

## 蒸发液层对流稳定性理论与实验研究进展\*

刘 荣 朱志强 刘秋生<sup>†</sup>

中国科学院力学研究所, 北京 100080

**摘 要** 综述了蒸发液层稳定性理论分析和蒸发对流实验研究方面的最新进展. 首先回顾历史上经典的单层流 Marangoni 不稳定性分析. 利用经典的单层流模型可以很好解释无蒸发液层的稳定性特性, 但是由于经典的单层流模型没有考虑蒸汽层与液层之间的动力学耦合关系, 所以不能完全解释蒸发液层的 Marangoni 不稳定性特性. 有的学者建立了考虑蒸汽层与液层的热耦合与动力学耦合关系的两层流模型, 并采用了界面温度连续这样的假设. 而在实验的观测中, 蒸发界面处的温度是不连续的, 特别是在蒸发量比较大的情况下, 汽 / 液界面处温度跳跃很明显. 由于界面温度连续假设在处于非平衡状态的系统中是不成立的, 所以这些模型虽然能给出一些新的有关系统稳定性的特性, 但还是不能完全解释蒸发液层的 Marangoni 不稳定性的特性, 特别是为什么从底部冷却液层的时候, 在实验中仍然能够观察到 Marangoni 对流涡胞的出现的原由. 本文总结了前人的研究成果, 同时给出了蒸发系统的动力学建模过程和实验研究方法, 并对各种模型的稳定性特性进行了总结. 最后, 指出了现有理论中存在的问题和有待进一步研究的问题.

**关键词** 蒸发, Marangoni-Bénard 不稳定性, 两层流, 稳定性分析, 实验研究

### 1 引言

蒸发对流是自然界中普遍存在的物理现象. 在许多实际工程应用中 (例如油漆干燥, 蒸馏过程, 薄膜蒸发, 热管等), 蒸发对流起着非常重要的作用. 如果核反应堆的冷却水从高温高压的状态突然暴露在一个低压环境中, 这种情况下会导致冷却剂的散失, 使得核反应堆面临危险. 在这些应用问题中, 蒸发液层的稳定性是决定设备能否正常工作的重要因素, 所以研究蒸发液层的稳定性有重要的实际意义.

现有关于 Marangoni-Bénard 对流稳定性的文献, 大多都局限在对系统处于热力学平衡状态时的稳定性的研究. 对于界面处不存在蒸发相变的系统, 采用热力学平衡的假设是完全合理的, 能够比较准确的解释实验中观察到的无蒸发液层中的对流不稳定性现象. 当系统处于热力学平衡状态, 化学势在汽 / 液界面上是连续的. 界面处的饱和蒸汽压力和温度满足 Clausius-Clapeyron<sup>[1]</sup> 关系. 在界面处发生蒸发相变时, 界面处不能维持原来的热力学平衡状态, 否

则意味着沿着汽 / 液界面处的压力等于当地的饱和蒸汽压. 由于界面处的压力在水平方向是均匀的, 由 Clausius-Clapeyron 关系得到界面温度也是均匀的, 这样 Marangoni-Bénard 对流不稳定性就不可能发生. 在蒸汽压力很低的时候, 由于蒸发速率很大, 蒸汽的 vapor recoil 效应会引起另一种模式的不稳定性. Palmer 和 Burelbach<sup>[2]</sup> 对由 vapor recoil 效应引起的不稳定性进行了深入的研究.

虽然严格的说, 存在蒸发相变发生的汽 / 液界面处于热力学非平衡状态, 但是现有文献对蒸发液层稳定性的研究中, 普遍采用了热力学平衡态的假设, 即界面处于温度和化学势平衡状态. 界面处的化学势连续表示界面的温度等于蒸汽压力下对应的饱和温度. 热力学平衡假设在一般情况下是合理的, 通常情况下 Hertz-Knudsen<sup>[3]</sup> 关系式用来描述化学势平衡的条件. 根据 Hertz-Knudsen 关系式, 界面处的蒸发率与饱和蒸汽压力与液面处的蒸汽压力之差成正比, 只有当蒸发系数为无穷大时, 界面处才能到达平衡状态. 而在汽 / 液相存在着压力差的情况下, 液

收稿日期: 2005-12-6, 修回日期 2006-12-18

\* 国家自然科学基金资助项目 (10372105); 中国科学院知识创新工程资助项目 (KJCX2-SW-L05, KGCX-SW-409)

<sup>†</sup> E-mail: liu@imech.ac.cn

层的界面就会处于持续蒸发的状态, 界面处的非平衡效应是非常重要的。

最近 Fang 和 Ward<sup>[4]</sup> 通过实验证实了处于稳定的蒸发状态的汽 / 液界面处确实存在温度跳跃。Huang 和 Joseph<sup>[5]</sup> 提出了一个关于界面温度跳跃的关系式, 这个关系式不能从热力学和动力学得到, 而且忽略了 Hertz-Knudsen 关系式, 因此不能跟实验中结果相符合。Dedeaux<sup>[6]</sup> 提出了更系统化和具有普遍意义的模型, 这个模型在界面处于非平衡热力学状态, 并具有热量和质量交换, 汽 / 液界面作为一个处于局部平衡的分离相来处理。Margerit<sup>[7]</sup> 利用 Dedeaux 的研究成果, 在模型中引入了界面的温度跳跃, 研究了蒸发界面非平衡效应对 Marangoni-Bénard 稳定性的影响。

## 2 简单液层对流稳定性研究

1901 年, Bénard<sup>[8]</sup> 最早对水平液层中的对流涡胞进行了系统的实验研究。Rayleigh<sup>[9]</sup> 提出了一套理论来解释 Bénard 实验的结果。在 Rayleigh 的理论中, 讨论的是与重力相关的对流不稳定性, 涡胞的产生是由浮力驱动所致。这种由重力机制引起的对流称之为 Rayleigh-Bénard 对流。在 Pearson<sup>[10]</sup> 的理论分析中, 讨论了另一种完全不同于 Rayleigh 理论中的对流机制。他认为在薄液层中的对流涡胞是由表面张力随温度的变化引起的。这种由表面张力驱动的对流称为 Marangoni-Bénard 对流。Nield<sup>[11]</sup> 结合 Rayleigh 和 Pearson 的理论, 发现在液体薄层中浮力和表面张力这两种引起对流的机制是相互耦合的。Rayleigh-Bénard 对流是由于上表面具有更高的重力势能引起并加以维持的, 而 Marangoni-Bénard 对流是因为界面处具有更高的表面自由能引起的。理论证明, Rayleigh-Bénard 对流和 Marangoni-Bénard 对流仅仅当液层的底面与上表面的温差为正并大于一定的数值的时候才能建立并加以维持。上述 Rayleigh, Pearson 及 Nield 的理论非常成功的解释了无蒸发界面的液层中对流涡胞产生的机制, 但是不能完全解释具有蒸发效应的液层中对流产生的原因。在 Block<sup>[12]</sup> 的实验中, 一种碳水化合物在从底部冷却的情况下, 仍然观察到了许多涡胞的产生。这些现象与经典理论中只有液层中的温度梯度为负的情况才能存在 Marangoni 对流和 Rayleigh 对流的结论是矛盾的。一些学者试图用其他机理, 例如 vapor-recoil 效应<sup>[2]</sup> 和振荡模式等, 来解释 Block 的实验结果, 但还是不能很好的解释有关蒸发液层对流稳定性的实验结果。

### 2.1 Pearson 单层流对流模型的线性稳定性分析

Pearson<sup>[10]</sup> 对流模型讨论的对象是一个在垂直于液面的方向上存在着温度梯度的水平液层。当温度梯度超过某一临界值的时候, 在流层中会出现对流涡胞结构。在零重力情况下, 水平方向无限延伸的均匀的薄液层, 底部为固壁, 顶部为无界面变形的自由面。直角坐标系取在底面上, 流体区域在  $z = 0$  和  $z = d$  之间。假设  $y$  方向速度为 0, 温度在  $y$  方向无变化, 对于这样一个二维问题, 可以进行小扰动分析。采用不可压缩流体的连续性方程, Navier-stokes 方程和能量方程, 该物理过程可以描述为

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 u \quad (2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \nabla^2 w \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \kappa \nabla^2 T \quad (4)$$

这里  $u, w$  为水平和垂直方向速度,  $t$  为时间,  $p$  为压力,  $T$  为温度,  $\nu$  为运动黏性系数,  $\kappa$  为温度扩散系数。

基态的速度和温度分布分别为:  $u_0 = 0, w_0 = 0, T_0 = T_b - \beta z$ , 其中  $T_b$  为下壁面温度, 液层中温度梯度的相反数  $\beta$  为常数。对基态引入小扰动

$$u = u_0 + u', w = w_0 + w'$$

$$T = T_0 + T', p = p_0 + p'$$

其中  $u', w', T', p'$  是相对于  $u_0, w_0, T_0, p_0$  的小量, 带入基本方程 (1)~(4), 并消去  $u', p'$ , 得到关于  $w', T'$  的方程

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2 \right) \nabla^2 w' = 0 \quad (5)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} - \kappa \nabla^2 \right) T' = \beta w' \quad (6)$$

这里扰动量  $w', T'$  可以与扰动量  $u', p'$  不相互耦合。

$w', T'$  的边界条件表示为

$z = 0$  处

$$w' = \frac{\partial w'}{\partial z} = T' = 0 \quad (7)$$

$z = d$  处

$$w' = 0, -k \frac{\partial T'}{\partial z} = qT' \quad (8)$$

$$\rho \nu \frac{\partial^2 w'}{\partial z^2} = -\sigma_T \left( \frac{\partial^2 T'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T'}{\partial z^2} \right)$$

引入无量纲长度尺度  $d$ , 时间尺度  $d^2/\kappa$ , 温度尺度  $\beta d$ . 无量纲数  $Pr$  定义为

$$Pr = \nu/\kappa$$

Marangoni 数定义为

$$Ma = -\frac{\sigma_T \beta d^2}{\rho \nu \kappa}$$

其中  $\sigma_T$  为表面张力随温度的变化率. Biot 数定义为

$$Bi = qd/\kappa$$

这里  $q$  为牛顿换热系数. 引入正则小扰动模式, Pearson 得到了在不同 Biot 数下波数与临界 Marangoni 数  $Ma$  之间的解析关系

$$Ma = \frac{8\alpha(\alpha \cosh \alpha + Bi \sinh \alpha)}{\alpha^3 \cosh \alpha - \sinh^3 \alpha}$$

图 1 给出了不同 Biot 数下临界 Marangoni 数与波数的关系曲线. 当 Marangoni 数超过某一临界值时, 原静止的流体在外加温差作用下可以产生对流涡胞. 在 Pearson 的模型中, Biot 数是由液-气自由表面换热条件决定的无量纲系数.  $Bi = 0$  的情况对应着自由表面绝热边界条件, 同时也是无蒸发的情况, 这时系统是最不稳定的. 随着 Biot 数的增大, 系统的临界 Marangoni 数增大, 系统变得更稳定.

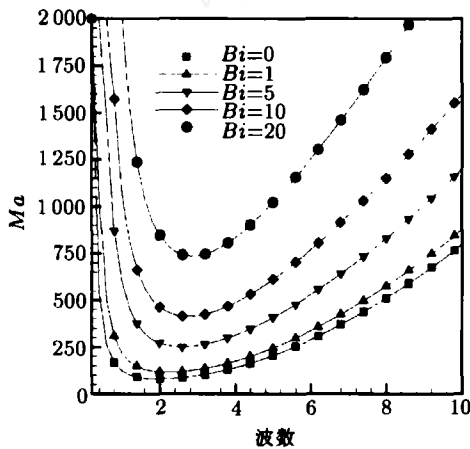


图 1 临界 Marangoni 数与波数的关系

Scriven 和 Sterling<sup>[13]</sup> 在 Pearson 理论的基础上, 研究了水平液层中由表面张力梯度引起的对流不稳定性. 与 Pearson 的理论不同的地方是, 他们考虑了界面变形对系统稳定性的影响. 在此模型中, 定义了一个无量纲参数 Crispation 数

$$Cr = \frac{\mu \kappa}{\sigma d}$$

其中  $\mu$  为动力黏性系数,  $\kappa$  为热扩散系数,  $\sigma$  为表面张力系数,  $d$  为液层的厚度. 他们采用解析方法, 对

系统做了线性稳定性分析, 得到了不同 Crispation 数时, Marangoni 数与波数的关系. 结果表明, 界面变形主要在小波数(长波)范围内影响系统的稳定性, 在大波数情况下, 考虑界面变形的影响得到的 Marangoni 数与 Pearson 的结果差别很小.  $Cr \rightarrow 0$  的情况下, 系统的稳定性特性趋向于无界面变形的情况.

## 2.2 Rayleigh 效应与 Marangoni 效应耦合作用下的稳定性分析 (Nield 模型)

Nield<sup>[11]</sup> 同时考虑了 Marangoni 效应和重力的 Rayleigh 效应对水平液层稳定性的影响. 我们将液层发生纯 Rayleigh 对流时的临界 Rayleigh 数记为  $Ra_0$ , 发生纯 Marangoni 对流时的临界 Marangoni 数记为  $Ma_0$ . 如图 2 所示, Nield 通过理论分析得到 Rayleigh 数与 Marangoni 数近似满足下列关系

$$\frac{Ra}{Ra_0} + \frac{Ma}{Ma_0} \simeq 1 \quad (9)$$

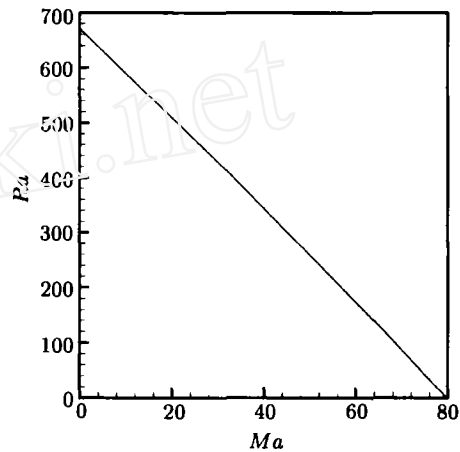


图 2 临界 Marangoni 数与临界 Rayleigh 数的关系

## 2.3 单层流体 Marangoni-Bénard 对流稳定性实验研究

Michael, Stephen 等<sup>[14]</sup> 以硅油为实验液体对薄液层中的 Marangoni-Bénard 对流稳定性进行了实验研究, 实验装置示意图如图 3 所示.  $d_g$  为汽层厚度,  $d$  为液层厚度,  $T_i$  和  $T_b$  为上下壁面温度,  $\Gamma_b$  为圆形容器的半径.

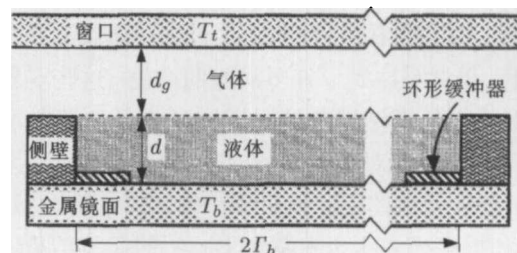


图 3 圆形实验容器侧视图

由于薄液层中一般同时存在 Rayleigh 效应和 Marangoni 效应, 为了抑制 Rayleigh 效应对实验现象的影响, 液层厚度必须特别薄. 他们在实验中采用很薄的纯硅油液层 ( $d=0.0419+0.0005\text{ cm}$ ) 以保证  $Ma/Ra \approx 40$ . 实验结果表明, 底部加热的薄液层中, 测得的临界 Marangoni 数是 84, 这与理论分析得到的单液层中的临界 Marangoni 数是相符合的, 并且, 实验观察到了 Marangoni-Bénard 对流发生时的六边形涡胞. 为了在液层的界面和底面之间形成稳定的温差, 上面的玻璃窗和下板分别通过循环水冷和电脑控制温度.

该实验中利用阴影法观察了薄液层中的对流流场, 并通过改变控制因子  $\varepsilon = Ma/Ma_c - 1$ , 观察不同情况下的薄液层中对流流场的演化发展过程. 实验中观察到的流场如图 4 所示. 实验得知, 当出现充满全场的涡胞时,  $\Delta T_c = 1.65^\circ\text{C}$ , 对应的临界 Marangoni 数是 83.6. 通过对实验得到的阴影图进行分析处理, 得到对应的波数是 1.90. 线性稳定性理论分析得到的临界波数是 1.99, 因此可以看出实验观测结果与单层流无蒸发液体 Marangoni-Bénard 对流稳定性的理论分析结果是非常符合的.

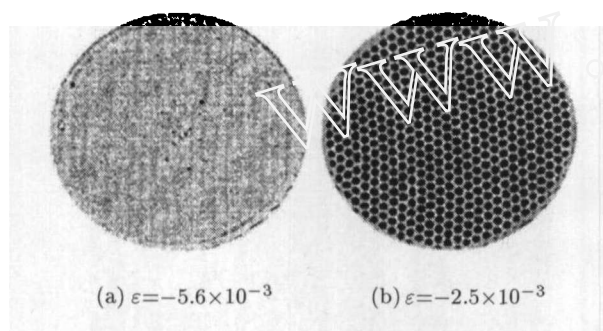


图 4 不同情况下的薄液层中对流流场

### 3 蒸发液层对流稳定性实验研究进展

#### 3.1 蒸发液层 Marangoni-Bénard 对流的实验研究

Zhang 和 Chao<sup>[15]</sup> 对薄液层中由蒸发引起的对流进行了实验研究. 他们详细讨论了实验中观察到的 6 种典型情况, 以此来阐明蒸发对流的机制. 他们提出了一个新的准则来描述蒸发液层中的对流不稳定性. 实验结果表明, 只要液体薄层表面的蒸发足够强, 不管液层是从上部加热还是冷却, 对流流动会很快产生. 这些现象与早期 Block<sup>[12]</sup> 的实验中所记录的现象是相符合的.

薄蒸发液层中的流动涡胞, 可以分为两类, 一类是从底部加热液层, 另一类是从底部冷却液层.

(1) 从底部加热的液层: 一般情况下, 在室温下从底部加热的液层, 液层中的温度分布曲线是非

线性的. 在这种情况下, Rayleigh-Bénard 对流发生在相对厚一些液层中 (酒精的厚度大于 2.0 mm, R-113 厚度大于 0.5 mm). 对于薄液层, Marangoni-Bénard 对流占主要的地位. Marangoni-Bénard 对流与 Rayleigh-Bénard 对流能很明显地从涡胞的流动方向区别开来. 前者在涡胞的中心处液面是下凹的, 后者在涡胞中心处液面会向外突出.

厚度为 2 mm 的乙醇液层, 下壁面温度  $25^\circ\text{C}$ , 液层中会发生 Marangoni-Bénard 对流.

厚度为 1 mm 的 R-113 液层, 在下壁面温度为  $25^\circ\text{C}$  的条件下蒸发, 会产生 Rayleigh-Bénard 对流.

上述的两种蒸发液层, 都是在某种条件下从底部轻微加热的蒸发. 虽然 R-113 液层只有乙醇液层厚度的一半, 但是由于物性参数的不同, 产生的是 Rayleigh-Bénard 对流而不是 Marangoni-Bénard 对流. 乙醇液层底部和液层自由面的温度差  $\Delta T$  为  $0.74^\circ\text{C}$ , 蒸发速率为  $1.70 \times 10^{-7}\text{ m/s}$ . R-113 液层底部和液层自由面的温度差  $\Delta T$  为  $1.8^\circ\text{C}$ , 蒸发速率为  $17.0 \times 10^{-7}\text{ m/s}$ .

(2) 从底部冷却的液层: 当液层从底部冷却的时候, 会因为液层厚度, 蒸发条件, 液体性质的不同在液层中的出现不同的温度分布. 对于高蒸发速率的液层, 例如液层厚度为 1 mm 的 R-113, 即使底部冷却到  $8^\circ\text{C}$  时, 液层中的温度梯度仍然是一个负值. Rayleigh-Bénard 对流会在这个具有负温度梯度的液层中产生.

1 mm 厚的 R-113 液层底部温度为  $14^\circ\text{C}$  时, 蒸发速率为  $9.0 \times 10^{-7}\text{ m/s}$ , 下壁面和液层自由面的温差为  $0.94^\circ\text{C}$ . 液层中 Rayleigh-Bénard 对流呈现为蠕动的涡卷. 减小液层的厚度可以有效的抑制 Rayleigh-Bénard 对流. 在液层厚度小于 0.5 mm 的时候, 即使下壁面冷却到一个更低的温度, 典型的 Marangoni-Bénard 对流在液层中仍占主要优势.

0.5 mm 厚的 R-113 液层底部温度为  $12^\circ\text{C}$  时, 蒸发速率为  $7.9 \times 10^{-7}\text{ m/s}$ , 下壁面和液层自由面的温差为  $0.4^\circ\text{C}$ . 在液层中的温度梯度为零或正值的时候, Marangoni-Bénard 对流仍就可能由蒸发引起并加以维持.

1 mm 厚的乙醇液层, 下壁面温度为  $17^\circ\text{C}$ , 蒸发速率为  $0.98 \times 10^{-7}\text{ m/s}$ , 液层中的温差为  $\Delta T = -0.15^\circ\text{C}$ .

0.3 mm 厚的乙醇液层, 下壁面温度为  $7.7^\circ\text{C}$ , 蒸发速率为  $4.8 \times 10^{-7}\text{ m/s}$ , 液层中的温差为  $\Delta T = -0.05^\circ\text{C}$ .

从底部加热无蒸发的液体薄层, 薄层中的对流环流在整个液层中都是存在的. 在从底部冷却的蒸发液层中, 对流环流被限制在液层上部的区域, 在液层的底部形成了一个流动的滞止区.

Zhang 和 Chai<sup>[16]</sup> 提出并采用修正的 Marangoni

数与修正的 Rayleigh 数, 这两个无量纲参数同时用来描述蒸发液层与无蒸发液层的稳定性. 他们认为修正的 Marangoni 数与 Rayleigh 数比经典的 Marangoni 数和 Rayleigh 数能更正确的反应系统的稳定性特征. 在他们的实验中, 无论从底部加热还是从底部冷却液层, 都能观察到涡胞的产生.

### 3.2 蒸发液层热毛细对流的实验研究

Ward 和 Duan<sup>[17]</sup> 对纯水蒸发过程中的热毛细对流现象进行了实验研究, 在此之前还没有文献报道过在纯水蒸发实验中观测到表面热毛细对流现象. 实验结果显示, 如果沿汽 / 液交界面存在温度梯度, 那么在纯水中也可以产生热毛细对流流动. 该实验选用 4°C 的纯水做为实验液体, 这是由于 4°C 的水具有最大密度和较小的密度随温度变化率, 这样可以有效地抑制 Rayleigh 对流. 实验通过控制实验舱中的压力来控制液体的蒸发速率, 从而在地基实验中研究不同蒸发速率下的热毛细对流流动.

引发液层热毛细对流的必要条件是沿其汽 / 液交界面存在一定的温度梯度. Ward 和 Duan 测量了汽 / 液交界面的温度分布, 交界面处的温度分布如图 5 所示. 由于实验容器是一个圆形漏斗, 中心线部分的温度最低, 而两壁的温度最高, 温度曲线是关于中心线对称的抛物线, 由此 Marangoni 效应将产生从两壁到中心线的运动, 也就是说, 在蒸发存在的汽液交界面上, 确实存在热毛细对流.

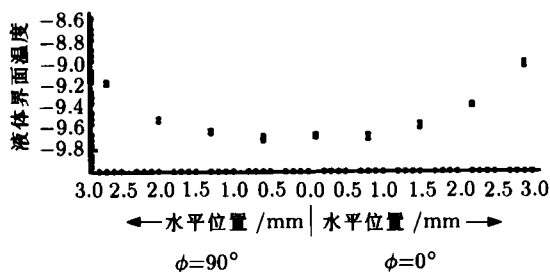


图 5 汽 / 液交界面温度分布  
(蒸发速率为  $3.378 \pm 0.031 \text{ g/m}^2\text{s}$ , 汽相压力为  $299.7 \pm 7.1 \text{ Pa}$ )

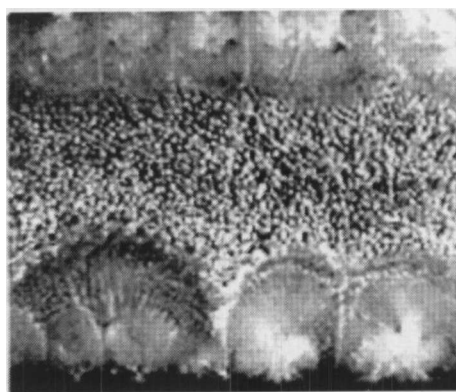
Yamamura 和 Nagai<sup>[18]</sup> 在矩形的实验容器两侧施加了一个与蒸发液面平行的温度梯度, 观察了蒸发薄液层中的热毛细对流. 实验中, 由于蒸发现象的存在, 导致液层中原本以水平方向为主导的温度梯度转变为以垂直于液体自由表面的温度梯度分布为主导作用, 从而使初始的热毛细对流中诱发了 Marangoni-Bénard 对流, 形成了热毛细对流与 Marangoni-Bénard 对流的耦合形式.

该实验以酒精为实验液体, 通过改变容器两侧的温度梯度和液层的厚度观察不同情况下的对流流场变化, 得到这些因素对蒸发界面的影响. 实验中, 水平温度梯度变化范围为  $133 \text{ K/m} \sim 50 \text{ K/m}$ , 液层厚

度变化范围为  $400 \sim 200 \mu\text{m}$ . 实验中他们观察了 3 种情况下的流场变化, 图 6 是其中一种实验条件下观察到的流场变化图像. 实验发现: 由于外加了一个水平温度梯度, 因此在液层中会产生热毛细对流, 起初表现为线状的流型, 然后随着蒸发的进行, 竖直温度梯度逐渐加大并起主导作用, 此时产生了由热毛细对流到 Marangoni-Bénard 对流的流型转变. 两种对流相互耦合在液壁接触面产生拇指状的流型. 随着蒸发的进行, 液层厚度变薄, 热毛细对流流线的间距变小, 而且热毛细对流向 Marangoni-Bénard 对流转变的时间缩短. 当液层厚度减小到一定程度时, 将观察不到热毛细对流为主导的线状对流流型, 而只能观察到 Marangoni-Bénard 对流涡胞, 此时很显然是竖直温度梯度引起的 Marangoni-Bénard 对流占主导地位.



(a)  $t=0 \text{ min}$



(b)  $t=6 \text{ min}$

图 6 蒸发液层厚度为  $400 \mu\text{m}$  及温度梯度  $dT/dx=133 \text{ K/m}$  时的流场变化

### 3.3 半封闭式蒸发对流实验研究

近期本文作者进行了半封闭式蒸发液层的 Marangoni-Bénard 对流稳定性实验研究. 设计特殊的半封闭式实验装置见图 7. 实验在下底板加热的圆柱形容容器中进行. 选用的实验液体为 FC-77 和酒精. 为了使液体蒸发过程中蒸发速率保持均匀和稳定, 液池内的上盖板选用了流化板. 实验中的抽气装置与流量计和真空泵相连接, 以流量计的测量值为反馈信号, 可以调节抽气泵抽气的速率, 从而控制

实验液池内蒸汽的流量和蒸汽的压力。利用该实验装置还可以观测液层临界蒸发状态下的 Marangoni-Bénard 蒸发对流不稳定性现象,即先让液池内的液体自由蒸发,当蒸汽的压力达到饱和蒸气压时,打开抽气阀,观察液体从饱和状态到减压状态后重新开始蒸发时的流型演化过程,研究这种临近物理状况下的对流失稳机制。

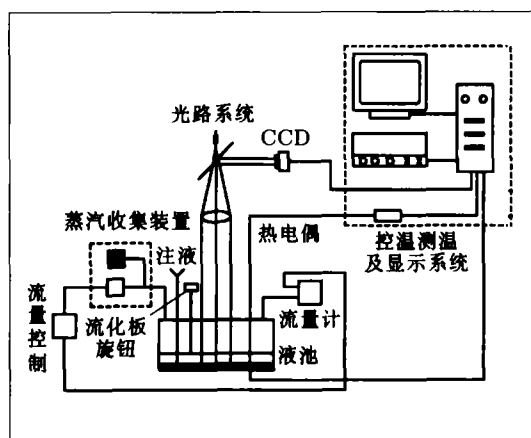


图7 半封闭式蒸发对流实验装置示意图

### 3.4 蒸发界面处的温度不连续现象

长期以来,很多学者都认为液体中的温度分布是线性的,因此从底部冷却液体也就等价于液层中存在着一个正的温度梯度。但是近期的实验和理论结果表明在蒸发界面处存在着温度的不连续跳跃,即由于连续蒸发蒸汽带走了大量液体热量,导致液层表层处的温度值远低于液层外的蒸汽温度值。当这种汽/液界面上的温度跳跃达到一定程度时,便可出现底面温度值低于液层外表层处的蒸汽温度值,从而发生从底部冷却液层时,也会发生蒸发液层的 Marangoni-Bénard 对流不稳定性现象,此时正温度梯度不满足 Marangoni 对流产生的条件。经典的分子动力学理论表明在界面附近能够存在着一个非常明显的温度变化。Ward 和 Duan<sup>[17]</sup> 在研究蒸发的纯水的热毛细对流时,观测到了汽/液交界面处的温度跳变,他们利用压力变化控制纯水的蒸发速率,测量了不同蒸发环境压力下的汽/液交界面的温度、蒸发速率、交界面附近液体的温度和交界面附近气体的温度。实验发现汽/液交界面附近确实存在着明显的温度跳变,最大跳变能达到 4.5 °C。随着压力的降低和纯水蒸发速率的增大,这个温度跳变会随之增大。而且,在液体上层中始终存在着一个等温层,见图 8。

另外, Fang 和 Ward<sup>[4]</sup> 精确测量了蒸发界面处不连续的温度分布,并发现在蒸发界面附近的温度分布与经典分子动力学理论给出的结果之间存在着很大的差异。他们的实验结果表明只有能量高的分子才能逃逸出液体的界面,而且测量到的温度跳跃远远大于经典分子动力学理论预言的结果。

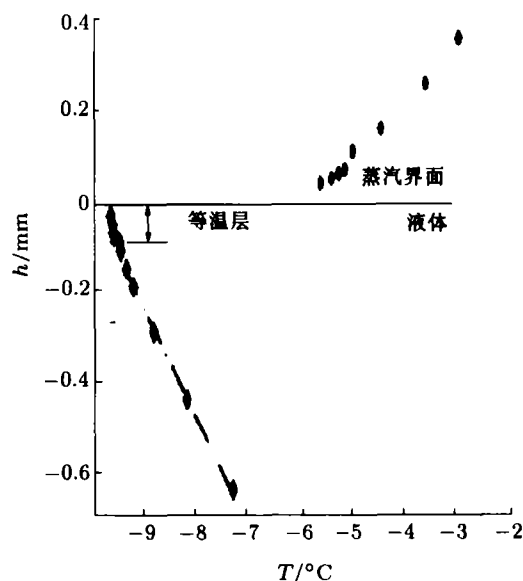


图8 蒸发界面处的温度跳变  
(蒸发率为  $3.378 \pm 0.031 \text{ g/m}^2\text{s}$ , 汽相压力为  $299.7 \pm 7.1 \text{ Pa}$ )

## 4 蒸发液层对流稳定性理论研究进展

### 4.1 蒸发液层 Marangoni-Bénard 对流的单层流模型

Legros<sup>[1]</sup> 考虑了一个由单一组分组成的液层。液层从底面 ( $z = 0$ ) 加热,自由面的形状由  $z = h(x, t)$  确定,在自由面处液体与自身的蒸汽接触。这里  $x$  为水平方向坐标,  $z$  为垂直方向坐标,  $t$  是时间。在自由面处,蒸发率满足

$$J = \beta_v \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} [p_s(T) - p_0(T)]$$

这里  $\beta_v$  是蒸发系数,  $M$  是蒸汽的摩尔质量,  $p_s(T)$  是温度  $T$  对应的饱和蒸汽压,  $p_0(T)$  是界面处的气体压力,  $R$  是普适气体常数。由 Clausius-Clapeyron<sup>[3]</sup> 方程给出饱和蒸汽压与温度关系为

$$\frac{\partial p_s}{\partial T} = \frac{\rho_v \rho_l L}{\rho_l - \rho_v} T$$

这里  $\rho_v, \rho_l$  分别为蒸汽和液体的密度,  $L$  是蒸发潜热。超出平衡态的范围,由化学势的变化产生的热力学动力会使非平衡的质量流量穿过界面。在非平衡热力学偏离平衡态不远的线性范围内,蒸发率满足

$$J = K [\mu_l(p_l, T) - \mu_v(p_v, T)]$$

这里  $K$  是一个正系数,  $\mu_l$  和  $\mu_v$  分别为液体和蒸汽的化学势,  $p_l$  和  $p_v$  分别为界面处液体和蒸汽的压力。如果界面处的温度跳跃不能忽略的话,由于存在

一个所谓的“热力”，需要引入另外一个经验系数，Ward 和 Fang<sup>[4,19~21]</sup> 对水和其他蒸发液体温度跳跃进行了精细的测量。他们根据统计理论，推导了一个新的有关蒸发率的表达式，并跟实验结果进行了比较。有关温度跳跃对 Marangoni 对流的影响至今没有研究过，现有理论分析一般都局限在偏离平衡态不远的范围内，这种情况下假设温度跳跃是不存在的。Legros 建立的单层流模型中，忽略了蒸汽层与液层的动力学耦合，整个蒸汽层对系统的影响归结为  $Bi$  数的影响。这样可以把蒸汽层与液层组成的两层流系统简化为一个与 Pearson 模型类似的单层流模型。在 Pearson 的分析中，Biot 数是一个与蒸发参数无关的量，自由面处的换热由经典的牛顿冷却定律来描述，换热系数是一个经验系数，它依赖于若干实验参数，例如蒸汽层厚度，热传导系数，蒸汽的对流情况。Legros 的模型中，可以计算出 Biot 数的值

$$Bi = \frac{K p_T h L}{\rho_v \chi_l}$$

这里  $p_T$  为界面处饱和蒸汽压力随温度的变化率， $h$  为液层厚度， $L$  为蒸发潜热， $\rho_v$  为蒸汽密度， $\chi_l$  为液体的导热系数。实际液体的 Biot 数变化范围很大，临界 Marangoni 数随着 Biot 数增长而增长。在  $Bi \gg 1$  的时候， $Ma_c$  与  $Bi$  数成正比。

Burelbach 和 Bankoff<sup>[22]</sup> 研究了蒸发和冷凝液层的非线性稳定性。在他们研究的模型中，液层厚度非常薄 ( $10^{-8} \sim 10^{-7}$  m)。即使液层处于静止状态，由于 van der Waals 引力<sup>[23]</sup> 的作用，会使液层发生破裂。这样的液层在界面处的液体的化学势与蒸汽的化学势是不相等的。Deryagin<sup>[24]</sup> 最早提出了一个重要的热力学尺度。他定义 ‘disjoining pressure’ 为液层中的压力与无限厚的蒸汽相的压力的差值。如果考虑由于 van der Waals 引力引起的分子力对液层的作用，disjoining pressure 为负，这时液层的压强大于蒸汽的压力。同时由于蒸发的作用，蒸发界面会不断降低到所谓的距离。

在 Burelbach 和 Bankoff 之前，已经有很多关于 van der Waals 引力的研究成果。Lifshitz<sup>[25]</sup> 建立了一种描述两个物体之间的 van der Waals 力的宏观理论，理论的适用条件是物体之间的特征尺寸远大于分子之间的距离。他发现当物体之间的距离很小或很大时，作用在物体单位表面的引力与  $d^3$  或  $d^4$  成反比。

Vrij<sup>[26]</sup> 利用线性稳定性分析方法，研究了液层厚度保持不变的情况下由于 van der Waals 力的作用引起液层不稳定时液层的临界厚度。

Ruckenstein 和 Jain<sup>[27]</sup> 在 Navier-Stokes 方程中

引入了由 van der Waals 引力引起的外力，利用线性稳定性理论分析了等温液层的稳定性。他发现系统的初始扰动沿着下壁面方向呈周期分布，对应的临界波长要远大于液层的平均厚度。

Gumerman 和 Homsy<sup>[28]</sup> 利用润滑理论对厚度不断减小的液层进行了线性稳定性分析。

Williams 和 Davis<sup>[29]</sup> 对长波下的稳定性特性进行了非线性稳定分析。他们推导了用于描述由于表面张力，黏性应力，van der Waals 引力引起的界面变化的偏微分方程。

Davis<sup>[30]</sup> 讨论了考虑热毛细作用和重力波效应的情况下从底部加热无蒸发的液层系统的稳定性特性。

Hickman Davis<sup>[31]</sup> 在对蒸发液层的稳定性分析中提出了一种新的稳定性模式。由于蒸汽的密度要远小于液体密度，在液面发生汽 / 液相变的时候，要保持质量守恒，蒸汽的速度会远远大于液体速度。由于界面处的动量守恒，蒸汽会对液面有一个反作用力，这个反作用力称为蒸发回退 (vapor recoil)。他指出蒸发回退效应能引起系统的动力学不稳定性。

Miller<sup>[32]</sup> 研究了与可移动边界有关的稳定性问题。他用线性稳定性分析方法分析了温度保持恒定的界面在蒸发发生扰动的时候系统的稳定性特性。

Palmer<sup>[2]</sup> 发展了 Miller 的理论，他引入了界面处的蒸发率与当地温度的耦合关系，这样更能反应蒸发过程的实际情况。

Prosperetti 和 Plesset<sup>[33]</sup> 对快速蒸发液体表面的稳定性特性做了线性稳定性分析。他们把液体和蒸汽都处理成无黏流体，得到了不同波数下扰动量的时间增长率。

Higuera<sup>[34]</sup> 在 Prosperetti 研究结果的基础上，考虑了流体的黏性效应对系统稳定性的影响。

Burelbach 和 Bankoff<sup>[22]</sup> 指出，液层在从底部加热的时候蒸发，在从底部冷却液层的时候，界面蒸汽冷凝。当界面存在着蒸发和冷凝，液层处于热力学非平衡状态。他们讨论了 vapor recoil 效应，热毛细作用，破裂效应对系统稳定性的影响。在一个复杂的系统中，由于这些因素的综合作用，液层会产生破裂并在液层中形成干涸的区域。

#### 4.2 有限厚度蒸发液层稳定性的双层理论分析模型 (无界面变形)

如图 9 所示，我们<sup>[35]</sup> 考虑一个带蒸发界面的两层流系统，由液层和其自身的纯蒸汽组成。汽 / 液两层流体处于上下两个水平导热壁面之间。下壁面加热，上壁面冷却，两壁面间的外加温度差为  $\Delta T = T_b - T_u$ 。



液层与蒸汽的交界面为自由面. 在交界面上有蒸发现象产生, 上壁面是可穿透壁面, 可以让蒸汽以一定速率透过. 假设基态界面是没有变形的, 蒸发对液面位置的变化影响很小. 由于蒸汽和液体的密度比很小, 在无扰动产生时液层中的液体流动速度  $w_{l0} = 0$ , 蒸汽层中气体流动的速度  $w_{v0}$  为一个常数. 分别采用  $H_l, \nu_l/H_l, H_l^2/\nu_l, \Delta T$  为长度, 速度, 时间和温度的无量纲尺度. 其中  $H$  为汽液层总厚度,  $\nu_l$  为液层的运动黏性系数,  $\Delta T$  为上下壁面温差.

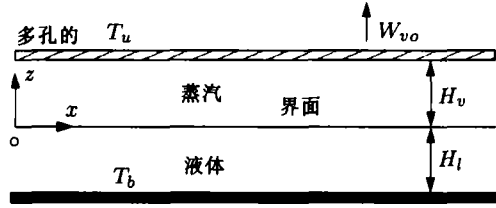


图 9 无界面变形的汽 / 液两层流系统示意图

对系统采用 Boussinesq 近似<sup>[36]</sup>, 引入正则模式的小扰动量, 我们得到扰动方程和边界条件

$$\nu^*(D^2 - k^2)^2 W_v - w_{v0} D(D^2 - k^2) W_v - \beta^*(Ra/Pr)k^2 \theta_v = \lambda(D^2 - k^2) W_v \quad (10)$$

$$\kappa^*(D^2 - k^2) \theta_v - w_{v0} Pr D \theta_v - Pr \frac{\partial T_{v0}}{\partial z} W_v = \lambda Pr \theta_v \quad (11)$$

$$(D^2 - k^2)^2 W_l - (Ra/Pr)k^2 \theta_l = \lambda(D^2 - k^2) W_l \quad (12)$$

$$(D^2 - k^2) \theta_l - Pr \frac{\partial T_{l0}}{\partial z} W_l = \lambda Pr \theta_l \quad (13)$$

$$W_v = 0, DW_v = 0, \theta_v = 0, z = h_1 \quad (14)$$

$$W_l = 0, DW_l = 0, \theta_l = 0, z = -1 \quad (15)$$

$$DW_v = DW_l, W_l = \rho^* W_v, \theta_l = \theta_v \quad (16)$$

$$W_v - W_l = Ma_T \cdot E \cdot Bi_{ev} \cdot \theta_l \quad (17)$$

$$D\theta_l - \chi^* D\theta_v + Bi_{ev} \cdot \theta_l = 0 \quad (18)$$

$$\mu^*(D^2 + k^2) W_v - (D^2 + k^2) W_l = k^2 \frac{Ma}{Pr} \theta_l \quad (19)$$

这里  $D$  表示微分算子  $d/dz$ ,  $\lambda$  表示无量纲时间增长因子,  $k$  为无量纲波数.  $\nu^*$  为汽液层的运动黏性系数比,  $\beta^*$  为汽液层的热膨胀系数比,  $\kappa^*$  为汽液层的热扩散系数比,  $\rho^*$  为汽液密度比. 系统总 Marangoni 数定义为

$$Ma_T = \sigma_T \Delta T H_l / (\mu_l \kappa_l) \quad (20)$$

这里  $\Delta T$  为上下壁面的温差. 无量纲数  $E$  被定义为

$$E = (1 - \rho^*)(\kappa_l \chi_l) / (\rho^* \sigma_T L H_l) \quad (21)$$

蒸发 Biot 数  $Bi_{ev}$  为

$$Bi_{ev} = \beta_v \rho_v L^2 H_l \sqrt{M/2\pi RT^3} / \chi_l \quad (22)$$

这里  $\beta_v$  为蒸发系数,  $\rho_v$  为蒸汽密度,  $L$  为蒸发潜热,  $H_l$  为液层厚度,  $M$  为蒸汽摩尔质量,  $R$  为普适气体常数,  $T$  为温度,  $\chi_l$  为液体的热传导系数.

我们选取温度为 298 K 的乙醇和乙醇蒸汽的系统为研究对象, 采用 Chebyshev-Tau 方法<sup>[37]</sup> 对系统的稳定性进行了求解. 系统的物性参数可以从文献<sup>[38]</sup> 中查到. 图 10 给出了蒸发 Biot 数为零的情况下, 不同蒸发速率下系统的 Marangoni 数与波数的关系曲线. 图 10 中最上边的曲线对应的蒸发速率为零, 系统的稳定性特性归结为经典的无蒸发现象的两层流的结果. 我们可以看出, 随着蒸发速率的增大, 曲线在图中的位置降低, 对应的临界 Marangoni 数变小. 系统随着蒸发速率的增加变得更不稳定. 在所有的曲线中, 蒸发速率  $w_{v0} = 0$ , 即无蒸发的情况系统是最稳定的.

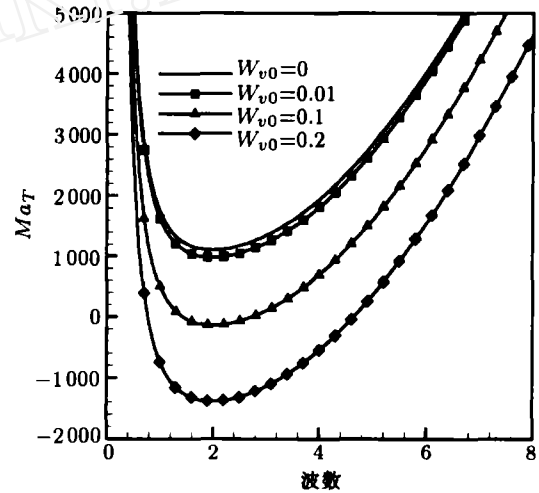


图 10 乙醇系统的临界 Marangoni 数与波数之间的关系 ( $Ra=0, Bi_{ev} = 0$ , 汽液厚度比 1:1, 液层厚度 1 mm)

图 10 中我们可以看到, 当蒸发速率  $w_{v0}=0.1, 0.2$  的情况下, 临界稳定性曲线的最低点都小于零, 即系统的临界 Marangoni 数为负值. 临界 Marangoni 数为负对应于系统的下壁面温度低于上壁面温度, 即从底部冷却液层. 在我们关于两层流模型的计算结果中, 得到了从底部冷却系统失稳的情况, 这在经典的单层流模型中是不可能存在的. 我们的计算结果定性的与蒸发实验中从底部冷却系统也能观察到液层失稳的情况是相符的.

图 11 给出了蒸发 Biot 数为 1 的情况下, 不同蒸发速率下系统的 Marangoni 数与波数的关系曲线.



在这个图中, 蒸发速率对临界 Marangoni 数的影响趋势与图 10 是相同的. 我们可以得出结论, 蒸发速率的增大会使系统的临界 Marangoni 数降低, 即蒸发速率的增大使系统更不稳定.

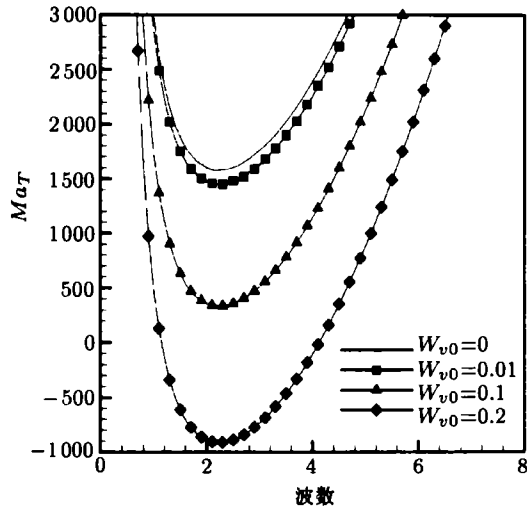


图 11 乙醇系统的临界 Marangoni 数与波数之间的关系 ( $Ra=0$ ,  $Bi_{ev}=1$ , 汽液厚度比 1:1, 液层厚度 1mm)

图 12 给出了蒸发 Biot 数取不同数值的时候, 系统的临界 Marangoni 数与蒸发速率的关系曲线. 在蒸发 Biot 数取某一定值的时候, 图 12 中可以看出临界 Marangoni 数随着蒸发速率的增大而减小, 它们之间近似的成线性关系.

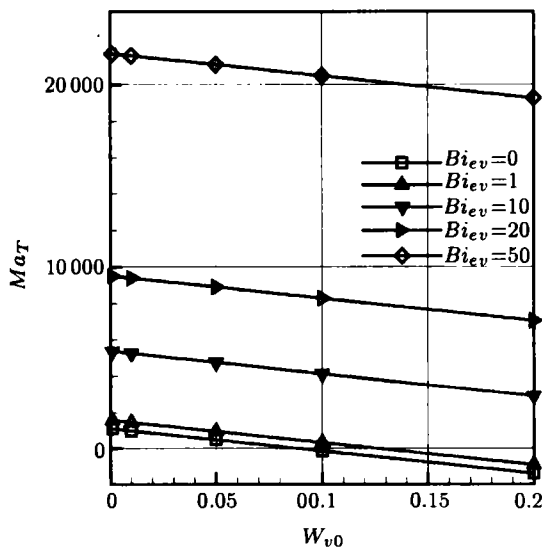


图 12 乙醇系统的临界 Marangoni 数随蒸发速率的变化关系 ( $Ra=0$ , 汽液厚度比 1:1, 液层厚度 1mm)

#### 4.3 带界面变形的有限厚度两层流蒸发模型

Ozen 等<sup>[39]</sup> 建立了一个有限厚度的两层流模型. 他认为在有限厚度的蒸发两层流模型中, 蒸汽层对界面的稳定性有决定性的作用, 所以在他们提出的模型中, 考虑了蒸汽层与液层的动力学耦合关系. 在

现有的理论分析中, 普遍采用的是界面处温度连续的假设. Ward 和 Stanga<sup>[21]</sup> 对有关界面处温度连续假设的问题进行了研究, 并且验证了界面处会存在温度的不连续. Margerit 等<sup>[7]</sup> 研究了表面非平衡效应对 Marangoni-Bénard 不稳定性的影响. Ward 和 Stanga 指出温度的不连续性随着蒸发率的增大而增大. 而在蒸发量非常小的时候, 可以近似的认为表面温度是连续的, 即  $T_l = T_v$ . 在界面处描述热力学平衡状态的 Clapeyron 关系式为

$$p_v - p_{base} = \rho_v L \ln \left( \frac{T_v}{T_{base}} \right)$$

这里  $p_v$  为蒸汽压力,  $p_{base}$ ,  $T_{base}$  分别是参考态的界面处的饱和蒸汽压力和温度.

Ozen 等<sup>[39]</sup> 在计算结果中, 给出了考虑蒸发扰动的情况下, 考虑界面处的重力效应和 Rayleigh 效应临界温差与纯蒸发情况下的临界温差的比值. 用下标 pc, Ma, g 和 Ra 表示有相变, Ma 对流, 重力和浮力驱动的情况. 定义了两个比值  $R_2$ ,  $R_3$

$$R_2 = \frac{\Delta T_{pc-Ma-g}}{\Delta T_{pc-Ma}}$$

$$R_3 = \frac{\Delta T_{pc-Ma-Ra}}{\Delta T_{pc-Ma}}$$

图 13 给出了在不同波数下  $R_2$ ,  $R_3$  的数值. 在小波数下,  $R_2$ ,  $R_3$  大于 1, 表示重力的界面效应使系统更稳定. 在大波数下,  $R_3$  小于 1, 表示重力的 Rayleigh 效应使系统不稳定.

Marangoni 对流是由沿界面的温度扰动引起的. 为了理解在变形界面处相变对温度梯度的影响, 先不考虑重力对界面的影响. 从底部加热的蒸发液层, 由于界面的波谷更接近与热源 (下壁面), 所以在变形界面的波谷处, 温度会比界面波峰处更高. 对系统做小扰动的时候, 由于波谷处的温度要高于参考温度, 所以这里的液体处于蒸发状态. 相反, 在波峰处, 液体处于冷凝的状态. 波谷处液体蒸发, 带走了部分能量, 此处的温度会降低. 从上面的论述中可以看出, 由于相变的发生, 减小了沿界面处温度的扰动, 从而也会抑制表面张力引起的对流. 根据 Ozen 的计算结果, 在大波数下纯 Marangoni 对流比具有相变的 Marangoni 对流更稳定. 在小波数下, 情况正好相反.

在很多情况下, 重力都起着很重要的作用. 重力对系统的影响包括了两方面, 对界面的影响和通过浮力效应对系统的影响. 在很薄的蒸发液层中, 虽然浮力的影响 (Rayleigh 效应) 存在, 但可以被忽略. 重力的作用只是简单的把界面的扰动拉回平衡位置. 在所有的波数下, 重力都起到了使系统更稳定的机制. 但是重力的稳定效应在小波数下更明显, 因为小波数表

示弱表面曲率。当考虑 Rayleigh 效应, 在没有相变的时候, 浮力驱动的对流在大波数和小波数的情况下都是稳定的。

Ozen 等<sup>[39]</sup>的模型中考虑的是蒸发到达平衡状态时的扰动, 所以没有反应蒸发速率的大小对系统稳定性的影响。由于他引入的界面处的边界条件只有平衡状态的饱和蒸汽压力与温度之间的关系, 没有引入蒸发率与压力和饱和蒸汽压的耦合关系, 所以不能完全的反应蒸发效应对系统稳定性的影响。

我们的工作中<sup>[40,41]</sup>引入了蒸发率与饱和蒸汽压力的关系, 考虑了界面处于热力学非平衡状态, 即在非零的基态速率下蒸发对系统稳定性的影响, 并且得到了不同于 Ozen 的新结果。需要指出的是, 在蒸发系数等于零的情况下, 我们的结果可以归结为经典的无蒸发的两层流系统, 而 Ozen 的模型即使在蒸发速率为零的情况下也无法归结为无蒸发的两层流模型。

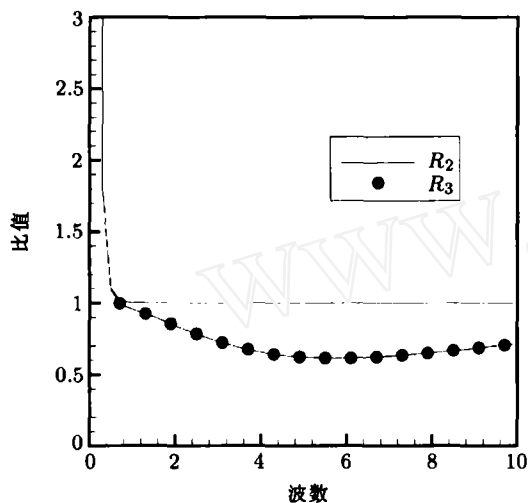


图 13 Ozen 模型中, 厚度比为 1:10 的水和水蒸汽系统, 考虑重力与无重力情况下的临界 Marangoni 数的比值

## 5 结束语

综上所述, 经典的 Marangoni-Bénard 稳定性理论只能成功的解释无蒸发液层的 Marangoni-Bénard 对流的稳定性特性, 不能完全反映蒸发与液层对流稳定的耦合机理。笔者认为, 经典理论之所以不能解释蒸发液层的 Marangoni 稳定性机理, 主要是因为蒸发系统与无蒸发系统之间存在着热质交换的非平衡过程的本质区别, 因此需要进一步考虑汽 / 液界面的非平衡现象, 修正理论模型。无蒸发系统的稳定性理论分析本质上是建立在热力学平衡基础上的, 而蒸发实质上是一个非平衡过程, 研究蒸发状态上的稳定性, 必须分析和考虑界面上的热力学非平衡状态, 才能得出与实验相符合的结论。提出两层流模型是为了

考虑汽 / 液层间的相互动力学耦合, 考虑界面变形是为了研究汽 / 液界面上的蒸发回退对系统稳定性的影响, 修正经典的自由表面温度连续条件, 是为了引进温度跳的影响, 这些都是人们为了揭示蒸发液层与对流稳定性的耦合机理, 解释实验观测到的新的蒸发对流现象而对经典的 Marangoni-Bénard 稳定性理论的修正与发展。

## 参考文献

- Colinet P, Legros J C, Velarde M G. Nonlinear Dynamics of Surface-Tension-Driven Instabilities. Berlin: Wiley-VCH Verlag Berlin GmbH, 2001
- Palmer H J. The Hydrodynamic stability of rapid evaporating liquids at reduced pressure. *J Fluid Mech*, 1976, 75: 487~511
- Kennard E K. Kinetic Theory of Gases. New York: McGraw-Hill, 1938
- Fang G, Ward C A. Temperature measured close to the interface of an evaporating liquid. *Physical Review E*, 1999, 59(1): 417~428
- Huang A, Joseph D D. Instability of the equilibrium of a liquid below its vapour between horizontal plate. *J Fluid Mech*, 1992, 242: 235~247
- Bedeaux D, Hermans L J F, Ytrehus T. Slow evaporation and condensation. *Physica A*, 1990, 169(2): 263~280
- Margerit J, Colinat P, Lebon G, et al. Interfacial nonequilibrium and Bénard-Marangoni instability of a liquid-vapor system. *Physical Review E*, 2003, 68: 041601-1~041601-14
- Bénard H. Les Tourbillons cellulaires dans une nappe liquide. *Rev Gen Sci Pures Appl*, 1900, 11: 1261~1271
- Rayleigh L. On Convection currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the under side. *Phil Mag*, 1916, 32(6): 529~546
- Pearson J R A. On convection cells induced by surface tension. *J Fluid Mech*, 1958, 4: 489~500
- Nield D A. Surface tension as the cause of Bénard cells and surface deformation in a liquid film. *J Fluid Mech*, 1964, 19: 341~352
- Block M J. Surface tension as the cause of Bénard cells and surface tension deformation in a liquid Film. *Nature*, 1956, 178: 650~651
- Scriven L E, Sternling C V. On cellular convection driven by surface-tension gradients: effects of mean surface tension and surface viscosity. *J Fluid Mech*, 1964, 19: 321~340
- Michael F S, Stephen J V, William D M, et al. Onset of surface-tension-driven Bénard convection. *Phys Rev Lett*, 1995, 75(10): 1938~1941
- Zhang N, Chao D F. Mechanisms of convection instability in thin liquid layers induced by evaporation. *Int Comm Heat Mass Transfer*, 1999, 26(8): 1069~1080
- Chai A, Zhang N. Experimental study of marangoni-bénard convection in a liquid layer induced by evaporation. *Experiment Heat Transfer*, 1998, 11: 187~205
- Ward C A, Duan F. Turbulent transition of thermocapillary flow induced by water evaporation. *Physical Review E*, 2004, 69: 056308-1~056308-1
- Yamamura M, Nagai K, Kajiwara T, Adachi K. Stripe pattern breakup in evaporating liquid layer on a plane with horizontal temperature gradient. *Chemical Engineering and Processing*, 2003, 42: 395~402
- Ward C A, Fang G. Expression for predicting liquid evaporation flux: Statistical rate theory approach. *Physical Review E*, 1999, 59(1): 429~440.
- Fang G, Ward C A. Examination of statistical rate theory expression for liquid evaporation rates. *Physical Review E*, 1999, 59(1): 429~440.

- 21 Ward C A, Stanga D. Interfacial condition during evaporation or condensation of water. *Physical Review E*, 2001, 64: 051509-1~051509-9.
- 22 Bruehlbach J P, Bankoff S G, Davis S H. Nonlinear stability of evaporating/condensing liquid films. *J Fluid Mech*, 1988, 195: 463~494
- 23 Sheludko A. Thin liquid films. *Adv Colloid Interface Sci*, 1967, 1: 391~463
- 24 Deryagin B V. Definition of the concept of the magnitude of the disjoining pressure and its role in the statics and kinetics of thin liquid layers. *Collid J USSR*, 1955, 17: 191~197
- 25 Lifshitz E M. The theory of molecular attractive force between solids. *Sov Phys JETP*, 1956, 2: 73~83
- 26 Vrij A. Possible mechanism for the spontaneous rupture of thin free liquid film. *Discuss Faraday Soc*, 1966, 42: 23~33
- 27 Ruckenstein A, Jain R K. Spontaneous rupture of thin liquid films. *J Chem Soc Faraday Trans*, 1974, II 70: 132~147
- 28 Gumerman R J, Homsy G M. The stability of rapidly bounded thin films. *Chem Engng Commun*, 1975, 2: 27~36
- 29 Williams M B, Davis S H. Nonlinear theory of film rupture. *J Colloid Interface Sci*, 1982, 90: 220~228
- 30 Davis S H. Rupture of thin liquid films. In: Meyer R E, ed. *Waves on Fluid Interfaces*. Proc Symp Math Res Center, Univ. of Wisc, New York: Academic Press. 1983. 220~228
- 31 Hickman K. Torpid phenomena and pump oils. *J Vac Sci Technol*, 1972, 9: 960~976
- 32 Miller C A. Stability of moving surface in fluid systems with heat and mass transport. Part II-Combined effects of transport and density difference between phases. *AIChE J*, 1973, 19: 909~915
- 33 Prosperetti A, Plesset M S. The stability of an evaporating liquid surface. *Phys Fluids*, 1984, 7(7): 1590~1602
- 34 Higuera F J. The hydrodynamic stability of an evaporating liquid. *Phys, Fluids*, 1987, 30: 679~686
- 35 Liu R, Liu Q S, Hu W R. Marangoni-Bénard Instability with the Exchange of Evaporation at Liquid-vapor interface. *Chin Phys Lett*, 2005, 22(2): 402~405
- 36 Batchlor G K. *An Introduction to Fluid Dynamics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1970
- 37 Orzag S A. Accurate solution of the orr-sommerfeld stability equation. *J Fluid Mech*, 1971, 50: 689~703
- 38 Lide D R, Kehiaian H V. *CRC Handbook of Thermophysical and Thermochemical Data*. Boca Raton: DRC Press, 1994
- 39 Ozen O, Narayanan R. The physics of evaporative and convective instabilities in bilayer systems: Linear theory. *Phys Fluids*, 2004, 16(12): 4644~4652
- 40 Liu R, Liu Q S. Vapor recoil effect on the vapour-liquid system with a deformable interface. *Chin Phys Lett*, 2006, 23(4): 897~882
- 41 Liu R, Liu Q S. Linear stability analysis of convection in two-layer system with an evaporating vapor-liquid interface. *Acta Mech Sinica*, 2006, 22: 109~119

## THE PROGRESSES IN THEORETICAL AND EXPERIMENTAL RESEARCHES ON THE EVAPORATIVE CONVECTION INSTABILITIES IN HORIZONTAL LIQUID LAYERS\*

LIU Rong    ZHU Zhiqiang    LIU Qiusheng<sup>†</sup>

Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China

**Abstract** The progresses in researches of the convective instabilities are reviewed in this paper. First, the analyses of the instabilities of the classic one layer model are introduced. Where the dynamic coupling between the vapor layer and the liquid layer is not considered, so evaporating instabilities could not be explained. In order to introduce the dynamic coupling between the vapor layer and the liquid layer, two sided models with an evaporating interface were proposed. The assumption of the continuity of the temperature at the interface is usually adopted. However, the temperature at the evaporating interface was found discontinuous in experiments, especially when the evaporating flux is large. Because the assumption of the continuity of the temperature is not true in a non-equilibrium system, these models can not explain the Marangoni-Bénard instabilities of the evaporating layer, especially when the liquid layer is cooled from below. This paper reviews previous research results and dynamic models. We discuss the Marangoni-Bénard instabilities of these models, and point out some open problems for future researches.

**Keywords** evaporating, Marangoni-Bénard instabilities, two layer fluids, instability analysis, experimental research

---

\* The project supported by the National Nature Science Foundation of China (10372105) and the Knowledge Innovation Program of Chinese Academy of Sciences (KJCX2-SW-L05, KGCX-SW-409)

<sup>†</sup> E-mail: liu@imech.ac.cn