

湍流换热的场物理量协同与传热强化分析

刘伟, 刘志春, 黄素逸

华中科技大学能源与动力工程学院, 武汉 430074

E-mail: w_liu@hust.edu.cn

2009-08-30 收稿, 2009-11-20 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 在层流换热场物理量协同原理的基础上, 针对湍流零方程模型和 $k-\varepsilon$ 两方程模型, 建立了湍流换热的能量和动量协同方程, 揭示了湍流换热流场中热流、质量流与流体流动驱动力之间的协同关系及其所反映的强化传热机理, 将强化传热的场物理量协同原理由层流延展到湍流. 通过圆管内置旋扭式螺旋片的强化传热计算分析, 证明了湍流换热场物理量协同原理具有普遍性. 因此, 根据湍流换热流场的物理量协同关系, 可对各种不同的管内强化传热元件和表面的换热性能和流动阻力进行分析比较, 从而为提高传热单元或换热器的综合性能提供理论和设计依据.

关键词

湍流
物理量协同
换热器
强化传热
性能评价

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. 常规的强化传热方法通常以增强流体换热为目标, 在换热得到强化的同时, 流体的流动阻力也大幅增加^[1,2]. 如果在保持一定流体换热强度的前提下, 尽可能减小流体的流动阻力, 则可设计出性能优良的高效低阻换热器. 此外, 对于换热器运行来说, 如果消耗的泵功一定, 减少流动阻力意味着提高流体速度, 由此将达到更好的换热效果. 因此, 流体减阻也是实现强化传热的一种有效方式.

为了揭示换热器能量传递过程中强化传热的物理机制, Guo 等人^[3]从能量方程出发, 提出了强化传热的场协同原理, 认为流体对流换热的性能取决于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, 换热强度就越高. 文献[4~19]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指导意义. 此外, 文献[20~22]中的数值计算表明: 场协同原理所表达的

协同关系也适合湍流换热的场合.

1 湍流换热的场物理量协同

文献[23, 24]在场协同原理的基础上, 从流体与壁面间层流对流换热的物理机理出发, 揭示了对流换热层流流场物理量的协同关系. 对于湍流换热, 由于湍流流体分子微团的随机脉动, 流体与固体壁面之间的换热机理远比层流换热来得复杂.

1.1 湍流描述

一般来说, 可将湍流流场的质点物理量分为时均量和脉动量. 如果将动量方程中因湍流脉动引起的雷诺应力 $-\overline{\rho u'v'}$ 表示为类似于层流流体的剪切应力形式, 而将能量方程中的湍流脉动扩散热 $-\overline{\rho cv'T'}$ 也表示为类似于层流的扩散项形式, 则笛卡尔坐标下时均变量的二维边界层守恒方程为

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

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left[(v + \varepsilon_m) \frac{\partial u}{\partial y} \right], \quad (2)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[(a + \varepsilon_h) \frac{\partial T}{\partial y} \right], \quad (3)$$

式中 ρ 为流体密度, ν 和 ε_m 分别为分子动量扩散率和湍流动量扩散率, a 和 ε_h 分别为分子热扩散率和湍流热扩散率.

就动量方程而言, 同时考虑分子动量传递所致的层流剪切应力和分子微团脉动引起的动量传递所致的湍流剪切应力后, 湍流的总剪切力为

$$\tau = \tau_l + \tau_t = \rho(v + \varepsilon_m) \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (4)$$

式中 τ_l 和 τ_t 分别为层流和湍流剪切应力. 对于式中的湍流动量扩散率 ε_m , 可利用混合长度理论, 即零方程模型来确定: $\varepsilon_m = l_m^2 \left| \frac{du}{dy} \right|$, 其中 l_m 为混合长度, 表征流体分子微团相互碰撞而改变自身动量之前所脉动位移的距离. 这样, 方程(2)中的雷诺应力为

$$-\rho \overline{u'v'} = \rho \varepsilon_m \frac{du}{dy} = \rho l_m^2 \left| \frac{du}{dy} \right| \frac{du}{dy}. \quad (5)$$

此外, Jones 和 Launder 等人^[25,26]提出了湍流 $k-\varepsilon$ 两方程模型, 其雷诺应力的表述为:

$$-\rho \overline{u'v'} = \rho \varepsilon_m \frac{du}{dy} = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{du}{dy}, \quad (6)$$

式中经验常数取为 $c_\mu = 0.09$; 湍流动能 k 方程为

$$u \frac{\partial k}{\partial x} + v \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\varepsilon_m}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] + \varepsilon_m \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \varepsilon - 2\nu \left(\frac{\partial k^{1/2}}{\partial y} \right)^2, \quad (7)$$

湍流耗散率 ε 方程为

$$u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + v \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\varepsilon_m}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right] + c_1 \frac{\varepsilon}{k} \varepsilon_m \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \frac{c_2 \varepsilon^2}{k} + 2\rho\nu\varepsilon_m \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)^2, \quad (8)$$

上述式中, 在较高雷诺数下, 经验常数取为 $c_1 = 1.45$, $c_2 = 2$, $\sigma_k = 1$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$.

就能量方程而言, 以分子扩散和湍流脉动形式传递的总热流为

$$q = q_l + q_t = -\rho c_p (a + \varepsilon_h) \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (9)$$

式中 q_l 和 q_t 分别为由傅里叶导热定律定义的层流和湍流扩散传递热流.

由上可见, 方程(2)和(3)在形式上与层流边界层方程十分类似, 故可采用与推导层流物理量协同方程相似的方法^[23], 由方程(2)和(3)导得关于湍流的协同方程. 值得指出的是, 在确定湍流动量扩散率 ε_m 时, 既可采用零方程模型, 也可采用两方程模型. 对于后者, 尽管反映雷诺应力的(6)式发生了变化, 但湍流动量方程的性质并未改变, 因此, 选用不同的湍流模型不会影响对湍流动量协同方程的理论推导.

1.2 湍流边界层特征

由湍流边界层能量方程有

$$\rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left[(\lambda + \rho c_p \varepsilon_h) \frac{\partial T}{\partial y} \right], \quad (10)$$

式中湍流扩散总热流可由傅里叶导热定律定义

$$q = -(\lambda + \rho c_p \varepsilon_h) \frac{\partial T}{\partial y} = -\lambda_t \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (11)$$

于是, 针对湍流边界层的每一脉动流体质点有

$$\rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_t \frac{\partial T}{\partial y} \right). \quad (12)$$

在热边界层 δ_t 内沿 y 方向对(12)式积分有

$$\int_0^{\delta_t} \rho c_p (\mathbf{U} \cdot \nabla T) dy = -\int_0^{\delta_t} \frac{\partial q}{\partial y} dy. \quad (13)$$

由于湍流换热系数是以单位固体壁面换热面积传递的热量以及跨过湍流边界层的温差来定义的, 即

$$h_t = \frac{q_w}{T_w - T_f}, \quad (14)$$

式中, 流体温度 T_f 视不同情况可取为流体来流温度 T_∞ 或流体平均温度 T_m , 于是, 针对壁面单位换热面积, 并注意到层流底层与湍流核心区之间的温度连续性, 跨过湍流边界层对(13)式右端积分得:

$$\int_0^{\delta_t} \rho c_p (\mathbf{U} \cdot \nabla T) dy = -q|_0^{\delta_t} = -\lambda_t \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_w = q_w = h_t (T_w - T_m). \quad (15)$$

由上可见, 湍流边界层的对流换热量是经由固体壁面导入或导出的, 且层流与湍流换热的能量方程在形式上完全相似. 但是, 对于湍流问题, 需要针

对湍流边界层特征定义以下湍流努塞尔数、湍流雷诺数和湍流普朗特数:

$$Nu_t = \frac{h_t d}{\lambda + \rho c_p \varepsilon_h} = \frac{h_t d}{\lambda_t}, \quad (16)$$

$$Re_t = \frac{u_m d}{\nu + \varepsilon_m} = \frac{u_m d}{\nu_t}, \quad (17)$$

$$Pr_t = \frac{\nu + \varepsilon_m}{a + \varepsilon_h} = \frac{\nu_t}{a_t}, \quad (18)$$

上述式中, d 为定型尺寸. 由于 ε_h 和 ε_m 不是流体的物性参数, 故将 λ_t, ν_t 和 a_t 分别定义为湍流等效导热系数、湍流等效动量扩散系数和湍流等效热扩散系数.

在湍流流场的不同区域, 可对湍流 Re_t 数和湍流 Pr_t 数进行简化. 在层流底层近似有: $\varepsilon_m \ll \nu$, $\varepsilon_h \ll a$, 故: $Pr = \nu/a$, $Re = u_m d/\nu$; 在湍流核心区近似有: $\nu \ll \varepsilon_m$, $a \ll \varepsilon_h$, 故: $Pr_t = \varepsilon_m/\varepsilon_h$, $Re_t = u_m d/\varepsilon_m$.

1.3 能量协同方程

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, 壁面热流通过湍流换热的方式被通道内流体带走. 为方便起见, 按对称性取 $h=H/2$ 通道来分析, 并引入以下无因次量:

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

式中 h 为二维平行通道的半高度, 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, T_∞ 为流体来流温度. 这样, 由(15)式可得无因次能量协同方程:

$$Nu_t = Re_t Pr_t \int_0^{\delta_i/h} (\bar{U} \cdot \nabla \bar{T}) dY, \quad (19)$$

式中湍流努塞尔数 $Nu_t = h_t h/\lambda_t$, 湍流雷诺数 $Re_t = u_m h/\nu_t$, 湍流普朗特数 $Pr_t = \nu_t/a_t = \rho c_p \nu_t/\lambda_t$. 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, 通道湍流将进入充分发展段, 因此, 上式可应用于整个平行通道.

(19)式中的无因次速度与无因次温度梯度的点积可表达为

$$\bar{U} \cdot \nabla \bar{T} = |\bar{U}| |\nabla \bar{T}| \cos \beta, \quad (20)$$

式中可见, 若矢量 U 与矢量 ∇T 之间的协同角 β 越

小, 则点积 $\bar{U} \cdot \nabla \bar{T}$ 越大, 湍流 Nu_t 数越大, 流体与壁面间的对流换热也就越强. 这种协同关系所代表的物理机理为: 质量流的方向与热流的方向越一致, 流体带走的热量就越多.

值得指出, 以上协同机制在湍流换热流场中出现流体回流的地点并不适用, 这是因为热量只能由高温传到低温处, 流体回流处的温度梯度(或热流)一般不会发生反方向变化, 而局部漩涡质量流的质点速度则会指向与主流相反的方向.

1.4 动量协同方程

对于同上二维平行通道, 根据湍流等效动量扩散系数的定义改写方程(2)有

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + \nu \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho \nu_t \frac{\partial u}{\partial y} \right). \quad (21)$$

在湍流边界层 δ 内沿 y 方向对上式积分有:

$$\begin{aligned} \int_0^\delta \rho (\mathbf{U} \cdot \nabla u) dy &= -\int_0^\delta \frac{\partial p}{\partial x} dy + \int_0^\delta \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho \nu_t \frac{\partial u}{\partial y} \right) dy \\ &= -\int_0^\delta \frac{\partial p}{\partial x} dy - \rho \nu_t \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0}^{\delta}. \end{aligned} \quad (22)$$

再沿二维平行通道的 x 方向对(22)式积分

$$\int_0^L \int_0^\delta \rho (\mathbf{U} \cdot \nabla u) dx dy = -\int_0^L \int_0^\delta \frac{\partial p}{\partial x} dx dy - \int_0^L \tau_w dx, \quad (23)$$

式中, τ_w 为平行通道内壁面的湍流剪切力, 可表达为:

$$\int_0^L \tau_w dx = \int_0^{L_e} \tau_{w_1} dx + \int_{L_e}^L \tau_{w_2} dx, \quad (24)$$

式中 τ_{w_1} 和 τ_{w_2} 分别为平行通道进口段和充分发展段的湍流壁面剪切力, 可分别求得^[27]

$$\tau_{w_1} = \frac{0.019 \rho u_m^2}{Re_t^{0.2} (x/h)^{0.2}}, \quad x < L_e, \quad (25)$$

$$\tau_{w_2} = \frac{0.079 \rho u_m^2}{Re_t^{0.25}}, \quad x \geq L_e, \quad (26)$$

其中 L_e 为平行通道的流动进口段长度.

将(24)~(26)式代入(23)式可得:

$$\begin{aligned} \int_0^L \int_0^\delta \rho (\mathbf{U} \cdot \nabla u) dx dy &= -\int_0^L \int_0^\delta \frac{\partial p}{\partial x} dx dy \lim_{x \rightarrow \infty} \\ &\quad - \frac{0.024 \rho u_m^2 L_e}{Re_t^{0.2} (L_e/h)^{0.2}} - \frac{0.079 \rho u_m^2 (L - L_e)}{Re_t^{0.25}}. \end{aligned} \quad (27)$$

为了将上式无量纲化, 引入以下无因次量:

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

$$Eu_t = \Delta \bar{p} = \frac{\Delta p}{\rho u_m^2}, \quad \chi_1 = \frac{L_e}{L},$$

$$\chi_2 = \frac{L - L_e}{L}, \quad \Lambda = \frac{L_e}{H}, \quad \nabla \bar{u} = \frac{\left(\frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{j}\right) \mathbf{u}}{u_m / h},$$

式中 Eu_t 为湍流欧拉数; Δp 为平行通道进出口的压差; 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; Λ 为平行通道入口段长度与通道高度相比的倍数; \mathbf{i}, \mathbf{j} 分别为 x 和 y 坐标单位矢量.

经过无因次化处理, 可将 (27) 式表达为

$$\int_0^1 \int_0^{\delta/h} (\bar{\mathbf{U}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}}) dXdY = - \int_0^1 \int_0^{\delta/h} (\nabla \bar{p} \cdot \mathbf{I}) dXdY - \frac{0.021\chi_1}{(\Lambda Re_t)^{0.2}} - \frac{0.079\chi_2}{Re_t^{0.25}}, \quad (28)$$

式中 \mathbf{I} 为单位矢量; 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 $\delta/h=1$, 通道湍流将进入充分发展段. (28) 式右端的积分项即为高度为 $h=H/2$ 的平行通道的无量纲压差:

$$\Delta \bar{p} = - \int_0^1 \int_0^{\delta/h} (\nabla \bar{p} \cdot \mathbf{I}) dXdY. \quad (29)$$

这样, 由(28)和(29)式可得如下无因次动量协同方程:

$$Eu_t = \frac{0.021\chi_1}{(\Lambda Re_t)^{0.2}} + \frac{0.079\chi_2}{Re_t^{0.25}} + \int_0^1 \int_0^{\delta/h} (\bar{\mathbf{U}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}}) dXdY, \quad (30)$$

式中无因次速度与速度梯度的点积可表达为

$$\bar{\mathbf{U}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}} = |\bar{\mathbf{U}}| |\nabla \bar{\mathbf{u}}| \cos \alpha. \quad (31)$$

将(31)式代入(30)式可知, 若矢量 \mathbf{U} 与矢量 ∇u 之间的协同角 α 越大, 则点积 $\bar{\mathbf{U}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}}$ 越小, Eu_t 数越小, 流体的流动阻力越小. 显然, 这一矢量间的协同关系指出了流体减阻的方向, 对换热器的减阻设计具有一定意义.

1.5 强化传热的评价

对于换热器中通常采用的强化传热措施, 在强化换热的同时也增加了流动阻力, 如果流动阻力太大, 不仅会增加泵功消耗, 甚至会因流速降低而削弱流体换热; 相反, 如果流阻和功耗较小, 则意味着换热器的流动工况较佳, 与之相应的换热效果也会较好. 因此, 换热器的强化传热设计应包含两个方面: (1) 强化对流换热; (2) 减少流动阻力. 为了反映强化传热的效果, 可采用下式评价其综合性能:

$$PEC = \frac{Nu_t / Nu_{t0}}{(f / f_0)^{1/3}}, \quad (32)$$

式中 Nu_t 和 Nu_{t0} 分别为强化传热管和光管的湍流努塞尔数, f 和 f_0 分别为强化传热管和光管的阻力系数.

文献[23]通过分析非等温层流流场中流体质点物理量的矢量关系, 建立了速度矢量 \mathbf{U} 、速度梯度 ∇u 、温度梯度 ∇T 和压力梯度 ∇p 之间的协同关系式, 而湍流协同方程(19)和(30)表明, 湍流换热流场中脉动流体质点的矢量物理量之间也满足相应的协同关系. 因此, 可将 ∇T 与 ∇u 之间的协同角表达为

$$\gamma = \arccos \frac{\nabla T \cdot \nabla u}{|\nabla T| |\nabla u|}. \quad (33)$$

对于湍流换热流场中的流体质点, 由协同角 α, β 和 γ 三者间的矢量关系可知: 若协同角 β 越小且 α 越大, 则协同角 γ 越大. 可见, 协同角 γ 的大小可同时反映换热强化和流体减阻的程度, 若协同角 γ 越大, 则换热器的综合性能越佳, 因此, 可将 γ 角作为评价传热是否强化的一个综合指标.

同理, 由湍流流体质点物理量的矢量关系, 可将 ∇u 和 ∇p 之间的协同角表达为

$$\theta = \arccos \frac{\mathbf{U} \cdot \nabla p}{|\mathbf{U}| |\nabla p|}. \quad (34)$$

由式中可见: 协同角 θ 越小, \mathbf{U} 与 ∇p 的协同性越好, 质量流与压力势(即流体流动的驱动力)的方向越一致, 流体的流动阻力也就越小, 因此, 就流体减阻而言, 尽管(31)和(34)式的物理意义是一致的, 但后者所反映的减阻机制更加直观. 显然, 通过合理设计传热元件, 改善压力梯度矢量和速度矢量之间的协同性, 可使得传热单元的流动阻力下降.

图 1 显示了流体质点 M 的矢量物理量之间的关系. 图中可见, 速度矢量 \mathbf{U} 在 x, y 和 z 方向的分量分别为

$$u\mathbf{i}, v\mathbf{j} \text{ 和 } w\mathbf{k}, \text{ 向模速度梯度为: } \nabla u = \frac{\partial u}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial u}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial u}{\partial z} \mathbf{k}, \text{ 且 } \nabla u \text{ 与 } \mathbf{U}, \nabla T \text{ 和 } \nabla p \text{ 三者间的夹角}$$

均小于 90° , 因此, 在表征质点矢量物理量的协同关系时, 可将 ∇u 作为 $\mathbf{U}, \nabla T$ 和 ∇p 的参考矢量.

由上分析可见, 非等温湍流流场物理量的协同性与强化传热之间存在着明确的对应关系, 若换热器内湍流脉动流场所有流体质点的矢量物理量都能较好地满足协同关系, 那么, 湍流换热将得以强化,

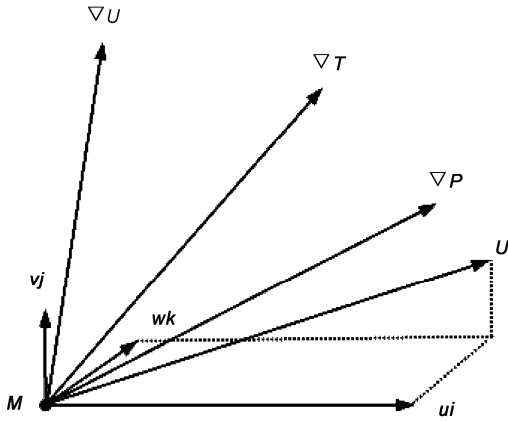


图 1 关于流体质点 M 的速度、速度梯度、温度梯度和压力梯度之间的矢量关系

流动阻力将得以减少, 强化传热将得以实现.

2 强化传热计算分析

本文建立一个圆管内插旋扭式螺旋片的强化传热管物理模型, 对湍流换热的场物理量协同原理进行计算验证. 为了既增强管内流体的扰流或均温效果, 又不至于增加太大的流动阻力, 螺旋片设计为图 2 所示的旋扭方式.

2.1 数学模型

由图 2 所示物理模型, 可采用 RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型结合质量、动量和能量守恒方程进行数值计算. 若假定: (1) 流体物性为常数; (2) 流体为不可压缩牛顿流体; (3) 忽略流体的重力作用, 则该问题数学描述的通用形式为^[28]

$$\frac{\partial(\rho u_i \Phi)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) + S, \quad (35)$$

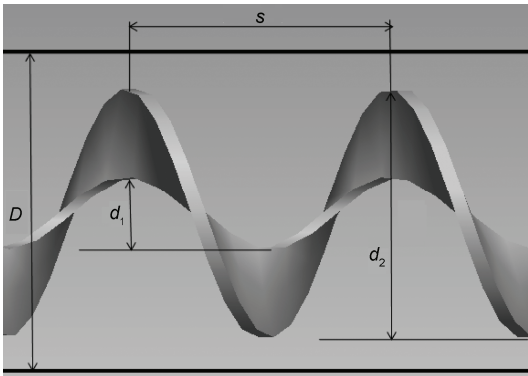


图 2 内置旋扭式螺旋片强化传热管的物理模型

其中 RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型中关于 k 和 ε 的控制方程如下:

$$\frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + \rho \varepsilon, \quad (36)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{C_1^*}{k} G_k - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad (37)$$

以上方程中: 对于连续性方程, $\Phi=1$, 广义扩散系数 $\Gamma=0$, 源项 $S=0$; 对于动量方程, $\Phi=u, v, w$, 广义扩散系数 $\Gamma=\mu_{eff}=\mu+\mu_t$, 源项

$$S = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu_{eff} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right);$$

对于能量方程, $\Phi=T$, $\Gamma = \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_T}$, 源项 $S=0$. 其他有关参量的定义及系

数的取值为: $\mu_t = \rho C_\mu \mu \frac{k^2}{\varepsilon}$, $C_\mu = 0.0845$, $\alpha_k = \alpha_\varepsilon = 1.39$, $C_1^* = C_1 - \frac{\eta(1-\eta/\eta_0)}{1+\beta\eta^2}$, $C_1 = 1.42$, $C_2 = 1.68$, $\eta =$

$$(2E_{ij} \cdot E_{ij})^{1/2} \frac{k}{\varepsilon}, \quad E_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad \eta_0 = 4.377, \quad \beta =$$

0.012, 其中 μ 为流体黏性系数; Pr 为流体普朗特数; σ_T 为湍流普朗特数; p 和 T 分别为流体压力和温度, u, v, w 分别为流体速度分量.

在上述方程的数值计算中, 离散格式采用二阶迎风差分, 对流项采用 QUICK 格式, 压力与速度的耦合采用 SIMPLEC 法, 近壁计算处理采用壁面函数法.

2.2 计算结果及分析

对于图 2 所示的物理模型, 有关计算参数取为: 管长 $L=1500$ mm, 管径 $D=25$ mm, 旋扭式螺旋片内径 $d_1=5$ mm, 外径 $d_2=20$ mm, 片宽 $W=d_2-d_1=15$ mm, 片厚 $t=1$ mm, 节距 $s=18$ mm. 计算流体为水, 入口水温取为 353 K, 管壁温度取为 298 K.

图 3 和 4 为圆管内插螺旋片强化传热管的强化传热计算结果. 图中可见, 在湍流雷诺数为 6000~12000 的范围内, 螺旋片强化传热管的努塞尔数比光管增加了 1~1.2 倍, 而螺旋片强化传热管的阻力系数只比光管增加了 30%左右, 说明这种以旋扭方式轴向绕制而成的螺旋片具有良好的扰动流体作用, 管内流动阻力的增加也不是太大, 是一种较为理想的强化传热元件, 可使管内流体达到较好的均温效果, 以致管壁附近流体的温度梯度增大, 对流换热系数提高, 湍流换热增强. 图 5 为螺旋片强化传热管

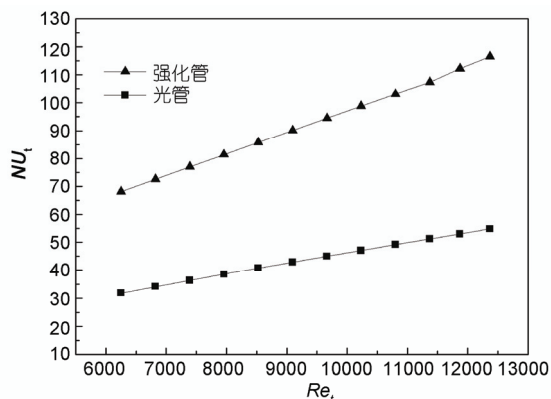


图3 螺旋片强化传热管与光管的 Nu_t 数随 Re_t 数的变化

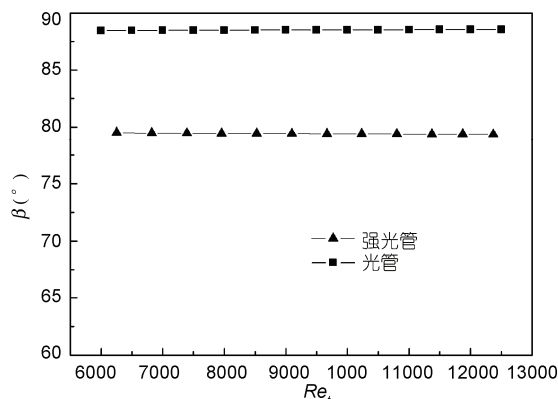


图6 螺旋片强化传热管与光管的平均协同角 β 随 Re_t 数的变化

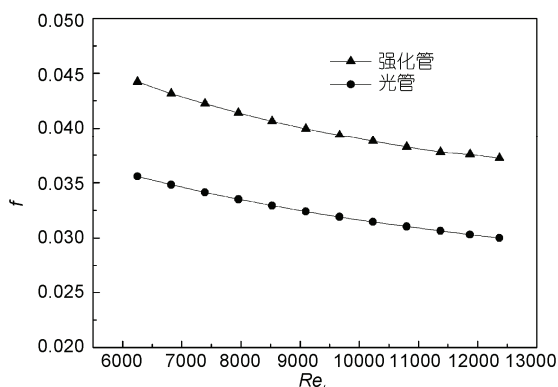


图4 螺旋片强化传热管与光管的阻力系数 f 随 Re_t 数的变化

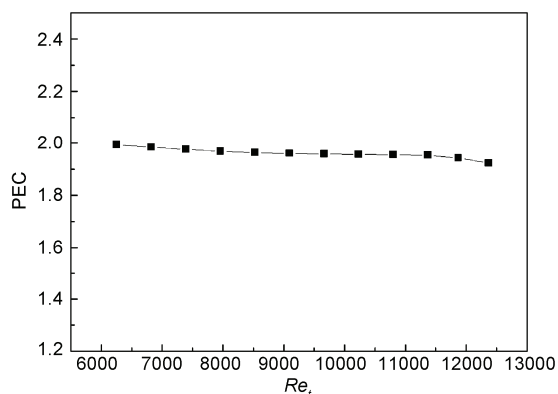


图5 螺旋片强化传热管与光管的 PEC 值随 Re_t 数的变化

与光管的 PEC 值比较. 图中可见, 采用螺旋片强化传热元件后, 强化传热管的综合性能大幅提高, PEC 值达到 2 左右.

图 6 为螺旋片强化传热管与光管的平均协同角 β 比较. 图中可见, 与光管相比, 螺旋片强化传热管的平均 β 角大为减小, 说明流体与管壁间的换热显

著提高, 这与图 3 的计算结果是一致的. 当然, 对于更高的强化换热要求, 可以对螺旋片的结构和尺寸进行优化, 使管内流体的平均 β 角进一步减小, 扰流效果进一步提高, 换热强度进一步增大.

图 7 和 8 为螺旋片强化传热管与光管的平均协同角 α 和 θ 比较. 从图 7 可见, 螺旋片强化传热管的平均协同角 α 由原来的 86° 左右下降到大约 64° , 因而管内流动阻力增加, 但由图 4 可知, 此时流体阻力系数的增加并不是特别大, 其增幅小于努塞尔数的增幅. 此外, 由图 8 可见, 螺旋片强化传热管的平均协同角 θ 由原来的 1° 左右上升到大约 55° , 说明在管内插入旋扭式螺旋片后, 湍流流场中质量流与流体驱动力的方向发生了偏离, 流动阻力随之增加, 因此, 减小平均 θ 角对流体减阻的作用, 相当于减小平均 β 角对换热强化的作用.

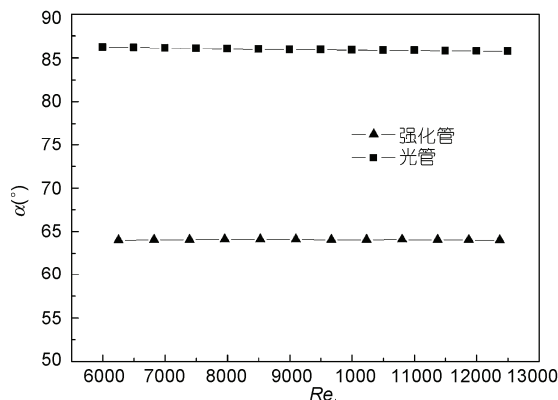


图7 螺旋片强化传热管与光管的平均协同角 α 随 Re_t 数的变化

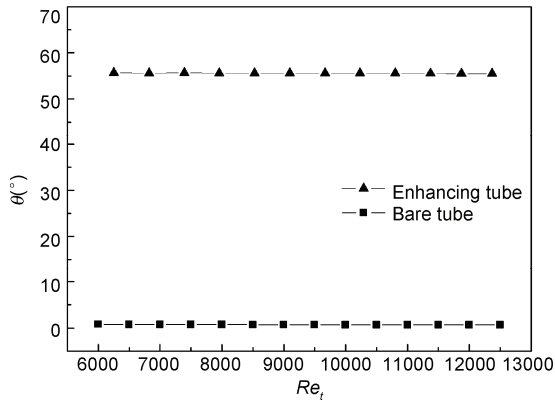


图 8 螺旋片强化传热管与光管的平均协同角 θ 随 Re_i 数的变化

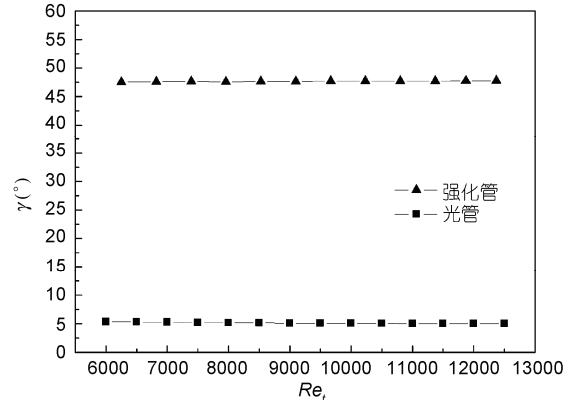


图 9 螺旋片强化管与光管的平均协同角 γ 随 Re_i 数的变化

图 9 为螺旋片强化传热管与光管的平均协同角 γ 比较。图中可见，光管的平均 γ 角很小，大约为 5° 左右，基本上没有什么强化传热效果，而螺旋片强化传热管的平均 γ 角超过了 47° ，比光管增加了 8 倍以上，说明其强化传热的综合效果良好。因此，旋扭式螺旋片强化传热管是一种值得推荐的传热单元管，可应用于各种管壳式、列管式以及套管式换热器的管内侧传热强化，起到良好的节能降耗效果。

3 结论

(1) 本文基于湍流模型和湍流边界层特征，通过定义湍流等效导热系数、湍流等效热扩散系数和湍流等效动量扩散系数，建立了湍流换热的能量和动量协同方程，描述了湍流流场中热流、质量流和流体流动驱动力之间的协同关系，揭示了非等温流场物理

量的协同性与强化传热之间的关系，将层流换热的场物理量协同原理延展到湍流。

(2) 湍流换热流场中流体质点的协同角 α 、 β 和 γ 反映了强化传热的程度：协同角 α 越大，则流体阻力系数 f 越小，流体流动的压降越小；协同角 β 越小，则湍流换热系数 h_t 越大，流体与壁面间的对流换热越强；协同角 γ 越大，则性能评价系数 PEC 值越高，传热单元或换热器的综合性能越好。

(3) 在雷诺数为 6000~12000 的范围内，旋扭式螺旋片强化传热管的平均协同角 α 约为 64° ，其阻力系数比光管增加约 30%；平均协同角 β 约为 80° ，其换热系数比光管增加 1~1.2 倍；平均协同角 γ 约为 47° ，其 PEC 值接近 2。可见，旋扭式螺旋片强化传热管的流阻增加倍数小于换热增强倍数， PEC 值较高，是一种综合性能良好的强化传热管。

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
- 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
- 4 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
- 5 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
- 6 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
- 7 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
- 8 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
- 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

- 10 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
- 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
- 12 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
- 13 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
- 14 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
- 15 Ma L D, Li Z Y, Tao W Q. Experimental verification of the field synergy principle. *Int Comm Heat Mass Transfer*, 2007, 34: 269—276
- 16 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
- 17 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
- 18 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
- 19 陈群, 任建勋, 过增元. 流体流动场协同原理及其在减阻中的应用. *科学通报*, 2008, 53: 489—492
- 20 Chen Q, Ren J X, Meng J A. Field synergy equation for turbulent heat transfer and its application. *Int J Heat Mass Transfer*, 2007, 50: 5334—5339
- 21 Zeng M, Tao W Q. Numerical verification of the field synergy principle for turbulent flow. *J Enhanc Heat Transfer*, 2004, 11: 451—457
- 22 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
- 23 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
- 24 Liu W, Liu Z C, Ming T Z, et al. Physical quantity synergy in laminar flow field and its application in heat transfer enhancement. *Int J Heat Mass Transfer*, 2009, 52: 4669—4672
- 25 Jones W P, Launder B E. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *Int J Heat Mass Transfer*, 1972, 15: 301—311
- 26 Jones W P, Launder B E. The calculation of low-Reynolds-number phenomena with a two-equation model of turbulence. *Int J Heat Mass Transfer*, 1973, 16: 1119—1130
- 27 Oertel H, Mayes K. *Prandtl's Essentials of Fluid Mechanics*. New York: Springer, 2004
- 28 Patankar S V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. New York: McGraw-Hill, 1980