

半浮区热毛细对流的不稳定性与转捩^{*,†}

唐泽眉 胡文瑞

中国科学院力学研究所, 北京 100080

摘要 近二十年来, 微重力流体开展了半浮区液桥热毛细对流的不稳定性与转捩的研究. 文中给出了热毛细振荡对流发生的临界参数, 分析了液桥几何位形 (尺度比, 体积比)、物理参数及传热参数对临界 Marangoni 的影响. 报导了有关的地面模拟实验, 微重力实验以及本问题的线性稳定性分析、能量分析和数值模拟结果, 并介绍了定常轴对称热毛细对流通通过非定常振荡热毛细对流到湍流的转捩过程和三种热毛细振荡对流的产生机理.

关键词 半浮区, 热毛细对流, 微重力流体

1 引言

50 年代初, 为生长高质量的硅晶体而提出了浮区方法. 随着空间技术的飞速发展, 人们期望在浮力极大减弱和没有容器壁污染的空间微重力环境中, 采用浮区方法能得到大尺寸的, 高质量晶体材料. 空间实验表明, 晶体生长的结果并不总是优于地面生产的材料. 在空间环境中, 自由面上的温度或浓度分布不均匀, 会产生表面张力梯度驱动对流, 分别称其为热或浓度毛细对流. 自 20 世纪 70 年代就开始了浮区热毛细对流研究. 这种非引力驱动体系对流的研究不仅具有空间材料生产过程的背景, 并对流体物理基础研究有重要意义.

Chang 和 Wilcox^[1] 提出的液桥模型, 是一种研究热毛细对流的水动力学模型. 这种模型不涉及液固交界面处的相变过程, 用于研究浮区熔体中的对流特征和机理. 例如热或溶质引起的表面张力驱动对流, 由地球引力或空间飞行器中的残余加速度引起的 Benard-Rayleigh 对流或各种组合效应引起的对流和稳定性问题. Chun & Wuest^[2] 和 Schwabe 等人^[3] 在进行半浮区液桥热毛细对流的实验中, 首先发现了热毛细振荡对流. 在熔体中, 这种振荡的对流相应应有振荡的温度场, 它对应于在生长的晶体中形成条纹, 影响生长晶体的质量. 因此, 自 80 年代以来, 热毛细对流的研究工作围绕着产生振荡的临界参数, 起振机理和消除振荡的措施进行.

由于空间实验的机会很少和价格昂贵, 大量的热毛细对流研究都在地面进行. 地面上, 引力起控制作用, 悬浮浮区的尺寸受到限制. 在地面实验中, 浮力对流占主要地位, 在空间微重力条件下, 浮力对流几乎消失, 热毛细对流起控制作用. 因此, 在地面往往采用毫米量级的小

收稿日期: 1999-10-10

* 国家自然科学基金重点资助项目 (19789201) 和科学技术部 95-yu-34 资助项目

† 谨以此文纪念郭永怀教授 90 周年诞辰

尺度液桥来实验研究热毛细对流效应,在这种情况下,表面张力梯度的作用往往大于地面的引力效应.

我国于 1987 年开始半浮区液桥热毛细对流及稳定性的研究,通过地面实验和短时微重力实验(落井实验)、线性稳定性分析和直接数值模拟工作,系统地研究了热毛细对流起振和振荡过程.

2 热毛细振荡对流的临界参数

通常讨论的半浮区液桥模型研究悬浮在两个等直径、同轴圆棒之间的液体柱.两圆柱棒的温度不同,形成外加温度差,如图 1 所示.

液桥自由面上的温度梯度导致表面张力梯度,驱动流体流动.实验和数值结果表明,当上下圆棒之间的温度差超过某一临界值时,热毛细对流会发生振荡.发生振荡时的临界温度差对应有一定的临界 Marangoni 数 $(Ma)_c$. $(Ma)_c$ 值的大小不仅与充液介质的物理特性 (Pr 数)、重力水平 g 密切相关,并对表征液桥几何位形的无量纲参数,尺度比 A ($A = l/d_0$) 和液桥体积比 V/V_0 十分敏感.液桥边界处的热条件也对临界 Marangoni 数有重要的影响.以下将分别讨论各种临界参数.

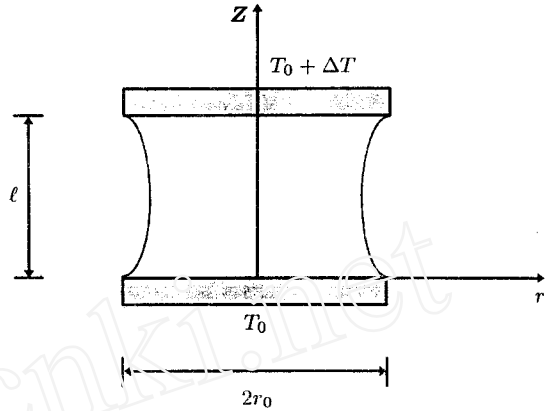


图 1 液桥模型

2.1 临界几何参数

• 尺度比效应: 尺度比 A 定义为液桥高度 l 与固体圆棒直径 d_0 之比. 图 2 所示的线性稳定性分析结果给出了在 $g = 0$, $Pr = 50$ 和 $V/V_0 = 0.8, 1.0, 1.2$ 的条件下临界 Marangoni 数与液桥尺度比的关系 (Chen and Hu^[4]), 尺度比越大, $(Ma)_c$ 值越小. 其中 Marangoni 数 $Ma = Pr \cdot Re$. Prandtl 数 $Pr = \nu/\kappa$, 为充液介质的黏性系数与扩散系数之比. Reynolds 数 $Re = U_r \cdot l/\nu$, 特征流速 $U_r = |\partial\sigma/\partial T|(T_* - T_0)/\rho\nu$ 由自由面处的切向应力平衡条件决定. 有关参数的详细说明和意义, 请参阅文献 [11].

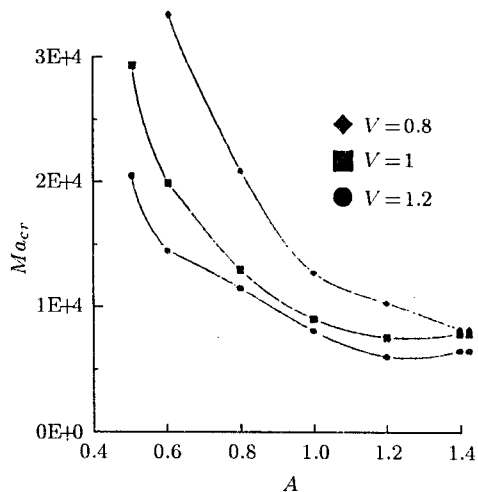


图 2 临界 Marangoni 数与尺度比的关系曲线

• 体积比效应: 体积比 V/V_0 指液桥的充液体积与同样 l 和 d_0 圆柱体体积之比. 地面环境中由于重力的作用,液桥的自由表面总是弯曲的.在重力为零的特殊条件下,也只在充液体积等于两圆棒之间圆柱的体积时,液桥的自由面才为圆柱形.液桥的几何位形与充液体积密切相关.在等温液桥的稳定性分析中,液桥的体积比是一个临界参数 (Langbain^[5]), 等温液

桥是温差液桥的极限情况，可以估计，液桥热毛细对流振荡的临界 Marangoni 数也与体积比密切相关。

采用不接触光学测量和 CCD 监测自由面变化的方法，Cao 等人^[6]和 Hu 等人^[7]进行了系统的 10cSt 硅油小尺度液桥 ($d_0 = 2 \sim 4 \text{ mm}$) 实验，测得了热毛细振荡对流的临界温度差，并发现 $(Ma)_c$ 值随体积比变化。地面实验得出，发生振荡的临界温度差随体积比的变化曲线分为两支——瘦桥分支和胖桥分支。在两分支之间，外加温度差高到液桥维持不住，也没有观测到振荡热毛细对流。对固定的尺度比 A ，不同体积比液桥的临界 Marangoni 数也很不相同。典型的半浮区液桥热毛细对流的稳定区域如图 3 所示 (Hu 等人^[8])。进一步研究表明，在较小尺度比的情况，两分支可能相交，间隙消失 (Han 等人^[9])。Sakurai^[10]对 $d_0 = 5 \text{ mm}$ 和 $A = 0.32$ 的液桥进行了落井实验，得到与地面类似的结果。

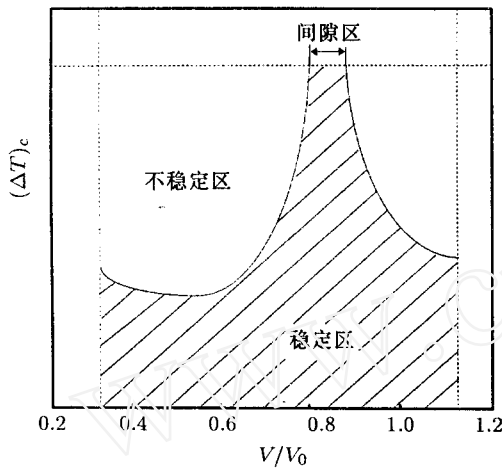


图 3 典型浮半区对流的临界振荡温度差与体积比的关系曲线

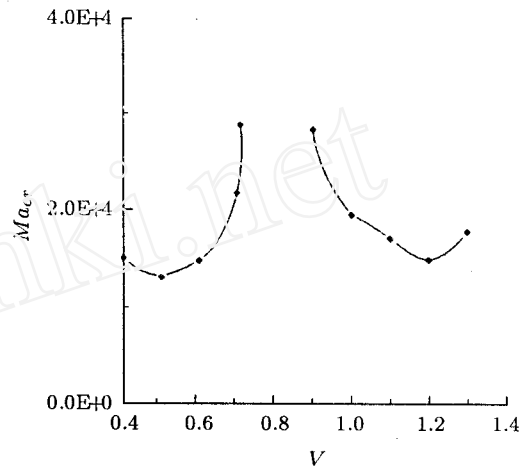


图 4 临界 Marangoni 数与体积比的关系曲线

二维及三维非定常直接数值模拟得到的地面小尺度液桥的临界温度差和体积比的关系与图 3 的理论模型一致 (Tang 等人^[11])。Chen and Hu^[12]对空间液桥三维、轴对称基态热毛细对流加上三维扰动进行线性稳定性分析，得到了不同材料 ($Pr = 1, 10, 50$) 尺度比 $A = 0.6$ 液桥的热毛细对流临界 Marangoni 数与体积比的关系。在 $Pr = 50$ 时 (图 4) 有瘦桥和胖桥两个分支。这些结果与理论模式图 3 和实验结果一致，但是在相对小的 Pr 数条件下，两支分支连接在一起。这些结果表明，液桥的尺度比和体积比是热毛细振荡对流发生的重要临界参数。

2.2 物理参数的影响

由于透明的大 Pr 数介质便于实验观测，地面实验、短时微重力实验和空间实验大都采用大 Pr 数流体液桥 (例如，硅油，硝酸钠等)。非透明的熔融金属合金和半导体材料的黏性较小，热扩散系数较大，其 Pr 数较透明介质的 Pr 数小 2~3 个量级。小 Pr 数材料的表面易被污染，氧化生膜，从而改变材料的表面张力。另一方面，低 Pr 数流体不透明，实验很难观测，难于得到重复性好的定量结果。世界上仅有的几个小 Pr 数热毛细对流实验，结果也不相同，报导的临界 Marangoni 数相差较大 (Han 等人^[13], Rupp 等人^[14])。防止材料表面氧化、污染，探索采用 X-射线仪和红外探测仪观测小 Pr 数液桥的内部流场和温度分布是当前实验的关键。由于实验的困难，采用线性稳定性分析和直接数值模拟方法研究小 Pr 数液桥对流和稳定性的工作十

分活跃。(Chen, Lizze and Roux^[15], Wanschura, Shevtsova, Kuhlmann and Rath^[16], Levenstam, Amberg^[17], Savino and Monti^[18], Chen and Hu^[12]). Chen and Hu 的线性稳定性分析给出了不同尺度比小 Pr 数 ($Pr = 0.01$) 空间液桥临界 Marangoni 数随体积比的变化关系(图 5).

2.3 传热参数的影响

与浮力对流不同,热毛细对流是一种非引力驱动的对流体系.液桥自由面上的温度分布不均匀而形成表面张力梯度驱动对流.显然,液桥介质及其环境的导热能力会明显地影响液桥内部及自由面上的温度分布,影响热毛细对流的驱动力,影响热毛细振荡流发生的临界温度值. Biot 数表征液桥自由面上的辐射散热条件. Biot 数越大,液桥自由面处的散热、能量损失也大,需在相对高的外加温度差作用下,热毛细对流才会发生振荡. Biot 数越大,临界温度差越高.

3 起振机理

由于材料生产的实际需要和流体物理基础研究的意义,热毛细对流的振荡机理是微重力流体研究的热点课题之一.自 80 年代以来,提出了几种产生热毛细振荡对流的机理.

- Smith and Davis 对平面液体层热毛细对流基态进行稳定性分析,提出了两种不稳定性的结果.

- 1) 热流体波不稳定性^[19]:这种热毛细对流的振荡由热扩散效应和热对流效应耦合产生,与自由面的变形无关.对线性基态得到两种不稳定性解,一种是 $\omega_i = 0$ 的定常解,另一种是 $\omega_r = 0$ 的振荡解.这种不稳定性称为热流体波不稳定性.对回流基态只得到了振荡的热流体波不稳定性.并指出 Biot 数为零总是最危险的情况.

- 2) 表面波不稳定性^[20]:自由面的变形对热毛细对流的产生起着至关重要的作用,分析限制在二维变形自由面模型.认为速度、温度场和自由面变形的耦合激发热毛细对流的振荡.

- Xu and Davis^[21] 将上述无限平面层的分析结果推广到零重力环境中无限长,表面不变形的轴对称圆柱液体桥,进行回流基态三维扰动的线性稳定性分析.对每组 Prandtl-Biot 参数得到了临界 Marangoni 数,并指出增加 Biot 数,即增加液桥自由面处的热损失,有利于热毛细对流的稳定,与 Smith and Davis 的结果定性一致.

- Ostrach-Kamotani^[22] 认为与热毛细对流的驱动力直接相关的液桥自由面上的温度分布是激发热毛细振荡对流的关键因素.一些实验和数值研究结果指出,如果 Marangoni 数足够高,在接近液桥自由面的顶部和底部区域温度变化非常快,中间部分温度变化十分均匀,这种温度分布称为 S 形温度剖面,被认为是激发振荡的必要条件. Ostrach-Kamotani 分析了液桥自由面角区的自由面变形和温度变化发展的时间尺度的量级,得到了表面变形相对于表面温度变化的滞后时间 L_T ;另一方面,量级分析给出了角区速度场时间尺度对温度变化时间尺度之比 T_V .

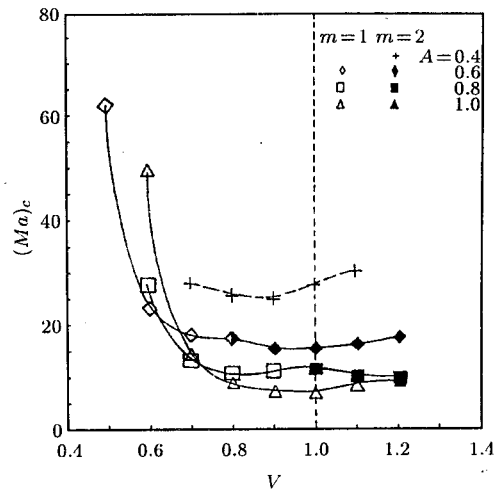


图 5 不同尺度比液桥的临界 Marangoni 数与体积比的关系曲线 ($Pr = 0.01$)

他们认为表面变形的滞后与速度对温度变化的慢响应的组合将激发热毛细对流的振荡。因此,在这种观点中,强对流所引起的大自由面变形是激发热毛细对流振荡的重要条件。

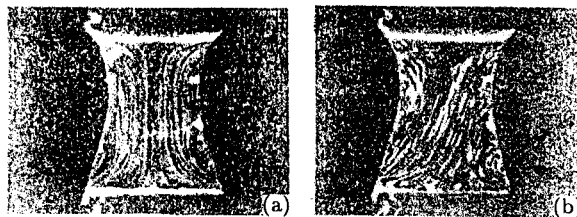
• 胡文瑞、唐泽眉^[23]建议,浮力不稳定性可能激发热毛细振荡对流。在分析了有关热毛细振荡流的数值、地面及空间实验结果之后提出,即使在空间低重力环境中,如果材料或流体过程的尺度较大,重力水平虽极大地减少,残余重力的影响也仍然存在。如果半浮区液桥的外加温度差足够大,浮力不稳定性可能被激发。根据量级分析,按照临界 Rayleigh 数,归纳和分析了地面、短时微重力实验和空间实验所得热毛细振荡对流发生的临界 Marangoni 数,给出了临界 Marangoni 数和重力水平的关系。

在上述这些起振机理中,热流体波不稳定性自提出以来,一直受到广泛的重视。

4 实验研究

空间实验周期长,价格昂贵。因此,要用地面实验来进行空间实验的预研。地面实验是微重力流体研究的重要组成部分。为了在地面实验中模拟空间微重力条件,地面液桥的尺寸要小到大约几个毫米,以保持热毛细作用相对于浮力占重要地位。小尺度液桥的实验观测有一定难度,为此,需要发展新的测试、诊断方法,用以确定热毛细对流的临界振荡状态和振荡特征。

通常的浮区对流实验采用热电偶测温及片光源流场观测。在几毫米直径的液桥中插入热电偶,记录、分析加温过程中液桥内某一点的温度随外加温度差的变化来确定临界温度差。由于液桥的尺寸很小,这种直接插入热电偶的方法,会干扰液桥的内场,并影响临界振荡温度差的准确。PIV 方法用于观测液桥内部的流场,激光束通过液桥的垂直轴或水平切割液桥,在显示屏上可观测到液桥中 $10\ \mu\text{m}$ 至 $20\ \mu\text{m}$ 的镀银陶瓷示踪粒子的运动情况,并可由 CCD 相机获取图像。示踪粒子的密度尽可能地与流体介质的密度相同。典型的定常和振荡热毛细对流如图 6 所示。



(a) 典型的液桥热毛细定常流 (b) 典型的液桥热毛细振荡流

图 6

近年来,利用不接触的光学诊断方法研究浮区对流获得成功。当一个激光片光源穿过液桥垂直截面并透射到一个屏幕上时,会出现干涉图样。如液桥的自由面发生振荡,干涉图样亦会发生振荡。这种非接触方法获得的临界 Marangoni 数比用热点偶插入液桥确定的临界 Marangoni 数要低,液桥尺寸越小,差别越大。(例如,对 $d_0 = 2\ \text{mm}$, $l = 1.3\ \text{mm}$ 的 10 cSt 硅油液桥,二者相差至少 20%,Cao 等人^[24])。这表明实际发生振荡的临界温度值比用热点偶测量确定的临界值更低,更危险。

为了确定浮区对流的自由面变形或表面波的特征,发展了二维光学诊断方法(Hu 等人^[25])和三维光学诊断方法(Yao 等人^[26])。这些方法不仅在地面小尺度模拟实验中得到了结果,而且也在落井实验中获得了微重力条件的实验结果(Yao 等人^[27]),这些实验结果表明,振荡热毛

细对流的幅度量级为液桥直径 d_0 的 10^{-3} , 表面波的振荡频率与热电偶测量的温度振荡频率相同. 表面波的传播特征与液桥的体积密切相关.

5 理论分析

5.1 线性不稳定性分析

最近几年, 许多国家都开展了半浮区液桥热毛细对流的线性不稳定性分析研究. Wanschura, Shevtsova, Kuhlmann and Rath^[16], Chen, Lizze and Roux^[15], Chen and Hu^[4,12] 等, 以恒定三维、轴对称、有限长圆柱液桥热毛细对流作为基态, 分析在三维扰动作用下的稳定性问题. 三维扰动采用一般标准模式. Wanschura 等人^[16] 和 Chen 等人^[12] 的结果给出了临界 Reynolds 数, Re_c 与 Pr 数的关系. 在 $Pr < 0.5$ 时, Re_c 随 Pr 数增加而增大; 如果 $1 > Pr > 0.5$, 则随 Pr 数增加而减小. Chen and Hu^[12] 指出, 小 Pr 数液桥 ($Pr < 0.05$) 的最危险模式是 $m = 2$ 的三维定常模式 ($\omega_i = 0, m = 2$), 这意味着, 随着作用温度差的增加, 定常、轴对称流动通过定常、三维非轴对称模式转变为三维非定常的振荡热毛细对流. Chen, Lizze and Roux^[15] 和 Chen and Hu^[12] 对 $A = 0.6$ 的小 Pr 数液桥热毛细对流结果比较如表 1. 这些结果与 Levenstam 等人^[17] 的直接数值模拟结果 ($A = 0.5, Pr = 0.01$) $Re_c = 1960$ 量级一致.

表 1 小 Pr 数液桥热毛细对流结果比较

Pr	Re_c (Chen and Roux ^[15])	Re_c (Chen and Hu ^[12])
0.01	1370 ($m = 2$)	1460 ($m = 2$)
0.1	1470 ($m = 2$)	1600 ($m = 2$)

Wanschura 等人的线性稳定性分析对 Pr 数为 0.02 的液桥得到了 Re_c 与 Pr 数的关系, 指出当尺度比减小时, 最危险的振荡模式有较高的水平波数. Chen and Hu 对大 Pr 数和小 Pr 数液桥进行了微重力环境中液桥体积比影响的系统, 得到了起振临界温度差和振荡模式与体积比的关系. 图 5 给出了尺度比 $A = 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$ 条件下 $Pr = 0.01$ 的液桥临界 Ma_c 与体积比的变化关系, 较瘦的液桥的最不稳定模式较胖桥的最不稳定模式要小. 如果液桥尺度比增大, 相应于 $m = 1$ 转变为 $m = 2$ 模式的液桥体积比增大.

5.2 热毛细对流不稳定性的能量法分析

在 Shen, Neitzel, Jankowski and Mittelmann^[28] 和 Neitzel, Law, Jankowski and Mittelmann^[29] 的工作中, 能量法用于研究有限长液桥热毛细对流的不稳定性, 确定热毛细对流对任意振幅的轴对称和非对称扰动稳定的充分条件. Marangoni 数被用作判别稳定的参数. 分析给出了零重力条件下, Pr 数为 1 和 7 时半浮区液桥的临界 Marangoni 数和尺度比的关系. 这些结果与 Velten 等人对氯化钾 ($KCl, Pr = 1$) 和硝酸钠 ($NaNO_3, Pr = 7$) 的实验结果^[30] 十分接近.

5.3 三维非定常数值模拟

线性不稳定性分析只能给出对基态的小偏离趋势, 能量分析则给出对任意振幅扰动稳定的充分条件, 它们都不能给出不稳定性进一步的发展. 因此, 需要进行非定常的三维数值模拟. 在地面和空间实验中观测到的定常、轴对称热毛细对流会转变为三维定常或振荡的对流. 三维、非定常数值模拟是研究空间液桥和不透明小 Pr 数液桥转捩演化的好方法. 直接数值模拟不仅用于确定热毛细振荡对流的临界参数, 并用于研究振荡热毛细对流的速度和温度场特征, 以及从周期振荡对流向湍流的转捩过程. 它不仅用于预测和设计空间实验, 分析实验结果, 系统参

数变化的模拟对理解热毛细振荡对流机理也起着重要的作用。

随着计算技术的发展,在80年代末,Rupp等人首先报导了半浮区液桥热毛细对流的三维直接数值模拟结果。Rupp, Muller and Neumann^[14], Levenstam and Amberg^[17], Savino and Monti^[18]对圆柱自由面液桥进行了直接数值模拟,研究热毛细振荡对流问题,例如,液桥尺度比, Pr 数,重力水平对临界振荡参数的影响,振荡对流的流场结构和温度分布特征,热毛细对流的振荡机理等。

Rupp等人发现,小 Pr 数液桥的转换过程与大 Pr 数液桥的情况大不相同,在 $Pr < 1$ 时,恒定轴对称的流动可能转变为定常、非对称对流,但是,在大 Pr 数条件下,在振荡对流发生之前,流动总是轴对称的。Levenstam等人研究小 Pr 数液桥热毛细对流的起振过程,在尺度比 $l/d_0 = 0.5$ 和 $g = 0$ 的条件下,他们发现增加 Reynolds 数时,定常、轴对称热毛细对流通过定常三维流态转变为振荡对流。计算结果给出的从轴对称对流转变为定常三维流动的第一临界雷诺数为 1960 ($Pr = 0.01$) 和 1898 ($Pr = 0$),第二临界雷诺数为 6250 ($Pr = 0.01$)。他们发现,在液桥的水平截面边界上,流体朝向热点,背离冷点运动。温度分布对流场的响应及其微弱。因此,他们认为在自由面上的温度梯度仅起驱动流体流动的作用,而对流的转换几乎没有作用。第一次转换是纯粹水动力学的,类似于细涡环不稳定性。Hadid 和 Roux 在他们的计算中将温度场和速度场分离,不耦合,也得到恒定的三维热毛细对流图样。Savino and Monti^[31]对小 Pr 数液桥进行的三维非常数数值模拟,也得到同样的结论。对大 Pr 数液桥的模拟得到了和火箭实验一致的临界 Marangoni 数和振荡频率。在温度差增加并超过临界 Marangoni 数时,先观测到驻波,然后在水平截面上见到旋转的行波。

Tang and Hu^[11]采用三维、非定常有限元方法,研究不同体积比大 Pr 数半浮区液桥热毛细振荡对流的起振和振荡特征。数值结果表明,起振的临界温度差曲线随体积比的变化分为两支。当外加温度差超过临界值时,在瘦桥分支,定常、轴对称对流转变为振荡热毛细对流;在胖桥分支,相应同一体积比给出了两条临界温度差曲线,它们表示定常轴对称对经过三维、定常流转变为振荡热毛细对流(图7)。

大 Pr 数和小 Pr 数液桥热毛细对流的数值模拟,在适当的条件下,均得到三维定常的对流图样。这些结果与 Smith and Davis^[19] 的稳定性分析结果不同。在 Smith and Davis 的分析中,对回流基态没有得到三维定常解,仅得到热流体波的波动解。上述结果表明,对于小 Pr 数流体和大 Pr 数流体的液桥的胖桥分支,热流体波不可能是激发振荡对流的机理。

Hu 等人^[32]指出,热毛细振荡流的转换过程是一个非线性过程。在振荡过程中实验观测到的自由面的变化非常小,自由面变形伴随的能量不足以激发热毛细对流振荡。振荡过程中自由面的变形可能是对振荡速度场的响应。在对液桥进行了能量量级分析后提出,扰动的温度场不可能由扰动动能或基态动能所激发,仅可能由基态温度所激发。直到目前,动能和热能之间如何转换并激发热毛细对流振荡以及热毛细振荡对流产生的机理尚不清楚。

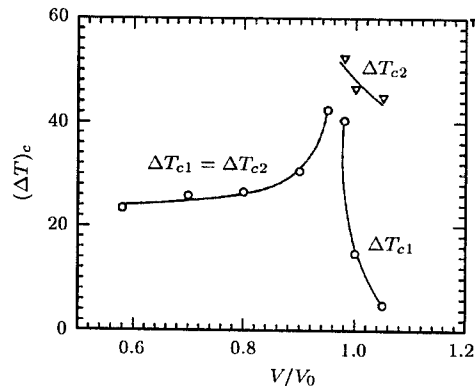


图7 地面 10 cSt 硅油液桥的临界温度差随体积比的变化

6 转捩到湍流

如果外加温度差在高于起振临界温度差后继续增加, 振荡温度和流速的振幅逐渐加大, 振荡热毛细对流会向湍流转变. 湍流是地面自然界中常见的一种非线性行为, 对浮力对流的情况已进行了较深入的研究. 对流如何转变到湍流是一个典型的流体力学问题. Feigenbaum^[33] 的理论预言了倍周期分岔过程的规律. Maurer and Libchaber^[34], Libchaber, Laroche and Fauve^[35] 进行了水银实验, 验证了 Feigenbaum 普适定率. Collum and Benson^[36] 对 Pr 数为 2.5 ~ 5 的水平流体层进行实验, 发现了四种从层流转变到湍流的转捩过程.

热毛细对流不同于浮力驱动对流, 它由自由面上的表面张力梯度驱动. 浮力对流和表面张力驱动对流是两种不同的流动体系. 自 70 年代末发现热毛细振荡对流现象以来, 大量的小尺度液桥地面实验和线性稳定性分析仅关心热毛细对流的临界振荡问题. 热毛细对流转捩到湍流的过程还研究得很少, 它与浮力对流转捩过程的异同是流体力学基础研究有兴趣的课题之一.

三维轴对称、非定常熔体硅浮区模型被用于零重力条件下小 Pr 数流体热毛细对流的分岔行为研究 (Kazarrinoff^[37]), 得到了从定常流通过小振幅周期振荡、非对称、大振幅三倍周期振荡、非周期振荡到湍流的转捩过程, Kazarrinof 并给出了熔体硅浮区发生振荡的临界温度差.

非定常、二维数值模拟研究了地面、小尺度、大 Pr 数硅油二维液桥从定常流动到湍流的转捩过程 (Tang and Hu^[38]). 计算结果与地面小尺度液桥实验定性一致^[39], 对计算结果进行谱分析后发现, 定常、轴对称热毛细对流通通过 $f_0/2^n$ ($n = 1, 2, 3, 4$) 次谐波分岔转变为非周期对流, 最后, 过渡为湍流, 其中 f_0 指主频. 发生 $f_0/4$, $f_0/8$ 和 $f_0/16$ 分岔时的温度差给出 $\delta_4 = 4.583$, 与 Feigenbaum 对无限次分岔分析得到的普适常数 4.6642016 十分接近.

7 结束语

热毛细对流普遍地存在于空间飞行器的微重力环境中, 它是一种典型的非引力驱动的运动. 地面、短时微重力环境和空间环境的热毛细对流及稳定性问题的研究不仅是载人空间利用的需要, 也将扩大和丰富传统的流体力学基础理论. 热毛细对流研究开展的时间还很短, 热毛细振荡对流的振荡机理仍然是一个尚未解决的问题. 地面和空间实验的开展将促进流体诊断技术, 计算技术和遥控、遥测技术的发展.

参 考 文 献

- 1 Chang C E, Wilcox W R. Inhomogeneities due to thermocapillary flow in floating zone melting. *J Crystal Growth*, 1975, 28: 8
- 2 Chun C H, Wuest W. Experiments on the transition from the steady to the oscillatory Marangoni-convection of a floating zone under reduced gravity effect. *Acta Astronautica*, 1979, 6: 1073
- 3 Schwabe D, Scharmann A, Preisser F, Oeder R. Experiments on surface tension driven flow in floating zone melting. *J Crystal Growth*, 1978, 43: 305
- 4 Chen Q S, Hu W R. Effect of liquid bridge volume on instability of floating half zone convection. *International J Heat and Mass Transfer*, 1998, 42: 825
- 5 Langbain D. Crystal growth from liquid columns. *J Crystal Growth*, 1990, 104: 47
- 6 Cao Z H, You H T, Tang Z M, Hu W R. Experimental investigation of thermocapillary convection in half floating zone. *Adv Space Res*, 1991, 11(7): 229
- 7 Hu W R, You H T, Cao Z H. Free surface oscillation of thermocapillary convection in liquid bridge of half floating zone. *Scientia Sinica*, 1992, 35: 1101
- 8 Hu W R, Shu J Z, Zhou R, Tang Z M. Influence of liquid bridge volume on the onset of oscillation in floating zone convection, I. Experiment. *J Crystal Growth*, 1994, 142: 379
- 9 Han J H, Ar Y, Zhou R, Hu W R. Investigation on simulation model of floating half zone convection, II. Experiment. *Int J Mass Heat Transfer*, 1997, 40: 2671

- 10 Sakurai M, Ohishi N, Hirata A. Effect of liquid bridge from on oscillatory thermocapillary convection under normal gravity and microgravity conditions—Dorp shaft experiments. IAF-96-J.4.06
- 11 Tang Z M, Hu W R. Influence of liquid bridge volume on the onset of oscillation in floating half-zone convection, III. Three-dimensional model. *J Crystal Growth*, 1999 accepted
- 12 Chen Q S, Wu W R, Prasad V. Effect of liquid bridge volume on the instability in small-Prandtl-number half zone. *J Crystal Growth*, 1998, 203: 261
- 13 Han J H, Sun Z W, Dai L R, Xie J C, Hu W R. Experiment on the thermocapillary convection of a mercury liquid bridge in a floating half zone. *J Crystal Growth*, 1996, 169: 129
- 14 Rupp R, Muller G, Neumann G. Three-dimensional time dependent modeling of the Marangoni convection in zone melting configurations for gas. *J Crystal Growth*, 1989, 97: 34
- 15 Chen G, Lizze A, Roux B. Bifurcation analysis of the thermocapillary convection in cylindrical liquid bridge. *J Crystal Growth*, 1997, 180: 638
- 16 Wanschura M, Shevtsova V M, Kuhlmann H C, Rath H. Convective instability mechanisms in thermocapillary liquid bridges. *J Phys Fluids*, 1995, 7(5): 912
- 17 Levenstam M, Amberg G. Hydrodynamical instabilities of thermocapillary flow in a half-zone. *J Fluid Mech*, 1995, 297: 357
- 18 Savino R, Monti R. Oscillatory Marangoni convection in cylindrical liquid bridge. *Phys Fluids*, 1996, 8: 2906
- 19 Smith M K, Davis S H. Instabilities of dynamic thermocapillary liquid layers, Part I. Convective instabilities. *J Fluid Mech*, 1983, 132: 119
- 20 Smith M K, Davis S H. Instabilities of dynamic thermocapillary liquid layers, Part. 2. Surface-wave instabilities. *J Fluid Mech*, 1983, 132: 145
- 21 Xu J-J Xu, Davis S H. Convective thermocapillary instability in liquid bridges. *Phys Fluid*, 1984, 27(5): 1102
- 22 Ostrach S, Kamotani Y, Lai C L. Oscillatory thermocapillary flows. *PCH Physicochem Hydrodynam*, 1985, 6: 585
- 23 Hu W R, Tang Z M. Excitation mechanism of thermocapillary oscillatory convection. *Scientia Sinica*, 1990, 33: 169 (in Chinese), 1990, 33: 934 (in English)
- 24 Cao Z H, Xie J C, Tang Z M, Hu W R. The influence of buoyancy on the onset of oscillatory convection in a half floating zone. *Adv Space Res*, 1991, 11(7): 163
- 25 Hu W R, You H T, Cao Z H. Free surface oscillation of thermocapillary convection in liquid bridge of half floating-zone. *Science in China, (Series A)*, 1992, 35(9): 1101
- 26 Yao Y L, Shu J Z, Xie J C, Liu F, Hu W R. Transition of oscillatory floating half zone convection from Earth's gravity to microgravity. *Int J Heat Mass Transfer*, 1997, 40(11): 2517
- 27 Yao Y L, Liu F, Hu W R. How to determine critical Marangoni number in half floating zone convection. *Int J Heat Mass Transfer*, 1996, 39(12): 2539
- 28 Shen Y, Neitzel G P, Jankowski D F, Mittelmann H D. Energy stability of thermocapillary convection in a model of a float-zone crystal-growth process. *J Fluid Mech*, 1990, 217: 639
- 29 Neitzel G P, Law C C, Jankowski D F, Mittelmann H D. Energy stability of thermocapillary convection in a model of the float-zone crystal-growth process. *Phys Fluids*, 1991, A3(12): 2841
- 30 Velten R, Schwabe D, Scharmann A. The periodic instability of thermocapillary convection in cylindrical liquid bridges. *Phys Fluids*, 1991, A3(2): 267
- 31 Savino S, Monti R. Three-dimensional numerical simulation of thermocapillary instabilities in floating zone. *Applied Scientific Research*, 1996, 56: 19
- 32 Hu W R, Tang Z M. Onset process of thermocapillary oscillatory convection. In: 32nd Scientific Assembly of COSPAR, 12-19 July, 1988, Japan
- 33 Fegenbaum M J. The onset spectrum of turbulence. *J Phys Lett*, 1979, 74A: 375
- 34 Maurer A, Libchaber A. Rayleigh-Benard experiment in liquid helium: frequency locking and the onset of turbulence. *J Phys Lett*, 1979, 40: L-419
- 35 Libchaber A, Laroche C, Fauve S. Period doubling cascade in mercury, a quantitative measurement. *J Phys Lett*, 1982, 43: L-211
- 36 Gollub J P, Benson S V. Many routes to turbulent convection. *J Fluid Mech*, 1980, 100, part 3, 449
- 37 Kazarinoff N D. Bifurcations of numerically simulated thermocapillary flows in axially symmetric float zone. *Phys Fluids*, 1990, A2(10): 1797
- 38 Tang Z M, Hu W R. Fractal features of oscillatory convection in the half-floating zone. *Int J Heat Mass Transfer*, 1995, 38(17): 3295
- 39 Tang Z M, Hu W R, Xie J C, Zhou R. Transition from steady to oscillatory convection with chaotic feature in thermocapillary convection. *Adv Space Res*, 1995, 16(7): 67

INSTABILITY AND TRANSIENT PROCESS OF THERMOCAPILLARY CONVECTION IN THE HALF FLOATING ZONE[†]

Tang Zemei Hu Wenrui

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

Abstract The Instability and transient process of the thermocapillary convection in the half floating zone have been investigated in recent 20 years. In the present paper, the critical parameters of the thermocapillary oscillatory convection are given, and the effects of geometric configuration (aspect ratio, volume ratio), physical parameters and heat-transfer parameter on the critical Marangoni number are analyzed. The results obtained from the experiments, both on the ground and under microgravity, and by the linear stability analysis, the energy analysis and the numerical simulation are reported briefly. The transient process of thermocapillary convection from the steady axisymmetric convection via time-dependent thermocapillary oscillatory convection to turbulence is introduced. Three kinds of the oscillation mechanisms are described in the present paper.

Keywords half floating zone, thermocapillary oscillatory convection, microgravity fluid

[†] In memory of Professor Kuo Yunghuai's 90th anniversary