

三角形通道内对称三角翼的脉动传热特性

刘焕玲*, 孙恒, 崔媛媛, 刘平

(西安电子科技大学机电工程学院 西安 710071)

【摘要】该文研究了三角形管道内加入对称三角翼扰流元件在脉动流作用下的对流换热特性,工质是体积分数为1%的Water-SiO₂纳米流体,雷诺数为500~1 600,利用CFD软件进行数值仿真。结果表明,当雷诺数和振幅定时,即当雷诺数为1 500,振幅为0.75时,脉动流作用下存在强化与弱化换热的临界频率约为1 Hz。当临界频率大于1 Hz时,强化换热,反之则会弱化换热。当频率为10 Hz时,换热最大增强了3%;当频率为0.001 Hz时,换热最大弱化了5%。同时利用场协同原理研究了传热机理,结果表明场协同角越小,换热效果越好,并且距离三角翼片下游越近,场协同角越小。当振幅为0.75,频率为10 Hz,雷诺数为1 500时在一个周期内的平均场协同角最小,换热效果最好。

关键词 三角翼; 场协同; 强化传热; 层流; 脉动流

中图分类号 TK124

文献标志码 A

doi:10.3969/j.issn.1001-0548.2019.04.023

Heat Transfer Enhancement of Pulsating Flow in Triangular Ducts Fitted with Symmetrical Delta Wings

LIU Huan-ling*, SUN Heng, CUI Yuan-yuan, and LIU Ping

(School of Mechano-Electronic Engineering, Xidian University Xi'an 710071)

Abstract The heat transfer in the triangular ducts fitted with symmetric delta wings disturbance flow components is studied in pulsating flow using CFD software. The refrigerant is Water-SiO₂ nanofluid. The range of Reynolds number is 500~1 600. The results show that when the Reynolds number is 1 500 and amplitude is 0.75, there exists a critical frequency which is the flex spot between enhanced and weakened heat transfer with the pulsating conditions. The critical frequency is about 1 Hz. When the frequency is higher than 1 Hz, heat transfer is enhanced. However, when the frequency is lower than 1 Hz, which the heat transfer weakend. When the frequency is 10 Hz, the maximum heat transfer enhancement is 4%.When the frequency is 0.001 Hz, the maximum weakening of the heat transfer is 3%. The heat transfer mechanism is studied by using the field synergy principle. The smaller the field synergy angle is, the better the heat transfer effect is. The closer the distance from the delta wing is, the smaller the field synergy angle is. It can be observed that the average field synergy angle for Re=1 500, $A_u=0.75$ and $f=10$ is the smallest, and the enhanced heat transfer is the best.

Key words delta wing; field synergy; heat transfer enhancement; laminar flow; pulsating flow

脉动流强化传热技术已经成为国内外的重要研究方向,科学家们逐渐认识到脉动流可能会强化对流换热,因而对脉动流传热开展了大量研究。

文献[1-4]通过数值研究表明,脉动流能够强化传热。文献[1]研究了光滑圆管和带有环形肋片的圆管中的脉动流传热特性,结果表明在光滑圆管内脉动流并不能强化传热,而在带有环形肋片的圆管中则能显著强化对流换热。文献[2]研究了带有凸块的通道内脉动流对传热的影响,结果表明脉动流强化了流体和凸块间的传热。文献[3]研究了带三角翼的矩形通道内脉动流对传热的影响,结果表明在振幅

和频率的作用下,脉动流增强了换热。文献[4]研究了纵向涡发生器作用下脉动流流体换热特性,结果表明在脉动流的影响下纵向涡发生器的传热能力得到强化。

文献[5-6]通过对脉动流下的流体速度进行理论分析,得出脉动流是弱化换热的结论。文献[5]对脉动流作用下的实际速度分布进行了理论分析,认为在脉动流中,管道内存在回流,这会使热量通过热扩散由出口传递到入口,从而弱化换热。文献[6]对在流体充分发展、定热流条件下的脉动流问题进行了理论推导,结果表明脉动流总是弱化传热,脉动

收稿日期: 2018-01-16; 修回日期: 2018-08-13

基金项目: 中央高校基本科研业务费(7214418102)

作者简介: 刘焕玲(1976-),女,博士,副教授,主要从事对流换热及强化换热方面的研究。E-mail: hlliu@xidian.edu.cn

流传热与稳态流动传热相比, 弱化程度小于1%。

文献[7-8]分别通过数值研究和理论分析提出脉动流在一定条件下是既不强化传热也不弱化传热。文献[7]研究了管内层流条件下的脉动流对传热的影响, 结果表明在定壁温、无回流的条件下, 当频率为0~20 Hz时, 脉动流对换热不起作用。文献[8]通过数值模拟了定热流和定壁温边界的圆管中的脉动流传热特性, 结果表明在光滑圆管内脉动流既不能强化传热, 也不能弱化换热。

文献[9-11]通过理论分析和数值仿真研究表明脉动流在一定条件下既能强化换热也能弱化换热。文献[9]对管道内的脉动流问题进行了理论分析, 结果表明当频率在5~25 Hz时, 脉动流能够强化换热, 并且当频率约等于15 Hz时, 强化效果最好; 当频率超出该范围时, 脉动流将弱化换热。文献[10]数值模拟了脉动流在圆管内的换热情况, 结果表明脉动流会强化或弱化换热效果。文献[11]通过数值仿真分析了波纹管内层流的脉动传热特性, 研究表明脉动流既能强化传热也能弱化传热。

文献[12]应用场协同理论分析了流场特性和传热之间的关系, 结果表明有序漩涡对场协同的改善是提高换热的主要原因。

文献[13]主要是对带有三角翼扰流器的三角形通道进行稳态换热研究, 但尚缺乏激励速度对强化换热的影响。因此, 为进一步提高换热效果, 需研究激励速度对三角形通道内三角翼纵向涡发生器的强化特性。本文主要工作是探讨在瞬态激励速度情况下, 研究频率、振幅、雷诺数对传热的影响, 给出强化传热的临界频率, 并通过场协同原理分析其传热机理。

1 模型

1.1 问题陈述

本文采用的几何参数和文献[13]相同, 但是入口速度为正旋激励函数, 研究带有对称三角翼扰流元件的三角形通道内纳米流体的强迫对流换热。其物理模型的简要描述如图1。纳米流体的物性参数见表1。上面两个壁面使用定热流加热, 三角形通道的截面积 $S = 4.33 \times 10^{-5} \text{ m}^2$, 长 $L = 145 \text{ mm}$, 宽 $W = 10 \text{ mm}$, 高 $H = 8.66 \text{ mm}$, 三角翼间距 $\Delta m = 1 \text{ mm}$, 三角翼的长 $l = 4 \text{ mm}$, 高 $h = 1.73 \text{ mm}$, 三角翼到入口处的距离 $s = 17.31 \text{ mm}$, 三角翼的倾斜角 $a = 15^\circ$, $q = 11.275 \text{ kW/m}^2$ 。

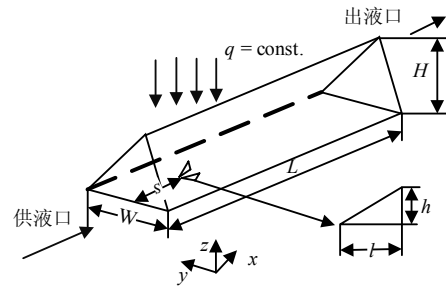


图1 三角形通道模型示意图

表1 温度为297 K时, 纳米流体的物性参数

| 物性参数 | (体积分数为1%)Water-SiO ₂ |
|--|---------------------------------|
| 密度 $\rho/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ | 1 007.023 |
| 动力粘度 $\mu/\text{Ns}\cdot\text{m}^{-2}$ | 9.5×10^{-4} |
| 导热系数 $k/\text{W}\cdot(\text{m}\cdot\text{K})^{-1}$ | 0.625 |
| 比热容 $C_p/\text{J}\cdot(\text{kg}\cdot\text{K})^{-1}$ | 4 105.1 |

1.2 控制方程和边界条件

对于三维不可压缩的层流瞬态问题, 其控制方程表达式如下。

连续性方程:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

动量守恒方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = \\ -\frac{1}{\rho_{\text{nf}}} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu_{\text{nf}} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = \\ -\frac{1}{\rho_{\text{nf}}} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu_{\text{nf}} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = \\ -\frac{1}{\rho_{\text{nf}}} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu_{\text{nf}} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

能量守恒方程:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha_{\text{nf}} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (5)$$

式中, u 、 v 、 w 、 T 和 p 分别是 x 、 y 、 z 方向的速度分量、温度和压力; ρ_{nf} 、 ν_{nf} 和 α_{nf} 分别是流体的密度、运动粘度和热扩散系数。能量方程中忽略粘度耗散。

入口速度呈正弦周期性变化, 入口温度恒定不变, 出口速度和温度假定为充分发展且速度梯度和温度梯度都为0。其边界条件如下:

1) 入口边界方程:

$$u = u_0 \left(1 + A_u \sin \left(\frac{2\pi}{T_u} t \right) \right) \quad v = w = 0, \quad T_0 = 297 \text{ K}$$

式中, u_0 是入口速度; A_u 和 T_u 分别是振幅和周期; T_0 是流体的入口温度。

2) 出口边界条件:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial w}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0$$

3) 壁面边界条件:

$$w = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0$$

1.3 数值方法

使用UG 9.0进行三维建模, 然后使用ICEM进行网格划分, 计算域被分为两部分, 包含三角翼片的部分使用非结构网格, 其他部分使用结构化网格。为了计算的准确性, 将包含三角翼的部分进行加密处理, 然后合并网格, 网格模型如图2所示。在三维模型中瞬态情况下使用有限体积法处理N-S方程, 动量、能量方程的对流离散格式选用二阶迎风格式, 用SIMPLE算法求解压力速度耦合。连续方程、动量方程和能量方程的收敛残差分别设置为 10^{-5} 、 10^{-5} 和 10^{-6} 。

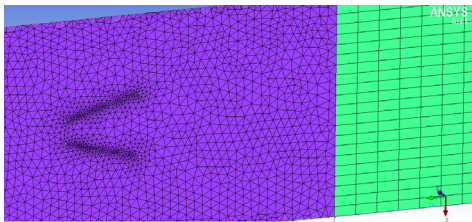


图2 三角形通道网格分布

1.4 参数定义

努塞尔数定义为:

$$Nu_{x,t} = \frac{h_{x,t} D_H}{k} = \frac{q_{x,t} D_H}{(T_w - T_m) k} \quad (6)$$

式中, $h_{x,t}$ 表示换热系数。

空间平均努塞尔数是通过对上壁面的平均努塞尔数积分得到:

$$Nu_t = \frac{1}{L} \int_0^L Nu_{x,t} dx \quad (7)$$

时间-空间平均努塞尔数是在一个周期 T 内通过对上壁面的空间平均努塞尔数积分得到:

$$Nu_{avg} = \frac{1}{T} \int_0^T Nu_t dt \quad (8)$$

通道内流体流动的摩擦阻力系数 λ 定义为:

$$\lambda = \frac{2\Delta p D_H}{\rho u_0^2 L} \quad (9)$$

式中, Δp 是流体进出口压降; L 为管道的总长。

为分析流体脉动相比于稳态时的换热效果, 定义换热效果强化比为:

$$E(Nu) = \left(\frac{Nu}{Nu_0} - 1 \right) \times 100\% \quad (10)$$

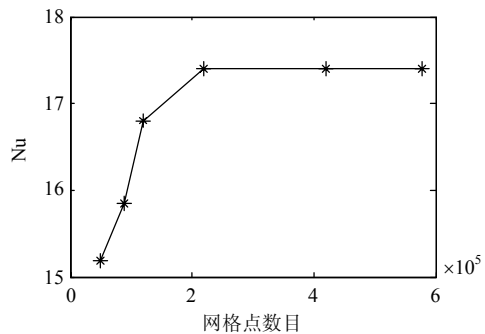
式中, Nu 和 Nu_0 分别为有脉动和稳态时的平均努塞尔数。

2 仿真结果及讨论

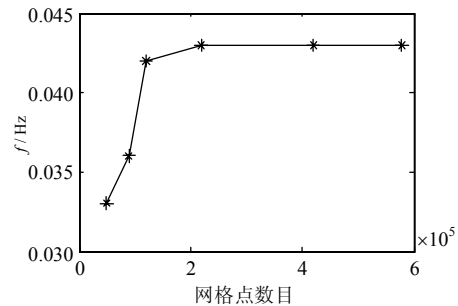
2.1 网格和时间步长独立性验证

为了验证数值仿真结果的正确性以及网格密度对计算结果的影响, 本文进行了网格独立性验证、模型验证和时间步长独立性验证。

2.1.1 网格独立性验证



a. 不同网格下的Nu的变化



b. 不同网格下的摩擦因子的变化

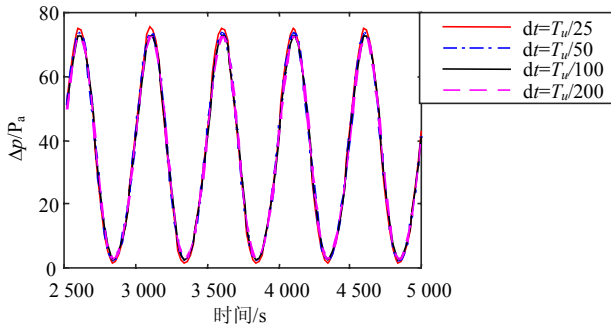
图3 网格独立性验证

分别选取了6组不同的网格数50 000、90 000、120 000、220 000、420 000和580 000。当雷诺数为1 500时, 不同网格数下的平均努塞尔数如图3所示。由图中可看出, 随着网格数的增加, 平均努塞尔数逐渐增加, 当网格数达到220 000后, 网格数的增加将不再影响平均努塞尔数。为了保证求解精度并且节省求解资源, 本文选择的网格数量为220 000。

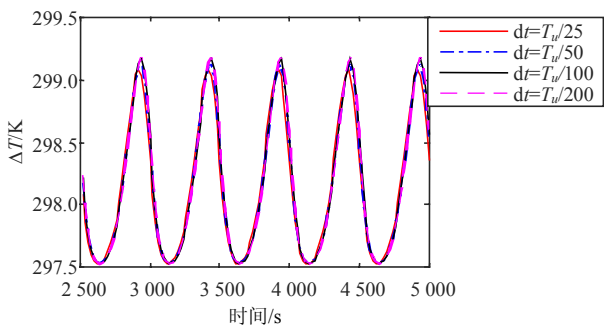
2.1.2 时间步长独立性验证

在瞬态研究中通常需要考虑时间步长一致性问题。对于脉动流体的求解, 如果时间步长太小, 则计算时间太长, 如果时间步长太大, 则求解结果可能无意义。因此, 选取4种不同的时间步长, 分别是

$T_w/25$ 、 $T_w/50$ 、 $T_w/100$ 和 $T_w/200$ 。4种不同时间步长下的温降 ΔT 和压降 Δp 如图4所示。随着时间步长的增加，压降振幅逐渐减小，温降振幅逐渐增大。当时间步长为 $T_w/100$ 时，随着步长的增加，其压降和温降的振幅与此时基本趋于重合。为了节省求解时间并且保证求解精度，本文选择的时间步长为 $T_w/100$ ，仿真需要30~50个周期才能达到收敛。



a. Δp 独立于时间步长

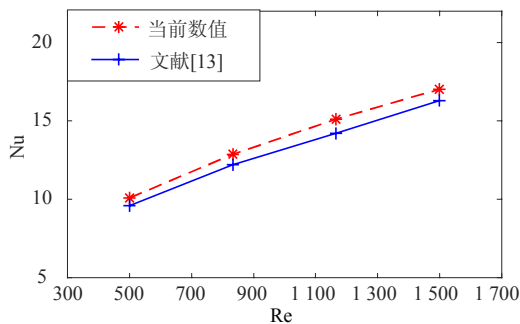


b. ΔT 独立于时间步长

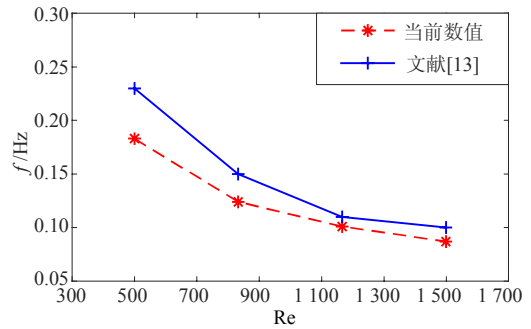
图4 压降和温降时时间步长一致性验证

2.2 模型验证

为了验证计算模型和数值方法，本文利用和文献[13]相同的模型，并使用相同的纳米流体作为工作流体，与文献中的实验进行对比验证，验证结果如图5， Nu 的计算误差最大为9.6%， f 的最大误差为19%， f 的最小误差为8%， Nu 和 f 的趋势和文献中大体一致，因此本文的仿真结果和文献[13]的基本一致。



a. 数值仿真的 Nu 与文献实验的结果比较

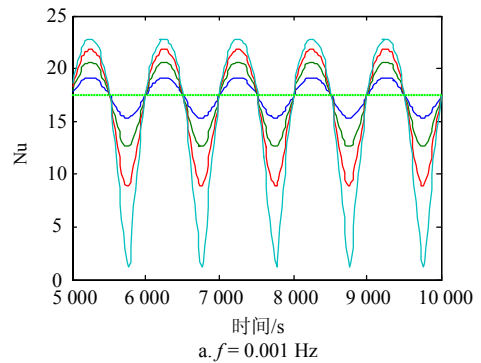


b. 计算的摩擦因子 f 与文献实验的结果比较

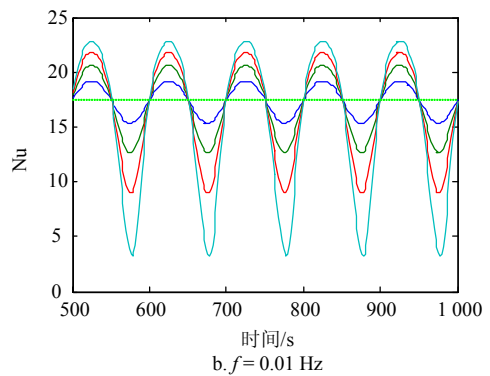
图5 计算结果与文献[13]的结果比较

2.3 结果分析

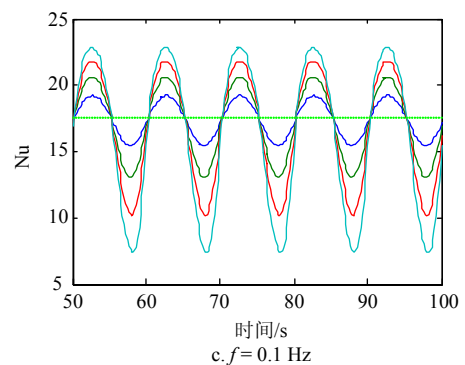
雷诺数 Re 的取值是1500，脉动振幅 A_u 的取值范围为0~1，分别为0.25(蓝色线)、0.5(绿色)、0.75(红色线)和1(淡蓝色)；脉动频率 f 的取值范围为0~10 Hz，分别为0.001、0.01、0.1、1和10；横线代表稳态努塞尔数值。



a. $f = 0.001$ Hz



b. $f = 0.01$ Hz



c. $f = 0.1$ Hz

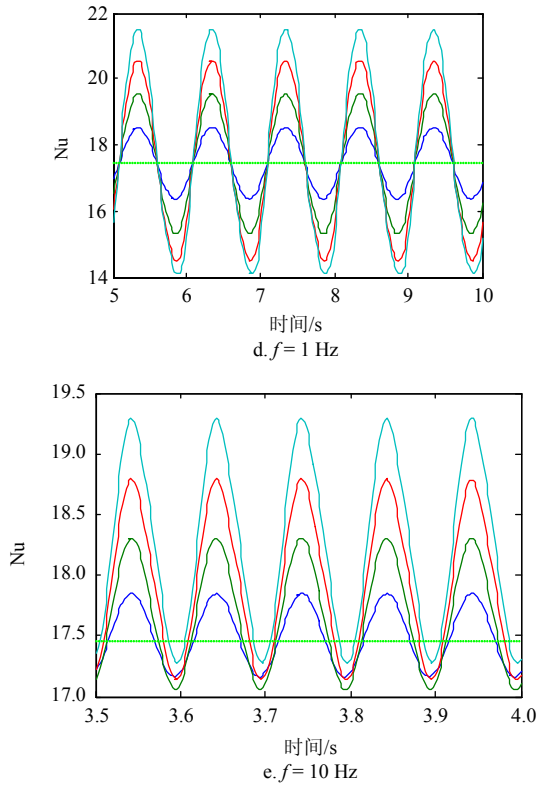


图6 不同频率下平均努塞尔数Nu的瞬态与稳态的对比图

为了观察频率对平均努塞尔数的影响, 本文首先研究了当 $Re=1\ 500$ 时, 不同频率作用下平均努塞尔数的变化情况, 以及与稳态情况下平均努塞尔数的对比, 得到的分析结果如图6所示。

从图6a中可以看出, 当 $Re = 1\ 500, f = 0.001\ Hz$ 时, 在一个脉动周期里, 瞬态下的平均努塞尔数随着振幅的增加而波动更大, 以稳态情况为中线来看, 瞬态努塞尔数的值低于稳态努塞尔数值的部分明显多于瞬态努塞尔数的值高于稳态努塞尔数值的部分, 由此可见该情况下的换热是减弱的。对比5个图形, 可以看出随着频率的增加, 瞬态下的平均努塞尔数大于稳态平均努塞尔数的情况逐渐增多, 因此随着频率的增加, 脉动流起到强化换热的作用。这是因为随着脉动频率的增加, 脉动流对壁面的扰动增强, 加快了壁面与流体的热交换, 进而起到强化换热的作用。

图7为换热强化比 $E(Nu)$ 随频率的变化曲线。图7表明 $E(Nu)$ 是随着频率的增大而逐渐增大。在 $0 \sim 1\ Hz$ 的范围内, 频率对 $E(Nu)$ 的影响十分明显, 在 $1 \sim 10\ Hz$ 的范围内, 随着频率的增大, 频率对 $E(Nu)$ 的影响越来越小。值得注意的是, 在 $0 \sim 1\ Hz$ 的范围内, $E(Nu) < 0$, 此时换热将削弱, 换热削弱最大达到了5%; 在 $1 \sim 10\ Hz$ 范围内, $E(Nu) > 0$, 当频率达到 $10\ Hz$, 换热增强达到最大, 最大强化换热幅度为3%。

可能是因为当频率较低时, 由于回流作用的影响, 流体不会把热量从入口带到出口, 而是把热量从出口带到入口, 导致流体无法及时将壁面的热量散出去, 进而起到弱化换热的作用; 当频率大于 $1\ Hz$ 时, 扰动开始起主导作用, 从而使流体和壁面的热交换更加频繁, 增强换热。

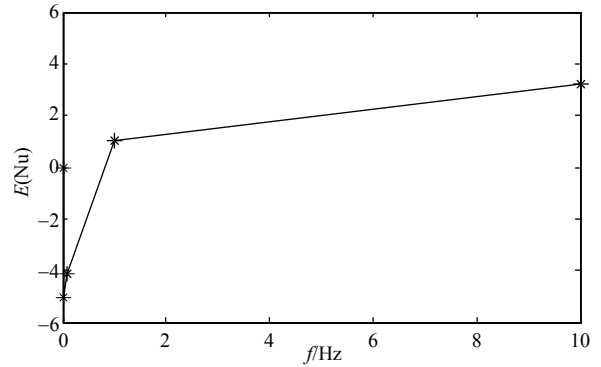


图7 $E(Nu)$ 随频率变化的曲线图

为了研究三角翼在脉动流状态下所产生的扰流影响, 本文分析了当 $Re=1\ 500, A_w=0.75, f=10\ Hz$ 时在三角翼下游 $1\ mm$ 位置处的速度流线图在一个周期内的分布情况, 如图8所示。

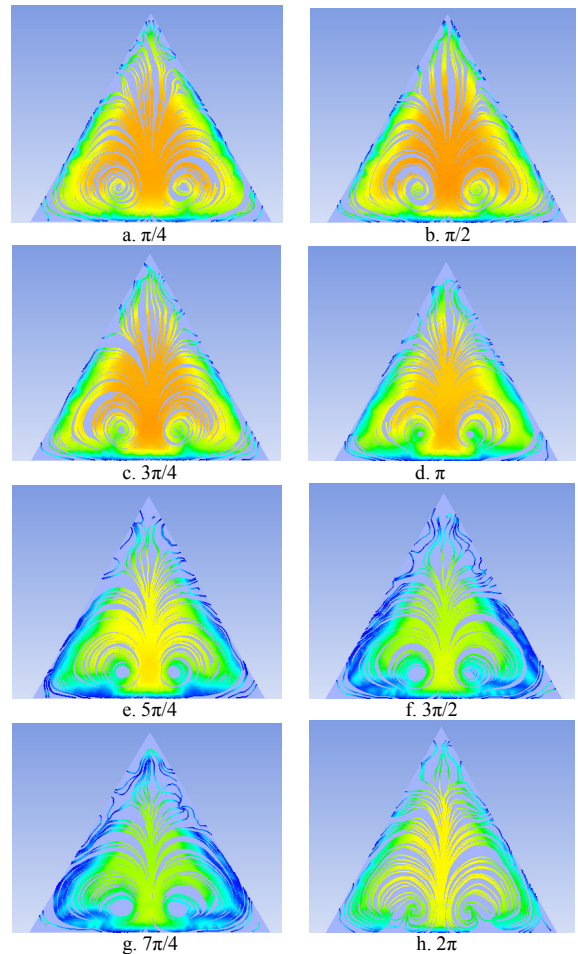


图8 三角翼下游的速度矢量变化曲线图

由图8可以看到,当速度进行周期性变化时,在速度沿着正弦曲线增加时,入口速度增大,三角翼下游的速度也明显增加,并且产生的扰动更加剧烈,在三角翼下游处产生漩涡,同时增强了壁面的冲刷作用,从而换热效果得到增强。由图中看到,在 $0 \sim \pi$ 这个阶段,随着速度的增加,漩涡增大,扰动增强;在 $\pi/2$ 时,速度达到最大值,扰动也最剧烈。在 $0 \sim 2\pi$ 这个阶段,由于入口速度减小,并且小于管内流体流速,管内流体出现回流现象,导致三角翼后方速度减小,对壁面的冲刷和扰动都随之减小,从而换热效果减弱。

图9为换热强化比 $E(\text{Nu})$ 随振幅变化的曲线图。

由图可知,当 $f < 1 \text{ Hz}$, $E(\text{Nu})$ 随着振幅 A_u 的增加而呈现下降趋势,频率越小,随着振幅的增大,弱化效果越显著,当频率 $f = 0.001 \text{ Hz}$ 时,换热弱化最大达到了12%;当 $f > 1 \text{ Hz}$ 时, $E(\text{Nu})$ 随着振幅 A_u 的增加而呈现上升趋势,频率越大,强化换热效果越明显,当 $f = 10 \text{ Hz}$ 时,换热强化幅度最大达到了约3%。当频率较小时,增加振幅会起到反作用,导致换热减弱,而当频率较大时,增加振幅则会加强扰动效果,进而增强换热。这是因为当 $f < 1 \text{ Hz}$ 时,脉动流是弱化换热的,随着振幅的增加,弱化的程度增加。而当频率较大时,脉动流是强化换热的,随着振幅的增加,增强换热的效果也增加。

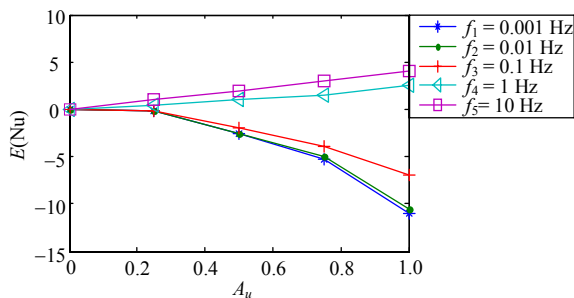


图9 $E(\text{Nu})$ 随振幅变化的曲线图

图10为振幅 $A_u = 0.75$ 时,不同频率下,换热强化比 $E(\text{Nu})$ 随雷诺数的变化曲线图,由图可知,当 $f < 1 \text{ Hz}$ 时, $E(\text{Nu}) < 0$,并且随着雷诺数的增大而逐渐减小,即随着雷诺数的增大,弱化效果越明显。值得注意的是 $f = 0.01 \text{ Hz}$ 与 $f = 0.001 \text{ Hz}$ 时的 $E(\text{Nu})$ 曲线几乎重合,在雷诺数 $\text{Re} = 1500$ 时,达到了最大弱化值,约为5%。当 $f > 1 \text{ Hz}$ 时, $E(\text{Nu}) > 0$,并且随着雷诺数的增大而逐渐增大,即雷诺数的增大,换热强化效果越明显。在雷诺数 $\text{Re} = 1500$ 时,达到了最大

强化值,约为4%。由于当频率较小时,脉动流是弱化换热的,随着雷诺数的增加,弱化程度更加突出;当频率较大时,脉动流是强化换热的,随着雷诺数的增加,强化效果更加明显。

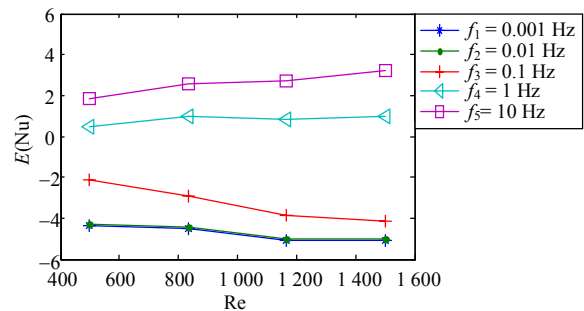


图10 $E(\text{Nu})$ 随雷诺数变化的曲线图

为了进一步研究对流传热的机理,文献[14-15]提出了可以通过场协同原理来分析对流换热情况。文献[14]从能量方程出发对流体在边界层的流动作了相关分析,证明了换热强化的最有效方法就是减小速度和温度梯度间的夹角。文献[15]在速度和温度梯度协同良好的基础上,从动能方程出发,分析了速度场和压力场的协同性,得到了速度与压力梯度之间的夹角越大,压力场与速度场的协同性越好,流体流动产生的压力损失越小的结论。

场协同方程定义如下:

$$\mathbf{U} \cdot \nabla T = |\mathbf{U}| |\nabla T| |\cos \theta| \quad (11)$$

速度与温度梯度的局部夹角 θ 称为协同角,若 \mathbf{U} 与 ∇T 之间的夹角 θ 的绝对值越小,速度矢量和温度梯度的协同性就越好, $\mathbf{U} \cdot \nabla T$ 越大, Nu 也越大,这样流体与壁面之间的换热就越强烈。这种表示方法的机理是:质量流的方向和热流的方向越一致,流体所传输的热量就越多^[16]。

为了进一步研究脉动流在场协同作用下的换热机理,本文分析了在 $\text{Re} = 1500$ 下不同周期和振幅组合的6种情况下,三角翼片后不同位置在一个脉动周期内的局部场协同角。不同的情况见表2,本文研究了三角翼片后方5、10、20和40 mm处的场协同角,如图11所示。

表2 $\text{Re} = 1500$ 时不同振幅和周期组合的情况

| 频率/Hz | 振幅 | |
|-------|------|------|
| | 0.25 | 0.75 |
| 10 | 情况1 | 情况2 |
| 5 | 情况3 | 情况4 |
| 1 | 情况5 | 情况6 |

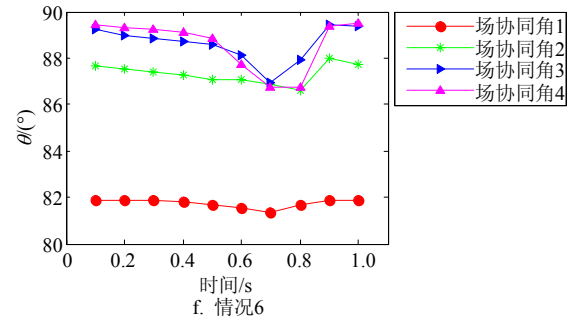
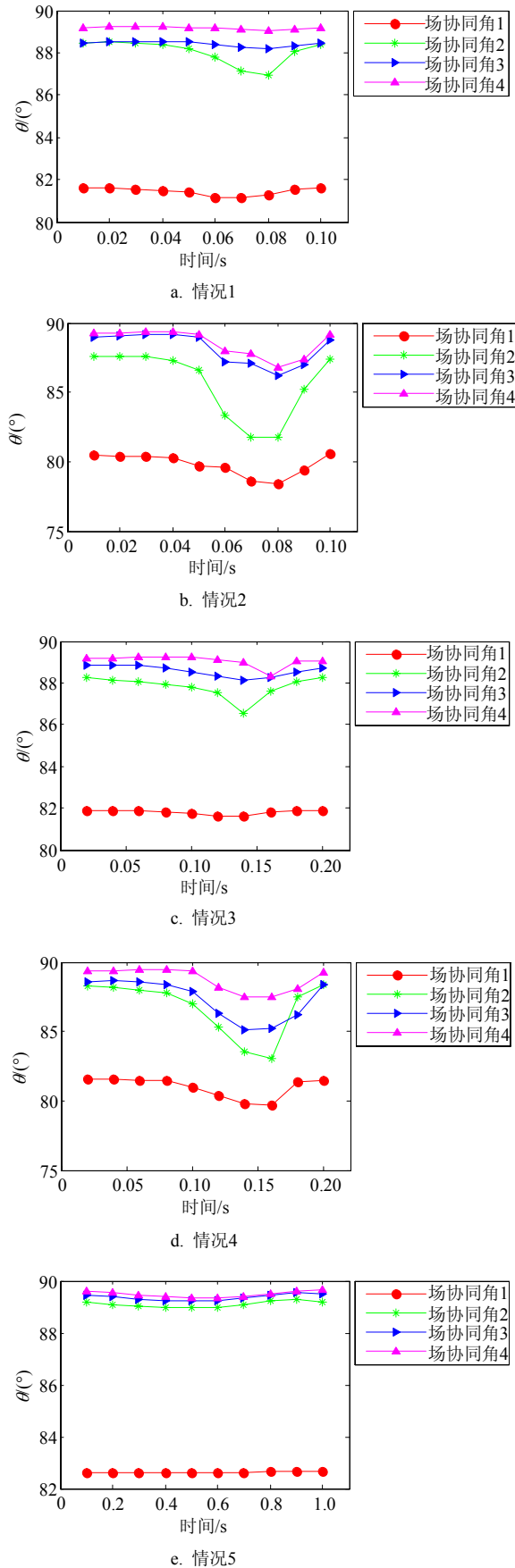


图11 一个周期内三角翼后方不同位置处场协同角的变化

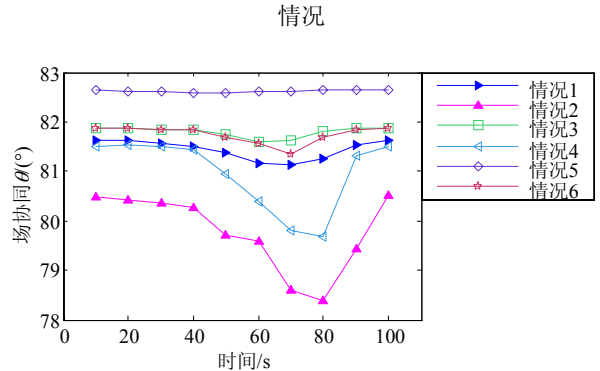


图12 一个周期内场协同角在不同情况下的变化曲线

对比图6、图11和图12,发现换热表现和场协同角的变化趋势是一致的,场协同角越小,换热表现越好。这和场协同原理吻合,也就是说,通过在管道内加入三角翼扰流片,产生漩涡现象,强化了流体对壁面的冲刷作用,使壁面边界层变薄,并且在脉动流的作用下,使得速度和温度梯度的夹角减小,从而增强了换热。图11表明距离三角翼片越近,场协同角越小,换热效果越好。图12对比了三角翼下游5 mm处不同情况下的场协同角。从图中可以看到,其中情况2的场协同角最小,其换热效果也最好,这和前面得出的结论完全吻合。

3 结束语

本文通过对比瞬态情况下不同雷诺数、频率和振幅的努塞尔数相对于稳态情况下的换热特性,主要得到以下结论:

1) 当频率小于1 Hz时,脉动流是弱化传热的;当频率大于1 Hz时,脉动流是强化传热的。1 Hz为临界频率。当频率为临界值时,脉动流既不能增强传热也不能弱化传热。

2) 当 $A_u = 1$ 、 $f = 0.001$ Hz和雷诺数 $Re = 1500$ 时,弱化换热达到12%;当频率达到10 Hz时,换热增强达到最大,强化换热达到3%。

3) 当频率小于1 Hz时,增加雷诺数和振幅,只能增加弱化换热强度,当频率大于1 Hz时,增加雷

雷诺数和振幅则会强化换热；当频率等于1 Hz时，增加雷诺数和振幅则对换热不起作用。

4) 当频率小于1 Hz时，弱化换热的原因是回流，这是因为流体把热量从出口带到入口。

5) 场协同角越小，换热效果越好；距离三角翼扰流片越近，场协同角越小；情况2的场协同角最小，最小场协同角为78.17°。

参 考 文 献

- [1] 俞接成, 李志信. 环形内肋片圆管层流脉冲流动强化对流换热数值分析[J]. 清华大学学报(自然科学版), 2005, 45(8): 1091-1094.
YU Jie-cheng, LI Zhi-xin. Numerical analysis of the enhanced convection heat transfer in an annular finned tube with laminar pulsating flow[J]. Journal of Tsinghua University (Science and Technology), 2005, 45(8): 1091-1094.
- [2] 何雅玲, 杨卫卫, 赵春风, 等. 脉动流动强化换热的数值研究[J]. 工程热物理学报, 2005, 26(3): 495-497.
HE Ya-ling, YANG Wei-wei, ZHAO Chun-feng, et al. Numerical study of enhancing heat transfer by pulsating flow[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2005, 26(3): 495-497.
- [3] WANG Y, He Y L. Numerical analysis of flow resistance and heat transfer in a channel with delta winglets under laminar pulsating flow[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2015, 82: 51-65.
- [4] 唐凌虹, 袁淑霞, 谭思超, 等. 纵向涡发生器作用下矩形通道内脉动流流动换热性能研究[J]. 工业加热, 2015, 44(6): 11-15.
TANG Ling-hong, YUAN Shu-xia, TAN Si-chao, et al. Study on flow and heat transfer characteristics of pulsating flow in rectangular channel with longitudinal vortex generator[J]. Industrial Heating, 2015, 44(6): 11-15.
- [5] SIEGEL R. Influence of oscillation-induced diffusion on heat transfer in a uniformly heated channel[J]. Heat Transfer, 1987, 109(1): 244-247.
- [6] HEMIDA H N, SABRY M N, ABDEL-RAHIM A, et al. Theoretical analysis of heat transfer in laminar pulsating flow[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2002, 45(8): 1767-1780.
- [7] CHATTOPADHYAY H, DURST F, RAY S. Analysis of heat transfer in simultaneously developing pulsating laminar flow in a pipe with constant wall temperature[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2006, 33(4): 475-481.
- [8] 俞接成, 李志信. 圆管层流脉冲流动对流换热数值分析[J]. 工程热物理学报, 2005, 26(2): 319-321.
YU Jie-cheng, LI Zhi-xin. Numerical analysis on convection heat transfer of pulsating flow in a circular tube[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2005, 26(2): 319-321.
- [9] MOSCHANDREOU T, ZAMIR M. Heat transfer in a tube with pulsating flow and constant heat flux[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1997, 40(40): 2461-2466.
- [10] 胡玉生, 曾丹苓, 李友荣, 等. 恒壁温下管内流体脉动流动对流换热的数值模拟[J]. 工业加热, 2006, 35(1): 3-6.
HU Yu-sheng, ZENG Dan-ling, LI You-rong, et al. A numerical simulation on the influence of pulsating flow on convective heat transfer at constant wall temperature[J]. Industrial Heating, 2006, 35(1): 3-6.
- [11] 喻九阳, 聂思皓, 郑小涛, 等. 波纹管内层流脉动传热和阻力特性的数值研究[J]. 武汉工程大学学报, 2013, 35(2): 60-64.
YU Jiu-yang, NIE Si-hao, ZHENG Xiao-tao, et al. Numerical analysis on heat transfer characteristic and pressure drop of pulsating flow in corrugated tube[J]. Journal of Wuhan Institute of Technology, 2013, 35(2): 60-64.
- [12] 黄其, 王勋廷, 杨志超, 等. 有序涡旋对三角槽道脉动流强化传热的影响[J]. 化工学报, 2016, 67(9): 3616-3624.
HUANG Qi, WANG Xun-ting, YANG Zhi-chao, et al. Influence of vortex on heat transfer enhancement in triangular grooved channel by pulsating flow[J]. Ciesc Journal, 2016, 67(9): 3616-3624.
- [13] AHMED H E, AHMED M I, YUSOFF M Z. Heat transfer enhancement in a triangular duct using compound nanofluids and turbulators[J]. Applied Thermal Engineering, 2015, 91: 191-201.
- [14] 陶文铨, 何雅玲. 场协同原理在强化换热与脉管制冷机性能改进中的应用(上)[J]. 西安交通大学学报, 2002, 36(11): 1101-1102.
TAO Wen-quan, HE Ya-ling. Field synergy principle and its applications in enhancing convective heat transfer and improving performance of pulse tube refrigerator(1)[J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2002, 36(11): 1101-1102.
- [15] 何雅玲, 雷勇刚, 田丽亭, 等. 高效低阻强化换热技术的三场协同性探讨[J]. 工程热物理学报, 2009, 30(11): 1904-1906.
HE Ya-ling, LEI Yong-gang, TIAN Li-ting, et al. An analysis of three-field synergy on heat transfer augmentation with low penalty of pressure drop[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2009, 30(11): 1904-1906.
- [16] 刘伟, 刘志纯, 过增元. 对流换热层流流场的物理量协同与传热强化分析[J]. 科学通报, 2009, 54(12): 1779-1785.
LIU Wei, LIU Zhi-chun, GUO Zeng-yuan. Physical quantity synergy in laminar flow field of convective heat transfer and analysis of heat transfer enhancement[J]. Chinese Science Bulletin, 2009, 54(12): 1779-1785.

编辑 刘飞阳