

# 近临界流体微通道内流动 稳定性和换热特性研究\*

陈 林, 张信荣

(北京大学 工学院, 北京 100871)

**摘要:** 微尺度条件下的化工、医药、传热与能源利用等系统的研究已经成为极具潜力和挑战性的课题。相应条件下流体流动和换热的分析必须考虑尺度效应所带来的系列问题。该研究采用了数值模拟方法对近临界二氧化碳流体在微尺度通道内的流动稳定性和换热特性进行了探索。研究发现,在近临界区域内由于流体较强的膨胀特性和较低的热扩散特性,在微尺度几何条件下会产生瞬态不稳定的漩涡流动。该种条件下微尺度对流换热和混合效率都得到了大幅提高。进一步,研究针对微尺度局部稳定性演化进行了机理分析并应用了参数估计,总结获得了微通道内近临界流体瞬态换热和混合的基本特性。

**关键词:** 近临界流体; 微通道; 二氧化碳; 对流换热; 稳定性

**中图分类号:** O354      **文献标志码:** A

doi: 10.3879/j.issn.1000-0887.2014.03.001

## 引 言

近年来,微尺度化工萃取与合成、能源利用、机械工艺过程等等领域的迅速发展都对相应尺寸下能量、质量的输运提出了更高的要求<sup>[1]</sup>。特别是在微尺度流动和换热系统中,流体基本特性变化的时间和空间尺度都与宏观现象有较大区别。在微尺度系统中必须考虑到相应空间限制效应、微流体扰动特点、界面张力变化、尺度与连续性假设的适用性等方面的变化。超临界CO<sub>2</sub>流体作为新型的替代性环保流体和工作介质,因其优良的热物理特性在相关领域有着广泛的应用潜力<sup>[2-3]</sup>。当接近超临界流体临界点的时候,流体流动和输运特性会产生剧烈的变化<sup>[2-3]</sup>。特别是在接近临界点的过程中,超临界流体的等温压缩和热膨胀系数会发生较大波动,同时热扩散性会趋近于零值。这两个因子分别代表了流体可压缩性和热松弛特性。前人的研究指出,这一近临界特性在近年来的新型热物理系统设计中,越来越成为需要特别考虑的方面<sup>[3-4]</sup>。特别地,在微尺度条件下这种独特的热物理特性已经被证明可能成为对流和换热的主要影响因素<sup>[3-5]</sup>。

\* 收稿日期: 2013-09-27; 修订日期: 2013-12-10

基金项目: 国家自然科学基金(51276001)

作者简介: 陈林(1987—),男,重庆人,博士生(Tel: +86-10-82529066; E-mail: chenlinpku06@pku.edu.cn);

张信荣(1973—),男,山东人,教授,博士(通讯作者。Tel: +86-10-82529066; E-mail: xrzhang@coe.pku.edu.cn)。

事实上,近临界流体这些物性参数的变化又对如温度压力等操作参数高度依赖,从而开辟了化学萃取、化工过程、医药工程、能源动力等超临界流体研究和应用的新领域。早在 20 世纪 80 年代中后期,欧洲航天部门在太空实验中发现超临界  $\text{CO}_2$  流体在闭合腔体内会有新的快速热松弛行为,而后在 1990 年由 3 个独立的研究小组从理论上加以分析确认,并称为活塞效应 (piston effect)<sup>[5]</sup>。该种封闭系统中的近临界流体局部受到热扰动时,由于其极低的热扩散系数和较高的膨胀特性,从而迅速在热源附近建立薄热边界层。进一步,薄热边界层在某种特征时间尺度内会迅速膨胀,从而产生压缩其余流体区域的热声波。这种热声波/压力波在封闭空间壁面来回反射,从而使得腔内流体迅速达到温度平衡<sup>[3-5]</sup>。这种热-机械作用的基础效应近年来也已经拓展到开放系统中<sup>[6-8]</sup>,相应的基础性研究主要集中在热声波的传播和局部流体对流特性方面。例如,近临界<sup>3</sup>He 狭窄水平通道 Rayleigh-Bernard convection (瑞利-贝纳德对流),在小尺度通道内近临界流体的超临界流体边界热-机械效应时间尺度和扰动过程及相应重力场下对流结构的研究也相应展开<sup>[9-10]</sup>。这一系列特殊流体工质导致的新的对流情景,对于新一代的微尺度工程应用,具有重要的指导借鉴意义。

从传统的流体对流换热角度看来,在微尺度通道内由于近临界流体物性变化,产生了一系列不同于传统流体的对流结构和松弛过程<sup>[2-4]</sup>。同时和传统的微尺度普通流体(如水、空气对流换热)的研究相比较,也产生了新的挑战课题。在小尺度通道中,需要考虑到如稀薄效应、界面张力、毛细效应等微尺度效应的影响。相应的微通道内,一方面重力可以忽略,另一方面超临界流体表面张力为 0。针对超临界  $\text{CO}_2$  流体,本研究首先总结了近年来开始出现的 0.8 mm 以下尺度的微通道流动,如表 1 所示,当前只有少数研究集中在代表性微通道内超临界  $\text{CO}_2$  流动和换热方面,相应的基础数据、操作条件、参数选择和流动换热表现都有待于进一步研究分析。本研究在前人一系列研究的基础上,利用数值模拟的方法分析了受到两侧边界热流扰动之后的流动稳定性演化机理,同时从应用的角度讨论了相应的微尺度对流换热与混合特征参数。特别是针对其微尺度稳定性机理和应用性的分析,提出了近临界流体微尺度限制几何条件下的不稳定性演化机理和发展方式。本研究希望能够为相关超临界流体物理和热力过程带来新的理解,也希望能够对微尺度流体理论和创新设计有所启发。

表 1 代表性的超临界  $\text{CO}_2$  微通道流动和换热研究

Table 1 Representative publications on supercritical micro-scale channel flow and heat transfer

author	channel type	diameter $D/\text{mm}$	inlet temperature $T_{\text{in}}/(\text{°C})$	inlet pressure $P_{\text{in}}/(\text{MPa})$	mass flux $Q_{\text{m}}/(\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}))$	heat flux $Q/(\text{kW}/\text{m}^2)$
Pettersen et al (2000) <sup>[11]</sup>	multi-port extruded tube	0.79	15~70	8.1~10.1	600~1 200	10~20
Liao and Zhao (2002) <sup>[12]</sup>	singular tube	0.7	50	9	320	0~10
Liao and Zhao (2002) <sup>[13]</sup>	singular tube	0.5~2.16	20~110	7.4~12	236~179	not mention
Kuang et al (2003) <sup>[14]</sup>	multi-port extruded tube	0.79	30~50	9	890	not mention
Kuang et al (2004) <sup>[15]</sup>	singular tube	0.79	22~55	8~10	120~300	not mention
Asinari (2005) <sup>[16]</sup>	channel	0.787	32~87	7.412	0~1 170	15~280
Jiang et al (2008) <sup>[17]</sup>	singular tube	0.27	30~50	7.8~10	120~500	0~10
Li (2008) <sup>[18]</sup>	singular tube	0.1	25	8.8	200~320	160~250
Ducoulombier et al (2011) <sup>[19]</sup>	channel	0.529	10~35	3~6	200~1 400	2.5~30
Chen et al (2013) <sup>[7]</sup>	channel	0.1~0.3	30~40	7~8	2~60	1~50
Chen et al (2013) <sup>[8]</sup>	channel	0.1~0.5	30~50	7~10	2~400	0.2~100

# 1 基本物理模型

## 1.1 微通道流动模型建立

为了研究方便,这里考虑简化的二维通道模型.通道横向长度为  $L = 0.02 \sim 0.08 \text{ m}$ ,纵向宽度为  $D = 0.1 \sim 0.5 \text{ mm}$ ,相应的槽道模型设计为窄长形,并且保证在入口效应区域之外有较为充分的长度获得稳定流动.基本模型如图 1 所示.在该微通道中,传统流体试验发现不论是在壁面绝热还是壁面具有热流的条件下,都是均匀稳定流动.针对超临界流体,有一维通道模型研究表明热扰动效应会较为明显<sup>[7-9]</sup>,同时毫米级小尺度通道中小时间尺度下有薄热边界层和流体膨胀“热急流(thermal jet)”现象<sup>[5]</sup>.考虑到相应的近临界流体边界层较低的热扩散系数和粘度系数,相应的过程在当前的微通道中可能会有一些新的现象.在本研究中,通道首先在近临界  $\text{CO}_2$  流体绝热条件下达到稳定之后,在通道两侧施加同等热流密度  $Q$ ,直到微通道流动重新达到平衡.

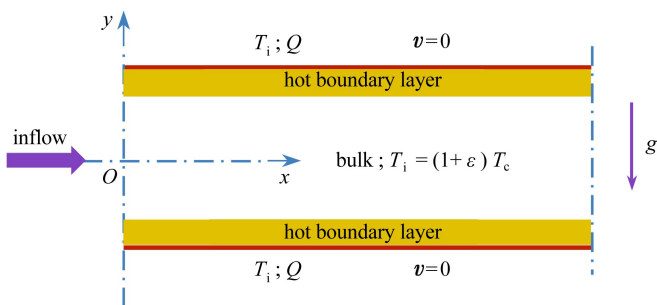


图 1 微通道基本物理模型示意图

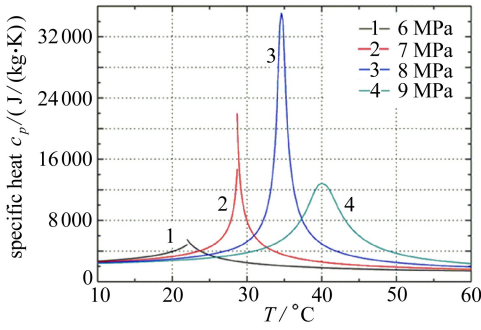
Fig.1 Basic physical model of the micro-scale channel

图 1 中,  $T_i$  为初始温度,  $T_c$  为流体临界点温度;  $Q$  为边界热流密度;  $v = 0$  表示壁面无滑移条件;  $g$  为重力,方向竖直向下;“inflow”为入口,“bulk”表示主流区域,“hot boundary layer”为热边界层区域.

## 1.2 近临界微尺度模型的挑战性问题

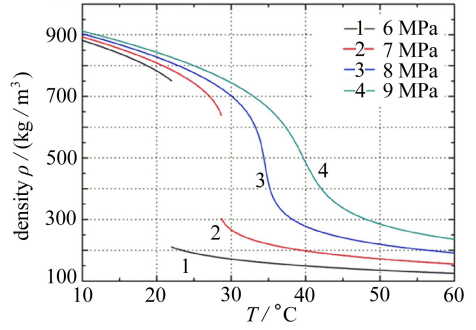
本研究中提出的基础物理模型在研究中需要解决的核心问题是,微尺度通道内需要特别考虑的因素的确认以及槽道高度的限制对于特殊流体的影响分析.与传统的微尺度模型类似,微通道中必须首先考虑稀薄效应、表面张力、壁面分子作用和壁面滑移(对于微纳尺度部分问题)、壁面粗糙度、表面结构以及可能的电磁效应等<sup>[1, 20-21]</sup>.在本研究中近临界流体相对密度较大、分子扩散性能较强、具有非线性热物理特性以及高可压缩性.同时近临界流体表面张力为 0,为问题的求解带来简化.对于连续性模型假设方面,本研究中近临界流体密度远大于气体,同时前人研究表明在较低  $Re$  数(一般小于 600)和相对较大的微通道尺度(一般大于  $50 \mu\text{m}$ )条件下,连续性假设和 Navier-Stokes 方程仍然适用<sup>[20-21]</sup>.进一步,针对本研究中近临界流体热物性的剧烈非线性变化(如图 2 所示),主要采用了优化边界层网格和减小数值模拟时间尺度的方式.图 2 显示了从亚临界压力状态(6 MPa, 7 MPa)到超临界压力状态(8 MPa, 9 MPa)下,不同温度范围内二氧化碳流体代表性的流动和换热相关参数的变化.从图 2 可以看出,在近临界区域较小的温度区间内,流体的热传递和输运参数都发生了剧烈的变化,从而大大影响了相关条件下的热力系统运行.本研究采用了以可压缩流体 Navier-Stokes 方程为主的连续性求解方式,同时对于近临界流体热物性的即时赋予,保证了求解的精度和可靠性.这些方法的采用

也参考了前人在近临界流体壁面局部热松弛过程的理论和实验分析<sup>[2-3]</sup>、近临界流体热边界层瞬态模拟和“热急流”效应的分析等<sup>[4-9]</sup>。这些研究都集中在细微尺度近临界流体瞬态热对流的稳定性和换热特性方面。在本研究中为了进一步确保准确性,采用了绝热条件的稳态解作为非稳态换热条件下的初始值。相应的具体数值模拟模型和方法将在下一节中介绍。



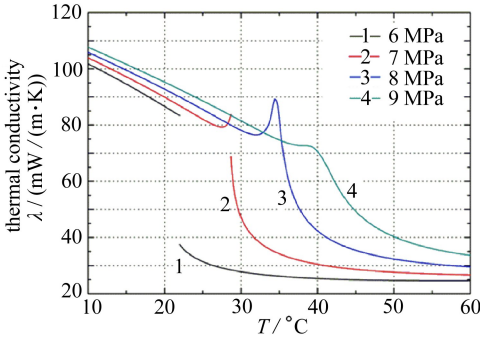
(a) 比定压热容

(a) Specific heat



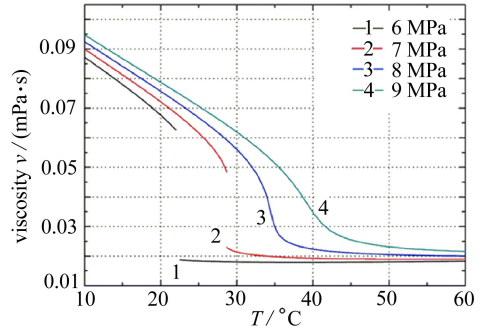
(b) 密度

(b) Density



(c) 导热系数

(c) Thermal conductivity



(d) 粘度

(d) Viscosity

图 2 近临界流体热物性随温度和压力的变化

Fig.2 Variation of thermoproperties with temperature and pressure in the critical region

## 2 数值计算方法

### 2.1 控制方程

考虑到超临界 CO<sub>2</sub> 流体物理特性和相应微通道条件,对当前模型流体连续性假设仍然适用。研究采用了流体力学数值模拟通用连续性方程,修正后可压缩流体 Navier-Stokes 方程与能量控制方程联合求解。控制方程如下:

连续性方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0; \quad (1)$$

动量方程

$$\frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V}) = -\nabla P + \nabla [\mu (\nabla \cdot \mathbf{V} + \nabla \mathbf{V}^T)] + \rho \mathbf{g}; \quad (2)$$

能量方程

$$\frac{\partial(\rho c_p T)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} c_p T) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + T \beta_p \frac{\partial P}{\partial t} + \Phi. \quad (3)$$

另外,近临界点流体密度定义为相应操作条件的函数:

$$\rho = \rho_0 + \rho_c \chi_T (P - P_0) - \rho_c \beta_p (T - T_0), \quad (4)$$

控制方程中,  $\beta_p$  是定压膨胀系数,  $\chi_T$  是等温压缩系数. 在近临界区域, 它们都是非线性系数.  $\lambda$  是导热系数,  $c_p$  是热容量,  $\Phi = \sigma_{ij} (\partial u_i / \partial x_j)$  代表粘性耗散函数(其中  $\sigma_{ij}$  代表粘性张量,  $u_i$  是速度张量),  $P_0$  和  $T_0$  是初始压力和初始温度.

## 2.2 数值离散和求解方法

本研究设计了非均匀网格(根据不同模拟算例,总网格数约  $3.0 \times 10^5 \sim 2.0 \times 10^6$ ),在边界处采用了非结构化加密的办法,保证了整个模拟过程中能够获得网格独立结果<sup>[7-8]</sup>.考虑到超临界  $\text{CO}_2$  的物理性质细致地刻画其随着温度和压力的变化,本研究通过美国国家标准数据库 NIST 获得物性数据,使数值计算结果获得较好的预测性<sup>[5-8]</sup>.在靠近临界点的部分,采用了近临界的物性参数通用模型<sup>[5-8]</sup>.研究中控制方程的求解采用了有限体积法(finite volume method),设计发展了相应的数值计算程序并在系列研究中得到良好的检验效果<sup>[6-8]</sup>.事实上,近临界流体由于其特殊的物理特性,数值求解当中需要特别考虑的是,近临界流体的热力学震荡效应及其导致的在数值模拟空间和时间尺度上特殊的要求.首先是边界层网格尺寸方面需要比特征的波动时间尺度( $\sim |\varepsilon_T|^\nu$ )小,模拟时间步长方面也需要相应的考虑,从而能够较好地捕捉到相应尺度下的近临界流体非平衡现象.实际计算当中,相应的震荡特征时间尺度相比当前研究的热松弛过程特征时间尺度约在 0.01% 左右,所以相应的影响较小并且随着流体与临界点的距离增加而影响进一步减弱<sup>[7-8]</sup>.数值离散格式方面,本研究采用了 PISO (pressure-implicit with splitting of operators) 算法求解速度与压力之间的耦合.该方法已被证明能够很好地实现对于包含热扩散时间尺度和宏观时间尺度的热力学过程<sup>[6-8]</sup>.计算中各参数和动量、能量方程项均采用二阶迎风格式离散求解.其它数值方法的细节可以参考文献[7-9]相关的描述.

## 2.3 初始和边界条件

研究采用非滑移壁面条件.另外研究中初始入口和微通道流场条件为  $T_{in} = T_0 = (1 + \varepsilon_T) T_c$  和  $P_{in} = P_0 = (1 + \varepsilon_p) P_c$ , 其中  $T_c$  和  $P_c$  分别是  $\text{CO}_2$  临界温度和压力.相应的参数条件规定了起始的近临界流体条件.在计算当中,采用了不同  $Re$  数和界面热流条件以及变化的微通道尺寸和起始近临界温度压力等参数,在一个比较广泛的范围内考察了近临界流体的基础流动稳定性和换热特性.研究中时间步长在  $10^{-6}$  s 到  $10^{-5}$  s 范围,从而可以较好地分析相应流体边界层瞬态的变化和发展<sup>[5-8]</sup>.连续性和速度的收敛条件设为  $10^{-4}$  数量级,能量收敛设置在  $10^{-8}$  数量级.本研究中基本的参数变化范围如下:微通道长度  $L = 5.0$  cm ( $L = 2.0 \sim 8.0$  cm 也做了相应计算作为参考),高度  $D$  变化范围在  $1.0 \times 10^{-4} \sim 8.0 \times 10^{-4}$  m.初始设置  $\varepsilon_T = 0.000\ 23 \sim 0.065\ 33$  以及  $\varepsilon_p = 0.016\ 26 \sim 0.219\ 51$  分别表示靠近临界点的距离,相应的数值计算范围涵盖了相对于临界点较宽泛的区域,从而可以探究相应过程发生的强度与尺度对于临界距离的依赖.对于  $\text{CO}_2$  流体,其临界点为  $T_c = 304.13$  K,  $P_c = 7.38$  MPa,  $\rho_c = 467.6$  kg/m<sup>3</sup>.当前设置确保了流体初始流动参数 ( $T, P, \rho$ ) 均在以上很近的范围内.研究中微通道在绝热流稳定后施加热流作为可变化的外部条件(初始恒定值为  $Q = 200 \sim 50\ 000$  W/m<sup>2</sup>),是影响槽道内流动与换热的关键控制因素之一.

## 3 结果与讨论

利用当前模型,本文研究了近临界点附近的  $\text{CO}_2$  流体在绝热条件下迭代稳定后,在通道两

侧壁面施加恒定热流(或者其它局部热流条件),获得了近临界  $\text{CO}_2$  微尺度通道内对流换热的基本稳定性和换热情况。

### 3.1 微通道内压降和阻力分析

在具体分析微通道内流动和换热特性之前,首先需要对近临界通道内绝热条件下的压降特性进行对比分析。本研究中的  $Re$  数范围为  $3 \sim 300$ ,在前人微尺度应用当中也是主要的工作范围<sup>[1]</sup>。近临界流体因其热物性的剧烈变化,特别是靠近临界点状态下粘性系数的变化,使得在宏观和微观通道内流体的压降特性与一般流体不同。针对近临界和超临界流体,主要的综述总结性文献<sup>[19, 22]</sup>都推荐了 Churchill 关系式作为相对比较可靠的经验比对对象<sup>[19]</sup>:

$$f_{\text{Churchill}} = 2 \left[ \left( \frac{8}{Re} \right)^{12} + \left( \frac{1}{(A+B)^{3/2}} \right)^{12} \right]^{1/12}, \quad (5)$$

式中  $A$  和  $B$  由以下式子计算获得:

$$A = \left[ 2.457 \ln \frac{1}{(7/Re)^{0.9} + 0.27k/D} \right]^{16}, \quad (6)$$

$$B = \left( \frac{37\,530}{Re} \right)^{16}, \quad (7)$$

这里,  $k$  表示管道粗糙度,  $D$  为通道高度或者水力直径。

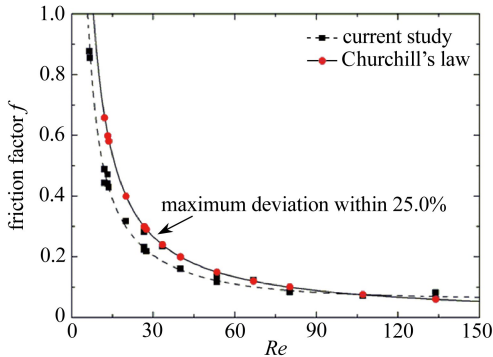


图3 绝热条件下微通道近临界流体阻力系数与经典 Churchill 关系式对比

Fig.3 Isothermal friction factor for near-critical micro-scale channel flows and comparison with classical Churchill's correlation

本研究中计算的部分条件下的主要结果与 Churchill 经典关系式预测结果的比较可见图3所示。分析表明,本研究中的结果与 Churchill 经验关系式吻合较好,最大的相对误差在 25% 以内。事实上,在前人研究中<sup>[19]</sup>,主要的实验结果偏差在  $\pm 30\%$  以内都被认为是合理的。同时,本研究中超临界数值计算的结果在 Churchill 关系式代表曲线下方,表明 Churchill 关系式对于近临界流体粘性非线性变化的预测还不够准确,这在前人的研究中已经多次提出<sup>[7-8, 23]</sup>。

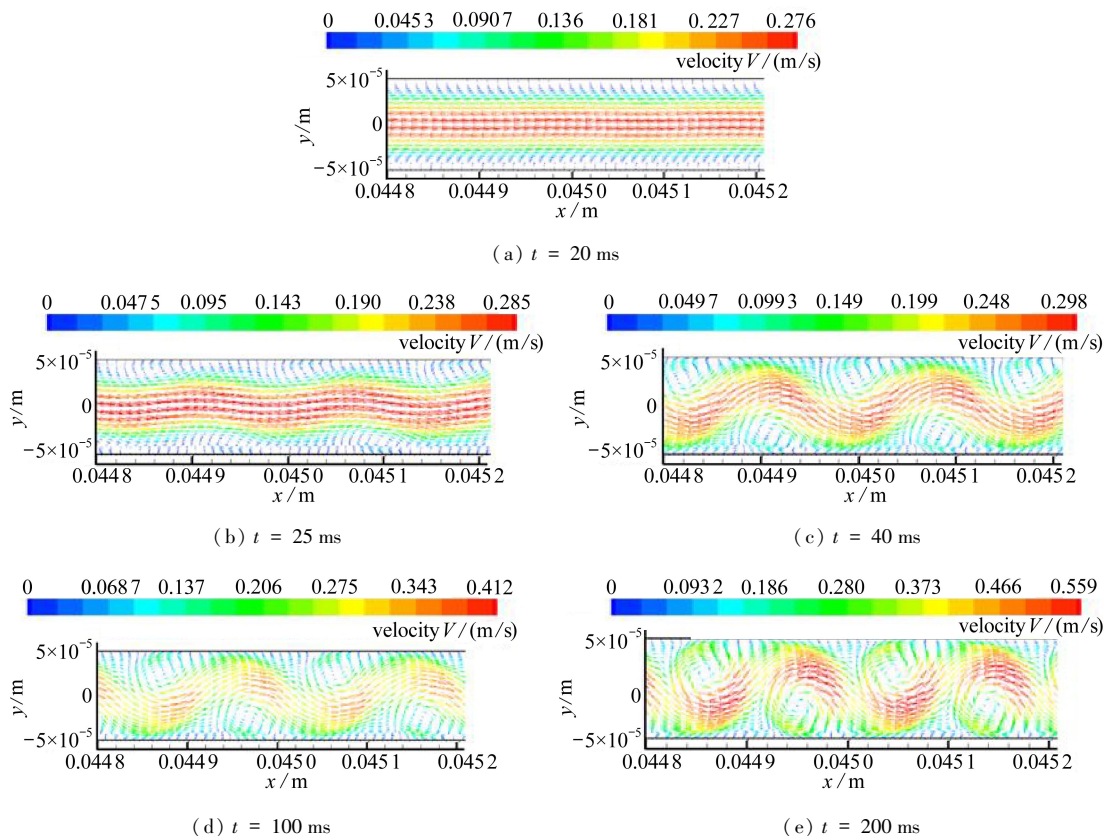
在前人研究中,试验获得的微尺度条件下流体流动的实际阻力系数和理论阻力系数之比值  $C^* = (f \cdot Re)_{\text{exp}} / (f \cdot Re)_{\text{th}}$  一般是在  $0.50 \sim 1.50$  范围内,部分研究中也发现更大的偏差值情况<sup>[1]</sup>。本研

究中的计算值大概在 0.80 左右。因而在一般性的分析计算中,Churchill 经典关系式的预测还是基本可靠的。

### 3.2 微尺度通道近临界流体流动基本状态

在计算中,采用绝热壁面条件下的定常流场解作为非稳态求解的初始流场。图4显示了相应微通道内近临界  $\text{CO}_2$  流动随着热流的施加产生的流动失稳和漩涡演化过程。由图看出,在低  $Re$  数条件下,随着热流的施加,近临界流体在微槽道内的流动状态经历了几个比较重要的演化阶段:首先是极薄的热边界层形成阶段;而后是与水平主流流动垂直的方向上扰动波演化阶段;进一步随着时间变化,边界层内流体形成了分立的局部“热点”,即热点温度较周围温度高,密度较周围小,这是第三阶段;这些热点的形成是由于边界层随着位置变化和膨胀热边界扰动下,相应的边界层换热物性也产生了非线性的波动<sup>[2-4, 7-9]</sup>;最后则是如图4所示的热点逐

渐膨胀扩大产生了侵入主流的涡旋流动阶段,即这种不稳定性随着时间和位置迅速发展的过程.如图所示,在0~100 ms的时间内,相应的边界扰动而后漩涡逐渐扩大,最终涡旋流动会扩展到整个微通道的纵向尺寸.在100 ms以后,则保持稳定的涡流动发展.事实上,在微尺度的工程应用当中不稳定混合是极具挑战性的难题<sup>[1, 20-21]</sup>.这里部分条件下的瞬态边界层不稳定性涡旋流动可能为相应的过程提供新的选择.



$$D = 100 \mu\text{m}, Q = 8\,000 \text{ W/m}^2, V_{in} = 0.005 \text{ m/s}, Re_{in} = 3.35$$

图4 微通道近临界流体对流流动状态随时间演化图(在  $x/L = 0.95$  附近)

Fig.4 Profiles of boundary vortex evolution with time (near  $x/L = 0.95$ )

### 3.3 近临界流体微尺度流动稳定性机理

在当前尺度微通道中,忽略了重力的影响(由于微通道相应 Froud 数远小于单位 1)<sup>[6-7]</sup>.在与图 4 所对应的时间尺度下,壁面边界层由于涡流的扰动,与传统的微尺度流动和换热相比较,在温度均匀性和热物性均匀性方面大大加快了.与传统的热扩散换热相比较,研究显示热边界层内流体在非常短的时间尺度( $10^{-3}$  s)下会发生温度的“坍塌”现象<sup>[6-7]</sup>,如图 5 所示( $T_{in} = 304.2 \text{ K}$ ,  $P_{in} = 7.5 \text{ MPa}$ ,在  $D = 100 \mu\text{m}$  时, $Q = 10\,000 \text{ W/m}^2$ ,  $V_{in} = 0.01 \text{ m/s}$ ,  $Re_{in} = 13.40$ ).即通道后段  $T/T_0$  在很短的时间即下降到初始值的 50% 以下,同时主要部分流体温度随着时间而逐渐升高.该现象意味着在极短时间内的热量积累和释放过程,即在传统认识上热扩散系数极小的近临界流体,其边界层内热-机械效应在微通道内同样显示了主要的作用.Carlès<sup>[24]</sup>曾总结了超临界流体在热-机械、热对流等效应主导下松弛过程的时间尺度问题.值得指出的是,当前微通道内不稳定对流流动演化发生在非常小的时间尺度之下.在一定时间之后,微通道流动会最终变为稳定的层流流动,同时形成稳定对流换热.

本研究中所发现的近临界扰动和涡流演化过程与传统流动不稳定性相比有 3 个主要特点:第 1 是其发生的空间尺度在微小尺度内,相应尺度下造成换热强化和混合强化极为困难,因而可以提供新的思路;第 2 是其发生的时间尺度很小,属于瞬态强化混合的过程,同时与传统热松弛过程相比,大大加快了热传递的速率;第 3 是该种过程可能发生的参数范围在本研究中较广泛,为将来可能的操作设计提供了有益借鉴。

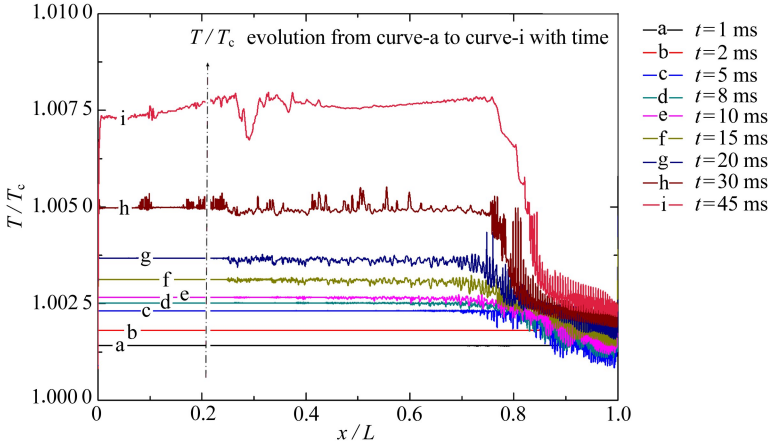
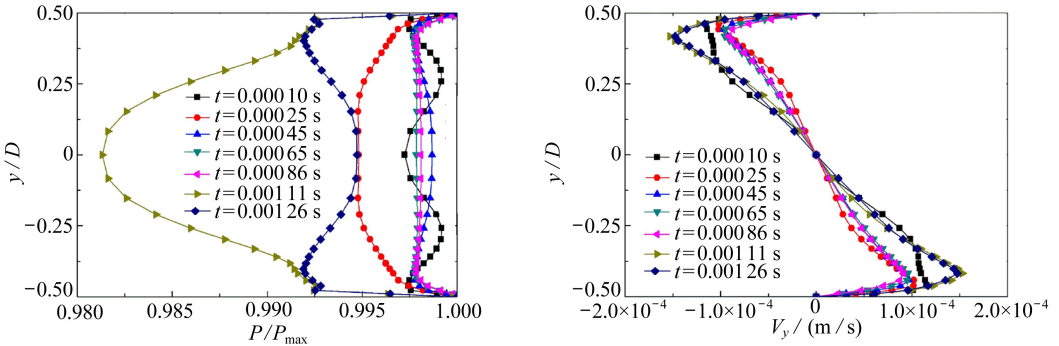


图 5 微通道涡流动发展过程中近壁面流体温度演化特点

Fig.5 Wall temperature evolution characteristics during micro-scale channel mixing process



(a) 压力扰动

(a) Pressure fluctuations

(b) 扰动速度

(b) Perturbation velocity

图 6 边界热-机械效应和微通道超临界扰动表现

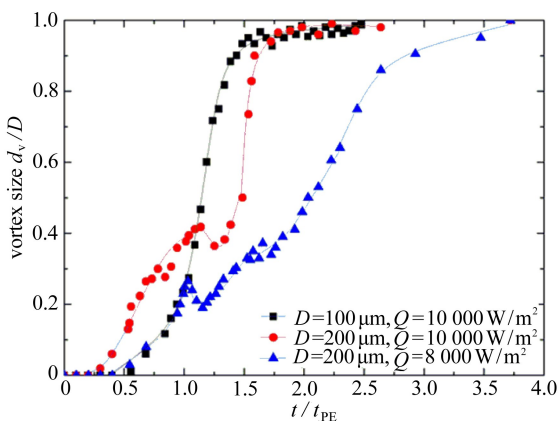
Fig.6 Boundary thermal-mechanical effect and perturbations inside the micro-scale channel

针对前文提出的边界扰动和热-机械效应对于微尺度近临界流体的影响分析,图 6 给出了微小时间尺度下相应的压力扰动和速度扰动的情况。(图中  $x/L = 0.98$  处作为代表展示;  $D = 100 \mu\text{m}$ ,  $Q = 10\ 000 \text{ W/m}^2$ ,  $V_{in} = 0.01 \text{ m/s}$ ,  $Re_{in} = 13.4$ )。由图 6 可以发现压力和速度曲线均随时间产生来回振动。这样类似的近临界流体热-声波/机械波扰动在 Carles<sup>[3]</sup>的研究中已从理论上加以描述和确认。这种波动的扰动和传播,形成了主流区域 Kelvin-Helmholtz(开尔文-亥姆霍兹)不稳定性的演化<sup>[6-7, 25-27]</sup>。鉴于当前研究中忽略重力和超临界流体特性的不同,其不稳定性来源于流体边界膨胀产生的热-机械扰动机理,从而发现 Kelvin-Helmholtz 不稳定性理论在超临界流体领域新的情景。



### 3.4 微尺度流动和热-机械效应的时间尺度问题

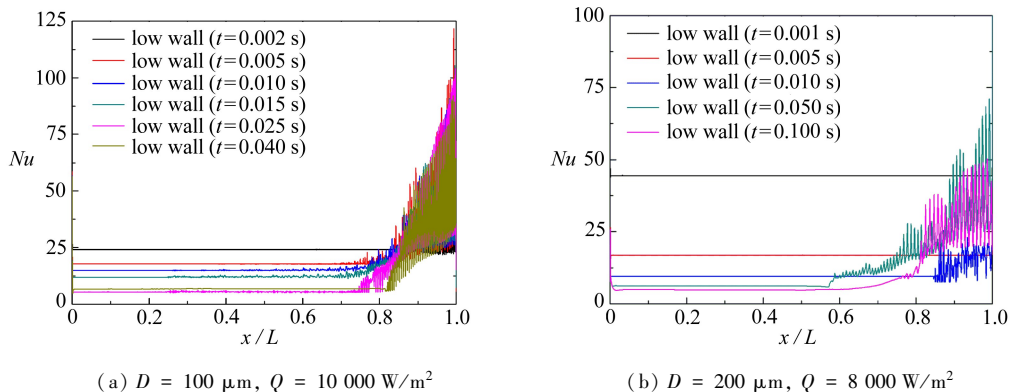
事实上,这种微尺度的涡流动在长直微通道中极少发现.一般的热扰动对于常规流体在微尺度下左右有限,而对于多相流体,则又会出无规律的不稳定等复杂问题<sup>[1, 6-7]</sup>.图 7 显示了集中代表性条件下计算获得的微通道内涡的尺寸随时间的演化.其中相应的涡尺寸通过通道宽度比较值作为参照,时间轴则用前文提到的近临界流体热-机械特征时间尺度来描述.一方面,从图 7 可以看出相应涡流发展成长的过程,既是边界热扰动发展松弛的过程,也是涡流混合逐渐发展和热量传递的过程.在这个分析当中,相应的特征时间  $t_{PE}$  定义采用国际著名超临界流体研究者 Onuki 等<sup>[4]</sup>在上世纪 90 年代初通过理论分析得出的  $t_{PE} = t_d / (\gamma - 1)^2$ , 这里  $t_d$  是热扩散时间尺度( $t_d = D^2 / D_T$ ),  $D_T$  是近临界 CO<sub>2</sub> 流体的热扩散系数,  $\gamma$  指比热比.图 7 所示的代表性工况下,100  $\mu\text{m}$  和 200  $\mu\text{m}$  的微通道分别对应特征时间尺度为 2.02 ms 和 8.06 ms.由图 7 可以看出,相应的涡流动过程大约在 0.5 倍的 PE 时间到 1.5 倍的 PE 时间尺度内完成.而对于 200  $\mu\text{m}$  的情况,如果热流密度降低,则相应的时间会延长.



$T_{in} = 304.2 \text{ K}, P_{in} = 7.5 \text{ MPa}, v_{in} = 0.01 \text{ m/s}$

图 7 微通道近临界流体漩涡尺寸随时间演化图(在  $x/L = 0.90$  附近)

Fig.7 Evolution of vortex size with the ratio of time to characteristic piston effect time (near  $x/L = 0.90$ )



(a)  $D = 100 \mu\text{m}, Q = 10\,000 \text{ W/m}^2$

(b)  $D = 200 \mu\text{m}, Q = 8\,000 \text{ W/m}^2$

图 8 微通道内不稳定近临界流体换热表现 ( $V_{in} = 0.01 \text{ m/s}; Re_{in} = 6.70$ )

Fig.8 Unstable heat transfer behaviors inside near-critical micro-scale channels ( $V_{in} = 0.01 \text{ m/s}; Re_{in} = 6.70$ )

### 3.5 微尺度条件换热问题

在瞬态换热方面,由于局部微尺度较强的涡流混合,在  $Nu$  数演化图(图 8)中可以看出,不同的尺寸下同样发生了局部较强的换热强化.另外,从图 8 中也可看出,在初始时间内, $Nu$  数会

随着时间增加而减小,这从侧面验证了近临界流体低热扩散系数演化的趋势<sup>[7-8]</sup>:在临界区, $D_T$ 下降的趋势体现在微通道换热过程 $Nu$ 数降低的瞬态过程中.这里需要特别指出的是,微通道内的自混合涡流动发生发展滞后,从下游开始产生了 $Nu$ 数的成倍提升,这种变化会逐渐往上游扩展,从而在整个微通道内产生瞬态换热的优化,迅速达到热平衡.

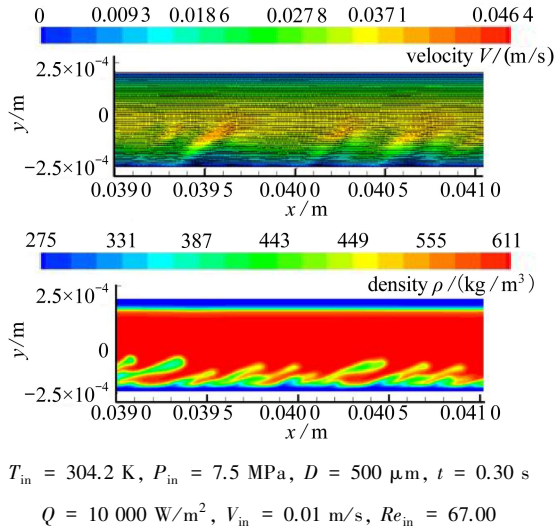


图 9 自然对流主导下的速度场和密度场(在  $x/L = 0.80$  附近)

Fig.9 Natural convection dominated velocity profile and density field (near  $x/L = 0.80$ )

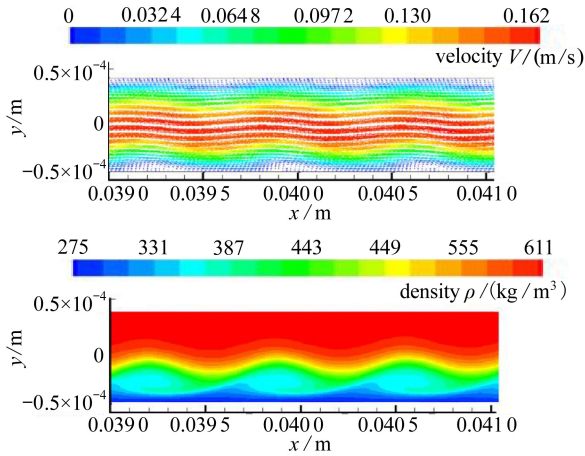


图 10 下壁面单侧加热条件下的代表性微通道近临界流体对流结构(在  $x/L = 0.80$  附近)

Fig.10 Convective flow structure of representative micro-scale channel case with heat flux from the bottom wall (near  $x/L = 0.80$ )

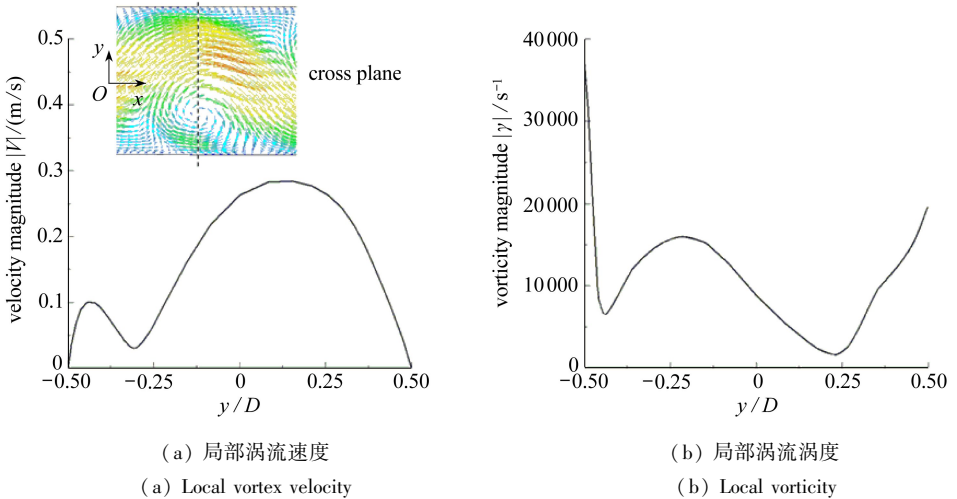
### 3.6 近临界流体微尺度对流结构分析

图 9 和图 10 显示了多种微通道高度和加热条件下近临界流体所表现出来的不同工况下的对流结构.相对较大的通道宽度(如图 9 所示)  $D = 500 \mu\text{m}$  的情况,微通道内则是以自然对流为主.事实上,涡流动向对流流动的转换在近临界流体领域的演化也涉及到热-机械效应同自然对流强度相互的影响<sup>[5, 8]</sup>.相应的控制因素的转折与通道水力直径有关,并取决于近临界

流体与临界点的距离变化.图 10 显示了只有下壁面单侧加热的情景.可以看出,仍是涡流区间单侧加热情况下,不稳定流动的情景与前述 Kelvin-Helmholtz 不稳定性演化类似.但是由于单侧加热条件下不稳定性边界涡流发展相对两侧同时加热更为困难,因而产生了周期性速度不稳定起伏流动.这种流动状态下,密度不稳定性更为重要,并且决定了不稳定流动演化的基本趋势.可以看出,近临界流体在微尺度条件下的特殊对流情景与宏观尺寸差异较大,表现出与传统流体完全不同的流动与换热现象,相应的具体机理性分析有待于未来进一步研究.

### 3.7 可能的应用领域小结

本研究中的微尺度混合涡流过程,在工程上的化工合成、微尺度搅拌、微流体操作、医药制造、超临界化工等方面都具有潜在的应用<sup>[1]</sup>.从应用的角度,图 11 给出了相应的微尺度混合局部速度分布特性和混合时间尺度、能量耗散基本特性参数.显示了,在  $x/L = 0.80$  附近,局部涡流速度和涡度,  $T_{in} = 304.2 \text{ K}$ ,  $P_{in} = 7.5 \text{ MPa}$  ( $t = 0.20 \text{ s}$ ;  $D = 100 \mu\text{m}$ ;  $Q = 10\,000 \text{ W/m}^2$ ,  $V_{in} = 0.01 \text{ m/s}$ ,  $Re_{in} = 12.18$ ).从图 11 看出,近临界流体具有较强的涡流速度和涡动量,同时时间和能量呈指数对应,这是与普通流体的线性规律不一样的地方<sup>[1, 6-7]</sup>.未来研究中需要进一步探索系统应用特性和设计.

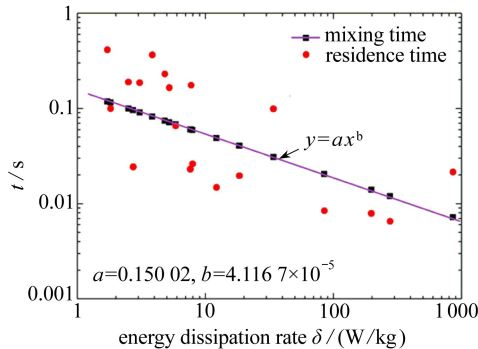


(a) 局部涡流速度

(a) Local vortex velocity

(b) 局部涡流涡度

(b) Local vorticity



(c) 特征混合时间尺度与能量耗散

(c) Characteristic mixing time and energy dissipation

图 11 微通道内不稳定近临界流体基本混合特性

Fig.11 Basic mixing characteristics of near-critical fluid inside micro-scale channels

## 4 结 论

本研究采用数值计算的方法针对近临界 CO<sub>2</sub> 流体在微通道内的流动稳定性和换热特性进行了系列研究。研究发现,在靠近临界点的相对较宽泛的区域内,流体具有强膨胀特性和低热扩散特性,从而在微尺度条件下产生局部漩涡流动,大大促进了微尺度的混合和对流换热效率。进一步,本研究针对这种微尺度局部涡动进行了机理分析和应用性参数估计,获得了微尺度通道内近临界流体基础瞬态换热和混合特性。本研究希望能够为相关的微尺度流体和换热系统设计提供有益的参考。

### 参考文献(References):

- [1] Kumar V, Paraschivoiu M, Nigam K D P. Single-phase fluid flow and mixing in microchannels [J]. *Chemical Engineering Science*, 2011, **66**(7): 1329-1373.
- [2] Zappoli B. Near-critical fluid hydrodynamics [J]. *Comptes Rendus Mécanique*, 2003, **331**(10): 713-726.
- [3] Carles P. A brief review of the thermophysical properties of supercritical fluids [J]. *The Journal of Supercritical Fluids*, 2010, **53**(1/3): 2-11.
- [4] Onuki A, Hao H, Ferrell R A. Fast adiabatic equilibration in a single-component fluid near the liquid-vapor critical point [J]. *Physical Review A*, 1990, **41**(4): 2256-2259.
- [5] Fröhlich T, Beysens D, Garrabos Y. Piston-effect-induced thermal jets in near-critical fluids [J]. *Physical Review E: Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 2006, **74**(4): 046307.
- [6] Jounet A, Zappoli B, Mojtabi A. Rapid thermal relaxation in near-critical fluids and critical speeding up: discrepancies caused by boundary effects [J]. *Physical Review Letters*, 2000, **84**(15): 3224-3227.
- [7] CHEN Lin, ZHANG Xin-rong, Okajima J, Maruyama S. Thermal relaxation and critical instability of near-critical fluid microchannel flow [J]. *Physical Review E*, 2013, **87**(4): 043016.
- [8] CHEN Lin, ZHANG Xin-rong, Okajima J, Maruyama S. Numerical investigation of near-critical fluid convective flow mixing in microchannels [J]. *Chemical Engineering Science*, 2013, **97**(28): 67-80.
- [9] Zappoli B, Carles P. The thermo-acoustic nature of the critical speeding-up [J]. *European Journal of Mechanics B, Fluids*, 1995, **14**(1): 41-65.
- [10] Jounet A, Mojtabi A, Ouazzani J, Zappoli B. Low-frequency vibrations in a near critical fluid [J]. *Physics of Fluids*, 2000, **12**(1): 197-204.
- [11] Pettersen J, Rieberer R, Munkejord S T. Heat transfer and pressure drop for flow of supercritical and subcritical CO<sub>2</sub> in microchannel tubes [R]. Final technical report for United States Army, European Research Office of the US Army. London, England, Contract No N68171-99-M-5674, 2000.
- [12] Liao S M, Zhao T S. An experimental investigation of convection heat transfer to supercritical carbon dioxide in miniature tubes [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2002, **45**(25): 5025-5034.
- [13] Liao S M, Zhao T S. Measurement of heat transfer coefficient from supercritical carbon diox-

- ide flowing in horizontal mini/micro channels[J]. *Journal of Heat Transfer*, 2002, **124**(3): 413-420.
- [14] Kuang G, Ohadi M M, Zhao Y. Experimental study of miscible and immiscible oil effects on heat transfer coefficients and pressure drop in microchannel gas cooling of supercritical CO<sub>2</sub> [C]//*ASME Summer Heat Transfer Conference*. Las Vegas, Nevada, USA, 2003: 671-675.
- [15] Kuang G, Ohadi M M, Zhao Y. Experimental study on gas cooling heat transfer for supercritical CO<sub>2</sub> in microchannels[C]//*The Second International Conference on Microchannels and Minichannels*. Rochester, New York, USA, 2004: 325-332.
- [16] Asinari P. Numerical prediction of turbulent convective heat transfer in mini/micro channels for carbon dioxide at supercritical pressure [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2005, **48**(18): 3864-3879.
- [17] JIANG Pei-xue, ZHANG Yu, XU Yi-jun, SHI Run-fu. Experimental and numerical investigation of convection heat transfer of CO<sub>2</sub> at supercritical pressures in a vertical tube at low Reynolds numbers[J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2008, **47**(8): 998-1011.
- [18] 李志辉. 超临界压力 CO<sub>2</sub>在微细圆管中流动与换热研究[D]. 博士学位论文. 北京: 清华大学, 2008.(LI Zhi-hui. Research on convection heat transfer of CO<sub>2</sub> at supercritical pressures in mini/micro scale tubes[D]. PhD Thesis. Beijing: Tsinghua University, 2008.(in Chinese))
- [19] Ducoulombier M, Colasson S, Haberschill P, Tingaud F. Charge reduction experimental investigation of CO<sub>2</sub> single-phase flow in a horizontal micro-channel with constant heat flux conditions[J]. *International Journal of Refrigeration*, 2011, **34**(4): 827-833.
- [20] Flockhart S M, Dhariwal R S. Experimental and numerical investigation into the flow characteristics of channels etched in <100> silicon[J]. *Journal of Fluids Engineering*, 1998, **120**(2): 291-295.
- [21] Cui H H, Silber-Li Z H, Zhu S N. Flow characteristics of liquids in micro-tubes driven by a high pressure[J]. *Physics of Fluids*, 2004, **16**(5): 1803-1810.
- [22] Cheng L X, Thome J R. Cooling of microprocessors using flow boiling CO<sub>2</sub> in a micro-evaporator: preliminary analysis and performance comparison[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2009, **29**(11/12): 2426-2432.
- [23] Dimmic G R, Chatoorgoon V, Khartabil H F, Duffey R B. Natural-convection studies for advanced CANDU reactor concepts[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2002, **215**(1/2): 27-38.
- [24] Carlès P. Thermoacoustic waves near the liquid-vapor critical point[J]. *Physics of Fluids*, 2006, **18**(12): 126102.
- [25] Thomson W. Hydro-kinetic solutions and observations[J]. *Philosophical Magazine Series 4*, 1871, **42**(281): 362-377.
- [26] von Helmholtz H L F. Über discontinuierliche Flüssigkeits-Bewegungen[J]. *Monatsberichte der Königlich Preussische Akademie der Wissenschaften zu Berlin*, 1868, **23**: 215-228.
- [27] Chandrasekhar S. *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability* [M]. Oxford: Clarendon Press, 1961.

# Flow Stability and Heat Transfer Characteristics of Near-Critical Fluid in Micro-Scale Channels

CHEN Lin, ZHANG Xin-rong

(*College of Engineering, Peking University, Beijing 100871, P.R.China*)

**Abstract:** Supercritical/near-critical fluid is very dense and highly expandable, and with its preferable flow and heat transfer properties, it has been valued in various kinds of energy conversion systems. The fluid critical transition and divergence are very important for both hydrodynamic study and heat transfer applications. The near-critical carbon dioxide horizontal flow and its heat transfer performance in micro-scale channels were studied. Detailed numerical procedures were carried out with the Navier-Stokes equations as well as the energy and state equations, which were treated with special care for the sake of micro-scale investigations. In view of the thermal-mechanical effects of critical fluid, abnormal thermal convection structure and transient micro-scale vortex mixing evolution mode were found in micro-scale channels. Basic Kelvin-Helmholtz instability was identified for the near-critical fluid unstable convection. Due to the hot boundary vortex evolution, heat transfer of near-critical micro-scale channel flow was greatly enhanced, leading to fast thermal/heat transfer equilibrium process. The near-critical fluid convection problem is then characterized from a more general viewpoint in this study.

**Key words:** near-critical fluid; micro-scale channel; carbon dioxide; convection heat transfer; stability

**Foundation item:** The National Natural Science Foundation of China(51276001)