科学通报 2009 年 第 54 卷 第 12 期: 1779 ~ 1785
论 文 www.scichina.com csb.scichina.com
《中国科学》杂志社
SCIENCE IN CHINA PRESS

对流换热层流流场的物理量协同与传热强化分析

刘伟[①], 刘志春[①], 过增元[②]

① 华中科技大学能源与动力工程学院, 武汉 430074;
② 清华大学航天航空学院, 北京 100084
E-mail: w_liu@hust.edu.cn

2008-10-27 收稿, 2009-02-26 接受
国家重点基础研究发展计划(编号: 2007CB206903)和国家自然科学基金(批准号: 50721005)资助项目

摘要 在传热强化场协同原理的基础上, 从流体与壁面之间层流对流换热的物理机理出发, 提出了对流换热层流流场质点物理量的协同原理, 揭示了质点物理量的协同规律以及与传热强化之间的关系, 得出了反映质点物理量协同程度的数学式, 描述了协同角α, β, γ, ϕ, θ和ψ之间的关联性, 解释了换热强化和流体减阻的物理本质, 并通过数值计算验证了具有一般性的质点物理量协同原理, 对传热单元及换热器的设计和优化具有一定的指导意义.

关键词
物理量协同
传热强化
层流
对流换热
数值验证

换热器在电力、石化、钢铁、冶金、制冷、低温等行业中得到广泛的应用, 而增强对流换热, 减小流动阻力, 是提高换热器综合性能的有效途径. 为了改善换热器性能, 国内外研究者在强化传热方面做了大量的工作. 目前, 经常采用的强化传热方法主要有减薄边界层厚度、增加壁面的换热面积以及加强壁面附近流体的扰动等[1,2]. 与之相应的强化传热管有: 螺旋槽纹管、横槽纹管、纵槽管、纵向涡强化管、内翅片管、低螺纹翅片管等. 此外, 扭带、绕花丝、螺旋线圈等内插物也是应用较广的管内强化传热技术.

半个世纪以来, 强化传热技术有了快速发展, 强化传热理论也相应得到完善. Guo等人[3]从能量方程出发, 重新审视了对流换热的物理机制, 提出了传热强化的场协同原理, 他认为, 流体对流换热的性能取决于其速度场与热流场的协同, 在相同的速度和温度边界条件下, 它们的协同程度越好, 则换热强度就越高. 由于场协同原理确定了流体速度和热流方向的协同与换热强化之间的关系, 使得换热器的设计在增强换热方面有了一个统一的标准. 文献[4]提出了速度与速度梯度协同的概念, 并讨论了其协同程度对流体减阻的作用. 文献[5~22]的数值和实验验证说明: 场协同原理对强化传热表面和单元的设计具有一定的指导意义.

由于在单相对流换热的流场中, 既存在温度、速度和压力这样连续可微的基本物理量, 也存在这些物理量的导数, 如温度梯度、速度梯度和压力梯度, 而且, 在对流换热流场中, 这些物理量的大小和方向决定着传热与流动过程的强弱程度和功耗大小, 因此, 有必要寻求更多物理量之间的协同规律以及它们与传热强化的关系.

1 非等温流场质点物理量的协同原理

在流体与固体壁面换热的受迫对流问题中, 为了有效地散出固体壁面的热量(或流体的热量为固体壁面所散走), 流体运动存在一个主流方向, 如管流或管束流的轴线方向. 对于速度矢量, 流体主流方向上的速度分量在传热强化中占支配地位, 而在其他方向, 流体的速度分量相对较小. 当来流速度一定时, 若流体主流流动增强, 则流动阻力随之减小.

1.1 速度与温度梯度的协同

选取一个高度为 H, 长度为 L 的二维平行通道, 通道上下壁面的温度相等并高于流体温度, 壁面热

引用格式: 刘伟, 刘志春, 过增元. 对流换热层流流场的物理量协同与传热强化分析. 科学通报, 2009, 54: 1779~1785
Liu W, Liu Z C, Guo Z Y. Physical quantity synergy in laminar flow field of convective heat transfer and analysis of heat transfer enhancement. Chinese Sci Bull, 2009, 54, doi: 10.1007/s11434-009-0223-2

流通过层流换热的方式传进流体并被带走. 若按对称性取 $h=H/2$ 通道来分析, 其边界层能量守恒方程为

$$\rho c_p\left(u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}\right)=\frac{\partial}{\partial y}\left(k\frac{\partial T}{\partial y}\right). \tag{1}$$

在边界层内沿 y 方向对方程(1)积分:

$$\int_0^{\delta_t}\rho c_p\left(\boldsymbol{U}\cdot\nabla T\right)\mathrm{d}y=\int_0^{\delta_t}\frac{\partial}{\partial y}\left(k\frac{\partial T}{\partial y}\right)\mathrm{d}y=-k\left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_w. \tag{2}$$

引入以下无因次量[3]:

$$Y=\frac{y}{h},\quad \bar{\boldsymbol{U}}=\frac{\boldsymbol{U}}{u_m},\quad \nabla\bar{T}=\frac{\nabla T}{(T_w-T_m)/h},\quad T_w>T_\infty,$$

式中h为二维平行通道高度的一半; $\boldsymbol{U}$为速度矢量; u_m为流体平均速度; T_w为壁面温度; T_m为流体平均温度. 于是, 可将(2)式表达为如下无因次方程[3]:

$$Nu=RePr\int_0^{\delta_t/h}\left(\bar{\boldsymbol{U}}\cdot\nabla\bar{T}\right)\mathrm{d}Y, \tag{3}$$

式中, 雷诺数为 $Re=\frac{u_m h}{\nu}$; 普朗特数为 $Pr=\frac{\rho c_p\nu}{k}$. 若厚度为δ_t的热边界层在平行通道的中心平面交汇, 则上式的积分限变为: $\delta_t/h=1$, 这时, 通道流将进入充分发展段. 因此, (3)式可应用于整个平行通道.

(3)式中的无因次速度与无因次温度梯度的点积可表达为

$$\bar{\boldsymbol{U}}\cdot\nabla\bar{T}=\left|\bar{\boldsymbol{U}}\right|\left|\nabla\bar{T}\right|\cos\beta. \tag{4}$$

将(4)式代入(3)式可知, 若矢量$\boldsymbol{U}$与矢量∇T之间的协同角β越小, 则点积$\bar{\boldsymbol{U}}\cdot\nabla\bar{T}$越大, 平均$Nu$数越大, 流体与壁面间的对流换热越强[3]. 也即非等温层流流场中质点速度的方向与通过质点热流的方向越一致, 对流换热的效果就越好.

1.2 速度与速度梯度的协同

对于同上二维平行通道层流换热问题, 其主流方向的边界层动量守恒方程为

$$\rho\left(u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}\right)=-\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial y}\right). \tag{5}$$

在边界层内沿 y 方向对方程(5)积分:

$$\begin{aligned}\int_0^{\delta}\rho\left(u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}\right)\mathrm{d}y&=-\int_0^{\delta}\frac{\partial p}{\partial x}\mathrm{d}y+\int_0^{\delta}\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial y}\right)\mathrm{d}y\\&=-\int_0^{\delta}\frac{\partial p}{\partial x}dy-\left.\mu\frac{\partial u}{\partial y}\right|_w,\end{aligned} \tag{6}$$

再沿 x 方向从通道进口到出口对方程(6)积分:

$$\int_0^L\int_0^{\delta}\rho\left(\boldsymbol{U}\cdot\nabla u\right)\mathrm{d}x\mathrm{d}y=-\int_0^L\int_0^{\delta}\frac{\partial p}{\partial x}\mathrm{d}x\mathrm{d}y-\int_0^L\tau_w\mathrm{d}x, \tag{7}$$

式中, τ_w 为平行通道内壁的剪切力, 对其沿通道壁积分有

$$\int_0^L\tau_w\mathrm{d}x=\int_0^{L_1}\tau_{w_1}\mathrm{d}x+\int_{L_1}^L\tau_{w_2}\mathrm{d}x, \tag{8}$$

式中, τ_{w_1} 和 τ_{w_2} 分别表示平行通道内进口段和充分发展段的壁面剪切力, 可分别求得[23]

$$\tau_{w_1}=\frac{0.323\rho u_m^2}{\sqrt{Re}\sqrt{x/h}},\quad x<L_1, \tag{9}$$

$$\tau_{w_2}=\frac{3\rho u_m^2}{Re},\quad x\geqslant L_1, \tag{10}$$

式中, L_1 表示平行通道内的流动进口段长度.

将(9)和(10)式代入(8)式, 积分后再代入方程(7)可得

$$\begin{aligned}&\int_0^L\int_0^{\delta}\rho\left(\boldsymbol{U}\cdot\nabla u\right)\mathrm{d}x\mathrm{d}y\\&=-\int_0^L\int_0^{\delta}\frac{\partial p}{\partial x}\mathrm{d}x\mathrm{d}y-\frac{0.646\rho u_m^2L_1}{\sqrt{Re}\sqrt{L_1/h}}-\frac{3\rho u_m^2(L-L_1)}{Re}.\end{aligned} \tag{11}$$

引入以下无因次量:

$$X=\frac{x}{L},\quad Y=\frac{y}{h},\quad \bar{\boldsymbol{U}}=\frac{\boldsymbol{U}}{u_m},\quad \bar{u}=\frac{u}{u_m},$$

$$Eu=\Delta\bar{p}=\frac{\Delta p}{\rho u_m^2},\quad \chi_1=\frac{L_1}{L},\quad \chi_2=\frac{L-L_1}{L},$$

$$\nabla\bar{u}=\frac{\left(\frac{\partial}{\partial x}\boldsymbol{i}+\frac{\partial}{\partial y}\boldsymbol{j}\right)u}{u_m/h},\quad \nabla\bar{p}=\frac{\left(\frac{\partial}{\partial x}\boldsymbol{i}+\frac{\partial}{\partial y}\boldsymbol{j}\right)p}{\rho u_m^2/h},\quad \frac{\partial}{\partial y}\boldsymbol{j}=0,$$

式中, Eu 为欧拉数; Δp 为通道进出口压差; χ_1 和χ_2 分别为平行通道的进口段和充分发展段占总长度的百分比; $\boldsymbol{i},\boldsymbol{j}$ 分别为 x 和 y 坐标单位矢量. 于是, 可将(11)式表达为

$$\begin{aligned}&\int_0^1\int_0^{\delta/h}\left(\bar{\boldsymbol{U}}\cdot\nabla\bar{u}\right)\mathrm{d}X\mathrm{d}Y\\&=-\int_0^1\int_0^{\delta/h}\left(\nabla\bar{p}\cdot\boldsymbol{I}\right)\mathrm{d}X\mathrm{d}Y-\frac{0.646\chi_1}{\sqrt{Re}\sqrt{L_1/h}}-\frac{3\chi_2}{Re},\end{aligned} \tag{12}$$

式中δ/h 为无因次速度边界层厚度, 若速度边界层在平行通道的中心平面交汇, 则有$\delta/h=1$, 通道流将进入充分发展段; $\boldsymbol{I}$ 为单位矢量; 右手边的积分项即为高度为 $h=H/2$ 的平行通道的无量纲压差:

$$\Delta\bar{p}=-\int_0^1\int_0^{\delta/h}\left(\nabla\bar{p}\cdot\boldsymbol{I}\right)\mathrm{d}X\mathrm{d}Y. \tag{13}$$

于是, 由(12)和(13)式可得 Eu 数的表达式:

$$Eu=\frac{0.646\chi_1}{\sqrt{Re}\sqrt{L_1/h}}+\frac{3\chi_2}{Re}+\int_0^1\int_0^{\delta/h}\left(\bar{\boldsymbol{U}}\cdot\nabla\bar{u}\right)\mathrm{d}X\mathrm{d}Y, \tag{14}$$

式中，无因次速度与速度梯度的点积可表达为

$$\bar{\boldsymbol{U}}\cdot\nabla\bar{u}=\left|\bar{\boldsymbol{U}}\right|\left|\nabla\bar{u}\right|\cos\alpha\,. \tag{15}$$

将(15)式代入(14)式可知，若矢量$\boldsymbol{U}$与矢量∇u之间的协同角α越大，则点积$\bar{\boldsymbol{U}}\cdot\nabla\bar{u}$越小，$Eu$数越小，流体的流动阻力越小.

根据二维平行通道y方向的动量守恒方程，同理可得

$$\Delta p_y=\int_0^L\int_0^\delta\rho\left(\boldsymbol{U}\cdot\nabla v\right)\mathrm{d}x\mathrm{d}y-\int_0^L\int_0^\delta\left(\mu\nabla^2 v\right)\mathrm{d}x\mathrm{d}y\,, \tag{16}$$

式中右手边第二项积分为流体的黏性耗散；通道内y方向的总压力损失为

$$\Delta p_y=-\int_0^L\int_0^\delta\frac{\partial p}{\partial y}\mathrm{d}x\mathrm{d}y\,, \tag{17}$$

右手边第一项积分中的点积可表达为

$$\boldsymbol{U}\cdot\nabla v=\left|\boldsymbol{U}\right|\left|\nabla v\right|\cos\psi\,. \tag{18}$$

将(18)式代入(16)式可知，协同角ψ越大，点积$\boldsymbol{U}\cdot\nabla v$越小，流体在非主流方向的阻力损失越小，平行通道内$y$方向的总压力损失也就越小.

1.3 速度、速度梯度、温度梯度以及压力梯度之间的协同

对流换热非等温层流流场由无数个流体质点集合而成，而每一个流体质点都有不同的物理量，包括标量和矢量. 对于像温度T和压力P这样的标量，尽管具有明确的物理意义，但由于没有方向性，故它们之间不存在直接的协同关系. 然而，流场中质点的标量梯度以及速度矢量既可反映过程的强弱，又可代表过程的方向，于是，这些质点物理量之间具有方向性的耦合特性则反映出直接的协同关系. 因此，揭示流场质点物理量之间的协同规律，并增强其协同性，有利于传热和流动过程朝着有利的方向进行.

根据(3)和(14)式，可将层流流场中某一流体质点M的速度$\boldsymbol{U}$与速度梯度∇u以及速度$\boldsymbol{U}$与温度梯度∇T之间的协同角表达为

$$\alpha=\arccos\frac{\boldsymbol{U}\cdot\nabla u}{\left|\boldsymbol{U}\right|\left|\nabla u\right|}, \tag{19}$$

$$\beta=\arccos\frac{\boldsymbol{U}\cdot\nabla T}{\left|\boldsymbol{U}\right|\left|\nabla T\right|}, \tag{20}$$

再根据流体质点M的矢量关系，将温度梯度∇T与速度梯度∇u之间的协同角表达为

$$\gamma=\arccos\frac{\nabla T\cdot\nabla u}{\left|\nabla T\right|\left|\nabla u\right|}\,. \tag{21}$$

对于由(19)~(21)三式表征的矢量关系，若为二维层流流场，矢量$\boldsymbol{U}$，∇T和∇u共面，于是，在层流流场的任意流线上，对于所有的流体质点均有：$\gamma\equiv\left|\alpha-\beta\right|$；若为三维层流流场，矢量$\boldsymbol{U}$，$\nabla T$和$\nabla u$不在同一平面上，于是：$\gamma\neq\left|\alpha-\beta\right|$.

此外，压力梯度∇p作为流体运动的驱动力也会影响传热和流动过程. 类似前述分析，在流体质点M的压力梯度∇p和速度梯度∇u之间，也存在如下协同关系:

$$\phi=\arccos\frac{\nabla p\cdot\nabla u}{\left|\nabla p\right|\left|\nabla u\right|}\,. \tag{22}$$

对于平行通道内的无黏势流，ϕ=90°，∇p和∇u正交，流体的流动阻力为零；对于黏性流，在流体黏性耗散的作用下，必有ϕ<90°，且协同角ϕ越小，流体的动能及黏性耗散越大，流体的流动阻力也就越大.

同理，根据流体质点M的矢量关系，可将速度$\boldsymbol{U}$和压力梯度∇p之间的协同角表达为

$$\theta=\arccos\frac{U\cdot\nabla p}{\left|U\right|\left|\nabla p\right|}\,. \tag{23}$$

对于由(19)，(22)和(23)三式表征的矢量关系，若为二维层流流场，矢量$\boldsymbol{U}$，∇p和∇u共面，于是，在层流流场的任意流线上，对于所有的流体质点均有：$\phi\equiv\left|\alpha-\theta\right|$；若为三维层流流场，矢量$\boldsymbol{U}$，$\nabla p$和$\nabla u$不在同一平面上，于是：$\phi\neq\left|\alpha-\theta\right|$.

由(23)式可见，协同角θ越小，$\boldsymbol{U}$与∇p的协同性越好，流体的流动阻力也就越小. 特别值得指出的是，在换热器强化传热表面和流体扰动方式的设计中，调控协同角θ对流体减阻的作用，类似于改善协同角β对换热强化的作用，也即质点速度$\boldsymbol{U}$的方向与驱动势∇p的方向越一致，流体的压降越小，传热单元的功耗也将越小.

至此，得到了对流换热层流流场流体质点的速度$\boldsymbol{U}$、速度梯度∇u、温度梯度∇T和压力梯度∇p之间的完全协同关系，其中，∇u为参考矢量. 对于强化传热的工程应用问题，为了使换热器内流体混合得更加充分，温度更加均匀，往往需要对流体进行各种扰动，这样，流场中∇v的方向随之发生变化，∇u与∇v之间的关系有时会变得较为复杂. 本文主要以反映流体主流特征的速度梯度∇u为参考矢量，考察层流流场中流体质点的各矢量物理量之间的协同，进而揭示全流场的物理量协同关系.

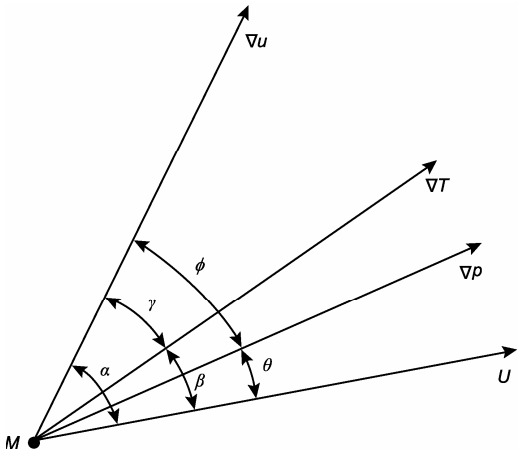

图 1 关于流体质点 M 的速度、速度梯度、温度梯度和压力梯度之间的协同关系

由图 1 可见，对于流场中的某一流体质点 M，有 5 个夹角反映了矢量物理量之间的协同关系，如果对流换热流场中每一个流体质点的协同性增强，那么，传热与流动过程将被有效地组织，流体均温性将会提高，流体换热将会强化，流动阻力将会减小. 对于一个具体的传热强化问题：(1) 若以增强流体换热为目标，则考虑速度 $\boldsymbol{U}$ 与温度梯度 ∇T 之间的协同性：协同角 β 越小，换热系数 h 越大；(2) 若以减少流动阻力为目标，则考虑速度 $\boldsymbol{U}$ 与压力梯度 ∇p 之间的协同性：协同角 θ 越小，流体压降 Δp 越小；(3) 若以提高强化传热的综合性能为目标，则考虑温度梯度 ∇T 与速度梯度 ∇u 之间的协同性：协同角 γ 越大，综合性能系数 PEC 越高. PEC 是衡量传热单元性能的一个通用的综合性指标，通常可定义为

$$\mathrm{PEC}=\frac{Nu/Nu_0}{(f/f_0)^{1/3}}, \tag{24}$$

式中，Nu_0 和 f_0 分别为光管或平行通道内流体的努塞尔数和流体阻力系数.

2 非等温流场质点物理量协同关系的数值验证

基于场协同分析方法[3]，已获得了以协同角 α，γ，ϕ，θ 和 ψ 表达的质点物理量协同关系式，并分析了它们所表征的传热强化意义. 尽管以上推导是针对二维平行通道层流问题，但所得到的关系式具有一般性，因此，可推广到其他二维和三维问题.

2.1 物理和数学模型

选择圆管细杆内插物的三维物理模型来对非等温流场质点物理量的协同原理进行验证. 由图 2 所示，圆管内细杆采取十字交叉方式排列；圆管内径 D = 20 mm，长度 L = 500 mm；细杆直径 d = 1 mm，长度 l = 18 mm，间距为 s = 25 mm.

以上传热与流动过程的控制方程的通用形式为

$$\frac{\partial(\rho u\Phi)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho v\Phi)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho w\Phi)}{\partial z}$$
$$=\frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\Gamma\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)+S, \tag{25}$$

式中，ρ 为流体密度；u，v 和 w 分别为流体在 x，y 和 z 方向的速度分量；Γ 为广义扩散系数，其定义参见文献[24]；S 为源项，它在不同的方程中各不相同；Φ 为通用变量：连续性方程 Φ=1；动量方程 Φ = u，v，w；能量方程 Φ = T.

2.2 计算结果与讨论

本文数值计算采用有限差分法，压力与速度的耦合采用 SIMPLE 方法，差分格式采用二阶迎风差分. 计算中设定：圆管管壁温度 T_w = 350 K；流体来流温度 T_∞ = 293 K；计算流体为水，其物性取为常数. 基于图 2 所示的圆管内插细杆的强化传热物理模型，将对流换热流场质点物理量协同关系的数值验算结果示于图 3~11.

图 3 显示了光管与细杆内插物强化传热管管内流场的平均协同角 α 随 Re 数的变化关系. 图中可见，强化传热管管内的流体速度 $\boldsymbol{U}$ 与速度梯度 ∇u 的平均协同角 α 小于光管的相应协同角，因此，由(14)式可知，流体的流动阻力增大. 图 4 显示了光管与细杆内插物强化传热管管内流场的平均协同角 β 随 Re 数的变化关系. 图中可见，强化传热管管内的流体速度 $\boldsymbol{U}$ 与温度梯度 ∇T 的平均协同角 β 小于光管的相应协同角，因此，由(3)式可知，流体与管壁间的换热得到强化. 图 5 则显示了光管与细杆内插物强化传热管管内流场的平均协同角 γ 随 Re 数的变化关系. 图中可见，强化传热管管内流体的温度梯度 ∇T 与速度梯度 ∇u 的平均协同角 γ 远大于光管的相应协同角，因此，传热强化管的综合性能大幅提高.

图 6 为光管与细杆内插物强化传热管管内流场的平均协同角 ϕ 随 Re 数的变化关系. 由图可见，强化传热管管内流体的压力梯度 ∇p 与速度梯度 ∇u 的平均协同角 ϕ 小于光管的相应协同角，这表明因管内扰流引起了较大的动能和黏性耗散，流动阻力明显

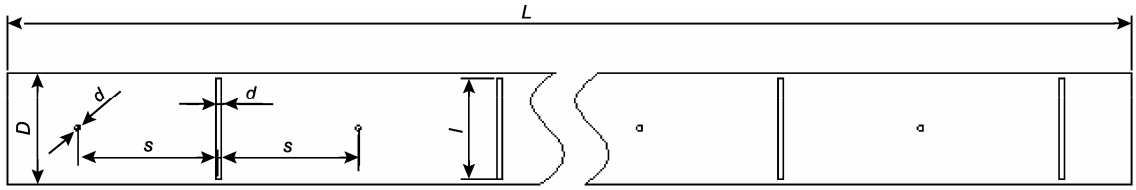

图 2　圆管内插细杆的强化传热物理模型

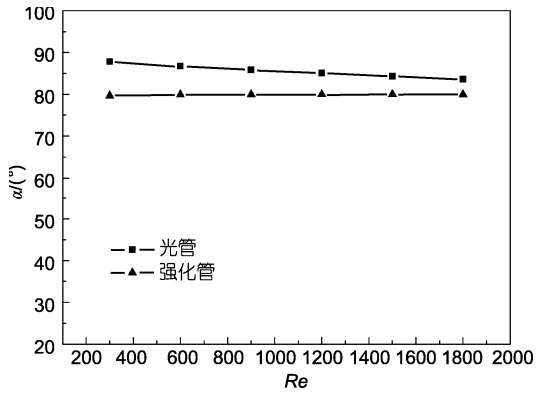

图 3　光管与细杆内插物强化传热管的协同角α随 Re 数的变化

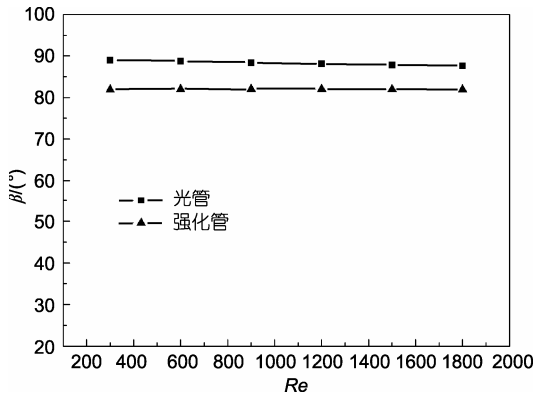

图 4　光管与细杆内插物强化传热管的协同角β随 Re 数的变化

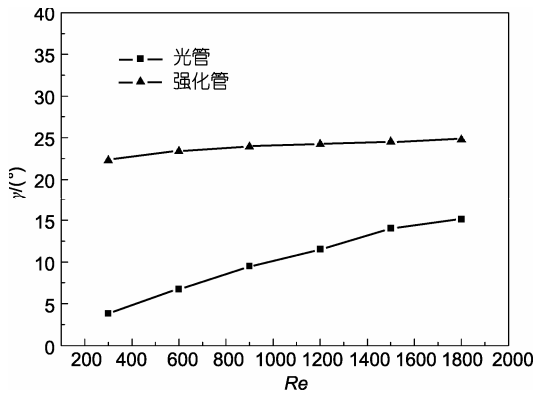

图 5　光管与细杆内插物强化传热管的协同角γ随 Re 数的变化

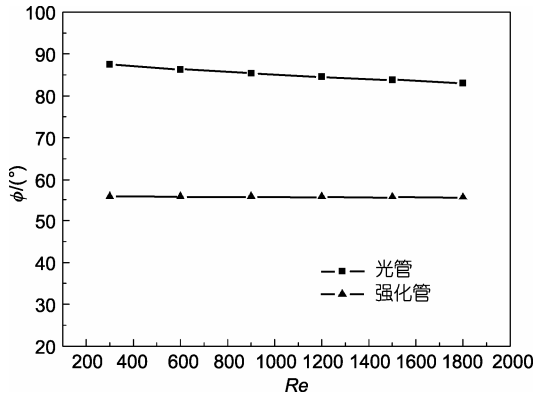

图 6　光管与细杆内插物强化传热管的协同角ϕ随 Re 数的变化

增大. 图 7 则为光管与细杆内插物强化传热管管内流场的平均协同角 θ 随 Re 数的变化. 由图可见, 在所计算的 Re 数范围内, 强化传热管的平均协同角 θ 均超过了 50°, 说明这时流场中质点速度 $\boldsymbol{U}$ 的方向偏离压力梯度 ∇p 的方向较远, 流体流动阻力的增幅较大, 因此, 在进行换热器的流体减阻设计时, 应尽可能使矢量 $\boldsymbol{U}$ 与矢量 ∇p 的方向趋于一致.

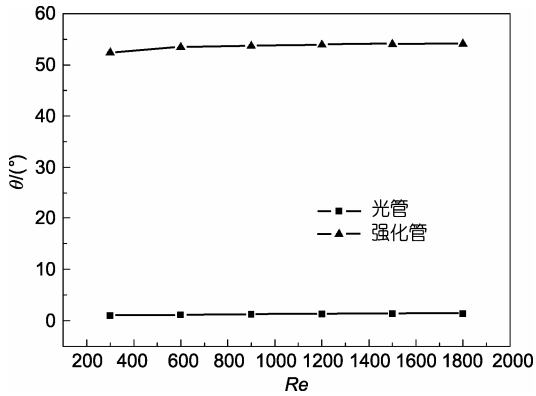

图 7　光管与细杆内插物强化传热管的协同角θ随 Re 数的变化

图 8 为光管与细杆内插物强化传热管的流体 Nu 数随 Re 数的变化. 由图可见, 细杆内插物强化传热管的流体 Nu 数比光管提高了约 1.8~3 倍, 表明内置

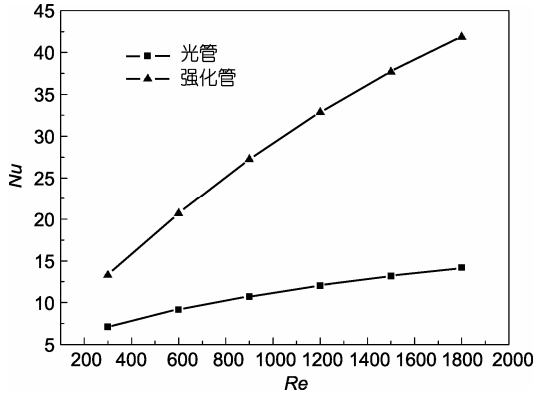

图 8 光管与细杆内插物强化传热管的流体 *Nu* 数随 *Re* 数的变化

细杆插入物后，流体与管壁间的换热得到强化. 图 9 为光管与细杆内插物强化传热管的流体阻力系数 f 随 Re 数的变化. 由图可见，强化传热管的流体阻力系数比光管约增加了 2.2~2.6 倍，表明细杆内插物强化传热管的流动阻力也增加得较多.

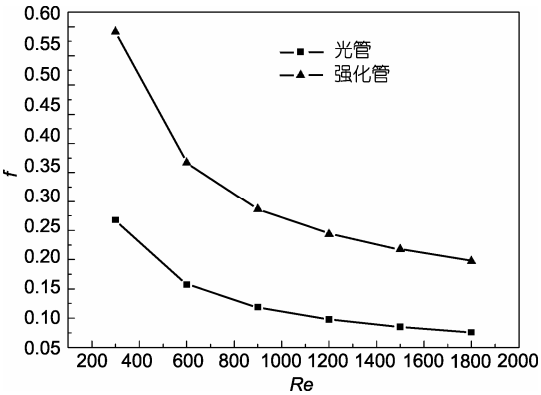

图 9 光管与细杆内插物强化传热管的流体阻力系数 *f* 随 *Re* 数的变化

流体阻力系数 f 与流体压降 Δp 的关系为

$$\Delta p = f\frac{L}{H}\cdot\frac{\rho u_m^2}{2}. \tag{26}$$

根据(26)式，可将光管与强化传热管的流体压降 Δp 随 Re 数的变化关系示于图 10. 图中可见，尽管流体的流动阻力增幅较高，但在 Re 数较大时，流体换热的增幅已接近或超过流体压降的增幅.

图 11 显示了细杆内插物强化传热管的 PEC 值随 Re 数的变化关系. 图中可见，在层流范围内，强化传热管的 PEC 值约在 1.4~2.2 之间，且 Re 数越高，PEC 值越大. 由于细杆内插物不是一种最佳的管内强化

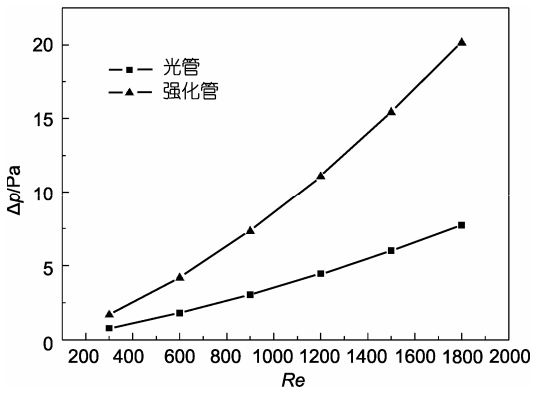

图 10 光管与细杆内插物强化传热管的流体压降 Δp 随 *Re* 数的变化

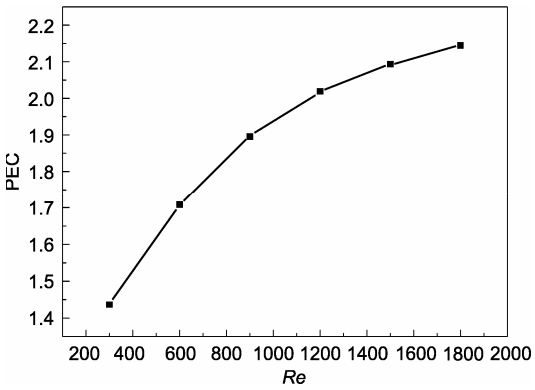

图 11 细杆内插物强化传热管的 PEC 值随 *Re* 数的变化

传热方式，因此，反映其综合性能的 PEC 值并不是太高. 但是可以预测：在非等温流场质点物理量协同原理的指导下，可设计出 PEC 值更高的传热单元，从而研制出性能更优的高效低阻换热器.

3 结论

(1) 本文建立了对流换热层流流场质点物理量的协同关系式，协同角 α, β, γ, ϕ, θ 和 ψ 反映了流动与传热过程的基本特征，其中，协同角 β 越小，对流换热系数 h 越大，流体与壁面间的换热越强；协同角 θ 越小，流体阻力系数 f 越小，流体流动的压降越小；协同角 γ 越大，性能系数 PEC 值越高，传热单元的综合性能越好.

(2) 在换热器的传热强化设计中，调控协同角 θ 对流体减阻的作用，类似于改善协同角 β 对换热强化的作用. 质点速度 $\boldsymbol{U}$ 的方向与温度梯度 ∇T 的方向越一致，流体带走的热量越多，传热单元或换热器的换热性能也就越好；质点速度 $\boldsymbol{U}$ 的方向与压力梯度 ∇p 的方向越一致，流体的压降越小，传热单元或换热器

的流体功耗也将越小. 因此, 协同角β和θ分别表征了对流换热流场中质量流与热流以及质量流与驱动力之间的关系.

(3) 在对流换热层流流场质点物理量协同原理的指导下, 通过改变流场中质点物理量的协同关系, 可以设计出更优的传热表面和扰流结构, 使得强化传热单元的流动阻力增幅接近或小于流体换热增幅, 从而提高换热器的综合性能.

参考文献

1 Webb R L. Principles of Enhanced Heat Transfer. New York: Wiley, 1994
2 Bergles A E. ExHFT for fourth generation heat transfer technology. Exp Therm Fluid Sci, 2002, 26: 335—344[doi]
3 Guo Z Y, Li D Y, Wang B X. A novel concept for convective heat transfer enhancement. Int J Heat Mass Transfer, 1998, 41: 2221—2225[doi]
4 陈群, 任建勋, 过增元. 流体流动场协同原理以及其在减阻中的应用. 科学通报, 2008, 53: 489—492
5 Zhao T S, Song Y J. Forced convection in a porous medium heated by permeable wall perpendicular to flow direction: Analyses and measurements. Int J Heat Mass Transfer, 2001, 44: 1031—1037[doi]
6 Tao W Q, Guo Z Y, Wang B X. Field synergy principle for enhancing convective heat transfer—its extension and numerical verification. Int J Heat Mass Transfer, 2002, 45: 3849—3856[doi]
7 Tao W Q, He Y L, Wang Q W, et al. A unified analysis on enhancing single phase convective heat transfer with field synergy principle. Int J Heat Mass Transfer, 2002, 45: 4871—4879[doi]
8 Shen S, Liu W, Tao W Q, et al. Analysis of field synergy on natural convective heat transfer in porous media. Int Comm Heat Mass Transfer, 2003, 30: 1081—1090[doi]
9 Qu Z G, Tao W Q, He Y L. Three-dimensional numerical simulation on laminar heat transfer and fluid flow characteristics of strip fin surface with X-arrangement of strips. J Heat Transfer, 2004, 126: 697—707[doi]
10 Tao W Q, He Y L, Qu Z G, et al. Application of the field synergy principle in developing new type heat transfer enhanced surfaces. J Enhanc Heat Transfer, 2004, 11: 433—449
11 Chen W L, Guo Z Y, Chen C K. A numerical study on the flow over a novel tube for heat transfer enhancement with linear eddy-viscosity model. Int J Heat Mass Transfer, 2004, 47: 3431—3439[doi]
12 Cheng Y P, Qu Z G, Tao W Q, et al. Numerical design of efficient slotted fin surface based on the field synergy principle. Numer Heat Transfer A, 2004, 45: 517—538[doi]
13 Zeng M, Tao W Q. Numerical verification of the field synergy principle for turbulent flow. J Enhanc Heat Transfer, 2004, 11: 451—457
14 Guo Z Y, Tao W Q, Shah R K. The field synergy (coordination) principle and its applications in enhancing single phase convective heat transfer. Int J Heat Mass Transfer, 2005, 48: 1797—1807[doi]
15 He Y L, Tao W Q, Song F Q, et al. Three-dimensional numerical study of heat transfer characteristics of plain plate fin-and-tube heat exchangers from view point of field synergy principle. Int J Heat Fluid Flow, 2005, 6: 459—473[doi]
16 Meng J A, Liang X G, Li Z X. Field synergy optimization and enhanced heat transfer by multi-longitudinal vortexes flow in tube. Int J Heat Mass Transfer, 2005, 48: 3331—3337[doi]
17 Chen C K, Yen T Z, Yang Y T. Lattice Boltzmann method simulation of backward-facing step on convective heat transfer with field synergy principle. Int J Heat Mass Transfer, 2006, 49: 1195—1204[doi]
18 Ma L D, Li Z Y, Tao W Q. Experimental verification of the flied synergy principle. Int Comm Heat Mass Transfer, 2007, 34: 269—276[doi]
19 Cai R X, Gou C H. Discussion of the convective heat transfer and field synergy principle. Int J Heat Mass Transfer, 2007, 50: 5168—5176[doi]
20 Wu J M, Tao W Q. Investigation on laminar convection heat transfer in fin-and-tube heat exchanger in aligned arrangement with longitudinal vortex generator from the viewpoint of field synergy principle. Appl Therm Eng, 2007, 27: 2609—2617[doi]
21 Cheng Y P, Lee T S, Low H T. Numerical simulation of conjugate heat transfer in electronic cooling and analysis based on field synergy principle. Appl Therm Eng, 2008, 28: 1826—1833[doi]
22 Kuo J K, Yen T S, Chen C K. Improvement of performance of gas flow channel in PEM fuel cells. Energ Convers Manage, 2008, 49: 2776—2787[doi]
23 Potter M C, Wiggert D C. Mechnaics of Fluids. 3rd Ed. California: Brooks/Cole, 2002
24 Patankar S V. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. New York: McGraw-Hill, 1980