

现今全球洋脊系统的定向性与等距性 及其形成的动力学机制

吴珍汉 崔盛芹

(中国地质科学院地质力学研究所)

摘要 现今全球大洋中脊系统的分布具有球面上的定向性与等距性,横向上的波动性,时代上的长期性与对称性及洋中脊位置相对于大洋岩石圈的稳定性等基本特征,洋脊系统的展布与地球自转存在密切相关性。

大洋中脊系统分布的基本特点决定于固体地球内部的动力系统。已有资料表明,地球各圈层均受西向驱动力与重力两大全球性基本构造动力的驱动作用。在西向驱动力、重力与热力的长期作用下,固体地球各圈层均表现出不同程度的流变性。本文通过解流变体的 Navier-Stokes 动力学方程,求得固体地球岩石圈—软流圈的水平速度分量 V_θ 与径向速度分量 V_r 。

据此对全球洋脊系统分布的定向性、等距性、垂向波动性及与地球自转的密切相关性等基本特征及其产生的动力学机制进行初步的解释。

关键词 大洋中脊 等距性 地球自转 动力学

大洋中脊是现今地球表面规模最大、最为宏伟、最为显著的一级活动构造系统,在全球构造格局中具有极为重要的作用和地位。自从大洋中脊被人类发现以来,地球科学工作者便从各个角度,应用多种方法对这些宏伟壮观的构造带进行了长期、细致的研究工作,取得了丰硕的成果。然而,至今国际地质学界对全球洋脊系统分布的基本特征及其形成的动力学机制,认识上仍存在很大分歧。目前普遍认为,地幔对流是大洋中脊形成的基本动力学机制^[1-4],但现有的地幔对流模式无法解释全球洋脊系统的定向性、等距性及与地球自转的密切相关性。李四光(1972)、Hertzler et al. (1968)与孙殿卿(1980,1982,1995)等曾指出现今全球洋脊与转换断层分布的定向性及与地球自转轴的相关性,但其形成的动力学机理有待于深入研究^[5-7,14-15]。本文在总结现今全球洋脊系统时、空分布重要特征的基础上,通过求解岩石圈—软流圈运动的动力学方程,论证全球洋脊系统分布的定向性、等距性及其与地球自转相关性等现象所固有的动力学机制,并试图对全球洋脊系统的形成与演化机理提出新的认识。

1 现今全球洋脊系统分布的基本特征

现今地球表面大洋中脊系统的分布具有球面上的定向性与等距性,横向上的波动性及时代上的长期性与对称性等重要特征,显示出与地球自转密切相关的相关关系。

1.1 球面上的定向性与等距性

现今地球表面存在 4 条正在活动的大洋中脊系统与 1 条已停止活动的大洋中脊。它们是太平洋中脊、大西洋中脊、印度洋中脊、塔斯曼(Tasman)海洋中脊及环南极洲洋中脊。其中塔斯曼海洋中脊已停止活动(图 1)^[16]。太平洋中脊、大西洋中脊、印度洋中脊与塔斯曼海洋中脊都在总体上呈近 SN 向展布,环南极洲洋中脊在总体上呈近 EW 向分布,显示出明显的定向性及与地球自转轴良好的相关性。4 条经向洋脊系统在球面上具有近等距性分布的特点,相邻洋脊相距近 90°经度(表 1);尽管受到转换断层的强烈切割作用,大洋中脊的定向性与等距性仍然表现得非常明显。

表 1 现今地球表面大洋中脊间距一览表

Table 1 Distances among present mid-ocean ridge systems

测量地点	太平洋中脊—塔斯曼海洋中脊	塔斯曼海洋中脊—印度洋洋中脊	印度洋洋中脊—大西洋洋中脊	大西洋洋中脊—太平洋洋中脊
北纬 50°	—	—	—	99°
北纬 45°	—	—	—	98°
北纬 40°	—	—	—	98°
北纬 30°	—	—	77°	74°
北纬 20°	—	—	83°	65°
北纬 10°	—	—	97°	71°
赤道带	—	—	87°	88°
南纬 10°	—	—	79°	91°
南纬 15°	97°	91°	80°	92°
南纬 20°	97°	89°	80°	94°
南纬 25°	92°	90°	85°	93°
南纬 30°	94°	80°	89°	97°
南纬 35°	100°	80°	93°	87°
南纬 40°	98°	82°	93°	87°
平均值	96.3°	85.3°	85.7°	88.1°
平差均值	97.5°	86.5°	86.8°	89.2°

1.2 横向上的波动性

在垂直于大洋中脊的横向上,软流圈顶面形态与岩石圈厚度两者呈正弦状起伏的镜像关系,表现出垂向上显著的波动性(图 2)。大洋中脊中央岩石圈厚度最小,多介于数公里至 20Km 之间,向外岩石圈厚度逐渐增大至 80Km 以上。软流圈厚度也随经度变化呈现出波状,大洋中脊处于波峰部位;相邻洋脊中间的块体则处于波谷部位,此处软流圈厚度趋于极小值。从海底地貌来看,大洋中脊为巨大线性水下隆起带,水深相对较浅;向洋脊两侧,海底高度降低,水深不断加大,也表现出波状起伏特点。

1.3 时代上的长期性与对称性

大洋中脊两侧岩层时代分布的显著特点表现为以洋中脊为轴呈现出对称性(简称为时代上的对称性),洋脊中央岩石时代最新,向外逐渐变老(图 1)。太平洋、大西洋、印度洋海底大面积出露的最老岩层时代均为晚侏罗世。海底钻探资料表明,太平洋、大西洋与印度洋均有 100Ma 以上的历史,古地磁资料也反映现代大洋的扩张时期远大于 100Ma^[8]。这些事实均直

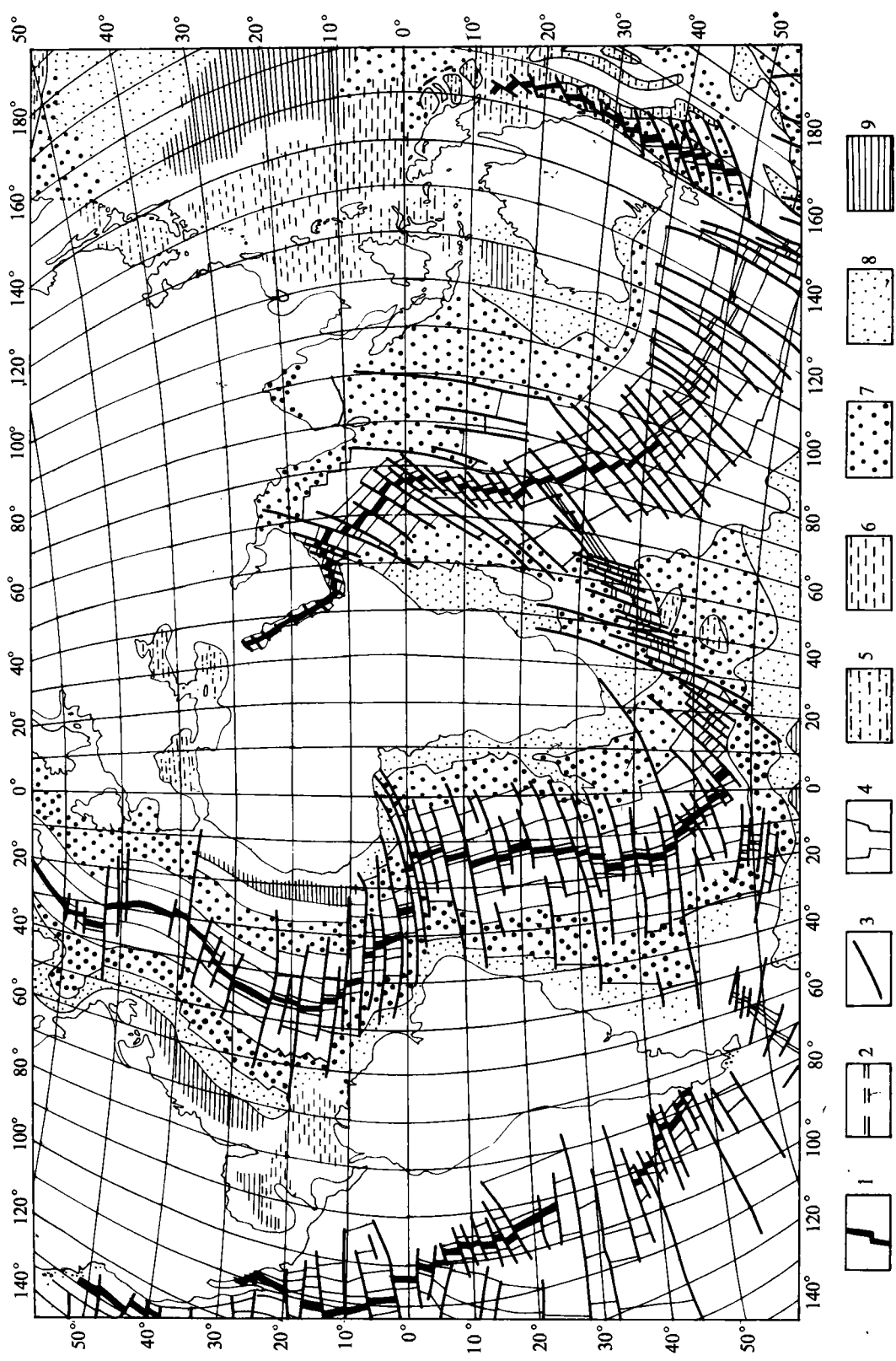


图 1 现今全球大洋中脊分布图(据 V. E. Khain, 1981 简化)

Fig. 1 Distribution of present mid-ocean ridge system

1. 经向洋脊; 2. 环南极洲洋中脊; 3. 转换断层; 4. 海底磁异常条带; 5. 轴新世—晚新世; 6. 古新世—晚第三纪; 7. 晚白垩世; 8. 早白垩世; 9. 晚侏罗世

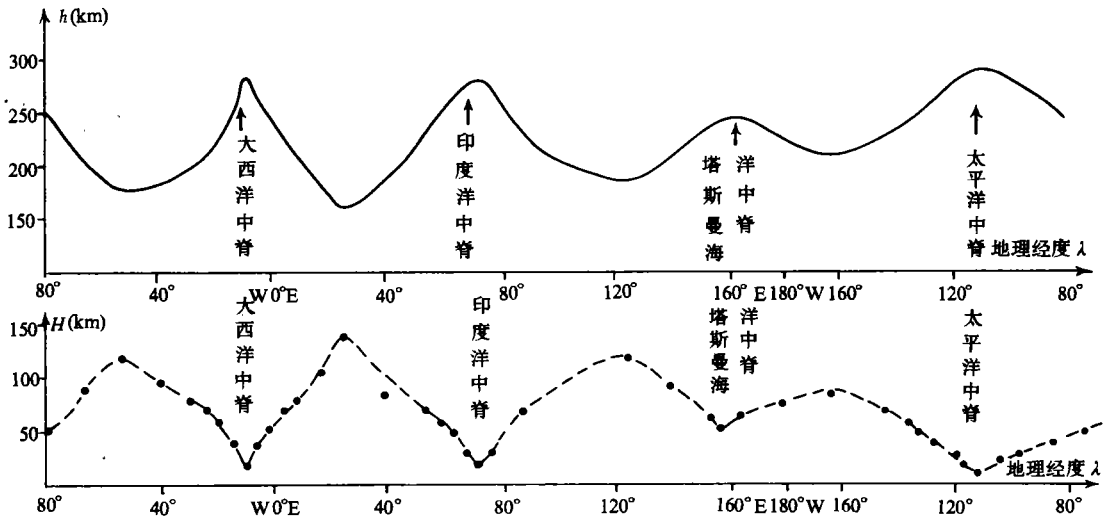


图 2 沿南纬 25°线软流圈厚度(h)与岩石圈厚度(H)剖面图
 Fig. 2 Depth of asthenosphere(h) and lithosphere(H) along cross section of 25° south latitude

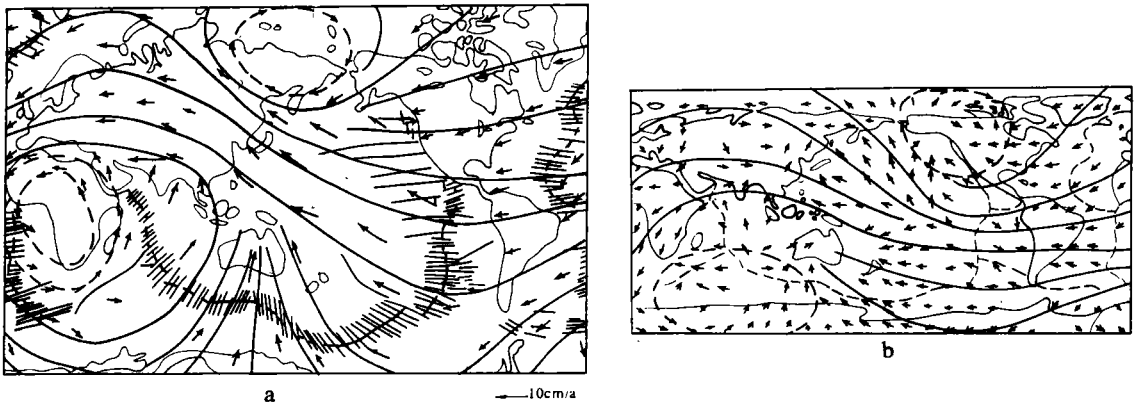


图 3 固体地球表层绝对水平速度矢量分布图
 Fig. 3 Absolute velocity vectors of uppermost layers of the earth
 a. 岩石圈速度矢量分布图(据 Gripp A. E, 1990 与马宗晋等, 1992 修编)
 b. 软流圈速度矢量分布图(据 Bai Wuming et al. 1992 修编)

接或间接地说明, 现今全球洋脊系统的形成与演化历史具有一定的长期性。

1.4 大洋中脊位置相对于大洋岩石圈的稳定性

依据岩石圈块体运动绝对速度矢量观测结果(图 3a), 结合地质-地球物理资料分析, 可以看出, 全球大洋中脊与岩石圈一起, 具有整体西向运动特征。大洋中脊西移速度与其两侧大洋岩石圈块体西移速度的大小与方向均相同或相近, 从而使大洋中脊相对于其两侧大洋岩石圈

的位置保持长期稳定,否则洋脊两侧 88Ma 以来的海底磁异常条带不可能呈对称分布。这一特征有别于起源于软流圈以下的深部地幔柱与热点,地幔柱在岩石圈板块整体西移的过程中,其位置相对于地心长期保持不动,从而相对于岩石圈板块产生东向视运动,并形成海底火山岛链。

2 岩石圈—软流圈的动力学方程及其求解

现代空间测量资料表明,地球表层岩石圈具有整体西向运动(图 3a)^[9,10]。Bai Wuming et al. (1992)根据全球地震层析诸方面的资料,计算出软流圈水平运动绝对速度矢量^[11],反映软流圈也具有与岩石圈类似的整体西向运动特征(图 3b)。这些观测结果充分证明,岩石圈与软流圈受到西向驱动力的长期作用而发生流变,产生西向圈层运动。岩石圈、软流圈的粘性系数均大于 $10^{19}\text{Pa}\cdot\text{s}$ ^[13],因此可以看成为不可压缩粘滞性流体,其稳态流变速率很小。另外,大洋中脊相对于相邻大洋岩石圈块体位置的长期稳定性,标志着相邻软流圈与岩石圈具有大小与方向均相同或相近的水平运动,因此可以将岩石圈-软流圈作为一个整体进行分析。

将岩石圈-软流圈在构造动力(西向驱动力与重力、热力)的长期作用下所产生的缓慢变形,看成为牛顿体流变^[13],即应力(τ)与应变速率($\dot{\epsilon}$)存在如下线性关系

$$\dot{\epsilon} = \frac{\tau}{\eta} \quad (1)$$

其流变服从 Navier-Stokes 方程,即

$$\rho \cdot \frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{f} - \nabla P + \eta \cdot \nabla^2 \vec{V} + (\eta + \mu) \cdot \nabla(\nabla \cdot \vec{V}) \quad (2)$$

ρ 为介质密度, f 为体力密度, P 为压强, η 与 μ 为介质粘性系数, \vec{V} 为速度矢量。

在现今洋中脊形成的初始阶段,洋脊推力与重力均衡作用均微弱,可以忽略不计。这时岩石圈-软流圈在水平方向仅受到西向驱动力的作用,因此它们相对于近似不动的下部地幔发生整体西向运动。分析表明,西向引潮力是驱动地球圈层西向不等速运动的共同驱动力,对岩石圈-软流圈而言是主要水平驱动力之一^①。太阳与月球西向引潮力所致稳态的西向剪切应力(τ_0)为:

$$\tau_0 = 1.425 \times 10^7 \cdot \frac{r}{a} \cdot \cos^3 \varphi \cdot \sin 2\epsilon \quad (3)$$

(3)式中 a 为地球半径,本文取 $a = 6378\text{Km}$, r 为观察点至地心的距离, φ 为地理纬度, ϵ 为介质的潮汐迟后角, τ_0 的量纲为 0.1Pa 。

将(3)式代入(1)式得西向引潮力所致西向水平运动速度($V_{\theta 0}$):

$$V_{\theta 0} = 1.425 \times 10^7 \cdot \frac{r}{a} \cdot \frac{r - r_0}{\eta} \cdot \cos^3 \varphi \cdot \sin 2\epsilon \quad (4)$$

其中 η 为介质粘性系数, r_0 为软流圈底面至地心的距离,即下部地幔顶面的半径, $r \geq r_0$ 。下部地幔相对于岩石圈、软流圈保持稳定,即其绝对运动速度矢量很小,与岩石圈-软流圈相比可忽略不计,这一点已被对地幔柱的观测结果所证实。因此,当 $r \leq r_0$ 时, $V_{\theta} = 0$, V_r 呈极小值,此即为方程(2)、(4)的边界条件。下面分析径向速度分量 V_r 与经度的关系。

沿纬线作切面(平行于赤道),取切面厚度 $h = r \cdot d\varphi = 1\text{cm}$ 的薄圆柱体进行分析。这时,三维问题转化为二维平面问题,切面、有关参数及极坐标系的选定如图 4a 所示。对任一观察点 P

^① 吴珍汉,现今全球构造的定向性与定位性特征及西向引潮力的驱动作用。第五届全国地质力学学术讨论会论文, 1994。

(r, θ) , 其速度矢量 \vec{V} 可分解为 V_θ 与 V_r 两个分量, 即

$$\vec{V} = V_\theta \cdot \vec{i} + V_r \cdot \vec{j} \quad (5)$$

\vec{i} 为切向单位速度分量, \vec{j} 为径向单位速度分量。

$$\text{由于介质具不可压缩性, 故 } \nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (6)$$

$$\text{将(3)-(6)式代入(2)式得: } \rho \cdot \frac{dV_r}{dt} = \rho \cdot g + \eta \cdot \nabla^2 V_r,$$

考虑到岩石圈-软流圈的粘性系数 η 很大, 而介质流变速度及其随时间的变化率均很小, 因此, 近似地有 $\rho \cdot \frac{dV_r}{dt} = 0$, 代入上式得:

$$\eta \cdot \nabla^2 V_r + \rho \cdot g = 0 \quad (7)$$

$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}$, 代入(7)式得:

$$\eta \cdot \left(\frac{\partial^2 V_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 V_r}{\partial \theta^2} + \rho \cdot g = 0 \right) \quad (8)$$

(8)式的解由通解 V_{r1} 和特解 V_{r2} 所组成, 而且

$$V_r = V_{r1} + V_{r2} \quad (9)$$

$$\eta \cdot \left(\frac{\partial^2 V_{r1}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial V_{r1}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 V_{r1}}{\partial \theta^2} \right) = 0 \quad (10)$$

$$\eta \cdot \left(\frac{\partial^2 V_{r2}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial V_{r2}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 V_{r2}}{\partial \theta^2} \right) = -\rho \cdot g \quad (11)$$

(10)式的通解 V_{r1} 的形式为

$$V_{r1} = \frac{A \cdot (\omega + 2)}{\eta} \cdot \frac{r^\omega}{r_0^2} \cdot \sin \omega \theta \quad (12)$$

(11)式的特解 V_{r2} 的形式为

$$V_{r2} = -\frac{\rho \cdot g}{4 \cdot \eta} \cdot r^2 \quad (13)$$

(12)式与(13)式代入(9)式得方程(8)的解 V_r

$$V_r = \frac{A \cdot (\omega + 2)}{\eta} \cdot \frac{r^\omega}{r_0^2} \cdot \sin \omega \theta - \frac{\rho \cdot g}{4 \cdot \eta} \cdot r^2 \quad (14)$$

(14)式代入边界条件, 即 $r=r_0$ 时, $|V_r| = \min$, 即得

$$\left| \frac{A \cdot (\omega + 2)}{\eta} \cdot r_0^{\omega-2} \cdot \sin \omega \theta - \frac{\rho \cdot g}{4 \cdot \eta} \cdot r_0^2 \right| = \min \quad (15)$$

(15)式成立的充要条件是

$$\begin{cases} r_0^{\omega-2} = r_0^2 \\ \frac{A \cdot (\omega + 2)}{\eta} = \frac{\rho \cdot g}{4 \cdot \eta} \end{cases} \quad (16)$$

$$\begin{cases} r_0^{\omega-2} = r_0^2 \\ \frac{A \cdot (\omega + 2)}{\eta} = \frac{\rho \cdot g}{4 \cdot \eta} \end{cases} \quad (17)$$

由(16)式解得 $\omega=4$, 由(17)式解得 $A = \frac{\rho \cdot g}{24}$ 。

将 ω 与 A 值代入(14)式得:

$$V_r = \frac{\rho \cdot g}{4 \cdot \eta} \cdot \frac{r^4}{r_0^2} \cdot \sin 4\theta - \frac{\rho \cdot g}{4 \cdot \eta} \cdot r^2 \quad (18)$$

当大洋中脊发展到一定阶段之后, 软流圈顶部形成波状弯曲, 如(18)式所示, 从而洋脊推力成为一种重要的构造动力, 导致岩石圈块体沿软流圈顶部坡面发生滑脱, 其结果将使洋脊部位岩石圈减薄, 而洋脊与洋脊之间部位的岩石圈加厚(图 4e), 并产生一个新的水平速度分量

$V_{\theta g}$ 。据 Kirby(1973)^[12],存在下列关系

$$V_{\theta g} = \pm \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot g \cdot \frac{H^2}{\eta_a} \cdot \cos(\alpha_1 + \alpha_2) \cdot \sin(\alpha_1 + \alpha_2)$$

$V_{\theta g}$ 垂直于洋脊,向西为正,向东为负; ρ 为岩石圈平均密度, η_a 为软流圈顶面粘性系数, H 为观察点岩石圈厚度, α_1 为海平面与海底面夹角, α_2 为岩石圈顶、底面交角。一般 $\alpha_1 + \alpha_2$ 数值很小,常小于 10^{-4} ,故 $(\alpha_1 + \alpha_2)$ 的余弦函数取值1.0,即

$$V_{\theta g} = \pm \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot g \cdot \frac{H^2}{\eta_a} \cdot \sin(\alpha_1 + \alpha_2) \quad (19)$$

水平速度分量总值 $V_{\theta} = V_{\theta 0} + V_{\theta g}$,代入(4)式与(19)式得

$$V_{\theta} = 1.425 \times 10^7 \cdot \frac{r}{a} \cdot \frac{r - r_0}{\eta} \cdot \cos^3 \varphi \cdot \sin 2\epsilon \pm \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot g \cdot \frac{H^2}{\eta_a} \cdot \sin(\alpha_1 + \alpha_2) \quad (20)$$

联合(2)、(5)、(7)、(20)式可以看出, V_{θ} 的上述变化不会影响垂向速度分量的表达形式,即考虑洋脊推力与重力均衡效应后,(18)式仍然成立。

(18)式与(20)式分别描述了岩石圈-软流圈的径向速度分量与水平方向速度分量。

3 全球洋脊系统定向性、等距性及其与地球自转相关等基本特征产生的动力学机制

在西向驱动力与重力作用下,在一定的热力条件下,岩石圈与软流圈在水平方向与径向都将产生规律性运动,形成具有定向性、等距性及其与地球自转密切相关性的全球大洋中脊系统。图4示大洋中脊的形成、演化过程。

从(18)式可以看出,垂向速度分量 V_r 是经度 θ 的函数。 θ 的取值范围是 $0^\circ - 360^\circ$,在这个取值范围内, V_r 有4个波峰与4个波谷(图4c)。当 $\theta = \frac{\pi}{8}, \frac{5\pi}{8}, \frac{9\pi}{8}$ 与 $\frac{13\pi}{8}$ 时, V_r 取极大值,处于波峰中心;当 $\theta = \frac{3\pi}{8}, \frac{7\pi}{8}, \frac{11\pi}{8}$ 与 $\frac{15\pi}{8}$ 时, V_r 取极小值,处于波谷中心。因此 $\theta = \frac{\pi}{8}, \frac{5\pi}{8}, \frac{9\pi}{8}$ 与 $\frac{13\pi}{8}$ 及其邻域是全球软流圈物质上升最快的地带,即大洋中脊所在部位;相邻峰值区间距为 90° ,导致全球洋脊系统以 90° 为间距,呈等距分布。

对不同纬度带,(18)式均成立, V_r 函数不受纬度 φ 的影响。因此,在任一纬度带, V_r 取极大值的位置均是 $\theta = \frac{\pi}{8}, \frac{5\pi}{8}, \frac{9\pi}{8}$ 与 $\frac{13\pi}{8}$,表明所对应的大洋中脊系统在地球表面走向应该是经向或近SN向,具有定向性特点。

在 V_r 的长期作用下,海底地貌呈波状起伏,大洋中脊处于波峰位置(图4d、e)。当软流圈与岩石圈上拱到一定程度之后,洋脊推力与重力均衡作用将使洋脊部位岩石圈减薄,而使波谷处岩石圈增厚,从而导致垂直于洋脊方向岩石圈厚度的规律性变化(图4e)。

从(20)式可以看出,水平运动速度分量中, V_{θ} 与纬度 φ 存在密切关系。随 $|\varphi|$ 值降低, V_{θ} 急剧减小。 $\varphi = 35.3^\circ$ 是 V_{θ} 的拐点,此时 $\frac{\partial V_{\theta}}{\partial \varphi} = 0$ 。考虑到月球时角 $\delta = 28.4^\circ$,故在日、地、月运行过程中, V_{θ} 的拐点 φ 变化于 $35.3^\circ - 63.7^\circ$ 之间; $\varphi \leq 35.3^\circ$ 时, V_{θ} 值较大,且 V_{θ} 随 φ 变化而变化的幅度较大;当 $\varphi > 63.7^\circ$ 时, V_{θ} 值较小,随 φ 变化而变化的幅度也较小。所以在纬度 $|\varphi|$ 取值于 $35.3^\circ - 63.7^\circ$ 时,岩石圈、软流圈易于形成纬向断裂或剪切带;南半球在 $35.3^\circ - 63.7^\circ$ 区间,较薄的大洋岩石圈更易于破裂,有利于深部热物质上涌,形成近纬向的环南极洲洋中脊。

结合(4)式与(18)式可以看出,同一纬度带岩石圈、软流圈具有速度、方向与大小相近的西

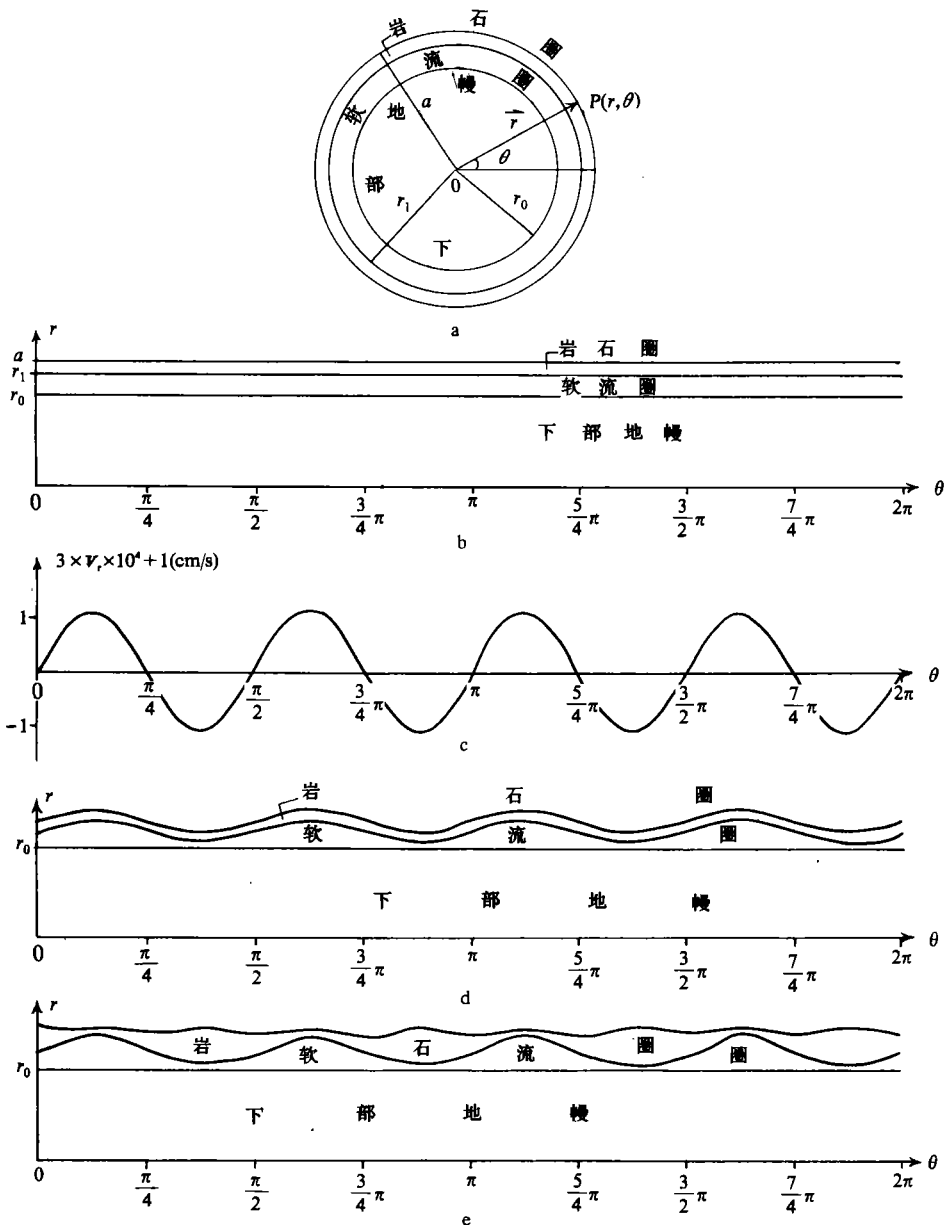


图4 大洋中脊及其等距性形成演化过程图解

Fig. 4 Sketch maps illustrating the formation and evolution of present mid-ocean ridge systems

- a. 计算模型与坐标系; b. 洋脊形成之前; c. 径向速度分量; d. 洋脊形成之初;
e. 重力均衡与洋脊推力作用之后

向运动,这说明大洋中脊与其两侧大洋岩石圈块体具有同步西向运动,从而使大洋中脊位置相对于大洋岩石圈具有长期稳定性,使洋脊两侧岩层时代与磁异常条带长期保持近对称分布的特征。(4)式中西向运动速率 V_{∞} 在 $\varphi = 0^\circ$ 时呈极大值,随 $|\varphi|$ 的增加而迅速减小;这在数以千万年计的地质历史时期,必将导致大洋中脊在低纬度地区弧形弯曲,弧顶指向西。现今大西洋、太

平洋与印度洋洋脊在低纬度地区同步向西呈弧形弯曲现象证实了这一点(图1)。

综上所述,现今全球大洋中脊系统球面上的定向性与等距性,横向上的波动性,时代上的长期性与对称性,洋脊位置相对于相邻大洋岩石圈的稳定性及其与地球自转的相关性等基本特征都不是偶然现象,取决于固体地球内部的动力学系统,有其固有的动力学机制。

4 结论与讨论

4.1 几点结论

通过本文的分析,初步得出以下几点认识:

(1) 现今地球表面大洋中脊系统的分布具有球面上的定向性与等距性,横向上的波动性,时代上的长期性与对称性及洋脊位置相对于相邻大洋岩石圈的稳定性等基本特征。大洋中脊的展布与地球自转存在密切相关性。

(2) 现今大洋中脊系统的形成与演化,是在西向驱动力、重力与洋脊推力等的联合与长期作用下,发生规律性流变运动的结果。

(3) 现今全球洋脊系统定向性、等距性、横向波动性及与地球自转相关性等基本特征决非偶然现象,而是由地球基本动力系统所决定的,可以通过数学—力学方程求解推导出来。

4.2 问题讨论

(1) 本文在分析过程中,没有详细讨论热动力的作用,但在有关公式及其分析中隐含有热动力的强烈影响。(4)、(7)、(8)、(20)等式中有一个重要参数 η ,它是温度的函数。实验表明, $\eta = A \cdot \exp\left(\frac{Q + P \cdot V^*}{R \cdot T}\right)$,温度 T 愈大, η 愈小,进而导致速度分量 V_θ 、 V_r 值增大,海底扩张速率加快。但温度 T 及热动力的作用与 φ 、 θ 无关,即没有方向性,因而也不是全球洋脊系统定向性、等距性及其与地球自转相关性等基本特征的决定因素。

(2) 图3说明岩石圈、软流圈明显受到西向驱动力的作用,导致圈层整体西向运动。作者曾论证这种西向驱动力为西向引潮力。如果还存在其他西向驱动力,则水平速度分量 V_θ 的表达式需修改,但 V_θ 函数关系的变化不会影响文中对 V_r 的求解,也不会影响本文的基本结论。

(3) 文中有关公式推导所采用的经度 θ (图4a)与我们常用的地理经度 λ 的概念有所区别,两者之间可以相互换算。

最后,应该说明的是,作者等在进行全球构造格局剖析及完成本文的过程中,曾受到孙殿卿、陈庆宣、王仁、马宗晋、李廷栋、赵文津、王泽九以及潘立宙、王维襄、任振球、徐道一等诸位先生的启迪,谨致谢忱。

参 考 文 献

- 1 Mckenzie D. Robert J and Weiss N, Numerical models of convection in the upper mantle, Jour. Geophys. Res., 1973, V. 80, 742—751.
- 2 Turcotte D L and Ozburg E R, Mantle convection and the new global tectonics, Ann. Rev. Fluid Mech., 1972, V. 4, 33.
- 3 Houston Jr. and J.-Cl. De Bremaecker, Numerical models of convection in the upper mantle, Jour. Geophys. Res. 1975, V. 80, 742-751.
- 4 Gurnis M and Davies G E, Numerical study of high Rayleigh number convection in a medium with depth-dependant viscosity, Geophys. Jour. Res. Soc., 1986, V. 85, 523—541.
- 5 Heitzler J R. Dickson G O. Herron E M. Pitman W C and Le Pichon X, Marine magnetic anomalies, geomagnetic field rever-

- sals and motions of ocean floor and continents, *Jour. Geophys. Res.* 1968, V. 73, 2119—2135.
- 6 李四光, 天文·地质·古生物。北京: 科学出版社, 1972, 105—115。
- 7 孙殿卿、高庆华, 地质力学与地壳运动。北京: 地质出版社, 1982。
- 8 Candie K C. Plate Tectonics and crustal evolution, 2nd edn, Pergamon Press, Oxford, 1984.
- 9 Gripp A E and Gordon R G, Current plate velocities relative to hotspots incorporating the NUVEL-1 global plate motion model, *Geophys. Res. Let.*, 1990, V. 17, 1109—1112.
- 10 马宗晋、高祥林、任金卫, 现今全球构造特征及其动力学解释。第四纪研究, 1992, 4(1), 293—305.
- 11 Bai Wuming, C. Vigny, Y. Richard and C. Froidevaux, On the origin of deviation stress in the lithosphere, *Jour. Geophys. Res.* 1992, V. 97, 11729—11737.
- 12 斯蒂芬·柯尔比著, 马瑾等译, 根据橄榄石流动律推测岩石圈的应力状态。地球的应力, 北京: 科学出版社, 1984, 47—56。
- 13 Artyushkov E V, *Geodynamics*, Elsevier Science Publishing Company Inc. 1983.
- 14 孙殿卿、崔盛芹, 略论中国主要的地壳运动。国际交流地质学术论文集, 北京: 地质出版社, 1980。
- 15 孙殿卿、陈庆宣、崔盛芹、吴淦国, 全球构造格局及其动力学机制研究。地学前缘, 1995, 2(2), 137—138。
- 16 V. E. Khain ed., *International tectonic map of the world for 27th IGC*. Moscow, 1981.

DIRECTIONAL AND EQUIDISTANT DISTRIBUTION OF MID-OCEANIC RIDGES AND THE MECHANISM OF THEIR FORMATION

Wu Zhenghan Cui Shengqin

(*Institute of Geomechanics, CAGS*)

Abstract The present directional and equidistant distribution of the mid-oceanic ridges on the earth's surface, the sinusoidal oppositely compensating top and bottom surfaces of the asthenosphere across the ridges, the long development of synchronous tholeiitic rocks symmetrically arranged on either side of the ridge with respect to the crest, as well as the constancy of their positions relative to the oceanic lithosphere, all these have a close relation with earth's rotation and are determined by the dynamic system within the solid earth.

It is considered that the earth is driven by two major force systems—the westward direct force due to earth's rotation and gravity. Under the action of these forces for a considerably long duration of time the different layers of the earth exhibit rheological behaviors to different extents. Using Navier-Stokes equation, we have a solution of the radial and lateral velocities, for the lithosphere and asthenosphere, which may give a satisfactory explanation to the above features.

Key words mid-oceanic ridge, equidistant distribution, earth's rotation, geodynamics

作者简介

吴珍汉, 男, 1965年生。博士, 副研究员, 主要从事地壳运动与成矿作用、全球构造和地球动力学研究工作。通讯地址: 北京海淀区民族学院南路11号地质力学研究所。邮政编码: 100081。