

# Bénard-Marangoni 对流温度振荡转换实验研究<sup>1)</sup>

吴 笛\* 张 洋† 段 俐\* 胡 良\* 李永强† 康 琦\*,2)

\*(中国科学院力学研究所微重力实验室(国家微重力实验室),北京 100190)

†(东北大学理学院,沈阳 110004)

**摘要** 主要通过实验观测 Bénard-Marangoni 对流中存在的温度振荡现象,研究了温度振荡的起振临界  $Ma$  数,以及初步探讨了温度振荡随  $Ma$  数增加的转换过程.实验结果表明不同物性参数的硅油温度振荡临界  $Ma$  数满足同一临界条件.不同的物性参数的介质表现出不同的温度振荡转换过程,但同一物性参数不同厚度的介质表现相同的振荡规律.此外,还用粒子迹线法观察了流场结构及转换过程.

**关键词** Bénard-Marangoni 对流, 温度振荡, 转换过程, 对流斑图

中图分类号: O363.2 文献标识码: A 文章编号: 0459-1879(2011)06-1054-07

## 引 言

在一个具有上自由表面初态静止的流体,当施加的竖直向下的温度梯度超过临界值时,流体会由静止开始流动<sup>[1]</sup>.在常重力的地面实验中,浮力是引起厚液层失稳流动主要机制,称为 Rayleigh-Bénard 对流;而在微重力的空间实验中,热毛细力是引起失稳的机制,称为 Bénard-Marangoni 对流.对于中等厚度液层的地面实验而言,往往耦合了浮力对流和热毛细对流两种机制,称为 Bénard-Marangoni 对流.表征热毛细力作用强弱的无量纲参数为  $Ma$  数,表征浮力作用强弱的无量纲参数为  $Ra$  数.二者的比值为  $Bo$ ,用于表征热毛细力与浮力作用的强弱关系.其定义如下

$$Ra = \frac{\alpha g \rho h^3 \Delta T}{\mu \kappa}$$
$$Ma = \frac{\sigma h \Delta T}{\mu \kappa}$$
$$Bo = \frac{Ra}{Ma} = \frac{\alpha \rho g h^2}{\sigma}$$

较早的工作,对失稳的临界参数以及耦合两种机制下的临界参数做了大量的理论<sup>[2-4]</sup>和实验的研究.在 Bénard-Marangoni 对流转换过程的研究中大部分研究都把注意力放在斑图形成及转变.Koschmieder 等<sup>[5]</sup>指出当  $Ma$  数超过临界理论值

时,亚临界图案会被六边形斑图所代替.对于超过第 1 临界数的斑图形成也有不少研究在开展, Eckert 等<sup>[6]</sup>发现若升高  $Ma$  数六边形结构向四边形结构转变,称为二次不稳定.其实, Bénard-Marangoni 对流随着  $Ma$  数增加,会由定常流到非定常流再到湍流.这一个过程必定会伴随着温度由稳定到振荡到混沌的过程.但是目前很少有从温度振荡特性及其转换过程方面对 Bénard-Marangoni 的转换过程进行系统的研究.尽管在上加热系统<sup>[7]</sup>、双层流系统<sup>[8]</sup>以及小液池系统<sup>[9]</sup>的 Bénard-Marangoni 对流都发现振荡模态,但是还很少有人研究单层的 Bénard-Marangoni 对流的温度振荡现象.

本文不仅仔细测量和分析了温度振荡现象,而且同时实验观测了 Bénard-Marangoni 对流涡胞结构及转换.研究了 1,2 号硅油振荡出现的条件及振荡特征,并初步得到温度振荡随温差增加的转换过程.

## 1 实验系统与方法

实验中采用的是 100 mm×40 mm 的底加热矩形液池,底部是两层铝板,中间由一块工程塑料隔开.由于工程塑料的导热性差,起到热镇流的作用.底部由电热膜加热,加热的额定功率为 38 W.加热电压由英国欧陆(ERUOTHERM)3306 型温度调节器采用 PID 算法进行控制.温度的稳定性为 0.01°C,并可以

2011-05-31 收到第 1 稿, 2011-08-31 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金(11032011, 10972224)和三期创新方向性项目(KJ CX2-YW-L08)资助.

2) E-mail: kq@imech.ac.cn

根据设定程序线性升温或者控制在某一温度. 下加热板的水平度调整是借助于从德国 Physik Instrument 公司引进的三维位移机构 (M-525.21, M-510.11) 型完成的, 水平误差在  $\pm 0.01$  mm 内. 为了考察底板上表面温度均匀性, 对下板加热后进行了测定. 测量结果显示, 当下表面温度高于室温  $10^\circ\text{C}$  时, 除模型边缘外, 平板温度分布不均匀性低于  $0.2^\circ\text{C}$ . 四周由厚度为 10 mm 的 K9 玻璃组成的四边形边框. 为了减小外部的扰动同时方便观察, 上方用一个厚度为 2.5 mm 的玻璃盖住, 形成一个  $100\text{ mm}\times 40\text{ mm}\times 33\text{ mm}$  的封闭方腔.

实验中选取了日本 Shin-Etsu Chemical 公司的 1 号硅油和 2 号硅油. 二者的物性参数如表 1 所示.

表 1 1 号硅油和 2 号硅油的物性参数

Table 1 Physical properties of the KF96-1 and the KF96-2

Name (units)	Symbol	KF96-1	KF96-2
density/ ( $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ )	$\rho$	818	873
heat capacity/ ( $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\text{K}$ )	$C_p$	1794	1764
thermal diffusivity/ ( $\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$ )	$\kappa$	$6.19\times 10^{-8}$	$7.14\times 10^{-8}$
thermal expansion/ ( $\text{K}^{-1}$ )	$\alpha$	$1.1\times 10^{-3}$	$1.0\times 10^{-3}$
hydrodynamic viscosity/( $\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\text{s}^{-1}$ )	$\mu$	$9.35\times 10^{-3}$	$2.702\times 10^{-2}$
temperature coefficient of surface tension/ ( $\text{N}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ )	$\sigma$	$7.55\times 10^{-6}$	$7.50\times 10^{-6}$

选取这两种硅油是因为在可以实现的温差下能获得较大的  $Ma$  数. 比如厚度为 3 mm 温差为  $10^\circ\text{C}$  的液层, 1 号硅油  $Ma_1 = 44733$ , 2 号硅油  $Ma_2 = 16845$ . 根据 Thess 等<sup>[10]</sup> 的计算结果, 当  $Ma = 40000$  时, Bénard-Marangoni 对流进入了湍流状态. 因此, 这使得我们能够在一次实验中观察 Bénard-Marangoni 对流由层流进入湍流的整个过程. 在实验中注入  $1\sim 3$  mm 的硅油, 1 号硅油的  $Bo$  数为  $0.14\sim 1.26$ , 2 号硅油的  $Bo$  数为  $0.15\sim 1.39$ . 这说明在

该实验中, 热毛细对流占主导. 厚度的测量采用的是测量体积的方法间接地确定液层的厚度.

粒子图像采集系统是由计算机、CCD、激光器、立方天地公司 PIV 软件等组成. CCD 的分辨率为  $640\text{ pixel}\times 480\text{ pixel}$ , 最高采样率达到  $200\text{ fp/s}$ . 由于粒子流速比较小, 实验中通常采用的采样率为  $16\text{ fp/s}$ . 采用  $10\mu\text{m}$  的镀银空心玻璃小球作为示踪粒子. 激光通过柱透镜形成水平片光, 照亮流场的一个水平截面. 通过 CCD 在液池正上方俯拍粒子图像. 最后将所得的图像叠加起来, 得到粒子迹线图, 用来观察水平截面的涡胞结构.

温度采集系统由计算机、HP34401A 型 6 位半数字万用表以及反接 T 型热电偶组成. 测温灵敏度可达  $\pm 0.01^\circ\text{C}$ , 采样率为  $13.65\text{ Hz}$ . 由于 Bénard-Marangoni 对流的温度振荡的特性会随着液层上下的温差变化而变化, 为了同时获得液层的温度振荡和温差信息, 将反接 T 型热电偶的一端放在液池底板, 另一端放在液层的表面, 测量液层的温差随着时间的变化. 因为热端的温度稳定性小于  $0.01^\circ\text{C}$ , 所以可以认为所测得温度的振荡完全是由于表面的温度振荡引起的.

## 2 实验结果和分析

### 2.1 Bénard-Marangoni 对流流场结构

环境温度为  $18^\circ\text{C}$ , 底端以  $0.2^\circ\text{C}/\text{min}$  的升温速率缓慢升高至  $70^\circ\text{C}$ . 通过粒子图像采集系统, 得到不同  $Ma$  数下的流场结构, 有助于认识 Bénard-Marangoni 对流结构及其转捩过程. 图 1 所示的是 1 号硅油 3 mm 液层的粒子迹线图.

由于液池的宽度有限, 壁面对流场结构的影响使得流动开始时便出现不规则的多边形结构 (如图 1(a)) 而不是六边形结构, 当  $Ma$  数升高到 9752 时, 向长方形结构转变 (如图 1(b)). 当  $Ma = 13554$  时 3 个长方形合并成正方形, 并出现了 3 个亚涡胞结构 (如图 1(c)). 这 3 个亚涡胞结构会随着  $Ma$  数继续增加进入非定常状态. 两侧的亚涡胞向中心亚涡胞移动, 并合并, 随后又有新的亚涡胞结构生成. 当  $Ma = 23261$  时, 纵向的两个涡胞合并, 形成单排涡列, 并仍具有非定常的亚结构. 当  $Ma = 48088$  时, 流场进入湍流, 涡胞生命周期短, 相互间作用强烈, 流动具有随机性.

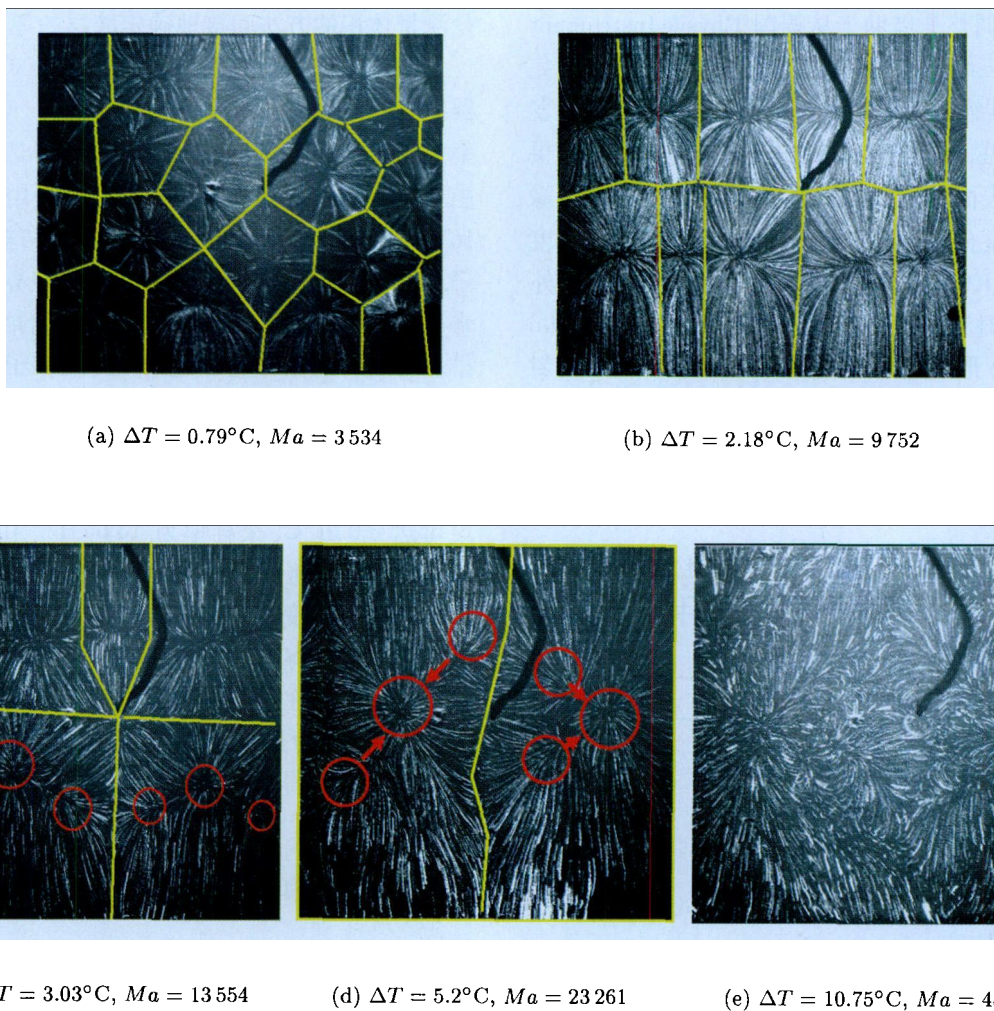


图 1 1 号硅油 3 mm 液层粒子迹线图

Fig.1 The particle trace graph of liquid layer of KF96-1 with 3 mm in depth

## 2.2 1 号硅油的温度测量

在采集粒子图像的同时,还测量了液层上下的温差.当温差超过某一临界值时,开始出现温度振荡现象.随着温差的升高,振荡经历了稳定的长周期振荡,不稳定振荡和稳定的短周期振荡.

图 2 给出的是 1 号硅油,厚 3 mm 液层的温差振荡结果.如图 2(a) 所示,当温差超过  $2.074^\circ\text{C}$  ( $Ma = 9278$ ),系统进入了振荡模式,FFT 分析得到该阶段的主频为 0.048 Hz.对比前面的流场结构,可知流场涡胞结构的形成早于温度振荡,液层的温度振荡对应四边形的流场结构.当温差继续升高到  $2.73^\circ\text{C}$  ( $Ma = 12212$ ),到达第 2 临界值,系统进入了不稳定振荡阶段,主频为 0.015 Hz.当温差超过  $7.04^\circ\text{C}$  ( $Ma = 31492$ ) 时,系统进入了稳定的短周期振荡阶

段.如图 2(c) 所示,短周期振荡的后期频率增加,振幅会衰减,最后消失.该阶段的振荡消失时主频为 0.220 Hz.从频谱分析的主频可以看出,第 1 阶段进入第 2 阶段,温度振荡的主频变低,当第 2 阶段进入第 3 阶段,温度振荡的主频变高.

为了更清晰地得到各个阶段频谱的演化,对整个的温度振荡过程进行时频分析.如图 3 所示,横轴代表频率,纵轴代表时间,颜色代表幅值.因为温差随时间线性增大,所以时间的增加也意味温差的增大.通过时频分析可以清楚地看到,在长周期振荡阶段,温度振荡随温差升高向低频方向发展.不稳定振荡阶段是一个低频振荡的阶段,没有固定的频率,主频约在 0~0.05 Hz 的区间内分布;短周期振荡有明显的 4 个倍频,振荡不断向高频发展,最终消失.

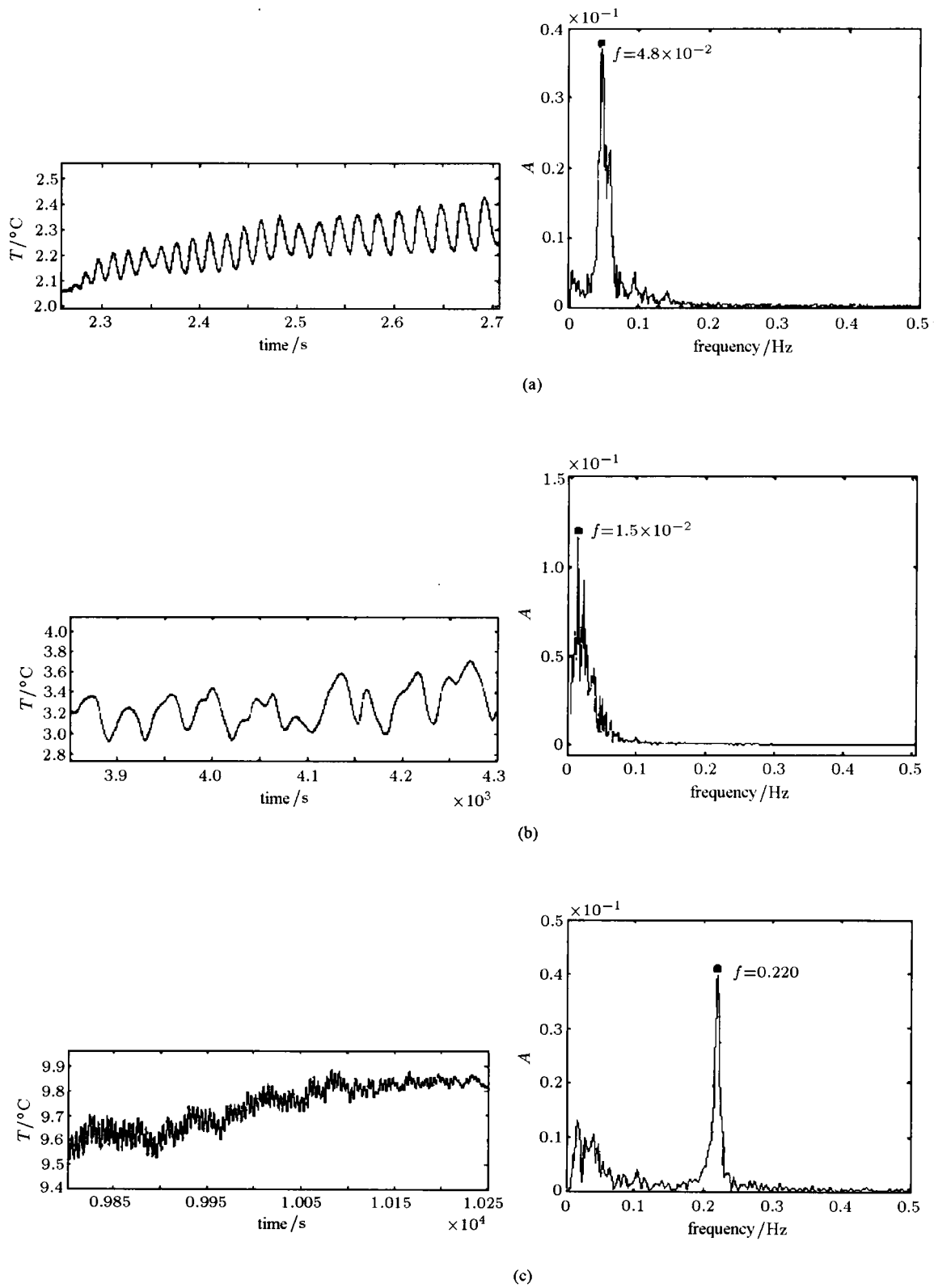


图 2 1 号硅油 3 阶段温度振荡及频谱分析

Fig.2 Three stages of temperature oscillation and spectrum analysis

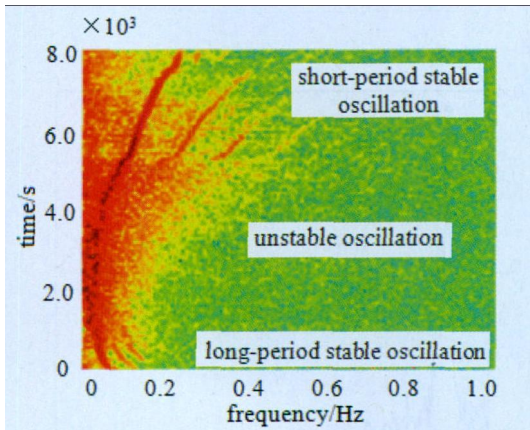


图 3 1 号硅油 3 mm 液层温度振荡的时间频谱图

Fig.3 The time spectrum graph of liquid layer of KF96-1 with 3 mm in depth

2.3 1,2 号硅油的温度振荡对比分析

对于 1 号硅油的 Bénard-Marangoni 对流而言, 在流动演变的过程中, 温度经历了稳定的长周期振荡, 不稳定振荡, 稳定的短周期振荡. 2 号硅油 Bénard-Marangoni 对流温度振荡特征与其表现出相同点, 也是当温差超过一定临界值时, 会出现温度的振荡现象. 图 4 是 2 号硅油 3 mm 液层开始出现温度振荡实验结果, 以及频谱分析结果.

对于 2 号硅油厚度为 3 mm 的液层, 温度起振的临界温差为 5.403°C ( $Ma=9101$ ). 表 2 和表 3 对比了这两种不同厚度硅油的起振临界温差和临界  $Ma$  数.

尽管不同硅油 Bénard-Marangoni 对流起振的临界温差不同, 但如果用无量纲参数表示就可以看到

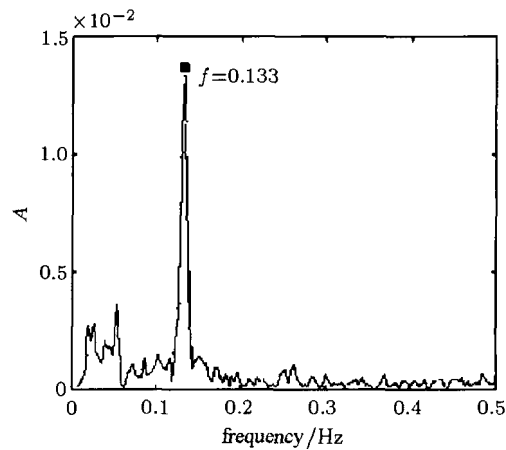
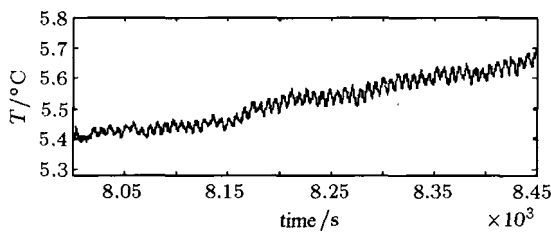


图 4 2 号硅油液层起振后温度振荡

Fig.4 The temperature oscillation and spectrum analysis of liquid layer of KF96-2

表 2 1, 2 号硅油起振临界温差

Table 2 The temperature onset of oscillation of KF96-1 and the KF96-2

	1.0 mm	1.5 mm	2.0 mm	2.5 mm	3.0 mm	3.5 mm
1cs	1.539°C	1.685°C	1.970°C	1.377°C	2.074°C	1.487°C
2cs	3.935°C	3.566°C	4.508°C	4.721°C	5.403°C	3.978°C

表 3 1, 2 号硅油起振临界  $Ma$  数

Table 3 The  $Ma$  onset of oscillation of KF96-1 and the KF96-2

	1.0 mm	1.5 mm	2.0 mm	2.5 mm	3.0 mm	3.5 mm
1cs	2295	3769	5875	5133	9278	7760
2cs	2210	3004	5063	6627	9102	7818

很强的规律性. 流体温度振荡起振的临界  $Ma$  数与硅油的物性参数无关. 临界  $Ma$  数和无量纲的厚度呈线性关系 (如图 5 所示).

$$\frac{Ma_c}{d/L} = 1.035 \times 10^5$$

其中,  $Ma_c$  为温度振荡临界  $Ma$  数,  $d$  为液池厚度,  $L$  为液池短轴 40 mm.

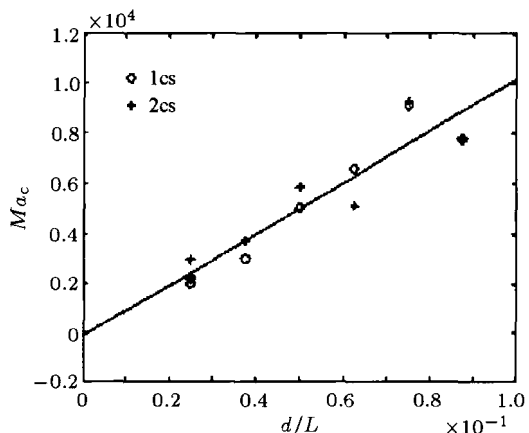


图 5 温度振荡临界  $Ma$  数与无量纲厚度的关系

Fig.5 The relationship between critical  $Ma$  of temperature oscillation and dimensionless depth

当升温使得  $Ma$  数超过临界值  $Ma_c$  时, 2 号硅油在能达到的温差范围内  $0\sim 10^\circ\text{C}$  没有出现 1 号硅油所经历的 3 个阶段, 而是一直表现稳定的规则振荡. 二者温度振荡具有不同规律. 这是因为 1 号硅油 ( $Pr = 16.16$ ) 和 2 号硅油 ( $Pr = 28.1$ ) 具有不同的物性参数.  $Pr$  数也是 Bénard-Marangoni 对流的一个非常重要的控制参数. 即使二者  $Ma$  数一样, 由于不

同的  $Pr$  数, 导致出现不同温度振荡规律. 直观的理解, 1 号硅油的黏性要比 2 号硅油的小, 更容易不稳定, 所以更容易出现不规则的振荡. 图 6 给出了 1,2 号硅油不同厚度下的时频图. 相同的实验介质, 不同液层厚度, 它们的时频图都具有共同的特征, 1 号硅油的温度振荡都出现了 3 个振荡的阶段, 2 号硅油起振后都向高频方向发展, 而且都有 4 倍频的现象.

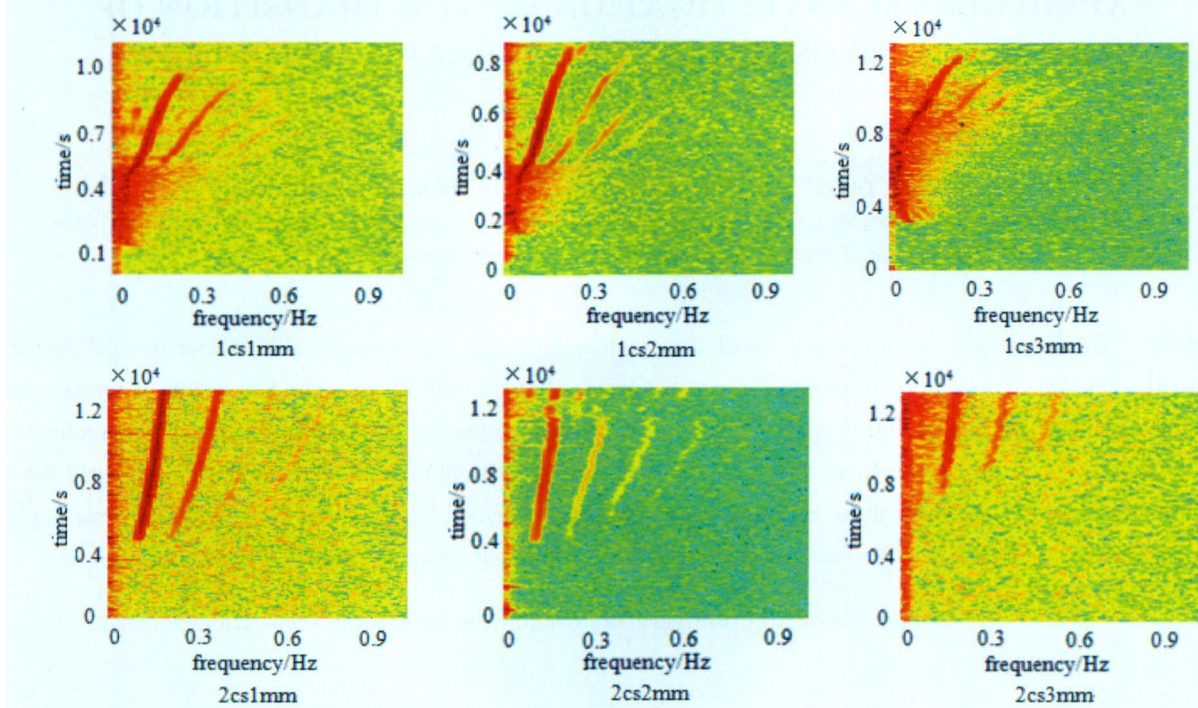


图 6 1,2 号硅油 1,2,3 mm 液层时频图

Fig.6 The time spectrum diagram of liquid layer of KF96-1 and -2 with different depths (1 mm, 2 mm and 3 mm)

### 3 结 论

本文着重研究了 Bénard-Marangoni 对流的温度振荡现象及其转捩过程. 得到了温度振荡起振的临界  $Ma$  数与无量纲厚度间的关系:  $Ma_c = 1.035 \times 10^5 \times (d/L)$ . 发现 1 号硅油出现温度振荡后会经历稳定的长周期振荡, 不稳定振荡, 稳定的短周期振荡 3 个阶段. 2 号硅油在目前能实现的  $Ma$  数范围内, 始终是稳定振荡且振荡频率随着  $Ma$  数增大而增大. 此外, 为了对 Bénard-Marangoni 有全面的认识, 用粒子迹线法对流场进行显示, 并观察到不规则多边形、长方形、正方形、单列长方形、湍流等结构的转变.

### 参 考 文 献

- 1 Bénard H. Les tourbillons cellulaires dans un nappe liquide. *Rev General Sci Pur Appl*, 1900. 1261-1271
- 2 Rayleigh L. On convection currents in a horizontal layer of fluid when the higher temperature is on the under side. *Philosophical Magazine*, 1916, 32: 529-546
- 3 Pearson JRA. On convection cells induced by surface tension. *Journal of Fluid Mechanics*, 1958, 4: 489-500
- 4 Nield DA. Surface tension and buoyancy effects in cellular convection. *J Fluid Mech*, 1964, 19: 341-352
- 5 Koschmieder EL, Biggerstaff MI. Onset of surface-tension-driven benard convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 1986, 167: 49-64
- 6 Nitschke K, Thess A. Secondary instability in surface-tension-driven Benard convection. *Physical Review E*, 1995, 52: 5772-5775
- 7 Rednikov AYe, Colinet P, Velarde MG, et al. Rayleigh-Marangoni oscillatory instability in a horizontal liquid layer heated from above: coupling and mode-mixing of internal and surface dilational waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 2000, 405: 57-77
- 8 Gershuni GZ, Zhukhovitskii EM. Monotonic and oscillatory instabilities of a two-layer system of immiscible liquids heated from below. *Sov Phys Dokl*, 1982, 27: 531-538
- 9 Mancini H, Maza D. Bénard-Marangoni thermal oscillations.

tors: an experimental study. *Physical Review E*, 1997, 55: 2757-2768

tion: results of two-dimensional simulations. *Physical Review Letters*, 1999, 399: 251-27

10 Boeck T, Thess A. Turbulent Bénard-Marangoni convec-

CNKI 优先出版编码: lxxb2011-149-20110916

(责任编辑: 周冬冬)

## EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF THE TRANSITION OF TEMPERATURE OSCILLATION IN BÉNARD-MARANGONI CONVECTION<sup>1)</sup>

Wu Di\* Zhang Yang<sup>†</sup> Duan Li\* Hu Liang\* Li Yongqiang<sup>†</sup> Kang Qi\*<sup>2)</sup>

\*(*The National Microgravity Laboratory, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

<sup>†</sup>(*The College of Science, Northeastern University, Shenyang 110004, China*)

**Abstract** In this paper, temperature oscillation is found in the experiment. The experimental research focus on the critical  $Ma$  number of onset of temperature oscillation, and discuss the transition of temperature oscillation as the  $Ma$  increase. The experiment result shows that onset of temperature oscillation in silicon oil with different physical properties meet the same law. The super critical temperature oscillation shows different transition routes in the different fluid, but the same route is performed in the same fluid with different depths. Besides, convection pattern and its transition are studied by particle trace method.

**Key words** Bénard-Marangoni convection, temperature oscillation, transition, convection pattern

Received 31 May 2011, revised 31 August 2011.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (11032011, 10972224) and the Knowledge Innovation Program of Chinese Academy of Sciences (KJ CX2-YW-L08).

2) E-mail: kq@imech.ac.cn