

大洋中脊的形成过程

关德相 姜芳仪

(中国科学院力学研究所)

摘 要

本文从热传导方程出发,得到了大洋中脊下岩石层温度分布的分析表达式及数值计算结果.结果表明,软流层上涌流动所提供的热源可以使大洋中脊下岩石层逐步融化;岩石层的相对移动速度对大洋中脊岩石层温度场及融化深度影响较大.

一、引 言

在板块构造学说中,大洋中脊的存在具有十分重要的意义.然而,大洋中脊是怎样形成的?是一种什么样的作用力把这数十公里厚的岩石层撕裂开的呢? A. L. Wegener 提出了离极力假说.他认为在离极力的作用下,位于地极附近的地壳便被撕裂开来并向赤道附近移动.但是实际计算表明,这种离极力只有重力的几百万分之一^[1],不可能使地壳分裂.还有人认为,地壳发生构造运动的动力是地球角速度变更时的惯性力改变量^[2].然而用这种观点解释大洋中脊的形成存在着两个难点:第一,地球自转速度的长期变化十分微弱,小于 5×10^{-10} /年^[3],产生的作用力很小;第二,地球自转速度的长期变化是趋于越来越慢,而不是越来越快,因此,这种变化主要是使岩石层板块内发生压应力,而不是拉应力. H. H. Hess^[4] 和 R. S. Dietz^[5] 在提出海底扩张假说时,注意到了地幔对流的存在.他们指出,大洋中脊正处在地幔物质的上涌部分,因此,这一上涌流动构成了大洋中脊形成的先决条件.然而,上涌流动通过什么样的物理过程而形成大洋中脊的呢?是不是所有的上涌流动都能够产生大洋中脊?影响大洋中脊形成的主要参数是什么?对这些问题,他们并没有进行深入的研究.

我们认为,软流层内的上涌流动为岩石层的下表面提供一附加热源.这一附加热源不断地向岩石层传递热量,在一定的条件下,可使岩石层逐步融化、变薄、变软以致抗拉强度大大降低,最后裂开,形成大洋中脊.本文的数值计算结果表明,大洋中脊的形成过程受板块的运动速度影响较大.大洋中脊的形成只能发生在板块运动速度极低的情况,这一结果与实际观测到的地球物理事实相符合.

二、基本方程

在图 1 中, AB 为地球表面,其竖直方向坐标 $x = 0$; CD 为岩石层下表面,其竖直方

本文 1980 年 4 月 21 日收到, 1981 年 9 月 5 日收到二次修改稿.

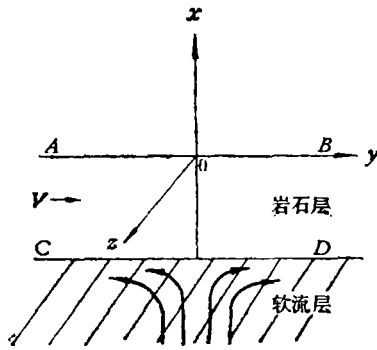


图 1 软流层上涌流动示意图

向坐标 $x = -L$.

假设在时间 $t \leq 0$ 时, CD 下方的软流层内不存在地幔对流; 在 $t > 0$ 时, 该区域出现地幔对流, 其上涌部分如图 1 所示. 现在我们研究这一上涌流动对岩石层所产生的影响.

岩石层内的温度场可用下述热传导方程来描述:

$$\rho c \left(\frac{\partial u}{\partial t} + V \frac{\partial u}{\partial y} \right) = K \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + H. \quad (1)$$

其中, u 为温度; ρ 、 c 、 K 和 V 分别为岩石层物质的密度、比热、热传导系数和岩石层板块相对软流层的运动速度, 并假设它们为常数; H 为放射性物质引起的内部热生成率. 参照文献[6], 对于海洋岩石层板块, 可以忽略 H 的作用, 于是有

$$\frac{\partial u}{\partial t} + V \frac{\partial u}{\partial y} = \alpha \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right), \quad (2)$$

其中 $\alpha = \frac{K}{\rho c}$ 称为导温系数.

下面分析方程(2)的边界条件和初始条件.

地球表面的温度与岩石层下表面的温度相比, 其变化幅度是很小的, 可近似认为是恒定值 0°C , 即

$$u_0 = u|_{x=0} = 0. \quad (3)$$

边界条件(3)对于洋底情况尤其合理.

在 $t \leq 0$ 时, 图 1 CD 下方的软流层内不存在地幔对流, 按照文献[7], 岩石层内的温度分布是线性的:

$$u(x) = -\frac{u|_{x=-L} - u_0}{L} \cdot x. \quad (4)$$

此时岩石层下表面的热流值 q_0 为一恒定值, 为

$$q_0 = \frac{u_s - u_0}{L} \cdot K, \quad (5)$$

其中 $u_s = u|_{x=-L}$. 本文根据文献[7], 取 $L = 75$ 公里, $K = 7 \times 10^{-3}$ 卡/度·厘米·秒, $u_s = 1300^\circ\text{C}$, 于是 $q_0 = 3.832 \times 10^{11}$ 卡/公里²·年.

在 $t > 0$ 时, 出现上涌流动. 这一上涌流动对岩石层板块下表面不断传送热量形成一附加的表面热源, 它的强度以 xoz 面为对称面呈对称分布, 在 $y = 0$ 处, 强度最大, 随着 $|y|$ 的增加, 强度逐渐减小. 为了计算方便, 假设这一附加热源为正态分布

$$q|_{x=-L} = Dq_0 e^{-\left(\frac{y'}{a}\right)^2}. \quad (6)$$

其中 D 为热源强度系数, a 为热源分布参数, y' 为附加表面热源在 y 方向上的位置. 参照文献[8], 本文取 $D = 10$, $a = 5$ 公里.

在 $t > 0$ 时, 岩石层下表面的热流值为式 (5)、(6) 之和, 即

$$q_w|_{x=-L} = q_0 + Dq_0 e^{-\left(\frac{y'}{a}\right)^2}. \quad (7)$$

三、岩石层内温度场的解

由于上述方程组中方程和定解条件是线性的, 解满足迭加原理, 因此, 岩石层内的温度场可写为初始时刻温度场与软流层上涌流动提供附加表面热源产生温度场的迭加, 即

$$u = u_1 + u_2. \quad (8)$$

其中, u_1 为无上涌流动时的温度场或不受上涌流动影响的无穷远处温度场, 显然

$$u_1 = -\frac{u_s}{L} \cdot x, \quad (9)$$

u_2 为软流层上涌流动提供附加表面热源所产生的温度场. 不难看出, u_2 应满足下述方程和定解条件

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} + V \frac{\partial u_2}{\partial y} = \alpha \left(\frac{\partial^2 u_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_2}{\partial z^2} \right), \quad (10)$$

$$u_2|_{x=0} = 0, \quad (11)$$

$$u_2 = 0, \quad \text{当 } t \leq 0 \text{ 时}; \quad (12)$$

$$q|_{x=-L} = Dq_0 e^{-\left(\frac{y'}{a}\right)^2}, \quad \text{当 } t > 0 \text{ 时}. \quad (13)$$

参照文献[9], 利用热源和热汇求解方法, 可以得出方程 (10)–(13) 具有如下形式的分析解

$$u_2 = \int_0^t \frac{Dq_0 a}{2\rho c \sqrt{\pi\alpha(t-t')} [4\alpha(t-t') + a^2]} \times [e^{-(x+L)^2/4\alpha(t-t')} - e^{-(x-L)^2/4\alpha(t-t')}] \cdot e^{-[y-V(t-t')]^2/[4\alpha(t-t')+a^2]} dt'. \quad (14)$$

将式 (9) 和 (14) 代入 (8) 中, 有

$$u = -\frac{u_s}{L} \cdot x + \int_0^t \frac{Dq_0 a}{2\rho c \sqrt{\pi\alpha(t-t')} [4\alpha(t-t') + a^2]} \times [e^{-(x+L)^2/4\alpha(t-t')} - e^{-(x-L)^2/4\alpha(t-t')}] \cdot e^{-[y-V(t-t')]^2/[4\alpha(t-t')+a^2]} dt'. \quad (15)$$

四、计算结果与讨论

1. 式 (14) 中, 当 $a \rightarrow 0$, $D \rightarrow \infty$, 并使得

$$Q = \int_{-\infty}^{+\infty} Dq_0 e^{-\left(\frac{y'}{a}\right)^2} dy' \quad (16)$$

为一确定的有限值, 则式 (14) 变为运动线源解

$$u_2 = \int_0^t \frac{Q}{4\pi K(t-t')} [e^{-(x+L)^2/4\alpha(t-t')} - e^{-(x-L)^2/4\alpha(t-t')}] \times e^{-[y-V(t-t')]^2/4\alpha(t-t')} dt' \quad (17)$$

这里 Q 的物理含意是单位时间单位长度线热源所放出的热量。

如果当 $t \rightarrow \infty$, 式 (17) 变为

$$u_2 = \frac{Q}{2\pi K} e^{\frac{Vy}{2\alpha}} \left\{ K_0 \left[\frac{V}{2\alpha} \sqrt{(x+L)^2 + y^2} \right] - K_0 \left[\frac{V}{2\alpha} \sqrt{(x-L)^2 + y^2} \right] \right\} \quad (18)$$

其中 K_0 为零阶第二类变型贝塞耳函数, 此时

$$u = -\frac{u_s}{L} \cdot x + \frac{Q}{2\pi K} e^{\frac{Vy}{2\alpha}} \left\{ K_0 \left[\frac{V}{2\alpha} \sqrt{(x+L)^2 + y^2} \right] - K_0 \left[\frac{V}{2\alpha} \sqrt{(x-L)^2 + y^2} \right] \right\} \quad (19)$$

2. 当 q 采用如式 (6) 的分布形式时, 不同时间 u 随 y 的变化如图 2 所示。其中取 $x = -68$ 公里, $V = 0.1$ 厘米/年。曲线 1、2、3 和 4 分别表示时间为 10^6 年、 10^7 年、 10^8 年和 $t \rightarrow \infty$ 的情况。可以看出, 时间对温度分布具有明显的影响。因此, 在讨论大洋中脊的形成过程时必须考虑时间因素。曲线 5 表示在 y 方向为正态分布的附加热源等效地集中在 $y = 0$ 的位置上, 当 $t \rightarrow \infty$ 时的温度场。从图中可看出, 曲线 4 和 5 只在 y 值较小时才有差别, 而在 y 值较大时, 两者趋于同一数值, 这一结果从物理上看是非常合理的。

图 3 给出了不同速度时 u 随 y 的变化。曲线 1、2、3 和 4 分别表示 V 为 0、0.1、1 和

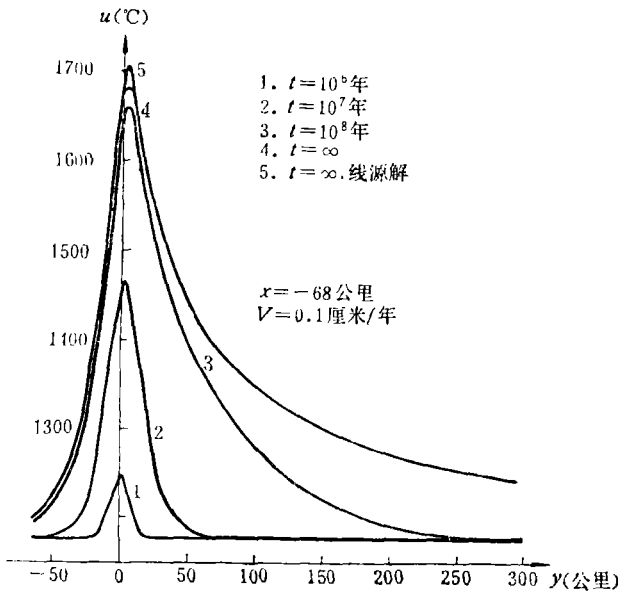
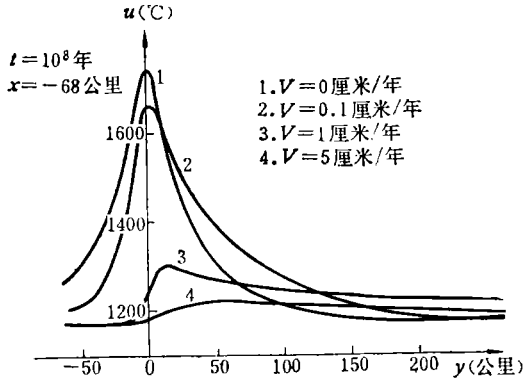


图 2 时间对 $u-y$ 曲线的影响

图3 速度对 $u-y$ 曲线的影响

5 厘米/年情况下的温度场,其中取 $x = -68$ 公里, $t = 10^8$ 年.由图可见,板块运动速度对温度分布的影响较大,速度越高,温度场峰值幅度也越小,曲线峰越偏离 x 轴.

3. 图 4 给出了不同板块速度下的融化区域 ($t = 10^8$ 年). 按照文献 [7] 取融化温度 $T_f = 1300^\circ\text{C}$. 曲线 1、2、3 和 4 下的面积分别表示板块运动速度为 0、0.1、1 和 5 厘米/年情况下的融化区域. 从图 4 可得出,板块运动速度对融化区域影响很大.

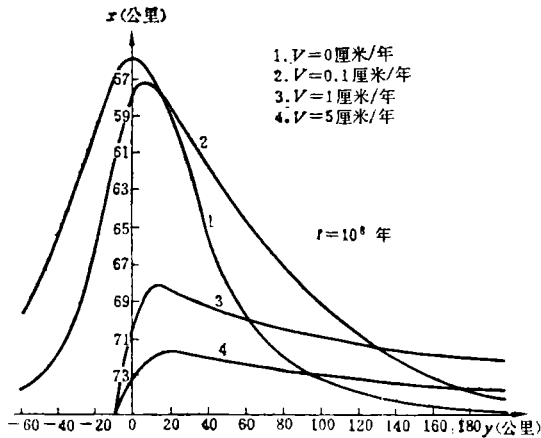


图4 板块运动速度对融化区域的影响

五、结 束 语

本文根据热传导方程的分析解及其数值计算结果,对大洋中脊的形成过程提出了如下设想: 在大洋中脊下面的软流层内出现上涌流动(自然对流环的上升部分),这一上涌流动在岩石层的下表面构成一附加热源,并不断向岩石层传递热量,使岩石层逐步融化、变薄. 根据文献[8],软流层内的高温地幔物质上涌至岩石层内,使这里的压力升高,将岩石层板块向两侧推开. 当岩石层板块融化、变薄至十几公里时,这一推力足够使板块被拉断或产生塑性变形,于是形成大洋中脊.

应该指出, 板块运动速度对温度分布影响很大: 速度越大, 温度场温度越低, 融化区域越小。因此, 只有在板块运动速度很低时, 才能形成大洋中脊, 当板块运动速度较大时, 附加热源传输给岩石层板块的热能大部分被运动的板块带走, 不利于形成大洋中脊。

地学观测表明, 非洲板块的运动速度是很低的^[9]。在非洲东部穹丘和裂谷分布非常广泛, 这说明非洲大陆正处于裂开的早期阶段, 这一地学观测结果与上面的结论是一致的。

致谢: 对谈镐生教授所给予的指导和帮助表示衷心的感谢。

参 考 文 献

- [1] 上田诚也, 新地球观, 17, 科学出版社, 1973.
- [2] 潘立宙, 地质力学的力学知识, 6, 地质出版社, 1977.
- [3] 傅承义, 地球十讲, 57, 科学出版社, 1976.
- [4] Hess, H. H., History of ocean basins, in Petrologic Studies, 599—620, Geological Society of America, New York, 1962.
- [5] Dietz, R. S., Continent and ocean basin evolution by spreading of the Sea floor, *Nature*, Vol. 190, 854—857, 1961.
- [6] 上田诚也、金森博雄, 地壳运动假说, 56, 地质出版社, 1978.
- [7] Lcpichon, X., Francheteau, J. & Bonnin, J., Plate tectonics, 154—172, Elsevier Scientific Publishing Company, London, 1973.
- [8] 李荫亭、关德相, 海底扩张的驱动机理, 中国科学, No.3, 281—292, 1979.
- [9] Carslaw, H. S. & Jaeger, J. C., Conduction of heat in Solids, 255—281, Second edition, Oxford University Press, 1959.

THE FORMATIVE PROCESS OF MID-OCEAN RIDGE

GUAN DE-XIANG JIANG FANG-YI

(*Institute of Mechanics, Academia Sinica, People's Republic of China*)

Abstract

By use of the heat conduction equation in a moving medium, the analytical solution of the temperature distribution and heat flow distribution and its computational results are obtained in this paper. The computational results indicate that the upwelling flow in the asthenosphere supplies the heat energy which can make the lithosphere under the mid-ocean ridge to melt gradually; the speed of the lithosphere relative to the asthenosphere affects greatly the temperature field, the heat flow and the melting depth at the mid-ocean ridge.