

文章编号: 0253-3782(2005)01-0025-08

上地幔密度异常驱动小尺度 对流及实验模型^{*}

傅容珊 王景贇 常筱华 黄建华 戴志阳 查显杰

(中国合肥 230026 中国科学技术大学地球和空间科学学院)

摘要 建立了由密度异常驱动上地幔小尺度对流的数学-物理模型, 发展了利用地震层析成像数据反演上地幔小尺度对流的基本理论和方法. 该模型建立在三维直角坐标系框架上, 假设地震层析成像所显示的地震波速度异常对应于上地幔物质密度异常, 而该密度异常反映了上地幔小尺度热对流系统的温度异常场. 模型首先将地震层析成像确定的地震波速度异常转换为密度异常, 并视其为对流的驱动力; 进而利用三维傅立叶变换, 在波数域内, 在给定的边界条件下, 求解控制流体行为的运动方程和连续性方程, 最后求得对流的流场. 为检验本研究提出的理论和方法的有效性, 本文使用了两个简单的实验模型: 热体和冷体模型; 俯冲断离(break off)板片模型, 计算了其驱动的地幔流场. 结果表明, 本文提供的理论和方法, 可以直接应用于与区域岩石层构造动力学相关的上地幔小尺度对流的研究.

关键词 地幔对流 动力学 地震层析成像

中图分类号: P315.1 **文献标识码:** A

引言

Richter 和 McKenzie(1978)注意到:“地幔中某种形式的小于 700 km 尺度的对流是难以避免的, 尽管至今为止, 我们没有这一概念的直接观测证据”. 长期以来, 大量研究从各种不同的观测提供了上地幔小尺度对流的证据. 例如, Haxby 和 Weissel(1986)利用 SEA-SAT 数据分析讨论了小尺度地幔对流; Baudry 和 Kroenke(1991)以及 Maia 和 Diament(1991)利用大地水准面异常, 讨论了太平洋板内火山链及构造图象的问题. 而这些问题都与小尺度地幔对流有关. Yamaji(1992)则讨论了上地幔小尺度对流与热点周期分布之间的关系. 现代越来越多的研究表明, 区域岩石层构造和动力学不仅仅与存在于内部的构造应力场有关, 而且可能受到其下部地幔, 特别是尺度为 400~900 km 的上地幔小尺度对流的影响. 例如, 火成岩和地质构造体的尺度(Smith, Braile, 1994; Duncan, Storey, 1992; Pringle, Dalrymple, 1993; Hoernle, Schmincke, 1993; Zoback *et al*, 1994); 热点轨迹重建板块运动时通常出现不吻合的尺度(Petronotis, Jurdy, 1990; Müller *et al*, 1991; Tarduno, Gee, 1995); 洋中脊分段和错开的尺度(Macdonald, *et al*, 1988; Hayes, Kane, 1994; Calcagno, Cazenave, 1993); 岛链上独立火山岩浆活动的持续和重新喷发所显示的

^{*} 国家自然科学基金(40274033)和中国科学院创新项目(KZCX3-SW-131)共同资助.
2003-09-02 收到初稿, 2004-09-09 收到最后修改稿, 2004-10-08 决定采用.

空间间距(Sager *et al*, 1993; Pringle, 1993; Joseph *et al*, 1993; Atwater *et al*, 1993); 热点分布离开岩石层板块边界的距离(Ito *et al*, 1995; Smith *et al*, 1993; Vogt, 1972); 热点所影响范围(Schilling, 1991; Machetel, Weber, 1991; Honda *et al*, 1993; Tackley *et al*, 1994)等, 均呈现出相应于上地幔小尺度对流的背景. 因此, 关于上地幔小尺度对流的研究受到越来越多的关注(Anderson, 1998; 傅容珊等, 1995; Dubuffet *et al*, 2000).

傅容珊等(1994a, b)发展了利用区域重力均衡异常观测, 反演上地幔小尺度对流的基本理论和方法, 将其应用于研究中国大陆一些地区上地幔小尺度对流的基本格局, 探讨了上地幔小尺度对流与区域岩石层构造和动力学之间的关系(傅容珊, 常筱华, 1994; Fu, 1995; Fu *et al*, 1996; 傅容珊等, 1998). 然而, 该模型仅限于低瑞利数的条件, 而且不能直接使用地震层析和其它地球物理观测所推得的上地幔密度分布的数据. 近 20 年来, 由于现代计算机技术和数值地震观测技术的高速发展, 地震层析成像技术为人类探测地球提供了更加广阔的视野, 从全球和区域的尺度上揭示出地球内部, 特别是地壳和地幔横向不均匀结构. 许多区域地震层析成像的结果, 显示出与上地幔内小尺度热对流相联系的密度分布横向不均匀性(Humphreys *et al*, 1984; Woodhouse, Dziewonski, 1984; 刘福田等, 1989; Liu *et al*, 2000). 为了更好地应用地震层析成像的结果进行地球动力学研究, 本文从流体力学的基本方程出发, 发展了密度分布反演上地幔小尺度对流的基本模型和方法. 模型实验表明, 该方法可以直接利用区域地震层析成像数据计算上地幔小尺度对流的格局.

1 三维密度异常驱动小尺度对流的数学-物理模型

如上所述, 在上地幔中存在尺度为 500~1 000 km 的小尺度对流系统, 而板块内部区域岩石圈构造和动力学与上地幔小尺度对流密切相关(Anderson, 1998; Dubuffet *et al*, 2000; 傅容珊等, 1994a, b; 傅容珊, 常筱华, 1994). 为此, 假设上地幔为一不可压缩牛顿流体, 其流体粘滞系数为一常数(有关这一假设的适用性及其对流场的影响将在本文的最后部分讨论), 内部受恒定重力场作用. 如果利用地球物理的观测能推定地幔密度分布, 仅仅探讨与现代地幔密度(或温度)分布有关的对流准静态过程, 而不考虑热能的输运过程, 此时, 在 Boussinesq 近似下, 流体运动将遵从运动方程和连续性方程(Chandrasekhar, 1961)

$$\begin{cases} -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\delta p}{\rho} \right) + \alpha g x_i \theta + \nu \nabla^2 U_i = 0 \\ \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \end{cases} \quad (1)$$

这里, α 是热体膨胀系数, δp 为流体中压力扰动, θ 为温度扰动, ρ 是流体密度, U_i 和 x_i 分别为流体速度和位置矢量, ν 是运动粘滞系数, g 为重力加速度. 如果对方程(1)施加两次旋度, 其在波数域内流场的涡度、速度径向分量和温度场写为

$$\begin{cases} \zeta = Z(z) \exp\{i(k_x x + k_y y)\} \\ w = W(z) \exp\{i(k_x x + k_y y)\} \\ \theta = \Theta(z) \exp\{i(k_x x + k_y y)\} \end{cases} \quad (2)$$

取对流系统上下边界之间的距离 d 为长度归一化参数, 经整理可得到描述地幔流动极型场和环型场的方程

$$(D^2 - a^2)^2 W = \frac{g\alpha}{\nu} d^2 a^2 \Theta \quad (3)$$

$$(D^2 - a^2) Z = 0 \quad (4)$$

式中, 微分算子 $D = d/dz$. $a^2 = (dk_x)^2 + (dk_y)^2 = a_x^2 + a_y^2$ 表述环型场的方程(4)完全取决于环型速度边界条件驱动. 对于方程(3)而言, 假定其密度异常直接源于地幔热对流相应的温度扰动, 则可将其展开为三维傅立叶级数

$$\delta\rho = -\alpha\rho\theta = \sum_k \sum_m \sum_n \left\{ \frac{{}_k A_m^n}{{}_k B_m^n} \right\} \exp\{i(a_x x + a_y y + a_z z)\} \quad (5)$$

其中, ${}_k A_m^n, {}_k B_m^n$ 为展开的实部和虚部系数. 为书写方便, $a \Rightarrow a_m^n$, $a_x \Rightarrow a_{mx}$, $a_y \Rightarrow a_{ny}$, $a_z \Rightarrow a_{kz}$. 代入方程(3), 得到其特解

$$W_T = \sum_m \sum_n \sum_k \frac{g\alpha}{\nu(a^2 + a_z^2)^2} d^2 a^2 \left\{ \frac{{}_k A_m^n}{{}_k B_m^n} \right\} \exp\{i(a_x x + a_y y + a_z z)\} \quad (6)$$

如此, 方程(3)的完全解可以写为

$$W = \sum_m \sum_n \left[\left\{ \frac{C_m^n}{\bar{C}_m^n} \right\} e^{-az} + \left\{ \frac{D_m^n}{\bar{D}_m^n} \right\} e^{az} + \left\{ \frac{E_m^n}{\bar{E}_m^n} \right\} z e^{-az} + \left\{ \frac{F_m^n}{\bar{F}_m^n} \right\} z e^{az} \right] \exp\{i(a_x x + a_y y)\} + \sum_m \sum_n \sum_k \frac{g\alpha}{\nu(a^2 + a_z^2)^2} d^2 a^2 \left\{ \frac{{}_k A_m^n}{{}_k B_m^n} \right\} \exp\{i(a_x x + a_y y + a_z z)\} \quad (7)$$

式中, $C_m^n, D_m^n, E_m^n, F_m^n$ 和 $\bar{C}_m^n, \bar{D}_m^n, \bar{E}_m^n, \bar{F}_m^n$ 是由边界条件确定的常数, 而右端的特解首先要对 k 求和. 如果取上、下边界上速度垂直分量为零, 以及上边界水平分量为零(刚性边界), 下边界为刚性或应力自由边界, 则有

$$\begin{aligned} \text{垂直速度为零} \quad & W = 0 \quad z = 0, 1 \\ \text{刚性边界} \quad & \frac{dW}{dz} = 0 \quad z = 0 \text{ 或 } 1 \\ \text{应力自由边界} \quad & \frac{d^2 W}{dz^2} = 0 \quad z = 0 \text{ 或 } 1 \end{aligned} \quad (8)$$

将式(7)代入边界条件, 对于每个 m, n 可得到求解系数的方程组

$$\mathbf{AX} = \mathbf{B} \quad (9)$$

考虑到上地幔小尺度对流相应于板块内部区域构造和动力学问题, 岩石圈(上边界)相对于下伏地幔有很大的强度的差异, 而以 660 km(下边界)为界的下地幔的粘滞性比上地幔高, 故在本模型中取上、下边界为刚性, 其中系数矩阵

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ e^{-a} & e^a & e^{-a} & e^a \\ -a & a & 1 & 1 \\ -ae^{-a} & ae^a & (1-a)e^{-a} & (1+a)e^a \end{bmatrix} \quad (10)$$

$$\mathbf{X} = [C_{mm}, D_{mm}, E_{mm}, F_{mm}]^T \quad (11)$$

或

$$\mathbf{X} = [\bar{C}_{mm}, \bar{D}_{mm}, \bar{E}_{mm}, \bar{F}_{mm}]^T$$

如果取上下边界为刚性边界, 则对流垂直速度和水平速度在边界上为零, 对于密度展开系数 A_m^n, B_m^n 而言

$$B = \sum_k \left[W_T |_{z=0}, W_T |_{z=1}, \frac{dW_T}{dz} |_{z=0}, \frac{dW_T}{dz} |_{z=1} \right]^T \quad (12)$$

2 实验模型及结果

地震层析成像提供了一种较为精确地研究地幔深内部速度横向不均匀分布的方法. 一般实验条件下, 可以得到密度与地震波速之间的转换关系. 然而, 由于实验条件的限制, 我们无法直接求得深地幔自然实际状态下的这一转换关系. 本文将使用 Masters 等(1982)根据 Anderson 等(1968)提供的地幔密度异常与速度异常关系所给出的转换关系

$$\frac{d \ln \rho}{d \ln v_s} = 0.4 \quad \frac{d \ln v_p}{d \ln v_s} = 0.8 \quad (13)$$

计算地幔密度异常. 若假定其密度异常源于地幔热对流相应的温度扰动, 进而可利用状态方程直接将其转换为温度扰动, 或者直接利用密度扰动计算其对应的地幔对流格局.

为检验本研究提出的理论和方法的有效性, 本文首先使用了两个简单的物理模型: 一个是高密度(低温)体和低密度体(高温)模型(图 1); 另一个是类俯冲断离(break off)板片模型(图 2). 第一个模型设计了一个简单的网格点为 $7 \times 7 \times 10$ 的低密度异常和高密度异常. 其中心在 $x-y-z$ 坐标中的位置, 高密度体为(10, 10, 15), 低密度体为(22, 22, 15). 密度异常剖面在图 1a 中为 $x-y$ 平面, 图 1b 中为 x 坐标 10 的 $y-z$ 剖面(B), 图 1c 中为 y 坐标的 22 的 $x-z$ 剖面(A); 第二个模型设计了一个 45° 角的类俯冲断离(break off)板片(高密度异常体)(图 2). 其宽度为 7 个网格点, 俯冲深度为 16 个网格点. 模型仅仅考虑密度异常而不考虑预先设定的速度, 如果 660 km 深度为系统下边界, 则其相应的俯冲深度为 380 km 左右.

图中箭头为模型结果绘制的流场图, 图 1a 是自下而上第 30 个网格点处的 $x-y$ 平面流场, 图 1b, c 分别是 $x=10$ 的 $y-z$ 剖面和 $y=22$ 的 $x-z$ 剖面的流场. 平面流场图上看到, 在对流系统的上部物质从低密度异常中心流向高密度异常中心. 而在剖面图上则可发现, 在模拟的低密度体内部及对应的区域, 低密度(高温)的物质向上流动, 在系统的上部发散, 向高密度异常的中心汇聚. 而在高密度(低温)异常体内部及对应区域的物质则向下流动, 在系统的底部发散, 向低密度异常体中心汇聚. 如此形成了对流系统. 图 2 给出了类俯冲断离(break off)板片模型流场图. $x-y(z=27)$ 平面流场和 $x-z(y=16)$ 剖面流场显示了其残留俯冲带的特征. 在高密度(低温)异常体(俯冲断离板片)的驱动下, 物质向模拟的俯冲断离板片汇聚, 并向下以 45° 角流动. 在其端部, 流动分成了两支: 一支继续向下运动到系统的底部迴流; 另一支则为上升流动, 在 x 坐标轴上网格点为 22 的附近形成上升流动的发散中心, 上升流动可将较深地幔的物质带到浅部. 在此中心处, 一支流向断离板片的顶部与来自左边界的上升流动汇聚, 另一支则背向断离板片流动. 这一对流运动格局显示出由俯冲断离板片引发的地幔动力学图象, 特别是在上边界产生了一明显的汇聚和发散带. 当然, 由于我们采用了波数域的分析, 在水平方向上将是无限而周期性的重复图案, 所以边界附近的图象将不能完全反映流动的格局.

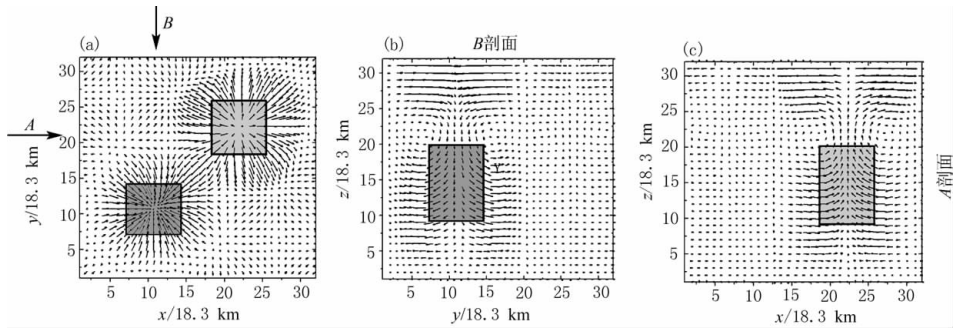


图 1 密度驱动上地幔小尺度对流实验模型 I 及对流流场

(a) 低密度体和高密度体模型位置及 $z=30$, x - y 流场剖面; (b) B 剖面高密度体模型位置及 $x=10$, y - z 流场剖面; (c) A 剖面低密度体模型位置及 $y=22$, x - z 流场剖面

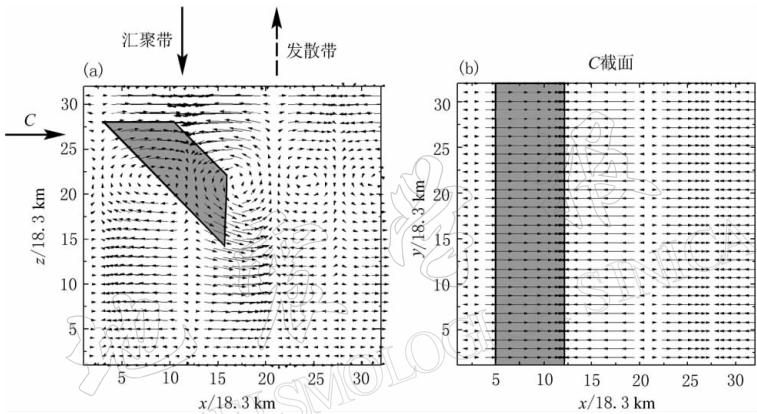


图 2 密度驱动上地幔小尺度对流实验模型 II 及对流流场

(a) 断离(break off)板片(高密度体)模型, $y=16$, x - z 剖面; (b) 断离(break off)板片(高密度体)模型, $z=27$, x - y 剖面

3 讨论和结论

实际上地幔是复杂的非线性的地幔热动力系统,地幔对流呈现出多尺度、多形态的特征. 原则上讲,对流作为地幔演化过程的一个主要的形态,应当包含时间的因素. 与此对应,描述和控制这一动力学过程的基本方程还应当包括由能量守恒定律所确定的热输运方程. 但是从现代地幔热动力过程的分析看来,由于地幔对流是相当缓慢的过程,即使在上地幔的范围内,时间尺度可能长达数百万年到数千万年. 所以为了模型的简化和计算的需求,本研究假定了现代地幔对流为准稳态. 而当我们主要关注对流格局时,准静态模型只需要考虑运动方程和连续性方程. 与此同时,由于没有考虑能量方程,驱动对流的能量源于形成密度(或温度)异常分布的重力能. 当块体运动(或者热能传输)的结果使系统达到能量极小时,对流将停止. 对流能够维持多久? 需要非稳态和考虑能量方程才能回答. 这也是我们在今后的数值模拟中需要解决的问题. 模型计算的结果表明,该方法可以适用于不同来源的地幔层析成像的数据,可以用于探讨不同地震层析数据对应的地幔对流模型,同时还可以讨论不同边界条件对格局的影响. 计算模型除了直接依赖于地震层析成像

所推估的地幔密度异常之外,还受到地幔动力学参数选取的约束.对于前者,即如何将地震层析成像的结果转化为地幔密度异常,这不是本文探讨的问题.而后者主要影响因素是地幔粘滞结构,通常在考虑全球问题时,把上地幔和下地幔分别设定为均匀粘滞结构,或者有更多的分层.事实上,在上地幔中其粘滞性可能存在横向不均匀,而这一不均匀又与温度分布相关联.Christensen(1989)利用二维数值模拟,详细讨论了粘滞性与温度之间幂指数依赖关系时的对流模型.研究表明:当模型底部与顶部粘滞存在很大差异时(>250 倍),其流场速度的增加向高温部分靠近,但并不影响对流的基本格局.特别是与热对流相关联的,由温度产生的粘滞性的横向不均匀的影响也是如此.按照 Turcott 和 Schubert (1982) 对上地幔条件下粘滞性的估计,在 10^{-15} 应变率时,如果温度差 $\Delta T=200^{\circ}\text{C}$,其粘滞性相差约 10 倍.显然在一般情况下,上地幔温度在同一深度上的横向差异估计就是这一数量级,所以其对于对流格局的影响估计应当不会太大.然而,如果将粘滞性横向不均匀引入方程(1)不仅不能得到(如本文的)解析解,而数值模拟也很难完满解决实际地幔的复杂结构,更不用说引入密度驱动了.因此,为了能够直接地使用地震成像数据,了解上地幔对流的基本格局,本方法无疑是简捷和实用的.

很容易理解,本研究所建立的仅仅是很初步和很简化的模型.而要真正认识我们居住的行星,推演其现代状态和热动力学演化,还需要艰苦的努力.不仅需要更多的观测数据的积累,而且需要更加符合地球实际的动力学模型.这也是我们研究追求的目标.

参 考 文 献

- 傅容珊,常筱华,黄建华,等. 1994a. 区域重力异常和上地幔小尺度对流模型 II[J]. 地球物理学报, **37**(Sup): 249~258
- 傅容珊,黄建华,刘文忠. 1994b. 区域重力异常和上地幔小尺度对流相关方程[J]. 地球物理学报, **37**(4): 638~646
- 傅容珊,常筱华. 1994. 上地幔小尺度热对流及大陆岩石层动力学[A]. 见:陈运泰,阚荣举,滕吉文等编. 中国地球物理学进展[M]. 北京:地震出版社, 169~178
- 傅容珊,陈凌,黄建华,等. 1995. 全球地震层析地幔密度横向不平衡及大陆动力学[J]. 地球物理学进展, **10**(3): 51~62
- 傅容珊,黄建华,徐耀民,等. 1998. 青藏高原-天山地区岩石层构造运动的地幔动力学机制[J]. 地球物理学报, **41**(4): 658~668
- 刘福田,曲克信,吴华,等. 1989. 中国大陆及其邻区的地震层析成像[J]. 地球物理学报, **32**(3): 281~291
- Anderson D L, Schreiber E, Liebermann R C, *et al.* 1968. Some elastic constant data on minerals relevant to geophysics [J]. *Rev Geophys Space Phys*, **6**: 491~524
- Anderson D L. 1998. The scales of mantle convection[J]. *Tectonophysics*, **284**: 1~17
- Atwater T, Schlater J, Sandwell D, *et al.* 1993. Fracture zone traces across the N. Pacific Cretaceous Quiet Zone and their tectonic implications[A]. In: Pringle M, Sager W, Sliter W, *et al* eds. *The Mesozoic Pacific: Geology, Tectonics and Volcanism*. American Geophysical Union Geophysics Monograph 77[C]. Washington D C: AGU, 137~154
- Baudry N, Kroenke L. 1991. Intermediate-wavelength(400~600 km), South Pacific geoidal undulations: Their relationship of linear volcanic chains[J]. *Earth Planet Sci Lett*, **102**: 430~443
- Calcagno P, Cazenave A. 1993. Present and past regional ridge segmentation: Evidence in geoid data[J]. *Geophys Res Lett*, **20**: 1 995~1 998
- Chandrasekhar U. 1961. *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*[M]. New York: Oxford Clarendon Press, 1~625
- Christensen U R. 1989. Mantle rheology, constitution, and convection. Mantle convection[A]. In: Peltier W R ed.

- Plate Tectonics and Global Dynamics*[C]. New York: Gordon and Breach Sci Publish, 595~655
- Dubuffet F, Rabinowicz M, Monnereau M. 2000. Multiple scales in mantle convection[J]. *Earth Planet Sci Lett*, **178**: 351~366
- Duncan R A, Storey M. 1992. The life cycle of Indian Ocean hotspots[A]. In: Duncan R A ed. *Synthesis of Results from Scientific Drilling in the Indian Ocean*[C]. Washington D C: American Geophysical Union, 91~103
- Fu R S. 1995. The applications of GPS network for monitoring the crustal deformations in China[A]. *Military Applications of GPS and GIS Technology*[C]. Seoul: Korea Military Academy, 121~139
- Fu R S, Huang J H, Wei Z X. 1996. The upper mantle flow beneath the North China platform[J]. *Pure Appl Geophys*, **146**(3/4): 649~659
- Haxby W F, Weissel J K. 1986. Evidence for small-scale mantle convection from SEASAT altimeter data[J]. *J Geophys Res*, **91**: 3 507~3 520
- Hayes D E, Kane K A. 1994. Long-lived mid-ocean ridge segmentation of the Pacific-Antarctic ridge and the southeast Indian ridge[J]. *J Geophys Res*, **99**: 19 679~19 692
- Honda S, Balachandrar S, Yuen D A, *et al.* 1993. Three-dimensional mantle dynamics with an endothermic phase transition[J]. *Geophys Res Lett*, **20**: 221~224
- Hoernle K, Schmincke H U. 1993. The role of partial melting in the 15-Ma geochemical evolution of Gran-Canaria—A blob model for the Canary Hotspot[J]. *J Petrol*, **34**: 599~626
- Humphreys E, Clayton R W, Hager B H. 1984. A tomographic image of mantle structure beneath southern California [J]. *Geophys Res Lett*, **11**: 625~627
- Ito G, McNutt M, Gibson R L. 1995. Crustal structure of the Tuamotu Plateau, 15°S, and mplications for its origin[J]. *J Geophys Res*, **100**: 8 097~8 114
- Joseph D, Taylor B, Shor A, *et al.* 1993. The Nova Canton Trough and the Late Cretaceous evolution of the cental Pacific[A]. In: Pringle M, Sager W, Sliter W, *et al.* eds. *The Mesozoic Pacific: Geology, Tectonics and Volcanism*. American Geophysical Union Geophysics Monograph 77[C]. Washington D C: AGU, 171~185
- Liu F T, Liu J H, Zhong D L, *et al.* 2000. The subducted slab of Yangtze continental block beneath the Tethyan orogen in western Yunnan[J]. *Chinese Sci Bull*, **45**(5): 466~471
- Machetel P, Weber P. 1991. Intermittent layered convection on a normal mantle with an endothermic phase change at 670 km[J]. *Nature*, **350**: 55~57
- Macdonald K C Jr, Fox P J, Perram L J, *et al.* 1988. A new view of the mid-ocean ridge from the behaviour of ridge-axis discontinuities[J]. *Nature*, **335**: 217~225
- Maia M, Diamant M. 1991. An analysis of the altimetric geoid in various wave bands in the Central Pacific Ocean; constraints on the origin of intraplate features[J]. *Tectonophysics*, **190**: 133~153
- Masters G, Jordan T H, Silver P G, *et al.* 1982. A spherical earth structure from fundamental spherical-mode data[J]. *Nature*, **298**: 609~613
- Müller R T, Royer J, Lawver A L. 1991. Evidence for hotspot group motion in the Late Cretaceous, Early Tertiary[A]. *Abstracts with Programs*[C]. Geol Soc Amer, A318
- Petronotis K E, Jurdy D M. 1990. Pacific plate reconstructions and uncertainties[J]. *Tectonophysics*, **182**: 383~391
- Pringle M S. 1993. Age progressive volcanism in the Musicians Seamounts: A test of the hotspot hypothesis for the Late Cretaceous Pacific[A]. In: Pringle M, Sager W, Sliter W *et al.* eds. *The Mesozoic Pacific: Geology, Tectonics and Volcanism*. American Geophysical Union Geophysics Monograph 77[C]. Washington D C: AGU, 187~215
- Pringle M S, Dalrymple G B. 1993. Hess Rise, Wentworth Seamount Chain[A]. In: Pringle M, Sager W, Sliter W, *et al.* eds. *The Mesozoic Pacific: Geology, Tectonics and Volcanism*. American Geophysical Union Geophysics Monograph 77[C]. Washington D C: AGU, 263
- Richter F M, McKenzie D P. 1978. Simple plate models and mantle convection[J]. *J Geophys*, **44**: 441~471
- Sager R A, Duncan R A, Handschumacher D. 1993. Japanese, Marcus-Wake seamounts; west Pacific Ocean[A]. In: Pringle M, Sager W, Sliter W, *et al.* eds. *The Mesozoic Pacific: Geology, Tectonics and Volcanism*. American Geo-

- physical Union Geophysics Monograph 77[C]. Washington D C: AGU, 401
- Schilling J G. 1991. Fluxes and excess temperatures of mantle plumes inferred from their interaction with migrating midocean ridges[J]. *Nature*, **352**: 397
- Smith S W, Knapp J S, McPherson R C. 1993. Seismicity of the Gorda Plate, structure of the continental margin, and an eastward jump of the Mendocino Triple Junction[J]. *J Geophys Res*, **98**: 8 153~8 171
- Smith R B, Braile L W. 1994. The Yellowstone Hotspot[J]. *J Volcanol Geotherm Res*, **61**: 121~187
- Tackley P J, Stevenson D J, Glatzmaier G A, *et al.* 1994. Effects of multiple phase-transitions in a 3-dimensional spherical model of convection in Earth's mantle[J]. *J Geophys Res*, **99**: 15 877~15 901
- Tarduno J A, Gee J. 1995. Large-scale motion between Pacific and Atlantic hotspots[J]. *Nature*, **378**: 477~480
- Turcott D L, Schubert G. 1982. *Geodynamics, Applications of Continuum Physics to Geological Problems*[M]. New York: John Wiley & Sons Press, 449
- Vogt P R. 1972. Evidence for global synchronism in mantle plume convection, and possible significance for geology[J]. *Nature*, **240**: 338~342
- Woodhouse J H, Dziewonski A M. 1984. Mapping the upper mantle: Three-dimensional modeling of earth structure by inversion of seismic waveforms[J]. *J Geophys Res*, **89**: 5 953~5 986
- Yamaji A. 1992. Periodic hotspot distribution and small-scale convection in the upper mantle[J]. *Earth Planet Sci Lett*, **109**, 107~116
- Zoback M L, McKee E H, Blakely R J. 1994. The northern Nevada rift-regional tectonomagmatic relations and middle Miocene stress direction[J]. *Geol Soc Amer Bull*, **106**(3): 371~382

UPPER MANTLE CONVECTION DRIVING BY DENSITY ANOMALY AND A TEST MODEL

Fu Rongshan Wang Jingyun Chang Xiaohua
Huang Jianhua Dai Zhiyang Zha Xianjie

(School of Earth and Space Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

Abstract: A mathematic-physical convection model in upper mantle is established in this paper. This model is in a three dimensional frame. Assume that the density anomalies, which are mapped from the seismic tomography data, are responding to the temperature perturbation in the connective system. This model takes the density anomalies as the driving force for the mantle convection. We solve the basic equations with different boundary conditions in a domination of wave number by using the FFT arithmetic. In order to test the validity of our theory and method two simple models (higher-lower density body and break off slab) are employed to calculate their flow patters in this paper. Results show that our method can be directly used to investigate the upper mantle convection patterns and its related problems of lithospheric dynamics.

Key words: mantle convection; dynamics; seismic tomography