中国现代科学全书 ● 固体地球物理学
CHINESE ENCYCLOPAEDIC SERIES OF MODERN SCIENCES ● SOL ID GEOPHYSICS

● 白武明 等 编著

地球动力学

GEODYNAMICS

地震出版社

中国现代科学全书·固体地球物理学

地球动力学

白武明 等 编著

地 震 出 版 社

图书在版编目(CIP)数据

地球动力学/白武明等编著.—北京:地震出版社,2003.4
(中国现代科学全书·固体地球物理学)
ISBN 7-5028-2111-2
Ⅰ.地… Ⅱ.白… Ⅲ.地球动力学 Ⅳ.P541
中国版本图书馆CIP数据核字(2002)第049333号

地球动力学(中国现代科学全书·固体地球物理学)
白武明 等 编著
责任编辑:姚家榴
责任校对:张晓梅

出版发行:地震出版社
北京民族学院南路9号 邮编:100081
发行部:68423031 68467993 传真:68423031
门市部:68467991 传真:68467972
总编室:68462709 68423029 传真:68467972
E-mail:seis@ht.rol.cn.net
经销:全国各地新华书店
印刷:潍坊长城印刷厂

版(印)次:2003年4月第一版 2003年4月第一次印刷
开本:850×1168 1/32
字数:262千字
印张:9.75
印数:0001~1500
书号:ISBN 7-5028-2111-2/P·1134 (2667)
定价:26.00元

序 言

地球动力学涉及对地球内部不同圈层的物质性质、流变学特征、岩石和矿物的变形行为,以及岩石圈运动特征和应力分布及驱动力源等各个方面的研究。板块构造理论成功地描述和解释了不同规模岩石圈板块的运动学过程,以及由于它们之间相互作用所导致的各种现象,如火山活动、地震、板块边界地区地壳变形等。不断深入的研究证明大陆岩石圈与大洋岩石圈无论在其物质组成还是在变形行为等方面都有很大的差异,因此对大陆岩石圈变形和演化的研究已发展成为一个新的研究领域,即大陆构造学。大陆构造学主要涉及大陆盆地的形成、造山带的变形、高原的抬升、大陆岩石圈深部热-构造过程、不同构造过程的相互关系,以及产生大陆内部各种构造现象的动力学机制等方面。显然,板块构造学和大陆构造学虽然研究重点有不同的侧重,但又密切相关,二者共同构成了地球动力学研究的主体。

地球动力学研究已在许多方面取得了重要进展,如大陆岩石圈的结构和成分、不同类型沉积盆地的形成和演化、岩浆的生成和侵位、各类岩石和矿物的物性和变形、构造作用的物理学、地球深部的对流体系,以及各种热-构造过程的时空演变等。地球动力学愈来愈重视把地球物理、地质和地球化学的研究方法和相关资料结合起来进行综合研究,以便从不同的角度来共同探索地球动力学体系和其发展,特别是岩石圈的构造发展过程。地球物理主要通过研究地球的重力场、磁场和地震波的传播来了解地球的内部结构、热状态,以及深部物质的流动,如地幔对流、地磁场变化

等。地质和地球化学则重点对大陆岩石进行观察和分析,以及通过大陆深钻探的资料来研究和恢复大陆地壳的结构、形成和演化。在研究过程中还利用各种实验手段和选择不同介质对复杂的地质过程进行模拟,如在不同温度和压力条件下对矿物和岩石进行力学实验,以便了解岩石圈内部不同深度的流变学特征,从而反演大陆地壳的变形过程等。

本书的编写目的不是总结地球动力学在各个领域的最新研究进展或试图解决该学科目前所面临的重要科学问题,而是论述和分析岩石和矿物的力学性质、地球的结构和组成、岩石圈的应力状态、地球内部的热、重力、地幔流动,以及板块构造学和大陆构造学的基本概念,为对在地球动力学领域感兴趣的研究者提供基础理论知识。由于有关地球动力学的专著已有许多,其中不乏经典之作,本书的部分小节就简要引用了一些经典著作的段落。对于希望更深入地研究地球动力学问题的读者,可以阅读书后主要参考文献中的有关著作。该书是《固体地球物理学》系列丛书中的一本,因此在阅读时可参阅其他相关卷本。

参加本书编写的还有欧阳珽、孟庆任、胡健民、何登发等。在本书编写过程中,黄晓葛、马麦宁、杨恒等提供了许多帮助,许瑾女士打印了初稿,在此深表感谢。

作 者

2001 年 2 月 28 日

作者简介

白武明，男，1956年生于陕西省西安市。1978年毕业于兰州大学数学力学系，1981年研究生毕业于中国科学院研究生院。现任中国科学院地质与地球物理研究所研究员，博士生导师，中国岩石力学与工程学会理事和高温高压专业委员会主任。主要从事地球动力学的实验和数值模拟研究，研究地壳和上地幔岩石、矿物的流变性质，水和部分熔融对岩石流变和波速的影响，岩石圈内部的应力场、地震过程的流变断裂力学分析以及地幔动力学的正反演模拟等。

内容简介

地球动力学涉及对地球内部不同圈层的物质性质、流变学特征、岩石和矿物的变形行为以及岩石圈运动的驱动力源等各个方面的研究。板块构造学和大陆构造学是地球动力学研究的主体。板块构造理论成功地描述和解释了不同规模板块或岩石圈的运动学过程，以及由于板块相互作用所导致的各种现象。而大陆构造学则主要研究大陆盆地的形成、造山带的变形、高原的抬升、大陆岩石圈深部热——构造过程、不同构造过程的相互关系以及产生大陆内部各种构造现象的动力学机制等。本书主要论述和分析岩石与矿物的力学性质、地球的结构和组成、岩石圈的应力状态、地球内部的热、重力、地幔流动以及板块构造学和大陆构造学的基本概念，为在地球动力学感兴趣的研究者提供基础理论知识。

目　　录

第一章　连续介质的变形与流动

第一节　力学基础

一、应力和应变

(一) 应力矢量

一平衡物体,在外力作用下,物体各部分之间将产生内力。设作用于平衡物体内部无穷小曲面元素 ds 上的力为 $\boldsymbol{F}$ds,则称力 $\boldsymbol{F}$ds 为作用于元素 ds 上的内力或应力,矢量 $\boldsymbol{F}$ 则为单位面积的内力或应力。$\boldsymbol{F}$ 通常称为应力矢量。

矢量 $\boldsymbol{F}$ 取决于曲面元素 ds 的位置,并且还依赖于 ds 的方向,即取决于 ds 法线 $\boldsymbol{N}$ 的方向。

在一般情况下,$\boldsymbol{F}$ 与所取的曲面元素法线 $\boldsymbol{N}$ 不相重合,通常可将 $\boldsymbol{F}$ 分解为垂直 $\boldsymbol{N}$ 方向与沿 $\boldsymbol{N}$ 方向的两个分量。前者称为作用于该曲面元素的剪应力,后者称为作用于该曲面元素的正应力。

(二) 应力分量

在物体内部一点 P,沿不同的方向 $\boldsymbol{N}$ 有不同的应力矢量。下面将会看到,只要知道了作用于过 P 点相互垂直方向上的应力矢量,就能够确定作用于过这点任意方向的应力矢量。取三个微元的法线分别垂直于坐标轴 $0x$、$0y$、$0z$,并取这些微元的法线正方向为相应坐标轴的正方向。

若 $\boldsymbol{F}_x$、$\boldsymbol{F}_y$ 和 $\boldsymbol{F}_z$ 分别为过 P 点法线方向为 $0x$、$0y$ 和 $0z$ 坐标轴正方向的微元上应力矢量,那么它们的分量可表示为:

$$\begin{Bmatrix} \boldsymbol{F}_x \\ \boldsymbol{F}_y \\ \boldsymbol{F}_z \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{F}_{xx} & \boldsymbol{F}_{xy} & \boldsymbol{F}_{xz} \\ \boldsymbol{F}_{yx} & \boldsymbol{F}_{yy} & \boldsymbol{F}_{yz} \\ \boldsymbol{F}_{zx} & \boldsymbol{F}_{zy} & \boldsymbol{F}_{zz} \end{bmatrix} \tag{1.1}$$

这些分量完全确定了 P 点邻域的应力状态,称它们为过 P 点的应力分量。在许多书中用 σ_{ij} 或 $\tau_{ij}(i,j = x,y,z)$ 表示这些应力分量。在下面我们用 σ_{ij} 表示过一点的应力分量。σ_{xx} 表示作用于法线方向为 X 方向的曲面微元上应力矢量沿 X 方向的分量;σ_{xy} 表示作用于法线方向为 X 方向的曲面微元上应力矢量沿 Y 方向的分量。其余类推。

很容易证明,对于过 P 点法线方向为 $N(l_1, l_2, l_3)$ 的曲面微元上的应力矢量可用 σ_{ij} 表示为:

$$\boldsymbol{F}_N = \begin{Bmatrix} \boldsymbol{F}_{nx} \\ \boldsymbol{F}_{ny} \\ \boldsymbol{F}_{nz} \end{Bmatrix} = \begin{vmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{vmatrix} \begin{Bmatrix} l_1 \\ l_2 \\ l_3 \end{Bmatrix} \tag{1.2}$$

或:

$$\boldsymbol{F}_{ni} = \sigma_{ij}\, l_j \quad (i,j = 1,2,3) \tag{1.3}$$

即:知道了一点沿三个垂直方向的应力分量,则通过这一点沿任何方向的应力矢量就可以被确定。

类似的,对于不同的坐标系,应力分量有如下的变换公式:

$$\sigma_{ij} = \sigma_{kl}\, \alpha_{ik}\, \alpha_{jl} \tag{1.4}$$

这里 α_{ik} 等为两个坐标轴间的方向余弦。

从上面的讨论可知,应力张量是一个二阶张量。很容易证明,应力张量是一个对称二阶张量,即 $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}(i \neq j)$,这样,确定一点的应力状态,只需知道六个独立的应力分量。

σ_{ii} 通常叫作正应力,$\sigma_{ij}(i \neq j)$ 叫作剪应力。一点的应力张量可以表示成:

$$T = \begin{bmatrix} \sigma_{ii} & \sigma_{ij} & \sigma_{ik} \\ \sigma_{ji} & \sigma_{jj} & \sigma_{jk} \\ \sigma_{ki} & \sigma_{kj} & \sigma_{kk} \end{bmatrix} \tag{1.5}$$

通过坐标变换,总可以将 $\boldsymbol{T}$ 变为对角线形式,即只有正应力。这时,对角线上的应力称为主应力。应力张量对角线之和为坐标不变量,即 $\sigma_{ii} + \sigma_{jj} + \sigma_{kk}$ 不随坐标变换而改变。

按照定义,静水压力:

$$P = \frac{1}{3}(\sigma_{ii} + \sigma_{jj} + \sigma_{kk}) \tag{1.6}$$

总可以把一个应力张量分解为两部分,即静水压状态和非静水压状态:

$$\sigma_{ij} = \frac{1}{3}\delta_{ij}\ \sigma_{kk} + (\sigma_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\ \sigma_{kk})$$

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 0 & i \neq j \\ 1 & i = j \end{cases} \tag{1.7}$$

(三) 位移矢量

若变形前坐标为 x、y、z 的点 M 受力变形以后移至新的位置 $M'(x',y',z')$,设:$x' = x + u$,$y' = y + v$,$z' = z + w$,那么 $\overline{\boldsymbol{MM'}}$ 称为 M 点的位移矢量,u、v、w 等称为位移矢量的分量。我们用 $\boldsymbol{u}$ 表示 $\overline{\boldsymbol{MM'}}$,那么有 $\boldsymbol{u} = (u,v,w)$,且 $u = u(x,y,z)$,$v = v(x,y,z)$,$w = w(x,y,z)$,即位移矢量是坐标的函数。

(四) 变形张量

在所论物体里,围绕任一点 $M(x,y,z)$,割取无穷小部分并研究这部分变形。为此,只须研究以 M 点为始点的无穷小矢量的变化。设 $N(x + \mathrm{d}x, y + \mathrm{d}y, z + \mathrm{d}z)$ 为点 M 附近一点,

$$\overline{MN} = \overline{P} = (\mathrm{d}x, \mathrm{d}y, \mathrm{d}z)$$

形变后,M 移至 M',N 移至 N',所以变为 $\boldsymbol{M'N'} = \boldsymbol{P'}$,计算矢量的增量:

$$\delta \boldsymbol{P} = \boldsymbol{P}' - \boldsymbol{P}$$

M' 的坐标为

$$x + u(M); y + v(M); z + w(M)$$

N' 的坐标为

$$x + \mathrm{d}x + u(N); y + \mathrm{d}y + v(N); z + \mathrm{d}z + w(N)$$

因此,

$\overline{P} = \overline{MN}$ 的分量为

$$\mathrm{d}x + u(N) - u(M); \mathrm{d}y + v(N) - v(M);$$
$$\mathrm{d}z + w(N) - w(M)$$

$\delta \boldsymbol{P}$ 的分量为

$$u(x + \mathrm{d}x, y + \mathrm{d}y, z + \mathrm{d}z) - u(x, y, z);$$
$$v(x + \mathrm{d}x, y + \mathrm{d}y, z + \mathrm{d}z) - v(x, y, z);$$
$$w(x + \mathrm{d}x, y + \mathrm{d}y, z + \mathrm{d}z) - w(x, y, z)$$

根据微分学熟知的公式:

$$\mathrm{d}\boldsymbol{u} = \boldsymbol{u}(M) - \boldsymbol{u}(N) = \boldsymbol{u}(x + \mathrm{d}x, y + \mathrm{d}y, z + \mathrm{d}y) - \boldsymbol{u}(x, y, z)$$
$$= \frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial x}\mathrm{d}x + \frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial y}\mathrm{d}y + \frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial z}\mathrm{d}z + \varepsilon$$

略去对 $\mathrm{d}x, \mathrm{d}y, \mathrm{d}z$ 的高阶小数 ε ,有:

$$\begin{aligned} \mathrm{d}u &= \frac{\partial u}{\partial x}\mathrm{d}x + \frac{\partial u}{\partial y}\mathrm{d}y + \frac{\partial u}{\partial z}\mathrm{d}z \\ \mathrm{d}v &= \frac{\partial v}{\partial x}\mathrm{d}x + \frac{\partial v}{\partial y}\mathrm{d}y + \frac{\partial v}{\partial z}\mathrm{d}z \\ \mathrm{d}w &= \frac{\partial w}{\partial x}\mathrm{d}x + \frac{\partial w}{\partial y}\mathrm{d}y + \frac{\partial w}{\partial z}\mathrm{d}z \end{aligned} \tag{1.8}$$

或写成矩阵式:

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}}{\mathrm{d}\boldsymbol{r}} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} & \frac{\partial u}{\partial z} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial w}{\partial x} & \frac{\partial w}{\partial y} & \frac{\partial w}{\partial z} \end{bmatrix} \tag{1.9}$$

(1.9)式中的系数组成一个张量,称为位移导数张量。根据张量的分解定理,任一张量可分解为对称张量和反称张量之和。

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} & \frac{\partial u}{\partial z} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial w}{\partial x} & \frac{\partial w}{\partial y} & \frac{\partial w}{\partial z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{1}{2}\left[\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}\right] & \frac{1}{2}\left[\frac{\partial u}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial x}\right] \\ \frac{1}{2}\left[\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial y}\right] & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{1}{2}\left[\frac{\partial v}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial y}\right] \\ \frac{1}{2}\left[\frac{\partial w}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial z}\right] & \frac{1}{2}\left[\frac{\partial w}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial z}\right] & \frac{\partial w}{\partial z} \end{bmatrix} +$$

$$\begin{bmatrix} 0 & -\frac{1}{2}\left[\frac{\partial v}{\partial x}-\frac{\partial u}{\partial y}\right] & \frac{1}{2}\left[\frac{\partial u}{\partial z}-\frac{\partial w}{\partial x}\right] \\ \frac{1}{2}\left[\frac{\partial v}{\partial x}-\frac{\partial u}{\partial y}\right] & 0 & -\frac{1}{2}\left[\frac{\partial w}{\partial y}-\frac{\partial v}{\partial z}\right] \\ -\frac{1}{2}\left[\frac{\partial u}{\partial z}-\frac{\partial w}{\partial x}\right] & \frac{1}{2}\left[\frac{\partial w}{\partial y}-\frac{\partial v}{\partial z}\right] & 0 \end{bmatrix} \tag{1.10}$$

(1.10)式右边第一个张量是对称张量,称为变形张量。第二个张量是反对称张量,称之为转动张量。

(五) 应变与应变分量

考虑弹性体的一微小单元体 $dx\,dy\,dz$。如果该物体发生形变,u、v、w 为 O 点的位移分量,那末 x 轴上的邻近一点 A,由于函数 u 随坐标 x 的增加而增加了$\frac{\partial u}{\partial x}$,将在 x 方向有位移$u+\frac{\partial u}{\partial x}dx$。由于形变,线段 OA 增长了$\frac{\partial u}{\partial x}dx$,因此,在点 O 处x 方向的单位伸长是$\frac{\partial u}{\partial x}$。同样,可以证明,在 O 点沿 y 方向和 z 方向的单位伸长是

$$\frac{\partial v}{\partial y} \text{ 和 } \frac{\partial w}{\partial z}$$

令

$$e_{xx}=\frac{\partial u}{\partial x},\ e_{yy}=\frac{\partial v}{\partial y},\ e_{zz}=\frac{\partial w}{\partial z}$$

它们分别表示与 x,y,z 轴平行线段的伸长度,称为线应变。

考虑线段 OA 与 OB 之间夹角的改变,图 1.1 设 u 及 v 为 O 点

沿 x 方向及 y 方向位移，则 A 点沿 y 方向的位移及 B 点沿 x 方向的位移各为：

$$v+\frac{\partial v}{\partial x}\mathrm{d}x \text{ 和 } u+\frac{\partial u}{\partial y}\mathrm{d}y$$

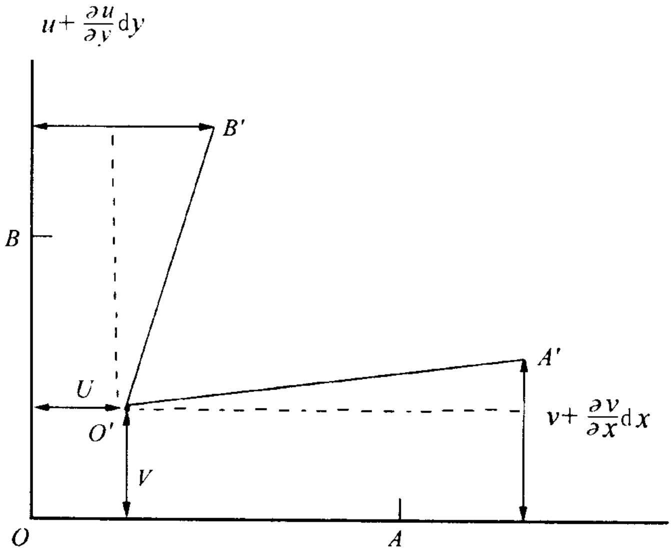

图 1.1 一点的剪切应变

由于这些位移，线段 OA 的新方向 $O'A'$ 将与它的原方向倾斜一微小角度$\frac{\partial v}{\partial x}$，同样，$O'B'$ 的方向与 OB 倾斜成一微小角度$\frac{\partial u}{\partial y}$。由此，线段 OA 与 OB 间原来的直角 AOB 减小了角度$\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}$，令

$$e_{xy}=\frac{1}{2}\left[\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}\right]$$

它表示 O 点与 x 轴平行的线段和与 y 轴平行的线段所夹角度改变量的一半。

同样,可得到:

$$e_{yz} = \frac{1}{2}\left[\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right]$$

$$e_{zx} = \frac{1}{2}\left[\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z}\right]$$

用 $\boldsymbol{D}$ 表示一点应变张量,则有:

$$\boldsymbol{D} = \begin{bmatrix} e_{xx} & e_{xy} & e_{xz} \\ e_{yx} & e_{yy} & e_{yz} \\ e_{zx} & e_{zy} & e_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{1}{2}\left[\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right] & \frac{1}{2}\left[\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right] \\ \frac{1}{2}\left[\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right] & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{1}{2}\left[\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z}\right] \\ \frac{1}{2}\left[\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z}\right] & \frac{1}{2}\left[\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z}\right] & \frac{\partial w}{\partial z} \end{bmatrix} \tag{1.11}$$

显然 $\boldsymbol{D}$ 为一对称张量。

考虑位移矢量的旋度,并记:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{w} &= \frac{1}{2}\ \mathrm{rot}\boldsymbol{u} \\ &= \frac{1}{2}\boldsymbol{i}\left[\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right] + \boldsymbol{j}\left[\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}\right] + \boldsymbol{k}\left[\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right] \\ &= \boldsymbol{i}\,w_x + \boldsymbol{j}\,w_y + \boldsymbol{k}\,w_z \end{aligned} \tag{1.12}$$

用 $\boldsymbol{w}$ 的矢量分量表示(1.10)式右边第二项,则有:

$$\boldsymbol{R} = \begin{bmatrix} 0 & -w_z & w_y \\ w_z & 0 & -w_x \\ -w_y & w_z & 0 \end{bmatrix} \tag{1.13}$$

那么,(1.10)式可写成

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}}{\mathrm{d}\boldsymbol{r}} = \boldsymbol{D} + \boldsymbol{R} \tag{1.14}$$

D 为一点的应变张量,它表示物体形状和大小的改变。

R 为一点的转动张量,它表示物体的刚性转动。

通常,用 e_{ij} 表示一点的应变分量。对位移矢量取散度,有