

两层液体 Bénard-Marangoni 对流的实验研究¹⁾

李陆军 段 俐 胡 良 康 琦²⁾

(中国科学院微重力重点实验室, 中国科学院力学研究所, 北京 100190)

摘要 采用粒子图像测速技术 (PIV) 对两层液体 Bénard-Marangoni 对流进行了实验研究. 研究了各种不同厚度比下的临界对流模式, 同时研究了在温差变大时向超临界对流模式转化过程. 实验结果表明, 界面张力对各种对流模式的形成和转变具有重要的作用.

关键词 两层流体, Bénard-Marangoni, 对流模式, PIV, 界面张力

中图分类号: O351.2 文献标识码: A 文章编号: 0459-1879(2009)03-0329-08

引 言

对带有自由面的水平液体体系从底部均匀加热, 当上下温差达到某一临界值后, 在液体中会产生对流涡胞; 近一个世纪, 这类现象被广泛的研究^[1~5]. 当液体厚度较大时 (大于 10 mm), 驱动力来自浮力, 这种对流叫浮力对流或者叫 Rayleigh-Bénard 对流; 当液体厚度非常小 (小于 1 mm) 时或者在微重力环境中, 驱动力来自表面张力, 这种对流叫表面张力对流或者叫 Marangoni 对流; 当液体厚度为中间值时 (几个毫米), 对流由表面张力和浮力共同引起, 这种对流叫 Bénard-Marangoni 对流. 浮力效应和表面张力效应分别用 Rayleigh 数和 Marangoni 数来表征, 两效应的比可以用 Bond 数来表征. 3 个参数定义如下

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

其中 ρ , κ , α , μ , σ , h , ΔT 分别表示密度、热扩散系数、热膨胀系数、动力黏性系数、界面张力温度系数、液体厚度、液体上下温差.

过去几十年, 互不相溶的两层或多层液体体系成为了很多理论和实验研究的主要对象, 其主要原因有以下两个: 一是在两层流体体系中, 由于上下层对流的耦合作用, 在临界点上存在 Hopf 分叉, 使得

两层模型成为非线性理论研究的理想模型; 二是两层流体模型被应用于地壳运动的研究^[6,7] 和空间晶体生长^[8] 等领域. 关于两层流体中 Rayleigh-Bénard 对流的研究表明, 存在 3 种临界对流模式: 上下层对应涡胞旋转方向相反时称为机械耦合对流; 上下层涡胞的旋转方向相同时为热耦合对流; 两种情况都存在的为振荡模式^[9~13]. 为了更好地理解两层流体 Rayleigh-Bénard 对流模式发生的机理, 引入当地 Rayleigh 数以及它们的比值等概念, 其定义为

$$Ra_i = \frac{\alpha_i g \rho_i h_i^3 \Delta T_i}{\mu_i \kappa_i}, \quad Ma_i = \frac{\sigma h_i \Delta T_i}{\mu_i \kappa_i}$$
$$Ra_r = \frac{Ra_2}{Ra_1} = \frac{\alpha_2 h_2^3 \Delta T_2 \nu_1 \kappa_1}{\alpha_1 h_1^3 \Delta T_1 \nu_2 \kappa_2}, \quad h_r = \frac{h_2}{h_1}$$

下标 $i = 1$ 表示下层液体, $i = 2$ 表示上层液体, ν 是运动黏性系数. 当 $Ra_r \approx 1$ 时, 振荡模式最有可能出现^[14,15]; 当 $Ra_r < 1$ 时, 下层为主动层, 上层为被动层; 反之, 下层为被动层, 上层为主动层. Renardy^[10] 和 Degen^[12] 的研究表面, 对流模式和厚度比有着密切的关系. 对于厚度比有多种定义, 本文采用上层厚度 h_2 和下层厚度 h_1 的比值为厚度比 h_r .

尽管两层流体被广泛的研究, 但是研究对象绝大部分是两层流体的 Rayleigh-Bénard 对流体系^[14,15]; 而在两层液体 Rayleigh-Bénard 对流体系中被忽略的界面张力, 在两层液体 Bénard-Marangoni 对流体系中发挥着重要的作用, 使得其对流模式发生机理完

2008-01-16 收到第 1 稿, 2008-10-27 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金项目 (10672171, 10432060) 和中国科学院知识创新方向性项目 (KJCX2-YW-L08) 资助.

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

全不同于前者. 界面张力增大下层浮力对流抑制上层浮力对流. 界面张力作用效果用当地 Bond 数来表征 ($Bo_i = Ra_i/Ma_i$). Nepomnyashchy^[16,17] 采用非线性方法研究了两种流体中浮力和界面张力相互的作用效果, 指出浮力抑制振荡对流, 纯浮力对流向纯 Marangoni 对流过渡时, 波数减小 (只能针对下层是主动层的情况). Wayne^[18] 利用阴影法研究了由 FC75 和水组成的两层体系中的 Bénard-Marangoni 对流, 临界附近观测到俯视方向的四边形图案, 在较高的温度下转变为卷轴形. Annel^[19] 也采用阴影法研究了两种流体中的 Bénard-Marangoni 对流, 发现四边形, 六边形等多种图案, 其观测结果和单层的 Bénard-Marangoni 对流类似. 而采用阴影法从俯视方向对两种流体进行可视化, 有一个技术难点. 因为当光通过两种流体时, 由于界面变形和温度分布而产生明暗相间的图案, 这是上下层共同产生的效果, 并不能准确地反映每一层中的温度分布, 尤其是当上下层对流为强度相当的机械耦合, 只能定性地反映对流强度较大层的温度分布. 在 Wayne^[18] 和 Annel^[19] 的实验中, 都是下层对流强度远强于上层对流, 这也是观测结果和单层类似的原因.

本文研究了 FC-70 和 10# 硅油组成的两层液体体系中的 Bénard-Marangoni 对流. 采用 PIV 技术, 从侧向对流场可视化, 得到了垂直中心面的高分辨率速度场. 实验结果表明, 在不同厚度比的条件下, 液体内部的对流呈现更多的模式; 分析不同的对流模式, 得出其发生的机理和两层流体中的 Rayleigh-Bénard 对流完全不同.

1 实验模型和测量技术

本实验采用矩形液池, 底部尺寸为 $100\text{ mm} \times 40\text{ mm}$. 为了实现侧向的定量观测, 容器的侧壁采用 10 mm 厚的透明 K9 光学玻璃. 图 1 是实验装置示意图. 液池上盖是一个由光学玻璃做成的空心腔, 并带有螺旋测微杆改造成的 3 只脚, 用来调平上盖以及控制上下板表面间的高度. 上盖腔体内部是循环的恒温水, 循环恒温水由 HS-6 标准恒温水槽产生. 上层液体的低温由循环恒温水控制, 其温度由欧陆表 3216 测出; 结果表明该温度的稳定性在 $\pm 0.02^\circ\text{C}$ 以内. 底板最上层是黄铜做成的铜板, 平面度优于 $5\mu\text{m}$. 底板中间加入工程塑料 (相对金属材料的导热性极差), 起热镇流作用. 加热由粘在底层铝板下表面的电热膜完成, 最大加热功率可达 150 W . 加热电流由温控表采用 PID 方法来控制. 在实验过程中, 温

控表采用设定点控制法, 控制底部温度缓慢升高; 同时根据同步测的速度场调整升温步长, 尽量使下一个设定点接近临界点; 当温差达到临界点后 (设定点), 底部温度保持一段时间不变, 此时温度的稳定性在 $\pm 0.02^\circ\text{C}$. 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 $\pm 0.01\text{ mm}$ 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°C 时, 除模型边缘外, 平板温度分布不均匀性低于 0.2°C .

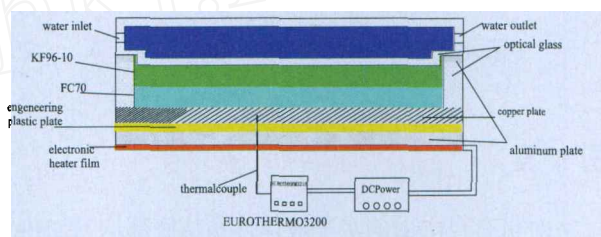


图 1 实验装置示意图

Fig.1 The schematic diagram of experiment apparatus

本次实验, 选用 FC-70 做为下层液体, 10# 硅油做为上层液体. FC70 是一种电子氟化液, 由 3M 公司制造; 10# 硅油由日本的 Shin-Etsu Chemical Co.,Ltd 公司制造. 两种液体互不相溶, 且均透明无毒. 两种液体的密度相差很大 (相对于热膨胀引起的密度变化), 所以由界面变形导致的不稳定性被忽略. 由这两种液体组成的界面其张力随温度的升高而减小, 其界面张力温度系数 σ 是 $-4.46 \times 10^{-5} \text{ Nm}^{-1} \text{ K}^{-1}$. 表 1 是两种流体与本实验相关的热物性参数值. 直径为 $10\mu\text{m}$ 的镀银真空玻璃球为示踪粒子, 在实验开始前被均匀分散在 FC70 和 10# 硅油中. 由于不同液体和液池壁面的接触角不一样, 使得壁面处液液界面不是平面, 也就是相关文献中提到的半月板现象^[12]. Géoris^[20] 等采用在界面处插入劈尖来降低实验影响, 但是这样仍使得界面附近约为 1 mm 厚度模糊不清楚, 从而不能观测界面附近的实验现象; 本次实验采用对壁面进行相关处理以使两种液体和壁面的接触角接近, 从而大大的降低半月板效应, 这也为观测界面附近现象提供了可能.

实验中采用粒子图像测速技术 (PIV) 对流场进行测量. 激光器产生的绿色片光照亮液池的垂直中心面; CCD 记录该面中心区域的粒子图像. 上下层各自厚度可以从粒子图中得到. 所用的 CCD 最大能

表 1 FC70 和 KF96-10 流体物性参数表

Table 1 Physical properties of the FC70 and the KF96-10

Name (units)	KF96-10	FC70
density (kg/m ³) ρ	935	1.93×10^3
thermal conductivity (W/mK) χ	0.134	6.9×10^{-2}
thermal diffusivity (m ² /s) κ	9.5×10^{-8}	3.48×10^{-8}
thermal expansion (K ⁻¹) α	1.1×10^{-3}	1.0×10^{-3}
hydrodynamic viscosity (kg/ms) μ	9.35×10^{-3}	2.702×10^{-2}
kinematic viscosity (m ² /s) ν	1×10^{-5}	1.4×10^{-5}

够获取 $2048 \times 2048 \times 12\text{bit}$ 的图像，激光器采用双腔 YAG 激光器 (120mJ@532nm, $15 \times 2\text{Hz}$)。利用系统配套的 FlowManager 图像处理软件，可以实时进行粒子图像的采集和处理。粒子图像采用互相关自适应法处理得到流场的速度矢量分布图。

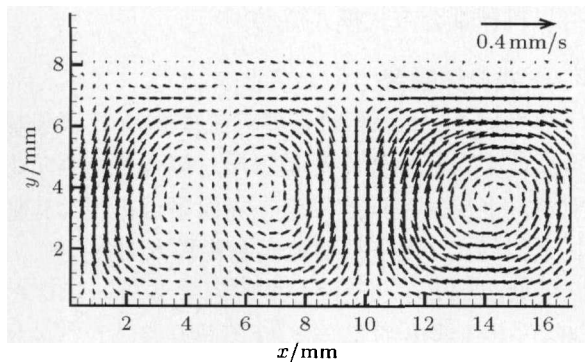
2 实验结果及分析

实验中，上下层总厚度 h 保持不变，为 8.56 mm。本文不仅研究了在不同厚度比 h_r 下的临界对流模式，而且进一步研究了各种对流模式的超临界对流；详细描述了由临界附近的对流向超临界对流的转变过程。为了详细地描述实验现象，引入无量纲波数： $W = \pi h_1 / l$ ， l 为下层涡胞的平均宽度。

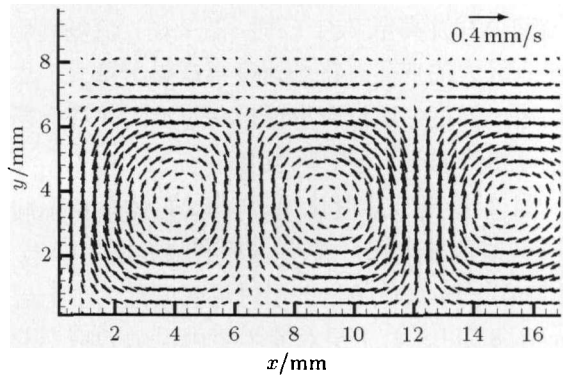
2.1 I 类机械耦合

当厚度比 $h_r < 1$ 时，临界对流模式为 I 类机械耦合。此类对流的主要特征是上层对流强度远远小于下层对流强度（速度大小不在一个量级），上层近似静止；尽管上层对流强度很小，但是上下层对应涡胞的旋转方向相反。下面分析 I 类机械耦合对流在温差变大时，对流模式的转变过程。

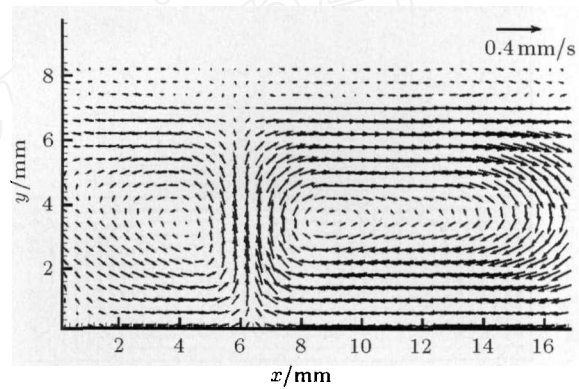
图 2(a) 给出了 h_r 为 0.25，温差 ΔT 为 0.80°C 时的速度场。由于 $Ra_r \approx 0$ ，下层对流强度远大于上层； $Bo_1 = 14.2$ ，所以下层对流以浮力对流为主。下



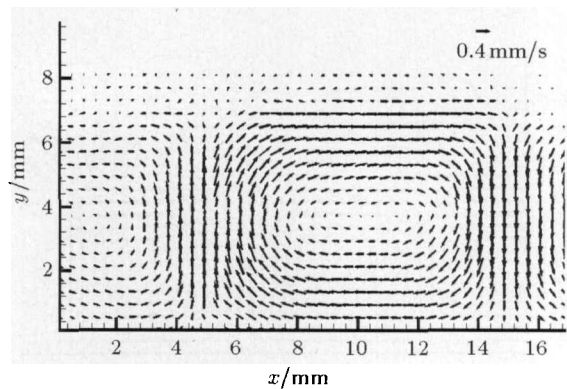
(a) $\Delta T_1 = 0.80^\circ\text{C} = \Delta T_c$



(b) $\Delta T_2 = 2.37^\circ\text{C} > \Delta T_c$



(c) $\Delta T_3 = 4.37^\circ\text{C} > \Delta T_2$



(d) $\Delta T_4 = 7.31^\circ\text{C} > \Delta T_3$

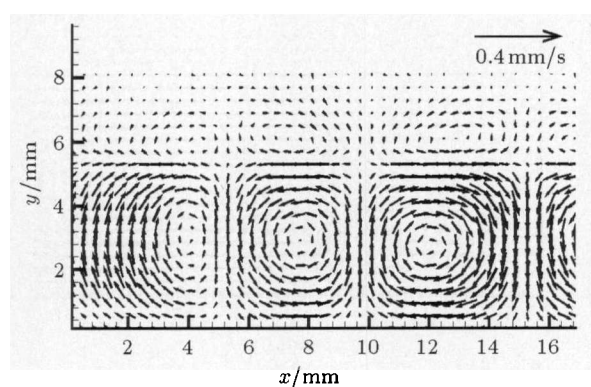
图 2 $h = 8.56\text{ mm}$, $h_r = 0.25$ 时速度场随温差的变化，实验测的临界温差 $\Delta T_c = 0.8^\circ\text{C}$

Fig.2 The evolution of the velocity field with the temperature difference ΔT , the critical temperature difference $\Delta T_c = 0.8^\circ\text{C}$ as $h = 8.56\text{ mm}$ and $h_r = 0.25$

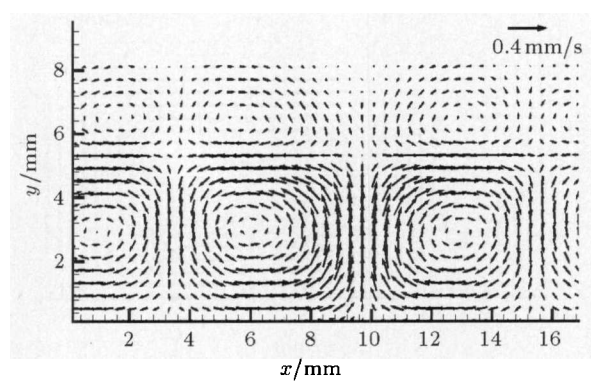
层对流涡胞的平均宽度约为 5.6 mm，波数 $W = 3.8$ 。在黏性力的作用下，非常弱的对流在上层产生；上层涡胞水平尺寸和下层的基本相等。当温差 ΔT 增加到 2.37°C 时 (图 2(b))，波数没有明显增加，但是流场的速度明显增大。当温差 ΔT 继续增加至 4.37°C 时 (图 2(c))，涡胞的波数减小到初始的一半 ($W = 1.9$)。

当温差 ΔT 升高至 7.31°C 时 (图 2(d)), 流场涡胞波数没有较大的变化, 流场速度再次显著增大. 尽管继续增大温度, 但没有出现振荡对流, 并且上层对流强度始终弱于下层对流强度.

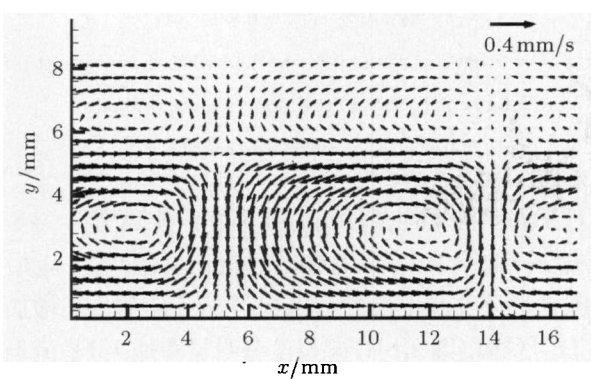
图 3 给出了厚度比 $h_r = 0.61$ 体系在不同温差 ΔT 时的速度场. 温差 ΔT 在临界温差 ΔT_c 时 (图 3(a)), $Ra_r = 0.04$, 下层对流强度远大于上层. $Bo_1 = 8.59 \gg 1$ 下层对流主要由浮力效应引起; 涡胞的宽度约为 5.1mm , 波数 W 为 3.3 ; 上下层涡胞在水平尺度上基本相等. 当温差升高到 3.22°C (图 3(b)), 流场的速度增大, 上层对流明显增强; 下层涡



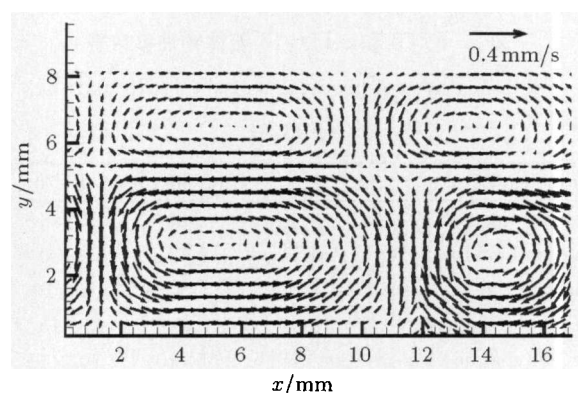
(a) $\Delta T_1 = 1.55^\circ\text{C} = \Delta T_c$



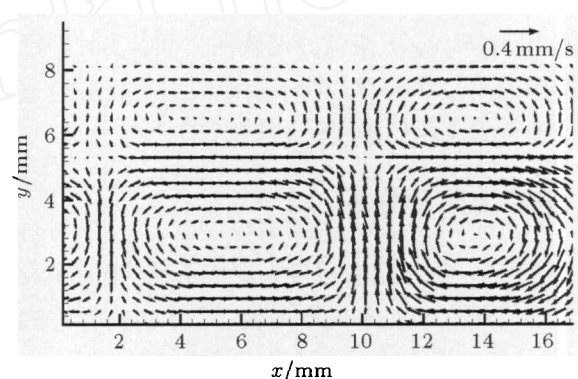
(b) $\Delta T_2 = 3.22^\circ\text{C} > \Delta T_c$



(c) $\Delta T_3 = 4.01^\circ\text{C} > \Delta T_2$



(d) $\Delta T_4 = 5.38^\circ\text{C} > \Delta T_3$



(e) $\Delta T_5 = 6.02^\circ\text{C} > \Delta T_4$

图 3 $h = 8.56\text{mm}$, $h_r = 0.61$ 时速度场随温差的变化; 实验测得临界温差 $\Delta T_c = 1.55^\circ\text{C}$

Fig.3 The evolution of the velocity field with the temperature difference ΔT ; the critical temperature difference

$$\Delta T_c = 1.55^\circ\text{C} \text{ as } h = 8.56\text{mm} \text{ and } h_r = 0.61$$

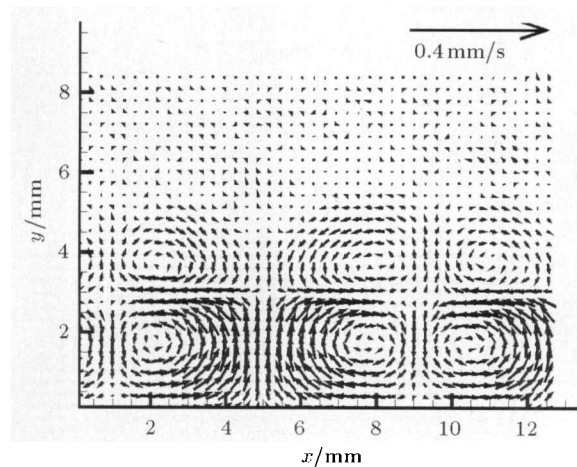
胞的宽度约为 5.6mm , 波数 W 减小到 3.0 . 当温差继续增大时, 速度没有显著增大 (图 3(c)); 但是涡胞的宽度有较大变化, 波数 W 相应地减小到 2.0 ; 之后当温差进一步增大时, 速度大小和波数都没有很大变化 (图 3(d)~3(e)). 在这一厚度比下, 尽管温差 ΔT 升高到了 6.02°C , 但是没有发现振荡对流现象, 始终以机械耦合方式模式流动.

2.2 II 类机械耦合

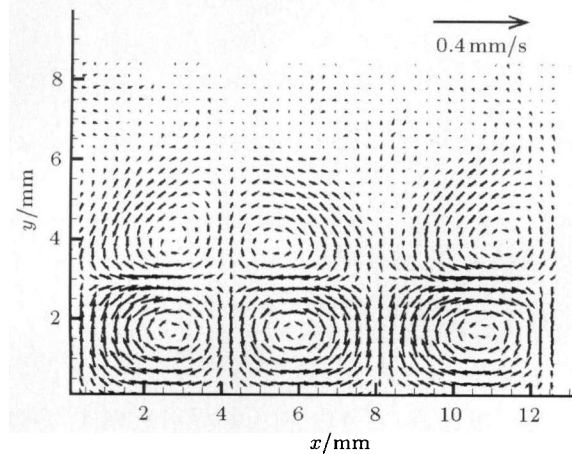
厚度比 $h_r = 1.90$ 时临界对流模式是 II 类机械耦合; 此类对流主要特征是下层对流强度略强于上层对流, 上层对流涡胞仅仅在界面附近出现, 其他区域近似静止, 上下层对流涡胞旋转方向相反.

实验得到 $h_r = 1.90$ 时, 临界温差 $\Delta T_c = 3.02^\circ\text{C}$. 图 4(a)~4(e) 给出了 $h_r = 1.90$ 不同温差 ΔT 下的速度场. 虽然 $Ra_r = 3.87 > 1$, 但是当温差 ΔT 在临界附近时, 由于界面张力效应, 下层对流强度仍然大于

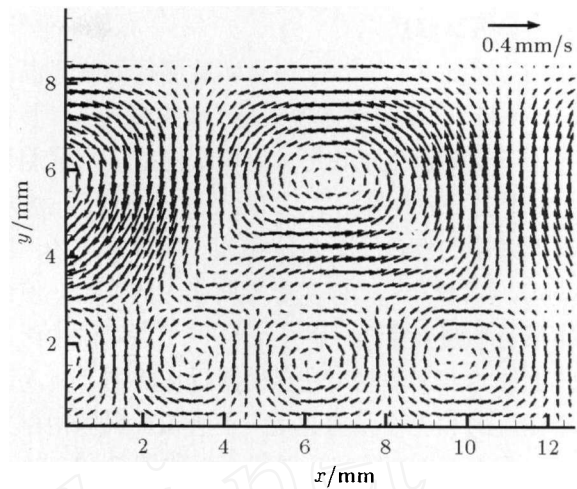
上层(图 4(a)). $Bo_1 = 2.63 \approx 1$, 下层对流由界面张力和浮力共同驱动; 下层涡胞的平均宽度为 3.8 mm, 波数 $W = 2.43$, 和 Wayne^[18] 实验观测值一样. 上层较弱的对流是由界面上的黏性力和界面张力克服浮力引起, 并只在界面附近产生外形为梯形或者五边形的涡胞, 水平尺度和下层涡胞一致, 高度约为 2 mm; 除涡胞以外的区域的速度都非常小, 可以近似静止. 当温差 ΔT 增至 3.72°C 时(图 4(b)), 流场的速度显著增大, 上层涡胞在高度上增加; 但是整个流场的结构没明显的变化, 下层涡胞的宽度约为 4.1 mm, 波数为 2.25. 当温差 ΔT 再小幅度增加到 3.95°C 时, 流场出现了 II 类振荡对流(图 4(c)); 上层涡胞在尺度上变大, 涡胞的高度与该液层厚度相同, 涡胞的中心基本落在上层中间高度; 上下层涡胞在横向尺寸上相差较大, 上下层对流强度几乎一样. 该结果表明振荡对流是由上下层强度接近的对流相互竞争引起; 正是由于这种竞争, 导致在所有参数保持不变的条件下, 流场处于随时间不断变化之中(图 4(d)~4(e)).



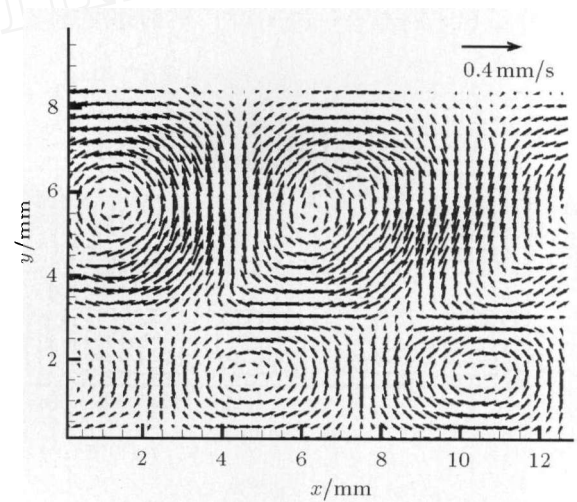
(a) $\Delta T_1 = 3.15^\circ\text{C} = \Delta T_c$



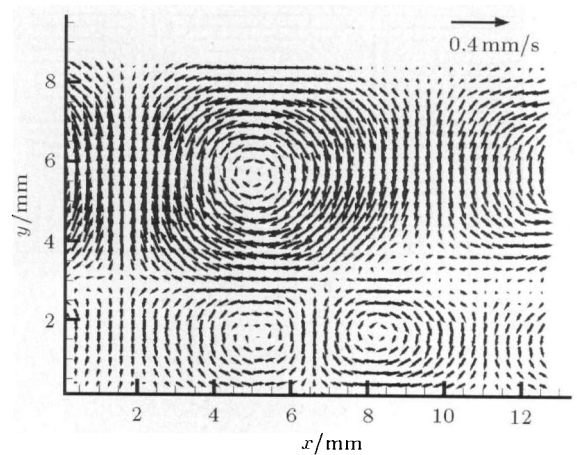
(b) $\Delta T_2 = 3.72^\circ\text{C} > \Delta T_c$



(c) $\Delta T_3 = 3.95^\circ\text{C} > \Delta T_2$



(d) $\Delta T_4 = 4.03^\circ\text{C} = \Delta T_3$



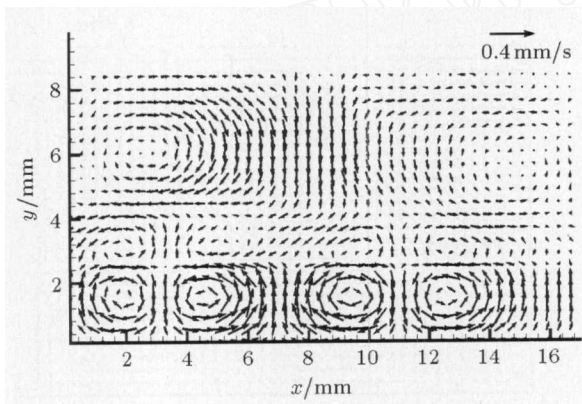
(e) $\Delta T_5 = 4.03^\circ\text{C} = \Delta T_4$

图 4 $h = 8.56 \text{ mm}$, $h_r = 1.90$ 时速度场随温差的变化; 测得临界温差为 $\Delta T_c = 3.15^\circ\text{C}$

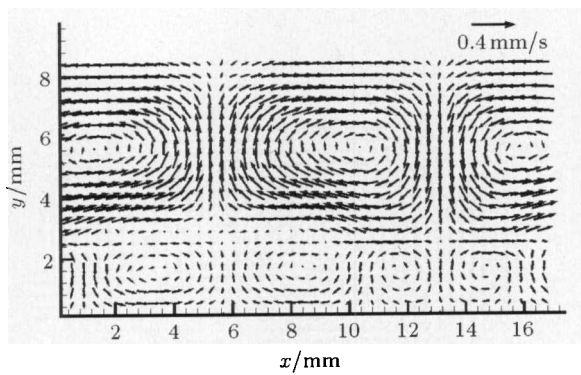
Fig.4 The evolution of the velocity field with the temperature difference ΔT ; the critical temperature difference $\Delta T_c = 3.15^\circ\text{C}$ as $h = 8.56 \text{ mm}$ and $h_r = 1.90$

2.3 I 类振荡模式

当厚度比 $h_r = 2.34$ 时, 实验测得的临界温差 $\Delta T_c = 4.11^\circ\text{C}$, 临界对流模式是 I 类振荡模式; 其特征是上下层对流强度相等, 流场结构是 3 层涡胞形式, 由于上下层对流竞争, 当温差保持不变时, 流场随时间急剧的变化. 图 5(a) 给出了临界速度场, 尽管 $Ra_r = 8.88 \gg 1$, 但由于界面张力的作用, 使得上下层流场强度接近; $Bo_1 = 1.99$, 下层对流由浮力和界面张力共同驱动. 在界面附近上层的对流涡胞由于黏性力和界面张力驱动; 上层顶部涡胞由浮力驱动, 其水平方向的尺度是界面涡胞的 2 倍. 这种 3 层结构的对流模式非常的不稳定, 当温差略增大时, 将会出现下面将要讲到的 II 类振荡对流模式, 图 5(b) 给出了温差 ΔT 为 4.50°C 时的速度场.



(a) $\Delta T_1 = 4.11^\circ\text{C} = \Delta T_c$



(b) $\Delta T_2 = 4.50^\circ\text{C} > \Delta T_1$

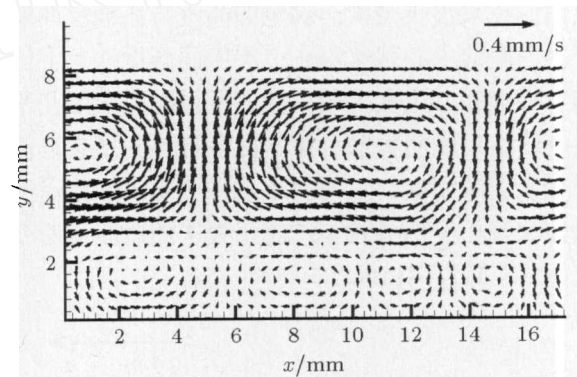
图 5 $h = 8.56 \text{ mm}$, $h_r = 2.34$ 时速度场随温差的变化; 测得临界温差 $\Delta T_c = 4.11^\circ\text{C}$

Fig.5 The evolution of the velocity field with the temperature difference ΔT ; the critical temperature difference $\Delta T_c = 4.11^\circ\text{C}$ as $h = 8.56 \text{ mm}$ and $h_r = 2.34$

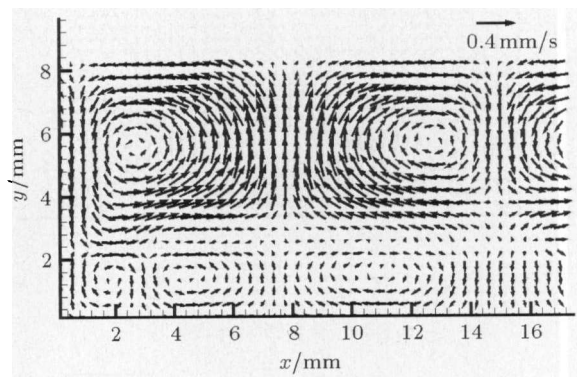
2.4 II 类振荡模式

当厚度比 $h_r = 2.64$ 时, 临界对流模式是 II 类振荡对流; 其主要特征是下层对流强度弱于上层,

下层涡胞的宽度变化范围大. 图 6(a) 给出了临界速度场. $Ra_r = 14.4 \gg 1$, 但是在界面张力的作用下, 下层对流强度略弱于上层; $Bo_1 = 1.67$, 下层对流由界面张力和浮力共同启动; 下层对流涡胞宽度大小不均匀, 大的约为 5 mm , 小的约为 2 mm ; 波数 $3.75 > W > 1.5$. $Bo_2 = 8.72$, 上层以浮力对流为主; 对流涡胞的高度和上层液层厚度接近. 界面上下的速度方向, 有的地方相同, 有的地方相反; 根据相关文献^[11] 这一特征定义为振荡模式. 当温差 ΔT 升高时 (图 6(b)), 流场结构特性没有较大的变化; 下层对流涡胞尺度变化较大, 且横向尺度远小于上层的涡胞.



(a) $\Delta T_1 = 4.33^\circ\text{C} = \Delta T_c$



(b) $\Delta T_2 = 6.31^\circ\text{C} > \Delta T_1$

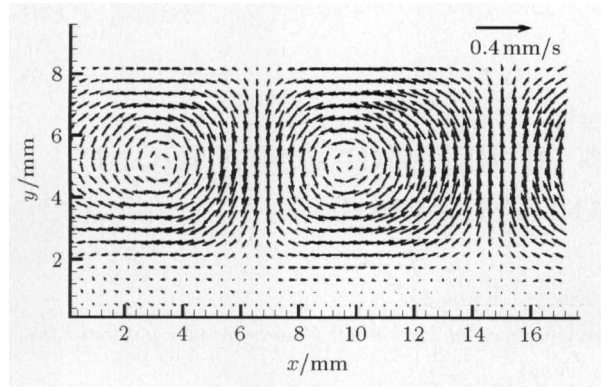
图 6 $h = 8.56 \text{ mm}$, $h_r = 2.64$ 时速度场随温差的变化, 测得临界温差 $\Delta T_c = 4.33^\circ\text{C}$

Fig.6 The evolution of the velocity field with the temperature difference ΔT ; the critical temperature difference $\Delta T_c = 4.33^\circ\text{C}$ as $h = 8.56 \text{ mm}$ and $h_r = 2.64$

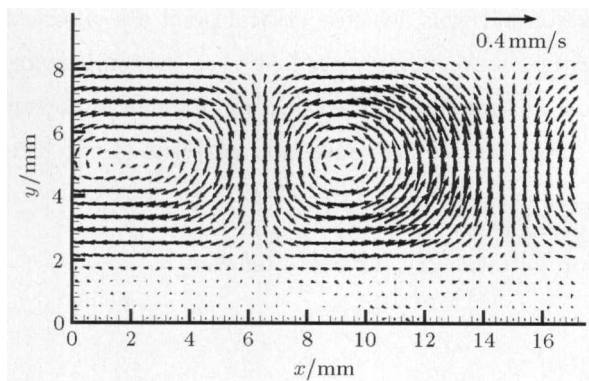
2.5 热耦合

当厚度比 $h_r = 4.01$ 时, 临界对流模式为热耦合; 其特征是下层对流强度远小于上层对流强度. 图 7(a) 给出了临界速度场; $Ra_r = 20.1 \gg 1$, 上层

对流强度远远大于下层对流; $Bo_2 = 10.6$, 上层以浮力对流为主. 下层没有流动的原因是因为上层的黏性力不能克服界面张力带动下层流动; 同时界面张力和浮力也不能克服黏性力和热传导效应, 引起对流. 尽管下层近似静止, 但是根据理论研究表明, 此时下层涡胞的旋转方向和上层相同. 当温差 ΔT 增加时, 流场结构基本不变 (图 7(b)). 在液体覆盖晶体生长技术中^[8], 就是要利用覆盖层来抑制被覆盖层的对流, 所以这一类对流满足这一要求.



(a) $\Delta T_1 = 2.97^\circ\text{C} = \Delta T_c$



(b) $\Delta T_2 = 3.46^\circ\text{C} > \Delta T_1$

图 7 $h = 8.56 \text{ mm}$, $h_r = 4.01$ 时速度场随温差的变化; 测得临界温差 $\Delta T_c = 2.97^\circ\text{C}$

Fig.7 The evolution of the velocity field with the temperature difference ΔT ; the critical temperature difference

$\Delta T_c = 2.97^\circ\text{C}$ as $h = 8.56 \text{ mm}$ and $h_r = 4.01$

3 结 论

当厚度比 $h_r < 1$ 时, 临界对流模式为 I 类机械耦合; 当温差 ΔT 增大时, 波数减小, 流场速度增大; 但是对流模式始终是机械耦合, 没有向振荡对流模式转变.

当 $h_r = 1.90$ 时, 临界对流模式为 II 类机械耦合; 当温差 ΔT 增大时, 流场首先是速度变大, 界

面附近的上层对流涡胞高度变大; 当温差 ΔT 进一步增大时, 流场对流模式转变为 II 类振荡对流.

当 $h_r = 2.34$ 时, 临界对流模式为 I 类振荡对流; 当温差 ΔT 稍微增大时, 对流模式也转变为 II 类振荡对流. 当 $h_r = 2.64$ 时, 临界对流模式为 II 类振荡对流; 当温差 ΔT 增大时, 对流模式没有发生改变.

当 $h_r = 4.01$ 时, 临界对流模式为热耦合; 当温差 ΔT 增大时, 对流模式依然是热耦合, 下层还是基本保持静止.

参 考 文 献

- 1 Bénard H. Les tourbillons cellulaires dans un nappe liquide. *Rev General Sci Pur Appl*, 1900. 1261~1271
- 2 Nield DA. Surface tension and buoyancy effects in cellular convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 1964, 19: 341~352
- 3 Pearson JRA. On convection cells induced by surface tension. *Journal of Fluid Mechanics*, 1958, 4: 489~500
- 4 Block MJ. Surface tension as the cause of Bénard cells and surface deformation in a liquid film. *Nature*, 1956, 178: 650~651
- 5 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
- 6 Cserepes L, Rabinowicz M. Gravity and convection in a two-layer mantle. *Earth and Planetary Science Letters*, 1985, 76: 193~207
- 7 Richter FM, Johnson CE. Stability of a chemically layered mantle. *J Geophys*, 1974, 79: 1635~1639
- 8 Balocela E. Liquid encapsulated float zone method for microgravity production of gallium arsenite. AIAA (87-0390), 1987
- 9 Rasenat S. A theoretical and experimental study of double-layer convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 1989, 199: 519~540
- 10 Renardy YY. Pattern formation for oscillatory bulk-mode competition in a two-layer Benard problem. *Zeitschrift fur Angewandte Mathematik und Physik*, 1996, 47(4): 567~590
- 11 Colinet P, Legros JC. On the hopf bifurcation occurring in the two-layer Rayleigh-Benard convective instability. *Phys Fluids*, 1994, 6: 2631~2639
- 12 Degen M, Cochoas PW. Time-dependent patterns in the two-layer Rayleigh-Benard system. *Physical Review E*, 1998, 57(6): 6647
- 13 Prakash A, Yasuda K. Flow coupling mechanisms in two-layer Rayleigh-Benard convection. *Experiments in Fluids*, 1997, 23(3): 252~261
- 14 Renardy YY, Renardy M, Fujimura K. Takens-Bogdanov bifurcation on the hexagonal lattice for double-layer convection. *Physica D*, 1999, 129 (3-4): 171 ~202

- 15 Renardy YY, Stoltz CG. Time-dependent pattern formation for convection in two layers of immiscible liquids. *International Journal of Multiphase Flow*, 2000, 26(11): 1875~1889
- 16 Nepomnyashchy AA, Simanovskii IB. Influence of buoyancy on thermocapillary oscillations in a two-layer system. *Physical Review E*, 2003, 68(2): 026301
- 17 Nepomnyashchy AA, Simanovskii IB. Influence of thermocapillary effect and interfacial heat release on convective oscillations in a two-layer system. *Physics of Fluids*, 2004, 16(4): 1127~1139
- 18 Wayne AT, Molteno T. Bénard-Marangoni convection in two Layered liquids. *Phy Rev Letters*, 2000, 80(16): 3590~3593
- 19 Anne J, Burgess JM. Surface tension-driven convection patterns in two liquid layers. *Phys D*, 2000, 143(1-4): 169 ~ 186
- 20 Géoris P, Legros JC. Investigation of thermocapillary convection in a three-liquid-layer system. *Journal of Fluid Mechanics*, 1999, 389: 209~228

(责任编辑: 刘俊丽)

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF BÉNARD-MARANGONI CONVECTION OF TWO-LAYER FLUID¹⁾

Li Lujun Duan Li Hu Liang Kang Qi²⁾

(Key Laboratory of Microgravity (National Microgravity Laboratory) Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract In this paper, the Bénard-Marangoni convection in the two-layer fluid is investigated experimentally with particle image velocimetry (PIV). Different convection patterns near the critical point are observed. Meanwhile, the transitions from critical convection to supercritical convection are studied when the temperature difference ΔT is ramped slowly. The experimental results indicate that the interface tension plays an important role for the convective patterns near critical point and the transition of the convection patterns of two-layer fluid.

Key words two-layer liquid, Bénard-Marangoni, convection pattern, PIV, interface tension

Received 16 January 2008, revised 27 October 2008.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (10672171,10432060) and Knowledge Innovation Program of CAS (KJ CX2-YW-L08).

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