

Soret效应对具有自由表面的圆柱形浅池内双组分溶液热对流影响的实验研究

于佳佳 李友荣 陈捷超 吴春梅

Influence of Soret effect on thermal convection of a binary mixture in a shallow cylindrical pool with a free surface

Yu Jia-Jia Li You-Rong Chen Jie-Chao Wu Chun-Mei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 224701 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.224701

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224701>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I22>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

三维湍流 Rayleigh-B 閏 ard 热对流的高效并行直接求解方法

Direct solution method of efficient large-scale parallel computation for 3D turbulent Rayleigh-B 閏 ard convection

物理学报.2015, 64(15): 154702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154702>

湍流热对流大尺度环流反转时的角涡特性

Corner vortex characteristics at the reversal of large scale circulation in turbulent Rayleigh-B 閏 ard convection

物理学报.2014, 63(15): 154703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.154703>

热对流条件下颗粒沉降的格子 Boltzmann 方法模拟

Lattice Boltzmann simulation of the sedimentation of particles with thermal convection

物理学报.2013, 62(8): 084703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.084703>

Soret效应对具有自由表面的圆柱形浅池内双组分溶液热对流影响的实验研究*

于佳佳 李友荣† 陈捷超 吴春梅

(重庆大学动力工程学院, 低品位能源利用技术及系统教育部重点实验室, 重庆 400044)

(2015年3月7日收到; 2015年6月18日收到修改稿)

为了探究 Soret 效应对具有自由表面的圆柱形浅液池内双组分溶液热对流过程的影响, 通过实验观察了质量分数为 50% 的正癸烷/正己烷混合溶液在不同深宽比的液池内流动失稳后的自由表面耗散结构及液池内的温度波动. 结果表明, 双组分溶液流动失稳的临界热毛细 Reynolds 数小于纯工质的值, 且其随液层深宽比的变化规律与纯工质相同. 当深宽比小于 0.0848 时, 流动失稳后在自由表面观察到热流体波, 监测点处温度波动主频随热毛细 Reynolds 数增大而增加; 当深宽比大于 0.0848 时, 随热毛细 Reynolds 数的增大, 流动失稳后自由表面依次呈现轮辐状、花苞状、分离-合并-分离交替变化的条纹状结构.

关键词: Soret 效应, 双组分溶液, 热对流, 实验研究

PACS: 47.20.Dr, 47.55.pf, 12.38.Qk

DOI: 10.7498/aps.64.224701

1 引言

Soret 效应^[1]广泛存在于自然界和工业生产过程中, 例如, 岩浆差异的形成、大洋环流、碳氢化合物的分离和晶体生长过程等^[2,3]. 近几十年来, 国内外学者对 Soret 效应的研究主要集中于 Soret 系数的获取、各种条件下溶液 Rayleigh-Bénard 对流、多孔介质内溶液流动过程等.

Platten^[4]对近期关于 Soret 系数的实验研究进行了评述, 发现双组分有机溶液和水基溶液的 Soret 系数在 10^{-3} — 10^{-2} K⁻¹ 范围内. Rahman 和 Saghir^[5]以时间为序对获取 Soret 系数的实验与理论方法进行了总结, 同时指出近年来学者们逐渐热衷于采用光学实验法和非平衡热力学理论来获取 Soret 系数.

宁利中等^[6-8]通过数值模拟获得了竖直温度梯度下矩形腔体内具有强 Soret 效应的双组分溶液行波对流的斑图演化及分叉特性, 并将结果与弱 Soret 效应进行对比, 发现 Soret 效应能使对流解更

加丰富、流型更加复杂. Bergeon 等^[9]对垂直温度梯度下矩形液池内的双组分溶液 Marangoni 对流进行了二维数值模拟和线性稳定性分析, 结果表明, 当 Soret 效应较大时, 双组分溶液 Marangoni 对流主要受浓度梯度驱动. Jian 等^[10]研究发现, 在圆柱形液池中表面张力具有让振荡自由表面恢复平衡形态的作用. 当自由表面波数较多时, 表面张力作用更为明显. Charrier-Mojtabi 等^[11]对多孔介质内 Soret 效应驱动的对流进行了稳定性分析, 结果发现, 浮力比和多孔介质的性质决定了失稳过程中的分叉形式, 多孔介质的孔隙率越低, 稳定性越好. Mansour 等^[12-14]研究了存在竖直温度梯度和水平浓度梯度时, 考虑 Soret 效应的多孔介质矩形腔内双组分溶液的双扩散自然对流, 结果发现, 当浮力比趋近于 0 时, 存在多种稳态解, 当浮力比增大或减小时, 稳态解的多样性消失. Alloui 等^[15]对竖直方向恒定热流和溶质流的矩形腔内双组分溶液自然对流进行了理论研究, 采用基于平行流近似解法获得了定常超临界与次临界流动条件, 并指

* 国家自然科学基金 (批准号: 51176209) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liyourong@cqu.edu.cn

出该方法适用于无限大液层的流型预测.

水平温度梯度作用下双组分溶液的研究相对较少. 朱志强等^[16]应用实验和数值模拟研究了水平温度梯度作用下矩形液池内双组分溶液热毛细对流, 发现了不同于常规的反向热毛细对流流动, 验证了正戊醇水溶液表面张力温度系数为正的. Duan 和 Kang^[17]通过实验和数值模拟发现, 在晶体生长的过程中, 仅在晶体周围会出现一层很薄的扩散层, 在该扩散层外几乎没有溶质扩散现象, 溶质毛细作用影响着晶体生长的速度与质量. 文献^[18—20]采用匹配渐近展开法、实验观测和三维数值模拟研究了 Soret 效应对水平温度梯度作用下环形浅液池内双组分溶液热毛细对流的影响, 结果表明, Soret 效应对流动失稳后的流型影响较小, 但对流动失稳的临界温差、流动强度以及失稳后热流体波波数和主频等影响较大.

目前, 对具有自由表面的圆柱形液池内双组分溶液热对流过程的研究相对较少, 考虑 Soret 效应对热对流影响的相关研究还未见报道. 本文采用可视化实验观察了具有自由表面的圆柱形液池内纯工质和双组分溶液在不同深宽比下流动失稳后自由表面耗散结构的演变过程及溶液内的温度波动特征, 分析了相同条件下双组分溶液热对流与纯工质热对流之间的差异.

2 实验装置与方法

实验装置如图 1 所示, 圆柱形液池内半径 $r_c = (46.0 \pm 0.1)$ mm, 圆盘半径 $r_s = (23.0 \pm 0.1)$ mm, 圆盘底部与液池自由表面恰好互相接触, 液层厚度为 h . 选用透光性好、导热系数小、厚度为 (10 ± 0.1) mm 的有机玻璃作为圆柱形液池的底面. 圆盘和圆柱侧壁都采用导热性能好的紫铜加工而成, 其内部开有供恒温水流动的通道.

圆柱形液池和圆盘分别与高、低温恒温水浴相连以维持圆柱形内壁恒定温度 T_h 和圆盘底部恒定温度 T_c , 且 $T_h > T_c$. 为了监测壁面温度, 在圆柱形液池内壁和圆盘底部分别均匀布置了 4 支精度为 ± 0.1 K 的 T 型热电偶. 采用精度为 ± 0.003 mm 的自动升降台控制圆盘位置, 确保圆盘底部与液层自由表面恰好接触. 在圆柱形浅液池正下方布置一个直径为 1.5 mm 的医用冷光源作为点光源, 该点光源发射出的光线透过有机玻璃和实验流体层投影在液池正上方的光屏上. 由于流体的折射率随密度

变化, 而流体的密度与温度和浓度密切相关, 因此, 当光线穿越不稳定对流层时, 经自由表面折射后在屏幕上形成的投影能定性反映流体表面温度的波动. 文献^[21, 22]的实验结果也表明, 纹影法能够用于自由表面温度波动演变过程的实时观察, 所得实验结果与模拟结果符合较好, 因此, 本文也采用该方法进行观察.

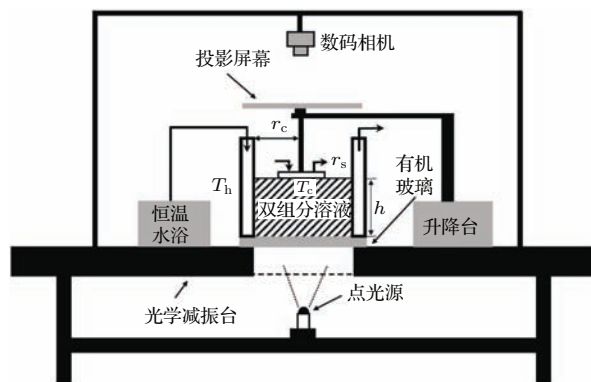


图 1 实验装置示意图

Fig. 1. The schematic diagram of the experimental setup.

3 实验结果与讨论

实验所用双组分混合溶液是质量分数为 50% 的正癸烷/正己烷, 纯工质为正己烷. 双组分溶液表面张力 σ 和密度 ρ 均为温度和浓度的线性函数, 可以表示为

$$\sigma(T, C) = \sigma_0 - \gamma_T(T - T_0) - \gamma_C(C - C_0), \quad (1)$$

$$\rho(T, C) = \rho_0 [1 - \beta_T(T - T_0) - \beta_C(C - C_0)]. \quad (2)$$

式中, $\gamma_T = -(\partial\sigma/\partial T)_C$, $\gamma_C = -(\partial\sigma/\partial C)_T$, $\beta_T = -(\partial\rho/\partial T)_C/\rho_0$, $\beta_C = -(\partial\rho/\partial C)_T/\rho_0$, 其中, $T_0 = 25^\circ\text{C}$, $C_0 = 50\%$. γ_T , γ_C , β_T 和 β_C 分别称为表面张力温度系数、表面张力浓度系数、热膨胀系数和溶质膨胀系数. 双组分溶液物性参数如表 1 所列, 纯工质的物性参数见文献^[19].

在具有温度梯度的双组分溶液中, 由于 Soret 效应而产生的浓度差为^[23]

$$\Delta C = -S_T C_0 (1 - C_0) (T_h - T_c), \quad (3)$$

其中, $S_T = D_T/D$ 是双组分溶液的 Soret 系数, D 和 D_T 分别为双组分溶液溶质扩散系数和 Soret 效应引起的溶质扩散系数.

实验过程中, 圆柱形液池深度为1—8 mm, 侧壁与圆盘间温差 $\Delta T = T_h - T_c < 30$ K. 为便于分析, 定义如下无量纲参数: 液层深宽比 $\Gamma = h/r_c$, 半径比 $\eta = r_s/r_c = 0.5$, 无量纲温度 $\Theta = (T - T_c)/(T_h - T_c)$, 无量纲时间 $\tau = t\nu/r_c^2$, 无量纲频率 $F = fr_c^2/\nu$, 热毛细雷诺数 $Re_T = \gamma_T \Delta T r_c / (\mu\nu)$, 溶质毛细雷诺数 $Re_C = \gamma_C \Delta C r_c / (\mu\nu)$ 和毛细比 $R_\sigma = Re_C/Re_T = -\gamma_C S_T C_0(1 - C_0)/\gamma_T$. 显然, 毛细比 R_σ 是反映热毛细力和溶质毛细力相对大小的参数, 对于所选双组分溶液, $R_\sigma = 0.045$ 为常数, 因此, 在后面的讨论中都只给出了热毛细雷诺数 Re_T .

表1 25 °C 时正癸烷/正己烷混合溶液 ($C_0 = 50\%$) 物性参数

Table 1. Physical properties of *n*-decane/*n*-hexane ($C_0 = 50\%$) at 25 °C.

参数名称	数值
Prandtl 数 Pr	9.083
Lewis 数 Le	27.886
密度 $\rho/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	689.823
热扩散系数 $\alpha/\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$	7.501×10^{-8}
溶质扩散系数 $D/\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$	2.690×10^{-9}
Soret 系数 S_T/K^{-1}	2.420×10^{-3}
黏度 $\mu/\text{kg}\cdot(\text{m}\cdot\text{s})^{-1}$	4.700×10^{-4}
热膨胀系数 β_T/K^{-1}	1.200×10^{-3}
溶质膨胀系数 β_C	-0.103
表面张力温度系数 $\gamma_T/\text{N}\cdot(\text{m}\cdot\text{K})^{-1}$	6.980×10^{-5}
表面张力浓度系数 $\gamma_C/\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$	-5.186×10^{-3}

3.1 流动失稳条件

当热毛细 Reynolds (Re_T) 数较小时, 液池内的热毛细-浮力对流为稳定的轴对称流动, 自由表面的流体由液池壁面沿径向流向圆盘, 液层内监测点处的温度没有波动. 当 Re_T 逐渐增大至超过某一临界值时, 溶液流动将会失去稳定性, 自由表面温度波动呈螺旋状或亮条纹. 流动失稳的临界热毛细 Reynolds 数 (Re_{Tc}) 随液层深宽比 Γ 的变化如图2所示, 显然, 双组分溶液与纯工质的 Re_{Tc} 数随液层深宽比 Γ 的增大都是先减小、再增大, 然后趋于恒定值.

当液池很浅时, 随着液层深宽比增大, 浮力作用逐渐变得明显, 其对溶液流动失稳产生促进作用, Re_{Tc} 数会逐渐减小. Teitel 等^[24] 通过实验发现, 在低温圆盘底部会分离出不稳定的羽状流

(cold plume), 并且该羽状流强度取决于低温圆盘直径和温度. 在本实验中, 低温圆盘直径固定, 在相同温差下圆盘底部分离出的不稳定羽状流强度也未发生明显变化. 当纯工质和双组分溶液的液层深宽比 Γ 分别大于 0.0392 和 0.0434 时, 不稳定羽状流将无法影响液池底部的流体, 因此, Re_{Tc} 数会随液层深宽比的增加而增大. Yu 等^[19] 和 Peng 等^[25] 分别对环形液池内正癸烷/正己烷双组分混合溶液和 0.65 cSt 硅油进行了实验和三维数值模拟研究, 结果发现, 随着环形液池深宽比增大, 热对流由二维稳态流动转变为三维非稳态流动的 Re_{Tc} 数会逐渐减小, 如图2所示. 在圆柱形液池内, 当纯工质和双组分溶液的液层深宽比 Γ 分别小于等于 0.0392 和 0.0434 时, Re_{Tc} 随液层深宽比变化趋势与文献^[19, 25] 中环形液池内的结果一致.

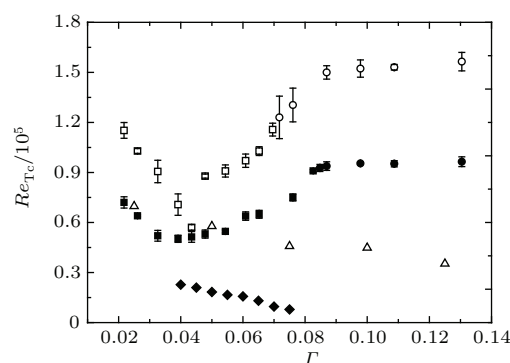


图2 双组分溶液和纯工质 Re_{Tc} 随液层深宽比 Γ 的变化. $\square$: 纯工质, 热流体波; $\circ$: 纯工质, 轮辐状; $\blacksquare$: 双组分溶液, 热流体波; $\bullet$: 双组分溶液, 轮辐状; $\blacklozenge$: 文献^[19]; $\triangle$: 文献^[25]

Fig. 2. Variations of the critical thermocapillary Reynolds number of the binary mixture and pure fluid with aspect ratio. $\square$: pure fluid, hydrothermal waves; $\circ$: pure fluid, spoke patterns; $\blacksquare$: binary mixture, hydrothermal waves; $\bullet$: binary mixture, spoke patterns; $\blacklozenge$: Ref. [19]; $\triangle$: Ref. [25].

从图2还可以看出, 双组分溶液的 Re_{Tc} 数低于相同条件下纯工质的值, 这是由于双组分溶液中存在 Soret 效应, 使得冷壁附近正癸烷浓度大于热壁面, 因此, 溶质毛细力方向与热毛细力方向一致, 流动加强. 所以, 相对于纯工质而言, 双组分溶液更易失稳, 相同条件下的 Re_{Tc} 数更小.

3.2 自由表面耗散结构

图3为深宽比 $\Gamma = 0.0326$ 时, 在 Re_T 不断增大过程中两个典型自由表面温度波动, 图中虚线表示自由表面上圆盘的位置. 由于液层自由表面上圆盘

与流体接触处弯月面的影响, 纹影图中圆盘边缘附近较为模糊.

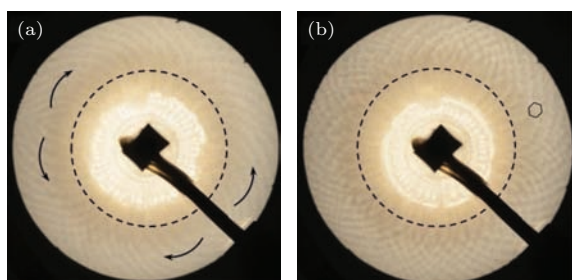


图3 在不同 Re_T 下, $\Gamma = 0.0326$ 时双组分溶液自由表面温度波动 (a) $Re_T = 9.50 \times 10^4$; (b) $Re_T = 1.99 \times 10^5$

Fig. 3. Temperature distribution on free surface for the binary mixture at $\Gamma = 0.0326$: (a) $Re_T = 9.50 \times 10^4$; (b) $Re_T = 1.99 \times 10^5$.

当 Re_T 数较小时, 在自由表面上出现周向旋转、方向相反的多组温度振荡波, 如图 3(a) 所示. 该波纹结构与文献 [25, 26] 在环形液池内获得的纯工质热流体波特性一致, 因此, 可以推测浅液池内双组分溶液失稳后自由表面上形成的温度波动形式为热流体波. 当 $Re_T = 9.50 \times 10^4$ 时, 两组双向热流体波各自占据自由表面的一半, 分别起源于左上方和右下方, 汇聚于右上方与左下方. 实验过程中发现, 热流体波波数、源点和汇点的数量都不是固定的, 热流体波波数随 Re_T 数的增大而增多, 随深宽比的增大而减少; 源点和汇点的位置随温差的变化和时间的推移沿周向缓慢移动.

当 $Re_T = 1.99 \times 10^5$ 时, 两列方向相反的热流体波相互交叠, 形成六边形蜂窝状结构, 这一流型结构与 Bénard 对流涡胞 [27] 相似, 越靠近圆柱腔壁面六边形蜂窝结构越明显, 如图 3(b) 所示. 当 Re_T 数继续增大时, 流动增强, 自由表面上将出现温度波动无规律的混沌现象. 相同条件下双组分溶液失稳后自由表面所表现出的温度波动特征与纯工质基本一致, 但纯工质时自由表面呈现的热流体波所存在的 Re_T 数范围比双组分溶液窄. 在环形浅液池内, 双组分溶液和 0.65 cSt 硅油流动失稳后自由表面上形成的热流体波 [19,25] 与图 3 相似. 随着 Re_T 数的增加, 环形液池和圆柱形液池内的双组分溶液热对流都先后经历了二维稳态、热流体波, 直至混沌状态.

液层内的温度波动可通过一支直径为 80 μm 的 T 型热电偶测量. 图 4 给出了双组分溶液在 $\Gamma = 0.0543$ 和 $Re_T = 1.33 \times 10^5$ 时某监测点处的无量纲温度波动, 其无量纲波动频率为 1178. 随

Re_T 数的增加, 自由界面上热毛细力增大, 热流体波的周向旋转速度加快, 从而导致纯工质和双组分溶液的温度波动无量纲主频 F 均增大, 如图 5 所示. 图 4 中监测点温度波动和图 5 中无量纲频率 F 变化趋势与 Sim 等 [28] 关于环形液池内纯工质热毛细-浮力对流的三维数值模拟结果一致. 应该注意的是, 正癸烷/正己烷双组分溶液的无量纲主频 F 小于纯工质. 图 5 也给出了环形液池内无量纲频率 F 随 Re_T 数的变化, 显然, 两者的变化趋势完全一致.

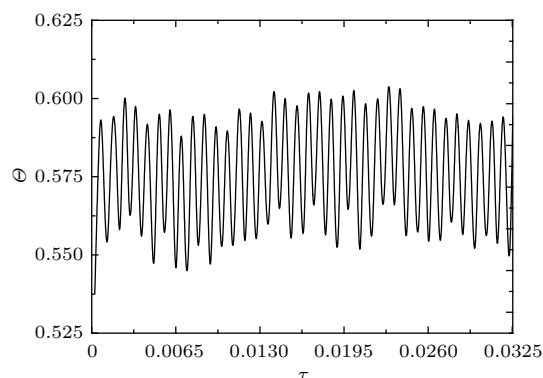


图4 $\Gamma = 0.0543$ 和 $Re_T = 1.33 \times 10^5$ 时双组分溶液监测点无量纲温度波动

Fig. 4. The temperature oscillation of the binary mixture at a monitoring point at $\Gamma = 0.0543$ and $Re_T = 1.33 \times 10^5$.

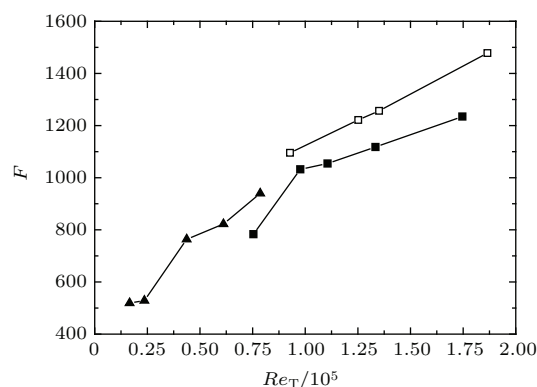


图5 $\Gamma = 0.0543$ 时监测点无量纲主频 F 的变化. $\square$: 纯工质; $\blacksquare$: 双组分溶液; $\blacktriangle$: 文献 [19]

Fig. 5. Variation of oscillation frequency F with the thermocapillary Reynolds number at $\Gamma = 0.0543$.

$\square$: pure fluid; $\blacksquare$: binary mixture; $\blacktriangle$: Ref. [19].

图 6 给出了深宽比 $\Gamma = 0.1087$ 时, 在 Re_T 数不断增大过程中典型的自由表面温度波动. 当 Re_T 数略高于临界值时, 在表面上观察到的是径向条纹, 其在圆盘附近产生, 并在液池壁面附近两两合并, 形成轮辐状结构, 如图 6(a) 所示. 该轮辐状结构随 Re_T 数的增大而迅速消失, 并在液池壁面附近

逐渐出现花苞状结构. 随着 Re_T 数的增大, 花苞结构越来越清晰, 且在自由表面上占据的面积也逐渐增大, 结构中心位置逐步向圆盘移动, 如图 6(b) 和图 6(c) 所示. 显然, 随着 Re_T 数的增大, 花苞状结构数量逐渐减少, 例如, 当 $Re_T = 1.23 \times 10^5$ 时, 花苞状结构数量约为 26 个, 当 Re_T 数增加到 1.79×10^5 时, 花苞状结构减少到 21 个. 在这种流动结构下, 实验观测的监测点温度不随时间发生变化, 说明流动是三维稳态流动. 对纯工质而言, Peng 等 [25] 和 Benz 等 [29] 分别用三维数值模拟和实验也观察到类似结构, 并指出竖直方向上的逆向温度梯度和水平方向的温度梯度共同作用而产生

的 Rayleigh-Bénard-Marangoni 对流是产生这种流型的根本原因, 如文献 [25] 中图 8(b) 所示.

当 Re_T 数增大到一定程度时, 原两两合并的条纹会出现分离-合并-分离的交替变化, 如图 6(d) 所示. 在这种流动结构下, 交替变化的条纹数量会继续减少, 例如, 当 $Re_T = 3.02 \times 10^5$ 时, 约为 18 个. Peng 等 [25] 通过三维数值模拟发现, 当 $\Gamma \geq 0.1125$ 时, 环形液池内热毛细对流的流动结构为三维稳态结构, 而在圆柱形液池中, 实验观测到的是分离-合并-分离的交替变化的条纹状结构, 因此, 当液层较深时, 圆柱形液池与环形液池内的流型结构有所差异.

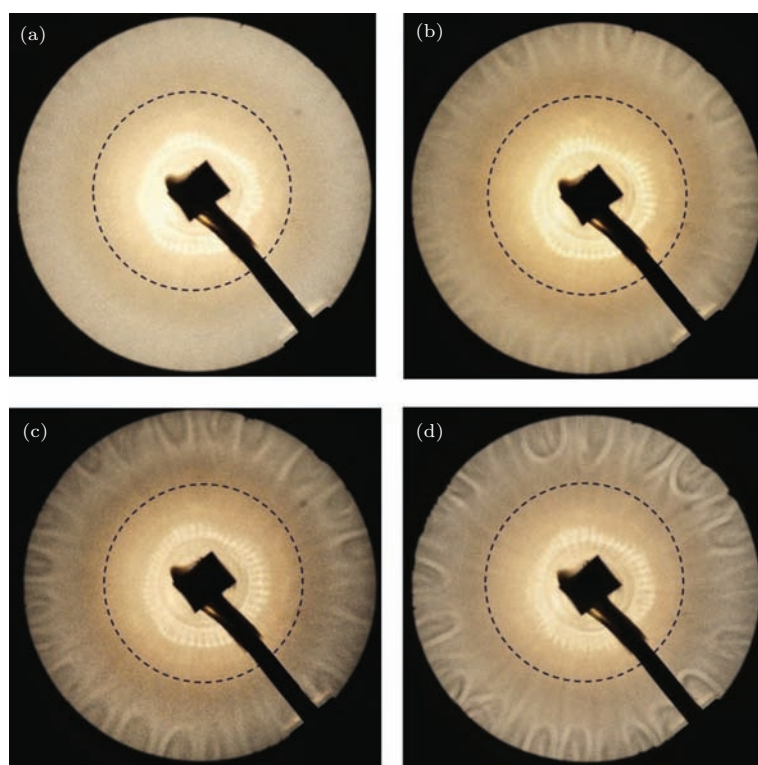


图 6 $\Gamma = 0.1087$ 时双组分溶液自由表面温度波动 (a) $Re_T = 9.55 \times 10^4$; (b) $Re_T = 1.23 \times 10^5$; (c) $Re_T = 1.79 \times 10^5$; (d) $Re_T = 3.02 \times 10^5$

Fig. 6. Temperature distribution on free surface for the binary mixture at $\Gamma = 0.1087$: (a) $Re_T = 9.55 \times 10^4$; (b) $Re_T = 1.23 \times 10^5$; (c) $Re_T = 1.79 \times 10^5$; (d) $Re_T = 3.02 \times 10^5$.

当双组分溶液深宽比增加到 $\Gamma = 0.1739$ 时, 无论 Re_T 数如何变化, 自由表面都观察不到花苞状结构, 如图 7 所示. 随着 Re_T 数的增大, 亮条纹数逐渐减少, 并且这些条纹会发生一定的扭曲. 在该深宽比下, 浮力占据绝对主导作用, 圆柱壁面附近流体受浮力作用迅速向自由表面流动, 由于要满足质量守恒, 从而在表面形成径向流动, 在纹影图上观察到径向亮条纹. 当 Re_T 数进一步增大, 表面张力

随之增强, 其对径向亮条纹产生微弱的影响, 条纹发生一定的扭曲.

比较图 3、图 6 和图 7 可知, 与纯工质一样, 随着液池深宽比的增加, 混合溶液流动失稳后自由表面温度波动也会从热流体波转变为轮辐状结构, 但转变的临界点存在明显差异. 如图 2 所示, 当深宽比 $\Gamma < 0.0848$ 时, 双组分溶液流动失稳后表现为热流体波, 而当 $\Gamma \geq 0.0848$ 时, 其为轮辐状结构. 纯

工质发生转变的临界深宽比相对于双组分溶液而言较小, 其值约为0.0717. 由于双组分溶液中Soret效应的作用, 圆盘附近的溶质浓度大于圆柱壁面附近的溶质浓度, 溶质毛细力抑制了轮辐状结构的出现.

综上所述, 双组分溶液中Soret效应对流动失稳后的流型结构没有明显影响, 但对流动失稳的 Re_{Tc} 数、流动结构转变的临界深宽比以及流动失稳后的波动特性等都有一定的影响.

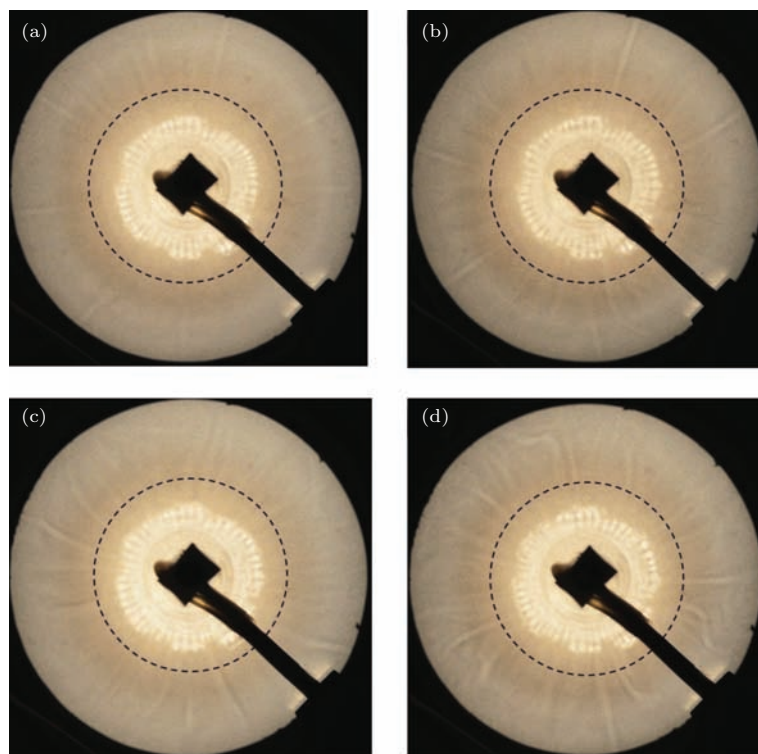


图7 $\Gamma = 0.1739$ 时双组分溶液在不同 Re_T 下自由表面温度波动 (a) $Re_T = 9.01 \times 10^4$; (b) $Re_T = 1.20 \times 10^5$; (c) $Re_T = 1.67 \times 10^5$; (d) $Re_T = 2.00 \times 10^5$

Fig. 7. Temperature distribution on free surface for the binary mixture at $\Gamma = 0.1739$: (a) $Re_T = 9.01 \times 10^4$; (b) $Re_T = 1.20 \times 10^5$; (c) $Re_T = 1.67 \times 10^5$; (d) $Re_T = 2.00 \times 10^5$.

4 实验不确定度分析

为了检验该实验结果的可信程度, 根据文献[19]的方法, 对该实验进行了不确定度分析. 对于实验测量变量 R , 其标准不确定度 U_R 可以表达为

$$U_R = (S_R^2 + B_R^2)^{1/2}, \quad (4)$$

式中, S_R 和 B_R 分别代表由随机误差和系统误差所引起的标准不确定度. 当实验测量变量不能直接获得时, S_R 和 B_R 可以分别表达为

$$S_R^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial R}{\partial X_i} s_{X_i} \right)^2, \quad (5)$$

$$B_R^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial R}{\partial X_i} b_{X_i} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial R}{\partial X_1} \right) \left(\frac{\partial R}{\partial X_2} \right) b_{X_1 X_2} + \dots, \quad (6)$$

其中, X_i ($i = 1, 2, \dots, n$)和 $b_{X_i X_j}$ 分别为实验直接测量变量和 X_i 与 X_j 之间的协方差; s_{X_i} 和 b_{X_i} 分别代表实验直接测量变量的随机和系统标准不确定度. 依据文献[30], (6)式可以简化为

$$B_R^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial R}{\partial X_i} b_{X_i} \right)^2. \quad (7)$$

在不便于获得随机误差的情况下, Coleman和Steele^[31]认为95%的随机不确定度与可读仪器的精度密切相关, 随机不确定度可取仪器精度的一半. 因此, 在本文中圆柱形液池内半径和时间的随机不确定度分别为0.05 mm和0.375 s. 而圆柱形浅液池的内外壁温度的随机不确定度由多次实验测得. 实验间接测量变量相对标准不确定度 U_R/R 的详细计算过程可以参考文献[19].

计算发现, 在所研究的实验条件下, Re_T 和 F 的相对标准不确定度分别小于11.4%和21.0%.

5 结 论

采用纹影法研究了具有自由表面的圆柱形浅液池内双组分溶液的热对流, 对比分析了纯工质与双组分溶液失稳后自由表面温度波动特性, 揭示了Soret效应对双组分溶液热对流的影响. 结果表明:

1) 双组分溶液流动失稳的临界热毛细Reynolds数随液层深宽比的增大先减小、再增大, 最后趋于恒定值, 且在任意深宽比下, 双组分溶液流动失稳的临界热毛细Reynolds数都比纯工质小, 流动更易失稳;

2) 对于双组分溶液, 当液层深宽比小于0.0848时, 流动失稳后自由表面表现为热流体波, 其温度波动无量纲主频随热毛细Reynolds数的增加而增大; 当液层深宽比大于0.0848时, 随着热毛细Reynolds数的增大, 流动失稳后自由表面温度波动依次表现为轮辐状、花苞状和分离-合并-分离的交替变化的条纹状结构;

3) Soret效应对流动失稳后的流型结构影响较小, 但对流动失稳的临界热毛细Reynolds数、流动结构转变的临界深宽比和流动失稳后的波动特性等都有一定的影响.

参考文献

- [1] Soret C 1979 *Arch. Sci. Phys. Nat.* **2** 48
- [2] Pugin V A, Bagdasarov N 1988 *Geochem. Int.* **25** 57
- [3] Carrigan C R, Cygan R T 1986 *J. Geophys. Res.* **91** 11451
- [4] Platten J K 2006 *J. Appl. Mech.* **73** 5
- [5] Rahman M A, Saghir M Z 2014 *Int. J. Heat Mass Transf.* **73** 693
- [6] Ning L Z, Yuan Z, Shi F, Qi X 2007 *Chin. J. Appl. Mech.* **24** 363 (in Chinese) [宁利中, 袁喆, 石峯, 齐昕 2007 应用力学学报 **24** 363]
- [7] Ning L Z, Qi X, Zhou Y, Yu L 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2528 (in Chinese) [宁利中, 齐昕, 周洋, 余荔 2009 物理学报 **58** 2528]
- [8] Ning L Z, Wang N, Yuan Z, Li K J, Wang Z Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 104401 (in Chinese) [宁利中, 王娜, 袁喆, 李开继, 王卓运 2014 物理学报 **63** 104401]
- [9] Bergeon A, Henry D, Benhadid L H, Tuckerman L S 1998 *J. Fluid Mech.* **375** 143
- [10] Jian Y J, E X Q, Zhang J, Meng J M 2004 *Chin. Phys.* **13** 2013
- [11] Charrier-Mojtabi M C, Elhajjar B, Mojtabi A 2007 *Phys. Fluids* **19** 124104
- [12] Mansour A, Amahmid A, Hasnaoui M, Bourich M 2006 *Numer. Heat Tranf. A-Appl.* **49** 69
- [13] Mansour A, Amahmid A, Hasnaoui M 2008 *Int. J. Heat Fluid Flow* **29** 306
- [14] Mansour A, Amahmid A, Hasnaoui M, Bourich M 2004 *Int. Comm. Heat Mass Transf.* **31** 431
- [15] Alloui I, Benmoussa H, Vasseur P 2010 *Int. J. Heat Fluid Flow* **31** 191
- [16] Zhu Z Q, Chen S L, Liu Q S, Tong S L 2011 *Chin. J. Theoret. Appl. Mech.* **43** 674 (in Chinese) [朱志强, 陈淑玲, 刘秋生, 同少莉 2011 力学学报 **43** 674]
- [17] Duan L, Kang Q 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3149
- [18] Gong Z X, Li Y R, Peng L, Wu S Y, Shi W Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 040201 (in Chinese) [龚振兴, 李友荣, 彭岚, 吴双应, 石万元 2013 物理学报 **62** 040201]
- [19] Yu J J, Ruan D F, Li Y R, Chen J C 2015 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **61** 79
- [20] Yu J J, Li Y R, Chen J C 2014 *J. Eng. Thermophys.* **35** 1176 (in Chinese) [于佳佳, 李友荣, 陈捷超 2014 工程热物理学报 **35** 1176]
- [21] Shi W Y, Li Y R, Zeng D L, Imaishi N 2007 *J. Eng. Thermophys.* **28** 101 (in Chinese) [石万元, 李友荣, 曾丹苓, 今石宣之 2007 工程热物理学报 **28** 101]
- [22] Shi W Y, Wang Y 2013 *J. Eng. Thermophys.* **34** 702 (in Chinese) [石万元, 王瑜 2013 工程热物理学报 **34** 702]
- [23] Blanco P, Polyakov P, Bou-Ali M M, Wiegand S 2008 *J. Phys. Chem. B* **112** 8340
- [24] Teitel M, Schwabe D, Gelfgat A Y 2008 *J. Cryst. Growth* **310** 1343
- [25] Peng L, Li Y R, Shi W Y, Imaishi N 2007 *Int. J. Heat Mass Transf.* **50** 872
- [26] Shi W Y, Imaishi N 2006 *J. Cryst. Growth* **290** 280
- [27] Bénard H 1901 *J. Phys. Theor. Appl.* **10** 254
- [28] Sim B C, Zebib A, Schwabe D 2003 *J. Fluid Mech.* **491** 259
- [29] Benz S, Schwabe D 2001 *Exp. Fluids* **31** 409
- [30] Li Y R, Yuan X F, Hu Y P, Tang J W 2013 *Exp. Thermal Fluid Sci.* **44** 544
- [31] Coleman H W, Steele W G 2009 *Experimentation, Validation, and Uncertainty Analysis for Engineers* (3rd Ed.) (New York: John Wiley & Sons) pp128–150

Influence of Soret effect on thermal convection of a binary mixture in a shallow cylindrical pool with a free surface*

Yu Jia-Jia Li You-Rong[†] Chen Jie-Chao Wu Chun-Mei

(Key Laboratory of Low-grade Energy Utilization Technologies and Systems of Ministry of Education, College of Power Engineering, Chongqing University, Chongqing 400044, China)

(Received 7 March 2015; revised manuscript received 18 June 2015)

Abstract

In this paper, a series of experiments are conducted to understand the influence of Soret effect on thermal convection of binary mixture in a cylindrical pool with a free surface. The cylindrical pool is filled with the *n*-decane/*n*-hexane mixture with an *n*-decane initial mass fraction of 50%. The cylindrical pool and the disk on the free surface are kept at constant temperatures of T_h and T_c ($T_h > T_c$), respectively. Temperature fluctuation pattern on the free surface is obtained by the schlieren method. Various temperature oscillatory patterns on the free surface are observed when the thermal convection of the *n*-decane/*n*-hexane mixture destabilizes at different aspect ratios. Results show that the critical thermal capillary Reynolds number of the incipience of the three-dimensional oscillatory flow in the *n*-decane/*n*-hexane mixture is smaller than that in the *n*-hexane fluid, and the variation tendency with the aspect ratio in the *n*-decane/*n*-hexane mixture is the same as that in the *n*-hexane fluid. The solute-capillary force caused by Soret effect plays an important role of the thermal convection in the *n*-decane/*n*-hexane mixture. Because the solute-capillary force has the same direction as the thermocapillary force, the thermal convection in the *n*-decane/*n*-hexane mixture becomes more instable and the critical thermocapillary Reynolds number is smaller than that in the *n*-hexane fluid. In the *n*-decane/*n*-hexane mixture, when the aspect ratio increases from 0.0217 to 0.0392, the critical thermal capillary Reynolds number decreases from 7.2×10^4 to 5.0×10^4 . With the increase of the aspect ratio, the effect of the buoyancy is enhanced, and the critical thermocapillary Reynolds number decreases. When the aspect ratio increases from 0.0392 to 0.0434, the cold plume which facilitates destabilizing the thermal convection cannot be obviously enhanced. There is little effect of the cold plume on the fluid near the bottom. Therefore, the critical thermal capillary Reynolds number increases from 5.0×10^4 to 6.4×10^4 in this range. In the deep pool, the critical thermal capillary Reynolds number is almost a constant value. When the aspect ratio is smaller than 0.0848, the three-dimensional oscillatory flow occurs and the hydrothermal waves are observed. After the three-dimensional oscillatory flow appears, two groups of the hydrothermal waves with opposite propagating directions coexist in the pool. With the increase of the thermal capillary Reynolds number, the honeycomb-like patterns appear on the free surface, which are similar to the Bénard cells. In addition, the non-dimensional fundamental oscillation frequency increases with the thermal capillary Reynolds number. When the aspect ratio is bigger than 0.0848, spoke pattern, rosebud-like pattern and thin-longitudinal stripes will appear sequentially with the increase of thermocapillary Reynolds number. Furthermore, the number of the rosebud-like patterns decreases, while the area on the free surface in the pool occupied by the rosebud-like pattern increases with the increase of the thermal capillary Reynolds number.

Keywords: Soret effect, binary mixture, thermal convection, experimental study

PACS: 47.20.Dr, 47.55.pf, 12.38.Qk

DOI: 10.7498/aps.64.224701

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51176209).

[†] Corresponding author. E-mail: liyourong@cqu.edu.cn