

# 地幔对流模拟实验

严钟敏

(中国科学院力学研究所)

**提要** 模拟实验是当前地幔对流研究中的一个重要手段,一个重要组成部分。本文着重介绍近年来关于地幔热对流模拟实验研究发展概况。从相似参数出发,讨论了实验装置,测试手段,并对实验结果和今后发展趋势作了评述。

**关键词** 地幔对流; 模拟实验

## 1. 引言

自本世纪60年代出现板块构造学说以来,地幔对流研究已成为当代地球科学中一个具有基础性的重大课题。为了探索板块运动的驱动机理,必须深入研究地幔对流运动的规律及其和板块的相互作用。

在当代地球科学中,古地磁学和地震学等资料充分证明了<sup>[1]</sup>:大洋中脊是岩石圈不断生长的地带,年青的板块在洋脊处生成后,将推动整个原有的板块从洋脊向海沟方向移动,并在移动过程中逐渐冷却,而在海沟处的部分板块却沉入地幔,逐渐熔化并返回软流圈,补充洋中脊处的物质损失。从而形成一个物质大循环,如图1所示<sup>[2]</sup>。但是,由地表观测既得不到软流圈中高温物质的流动图案,也得不到推动板块运动机理的任何信息。

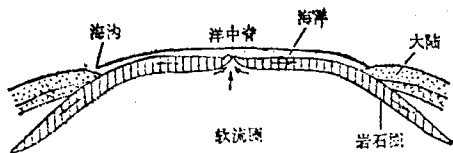


图1 板块运动示意图<sup>[1]</sup>

20多年来,地球科学家们提出过多种地幔对流的运动模式<sup>[3]</sup>。目前国际上占主导地位的看法是,软流圈中的物质由于长期受到地幔深处放射性元素衰变所释放的热的作用,产生热对流——地幔对流,可能是推动板块运动的机理。但究竟是哪种形式的对流,它又如何推动板块运动,至今尚未得到十分令人满意的统一的结论。这正是研究地幔对流所要回答的主要问题。

存在于地球内部的地幔对流运动是一种十分缓慢、极其复杂的大尺度浮力对流。与一般流体运动相比较,它有鲜明的特点:时间尺度按地质年代计算;空间尺度十分宽广,特征长度达数千公里;复杂性表现在它是具有相变、流变等多种因素耦合在一起的过程。不言而喻,地幔对流研究无论在理论上还是实验上,都是十分困难的。如果想在实验室内同时进行

全面模拟, 几乎是不可能的。因此, 地球科学家们不得不想办法抓住主要因素, 忽略次要因素, 力图在实验室中实现部分模拟。具体说来, 进行模拟实验有以下几点原因: ①地幔对流是十分复杂的运动, 需要验证它的真实性并提供合理的控制对流的条件。②地幔对流是属于大 Rayleigh 数  $Ra$ , 大 Prandtl 数  $Pr$  范畴的自然对流 (按地幔物质参数粗略估计,  $Ra \approx 10^6$ ,  $Pr \approx 10^{20}$ ), 具有十分强烈的非线性效应, 给理论分析和数值模拟带来了困难。③地幔对流运动实质上是三维的与时间相关的<sup>[4]</sup>, 而目前数值计算均按二维模式处理, 这就需要实验验证。

总之, 模拟实验研究虽然十分困难, 却有其必要性和迫切性, 它和理论研究及数值模拟一样, 是研究地幔对流运动的一个重要手段, 一个重要组成部分。

本文介绍并评述地幔热对流模拟实验的主要内容和进展情况。

## 2. 相似参数

地幔流体流动满足普遍的流体力学方程组<sup>[5]</sup>, 在采用线性本构关系和满足 Boussinesq<sup>[6]</sup>假设下, 经过仔细分析, 比较方程中各项量级大小后<sup>[6,7]</sup>, 描述地幔流体运动的无量纲方程组简化为:

$$\frac{1}{Pr} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{Pr} (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \nabla^2 \mathbf{v} - \nabla p - Ra \theta \mathbf{j} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial T_0}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) (\theta + T_0) = \nabla^2 (\theta + T_0) \quad (2)$$

$$\frac{D(\rho v)}{Dt} = 0 \quad (3)$$

式 (1), (2), (3) 分别是动量守恒方程, 能量守恒方程, 质量守恒方程即连续方程。其中  $\mathbf{v}$  是速度矢量,  $\nabla p$  是动压梯度,  $\theta$  为温度差  $T - T_0$ ,  $T_0$  是参考温度。方程组包含两个独立的无量纲参数

$$Pr = \nu / K, \quad Ra = \alpha g (\Delta T) D^3 / K \nu$$

其中  $\alpha$  是热膨胀系数,  $K$  是导热率,  $\nu$  是动粘性系数, 这些都是表征地幔物质的热力学和流变学性质的参数。  $g$  是重力加速度,  $\Delta T$  是对流层上下表面温度差,  $D$  是软流圈中对流层厚度。

根据相似理论, 在几何相似条件下, 只要保证两个无量纲参数  $Pr$  和  $Ra$  在实验室中的数值和实际地幔对流运动中的数值相同, 则实验室中出现的现象就可以代表地幔软流层内实际发生的现象。这就是地幔对流模拟实验的理论基础。当然, 这是根据地幔流动的特点, 忽略了地球旋转的 Coriolis 力, 粘性耗散的热能等一些次要因素后简化了的模型。至于完整的相似参数还有待于讨论。

## 3. 实验条件、实验装置和测量技术

地幔对流模拟实验是在实验室内研究和观察测定当具有和实际地幔对流运动相同的  $Ra$ ,  $Pr$  时, 在各种不同模拟条件下所产生的自然对流结构和对流层内的温度分布、速度分布。实验的基本条件和本世纪初著名的 Rayleigh-Benard 对流 (以下简称 RB 对流) 是相同的。关于 RB 对流, 限于篇幅, 仅扼要地重温它的基本假设和近似条件。它正是我们将要描述的模拟实验装置设计时要遵守和满足的条件<sup>[4]</sup>, 这些条件是: ①对流层上下边界是刚

性的；②对流层上下边界具有均匀的稳定的温度；③对流工质满足 Boussinesq 近似。

在这里要着重指出，地幔对流模拟实验决不是重复 RB 对流实验，因为实际存在的地幔对流运动属于大  $Ra$ ，大  $Pr$  的范畴，而由它带来的非线性效应会使实验结果和著名的 RB 对流有显著的不同。

实验装置的构造原理如图 2 所示<sup>[11]</sup>，装置的具体结构形式会因模拟研究对象的不同而不同<sup>[8-21]</sup>。图 2 中 (1) 区是对流层；(2)，

(3) 分别是上下铜板或玻璃板，作为对流层的水平边界，要求该板具有较大的热导率（与对流工质相比较）；(4) 是有机玻璃或光学玻璃环，作为对流层的侧边界；(5)，(6) 是循环水回路，用来分别冷却和加热上下铜板，以形成实验

所要求的温度差。实验工质一般采用硅酮油，其物理参数是<sup>[9]</sup>：密度  $\rho = 0.968$  克/厘米<sup>3</sup> (25℃)； $\alpha = 0.96 \times 10^{-3}$  /℃；比热  $c = 0.34$  卡/克·℃ (40℃)；热导率  $k = 0.37 \times 10^{-3}$  卡/秒·℃·厘米。在长时间运转期间内（约 12 个小时），要求整块铜板或玻璃板上的温度保持稳定并均匀，板面中心和边缘的温差不得超过 0.1—0.01℃，这是十分苛刻的。有机玻璃环或光学玻璃环是观测窗口，为光路通道，必须经过严格的光学加工处理。

实验中要测定通过对流层的热流、温度场和速度场，同时要观察对流圈的形状。一般用高档照相机拍摄对流圈的正视和平面形状，要求图象清晰。图 3(a)<sup>[13]</sup> 是在长宽高分别为 10, 6, 0.5 厘米的矩形实验装置上拍摄到的周期性二维对流卷的平面图象。图 3(b)<sup>[13]</sup> 是在长宽高依次为 10, 3, 1 厘米的装置上拍摄到的周期性二维对流卷的正视图象。图 4<sup>[9]</sup> 是在直径为 21.3 厘米，高度为 2.5 厘米的圆型实验装置上拍摄到的对流圈的平面图象。近年来利用激光差分干涉仪测得了对流层内等温度梯度干涉条纹图象，如图 5 所示<sup>[24, 13, 25]</sup>。速度分布可用普通的激光多普勒测速计来测定，如图 6 所示<sup>[22, 23, 25]</sup>。

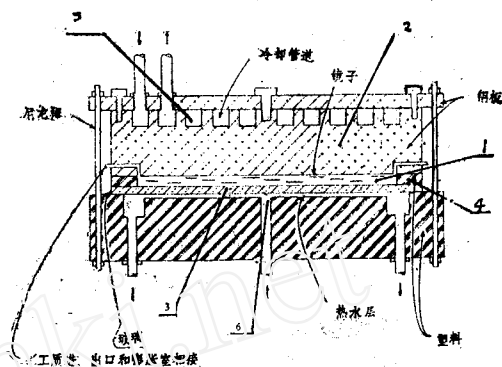


图 2 实验装置原理图<sup>[11]</sup>

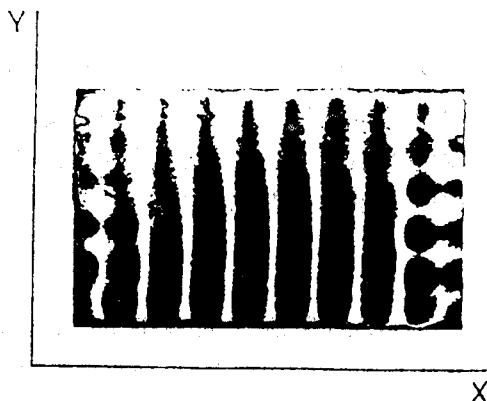


图 3(a) 对流卷的平面结构照片  
( $Ra = 1.9R_c$ )<sup>[13]</sup>

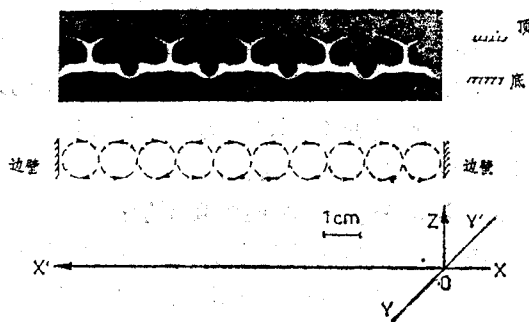


图 3(b) 对流卷的正视结构照片  
( $Ra = 4R_c$ )<sup>[13]</sup>

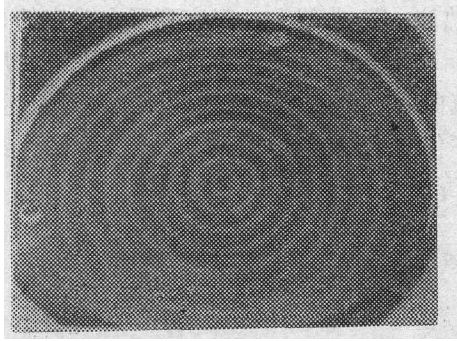


图4 圆形对流圈的平面结构照片(10个圈) [9]

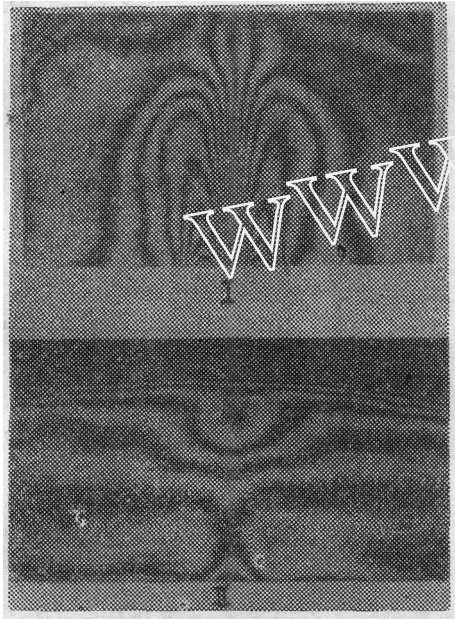


图5 I 水平向 $L_x$ 等温度梯度条纹  
II 垂直向 $z$ 等温度梯度条纹<sup>[25]</sup> 坐标系见图6

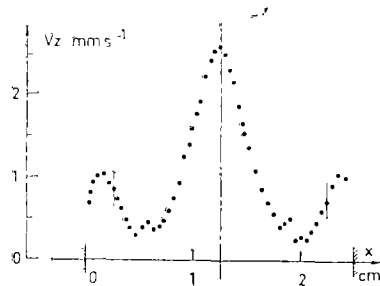
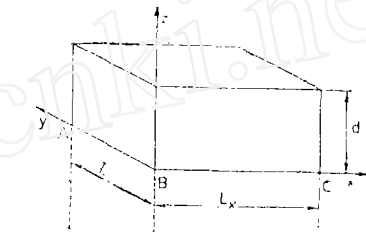


图6 在 $z=d/2, Y=L_y/2$ 上测得的速度分量 $v_z$ 随 $x$ 轴的分布<sup>[25]</sup>

总之, 长时间维持一个稳定可控的实验环境, 采用简单的先进仪器进行观察及测量, 以实现地幔对流模拟实验, 虽然条件苛刻, 非常困难, 但为了确保实验成功, 是必要的。

#### 4. 对流模拟实验的主要内容和结果

4.1 大  $Ra$  状态下的对流 实际存在的地幔对流运动发生在约为 600 公里厚的软流圈内, 软流圈的上边界温度约为  $1400^\circ\text{K}$ , 下边界温度约为  $2000^\circ\text{K}$ , 具有  $10^{21}$  泊的均匀粘度,  $Ra$  值为  $10^6$  左右。这个数值远远超过了临界  $Ra_c = 1707$ 。很自然会引出这样一个问题: 大  $Ra$  状态和靠近临界  $Ra_c$  状态的对流运动的结构是否一样? 大  $Ra$  状态下的对流圈会有什么特点和性质?

文献[26—30]分别报道了在实验室内直接观察到的现象: 热对流运动随 $Ra$  逐渐增加出现转换。这个现象, 和流体在管道中流动时随雷诺数  $Re$  的增加, 运动状态从层流转换到湍流的现象相似, 但并不完全相同, 有其独特的规律,

Malkus<sup>[26]</sup> 在测得的热流- Ra 曲线上, 观察到了在确定的几个 Ra 处, 出现曲线斜率不连续现象. Willis 和 Deardorff<sup>[27]</sup>, Krishnamurti<sup>[28,29]</sup> 先后也证实了这一实验现象. 文献[28]进一步指出, 热流曲线斜率发生不连续处, 正是对流运动的状态和结构发生转换的位置. 而且出现这些现象不仅与 Ra 有关, 还和 Pr 有关, 各个实验结果之间的重复性随 Pr 增加而降低<sup>[30]</sup>.

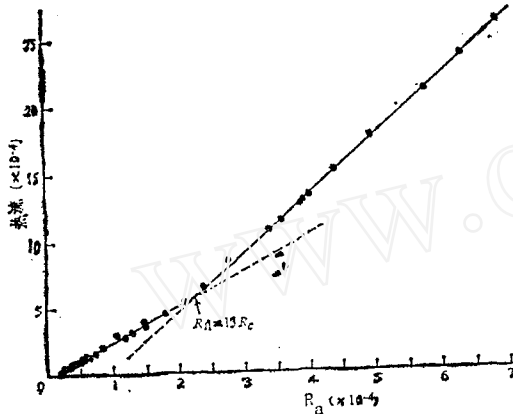


图 7(a) 热流值随 Ra 的变化,  $R_{II}$  表示第二转捩点 ( $Pr = 1.0 \times 10^2$ )<sup>[28]</sup>

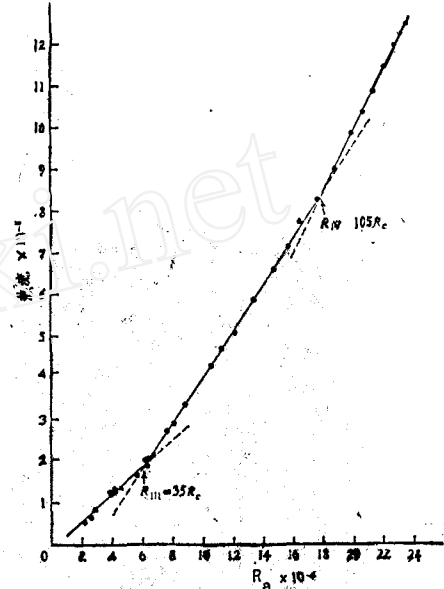


图 7(b) 热流值随 Ra 的变化,  $R_{III}$ ,  $R_{IV}$  分别表示第三, 四转捩点 ( $Pr = 1.0 \times 10^2$ )<sup>[29]</sup>

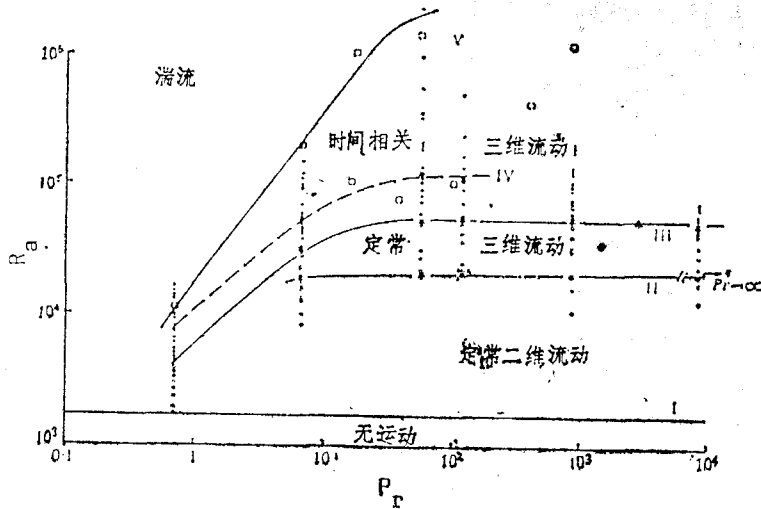


图 8 对流流动状态随 Ra, Pr 的变化<sup>[29]</sup>

- 定常流
- ★ 转捩点
- Willis 和 Deardorff 观察到的湍流流动
- 时间相关流动
- Rossby 观察到的时间相关流动
- ▲ Silveston 观察到的转捩点, 经过该点后发生时间相关流动

Krishnamurti<sup>[28,29]</sup> 利用改变薄层流体的高度, 即改变对流运动的  $Ra$ , 同时在严格保持稳定的实验条件下, 测得了对流运动随  $Ra$  及  $Pr$  变化时的热流和相应的对流运动结构变化过程, 并巧妙地把观测所得数据整理成曲线, 分别见图7(a)(b)<sup>[28,29]</sup>, 图8<sup>[29]</sup>. 他们清晰地揭示了这一规律的丰富内容. 下面按  $Ra$  从小到大变化顺序, 对图8作简单的分析说明.

4.1.1 直线 I 表示第一次转捩, 其相应的转捩  $Ra$  记为  $R_I$ , 即临界  $R_c$ ,  $R_I = R_c = 1707$ ,  $R_c$  与  $Pr$  无关. 这就是著名的 RB 对流运动, 属于线性扰动范畴. 当  $Ra < R_c$  时为热传导状态, 不存在热对流运动.

当  $Ra > R_c$  时, 产生对流运动. 其运动结构是定常的二维圈. 关于二维圈对流结构, 无论在理论上<sup>[31]</sup> 或在实验上都有充分的研究. Koschmieder<sup>[9]</sup> 在圆形薄层流体中观察到了同心圆平面形状对流圈; 她在同一个装置上把薄层流体限于方形框内, 则观察到了方形平面形状对流结构, 分别见图4<sup>[9]</sup>, 图9<sup>[9]</sup>. 在长方形薄层流体中可以观察到平行于长方形短边的直线二维卷如图10<sup>[17]</sup>所示. 这些实验资料充分说明, 薄层流体二维对流圈的平面形状是由横向边界的形状所决定的. 即使在满足  $\varepsilon = D/l \approx 1/20$  或更小的情况下 (其中  $D$  是流体层高度,  $l$  是对流层水平尺度), 实验表明横向边界的存在对流体仍然是一扰动源.

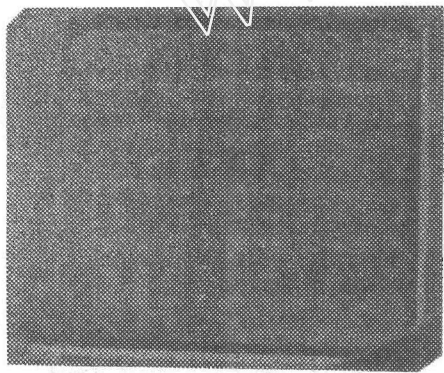


图9 方形平面形状对流结构<sup>[9]</sup>

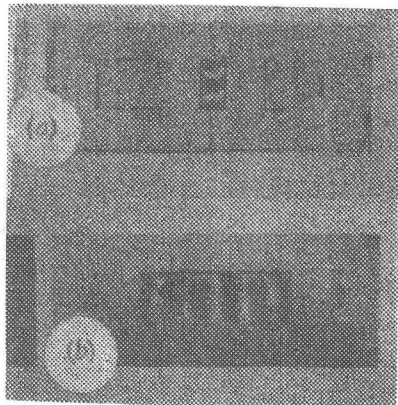


图10 轴线平行于长方形短边的直线二维卷平面形状<sup>[17]</sup>.  $h_1, h_2$  分别是长方形的两边  
(a)  $h_1=2.0, h_2=1.1$  (b)  $h_1=2.0, h_2=5.1$

4.1.2 直线 II 表示第二次转捩, 相应的转捩  $Ra$  记为  $R_{II}$ ,  $R_{II} \approx 12R_c$ ,  $R_{II}$  也与  $Pr$  无关.  $Ra > R_{II}$  后, 对流运动从定常的二维圈过渡到在时间上是定常的, 在空间上呈规则分布

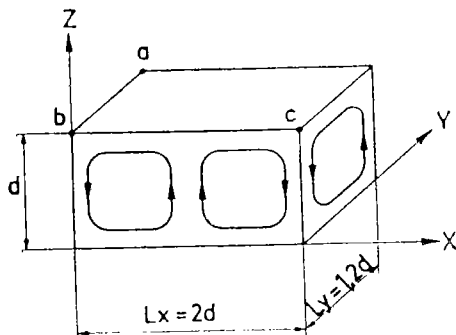


图11(a) 三维对流结构示意图<sup>[32]</sup>

的三维结构形式，一般称为双峰式对流结构，两组相邻对流柱成直角排列，如图11所示<sup>[32]</sup>。

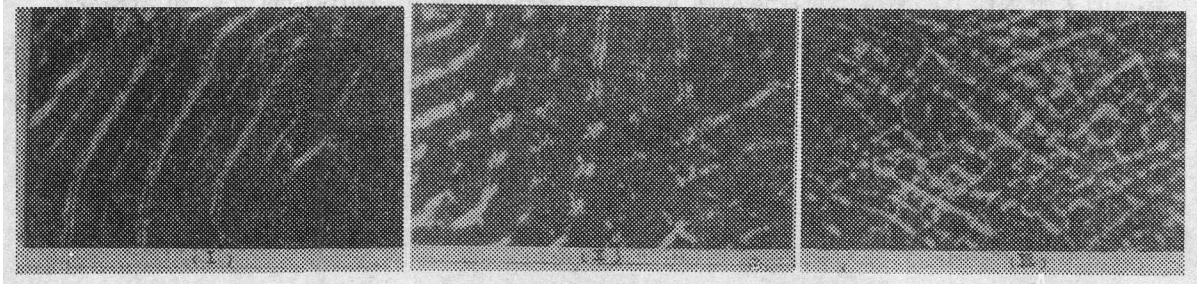


图 11(b)

- I  $Pr = 8.6 \times 10^2$ ,  $Ra = 2.7R_c$ . 二维卷平面形状
- II  $Pr = 8.6 \times 10^2$ ,  $Ra = 12R_c$ . 三维扰动结构平面形状
- III  $Pr = 57$ ,  $Ra = 33R_c$ . 充分发展的三维扰动结构平面形状

4.1.3 曲线 III 表示第三次转捩，相应的转捩  $Ra$  记为  $R_{III}$ 。当  $Pr \leq 50$  时， $R_{III}$  和  $Pr$  相

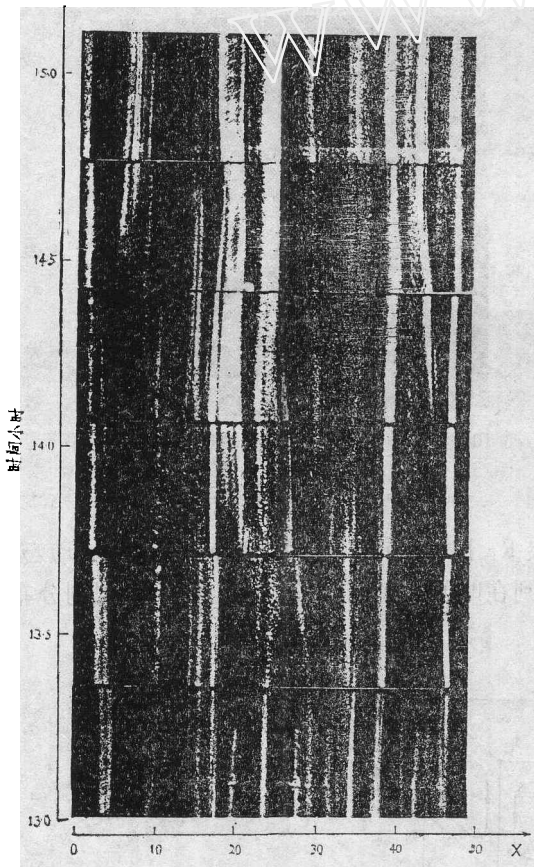


图 12 时间相关对流流动  $(x, t)$  照片<sup>[29]</sup>。横坐标  $x$  轴通过流体，纵坐标  $t$  轴是时间。拍摄照片总计时间 2.2 小时

$Ra = 45R_c$ ;  $Pr = 1.0 \times 10^2$ ;  $z = 0.4d$

关；当  $Pr > 50$  时， $R_{III}$  是趋于 55000 的常数。当  $Ra > R_{III}$  时，对流运动结构从定常状态转变为与时间相关的运动状态。这种运动的性质较为复杂，研究尚不够深入完善，概括来说可以分为两种不同的结构形状：①对流结构的边界慢慢倾斜，倾斜的时间尺度是垂直传热耗散时间即  $D^2/k$ ，如图 12<sup>[28]</sup> 所示。②当  $Ra > R_{IV}$  时，在拍摄的相片上观察到一股强剪切区（光亮区），周期性反复出现，即对流运动开始发生快速振荡现象，振荡的时间尺度较快。光亮区随对流圈向上迁移。目前这种实验观察结果受到了地球物理界的重视，见图 13<sup>[29]</sup>。

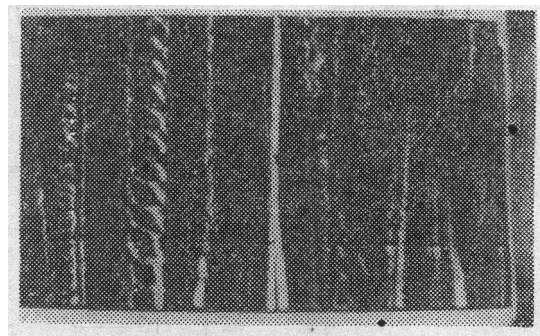


图 13 另一种时间相关的对流流动  $(x, t)$  照片<sup>[29]</sup>。总计时间 17 分  
 $Ra = 200R_c$ ,  $Pr = 57$ ,  $z = -0.4d$

4.1.4 曲线 V 表示第四次转捩, 相应的转捩 Ra 数记为  $R_V$ , 在  $Ra > R_V$  后, 对流运动中会出现浑沌现象, 并过渡到湍流。

从以上大 Ra 模拟实验结果中, 可以捕捉到一些实际地幔对流运动的信息并作出判断, 按照地幔物质实际存在的大 Ra 数, 看来地幔对流运动至少不可能是一种简单的二维对流, 这和数值模拟计算结果<sup>[8]</sup>是相吻合的。

4.2 地幔柱上涌流动的实验 地幔柱上涌流动 (Plume) 的概念是地球物理学家 Morgan<sup>[33]</sup> 在 1971 年提出的。为了解释在大洋板块下面观察到的一连串火山岛、连续的火山脊和高出周围海底的海山这一现象, Morgan 首先提出了地幔柱上涌流动的模型, 如图 14<sup>[42]</sup> 所示。

Gregory 等<sup>[34]</sup> 认为在地幔深处有一股孤立的细长柱状体炽热熔岩缓慢向地表上升, 形成火山或形成宽广的异常隆起和洋中高原。这些孤立的地质活动区称为热点。实际观测到的连续火山脊或成串的火山岛和高出周围海底的海山, 正是热点在运动的大洋板块上留下的痕迹。

热点这看法是一简单而十分有力的概念。众所周知, 当代地球物理学一个主要的任务就是如何把地表过程和地球深部活动关联在一起。看来热点可能是建立这种联系的结点。地幔柱上涌流动是一个有效的通道, 通过它把地幔深处放射性元素衰变所释放的热能带到地表, 源源不断地给运动板块输送质量、能量, 维持着板块的运动。这种模式还可以用来解释许多看来迥然不同的地表构造和地质活动。大量的数值模拟计算<sup>[36-41]</sup> 结果也证明了地幔柱上涌流动的存在。因此已有的事实使我们相信这一物理模型的合理性, 它可对地幔对流作出较为合理的解释。但是值得强调的是, 这还仅仅是一个设想的模型, 迄今还未能从地幔物质的实际流动得到验证。因此, 近年来这是一个十分活跃的研究课题。

Nataf<sup>[4]</sup> 等尝试过地幔柱上涌流动的模拟实验。他们是在如图 15<sup>[4]</sup> 所示的小尺度三维实验装置上完成的。利用转速达 350 转/分的离心机得到重力加速度为 130g, 从而达到  $Ra \approx 6.3 \times 10^5$ , 工质采用标号为 200 的硅酮油, 其性质如下表所列:

$\nu$ 粘性系数	0.1 米 <sup>2</sup> /秒
$\rho$ 密度	$0.977 \times 10^3$ 公斤/米 <sup>3</sup>
$\alpha$ 热膨胀系数	$0.96 \times 10^{-3}/^\circ\text{K}$
$c_p$ 比热	$1.58 \times 10^3$ 焦耳/公斤 $\cdot^\circ\text{K}$
$k$ 热导率	0.15 瓦/米 $\cdot^\circ\text{K}$
$K = k/(\rho c_p)$ 导温率	$10^{-7}$ 米 <sup>2</sup> /秒
$Pr = \nu/K$	$10^6$

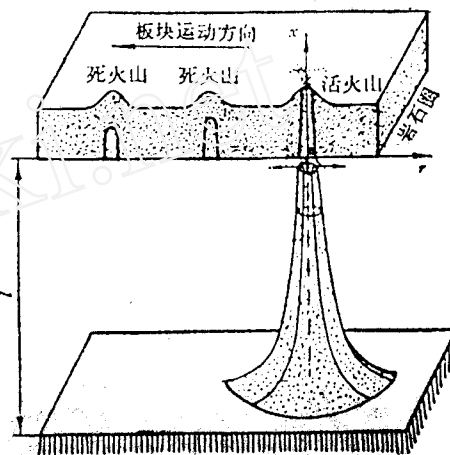


图 14 地幔柱上涌流动示意图<sup>[42]</sup>



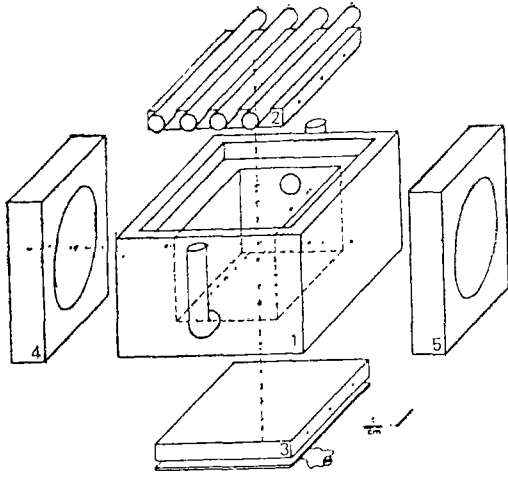


图 15(a) 小尺度对流实验装置剖面图<sup>[4]</sup>  
 1 有机玻璃框架, 壁厚2.5厘米 2 上铜板  
 3 可控平面电加热器 4、5 干涉板

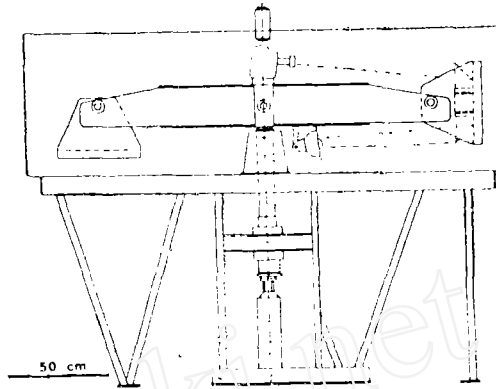


图 15(b) 离心机侧视图<sup>[4]</sup>. 水平臂绕中间垂直轴旋转, 实验装置位于离心机右臂

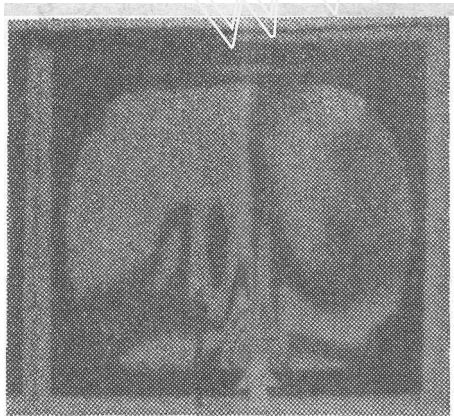


图 16 水平向等温度梯度干涉图<sup>[4]</sup>. 黑色箭头为上涌流动结构, 白色箭头为中间上升主流

采用差分干涉仪拍摄到的地幔柱上涌流动在水平方向的等温梯度干涉条纹, 如图 16<sup>[4]</sup> 所示, 图中黑色箭头表示上涌流动的结构。

所以 Morgan 提出的地幔柱上涌流动模型, 可以在大  $Ra$ , 大  $Pr$  状态下得到实验验证, 其结果表明它是属于一种不稳定的边界层, 在时间上呈周期性, 周期约为  $10^{-2}\tau$  ( $\tau = D^2/K$ ), 文献 [4] 着重指出, 在  $Pr = 10^6$  时, 边界不稳定仍然可以发生, 这意味着惯性力对形成地幔柱上涌流动的作用可以忽略不计。这和理论分析的结论也是相一致的。

## 5. 结 束 语

模拟实验是研究地幔对流运动的一个基本手段, 它和数值实验相比较有其特殊的困难, 起步又较晚, 还处于不成熟的阶段。尚有许多实际的地球动力学因素需要在模拟实验中加以进一步考虑, 来完善和丰富实验研究。例如:

①工质的粘性系数随温度变化对流动的影响。根据文献[37], 地幔物质在厚度为 700 公里的软流圈内, 粘性系数不是一常数, 而是温度和压力的幂指数函数:

$$\mu = \mu(T, x) = \frac{T}{2B} \exp\left[\frac{E^* + p_0(x)v^*}{RT}\right] = \frac{T}{2B} \exp\left[-\frac{g_{m1} - g_{m2}x}{T}\right]$$

其中  $T$  是温度,  $p_0(x)$  是压力。这种强烈的非线性效应对地幔对流运动影响是必须考虑和值得研究的。变粘性是一个不可忽视的重要因素, 这在数值模拟计算中已有定性结论<sup>[37]</sup>。

②实际地幔对流的横向边界条件模拟。实际的地幔对流不仅仅是在垂直方向的温度差边界条件下产生的,还应当具有实际存在的横向边界条件。如何模拟符合实际的合理的横向边界条件,这相当重要,应加以考虑和研究。

③地幔柱上涌流动的定量测定及其和板块相互作用的机理研究,还有待于着重探讨。

对谈稿生教授所给予的指导和帮助,作者表示衷心的感谢。文中的测试部分曾得到徐朝仪高级工程师的热情帮助,作者表示衷心的感谢。

### 参 考 文 献

- 1 尹赞勋. 地质科学, 2 (1978): 99—112
- 2 傅承义. 地球十讲. 科学出版社, (1976): 160—180
- 3 李荫亭. 地球物理学报, 29 (1986): 197—204
- 4 Nataf H C, Hager B H, Scott R F. *Annales Geophysicae*, 2 (1984): 303—310
- 5 Batchelor G K. *Introductions to Fluid Dynamics*. Cambridge University Press (1967)
- 6 Chandrasekhar S. *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*. Oxford University Press (1961)
- 7 李荫亭, 关德相. 中国科学, 3 (1979): 281—292
- 8 Koschmieder E L. *Adv. Chem. Phys.*, 26 (1973): 177—212
- 9 Koschmieder E L. *Beitr. Phys. Atmos.*, 39 (1966): 1—11
- 10 Hoard C Q, Robertson C R, Acrivos A. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 13 (1970): 849—856
- 11 Stengel K C, Oliver D S, Booker J R. *J. Fluid Mech.*, 120 (1982): 411—431
- 12 Michael M C, Whitehead J A. *J. Fluid Mech.*, 31 (1968): 1—15
- 13 Berge P. *Nato Adv. Study Inst.*, B11 (1975): 323
- 14 Frank M R. *J. Fluid Mech.*, 89 (1978): 553—560
- 15 Buss F H, Whitehead J. *J. Fluid Mech.*, 47 (1971): 305—320
- 16 Somerscales E F C, Dougherty T S. *J. Fluid Mech.*, 42 (1970): 755—768
- 17 Stork K, Muller U. *J. Fluid Mech.*, 54 (1972): 599—611
- 18 Rossby H T. *J. Fluid Mech.*, 36 (1969): 309—335
- 19 Leontiev A I, Kirdyashkin A G. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 11 (1968): 1461—1466
- 20 Koschmieder E L, Pallas S G. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 17 (1974): 991—1002
- 21 Mckenzie D P, Richter F. *Scientific American*, 235 (1976): 72—89
- 22 Nataf H C, Froidevaux C, Levrat J L, Rabinowicz M. *J. Geophys. Res.*, 86, 87 (1981): 6143—6154
- 23 Oertel H, Buhler K. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 21 (1978): 1111—1115
- 24 Dubois M, Berge P. *J. Fluid Mech.*, 85 (1978): 641—653
- 25 Berge P, Dubois M. *J. Physique Letters*, 40 (1979): 505—509
- 26 Malkus W V R. *Proc. Roy. Soc.*, A 225 (1954 a): 185—195
- 27 Willis G E, Deardorff J W. *Phys. Fluids*, 10 (1967): 931—937
- 28 Krishnamurti R. *J. Fluid Mech.*, 42 (1970): 295—307
- 29 Krishnamurti R. *J. Fluid Mech.*, 42 (1970): 309—320
- 30 Whitehead J A, Parsons B. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 9 (1978): 201—217
- 31 Schluter A, Lortz A, Busse F. *J. Fluid Mech.*, 23 (1965): 129—144
- 32 Dubois M, Berge P. *J. Physique*, 42 (1981): 167—174
- 33 Morgan W J. *Nature*, 230 (1971): 42—43
- 34 Gregory E V, Morgan W J, Vogt P R. *科学*, 8 (1985): 9—17
- 35 Parmentier E M, Turcotte D L, Torrance K E. *J. Geophys. Res.*, 80 (1975): 4417—4424
- 36 David A Y, Gerald Schubert. *J. Geophys. Res.*, 81 (1976): 2499—2510
- 37 Li Yin-ting, Meissner R O, Xue En. *Phy. Earth Planet. Inter.*, 33 (1983): 213—218
- 38 Li Yin-ting, Meissner R O, Xue En. *Phy. Earth Planet. Inter.*, 33 (1983): 219—225
- 39 David E L. *Phy. Earth Planet. Inter.*, 34 (1984): 57—67
- 40 李荫亭, 薛恩. 中国科学, B辑, 12 (1983): 1141—1145
- 41 李荫亭, 薛恩. 中国科学, B辑, 9 (1984): 831—838
- 42 关德相, 李荫亭. 中国科学, 7 (1979): 689—697

# MODELING EXPERIMENT OF CONVECTION IN THE EARTH'S MANTLE

Yan Zhong-min

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

**Abstract** Modeling experiment is an important method and the component part in the study of Earth's mantle convection. In this paper, recent developments which have been made in the field of Earth's mantle thermal convection are critically reviewed. From similitude parameters, experimental devices and measurable methods are discussed and experimental results and tendencies are analyzed.

**Keywords** Earth's mantle convection, modeling experiment

(上接第 300 页)

## 第 2 卷 目 录

陆地表面物理过程的研究.....	孙叔芬
西北工业大学的自适应壁风洞试验研究.....	贺家驹
矩形截面直管中的振荡流动.....	林同骥 浦 群
含灰气流驻点加热增量机理研究.....	俞鸿儒
粘性流计算进展.....	卞荫贵
粘塑性流体在旋转圆盘上的流动.....	范 椿
流动对孤立波分裂的影响.....	周显初
双原子分子晶体振动弛豫过程的分子动力学.....	陈致英 丁家强 蔡锡年
激波风洞中分离流、缝隙流和底部流传热实验研究.....	唐贵明 李静美 王世芬
在脉冲型高超声速风洞中气动力测量和实验研究.....	杨耀栋 马家驷
关于开放型流动中转换研究的展望.....	林贞彬
超声速机翼的二次滚转阻尼.....	顾为凯
大气中高压空穴水射流气蚀强度的试验研究.....	石守祥 刘建国
节能射流泵在工业中的应用.....	郑之初
拉格朗日湍流和哈密顿混沌.....	朱照宣
抗辐照材料的动态响应研究.....	赵士达 白以龙 沈乐天 尚嘉兰
裂纹顶端弹性场的高阶渐近解.....	王自强 李尧臣
干摩擦控制振动.....	田千里 张强星
焊接钢接头的海水腐蚀疲劳试验研究.....	薛以年 徐纪林 李 禾 李延莘 邓蓉英
韧性损伤中的空洞剪切带及本构方程.....	李国琛
含裂纹板壳的研究.....	柳春图 李英治
水平静载荷下桩土相互作用的分析.....	钱寿易 盛芜晶
高频等离子体理论和实验及其在制造高档钛白上的应用.....	陈允明 范支鹏 黎齐修
利用调频激光实现键选择性化学反应的可能性.....	解伯民 丁家强
平板爆炸焊接合理参数的快速确定.....	邵丙璜 李国豪 周之洪 张登霞 陈维波
爆破拆除技术研究和应用.....	鹿维泰 周家汉 金星男 金宝堂
燃烧空气动力学在高性能稳燃装置中的应用.....	吴承康
设备与管道保温的最优化设计方法.....	方铎荣 陆显洁 吕钧锋
用于地层应力-应变观测的高灵敏度体积式应变仪.....	王德荣 苏恺之
水中瞬态压力测量技术与应用.....	严忠礼 张金城 郭淳义 戴菊英 黄立舜

张德华供稿