

doi:10.11835/j.issn.1000-582X.2017.07.001

# 表面蒸发对环形液池内稳态热毛细对流的影响

张利<sup>1,2</sup>, 吴春梅<sup>1</sup>, 李友荣<sup>1</sup>, 殷元春<sup>3</sup>

(1.重庆大学 动力工程学院, 重庆 400044; 2.四川外国语大学 重庆南方翻译学院, 重庆 401120;  
3.重庆市第九十五中学, 重庆 400084)

**摘要:**为了解表面蒸发对环形液池内热毛细对流的影响,对4℃冷水在其纯蒸汽环境中蒸发时的热毛细对流进行了数值模拟。结果表明,表面蒸发质量通量与液池内热毛细对流相互耦合,随着蒸发Biot数的增加,表面温度降低,热壁附近蒸发质量通量增大,但冷壁附近蒸发质量通量与Marangoni数密切相关;当Marangoni数较小时,蒸发界面无因次总蒸发质量随蒸发Biot数的增加而增大,当Marangoni数较大时,总蒸发质量随蒸发Biot数先增大、后减小;随着液池深宽比和半径比的增加,流动增强,总蒸发质量也增加。

**关键词:**数值模拟;热毛细对流;蒸发;环形液池

中图分类号:TK124

文献标志码:A

文章编号:1000-582X(2017)07-001-08

## Effect of surface evaporation on steady thermocapillary convection in an annular pool

ZHANG Li<sup>1,2</sup>, WU Chunmei<sup>1</sup>, LI Yourong<sup>1</sup>, YIN Yuanchun<sup>3</sup>

(1. College of Power Engineering, Chongqing University, Chongqing 400044, P.R.China;  
2. Chongqing Nanfang Translators College of SISU, Chongqing 401120, P.R.China;  
3. No.95 Middle School, Chongqing 400084, P.R.China)

**Abstract:** In order to understand the effect of the surface evaporation on thermocapillary convection in an annular pool, a series of numerical simulations on thermocapillary convection of cold water around 4℃ in the pure steam environment were carried out. The results show that the surface evaporation mass flux is mutually coupled with thermocapillary convection. With the increase of the evaporation Biot number, the surface temperature is dropped, and the evaporation mass flux near the hot wall is increased, but it near the cold wall is closely related to the Marangoni number. When the Marangoni number is small, the dimensionless total evaporation mass at the evaporation interface increases with the increase of the evaporation Biot number; while when the Marangoni number is large, the total evaporation mass increases first and then decreases with the increase of the evaporation Biot number. With the increase of the aspect ratio and the radius ratio, the flow strengthens and the total evaporation quality also increases.

**Keywords:** numerical simulation; thermocapillary convection; evaporation; annular pool

收稿日期:2016-12-22

基金项目:国家自然科学基金重点资助项目(11532015)。

Supported by National Natural Science Foundation of China(11532015).

作者简介:张利(1977-),女,重庆大学博士研究生,副教授,主要从事热毛细对流及其稳定性研究,(E-mail) zhanglizl@cqu.edu.cn。

热毛细对流广泛存在于熔体晶体生长、相变换热、液滴蒸发和薄膜涂层等工程技术领域,并对实际生产过程产生重要的影响,许多学者进行了大量研究<sup>[1-4]</sup>。特别是以 Czochralski 熔体晶体生长为背景的环形液池内的热毛细对流更是引起了学者们的极大关注, Schwabe 等<sup>[5-7]</sup>首先完成了环形液池内中等 Prandtl 数流体热毛细对流失稳临界条件的实验测定,对失稳后的振荡热毛细对流进行了系统的数值模拟,确定了流动失稳后的各种流型。Li 等<sup>[8-9]</sup>对环形液池内低 Prandtl 数( $Pr=0.011$ )和中等 Prandtl 数( $Pr=6.7$ )流体热毛细对流进行了三维数值模拟,分析了流动失稳的物理机制,揭示了浅液池内热流体波的演变规律,并与 Smith 和 Davis<sup>[10]</sup>的线性稳定性分析结果进行比较。很多学者对环形液池内热毛细对流特征进行了大量的实验观测和数值计算,证实了热毛细对流失稳后热流体波的存在<sup>[11-13]</sup>。

必须指出的是,在上述所有研究中都假定上部自由表面为绝热表面,或只考虑了对流及辐射散热,实际上,由于自由表面的非平衡效应,液层表面蒸发在所难免,特别是对于挥发性强的介质,其界面蒸发效应与热毛细对流往往耦合在一起,相互影响。当考虑自由界面的蒸发效应时,蒸发吸收的大量潜热必将改变蒸发界面与流体内部温度分布,从而影响热毛细对流流型结构。Zhang 等<sup>[14-15]</sup>对矩形腔内薄液层蒸发引起的热对流进行了系统的实验观测,结果发现,无论液层底部是加热、还是冷却,只要液层自由表面的蒸发足够强,液层内部就会产生对流,因此,液层表面蒸发导致的温度分布不均匀是产生 Marangoni-Bénard 对流的驱动力。Liu 等<sup>[16-18]</sup>对施加水平温度梯度的矩形液池中蒸发液层内的热毛细对流进行了实验观测和数值模拟,结果表明,气液界面蒸发对热毛细对流稳定性有很大影响,而热毛细对流又将增大界面蒸发质量流量,热毛细对流对蒸发过程的影响与液层蒸发界面非平衡程度相关。

环形液池内的热毛细对流是工程上一种常见的热对流现象,文中将采用直接数值模拟方法研究自由表面上蒸发效应对环形液池内热毛细对流的影响,揭示蒸发效应与热毛细对流的耦合规律。

## 1 理论模型与数值方法

### 1.1 物理模型

环形液池结构如图 1 所示,其内、外半径分别为  $r_i$  和  $r_o$ ,液池深度为  $d$ ,液池深宽比为  $\epsilon=d/(r_o-r_i)$ ,半径比为  $\eta=r_i/r_o$ 。液池内充满了易于蒸发的介质,为了保证蒸发过程中自由界面位置恒定,假定液池底部由绝热多孔材料构成,能够允许液体从其下方缓慢而均匀补入。为简化起见,假定:1)自由表面为平的、不变形表面;2)流体为不可压缩牛顿流体,流速较低,流动为二维轴对称层流;3)除表面张力外,所有物性参数都为常数,且表面张力随温度呈线性变化;4)自由表面蒸发吸热量远大于自然对流散热量。

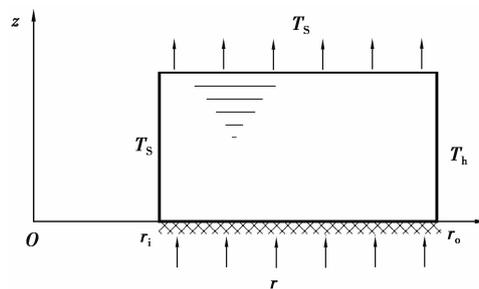


图 1 物理模型

环形液池自由表面上方是液体的纯蒸气,初始时刻整个液池内液体、表面上方蒸气和所有边界都处于相应压力下的饱和温度  $T_s$ ,使外壁温度突然升高到一个略高于饱和温度的温度值  $T_h$ ,则径向温差  $\Delta T=T_h-T_s$ ,会诱导一个自由界面上由外向内的热毛细对流。同时,自由表面温度超过蒸气压力对应的饱和温度,热力学非平衡效应会引发表面液体蒸发,蒸发质量通量  $j$  可用线性近似后的 Hertz-Knudsen 公式<sup>[19]</sup>表示,即:

$$j = \alpha \rho_v h_{fg} \sqrt{\frac{M}{2\pi RT_s^3}} (T_i - T_s), \quad (1)$$

式中: $\alpha$ 为蒸发适应系数,由实验确定; $M$ 为蒸气摩尔质量; $R$ 为通用气体常数; $h_{fg}$ 为汽化潜热; $\rho_v$ 为蒸气密度; $T_i$ 为界面温度。

## 1.2 数学描述

分别以 $(r_o - r_i)$ 、 $v/(r_o - r_i)$ 、 $(r_o - r_i)^2/v$ 和 $\mu v/(r_o - r_i)^2$ 作为长度、速度、时间和压力的无因次尺度,则柱坐标下无因次控制方程为

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \tau} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} = -\nabla P + \nabla^2 \mathbf{V}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + \mathbf{V} \cdot \nabla \Theta = \frac{1}{Pr} \nabla^2 \Theta, \quad (4)$$

式中: $\mathbf{V}$ 为无因次速度矢量; $\tau$ 为无因次时间; $P$ 为无因次压力, $Pr = v/\alpha$ 为Prandtl数; $\Theta$ 为无因次温度, $\Theta = \frac{T - T_s}{T_h - T_s}$ 。

边界条件如下:

内壁处 ( $R = R_i = r_i/(r_o - r_i) = \eta/(1 - \eta)$ ,  $0 \leq Z \leq \epsilon$ ):

$$U = V = 0, \Theta = 0. \quad (5)$$

外壁处 ( $R = R_o = r_o/(r_o - r_i) = 1/(1 - \eta)$ ,  $0 \leq Z \leq \epsilon$ ):

$$U = V = 0, \Theta = 1. \quad (6)$$

自由表面 ( $Z = \epsilon$ ,  $\eta/(1 - \eta) < R < 1/(1 - \eta)$ ) 处,径向速度  $U$  满足力平衡关系,即:

$$\frac{\partial U}{\partial Z} = -\frac{Ma}{Pr} \frac{\partial \Theta}{\partial R}, \quad (7)$$

式中: $Ma$ 为Marangoni数, $Ma = \frac{\gamma_T \Delta T (r_o - r_i)}{\mu \alpha}$ ;  $\gamma_T$ 为表面张力温度系数; $\mu$ 为动力粘性系数。

由于蒸汽侧传热远小于液相侧,因此,自由界面热边界条件为  $-\lambda \partial T / \partial z = j h_{fg}$ , 即:

$$-\frac{\partial \Theta}{\partial Z} = \frac{\alpha (r_o - r_i) \rho_v h_{fg}^2}{\lambda} \sqrt{\frac{M}{2\pi R T_s^3}} \Theta = Bi_{ev} \Theta, \quad (8)$$

式中, $Bi_{ev}$ 为蒸发 Biot 数,其定义为: $Bi_{ev} = \frac{\alpha (r_o - r_i) \rho_v h_{fg}^2}{\lambda} \sqrt{\frac{M}{2\pi R T_s^3}}$ ,它反映了界面蒸发传热强度。

自由表面无因次蒸发质量通量  $J$  为

$$J = \frac{j}{\lambda \Delta T / h_{fg} \Delta r} = Bi_{ev} \Theta |_{Z=\epsilon}. \quad (9)$$

无因次总蒸发质量  $J_m$  可表示为

$$J_m = Bi_{ev} \int_{R_i}^{R_o} \Theta |_{Z=\epsilon} R dR. \quad (10)$$

由于自由界面蒸发引起的轴向速度  $V$  为

$$V = \frac{\lambda \Delta T}{\mu h_{fg}} Bi_{ev} \Theta |_{Z=\epsilon} = \frac{Ja}{Pr} Bi_{ev} \Theta |_{Z=\epsilon}, \quad (11)$$

式中, $Ja$ 为Jacob数, $Ja = c_p \Delta t / h_{fg}$ ,它反映了工质显热与潜热之比。

在液池底部 ( $Z = 0$ ,  $\eta/(1 - \eta) < R < 1/(1 - \eta)$ ):

$$U = 0, \partial \Theta / \partial Z = 0. \quad (12)$$

补液速度取决于自由表面的蒸发速度,即:

$$V = \frac{2(1 - \eta) Ja}{(1 + \eta) Pr} Bi_{ev} \int_{R_i}^{R_o} \Theta |_{Z=\epsilon} R dR. \quad (13)$$

## 1.3 数值方法和计算参数

采用有限容积法对控制方程及边界条件进行离散,其中,扩散项采用中心差分,对流项采用 QUICK 格式,压力-速度修正项采用 SIMPLE 算法。在迭代求解过程中,当温度和速度最大相对误差不大于  $10^{-5}$  时,

即认为其解已经收敛。为避免浮力的影响,选用 4 °C 左右的冷水作为工质,其 Prandtl 数为  $Pr = 12.01$ , 主要物性参数取自文献[20],如表 1 所示。其他无因次参数为:环形液池半径比  $\eta = 0.1 \sim 0.8$ ,深宽比  $\epsilon = 0.05 \sim 1.0$ ,  $Ja = 0.01$ , Marangoni 数限制在  $Ma \leq 10^3$ 。

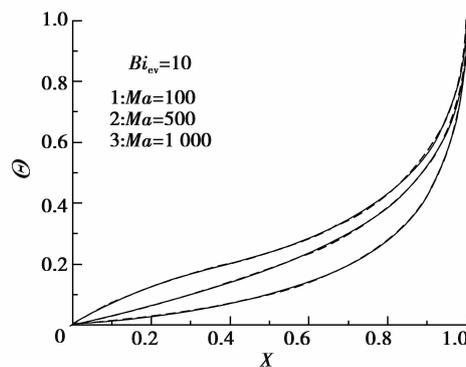
表 1 4 °C 时水物性参数

参数	导热系数 $\lambda /$ $W \cdot (m^{-1} \cdot K^{-1})$	动力粘度 $\mu /$ $kg \cdot (m^{-1} \cdot s^{-1})$	定压比热容 $c_p /$ $J \cdot (kg^{-1} \cdot K^{-1})$	蒸汽密度 $\rho_v /$ $(kg \cdot m^{-3})$	汽化潜热 $h_{fg} /$ $(kJ \cdot kg^{-1})$	表面张力系数 $\gamma_T /$ $N \cdot (m^{-1} \cdot K^{-1})$
数值	0.562	$1.567 \times 10^{-3}$	$4.15 \times 10^3$	$6.36 \times 10^{-3}$	2491.42	$6.48 \times 10^{-4}$

网格采用  $100^R \times (50 \sim 100)^Z$  的非均匀网格,在靠近固壁和自由界面处都进行了加密处理,所有采用的网格都经过了网格收敛性检验,当  $\epsilon = 1.0$ 、 $Bi_{ev} = 30$  和  $Ma = 10^3$  时的验证结果如表 2 所示,说明所选网格是合理的。为了检验计算方法的正确性,在与文献[21]完全相同的条件下进行了计算,结果如图 2 所示,两者计算出的流型完全相同,自由表面温度分布一致,说明计算结果是可信的。

表 2  $Bi_{ev} = 30$  和  $Ma = 10^3$  时网格验证结果

网格	$J_m$	$\varphi_{max}$
$20^R \times 20^Z$	6.447	0.626
$40^R \times 40^Z$	6.276	0.642
$60^R \times 60^Z$	6.284	0.643
$100^R \times 100^Z$	6.234	0.643



注:虚线:文献[21]结果;实线:本文结果

图 2 计算结果的比较

## 2 计算结果与分析

为了能清晰揭示自由表面蒸发效应对环形液池内热毛细对流的影响,首先,在液池深宽比  $\epsilon = 1.0$  时模拟了不同蒸发 Biot 数和不同 Marangoni 数下蒸发界面的温度分布和流型结构。热毛细对流流型用无因次流函数  $\Psi$  表示,其定义为

$$U = \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial Z}, V = -\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R}. \quad (14)$$

图 3 给出了深宽比  $\epsilon = 1.0$  的液池内自由表面温度和径向速度分布,由图 3 可见,在蒸发 Biot 数一定的条件下,Marangoni 数越大,沿自由表面从外向内的流动越强,因此,会将热量更多的从热壁带至自由表面,从而维持一个较高的表面温度。相反,在 Marangoni 数一定的条件下,蒸发 Biot 数越大,由蒸发带走的热量

也会越多,表面温度很快下降。这种表面温度分布的变化也会影响到自由表面上的径向速度,当表面无蒸发时,靠近内壁处温度梯度最大,因此,最大径向速度出现在内壁附近;随着表面蒸发 Biot 数的增大,内壁附近温度梯度逐渐减小,而在靠近外壁处温度梯度增大,因此,热毛细力增加,流速加快,当  $Bi_{ev} = 3$  时,在液池中部存在一个较大的径向速度几乎不变的区域;当蒸发 Biot 数进一步增大时,增发吸热量进一步增加,从而使在靠近外壁处温度梯度很大,因此,最大速度出现在外壁附近。比较图 3(a)、(b)和(c)可以发现,随着表面蒸发 Biot 数的增大,自由表面平均径向速度逐渐减小。

图 4 给出了深宽比  $\epsilon = 1.0$  的液池内  $Ma = 1\ 000$  时等流函数分布,图中数值为最大流函数数值。显然,随着表面蒸发 Biot 数的增大,靠近内壁处温度梯度减小,热毛细力下降,流速减慢,来自于热壁的流体在还没有到达内壁就开始回流,因此,整个热毛细对流胞将向外壁移动。

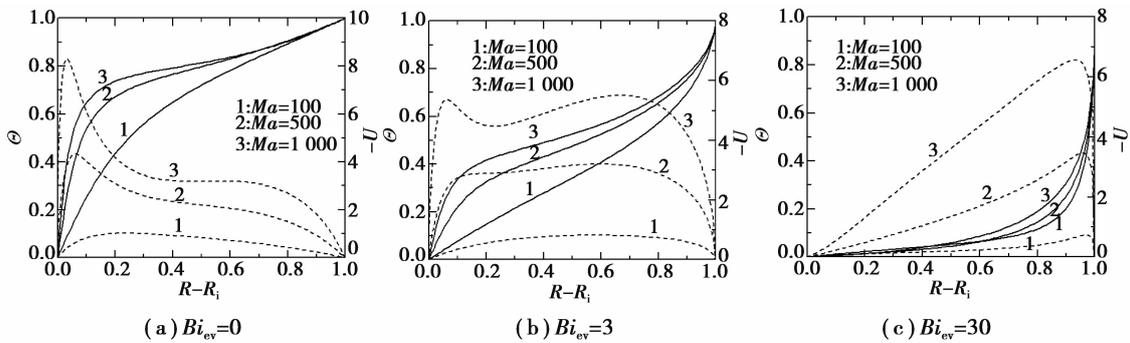


图 3 深宽比  $\epsilon = 1.0$  液池内自由表面温度(实线)和径向速度(虚线)分布

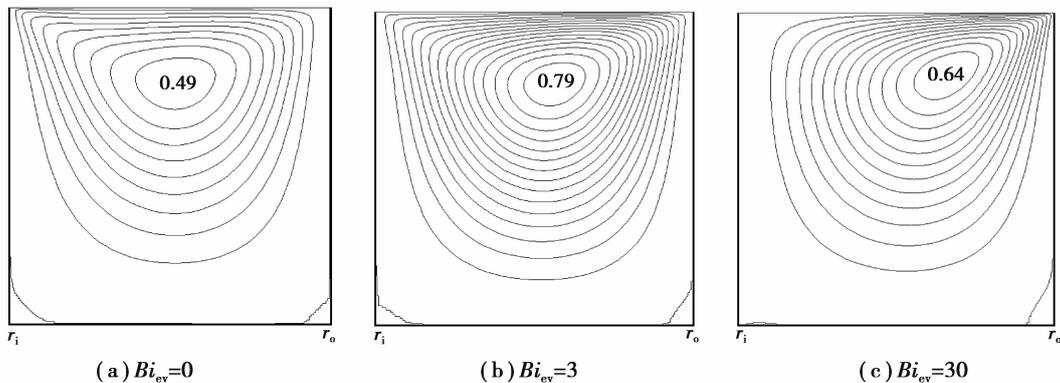


图 4  $Ma = 1\ 000$  时,  $\epsilon = 1.0$  液池内等流函数分布 ( $\delta\psi = 0.04$ )

图 5 给出了  $\epsilon = 1.0$  时自由表面无因次蒸发质量通量分布,总体来看,由于沿自由表面从冷壁到热壁温度逐渐升高,蒸发逐渐增强,无因次蒸发质量通量逐渐增大。而且,当蒸发 Biot 数较小时,例如,  $Bi_{ev} < 10$ , 不论 Marangoni 数多大,自由界面蒸发质量通量都随蒸发 Biot 数的增加而增大,这说明无因次蒸发质量通量主要受蒸发 Biot 数控制,热毛细对流影响较小。但是,当蒸发 Biot 数足够大后,例如当  $Bi_{ev} \geq 10$  时,自由界面蒸发质量通量受热毛细对流和蒸发 Biot 数的共同影响,变化规律比较复杂。在靠近热壁处,蒸发通量仍然随蒸发 Biot 数的增加而增大,但在远离热壁处,由于强烈的蒸发效应,使得冷壁附近温度梯度急剧下降,温度梯度减小,热毛细对流强度降低,对流传热能力下降,因此,蒸发质量通量将随蒸发 Biot 数的增加而减小,此时,热毛细对流和界面蒸发效应相互耦合,共同决定着自由表面蒸发质量通量分布。

蒸发 Biot 数不仅影响表面温度和无因次蒸发质量通量的分布,而且对无因次总蒸发质量和热毛细对流强度产生影响,如图 6 所示。当 Marangoni 数较小时,热毛细对流较弱,总蒸发质量受蒸发 Biot 数的控制,随着 Biot 数的增加,总蒸发质量逐渐增大;但是,当 Marangoni 数较大时,热毛细对流的影响较大,无因次总蒸发质量受蒸发 Biot 数和热毛细对流的共同作用,随着 Biot 数的增加,总蒸发质量先增大,然后逐渐减小。热

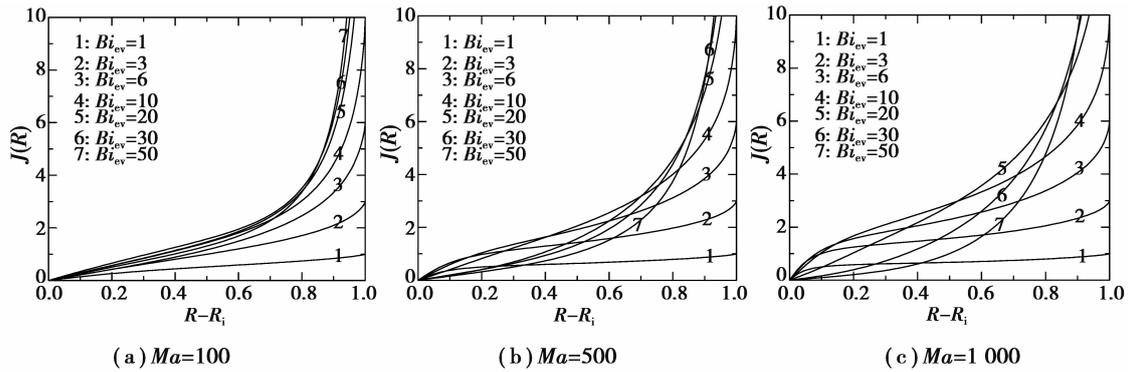


图 5  $\varepsilon=1.0$  时,自由表面无因次蒸发质量通量分布

毛细对流强度也与蒸发 Biot 数密切相关,当 Marangoni 数一定时,在小蒸发 Biot 数下,比较图 3(a)和图 3(b)可以发现,在自由表面主体区域,温度梯度逐渐增加,热毛细对流逐渐增强,最大无因次流函数增加,但是,当蒸发 Biot 数增加到一定程度后,比较图 3(b)和图 3(c)可以发现,在自由表面中间区域,温度梯度大大减小,只有在靠近热壁附近的一个小的区域内温度梯度会增大,此时流动减弱,最大无因次流函数逐渐减小。

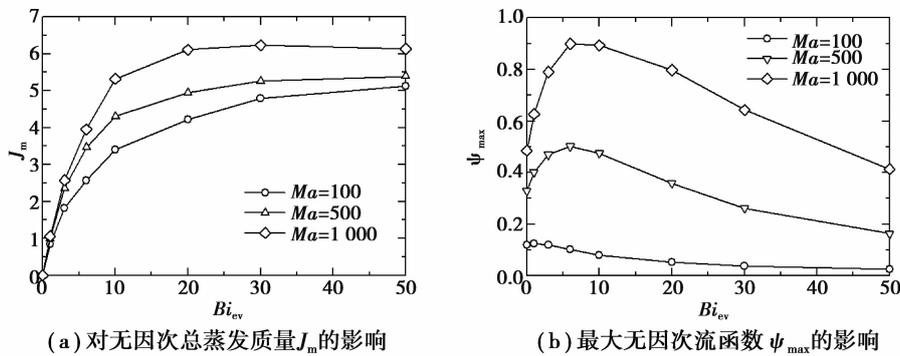


图 6  $\varepsilon=1.0$  时,  $Bi_{ev}$  数对无因次总蒸发质量  $J_m$  和  $\psi_{max}$  的影响

液池深宽比  $\varepsilon$  对环形液池内耦合蒸发与热毛细对流的影响如图 7 所示。由图 7 可见,在蒸发 Biot 数一定的条件下,随着液池深宽比的减小,流动逐渐减弱,来自于热壁的对流传热量逐渐减小,由于自由表面的蒸发效应,从而使得紧靠热壁处的温度梯度增大,远离热壁处的温度梯度减小,如图 7(a)所示,此时,热毛细对流胞中心逐渐从液池中部向热壁附近移动。相应地,由于热壁附近沿自由表面的径向流速主要取决于温度梯度,径向速度会随着液池深宽比的减小而增大;相反,在远离热壁区域,自由表面径向流速主要受液池深度的影响,深宽比越小,径向速度越低。除了紧靠热壁附近的很小区域外,液池绝大部分区域表面径向流速都受液池深宽比的影响,深宽比越大,流动越强,最大无因次流函数越大,如图 7(b)所示。同时,强化的热毛细对流会有效地将热量从热壁带向自由表面,总体温度升高,表面蒸发质量通量上升,无因次总蒸发质量也会随之增加。

液池半径比  $\eta$  对环形液池内耦合蒸发与热毛细对流的影响如图 8 所示。由图 8 可见,在蒸发 Biot 数和 Marangoni 数一定的条件下,随着液池半径比的减小,流通面积变化增大,总体上流动逐渐减弱,无因次流函数减小,在外壁附近速度降低,但在内壁附近由于流通面积迅速减小使得流速增大,如图 8(a)所示;内壁附近流速的增大会使温度梯度增大,自由表面上温度会随液池半径比的减小而升高。随着液池半径比的减小,虽然自由表面上温度的升高会使表面蒸发质量通量增大,但由于蒸发面积减小,无因次总蒸发质量也会随之减小,如图 8(b)所示。

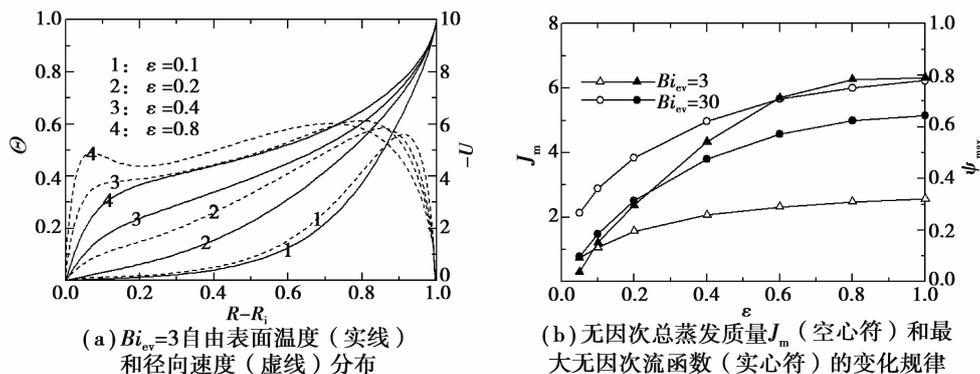


图 7  $Ma=1\ 000$  时深宽比  $\varepsilon$  对液池内耦合蒸发与热毛细对流的影响

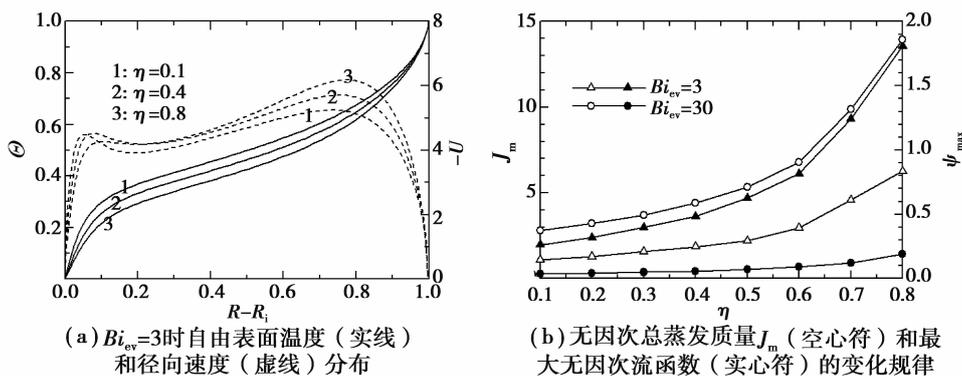


图 8  $Ma=1\ 000$  时半径比  $\eta$  对液池内耦合蒸发与热毛细对流的影响

### 3 结 论

通过对考虑表面蒸发的环形液池内热毛细对流的数值模拟,结果表明:1)随着蒸发 Biot 数的增加,表面温度逐渐降低,热壁附近蒸发质量通量增大,冷壁附近蒸发质量通量与 Marangoni 数密切相关;2)随着 Marangoni 数的增大,流动增强,蒸发质量通量增大。3)当 Marangoni 数较小时,蒸发界面无因次总蒸发质量随蒸发 Biot 数增加而增大,当 Marangoni 数较大时,总蒸发质量随蒸发 Biot 数先增大、后减小;4)随着液池深宽比和半径比的增加,流动逐渐增强,蒸发质量通量增大,总蒸发质量也增加。

#### 参考文献:

[1] Hu W R, Tang Z M, Li K. Thermocapillary convection in floating zones[J]. Acta Mechanica Sinica, 2009, 15(4): 415-422.

[2] Avramenko A A, Shevchuk I V, Harmand S, et al. Thermocapillary instability in an evaporating two-dimensional thin layer film[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2015, 91: 77-88.

[3] Aktershev S P. Stability of the heated liquid film in the presence of the thermocapillary effect [J]. Thermophysics and Aeromechanics, 2013, 20(1): 1-16.

[4] Sobac B, Brutin D. Thermocapillary instabilities in an evaporating drop deposited onto a heated substrate[J]. Physics of Fluids, 2012, 24(3):368.

[5] Schwabe D, Benz S. Thermocapillary flow instabilities in an annulus under microgravity- results of the experiment magia [J]. Advances in Space Research, 2002, 29(4): 629-638.

[6] Schwabe D, Zebib A, Sim B C. Oscillatory thermocapillary convection in open cylindrical annuli. Part 1. Experiments

- under microgravity[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2003, 491: 239-258.
- [7] Sim B C, Zebib A, Schwabe D. Oscillatory thermocapillary convection in open cylindrical annuli. Part 2. Simulations[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2003, 491(491): 259-274.
- [8] Li Y R, Imaishi N, Azami T, et al. Three-dimensional oscillatory flow in a thin annular pool of silicon melt[J]. *Journal of Crystal Growth*, 2004, 260(1/2): 28-42.
- [9] Li Y R, Peng L, Akiyama Y, et al. Three-dimensional numerical simulation of thermocapillary flow of moderate Prandtl number fluid in annular pool[J]. *Journal of Crystal Growth*, 2003, 259(4): 374-387.
- [10] Smith M K, Davis S H. Instabilities of dynamic thermocapillary liquid layers. Part 2. Surface-wave instabilities[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1983, 132(132):145-162.
- [11] Zhang L, Duan L, Kang Q. An experimental research on surface oscillation of buoyant-thermocapillary convection in open cylindrical annuli[J]. *Acta Mechanica Sinica*, 2014, 30(5): 681-686.
- [12] Zhou X M, Huang H L. Numerical simulation of thermocapillary-buoyant convection in an annular pool under various gravity levels[J]. *Chinese Physics Letters*, 2012, 29(7): 074704.
- [13] Wei H H. Thermocapillary instability of core-annular flows [J]. *Physics of Fluids*, 2005, 17(10): 102-102.
- [14] Zhang N, Chao D F. Mechanisms of convection instability in thin liquid layers induced by evaporation [J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 1999, 26(8): 1069-1080.
- [15] Chai A T, Zhang N. Experimental study of Mar angoni-Bénard convection in a liquid layer induced by evaporation[J]. *Experimental Heat Transfer*, 1998, 11(3): 187-205.
- [16] Zhu Z Q, Liu S Q. Coupling of thermocapillary convection and evaporation effect in a liquid layer when the evaporating interface is open to air[J]. *Chinese Science Bulletin*, 2010, 55(3): 233-238.
- [17] Zhu Z Q, Liu Q S. Experimental investigation of thermocapillary convection in a liquid layer with evaporating interface [J]. *Chinese Physics Letters*, 2008,5(11): 4046-4049.
- [18] Yan J, Liu Q S, Liu R. Coupling of evaporation and thermocapillary convection in a liquid layer with mas and heat exchanging interface[J]. *Chinese Physics Letters*, 2008, 25(2): 608-611.
- [19] Palmer H J. The hydrodynamic stability of rapidly evaporating liquids at reduced pressure[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1976, 75(3): 487-511.
- [20] 瓦格纳,克鲁泽. 水和蒸汽的性质[M].项红卫,译. 北京:科学出版社,2003.  
Wagner W,Kruse A. Properties of water and steam[M].XIANG Weihong. Beijing, Science Press,2003. (in Chinese)
- [21] 刘秋生,汪洋,纪岩. 蒸发相变与界面流动耦合机理研究[J]. *工程热物理学报*, 2010, 31(10):1751-1754.  
LIU Qiusheng, WANG Yang, JI Yan. Coupling mechanism of evaporation phase-change and interfacial flow[J]. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2010, 31(10):1751-1754. (in Chinese).

(编辑 陈移峰)