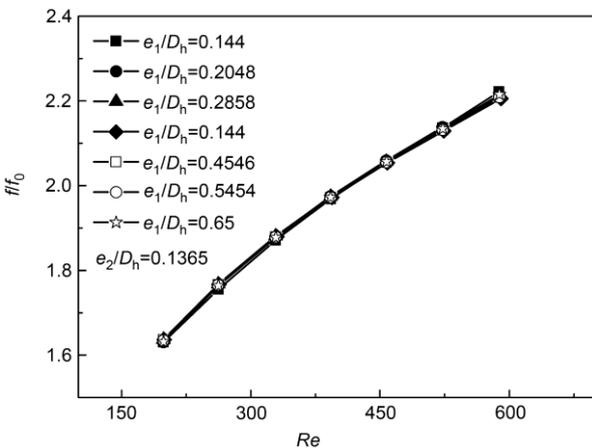


图10 相对凹穴高对 f 数的影响

$$Nu = 0.495Re^{0.6371} \left(\frac{e_1}{D_h}\right)^{-0.0008} \left(\frac{e_2}{D_h}\right)^{0.4166},$$

$$0 < e_1/D_h \leq 0.65,$$

$$0 < e_2/D_h \leq 0.2167,$$

$$f = 90.0033Re^{-0.6629} \left(\frac{e_1}{D_h}\right)^{-0.0006} \left(\frac{e_2}{D_h}\right)^{0.8854},$$

$$0 < e_1/D_h \leq 0.65,$$

$$0 < e_2/D_h \leq 0.0848,$$

$$f = 855.0918Re^{-0.6} \left(\frac{e_1}{D_h}\right)^{-0.0023} \left(\frac{e_2}{D_h}\right)^{2.2078},$$

$$0 < e_1/D_h \leq 0.65,$$

$$0.0848 < e_2/D_h \leq 0.2167.$$

从图9可知,当相对肋高大于0.0848时,其摩擦系数的变化幅度大于相对肋高小于0.0848,因此可把摩擦系数分为两部分来考虑,以减少误差. 图11和12分别是模拟的 Nu 数和 f 数与实验关联式的对比. 从图11和12中可以看到,模拟数据和预测值之间的误差在 $\pm 10\%$,因此该实验关联式在其实验范围内可以很好地预测 Nu 数和 f 数.

5 结论

本文在热力学第二定律的基础上建立了带肋凹穴型微通道的熵产模型,并结合数值模拟方法分析了在层流时不同结构参数对其通道内部流动和传热的影响,得到以下结论.

- 1) 建立变截面微通道熵产模型,并分析在不同

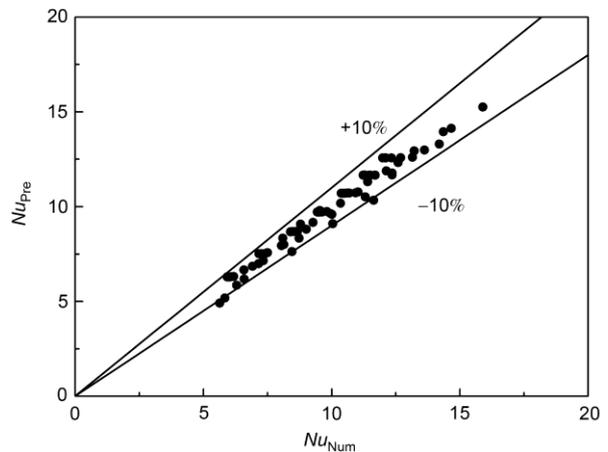
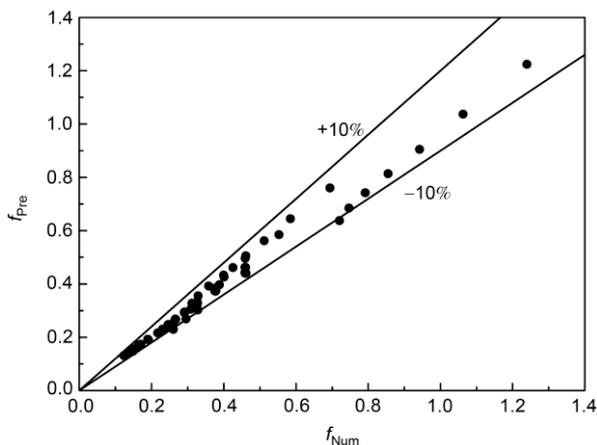


图11 模拟 Nu_{Num} 数与关联式预测值 Nu_{Pre} 对比

图 12 模拟的 f_{Num} 数与关联式预测值 f_{Pre} 对比

相对肋高及不同相对凹穴高下通道内部流体的熵产率大小. 在所研究的雷诺数范围内, 相对肋高的变化对熵产率的影响较大, 而相对凹穴高对熵产率几乎无影响.

2) 分析带肋凹穴型微通道强化传热的机理是由于凹穴和肋柱的共同作用的结果. 凹穴的存在能使冷热流体充分混合, 而肋柱能使流体在较低雷诺数下具有更大的动能, 迅速带走热流体, 而且凹穴和肋柱的周期性存在, 能打断流动边界层和热边界层, 使流体一直处于正在发展状态, 强化传热.

3) 提出带肋凹穴型微通道的 Nu 数和 f 数的层流实验关联式. 其误差值均在 $\pm 10\%$, 因此这些关联式在所研究的实验范围内能很好地预测 Nu 数和 f 数.

参考文献

- 冯辉君, 陈林根, 谢志辉, 等. 基于焓耗散极值原理的轧钢加热炉壁绝热构件优化. 中国科学: 技术科学, 2012, 42: 1377-1387
- Tuckerman D B, Pease R F W. High-performance heat sinking for VLSI. IEEE Electron Device Lett, 1981, 2: 126-129
- Jaurker A R, Saini J S, Gandhi B K. Heat transfer and friction characteristics of rectangular solar air heater duct using rib-grooved artificial roughness. Sol Energy, 2006, 80: 895-907.
- Mesalhy O M, Abdel A S S, El-Sayed M M. Flow and heat transfer over shallow cavities. Int J Thermal Sci, 2010, 49: 514-521
- Chai L, Xia G D, Zhou M Z, et al. Numerical simulation of fluid flow and heat transfer in a microchannel heat sink with offset fan-shaped reentrant cavities in sidewall. Int Commun Heat Mass Transfer, 2011, 38: 577-584
- Bejan A, Tsatsaronis M, Moran M. Thermal design and optimization. New York: Wiley-Interscience Publication, 1996. 463-506
- Haddad O, Abuzaid M, Al-Nimr M. Entropy generation due to laminar incompressible forced convection flow through parallel-plates microchannel. Entropy, 2004, 6: 413-426.
- Ko T H. Numerical investigation on laminar forced convection and entropy generation in a curved rectangular duct with longitudinal ribs mounted on heated wall. Int J Thermal Sci, 2006, 45: 390-404
- 夏国栋, 柴磊, 杨瑞波, 等. 周期性变截面微通道结构参数对流体流动和传热的影响. 化工学报, 2009, 60: 2705-2711
- Wang F, Wang G. Heat transfer augmentation and entropy generation analysis of a helically coiled tube with internal longitudinal fins. Chem Eng Technol, 2011, 34: 1876-1882
- Eiamsa-ard S, Promvong P. Thermal characteristics of turbulent rib-grooved channel flows. Int Commun Heat Mass Transfer, 2009, 36: 705-711
- Hans V S, Saini R P, Saini J S. Heat transfer and friction factor correlations for a solar air heater duct roughened artificially with multiple V-ribs. Sol Energy, 2010, 84: 898-911
- Jaurker A R, Saini J S, Gandhi B K. Heat transfer and friction characteristics of rectangular solar air heater duct using rib-grooved artificial roughness. Sol Energy, 2006, 80: 895-907
- Bejan A. Entropy Generation Through Heat and Fluid Flow. New York: Wiley-Interscience Publication, 1982. 89-190
- Qu W, Mudawar I. Experimental and numerical study of pressure drop and heat transfer in a single-phase micro-channel heat sink. Int J Heat Mass Transfer, 2002, 45: 2549-2565
- Shah R K, London A L. Laminar Flow Forced Convection in Ducts. Supplement 1. New York: Academic Press, 1978. 17-36
- Steinke M E, Kandlikar S G. Single-phase liquid friction factors in microchannels. Int J Thermal Sci, 2006, 45: 1073-1083
- Chai L, Xia G D, Zhou M Z. Effects of structural parameters on fluid flow and heat transfer in a microchannel with aligned fan-shaped reentrant cavities. Int J Thermal Sci, 2011, 50: 411-419