宏观能质运输的耗散分析

刘伟*, 王勇积

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

收稿日期: 2021-12-16; 接受日期: 2022-02-07; 网络版发表日期: 2022-04-08

国家自然科学基金(批准号: 51736004)资助项目

摘要 本文基于线性唯象关系和能质守恒定律, 导出宏观能质输运方程的平衡形式和能质输运效率, 揭示了能质输运的耗散机制; 基于非平衡态热力学和能质输运理论, 提出统一表征能质耗散的作用量等价原理以及最小耗散原理, 构建了宏观能质输运的线性耗散结构. 针对圆管内插燕尾翼扰流组件的数值计算表明, 在不同无量纲截距下, 管内均呈现出多涡纵向旋流的低耗散流场结构. 当 Re 数为300~1500时, 在给定的组件结构参数下, 热传递效率超过98.6%, 焓传递效率为84%~93.2%, 功传递效率为86.7%~99.1%, 动能传递效率为12.3%~37.5%.

关键词 能质输运, 耗散结构, 燕尾翼, 内插物

1 引言

宏观能质输运是自然界和工程上普遍存在的物理现象, 分析并揭示能质输运过程的不可逆耗散机制, 对于发展宏观能质输运理论具有重要意义.

20世纪80年代, Bejan^[1,2]基于热力学第二定律提出了传输过程的熵产生最小化原理, 广泛用于能量传递过程的不可逆耗散分析. 21世纪初, 过增元等人^[3,4]提出了新的物理量焓, 发现当焓耗散越小时, 流体的温度越均匀, 对流传热损失越小. 陈群等人^[5,6]基于焓耗散极值原理建立了传热优化的数学模型, 并通过数值计算获得纵向旋流流场结构. 何雅玲和陶文铨^[7,8]针对不同的对流传热强化问题, 揭示了焓耗散极值原理与场协同原理的一致性. 陈林根等人^[9,10]将焓耗散作为优化目标, 应用于不同的热力系统及构形优化. 梁新刚等人^[11,12]针对换热器和热系统, 分析了焓理论在传输过

程优化中的成功应用. 刘伟等人提出了可用势函数以及对流传热焓损最小化原理, 对传输过程进行多目标优化^[13~15], 并对传热强化单元开展结构参数的优化设计^[16,17]. 此外, 研究者还通过理论建模和数值计算, 证明在层流和湍流下管内形成的对称涡纵向旋流是一种低耗散流场结构^[18~21].

尽管以上文献基于热力学和传热学理论对热力系统以及传输过程进行了分析和优化, 但尚未揭示和表征输运系统的能质耗散机制. 因此研究者认为, 需要结合非平衡态热力学和能质传输理论, 研究宏观能质输运的耗散结构^[22,23].

2 能质输运守恒方程

能质输运的守恒定律反映了流体热量、组分质量、功量和动量的基本守恒关系, 而能质输运的本构

引用格式: 刘伟, 王勇积. 宏观能质输运的耗散分析. 中国科学: 技术科学, 2022, 52: 1887–1900

Liu W, Wang Y J. Analysis of dissipation construction in macroenergy and mass transport (in Chinese). Sci Sin Tech, 2022, 52: 1887–1900, doi: 10.1360/SST-2021-0578

关系则反映了流场中热流、质流、功流和动量流的基本迁移规律, 据此, 可建立流体热能、组分质量、机械能和动能守恒方程组。

2.1 本构关系

自然界和工程中的能质输运存在如下热力学流和力的线性本构关系^[24]:

$$\mathbf{q} = -k \nabla T, \quad (1)$$

$$\mathbf{J} = -D \nabla C, \quad (2)$$

$$\boldsymbol{\omega} = -\zeta \nabla p, \quad (3)$$

$$\boldsymbol{\tau} = -\mu \nabla \mathbf{U}, \quad (4)$$

式中, T 为流体温度, K; C 为组分浓度, mol/m^3 ; p 为流体压力, Pa; $\mathbf{U}$ 为流体速度矢量, m/s. $\mathbf{q}$ 为热流矢量 ($\mathbf{q} = -a \nabla (\rho c_p T)$), W/m^2 ; $\mathbf{J}$ 为质流矢量, $\text{mol}/(\text{m}^2 \text{ s})$; $\boldsymbol{\omega}$ 为功流矢量, W/m^2 ; $\boldsymbol{\tau}$ 为动量流矢量 ($\boldsymbol{\tau} = -\nu \nabla (\rho \mathbf{U})$), N/m^2 . a 为热扩散系数, m^2/s ; D 为质扩散系数, m^2/s ; ζ 为功扩散系数(功率因子), m^2/s ; ν 为动量扩散系数(运动黏度), m^2/s . k 为流体导热系数, $\text{W}/(\text{m K})$; ρ 为流体密度, kg/m^3 ; c_p 为流体比热, $\text{J}/(\text{kg K})$; μ 为动力黏度, Pa s. 需要指出, 线性唯象关系式(1)~(4)是能质输运的基本定律, 也是建立能质输运守恒方程的基础, 即能质输运守恒方程表征了热流、质流、功流, 以及动量流的迁移机制。

2.2 能质守恒方程

对于层流能质输运, 流体的热能、质量组分、机械能和动量守恒方程为^[25]

$$\mathbf{U} \cdot \nabla T = a \nabla^2 T, \quad (5)$$

$$\mathbf{U} \cdot \nabla C = D \nabla^2 C, \quad (6)$$

$$\mathbf{U} \cdot \nabla p = \zeta \nabla^2 p, \quad (7)$$

$$\mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U} = -\nabla p / \rho + \nu \nabla^2 \mathbf{U}. \quad (8)$$

在式(5)~(8)中, 二阶导数项可分别表示为 $-\nabla \cdot \mathbf{q}$, $-\nabla \cdot \mathbf{J}$, $-\nabla \cdot \boldsymbol{\omega}$ 和 $-\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}$, 代表热流、质流、功流和动量流的迁移扩散, 其中热扩散系数 a 、质扩散系数 D 、功扩散系数 ζ 和动量扩散系数 ν 的单位均为 m^2/s . 在能质输运中, 流体作功推动了热流、质流和动量流的扩散, 由此形成了流场中功流的扩散机制. 此外, 在式(8)中, 二阶导数项代表流体的动量扩散, 而非流体的黏性

耗散。

对于湍流能质输运, 流体的热能、质量组分、机械能、动量守恒方程以及 k - ε 方程分别为^[26,27]

$$\mathbf{U} \cdot \nabla T = (a + \varepsilon_h) \nabla^2 T, \quad (9)$$

$$\mathbf{U} \cdot \nabla C = (D + \varepsilon_c) \nabla^2 C, \quad (10)$$

$$\mathbf{U} \cdot \nabla p = (\zeta + \varepsilon_p) \nabla^2 p, \quad (11)$$

$$\mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U} = -\nabla p / \rho + (\nu + \varepsilon_m) \nabla^2 \mathbf{U}, \quad (12)$$

$$u \frac{\partial k}{\partial x} + v \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\varepsilon_m}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] + \varepsilon_m \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \varepsilon - 2\nu \left(\frac{\partial k^{1/2}}{\partial y} \right)^2, \quad (13)$$

$$u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + v \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\varepsilon_m}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right] + c_1 \frac{\varepsilon}{k} \varepsilon_m \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \frac{c_2 \varepsilon^2}{k} + 2\nu \varepsilon_m \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)^2, \quad (14)$$

式中, ε_h 为湍流热扩散系数, m^2/s ; ε_c 为湍流质扩散系数, m^2/s ; ε_p 为湍流功扩散系数, m^2/s ; ε_m 为湍流动量扩散系数, m^2/s ; k 为湍流动能; ε 为湍流耗散率; 常数 $c_1 = 1.45$, $c_2 = 2$, $\sigma_k = 1$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$. 由上可见, 能质守恒方程(5)~(8)与式(9)~(12)在形式上是类似的. 同样, 层流和湍流的耗散规律在形式上也是类似的。

3 能质耗散分析

基于热力学第二定律, 传输过程的不可逆性可由熵和焓平衡方程来表征. 同样, 流体的热能、机械能和质量组分守恒方程组也可转化为平衡形式, 并表征热能、机械能和质量传输的不可逆性. 据此, 可定义能质的输运效率。

3.1 热耗散

传输过程的不可逆性是指在能质输运中, 热能、质量组分、机械能和动能存在不可逆耗散损失, 其中, 热耗散由熵、焓、焓和可用焓方程表征。

熵方程^[28]:

$$\rho \frac{Ds}{Dt} = -\nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{q}}{T} \right) + \frac{k(\nabla T)^2}{T^2} + \frac{\Phi}{T}, \quad (15)$$

式中, s 为流体的熵, $\text{J}/(\text{kg K})$; $-\nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{q}}{T} \right)$ 为熵流的扩散,

$W/(m^3 K)$; $\frac{k(\nabla T)^2}{T^2}$ 为流体的熵产生, $W/(m^3 K)$; Φ 为黏性耗散热, W/m^3 ; t 为时间, s.

焓方程^[4,29]:

$$\rho \frac{Dg}{Dt} = -\nabla \cdot (\mathbf{q}T) - k(\nabla T)^2 + \Phi T, \quad (16)$$

式中, g 为流体的焓, $(J K)/kg$; $-\nabla \cdot (\mathbf{q}T)$ 为焓流的扩散, $(W K)/m^3$; $k(\nabla T)^2$ 为流体的焓耗散, $(W K)/m^3$.

焓方程^[30,31]:

$$\rho \frac{Dh}{Dt} = -T\nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{q}}{T} \right) + \frac{k(\nabla T)^2}{T} + \Phi, \quad (17)$$

式中, h 为流体的焓, J/kg ; $-T\nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{q}}{T} \right)$ 为有效热扩散, W/m^3 ; $\frac{k(\nabla T)^2}{T}$ 为流体的热耗散, 代表流体传热的不可逆损失, W/m^3 . 在式(17)中, 流体的有效热扩散由温度与扩散熵流的乘积来表征, 类似的表达方式也适合于流场中质流及功流的有效扩散.

可用焓方程^[13]:

$$\rho \frac{De}{Dt} = -\nabla \cdot \left[\left(1 - \frac{T_0}{T} \right) \mathbf{q} \right] - \frac{T_0 k(\nabla T)^2}{T} + \left(1 - \frac{T_0}{T} \right) \Phi, \quad (18)$$

式中, e 为流体的可用焓或可用势, J/kg ; $-\nabla \cdot \left[\left(1 - \frac{T_0}{T} \right) \mathbf{q} \right]$ 为焓流的扩散, W/m^3 ; $T_0 \frac{k(\nabla T)^2}{T^2}$ 为流体的焓损, W/m^3 ; T_0 为环境温度, K .

式(18)中, 可用焓或可用势的定义为

$$e = h - T_0 s = g + (T - T_0)s, \quad (19)$$

式中, g 为吉布斯自由能(代表工质的功势), J/kg ; $(T - T_0)s$ 为可用热势, J/kg . 式(19)的物理内涵为, 可用焓等于工质的总焓 h 减去不可用部分(不可用热势 $T_0 s$), 或可用势等于工质的功势加上可用热势.

由式(15)~(18)可见, 流体势的变化等于流的扩散、不可逆耗散, 以及内部黏性耗散项之和, 有关物理量的对应关系如表1所示. 表中可见, 热耗散 $\frac{k(\nabla T)^2}{T}$

是介于熵产生 $\frac{k(\nabla T)^2}{T^2}$ 和焓耗散 $k(\nabla T)^2$ 之间的物理量, 因其具有能量单位 W/m^3 , 故可作为热输运性能评价和优化的重要指标. 温度与熵、熵变、熵流扩散及熵产

生乘积的物理意义见表2, 其中, $-T\nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{q}}{T} \right)$ 代表去除不可逆耗散后的有效热扩散. 环境温度与熵、熵变、熵流扩散及熵产生乘积的物理意义见表3.

在传输过程中, 若流体不可压缩且不对外做功, 熵的定义为 $ds = \frac{\delta Q}{T} = \frac{dh}{T}$; 焓的定义为 $dg = T\delta Q = Tdh$. 这时, 熵、焓和焓平衡方程(15)~(17)之间可以相互转化, 它们均表征了热传输过程的不可逆性.

此外, 式(15)~(18)也可改写为如下守恒形式.

熵方程:

$$\rho T \frac{Ds}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \Phi. \quad (20)$$

表1 热传输过程的势、扩散流, 以及不可逆表征^[31]

Table 1 Descriptions of potential, diffusive flow, and irreversibility in heat transport process [31]

流体势	流的扩散	不可逆耗散
$s, J/(kg K)$	$-\nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{q}}{T} \right), W/(m^3 K)$	$\frac{k(\nabla T)^2}{T^2}, W/(m^3 K)$
$g, (J K)/kg$	$-\nabla \cdot (\mathbf{q}T), (W K)/m^3$	$k(\nabla T)^2, (W K)/m^3$
$h, J/kg$	$-T\nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{q}}{T} \right), W/m^3$	$\frac{k(\nabla T)^2}{T}, W/m^3$
$e, J/kg$	$-\nabla \cdot \left[\left(1 - \frac{T_0}{T} \right) \mathbf{q} \right], W/m^3$	$\frac{T_0 k(\nabla T)^2}{T}, W/m^3$

表2 温度与熵、熵变、熵流扩散及熵产生乘积的物理意义

Table 2 Physical meaning of the product between temperature and entropy, differential entropy, entropy flow diffusion or entropy generation

热势	热量	有效热扩散	热耗散
Ts	Tds	$-T\nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{q}}{T} \right)$	$T \frac{k(\nabla T)^2}{T^2}$

表3 环境温度与熵、熵变、熵流扩散及熵产生乘积的物理意义

Table 3 Physical meaning of the product between ambient temperature and entropy, differential entropy, entropy flow diffusion or entropy generation

不可用热势	不可用热	不可用热扩散	焓损
$T_0 s$	$T_0 ds$	$-T_0 \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{q}}{T} \right)$	$T_0 \frac{k(\nabla T)^2}{T^2}$

焓方程:

$$\rho \frac{1}{T} \frac{Dg}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \Phi. \quad (21)$$

焓方程:

$$\rho \frac{Dh}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \Phi. \quad (22)$$

可用焓方程:

$$\rho \frac{De}{Dt} = -\left(1 - \frac{T_0}{T}\right) \nabla \cdot \mathbf{q} + \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) \Phi. \quad (23)$$

由上可见, 对于传输过程而言, 熵和焓是经由数学定义的热物理量, 均与温度和焓有关, 只有当方程中的各项为能量单位时, 关于熵和焓的方程才能表征为守恒形式, 因此, 式(20)和(21)本质上是关于热的平衡方程. 类似地, 基于守恒的焓和可用焓方程也可表达为平衡形式, 以表征能量的耗散关系.

3.2 质耗散

将质量组分守恒方程(6)改写为

$$\rho \frac{Dm}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{J}, \quad (24)$$

式中, $m = \frac{C}{\rho}$ 为流体的浓度势, mol/kg. 再将上式改写为平衡形式:

$$\rho \frac{Dm}{Dt} = -C \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{J}}{C} \right) + \frac{D(\nabla C)^2}{C}, \quad (25)$$

式中, $-C \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{J}}{C} \right)$ 为有效的质流扩散, mol/(m³ s);

$\frac{D(\nabla C)^2}{C}$ 为流场中质流的不可逆耗散, 代表流体传质的不可逆损失, mol/(m³ s). 该项耗散乘以组分浓度即等于文献[32]定义的质量焓耗散率.

3.3 功耗散

将流体的机械能守恒方程(7)改写为

$$\rho \frac{Dw}{Dt} = -\nabla \cdot \boldsymbol{\omega}, \quad (26)$$

式中, $w = \frac{p}{\rho}$ 为流体的功势, J/kg. 再将上式改写为平衡形式:

$$\rho \frac{Dw}{Dt} = -p \nabla \cdot \left(\frac{\boldsymbol{\omega}}{p} \right) + \frac{\zeta(\nabla p)^2}{p}, \quad (27)$$

式中, $-p \nabla \cdot \left(\frac{\boldsymbol{\omega}}{p} \right)$ 为有效的功流扩散, W/m³; $\frac{\zeta(\nabla p)^2}{p}$ 为流体的功流耗散, 代表流体机械能的不可逆损失, W/m³.

参见文献[12,33], 若定义流体的功熵 $ds_p = \frac{\delta\omega}{p}$ 和

功焓 $dg_p = p\delta\omega$, 并注意到功的势差等于功流 $dw = \delta\omega$, 则可由式(27)导出如下功熵平衡方程:

$$\rho \frac{Ds_p}{Dt} = -\nabla \cdot \left(\frac{\boldsymbol{\omega}}{p} \right) + \frac{\zeta(\nabla p)^2}{p^2}, \quad (28)$$

以及相应的功焓平衡方程:

$$\rho \frac{Dg_p}{Dt} = -\nabla \cdot (\boldsymbol{\omega}p) - \zeta(\nabla p)^2, \quad (29)$$

式中, s_p 为流体的功熵, J/(kg Pa); $-\nabla \cdot \left(\frac{\boldsymbol{\omega}}{p} \right)$ 为功熵流的

扩散, W/(m³ Pa); $\frac{\zeta(\nabla p)^2}{p^2}$ 为流体的功熵产, W/(m³ Pa);

g_p 为流体的功焓, (J Pa)/kg; $-\nabla \cdot (\boldsymbol{\omega}p)$ 为功焓流的扩散,

(W Pa)/m³; $\zeta(\nabla p)^2$ 为流体的功焓耗散, (W Pa)/m³.

3.4 黏性耗散

将流体的动量守恒方程(8)改写为

$$\rho \frac{DU}{Dt} = -\nabla p - \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}, \quad (30)$$

式中, 动量流矢量为

$$\boldsymbol{\tau} = (\tau_x, \tau_y, \tau_z)' = (-\mu \nabla u, -\mu \nabla v, -\mu \nabla w)'.$$

再将式(30)改写为如下平衡形式:

$$\rho \frac{DU}{Dt} = -\nabla p - \mathbf{U} \nabla \cdot \left(\frac{\boldsymbol{\tau}}{\mathbf{U}} \right) + \frac{\mu(\nabla \mathbf{U})^2}{\mathbf{U}}, \quad (31)$$

式中, $\mathbf{U} \nabla \cdot \left(\frac{\boldsymbol{\tau}}{\mathbf{U}} \right)$ 为有效动量扩散, N/m³; $\frac{\mu(\nabla \mathbf{U})^2}{\mathbf{U}}$ 为流体的动量耗散, N/m³.

流体动能守恒方程的平衡形式为

$$\frac{\rho DU^2}{2Dt} = -\mathbf{U} \cdot \nabla p - \mathbf{U}^2 \nabla \cdot \left(\frac{\boldsymbol{\tau}}{\mathbf{U}} \right) + \mu(\nabla \mathbf{U})^2, \quad (32)$$

式中, $\mathbf{U}^2 \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{T}}{\mathbf{U}} \right)$ 为流体传递的有效动能, W/m^3 ;

$\mu(\nabla \mathbf{U})^2$ 为流体传递动能时克服黏性所耗散的机械能 (转变为热能), W/m^3 :

$$\mu(\nabla \mathbf{U})^2 = \mu[(\nabla u)^2, (\nabla v)^2, (\nabla w)^2], \quad (33)$$

式中, $(\nabla u)^2$ 的量级远远大于 $(\nabla v)^2$ 及 $(\nabla w)^2$, 而且, 对

于管流或通道流问题, $(\nabla u)^2$ 中 $\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2$ 和 $\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2$ 的量级远

远大于 $\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2$, 故有

$$\mu(\nabla \mathbf{U})^2 \simeq \mu(\nabla u)^2 \simeq \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2. \quad (34)$$

3.5 能质耗散评价

在式(17), (25)和(27)中, 关于热、质、功的扩散以及耗散的表征是完全类似的, 其对称关系被列入表4. 此外, 因热流、质流和功流的扩散被表征为有效扩散与耗散损失之和, 据此, 可定义能质的输运效率.

热传递效率:

$$\begin{aligned} \eta_t &= 1 - \frac{Q_d}{Q} = 1 - \frac{\iiint_{\Omega} \frac{k(\nabla T)^2}{T} dV}{\iiint_{\Omega} -\nabla \cdot \mathbf{q} dV} \\ &= 1 - \frac{\iiint_{\Omega} \frac{k(\nabla T)^2}{T} dV}{\oint_S -\mathbf{q} \cdot d\mathbf{S}}. \end{aligned} \quad (35)$$

焓传递效率:

$$\begin{aligned} \eta_e &= 1 - \frac{E_d}{E} = 1 - \frac{\iiint_{\Omega} T_0 \frac{k(\nabla T)^2}{T^2} dV}{\iiint_{\Omega} -\nabla \cdot \left[\left(1 - \frac{T_0}{T} \right) \mathbf{q} \right] dV} \\ &= 1 - \frac{\iiint_{\Omega} T_0 \frac{k(\nabla T)^2}{T^2} dV}{\oint_S -\left(1 - \frac{T_0}{T} \right) \mathbf{q} \cdot d\mathbf{S}}. \end{aligned} \quad (36)$$

表 4 热、质、功的扩散和耗散表征

Table 4 Descriptions of diffusion and dissipation of heat, mass and work

热扩散	质扩散	功扩散	热耗散	质耗散	功耗散
$-T \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{q}}{T} \right)$	$-C \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{J}}{C} \right)$	$-p \nabla \cdot \left(\frac{\boldsymbol{\omega}}{p} \right)$	$\frac{k(\nabla T)^2}{T}$	$\frac{D(\nabla C)^2}{C}$	$\frac{\zeta(\nabla p)^2}{p}$

质传递效率:

$$\begin{aligned} \eta_c &= 1 - \frac{M_d}{M} = 1 - \frac{\iiint_{\Omega} \frac{D(\nabla C)^2}{C} dV}{\iiint_{\Omega} -\nabla \cdot \mathbf{J} dV} \\ &= 1 - \frac{\iiint_{\Omega} \frac{D(\nabla C)^2}{C} dV}{\oint_S -\mathbf{J} \cdot d\mathbf{S}}. \end{aligned} \quad (37)$$

功传递效率:

$$\begin{aligned} \eta_p &= 1 - \frac{P_d}{P} = 1 - \frac{\iiint_{\Omega} \frac{\zeta(\nabla p)^2}{p} dV}{\iiint_{\Omega} -\nabla \cdot \boldsymbol{\omega} dV} \\ &= 1 - \frac{\iiint_{\Omega} \frac{\zeta(\nabla p)^2}{p} dV}{\oint_S -\boldsymbol{\omega} \cdot d\mathbf{S}}. \end{aligned} \quad (38)$$

动能传递效率:

$$\begin{aligned} \eta_m &= 1 - \frac{P_m}{P} = 1 - \frac{\iiint_{\Omega} \mu(\nabla \mathbf{U})^2 dV}{\iiint_{\Omega} -\nabla \cdot \boldsymbol{\omega} dV} \\ &= 1 - \frac{\iiint_{\Omega} \mu(\nabla \mathbf{U})^2 dV}{\oint_S -\boldsymbol{\omega} \cdot d\mathbf{S}}. \end{aligned} \quad (39)$$

式中, Q_d 为流体的热耗散, W ; Q 为进入系统的热流, W ; E_d 为流体的焓损, W ; E 为进入系统的焓流, W ; M_d 为流体的质耗散, mol/s ; M 为进入系统的质流, mol/s ; P_d 为流体扩散功流所耗散的机械能, W ; P_m 为流体传递动能时克服黏性所耗散的机械能, W ; P 为进入系统的功流 (流体消耗的泵功), W .

若对能质耗散进行综合评价, 可定义如下评价系数^[34,35].

效能评价系数 (efficiency evaluation coefficient):

$$\text{EEC} = \frac{Q/Q_0}{P/P_0} = \frac{Nu/Nu_0}{Eu/Eu_0} = \frac{Nu/Nu_0}{f/f_0}. \quad (40)$$

质效能评价系数 (mass efficiency evaluation coefficient):

$$\text{MEEC} = \frac{M/M_0}{P/P_0} = \frac{Sh/Sh_0}{Eu/Eu_0} = \frac{Sh/Sh_0}{f/f_0}. \quad (41)$$

式中, Q 为传热强化管的热流, W ; P 为传热或传质强化管的耗功, W ; M 为传质强化管的质流, mol/s ; Nu 为传热强化管的努谢尔特数; Eu 为传热或传质强化管的欧拉数; Sh 为传质强化管的舍伍德数; f 为传热或传质强化管的流体阻力系数; 下标0表示光管. 上式中, Q/Q_0 表示传热增强所获收益, M/M_0 表示传质增强所获收益, P/P_0 表示流体功耗增加所付代价. 显然, 由式(40)和(41)可对传输设备或单元的能质耗散性能进行综合评价. 在实际应用中, 可据式(35)~(41)选择多个单一性能指标进行多目标优化, 以实现系统整体性能的优化.

4 能质耗散结构

非平衡态热力学定义了两种系统状态: 近平衡态和远离平衡态. 普里戈金基于远离平衡态的非线性动力学分析, 提出了耗散结构理论, 该耗散结构可以描述为: 远离平衡态的开放系统通过与环境交换物质和能量, 在外界条件变化达到一定阈值时, 在内部涨落和突变中产生了自组织现象, 原来的无序状态自发地转变为宏观有序状态, 从而形成新的稳定有序结构. 但在工程上, 实际输运系统大多处于近平衡态, 若系统达到稳定则处于近平衡定态.

4.1 最小熵产生原理

在近平衡态下, 系统耗散结构对应的热力学唯象关系是线性的. 普里戈金在分析近平衡态系统的稳定性时提出了最小熵产生原理^[19], 证明在近平衡态下熵产生是一个李雅普诺夫函数, 因此, 对于符合线性唯象关系的近平衡态系统, 最小熵产生被认为是系统稳定性的判断条件. 熵产生与耗散的关系如下.

在热力学中, 熵产生 σ 被定义为热力学流和力的乘积:

$$\sigma = JX, \quad (42)$$

式中, J 为热力学流, X 为与流共轭的热力学力.

耗散函数 Ψ 被定义为

$$\Psi = T\sigma. \quad (43)$$

与之相应的熵损则为

$$\Psi_0 = T_0\sigma. \quad (44)$$

4.2 作用量等价原理

文献[36~38]给出了广义流传递过程的热力学唯象关系和广义耗散最小化. 为了证明各种热力学耗散关系的等价性, 提出如下作用量等价原理.

当施加(乘或除)作用量 T 或 $1/T$ 后, 热力学流、力或耗散可以分别进行相互转换, 即各种热力学耗散关系是等价的. 如: 焓流乘以作用量 T 等于热流, 焓流乘以作用量 $1/T$ 等于热流; 熵产生对应力乘以作用量 T 等于热耗散对应力, 焓耗散对应力乘以作用量 $1/T$ 等于热耗散对应力; 熵产生乘以作用量 T 等于热耗散, 焓耗散乘以作用量 $1/T$ 等于热耗散. 反向转换则除以相应的作用量.

热力学流、力或耗散的转换关系如下:

(1) 热力学流

$$\text{焓流: } \frac{\delta q}{T}; \text{ 焓流: } T\delta q; \text{ 热流: } \delta q = T\frac{\delta q}{T} = \frac{1}{T}T\delta q;$$

(2) 热力学力

$$\text{熵产对应力: } \nabla\left(\frac{1}{T}\right); \text{ 焓耗对应力: } -\nabla T; \text{ 热耗对应}$$

$$\text{力: } T\nabla\left(\frac{1}{T}\right) = \frac{1}{T}(-\nabla T);$$

(3) 热力学耗散

$$\text{熵产: } s_g = \mathbf{q} \cdot \nabla\left(\frac{1}{T}\right); \text{ 焓耗: } g_d = \mathbf{q} \cdot (-\nabla T); \text{ 热}$$

$$\text{耗: } \varphi_d = T\mathbf{q} \cdot \nabla\left(\frac{1}{T}\right) = \frac{1}{T}\mathbf{q} \cdot (-\nabla T);$$

上述热力学关系的说明如下.

(1) 热耗散 φ_d 对应的力可为 $T\nabla\left(\frac{1}{T}\right)$ 或 $\frac{1}{T}(-\nabla T)$, 但

可统一表达为 $-\nabla(\ln T)$;

(2) 热力学力可为 $\nabla\left(\frac{1}{T}\right)$, $-\nabla T$ 或 $-\nabla(\ln T)$, 但与之

共轭的热力学流恒为 $\mathbf{q}$;

(3) 对应于熵产生和焓耗散, 热耗散与流和力的关系为: $\varphi_d = \mathbf{q} \cdot [-\nabla(\ln T)]$.

此外, 非平衡态热力学中定义了耗散函数

$$\Psi = T\sigma = Ts_g, \text{ 其物理意义为热耗散: } \Psi = \varphi_d = \frac{k(\nabla T)^2}{T};$$

热力学中定义了熵损 $\Psi_0 = T_0\sigma = T_0s_g$, 其物理意义为基

于环境温度的热耗散: $\psi_0 = \frac{T_0 k(\nabla T)^2}{T}$. 式(17)和(18)则

从理论上导出了 Ψ 和 Ψ_0 .

以上作用量等价原理论证了熵产生、焓耗散与热耗散具有等价关系, 即关于热的不可逆耗散可由热力学第二定律统一表征. 这种等价关系也可拓展到流体机械能耗散, 相应的作用量分别为 p 和 $1/p$. 功熵产、

功焓耗散和功耗散分别为: $s_{g,p} = \omega \cdot \nabla \left(\frac{1}{p} \right) = \frac{\zeta(\nabla p)^2}{p^2}$,

$g_{d,p} = \omega \cdot (-\nabla p) = \zeta(\nabla p)^2$ 和 $\phi_{d,p} = \omega \cdot [-\nabla(\ln p)] = \frac{\zeta(\nabla p)^2}{p}$, 即功熵产乘以 p 以及功焓耗散乘以 $1/p$ 均等于

功耗散. 功熵流 $\delta\omega/p$ 、功焓流 $p\delta\omega$ 、功流 $\delta\omega$, 以及与之相应的热力学力也具有同样的等价关系.

4.3 最小耗散原理

由流体的熵、焓、焓和可用焓方程, 输运过程的不可逆性可以统一表征为: 势的变化等于流的有效扩散与不可逆耗散之和. 具体描述分别为: 熵变等于熵流扩散加熵产生; 焓变等于焓流扩散加焓耗散; 焓变等于有效热扩散加热耗散; 可用焓变等于焓流扩散加焓损(基于环境温度的热耗散).

根据最小熵产生原理, 达到近平衡定态时, 系统的熵产生最小. 由于熵产生、焓耗散、热耗散和焓损(热耗散的特殊形态)系统地表征了输运过程的热不可逆性, 而且, 根据作用量等价原理, 熵产生、焓耗散和热耗散可以相互转换并具有等价性, 于是, 可将最小熵产生原理更一般地拓展为最小耗散原理, 即当输运系统处于近平衡定态时, 系统的熵产生、焓耗散、热耗散和焓损均达到最小. 换言之, 当流场中不可逆耗散最小时, 系统处于稳定, 这时, 即便因外界扰动发生了内部线性涨落, 系统也会自发克服并恢复到近平衡定态.

至此, 可基于作用量等价原理和最小耗散原理, 定义非平衡态热力学线性区的系统耗散结构: 对于一个与外界环境交换物质和能量的近平衡态输运系统, 若满足作用量等价原理和最小耗散原理, 能质输运的热不可逆性由熵产生、焓耗散、热耗散, 以及焓损表征, 则认为该系统具有线性耗散结构. 若再进一步考虑质流耗散、功流耗散和动能耗散, 可将系统的不可逆性表征为能质耗散结构, 而且只要存在温度差、浓度

差、压力差和速度差就会引起不可逆耗散.

5 能质耗散的数值计算

本文提出一个圆管内插燕尾翼扰流组件的物理模型, 通过数值计算, 模拟能质输运的不可逆耗散特性, 并分析管内传热与流动的综合性能.

5.1 计算模型

本模型由三片倾斜的燕尾翼组成, 如图1所示. 燕尾翼与等边三角形连接杆的倾角为 30° , 燕尾角 120° , 翼角 10° , 翼厚 0.3 mm , 燕尾翼过渡段长度为 6 mm , 管内径 20 mm , 管长 800 mm , 测试段管长 500 mm , 中心连接杆的边长为 2 mm , 相邻燕尾翼的无量纲截距分别取为 $p/D=2, 2.5, 3, 3.5, 4$. 管内流动工质选择为水. 雷诺数的计算范围为 $Re=300\sim1500$. 计算边界条件为: 进口给定充分发展速度和温度分布; 进口流体平均温度为 313.8 K ; 环境温度为 293.15 K ; 管壁为定热流 2000 W/m^2 ; 出口给定为压力出口.

文中采用商业软件 ICEM 19.0 对计算模型生成非结构化混合网格, 如图2所示. 图中可见, 在燕尾翼表面附近区域采用金字塔网格, 管内核心区域采用六面体网格, 圆管边壁区域分别采用四面体和三棱柱加密网格.

计算雷诺数 Re 、努谢尔特数 Nu 和阻力系数 f 的定义如下:

$$Re = \frac{\rho u_m D}{\mu}, \quad (45)$$

$$Nu = \frac{h_m D}{\lambda} = \frac{q D}{\lambda(T_w - T_m)}, \quad (46)$$

$$f = \frac{\Delta p}{(L/D)\rho u_m^2/2}, \quad (47)$$

式中, u_m 为流体进口平均速度, m/s ; D 为管内径, m ; L 为管长, m ; T_w 和 T_m 分别为管壁温度和流体平均温度, K ; Δp 为计算测试段的压差, Pa .

5.2 结果与分析

本文采用商业软件 FLUENT 16.0 中的层流模型求解流场和温度场. 压力采用二阶格式, 速度和温度采用二阶迎风格式. 当连续性方程的残差小于 10^{-4} , 其余方程的残差小于 10^{-6} 时, 认为计算结果收敛. 网格独立性

验证结果见图3(a). 计算中分别选取274万, 410万, 740万和1250万等四套网格系统. 当网格数从740万增加到1250万时, Nu 数和 f 值分别仅变化0.52%和1.29%, 表明网格已独立, 故采用740万网格系统. 光管的数值验证结果见图3(b), Nu 数的最大偏差为3.89%, f 值的最大偏差为-2.34%.

图4显示了内插燕尾翼组件圆管内的流线和切向速度分布. 图中可见, 管内已形成多涡纵向旋流的低耗散流场结构, 即流体在管轴方向为纵向螺旋流, 在圆管横截面的投影为多个对称涡. 由于流体在管内以对称螺旋流的方式向前螺旋运动, 形成的反向涡旋较少, 因此流体耗散的机械能较少, 相应的功耗也较少. 这种流

图1 圆管燕尾翼内插物计算模型示意

Figure 1 Schematic diagram of the calculating model for the insert of dovetail wing in a tube.

图2 管内燕尾翼内插物的网格划分示意

Figure 2 Schematic diagram of mesh generation for the insert of dovetail wing in a tube.

图3 (网络版彩图)计算验证. (a) 网格独立性验证; (b) 光管传热与阻力计算验证

Figure 3 (Color online) Calculating verification. (a) Grid independence verification; (b) smooth tube verification for heat transfer and flow resistance.

场结构可在流动阻力增幅不高的前提下实现传热强化.

图5显示了燕尾翼扰流管横截面的温度分布云图. 图中可见, 由于燕尾翼组件扰动流体的缘故, 管内流体温度的均匀性得到显著改善. 图5(a)和(b)分别为计算测试段 $x=45\text{ mm}$ 和 $x=100\text{ mm}$ 处流体温度的分布云图, 两者对比, 下游处的温度更加均匀. 当 x 超过 100 mm 后, 管内流体的温度分布已非常均匀. 与其他类型的扰流组件相比, 由于燕尾翼组件扰动流体时形成了多涡纵向旋流的流场结构, 管内流体混流均温的效果较好, 因此流体的温度梯度较小, 故而流体的热耗散和熵损失均较小, 热传输的效果优良.

图6显示了燕尾翼扰流管流体熵产、熵耗散、热耗散和熵损的计算曲线. 图中可见, 在不同的无量纲截距下, 熵产、熵耗散、热耗散和熵损随 Re 数变化的趋势是一致的. 由于熵产、熵耗散、热耗散和熵损所表征的耗散机制是等价的, 其计算曲线在图6中显示出

在纵坐标方向的平移关系. 这就说明熵产、熵耗散和热耗散都可描述关于热的不可逆性, 但热耗散却具有能量单位.

图7显示了燕尾翼扰流管内能质传输的热传递效率、焓传递效率、功传递效率和动能传递效率. 图中可见, 热传递效率达到98.6%以上, 焓传递效率达到84%以上, 说明燕尾翼组件扰动流体获得了较为理想的均温效果, 流体的温度梯度较小, 热耗散和熵损失较少; 功传递效率达到86.7%以上, 说明燕尾翼组件对流体的混合比较合适, 扰动耗功相对较少; 动能传递效率在37.5%以下, 说明流体在传递动能时, 大部分耗功用于克服流体的黏性, 这部分机械能转化为热能. 此外, 由图7(c)和(d)可见, 功传递效率与动能传递效率呈现出相反的变化趋势, 这是因为随着 Re 数的增加, 流体的扰动愈发剧烈, 功传递的有效性随之降低, 动能的传递则逐渐增强. 在燕尾翼组件设计时需要综合考虑这

图4 (网络版彩图)管内横截面流场. (a) 流线; (b) 切向速度

Figure 4 (Color online) Flow field on the tube cross section. (a) Streamline; (b) tangential velocity.

图5 (网络版彩图)燕尾翼扰流管内横截面温度分布云图. (a) $x=45\text{ mm}$; (b) $x=100\text{ mm}$

Figure 5 (Color online) Temperature distribution diagram of the cross section in a tube with dovetail wing insert. (a) $x=45\text{ mm}$; (b) $x=100\text{ mm}$.

图 6 (网络版彩图)燕尾翼扰流管不可逆耗散. (a) 熵产; (b) 焓耗散; (c) 热耗散; (d) 焓损

Figure 6 (Color online) Irreversible dissipation in the disturbing flow tube with dovetail wing insert. (a) Entropy generation; (b) entransy dissipation; (c) heat dissipation; (d) exergy destruction.

图 7 (网络版彩图)燕尾翼扰流管的能质运输效率. (a) 热传递效率; (b) 焓传递效率; (c) 功传递效率; (d) 动能传递效率

Figure 7 (Color online) Energy-mass transport efficiencies of the disturbing flow tube with dovetail wing insert. (a) Heat transport efficiency; (b) exergy transport efficiency; (c) work transport efficiency; (d) kinetic energy transport efficiency.

图 8 (网络版彩图)燕尾翼扰流管内的 Nu 数比值(a)和阻力系数 f 比值(b)

Figure 8 (Color online) Nu number ratio (a) and resistance coefficient ratio (b) in a disturbing flow tube with dovetail wing insert.

两个因素.

图8显示了燕尾翼扰流管流体传热与流动的努谢尔特数 Nu 比值和阻力系数 f 比值. 图中可见, 在无量纲截距 p/D 为2~4, Re 数为300~1500的范围内, 燕尾翼扰流管的流体传热比光管提高了3.7~8.9倍, 而阻力则相应提高了2.8~8.4倍, 流体传热的增幅均大于流体阻力的增幅, 说明燕尾翼扰流组件传热强化的综合性能较好. 因此, 实现多涡纵向旋流是传热强化技术的发展方向.

图9显示了燕尾翼扰流管的效能评价系数 EEC 值. 图中可见, 在所有的计算参数和流动工况下, EEC 值均大于1. 这是因为圆管内插燕尾翼扰流组件在流体耗功不大的前提下, 实现了较好的传热效果, 对流传热强化的综合性能较好. 与此相反, 若管内组件的扰流均温效果不好, 热耗散较大, 功耗增幅也较大, EEC 值将小于1. 因此, 在工程设计中, 应尽可能降低流体的热耗散和功耗散, 提高传热管的综合性能. 这对工程传热设备的节能降耗具有重要意义.

6 结论

本文研究得到如下结论.

(1) 导出了流体的焓、质量组分、机械能和动能守恒方程的平衡形式, 表征了宏观能质运输的热耗散、质耗散、功耗散和黏性耗散, 揭示了能质运输的耗散机制, 提出了热传递、质传递、功传递和动能传递效率的表达式.

(2) 提出了对不同热力学流、力或耗散分别进行

图 9 (网络版彩图)燕尾翼扰流管的 EEC 值随 Re 数的变化

Figure 9 (Color online) Variation of the EEC value with the Re number in a disturbing flow tube with dovetail wing insert.

相互转换的作用量等价原理以及最小耗散原理, 基于熵产、焓耗散、热耗散、焓损, 以及质耗散、功耗散、黏性耗散统一表征过程的不可逆性, 构建了宏观能质运输的耗散结构.

(3) 圆管内插燕尾翼扰流组件的层流数值模拟显示: 管内能质运输的热传递效率达到98.6%以上, 焓传递效率达到84%以上, 说明燕尾翼组件扰动流体获得了较好混流均温效果, 流体的热耗散和焓损失均较少; 功传递效率达到86.7%以上, 说明具有多涡纵向旋流的低耗散流场结构有利于促进管内能质运输, 流体做功的有效性较高, 耗功较少; 动能传递效率在37.5%以下, 说明流体在传递动能时, 62.5%以上的泵功用于了克服流体的黏性, 并转化为热能.

致谢 作者对过增元院士、陶文铨院士的关心、指导和帮助表示衷心感谢.

参考文献

- 1 Bejan A. Entropy Generation through Heat and Fluid Flow. New York: Wiley, 1982
- 2 Bejan A. Entropy generation minimization: The new thermodynamics of finite-size devices and finite-time processes. *J Appl Phys*, 1996, 79: 1191–1218
- 3 Guo Z Y, Zhu H Y, Liang X G. Entransy—A physical quantity describing heat transfer ability. *Int J Heat Mass Transfer*, 2007, 50: 2545–2556
- 4 Guo Z Y. Entransy thermomass energy relativistic kinetomass energy (in Chinese). *Sci Sin Tech*, 2021, 51: 1137–1154 [过增元. 焵·热质能·相对论性动质能. 中国科学: 技术科学, 2021, 51: 1137–1154]
- 5 Chen Q, Liang X G, Guo Z Y. Entransy theory for the optimization of heat transfer—A review and update. *Int J Heat Mass Transfer*, 2013, 63: 65–81
- 6 Chen Q, Ren J, Meng J. Field synergy equation for turbulent heat transfer and its application. *Int J Heat Mass Transfer*, 2007, 50: 5334–5339
- 7 He Y L, Tao W Q. Numerical studies on the inherent interrelationship between field synergy principle and entransy dissipation extreme principle for enhancing convective heat transfer. *Int J Heat Mass Transfer*, 2014, 74: 196–205
- 8 Tao W Q, He Y L. Field synergy principle: Its scientific beauty and relationship with entransy theory (in Chinese). *Sci Sin Tech*, 2021, 51: 1155–1165 [陶文铨, 何雅玲. 场协同原理: 它的科学之美及与焵的关系. 中国科学: 技术科学, 2021, 51: 1155–1165]
- 9 Chen L G. Progress in entransy theory and its applications. *Chin Sci Bull*, 2012, 57: 4404–4426
- 10 Chen L G, Feng H J, Xie Z J, et al. Constructal optimization for a marine boiler based on entransy theory (in Chinese). *Sci Sin Tech*, 2021, 51: 1208–1218 [陈林根, 冯辉君, 谢卓君, 等. 基于焵理论的船用锅炉构形优化, 中国科学: 技术科学, 2021, 51: 1208–1218]
- 11 Liang X G, Chen Q, Guo Z Y. Entransy Theory for Heat Transfer and its Applications (in Chinese). Beijing: Science Press, 2019 [梁新刚, 陈群, 过增元. 传热焵理论及其应用. 北京: 科学出版社, 2019]
- 12 Cheng X T, Liang X G. Work entransy and its applications. *Sci China Tech Sci*, 2015, 58: 2097–2103
- 13 Liu W, Liu P, Wang J B, et al. Exergy destruction minimization: A principle to convective heat transfer enhancement. *Int J Heat Mass Transfer*, 2018, 122: 11–21
- 14 Wang J, Liu W, Liu Z. The application of exergy destruction minimization in convective heat transfer optimization. *Appl Thermal Eng*, 2015, 88: 384–390
- 15 Wang J, Liu Z, Yuan F, et al. Convective heat transfer optimization in a circular tube based on local exergy destruction minimization. *Int J Heat Mass Transfer*, 2015, 90: 49–57
- 16 Lv J Y, Liu Z C, Liu W. Active design for the tube insert of center-connected deflectors based on the principle of exergy destruction minimization. *Int J Heat Mass Transfer*, 2020, 150: 119260
- 17 Xie J H, Cui H C, Liu Z C, et al. Optimization design of helical micro fin tubes based on exergy destruction minimization principle. *Appl Thermal Eng*, 2022, 200: 117640
- 18 Liu P, Zheng N, Shan F, et al. Numerical study on characteristics of heat transfer and friction factor in a circular tube with central slant rods. *Int J Heat Mass Transfer*, 2016, 99: 268–282
- 19 Zheng N, Liu P, Shan F, et al. Turbulent flow and heat transfer enhancement in a heat exchanger tube fitted with novel discrete inclined grooves. *Int J Thermal Sci*, 2017, 111: 289–300
- 20 Wang Y, Liu P, Shan F, et al. Effect of longitudinal vortex generator on the heat transfer enhancement of a circular tube. *Appl Thermal Eng*, 2019, 148: 1018–1028
- 21 Xiao H, Wang J, Liu Z, et al. Turbulent heat transfer optimization for solar air heater with variation method based on exergy destruction minimization principle. *Int J Heat Mass Transfer*, 2019, 136: 1096–1105
- 22 Prigogine P V. Introduction to Thermodynamics of Irreversible Processes. New York: Wiley-Interscience, 1967
- 23 Li R S. Non-equilibrium Thermodynamics and Dissipation Constrution (in Chinese). Beijing: Tsinghua University Press, 1986 [李如生. 非平衡态热力学和耗散结构. 北京: 清华大学出版社, 1986]

- 24 Liu W, Wang J B, Liu Z C. A method of fluid dynamic analysis based on Navier-Stokes equation and conservation equation on fluid mechanical energy. *Int J Heat Mass Transfer*, 2017, 109: 393–396
- 25 Xiao H, Liu W. A solution to pressure equation with its boundary condition of combining tangential and normal pressure relations. *Energies*, 2021, 14: 1507
- 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 Liu W, Liu Z C, Huang S Y. Physical quantity synergy in the field of turbulent heat transfer and its analysis for heat transfer enhancement. *Chin Sci Bull*, 2010, 55: 2589–2597
- 28 Bejan A. Entropy Generation Minimization. Boca Raton: CRC Press, 1995
- 29 Liu W, Liu Z C, Jia H, et al. Entropy expression of the second law of thermodynamics and its application to optimization in heat transfer process. *Int J Heat Mass Transfer*, 2011, 54: 3049–3059
- 30 Liu W, Jia H, Liu Z C, et al. The approach of minimum heat consumption and its applications in convective heat transfer optimization. *Int J Heat Mass Transfer*, 2013, 57: 389–396
- 31 Liu W, Xiao H. Theoretical study on enhancing convective heat transfer based on strengthening synergy and reducing dissipation (in Chinese). *Sci Sin Tech*, 2021, 51: 1166–1177 [刘伟, 肖辉. 基于增强协同与减少耗散的对流传热强化理论研究. 中国科学: 技术科学, 2021, 51: 1166–1177]
- 32 Chen Q, Ren J X, Guo Z Y. The extremum principle of mass entransy dissipation and its application to decontamination ventilation designs in space station cabins (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2009, 54: 1606–1612 [陈群, 任建勋, 过增元. 质量积耗散极值原理及其在空间站通风排污过程优化中的应用. 科学通报, 2009, 54: 1606–1612]
- 33 Xue T W, Zhao T, Guo Z Y. Work entropy and work exergy (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2019, 64: 1309–1318 [薛提微, 赵甜, 过增元. 功熵与功焓, 科学通报, 2019, 64: 1309–1318]
- 34 Liu W, Liu Z C, Ma L. Application of a multi-field synergy principle in the performance evaluation of convective heat transfer enhancement in a tube. *Chin Sci Bull*, 2012, 57: 1600–1607
- 35 Liu W, Liu P, Dong Z M, et al. A study on the multi-field synergy principle of convective heat and mass transfer enhancement. *Int J Heat Mass Transfer*, 2019, 134: 722–734
- 36 Cheng X T, Xu X H, Liang X G. Principles of potential entransy in generalized flow (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2011, 60: 118103 [程雪涛, 徐向华, 梁新刚. 广义流动中的积原理. 物理学报, 2011, 60: 118103]
- 37 Xia S J, Chen L G. Generalized dissipation minimization for generalized flow transfer processes (in Chinese). *Sci Sin Tech*, 2019, 49: 501–517 [夏少军, 陈林根. 广义流传递过程的广义耗散最小化. 中国科学: 技术科学, 2019, 49: 501–517]
- 38 Chen L G, Xia S J. Progresses in generalized thermodynamic dynamic-optimization of irreversible processes (in Chinese). *Sci Sin Tech*, 2019, 49: 981–1022 [陈林根, 夏少军. 不可逆过程广义热力学动态优化研究进展. 中国科学: 技术科学, 2019, 49: 981–1022]

Analysis of dissipation construction in macroenergy and mass transport

LIU Wei & WANG YongJi

School of Energy and Power Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China

In this paper, a set of equilibrium equations on the macroenergy-mass transport and the efficiencies of energy-mass transport were proposed based on the linear phenomenological relations and the energy-mass conservation laws to reveal the dissipation mechanism of energy-mass transport. A principle of the action quantity equivalence and a principle of minimum dissipation were presented based on the nonequilibrium state thermodynamics and the energy-mass transport theory to develop a linear dissipation of macroenergy-mass transport. The numerical simulation of inserting the dovetail wing in a tube revealed that at different nondimensional pitches, a low dissipation flow field of longitudinal swirl with multivortexes was formed in the tube. When the Reynolds number is 300–1500 at various insert parameters, thermal transport efficiency exceeds 98.6%, exergy transport efficiency ranges between 84% and 93.2%, power transport efficiency varies from 86.7% to 99.1%, and momentum transport efficiency ranges between 12.3% and 37.5%.

energy and mass transport, dissipation construction, dovetail wing, insert

doi: [10.1360/SST-2021-0578](https://doi.org/10.1360/SST-2021-0578)