

文章编号: 1672-9897(2009)02-0005-05

## 两层液体 Bénard-Marangoni 对流的界面张力效应

李陆军, 康琦, 段俐, 胡良

(中国科学院力学研究所国家微重力实验室, 北京 100190)

**摘要:**采用 PIV 技术对两层流体 Bénard-Marangoni 对流进行了实验研究, 得到了不同厚度比下的速度场, 分析了界面张力在各种对流模式中的作用。和 Rayleigh-Bénard 对流的三种临界对流模式相比, 由于界面张力对上下层浮力对流的不同作用效果, 使得更复杂的临界对流模式在 Bénard-Marangoni 对流体系中出现; 在实验中首次观测到三层涡胞结构等现象。

**关键词:**两层流体; Bénard-Marangoni 对流; 对流模式; PIV; 界面张力

**中图分类号:**0351.2 **文献标识码:**A

### Interface tension effect in two-layer Bénard-Marangoni convection

LI Lu-jun, KANG Qi, DUAN Li, HU Liang

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

**Abstract:** In this paper, the problem of Bénard-Marangoni convection in the two-layer fluid near onset is investigated with PIV method. The measurement of the velocity fields for different depth ratio display many convective patterns. The analysis of the results indicates the interface tension plays an important role in the Bénard-Marangoni convection of two-layer fluid. Comparing with the Rayleigh-Bénard convection of two-layer fluid, more complex phenomena are induced by the interfacial tension in the Bénard-Marangoni convection in the two-layer fluid. Meanwhile the flow structure of the three-layer vortices is also observed.

**Key words:** two-layer fluid; Bénard-Marangoni convection; convective pattern; PIV; interface tension

## 0 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<sup>[1-5]</sup>。当液体厚度较大时(大于 1cm), 对流驱动力来自浮力, 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 1mm)时或者在微重力环境中, 对流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。(ρ, κ, α, μ, ν, σ, hΔT 分别表示密度、热扩散系数、热膨胀系数、动力粘性系数、运动粘性系数、界面张力温度系数、液体厚度、液体上下温差, 三个参数定义如下

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

近 20 年来, 上下互不相容的两层液体体系成为了很多理论和实验研究的主要对象, 其主要原因如下: (1) 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; (2) 两层流体模型被应用于地壳运动的研究<sup>[6,7]</sup>和空间晶体生长<sup>[8]</sup>等领域。关于两层流体中 Rayleigh-Bénard 对流的研究表明, 存在三种临界对流模式: 上下层涡胞旋转方向相反的对流称为机械耦合, 如图 1 (a); 上下层涡胞旋转方向相同的对流为热耦合, 如图 1 (b); 两种情况都存在的为振荡模式<sup>[9-13]</sup>。为了更好地理解两层流体 Rayleigh-Bénard 对流模式发生的机理, 当地 Rayleigh 数及其比值等概念被引入, 其定义如下

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

收稿日期: 2008-08-05; 修订日期: 2008-10-31

基金项目: 国家自然科学基金(10432060, 10672171); 中国科学院知识创新工程重要方向项目(KJCX2-YW-108)

作者简介: 李陆军(1981-), 男, 江西上饶人, 博士. 研究方向: 实验流体力学.

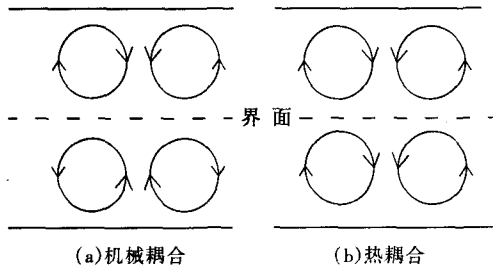


图1 两种典型对流模式

Fig.1 Two types of convection patterns

下标  $i = 1$  表示下层液体,  $i = 2$  表示上层液体。当  $Ra_i$  数接近 1 时, 振荡模式最有可能出现<sup>[14-15]</sup>; 当  $Ra_i$  数小于 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 等人的研究表面, 对流模式和厚度比有着密切的关系<sup>[10,12]</sup>。对于厚度比有多种定义, 笔者采用上层厚度  $h_2$  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; 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全不同于前者。图 2 给出了界面张力对上下层对流的不同效果, 下层红色表示高温, 上层绿色表示低温。下层浮力对流使得界面上出现一个高温点(红点), 界面张力的作用下在界面上流体流动方向和下层浮力对流方向相同, 所以界面张力增大下层浮力对流; 如图 2(b), 上层浮力对流, 使得界面出现低温点(绿点), 界面张力的作用下在界面上流体流动方向和上层浮力对流方向相反, 所以界面张力抑制上层浮力对流。A. A. Nepomnyashchy 采用非线性方法研究了多层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<sup>[16-17]</sup>(只能针对下层是主动层的情况)。Wayne A. Tokaruk 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轴形<sup>[18-19]</sup>。Annel Juel 也采用阴影法研究了多层流体中的 Bénard-Marangoni 对流<sup>[19]</sup>, 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层流体进行可视化, 有一个技术难点。因为当光通过两层流体时, 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 A. Tokaruk 和 Annel Juel 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。

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, 从侧面对流场可视化, 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。

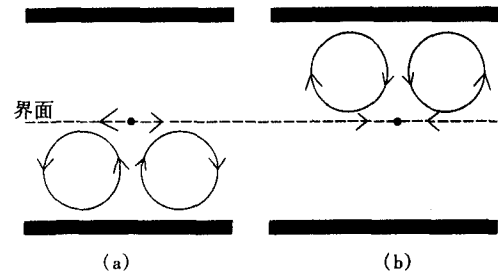


图2 界面张力对上下层浮力对流作用效果示意图

Fig.2 The effects of the interfacial tension on the bottom and top layer

## 1 实验模型和测量技术

实验采用矩形液池, 底部尺寸为 100mm × 40mm。为了实现侧向的定量观测, 容器的侧壁采用 10mm 厚的透明 K9 光学玻璃。图 3 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三只脚, 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 150W。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(setpoint), 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。

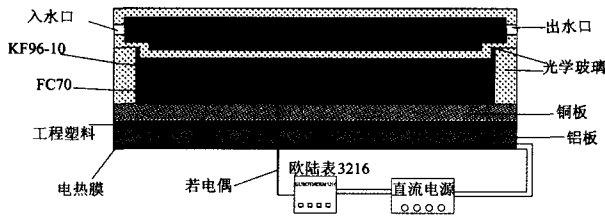


图 3 实验装置示意图

Fig.3 Sketch of experimental apparatus

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  $0.2^{\circ}\text{C}$ ,如图 4(b)所示。图 4(a)是室温状态下平板的温度分布,在该状态下,测量结果显示出  $0.1^{\circ}\text{C}$  的温度不均匀性。这两幅温度分布图像用红外热像仪获得。



(a) 室温状态

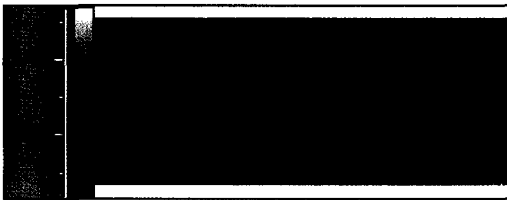
(b) 高于室温  $10^{\circ}\text{C}$ 

图 4 底板上表面温度均匀性

Fig.4 Uniformity of the temperature distribution on the block

实验选用 FC-70 作为下层液体,10 # 硅油作为上层液体。FC70 是一种电子氟化液,由 3M 公司提供;10 # 硅油由日本的 Shin-Etsu Chemical Co., Ltd 公司提供。两种液体互不相溶,且均为透明无毒。两种液体的密度相差很大(相对于热膨胀引起的密度变化),所以实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  $\sigma = -4.46 \times 10^5 \text{N}/(\text{m}^{\circ}\text{K})$ 。表 1 给出两种流体和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,使得液液界面不是平面,也就是相关文献中提到的半月板现象<sup>[12]</sup>。Ph. GEORIS 等采用在界面处插入劈尖来降低实验影响<sup>[20]</sup>,但是这样仍使得界面附近约为  $1\text{mm}$  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,从而大大降低半月板效应,这也为观测界面附近现象提供了可能。

表 1 FC70 和 KF96-10 流体物性参数表

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

名称(单位)	符号	10号硅油	KF70
密度 ( $\text{Kg}/\text{m}^3$ )	$\rho$	935	$1.93 \times 10^3$
热传导系数 ( $\text{W}/\text{m}^{\circ}\text{K}$ )	$\lambda$	0.134	$6.9 \times 10^{-2}$
热扩散系数 ( $\text{m}^2/\text{s}$ )	$\kappa$	$9.5 \times 10^{-8}$	$3.48 \times 10^{-8}$
膨胀系数 ( $^{\circ}\text{K}^{-1}$ )	$\alpha$	$1.1 \times 10^{-3}$	$1.0 \times 10^{-3}$
动力粘性系数 ( $\text{kg}/\text{ms}$ )	$\mu$	$9.35 \times 10^{-3}$	$2.702 \times 10^{-2}$
运动粘性系数 ( $\text{m}^2/\text{s}$ )	$\nu$	$1 \times 10^{-5}$	$1.4 \times 10^{-5}$

实验中采用粒子图像测速技术(PIV)对流场进行测量。PIV 测速系统采用从 DANTEC 公司引进的 FLOWMAP 型 DPIV 系统。激光器产生的绿色片光照射液池的垂直中心面;CCD 记录了该面中心区域的粒子图像。上下层厚度比  $h_r$  可以从粒子图中得到。所用的 CCD 相机最大能够获取  $2048 \times 2048 \times 12\text{bit}$  的图像,激光器采用双腔 YAG 激光器 ( $120\text{mJ} @ 532\text{nm}$ ,  $15 \times 2\text{Hz}$ )。利用系统配套的 Flow Manager 图像处理软件,可以实时进行粒子图像的采集和处理。粒子图像采用自相关法处理得到流场的速度矢量分布图。

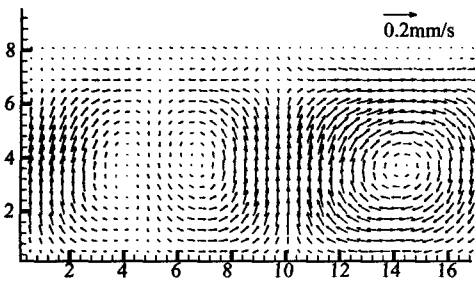
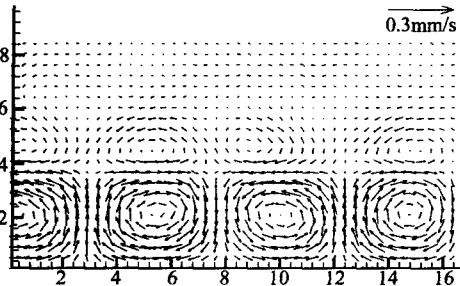
## 2 实验结果及分析

实验中,上下层总厚度  $h = h_1 + h_2$  保持不变,为  $8.56\text{mm}$ ;通过大范围的变化厚度比  $h_r$  ( $0.25 \sim 4.01$ ),得到了 4 种临界附近的对流模式。通过和两层流体中的 Rayleigh-Bénard 对流对比,得到了界面张力在不同的厚度比体系中发挥的作用,借助 Bond 数很好地解释了实验中出现的各种对流模式。由于机械耦合模式,热耦合模式和振荡模式不能完整准确的描述本次实验中所有的对流模式,所以在 3 种基本对流模式的基础上结合实验观测现象重新分类。为了和相关的理论和实验对比,引入无量纲波数:  $\alpha = \pi h_1/l$ ,为下层涡胞的平均宽度,  $h_1$  为下层液体厚度。

### 2.1 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,但是涡胞的旋转方向和下层相反。

图 5 给出了  $h_r = 0.25$ ,温差  $\Delta T = 0.80^{\circ}\text{C}$  体系的速度场。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。下层对流涡胞的平均宽度约为  $5.6\text{mm}$ ,波数  $\alpha = 3.8$ 。

图5  $h = 8.56\text{mm}$ ,  $h_r = 0.25$ ,  $\Delta T = 0.80^\circ\text{C}$  的速度场Fig.5 Velocity distribution at  $h = 8.56\text{mm}$ ,  $h_r = 0.25$ ,  $\Delta T = 0.80^\circ\text{C}$ 图6  $h = 8.56\text{mm}$ ,  $h_r = 1.27$ ,  $\Delta T = 2.46^\circ\text{C}$  的速度场Fig.6 Velocity distribution at  $h = 8.56\text{mm}$ ,  $h_r = 1.27$ ,  $\Delta T = 2.46^\circ\text{C}$ 

## 2.2 II类机械耦合

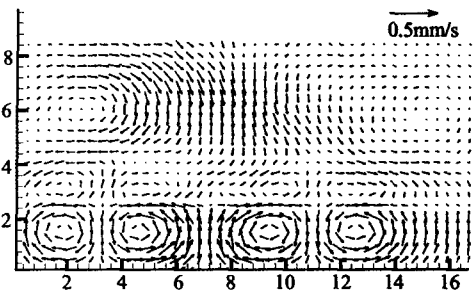
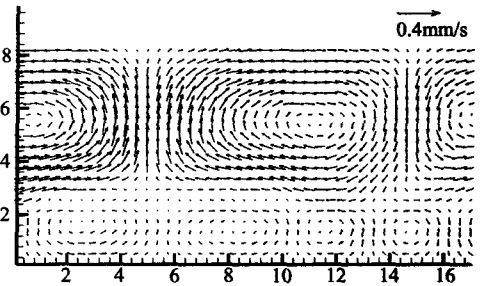
此类对流主要特征是下层对流强度略强于上层对流,上层对流涡胞仅仅在界面附近出现,其他区域近似静止,上下层对流涡胞旋转方向相反。

图6给出了  $h_r = 1.27$ 、温差  $\Delta T = 2.46^\circ\text{C}$  的速度场。此时  $Ra_r = 0.76$ , 下层对流强度略大于上层;  $Bo_1 = 4.32$ , 下层对流由界面张力和浮力共同驱动; 其涡胞的平均宽度约为  $4.5\text{mm}$ , 波数为  $\alpha = 2.6$ , 和 Wayne 实验观测值接近<sup>[18]</sup>。上层对流是由粘性力、界面张力, 浮力耦合引起的, 其对流涡胞呈三角形, 高度约为  $2\text{mm}$ , 小于上层液体厚度; 除涡胞以外区域的速度都非常小, 可以近似静止。

## 2.3 I类振荡模式

此类对流的特征是上下层对流强度相等, 流场结构是三层涡胞形式, 由于上下层对流竞争, 这种流场结构很不稳定, 当温差保持不变时, 流场随时间急剧地变化。震荡的周期性没有在实验中发现。

图7给出了  $h_r = 2.34$  温差  $\Delta T = 4.11^\circ\text{C}$  的速度场。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启动; 涡胞的平均宽度为  $3.75\text{mm}$ , 波数  $\alpha = 2.1$ 。  $Bo_2 = 8.14$ , 上层以浮力对流为主, 其主涡胞的宽度为下层涡胞的2倍。由于上下层对流相互竞争, 在界面附近出现小涡胞, 其高度约为  $1\text{mm}$ , 宽度和下层涡胞接近。

图7  $h = 8.56\text{mm}$ ,  $h_r = 2.34$ ,  $\Delta T = 4.11^\circ\text{C}$  的速度场Fig.7 Velocity distribution at  $h = 8.56\text{mm}$ ,  $h_r = 2.34$ ,  $\Delta T = 4.11^\circ\text{C}$ 图8  $h = 8.56\text{mm}$ ,  $h_r = 2.64$ ,  $\Delta T = 4.33^\circ\text{C}$  的速度场Fig.8 Velocity distribution at  $h = 8.56\text{mm}$ ,  $h_r = 2.64$ ,  $\Delta T = 4.33^\circ\text{C}$ 

## 2.4 II类振荡模式

此类对流的主要特征以下层对流强度弱于上层, 下层涡胞的宽度变化范围大。

图8给出了  $h_r = 2.64$ 、温差  $\Delta T = 4.33^\circ\text{C}$  的速度场。  $Ra_r = 14.35$ , 下层对流强度小于上层对流强度;  $Bo_1 = 1.67$ , 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  $5\text{mm}$ , 小的约为  $2\text{mm}$ ; 波数  $3.75 > \alpha > 1.5$ 。  $Bo_2 = 8.72$ , 上层以浮力对流为主。界面上下的速度方向, 有的地方相同, 但有的地方相反; 相关文献根据这一特征定义为振荡模式<sup>[11,21]</sup>。

## 2.5 热耦合

此类对流的特征是下层对流强度远小于上层对流强度。

图9给出了  $h_r = 4.01$ 、 $\Delta T = 2.97^\circ\text{C}$  的速度场。  $Ra_r = 20.06$ , 上层对流强度远远大于下层对流。  $Bo_1 = 0.88$ , 下层没有流动的原因是因为上层的粘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粘性力和热传导效应, 引起对流。  $Bo_2 = 10.61$ , 上层以浮力对流为主; 其涡胞的宽度约为  $7.5\text{mm}$ 。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。在液体覆盖晶体生长技术中<sup>[8]</sup>, 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。

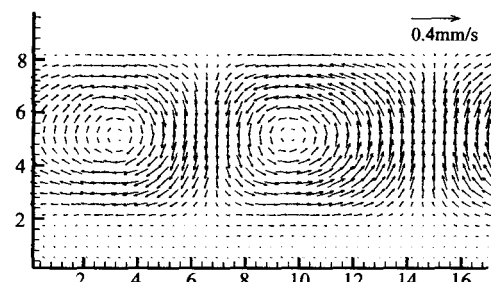


图9  $h = 8.56\text{mm}$ ,  $h_r = 4.01$ ,  $\Delta T = 2.97^\circ\text{C}$  的速度场

Fig.9 Velocity distribution at  $h = 8.56\text{mm}$ ,  $h_r = 4.01$ ,  $\Delta T = 2.97^\circ\text{C}$

### 3 结论

利用 PIV 技术,研究了互不相溶两层液体的 Bénard - Marangoni 对流,得到了不同厚度比的临界附近对流模式。在原有三种模式的基础上考虑上下层对流强度比对所观测到的模式进行了分类。当  $h_r = 0.25$  时,对流模式为 I 类机械耦合;其上层对流强度远小于下层对流强度,并且上层近似静止。当  $h_r = 1.27$  时,对流模式为 II 类机械耦合;其上层仅仅在界面附近出现对流涡胞,强度略小于下层。当  $h_r = 2.34$  时,对流模式为 I 类振荡对流;其上下层对流强度非常接近;上下层对流竞争产生了界面涡胞。当  $h_r = 2.64$  时,对流模式为 II 类振荡对流;其上层对流略大于下层,下层波数变化范围比较大(涡胞形状变化大),且界面附近上下层的速度方向有的相同,有的相反。当  $h_r = 4.01$ ,对流模式为热耦合,上层对流远大于下层,下层可以近似静止。由于界面张力在 Bénard-Marangoni 对流中的作用,使得上下层对流强弱不能从是否大于 1 来判断。同时界面张力对上下层浮力对流不同作用效果使得 Bénard-Marangoni 对流系统的震荡区域大于 Rayleigh-Bénard 对流系统的震荡区域。

#### 参考文献:

[1] BÉNARD H. Les tourbillons cellulaires dans un nappe liquide [J]. Rev General Sci Pur Appl, 1900, 11: 1261-1271.  
 [2] NIELD D A. Surface tension and buoyancy effects in cellular convection [J]. J. Fluid Mech, 1964, 19: 341-352.  
 [3] PEARSON J R A. On convection cells induced by surface tension [J]. Journal of Fluid Mechanics 1958, 4: 489-500.  
 [4] BLOCK M J. Surface tension as the cause of benard cells and surface deformation in a liquid film [J]. Nature, 1956, 178: 650-651.  
 [5] LORD R. On convection currents in a horizontal layer of fluid when the higher temperature is on the under side [J]. Philo-

sophical Magazine, 1916, 32: 529-546.  
 [6] CSERPES L. Gravity and convection in a two-layer mantle [J]. Earth and Planetary Science Letters, 1985, 76(1-2), 193-207.  
 [7] RICHTER F M. Stability of a chemically layered mantle [J]. J. Geophys, 1974, 79: 1635-1639.  
 [8] BALOCELA E. Liquid encapsulated float zone method for microgravity production of gallium arsenite [R]. AIAA87-0390, 1987.  
 [9] RASENAT S. A theoretical and experimental study of double-layer convection [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1989, 199: 519-540.  
 [10] RENARDY Y. Pattern formation for oscillatory bulk-mode competition in a two-layer Benard problem [J]. Zeitschrift fur Angewandte Mathematik und Physik, 1996. 47(4): 567-590.  
 [11] COLINET P. On the Hopf bifurcation occurring in the two-layer Rayleigh-Bénard convective instability [J]. Phys. Fluids, 1994, 6(Issue 8): 2631-2639.  
 [12] DEGEN M M. Time-dependent patterns in the two-layer Rayleigh-Bénard system [J]. Physical Review E, 1998, 57(6): 6647.  
 [13] PRAKASH A. Flow coupling mechanisms in two-layer Rayleigh-Bénard convection [J]. Experiments in Fluids, 1997, 23(3): 252-261.  
 [14] RENARDY Y Y. Takens-Bogdanov bifurcation on the hexagonal lattice for double-layer convection [J]. Physica D, 1999, 129(3-4): 171-202.  
 [15] RENARDY Y Y. Time-dependent pattern formation for convection in two layers of immiscible liquids international [J]. Journal of Multiphase Flow, 2000, 26(11): 1875-1889.  
 [16] NEPOMNYASHCHY A A. Influence of buoyancy on thermocapillary oscillations in a two-layer system [J]. Physical Review E, 2003, 68(2): 026301.  
 [17] NEPOMNYASHCHY A A. Influence of thermocapillary effect and interfacial heat release on convective oscillations in a two-layer system [J]. Physics of Fluids, 2004, 16(4): 1127-1139.  
 [18] WAYNE A T. Bénard-Marangoni convection in two layered liquids [J]. Physical Review Letters, 2000, 80(16): 3590-3593.  
 [19] ANNE J. Surface tension-driven convection patterns in two liquid layers [J]. Phys. D, 2000, 143(1-4): 169-186.  
 [20] GÉORIS P. Investigation of thermocapillary convection in a three-liquid-layer system [J]. J. Fluid Mech., 1999, 389: 209-228.  
 [21] FERM E N. Onset of Rayleigh-Bénard-Marangoni instability: Comparison between theory and experiment [J]. J. Non-Equilibrium Thermodyn, 1982, 7: 169-190.