

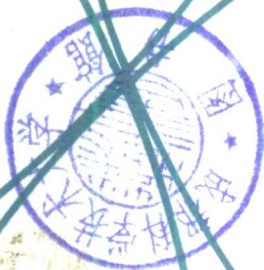
3516
0741

震源物理

郭增建 秦保燕 编著

地震出版社

544121



成都科技大学图书馆

震 源 物 理

郭增建 秦保燕 编著

地 震 出 版 社

1979

震 源 物 理

郭增建 秦保燕 编著

地 震 出 版 社 出 版

北京三里河路54号

北 京 印 刷 二 厂 印 刷

新华书店北京发行所发行

各 地 新 华 书 店 经 售

850×1168 1/32 8 3/4印张 220千字

1979年3月第一版 1979年3月第一次印刷

统一书号: 13180·50 定价: 1.10元

前 言

震源物理是研究地震成因、地震孕育和发生过程以及这些过程中所涉及的一切物理现象的学科（其中包括某些物理化学现象），内容比较广泛。近十余年来，许多国家都在探索地震预报，因之震源物理问题的研究才广泛开展起来。

震源物理与地震预报的关系很密切，因为各种地震前兆现象都是直接或间接地由震源过程决定的。另外，触发地震的外因也是通过震源地方的过程而起作用的。在我国的地震预报工作中，综合分析是一项重要工作。这种综合分析最后总是要把各种前兆现象统一到震源地方去。因之，震源物理是综合分析工作的基础。另外，震源物理的某些问题也与抗震和控震有关。

本书是综合前人分散的研究成果和兄弟单位的一些研究成果，再加上我们自己的肤浅见解写成的。在写作过程中力求阐明其物理实质和实用意义，而不用复杂的数学形式来表达。

本书共分五章：第一章是震源的环境和地震能源；第二章是地震成因和震源孕育模式；第三章是震源机制；第四章是震源物理分述；第五章是我国地震情况简介。

由于震源位于地下深处，那里发生的过程人们直接看不见；另外，震源的过程很长，实验室目前还无法作到；再加地面上间接观测到的资料一来有大量干扰，二来反演问题的解答一般不是唯一的，所以目前的震源物理问题是一门尚处于探讨性阶段的科学，即其一些论断带有假说性。但必须指出，建立在一定事实基础上的假说对科学的发展是很重要的。革命导师恩格斯曾教导我们：“只要自然科学在思维着，它的发展形式就是假说。”* 我们

* 自然辩证法，人民出版社，1971年版，218页。

相信，随着人们的实践，认识，再实践，再认识，震源物理这门科学必将越来越真实地揭示震源地方的秘密，并在预报地震、防御地震和控制地震的事业中造福于人民。在本书编著过程中，曾得到徐文耀同志许多帮助，在此表示感谢。

编著者 国家地震局兰州地震研究所
郭增建 秦保燕

目 录

第一章 震源的环境和地震能源·····	(1)
第一节 震源的环境——地壳物质和其物理特性·····	(1)
第二节 地震的能源——地壳和更深部的构造 运动·····	(22)
第二章 地震成因和震源孕育模式·····	(35)
第一节 地震成因·····	(35)
第二节 震源孕育模式·····	(52)
第三节 地震的前兆模式·····	(70)
第四节 震后效应和余震·····	(93)
第三章 震源机制·····	(104)
第一节 地震发生时的情况·····	(104)
第二节 由宏观、大地测量和地震活动性资料 求震源参数·····	(124)
第三节 用地震波特征求解震源参数·····	(138)
第四章 震源物理分述 ·····	(159)
第一节 水在震源地方的作用·····	(159)
第二节 震源地方的热学问题·····	(169)
第三节 震源地方的电学问题·····	(184)
第四节 震源地方的磁学问题·····	(193)
第五节 震源过程引起的重力变化·····	(208)
第六节 震源地方的放射性问题·····	(217)
第七节 震源地方的变化对地震波传播的影响·····	(220)
第八节 外因对地震的触发作用·····	(226)
第九节 人工控制地震的问题·····	(234)

第五章 我国地震情况简介	(240)
第一节 一般情况	(240)
第二节 大震的某些震源物理现象	(243)
参考文献	(264)

第一章 震源的环境和地震能源

第一节 震源的环境——地壳物质和其物理特性

对人类有严重危害的大地震，其震源一般位于地壳中。因之为了弄清震源地方的情况及其影响场，就必须对地壳的物质和其物理性质以及地壳的结构状况进行了解。下面对此作一简略介绍。

一、地壳的化学成份

对于地壳的化学成份，若按各种化学元素所含原子数的百分比来看，则如表1.1所示^[1]。

表1.1

元素名称	原子数 %	元素名称	原子数 %
氧	53.36	镁	1.72
氢	17.24	钙	1.41
硅	16.10	铁	1.31
铝	4.80	钾	1.04
钠	1.82	其它	1.20

由表1.1可以看出，在地壳中氧的原子数含量最多，其次就是氢和硅。氧和氢除其一部份与别的元素化合外，大部份在地壳中以水的形态出现。关于水的存在形式，可以是一般的水溶液或水汽，也可以是岩石和矿物中的结构水或结晶水。这种结构水和结晶水在温度高到一定程度时，也可以从矿物结晶或分子结构中脱出而成为一般的水或水汽。在本书第四章中我们将要讨论流体在

震源地方的重要作用。另外由表可以看出，由于地壳中硅和氧的大量存在，势必会形成硅酸盐一类的矿物和岩石。我们所讨论的震源就是在硅酸盐这类岩石中或其岩块交界带上孕育和发生的。再者由表还可以看出，其它项的元素在地壳中所含原子数百分比很小。放射性元素就包括在这一项中，因之原子数更少。在地壳中放射性元素较富集的地方可形成热区，它作为地壳中的软包体而在大区域应力作用下在其周围形成应力集中。另外，热区附近还可产生热应力。这些对地震的孕育和发生也会起到一定的作用。

二、地壳内的压力状态

这里所说的压力状态是指岩体静压力状态，即地壳在自重作用下其内部的应力状态。下面论述形成这种应力状态的情况。

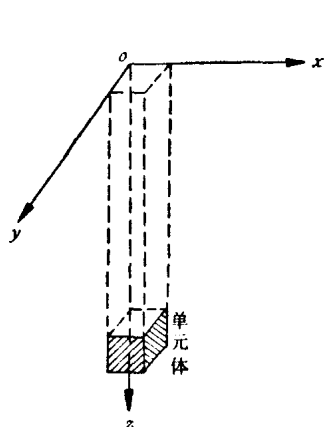


图 1.1
oxy 面表示地面

设想地面下某一深度处有一小单元体（图1.1中实线所示），受到它上面柱状岩体重量的压力（图1.1中虚线所示）。这个柱状岩体的重量是

$$W = \rho g z \quad (1.1)$$

式中 ρ 为柱状岩体的密度， g 为重力加速度， z 为柱状体的高度，它由地面算起到单元体的上表面。根据弹性力学可知，当重量 W 压在单元体的上表面后，其在单元体内沿铅直方向引起的压应力为

$$\sigma_z = \rho g z \quad (1.2)$$

从形变的角度来说，当单元体受到压力以后，其沿铅直方向就要缩短，相应地沿水平方向就要膨胀。这个缩短与膨胀之比可表示为

$$\nu = \frac{\text{水平方向的伸长}}{\text{铅直方向的缩短}} \quad (1.3)$$

ν 值称为泊松比。它是表征岩石力学性质的一个重要常数。根据实验可知，地壳岩石的泊松比一般为0.25。以上的讨论是假设单元体周围没有介质分布的情况。实际上在地壳中所考虑的任何单元体，其四周都有类似的单元体连续地紧相挨挤着，并且各自上方都有柱状岩体的重量 W 作用着。这样一来，所有这些单元体在铅直方向上都要缩短，而在水平方向上都要膨胀，其结果是这些膨胀互相挤压反而都不能膨胀。这样就使各单元体之间产生了水平向的压应力作用。按照弹性力学的知识，这个水平向的压应力可表示为

$$\sigma_x = \frac{\nu}{1-\nu} \sigma_z = \frac{\nu}{1-\nu} \rho g z \quad (1.4)$$

$$\sigma_y = \frac{\nu}{1-\nu} \sigma_z = \frac{\nu}{1-\nu} \rho g z \quad (1.5)$$

如果令泊松比 $\nu = 0.25$ ，则 (1.4) 和 (1.5) 式变为

$$\sigma_x = \sigma_y = \frac{1}{3} \sigma_z \quad (1.6)$$

这就是说在地壳内由自重引起的水平向压应力约为铅直方向压应力的三分之一。以上是对于半无限弹性介质的计算结果，如果按球体计算 σ_x 和 σ_y ，将会更大一些。

以上是假设地壳岩石为各向同性和完全弹性材料在自重作用下的应力状态。

在实际地壳中，如果只有岩石自重的力量存在，则人们通常把其内某点上的应力状态与静水内某点上所受的平衡压力相比拟，即认为地壳内某点上所受各方向的应力与该点上方柱体的重量相等。

$$\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = \rho g z \quad (1.7)$$

这个等式就是令 (1.4) 和 (1.5) 式中的 $\gamma = 0.5$ 时得到的。对于液体状态来说 $\gamma = 0.5$ 。由于 (1.7) 式与静水中任何点上的流体

压力公式完全一样，所以人们把地壳中用 (1.7) 式表示的应力状态称为流体静压力。按照公式 (1.7) 人们可计算出地壳内不同深度上的流体静压力，如表 1.2 所示。

应当指出，对于地壳中取出的单元体积来说，流体静压力是各向等压力，或者说是围压。这就是天然状态下地壳中不同点上的围压条件。当我们讨论震源地

方岩石受到某方向的构造力作用时，我们应时刻记着震源地方岩石是在上述高的围压条件下承受这个构造力的。指出这一点是有重要意义的，因为在不同的围压条件下，岩石受构造力后其变形和破坏的特征是很不一样的。

三、地壳内的温度状况

地壳内各地的热状态是有差异的。因为各地区地壳内的放射性元素含量不同以及近期岩浆侵入地壳的程度也不同。这样一来，各地区地壳内的温度状况也就有差异了。但是就平均而言，由地表向下随着深度 z 的增加，其温度 T 的升高可表示为

$$T = a + bz \quad (1.8)$$

式中 a 为地面上的温度， b 为地温梯度，不同地区的平均值 b 是每深 1 公里温度增加 $30-33^{\circ}\text{C}$ 。(1.8) 式虽然计算起来甚为方便，但一般认为它只适用于 5 公里的深度范围。对于地壳较深部的温度分布，一般是用地面上热流的观测来推断。如所周知，热流 Q (即每秒钟通过 1 平方厘米面积上的热量) 等于岩石导热系数 k 与温度梯度 b 的乘积，即

表 1.2

深度 (公里)	静压力 (千巴)	备 注
0	0	花岗岩密度 为 2.6—2.7, 玄武岩密度 为 2.7—3.3
5	1.3	
10	2.7	
20	5.5	
30	8.5	
40	11.5	
50	15.0	

$$Q = kb \quad (1.9)$$

在地面上若测知了热流 Q ，并由实验测得花岗岩的导热系数为 0.006 卡/厘米·秒·度，则可求得花岗岩层内的温度梯度 b 。当这个 b 值求得后再按深度计算温度。有

表1.3

深度(公里)	温度(°C)
0	0
5	200
10	350
20	550
30	700
40	850
50	980

人求得花岗岩层内的 b 值为每深50米温度增加 1°C 。考虑到花岗岩层和玄武岩层中放射热的不同，估计玄武岩层中的地温梯度 b 是每深65米温度增加 1°C ，在壳下层中的 b 值是每深120米温度增加 1°C 。在表1.3中引用的是日本学者松岛昭吾〔9〕的温度随深度的变化。由这个表可知，地壳内温度是很高的。因之研究震源地方岩石受构造力作用而发震的过程时，温度条件是不可忽视的。在后面我们具体讨论震源地方的问题时将会看到温度条件的重要作用。

四、地壳内部的水分

关于地壳内水（包括液态水和汽态水）的存在可以由以下两方面来直接证实。

1. 目前的钻孔已达8公里多的深度，人们发现在这个深度上还有十分良好的含水岩层〔2〕。

2. 在火山喷发时，人们发现其中冒出了大量的水汽。

以上是地壳中含有水的直接证据。至于间接的证据还很多，例如大地电磁测深发现地壳内有低电阻层存在，它用高温和水溶液的共同作用容易解释，用其他原因还不好解释。关于地壳中含水的问题现在越来越引起了人们的重视。因为水在震源过程中的作用是很重要的。

在地壳中，水的存在形式因深度不同而不同。下面分别论述几个具有特征性的深度区间。

1. 由地表到地下4—5公里的深度 根据前边的公式(1.7)

和表1.2可知,在地下4—5公里的深度上,围压已达到1千巴以上。另一方面,根据实验室对岩石强度的试验可知这个围压已超过岩石强度了。因之在大于4—5公里的深度上如果存在裂隙的话,就会闭合。我们称此深度为裂隙闭合界限。在这个界限以上,岩石的重量不很大,因之岩石内的裂隙是可以存在的,而且不同的裂隙还可以沟通,其中有的裂隙甚至可通至地表。所以在这个深度范围内,地面水可以流至地下几公里深处(尽管道路是曲折的)。另一方面,在地下几公里的深度上如果有足够的构造压力的作用,该深度上的水可以通过裂隙流到压力较小的地方去,其中包括向地表方向涌流。

2. 由地下4—5公里至11—17公里的深度 在5公里以下,由于裂隙不可能存在,所以裂隙中如果原来存在水的话,则成为被封死的包裹水。这种水就好像装在密封容器中的水一样。它的体积维持到那样的程度,即该体积所具有的向外压力与岩体静压力相等。也就是说包裹水是承受着很大的围压的。如前所述,随着向地下深度的增加,温度也随之增高。当温度高到一定程度时,尽管围压很大,水还是要汽化的,这个温度称为临界温度。根据物理学的知识可知,纯水的临界温度是 374°C 。这相当于地下11公里深度处的温度。但应指出,我们所说的地壳水一般是溶液水,溶液水比纯水的临界温度要高;如果溶液水呈离子状态,则临界温度还更高。据目前的研究,溶液水的临界温度可达 500°C [3]。这相当于地下17公里的深度。根据以上所述,在地下4—5公里深度到11—17公里深度之间,水是包裹水,主要以液态形式存在。

3. 大于17公里的深度 根据上节所述,在地下深度大于17公里后,水就不可能以液态形式存在而是以气态形式存在了。但由于地壳深部围压很大,所以水汽不能自由扩张体积。在此情况下,水汽呈乳油状态,即所谓乳光。

在地壳中,有许多含水岩石(水存在于岩石结晶中或存在于

分子结构中)。这些岩石当所处的温度达到其内的水分汽化时（即脱水温度），则水分体积扩张可把岩石结晶或分子结构破坏。这样岩石就丧失了强度。关于这一点在后面第二章地震成因的脱水学说中还要谈到。

五、地壳岩石的力学性质

地壳岩石所受的力一般是很缓慢的，因之其流变性质就会显示出来。只有像地震时震源地方的突然错动以及弹性波传播那样的短促过程，岩石才近似地显示完全弹性。前已述及，地壳中的围压很大，温度很高，并且还有液体和汽体。这些对地壳岩石的力学性质都有影响。如果考虑到温度和流体分布的不均匀以及岩石种类的不均匀，则岩石的力学性质更为复杂。但为了近似地研究它们，地壳岩石可模拟为以下的物体。

（一）虎克体 这就是所谓完全弹性体。对于这种物体来说，在弹性限度内，应力与应变成正比，即

$$P = k\varepsilon_v \quad (1.10)$$

$$S = \mu\varepsilon_T \quad (1.11)$$

式中， P 为岩石压应力或张应力， S 为岩石所受的剪切力， k 为体积弹性模量， μ 为切变模量（或称刚性系数）， ε_v 为体积形变， ε_T 为剪切形变。虎克定律还可写为

$$\dot{P} = k \dot{\varepsilon}_v \quad (1.12)$$

$$\dot{S} = \mu \dot{\varepsilon}_T \quad (1.13)$$

此二式的意思是岩石所受应力随时间如何变化，则其形变也随时间如何变化。

对于完全弹性体来说，有以下几点需要指出：

1. 受力岩石当力去掉后，整个岩体的形变不是同时恢复的，其中体积应变从卸载处开始以纵波速度向外进行恢复，剪切应变以横波速度向外进行恢复。

2. 完全弹性体受若干个力作用后，各自在物体内部引起的应

力和应变是可以叠加的。

3. 虎克体受力后的应变状态与该物体历史上是否受过力没有关系。

4. 当虎克体的压缩系数 $k \rightarrow \infty$ 和切变系数 $\mu \rightarrow \infty$ 时, 则物体就成为完全刚体, 又称欧几里德体。它是理论力学研究的范畴。

(二) 牛顿液体 流体的根本特点是不能保持自己的形状, 把它放在无论什么形状的容器里它就和容器具有同样的形状。从弹性力学的角度上来讲, 流体能够抵抗使它体积受压缩的各向压力, 因之它的体积变形具有弹性, 但是无论多么小的剪应力都能使它发生不可恢复的剪切形变。因此流体在静止时不能抵抗剪应力。但实际上流体在抵抗剪应力方面仍具有微小的能力。这表现在流体所受的剪应力小时, 其剪应变速率就慢, 如果所受的剪应力大, 则剪应变速率就快。这就是说流体所受的剪应力 S 与剪应变速率 $\dot{\epsilon}_T$ 成正比, 即

$$S = \eta \cdot \dot{\epsilon}_T \quad (1.14)$$

式中, η 为粘滞系数, 其单位为达因·秒/平方厘米。一般说来, 温度越高, 流体的粘滞系数 η 越小。

前已述及, 在围压下, 液体是显示弹性的, 其应力与应变的关系可用前边的 (1.10) 式来表示。因之 (1.10) 式和 (1.14) 式是牛顿液体的两个基本特征。

当牛顿液体的压缩系数 $k \rightarrow \infty$ 和粘滞系数 $\eta \rightarrow 0$ 时, 则为巴斯卡液体, 即所谓理想液体。

对于地壳岩石来说, 当其受力特别缓慢时可近似地看作是牛顿液体。

(三) 麦克斯威尔体 对于地壳岩石来说, 当受力不是很快也不是极慢的情况下, 其力学性质又该如何呢? 对此, 可近似地用麦克斯威尔体来模拟地壳岩石的力学性质。

麦克斯威尔体是把虎克体的形变速率, 即公式 (1.12)、

(1.13) 与牛顿体的形变速率, 即公式 (1.14) 互相叠加而成的。
具体说来就是:

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_{\text{虎}} + \dot{\varepsilon}_{\text{牛}} \quad (1.15)$$

把前边的 (1.13) 和 (1.14) 代入 (1.15) 式, 即为:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\dot{S}}{\mu} + \frac{S}{\eta} \quad (1.16)$$

这就是表征麦克斯威尔体力学性质的方程式。

对于麦克斯威尔体来说, 有以下几点性质应当特别指出:

1. 当地壳岩石受力很短促时, 物体显示弹性形变, 因之可近似地看作虎克体。

2. 当力作用的时间很长时, 物体显示流体性质, 因之可近似地看作牛顿液体。

3. 所谓给岩石加力的时间长短是以加力时间与岩石的松弛时间 τ 相比较来说的。 τ 的表示式为

$$\tau = \frac{\eta}{\mu} \quad (1.17)$$

式中, η 为粘滞系数, μ 为切变模量。当力作用于岩石的时间小于 τ 时, 则岩石内的应力以积累为主, 显示弹性变形; 当力作用的时间大于 τ 时, 则岩石内的应力就大大松弛了。松弛的原因是由于岩石质点之间发生了不可恢复的位移, 这就是说岩石带流体性质了。因之, 当力作用于岩石的时间远远大于 τ 时, 则岩石的变形是一种流变, 故可将其视为牛顿液体。根据以上所述, 如果力作用于岩石上, 若在大致为 τ 的时间范围内, 岩石内的应力仍未达到岩石的耐破裂强度, 则这种岩石就难以以脆性破坏的形式释放应力能了。因为当力继续作用的时间超过 τ 时, 则岩石就以流变的形式调整其内部的紧张状态而使应力有所下降。岩石的这个性质对地震的孕育和发生问题甚为重要。

4. 由于温度升高时, η 的减小比 μ 的减小厉害〔4〕, 所以

τ 随温度增高而减小。因之在高温下,岩石易于显示出液体性质。由于这个原因,所以要使高温岩石发生弹性形变或脆性破裂,必须力作用得很快,即力作用的时间要比高温下的松弛时间 τ 小得多。

5. 对于麦克斯威尔体来说,随着受力时间的延长,最终岩石变成了流体,仅在受力时间短时才具有弹性,所以麦克斯威尔体又称弹-粘性体。

6. 对于麦克斯威尔体来说,当形变保持一定时,其内的应力随时间要继续减小,直到时间趋于无穷大时,物体内的应力变为零。

7. 麦克斯威尔体对于非晶体岩石较适用。

8. 当地震波传过麦克斯威尔体时,介质对波的吸收系数与波的频率成反比。

(四) 什维多夫体^[5] 根据地壳内温度分布的研究可知,一般地壳岩石都未达到其熔解温度,所以它基本上还保持其结晶状态。根据实验研究,对于结晶状态的岩石来说,当应力松弛到一定程度时就再不松弛了。这叫作残余应力,或称为基本强度。由此可知,用麦克斯威尔体来比拟结晶状态的地壳岩石看来还不尽合适。对于结晶体介质来说,什维多夫体是比较合适的。这种物体实际上是修正了的麦克斯威尔体。其形式为

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\dot{S}_k}{\mu} + \frac{S_k}{\eta} \quad (1.18)$$

$$S_k = S - S_{\infty} \quad (1.19)$$

式中, S_{∞} 就是当时间趋于无穷大时岩石内还剩留的应力,即基本强度。

对于什维多夫体来说,应力 S 随时间 t 而松弛的表达式为

$$S = S_{\infty} + (S - S_{\infty}) e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (1.20)$$

当 $t \rightarrow \infty$ 时, 上式右边的第二项趋于零, 于是:

$$S = S_{\infty} \quad (1.21)$$

这就是上面所说的残余应力或基本强度。

(五) 劳姆尼兹体〔6〕 前边曾经指出过, 麦克斯威尔体所预料的地壳内的地震波吸收与实际观测中所发现的吸收不符。于是劳姆尼兹提出用非线性对数蠕变定律来模拟地壳岩石的力学性质, 即

$$\varepsilon(t) = \frac{S}{\mu} [1 + q \log_e (1 + Bt)] \quad (1.22)$$

式中 $\varepsilon(t)$ 为岩石的形变, S 为应力, μ 为切变模量, q 是一个常数, 它与介质的粘滞系数、切变系数、蠕变特征等有关, B 是常数, t 为力作用的时间。

由 (1.22) 式可知, 当时间 t 很短时, 则方括号内的第二项变为零, 于是 (1.22) 式变为

$$\varepsilon = \frac{S}{\mu}$$

这实际上就是虎克定律。用劳姆尼兹体来模拟地壳岩石的力学性质时, 比较好地符合地震波的吸收情况〔7〕。关于对数蠕变定律的讨论可参看著作〔8〕。

(六) 岩石的强度 如所周知, 岩石强度的大小是震源地方能否积累起巨大应力的决定因素。根据实验可知, 岩石强度的大小取决于以下诸因素。

1. 岩石的种类;
2. 岩石所处的围压条件;
3. 岩石所处的温度条件;
4. 岩石受力的时间长短;
5. 岩石内是否包含微裂缝或松软的小包裹体;
6. 岩石内液体孔隙压力的大小;
7. 不同岩体连结处是否有润滑物质 (包括液体润滑物和固

体润滑物)；

8. 岩石所受力的具体类型和性质；

9. 水或活性物质是否侵入岩石内的微小裂缝中。

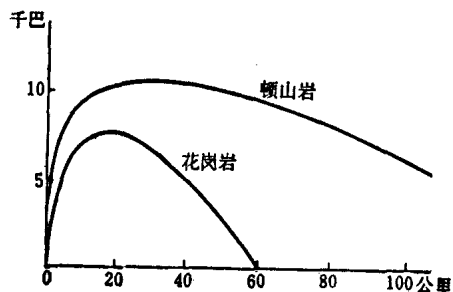


图1.2

由以上所列举的要素可知，岩石强度是一个极其复杂的问题。如果我们只考虑岩石所处的温度和围压条件，则根据日本学者松岛昭吾⁽⁹⁾的实验，花岗岩和顿山石的强度随深度的分布如图1.2和表1.4所示。

示。

表1.4

深度(公里)	围压(千巴)	温度(°C)	岩石强度(千巴)	
			花 岗 岩	顿 山 石
0	0	0	1.5	2.0
5	1.3	200	5.95	8.0
10	2.7	350	7.50	9.15
20	5.5	550	7.35	10.15
30	8.5	700	6.6	10.6
40	11.5	850	4.8	10.15
50	15.0	980	2.6	9.9
60	18.5	1100	0.0	9.55

在这里需要指出的是，当地表到地下的深度大于4—5公里后，由于岩体静压力很大，所以张性裂缝是不能存在的。但是根据某些作者的实验，在相当于地下10—20公里深度上的围压条件

下^[10],给岩石再加单轴压力后,则岩石中同样会出现张性微裂缝。这种微裂缝的走向是平行于单轴压应力方向的,此即所谓扩容裂缝。这种张性微裂缝在如此高的围压下尚能产生的原因可能是岩石强度随围压有所提高,因之才能支撑微小张裂缝而不致于被岩体静压力闭合。

对于浅源地震来说,由于它发生于地壳上部,在这个深度上一般来说花岗岩的破坏基本上是脆性的。脆性岩石的破坏特征是:

1. 当应力达到岩石破坏强度的 $\frac{1}{3} \sim \frac{2}{3}$ 时,要先产生大量的张性微裂缝,这种现象称为膨胀(亦称扩容)。

2. 当应力达到岩石强度并快速错动时,其裂缝虽有一个传播过程,但速度较快,而不是蠕裂。

在地深部由于围压高,温度也高,所以岩石的破坏是韧性的,即其先屈服,然后经过一段弹塑性变形后再发生破裂错动。以上只是大体的区分,实际上地壳上部一些高温区岩石也可能属于韧性的。深部蛇纹岩脱水后也可能变脆。

关于扩容裂缝,在第二章震源孕育模式的讨论中还要涉及。

六、地壳中岩石的热学性质

地壳中岩石的热学性质是多方面的。其中对震源物理问题比较密切的有下面几点。

1. 岩石的导热性能很差 对于地壳中大量分布的花岗岩来说,导热系数 $K = 0.006$ 卡/厘米·秒·度。玄武岩的导热系数与此差不多。这说明地壳岩石的导热性能是很差的。还应指出,在小于 1000°C 的范围内,玄武岩的导热系数 K 是与该岩石所处的温度 T 成反比的,即

$$K \propto \frac{1}{T} \quad (1.23)$$

由于岩石的导热性能很低,所以震源地方一旦因快速错动产生大量热后就不能很快传导出去,这样在震源断面附近就要形

成熔化层。这一点我们将在第四章中专门讨论。另外，当岩浆侵入地壳时，由于与岩浆相接触的地壳岩石不易传热，所以就使靠近岩浆的地层剧烈升温而膨胀、软化或变质。

2. 岩石的定容比热与定压比热很接近 所谓比热，就是一克物质当其温度增加 1°C 时所需要的热量。气体加热后，其体积要发生膨胀，这种膨胀要消耗一定的热。所以要使 1 克可膨胀的气体（压力保持一定）温度增加 1°C ，则所需的热量就比较大。如果使气体体积保持不变，则使 1 克气体温度升高 1°C 所需的热量就比较小一些。前一种情况称为定压比热，后一种情况称为定容比热。对于地壳岩石来说，其温度增高后体积膨胀甚微，故定容比热和定压比热可近似看作是一样的。这个比热对于不同的岩石是不同的。一般来说，对于花岗岩其比热为 $0.155-0.190$ ，对于玄武岩为 0.203 。由于地壳岩石的定容比热和定压比热近乎相同，所以在一些物理理论的讨论中（例如波的吸收系数理论）可使问题简化。

3. 岩石的粘度随温度而变 岩石粘度的研究不仅与地震发生机制的研究有关，而且对上地幔中介质能否对流，因而也与板块运动的机制有关。根据有关的研究，岩石的粘度受温度的影响极大，其粘度随温度的升高而减小。岩石的粘滞系数 η 是与岩石受应力后的松弛时间 τ 有关〔可参看前面的公式 (1.17)〕。当 η 大时 τ 值也大，此时岩石受应力后易于积累这种应力，因之易于发生大震；反之当 η 小时岩石的 τ 值也小，此时岩石受应力后难以积累起来，因之不易发生大震。

4. 岩石因热膨胀可产生热应力 地壳岩石受热后其体积总是或多或少要膨胀的。但由于岩石介质内没有自由膨胀的余地，这种被束缚着的膨胀力就会在地壳中引起应力（即热应力）。这种热应力对地震的发生是一个不可忽视的方面。

当一块岩石不受约束时，随着温度的升高，其线度要增长，其截面和体积都要增大。这就是所谓岩石受热而膨胀了。当温度

升高 ΔT 时, 线度的增长量为

$$\Delta l = \alpha \Delta T l_0 \quad (1.24)$$

式中 α 为线膨胀系数, l_0 为岩块原来未升温前的线度。当岩石在热膨胀性能上各方向一样时 (即所谓各向同性), 则面膨胀系数 α' 和体膨胀系数 α'' 为

$$\alpha' \approx 2\alpha \quad (1.25)$$

$$\alpha'' \approx 3\alpha \quad (1.26)$$

5. 水对花岗岩的溶解温度影响很大 地壳岩石溶解后是不能积累和承受巨大的剪切应力的, 因之它与震源问题密切相关。根据实验资料可知, 无水花岗岩的溶解温度为摄氏1100度, 但当花岗岩中有水分时, 则其溶解温度会大大降低, 大约在摄氏750度左右。

6. 岩石溶解时所遵循的规律 根据物理学的研究可知, 当压力增大时, 岩石要向体积变小的方向变化; 当温度增高时, 岩石要向体积增大的方向变化。对于岩石溶解来说, 其体积是要增大的。但压力增大时使体积不能增大, 也就是说不让其溶解。因之还需再提高温度, 方能使岩石溶解。这就是说岩石的熔点是随压力增大而增大的。其具体关系式为

$$\frac{dT}{dP} = \frac{T}{L} \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right) \quad (1.27)$$

式中 T 为岩石的溶解温度, L 为溶解潜热, ρ_1 和 ρ_2 分别是岩石在液态和固态时的密度。

(1.27) 式在第二章讨论地震成因的热机理论时还会遇到。

七、地壳岩石的磁性

地壳岩石的磁性是在地球基本磁场 H_1 和大区域磁场 H_2 中被磁化而形成的。地球基本磁场和大区域磁场的来源一般认为是在地球很深的地方。人造地球卫星在高空对地磁场的观测曾证实了这一点^[11]。

由上所述, 可知地球基本磁场 H_1 和大区域磁场 H_2 之合成

相当于外磁场（不是外空磁场），地壳岩石相当于在该磁场中的被磁化体。由于震源是在地壳岩石中孕育的，所以震源地方岩石被磁化的外磁场也就是上述地球基本磁场 H_1 和大区域磁场 H_2 的合成场 H 了，即

$$\vec{H} = \vec{H}_1 + \vec{H}_2 \quad (1.28)$$

应当指出，(1.28) 式所表示的磁场随时间是有变化的。因之不同时期地壳岩石被磁化的强度和方向是不一样的。这样一来，我们在讨论 (1.28) 式时还得分成古地磁场 $\vec{H}$ 和现今地磁场 $\vec{H}$ 。

地壳岩石的磁性取决于岩石中疏散分布的铁磁性矿物颗粒。因之岩石的磁性本质上是铁磁性的（某些沉积岩例外）。

地壳岩石基本上与火成岩类似。火成岩的磁性是由两种磁化强度合成的。一个是剩余磁化强度 J_R ，一个是感应磁化强度 J_H 。它两个的合成是

$$\vec{J} = \vec{J}_H + \vec{J}_R \quad (1.29)$$

剩余磁化强度 J_R 的形成是这样的：当岩浆喷出后，它在当时的地磁场 H 中进行冷却，当冷却至居里点温度之下时，它就被当时的地磁场所磁化。这个磁化强度不仅较强，而且其强度和方向还保留到今天。感应磁化强度与现今地磁场 H 和岩石磁化率 κ 有关，即

$$\vec{J}_H = \kappa \vec{H} \quad (1.30)$$

式中 κ 为岩石的磁化率。

对于震源问题来说，以下几点是值得指出的。

1. 压磁效应 此效应指的是铁磁体在受应力后其磁化率会改变。关于岩石的压磁效应是苏联学者克拉什尼可夫首先进行研究的。他发现当给玄武岩加 1 公斤/平方厘米的单轴压力后，其压力方向上的磁化率要减小，其减小量约为未受力前磁化率的万分之一，即为 10^{-4} 。而在垂直于压力轴的方向上，其磁化率是增加的，但增加的量只有上述减小量的一半。

岩石受单轴压力后，在该方向上其剩余磁化强度 J_R 也要减小。

尽管不同作者的实验结果不同,但是对玄武岩来说,磁化率 κ 随单轴压力增加而减小的量 $\Delta\kappa$ 可表示为

$$\frac{\Delta\kappa}{\kappa} \approx 10^{-4}/\text{巴} \quad (1.31)$$

对于剩余磁化强度来说,随着单轴压力的增加,岩石剩余磁化强度的减小量 ΔJ_R 为

$$\frac{\Delta J_R}{J_R} \approx 3 \times 10^{-4}/\text{巴} \quad (1.32)$$

2. 磁致伸缩效应 这个效应是当铁磁体在外磁场中磁化时,该铁磁体的体积会发生变化,即发生形变。磁致伸缩效应有以下三个内容。

(1) 外磁场改变时的磁致伸缩 对于地壳岩石来说,剧烈的外磁场改变只有巨大的磁暴。但毕竟这个磁场的改变量不太大,所以对岩石引起的形变可能不大。

(2) 自发磁致伸缩 地壳岩石是处于地球磁场中的。当地壳某部的岩石,其温度由居里点之上降至居里点温度之下时,岩石就自发的产生形变,这就叫自发磁致伸缩(不是指热胀冷缩形变)。这种自发磁致伸缩也可能不大。

(3) ΔE 效应 这个效应就是当外磁场发生变化时,被磁化的岩石其杨氏弹性模量 E 会发生变化。但实际上外磁场变化量不大,因之地壳岩石的 ΔE 效应可能不明显。

3. 热磁效应 所谓热磁效应就是磁化率随温度变化的效应。对于岩石来说,随着温度的增高,其磁化率是渐增的,到接近居里点温度时磁化率猛增。但当温度超过居里点温度后,岩石磁化率却突然降低很多。对于地壳岩石来说,这个居里点温度为500—700°C。这相当于地下20—30公里深度上的温度。根据人们的研究,玄武岩的磁化率比花岗岩的磁化率大。

八、地壳岩石的电性

总的来说,地壳岩石的导电性是很差的。岩石的导电性取决

于以下几个因素。

1. 岩石的矿物组成，即岩石是由那些矿物组成的。
2. 岩石的结构，包括岩石的孔隙结构，含水形式和水的矿化程度。

3. 岩石所处的热力学状态，即岩石所处的温度和压力等。

另外，当岩石本身有物理化学变化时，其导电性也会发生变化，例如脱水反应、相变、多晶型转变和电子转变等。

由实验资料可知，围压增大时岩石的导电性要增高，温度升高时岩石的导电性也要增高。由此可知，地下不同深度上岩石的导电性是不同的。不过围压条件与温度条件相比，后者对地壳岩石导电性的影响是主要的。不同温度下花岗岩和玄武岩的导电率值及其相应的地下深度如表1.5所示。

表1.5

岩石名称	温 度 (C)	导电率(欧姆 ⁻¹ ·米 ⁻¹)	相应的地下深度
花岗岩	100°—275°	3×10^{-12} 8.4×10^{-10}	3—8 公里
	275°—900°	5×10^{-5}	8—40公里
	900°—1200°	1×10^{-2}	相当于花岗岩浆
玄武岩	50°—550°	1×10^{-9} 1×10^{-4}	相当于玄武岩在地壳上部的侵入体
	550°—900°	8×10^{-3}	20—40公里
	900°—1200°	4×10^{-1}	50—60公里

在地壳最上部，岩石中的孔隙水（矿化水）对岩石的导电率有着极大的影响。例如同一种岩石因其湿度不同，它的导电率之差可达6个数量级以上。如此说来，在地壳最上部其导电性质实质上是溶液电解质导电。另外，对于矿化程度相同的溶液，当温度增高时，其粘度减小，这样它就对溶液中离子运动的阻力减小，因之温度增高时，其导电性能越高。

在地壳深部，岩石的导电性可分两种情况。

1. 含水的情况 前已述及，地壳深部是含水的，特别是岩

石处于脱水温度的那个深度上，由于水的脱出，再加温度很高，所以那里的电阻率(导电率的倒数)就很低。这个电阻率很低的层称为低阻层。它在国内外许多地方的地壳中都已发现。在这个低阻层所处的深度上，岩石的导电性仍是溶液电解质导电。

2. 不含水的情况 在地壳深部也可能有不含水的情况。在这种情况下，由于岩石结晶点阵是离子质点布成，即所谓离子晶体。对于这种离子晶体的岩石，其导电率 σ 与温度 T 的关系比较密切，即

$$\sigma = \sigma_0 e^{\frac{-E_0}{kT}} \quad (1.33)$$

式中 E_0 为活化能， k 为波尔茨曼常数，其值为 $k = 1.38 \times 10^{-16}$ 尔格/度·秒，或者 $k = 8.62 \times 10^{-5}$ 电子伏特/度·秒。(1.33)式中的 σ_0 是个常数，它与岩石种类、温压条件有关。

对于地震来说，人们还对以下的现象感到兴趣。

1. 岩石受应力(或形变)时电阻率的变化 该问题日本学者山崎良雄曾作过许多实验研究。他发现体积为 V 的岩石，电阻率为 ρ ，当此岩石受力而体积变化 ΔV 时，其电阻率变化 $\Delta \rho$ 。两者的相对变化量可用下式表示：

$$(10^2 - 10^3) \frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta \rho}{\rho} \quad (1.34)$$

这个式子表明岩石受应力后，其电阻率的相对变化比形变要大100—1000倍。因之人们为了觉察岩石的形变就用其电阻率的相对变化来间接推求。

2. 动电现象 地壳介质是多孔介质，其内往往充填着水溶液。当地壳内由于应力或变形驱使水溶液沿孔隙发生运动时，就会产生电势差。这个电势又称为过滤电势，其值为

$$V_\phi = K_\phi \frac{\rho \cdot \Delta P}{\eta} \quad (1.35)$$

式中 K_ϕ 为过滤电势系数，它取决于溶液的化学成份及其介电常

数； ρ 为溶液的电阻率， η 为溶液的粘滞系数； ΔP 为毛细管孔隙两端驱使溶液流动的压力差。

3. 压电现象 这是岩石受压力后产生电荷的现象，对于含石英多的岩石，其压电现象比较明显。

4. 磁暴感应的电流 由物理学的知识可知，当磁场发生变化时，这个磁场中的导体就会感应而生电流。当大磁暴发生时（磁暴是一种变化的磁场），地壳中的导电岩石或液体就会产生电流。在磁暴活动剧烈的年份，这种感应的大地电流也比较强。

九、地壳的结构特征

孕育和发生大地震的地壳，其结构是非常复杂的。它既非完全弹性的，又非均匀的和各向同性的，而且还是既连续又不完全连续的介质。从大的方面来说，地壳的结构有两个主要的特征。一个是它的成层性，一个是它被深大断裂所切割。因之现今的地壳可以说是由许多大小不等、形状不一和性质有别的块体镶嵌而成的。下边分别介绍地壳的分层特征和其被深大断裂切割的特征。

（一）分层特征 如果将地壳进行详细的分层，则地壳的层

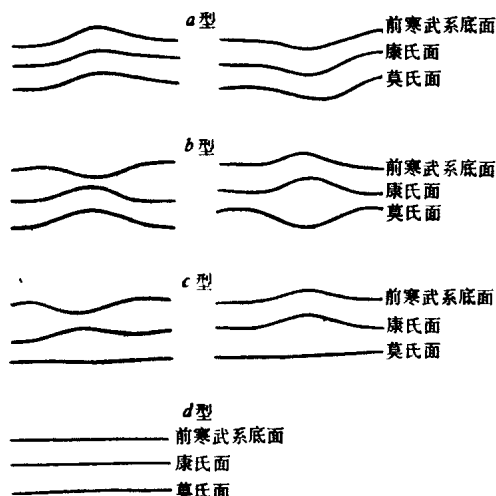


图1·3

次很多。但最普遍的分层还是以下一些界面。第一个是地壳底界面，即莫霍界面；第二个是地壳内玄武岩层与花岗岩层之间的界面，此界面称康拉界面。第三个界面是前寒武纪岩层的基底面。苏联学者米拉诺夫斯基和哈因把上述三个主要界面的起伏关系分为四种类型。

a 型 这种类型是所有三个主要界面之间是整合的，即它们都向上凸出或都向下凸出，如图1.3a所示。

b 型 这种类型是前寒武系基底面和莫氏面凹凸相反，而康氏面隆起（见图1.3b）。

c 型 这种类型是前寒武系基底面凹陷或隆起，康氏面隆起，而莫氏面则是水平的，如图1.3c所示。

d 型 此型是三个主要分界面都是平的。如平坦的大洋和大陆地台区就是如此。见图1.3d。

在以上类型中，关于莫氏界面与地面呈反向形态的情况曾引起了人们的注意。对于这种奇怪形态的成因，目前说法不一。其中有放射性热膨胀说、水平挤压说、莫氏界面相变说和岩浆凝固说。

在地壳分层中，现在人们还发现地壳中有低速层和高速层。其中低速层与大地电磁测深方法所推求的低电阻层相一致。前已述及，这种低阻层可能与该层中的脱水有关。至于高速层形成的原因，现在还不清楚。

（二）地壳被深大断裂切割的特征 关于地壳被深大断裂切割这一点可由以下几方面得到证实。

1. 在地面上人们发现沿一些大断裂带有由深部来的基性或超基性岩浆喷出，这说明深大断裂带已把地壳切透了。

2. 测震学方法发现，在不少地方有大量震源沿一些较陡的斜面分布的情况，这个斜面可通至地下很深。这说明震源所分布的那个面已把地壳切透了。

3. 用深部物探方法曾测得地壳内的水平层互相错开形成不连续面，证明有深大断裂带的存在。

4. 有些断层在地面上露出的错距很大，推测断层面必然达到很大的深度，因而才能呈现如此巨大的错距。

除了上述的证据之外，还有其他一些证据说明地壳是被深大断裂所切割的。从这个意义上来说地壳如同一些大小不等、形状不一和厚薄有别的块体镶嵌而成的。

把地壳分成块体的概念，在我国已有一段历史了。1960年张文佑提出“断裂控制说”，其基本点是深大断裂把地壳分成了许多菱形块体。1962年张伯声^[12]更明确地提出了“镶嵌构造说”。他指出地壳是“由于大大小小的、多边形的、或升或降的或左推或右移的地块”构成的。1966年我们将上述地质学家的观点应用到地震发生问题上^[13]。即“在不同地质块体的交界带或断裂带，当两侧块体进行强烈的相对运动时，那里就常常会发生地震。……在地质块体沿交界带或断裂带强烈的相对运动产生的应力随着相对运动的进展而不断积累，当它达到能迫使岩石破裂和错动时，地下深处岩体就突然破坏释放应力能。这种突然放能的形式就直接引起地震。一般认为，构造块体交界带愈大、构造运动愈强烈的地区，发生大震的可能性就愈大。”

关于地壳中深大断裂形成的原因，可能是上地幔物质的上升和下降造成的。因为如前所述，地壳自身的重量很大，它的刚度撑不起自身，所以当其下方的上地幔物质有体积缩小时，则上面的地壳就会慢慢塌下来。这样在塌下和未塌下的交界带上就会形成深大断裂。另外巨大的水平运动也可形成深大断裂。

以上就是我们对浅源大震孕育的地壳，即震源环境所作的介绍。在讨论震源问题时是必须考虑这种环境的。

第二节 地震的能源——地壳和更深部的构造运动

在讨论地壳内大地震的孕育问题时，能源问题是必须涉及的。例如垂直运动孕育的震源和水平运动孕育的震源就不一样，地壳块体相对运动孕育的震源和热应力孕育的震源又不一样。这说明在讨论震源物理问题时，地壳运动的形式及其相应的能源是必须要讨论的。

就目前所知引起地壳运动的能源可分：引起地壳水平运动的能源、引起地壳垂直运动的能源和触发地震的能源。下面就分别

介绍这三种形式的能源。

一、地球收缩（引起地壳水平向运动的能源）

1852年法国地质学家发表了地球收缩学说。在十九世纪的下半叶，这个学说一直占着统治地位。该学说认为地球收缩的原因是由于地球向空间散热。据估计，每秒钟整个地球表面要损失 5×10^{12} 卡的热量。

按照收缩学说的观点，灼热的地球，首先是表面冷却和凝固。但此时因为内部还很热，体积并未减小，所以表层收缩就必然会受到张力而使该层发生破裂。这种破裂的地方就是大断裂带、拗陷带和地槽带。但到了一定时候，由于已冷却层的下部又逐渐冷却和凝固，所以内部的体积也开始减小。在这种情况下，原先已冷却的地球表层就出现了水平向的挤压力。这样，地面上的褶皱山脉就开始形成，各式各样的断层运动也就发生了。

地球收缩过程可能具有某种节奏性。因为地球收缩的程度与地球内部热量减小的程度有关。当后者减小得多时，地球收缩就剧烈，当后者减小少时，地球收缩就比较弱。实际上地球内部的热量正是忽而减小的多，忽而减小的少。具体过程是：当地球收缩时由于收缩部分势能的减小所产生的压缩会在地球内又产生大量的热，这就部分抵偿了地球向空间散热而形成的热量损失。在此情况下，地球的收缩速度就要减弱，因之地壳内的水平挤压力就增加得慢了。此后，由于地球收缩速度的减弱因势能而转化的热能也就减小了。但地球向外空的散热量是照常进行的。这样散热越来越多，于是地球又要收缩。以此循环进行，使地球内忽而水平应力增大，忽而相对减小。

地球收缩学说在本世纪二十年代被人们放弃了。因为人们发现地球内部放射性元素每年产生的热足以抵消地球向四周空间散去的热。这样地球就不存在冷却而收缩的问题了。另一方面如果认为地面上高大的褶皱山脉是地球冷却形成的，那么要形成这样大的褶皱就得地球内部温度低几千度，这实际上是不符合现实地

球的温度分布状况的。由于这些困难，所以收缩学说在理论上就破产了。尽管如此，有的学者还不完全否定地球收缩的可能性。例如本世纪五十年代 B·Φ·彭契科夫斯基指出：地球的收缩也可能由地球物质状态的改变、物质在内部深处的变密、岩浆和气体喷到地球表面上等原因所引起。他还指出：如果现在地球表面的冷却完全由放射性蜕变产生的热流所抵偿，这也并不是说在地球内某深度处就不能有正在冷却中的表面存在，也就是说在较深的地球内部仍存在收缩的可能性。

在本世纪七十年代，收缩学说似乎又开始有点复活。这是因为瑞典学者哈斯特 (Hast) 和其他人在地应力测量方面的研究，发现全球几乎到处都有比铅直压力大很多的水平压应力。这个水平向的两个主应力 P_1 和 P_2 之和为

$$P_1 + P_2 = 191 \text{ 公斤/平方厘米} + H (0.99 \pm 0.3) \text{ 公斤/平方厘米} \quad (1.36)$$

式中 H 是由地面到地下测点的深度，以米为单位。

上述水平向压应力比铅直向岩体重量产生的压应力大的事实，不仅在地槽地区、地台地区发现了，而且在洋脊裂谷带和背斜轴部也发现了。

回顾在第二节中，我们曾讨论了地下某一深度 z 处的流体静应力状态是：水平向应力 σ_x 和 σ_y 只能等于或小于垂直向应力 σ_z 。但由哈斯特等人的实测结果可知

$$P_1 + P_2 > \sigma_x + \sigma_y \quad (1.37)$$

这说明地球内部除了岩石自重引起的水平向压应力 σ_x 和 σ_y 外，还有别的原因引起的水平向压应力。由于这个超额的水平向压应力几乎在全球绝大多数地区存在，所以哈斯特认为这可能是地球收缩引起的结果^[14]。

在我国西北、东北和华北地区也曾进行过应力解除的测量，发现所得结果与哈斯特的结果相类似。

二、地幔对流 (引起地壳水平向运动的能源)

1912年，德国地球物理学家魏格纳（Wegener）提出大陆漂移学说。他认为“地层产生褶皱并不需要地球收缩。当大陆移动时，前缘如果受到阻力就可发生褶皱”。

对于大陆漂移学说的能源，魏格纳当时并未很好解决。不过三十年代，大陆漂移学说的拥护者——英国爱丁堡大学教授霍姆斯（Holmes）〔15〕却提出了地幔对流学说。他认为大陆漂移的原动力就是地幔对流——热对流。具体说来就是如果地幔内的流体上升到巨大的大陆中央并向左右散开时，那么巨大的大陆就会从这里向两侧裂开，而海洋就借此扩张了。关于霍姆斯的地幔对流机制如图1.4所示。由图1.4可以看出，地壳中的运动和应力是由

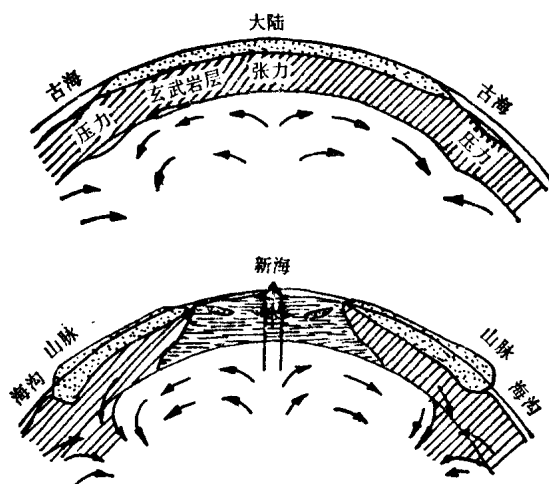


图1.4

上地幔物质的对流而转嫁来的。

本世纪六十年代以来，板块学说大为盛行。它实际上是复活了的大陆漂移学说。该学说认为地球上的许多岩石层板块被地幔物质驮着而运动。由于地幔物质在不同的位置上运动的速度和方向有差别，所以上覆的各板块之间就产生了各式各样的运动。这就

是说，地壳中的运动和应力是由上地幔物质的运动引起的。

对于板块学说来说，他们所设想的地幔物质对流是和霍姆斯

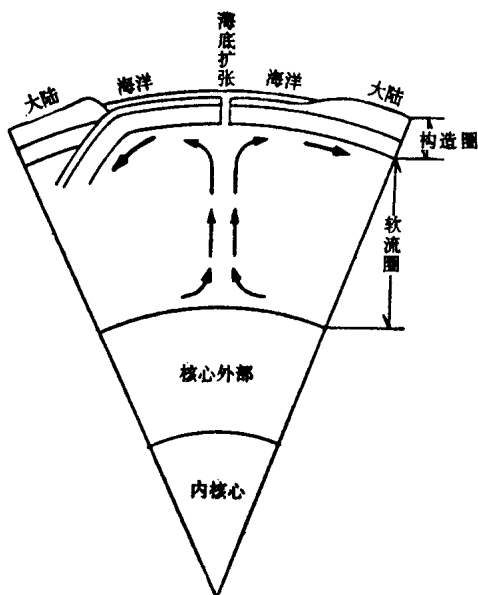


图1.5 地面对流与板块移动关系示意图

的对流学说类似的。即当上升的流体达到地球表层下面时，便分成两股平流向两侧流动，使它上面的构造层破裂，并像传送带一样运载着上面的板块向两侧移动。这个被运载着的板块遇到了另一个板块，则前者就向后者下面俯冲。同时驮着俯冲板块的软流层也转下降，回到地球下部，如图1.5所示。

为什么地幔会发生对流呢？目前人们是这样认识的。

1. 许多学者认为地幔物质的力学性质类似于弹-粘性体，即类似于在第一节中所说的麦克斯威尔体。这种力学性质的岩石其特点是当它受力时间很短促时基本上显弹性，所以地震横波可以通过地幔层；但当受力时间很长时则显流体性质（牛顿液体）。根据物理学的观点可知，流体在热的驱动下是可以对流的。这就是说要使地幔物质发生对流，地幔物质必须是带流体性质的。

2. 要使地幔物质产生对流，除了地幔物质必须带有流体性质外，地幔中还得存在温度梯度，也就是说必须由上地幔向下随着深度的增加其温度也增加，或者更确切的说下地幔中的热量大到那样的程度，以至于地幔物质光靠热传导来传热是散不出这

种热量的。于是在下地幔中物质因高热而体积膨胀，即密度减小而变轻，这时它就要向上移动，而上部较冷的物质就要向下移动，这样地幔中的物质对流就发生了。

液体的粘度是阻止对流的，因之粘度越大的液体其对流就越困难。另外传热性能好的物质，因热量易于传走，所以也不利于对流。因热而易于膨胀的物质，其重量很快就变轻了，所以易于上浮而形成对流。能够定量的描述物质对流现象的是物理学家雷诺 (Reynolds)。他在1916年找到了物质对流的条件，即当雷诺数 R 达到一定数值时液体物质方可对流，如达不到那个特定数值时则不能发生对流。这个数值是

$$R \geq 1000 \quad (1.38)$$

R 由下式确定

$$R = \frac{\alpha \beta g h^4}{K \eta} \quad (1.39)$$

式中 α 为液体物质的热膨胀系数， β 为温度梯度， g 为重力加速度， h 为流体层的深度， K 为热传导系数， η 为液体物质的粘滞度。在 (1.39) 式中，分子是产生对流所需要的量，即它们的数值愈大时愈能产生对流；分母是阻碍对流产生的量，即其值愈大时愈难发生对流。

许多学者的研究指出，地幔物质的粘滞度是很大的，其值约为 10^{21} 泊。但为什么还能发生对流呢？这是因为在 (1.39) 式中 h 的四次方起了巨大的作用， h 就是地幔层的总厚度。这就是说，像地幔这样厚的流体层（由地幔顶面到其下界面深度约在2800多公里），不管它的粘滞度 η 有多大，或是温度梯度 β 之值有多小（例如小到每公里0.3度），其由 (1.39) 式计算出来的雷诺数 R 也是很大的。据计算 R 可达 $10^6 - 10^8$ 。由此可知，在地幔中 (1.38) 式所表示的对流条件是远远超过了。这就是说，地幔物质是完全可以对流的。

至于地幔中物质对流的形式目前还说法不一。有的说对流环

很大，有的说对流环多而小，有的说整个地幔中都有几乎相同的对流能力，有的说只有上地幔中对流才较显著。另外对于对流环的水平尺度和垂直尺度之间的比例目前还无定论，有的说水平尺度大于垂直尺度，有的说两者差不多，还有的说垂直尺度比水平尺度大。但无论如何，地幔物质分布、相态分布、物性分布和温、压条件等是不均匀的。由于这种种的不均匀性，所以地幔中的物质对流也就不均匀了。例如有的部分流动速度快，而与其相邻的其他部分流动速度却比较慢；另外有的部分的物质流动不仅在垂直面内其流动方向有变化，而且在水平面内其流动方向也有变化。再者，地幔物质流的粘度也并非各处一样，因之它对上覆地壳块体之间的摩擦牵引力也不一样。总之由于以上诸情况，就造成了上覆各地壳块体之间的相对运动。这种相对运动包括相互挤压、疏离、平推和旋转等。这就是说，地幔物质流动已把能量传递给地壳了，这种传入地壳的机械能就为震源的孕育提供了能源。

三、重力分异和物理化学分异（引起地壳垂直运动的能源）

这个能源学说已经提出很久了。它是苏联一些大地构造学家例如别洛乌索夫（Белоусов）解释地壳垂直运动的主要观点。该学说的主要内容如下。

1. 在地球内部重力场是个巨大的力场。在这个场中，不同密度的物质或物质块体应当稳定在适当的深度位置上。具体说来就是较重的物质或物质块体应当分布在地球深部，轻物质或物质块体应当分布在地球上部。如果在实际地球中存在着深度位置不合适的物质或物质块体，则它就要向合适的位置调整，这样就要发生物质或物质块体的运动。这种按重力要求而产生的“轻者上浮和重者下沉”的运动称为重力分异运动。

2. 地壳已经固结了，其内部即使有密度分布不合适的物质或物质块体，它也不好发生运动了。所以在地壳范围内是没有重力分异运动的。但是人们认为地幔物质可能带有流体性质，因之其内如果有轻重物质分布的位置不合适时，就会发生上述的调整

运动，即重力分异运动。

3. 在地幔中，有的重元素和轻元素之间具有很强的化学亲和力。所以当大量轻物质或其物质块体上浮时，它就把某些与它亲和很好的重物质带着上浮。如所周知，放射性元素是很重的，但它与氧元素的化学亲和力很强，所以当大量氧元素上浮时，重的放射性元素也就被带上来。从这个意义上来说，在重力分异过程中还参与了物理化学的因素，因之可称为重力-物理化学分异。

4. 在上地幔软流层中，放射性元素含量在不同的部位是不同的。在放射性元素分布较多的地方因其发热较多而使岩石体积膨胀（密度变小），于是该部分岩体就要上浮。另外放射性物质与较轻的氧元素化学亲和力很强，因之当较轻的氧元素上浮时把放射性元素带上来，这样被带走放射性元素的地方就缺乏热源而相对冷却，于是密度可能会增大，从而会下沉。有人认为由地球形成到今天，地幔这一层还处于轻重物质杂居的状态。随着地幔内放射性元素大量发热而使岩石熔化，遂使轻重不同的物质发生重力分异运动。

5. 如前所述，地壳是靠地幔来支撑的。因而当地幔中有一定量的轻物质上浮时就在地壳底上施加了一个隆起的力量，这样地壳就会发生隆起运动。如果上地幔中有一定量的重物质下沉，则地壳底部就失掉一部分支撑力，这样地壳就会下沉。这就是地幔中的重力分异或重力-物理化学分异已把能量传递给地壳了，并进而作为地壳中孕育大震的能量。

关于地幔中轻重不同的物质或物质团在具有粘度的地幔流体中运动时，其速度 v 可用斯托克斯 (Stokes) 公式来计算，这个公式是

$$v = \frac{2}{9} \frac{gr^2 (\rho - \rho')}{\eta} \quad (1.40)$$

式中 η 为地幔物质的粘度， g 为重力加速度， r 为球状物质团的

半径， ρ 为物质团的密度， ρ' 为地幔介质的密度。

四、相变（引起地壳垂直运动的能源）

在上地幔中，由于温度和压力都很高，所以岩石和矿物处于不稳定状态，即当外力和温度稍有变化时，则那些处于临界状态的岩石和矿物就会发生相变。

从物理学的角度来看，压力加大时岩石或矿物要向体积减小的相态变化；温度升高时岩石或矿物要向体积增大的相态变化。在上地幔中当物质由大体积相态向小体积相态变化时，则地壳下面就失掉一部分支撑力，这就如同给地壳底部施加向下的力量，因之地壳就要下沉。反之，上地幔中有体积增大的相变，则地壳就受到向上隆起的力量，因之地壳就会隆起。这样地幔中的相变就把能量传递给地壳了。在这种传进地壳的能量中，有一部分就供作孕育大震之用。

相变可分以下几个方面^[16]。

1. 同质异相的变换 在研究地球深部的过程时，硅酸盐的某些变换是最有意义的，因为它们在进行变换时伴有很大的体积变化。例如鳞石英变换为 β 石英时比重变化0.25克/立方厘米。

2. 相变 这里所说的相变是指岩石熔化、由一种矿物组合转变为另一种矿物组合以及由离子键型变换为共价键型（同极键型）。这三种转变都可引起岩石体积的跃变。

3. 电学变换 在压力增大的情况下，原子最外层的电子进入内层，这样原子半径就变小了，因之物质体积就会变小。反之当电子由内层跳至外层时，物质体积就会增大。

4. 化学变换 化学变换也可使参与化学反应的岩石总体积发生变化。例如橄榄岩在蛇纹岩化的反应中就会发生体积的变化。蛇纹岩化可使其体积比原来橄榄岩的体积增大25%。

早期，人们认为放射性元素只在地壳上部的花岗岩层中存在。后来发现相当于地幔岩石的陨石也同样具有放射性元素，所以现在人们认为地幔中也是含有放射性元素的。如果地幔中的放

放射性元素分布不均匀，则其内的温度就不均匀。这样上地幔物质就可发生复杂的缓慢运动。当物质在上地幔软流层中因重力分异而有上升和下沉运动时，则其所处的温压条件就会改变，这样物质就可能处于亚稳定状态^[17]。对于亚稳定状态的物质，当温压条件再改变时就可能发生快速相变。

实际上重力分异和相变是互相影响的。当岩石发生相变后其密度就发生了变化，这样它又会产生重力分异运动。当某些物质携带着较多的放射性元素上升或下沉到某一位置时，随着时间发热增多，体积膨胀，于是又要向新的位置移动。

五、上地幔热物质挤向地壳底部或穿入地壳

在正常状态下，由地壳底向地幔过渡其温度分布没有太大的跃变。但是上地幔层中物质的运动是很复杂的，因之就有可能在某些地方有温度特高的上地幔物质向地壳底部涌进。由于它的温度高，所以就使地壳底部受热而膨胀，并产生热应力。这也是地幔中热能向地壳中供给的一种形式。另外地幔中高温岩浆向地壳中侵入也是一种向地壳中供能的形式。

在以上五种能源中，第一和第二种能源会在地壳中产生水平向压应力（也有张力）或水平向剪切力。根据震源机制的研究和地壳应力的观测研究，这种水平应力是主要的，几乎是全球展布的。因之我们将其称为基本应力场。后三种能源基本上是给地壳施加垂直向力的。它在地壳中引起的应力有垂直向压应力和张应力，也有水平向压应力和张应力，另外还有垂直向剪切应力（即相应于垂直差异运动带上的剪切应力）。根据震源机制资料，一般大地震的垂直错距大大小于水平错距，另外垂直运动随地域差别很大（在不远的水平距离上有的地方上升，有的地方下降），它们不是大范围统一的运动所形成的，而是各地区分别出现的，所以垂直运动所引起的应力与前述水平应力相比居于第二位，因此我们称其为辅加应力场。在地壳中，基本应力场和辅加应力场的叠加共同决定着大震的孕育和发生。关于这一点我们还要在第二章

中讨论震源孕育模式时再加以论述。

除了以上决定地震发生的主要能源外，还有其他一些能源，它们虽然对地震的孕育不起主要的作用，但对触发地震还是起作用的。我们称其为触发能源。他们有以下几种。

1. 地球自转角速度的变化 地球的正常自转已在地球内部产生了平衡状态，所以不提供地震发生的能量。只有地球自转忽而变快忽而变慢，即地球自转加速度变化才提供地震发生的能量。据估计当地球自转角速度的相对变化量达 10^{-8} 时（但这样大的变化量是极少见的），则在地壳内产生的能量可达 4×10^{26} 尔格。从数量级上来看，这个能量是不小的。但是如所周知，对于产生地震来说，必须满足以下两个条件：

（1）给地壳内供给的能量，其形式必须转化成应力能；

（2）这个应力能必须在地壳的局部地区达到岩石耐剪强度的量。

从上面第二个条件来看，由地球自转角速度变化所提供的能量是不足以孕育大震的，因为据计算，它在地壳内单位面积上所产生的应力仅为 10^4 达因/平方厘米。因之我们认为地球自转角速度的变化所提供的能量只能作为触发地震的能量。

2. 日月引力能 如所周知，月亮和太阳对地球是有吸引力的，并形成所谓固体潮。这种固体潮也就是固体地球的变形。月亮虽然质量比太阳小，但由于它距地球近得多，所以对地球的固体潮起着主要的作用。对于地壳来说，一方面日月引力使地幔变形时，这个地幔可传力于地壳，另一方面日月引力也直接作用于地壳，所以地壳受到这两个作用而发生形变。但据计算太阳和月亮对地壳的作用所产生的应力最大也不过 10^5 达因/平方厘米。这个数值距岩石的耐剪强度还很远，所以它只是对地震的发生起触发作用，而对大震的孕育关系不大。

3. 磁暴供给地壳的能量 磁暴的能量主要来源于太阳活动。当磁暴发生时，其携带的能量以两种形式供给地壳。一个是

当外空磁暴场与地球本来的磁场发生耦合时会产生一种力量，这种力量可影响地球的转动状态，从而给地壳内加力（如地球自转角速度变化引起地壳中的应力）；另一个供能方式就是当大磁暴发生时可在地壳中感应出地电流，这个地电流可使地壳中某些部位加热，也就是磁暴供给了地球内部的热能。

4. 气象过程对地壳供给能量 大气运动的主要能量来源于太阳向地球辐射来的热能。在大气变动的过程中，其对地壳有主要影响的要算气压了。气压变化在地壳内引起的变形和应力变化可达至很深的深度。其次雨水在低洼地区的大量聚集也对地壳局部地区施加压力，这也是一种局部供能的方式。但据估计，气压变化在地壳内引起的应力也超不过 10^4 — 10^5 达因/平方厘米。所以它对地震发生来说只能是一种触发的能量，而不是大地震孕育的能源。

以上是一些触发地震的能源。至于它们如何触发地震，我们将在后面专门讨论。

六、我国现代地壳运动的情况

我国地壳运动是比较复杂的。因之我国地质学家很早就有垂直运动和水平运动两种学派观点。

1963年作者^[18]根据中国1906—1963年的48次6—8.5级地震的震源机制资料发现：我国境内绝大多数地震的震源断层错动方向偏于水平方向，断层面都是比较陡直的，并且沿断层走向的错动分量一般都比沿断层面倾向的错动分量大。据此认为“我国境内的现代构造运动在更多的情况下是偏近于水平方向的。”1972—1973年时，我国地震工作者对全国379个大地震的震源机制资料作了研究，其结论与上述的结论基本相同。但应指出，这两项研究结果虽然强调了水平运动占优势，但并不是说一点垂直运动都没有。另外我国考古工作者和大地测量工作者发现，我国许多地区具有垂直运动，有的地方隆起，有的地方下沉，有的地方还有隆起和下沉的交替运动。

根据上述现代地壳构造运动的事实，并考虑到前面所说的地壳构造运动的能源，我们认为我国大陆地壳由以下的方式供给构造运动的能量，因而也供给孕育大地震的能量，即：

1. 印度板块向东北方向挤压中国大陆地壳，太平洋板块向西挤压中国大陆地壳，它们两者给中国大陆地壳供给水平方向的应力能，从而决定了中国大陆地壳内震源断层错动以平推错动为主的特征。

2. 在中国大陆地壳之下，有很厚的上地幔层，该层物质进行着重力分异、相变和热胀冷缩等，它们在不同地区以不同的量值给上覆的地壳施加垂直力（包括上升力和下沉力）。

3. 上述水平力和垂直力在地壳内引起的应力互相叠加，共同决定着我国大陆地壳内震源的孕育和发生。由于作用在我国地壳中的水平力占主要地位，垂直力占次要地位，所以我国大震的错动是以水平分量占优势的。

4. 由于上地幔物质的垂直运动从地壳底上作用于地壳，所以在整个地壳剖面中，上部地壳中水平运动和水平向应力占绝对优势，愈向下则垂直运动和垂直向的应力逐渐占有显著地位。

第二章 地震成因和震源孕育模式

第一节 地震成因

由于不同的地震成因观点强调着不同地震预报途径，所以人们一直在致力于这个问题的研究。

下面我们以介绍断层错动引起地震的学说（即断层学说）为主而兼述其他地震成因学说。

一、断层学说的研究历史

1. 断层学说的提出 很早以前，我国古人曾提出过地下柱折、轴掀而引起地震的设想〔1〕。但是断层错动形成地震的学说还是本世纪初由美国学者提出的。

1906年4月18日，在美国加利福尼亚地区发生了一次很大的地震，旧金山城遭到严重破坏，所以通称旧金山地震。在这个地震发生时，不仅地面上沿着原来的地质断层——圣安德烈斯断层发生了长达430多公里的断层（错动幅度有的地方达7米），而且更重要的是在这次地震前后横跨圣安德烈斯断层曾作过几次大地测量。这些测标

在地震前后的变动反映了该地震孕育和发生的过程。这个过程给人们一明显的证据，说明地震是由地壳块体的相对运动产生的。

旧金山地震前后横跨断层的测标

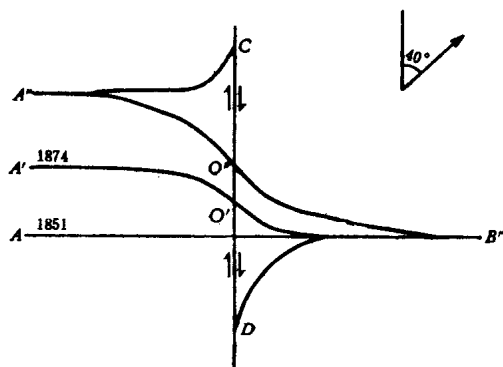


图2.1

变动情况如图2.1所示。在地震前一共测过两次，即1851年到1866年测过一次，1874年到1892年测过一次。最后一次就是紧接着大震后在1906年到1907年测的。由图2.1可以看出，在1851年还是横跨断层的一条直线 AB'' ，后来变成了弯曲线 $A'O'B''$ 和 $A''O''B''$ 。而地震时这个弯曲了的测线发生了错动，如 $A''C$ 和 $B''D$ 所示。

基于以上事实，1910年美国地震学家瑞德 (Reid) 发表了著名的弹性回跳学说^[2]。这个学说的要点是：

- (1) 地壳是由弹性的岩石组成的；
- (2) 地壳运动使某些地方发生了弹性剪切变形；
- (3) 当变形达到一定程度时，岩石发生断裂错动，受变形的岩石又重新回到原来未变形的状态，但断层两边岩体的位置移动了；
- (4) 上述岩石发生断裂错动的时刻就是大地震发生的时刻。

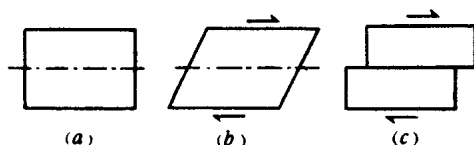


图2.2

如果把以上的学说用图形来表示，则如图2.2所示。图a表示断层两侧的岩体互相粘结着，但还未受应力，因之还没有发生弹性变形；图b表示断层两侧岩体已发生很大的剪切变形；图c表示地震发生后岩体已错动的情况。对比图a和图c可以看出，断层两侧的岩体形状完全一样，即都未受应力，但是这两个岩体的相互位置是不同的，图a是两个岩体互相对齐，而图c是两个岩体互相错动了。

以上是从地面上测到和看到的现象，然而究竟地下深处震源地方的情况怎样呢？恰巧与瑞德发表弹性回跳学说的同时，日本学者志田顺于1909年发表了他对1906年日本一次地震所观测到的地

震 P 波初动四象限分布的资料〔3〕。这个四象限分布可以用断层错动来说明。后来日本学者中村还发现那些具有 P 波初动呈四象限分布的地震，往往在震中地区有一个地质上的断层与两条节线（即分隔 P 波不同初动符号区的线，在第三章中要专门讲到）中的某一条重合。这样一来，地震的断层成因学说，不仅有了地面上的证据，而且还有了震源地方岩体错动的证据。从此断层错动引起地震的学说就在世界上广为传播。

2. 岩浆冲动学说的提出 1931年日本学者高桥龙太郎发现，有的地震其 P 波初动在地面上的节线为双曲线。石本已四雄在这个基础上又发现了圆形的、椭圆形的和双曲线形的节线。这些节线可统称为圆锥曲线。石本已四雄认为，以上的 P 波初动分布图案用断层错动是不好解释的。另外他对断层学说还提出了以下的疑问：

（1）地壳深部岩石是高温高压下的物质，它已处于塑性状态，而构造运动又是比较缓慢的，因之在地下岩石中不可能积累起弹性形变能，所以也不可能产生突然的断层错动而发生地震。

（2）按照断层学说，对于那些震源断层面露出地表的浅源大地震，其断层面两边的地面位移应当是对称的。但实际上不少大地震后地面上形成的断裂带比较复杂，看不出对称的地面运动。

除了上述疑问以外他还指出：在日本和环太平洋地带中，地震带和火山活动带在空间上是伴随的。因之岩浆在地壳深部的活动可能会引起地震。

基于以上诸情况，1931年石本已四雄提出了在地壳深部由于岩浆猛烈冲动引起地震的学说，即岩浆冲动学说或岩浆贯入学说〔4〕。该学说的具体内容如下。

在地壳深部存在着岩浆，它们包含着不同的化学物质。这些物质在一起进行着某种物理化学过程。这种物理化学变化使岩浆具有向外扩张的强大的爆炸力。但是坚硬的地壳岩层把岩浆包围着，它们扩张不了自己的体积。这样就形成了“岩浆欲爆”之

势。由于地壳在运动，有些地面受沉积，增加着地壳的重量，有些地方受剥蚀，减轻着地壳的重量。另外在地壳内由于构造运动的作用，有的地方岩石受压力，有的地方岩石受张力。这样包围着欲爆岩浆的地层就可能在某一个时候被削弱。一旦它被削弱得包不住岩浆了，则岩浆就以强大的力量冲破围岩，向最软弱的地方猛烈插入。这样地壳岩层就剧烈破坏和运动，于是发生了地震。如果岩浆冲动的力量十分巨大，它还可使地面岩层破坏。这种地面破坏可能不太规则。不过由于地面上的软弱地带具有某种优势方向，所以由深部岩浆冲动引起地面上的断裂可能也有一定的优势方向。

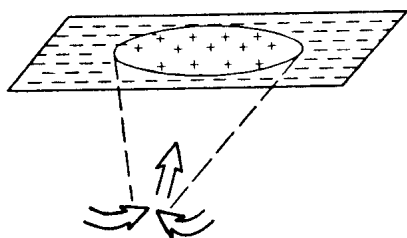


图2.3

在岩浆冲动的方向上，由于岩石受到压缩，所以就产生了压缩纵波，即 $+P$ 波，如图2.3所示。在岩浆离开的部位上，由于压力减低，所以周围又有岩浆或围岩向此区压进，如图2.3中的近乎水平的箭头所示。这种压进对周围岩石来说是一种突

然的拉力，所以周围岩石中产生了膨胀纵波，即 $-P$ 波。根据以上所述， P 波节线应当是个圆锥曲线。当岩浆冲动方向垂直于地面时， P 波节线近乎圆。如果岩浆冲动方向是倾斜的，但倾斜不大，则地面上的 P 波节线是个椭圆。如果岩浆冲动方向倾斜的很大，则地面上的节线就成为双曲线了。

以上就是岩浆冲动学说的大体内容。但是这个学说后来并未被人们广泛采用。因为根据地震波的大量观测，证明地壳内发生的地震其 P 波初动的分布大都是四象限的，据此认为地壳内发生断层地震比较普遍。所以断层学说并未发生动摇。

3. 断层学说遇到了新的困难 1936年英国学者杰弗利斯

(Jeffreys) 对断层学说提出了一个当时尚未解决的严重困难〔5〕。就是按照物理学上的外摩擦定律，震源断层面上的摩擦力 F 是与该断层面上的正压力 P 成正比的，即

$$F = \mu P \quad (2.1)$$

式中 μ 为摩擦系数， P 为断层面上的正压力。正压力 P 一般就是第一章中所说的岩体静压力（或称大地静压力、流体静压力），即

$$P = \rho g z \quad (2.2)$$

式中 ρ 为岩石密度， g 为重力加速度， z 为震源断层面上所讨论点的深度。由 (2.2) 式可知，随着深度 z 的增加，断层面上的正压力 P 越来越大，因之断层面上的摩擦力也越来越大。这样当深度超过一定限度时（大约 4—5 公里），断层面上的摩擦力 F 就大过岩石的耐剪强度 σ 了，即

$$\sigma < F = \mu \rho g z \quad (2.3)$$

这样岩石就无法以弹性体突然错动的形式而发震了。如果给震源地方再加大外力，岩石就以流动的形式释放能量了，这种能量释放是不伴随着大震的。

由于以上原因，杰弗利斯当时对地壳深部由断层错动产生地震的说法表示怀疑。不过他曾指出，只要断层面上的摩擦系数在地震前有所变小就行了。但变小的原因和可能性他当时并未解决。关于这个问题在近二十年来成了人们讨论的重点问题。对此我们在后面还要专门介绍。

4. 相变学说的提出 1945年布里格曼 (Bridgman) 提出相变引起地震的观点。1963年新西兰地震学家爱维森 (F. F. Evison) 对断层学说提出了一系列质疑〔6〕，并进而提出了地震可能是地下深处岩石发生快速相变而引起的学说，即所谓相变学说。这个学说的倡导人对断层学说的质疑有下列几点。

(1) 人们说大地震时在地面上看到的断层错动就是地下深部断层错动引起地震的证据。但是这个证据是不肯定的，因为究

竟是断层引起地震，还是地震引起断层，这一点很难证明。

(2) 人们说震中区有地面上可见的地质断层通过，就说震源与这个断层在深部的错动有关。但这一点是无法证明的。

(3) 1906年旧金山大震是断层学说由之建立的一个大震，然而在地震造成的地面断层带上其房屋破坏并不严重，而倒是离这个断层带15—30公里的地方房屋破坏却很严重。如果说那个地面断层就是震源的话为什么会造成上述现象呢？

(4) 一个大地震的总能量中只有极小的一部分转变成弹性波能。但旧金山大震时由地面错动所计算出的震源总能量却与由地震波观测计算出的地震波能相当。这是不好理解的。也许提供震源总能量的不是地面错动的那个东西。

(5) 关于在地壳深处由于断层面上正压力过大，因之震源难以错动的问题还未很好解决。

(6) 以前人们认为当岩石中发生剪切错动时，由于剪切应力释放很大，所以由它发射的横波很发育。而爆炸发生时由于它主要是向四周扩张，所以由它发射的横波是不发育的。人们根据这个概念认为天然地震的横波很发育，所以就断定天然地震的震源是断层错动而不是爆炸，或者说不是体积的扩张。但是近年来地下核爆炸的观测证明，由爆炸引起的横波也很发育。这就是说横波发育已不是断层地震的特征了。

(7) 以前人们认为只有断层错动引起的地震，其 P 波的初动方向既有 $+$ 号，也有 $-$ 号；而由爆炸引起的 P 波初动方向则到处都应是 $+$ 号。因之人们认为天然地震有 $+$ 、 $-$ 号两种波就认为天然地震只能是断层错动所引起，而不是由地下某种相当于爆炸的力量所引起。但近年来的地下核爆炸也引起了 $+P$ 和 $-P$ 波。

(8) 不少大地震发生时地面上出现的隆起、沉陷和错动极为复杂，远不像由断层学说所预料的那样比较简单。

由于以上情况，爱维森提出了相变学说。他认为这种相变是由复杂的物理化学变化所引起，它不只是存在于地幔中，而且也

存在于地壳中。下面具体论述相变学说的观点。

相变学说对地震成因的基本观点是当某些岩石在合适的温度和压力条件下可以发生快速相变,从而发生快速的体积变化。当地下某一部分岩石发生快速的体积变化时,它对周围的岩石会发生快速压力或快速拉力,这样就产生了地震波(相变太慢时不能直接引起地震,而只能视作一种构造运动)。至于地面上的断层错动、张裂、隆起和沉陷,则是相变的扩张力在地面上引起的次生结果。按照这个学说,地震发生的原因根本与断层错动无关。

如果在地下某一深度上,流体静压力之值为 P , 发生相变的体积为 V , 这个体积因相变而突然膨胀的量为 ΔV , 则发震的能量为

$$E = P \cdot \Delta V \quad (2.4)$$

假定 ΔV 占原体积 V 的 5%, 即

$$\frac{\Delta V}{V} = 5\% \quad (2.5)$$

则由 (2.4) 和 (2.5) 式可得

$$V = \frac{E}{0.05 \times P} \quad (2.6)$$

(2.6) 式中的 E 可以由地震波观测求得; 如果知道震源深度, 则 P 也就知道了。这样就可由 (2.6) 式求出相变震源的体积 V 。设地下40公里的深度上发生了一次6级地震 ($E = 10^{23}$ 尔格), 那么在该深度上 $P = 1.2 \times 10^{10}$ 达因/平方厘米, 则可求得相变的震源体积其半径为0.1公里。由此可知, 由相变产生某一震级的地震, 其震源体积比断层错动产生同一震级的地震所需的震源体积小得多。

相变发生的必要条件是压力和温度的变化。在这方面有一个重要的原理就是李恰特利尔 (Lechatelier) - 布隆恩 (Braun) 原理。这个原理的内容如下。若是处于平衡状态的体系受到外界作用的影响而产生了某些变化 (例如压力、温度和浓度的变化),

则体系将发生变动，其变动方向是要尽可能地削弱由外界因素引起的变化。用这个原理可以定性地、但是广泛地判断外界条件对于平衡的影响。例如当温度增高时变化向吸热方向进行，当压力增大时变化向体积变小方向进行。由这个原理可知，在地球内部，当压力增大时，岩石或矿物要向体积小的相态变化；当温度升高时，岩石或矿物要向能够吸热的那种相态变化。

对于形成地震来说，相变必须具有以下两种特征。

1. 相变的速度必须很快 因为相变速度快时才能激发强烈的地震波。否则就成了缓慢的构造运动，这在前一章地壳运动的原因中已论述过了。

2. 相变必须伴随有较明显的体积变化，或是体积突然扩张，或是体积突然缩小。

在上述两个特征中，单独具备后一种特征的相变在岩石学和矿物实验中是有不少发现的。但是兼备第一个特征的相变还发现得不多。1969年日本学者笠原顺三等人对氟化氨的相变作了实验〔7〕，他们发现在相变时确实有振动发出（相当于地震波）。这个振动是氟化氨中的不同颗粒发生快速相变时发出的。

1973年鲁宾逊等〔8〕再次提出相变引起地震的可能性，其依据是：

1. 有人从远场地震波观测资料中发现，震源产生大的剪切变形时，也带有小的膨胀（体积变化）。

2. 晶体物质在温度变化或外加应力变化时可发生相变。相变时物质的剪切变形可以大到35%，膨胀可以小到 10^{-4} 。温度或外加应力的微小变化可触发这种相变。

3. 相变通过非相变区的速度为横波速度的0.3—0.6倍。相变是可逆的（指非扩散性相变），不过相变比温度和外加应力的变化有些滞后。

根据以上情况，鲁宾逊等人认为，地震并非完全是由断层错动决定的，而部分地还由于非扩散性相变所致。他们还指出，非

扩散性相变是剪切形变的过程，不易通过弹性波观测把它与别的剪切源区分开来。

以上就是地震成因的相变学说。但这方面的实验事实目前还研究的很不够。另外在地壳中人们尚未观测到温度和压力剧烈变化的条件，因而认为快速相变的条件是缺乏的。所以至少对于地壳中的震源来说，人们仍然采用断层错动产生地震的学说，而很少采用快速相变引起地震的学说。后来爱维森也认为在地壳内相变引起地震的可能不大。

二、断层学说的现状

在断层学说的现状中有三点是值得指出的。

1. 流体孔隙压力学说 1773年物理学家库仑提出了摩擦定律。该定律指出，两个相接触的块体其接触面上的摩擦力与该面上的正压力大小成正比。1937年瑞都列克 (Rendulic) 对于含水粘土作了实验，他发现土体错动的耐剪强度并不完全由错动面上的正压力 P 来决定，而是由这个正压力与错动面上孔隙压力之差来决定。1943年美国学者泰沙基 (K. Terzaghi) 在其所著《理论土力学》一书中对于这个问题曾作了系统的讨论^[9]。他指出，土体中的错动强度（即错动面上的摩擦力） F 可用下式表示

$$F = F_0 + \mu(P - P') \quad (2.7)$$

式中 F_0 为错动面上土质的粘结力， μ 为摩擦系数， P 为错动面上的正压力， P' 为孔隙中流体的压力，这个压力是反抗正压力 P 的。

1959年哈伯特 (Hubbert) 和若比 (Rubey)^[10]应用上述理论对阿尔卑斯逆掩断层的错动作了讨论。他们指出，这个逆掩断层面上盘的重量是很大的，因而在断层面上的正压力也就很大了。这样一来，按照库仑摩擦定律所计算的断层面上的摩擦力也就很大，以致使断层错不动。然而实际上是错动了。他们认为，只要断层面上有一定的液体孔隙压力来削弱上述强大的正压力，则断层错动就可实现了。哈伯特和若比强调指出，他们所说的流体对断

层面上摩擦阻力的影响并不是由于润滑作用，而是由于孔隙压力。

由于哈伯特和若比的讨论已进入地质学领域，所以后人就以他们这种理论来解释地壳深部地震断层的形成，从而就克服了在地壳深处由于断层面上的正压力过大而断层错不动的问题。

2. 粘滑学说 早在1939年布敦 (Bowden) 和莱宾 (Leben) 在作摩擦实验时曾设计了以下的模型以研究粘滑问题。

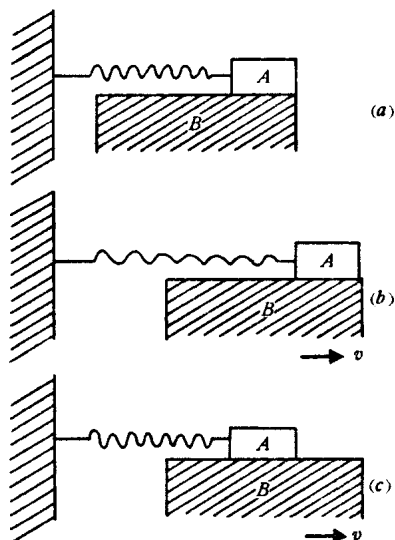


图 2.4

- (a) 静止时 (弹簧无张力)。
- (b) B 以 v 的速度向右移动 (弹簧被伸长), A 在 B 上粘着, 无相对位移。
- (c) 受弹簧张力大于对 B 的粘着力时 A 向左滑动。

拿一根弹簧，将其一端固定，在另一端上联结着一个滑块 A ，该滑块的质量为 m 。这个滑块 A 压在一个平板 B 上。当平板 B 不移动时，弹簧也不受任何力量，即弹簧处于自然状态，如图 2.4 中的 a 图所示。当平板 B 沿箭头方向以速度 v 移动时，则滑块 A 由于与板 B 之间有摩擦力联结着，所以它也与板 B 一起移动，这样弹簧就被拉长了，如图 b 所示。由于弹簧被拉长了，所以它就有恢复到自然状态的拉回力。按照虎克定律，当弹簧被拉得越长

时，它的拉回力 F_x 就越大，即

$$F_x = kx, \quad (2.8)$$

式中 k 为弹簧常数，它代表弹簧每拉长单位长度所产生的拉回力， x 为弹簧的总拉长度。

当拉回力 F_x 等于和大于滑块与板 B 之间的静摩擦力 F_s 时, 滑块就沿与 v 相反的方向突然发生滑动, 如图 c 所示。滑块与板之间的静摩擦力为

$$F_s = \mu_s mg \quad (2.9)$$

式中 m 为滑块的质量, g 为重力加速度, μ_s 为静摩擦系数。

根据以上所述, 滑块突然滑动的条件是:

$$F_x = F_s = kx_s = \mu_s mg \quad (2.10)$$

当滑块突然滑动时, 弹簧内的张力 (或者说拉回力) 就要减小。这相当于弹簧内有应力释放或称应力降。但有趣的是滑块的滑动并不一直到弹簧内的张应力全部释放完后才停止, 而是释放一部分应力后滑块就停止滑动了。此时弹簧内剩下的张应力 (或拉回力) 为滑块与板间的动摩擦力 F_k 所平衡。即

$$F_k = \mu_k mg = kx_e \quad (2.11)$$

式中 μ_k 为动摩擦系数, x_e 为弹簧的剩余拉伸长度, k 为弹簧常数。

由 (2.10) 式和 (2.11) 式可得到滑块的滑动幅度为

$$x_s - x_e = (\mu_s - \mu_k) \frac{mg}{k} \quad (2.12)$$

如果板 B 继续以速度 v 前进, 则上述滑块忽而跟着板 B 前进忽而又反向滑动的现象就会重复发生。布敦当时把滑块与平板先因摩擦互相粘住然后又突然相对滑动的现象起名为粘滑 (Stick-slip)。这就是布敦的粘滑理论, 它在工业上具有重要的意义。

1966年美国学者布瑞斯 (W.F. Brace) 和拜里 (Byerlee)^[11] 沿着上述思路在岩石样品上作了粘滑实验。他们的实验情况如图 2.5 右上角的小图所示。即对一个完整连续的柱状花岗岩体先加围压 P 后再加单向压力 F , F 是逐渐增加的, 当它增加到一定程度时, 岩石就沿图中的虚线面错动了。在断裂面错动时有一个较大的应力降 (例如在围压为 6.5 千巴时, 应力降近似地为 5 千巴)。在这个应力降产生之后, 断裂面的两盘就停止错动了。此后如果

给岩石样品重新加力，则当应力达到一定水平时，断层面上又突然发生错动而释放应力，如图2.5中的 ab 段所示。这种断裂面两盘因摩擦力而粘住然后又突然滑动而释放应力的过程就是粘滑。

布瑞斯和拜里还作了另一个实验，即事先给花岗岩柱状样品中切开一个断面（就如同自然界早先形成的断层一样），然后给样品加围压 P ，并再加单向力 F ，如图2.6 右上角的小图所示。单向压力 F 是逐渐加的。当加至一定程度时，断层两盘就突然地相对错动了。在突然错动时相应的有应力释放，或者说产生了应力降。如果给样品再加力，则又会发生上述的突然滑动现象。在每次释放应力时都相应着在断层面上造成一个错动幅度。实验结果如图2.6所示。图中左边的纵坐标表示单向力给样品施加的过程。当样品错动后再给施加力使样品中再度积累剪切应力。图中右边的纵坐标表示样品断层面上剪应力的积累和释放过程。图的横轴表示每次应力积累和释放都要使样品在 F 的方向上有位移（样品错动后，柱状样品上下两端之间的距离要缩短），这个位移是一直累加的。对比图2.5和2.6它们在形态上是类似的，但后者应力降的值要小一些。

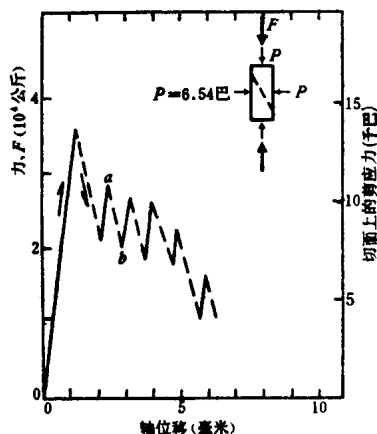


图2.5 轴位移 (毫米)

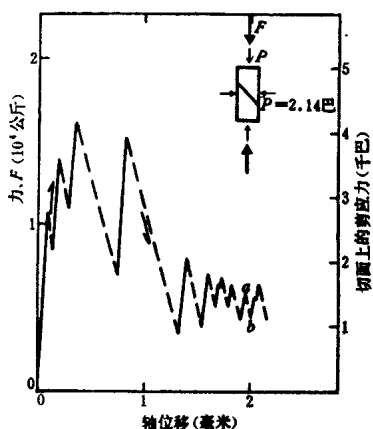


图2.6 轴位移 (毫米)

布瑞斯和拜里根据上述实验认为，在地壳内地震的形成是一种粘滑。由于这个实验是在围压为 6.5 千巴下作的，这个围压与地下 25 公里处的围压接近，所以可认为在地壳内小于 25 公里的深度范围内，粘滑是地震的一种机制。

应当指出，布瑞斯和拜里的粘滑学说实际上是瑞德弹性回跳学说的一种修正。其修正的地方是：

(1) 在瑞德的弹性回跳学说中，断层错动时要把全部积累起来的应力释放完，即震后震源地方基本上处于无应力状态。而布瑞斯和拜里的学说则认为震源地方的错动只释放了震源地方岩石所支持的总应力中的一小部分。这一点是符合于地震时震源地方应力降较小的观测事实的。所谓应力降较小是与岩石的耐剪强度相比而言的，后者一般在几千巴和几十千巴的数量级。

(2) 在瑞德的弹性回跳学说中，由于地震错动时把震源地方的全部弹性剪切形变释放了，这就等于说在断层错动时断层面上的动摩擦力等于零。这样当一次地震发生后，由于断层面上没有摩擦力再联结断层两盘了，所以就只好再积累巨大的弹性应力而发震了。但按布瑞斯和拜里的理论，断层的每一次错动只释放了岩石中所储总应力的一小部分，剩下的部分为断层面上很高的动摩擦力所平衡。这样一来，在断层错动后，断层两盘仍有摩擦力把它们联结着，因而还可以再积累应力而发生地震。如此说来，布瑞斯和拜里所提出的粘滑理论对于地壳中的破裂带内孕育地震提供了一个机制。

根据实验，当温度大于 500 度时，断层面上两侧的岩体就不产生粘滑了，而是平时就在徐徐滑动（即稳定滑动）并把应力释放掉。在这种情况下是孕育不起大地震的。

除了温度条件影响粘滑以外，还有以下的因素影响粘滑。

(1) 矿物成份 当断层两盘的岩石是含有弱矿物的岩石时，一般呈现稳定滑动。弱矿物的例子有方解石、白云石、滑石和蛇纹岩等。

(2) 孔隙度 当断层两盘岩石的孔隙度大时,一般呈现稳定滑动。当岩石的孔隙度小时(即岩石很致密)则呈现粘滑。

(3) 断层泥 当断层两盘之间无断层泥时利于呈现粘滑。当断层泥较厚时易于发生稳定滑动。如果两断层盘互相挤压很厉害,即断层面上正压力很大时,含有厚断层泥的断层也可发生粘滑。

(4) 压力 当断层两盘所处的围压条件高时利于发生粘滑。

(5) 水 当断层带上具有孔隙压力很大的水时利于稳定滑动。另外,水与断层带上的硅酸盐矿物发生化学反应时可使岩石弱化,这也有利于稳定滑动。

根据以上所述,在有效压力(即总压力减去孔隙压力)低、孔隙度高、含弱矿物、断层泥厚、温度高以及水丰富的断层段上一般只发生稳定滑动,而不发生粘滑。这一点在后面讨论震源孕育的模式时还要涉及,它在组合模式中充当了调整单元的角色。

3. 板块学说对深源地震的解释 如上所述,在地壳较深部和上地幔中,由于岩石所处的温度很高,所以弹性剪切错动是不可能发生的。关于这一点不仅布瑞斯和拜里曾指出过,而且岩浆学说的倡导者石本已四雄早就指出过。但是按照震源机制的研究发现,深源地震的地震波发射特征与地壳中的断层地震是类似的。这个矛盾很多年来一直都未解决。最近几年发展起来的板块学说对此作了较好的说明。它指出当两个板块相遇,其中一个板块俯冲到上地幔中去后,由于上地幔中的高热还未来得及把它们熔化,所以在深插的板块内就可发生断层错动型的地震。由于深源地震不是我们讨论的重点,所以不再多加论述。

三、热机理论

热机理论是断层学说和岩浆冲动学说的结合体,它是1953年由日本地震学家松泽武雄提出来的^[12]。其大概内容如下。

由地球内部的温度分布可知,在地下40—50公里的地壳底面

下，温度可达1000度以上。在这个温度条件下，岩石处于固体与液态（岩浆）的临界状态。另外设想地幔中有热量向地壳底面附近传导和对流，促使地壳底面下的岩石温度升高。由于地壳岩石的传热能力很差，所以地壳底面下的热就在那里的岩石中储存起来，形成了一个热区。由于这个热区原来的岩石就处于由固态向液态转化的临界状态，所以温度增高不多就会达到岩石熔点而由固态向液态转变，即所谓相变。这个相变伴随着体积的增加。然而热区上方的地壳紧压着热区，阻止热区相变，于是热区就以强大的扩张力压迫地壳变形（包括热应力）。当地壳岩石受到的这种强迫变形达到临界变形时就产生破裂错动而发生地震。由于热区边部的上方切应力最大，所以大震多发生在这个部位，如图2.7所示。地震发生后，地震波放出去了，地层移动了，热区束缚力减小，体积得到了伸张，有些热区物质液化后还填入地震在地壳中形成的缝隙中。由物理学定律可知，当热区物质的体积增大时，热区温度就降低了，当温度降低后，热区体积又会变小。这样一来，热区上方或附近的地壳就不再受热区强大压力的作用，因而也不再发生大地震。过了一定时候，地壳底面下的热区一旦再储存了巨大热量而发生扩张，就会类似于前述的过程再重复发生大震。以上这个过程如同蒸汽机一样。地壳下被加热的物质，如同锅炉中的水和蒸汽，这个被加热的物质因为体积膨胀迫使地壳变形并最后产生破裂错动，就如同锅炉中的高温蒸汽迫使活塞运动做功一样，活塞相当于地壳。由于这些类似关系，所以

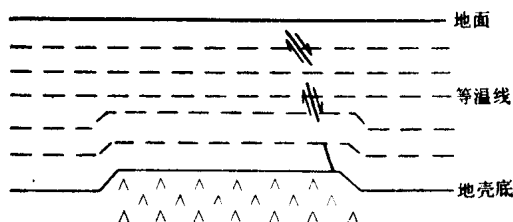


图 2.7

上述地震发生的理论称为热机理论。

如上所述，在地壳下原来处于临界状态的区域，稍有加热，就要溶解而扩大体积，从而压迫周围的地壳岩石。但这个热区周围的岩石也要以相应的弹性力反抗这种压迫，或者说要阻止热区扩张体积。这样，热区物质的熔点就要随周围岩石给它的束缚压力而增高，其关系式是：

$$\Delta P = \frac{L}{T(V_1 - V_2)} \Delta T \quad (2.13)$$

式中 ΔP 是束缚压力的增加量， ΔT 是熔点的增高量， L 为每克物质溶解的潜热， V_1 为每克物质在流体状态时的体积， V_2 为每克物质在固体状态时的体积， T 是熔点温度。

如假设靠近地壳底界面的岩石为玄武岩，那么可以取以下数值： $L = 360$ 焦耳/克（或 86 卡/克）， $T = 1500^\circ \text{K}$ ， $V_1 = 0.385$ ， $V_2 = 0.346$ 。将这些值代入 (3.13) 式后算得

$$\frac{\Delta P}{\Delta T} = \frac{3.6 \times 10^9}{1500 \times 0.039} = 6.2 \times 10^7 \text{ 达因/厘米}^2 \cdot \text{度}$$

如熔点 ΔT 提高 5°C ，那么压力 ΔP 就要增加 3×10^8 。这个 ΔP 是热区周围岩石束缚热区的压力，也是热区扩张力压迫地壳的压力。由上述计算可知，只要热区温度增高 5°C ，则其对地壳的压力就可达到使岩石发生破坏而形成地震的程度。

当地壳是完全弹性介质（第一章中所说的虎克体）或是弹粘性介质（麦克斯威尔体）时，其造成同样大的地震所需的热能是不相同的。弹粘性情况比完全弹性情况所需的热能要大^[13]。

根据上述观点，地震的能量是来自地球内部的热能。如果真是如此，那么用大地电磁测深探测地下热区就成为寻找地震危险区的重要方法了。

不过值得指出的是松泽武雄的热机理论还是有些困难的。第一点是关于靠近地壳底面的温度不到 1000°C ，因而那里的岩石不靠近热力学上的临界固体状态。另一方面，这种热机不容易说明

地壳中平推断层的形成，而现在世界上很多大地震都是以平推断层占优势。我国大地震的情况也是如此。因此，发生地震的热机理论有其局限性。

四、火山地震

过去人们认为火山喷发时由于岩浆出口时很迅猛，再加上大量气体的爆炸扩张，遂使喷火口处发生震动。这就是早年的火山地震成因观点。近十余年来，人们曾在火山周围设立了许多地震台站，进行 P 波初动方向的观测，并通过这些初动分布的特征来研究火山地震的成因。但现在还未得到统一的结论。有人观测到大量火山地震的 P 波初动皆为负号波，即为膨胀波，只有个别火山地震中才既观测到负号波，也观测到正号波（压缩波）。根据这个事实，日本学者^[14]主张火山地震为压缩中心的模型，并认为形成四象限初动分布的震源力在压缩中心上有叠加。他进一步得出结论说火山地震是由于岩浆的大量喷发而使下部虚塌而形成的。事实上，火山地震群大都发生在岩浆主要喷发之后。

1964年堪察加半岛的谢伏鲁契火山(Шивелуч)爆发时，其中有些最强的火山地震 ($M = 5.5$ 级, $K = 13$) 被周围许多地震台记录到了。在这些台站中，有 21 个台站记到了清楚的 P 波初动资料^[15]。由这些资料所求出的震源参数与勘察加地区构造性地震的震源参数是相似的，即为四象限的 P 波初动分布，它相应着震源地方是个断层错动，断层面接近于直立。有趣的是在用 P 波初动分布所求出的两个可能的断层面走向中，有一个与火山定向爆炸抛出物堆积的方位相一致。这说明火山地震与构造型地震可能混在一起了。但应指出，在谢伏鲁契火山地震群中，有一个强震发生时其 P 波初动的正负符号分布较乱（共 22 个地震台记到），不好划出节线。这说明火山地震的发动形式还很复杂。看来火山地震与构造运动密切相关。当构造运动使地壳某一部分变得软弱时，岩浆就冲出地面了。另外岩浆插入断层的缝隙后可能降低断层面的摩擦力而促使断层地震发生，同时岩浆也喷了出

来。

由火山引起的地震一般都不大。我国火山是不多的。据历史记载,我国的火山有东北的白头火山、五大莲池火山和查哈颜火山,台湾的七星火山,云南的腾冲火山和新疆的火山。在新疆的火山中,有一处在伊犁地区,另一处在于田县苏巴什以南的昆仑山中。这后一个火山在1951年5月27日爆发过。火山喷发时发出巨响,并有烟灰成圆柱状自山顶冒出。修西藏公路的解放军首先发现了这个火山。在火山锥上不断地冒烟并喷飞石头,在以后的几天中仍继续冒烟。但由于这个火山喷发不甚猛烈,所以未引起较强的地震。有趣的是上述火山喷发于全球火山活动最盛之年。

第二节 震源孕育模式

根据前节所述,地壳内地震的成因主要是断层突然错动形成的。因之对断层地震的震源孕育模式有必要作一些较详细的讨论。

一、弹性回跳模式

这个模式是美国学者瑞德提出的。他设想断层两侧的岩体进行着平推式的相对运动。由于断层面上有摩擦力,所以就在断层面和其附近积累弹性剪切应力。一旦这个应力大过断层面上的摩擦阻力时,断层两盘就快速地发生平推式错动,与此同时震源地方原来积累起来的应力就快速释放,这样大地震就发生了。对于这个模式其震源孕育的弹性形变图案如图2.8所示。如果我们于震前在上述已经形变了的背景上垂直断层走向作一条直线(如图2.8中点线所示),并沿这个直线装置许多标志,地震发生后再去观看那些标志时,就会发现断层两边的标志互相错开了,而且每边的标志线弯曲了,如图2.9所示。由该图的点线可以看出,随着远离断层线,其地面质点的水平位移幅度(位移方向平行于断层走向)越来越衰减。这就是前节图2.1中所出现的情况。

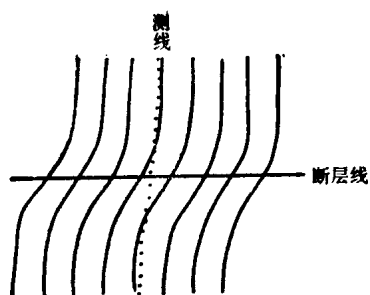


图 2.8

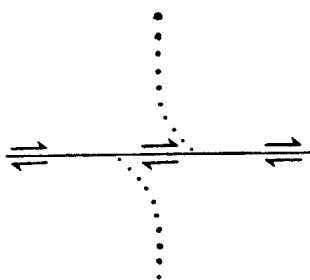


图 2.9

以上就是瑞德所提出的有名的弹性回跳模式。但瑞德当时只讨论了平推断层带上的震源孕育模式，其形式还比较简单。

二、逆断层发震模式

1968年日本学者竹内均和金森博雄^[16]认为日本岛东海岸的地震是一种逆断层错动。他们对这种逆断层地震提出了以下的震源孕育模式。

设想太平洋方向上有地幔物质向日本岛方面流来，当它碰到日本岛这个坚硬地壳时就斜向钻入这个地壳之下，如图2.10所示。由于地壳与地幔物质流之间具有一定的摩擦力，所以当地幔物质向下斜钻的时候，就把日本岛地壳牵引拖曳使其与地幔流作同向运动，如图2.11所示。但地壳是具有弹性的，当它被牵引拖曳而弯曲后就有向回弹的力量。随着地幔物质流把地壳向下牵拖的距离越大，也就是地壳弯曲的越大，则地壳回弹的力量也就越大。到一定时候，这种弹回的力量超过了地幔物质流的摩擦牵拖力，于是地壳就快速弹回，此时发生逆断层错动并形成大震，如图2.12

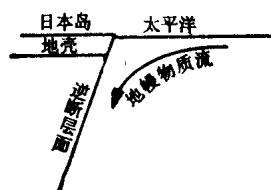


图 2.10



图 2.11

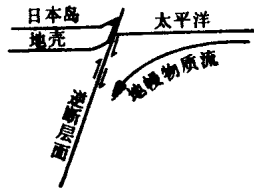


图 2.12

所示。过了一定时候，由于地幔物质流还继续流动，所以上述情况还会重演。

应当指出，当发生上述的逆断层错动时，由于地面上是自由的，所以地震发生时，日本岛方面的地壳可能会出现回弹过火的现象。但错动过火终不能持久，所以在地震后过了一定时间，地面又会相对有所下沉。

以上就是竹内均和金森博雄对日本岛东沿所提出的逆断层震源孕育模式。它很好地解释了在这个地区大震发生前日本岛方面下沉和地震发生时下沉区又上升的现象。但是竹内均和金森博雄的逆断层发震模式是有缺点的。按照他们所述，逆断层面一侧为坚硬的岩石，另一侧是不坚硬的地幔物质流。这样断面上的摩擦阻力就不能很大，因而地震也不可能很大。所以1972年肖尔茨 (C. H. Scholz) 对竹内均的模式作了改进^[17]。他认为太平洋方面的地幔流驮着坚硬的板块向日本岛板块之下斜向俯冲。这样逆断层面两侧都是板块了。由于它们都很坚硬，所以逆断面上的摩擦阻力就大，这样就可以发生大地震了。

三、根部蠕滑模式

前面所说瑞德的平推式震源孕育模式中未涉及震源根部的情况，即断面向下延伸到一定深度时是否和上部同样积累弹性应力的问题，瑞德当时并未讨论。后来由于地震观测技术的提高和台站密度的增加，人们发现在美国加利福尼亚地区的地震其深度一般都不超过20公里。于是在1970年萨维奇 (Savage) 和伯福德 (Burford) 提出了根部蠕滑模式^[18]。这个模式的内容如下。

设想沿断层面越向深部温度越高，在一定深度以下断层面上摩擦阻力就很小了，这样断层两盘平时就可缓慢滑动。但在这个深度以上的断层面上摩擦阻力是较大的，可以积累起弹性应力，当应力大过断面上的摩擦阻力时，岩体就发生快速错动而形成大地震。该震源孕育模式如图2.13所示。在这里我们要指出另外一种模式 (图2.14)，它虽然为某些人从数学上作过讨论，但从

物理角度来看，可能是不成立的。因为地壳中目前还无法找到剪切应力只在浅部作用，而深部并不作用的证据。另外当断层面的下边界固定住后，上面也是不好错动的（小震例外）。

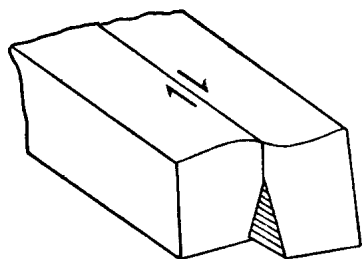


图 2.13

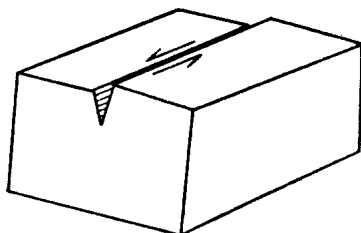


图 2.14

四、组合模式

在前边所介绍的诸震源孕育模式中，都未涉及震源两头的情况，因而是不完全的震源孕育模式。这种模式只是大概回答了震源地方应力可以积累和断层面上发生快速错动而形成地震的问题，但还有一些重要问题未能解决。例如在大区域受有应力的脆性介质中，错动了的岩体由何处去容纳就是一个问题。按照震源机制的研究，大地震时震源处断裂错动的速度是很大的，它接近横波速度。在此情况下，如果纯靠错动部分去压缩未错动部分和拉伸未错动部分，那就会在已错动的断层段端部出现剪切应力的高度集中而使断层错动继续传播以至于停不下来。但实际上每个大地震的震源断层长度都是有限的。这就是说震源的两头必然有容纳错动岩体的位置和使断层错动的传播停下来的条件。

面对上述问题，本书作者和其他同志^[19]于1973年提出了震源是由应力积累单元和其两头的应力调整单元共同组合而成的震源模式，对于平推断层来说，如图2.15所示，对于倾斜断层来说，如图2.16所示。所谓应力积累单元就是断层面上摩擦阻力较大的地段，它可以积累起巨大的剪切应力；所谓调整单元就是断层面上摩擦阻力较小的地段，它不能积累起巨大的弹性剪切应力，而

是每受不很大的剪切应力就慢慢滑动了。由于在组合模式中的积累单元和前边诸模式中的应力积累断层是类似的，所以在这里不多讨论。下面我们较详细地讨论调整单元。

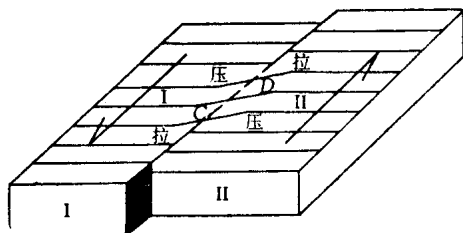


图 2.15

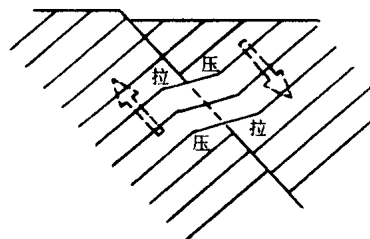


图 2.16

调整单元是震源孕育不可分的组成部分。由于它们的存在可以起到以下几个主要作用：

1. 它不积累巨大的剪切应力，即在不很大的剪切应力的作用下就缓慢滑动了。这种缓慢滑动就是把自己应承担的剪切应力向积累单元内转移调整，从而使积累单元的两头形成剪切应力的集中。这个应力集中使震源断层上易于达到发震的应力值。

2. 由于它的缓慢滑动，遂使积累单元端部形成相对压缩区和相对拉伸区。当大地震发生时，同一断层盘内的拉伸区预先就提供了“让位”使错动来的岩体有调整容纳之处。

3. 由于调整单元的存在，震源断层破裂的传播只是在有限段内进行，也就是在积累单元所相应的长度内进行。当断层破裂传播遇到调整单元时就会停下来。因为错动的岩体压入预先形成的张力区后就基本上变为无应力状态了。同时由于岩体的错动，使震前的压缩区也基本上不压缩了，因而也基本上转为无应力状态了。另外调整单元的存在使积累单元震前的预位移易于发生。

应当指出，在组合模式中，地震时震源岩体向震前是拉伸的区域错去，因而在震前是拉伸的区域相应着震时发射 $+P$ 波，而震前是压缩的区域相应着震时发射 $-P$ 波。按照组合模式，则由

地震时 P 波初动的分布可以推断地震前震源应力场的大概图案。

上述组合模式，其调整单元是可蠕滑的断层段。实际上调整单元还可以是岩石强度较低的形状不规则的区域，如岩石破碎区（往往大断层的交汇区地下岩石比较破碎）塑性区（地热异常区）和多液区等。这样的地区，在大区域构造应力的作用下，它不承担强大的剪切应力而把应力转移调整到积累单元去，使积累单元应力增强而易于发震，这是大震前的情况。在震时，积累单元一个断层盘错入调整单元（称错入区），另一个断层盘错离调整单元（称错离区）。这样在调整单元内，错入区的岩石或物质还要向错离区内调整。关于组合模式对余震的解释我们在后面讨论。

五、叠加模式

在前边所介绍的各震源孕育模式中，作用到震源上的构造力源是单一的。即或为水平压力，或为水平张力，或为水平剪切力，或为板块俯冲所形成的斜向剪切力。但实际上地壳至少受两种构造力源的作用，一个是水平向的构造力，一个是垂直向的构造力。按照第一章所述，这个水平向的构造力可能是地壳冷却收缩引起的，也可能是地幔物质流驮动地壳块体作水平移动。至于垂直力的来源可能是上地幔中的重力分异、相变和局部高热物质涌向地壳底部等。

由于地壳受有上述两种构造力源的作用，所以地壳中大地震的孕育也应当是这两种力共同作用的结果。下面我们就来讨论水平向应力场和垂直力所引起的应力场互相叠加而决定震源孕育的问题。

1. 水平剪切应力震源简述 设想我国诸地壳块体受到太平洋板块和印度板块的挤

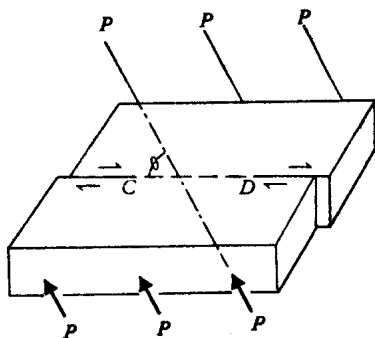


图 2.17

压，所以在这些地壳块体之中和之间也相应有互相挤压的力量。在相互挤压中，斜向挤压具有一般性，如图2.17所示。图中大箭头 P 表示两块体互相挤压的方向；虚线 CD 段摩擦阻力较大，是应力积累单元，其两头的实线段摩擦阻力较小，是应力调整单元；斜压力 P 的方向与断层走向之间的夹角为 θ 。很明显，斜向压力 P 在 CD 段断层面上所形成的两个分量，一个与断层面正交，属正压力，一个与断层面平行，属剪应力。前者增大断层面上的摩擦阻力，不让断层错动，后者却要克服摩擦阻力，要使断层错动。在积累单元断层面上，其摩擦阻力为

$$F = F_0 + \mu(P_0 + P\sin\theta - P') \quad (2.14)$$

式中 F_0 为断层面上的粘结力， μ 为摩擦系数， P_0 为大地静压力， P' 为断层面上有液体存在时的孔隙压力（可能是液体，也可能是气体）， $P\sin\theta$ 是斜向压力 P 在断层面上形成的正压力。由于 $P\sin\theta$ 是构造运动的力量加在断层面上的正压力，因之可称为“构造正压力”，以与大地静压力 P_0 相区别。

在图2.17中，如果 P 与两块体间的交界带（即断层带）平行，则此时（2.14）式中的构造正压力 $P\sin\theta$ 变为零，于是该式变为

$$F = F_0 + \mu(P_0 - P') \quad (2.15)$$

当积累单元断层面上的剪应力 S 大过该面上的摩擦阻力 F 时，大地震就发生了，即

$$S > F \quad (2.16)$$

2. 垂直力与水平剪切力的交互作用 关于垂直力引起的应力大致有以下几种情况，因而其交互作用后对地震孕育和发生的影响也有相应的几种情况。现分述于下。

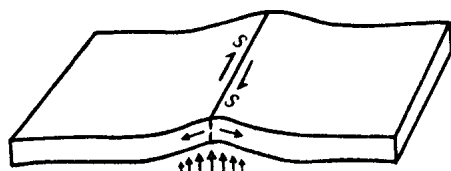


图 2.18

（1）垂直力引起的张应力 设想在两个地壳块体的交界带上，存在着一个平推剪切震源。当其

下部有垂直力向上作用时，其上的地壳就要发生拱曲，如图2.18所示。但拱曲旁边的地壳仍由于本身重量很大，且其与下部岩石之间还有很强的力学耦合（如摩擦力、粘结力等），所以就稳定在原位并企图阻止上述的拱曲。这样地壳拱曲部分的上部和其附近介质中皆会出现受拉状态。这种受拉状态在震源断层面上会有近乎水平向的张应力 T 产生。这个张应力 T 将削弱震源断层面上的正压力，从而也就削弱了震源断层面上的摩擦阻力。这样一来 (2.14) 式和 (2.15) 式的括号中应分别减去 T 值，即

$$F' = F_0 + \mu(P_0 + P \sin \theta - P' - T) \quad (2.17)$$

$$F' = F_0 + \mu(P_0 - P' - T) \quad (2.18)$$

这就是说，垂直力所引起的张应力 T 是有利于促进平推剪切应力震源释放应力而发震的。至于张应力 T 的大小则视垂直力作用的范围、具体分布和地壳岩石的力学性质而定。

(2) 垂直力在震源断层面上产生的剪切应力 设想水平剪切应力震源的底部有垂直力作用，但两盘所受的垂直力不一般大或方向相反(如图2.19中的 a 和 b 所示)，于是断层面上就会产生铅直向的剪切应力 Q 。这个剪切应力 Q 与水平剪切应力 S 可以作矢量相加，如图2.20所示（图中只画出了一个断层盘断层面上的剪切应力相加的情况）。在图2.20中，合成的剪切应力 R 总是比单独的水平剪切应力 S 要大，即

$$\left. \begin{array}{l} \vec{R} = \vec{S} + \vec{Q} \\ \vec{R} > \vec{S} \end{array} \right\} \quad (2.19)$$

既然合成的剪切应力要大，则它将加速震源断层面上剪切应力的积累，并使地震易于发生。如果我们把断层面上的介质视作弹性体（即麦克斯威尔体），则垂直力作用的地段，由于剪切应力积累的速度较大，因而介质的性质就接近于完全弹性体。在此情况下，震源地方储存的弹性形变能就要大一些，这样的地段比单纯水平力作用的地段发生的地震要强。

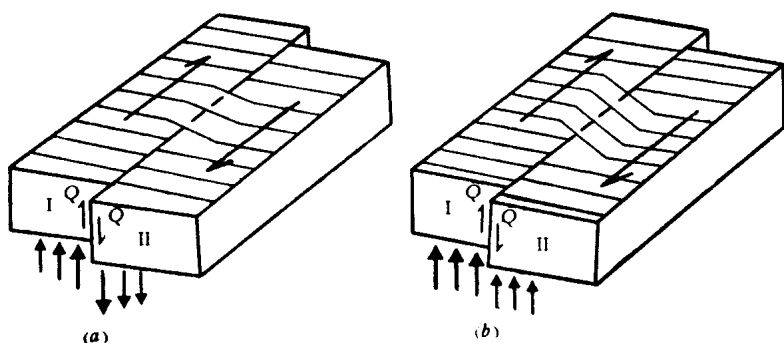


图 2.19

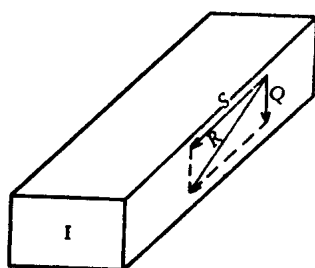


图 2.20

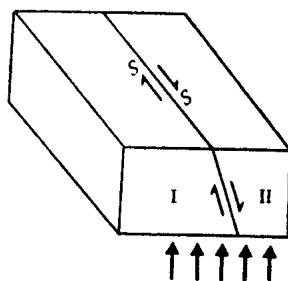


图 2.21

需要说明的是图中断层面都是铅直的。如果断层面与地面有一定的交角，则当地壳底部有向上垂直力作用时，不仅断层面上会形成与(2.19)式类似情况，而且还有一个垂直于断层面的正压力分量去增强断层面的摩擦力(如图2.21所示)。因此垂直力的作用有时还能起到提高地震强度的效果。在图2.21中如果Ⅱ盘下方向上的垂直力大于Ⅰ盘下方向上的垂直力，则断层面上还会出现张力，此时摩擦力减小使地震易于发生。

(3) 中等主应力值的变化 在应力积累单元，断层两侧岩体是互相粘结或咬结得很紧密的。于是断层面两边的岩体就耦合在一起而进行平推式剪切弹性变形。这种震源在震前断层面上各点的最大主压应力 P_1 (取压应力为正) 与最小主压应力 P_3 皆在

水平面内, 中等主应力 P_2 在断层面内并沿铅直线方向, 如图 2.22 中的粗线所示。如果在应力积累单元断层面的下方有向下的拉力, 则中等主应力值就变小。按照茂木清夫的实验^[20], 在三轴应力状态中, 如果中等主应力变小后, 岩石的耐剪强度要减小。反之当中等主应力增加后, 岩石的耐剪强度便要增加。即:

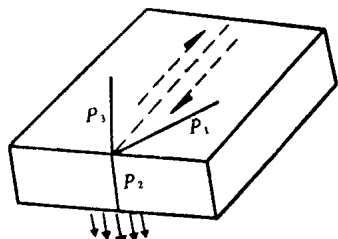


图 2.22

$$\frac{P_1 - P_3}{2} = f\left(\frac{P_1 + P_3 + 0.1P_2}{2}\right) \quad (2.20)$$

式中, $P_1 - P_3$ 代表的是岩石达到破裂错动时的两个主应力的差值, 它与剪切强度 τ 的关系式是

$$\tau = \frac{1}{2}(P_1 - P_3) \quad (2.21)$$

因此, 在图 2.22 所示的情况下, 当中等主应力 P_2 变小后, 也会促进大震的发生。反之当中等主应力增加时, 虽使发震时间推迟, 但地震的强度会提高。

(4) 垂直力引起的水平挽拉作用 如所周知, 震源断层面上水平剪应力 S 的大小取决于最大主应力 P_1 和最小主应力 P_3 之差 (取压应力为正)。为了要使 S 即 $S = \frac{1}{2}(P_1 - P_3)$ 增大, 无论增大 P_1 或者减小 P_3 都行。这种作用可称为推挽作用。如果在 P_3 方向上有垂直力引起的隆起或均陷存在 (距震源断层不远), 则其所引起的水平挽拉作用可使 P_3 减小。设减小量为 ΔP , 则剪切应力就可写为

$$S = \frac{1}{2}[P_1 - (P_3 - \Delta P)] \quad (2.22)$$

此式表明, 震源断层面上的剪应力 S 是增大了, 因而就可能超过

断层面上的摩擦阻力（或岩石强度）而发震。关于上述情况，如图2.23中的 *a* 和 *b* 所示。值得指出的是在图 *a* 中，其隆起必须是弹性的。如果隆起区介质带有流变性，则其偏流作用可阻碍水平错动。当地壳受垂直力作用较快时，则隆起显弹性。

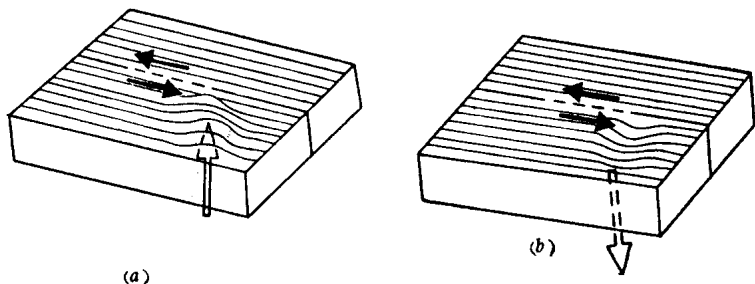


图 2.23

(5) 地壳水平应力层底部的约束减弱 在第一章中我们曾指出，在整个地壳剖面中，上部地壳中的水平剪切应力占优势，

而下部地壳中愈向下则垂直向应力可能明显。这样一来，在地壳中就出现像图2.24那样的情况。

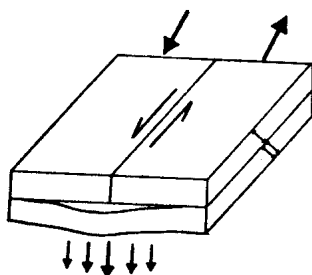


图 2.24

显然层 I 和层 II 之间束缚力的减弱（简称解缚）是有利于层 I 中平推型断层产生错动的。震后层 I 坍下造成震中区下沉。应当指出要造成层间解缚，必须要有垂直力的作用和层 I 与层 II 之间连结不牢。在地壳中软弱的低阻可

能充当层 I 与 II 之间的夹层。震前层 I 可能向下微弯，这可使震中区地层挤压和地下水聚集，从而引起一些前兆。

还有另一种情况是，如果地壳下部有垂直剪切运动（可能是地震，也可能是蠕滑），则可使层 I 中孕震断层的下边有垂直向

剪切应力集中，它与水平剪切应力叠加促使上层中易于发震〔参看前边 (2.19) 式〕。

(6) 更复杂的叠加 以上几种叠加的类型都假设水平剪切应力震源是单一断层带。如果水平剪切震源是两个断层交汇，则情况就要复杂一些，如图 2.25 所示。在图中，当 A 区有上升或下沉的垂直向运动时，则有利于两个孕震断层的错动。

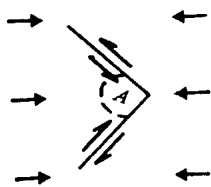


图 2.25

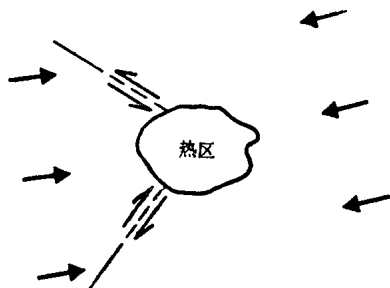


图 2.26

补充指出，在构造交汇地区，由于断裂达及地下较深，所以在这里地壳温度较高，岩石相对柔软一些，这样它就成为两组孕震断层的共同调整单元了。如图 2.26 所示。

对于两个平行的平推断层来说，如果两者之间的块体有上升或下降的运动（图 2.27），则在图 a 的情况可增加断层面上的摩擦力，在图 b 的情况可减小断层面上的摩擦力。前者可使地震强度加大，后者可使地震易于发生。

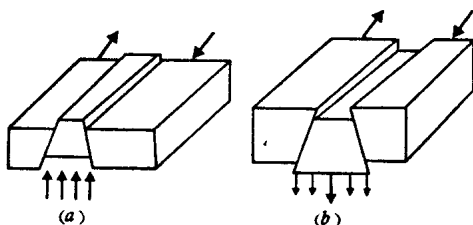


图 2.27

以上所列举的水平力和垂直力的叠加，只是举一些类型的例子，实际上情况还更为多样。

六、断层面上的情况

在前边介绍的诸震源孕育模式中，都强调了断层面上摩擦力的重要性。本节就专门讨论断层面上的摩擦力问题。

关于摩擦定律，首先为阿芒汤 (Amonton, 1699) 所提出，其内容是两块体接触面上的摩擦力 F 与接触面上的正压力成正比，即

$$F = \mu P \quad (2.23)$$

后来库仑发展了阿芒汤定律，他指出两块接触面上的摩擦力除与接触面上的正压力有关外，还要再加上一项 A ，即

$$F = A + \mu P \quad (2.24)$$

关于 A 的物理意义，后来人们弄清楚就是块体接触面上分子之间的吸引力，一般称粘结力。摩擦力虽然是个物理学上的经典问题，但其细节却非常复杂，至今人们还对其中的某些问题进行争论。对于震源问题来说我们主要指出以下几点。

1. 断层面上的实际接触状况 断层面上的接触状况可分以下三种类型：

- (1) 尖点接触 在这种情况下，两个断层盘之间的实际接触面积并不多，只是断层面上一些少量的突出部分相接触，突出部分之间有很大的空隙，如图2.28所示。由于实际接触面积小，所以摩擦力较小。关于这种情况只有在地壳的极浅处才有可能，因为在地壳的深处流体静压力很大，断层

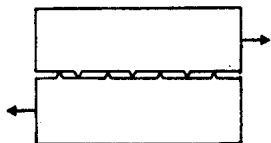


图 2.28

盘之间的空隙不可能存在。由于尖点接触情况下的摩擦力很小，因此在地壳浅部不可能积累较大的能量，但发生小震是可能的。

(2) 平光接触 如果断层面比较平光（不是光滑，光滑是指断层面既平光又有润滑物），互相接触的面就比较多（如图2.29所示），这种情况下摩擦力就比较大。

(3) 齿合接触 断层面上凹凸不平处互相齿合并铆套紧密

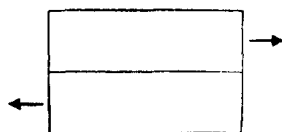


图 2.29

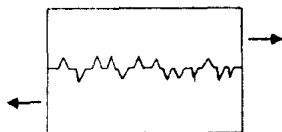


图 2.30

(如图2.30所示)，摩擦力最大，断层如要错动，则必须把凸出部分本身破坏，或者凸凹部分互相翻越而过。在正压力很大时，后一种情况是不容易实现的。如果能够实现（指凸凹部互相翻越而过），则断层盘向前运动时会在其垂直方向作跳跃式的运动。

另外，断层面两侧的凸部互相压入，或介质比较坚硬的一盘其凸部压入介质不太坚硬的一盘时，则也与上述的齿合接触相似，其摩擦力是相当大的。

2. 影响摩擦力的因素

(1) 静止接触时间对摩擦力的影响 这个现象是库仑首先指出的，他通过实验发现由于静止接触时间的延长，摩擦力也相应增大。库仑发现的这个现象，后来人们的实验研究也证实了。关于这一现象形成的原因，可归结为以下几个方面。

a. 接触点的塑性软化 一般物体都具有相当的韧性，随着断层面接触时间的增加，断层面的尖点和凸出部分的接触面积会因塑性形变而增大。前已述及，当接触面积增大时摩擦力会增大。这样一来，接触点上塑性形变随时间增长的过程也就是摩擦力随时间增长的过程。从实验得知，上述摩擦力随时间的增长最后趋向于某一定值。这一定值取决于凸部的塑性形变极限，即当塑性发展到一定程度时凸部的物质就会破坏或软化。因之摩擦力随着接触时间的增长不会无限增高。

b. 润滑层的崩解 所谓润滑层就是两个固体表面之间有一层易于滑动的物质，这个物质随着时间的增长是会发生变化的。例如，当时间长时，润滑物形成的薄膜会发生破裂崩解，使固体

表层的新鲜面出露，于是新鲜面之间就产生了直接接触，从而增大了摩擦。

c. 挤实作用 当两断层间有松散的粒状物存在时，在两盘受挤压的情况下这些粒状物随着挤压作用时间的增长就会调整并挤紧。这样就会表现出摩擦力随时间增大的现象。

d. 齿合作用 当两个表面并不光滑的断层面相接触时，起初由于接触的时间短，其表面各个凸部不容易互相嵌入，但随着接触时间的增长，表面的各个凸部就会互相压入并由于物体的各向异性性质，有些凸部遇到较软的介质就会压入很深以致又加强其他凸部的压入作用，使整个断层盘体之间互相紧密齿合。

以上四种情况摩擦系数均和静止接触时间的增长有关。它们之间的定量关系是由苏联学者克拉盖里斯基和维诺格拉陀娃^[21]得到的，其关系式为

$$f_t = f_{\infty} - e^{-nt}(f_{\infty} - f_0) \quad (2.25)$$

式中， f_t 为静止接触延续时间为 t 时的摩擦系数， f_0 为刚接触时的摩擦系数， f_{∞} 为接触时间等于无限大时的摩擦系数， t 为接触时间， n 为常数。

另外在1972年迪特里奇 (J. H. Dieterich)^[22]对岩石样品作了摩擦系数随静止接触时间增长的实验，其结果是

$$\mu_s = \mu_0 + A \lg t \quad (2.26)$$

式中， μ_s 为静止接触延续时间为 t 的摩擦系数， μ_0 为两块物体刚接触1秒时的静摩擦系数， t 为静止接触时间（以秒计）， A 为常数。

以上所介绍的摩擦力随静止接触时间增长的情况，很可能就是地震活动空区时间长时地震也相应增大的原因之一。

(2) 温度变化对摩擦力的影响 一般来说只要温度不十分接近介质的软化温度，即温度没有造成接触表面的性质和状态发生变化，那么摩擦系数基本上与温度无关。但当接近介质的软化温度时，就会对断层面之间的摩擦产生重大影响。此时断层面由

于高温塑性软化, 因此两盘之间的相对运动仅与这一高温塑性软化层中物质的相对移动有关, 也即由于接触面温度的升高 (接近软化温度) 致使断层两盘由外摩擦运动转化为内摩擦运动。

斯特斯基 (Stesky) 通过实验发现^[23], 在温度为 500°C 以下时, 每上升 100°C, 摩擦强度仅降低 2—3%, 而在 500°C 以上时, 每上升 100°C 摩擦强度要降低 20%。因此, 当地壳块体的交界带上部粘结较牢, 而下部有高温岩浆侵入时, 由于热传导的原因, 随着时间的增长, 下部的热量不断地向上传递, 此时地壳块体粘住部分的根部在构造力的作用下就会由于温度的升高摩擦力减小而进行稳滑, 从而解除了两块体根部的束缚。这是有利于粘住部分发震的。

3. 预位移现象 早在 1926 年苏联物理学家维尔霍夫斯基 (А.В.Верховский) 就曾发现*, 当给两个互相接触的物体施加一略小于极限静摩擦力的切向力时, 则两物体间要产生一个微小的位移^[24, 25]。由于这个微小的位移发生在两物体间大的错动之前, 所以称之为“预位移”。此后, 许多物理学家和工程师通过实验都证明了预位移的存在。有的物理学家还发现了以下的特征。

(1) 预位移 δ 的大小与两物体所受的正压力 P 的大小有关 (此处所说正压力是指垂直于两物体接触面的压力)。卡尔波夫 (Н.А.Карпов) 曾得到以下的关系式^[21], 即

$$\delta = \sqrt{\frac{P}{K}} \quad (2.27)$$

式中 K 为比例常数。

(2) 随着压力 P 的增大, 切向力与预位移之间的比例系数增大。

以上就是早年的物理学家们对预位移现象的研究。但是他们实验所用的材料不是岩石。1967 年到 1968 年美国学者拜尔里 (J.

* 同年, I.S.Rankin 也同时发现了预位移现象。

D. Byerlee) 和肖尔茨等人根据岩石样品作了实验^[26-28], 他们发现在两块岩石之间发生剧烈的粘滑之前先有蠕滑 (或称稳定滑动) 发生。这也就是预位移。

1971年我们把前人的实验结果应用在实际的震源过程中, 认为大地震前由于孕震断层面上某一部分 (面积不能太小) 开始软化, 从而断层盘体会出现一种缓慢运动。待整个孕震断层面上软化后, 大断层就错动了, 于是发生了大地震。这个在大震前断层盘体所表现的缓慢运动也就是上面所述的预位移。按这个观点, 我们曾讨论过1556年陕西关中震前7—8小时出现的比较缓慢的“地旋运”现象。

关于预位移现象发生的物理原因目前还无定论。但两物体实际接触面上的凹凸齿合看来是重要的。凹凸齿合可分微观和宏观两类。所谓微观齿合就是两物体接触面看起来很平光, 但分子和原子那样大的凹凸不平是永远存在的, 是无法刨光的。这种两物体的原子或分子的凹凸不平所形成的齿合称为微观齿合。所谓宏观齿合就是两物体接触面上有肉眼可见的较大的凹凸齿合。在以上两种齿合中, 微观齿合产生的预位移较小, 我们不去讨论它。下面我们仅讨论宏观齿合所产生的预位移现象。

在早年的物理学著作中, 对预位移产生的原因有以下两种说法。

(1) 绕过两物体接触面上凸部所产生的预位移 当两个物体在压力 P 的作用下发生凹凸齿合时, 则当给两物体施加剪切力

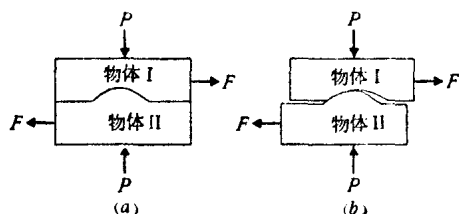


图 2.31

F 后, 物体就有绕过凸峰而滑动的趋势, 如图2.31所示。要使两物体滑动首先是物体 I 要爬物体 II 的凸峰坡, 然后才能发生大的滑动。这个爬凸

峰坡的位移就是预位移。很明显在这种预位移发生时，两物体要发生垂直于接触面的运动。1972年肖尔茨等人^[29]企图用岩石样品的实验来检验预位移发生时是否两物体有垂直于接触面的运动。其结果是否定的。这说明在他的实验中预位移不是由绕过凸峰的方式实现的。绕过凸峰的预位移可能只在由地表到地下4—5公里的深度范围内存在。因为在这个深度范围内，岩体静压力还不十分大，绕过凸峰时所形成的孔隙可以存在。在地壳深部，由于岩体静压力很大，绕过凸峰的事情是难以实现的。

(2) 两物体接触面上由凸峰产生的弹性及塑性变形而引起的预位移 如果两块体的凹凸齿合较深，而两块体接触面上的正压力又很大，凸峰是无法爬过的。这只有当凸峰被破坏后才能使两块体产生巨大的错动。在凸峰破坏前一般要经过弹性形变和塑性形变两个阶段。在弹性形变时凸峰要产生歪扭(图2.32)。但如外力 F 取掉后，则凸峰又会恢复原形。当凸峰歪扭时，块体 I

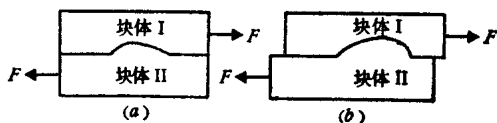


图 2.32

和 II 就要产生一个很小的相对位移。由于这种预位移是渐变的，所以在地震预报中可能作用不很大。但当凸峰进入塑性形变后，则其变形较大，这就相当于两块体间互相阻止的力量减小，此时块体 I 和 II 就会产生较显著的预位移。然后凸峰破坏，于是两块体发生较大的相对错动（相应于大震发生）。

在文献中曾指出，大震前震源断层面的软化（相当于塑性形变）是预位移发生的原因。

由于预位移现象对地震预报具有重要的意义，所以它越来越被人们所重视。

文献^[29]曾根据实验资料指出，几乎所有的岩石样品在错动前都有预位移现象发生。该实验所用的两块岩石的接触面是净接

触。文献〔30〕根据两块岩石的接触面上夹有断层泥所作的实验指出，在大的错动之前也有预位移产生，并发现随着围压的增大，预位移的幅度变小。预料在地下30—40公里的地方，大震发生之前是没有可观察的预位移的。但由文献〔30〕的实验结果可以看出在由地面到地下5—6公里的深度上预位移幅度与上述情况不同，它是随围压增大而增大的，这一点与(2.27)式不矛盾。

第三节 地震的前兆模式

在前一节中，我们曾就震源的整个孕育过程作了讨论。这个讨论虽然也包括震源孕育到晚期的情况（即接近地震发生前的情况），但是不详细。由于这个问题对大地震的短期预报和临震预报甚为重要，所以在本节中我们将作专门讨论。

地震的前兆是各式各样的，但它们主要都是由震源地方和其附近的过程决定的。于是人们就企图寻找这个过程，即所谓前兆模式的研究。

近十余年来，由于国内外地震预报观测台网的加密，仪器精度的提高以及岩石模拟实验的进展，人们曾提出了不少地震的前兆模式来解释这些前兆和预言一些前兆。下面分别加以介绍和讨论。

一、弹性—塑性—硬化模式

1969年苏联地震学家谢苗诺夫 (А.Н.Семенов) 发表了对于5级左右地震前后的波速比（即纵波速度 v_p 和横波速度 v_s 的比值 $\frac{v_p}{v_s}$ ）变化过程〔31〕，在地震前早期，震源地方的 $\frac{v_p}{v_s}$ 是正常值，但当时间推移到震前一定时期时， $\frac{v_p}{v_s}$ 就出现下降，这个下降一直保持到快发生地震前才回返到正常值。地震发生后 $\frac{v_p}{v_s}$

还有忽大忽小的变化,但随着时间就会平稳下来。以上波速比随时间变化的过程如图2.33所示。谢苗诺夫指出,波速比由正常值开始下降算起到地震发生时称为前兆时间,在图2.33中以 T 来表示。这个时间的长短与地震大小有关,震级大时前兆时间长,震级小时前兆时间短。至于 $\frac{v_p}{v_s}$ 变小的幅度则与震级大小无关。另

外波速异常区的大小也与震级大小有关,震级大时波速异常区大,反之则波速异常区小。为了解释图2.33中的波速异常过程,谢苗诺夫提出了弹性—塑性—硬化的模式。这个模式的具体内容是设想震源地方的岩石在受到剪切力的作用后其变形过程分为四个阶段,如图2.34所示。图中 $0a$ 段表示的是震源地方的岩石受应力后其形变与应力成比例的增加,这就是弹性变形的阶段。 ab 段是弹性变形向塑性变形的过渡阶段,在这个阶段形变速度加快起来,但应力却增加不大或甚至减小。 bc 段是塑性变形阶段,在这个阶段形变较大而应力反而减小。 cd 段是塑性硬化阶段,此时应力继续增加而岩石形变增加并不大。过了硬化阶段,震源岩石突然发生破裂错动,于是大地震就发生了。

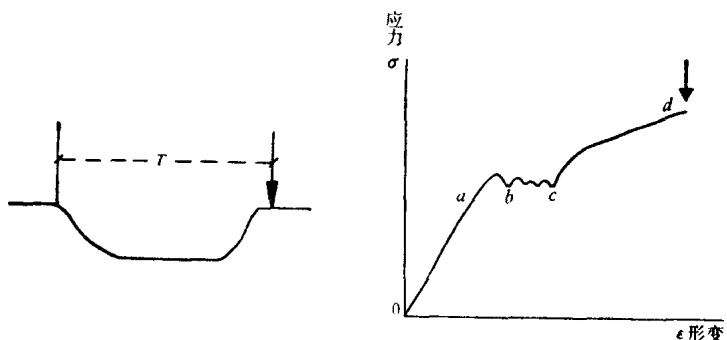


图 2.33

图2.34 岩石形变 ϵ 和应力 σ 的关系

谢苗诺夫认为,弹性形变阶段时间较长,物性变化不大,所以 $\frac{v_p}{v_s}$ 基本上是稳定不变的,即取其为正常值。在 ab 阶段 $\frac{v_p}{v_s}$

可能稍有降低，在 bc 段，即塑性形变阶段 $\frac{v_p}{v_s}$ 突然减小。在 cd

段，随着岩石变硬而恢复了弹性性质，则 $\frac{v_p}{v_s}$ 回返到正常值。苏

联学者拉顿妮娜 (Л.А.Латынина) 认为塑性硬化阶段可能相应着大震前小震平静的阶段^[32]。

这个模式是很简略的。其缺点是像图2.34那种曲线只对金属比较典型，对于由复杂矿物组成的岩石来说并不典型。再者在塑性阶段波速比是否下降还不一定。

二、扩容模式

所谓扩容 (有译为膨胀的) 就是脆性岩石受很大的单向压力后 (或岩石受围压后再加上单向压力)，其内部因产生大量张性微裂缝而使岩石体积有所扩大的现象。这种张性微裂缝的走向是平行于单轴压力方向的，如图2.35所示。

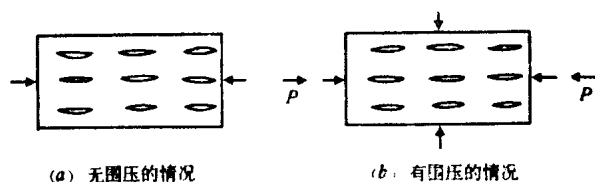


图 2.35

1960年日本学者松岛昭吾^[33]曾根据他的模拟实验发现，当岩石在大破坏前通过该岩石的纵波速度 v_p 会明显的变小。他认为这个现象可能与岩石中产生了大量张性微裂缝有关 (实际上这就是扩容)，并认为此现象在地震预报中可能有重要意义。后来美国地震学家奴尔 (A.Nur)^[34] 进一步作了岩石模拟实验，发现除了当岩石发生扩容后使传过该岩石的纵波速度 v_p 有所降低外，若给张性微裂缝中充水时 (饱和)，则 v_p 会恢复到岩石未发生扩容前传播纵波的速度。另外，奴尔还考虑到大量张性微裂缝中流体饱和后，由于孔隙压力会减低断层面上的摩擦力 (见本章第一

节中的流体孔隙压力学说),从而使地震很快发生的道理,在1972年提出了扩容一进水模式来解释苏联学者所发表的波速异常过程

(见图2.33)。其具体解释是:地震前波速比 $\frac{v_p}{v_s}$ 的降低是由于

震源地方岩石中产生了大量张性微裂缝(扩容),临震前 $\frac{v_p}{v_s}$ 的回返是由于震源地方岩石中大量微裂缝被水进入而饱和。由于水饱和后岩石的摩擦强度降低,所以大震就发生了。这样,图2.33中的前兆时间 T 就是岩石扩容到水进入其内而达到饱和的时间了。应当指出奴尔所说的扩容是在干岩石中发生的。

1973年美国学者怀特卡姆(J.H. Whitcomb)[35]考虑到地壳中的岩石可能不是干岩石,而岩石的孔隙中本来就饱和着水,这水具有很高的孔隙压力;当地壳岩石所受的构造压力达到一定程度时,岩石就产生了扩容。此时由于新产生的张性微裂缝与原来饱和水的孔隙连通,或者是沿原来的孔隙产生张性微裂缝使孔隙扩大,都可使液体变为不饱和状态。当液体不饱和时其孔隙压力就要降低。此时液体就可能汽化。在这种情况下,岩石的体积弹性模量变小,因之纵波速度 v_p 就减小了。与此同时,由于孔隙压力的降低,岩石强度,或者说岩石内部的摩擦阻力就要提高。这种提高人们称之为扩容硬化。在上述过程中,由于扩容裂缝的产生,原来孔隙中液体孔隙压力降低,所以扩容区外围岩石中的水就要向扩容区内渗流。当流入扩容区的水使那里的孔隙再度饱和而恢复了很高的孔隙压力之后,纵波速度 v_p 就回返到原值了,

同时 $\frac{v_p}{v_s}$ 也回返到原值。当孔隙压力达到一定值时断层就发生错动,于是发生了较大地震。

怀特卡姆还指出,地壳岩石的强度是不均匀的,在不均匀的地方有应力集中,在那里先产生扩容然后使扩容体积增大。由于扩容区外围的液体是从各方向流进扩容区的,其中渗透性最大的

部位孔隙先饱和，孔隙压力也先达到较大的值，所以这个部位就是大地震开始发生破裂错动的地方。在地壳中，原来存在的断层带就是水的渗透性最大的地方，所以在扩容区发生地震时是沿断层带发生错动的。

怀特卡姆与奴尔的观点相似，他也认为前兆时间就是岩石扩容后水流入扩容区而使孔隙饱和的时间。他得出异常时间 T 与震级 M 的关系式为

$$\lg T = 0.68M - 1.31 \quad (2.28)$$

式中 T 以天为单位。日本地震学家早年根据震前的地面隆起变形资料也曾得到过类似的公式。综合这两个公式最后得到：

$$\lg T = 0.80M - 1.92 \quad (2.29)$$

如果用震源断层长度 L 来与前兆时间相联系，则可得到

$$L \sim T^{\frac{1}{2}} \quad (2.30)$$

$$L = DT^{\frac{1}{2}} \quad (2.31)$$

式中的比例系数 D 取决于水的渗透情况，当水渗透得快时 D 值大，当水渗透得慢时 D 值小。

怀特卡姆认为，与扩容有关的其他前兆也可用来预报地震，但他本人未曾讨论。

随后（也是1973年），肖尔茨^[36]等人基于怀特卡姆的研究对各种地震前兆进行了讨论。他认为各种前兆的共同物理基础就是扩容理论。现介绍于下：

1. 地震活动性 按照前述的扩容理论，当岩石处于扩容硬化期时，岩石的摩擦强度提高，于是较小地震的活动就要处于相对平静期。后来当震源外围的水流进扩容区而使岩石孔隙中的水饱和并促使孔隙压力增高时岩石的摩擦强度又要相对降低，此时小震又要活跃起来，随后大地震就发生了。

在大震前一系列小震活动当中，其不同震级的地震所具有的

数目之间有一定的比例，这个比值就是“ b 值”。实验室的研究表明，在差应力（即最大主应力减最小主应力）增大时 b 值减小。按照扩容模式，当扩容发生后岩石要硬化，此时差应力也加大。在此情况 b 值应当减小。随后震源外围的水流进扩容区使孔隙压力加大，并使岩石的摩擦强度减小，这样差应力也就减小，于是 b 值就增大了。

2. 大地测量 在扩容发生时期，震中区要呈现隆起。根据实验室资料可以估计，要产生可观测到的 $\frac{v_p}{v_s}$ 异常，所需要的应变变量是 10^{-8} — 10^{-6} 数量级。如果扩容区很大很浅，它在震中区地面上可产生数个厘米的地壳隆起。当扩容硬化发生时扩容速度变慢或停止，再加扩容区外的水要向扩容区流入，所以地面隆起的速度就变得很不显著了。这就是说在大地震发生前，地面要出现一个快速隆起，然后隆起速度变慢或停止，于是就接近临震了。

3. 电阻率 岩石中的电阻率主要取决于其内的含水量。在扩容发生后，震源区外围的水要流进扩容区，因之扩容区的水是不断增加的。这样，扩容区内的电阻率就要逐渐减小，一直减小到大地震发生时为止。但地震发生后震源区应力减小，扩容裂缝闭合，于是水就要从原来扩容的震源区内流走。这样一来，震源区内岩石的电阻率在震后又要增高。

4. 氦气 在震源区扩容发生后，震源外围的水就要向扩容区流动。这种水的重新分布就使水的流速比扩容未发生前水的流速大好几倍。由于水流速度的加大，所以水中氦含量也相应增加。在大地震发生时，由于扩容裂缝被挤合，所以水的流速发生急剧增加，氦含量也急剧增加。

5. 地磁 当扩容发生后震源外围的水流进了扩容区。此时由于震源区内电阻率发生了变化，所以它对外来磁场的感应场也发生了变化。或者是在扩容硬化期间由于有效应力的加大引起了压磁效应。

以上就是肖尔茨等人对各种前兆的解释。由于这些前兆基于

扩容理论, 所以它们应当有同步谐调的关系, 如图2.36所示。

肖尔茨对前兆时间 T 和震源断层长度 L 的关系也是基于水流进扩容区的观点来研究的, 他得出

$$T = \frac{L^2}{C} \quad (2.32)$$

式中, C 为水的渗透速度。在 (2.32) 式中由于 L 大时震级也大, 所以前兆时间 T 随震级的增大而增长。

关于扩容区的大小, 肖尔茨等人是根据日本一些大震前地面隆起面积来估计的, 他们

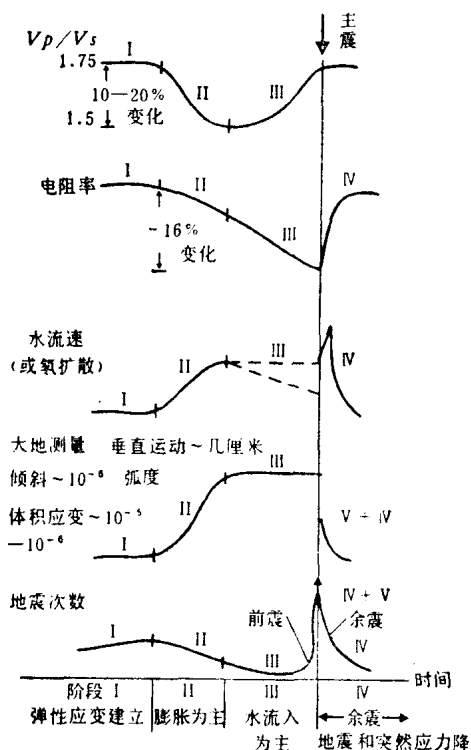


图 2.36

认为扩容区的长度约为震源断层长度的 2 倍。

对于上述的扩容模式有以下两点是值得指出的。

1. 在大区域的地壳受到构造压力作用后, 其中岩石强度比较低的地方先产生扩容。因为扩容是在压力达到岩石耐压强度的

$\frac{1}{3} - \frac{2}{3}$ 时产生的。这样耐压强度低的岩石, 必然易于产生扩容。

2. 由于前兆异常的时间 (图2.33中的 T) 取决于扩容体积的大小和水流进整个扩容体所需的时间, 这就实际上假定了未来的发震断层是在扩容体的中心部位。如果它在扩容体的边部, 则

边部外边的水很快进入发震断层面上增加孔隙压力而发震，而另一边大部分扩容体内还未进水，这就会造成地震已发生而波速比还未回返的情况。

如果把上述两点结合起来，可知扩容模式所讨论的地震是发生在地壳中岩石比较弱的地方的。

扩容模式虽然解释了不少前兆现象，但也有其勉强之处。一点是扩容区外的水存在于何处，它够不够使整个扩容区饱和。另一点是水进入断层面上时要形成很大的孔隙压力，光靠孔隙自流恐怕是不行的，还得有额外的驱水压力才行，但这压力从何而来是不清楚的。还应指出，扩容模式只能解释近震源区的前兆，对大区前兆还不好解释。

三、包体理论

这个理论是1974—1975年由美国学者布瑞德 (B.T.Brady) 提出的〔37、38〕。其主要根据是岩石受压力后的破裂过程。他指出这个破裂过程可分四个阶段。

1. 扩容前的阶段 当岩石受单向压力或在围压的基础上再加单向压力后，则随着压力的增加，岩石内原来存在的张性微裂缝就要闭合。此后岩石的应力随形变作线性变化，即所谓完全弹性体的应力-应变状态。

2. 扩容阶段

当岩石受压力达到破坏时的压力值（即破坏强度）的 $\frac{1}{3}$ 或 $\frac{2}{3}$ 时，岩石内就比较均匀地产生大量扩容微裂缝，这种张性微裂缝的长轴方向是平行于压力方向的，如图2.37中的a图所示。

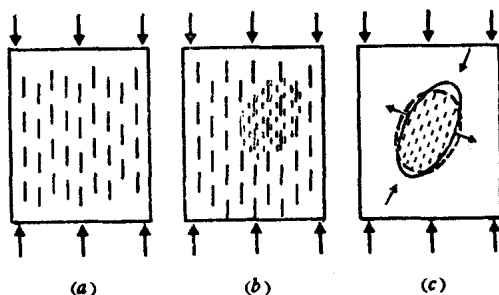


图 2.37

3. 包体形成阶段 随着压应力的进一步增长, 扩容裂缝就在某些部位上丛集起来。当张性微裂缝丛集后, 其丛集区内岩石的弹性模量减小, 这就如同在高弹性模量的岩体中镶进去一个低弹性模量的包体一样 (如图2.37中的 *b* 图)。当包体形成后, 包体之外和之内主应力的方向要发生变化, 另外主应力的大小也要发生变化。直观的说就是包体形成后, 如果给岩石样品再继续增加压力, 则形成如图2.37中 *c* 图所示的情况。在该图中当实线所表示的包体被压得变成虚线所示的包体时, 则包体由于在横的方向上拱压, 它就要给包体之外的张性微裂缝施加压力, 于是被压区的张性微裂缝就闭合了。另外在包体的两端则会有张应力产生, 这个张应力还可在包体紧外边的地方产生一些张性微裂缝。在包体长轴缩短和横向扩张的时候, 包体内是受到垂直于包体长轴方向上的张力的。随着给整个岩石样品所加压力的增长, 则包



图 2.38

体越向横向扩张, 这样包体内的张应力就越大, 于是那里原来的扩容裂缝就连通而形成较大的裂缝 (如图2.38所示)。图中的竖向小裂缝是扩容裂缝, 斜向的较大的张裂缝是包体形成后其内的张力所形成的裂缝; 两者互相接通扩大, 形成宏观张性裂缝。当这个宏观裂缝达到一定长度时, 其端部的应力集中就可使裂缝扩展。此时在剪切力的作用下就沿着它而发生错动, 形成地震。

包体理论对地震前兆的解释于下:

1. 波速比 $\frac{v_p}{v_s}$ 在扩容以前的阶段, 由于构造压力的增加, 岩石中原来存在的张性微裂缝就要闭合, 于是波速比就逐渐增加。当张性微裂缝全部闭合后, 波速比就不再增加了, 并稳定在一个常数值上。随后由于构造压力的进一步作用, 震源区的扩

容就发生了。在此扩容阶段，由于岩石中大量张性微裂缝的产生，所以波速比就要下降。当扩容区中某一局部地方的包体形成后，则由于包体的横向拱曲，遂使包体外围介质中的张性微裂缝闭合，这样波速比就回返了。由于包体的横向拱压作用使包体外围介质受压剧烈，则这个区域中的波速比有可能回返过火。与此同时，包体内的宏观张裂缝已很发育，大地震就发生了。这样波速比的回返（和回返过火）就成为大地震来临的讯号了。

2. 震源区主应力轴的旋转 在包体之外，当包体未形成之前，那里的主应力方向如图 2.39 中的 *a* 图所示。由于该图中 σ_1 大于 σ_3 ，所以小的错动方向是反时针的。其中 σ_3 的方向是压力最小的方向。在包体形成之后，由于包体的横向拱压作用，使 σ_3 的值大为增加，以致于超过 σ_1 的值，此时原来反时针错动的小断层就要倒错，如图 2.39 中的 *b* 图所示。这种小错动就是小地震，其错动方向是可以由地震波求震源参数的方法求得的。

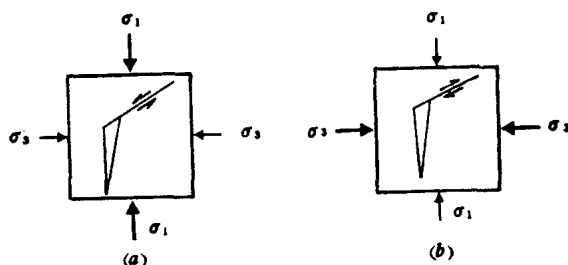


图 2.39

3. 地震活动性 (*b* 值) 布瑞德认为地震活动性高时，也就是地震频度高时，*b* 值也高，反之 *b* 值则低。在包体形成之后，由于包体的横向拱压作用使包体外的大量张性微裂缝闭合，所以那里的地震活动性就减小了，*b* 值也就减小了。

4. 电阻率 电阻率的大小是与岩石中的孔隙数量和充水程度有关的。对于干岩石来说，在扩容期，由于岩石中大量张性微

裂缝的产生，岩石的电阻率就增加了。并且在与张性微裂缝走向垂直的方向上电阻率最大。当包体形成后，由于包体的横向拱压作用使包体外大量张性微裂缝闭合后，则电阻率就要减小。特别是在与原来张性微裂缝垂线方向上的电阻率减小更显著。如果在扩容之后大量张性微裂缝中充满了水，则当包体的拱压作用使包体外的张性微裂缝闭合时，其中的水就要挤出而向外部未闭合的扩容区流去，于是那里的电阻率就要降低。

7. 电学和磁学前兆 在岩石中当大量张性微裂缝产生后，岩石的电学和磁学性质是会变化的。当包体形成后产生拱曲压力时，包体外的介质就可能产生压磁和压电现象。大震前若产生大气电位梯度和大地电流（或大地电位）的变化，震源区域中应力的方向和大小应当有剧烈的变化才行。包体理论认为，当包体形成后，震源区中的应力大小和方向有明显的变化，所以是可以引起以上前兆的。

上述包体理论仅有的根据是脆性岩石的实验结果。其中扩容前阶段、扩容阶段和微裂缝丛集阶段的实验结果比较明确。至于包体比拟以及由包体形成至地震发生的过程还需进一步澄清。

四、裂缝串通理论

这个理论的雏型是苏联学者缅契金（В.И.Мячкин）等人于1972年提出的^[39]。直到1975年缅契金等人才详细地讨论了他们所提出的模式^[40]。现介绍于下：

在实际的地壳岩石中，总是存在着许多微裂缝的。这些微裂缝在地壳岩石中是随机分布的（即杂乱分布的）。在构造剪切应力的作用下，那些在取向上有利的微裂缝的数目和大小缓慢地增加着并形成新的微裂缝。这种裂缝在整个均匀的岩石介质中是均匀分布的。这是震源地方受力后第Ⅰ阶段所呈现的情况，如图2.40中的第Ⅰ阶段所示。在这个阶段中前兆现象不发育。

在构造应力的继续作用下，且各裂缝之间还相互作用，这样岩石中的微裂缝的数目和大小就要继续增加；当其达到一定密度

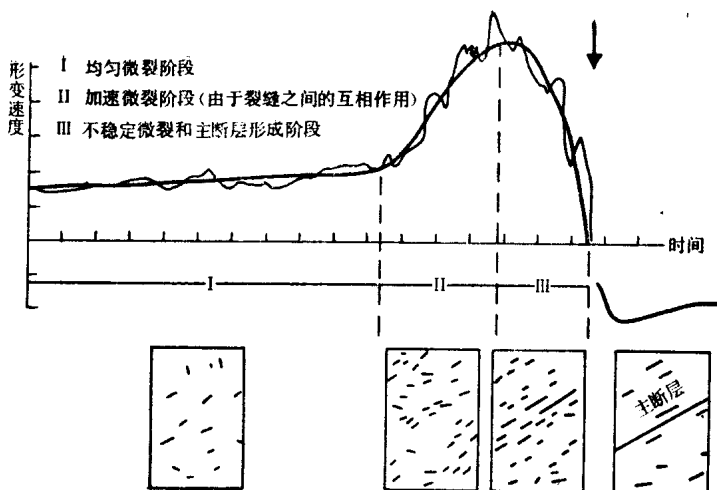


图 2.40

时, 岩石的力学性质就起了变化, 例如弹性模量的改变和各向异性的改变等。这是第Ⅱ阶段的特征。

由于介质的非均匀性, 所以微裂缝的数目和大小就在一个窄带中剧烈地增加, 以至于在这个窄带中由小裂缝串通发展成若干个相对大的裂缝。这样, 介质实际上就被分为两部分了, 即加速的、不稳定变形的窄带区和窄带两侧的具有一定密度的微裂缝区, 如图 2.41 所示。由于不稳定变形的窄带形成之后, 窄带两侧介质中的应力就要减小, 于是那里的微裂缝就要停止发育或闭合。这样介质原来的特性就要恢复。这是震源孕育的第三个阶段。

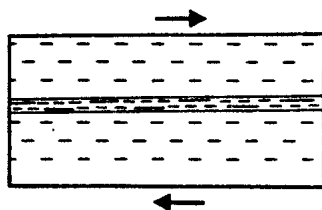


图 2.41

在第Ⅲ阶段发展的过程中, 由于窄带区若干个较大裂缝的形成, 并在剪切应力的作用下形成小断层的集束状态, 它们是平行

于未来主断层方向的。在地震时这些小断层之间岩石破裂串通形成了主断层。于是就发生了大地震。地震之后，在靠近断层面附近的介质中应力解除了；其中一部分应力转移到断层的端部去；沿一些小断层可能发生反向滑动。

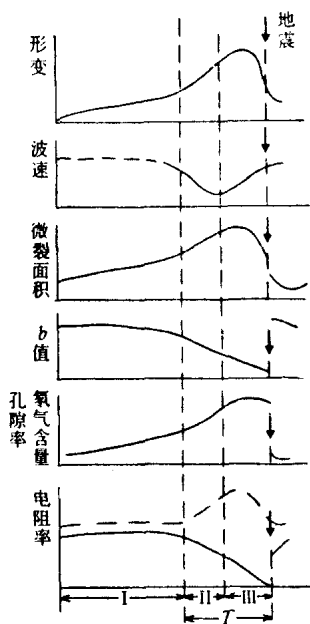


图 2.42

以上模式相应的地震前兆过程，如图2.42所示。图中各条曲线的含义如下：

1. 波速异常 波速的变化主要取决于介质的有效弹性模量。在震源孕育的第Ⅱ阶段，由于微裂缝的密度较大，所以有效弹性模量就要降低。此时弹性波速度就要显著减小。在震源孕育的第Ⅲ阶段，随着介质中大部分微裂缝的闭合，有效弹性模量就恢复了，此时地震波速度就要回返。至于窄带区发育着的一些大

裂缝，其对整个震源体积中的波速状况影响不大。

2. b 值 该值就是频率的对数-震级曲线的斜率。在大震前，如果较强的前震数目增加，则 b 值就要减小。在震源孕育的第Ⅱ阶段，由于小震还有一定数目，所以 b 值还降低得不厉害。到第Ⅲ阶段，由于很小地震的数目已大为减少，而相对强的前震数目却有所增加，这样 b 值就明显地降低了。

3. 泉水中的氡含量 在震源孕育的第Ⅱ阶段，由于岩石中微裂缝的数目和大小都大为增加，所以岩石的孔隙度就加大了。在此情况下，岩石中的氡气就较多地溶入水中而被泉水带出地表，此时就会观测到氡含量的增加。在第Ⅲ阶段的前期，孔隙度

还较大，因之泉水带出的氧气还较多。到第Ⅲ阶段的后期，因震源周围介质中微裂缝的大量闭合，所以孔隙度也明显减小了，因而由泉水带出的氧含量也减少了。

4. 电阻率 对于干岩石来说，在震源孕育的第Ⅱ阶段，由于岩石中大量张性微裂缝的产生，所以岩石的孔隙度就加大了。这时岩石的电阻率就要加大。在第Ⅲ阶段，由于大量张性微裂缝的闭合，所以岩石的电阻率就要减小。对于饱水的湿岩石来说，当岩石产生了大量张性微裂缝后或是原来饱水的孔隙度加大后，这时旁边的水就要向震源区岩石中流进，因此震源区岩石的电阻率就要减小。

总结裂缝串通模式，其前兆的分布可为三个区域，即紧靠震源处是不稳定形变的窄带区，稍外则是微裂区，再外则是无微裂区。最后指出，由于地壳介质的强度是不均匀的，裂缝最易在强度低的地区出现，因此裂缝串通模式所讨论的地震是发生在介质强度较弱的地区的。

五、茂木清夫模式

1974年日本学者茂木清夫提出了一个不考虑水的流入来说明 v_p/v_s 变化的模式，模式简图如2.43所示。设想在水平挤压力的作用下，在第Ⅰ阶段，地壳中开始产生了微裂缝；在第Ⅱ阶段，裂缝张开，形成膨胀，且各裂缝张开的方向垂直于地面。此时地面呈现隆起， $\frac{v_p}{v_s}$ 下降。这两个阶段与奴尔的模式相同。在第Ⅲ阶段，膨胀裂缝在一个窄带内发展（即未来地震断层错动的地方），致使该带对应的地面剧烈隆起，此时周围的B区应力有所减小，张裂缝趋于闭合， $\frac{v_p}{v_s}$ 大致回返到原来的值。到了第Ⅳ阶段，在A区出现断层，也即发生地震。这个模式与苏联学者缅契金模式类似的地方是断层发生以前A区也有微裂隙集中。在图2.44中表示了图2.43A、B两个区可能出现的地壳垂直变动及 $\frac{v_p}{v_s}$ 变化。

A 区在临震前继续隆起，在地震时突然下降。与其相邻的区 B 在第Ⅱ阶段虽出现隆起，但在第Ⅲ阶段已转为下沉，地震时急剧下沉。

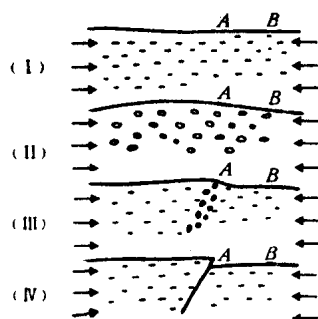


图 2.43

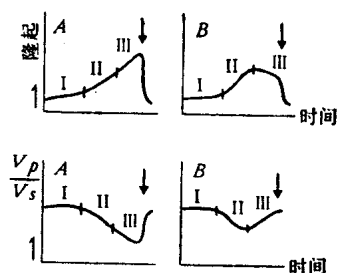


图 2.44

六、微裂-预位移模式

前边我们已介绍了震源孕育的组合模式。微裂-预位移模式就是这个组合模式在地震前兆上的体现。

1. 波速异常 对于组合模式来说，随着构造应力的继续作用，调整单元逐渐把应力转移调整到积累单元端部上去，在那里形成应力集中。于是在应力积累单元和其周围应力分布大致呈现以下的特点：在积累单元端部形成压缩和拉伸区，在积累单元中段以剪切变形为主。如果积累单元断层面的摩擦阻力足够大，则上述应力都有可能达到产生张性微裂缝的程度。不同应力状态下张性微裂缝产生的状况如图2.45所示。根据以上所述，平推断层带、正断层带和逆断层带上的震源，其张性微裂缝的展布情况，大致如图 2.46、2.47和2.48 所示。当这些大量的张性微裂缝产生后，则地震波通过震源地区及其附近时，纵波速度

v_p 和波速比 $\frac{v_p}{v_s}$ 就要减小。在临近大地震发生前，积累单元

断层面上是会有预位移发生的。这种预位移可能是时滑时停，但其总趋势是临近地震愈显著。按照文献〔19〕的观点，当积累单元

断层面上预位移发生时，断层面两侧岩体中的应力就会减小。由这个观点出发那里的张性微裂缝就趋于闭合。从而波速和波速比就会回返。这种回返是大震快要来临的一种测震学指标。

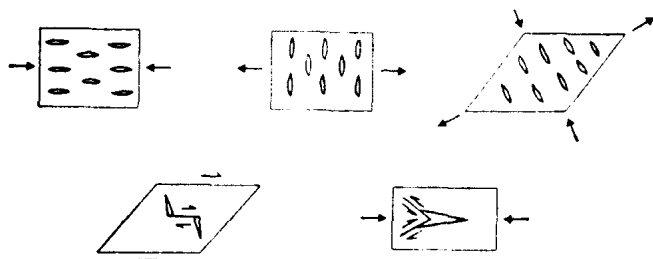


图 2.45

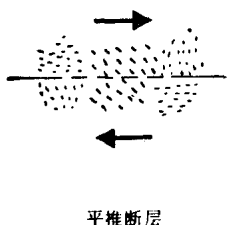


图 2.46

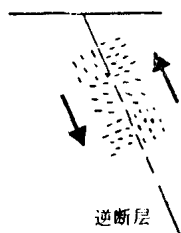


图 2.47

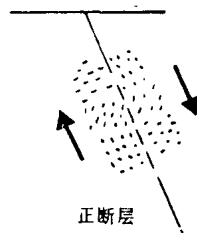


图 2.48

2. 大震前应力轴的转向 在文献[19]中曾经指出，如果震源孕育到晚期，断层面的岩石转入塑性状态，则断层两侧就会各自出现显著的向前运动（预滑）。这样原来是受压缩的地区，其压缩程度会减小（相对于原来状态来说是受到拉疏），而原来是受拉疏的地区，其拉疏程度也会减小（相对于原来状态来说，是受到压缩）。这就是说当积累单元上的预位移发生后，震源周围应力场的应力值和轴向是要变化的。这个变化对于平推断层、逆断层和正断层的震源都要发生。但应指出，应力值和轴向的变化主要是最大主应力和最小主应力值和轴向在变，至于中等主应力值和轴向则基本不变。

3. 形变电阻率 对于干岩石来说,当张性微裂缝产生后,电阻率的值要增加,当预滑引起震源区岩石中的张性微裂缝闭合时,则电阻率又会减小。对于富含水的岩石来说,当大量张性微裂缝产生后,周围的水就要向其内渗透,这样电阻率会变小。当预滑发生后,张性微裂缝闭合。此时如果闭合速度很快,则水来不及流走,于是电阻率还会急剧减小;如果闭合速度较慢,则水可流走,因而电阻率可能会有所增大。

4. 地磁 当预位移发生之后,震源区的应力有一明显的变化,此时岩石的磁化率可能会发生变化。由于这种变化是在地球基本磁场和外空场中发生的,地面上可能会出现局部磁异常。

5. 地倾斜 对于平推断层来说,预滑发生后,地面上的倾斜可能不够明显。对于正断层或逆断层震源来说,当预滑产生后,地面上的倾斜可能是比较明显的。

6. 地下水 按照文献〔19〕的讨论,在预滑发生后,震源地方和近地表的地下水将要剧烈地进行重新分布,此时就会观测到井泉水位、流速和溶解物的变化(其中包括放射性元素的变化)。

介绍扩容理论时我们曾指出,扩容首先在岩石强度较低的介质中产生。由此我们认为,大震前在极震区的外围强度较低的地方会先出现 $\frac{v_p}{v_s}$ 的减小,然后扩容区产生复杂的滑动(其中快速的滑动伴有一些中小地震),致使 $\frac{v_p}{v_s}$ 回返。这种复杂的滑动可使应力在极震区强度较高的岩石中进一步集中,然后再扩容而使极震区 $\frac{v_p}{v_s}$ 降低,待该区临震前预滑发生时 $\frac{v_p}{v_s}$ 回返。这种先扩容的地方实际上相当于调整单元(裂丛调整单元)。

七、大范围前兆模式

前面所介绍的大多数前兆模式,其范围不可能非常大,然而

在实际观测中却发现前兆异常出现的范围非常大。这种情况可能是别种与地震无关现象的偶合，也可能是一种目前还未被认识的地震前兆。

对于大范围前兆产生的原因，目前大体有以下几种看法。

1. “红肿观点” 1971年傅承义教授提出了一种看法，认为在大震发生前，包括震源在内的大范围地壳内出现了一种物质迁移（运动）。这个运动可在大范围内引起地震前兆，并引起地震。

2. 块动观点 认为大地震是在地壳块体的交界带上孕育的。当震前预滑发生时整个块体可能有运动，因此在块体其他边缘上也可能有前兆显示。块体越大，前兆出现的距离越远。

3. 同带观点 地震和地质资料表明，地壳内的深大断裂带（或一个断裂系）是延伸很远的。这个长带在大区域构造力的作用下往往会各段同时活动。当其某些地段表现出前兆后（例如一些破碎地区的小震群活动和一些段上发生的非震蠕动），反映了该长带上已有强烈的应力在共同作用，因此这些前兆的出现可能反映其他段上（有时很远）有大震发生。

八、某些临震前兆的讨论

临震前兆虽然种类很多，但人们易于觉察的前兆是那种具有突变性质的。从震源物理的角度来看，动力过程是突变性的，静力过程是渐变性的。临震前震源地方的动力过程有两种，一种是加速了的预滑，一种是振动。这两者可以说是各类临震前兆的震源物理基础。下面分别进行一些讨论。

1. 孕震矩和预滑矩 对于构造性地震来说，正在孕育的地震大小可用孕震矩来表示，大地震发生前的预位移可用预滑矩来表示。

设想在一个断层带上，有一段断层面上的摩擦阻力很大（包括粘结力在内），则在构造力的作用下，断层两盘的地层就发生了弹性形变，如图2.49所示。如果在断层盘Ⅰ中取一个窄条，此窄

条的横截面与断层面相重，横截面的面积为一个单位面积。则当此窄条由原来的 ia 位置弯曲到 ia' 位置时，也就是 a 点移动到 a' 点时，该窄条在横截面上的剪切应力 S 可表为

$$S = \mu \frac{aa'}{ia} \quad (2.33)$$

式中 μ 为剪切弹性模量。对于窄条的矩 M_i 可表为

$$M_i = S \cdot ia \quad (2.34)$$

将 (2.33) 式代入 (2.34) 式，则为

$$M_i = \mu \cdot D \quad (2.35)$$

式中 $D = aa'$

如果断层面上有几个单位面积，则在断层盘体中就有几个窄条具有类似于 (2.35) 式所示的矩。断层盘 I 的孕震矩可表为

$$M_0 = M_1 + M_2 + M_3 + \cdots + M_n \quad (2.36)$$

对于组合模式来说，由于积累单元端部有应力集中，或者说在整个震源断层面上各处的剪切应力不一样大，所以不同位置上的窄条，其孕震矩是不同的。这就是 (2.36) 式所表示的情况。如果简略地认为各窄条的矩一般大，则 (2.36) 式就可写为

$$M_0 = nM_i \quad (2.37)$$

前已述及几个窄条在断层面上对应着几个单位面积，因而断层面的面积可表为

$$A = n \quad (2.38)$$

将 (2.35) 式和 (2.38) 式代入 (2.37) 式，则为

$$M_0 = A\mu D \quad (2.39)$$

这就是单盘孕震矩。对于整个震源来说，应是双盘孕震矩，其值是 (2.39) 式的 2 倍。

用孕震矩来表示所孕育的地震大小是比较恰当的。因为它既

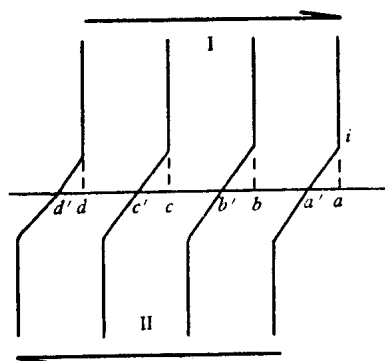


图 2.49

表示了断层面积（即断层面的长度和宽度）和在断层面法线方向上剪切变形达到的距离，同时又表示了断层面上因剪切变形而形成的质点位移幅度。

在大震孕育到晚期，积累单元断层面上要产生预滑。这个预滑并非同时在整个震源断层面上进行，而是由小面积向大面积扩大。另外预滑在时间进程上也不均匀。根据模拟实验的资料，就总趋势来说，愈接近大震发生，预滑愈是加速的。这样断层盘的预滑矩可表为

$$M_p = M_1' + M_2' + M_3' + \dots + M_n' \quad (2.40)$$

式中 M_1' , M_2' , M_3' 是断层盘中每个窄条的预滑矩。如果各窄条在大震前形成的预滑矩相同，则 (2.40) 式简化为

$$M_p = A\mu D' \quad (2.41)$$

式中 A 为预滑进行的断层面面积， μ 为剪切弹性模量， D' 为预滑幅度。

在大地震发生前刻，震源地方留存的发震矩 M_0 应是孕震矩与预滑矩之差，即

$$\begin{aligned} M_0 &= M_0 - M_p \\ &= A\mu (D - D') \end{aligned} \quad (2.42)$$

关于发震矩的问题我们还要在第三章中进行讨论。

2. 大震前振动的发生 大震前震源地方发出的振动具有极宽的频率范围。在这里我们不讨论地震波的发射，只讨论大地震前地声和超声波的发射（超长周期的波动也可产生）。

由岩石样品的模拟实验可知，在大的破裂和错动发生前总是要产生许多微小的破裂和错动的。因此人们有理由认为在大地震发生前，震源地方和其附近是会产生许多微小裂缝和微小错动的。这种微小裂缝和微小错动产生时可以发射出频率极高的振动（当然还有中频振动），有的频率可达到 3×10^5 赫芝，即所谓超声振动。1969年美国学者阿姆斯特朗（Armstrong）曾用震前的这种超声振动来解释动物异常前兆^[41]。1971年苏联学者斯米

尔多诺夫(А.И.Смирдонов)和顿敏斯基(В.Г.Тыминский)用超声振动来解释大震前地下水中氡含量的增加^[42]。与此相类似大震前的地气也可用超声波来解释(超声排气)。

九、断裂力学在地震学中的应用

断裂力学是近几十年来才发展起来的一门科学,其经典作者是格里菲斯(Griffith)、欧文(G.R.Irwin)和奥罗万(E.Orowan)。他们的研究结果指出,任何材料的内部总是存在小裂缝的。当材料受到应力作用后,裂缝端部就会产生应力集中。当这种应力集中达到材料的破裂强度时,裂缝就快速传播,致使整个材料发生破坏。如果裂缝传播遇到了易变形而抗断裂的能力较高的软介质,裂缝的传播就停止了。

1964年以来,苏联学者开始把断裂力学的结果应用到震源物理问题上来。他们认为地壳上部属脆性介质,且其中有早已存在的断层。在大区域构造应力作用下,断层端部产生应力集中。当应力集中达到一定值时,断层端部就会发生错动破裂的传播,于是大地震就发生了。

如果地壳上部介质是脆性的,并且是均匀的,则其中一旦发生地震时,断层破裂的传播就很难停止。这是因为:

1. 根据震源机制的研究,大地震断层破裂传播的速度 v 约等于瑞利波速度 v_R ,或接近横波速度 v_s ,即

$$v = v_R \approx 0.9v_s \quad (2.43)$$

根据动力位错的研究,当 v 接近 $0.9v_s$ 时,断裂端部的应力集中区收缩到很小,这样单位体积中的应力能就非常小,以致于可用爱因斯坦方程来类比,即

$$U = \frac{U_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{v_s}\right)^2}} \quad (2.44)$$

式中 U 为运动位错端部单位体积内的应力能。 U_0 为静止位错情况断裂端部单位体积内的应力能, v 为破裂传播速度, v_s 为横波

传播速度。由(2.44)式可知,位错能量随着断裂传播速度的增加而增加。当这种传播速度接近横波速度时,断裂端部的应力集中大到使位错停不下来,位错继续往前传播。从直观的角度来看,当断裂传播速度大时,断层盘的运动具有惯性项(这与静止位错不同),此项直接加强端部的应力集中,并帮助位错继续往前传播。因此,我们认为在大范围受均匀剪切应力的情况下,其中一段发生错动时,其断裂的传播是很难停止下来的。

2. 根据大量的(全球已有二万多个观测点)应力解除观测,地壳上部几乎所有的地方都存在强大的水平压应力,从而也存在剪应力因此断层的错动破裂传到哪里,哪里就会出现像上面所说的高度应力集中,断层就很难停止下来。

由上所述,地壳中只由一个老断裂端部快速扩展而形成地震时,还存在断裂传播难以停止的问题。

在前述的组合模式中就不存在断裂停止不下来的问题。因为在组合模式中积累单元两端各有一蠕滑断层,这相当于断裂力学中所说的早已存在在介质中的裂缝。当积累单元断层错动遇到调整单元时断层破裂传播就停止了。这是与断裂力学观点相一致的。

1975年苏联学者也开始讨论把介质中两裂缝之间的地段当作发震段的问题。其模式设计如图2.50所示。图中的实线段是裂缝相当于组合模式中的调整单元,点线段是未裂开的,相当于积累单元。苏联学者还在模拟实验上横穿未裂开段观测其破裂错动前

的波速比 $\left(\frac{v_p}{v_s}\right)$ 变化,其结果与野外观测到的实际情况相近,如图2.51所示。

还应指出,组合模式的调整单元不只是蠕滑断层这一种形式,它还有热区和破碎区的情况。根据断裂力学理论,韧性介质是易变形而不易裂开的。因此,积累单元断裂错动的传播一遇到软弱介质(调整单元)时就会停止。另外根据试验可知,脆性材料、半脆性材料和延性材料其受力后裂缝扩展的情况是完全不同的,如图2.52所示。图中的曲线A是脆性材料,对于这

类材料来说，直到破坏突然发生前裂缝的扩展是困难的。曲线 *B* 表示的是半脆性材料的破坏情况。当应力达到一定值时，材料发生破坏，裂缝进行扩展，但扩展到一定程度时又会停下来。此后的

裂缝扩展需要增加力才行，因为半脆性材料中应力是易于松弛的。曲线 *C* 表明在延性材料中裂缝的扩展一方面需要继续给材料加力，另一方面裂缝的迅速长大没有确定的开始应力值。

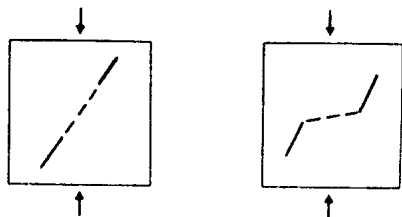


图 2.50

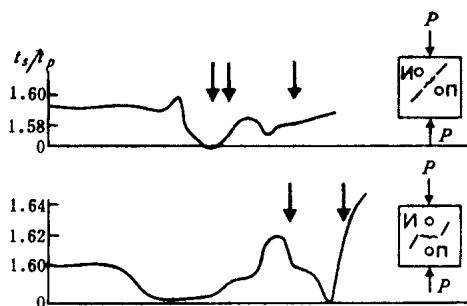


图 2.51

图中 И 为发波点，П 为接收点，*P* 为给样品所加的单向压力

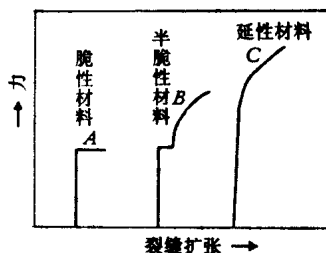


图 2.52

以上三种情况中，第一种情况相应于地壳上部的介质情况。在此深度范围内发生的大地震对人类威胁最大，是我们研究的重点。由图2.52*A*可知，脆性介质破坏前已存在的裂缝端部无显著的蠕裂（即传播速度甚慢的裂缝）发生。由此可知，对组合模式来说，在大震前调整单元并无显著的向积累单元缓慢扩展的特征。

在玻璃实验中（一般认为玻璃是脆性的），当用灯头烧其某

处时，则灯头附近介质就带有塑性了，因而会发生蠕裂。但当蠕裂传播进入外面的脆性区域时就会以更快的速度传播。为了使其传播停止，还可在其裂缝前进方向上某处用灯头再加热形成非脆性区。上述这种因灯烧而变为非脆性的地区相当于调整单元。如果地壳介质是韧性的，则调整单元会以蠕裂的形式向积累单元传播，然后速度逐渐增大，以至于达到发震时断层传播的速度。震前蠕裂对大震的短临预报是有一定价值的。但实际上地壳介质很不均匀，蠕裂也不一定是以连续增长的速度传播，而可能是间歇性的。在国外已观测到蠕滑现象是以间歇形式进行的。

第四节 震后效应和余震

一、震后效应

在大地震发生后，震源区和其附近继续发生的变动统称为震后效应。这个问题的研究，对判断大震后是否还有大震具有一定的意义。

震后效应大致由以下几种原因引起。

1. 地层调整 大地震的震源位于地下一定深度，当其发生快速错动后，上部盖层(比较破碎)未能同步发生运动，但也受到了下部震源错动的影响。这样大震之后，震源体上方的盖层要产生调整运动以适应底部边界条件的新变动。根据现有的模拟实验资料，当围压小于1千巴时，也就是断层面上的正压力小于1千巴时，粘滑就不发生了，只产生蠕变滑动。这个围压条件相当于由地面到地下3公里深度的围压条件。由此可知大震后盖层的调整运动不一定伴随地震，但可以在一些地震前兆上反映出来。这是一种在铅直方向上表现的震后效应。在水平方向上，积累单元的两端是调整单元。这种调整单元可能是平时可蠕滑的断层段，也可能是破碎区 and 高温区。当积累单元发生快速错动(主震)后，错动岩体错入调整单元，遂在调整单元内引起一些调整运动。但

由于调整单元内未积累巨大的弹性应力，所以它不会发生大震，只可能发生一些中小地震或甚至不发震。调整单元在主震后的这种调整运动是震后效应。应当指出，无论是盖层调整运动，还是调整单元的调整运动，其趋势是向稳定状态调整的。这种调整运动在各种地球物理场和宏观现象上的反映应随时间而衰减。

2. 流体运动 如果地壳岩石的孔隙中是饱水的，当主震发生时，由于震源盘体错动速度很快，所以在错动前进方向上的受压区内岩石孔隙中的水来不及流出，于是它就和固体骨架一起承受这个错动的挤压力。当大震发生后，随着时间的延长，孔隙中的水就慢慢流走，于是错动前进方向上就缺失了水的支撑，这样受压区就更易压缩一些，断层盘体就可能再向前滑动一下。美国学者奴尔把主震时刻造成的错动幅度叫做“初错动幅度”，而把水流走后的错动幅度称为“终错动幅度”。

另外在震源上部的盖层中和在调整单元中也是有水存在的，当盖层和调整单元中的岩层受到震源快速错动的影响时，其内的流体就要重新分布，这也会造成这些地区内的震后效应，并反映在各种地球物理场和宏观现象上。

强地震的地震波是很强烈的。根据野外宏观考察资料，一般在七度区范围内，地面就可以喷沙冒水。不难想象在高烈度区，由于地震波引起地层的剧烈变形，地下液体会会有一个剧烈变动。当地震波通过后，这些液体又要重新分布。

以上诸种情况下，液体本身的运动以及液体与固体配合起来的运动都是一种震后效应。这些效应也是在主震发生后随着时间的延长而消失的。

3. 岩石的流变性 在主震发生后，震源地方原来的弹性位能转化成其他形式的能量。其中一部变为弹性波能传出去了，另一部应力能在空间上作了重新分布，还有大部分能量转化为热能了。这些热能主要集中在主震断层面上和剧烈变形、破碎的区域内。如所周知，岩石加热升温后可使岩石具有流变性，再加震源

区岩石本来就具有一定的流变性（第一章中已有介绍），所以主震发生后，震源区岩石的流变性可能会增强。这样，在主震后即使震源区所剩下的应力不是很大，也会使一些流变性较强的部位上发生蠕变运动。这也会引起震后效应。这种震后效应应随主震发生后时间的延长而削减。

4. 余震活动 大地震发生后，一般是要伴随一系列余震的。这些余震本身是一种快速错动。错动前也会有预位移，因此余震本身的孕育和发生也会引起地层的变形和运动。另外余震本身还有震后效应。如果许多余震的前兆和后效以及余震发生时的运动叠加起来，也会形成主震后的效应。余震是逐渐衰减的，所以这种主震后的效应也会随时间的延长而消失。

二、余震发生的原因

余震是主震后发生的地震。要讨论余震发生的原因，必须涉及余震的能源和其相对于主震发生的时间滞后。

1. 余震发生的能源 余震发生的能源是主震发生后剩余的应力能。关于剩余应力能的分配形式有以下几点值得指出。

（1）主震错动不足 如果主震错动幅度不够大就被震源断层面上的动摩擦力所阻止的话，则震源地方的应力释放就不充分。这就是所谓错动不足。但此时由于已发生的错动使震源断层面上的介质处于非弹性状态，具有韧性，因此在剩余剪切应力的继续作用下，断层面上的介质会进一步发生流变，摩擦力会进一步减小。此时主震断层面上不同地段就可能发生快速错动而产生余震。

（2）错动过火伴随的逆运动 主震发生时断层盘体的错动是非常快的，又因盘体的质量也很大，所以它的惯性可能造成错动过火的现象。还应指出，要使错动过火还必须主震错动到一定程度时断层面上已造成高温薄层，以至于断层面上的摩擦阻力变为零或很小。

错动过火的现象可表现在以下两个方面。一个是断层端部造

成了过量的挤压和拉伸(图2.53)。当主震发生后,这个挤压区和拉伸区出现的弹性恢复力,可形成沿断层面的逆错动,并形成余震。另一方面,断层盘体是有根部的。当上部盘体错动过火后,下部并未错动过火,此时下部就迫使上部向回错动,并形成余震,如图2.54所示。

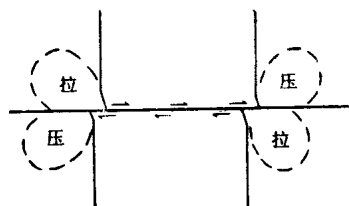


图 2.53

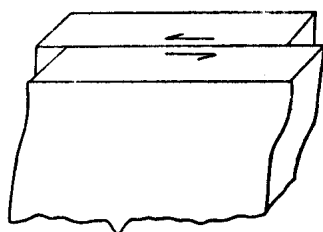


图 2.54

以上的逆运动可能就是某些余震的震源机制与主震机制相反的原因之一。

(3) 更复杂的应力分布 在主震孕育的地区和其周围本来就不均匀,而且主震发生时在震源区又造成了许多破裂面。因此震源区在主震后剩下的应力的分布图案就可能较复杂,从而余震发生的空间位置和震源机制也就较复杂了。这种震源机制的复杂性,说明震源区已没有强大的优势应力方向了,遂使那些复杂的、局部的应力分布在单独显示其作用。如果由地震波资料求得的余震机制比较杂乱,一般来说,后面再发生大震的可能性就不大了。

2. 余震发生时间滞后的原因 关于余震发生时间滞后的原因,上面已有涉及。下面再专门作一些介绍。

(1) 非弹性过程引起的时间滞后 1951年美国地震学家贝尼奥夫(H. Benioff)^[43]曾提出过这种看法,认为震源介质相当于粘弹性体(即凯尔芬体)。当主震发生时,震源体中的纯弹性形变中应力得到释放,而粘性形变中的那一部分应力还未释放

(弹性后效)。根据流变学的研究,这部分应力是要随时间而逐渐释放的。这就形成了余震。

1964年苏联学者普谢尼科夫^[44](Пшеников)认为,震源地方的介质可视为弹粘性体,即麦克斯威尔体。在主震发生时,震源地方释放了一大部分弹性应力,然后震源地方的残留应力随时间而松弛(即释放),并发生一系列余震。

(2) 流体运动产生的滞后 1972年美国学者奴尔和布克尔(J. R. Booker)^[45]认为,震源所在的地壳中是含有水溶液的,这些液体储存于岩石的大量孔隙之中。当主震发生时,断层的端部会引起压缩区和膨胀区。在压缩区中,孔隙中的水因受压力很大就要向压力低的地方流去。具体说来就是要向膨胀区流去。由于这些水具有很高的压力,所以当它强迫插入膨胀区后,就会降低那里的岩石强度或断层面上的摩擦力,因而就会发生地震——余震。由于水的流动有一个时间过程,余震的发生相对于主震来说有一个时间滞后;另外由于液体的运动渐趋平衡,且震源地方的剩余应力越来越小,所以余震的发生到一定时候就结束了。

(3) 外因触发引起的滞后 在主震发生后,震源地方处于极不稳定的状态,有许多地方都可能发生中小地震。但由于主震毕竟释放了很大的应力,所以震源区内许多地点上的应力还达不到发生地震的程度。在此情况下,一些外因作用(如日月引力、大气压力和磁暴等)可对这许多地点上的小震源起到触发作用,使余震发生(关于触发作用的物理机制我们将在第四章中专门讨论)。由于外因呈现在主震之后,所以被触发的地震相对于主震来说具有时间的滞后。由材料实验可知^[46],当外力较大时,地震即发生在外力作用的时刻;当外力较小时,这种触发作用还有时间的滞后。在主震发生后,震源地方很不稳定,此时外因易于起到触发地震的作用。因此主震后,在震后效应干扰致使前兆不易区分的情况下,用外因触发预报强余震是有一定价值的。

(4) 应力重新分布引起的滞后 1962—1963年日本学者茂

木清夫根据岩石实验资料^[47]指出,主震发生后震源地方产生了大量的破裂,于是介质就成为极不均匀的状态。在这种情况下,尽管主震后震源地区总的应力减小了,但由于不均匀性的增加,许多局部地方会产生应力集中的点和小区。当这些点和小区上的应力大过那里的岩石强度时,余震就发生了。在某些较大余震发生后又会产生类似的一些应力集中点并发生余震。待震源地方的应力基本释放后,尽管震源地区的不均匀性还存在,但集中后的应力值已不足以达到发生地震的程度,此时余震就平息下来了。

1969年兰纳里 (G. Rannalli) 和沙依德格 (A. E. Scheidegger)^[48]对茂木的余震发生模式作了补充。他们指出,主震发生后,震源地方的介质产生了大量裂缝,于是应力将在其中作复杂的重新分布。但由于介质不是完全弹性的,而是带有塑性的,所以介质接受这种应力后以对数蠕变的形式进行分布调整,而不是瞬时调整好的。这样一来在非均匀岩体中的塑性蠕变会产生许多局部地点上的应力集中,从而发生余震。

三、某些余震统计规律的物理解释

1. 余震系列的 b 值 1968年美国学者肖尔茨由模拟实验发现^[49]:当岩石内的应力增加时, b 值减小;反之,当岩石内的应力减小时, b 值就增加。根据这个实验结果,可以推知主震发生后,如果抽查了一段余震系列,其所具有的 b 值很大时,说明震源区剩下的应力不大了。据此可推断强余震是不大可能了。如果抽查的结果是 b 值很小,说明震源区还有较高的应力作用着。在此情况下就很难排除后面有强余震发生的可能性。1973年吉博维兹 (S. J. Gibowicz)^[50]对主震应力降和余震系列的 b 值建立了一个统计公式为

$$b = 0.84 + 0.7 \lg \frac{\Delta \sigma_0}{\Delta \sigma_M} \quad (2.45)$$

式中 $\Delta \sigma_M$ 是平均地震应力降,它是用大量地震所得应力降进行平均而得到的,不同震级 M_L 的地震具有不同的平均应力降值,

即

$$M_L = (5.0 \pm 0.4) + (1.5 \pm 0.4) \lg \Delta\sigma_M \quad (2.46)$$

(2.45) 式中的 $\Delta\sigma_0$ 是某次地震的实测应力降值。在用 (2.45) 式计算 b 值时, $\Delta\sigma_M$ 取与 $\Delta\sigma_0$ 相同的震级。由 (2.45) 式可知, 当某次地震的应力降 $\Delta\sigma_0$ 大时, 则 b 值也大; 当应力降 $\Delta\sigma_0$ 小时, b 值也小。这是与肖尔茨的实验结果相符的。

2. 主震震级 M_L 与最大余震震级 M_1 之差 主震发生后, 余震中的最大震级有多大? 这是人们很关心的问题。由直观的物理道理可知, 如果主震的应力降很大, 则震源地方剩下的应力就不大了, 因此较强的余震是不致于发生的。反之, 如果主震的应力降很小, 则说明震源区还剩有较高的应力, 因此后面就可能发生强余震。1973年吉博维兹^[50]得到了主震应力降与震级差 (即主震震级 M_L 与最大余震震级 M_1 之差) 之间的关系式为

$$b(M_L - M_1) = 1.0 + 2 \lg \frac{\Delta\sigma_0}{\Delta\sigma_M} \quad (2.47)$$

式中的符号与 (2.45) 式相同。如果该次地震的实际应力降 $\Delta\sigma_0$ 与同震级地震的平均应力降 $\Delta\sigma_M$ 相同, 则 (2.47) 式为

$$b(M_L - M_1) = 1.0 \quad (2.48)$$

在此情况下由 (2.45) 式可知 $b = 0.84$, 将其代入 (2.48) 式则

$$M_L - M_1 \approx 1.2 \quad (2.49)$$

这就是所谓的巴特定律 (Bath)。

1966年帕帕扎科斯等 (B. Papazachos) ^[51] 曾指出, 最大余震的震级与主震的震源深度尚有一定的关系, 其统计结果是:

$$M_1 = 0.71M - 0.046H + 2.12 \quad (2.50)$$

式中, M_1 为最大余震震级, M 为主震震级, H 为震源深度。(2.50) 式适用于震源深度大于15公里。小于42公里。由该式可知, 震源深度大时, 最大余震的震级小。这可能与较深主震震源区介质比较均匀、释放应力比较彻底有关。在地震记录图上, 一般较深地震的 P 波初动单调而尖锐, 也说明应力释放比较彻底。

3. 强余震发生的位置 一般来说, 强余震发生的位置是在主震震源区的一端或两端。对于这个现象的解释是直接关系到震源孕育模式的。从未来主震发生时断层端部的假设来看, 可把震源孕育模式分为两类。一类是端部没有调整单元的震源模式, 另一类是有调整单元的震源孕育模式。对于前者来说, 大地震一旦发生, 则其断层面端部将出现很大的动态应力集中, 它使断层错动不断地向前传播以致于停不下来。1972年日本学者竹内均和菊地正幸^[52]就曾尖锐地指出了这个问题。如果说主震断层面端部岩石强度很高, 就可能引起更大的地震, 那就不是余震了。由此可知, 在主震断层端部没有调整单元的模式首先在解释主震上就有问题, 更不好谈它产生余震了。按照后一种震源模式, 由于主震孕育时其孕震断层面的端部就有调整单元(如平时可蠕滑的断层段或高温塑性区), 在应力积累单元发生断层错动后一遇到调整单元就趋于停止了。因此这个模式在主震的发生问题上是比较合理的。下面进一步讨论主震断层两端或一端发生强余震的问题。

地壳内的情况是很复杂的, 调整单元的类型和几何形状也是各式各样的。就平推断层来说, 其调整单元的类型约有图2.55所示的几种形式。图a为蠕滑断层段, 图b为裂丛区, 图c为高温塑性区或富水区, 图d为构造交汇区。由于有这些调整单元的

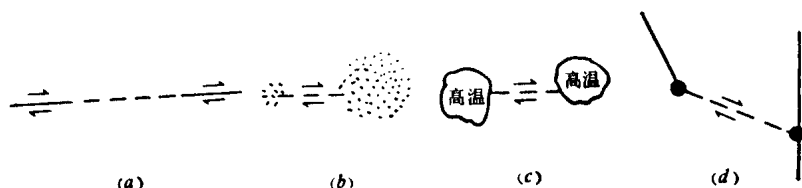


图 2.55

存在, 大地震发生时积累单元的断层传播其一盘错入调整单元(称错入区), 另一盘错离调整单元(称错离区)。由于调整单元介质比较破碎和软弱, 所以当错入区介质受到高度挤压后它就

要向受拉的错离区作瞬时调整，这样主震断层端部就不易形成高度应力集中而使其传播趋于停止。但是调整单元的介质毕竟具有相当的粘度，所以不会在主震发生时立即给错入岩体让开全部容纳的位置。这样，积累单元端部因错动不足而剩余有一定应力。待调整单元内调整出一定位置时剩余应力又会再释放一些而发生余震。待调整单元基本上均化后，余震也就基本上平息了。由于容纳主震的错动幅度不一定要求调整单元很大（因错入区和错离区介质的调整可以部分地互相补偿），所以一个大震发生区的端部不很远处如另有积累单元存在的话，仍可积累应力发生大震。但在许多情况下，调整单元比较大，因此在大震发生区附近一定距离内，长时期内没有大震发生。按照文献〔19〕的观点，调整单元和积累单元在一定条件下是可以互相转化的，因此以往发生大震和未发生大震的地区并不是一成不变的。还应指出在图 2.55a 所示的情况，如果断层一次错通且又未错动过火以及端部介质较均匀，则余震不会很发育，甚至没有可感的余震。另外由于图 b、c、d 所示的调整单元（破碎区或软弱区）其形状很复杂，所以在大面积应力作用下，其周围还会形成复杂的应力分布，并使余震的发生更加复杂化。但是，一般来说强余震往往是在主震断层面的端部发生的。

实际上，由于积累单元两端的调整单元的情况不一定相同（包括类型、物性和尺度等的不同），所以应力集中的程度和图案的复杂情况也不一定相同。在此情况下，强余震就可能只出现在主震断层的一端。据一般震源机制的研究，在破裂传播停止的一端易于发生强余震。这说明该段剩余应力较大。另外，由于断层中部在主震后易于蠕滑，所以一端强余震发生后，中部断层段可传递这种运动至另一端，而形成强余震“两头跳”的现象。

据统计，余震发生的深度一般不深于主震的深度。这可能与主震震源的下部释放应力较彻底以及再向更深的位置介质不易积累弹性应变能有关。不能积累弹性应变能的深度在不同地区是不

同的。

4. 晚期强余震 在主震发生后不久，人们对地震的警惕性是高的。但是随着时间的延长，人们对地震就放松警惕了。因此晚期强余震的研究具有重要的意义。据统计晚期强余震是有自己的余震的，而一般主震后的余震很少有自己的余震。另外晚期强余震的发生位置一般距主震位置较远。关于晚期强余震发生的物理机制现在还研究得很少。6.7级以上的地震，其中50%伴有晚期强余震。对于晚期强余震也可认为是另一主震（相对原主震有了位置迁移）。

5. 缺乏余震的地震 虽然大部分地震是有余震的，但也有一些地震，余震极不发育。如1963年青海阿拉克湖7级地震发生后，全国台网未记到余震（当时4级余震是可以记到的）；又例如1970年西吉5.7级地震后，在震中区设了一个高灵敏度地震仪，但也未记到余震。对于这种现象，按照组合模式是不难解释的。组合模式认为，一个大地震的孕育是由应力积累单元和其两端的应力调整单元组合而成的。在主震发生时，也就是积累单元发生错动时，调整单元起着使主震断层传播停止的作用。按照文献〔19〕的说法，就是调整单元给错动来的岩体让开位置（让位作用），使其调整容纳下而不再形成紧张状态。如果这种让位作用充分，则应力积累单元在主震时一次错通并在其端部不产生应力集中，就几乎没有余震了。当然，这种情况是很少的。如果调整单元的让位作用不充分，则应力积累单元在主震错动时应力只释放了一部分，且在其端部仍产生一定程度的应力集中，这样就会有許多余震，其中还有强余震。

还应指出，当积累单元两端的应力调整单元让位充分时，主震时断层盘的错动有错动过火的可能性。另外，让位不足时，快速错动的断层盘体端部受阻而扭转。上述两种情况都有可能出现前面所说的逆运动。

按照组合模式，余震带的分布长度，一般应与应力积累单元

的长度相近。文献〔19〕认为积累单元的长度可用下式表示

$$M = 3.3 + 2.1 \lg L \quad (2.51)$$

式中 M 为震级 (取 M_s)， L 为积累单元的长度，以公里为单位。这个公式是1965年根据中国和邻区某些大震的震级和地面断层长度统计而得到的。我国某些大震的余震分布长度与由(2.51)式计算的差不多。如1975年海城7.3级地震和1976年唐山7.8级地震的余震带长度就基本上符合(2.51)式。

6. 关于余震的发育程度 按照茂木清夫的观点〔47〕，前震、主震和余震序列的特征与震源介质的不均匀程度和受力状况有关。当介质不均匀，且受的是集中力时，则前震和余震都较发育。如果介质很均匀，且外力向该介质作用时也很均匀，则前震不发育，余震虽有，也不是很发育。如果介质极不均匀，就会形成地震群。所谓地震群，就是在一群地震中，分不出主震和强余震。1967年日本学者檀原毅和松田时彦〔53〕曾提出了另一种震群型模式，如图2.56所示。他们假设较软地层在地壳下部，较硬地层在地表。由于横压力的作用或单纯隆起，这样就使得两层分离。当上层破坏塌下时就产生地震群。

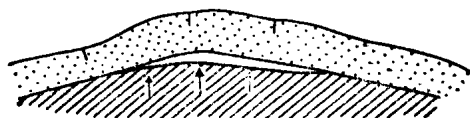


图2.56

第三章 震 源 机 制

第一节 地震发生时的情况

地震发生时的情况，可以如实地观察到。它是人们认识地震过程的入门。下面介绍一些与地震发生有关的问题。

一、主应力与断层错动的关系

构造地震的发生可分为两类，一类是完整岩石受构造应力作用最后破裂而发震，另一类是旧断层在构造应力作用下重新错动而发震。在讨论主应力与断层错动的关系时，可分上述两类情况。

按照弹性力学理论，对于完整岩石受应力后产生断层错动的问题，可归纳为以下几点。

1. 中等主应力轴在断层面内（图3.1）。

2. 两盘错动方向所形成的力偶在最大主应力（约定以压应力为正）和最小主应力方向所构成的平面内。断层面与

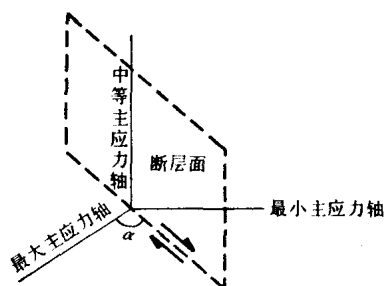


图3.1

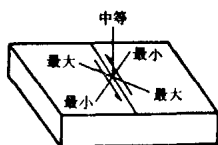
最大主应力方向之间有一夹角 α 。

3. 断层面垂直于最大主应力和最小主应力构成的平面。

根据以上几点我们就可容易地知道平推断层、逆断层和正断层的三个主应力方向。

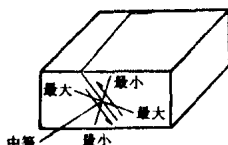
平推断层的断层面是铅直的，因此中等主应力方向必是铅直的，最大主应力和最小主应力的方向必定在水平面内（图3.2）。

逆断层和正断层的中等主应力轴是近乎水平的，最大主应力和最小主应力所构成的平面是铅直的（图3.3、图3.4）。



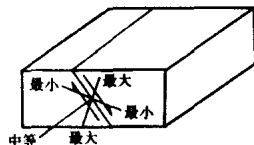
平推断层

图3.2



逆断层

图3.3



正断层

图3.4

在上面的讨论中，对于断层面与最大主应力所夹的角度 α 究竟有多大，尚存在两种观点。

1. 最大剪切面为断层错动面的观点 设想地下岩体是均匀的，当其在某方向受到压力或张力后，其内部不同平面上的正压力 σ_n 和剪切应力 τ 可表为*

$$\sigma_n = \sigma_1 \cos^2 \alpha + \sigma_3 \sin^2 \alpha \quad (3.1)$$

$$\tau = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \sin 2\alpha \quad (3.2)$$

式中 σ_1 为最大主应力， σ_3 为最小主应力， α 为所讨论的平面与最大主应力方向之间的夹角。由 (3.2) 式可知，在与最大主应力夹45度角的平面上剪切应力最大。此面称为最大剪切面。由于该面上剪切力最大，所以断层错动就沿此面形成。

2. 剪切力与摩擦力之差最小的面为断层错动面的观点 在岩石受应力的情况下，其内任何平面上的剪应力 τ 和正应力 σ_n 。如 (3.1)、(3.2) 式所示。由此两式可知，在与最大主应力（即主压应力）夹不同角度的平面上，其剪切应力 τ 和正应力 σ_n 是不相同的。在 $\alpha = 45^\circ$ 时，剪切应力最大。对于岩石中产生破

* 严格说来，(3.1)、(3.2) 式是通过某点的某平面上的应力状态。

裂错动来说, (3.2) 式所表示的剪切应力是主要动力, 它迫使岩石发生破裂错动。另一方面, 岩石内不同平面上也存在着阻止破裂错动的力, 这个力称为总阻力, 用 τ' 来表示, 它由两项组成:

$$\tau' = C + \mu\sigma_n \quad (3.3)$$

式中 C 为岩石的粘结力, 它是岩石的基本强度, μ 为内摩擦系数。一般来说, 这两个量在均匀的岩石中各处是相同的。然而 σ_n 这个量, 如 (3.1) 式所示, 它在与最大主应力夹不同角度的平面内却是不同的。因而总阻力 τ' 在不同平面内也是不同的。

进一步的问题是究竟在与最大主应力 (最大压应力) 夹什么角度的平面上发生破裂错动呢? 对此有这样一个准则, 即 τ 最接近 τ' 的那个平面, 也就是 τ 与 τ' 之差最小的那个平面是破裂错动的平面。对于这个平面与最大主应力之间的夹角可用以下的方法求得。

先写出 τ 与 τ' 之差值:

$$\tau' - \tau = C + \mu (\sigma_1 \cos^2 \alpha + \sigma_3 \sin^2 \alpha) - \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \sin 2\alpha \quad (3.4)$$

求 $(\tau' - \tau)$ 的最小值, 就是把 (3.4) 式对 α 角微分, 并使

$$\frac{d(\tau' - \tau)}{d\alpha} = 0 \quad (3.5)$$

最后可得到

$$\tan 2\alpha = \frac{1}{\mu} \quad (3.6)$$

由这个公式可知, 断裂错动的面并不在最大剪切面上, 即不在与主压应力成45度夹角的平面上。反过来说, 与断层面成45度夹角的方向并不是主压应力的方向。

由 (3.6) 式可知, α 角是由摩擦系数 μ 决定的, 而不同地区地壳内岩石的 μ 值是不完全相同的。按照拜尔里的研究^[1],

高围压下花岗岩的摩擦系数可用下式表示

$$\mu = 0.6 + \frac{0.5}{P} \quad (3.7)$$

式中 P 为围压，也就是断层面上的正压力，以千巴为单位。如 P 为断层面所处深度上的流体静压力，则对于10—30公里深度上的震源来说，其摩擦系数约为0.6—0.8。将此值代入 (3.6) 式，则

$$\alpha = 25^\circ - 30^\circ \quad (3.8)$$

这一结果是与许多作者直接给岩石加压而产生的断裂错动位置相符合。因之，对于均匀完整的岩石来说，断裂错动的面与最大压应力的方向所夹的角比45度小，一般在25—30度的范围。

以上是在完整岩石中产生断层错动的情况。如果沿旧断层发生错动，则主应力与断层面之间的夹角就成为不定的了。

3. 断层错动沿旧断裂面的观点 这个观点认为地壳是很不均匀的。在漫长的地质时期中，造成了许多断裂面，在这些断裂带上岩石的摩擦强度较小。在此情况下，压应力 P (图3.5) 究竟与断层面之间夹多大的 α 角，这要视断层面上的摩擦系数 μ 而定。当 $\mu = 1$ 时， P 与断层面间的夹角不能超过45度。

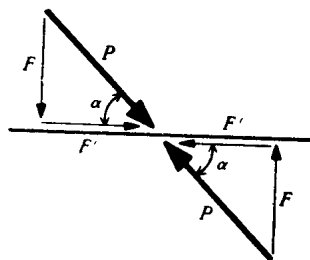


图3.5

当 $\mu < 1$ 时，即使 α 大于45度断层仍能错动。当 $\mu > 1$ 时， α 必须远小于45度断层才能错动。这就是说在地壳中，当断层错动是沿旧断层面发生时，则主压应力方向与断层面之间的夹角是不定的。

二、震源断层的产状与错动方向

前节指出，断层错动时其两盘的错动方向（方向相反，不在一条线上）所构成的平面与最大主应力和最小主应力构成的平

面相重合。这是决定错动方向的一个原则。在一般情况下，断层面是倾斜的。其错动方向既有沿断层走向的分量，又有沿断层面倾斜方向的分量。如果前者大于后者很多，则可称为平推断层。

下面再讨论一下断层面的倾角、错动方向和断层面走向之间的关系。设在图3.6中 $ABCD$ 面为断层面， OF 为错动方向， δ' 为

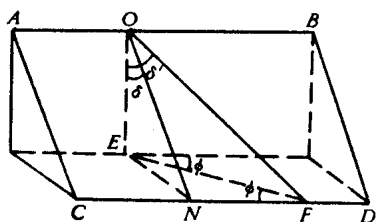


图3.6

错动方向与垂直线的夹角， ON 为断层面倾斜方向， δ 为断层面与垂直面之间的夹角。由于 EF 是 OF 在水平面上的投影，所以有

$$EF = OF \sin \delta'$$

另外， EN 是 ON 在水平面上的投影，于是也有

$$EN = ON \sin \delta$$

由于图3.6中 CD 线相当于断层走向，所以 EN 与其垂直。这样三角形 ENF 就是一个直角三角形。对此有

$$\cos \angle FEN = \frac{EN}{EF} = \frac{ON \sin \delta}{OF \sin \delta'}$$

再者由三角形 OEF 和三角形 OEN 可知

$$OE = OF \cos \delta' = ON \cos \delta$$

即

$$\frac{ON}{OF} = \frac{\cos \delta'}{\cos \delta}$$

最后得到

$$\cos \angle FEN = \frac{\cos \delta'}{\cos \delta} \cdot \frac{\sin \delta}{\sin \delta'} = \cot \delta' \tan \delta \quad (3.9)$$

上式亦可写为

$$\sin \phi = \cot \delta' \tan \delta \quad (3.10)$$

式中 ϕ 为错动方向的方位与断层走向间的夹角，如图3.6所示。

三、断层错动的方向与预位移方向的关系

在第二章中已经讨论过，在大地震发生之前震源断层面上是会有预位移现象发生的。作者曾指出〔2〕这个预位移的方向是与随后大震的震源错动方向一致。由于预位移可引起临震前许多前兆现象的突然变化（包括前兆的符号和量值），所以大震时与错动方向有关的 P 波初动分布区域也就与大震前兆的分布有一定关系了。

作者认为〔3〕，“如果地震孕育到晚期断层面的岩石弱化或带塑性，则断层两侧就会各自出现显著的向前推进（即预位移）。这样原来是受压缩的地区，其压缩程度会减小（相对于原来状态是受到拉疏），而原来是受拉疏的地区，其拉疏程度也会减小（相对于原来状态是受到压缩）。尽管发生了上述变化，但其分布的象限性还保持着，只不过每个象限内的异常现象的符号有所变化”。

按照以上所述，就是把地震孕育早期震源周围那种应力和形变的象限性分布当作一种“不动状态”，而单独看预位移发生后应力和形变的“变化场”，或者说是把上述的“不动状态”当作零值，而把“变化场”当作从零值起算的变化量。如此说来，大震时压缩波区，即 $+P$ 波分布的区域，震前应观测到由压缩引起的前兆异常；同样，在大震时的膨胀波区，即 $-P$ 波分布的区域，震前也应观测到由引张引起的前兆异常。

目前，人们正处于总结大震前兆异常特征和规律的阶段，其中许多前兆异常的真伪即使在震后也争论不休。上述地震波初动分布区所反映的变化场对识别前兆是有帮助的。

四、震源断层破裂错动过程的传播

在大地震发生时其破裂错动传播的情况已不少人研究过。

1. 瞬时源 这是对震源断层错动最简单的假定，即在震源断层的全部长度上同时发生错动，如图3.7所示。在图中每一个箭头表示断层两侧同时发生的质点错动量（即错动幅度）。这就

是说断裂错动传播的速度等于无限大。这种传播情况在实际上是不存在的，因为震源地方的介质不可能绝对均匀，其受应力的情况也不可能绝对均匀。在图3.7

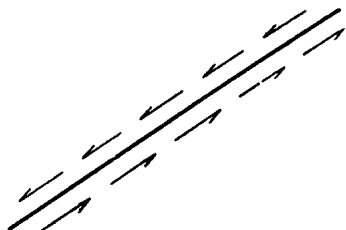


图3.7

中一个质点完成整个错动幅度所需的时间称为升起时间，完成整个错动幅度所具有的平均速度称为错动速度。实际上在完成整个错动幅度的过程中，各微分段幅度所具有的错动速度是不同的。这就出现了错动

速度随时间变化的问题，即所谓震源时间函数问题。关于这一点我们在后面还要讨论。

2. 有限移动源 这种震源假定，震源断层是先由一点开始破裂错动（该点可能介质强度较弱或是受应力较大），然后以有限速度向其他段传播。在传播的锋头上有动态应力集中，如图3.8所示。图中箭头表示震源断层已错动部分，*A*点表示已错开断层段与未错开断层段的交点，它是断裂错动的锋头。在这里因断层面一侧受压缩，另一侧受拉伸，故该锋头处断层面上的剪切应力非常大。这就是剪切应力集中的直观含意。还应指出一点就是在*A*处的断层一侧受压缩，所以介质就要向断层面另一侧凸出，这样断层面上就会出现瞬态的凹凸齿合现象，如图3.9所示。这种瞬

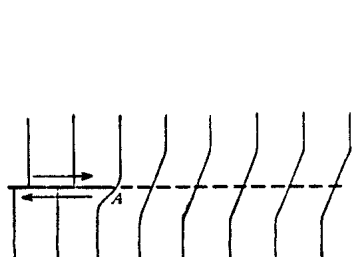


图3.8

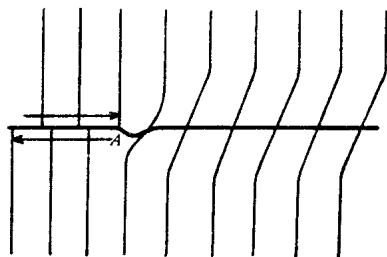


图3.9

态的凹凸齿合可增加断层面上的摩擦强度。这种摩擦强度的增加还可从其他角度去理解。按照原子引力的观点,压密作用可使介质内原子间距离减小,这样原子间的引力也就增加了,或者说介质的内聚力增加了,即介质强度增加了。从物理位错理论的观点来看, A 处附近的晶体点阵发生挤扭互锁作用,因而介质会硬化。总之,在错动的锋头处,随着应力的集中,岩石的强度也相应增加。

由上所述,可知错动锋头处的剪应力集中以及内聚力的增加是与已错动的幅度有关的。当错动幅度大时, A 处断层面一侧的压缩量和另一侧的拉伸量都比较大,因而 A 处断层面上的剪切应力集中亦大;与此同时在 A 处的凹凸齿合更强烈,因而介质强度也大。至于 A 点左边已错动部分的错动幅度大小则与已错动段的长度有关。当已错动段的长度大时,这个错动幅度才大。由此可知,在震源断层的整个长度发生破裂错动的过程中,不同微分段上的错动幅度是不同的,各微分段上的瞬态应力集中量和岩石强度的量也是不同的。

按照固体破裂错动的研究^[4],当断层错动时必须先使介质断开一个面,然后断层盘沿此面错动。要断开一个面所需的应力能称为表面能,这个能量等于介质在此面上内聚力之和。

以上断裂错动以有限速度传播的观点是与模拟实验的事实和震源机制的研究结果符合的。但对于一个具体震源来说,最先断裂错动的位置在震源断层面的什么地方,还有以下不同的类型。

(1) 双侧破裂错动传播 当震源断层中间某处应力首先达到岩石的强度或断层面上的摩擦力时,则破裂错动在震源断层中部某处先发生,然后向震源断层面的其他部位传播,最后把震源断层面错通。

(2) 单侧断裂错动传播 震源断层先由一端开始破裂错动,然后以有限的速度向他端传播。根据震源机制的研究,这种破裂错动的传播方式在实际中较为多见。按照第二章所述的组合

模式，由于积累单元两端是调整单元，所以在积累单元的端部会有应力集中。这样在其一端应力集中处先发生断裂错动是很自然的事。

(3) 随机断裂错动传播^[5] 该观点认为断层面上破裂错动开始点的位置是随机的。甚至开始破裂错动的点可有好多个，它们互不相关，各自向其他部位传播，最后把整个震源断层面接通。

五、震源断层破裂错动传播的停止

1972年日本学者竹内均和菊地正幸^[6]指出，破裂错动过程一旦开始后，其锋头上的剪应力集中相当大，这样断裂错动的传播就很难停止下来。但实际上不同震级的地震，其震源断层长度是各有限度的，震源断层破裂错动状态的传播必然在一定位置上停止下来。对于这样的问题，许多从数学角度研究震源问题的学者是不考虑的。他们假设均匀受力的弹性介质中出现一个位移不连续面就认为是震源断层面，然后用数学方法求此面出现后周围介质中的位移场、形变场和应力场如何。至于这个位移不连续面如何产生和如何停止，他们是不管的。

按照前述的组合模式，调整单元断层面上平时是可蠕滑的，它未积累什么弹性剪切应力，而且其两侧有压力区和张力区，当破裂错动传播到这个地段时，动态挤压为张力区所抵消，动态引张为压力区所抵消，因而断层的传播就停止下来了。

六、震源地方的应力释放

地震的发生是震源地方应力的突然释放造成的。下面我们讨论应力释放方面的某些问题。

1. 应力降 当一个地震发生后震源地方震前的应力值是要降低的，这个降低的量称为应力降。从这个意义来说，应力降就是地震发生前震源断层面的剪切应力 S_0 与地震发生后震源断层面上所剩下的剪切应力 S 之差，即

$$\Delta S = S_0 - S \quad (3.11)$$

(1) 地震发生时断层面上动摩擦力等于零的情况 设想在地震发生前震源断层的一侧盘体其剪切变形如图3.10中的实线所

图3.10

$$\Delta S = S_0 \quad (3.12)$$

$$\Delta S = S_0 = \mu \frac{\bar{D}}{L} \quad (3.13)$$

在 (3.13) 式中, 没有时间的概念。错动幅度 $\overline{D}$ 可以以蠕滑的方式形成, 也可以以地震错动的方式形成。(3.13) 式仅是一种简化, 实际上断层面是凹凸不平的, 且错动方向在错动过程中可能发生变化。

错动时受四周的约束不很强烈。在此情况下, L 值主要与岩石的力学性质和断层面上的错动幅度有关, 而与断层面的面积 A 关系不大。如果震源断层面四周不是自由的, 则 L 值与断层面大小的关系就很密切了。因为断层面大时, 其中间部位的错动幅度才可能大。如果断层面小时, 其四周都约束着, 是不可能造成很大错动幅度的, 也不可能相应造成很大的 L 值。 L 值可表示为 $L=f(A)$, 代入 (3.13) 式, 则有

$$\Delta S = \frac{\mu \bar{D}}{f(A)}$$

柯斯特罗夫 (Б.В. Костров) 曾得到具体的表达式为

$$\Delta S = \frac{\mu \bar{D}}{C \sqrt{A}} \quad (3.14)$$

式中 C 值是个常数, 它与震源断层的性质和形状有关, 其值一般在 0.2 与 0.4 之间。上式中的 $\sqrt{A}$ 可化为断层的宽度。对于弹性位错模式来说, 断层面上的错动幅度随着接近断层面边缘受约束处而衰减, 因之平均错动幅度 $\bar{D}$ 是与最大错动幅度不等的, 一般前者约为后者的四分之三。对于组合模式来说, 积累单元断层面边缘有调整单元, 其约束力不很强, 所以断层面上的错动幅度衰减不大, 这样平均错动幅度可认为等于最大错动幅度。如果震源断层面上发生了错动, 则震源断层面上的应力降与应变降成正比, 即

$$\Delta S = \mu \frac{\partial u}{\partial x}$$

x 为断层面的法线方向, u 为沿错动方向 y 上的位移。上述应变降沿 x 方向是以横波速度 β 进行的, 沿 u 方向是以错动速度 v 进行的, 于是可把上式写为

$$\Delta S = \mu \frac{v}{\beta} \quad (3.15)$$

由 (3.15) 式可知, 震源地方的错动速度与应力降成正比。

(2) 地震发生时断层面上动摩擦阻力不等于零的情况 大地震的发生是断层面上的剪切应力 S_0 大过静摩擦力 F_s 后形成的。在震源断层错动的过程中, 断层面上的动摩擦阻力是有一定量值的, 用 F_k 表示。当震源发生错动达到某一程度其断层面上所剩的剪切应力 S 等于 F_k 时, 则断层就不再继续错动了。因此有

$$S = F_k \quad (3.16)$$

一般称震源断层开始错动时震源地方的剪切应力 S_0 为初始应力, 称错动停止时震源断层面上所剩的剪切应力 S 为终止应力。根据以上所述, 我们可把应力降近似地表示为静摩擦力 F_s 与动摩擦力 F_k 之差:

$$\Delta S \approx F_s - F_k \quad (3.17)$$

2. 平均应力 平均应力是在计算震源地方释放的弹性应变能时引入的一个量。在图 3.11 中, 当质点由 a 错动到 b 时, 断层盘体必须克服断层面上的摩擦力而作功。它作功的剪切应力在 a 点和 b 点是不同的, 其平均值为

$$\bar{S} = \frac{S_0 + S}{2} \quad (3.18)$$

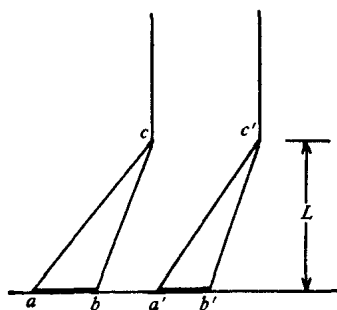


图3.11

式中 S_0 为初始应力, 即 a 点的剪切应力, S 为 b 点的剪切应力。由 (3.18) 式可知, 错动幅度越大, 终止应力越小, 从而平均应力应越小。当 S 为零时平均应力为

$$\bar{S} = \frac{S_0}{2} \quad (3.19)$$

3. 刚度与应力降的关系 所谓刚度就是断层错动时断层面

周围的介质对这种错动的约束能力。例如一个有限长度的断层错动时，断层端部的介质很难压缩和拉伸，断层两盘的岩石也很难剪切变形，此时断层错动就非常困难。但如果断层端部很易压缩和拉伸，另外，断层盘体也很易剪切变形，则断层就易于错动。在前一种情况下，一旦断层错动了一个幅度 D ，则应力降就很大。在后一种情况下，即使断层错动了较大幅度，但应力降并不大。为了描述上述情况，用一个量——刚度 K 来表示

$$K = \frac{\Delta S}{D} \quad (3.20)$$

由此式可知，当刚度 K 大时，应力降相对的大，而错动幅度相对的小。

4. 份数应力降 份数应力降就是震源地方发生地震时所释放的应力值占震源地方初始应力值的份数。

由图3.10可知，在地震未发生前初始应力 S_0 之值为

$$S_0 = \mu \frac{D_0}{L}$$

如地震发生时只错动了孕震幅度 D_0 的一部分 $\bar{D}$ ，则剩余应力值可表示为

$$S = \mu \frac{(D_0 - \bar{D})}{L}$$

平均应力可表示为

$$\bar{S} = \frac{S_0 + S}{2} = \frac{\mu}{L} \left(D_0 - \frac{\bar{D}}{2} \right) \quad (3.21)$$

平均应力 $\bar{S}$ 在初始应力 S_0 中所占份数为

$$\frac{\bar{S}}{S_0} = 1 - \frac{\bar{D}}{2D_0} \quad (3.22)$$

同样可求得应力降 ΔS 与 S_0 之比为

$$\frac{\Delta S}{S_0} = \frac{\bar{D}}{D_0} \quad (3.23)$$

5. 视应力 视应力是按以下的运算结果定义的：设震源断层面的面积为 A ，平均错动幅度为 $\bar{D}$ ，平均应力为 $\bar{S}$ ，则断层面错动所释放的能量为

$$E = A \times \bar{D} \times \bar{S} = A \times \bar{D} \frac{S_0 + S}{2} \quad (3.24)$$

在能量 E 中只有一部分转换成了地震波能量 E_s ，它们之间的比例可用 η 表示

$$\frac{E_s}{E} = \eta \quad (3.25)$$

这个 η 值通常称为地震效率。

将 (3.25) 式中的 E 代入 (3.24) 式，有

$$\frac{E_s}{\eta} = A \times \bar{D} \frac{S_0 + S}{2}$$

$$\eta \left(\frac{S_0 + S}{2} \right) = \frac{E_s}{A \times \bar{D}} \quad (3.26)$$

这个式子中的地震效率与平均应力的乘积可称为视平均应力。

七、震源地方释放的能量

在图3.10中，当断层盘由 a 点错动到 b 点时，其平均应力如 (3.18) 式所示，即

$$\bar{S} = \frac{S_0 + S}{2}$$

另外假设断层面积为 A ，断层面上各点平均错动幅度为 $\bar{D}$ ，则断层错动所释放的弹性位能为

$$E = A \times \bar{S} \times \bar{D}$$

把 (3.21) 式代入上式, 有

$$E = A \times \bar{D} \frac{\mu}{L} \left(D_0 - \frac{\bar{D}}{2} \right) \quad (3.27)$$

由于错动幅度等于最大孕震幅度 D_0 与错动后剩余孕震幅度 D 之差, 故上式可写为

$$E = \frac{\mu A}{2 L} (D_0^2 - D^2) \quad (3.27')$$

如果地震时把孕震幅度 D_0 全部错完, 即 $\bar{D} = D_0$, 则

$$E = \frac{1}{2} A \mu \frac{\bar{D}^2}{L} \quad (3.28)$$

将 (3.13) 式代入上式并消去 $\bar{D}$, 则为

$$E = \frac{1}{2} A \times L \frac{\Delta S^2}{\mu} \quad (3.28')$$

上述计算中的 $\bar{D}$ 和 L 都是对单一断层盘来说的, 断层两盘错动所释放的总能量应是单盘所释放的形变能的 2 倍。由 (3.28) 式可知, 震源地方所释放的弹性位能与平均错动幅度 $\bar{D}$ 的平方成正比。

由前边的 (3.26) 式可知, 地震波能量 E_s 是与括号内的平均应力相关。而平均应力是不等于初始应力 (即震前应力) 的。只有假设终止应力 S 为零, 才能求得震前应力 S_0 。事实上地震后我们无法知道震源断层面上的终止应力是多少, 因此也无法求得震前应力的绝对值 S_0 , 只能在某种程度上求得应力降。

如所周知, 地震发生时震源地方的应力降至少用在以下方面。一个是克服断层面上的粘结力 (内聚力) 而形成断层面, 一个是发射地震波。由于我们不知道震源地方内聚力有多大, 地震时克服断层面上凹凸不平而发射的高频波稍远的台记不上, 这就使求应力降有了困难。仅用稍长周期的波来求应力降, 是难以反映客观实际的。

八、地震矩

所谓地震矩就是震源断层错动时的错动矩。它是表示地震大小较好的一种量。对于这个问题,苏联学者凯依里斯博罗克 (B. И. Кейлис-Болок) [7] 和日本学者安艺敬一曾经研究过 [8]。下面我们论述这个问题。

1. 单盘错动矩 设想在一侧断层盘中取出一个窄条,如图 3.11 所示。设 c 点为不动点,当断层错动时 a 点运动到 b 点,于是力矩为

$$m_0 = L \cdot \Delta S \quad (3.29)$$

式中 L 为力臂,由于图 3.11 中 $\angle acb$ 甚小,所以

$$L = ac = bc$$

另外把应力降的表示式代入 (3.29) 式,则为

$$m_0 = L \cdot \frac{\mu D_i}{L} = \mu D_i \quad (3.30)$$

此式中 μ 为切变模量, D_i 为窄条的错动幅度,即图 3.11 中 a 点到 b 点的距离。

(3.30) 式是一个窄条的错动力矩,该窄条在断层面上所对应的截面积为单位面积。如果整个断层盘发生了错动,则其单盘错动矩为所有组成断层盘的 n 个窄条的力矩之和,即

$$M_0 = m_1 + m_2 + m_3 + \cdots + m_n \quad (3.31)$$

这每一个窄条的错动幅度是不同的,因之

$$M_0 = \mu (D_1 + D_2 + D_3 + \cdots + D_n) \quad (3.32)$$

式中 $D_1, D_2, D_3, \cdots, D_n$ 分别为力矩 $m_1, m_2, m_3, \cdots, m_n$ 所具有的错动幅度。如果我们取平均错动幅度 $\bar{D}$ 代替 (3.32) 式中的单个错动幅度,则 (3.31) 式变为

$$M_0 = n\mu\bar{D} \quad (3.33)$$

$$\bar{D} = \frac{D_1 + D_2 + D_3 + \cdots + D_n}{n}$$

(3.33) 式中的窄条数目 n 可用断层面积 A 来表示, 因为一个窄条在断层面上具有的截面积为单位面积。因此, 有

$$M_0 = A\mu\bar{D} \quad (3.34)$$

这就是单盘错动矩。也就是第二章中所说的“发震矩”。

2. 双盘错动矩 设想在一个平推剪切型震源中取出一个横跨断层面的窄条, 它的横截面为一单位面积, 如图3.12中的 cc' 线所示。

cc' 线与断层面的交点为 O 。

当地震发生时, I 侧断层

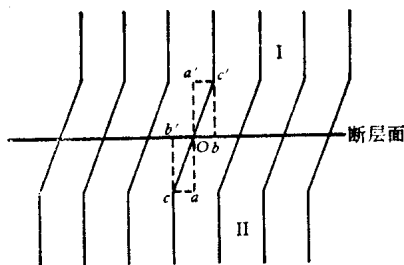


图3.12

盘由 O 点错动到 b 点, II 侧断层盘由 O 点错动到 b' 点。这个错动量等于震源孕育过程中的剪切形变所造成的幅度。这个幅度等效于图3.12中 aOa' 直线两端受一力偶使其转成 cOc' 直线造成的幅度 $a'c'$ 和 ac 的。因此我们可将 aOa' 转成 cOc' 所需的力偶矩 $\bar{m}_0$ 表示为

$$\bar{m}_0 = L' \cdot \Delta S \quad (7.35)$$

式中 L' 为力臂, 由于夹角 $\angle a'Oc'$ 和 $\angle cOa$ 甚小, 所以

$$L' = aa' = cc' = 2L$$

仿照 (3.30) 式, 我们得到

$$\bar{m}_0 = 2\mu D_i$$

由于双盘相对错动幅度 d 为单盘错动幅度的两倍, 即 $d_i = 2D_i$, 所以我们有

$$\bar{m}_0 = \mu d_i \quad (3.36)$$

这是一个横跨断层面的窄条的错动矩。类似于上节 (3.31)、

(3.32) 和 (3.33) 式的计算, 我们最后可得到双盘错动矩为

$$\bar{M}_0 = A\mu\bar{d} \quad (3.37)$$

这就是一般所说的地震矩。

由前边的 (3.26) 式可知, 视应力降为

$$\eta \bar{S} = \frac{E_s}{Ad}$$

把 (3.37) 式代入此式, 有

$$\eta \bar{S} = \mu \frac{E_s}{\bar{M}_0} \quad (3.38)$$

式中 E_s 为地震波能量。由 (3.38) 式可知, 如果求得了地震矩和地震波能量, 则视应力降是可以求得的。

根据古登堡等人的研究, 地震波能量 E_s 与震级 M 有以下的关系式

$$\lg E_s = a + bM$$

将此式代入 (3.38) 式, 立即可得出震级 M 与地震矩 $\bar{M}_0$ 之间的关系式

$$\bar{M}_0 = \frac{\mu}{\eta \bar{S}} \cdot 10^{a+bM}$$

式中 μ 为切变模量, η 为地震效率, $\bar{S}$ 为平均应力, a 和 b 为常数。

九、震源时间函数

所谓震源时间函数就是紧挨断层面错动的质点在完成错动幅度的过程中其位移、速度随时间是怎样变化的。由 (3.15) 式可知, 震源地方的应力降是与质点错动速度成正比的, 因而错动速度随时间的变化也相应着应力释放随时间的变化。

震源时间函数的研究不仅与求解震源机制参数有关, 而且直接关联着近震源区的地面运动特征, 因而对抗震也甚为重要。但可惜震源时间函数较复杂, 不同地区可能不一样。目前人们常用的震源时间函数, 更正确地说是用一种函数对震源地方质点的运



图3.13 质点速度随时间的变化

动状况进行近似的模拟。通常人们采用的有以下几种。

1. 阶梯时间函数 假定地震未发生时断层面两边的质点静止不动，一旦地震发生，断层面两边的质点就立即以固定的速度进行相对运动，过了一定时间后，质点错动停止。以上情况如图3.13所示。

2. 斜坡时间函数 假定在地震未发生前，断层面两侧的质点静止不动，一旦地震发生，断层面两侧的质点开始以某种速度运动，相应的断层面上质点位移由零以某种规律逐渐增加，经过一段时间后最终位移幅度达到最大值，此时质点又停止了运动，如图3.14所示。其中 *a* 图表示直线斜坡函数，*b* 图表示圆滑的斜坡函数，*c* 图表示调制的斜坡函数。

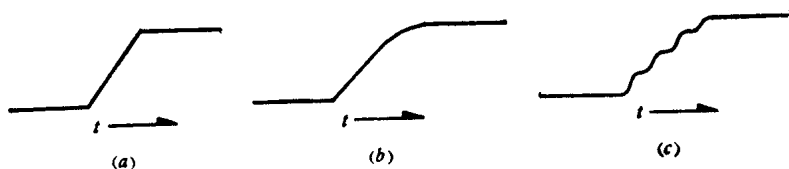


图3.14

3. 布隆 (Brune) 时间函数〔9〕 1970年布隆提出的震源时间函数具有比较明确的物理意义。他认为震源断层面两侧质点运动的速度是由两方面因素决定的。一方面是应力降落时该应力驱使质点运动，另一方面是断层面周围未错动部分对质点运动有制约（即边缘效应）。假设断层的错动不受边界效应的影响，且断层错动是一种瞬时源（图3.7），则此时质点的运动仅靠应力降来驱使。由（3.15）式可知，质点运动速度与应力降之间的关系为

$$v = \frac{\Delta S \beta}{\mu} \quad (3.39)$$

式中 ΔS 为应力降, β 为横波速度, μ 为剪切弹性模量。由(3.39)式可知, 断层两侧质点的位移为

$$u = vt = \frac{\Delta S \beta}{\mu} t \quad (3.40)$$

如果边缘效应存在, 则质点运动的速度在达到瞬时高值后 (3.39式) 趋于衰减。布隆认为这种衰减是按指数规律, 且断层面越大衰减愈不显著 (断层面越大对于断层面中部的质点运动速度影响越小)。因此他把断层面的半长度这一量也引进了质点运动速度, 即

$$v = \left(\frac{\Delta S \beta}{\mu} \right) e^{-\frac{\beta t}{a}} \quad (3.41)$$

式中 a 为断层面的半长度 (在圆面积时相当于半径)。由上式可知, 当断层面趋于无限大时, (3.41) 式转化为 (3.39) 式。布隆认为在有边缘效应的情况下, 质点的位移为

$$u = \frac{\Delta S}{\mu} a \left(1 - e^{-\frac{\beta t}{a}} \right) \quad (3.42)$$

式 (3.39)、(3.40)、(3.41) 和 (3.42) 相应的曲线图形如图3.15所示。

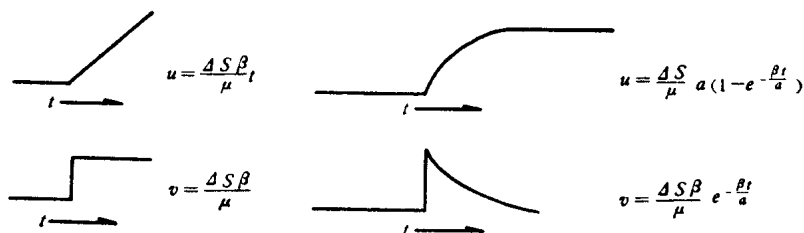


图3.15

实际上震源时间函数是很复杂的。因为断层面的凹凸齿合情况以及断层开始错动后有可能形成高温润滑层等都是不易事先确定的。

对于前述的组合模式来说，其边缘效应与布隆的考虑是不同的，因而震源函数的形式也应与布隆的公式有所差别。

第二节 由宏观、大地测量和地震活动性资料求震源参数

震源参数就是地震发生时震源地方的一些特征量，即：

1. 震源断层面的走向；
2. 震源断层面的倾向和倾角；
3. 震源断层盘错动的方向；
4. 震源断层的长度；
5. 震源断层面的宽度；
6. 震源断层盘的错动幅度；
7. 震源断层完成其错动幅度所需的时间（即上升时间，它可反映断层盘上质点的错动速度和加速度）；
8. 震源断层的破裂传播速度；
9. 震源断层错动时释放的应力，即应力降。

以上这些震源参数虽然是地震发生时的参数，但是由于目前能比较确切地求得，所以它们又是推断震前和震后情况的一个重要资料。

以往所谓震源机制就是指上述震源参数。

震源参数的研究有以下五个途径：

1. 等震线的几何特征；
2. 地震时在地表形成的断层和裂缝带；
3. 大地测量资料；
4. 小震活动的空间分布；
5. 地震波的特征。

在以上五个研究途径中，以第五了解的震源参数最多，并且对大小地震的震源参数都可研究。前四种也是有用的，是验证第五种途径结果的独立数据。在本节中仅讨论用前四种途径研究震源机制参数。至于第五个途径将在下一节中专门讨论。

一、由等震线的几何特征研究震源参数

在用等震线资料研究震源参数时，以下两个参数最为可靠，即：

1. 震源断层的走向 很早人们就知道最内等震线的长轴方向就是震源断层面的走向。例如1970年1月5日云南通海发生7.7级地震时，其最内等震线如图3.16所示。事实上这个最内等

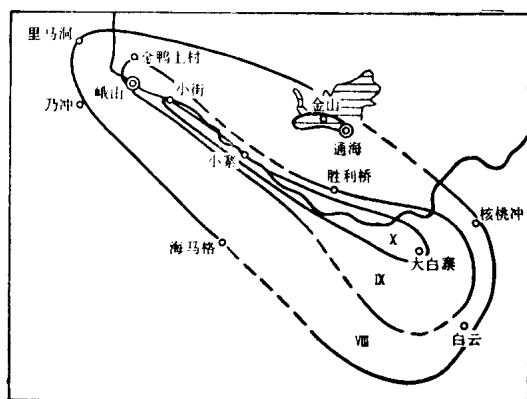


图3.16 1970年通海地震的等震线图

震线的长轴方向既与地震时在地表造成的断裂带走向一致，也与由地震波求得的一个断层面解一致。这就支持了用最内等震线求震源断层走向的可靠性。

2. 震源断层面的倾向 很早以前人们就知道，等震线向哪个方向波及得宽，则震源断面就向那个方向倾斜。但倾斜角度不能准确求得。因为等震线资料本身是比较粗略的。当极震区两侧的等震线基本对称时，则断面近乎直立。作为等震线不对

称的例子可取1556年陕西关中大地震。这一地震的等震线向北波及很宽，而向南则衰减很快，如图3.17所示。根据文献[10]的研

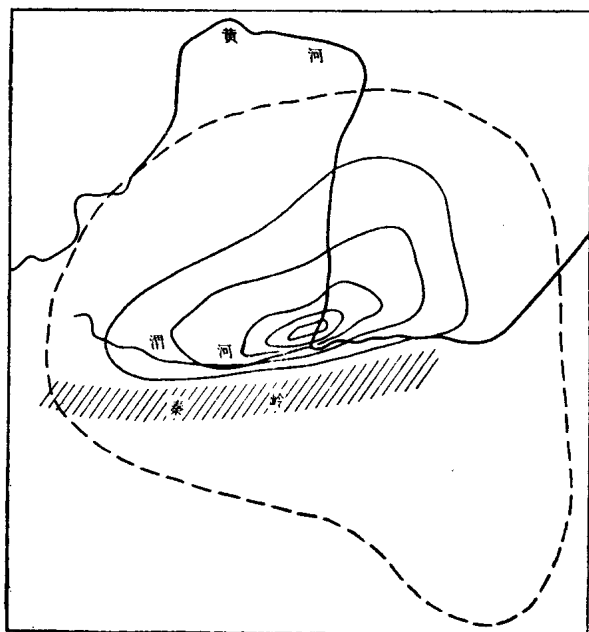


图3.17 1556年关中大地震等震线图

究，这个等震线的不对称性不能全由山根和地表土质条件的差异来解释，而可能还有震源断层面向北倾斜这一情况的影响。

除了由等震线推求震源断层的走向和震源断层面的倾斜方向外，有人还企图用等震线来求震源断层的破裂传播方向。由于等震线资料不精确，再加震源断层的不同位置上释放的应力大小不一定相同，所以对这个参数实际上是很难确定的。

二、由地震时在地表形成的断层和裂缝带研究震源参数

这个途径只对大地震适用。

1. 震源断层走向 一般认为大地震时在地面形成的较大的断层带和形变带的走向是代表震源地方断层面的走向的。1973年

2月6日四川炉霍7.9级大震时,地面上出现的地震断裂带走向是与由地震波初动分布所求得震源断层面走向一致的。这种互相验证说明了由地面的地震断裂带推求震源地方的情况是可靠的。

2. 震源断层的错动性质和错动方向 在大地震发生时,如果地面上的断层错动很明显,则可反映震源地方断层的错动性质和错动方向。但如断层错动不明显,则要进一步分析小断裂的布局 and 形变区的特征。例如雁行式断裂反映着震源断层是平推性质的。另外,地面上如果有大面积的上升和下降,则震源地方可能有垂直方向的错动,只是断裂未错到地表而已。

3. 震源断层的长度 同样震级的地震由于震源深度不同,其在地表显露的断层长度也不同。有的在地表造成的地震断裂带较长,有的较短,有的在地表甚至看不出来。一般认为,地面上造成的地震断裂最长者最能代表震源地方的断层长度。根据这个观点,我们在1965年曾对我国和邻近地区地震的地面断裂资料作了统计,得出不同震级 M 所相应的最长断层长度 L 的关系式为:

$$M = 3.3 + 2.1 \lg L \quad (3.43)$$

式中 L 以公里为单位, M 为 M_s 震级。我们认为(3.43)式是不同震级地震所相应的震源断层长度的一级近似式。当某次地震已知其震级时,则可按(3.43)式求出其震源断层的长度。

为了验证(3.43)式的可靠性,可取主震后余震分布带的长度作对比。例如1966年邢台地震的主震是7.2级,按(3.43)式计算其震源断层的长度为80公里,邢台地震的余震密集带长度也约为80公里,与上述计算结果基本相符。又如1975年2月4日海城7.3级地震,按(3.43)式计算其震源断层的长度为80公里,而按文献[11]的资料,其余震密集带长度约为70公里,两者也大致相符。上述邢台地震其所以余震密集带还比海城地震的余震密集带稍长一些,是因为邢台7.2级地震前还有两个6.8级地震。

4. 震源断层的错动幅度 关于震源地方的错动幅度可由地面上露头的错动幅度来代替。但是由于震源深度的不同和介质性

质的不同,同样震级的地震其在地面上的错动幅度是很不相同的。对此可从同一震级的很多地震中,取其地面上曾出现过的最大错动幅度,来表示该类震级震源地方的断层错动幅度。根据我国和其邻近地区大地震的统计,不同震级 M 的地震,在地面上的最大错动幅度 D 可用下式表示〔2〕

$$D = 10^{0.62M - 1.25} \quad (3.44)$$

式中 D 以厘米为单位, M 是 M_s 震级。(3.44) 式可近似地代表震源地方的断层错动幅度。由 (3.44) 式计算出不同震级的地震,其震源地方的错动幅度如表 3.1 所示。

表3.1

震级	错动幅度 (厘米)	震级	错动幅度 (厘米)	震级	错动幅度 (厘米)
8.5	1480	7.3	352	6.1	82
8.4	1312	7.2	312	6.0	74
8.3	1164	7.1	276	5.9	66
8.2	1009	7.0	246	5.8	57
8.1	916	6.9	218	5.7	52
8.0	813	6.8	193	5.6	46
7.9	721	6.7	171	5.5	41
7.8	639	6.6	152	5.4	36
7.7	567	6.5	135	5.3	32
7.6	502	6.4	119	5.2	28
7.5	446	6.3	106	5.1	25
7.4	396	6.2	94	5.0	22

5. 震源地方断裂传播的速度 震源地方断裂传播的速度一般难以用地面上的断裂来推求,因为地震时地面上的破裂传播过程没有记录。不过1935年4月21日我国台湾省发生一次7.1级地震时恰有人看到了地面断层出现的情况。目睹者发现,地面断层是在当地房屋被震倒后才出现的〔12〕。这个事实表明,震源断层

破裂的传播速度不大于纵横波的传播速度。这一点是与近年来由地震波观测所推求的震源断层破裂的传播速度相符的。

三、由大地测量资料推求震源参数

这也是比较直观的一个方法。近年来弹性位错理论有所发展，这一方法就成为很有意义的了。

1. 震源断层走向 用地震前后大地测量资料的对比可知，地面沉陷带的延伸方向或一边升一边降的交界带的延伸方向就是震源断层的走向。如果有地震前后的三角测量资料，则可知道地面上水平位移不连续的地带，其走向即为震源断层的走向。

2. 震源断层的错动方向 在震中区如果地震前后有水准测量资料，则断层的哪盘上升和哪盘下降是可以知道的，因而就可知道震源地方具有垂直错动。另外如果地震前后有三角测量资料，则平推错动的相对错动方向也是直接可以求得的。例如1966年邢台地震后地面水平位移场就显示了平推错动的顺扭性，如图3.18所示。

3. 震源断层面的倾斜方向 在震源断层有地面露头的情况下，如发现断层两侧的位移场很不对称，则可知震源断层面是倾斜的。断层面向哪边倾斜，则地面上的位移场在该边展布得特宽。如果断层两边位移场是基本对称的，则可知震源断层面比较陡直。

4. 断层面插入地下的深度 由地震前后的大地测量资料推求震源断层面插入地下的深度是现在所有研究震源参数的方法中最有效的。一般来说，震源断层面插入地下越深，则地面上的位移场（包括水平位移和垂直位移）离开震中递降越慢。

以上只是定性由大地测量资料推求震源参数。要比较定量的推求震源参数还得借助于静力弹性位错理论。下面就来介绍这个理论。

5. 弹性静力位错的基本概念 弹性静力位错理论实际上是一个数学处理方法。它是1907年前后由意大利数学家 伏尔泰拉 (Volterra) 和索密哥利亚纳 (C. Somigliana) 创立的。下面略

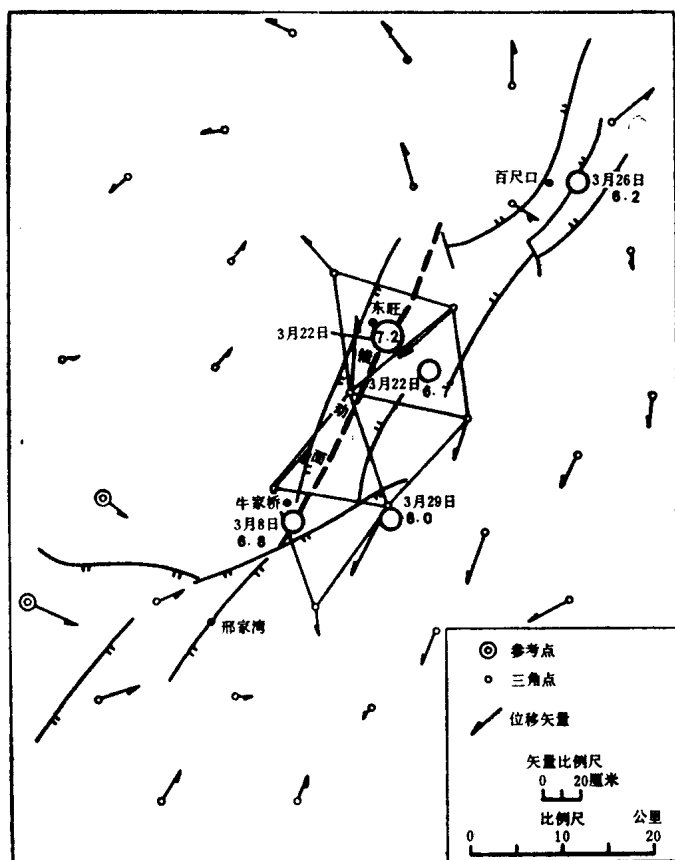


图 3.18

述其梗概。

(1) 伏尔泰拉位错 设想在完全弹性的、各向同性的、均匀的介质中切开一个裂缝，如图3.19的 *a* 所示。这个裂缝有两个面，面上的 *A* 和 *B* 互相对峙而紧邻。然后设想有某种力量作用于裂缝的两个面上，使两个面之间相互发生位移。图 *b* 和图 *c* 表示 *A*、*B* 两点发生了位移。前者相当于沿裂缝发生了剪切位移，后者相当于沿裂缝发生了张开的位移。由于在裂缝两边面上位移

方向相反，所以人们称这个面为“位移不连续面”。图 d 是沿裂缝

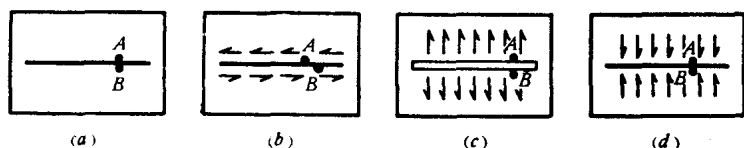


图 3.19

面有压力作用的情况，由于裂缝两边面上的质点未发生相对位移，所以图 d 所示的裂缝面不是“位移不连续面”，而是位移连续面。所谓弹性位错问题就是：沿裂缝的两个面上有位移发生后，向裂缝两侧介质中和裂缝延长线上的介质中质点所发生的位移场如何？形变场如何？应力场如何？

如果在图 b 中沿裂缝两个面上质点的平推位移幅度等于常数，即在裂缝中部和端部的位移一般大，则称为伏尔泰拉位错。对于这个位错来说，为了使裂缝两边面上任何点的位移幅度相等，则沿裂缝两侧的每个面上要加那样的切力，这个切力在裂缝中点较小，愈向裂缝两端愈大，直至裂缝端点时达无限大。所以对伏尔泰拉位错来说，裂缝端部的应力集中达无限大。用数学术语来说就是在裂缝端部具有“奇异点”。

(2) 索密哥利亚纳位错 在伏尔泰拉位错中，由于裂缝端部出现奇异点，这在物理学上很难允许其存在。所以索密哥利亚纳提出了裂缝两边的面上质点位移幅度不是常数的位错。这个位错有可能避免伏尔泰拉位错的缺陷。这种沿裂缝两边面上的质点位移幅度不是常数的位错称为索密哥利亚纳位错。图3.20就是它的一种类型。

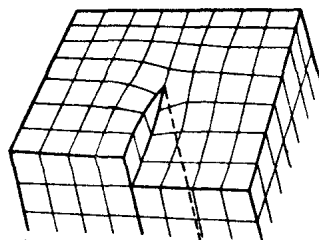


图 3.20

(3) 由弹性位错理论求地面上位移场的方法 对于求解震

源参数来说，只要已知由地震引起的地面位移场就行了。这种位移场是可由地震前后大地测量资料的对比得到的。具体求解的办法是先假设许多不同的震源参数并从理论上作出它们在地面上引起的位移场量板。然后把实际的大地测量资料与这些量板相比较，如果符合于某个量板，则认为地壳内实际的震源参数就是这个量板所对应的参数。由于震源是一种剪切错动，所以作量板时只讨论错动型的“位移不连续面”所引起的位移场，而不讨论“张裂型的不连续面”所引起的位移场。

由弹性位错理论求解地面位移场的物理思路和步骤是：

a. 求解位移场（当然也有形变场和应力场）时，为了在数学处理中可应用“叠加原理”，必须把介质视作完全弹性体。所谓叠加原理可以应用也意味着以下情况成立，即一个地震发生时是否完全释放了震源地方和附近地壳内所储存的应力，这一点我们并不知道，但震源地方因断层错动已释放了的那部分可单独地用位移场表示，而不受未释放的那部分应力的干扰。加拿大学者斯梯柯蒂（J. A. Steketee）〔13、14〕在把弹性位错理论用于地壳内的地震问题时，就是遵守上述前提的。他还指出，为了计算上的简化，曾略去地球的曲率、内部的重力、温度、磁性以及不均匀性等。

b. 求解位移场时为了利用现有弹性力学中的形变核理论，人们对震源断层面的错动曾作了以下的考虑。

在震前，尽管震源区已有变形，但是在地震孕育的长时间内进行的。如果在临震前观察震源区，则可视为“基准状态”，即认为任何质点都处于不动状态。大地震发生时震源地方发生了错动。这种错动在周围介质中引起的位移场和形变场是在上述基准状态上形成的。在地震发生时，设想断层面两侧很薄的一层发生了错动，它们在周围介质中所牵动而形成的位移场和形变场，是与该两层合在一起发生剪切变形所形成的位移场和形变场等效的，如图3.21中的a和b所示。既然如此，在计算由断层错动引起的位

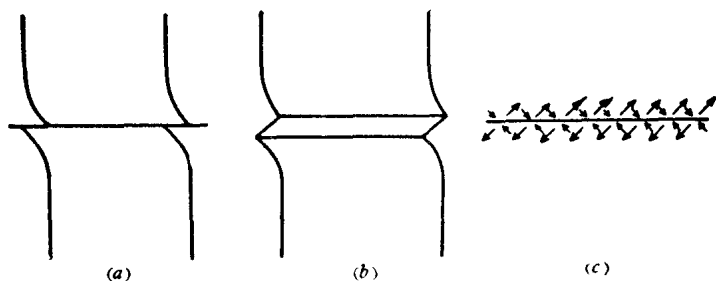


图 3.21

移场和形变场时可用图 *b* 来进行。如果把图 *b* 中的剪切变形薄板分成许多小段，则每小段也是受了剪切变形的，不过各段的剪切变形量可能不同。这些剪切变形小段中的每一个相当于双力偶应力作用下的微分体变形（即双力偶应变核）。这就是说，图 *b* 中的剪切变形薄板是相当于双力偶形变核分布的薄板，如图 *c* 所示。因之人们在求震源断层面错动引起周围介质中的位移场时就用双力偶形变核分布的薄板来求这个位移场。

以上想法早在1929年时就由日本学者妹泽克惟提出。1958年加拿大学者斯梯柯蒂加以完备化。后来钦尼莱 (M. A. Chinnery)、丸山卓男和普雷斯 (F. Press) 等人都沿着这个想法求解不同参数的震源断层在地面上引起的位移场问题。

c. 应变核薄板在无限介质中引起的位移场 设想在无限介质中有一个有限面积的形变核薄板，则薄板外任何一点上的位移是每个形变核在该点引起的位移之合成（这就是叠加原理）。由于实际断层面上各点的错动幅度不相等，所以与它们相应的形变核强度也不相等。这样，求板外任何点上的合成位移时就比较复杂。这些都是纯数学问题，在此不加讨论。

d. 地面影响的考虑 如所周知，绝大多数破坏性地震的震源位于地壳中，距地面很近。而地面是个自由面。当震源断层错动引起的应力场向震源上方展布遇到地面时，则在该面上法向应力（垂直于地面的压应力和张应力）和平行于地面的剪切应力必

须为零。这就是说地面以下的应力场必须是那样的分布，即由震源地方向地表逐渐衰减并到地面时为零。这样的应力场按以下两种办法求得。

(a) 伏尔泰拉方法 这个方法是在无限介质中先求出震源断层面错动（此断层面有一定的大小、形状及错动幅度）所引起的应力场，然后在该断层面上方取一设想的地面如图 3.22a 中的虚线 ee' 所示。在此设想的地面是有震源断层错动引起的应力分布的。其中既有垂直于设想地面的正应力分布，也有平行于该面的剪切应力分布，如图 b 中虚线 ee' 上的箭头所示。为了使设想



图 3.22

的地面相当于真实的地面（自由面），则必须使设想面上的上述正应力和剪应力为零。欲达此目的，可在此设想面上加与上述正应力和剪切应力的方向相反大小相等的应力就行了。但这又引入了另一个问题，即在 ee' 平面上加上上述反向应力后，这些反向应力还要在 ee' 平面之下的介质中引起一定的位移、形变和应力的分布。因此还要把它们计算出来。这就是一般所谓的布西涅茨克（Boussinesq）问题，即当半无限界面上施加一定分布的压力、拉力和剪切力后，问它们在半无限介质内部引起的位移场、形变场和应力场如何？对于这个问题，其数学计算在原则上已经解决了，只是比较繁琐，在此不作讨论。如果我们已经求得了 ee' 平面上作用的正应力和剪切应力在 ee' 平面之下的介质中所引起的位移场、形变场和应力场，则把它们与原来无限介质中的位移场、形

变场和应力场相叠加，就可得到 ee' 平面之下真实的位移场、形变场和应力场的分布。在这种情况下， ee' 平面就是真实的地面了，因为符合于地面是自由面这个条件。同时， ee' 平面下方的位移、形变和应力分布就是地面下由震源断层错动引起的实际位移场、形变场和应力场了。在这里应当说明的是图 a 中的震源在叠加应力场中引起的应力集中效应可以忽略。

(b) 斯梯柯蒂方法 这个方法就是一般常用的镜像法再加上求解格林 (green) 函数的方法求解布西涅茨克问题。

在无限介质中，设想有一个地面 ee' ，然后在这个平面的上方和下方相等距离处各放置一个震源断层，使它们两者互相成为镜像，如图 3.23 a 所示。在此情况下，两个震源断层在 ee' 平面上

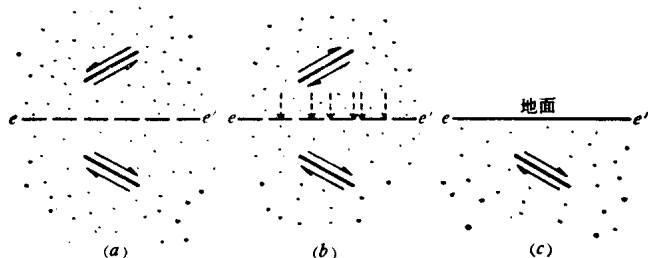


图 3.23

形成的剪切应力是大小相等方向相反的。这样它们就互相抵销而使 ee' 平面上的剪切应力为零了。这就满足了前述的自由面上的一部分条件。但是图 a 中的两个震源断层在 ee' 平面上引起的正应力不仅没有互相抵销，而且还加倍了。因为 ee' 面上方和下方的震源断层在 ee' 面上引起的正应力是同方向和同性质的，即都是压应力或张应力，这样正应力就加倍了，如图 b 所示（只有一个张力和另一个是同样大小的压力时才能互相抵销）。

根据以上所述，可知在图 a 的情况下， ee' 平面上还是有正应力分布的，因而还不是自由面。为了把 ee' 平面上的正应力销掉，可采取与前边类似的方法，即在 ee' 平面上施加与上述正应

力方向相反、大小相等的应力。但这样又引入了一个布西涅茨克问题。对这个问题，斯梯柯蒂用了比较简便的方法，即求解格林函数达到目的。在图 *b* 中虚线箭头就是所加的布西涅茨克力。

当应用上述方法把 ee' 平面上的法向应力（正应力）销掉后， ee' 平面就成为自由面了（相当于真实的地面）， ee' 平面下方的位移场、形变场和应力场也就相当于地面下一定深度上震源断层错动所引起的位移、形变和应力的分布了。

在上述求解格林函数的工作中，斯梯柯蒂求解了一个，后来日本学者丸山卓男求解了五个。

在大地震发生之后，由于地面上的位移场可以用大地测量的方法测得，所以在弹性位错理论中根据一定的震源参数推求地面上理论位移场的问题就很重要了。把上述实测与理论的结果对比，可以求得实际的震源参数。

① 二度问题的计算 1957年日本学者笠原庆一计算了平推断层在地表引起的位移场^[15]，这个平推断层的断层面是铅直的。1959年他又计算了断层面倾斜的平推断层在地面上引起的位移场^[16]。

还应指出，1958年美国学者诺波夫（L. Knopoff）^[17]也曾计算过平推断层在地表引起的位移场问题。

② 三度问题的计算 1958年加拿大学者斯梯柯蒂从理论上讨论了半无限介质内部的断层错动在地表引起的位移场问题。但未进行实用性的计算。1961年，钦尼莱^[18]利用斯梯柯蒂的理论对矩形断层面的平推断层在地表引起的位移场进行了计算，这个断层的断层面位于铅直面内，可以露出地面，也可以在地面下一定深度。1964年日本学者丸山卓男^[19]发展了斯梯柯蒂的理论并对倾滑断层在地表引起的位移场进行了计算。1965年美国学者普雷斯^[20]曾计算了平推断层和倾滑断层在稍远处的位移场量板。1968年钦尼莱^[21]鉴于以往的计算在断层端部有奇点出现，即应力为无限大和位移为不定的点出现，这显然不合理，所以他和彼特

拉克 (J. A. Petrak) 提出了断层面上位移幅度向断层面端部和断层深部衰减的模式, 并计算了该模式在地表引起的位移场。1972年堪尼特兹 (N. Canitez) 和陶考肖兹^[22] (M. N. Tokosöz) 计算了任意倾角和任意错动方向的断层在地表引起的位移场。1975年陈运泰等^[23]给出了拉梅常数不相等情形的半无限弹性介质中任意倾角的矩形滑动断层引起的地震位移场解析表示式, 并计算了相接的几个断层面错动在地表引起的复合位移场。这些断层面的走向、倾角和错动方向是不同的。应当指出, 进行这个复合位移场的计算时, 实际上是假定各断层面错动互不影响, 即单独计算位移场然后进行叠加。

四、用地震活动性求解震源参数

大地震发生后, 由于余震一般是围绕主震断层面发生的, 所以按照余震的空间分布可以求出以下的震源参数。

1. 主震断层面的走向 余震震中在地面上的分布一般是椭圆形, 其长轴方向与主震的断层面走向一致。如1975年2月4日海城7.3级地震的余震分布带方向是北西西, 它与由地震波初动资料所求得的震源断层走向一致。

2. 主震断层面插入地下的深度 按照余震在空间上分布的深度, 大致可以估计主震断层面插入地下的深度。例如海城7.3级地震的余震深度由地表到地下17公里, 这反映了主震的断层面可能由地表插入地下17公里。

3. 主震断层面的倾斜方向 如果余震在地下的立体分布面是大致陡直的, 则主震断层面就是铅直的。如果余震的分布面是倾斜的, 则反映主震的断层面也是倾斜的。

除了由余震的空间分布可以推求主震的震源参数外, 一般的地震活动带也可以反映其内发生大震的断层面走向和倾向。例如河西走廊地震带是北西西方向, 其内单个大震的断层走向也大致是这个方向。再例如太平洋岛弧下的震源是沿一个面分布的, 并斜向插入陆地之下, 实际上在这个面上发生的单个大地震其震源

断层面也与其重合。

应当指出,用地震活动性的方法求解震源参数一般虽较可靠,但在个别情况下会有大的误差。例如主震牵动另一组构造活动后,会引起这一构造上一系列地震活动,其活动程度可能超过主震所在那个构造的余震活动。

第三节 用地震波特征求解震源参数

地震波发源于震源地方,它是最能反映震源地方的变动情况的,因此人们十分重视这方面的工作。

一、研究史简述

震源机制参数的研究史大致可分以下几个阶段。

1. 由 P 波初动符号的注意到 P 波四象限的建立 远在1848年英国地震学家马列特 (Ma-llet)就注意到垂直向地震仪上 P 波初动有向上或向下的情况,并力图想解释它。1905年到1907年日本地震学家大森房吉发现:

(1) 在某一固定的观测点上记到不同地区传来的 P 波初动方向是不同的,即这一地区发生的地震向某观测点射去的 P 波老是压缩波 $+P$,而另一地区的老是膨胀波 $-P$ 。

(2) 在一次地震中发现某一部位上的观测点未记到明显的 P 波初动位移,而其他地区却记得非常清楚。这实际上是节线附近 P 波初动不明显的最初发现。

(3) 爆炸引起的波都是压缩波 $+P$,而地下空洞陷落引起的波动基本上是膨胀波 $-P$ 。

继大森房吉以后,1917年和1918年日本学者志田顺发现了以下重要事实:

(1) 在震中区有两条 P 波节线正交,交点是震中。在相对的象限中有相同的 P 波初动符号,在相邻的象限则 P 波初动符号相反。

(2) 与节线成45度夹角的方向上 P 波初动振幅最大。

(3) 某些地震在震中区的节线是圆, 圆内和圆外的 P 波初动符号不同。志田顺认为, 正交节线与断层地震相应, 圆节线与压缩地震相应。

1918—1923年间日本学者中村发现节线与震中区的构造线密切相关 (其中一条 P 波节线与构造线相符)。本多弘吉指出, 节线之一是断层面, 正交节线的地震应当是地壳块体沿某一节面错动。至此, 地震的 P 波初动呈四象限分布的规律就确立了。

在 P 波的位移分布方面, 是日本学者中野广进行研究的 (1923)。

由于日本的地震台网很密, 他们只用震中区和其附近的 P 波初动资料就可画出 P 波节线并从而求解震源机制参数。至于用世界上广泛分布的地震台网所记到的初动资料来研究 P 波四象限分布并求解震源断层参数的, 其先驱者是美国地震学家拜尔利。他在1922—1925年间研究全球走时曲线时发现, 在某些震中距离的范围内, 某些方位上, 地震台记到压缩波 $+P$, 而在另一方位上则记到膨胀波 $-P$ 。拜尔利对 P 波射线的弯曲作了校正, 用远台资料也证明了 P 波初动的四象限分布。

以上 P 波初动四象限分布的建立大大支持了地震是断层错动形成的学说。

2. 单力偶和双力偶的争论时期 对于 P 波四象限分布来说, 既可以用单力偶解释, 又可以用双力偶解释, 因为两者造成的 P 波初动符号分布是一样的, 如图3.24和3.25所示。图3.25的等效力系如图3.26所示。



图 3.24



图 3.25



图 3.26

尽管本世纪六十年代以前，人们无法从 P 波初动符号分布中鉴别单力偶或双力偶，但是从理论上已经知道，用 S 波的位移方向分布可以鉴别。

从理论上来说，有两个原则规定着横波位移的方向，一个是横波位移方向、射线方向和震源地方错动力的方向在一个平面内，另一个是这些横波位移方向皆汇指错动方向的矢头。根据这两个原则，我们在已知某地震的两条 P 波节线和错动方向的情况下，其横波位移方向分布的图案是完全可以确定的。对于双力偶震源来说，其横波位移的理论分布可用两个单力偶的横波位移相叠加而得到，叠加后的横波全位移汇指最大主应力（即主张应力 T 的矢头），而背离最小主应力的矢末（即主压应力 P 的矢末）。

后来根据地震时横波位移方向的大量观测，发现它们大都符合双力偶而不符合单力偶。在本世纪六十年代以后，基本上把双力偶这种震源肯定下来了。另外，从震前和震时断层面上应力的平衡条件来看，双力偶震源是比较合适的。

但日本学者安艺敬一指出，只有平推断层是双力偶型，而倾向滑动的断层则是单力偶型。至于既有倾斜滑动又有走向滑动的断层，则属于单力偶和双力偶的混合类型。

3. 都卜勒效应的应用 在以上讨论中，无论是 P 波四象限的确立，还是双力偶的澄清，都是以点源理论为基础的。对于点源来说，两个力偶假设是一样的，因而无法确定两个力偶中那个力偶相应于断层面。此外，点源理论未包括地震发生时震源断层面的具体过程，因之由它求得的震源参数是有限的。

为了用地震台上观测到的地震波资料了解震源地方的具体过程，引用了物理学上的都卜勒效应。

（1）神村三郎的研究^[24] 1957年日本学者神村三郎发现福井地震时震中区和其附近的许多地震台都记到清楚的 P 波初动波型。有意义的是压缩波分布区的 P 波初动周期比膨胀波分布区的初动周期系统地小。他认为这是震源地方错动时的都卜勒效

应,即在震源地方发射地震波的同时,震源岩体又向前错动了。这样在与错动方向一致或夹角小于90度的射线方向上接收到的地震波,其周期会变小。这个角度范围就是 $+P$ 波发射的范围。同样,按照都卜勒效应,在与错动方向相背或夹角大于90度的方向上接收到的地震波其周期会变大。

按照神村三郎的观点可以求出震源地方岩体的错动速度。但应指出,神村三郎的观点只是完成一个错动幅度时的都卜勒效应,而不是断层由一处开始错动破裂并把这种错动破裂状态以一定速度传播时的都卜勒效应。

(2) 有限移动源的提出 震源断层面是有一定大小的,地震越大,震源断层面越大。1959年和1960年美国地震学家诺波夫和吉伯特(Gibert)^[25]认为震源断层是由一处开始发生错动破裂,然后以有限的速度扩展到整个断层面。在这种情况下,断层面上发出的地震波也是有都卜勒效应的。因此源外某一观测点上观测到的地震波是震源断层面上各波源发出的地震波的叠加。由于各波源距观测点的距离、方向不同,发波的时间不同,到达观测点时就产生了相差。这种相差实际上是由断层面上诸点发出的波到达观测点的距离差(程差)造成的。这种程差与震源断层面的大小及断裂错动传播的速度有关。另外,地震断层面上各波源发出的地震波波型和强度与波源处错动时的应力降、错动幅度和错动速度有关。这样,按照有限移动源的理论可以求得很多震源参数,如确定断层面,断层面长度、宽度,错动速度,错动幅度,错动破裂传播的速度,地震矩和应力降等。

二、求解震源机制参数的一些原则性问题

1. 断层面上某一点发射的地震波 在地震未发生前,震源断层面两测岩石是互相连结着的(包括粘结和齿合),断层面上各微分体积所受的剪切力是维持静力平衡的。这在弹性力学上称其为剪切成对互等定律,如图3.27所示。这就是所谓的双力偶剪切力系。与图3.27等效的力系如图3.28所示。在地震发生时,断层

面两侧岩体发生快速错动，于是像图3.27所示的微分体上的双力偶剪切力系就要释放。由于释放是快速进行的，所以就产生了弹性波。这就是人们所说的断层面上每个点所发射的地震波都相当于一个双力偶源发射的地震波。

由图3.28可知，断层面上每点发射的 P 波都有四象限分布，如图3.29所示。

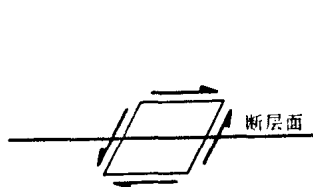


图 3.27

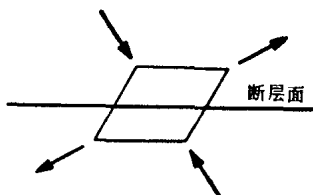


图 3.28



图 3.29

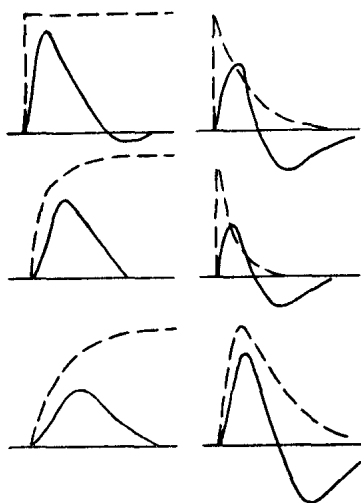


图 3.30

至于断层面上某一点所发射的地震波，其强度和波型是由双力偶源释放应力的大小以及这种应力释放随时间的变化（即本章第一节中所述的震源时间函数）而定的。在图3.30中虚线表示震源地方应力释放速度随时间的变化过程，实线表示这种应力的释放所产生的地震波图形。如果我们通过地震波观测求得离开震源时的地震波形态，则可求得产生这种波形的震源时间函数是什么。

由图3.30可以看出，离开震源时的地震波波形并不是周期性振动。但是按照傅里叶原理，它可被分解成许许多多周期不同、振幅不同和位相不同的周期性振动

的叠加。这就是波谱分析。

三、由叠加原理论 P 波初动

为了便于从原理上讨论 P 波初动的形成, 让我们逐步讨论这个问题。

1. 瞬时线状分布源

设想在一条直线段 FF' 上分布着双力偶点源, 这些点源的强度和时间函数都是相同的, 并且是同时发射地震波的 (即直线上各点是同时发生错动的)。这种震源可称为瞬时线状源, 如图 3.31 所示。下面我们

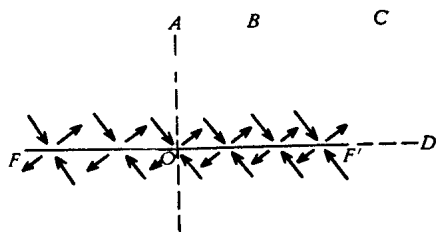


图 3.31

们分别讨论瞬时线状源在源外 A 、 B 、 C 、 D 点上的 P 波初动位移。

(1) D 点上的 P 波初动 这是在断层线延伸方向上的点。由图 3.31 可以看出, 每个点源在这个方向上的 P 波位移皆为零, 因而它是一条 P 波节线。

(2) A 点上的 P 波初动 A 点是在线状分布源的中垂线上, 在它两边各点源是对称分布的。在这种情况下, 各点源向 A 点发射的地震波, 其叠加后的位移是比较复杂的, 如图 3.32 所示。但当 A 点距线状分布源足够远时, 则诸点源 P 波位移的合成等于零。因而线状分布源 FF' 的中垂线 OA 也是一条 P 波节线。

(3) B 点上的 P 波初动 在 B 点上的 P 波初动可以用以下的方法求得。首先由 B 点向线状分布源 FF' 作垂线, 其垂足为 G , 如图 3.33 所示。这样在 GF' 段上的点源向 B 点发射 $-P$ 波, 而在 FG 段上的诸点源则向 B 点发射 $+P$ 波。为了求得整个 FF' 段上所有点源在 B 点上合成的 P 波初动方向, 对近场来说, 其情况也比较复杂。如果 B 点距线状分布源足够远, 则各

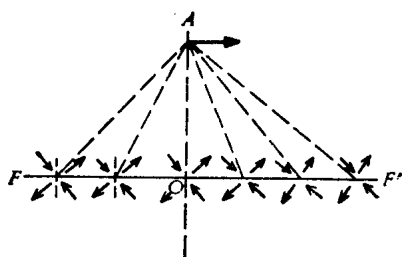


图 3.32

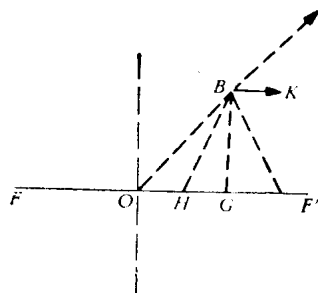


图 3.33

点源发射到 B 点的地震波就只剩较长周期的波了, 且各点源几乎都以同样性质的发波区向 B 点发射波, 因之叠加较简单, 经合成后 FF' 段上所有点源在 B 点的 $\overrightarrow{OB}$ 方向上所叠加成的 P 波初动为 $+P$ 。

(4) C 点上的 P 波初动 对于图3.34中的 C 点来说, FF' 段上的诸点源都向它发射 $+P$, 所以合成的 P 波初动也必然是 $+P$ 波。

综上所述, 可知在 OA 和 OF' 线所夹的象限内发射出去的 P 波都是 $+P$ 。同样, 在 AO 和 OF 线所夹的象限内发射出去的 P 波都是 $-P$ 。这就是一般所说的 P 波初动的四象限分布。

2. 近场叠加和远场叠加 由图3.35可知, 在直线段 FF' 上

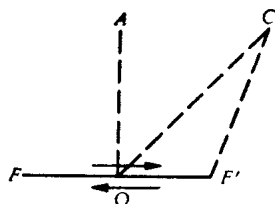


图 3.34

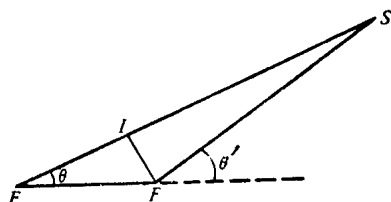


图 3.35

的诸点源与源外某点 S 的距离是不同的, 它们发射出去的地震波到达 S 点的时间也是不同的。当它们在 S 点上叠加时就有了相位差。在图3.35中, 由 F 和 F' 点发向 S 点的地震波, 所走的距离差为

$$FS - F'S = FI \quad (3.45)$$

由图3.35可知, FI 和断层线 FF' 的长度是同数量级的。如果波长比 FI 大得多, 则会出现以下两个情况。

(1) 当波长大时, 也就是当地震波的周期大时, 介质对其吸收很小, 因之 FF' 段上诸点源所发出的长波到达 S 点后其各个波的波形和强度几乎是相同的。这就是说, 图 3.35 中的程差 FI 不足以影响波的形态和强度。

(2) 当参与叠加的波波长很大时, 它们到达 S 点时的相位差很小, 叠加后的波形与各波原来的波形相似。

根据以上两点, 线状分布源 FF' 上的诸点源发出的长周期 P 波到达 S 点后, 可认为各自的强度和形态相同, 叠加时可不考虑相位差。它们的叠加就可用代数加法来进行, 即如果 FF' 段上有几个点源, 且每个点源发到 S 点的 P 波振幅为 A , 则叠加后的振幅为

$$\overline{A} = nA \quad (3.46)$$

这个地震波振幅的式子是与那样一种点震源发出的地震波到达 S 点时的振幅完全一样的, 这个点震源是把 FF' 段上几个点源释放的应力加起来并在 FF' 线的中点上集中释放。这种震源我们称为“当点源”。

可以认为, 当 FF' 段上诸点源发出的地震波其波长很长时 (大过震源的线度约 5 倍), 它们在空间中形成的地震波场与“当点源”形成的地震波场是相同的, 可用点源理论来讨论。

实际上, FF' 段上诸点源发出的地震波在初离开震源时是一种非周期性的运动, 它由不同频率、不同振幅和不同相位的正弦波组成, 其中高频波成份占有优势。但是在它们向外传播的过程

中, 频率较高的地震波就逐渐被吸收。随着震源距离的增加, 越来越剩下长周期的波了。且在此时图 3.35 中的 θ 角越来越与 θ' 角相接近。这样 FF' 段上诸点源向 S 点的地震波发射方向就相同, 因而它们在 S 点的地震波强度也相同。这就更加保证了 (3.46) 式的成立。由此可知, 线状分布源在远场的地震波叠加是与“当点源”引起的地震波相同的。这就是人们用远台地震波资料求解震源参数时把震源视作点源的物理依据。

在观测点 S 距线状分布源 FF' 较近时, 各点源发到 S 点的地震波其高频成份还很多很强, 它们的波长比 FF' 的长度小或是大不了很多, 此时各地震波叠加后的波形就大大变化了。其形成的原因如下:

(1) 介质对高频波的吸收大, 在图 3.35 中当波走过 FI 的距离时其高频成份就吸收不少。此时由 F 点到达 S 点的波与 F' 点到达 S 点的波, 其波形和强度就有明显区别。

(2) 当参与叠加的波波长很短时, 相位差使其叠加后的形态与原来各波的形态大不相同。

由于以上两个原因, 不同形态、不同强度和不同相位的短波在 S 点上叠加后的形态是无法用一个“当点源”来等效的。这就是说, 地震波在近场叠加时不能用点源理论描述。

应当指出, 无论对于近场和远场, P 波叠加后的初动符号仍是相同的。因为不同相位的 $+P$ 波相叠加时不会改变 P 波的初动符号。根据这一点, 无论是远台和近台的 P 波资料, 其初动方向是可以放在一起求解震源机制参数的。这就是说, 线状分布源

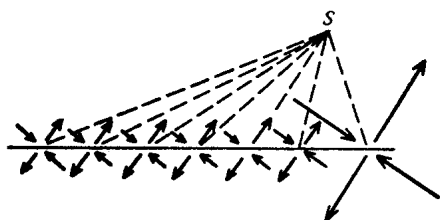


图 3.36

和“当点源”的 P 波初动符号是一样的。如所周知, “当点源”的远场 P 波和近场 P 波的初动符号具有一致性。

3. 非均匀分布源的

地震波叠加 如果在线段 FF' 中某些微段上的双力偶点源所释放的应力比其他段大得多,各点源发射到 S 点的地震波叠加时就出现复杂性。例如在图3.36中右端部释放的应力特别大,它在 S 点的 P 波是 $-P$,而其他段上的点源向 S 点发射的 P 波为 $+P$ 。当破裂点从左端开始,则在地震图上先记到一个较小的 $+P$,然后再记到更强的 $-P$ 。以上情况仅在近场观察中出现。

4. 瞬时面积分布源 瞬时面积分布源是由瞬时线源组成的。它相当于一个断层面错动,在断层面上分布着双力偶点源。

为了清楚起见,我们对一个

矩形面积内的诸点源画

出它们的两个 P 波节面,

如图3.37所示。图中,断

层面 $FGHI$ 是一个 P 波

节面,因为各点源的 P 波

节面与其重合。另一个 P

波节面是图中虚线画的垂

直面 $AJKB$,这个面是断

层面的一个中垂面,它与

错动方向相垂直。由于它

两边的点源是对称的,一

边的点源向它发射 $+P$,另

一边的点源向它发射 $-P$, $+P$ 和 $-P$ 的大小是一样的,其合成后在虚线面内没有分量,即 P 波位移为零。

由图可以看出, $ABDC$ 面和 $CDFG$ 面所夹的象限内 P 波的第一动符号是相同的。由此进而可知,图中的 P 波初动符号是按四象限分布的。

依据前节线源的同样道理,可知在震源距离远时,也就是只剩下长波时,瞬时面源与当点源等效。对于 P 波初动符号的分布来说,它们只与象限有关,而与震源距离无关。

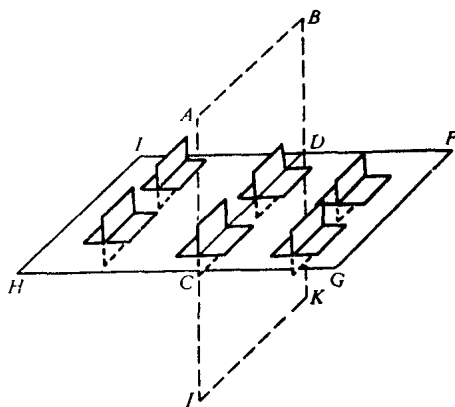


图 3.37

如果在面源中某处应力释放特别大，则会出现异常的 P 波初动符号，它不符合四象限分布。

根据以上的道理，凡是断层面比较规则，如圆、椭圆、菱形和正方形断层面等，除这些面本身是一个 P 波节面外，另一个辅助节面必为一平面，而且是上述诸断层面的垂直等分面，错动方向与辅助节面相垂直，如图3.38所示。图中箭头指向错动方向。

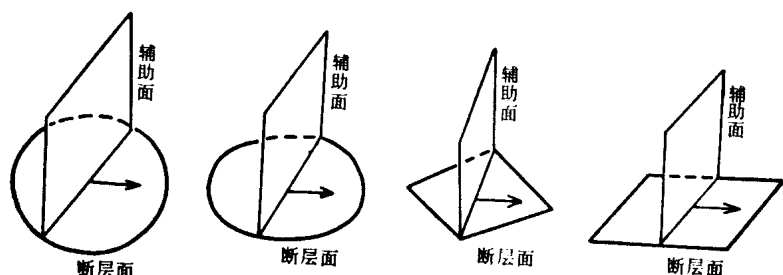


图 3.38

5. 传播面积源 这种震源就是断层面上先由一处开始破裂错动，然后以一定速度向其他方向传播，最后连通了一个面积，这就是震源断层面。这种震源一般称有限移动源。

在讨论面积传播源时，有必要把错动方向和断裂传播方向加以区分，因为两者一般是不重合的。还应说明断裂传播方向指的是传播最快的那个方向，其他方向亦有传播，只不过速度较慢罢了。

传播面积源与瞬时面积源的区别在于以下两点：

(1) 对于传播面积源来说，断层面上各点不是同时产生地震波的。在这种情况下，当各点源发出的地震波传播到观测点 S 时就具有一定的相位差了。前面所述的瞬时面源是断层面上各点同时发射波的。它们在观测点上所引起的相位差仅是由观测距离不同引起。

(2) 传播面源比瞬时面源的都卜勒效应显著。这在后面还要专门讨论。

对于传播面积源来说,在震源距离很大时,也就是只剩下长波的情况,尽管震源断层面上各点产生地震波的时间以及到达观测点的距离有差异,使它们到达远台 S 时有相位差,但这对长波叠加来说不足以使波型引起巨大变化,即叠加后的波形与各波原来的波型相近。因此远场叠加的地震波是与“当点源”引起的地震波相同的。这就是用远台地震波资料处理震源机制参数时把震源视作点源的物理依据。

根据前边曾经讨论过的道理,在近场时不能把传播面积源与“当点源”等效。因为此时必须考虑在远场时可以忽略的以下三个因素。

(1) 相位差对短波叠加后的形态有重要影响。这里所说的相位差一方面是断层面上各点源与观测点 S 的距离不同引起的,另一方面是各点源产生地震波的时间先后不同引起的。

(2) 由于近场时高频波占优势,而高频波随距离的吸收较快,所以由点源发出的地震波在近距离观测台和远距离观测台记到的波形和强度就不一样。

(3) 在近场时,图3.33中的 θ 角和 θ' 角相差甚大,每个点源向观测点 S 发射的波离源方向就大不相同。在此情况下各点源发射到 S 点的地震波强度就有明显的差异。

由于以上三个原因,在近场的情况,观测点 S 的地震波是不能用“当点源”来等效的。但应指出, P 波的初动符号并不受上述三个因素的影响,因为它们不能使各个 $+P$ 波叠加后变成 $-P$ 。这就是说, P 波初动符号的分布只与象限有关,而与震源距离无关。因此,在用 P 波初动符号求解震源机制参数时仍可把传播面积源用“当点源”来等效。

6. 都卜勒效应 都卜勒效应所要回答的问题是,当发射振动的源与接收振动的点之间有相对运动时,振动源发出的振动

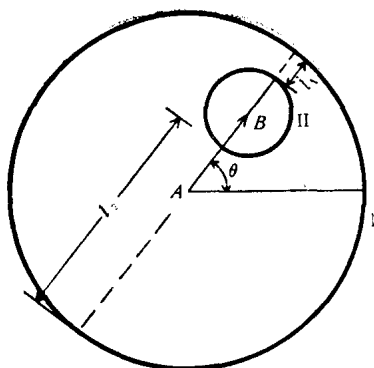


图 3.39

与接收点接到的振动有什么关系。在图 3.39 中，当 A 点发生破裂错动后，其发出的地震波波前如圆球 I 所示。然后破裂错动传至 B 点，此时 B 点又发射地震波，它的波前如圆球 II 所示。可以看出，在破裂传播前进的方向上，两个波前之间的时间差为

$$\Delta t_1 = \frac{l_1}{v_p}$$

式中 v_p 为地震波传播速度。而在背离破裂传播的方向上，两个波前的时间差为

$$\Delta t_2 = \frac{l_2}{v_p}$$

由图 3.39 可见

$$\Delta t_2 > \Delta t_1 \quad (3.47)$$

这就是说，在破裂传播的前进方向上，观测到的地震波周期要变小；而在背离破裂传播的方向上则观测到的地震波周期要变大。具体说来就是某种频率的波（是一种形变状态）正在介质中传播时，该介质又受到后面一种压力，则这个波的波长就要缩短，周期就要变小。

由图 3.39 可以看出，错动破裂传播的速度越快， Δt_1 和 Δt_2 之间的差别就越大。

按照都卜勒效应，在与断裂传播方向夹不同角 θ 的方向上接收到的地震波频率是不同的。即

$$\omega = \frac{\omega_0}{1 - \frac{v}{v_p} \cos \theta} \quad (3.48)$$

式中 ω_0 为震源地方发射的地震波频率, ω 为地震台观测到的地震波频率, v 为断层破裂传播的速度, v_p 为 P 波的传播速度。如把上式中的频率改为周期 T , 则

$$T = T_0 \left(1 - \frac{v}{v_p} \cos \theta \right) \quad (3.49)$$

式中 T 为地震台观测到的 P 波周期, T_0 为震源地方发射的 P 波周期。当断层破裂速度正好向某观测台传播时, 即 $\theta = 0$, 则(3.49)式变为

$$T = T_0 \left(1 - \frac{v}{v_p} \right) \quad (3.50)$$

此式表明地震台观测到的 P 波周期变小, 当 v 越大时, 变小的程度越厉害。

当断层破裂速度正好背着某观测台传播, 即 $\theta = 180^\circ$ 时, 则(3.49)式变为

$$T = T_0 \left(1 + \frac{v}{v_p} \right) \quad (3.51)$$

这就是说地震台观测到 P 波周期的增大。

当震源到地震台的射线方向与断层破裂传播方向垂直, 即 $\theta = 90^\circ$ 或 270° 时, (3.49)式就变为

$$T = T_0 \quad (3.52)$$

此时地震台观测到的 P 波, 其周期与震源地方发射的周期相同。

实际上, 把震源各个方向观测到的地震波周期加以平均, 可近似地认为就是震源地方发射的地震波周期。

以上是传播面积源情况下的都卜勒效应。对于瞬时面积源来说, 断层面上各点是同时错动的。因此都卜勒效应只是完成错动幅度时质点运动速度所引起。此时(3.49)式可写为

$$T = T_0 \left(1 - \frac{V}{v_p} \cos \theta \right) \quad (3.53)$$

式中 V 为错动速度，其他符号的含义与 (3.49) 式同。这实际上就是日本学者神村三郎当时引入都卜勒效应时的认识。

由于错动速度 V 比断层破裂传播速度小得多，所以瞬时面积源情况下的都卜勒效应并不显著。

最后指出，与都卜勒效应有关的有限移动源还表现在震源周围的地震波振幅分布上*。在断裂传播前进的方向上地震波的振幅增大，在背离断裂传播的方向上地震波的振幅减小。

四、震源断层面的鉴定

由前几节的讨论可知，对于 P 波初动符号的分布来说，面积源是和“当点源”一样的。这就是说光用 P 波初动符号的资料尽管能画出两条节线，但不知哪个节线与真实的断层面相应，即无法鉴别断层面和辅助面。

为了鉴别震源断层面和辅助面，首先让我们看看这两个面的根本区别。前已述及，断层面是震前积累剪切应力的面，也是地震时释放剪切应力的面。而辅助面则不是这样，震前并不存在，在地震发生时仅是断层面上诸点源发射的 P 波叠加后位移等于零的面。这就是它们两者的根本性区别。这个区别在地震波发射

* 根据有限移动源理论，影响振幅不对称性的因素主要是方向性因子 X ，该因子为

$$X = -\frac{\omega}{2} \left(\frac{L}{v} \pm \frac{L \cos \theta}{c} \right)$$

式中 ω 为频率， L 为断层破裂长度， v 为破裂传播速度， c 为地震波传播速度， θ 为破裂传播方向与地震波射线之间的夹角。上式还可写为

$$X = -\frac{\omega}{2} \frac{L}{v} \left(1 \pm \frac{v}{c} \cos \theta \right)$$

上式中 $\left(1 \pm \frac{v}{c} \cos \theta \right)$ 实际上就是表达都卜勒效应的 (3.49) 式括号中的一项，该项决定着振幅的不对称性。

上表现为：断层面上各点是发射地震波的，而辅助面上的各点并不发射地震波；另外，岩体错动破裂和其传播是沿断层面进行的，而不是沿辅助面进行的。下面我们进而讨论断层面上所发射的地震波在观测点上的表现。

(1) 地震波能量集中效应 根据地震波的发射理论，对于点源来说， P 波和 S 波的振幅大小都是对称的，如图3.40所示。但对于前述的有限移动源来说，如果破裂传播方向是单侧的，则由于都卜勒效应在错动破裂传播方向上的观测点所接收到的地震波振幅会变大(即能量大)，而在与错动破裂相反方向上的台站其所接收到的地震波振幅会变小(即能量小)，如图3.41所示。由于破裂传播是在断层面内进行的，所以上述地震波振幅非对称变化特征可用来鉴定断层面。另外当破裂传播方向为双侧时， P 波和 S 波的振幅也出现非对称性，具体情况是： P 波的振幅分布“花瓣”与图3.40中的相比要向错动方向靠近，即向断层面靠近； S 波的振幅则在破裂传播的两个方向上都较大，如图3.42所示。

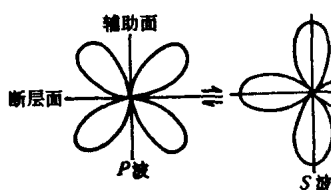


图 3.40

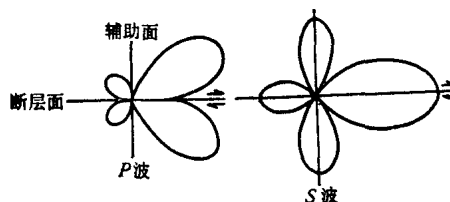


图 3.41

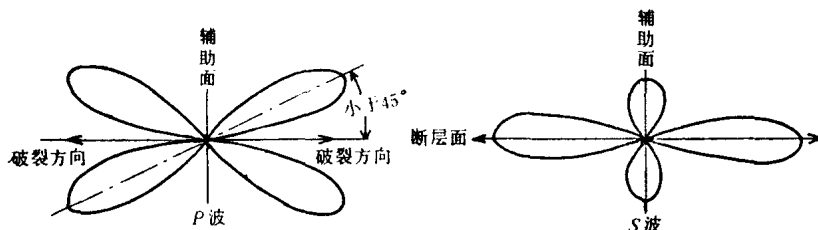


图3.42 双侧破裂时 P 、 S 波振幅分布

2. 周期效应 对于单侧有限移动源来说, 根据都卜勒效应, 当错动破裂向着观测点前进时, 观测点接收到的地震波周期小, 而在相反方向上接收到的地震波周期增大。在垂直于断层面的方向上, 接收到的地震波周期不受都卜勒效应影响。这种地震波周期分布的不对称性可用于断层面的鉴别。

3. 干涉效应 在点源的情况下, 不同频率的波是同时发出的, 因此没有干涉现象。但当断层面有一定面积, 且错动破裂由一处向他处以一定速度传播时, 则断层面上各点发出的地震波到达观测点时就有一定的相位差, 地震波就要发生干涉。但不同频率的波发生干涉后互相抵销最厉害的那种波, 其频率与断层面的长度和破裂传播速度有关, 同时也与破裂传播方向和射向观测点的地震波射线之间的夹角有关, 而与辅助面无关。如果把若干个观测点上接收的地震波进行谱分析, 则可求出破裂传播的速度值和方向, 以及断层面的长度。

除了以上鉴定断层面的原则性依据外, 都卜勒效应还对不同方向上波的相位谱有影响, 因此还可通过相位谱的研究鉴定断层面。

五、震源参数与地震波谱

在震源断层面上, 每一点都有一个双力偶点源在发射地震波。这个地震波的形态和强度是由该点源上应力释放的大小和释放的时间过程决定的。这就是所谓震源时间函数。不同的震源时间函数所形成的地震波具有不同的波谱。例如震源时间函数为阶梯函数时其振幅谱为

$$A(\omega) = \frac{1}{2\pi\omega} \quad (3.54)$$

式中 ω 为频率。(3.54)式说明, 随着波的频率增大, 振幅减小。

由于震源有一定面积, 各点源距观测点的距离不等, 并且震源断层面上各点发波的时间亦有先后, 所以它们到达观测点时就具有一定的相位差了。如果某种波长的波, 到达观测点时彼此所

具有的相位差等于半波长的奇数倍，则其合成时互相抵销，合成后的振幅为极小；如果它们彼此之间的相位差等于波长的整数倍时，则合成后振幅为最大。上面所说的相位差实际上是由断层面上诸点发波先后到观测点的距离差(即程差)造成的。这种程差与震源断层面的大小和断层破裂传播的速度有关。如果震源只是一个点，那么地震波就没有干涉现象。为了说明上述问题，我们用很简单情况，即仅取一个断层长度来加以说明。在图3.43中设断层长度为 AB ，且断层由 A 点向 B 点传播，传播的速度为 V 。这时由 A 、 B 两点发出的地震波到达观测点 S 的到时差 Δt 为

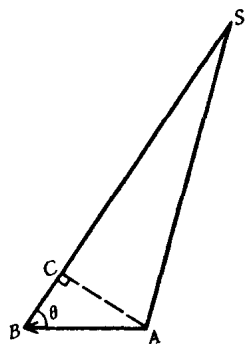


图 3.43

$$\Delta t = \frac{AB}{V} + \frac{BC}{v_p} \quad (3.55)$$

式中 v_p 为纵波传播速度。当观测点 S 离震源足够远时，由三角形 ABC 可知，

$$BC = AB \cos \theta$$

将 BC 之值代入(3.55)式则为

$$\begin{aligned} \Delta t &= AB \left(\frac{1}{V} + \frac{1}{v_p} \cos \theta \right) \\ &= \frac{AB}{V} \left(1 + \frac{V}{v_p} \cos \theta \right) \end{aligned} \quad (3.56)$$

由此式可知，从 A 、 B 传向观测点 S 的波，其到时差 Δt 与断层长度有关，与断层破裂传播速度 V 和纵波传播速度 v_p 有关，与射线和断层破裂传播方向之间的夹角 θ 有关。

以上讨论是断层破裂传播离开观测点的情况。如果断层破裂

传播的方向是向着观测点的，即在图3.44中断层由 B 点向 A 点传播，此时 A 、 B 两点发出的波在 S 点的到时差 Δt 为

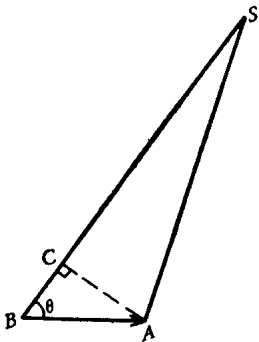


图 3.44

$$\begin{aligned}\Delta t &= \frac{BC}{v_p} - \frac{BA}{V} \\ &= \frac{BA}{V} \left(\frac{V}{v_p} \cos \theta - 1 \right) \quad (3.57)\end{aligned}$$

(3.56)和(3.57)式的到时差 Δt ，实际上就是 A 、 B 两点发出的地震波到达观测点 S 时的相位差。前已述及

相位差可造成某种波长的波的干涉。要了解哪些波长的波发生了干涉，就要对观测到的地震波进行谱分析。波谱分析后就可知哪些波长的波被干涉而振幅为零了。这种被干涉而振幅为零（或是不为零但属极小值）的波其周期为 $2\Delta t$ ， $\frac{2}{3}\Delta t$ ， $\frac{2}{5}\Delta t$ ， $\frac{2}{7}\Delta t$ 等。

如果从波谱分析中知道了 Δt ，就可进而按(3.56)和(3.57)式求断层长度、破裂传播的速度了。这就是我们由波谱分析求震源参数的物理依据。

由上所述，可知观测点 S 记到的地震波，其波谱由震源时间函数、断层面大小和断层破裂传播速度决定。实际上震源到观测点之间的介质对地震波的吸收以及地震仪的频率特性也对地震波谱有影响。但这已不是震源物理问题，在此不再论述。

六、求地震矩

在震源断层发生错动时断层面上每个点的错动都有一个地震矩，可称点源地震矩。整个断层错动所具有的地震矩是各点源地震矩的总和。

如果其他条件相同，则观测点上波的位移 $u(t)$ 与地震矩 m_0 成正比。地震矩可表示为

$$m_0(t) \propto u(t) \quad (3.58)$$

按照傅里叶理论, $u(t)$ 可分解为许多频率不同和大小不同的正弦变化的叠加。与此相应地震矩也是不同频率的地震矩之和了, 即

$$\bar{m} = m(\omega_0) + m(\omega_1) + m(\omega_2) + \cdots + m(\omega_n) \quad (3.59)$$

这个不同频率的地震矩是随频率增大而减小的, 但究竟按什么规律, 这要看应力释放的时间过程是什么形式而定。这也就是震源时间函数。如果这个时间函数是阶梯函数形式, 则地震矩随频率单调地减小:

$$\bar{m}_0 = \frac{m_0}{\omega} \quad (3.60)$$

式中 m_0 是谱中的最大值, 它就是人们通常说的地震矩。

由于地震波的谱是由震源时间函数决定的, 地震矩的谱也是由震源时间函数决定的, 所以两者应有一致性。这样, m_0 相应地震波的长周期成份。一般在远震中距时, 地震仪上多记到这种长周期成份的波, 所以它对求 m_0 是合适的。

在远地震台上, 面积源所发出的波与“当点源”所发出的波相等效。在求地震矩 M_0 时可用“当点源”的地震矩来代替面积源的地震矩。“当点源”的地震矩是由苏联学者凯里斯·博罗克进行研究的。对此可参阅《地震学基础》一书的173—174页^[26]。

七、求应力降

按照安艺敬一的观点, 平均应力 $\bar{S}$ 可用以下的方法来确定, 即

$$\frac{E}{M_0} = \frac{\bar{S}}{\mu}$$

因

$$\eta = \frac{E_s}{E}$$

则

$$\bar{S} = \frac{\mu E_s}{\eta M_0} \quad (3.61)$$

式中 μ 为切变模量, E_s 为地震波能量, η 为地震波能量占震源地方总能量 E 中的份数, M_0 为地震矩。在以上诸量中最难求的是 η , 如果 η 求不准确, 平均应力也难求得。

近年来人们常用布隆的公式求应力降。对于布隆的圆断层面面积、各点同时发波和震源函数为指数衰减的形式来说, 其振幅

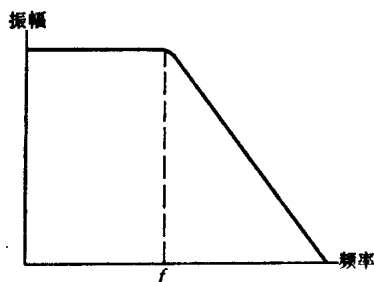


图 3.45

谱的形式如图3.45所示。这个图的含义如下: 在频率小于 f 时, 也就是地震波周期大时, 由断层面大小所造成的相差不足以使这种波在观测点上发生干涉现象, 因而振幅随波的频率变化甚微; 当频率大于 f 时, 则干涉现象就发生了, 于是振幅就要随频率的增大而衰减。

由此可知, 频率 f 是与震源断层面的大小有关的。由于 f 在振幅谱曲线(图3.45)的拐弯处, 所以通常称拐角频率。按布隆的研究, 拐角频率与圆形断层面的半径 r 的关系式为

$$r = \frac{2.34v_s}{2\pi f} \quad (3.62)$$

式中 v_s 为横波速度。应力降的公式为:

$$\Delta S = \frac{7}{16} \frac{1}{r^3} M_0 \quad (3.63)$$

式中 M_0 为地震矩。地震矩可按波谱中长周期部分的振幅值代入一定的公式去求。为了把观测点上的振幅换算成该周期的波离开震源时的值, 还得考虑地壳响应、介质吸收和地震仪的放大特征等。

第四章 震源物理分述

第一节 水在震源地方的作用

一、孔隙压力的作用

1936年杰弗里斯曾经指出〔1〕, 随着地下深度的增加, 岩体静压力也相应增加, 这样在地下深度超过5公里后, 断层面上的正压力已达1000公斤以上。在此情况下断层面上的摩擦力很大(假设摩擦系数为1), 不能快速错动而发生大地震。对于这个问题人们曾进行了许多讨论。1959年哈伯特(M.K.Hubbert)和若比(W.W.Robey)〔2〕提出了孔隙压力学说以克服断层面上正压力很大时断层错不动的问题。这个学说根据太沙基(K.Terzaghi)〔3〕和伦都利克(Rendulic, 1937)的土力学理论。

按照孔隙压力理论, 断层面上的摩擦力 F 可表示为

$$F = F_0 + \mu(P - p) \quad (4.1)$$

式中 F_0 为断层面上岩石之间的粘结力, μ 为摩擦系数, P 为断层面上的正压力, p 为孔隙压力。随着震源深度的增加, 尽管岩体静压力在增大, 但是孔隙中流体反抗这个压力的 p 值也增大, 所以断层面上的有效正压力 $(P - p)$ 就不能增加得太大, 而是限制在断层可以错动的范围内。

如所周知, 液体的特点是:

1. 当液体受到压缩时, 它显示着完全弹性的性质, 即其体积的相对变化 $\frac{\Delta V}{V}$ 与压力 P 成正比(虎克定律)

$$P = K \frac{\Delta V}{V} \quad (4.2)$$

式中 K 为体积压缩系数。它的倒数 γ 称为压缩率

$$\gamma = \frac{1}{K} \quad (4.3)$$

γ 表示液体的可压缩性, 当 γ 大时, 液体易于压缩。对于水来说, $\gamma = 4.89 \times 10^{-6}$ 。

2. 液体的切变系数近于零, 这就是说它不能承受剪切应力。

如果断层面上有许多小体积包裹水零散地分布着, 则断层两盘的真实接触面积就只占整个断层面积的一部分了。按照摩擦定律, 这时断层面上的摩擦力就比无水存在时的摩擦力小。如果所讨论的断层面上完全为水所充满, 则断层两盘就没有直接接触的部分, 两断层盘间也就几乎没有剪切应力了。所以说在地壳深处的断层面上如果有大量分散水体存在就成为可能发生地震的构造条件了。大地电磁测深资料表明, 一些低电阻层地区往往也是大震活动区, 这可能就与地壳深处存在大量的包裹水体有关。

在讨论孔隙压力的时候有两个情况是应当加以区别的。一个是岩石孔隙中的水比岩石骨架更易压缩的情况, 一个是水比岩石更难压缩的情况。对于前一种情况来说, 当断层面上受压缩时, 孔隙中的水并不能为岩石骨架支撑压力, 因而它对断层面上摩擦力的减小贡献不很大。在后一种情况, 当断层面上受压缩时水可以为岩石骨架支撑压力, 因而对摩擦力的减小贡献较大。

地温随深度增加, 到一定深度就可达到水的汽化温度。由于各地区地热的具体情况不同, 所以汽化相应的地壳深度也不同。在地壳中靠近汽化深度的地方, 水还保持着液体状态。一旦其下方有热源(例如岩浆上升)时, 就会使该处介质温度升高并使孔隙中的水达到汽化温度。当水汽化时, 会增加向外的扩张力(即增大孔隙压力), 这样断层面上的岩石强度或摩擦力 F 就要降低, 其表达式可写为

$$F = F_0 + \mu(\bar{P} - \bar{p}) \quad (4.4)$$

式中 $\bar{P}$ 可以是大地静压力 P_0 , 也可以是 P_0 与构造压力 P 之和,

至于上式中的 $\bar{p}$ 是随距汽泡的距离而变的一个量, 在距汽泡近时这个量大一些, 距汽泡远时则小一些, 直至零。

由(4.4)式可知在地壳中包裹水受热汽化的情况下, 由于其体积扩张, 对断层面上的摩擦力是有显著减弱作用的。

(4.4)式和(4.1)式虽然形式上相同, 但 p 和 $\bar{p}$ 的涵义是有区别的。

二、包裹水引起的应力集中

如果断层面上有一段为水所充满, 虽则该段上不积累剪切应力, 但是在其端部是会产生应力集中的, 如图4.1所示。图中 mn 段为充水段, mm' 和 nn' 段为应力集中段。按照巴雷布拉脱 (Barenblatt) 的理论, 在应力集中区由于岩石晶格歪扭挤紧, 岩石强度可能提高。这样在应力集中区中就可能积累很高的剪切应力。这种剪切应力的增加就有可能克服摩擦力, 发生快速错动以形成地震。

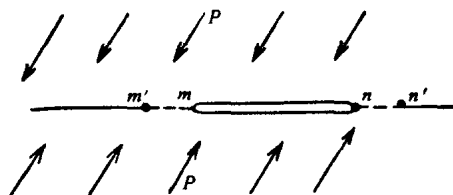


图 4.1

按组合模式, 当震源区存在大量、分散和微形的包裹水体时, 则两个小水体之间的地段就相当于一个小的应力积累单元 (水体为应力调整单元)。在区域应力的作用下, 这些小的应力积累单元就会发生地震。按照文献〔4〕的观点, 积累单元短时孕育时间短, 因此会先发生地震, 这种地震震级较小。后来, 积累单元稍长的地段发生地震。由于震级提高了, 小震级地震的数目相对减小, 这样会在大震发生前出现 b 值的降低和平均震级的增

大。当然这只是大震前 b 值减小的原因之一。以上是震源体内的微观情况。从震源孕育的宏观尺度来说，断层锁住段为应力积累单元，积累单元两端大尺度充水地段为应力调整单元，如图4.2所示。当某一充水段端部(亦即应力积累单元端部)产生应力集中而发生错动时，在错动面的前进端上也有剪切应力的集中，这样

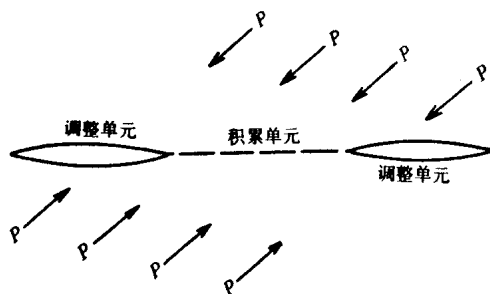


图 4.2

断裂错动就传播开去而把积累单元的应力全段释放或部分释放。与此同时大地震就发生了。在图4.2中，积累单元是有端部的，因之震源断层长度也是有限度的。

当断裂错动传播时如

遇到调整单元，错动就会停止下来。

总之，在地壳深部尽管流体静压力很大，断层面上的摩擦力也很大，但如果在那里有极其软弱的区域(称调整单元)存在，则会在其附近产生耐剪强度的提高，从而可积累起很高的剪切应力以克服那里很高的摩擦力。这个局部地段上的错动一旦启动，断裂错动得以传播，并从而发生大震。对于完全均匀的弹性介质是不适于上述情况的。

三、吸附作用

水、蒸汽和溶液(以下统称流体)对岩石力学性质的影响人们早就发现了。但是这种影响的物理机制直到1932—1934年才被苏联学者列宾捷尔(П.А.Ребендер)和卡林诺夫斯卡娅(Н.А.Калиновская)所建立。他们的工作证明：固体在流体的作用下发生应变和破坏的过程中，机械性质所以发生变化，主要由于固体和流体的接触面上发生的物理化学现象，即润湿和吸附作用。广义地说来润湿也属于吸附。所谓吸附就是某一物体把其他气体、液体

和飞尘吸引到自己的表面和内部的作用。对于地壳岩石来说，吸附作用主要是岩石新鲜表面对流体的吸附。

在自然界中，按与水的关系可把固体分为两大类，即亲水固体和憎水固体。亲水固体很容易被水所润湿，憎水固体则恰恰相反。对于我们所讨论的地壳岩石来说，几乎都属于亲水固体。具体说来就是水滴可在岩石表面上迅速展平而润湿岩石表面。如果水中还溶解了其他物质，则水润湿岩石表面时，其溶解物也被吸附在岩石表面上。

按照列宾捷尔等人的理论^[5]，岩石受力后(例如钻头向岩石钻进时)会发生大量的微观裂缝，这种裂缝的宽度甚至可小到只能放下被吸附物质的原子或分子那么大。当上述微裂缝产生后，流体就可迅速地进入，直到裂缝的最窄处。此时由于流体削弱了岩石微裂缝两边分子之间的吸引力，因而就降低了岩石的强度。按照列宾捷尔的意见，流体进入微裂缝的速度是非常快的。这是因为微裂缝形成时其新鲜表面上还有分子吸引力，当流体进入微裂缝时，这个吸引力就吸着流体迅速前进。另一种解释流体进入微裂缝很快的物理机制是这样的，即当微裂缝在液面下形成时，微裂缝处于真空状态(如图4.3所示)，所以流体会快速进入微裂缝的空间，同时吸附层很快盖住微裂缝的整个表面。

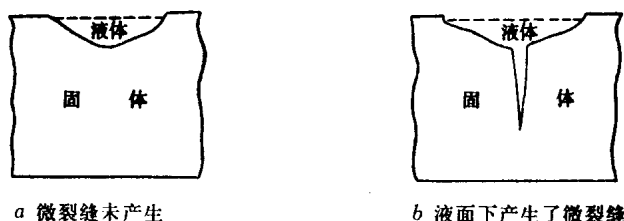


图 4.3

在大地震发生前，如果积累单元断层面上的岩石中产生了大量的微裂缝，则附近如果有流体的话就可迅速地钻进这些微裂缝

中，并使震源断层面的岩石强度降低。这样大地震就可能很快发生。

大地震发生后，在震源体积的上方由于岩石受到了巨大的动力冲击，可能会产生大量的微裂缝。此时如果附近有流体的话，则会立即钻进微裂缝中。这样岩石强度就降低了。这可能就是大震后在震源体积上方易于发生余震的原因。在实际观测中常常发现大量余震的震源深度比主震的浅。也有余震深度大于主震的，对于这种情况目前还无完满的解释。

四、岩石的脱水和水助熔化

许多岩石和矿物是有结晶水和结构水的。所谓结晶水就是在矿物的结晶点阵中有水的质点；所谓结构水就是水作为矿物分子中的一个构成部分。当含有结晶水和结构水的岩石和矿物所处的温度很高时，则岩石中结晶水和结构水就要汽化而扩张其体积，这样岩石的晶格就要被撑破而丧失其整体性，于是岩石强度就降低了。另外当岩石中含水时，其溶解温度降低很多，例如花岗岩在无水时其溶解温度是 1100°C 左右，但当有水存在时只有 750°C 。

如果震源断层面(即锁住部分)的下方有岩浆侵入，如图4.4所示。在岩浆侵入部分的上方CK段，岩石的温度是要升高的。

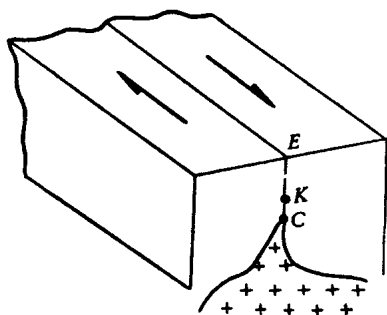


图 4.4

若这些岩石中原来含有结晶水和结构水，此时就要脱水而使岩石碎化，这样岩石强度就大大降低了。另外岩石中含有结晶水和结构水时，溶解也比较容易，因而使岩石强度大大降低。由于在图中CK段岩石强度降低了，所以该段两侧岩体就要滑动。这一滑动会使K处有高度的应力集中。这个应力

集中是有促使上部锁住段发生大错动而形成大震效果的。如果震

源根部的岩石中不含结晶水和结构水，则岩浆要使这部分岩石强度降低是不容易的。

当岩浆侵入震源根部时一方面会起到对上面锁住部分的解锁作用(即断层快速错动而发震)，另一方面岩浆上部岩石的温度升高可影响居里点等温面的上升。因此会引起地磁场的变化。关于这一点我们还要在后面作较详细的讨论。

五、水向应力区劈进

如果地壳深部的水在一个面积较大而窄狭的缝隙内存在，则当这个水体的某一部分受到较大的构造压力后，则水体就会向受压力小的方向劈进。例如在地壳块体 I、II、III 相交接的地区就可能出现这种情况。图 4.5 中的水体长轴是沿着断层带 A 分布的。在水体一端的 CD 段有很大的剪切应力积累着。此时当块体 II 和 III 之间的相互挤压比块体 I 和 III 之间的挤压大时，则水体就要向 CD 段劈进，并从而促使 CD 段释放应力而发震。特别是当 CD 段的摩擦力很大，光靠剪应力还错不动时，旁边水的劈进就成了错动的必要条件了。

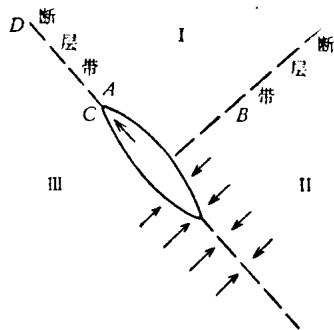


图 4.5

上述水向应力区劈进而引起大震的问题曾在文献〔6〕中提出过。即“为了积累巨大的应力能，积累单元断层面上的摩擦力就必须较大。但摩擦阻力太大了是难以产生错动而发震的。因此我们设想有这样的可能性，即深部包裹水在大范围构造运动的驱使下进入应力积累单元使断层面上摩擦力减小而发震”。

六、水在余震发生中的作用

在浅源大震发生后是会在一定时期内发生许多余震的。但是余震发生的物理原因至今其说不一。1972年美国学者奴尔和布克

尔〔7〕曾提出主震后震源区水的流动引起余震的假说。其内容如下：

大地震发生时，震源地方和其附近发生了很大和很快速的变动。相对于震前状态来说，有的区域受压力，有的区域受张力。这样震源区和其附近的水就要重新分布。当水重新分布时就可以触发储存剪切应力的地方而发震。另外奴尔和布克尔还具体作了余震发生模式的设想。他们认为地震断层错动后其端部必然一侧

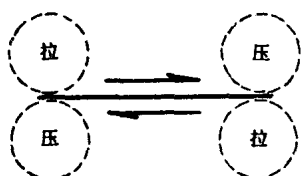


图 4.6

受挤压，另一侧受拉疏，如图 4.6 所示。由于震源断层错动时速度很快，所以压缩区受压缩的速度也很快，这样在压缩区孔隙中的水就不能瞬时被挤出。随着时间这种孔隙水就逐渐向断层面另一侧的拉疏区流去。由于这种水是从压缩区挤出

来的，所以具有一定的压力。当它流入拉疏区后，那里的许多储存剪切应力的岩石接触面上就因有流体的孔隙压力而使摩擦力减小，这样即使原来剪切应力不到错动程度的也会发生错动。这就是余震。水由压缩区流向拉疏区有一定的时间过程，主震后的余

震也有一个过程。按上述模式可推出，余震频度 $\frac{dN}{dt}$ 随时间 t 的衰减大致按以下的规律：

$$\frac{dN}{dt} \propto \frac{1}{\sqrt{t}} \quad (4.5)$$

按照奴尔和布克尔的模式，余震应主要发生在受拉疏的区域，也就是地震时发射 - P 区域。但是余震分布的实际资料往往看不出这个空间特点来。

奴尔和布克尔还讨论过主震后断层继续向前蠕滑的问题。他们的看法是由于压缩区的水流走一部分后，压缩区的体积就要收缩；另一方面拉疏区被水流入后，其体积就要扩大。这样，断层

两侧的岩体就会有一个相对的平推滑动。

七、震源区和其附近含水的实际资料

水在震源地方的作用是这样大。那么震源区和其附近究竟有水没有呢？下面我们介绍几个实测资料。

1. 1975年2月4日辽南发生7.3级地震，震源深度为12公里，大量余震深度到15公里附近终止，这可能是震源体的底部。该地区大地电磁测深资料表明，在上述余震剖面底部，即15—20公里深度上存在着异常低阻层〔8〕。

2. 1970年兰州地震大队的电磁测深组曾在1920年发生8.5级海原地震区内的三个地点上(其具体位置如图4.7中的三角符号所示)进行了大地电磁测深工作，结果发现在地壳中部大约22—26公里的深度范围内有电阻特别低的介质。其中以海原附近的那个测点最为突出。这个点下方地壳中不同深度上的电阻率值如表4.1所示。

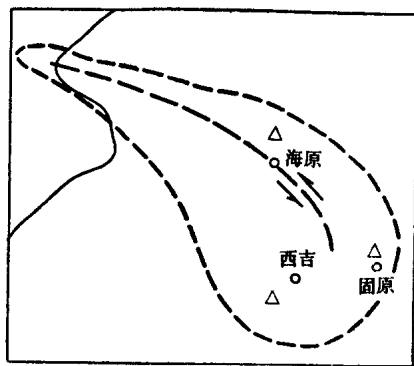


图 4.7

表4.1

深度(公里)	电阻率(欧姆·米)
0—4	8.2
4—6	3.5
6—10	25
10—12	6.2
12—22	23
22—26	1.0
26—77	670
大于77	3.0

在海原地震的震源区内，特别是靠近这个大震的主断层附近，由地面到地下22公里的深度范围内电阻率都是非常低的〔9〕。虽说大震时因摩擦错动所产生的热效应会引起电阻率的降低，但其效果不会如此之大。从物理角度来看，这里电阻率特别低可能

由于这个深度剖面内有丰富的水溶液存在，且温度也较高。据统计，世界上不同地区火成岩和变质岩孔隙水的电阻率平均值为7.6欧姆·米。这与表4.1中的数据是很接近的。由此我们认为现在海原地震的震源区内是有水溶液存在的。这可能是大震后果。

八、震源地方水的来源

地壳中水是哪里来的呢？根据文献〔6〕所述，地壳较深部的水可能有三个来源。

1. 岩浆中析出的水 火山喷发时，喷出大量气体。据分析，这种气体中以水蒸汽最多。可以认为当岩浆侵入地壳中某一深度后，可能有水从中离析出来，存在于岩浆与围岩的接触面附近。当岩浆凝固后，这些水就存在于地壳中。

2. 结晶中脱出的水 在地壳中，某些岩石和矿物的结晶中是含有水分子的。当这种岩石和矿物达到一定温度时，水分子就要扩张体积而从岩石或矿物的结晶中脱出并存在于岩石或矿物的颗粒之间，成为粒间水。如果大面积岩石或矿物所受的构造压力有差异，则粒间水还可以向某些地方聚集。

3. 被构造运动掳入地下深部的水 在重力的作用下，地面水可沿裂隙渗入地下一定深度。但是在深度大于4公里后（实际上可能更深一些），裂隙就要闭合，因此由地表渗透下去的水到此深度就下不去了。但当沉降运动剧烈时，先沉积的地层的水份还没有排出就被后沉积的地层压上去了。依此情况，原来沉积的地层越下沉越深，后沉积的地层越压越厚，于是地面上的水也就被构造运动掳入地下了。这只是构造运动把水掳入地下的一个例子。实际上还可能有其他掳入形式。

由于水是一种易动物质，所以它能够很灵敏地反映震源区及其形变波及区的变动情况。文献〔10〕曾指出：“大地震发生前，震源地方的岩石变形比以前更加剧烈了。这种比较剧烈的形变传达到地表时，使地表附近的含水地层和衬水地层也发生变形，从而也就引起了地下水在重力场中的重新分布。”文献〔6〕指出，这种剧

烈的震前变形,可能就是临近大震前震源断层面上的蠕滑引起的。

第二节 震源地方的热学问题

一、地壳岩石的强度与温度的关系

构造性地震的能量大小取决于两个因素,一个是岩石强度,一个是震源体积。对于岩石强度来说,是随温度的升高而降低,随围压的增高而升高的。在地壳中,随着深度的增加,温度和压力都在增加。这样对岩石强度来说,就会造成深度太浅时因围压太小而岩石强度不大,深度太深时因温度太高而岩石强度也不大;只有在某些深度温压条件比较合适,岩石强度较大。这应当是大地震孕育的深度范围。根据日本学者松岛昭吾^[11]的研究,对于完整岩石来说在某种围压 p 的条件下,不同温度 T 时花岗岩的强度可用图4.8和式(4.6)表示。

$$\tau P_p^* = {}_0P_p^* \left(1 - \frac{T}{1100} \right) \quad (4.6)$$

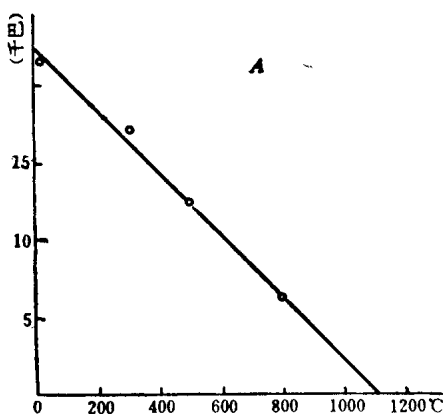


图4.8 A 在5千巴围压条件下花岗岩强度随温度的变化

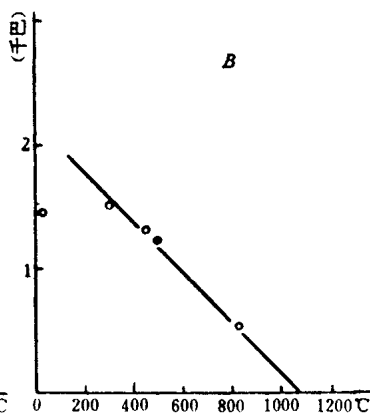


图4.8 B 围压为1个大气压情况下花岗岩强度随温度的变化

式中 τP_p^* 为在温度 T 时的岩石强度, σP_p^* 为在零度时的岩石强度, 脚标 p 表示一定的围压条件。(4.6) 式对于所有的围压条件都是合适的。

由(4.6)式可知, 当温度达到 1100°C 时, 花岗岩就熔化, 没有强度了。当温度为 550°C 时花岗岩强度只有零度时的一半。在地壳内 20 公里的深度上温度大致为 550°C 。

二、地壳摩擦力随温度的变化

上节所介绍的松岛昭吾的实验是完整岩石强度随温度的变化。但地壳演化到今天, 已不是均匀完整的椭圆球壳, 而是分割为大小不等、形状不一和性质有别的大量的地壳块体。这些块体的交界带就是深大断裂带。在块体内部也还有许多次一级的断裂带。由于地壳岩石重量引起的横向压力(大地静压力)的存在, 遂使上述诸断裂面上具有很大的正压力, 使断裂面有很高的摩擦阻力。这种高摩擦阻力的存在, 使沿断裂带有可能积累起巨大的剪切应力(有的学者称这种应力为摩擦应力)。这种剪切应力释放时就会发生大地震。

根据斯太斯基和布瑞斯^[12]的实验, 当花岗岩所处的温度条件

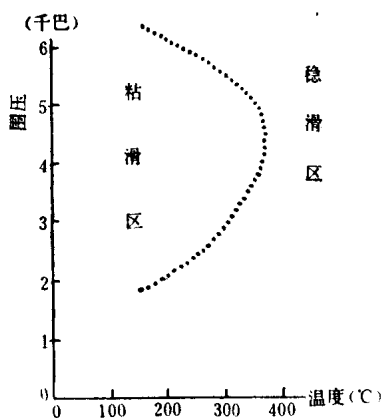


图4.9 花岗岩断层滑动结果

低于 500°C 时, 其断层面上摩擦力随温度的增加减小很少, 大约每升高 100°C 摩擦应力减少 2—3%。然而在温度条件高于 500°C 时, 在一定围压下, 摩擦应力急剧减小, 大约每增加 100°C 摩擦应力减少 20%。

根据他们的实验研究, 在地壳内当断层面上的摩擦力很大时, 沿断层面会积累起巨大应力, 然后断层突然错动形成大震。这种错动称为粘滑。如

果断层面摩擦阻力不大，在不高的剪切应力作用下断层就会徐徐滑动，不发生大地震。这种滑动称为稳滑。由此可知，粘滑和稳滑分别在不同的围压和温度条件下发生。对于花岗岩来说，粘滑和稳滑的分界线如图4.9所示。

图 4.9 说明，在地下较浅处，温度虽然低，有利于粘滑，但断层面上的正压力不够大，又不利于粘滑。在深度很大时，断层面上正压力较大，有利于粘滑，但在该深度上温度却较高，又不利于粘滑。这就决定了图中的曲线必然是向右凸出的。这个凸出的顶点相应的温压条件大约是地下10—15公里深度。这就是说，在地下深度大于15公里时，断层的滑动就以稳滑的形式出现了。

三、岩石松弛时间随温度的变化

在震源孕育过程中，由于构造力作用较缓慢，所以岩石内积累应力的过程不是完全弹性体积累应力的过程，而是流变体积累应力的过程。例如把地壳岩石视作麦克斯威尔体，则当构造运动的力量作用到岩石上后，在岩石内一方面积累应力，另一方面应力却又在松弛。如前者大于后者，则应力最后可以积累到较大的值；如后者接近前者，则岩石内是积累不起巨大的应力的。前一种情况可以发生大地震，后一种情况则发生不了大地震。表征岩石对应力松弛快慢的一个量就是所谓松弛时间 τ ，它的含义是当

岩石内应力松弛到原来应力值的 $\frac{1}{e}$ 时所需的时间。这个值对于不同的岩石是不同的，另外对同一种岩石如所处的温度条件不同时也不同。

地壳岩石的结晶中具有大量的质点按一定的几何位置排列着。这些质点围绕其平衡位置在不停地振动着。当一个质点振动的能量足够大时，它就可由原来的平衡位置跳到新的平衡位置。这时我们说该质点发生了永久位移，因此应力松弛了。质点在原平衡位置上停留的时间称为定居时间。当某岩石诸质点的定居时间短时，则应力易于松弛，当某岩石诸质点定居时间长时，则应

力难于松弛。由此可知，质点的定居时间也就是前边所说的松弛时间 τ 。质点在原平衡位置定居的时间长短取决于该质点振动时所具有的能量大小。当岩石加热时，这些质点就获得了巨大能量，使它很快跳离了原来的平衡位置而到达新的平衡位置。岩石的松弛时间 τ 是随温度的升高而降低的，其表示式为

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{W}{kT}} \quad (4.7)$$

式中 τ_0 为质点围绕平衡位置作热振动时的固有周期， W 为质点因原平衡位置跳到新的平衡位置所具有的能量（称空位形成能）， k 为波尔茨曼常数，其值为 1.38×10^{-16} 尔格/度， T 为绝对温度。由 (4.7) 式可以看出，当温度 T 增大时，松弛时间 τ 是要变小的。

根据笠原庆一的研究^[13]，玄武岩在 600°C 时松弛时间 $\tau = 10^4 - 10^5$ 年，在 1000°C 时 $\tau = 10^2 - 10^4$ 年。

对于震源地来说，如果构造力作用的速度足够快，即在很短的时间内就以很大的力量加在震源地方的岩石上，则此时岩石内质点来不及跳至新的平衡位置，即应力来不及松弛就迫使岩石发生破裂错动而释放能量，则此时的地震能量大，地震亦大。如果构造力作用到震源岩石上后，岩石内的质点有的已跳至新的平衡位置，有的还未跳，此时在岩石内既有弹性形变，也有塑性形变。根据笠原庆一的研究^[13]，岩石内弹性形变所占的比例取决于该岩石松弛时间 τ 与构造力作用后岩石到破坏所经时间 t 的比例，即

$$H = \frac{E_e}{E_e + E_p} = \left(1 + \frac{4t}{10\tau}\right)^{-1} \quad (4.8)$$

式中 H 为弹性形变在总形变中所占的比例， E_e 为弹性形变， E_p 为塑性形变。由 (4.8) 式可知，当 $t \ll \tau$ 时，则 $H \approx 1$ ，此时总形变几乎全是弹性形变。前已述及，当地壳内某处温度非常高时，则 τ 值甚小，此时即使构造力作用还不很慢，但其形变也以

塑性形变为主了。在此情况下，就不易发生大地震。

按照松岛昭吾的实验，塑性形变（或者蠕变）是在一定的应力作用下开始的，我们称其为蠕变极限。这个极限随围压增大而增大，随温度升高而减小。在地壳内蠕变极限所相应的深度如图4.10所示。

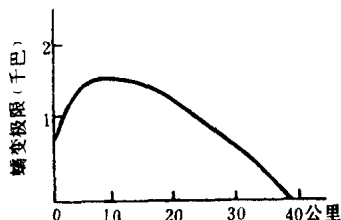


图4.10 地壳花岗岩中蠕变极限随深度的变化

由图4.10可以看出，在接近40公里深度的地方，只要有极小的应力，岩石就会发生蠕变，因此那里很难发生大震。至于图中曲线向上凸出的原因是因为蠕变极限由围压和温度两个因素决定，当围压增大时蠕变极限提高，当温度升高时蠕变极限降低。围压 p 与花岗岩蠕变极限的关系式为

$$P_p^c = P_0^c (Kp + 1)^{\frac{1}{2}} \quad (4.9)$$

式中 P_p^c 是在围压 p 条件下的蠕变极限， P_0^c 是围压为一个大气压条件下的蠕变极限， K 是一个常数。

温度 T 与蠕变极限的关系为

$${}_T P_p^c = {}_0 P_p^c \left(1 - \frac{T}{800} \right) \quad (4.10)$$

式中 ${}_T P_p^c$ 是围压 p 和温度 T 条件下花岗岩的蠕变极限， ${}_0 P_p^c$ 是围压 p 和温度为零度情况下岩石的蠕变极限， T 为温度。由图4.10和(4.10)式可知，蠕变极限最大的深度大致在地下10—15公里。因此在这个深度上易于积累弹性形变能而发生地震。特别是大地震，其震源体积应当包含这个深度范围。

总结以上所述，可知在地壳内5—30公里是易于发生大地震的深度范围。我国的破坏性地震其深度也大致在这个范围，如表4.2所示。

表4.2

发震日期	震中位置	震级 M	震源深度(公里)
1954.2.11	甘肃山丹	7 $\frac{1}{4}$	12
1960.11.9	四川松潘	6 $\frac{3}{4}$	5
1961.4.1	新疆巴楚	6.5	20
1961.4.14	新疆巴楚	6.8	20
1961.6.27	云南中甸	6	5
1962.3.19	广东河源	6.1	5
1962.5.21	青海霍布逊湖附近	6.8	25
1962.8.20	新疆赛里木湖	6.4	25
1963.4.23	云南云龙	6	20
1964.1.18	台湾台南东南	7	25
1964.11.26	台湾三貂角附近	6.3	20
1965.7.3	云南江城西南	6.1	15
1966.2.5	云南东川	6.5	
1966.2.13	云南东川	6.2	
1966.3.8	河北邢台隆尧	6.8	10
1966.3.22	河北宁晋东汪	7.2	
1966.3.29	河北巨鹿	6.0	25
1966.9.28	云南中甸东南	6.4	
1967.3.27	河北河间大城	6.3	30
1967.8.30	四川炉霍西北	6.8	8
1969.7.18	渤海	7.4	35
1969.7.26	广东阳江	6.4	5
1970.1.5	云南通海	7.7	13
1970.2.7	云南普洱西南	5.5	15
1970.2.19	西藏日嘎西南	6.1	12
1970.2.24	四川大邑	6 $\frac{1}{4}$	13
1971.3.23	新疆乌什东北	6.0	12
1971.3.24	新疆乌什东北	6.1	12
1971.3.24	青海阿拉克湖东	6.8	22
1971.4.3	西藏杂多南	6.3	20

续表4.2

发震日期	震中位置	震级 M	震源深度(公里)
1971.4.3	西藏杂多南	6.5	20
1971.4.28	云南普洱	6.7	15
1971.9.14	云南普洱	6.2	33
1973.2.6	四川炉霍甘孜	7.9	17
1973.6.3	新疆精河	6	33
1973.7.14	西藏北部	7.3	33
7.14	西藏北部	6.0	30
1973.8.11	四川南坪	6.5	8
1973.8.16	云南普洱	6.3	10
1973.9.8	西藏明瓦洛特山	6.0	33
1974.5.11	云南永善	7.1	14
1975.2.4	辽宁海城	7.3	12
1976.5.29	云南龙陵	7.3	20
1976.5.29	云南龙陵	7.4	20
1976.7.28	河北唐山	7.8	16
1976.8.16	四川松潘	7.2	
1976.8.23	四川松潘	7.2	

四、震源附近的高温区

前已述及, 高温区本身是积累不起巨大的剪切应力而发生大震的。但是高温区却对附近坚硬岩石区的震源孕育起有积极的作用。例如在图 4.11 中当构造力 P 作用到一个地壳块体上时, 则在块体内各点会有压应力和剪应力产生。但对高温区来说, 由于它承受不了多大的剪切应力就发生蠕变了, 所以在与高温区端部相邻近的地方, 例如图中 A 、 B 、 C 、 D 等处就会产生剪切应力的集中。高温区温度越高、长度越大和端部越尖窄, 则所引起的这种剪应力集中越大。这样在 BC 区段内就易于发生大震了。当 BC 段发生断裂错动时高温区还起着让位的作用, 即断层一盘错入高温区, 另一盘离开高温区 (图 4.12), 高温区介质流动调整

后其体积基本上不变。这样不仅高温区本身未发生空间容纳不下的问题，而且 BC 段的错动也不发生空间容纳不下的问题。另外 BC 段断层破裂传播停止的机制也解决了。上述高温区的让位作用可称为流态区让位。

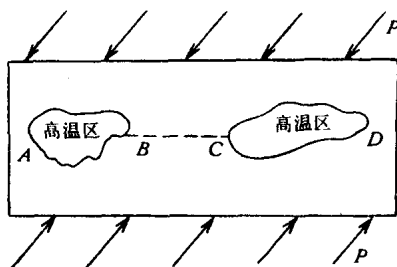


图 4.11

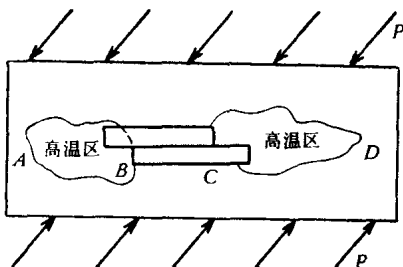


图 4.12

还应指出，地壳内高温区的存在还可在其附近产生热应力。实际上这种应力是由两部分组成的。一部分是高温区介质本身的体积膨胀对周围岩石施加压力，就会产生剪切力。另外高温区的热量必然要向周围介质中传导，使周围介质也升温膨胀，但这种膨胀受到围岩的约束而不能自由膨胀，这样也产生了应力。如果膨胀和约束不均匀，则会产生更大剪切应力。

根据以上所述，高温区附近应是易于孕育大震的地带。1976年唐山大震极震区两端就有高温区存在。

五、关于液气转化问题

在地壳岩石的孔隙中是饱含水溶液的。在大约11—17公里的深度，岩石孔隙中的水就处于由液态向气态转化的状态。在这个深度上如果岩石内产生了扩容裂缝，则原来的孔隙就要扩大，孔隙内水溶液的压力就要减小，这样液体就转化为气体了。当孔隙内的液体转化为气体时，岩石的电导性就会发生变化^[14]，另外地震波过该岩石时波速或波速比也会减小。波速减小是由于孔隙中液体变为气体时其弹性模量会发生变化^[15]。如果震源断层面

产生了预位移，则扩容裂缝就趋于闭合。这时孔隙压力又会增加，于是气态又回到液态，这样在临近大震前波速或波速比就回返到原来的值了。但是1975年赫德利 (K·Hadley)^[16]发表不同的观点，她指出由于扩容而产生的孔隙度的增加可能不大于10—100%，所以孔隙流体由液态变为气态时引起波速比 $\frac{V_p}{V_s}$ 的变化很小，不足以观测出来。

六、大震前预位移产生的热量

按照文献〔6〕的观点，震前的“缓慢滑动也可使断层面上生热”。这种生热对地震预报来说具有两个意义，一是使断层面上的摩擦力降低以促使大震发生，另一个是当生热显著时由于断层面上升温而构成导电通道（见下节图4.22），因而电场会发生变化。

关于预位移在断层面上所升高的温度 T 可用下式计算^[17]：

$$T = \frac{hFD}{KJ(t\pi)^{\frac{1}{4}}} \quad (4.11)$$

式中 h 为导温系数， F 为断层面上的摩擦力， D 为预位移幅度， K 为导热系数， J 为热功当量，其值为 4×10^7 尔格/卡， t 为完成预位移幅度 D 所需的时间。对于花岗岩来说， $h = 0.08$ 厘米²/秒， $K = 0.006$ 卡/厘米²·度·秒。如果临震前在1分钟内震源地方滑动了10厘米，按(4.11)式计算，断层面上的温度可升高23度。上述滑动速度约为地震时断层错动速度的千分之一。

七、大震前高温液体向震源区的渗入

由文献〔9〕可知，我国地壳内有两个低阻层，一个是在20—30公里的深度，一个是在10公里左右的深度（相当于沉积层底部）。前者是普遍存在的，后者则有的地方存在，有的地方不存在。按照文献〔9〕的解释，前一个低阻层是热脱水作用形成的，后一个是沉积岩在沉积过程中掳入地下的水富集并升温而形成的。在文献〔6〕中曾指出，当地震很大时，由于震源体积较大，

地壳深部水的下部如果承受了较大的压力，则这个水就要向上劈进并可能触发大震。另外按照扩容理论（第二章），在大震前，当震源体积内产生大量张性微裂缝后，低电阻层中的水就可能向其内渗入。由于高温水进入后，不仅产生孔隙压力，而且还对岩石强度有弱化作用，所以就可促使地震发生。上述热水渗入震源区时，由于震源区电阻率降低，有可能被地电手段察知而用于地震预报。

八、地震发生时震源断层面上产生的热

地震发生时震源地方的剪切应力是要释放的。但释放到什么程度为止呢？这要看震源断层面上的动摩擦力而定。因为震源地方所剩下的剪切应力是要与动摩擦力平衡的。当震源断层面起初错动产生的热，使断层面上呈现熔化薄层时，则断层面上的动摩擦就会变得很小，这样震源地方的剪切应力就几乎全部释放了。由此可知，地震发生时震源断层面上的生热问题直接关系到震源地方应力释放的程度问题。另外，震源断层面上因高热而产生熔化层后，由于在一定时间内这种润滑状态还存在着，所以应力在该断层段上积累就有困难了。只有当这种熔化层的高热状态因热传导而冷却时，震源断层上才可再积累起巨大应力而发震。

1. 寺田寅彦的研究 1930年日本学者寺田寅彦^[18]曾讨论了两地壳块体之间有夹层的情况下，当两块体相对错动时产生热的问题。

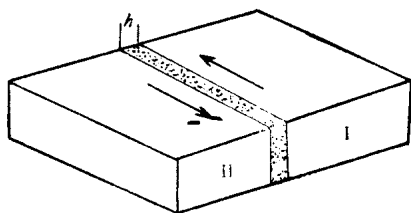


图 4.13

设想断层带上有一厚度为 h 的软层，在地壳块体 I 和 II 发生相对错动时发生剪切变形（图4.13）。其单位面积上所作的功为

$$W = S \cdot D \quad (4.12)$$

式中 S 为剪切应力， D 为两块体的相对错动幅度。如果把夹层介质视作有一定粘度 η 的介

质，则夹层中的剪切应力是

$$S = \eta \frac{v}{h} \quad (4.13)$$

式中 v 为块体 I 和 II 的相对错动速度。 $\frac{v}{h}$ 相当于粘性夹层介质沿 h 方向的速度梯度。

如果错动幅度 D 在时间 t 内完成时，则

$$D = vt \quad (4.14)$$

将 (4.13)、(4.14) 式代入 (4.12) 式，则为

$$W = \eta \left(\frac{v^2}{h} \right) t \quad (4.15)$$

这个功 W 所转换成的热量为

$$Q = \frac{1}{J} \eta \left(\frac{v^2}{h} \right) t \quad (4.16)$$

式中 J 为热功当量，其值为 4.18×10^7 尔格/卡

以上寺田寅彦的计算是一种内摩擦生热的计算。

2. 杰弗里斯的研究^{[17]、[19]} 1942 年英国学者杰弗里斯曾讨论了两个紧相接触的断层盘相对错动而生热的问题。他指出，单位时间内产生的热量为

$$Q = \frac{1}{J} F \cdot v \quad (4.17)$$

式中 F 为断层面上的摩擦力， v 为断层两盘相对错动的速度， J 为热功当量。在震源断层相对错动时，由开始错动到结束的时段 t 内，断层面上一方面产生热，另一方面热量还要向断层盘体内部传播。杰弗里斯得到断层面上岩石的温度公式是

$$T = \frac{hFv}{KJ} \left(\frac{t}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.18)$$

式中 K 为导热率， h 是导温系数， t 为错动开始到结束的时间， J 为热功当量， F 为断层面上的摩擦力， v 为断层错动的速度。

一般花岗岩的导热率 $K = 0.006$, 导温系数 $h = 0.08$ 。

杰弗里斯还讨论了断层相对错动的速度 v , 他指出:

$$v = \frac{S\beta}{\mu} \quad (4.19)$$

式中 S 为断层面上释放的剪切应力, β 为横波传播速度, μ 为岩石的切变模量。

(4.19) 式表示的是断层错动速度为常数的情况。

把 (4.19) 式代入 (4.17) 和 (4.18) 式, 则有

$$Q = \frac{1}{\mu J} F S \beta \quad (4.20)$$

$$T = \frac{h F S \beta}{K J \mu} \left(\frac{t}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.21)$$

由 (4.20) 式可知, 对于同类岩石来说, 断层面上产生的热量大小取决于震源断层面上的摩擦力和剪切应力。

3. 马克辛和布隆的研究 1972 年马克辛 (D. McKenzie) 和布隆^[20]讨论了震源断层错动时相对错动速度随时间变化的情况。他设想这种错动速度是错动开始时最大, 然后随时间按指数规律减小, 其形式为

$$v = \frac{S\beta}{\mu} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (4.22)$$

式中 t 为错动开始后所经的时间, τ 为横波传过震源断层面所需的时间。在震源断层开始错动时, 即 $t \rightarrow 0$ 时, (4.22) 式转化为 (4.19) 式

另外马克辛和布隆还指出, 断层开始的那一个阶段, 如断层面上产生的热量已形成熔化薄层, 则断层面上的摩擦力迅速减小, 于是断层错动就可能加速, 以至于把震源地方的剪切应力彻底释放。由此可以推知, 小地震的应力降小, 大地震的应力降大。还应指出, 当震源断层错动的初期阶段断层面上产生熔化层后, 由于摩擦力剧降, 由 (4.20) 式可知随后的错动就不再产生

大量的热，而更多地产生弹性波。马克辛和布隆指出，1906年旧金山大地震后在断层附近所以没有观测到热流异常，可能就是上述原因。但有人认为可能是1906年大震震源断层面的孔隙流体压力较大，所以断层错动时发热不多。

按照马克辛和布隆的观点，断层错动时所形成的熔化薄层的厚度只有几厘米。他们还指出，当摩擦力和剪切应力都是千巴的数量级时，即使错动1毫米的幅度也能使断层面上达到熔化（温度达 1000°C ）。假使摩擦力和剪切应力都是10巴的数量级，则目前所观测的地震最大错动幅度也不能使断层面上岩石达到熔化。

1885年拉普沃尔兹（Lapworth）曾发现断层带上有一层流动形态的岩石，他称其为糜棱岩。1954年斯科特（J. S. Scott）和德赖沃尔（H. I. Drever）在尼泊尔喜马拉雅山地区发现一些逆掩断层带上也有一层类似玻璃态的岩石，其厚度约2厘米。马克辛和布隆认为这就是断层错动形成的熔化层快速冷凝的结果。

4. 普舍尼克夫的研究 1965年苏联学者普舍尼可夫^[21]在研究地震发生时震源地方的能量分配时指出，除了地震波能量和克服重力的能量外，其它一些能量都在震源地方转化为热了。

（1）在地震孕育期间，岩石的体积变化会引起温度的升降。地震时由于弹性回跳而使形变消失（即震前受压缩的区域在地震时相对拉伸，在震前受拉伸的区域地震发生时相对压缩），这样在地震时的温度增高或降低抵偿了孕震期间的温度变化。这种考虑是把孕震和发生视为同一个热力学过程。

（2）在地震发生时震源地方的岩石要发生破坏。这个破坏就是把分子之间的拉力破坏。它要消耗大量的能量，该能量最终要变成热能。

（3）断层错动时由于克服摩擦力而产生热。

（4）在震源断层面的周围，地震发生时会有剧烈的塑性变形。按照布里格曼（P. Brigrman）^[22]的研究，塑性形变能的85%或100%转化为热能。

(5) 在地震发生时震源断层面上在高温和高应力作用下, 可能发生岩石的变质作用。这种变质作用可能放热, 也可能吸热。这就是说震源地方的弹性位能释放后, 其中有一部分能量是用在岩石变质上。

地震发生时地震波能和克服重力的能都离开震源了。变质作用吸掉了震源地方一部分热能。而上述(1)—(4)项的过程都转化为热能留在震源地方。这个热能占震源地方总能量的绝大部分。

按照许多学者从爆破(包括地下核爆炸)方面的研究, 认为地震波能量只占震源总能量的百分之几或千分之几。这就是说震源地方的热能基本上等于震源地方位能的数量级。

九、从热学角度讨论大地震的重复性

在第三章中曾介绍了不同震级的地震所产生的错动幅度 D 为

$$D = vt = 10^{0.52M-1.25}$$

式中 D 以厘米为单位。把它代入(4.18)式, 则

$$T = \frac{hF}{KJ\sqrt{\pi t}} (10^{0.52M-1.25}) \quad (4.23)$$

由式(4.23)可知, 对于同样的错动幅度 D , 其所用的时间 t 越短, 即断层错动速度越大时, 在断层面上形成的温度越高。

对于组合模式来说〔4〕, 由于积累单元两端的压缩区和拉伸区对积累单元的错动起着推挽的作用, 并给它让开了错动的位置, 所以断层错动时速度就很大, 断层面上温度就可能很高, 甚至可以达到使岩石熔化的程度。当熔化状态形成后, 震源断层面两侧的地壳块体虽然仍和以往一样作相对运动, 但高温的断层面上就不易积累弹性应力能了。按照文献〔4〕的说法, 此时这个在震前为应力积累单元的地段在震后转化为应力调整单元了。但是随着时间的流逝, 断层面上的高温状态是会因热传导而消失的。当温度降至蠕变温度之下, 这个地段就恢复积累单元的性能, 于

是又会积累地震能量而发震。按照这个观点，我们认为在原震源体积中重复发生大震的时间间隔大致为

$$t = t_1 + t_2 \quad (4.24)$$

式中 t_1 为大震后降温所需的时间， t_2 为下次地震由应力开始积累到大震发生所需的时间。

假设地震时断层面上形成的高温薄层，其厚度为 $2R$ ，在这个厚度内温度皆为 t_0 ，如图4.14所示。假设薄层内的温度降低仅是由热量沿 x 方向上的热传导引起的，则在薄层内不同的位置上于地震后不同时间所处的温度状态是^[23]：

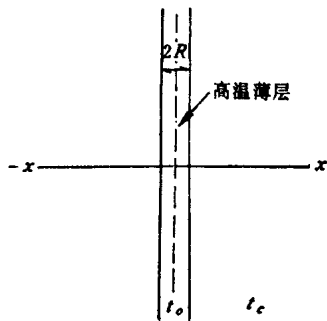


图 4.14

$$t(x, \tau) = (t_0 - t_c) \left\{ 1 - \frac{1}{1+K} \sum_{n=1}^{\infty} (-h)^{n-1} \left[\operatorname{erfc} \frac{(2n-1)R-x}{2\sqrt{a_1\tau}} + \operatorname{erfc} \frac{(2n-1)R+x}{2\sqrt{a_1\tau}} \right] \right\} + t_c \quad (4.25)$$

$$K = \sqrt{\frac{\lambda_1 c_1 \gamma_1}{\lambda_2 c_2 \gamma_2}} \quad h = \frac{1-K}{1+K} \quad a_1 = \frac{\lambda_1}{c_1 \gamma_1}$$

式中 t_c 为地震发生前断层面以外介质所处的温度， erfc 为反误差函数， λ_1 、 c_1 和 γ_1 分别为高温薄层内介质的热传导系数、比热和密度， λ_2 、 c_2 和 γ_2 分别为薄层外介质的热传导系数、比热和密度， τ 表示地震发生后所经过的时间。

为了使断层重新锁住，人们对高温薄层中心面上的温度降落更感兴趣。令 (4.25) 式中的 $x=0$ ，即可求得温度降落的表达式为

$$t(0, \tau) = (t_0 - t_c) \left\{ 1 - \frac{2}{1+K} \sum_{n=1}^{\infty} (-h)^{n-1} \left[\operatorname{erfc} \frac{(2n-1)R}{2\sqrt{a_1\tau}} \right] \right\} + t_c \quad (4.26)$$

某些地震工作者认为，如断层错动的速度很大，那么当大震发生时就有可能造成错动过火的现象。因此为了恢复平衡还得向回错。这就是为什么有些大震的余震其震源机制资料和主震震源机制资料相反的原因。例如1957年12月4日蒙古人民共和国发生了一次大地震($M=8.3$ 级)，地震发生时我国兰州、银川和太原都有感觉；根据苏联学者对地震图的分析，发现该大震是由三次错动接踵而成的，其中第三次的错动方向与前两次相反。这可能就是前两次错动过火造成的回错现象。

第三节 震源地方的电学问题

在第二章中，我们论述了构造地震震源的孕育是应力积累的问题。因之在研究大震前的震源电学问题时，首先应着眼于与应力有关的形变或微破裂对电阻率的影响（以后称这种电阻率的变化为形变电阻率）。在本节中，我们着重讨论震源及其外围电阻率的变化，关于其他电学问题，在本节的最后作些讨论。

在物理学中，人们早就发现当金属受力后其电阻率会发生变化。1955年哈斯 (H.Hughes) 对橄榄岩在高围压和高温下的导电性进行了实验研究^[24]。1960年帕尔霍缅科 (Э.И.Пархоменко) 和邦达林科 (А.Г.Бондаренко) 对岩石电阻率与单向压力的关系进行了实验研究^[25]。当时研究的目的是为了改进电法勘探和研究地球内部的结构。1965年日本学者山崎良雄指出^[26]，当岩石受力后，不仅其体积会发生变化，电阻率也会发生相应的变化，而后的变化比前者要大得多。他提出测量电阻率的相对变

化来推断形变，从而预报地震。岩石体积相对变化 $\frac{\Delta V}{V}$ 与其电阻

率相对变化 $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ 的关系为

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = (100-1000) \frac{\Delta V}{V} \quad (4.27)$$

由 (4.27) 式可知，把形变指标转化成电阻率相对变化的指标时放大了 100—1000 倍。山崎良雄这一思路在物理上是很明确的，后来许多学者都相继用模拟实验和野外实测来研究地震与形变电阻率变化之间的关系。

一、震源地方电阻率变化的原因

我国绝大多数破坏性地震皆发生于 5—30 公里的深度范围内。在这个范围的上部，岩石的温度一般不超过 500°C。由物理学的研究可知，低于这个温度时，岩石内的导电性主要由岩石内的孔隙度和孔隙内的溶液来决定，因而可称为电介质导电。当温度高于 500°C 时，岩石的导电机制就发生变化，成为热缺陷导电（或叫离子导电）、杂质导电和本征半导体导电。由于破坏性地震主要发生在低于 500°C 的深度范围内，即 5—20 公里，因此本章所谈的电阻率变化主要是由岩石孔隙和溶液引起的。

1. 震源地方岩石是干岩石的情况 如第一章所述，随着深度的增加，流体静压力不断增加。深度超过 4—5 公里后，岩石内的孔隙就要被挤压而闭合。对于干岩石来说，地壳内是没有孔隙的。地壳受构造力作用后，在震源地区的岩石中就会产生多种类型的张性微裂缝（见第二章图 2.43）。当这些张性微裂缝产生之后，震源地方岩石的电阻率就要增加。由于张性微裂缝的走向在空间上有一定的优势方向，所以电阻率具有各向异性。

除了上述张性微裂缝对电阻率的影响外，在大震孕育到晚期，震源区和断层面附近会产生许多剪切错动的小裂缝。这种剪

切裂缝就是前震。它们错动的速度很快，在错动面上可形成高温，甚至使岩石溶解。这些高温微面产生后，会使震源地方的电阻率降低。

再者，如第二章所述，在大震发生之前孕震断层面上会有预位移发生，按照文献〔6〕的观点，预位移可使孕震断层面上生热，这样也会使孕震断层面和其附近的电阻率降低。

第一种原因发生的时间早一些，因此早期电阻率上升，到孕震的晚期由于第二、三种原因发生，且当显著的预位移发生时张性微裂缝还要趋于闭合，所以在临震前电阻率应当下降，如图4.15所示。

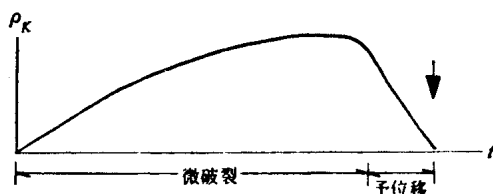


图 4.15

2. 震源地方岩石是水饱和的情况 由于地壳岩石的孔隙中是饱含水的，水中又溶有一定的矿物，地震前电阻率的变化与干岩石的情况就不相同。

(1) 大量张性微裂缝引起电阻率的变化 与干岩石的情况相反，当饱水的岩石中新产生的大量张性微裂缝与原来岩石中的饱水孔隙接通时，或是原来的孔隙扩大时，则水就会很快润湿新鲜的裂缝表面，并在裂缝壁上形成水的薄层，这就大大增加了导电面积，因此岩石的电阻率就大为降低。

(2) 大量微小剪切裂缝产生引起电阻率的变化 剪切裂缝产生时（相应于前震）错动速度很快，形成大量高温微面，使震源区岩石的电阻率降低。如果这种高温使近处的溶液水增温，则更降低了岩石的电阻率。

(3) 预位移引起电阻率的降低 预位移在临震前是比较显著的, 会在断层面附近引起升温, 从而使电阻率降低。

总之, 当地壳岩石是饱水时, 震前的电阻率总是要降低的, 如图4.16所示。

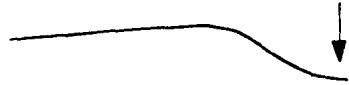


图 4.16

无论图4.15和4.16的情况, 当大地震发生之后, 由于大震时的剧烈错动, 震源区还会产生大量的裂缝, 这些裂缝由于原来地壳中的水不足以都润湿它们, 所以有可能表现出电阻率有所升高, 即图中的曲线在震后可能有所回返, 但一般是回返不到原值的。

3. 气液转化与电阻率的关系 在饱和水的地壳中, 当大量张性微裂缝发生后, 由于孔隙的扩大, 孔隙内的水就有余地扩张自己的体积, 或者说该液体所受的压力降低了。地下深处的水所以不在高温下气化, 是由于所受压力较大之故。如果压力有所降低, 则水就会气化, 或者是气液混合状态。一般来说, 气体电阻率比液体的要大, 预料此时震源地区岩石的电阻率要升高。但是布雷斯^[14]发现岩石的电阻率仍然是降低的。这是因为尽管随着孔隙的加大, 一部分水变成气体, 但是在裂缝的新鲜面上却铺上了一层薄薄的水, 这样从总效果上来看仍是增加了导电通路, 所以电阻率仍是降低的。

4. 流体在震源区和其周围的运动 地壳中流体的运动是一个极复杂的问题。地壳中含水的不均匀性、地壳结构的不均匀性和应力的时、空分布情况都是复杂的, 并且事先难以知道。这里只作一些简单情况下的讨论。

(1) 地表水可能向震源地方渗透 对于浅源大震来说, 其震源区的张性微裂缝可能会达及浅部。这样地表层附近的水(地下1—2公里)就可能顺扩容裂缝向下渗透, 使震源区岩石的电阻率降低。

(2) 地壳深部的水可能向震源地区渗透 根据大地电磁测深资料, 在地壳内震源体底部有低电阻层存在, 其厚度一般在几公里左右。这个低电阻层可能是由于岩石的结晶水在一定温度条件下脱出形成的。该

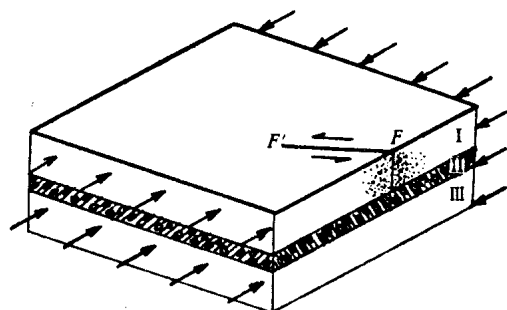


图 4.17

层中的水存在于岩石颗粒之间, 并且在长期构造运动的作用下, 水的分布可能是不均匀的, 有的地方多, 有的地方少, 有的地方可能还有水的聚集, 如图4.17所示。在图中 I、II、

III层共同组成了地壳, 其中II层是低电阻层。在II层中含有大量水溶液。这些水溶液在大地静压力的作用下被封死在II层中, 所以压力是很大的。如果在地壳的水平方向上有很大的构造压力作用, 则在I层中可以形成震源, 如图4.17中的 FF' 所示, 并在断层面附近形成大量的张性微裂缝(参看第二章)。与此同时, 由于II层也受到了水平向的构造压力, 于是该层中的溶液就要向上层张性微裂缝中渗透。如果液体劈入断层面 F , 就会触发I层中大地震的发生。以上情况, 在文献〔6〕中讨论过。

在图4.17中, 当II层中的水沿I层中的张性微裂缝进入震源区后, 则震源区中岩石的电阻率就会降低。因此, 测量深部电阻率变化的手段, 如大地电磁测深方法, 也就成为侦察地壳深部水运动的方法了。

(3) 预位移引起震源区水的迁移运动 按照第二章介绍的组合模式, 水的运动方向将如图4.18所示。由于这个过程比较缓慢, 所以水在上述场合是易于达到平衡的。当大震前震源断层面上产生预位移之后, 压缩区对于原来的状态要相对拉伸, 而拉伸

区对于原来的状态要相对压缩。这时在原来达成平衡的水就会以较快的速度进行调整而运动，且运动的方向与缓慢应力积累阶段时的运动方向相反。这种水的重新分布势必引起震源地方的电阻率变化。

综合以上所述，在大地震发生之前，电阻率总的趋势是变小，但在变小的过程中还有起伏。

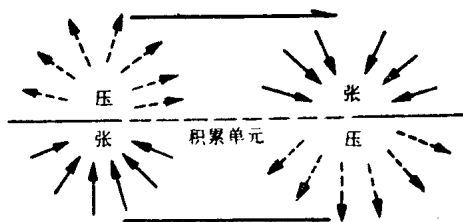


图 4.18

最后指出，岩石的塑性变形、岩石在破碎时的摩擦带电、高频震动使孔隙壁上矿物剥落溶于水中增大水的矿化度等，对电阻率也是有影响的，在此就不再讨论了。

二、地表层形变电阻率的变化

对于地震预报来说，地表层和地下 0—3 公里的深度上电阻率的变化具有重要的意义。因为这个范围是人的观测手段可以达到的。另外它一般是震源体顶部或是震源形变场的上部波及部分。这个部分与震源地方的动态密切相关。

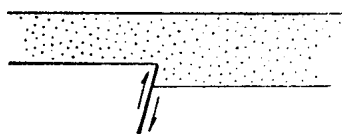


图 4.19

1. 垂直错动的震源体其应力向地表的传递是比较明显的，如图4.19所示。当震源体发生上升和下降的运动时，表层岩石或土层就会相应发生变形，并且地下水就会重新分布，这样电阻率

就会发生变化。

2. 平推错动的震源体，其应力向地表的传递，是靠基岩顶面与表层岩石或土质之间的摩擦力起作用的（图4.20）。这种情况往往发生在沉积盆地中。当盆地受到来自水平方向的压力时，

盆地内的冲积土就受到压缩；当盆地受到水平方向的拉伸时，盆地内的冲积土就受到拉伸（图4.21）。震源应力也可通过这种方式传递到地表层。在我国形变电阻率台站一般都设在冲积土上，所以地壳岩石中震源应力场与冲积土中形变的关系是值得进一步研究的问题。

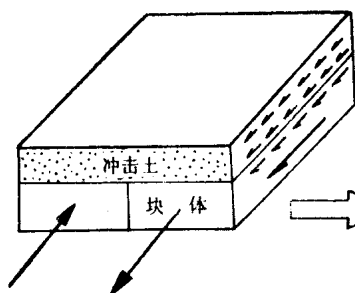


图 4.20

图中的小箭头为块体运动时由于层间的摩擦带动上部冲积土位移的方向

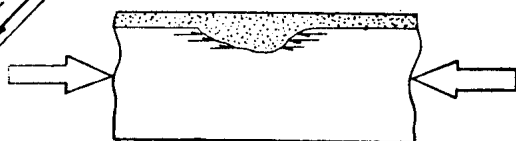


图 4.21

三、空间上形变电阻率前兆出现时间的问题

由于震源类型的多样性和大量干扰因素造成的假像，这个问题目前还无肯定的答案。不过由比较合理的震源孕育模式来讨论这个问题对形变电阻率前兆异常的时空分布也可能提供一些参考，进而对地震预报问题提供一些帮助。

在第二章的图2.45至2.48中，我们曾列举了平推断层震源孕育的一种模式。按照这个模式，裂丛调整单元地区的形变电阻率前兆应当出现较早，然后在两个调整单元之间的积累单元地区才出现形变电阻率异常。

四、关于大震前大地电场和土地电的突变

在大地震发生前，震源断层面上发生较显著的预位移（有时还有大量前震），使断层面上的介质升温。这种升温可形成沿断层面的导电通道。另外如果溶液水渗入或劈入断层面上某些地

方,也会形成导电通道。溶液水渗入震源体积后,整个震源体也易于导电。再者临震前因预位移或小错动发生摩擦生电也会使断层面附近的导电性加强。

如所周知,地球内部是经常有地电流流过的。

如果平时这种地电场具有某种方向性的话,则

大震前当震源断层面附

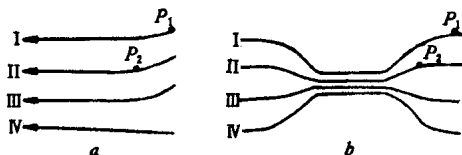


图 4.22

近形成导电通道后,大面积的电流都汇流于断层面内,如图4.22所示。其中 a 图是断层面导电通道未形成前的电流线方向, b 图是断层面导电通道形成后电流线的汇流情况。如果在地面上设有观测点 P_1 和 P_2 , 则当 a 图变成 b 图时, P_1 点上的电流流向要改变, P_2 点上的电流流向和强度都要变化。这种电流方向和强度的变化,预示着大震可能即将发生。

图4.22所表示的问题可以从电场理论中得到定量的计算。即假设在一个原始场中(可以是均匀场,也可以是非均匀场)放入一个电阻率变化了的薄层,然后求该薄层引入后对原始电场引起的畸变。这个畸变的最远范围就是地电场前兆出现的最远范围。由于地震的大小不同,其断层面大小也不同,加之不同地震发震前断层面上的电阻率变化又不一样,所以电场畸变的最远范围也就不一样,因之大地电位前兆(包括土地电前兆)出现的最远范围也不一样。这个范围大时,未来地震一般也大。

为了简单起见,我们假设半无限介质内的电阻率为 ρ , 其内有均匀的电流流过,强度为 j 。如果在半无限介质内一定深度 h 处,有一个半径为 a 的球形区域内电阻率由 ρ 变为 ρ_1 , 则其在地面上不同位置引起电场畸变后的值为^[28]:

$$\Delta U = j\rho \left[1 - \frac{\rho - \rho_1}{\rho + 2\rho_1} a^3 \frac{2h^2 - x^2}{(h^2 + x^2)^{\frac{5}{2}}} \right] MN \quad (4.28)$$

式中 x 是观测点距球心在地面上投影点之间的距离，它相当于震中距， MN 为观测点上两电极之间的距离。由 (4.28) 式可知，某观测点上所观测到自然电场的变化值与以下因素有关：

1. 震源球体电阻率相对变化量 $(\rho - \rho_1)$ ；
2. 震源球体的半径 a ；
3. 震源深度 h ；
4. 震中距离 x 。

随着震中距离的增大，电场的畸变值很快就消失了。由上述理论出发，大震前自然电场前兆出现的范围不应大于震源体长度的 3 倍。

为了计算一个低电阻率薄层（相当于临震前的震源断面）在均匀电场中引起的电场畸变范围，可参考文献〔28〕中关于均匀电场中出现一个异阻椭球体时所引起的电场畸变公式。如果让椭球的一个半轴长趋于零，则就相当于一个震源断层面了。由于公式比较复杂，在此不拟赘述。

五、关于震源地方产生电场的问题

以上所介绍的都是震源地方因电阻率发生变化所引起的地震前兆。本节我们拟介绍一些震源地区直接产生电场的情况，它们也可形成地电前兆。

1. 压电现象 压电现象在物理学上早就发现了。在地壳中，像富含石英的岩石在受到构造压力之后，也应当有电荷产生。

根据大地电磁测深的资料，地壳中除低阻层外，还有较厚的高阻层。这个高阻层的电阻率甚至可达 10^7 欧姆·米〔29〕。我国许多大震的震源体积，一部分是位于高阻层中的。按照第二章的震源孕育模式可知，在临震前震源地方有两种现象发生。一种是预位移，一种是小震发出的高频振动。在预位移发生时，一些地区要受到压力，另一些地区要受到拉力。在受压力的区域，如果有高阻的压电岩石存在的话，则可产生压电现象。另外当临震前震源区有高频振动发生时，也可使石英之类的高阻岩石发生压电现

象。

2. 动电现象 动电现象就是流体在孔隙中流动时产生电场的现象。在震源地方当预位移发生时,震源地区的流体要相对快速地进行重新分布,这样水在孔隙中就会产生相对快速的运动,从而产生电场。这种电场的电位为

$$V = K \frac{\rho \cdot \Delta P}{\eta} \quad (4.29)$$

式中 K 为电势系数,它取决于水溶液的化学成份及其介电常数, ρ 为溶液的电阻率, η 为溶液的粘滞系数, ΔP 为孔隙两端驱使溶液流动的压力差。这个压力差是由震源地方临震前的剧烈形变引起的。

另外在临震前,震源地方还可以发生高频振动,这种高频振动也会使溶液在孔隙中发生流动,产生电流。

3. 放射性发电现象 在地壳内某些地方放射性元素比较丰富,它经常放出射线。这种射线可在附近岩石中打出电子,使电子在某些地方蓄积,甚至达到在固体内发生电火花和电击穿现象。这种放电现象可使地壳内某些地方加热而降低岩石强度,并从而触发大地震。但上述情况,只是某些作者的假设^[8],还需进一步研究并在实践中加以验证。

4. 摩擦生电现象 在震源孕育到晚期时,震源地方会发生小的破裂错动和主断面上产生预位移,它们都可能因摩擦错动而发电。这种电现象在临震前有可能被觉察。

5. 热电效应 在地壳岩石中,可以设想会存在某种金属矿脉或矿带,在不同金属矿带相衔接的地方如恰是一个孕震断层通过时,则当大震前预位移产生加热后,会有电流产生。这就是所谓热电效应。

第四节 震源地方的磁学问题

对于一个局部地区来说,地磁场主要是由三方面的场合成的。

它们是:

$$\vec{H} = \vec{H}_1 + \vec{H}_2 + \vec{H}_3 \quad (4.30)$$

式中 $\vec{H}_1$ 为地球的基本磁场, $\vec{H}_2$ 为大陆磁异常场, $\vec{H}_3$ 为局部地壳介质不均匀性所形成的地磁异常场。

对于震源磁学问题来说,我们可以把它归结为那样一种提法,即由于震源体积或其应力场所展布的体积是不大的,所以可认为它是放在地球基本磁场 $\vec{H}_1$ 和大陆磁异常场 $\vec{H}_2$ 中被磁化的一块体积。从这个意义上来说, $\vec{H}_1$ 和 $\vec{H}_2$ 的合成场是震源体积的外磁场。当震源体积被这个外磁场磁化后,它本身也带有磁性了。于是震源体积介质(或称震源磁化体)就会在震源附近地区形成一个震源地磁场。研究这个场的空间分布和其随时间的变化就是地震预报中地磁观测的任务。

当然,在震源磁学问题中,还要研究当震源地方的电阻率发生变化后外空磁场对它引起的次生磁场的变化。震源地方电阻率变化的原因包括张性微裂缝的产生和闭合,震源地方温度状态的变化和溶液水的流动等。另外,大震前地电流场的变化也会引起地磁场的某些变化。由此可知,震源磁学是一个比较复杂的问题。下面我们仅讨论岩石受力后的磁场变化。

关于震源地方岩石受力后其磁场随时间变化的原因,是由震源岩体介质的磁化率和剩余磁化强度随时间的变化所引起。而这两种变化产生的原因基本上是由以下三个方面决定的:

1. 震源介质的温度变化;
2. 震源介质受构造应力的作用;
3. 震源岩石结构的破坏。

以上原因虽然可以独立分开,但是它们还是相互关联的。例如震源岩石的温度变化可以引起热应力,而岩石受力后温度也可以变化;岩石受力后可以发生微观和宏观的破坏,而这种破坏发生后应力又可重新分布,同时岩石破坏时也可以引起温度的变化。

由于在地壳中相变发生的可能性很小,所以我们不讨论由它

引起的磁场变化。下面我们只讨论应力、温度和岩体破坏对震源岩石磁化率以及剩余磁性的影响。

一、构造应力对岩石磁化率的影响

关于单轴压力作用下岩石磁化率的变化，首先由苏联学者克拉什尼可夫 (А. Г. Клашников)^[30] 和他的学生们作了实验研究。他们指出，在压力作用的方向上磁化率是减小的，而在与之垂直的方向上磁化率是略有增加的，但其增加量不如上述的减小量大。由此可知，对于震源地来说，若外磁场的方向 ($\vec{H}_1$ 和 $\vec{H}_2$ 的合成) 是顺着单轴压力的方向，则因该方向上的磁化率变小了，所以该方向上的感应磁化强度 $\vec{J}$ 就较小。感应磁化强度 $\vec{J}$ 与磁化率 μ 和外磁场 $\vec{H}$ 的关系为

$$\vec{J} = \mu \vec{H} \quad (4.31)$$

如果外磁场 $\vec{H}$ 的方向与单轴压缩的方向垂直，则感应磁化强度就要变大。这是因为在 (4.31) 式中的 μ 值较大。

当外磁场 $\vec{H}$ 与单轴压缩方向斜交时，则 $\vec{H}$ 可分为两个分量，一个与单轴压缩方向平行，一个与单轴压缩方向垂直，如图 (4.23) 所示。与压力方向平行的外磁场分量所产生的感应磁化强度变小；与压力方向垂直的外磁场分量所产生的感应磁化强度增大。从这个意义上来说，在单轴压缩下的岩石，其磁化率 μ 是二维各向异性的。

继克拉什尼可夫之后，日本学者永田武在压磁效应方面曾作了许多工作^[31]。他指出，在玄武岩不受单轴压力的情况下，其磁化率基本上是各向同性的，即外磁场的方向

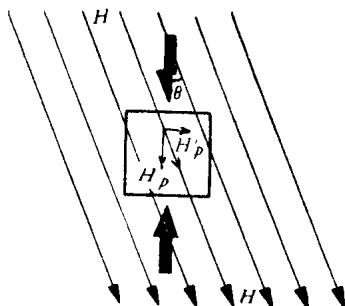


图 4.23

任意改变时，岩石的磁化率并不变。永田武从理论上指出，在与

单轴压力方向成 θ 角的方向上 (该方向上有外磁场作用) 的磁化率是由 θ 角和压力值 P 决定的。对此可参看图4.23。在该图中, $\vec{H}$ 分为两个分量, 一个在单轴压力 P 的方向, 以 H_p 表示; 另一个与压力 P 的方向垂直, 以 H_p' 表示。 H_p 和 H_p' 所产生的感应磁化强度分别为

$$J_{//} = \mu_{//} H_p = \mu_{//} H \cos \theta \quad (4.32)$$

$$J^{\perp} = \mu^{\perp} H_p' = \mu^{\perp} H \sin \theta \quad (4.33)$$

式中 $//$ 表示外磁场与单轴压力方向平行, $\perp$ 表示外磁场与单轴压力方向垂直。

为了求得与压力 P 方向成 θ 角方向上的感应磁化强度, 可将 $J_{//}$ 和 $J^{\perp}$ 分别向这个与 P 夹 θ 角的方向上投影并相加, 由此即可得到

$$H\mu(\theta, P) = J_{//} \cos \theta + J^{\perp} \sin \theta \quad (4.34)$$

把 (4.32) (4.33) 式代入 (4.34) 式, 则为

$$H\mu(\theta, P) = \mu_{//} H \cos^2 \theta + \mu^{\perp} H \sin^2 \theta$$

消去 H 则为

$$\mu(\theta, P) = \mu_{//} \cos^2 \theta + \mu^{\perp} \sin^2 \theta \quad (4.35)$$

由 (4.35) 式可知, 如果已知平行于和垂直于压力轴方向上的岩石磁化率, 我们就可求得与压力方向夹角 θ 的磁场方向上的磁化率。

永田武已从理论上求出, 在与单轴压缩方向成 θ 角的方向上的磁化率 μ (即外磁场 H 顺着这个方向时) 既与 θ 角有关, 也与压力值 P 有关, 即

$$\mu(\theta, P) = \mu_0 \left[1 - \frac{\beta P}{4} (3 \cos^2 \theta + 1) \right] \quad (4.36)$$

式中 μ_0 为岩石未受单轴压力情况下的磁化率; β 由实验可知, 对于火成岩其值为 $(0.5-5.0) \times 10^{-4}$ 厘米/千克。

如果把单轴压缩换为单轴引张力 T (图4.24), 则与 T 成 θ 角方向上的磁化率 μ 可表为

$$\mu(\theta, T) = \mu_0 \left[1 + \frac{\beta T}{4} (3\cos 2\theta' + 1) \right] \quad (4.37)$$

以上是岩石在单轴压缩和单轴拉伸情况下岩石磁化率的变化。至于剪切应力的情况，其对岩石磁化率的影响也是可以求得的，因为平衡的剪切力是一对力偶构成（图4.25A），而这一对力偶与那样的力系相等效：一对压力和一对张力互相垂直地组合，如图4.25B所示。按照前边所述，一对张力和一对压力分别作用于岩石时其磁化率的表示式我们是知道的，具体说来，如图4.26所示。在该图中，外磁场 H 作用的方向与压力 P 之间的

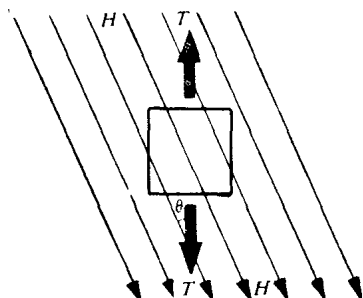


图 4.24

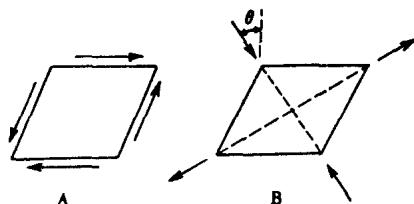


图 4.25

夹角为 θ ，与张力 T 之间的夹角为 θ' 。现在要问在与 P 夹 θ 角的方向上（即外磁场 H 的方向上）岩石的磁化率是多大。这个问题实际上就是讨论 P 和 T 对这个方向上磁化率的影响有多大。关于这个问题，前边已经分别讨论过了。那就是在与 P 成 θ 角的方向上由于单轴压力 P 的作用而具有的磁化率如（4.36）式所示；而在该方向上（也就是在与 T 成 θ' 角的方向

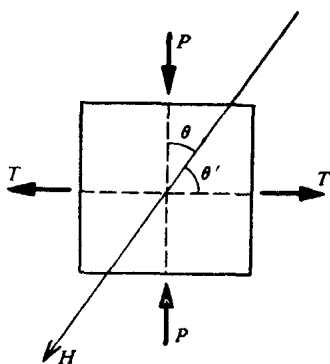


图 4.26

上) 由于单轴张力 T 的作用所具有的磁化率如 (4.37) 式所示。这样, 在与 P 成 θ 角的方向上其合成磁化率为

$$\mu(\theta, P, T) = \mu(\theta, P) + \mu(\theta', T) \quad (4.38)$$

把 (4.36) 和 (4.37) 式代入 (4.38) 式, 有

$$\mu(\theta, P, T) = 2\mu_0 + \frac{\mu_0\beta}{4} [T(3\cos 2\theta' + 1) - P(3\cos 2\theta + 1)] \quad (4.39)$$

式中 μ_0 为岩石未受张力和压力情况下的岩石磁化率, 可认为是各向同性的, 即不管外磁场 H 作用在岩石上的方向如何, 它是不变的。至于 β 值, 可由实验得到, 对于火成岩来说, 其值为 $(0.5-5.0) \times 10^{-4}$ 厘米/千克。

以上是岩石磁化率受应力的影响。但是在实际中, 火成岩具有很强的剩磁, 其主要部分为热剩磁 (或称剩余磁化强度)。所谓热剩磁就是火成岩由炽热的岩浆冷却时, 由于温度下降到居里点时受当时外磁场的磁化而具有很高的磁化强度。尽管从岩浆冷却到现在已有很长的时间了, 且在这段时间外磁场的方向已经有了很大的变化, 但是岩浆当初冷却到居里点以下时所具有的那种高磁化强度还保留到今天, 因此取名为剩余磁化强度。

二、构造应力对岩石热剩磁的影响

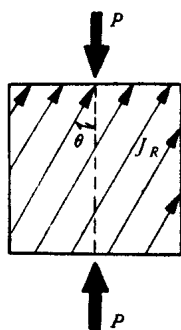


图 4.27

热剩磁是有自己的磁化方向的。当单轴压缩方向顺着热剩磁的方向时, 则其磁化强度要变小。反之当压缩方向垂直于热剩磁的方向时, 则其磁化强度要增加。如果单轴压缩方向 P 与热剩磁方向夹 θ 角 (图4.27), 则在原来热剩磁方向上的磁化强度 J_R 既与 θ 角有关, 也与压应力值 P 有关, 即

$$J_R(\theta, P) = J_R^0 \left[1 - \frac{\gamma P}{4} (3\cos 2\theta + 1) \right] \quad (4.40)$$

式中 J_R^0 为岩石未受压缩力时的剩余磁化强度； γ 值可由实验室得到，对于火成岩来说，其值为 $(0.3-1.2) \times 10^{-4}$ 厘米²/千克。如果把单轴压缩换成单轴拉伸 T (图4.28)，即在与剩余磁化方向夹 θ' 角的方向上作用张力 T 时，这个方向上剩余磁化强度 J_R 可表为

$$J_R(\theta, T) = J_R^0 \left[1 + \frac{\gamma T}{4} (3\cos 2\theta' + 1) \right] \quad (4.41)$$

以上是单轴压缩和单轴引张对岩石剩余磁化强度的影响。至于剪切应力对岩石剩余磁化强度的影响，则类似于图4.25和4.26中的讨论，即把剪切应力分解为一对压力和一对张力的垂直组合，其中压力与张力的的大小是相等的，如图4.29所示。在这种情

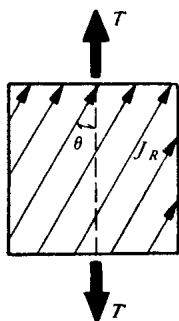


图 4.28

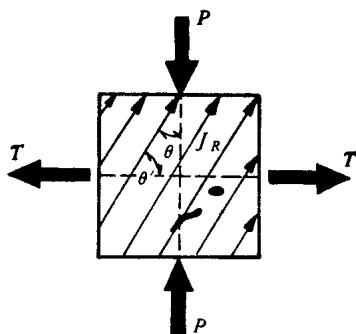


图 4.29

况下，在与 P 夹 θ 角的方向上（或与 T 夹 θ' 角的方向上），其剩余磁化强度既受压力 P 的影响，也受张力 T 的影响。它们两者共同影响后的剩余磁化强度为

$$J_R(\theta, P, T) = J_R(\theta, P) + J_R(\theta, T) \quad (4.42)$$

把 (4.40) 和 (4.41) 式代入 (4.42) 式，则为

$$J_R(\theta, P, T) = 2J_R^0 + \frac{J_R^0 \gamma}{4} [T(3\cos 2\theta' + 1) - P(3\cos 2\theta + 1)] \quad (4.43)$$

以上是构造应力对剩余磁化强度的影响。

在地壳中，岩石的磁化强度可分解为现代外磁场 H 对该岩石所感应的磁化强度和剩余磁化强度（图4.30）。这两者是向量相加的。如果地壳岩石未受构造应力作用，则合成的磁化强度 J_0 为

$$\vec{J}_0 = \mu_0 \vec{H} + \vec{J}_R^0 \quad (4.44)$$

式中 μ_0 为岩石未受构造力作用情况下的磁化率， J_R^0 为岩石未受构造力作用情况下的剩余磁化强度。

如果同是上述的岩石受到了构造压力 P 的作用，则原来岩石的剩余磁化强度 J_R^0 要变成 J_R ，原来的磁化率 μ_0 要变成 μ ，如图4.31所示。在此情况下，岩石的合成磁化强度为

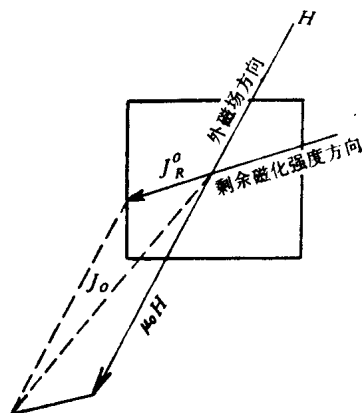


图 4.30

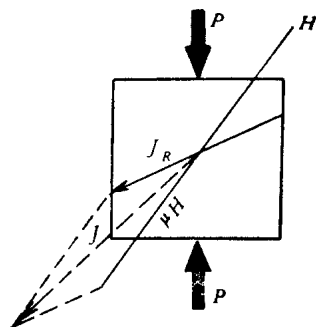


图 4.31

$$\vec{J} = \mu \vec{H} + \vec{J}_R \quad (4.45)$$

同样，在岩石受单轴张力 T 和剪切力的情况下，其合成磁化强度也可以求得。但应补充指出，各向压力是不能改变岩石磁化率的，因而也不能改变岩石的感应磁化强度。

由上所述，当震源地方各元体积的应力状态知道后，则每个元体积的合成磁化强度 $\vec{J}$ 是可以求得的。

三、由震源应力场计算震源地磁场

地壳内的震源是高应力的分布区，这个区域的范围是不很大的。如果我们把这个范围分成许多立方体，且又知道每个立方体内的应力状态（受压、受拉和受剪，或者是知道三个主应力的方向和量值），就可按照前边的讨论求出每个立方体内的合成磁化强度 $\vec{J}$ 。在高应力区之外，可认为岩石的磁化率是未受应力影响的，那里岩石的剩余磁化强度也是未受应力影响的。在地壳深部20—30公里的地方，岩石所处的温度已达居里点，所以在计算震源应力引起的磁效应时只取到这个深度就行了。如果我们在地面某一点上进行地磁观测，该点的磁场强度为上述各立方体在观测点上所形成的磁场强度的叠加。在具体由震源应力场计算震源地磁场时，如果知道应力场的空间变化规律，则可直接求出震源地磁场的空间变化规律。

1969年，萨姆西和斯特赛（Shamsi 和 Stacey）^[32]曾用弹性位错理论计算了1906年美国旧金山地震和阿拉斯加地震引起的应力场变化，并计算了应力场变化引起的地磁场变化。旧金山大地震是个很长的平推断层，阿拉斯加大地震是个倾向滑动断层。对1906年旧金山大震的计算结果表明，尽管这个大震时沿断层发生了5米平推错动，但是引起的磁场变化只有2伽玛。他们指出，震磁效应的显著程度大概依赖于应力场的不均匀性，而不是大面积的均匀应力。

1972年塔尔瓦尼（P. Talwani）和科瓦奇（R. L. Kovach）^[33]曾对单一断层带上蠕变滑动（每次约1毫米的幅度）进行了震磁效应的计算。他们假设断层是无限长的，结果得到的地磁异常非常的小，只有 4×10^{-4} 伽玛。但他们指出，蠕变滑动是分段进行的。在滑动段与锁住段相接的地方会出现应力集中，这样在这个区域就有可能产生较明显的震磁异常。他们还指出，在圣安德烈斯断层上，如果在1公里的长度内断层两盘蠕滑了1毫米，则其在与锁住段的交接部位可引起10巴的应力增量。据此塔尔瓦尼和

科瓦奇采用了二维应力状态的公式（1960年 Head 给出的公式）计算了锁住段端部附近的震磁效应，发现震磁效应也只有 0.5—2 伽玛。

1972年永田武讨论了1946年12月21日日本南海道 8.1 级地震发生时由于应力释放所引起的震磁效应（即磁场的变化）。这个地震与1906年加里福尼亚的平推断层不同，它是一个逆断层。永田武指出，按地面错动和形变资料估计的应力变化所引起的地磁场变化与实际测量到的地磁场变化是一致的。

前人对地震发生时引起地磁场变化的共同结论是：虽然地震很大，但由地震发生而引起的应力场变化所产生的地磁场变化是不大的。

下面简略讨论一下震前应力场变化所引起的地磁异常。在讨论这个问题时我们采取第二章所述的“组合模式”，即震源是由应力积累单元和其两端应力调整单元组合而成的模式。

鉴于震源应力场引起地磁场的变化并不大，所以不必详细讨论震源应力场的细节，而只讨论这个应力场的主要特征，并进一步讨论由这个主要特征引起的地磁场变化。另外按照库仑磁学定律可知，观测点上的磁场变化主要是由观测点下面和其很近应力场变化决定的。较远应力场所引起的磁场到达观测点时已衰减得难以观测了（按距离的平方衰减）。因此当我们讨论震源应力场引起某点上的地磁场变化时不必把整个应力场中各部分的效应都到观测点上去叠加（要实现这种叠加必须复杂的数学计算）。

按照组合模式的观点，当断层两侧的地壳块体 I 和 II 进行相对运动时，震源断层带上会形成性质不同的应力区（以平推断层为例）：

1. 在积累单元的中部地段，断层面两侧处于剪 切 应 力 状态；
2. 在积累单元的端部，有压力和张力的四象限分布，如图 4.32所示。由于地下其他压力的存在，所以张力区比压力区小。

根据文献〔4〕的研究，当震源孕育到晚期时，由于积累单元断层面上产生了显著的预位移，原来受压缩的地区，其压缩程度会减小（相对于原来状态来说是受到拉伸），而原来受拉伸的地

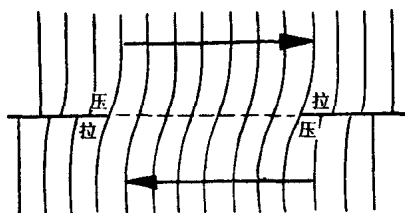


图 4.32

区其拉伸程度也会减小（相对于原来状态来说是受到压缩）。由于预位移引起的压缩和拉伸变化比较急剧，它是一种较突然的变化，因此易于觉察。早期的地磁场异常是在较长时间内形成的，其变化速率不大，在地震预报分析中作为基线。在大地震发生之前，震源断层面上预位移的幅度约为后来大震时快速错动幅度的2%—5%。地震越大时，由预位移解除的应力越大，所形成的地磁异常也越大。这就是说，大地震时震源区的地面上易于观测到地磁前兆。

四、温度变化对岩石磁性的影响

在第一章中曾指出，地壳岩石是在弱磁场中磁化的。当岩石所处的温度逐渐增高时，其磁化率是会逐渐增高的。但当温度达到一定的程度时，磁化率会猛然增高。这就是所谓岩石的居里点温度。当再高过这个温度后，岩石的磁化率又突然会降低很多。对于地壳岩石来说，居里点温度为500—700°C。这相当于地下20—30公里深度的温度。如果大震发生前在这个深度上有温度的显著变化，则那里的居里点等温面就会上升或下降。这样地面上就会有磁场的变化。

地壳是由许多大小不等、形状不一和厚薄有别的块体镶嵌而成的。在诸地壳块体的交界带上就是所谓的深大断裂。由于深大断裂带底部与高温物质相通，所以很可能底部温度比两侧岩石中的温度要高一些。因此地壳中的居里点等温面在深大断裂带的底部就比周围两侧岩石中的高一些，如图4.33所示。根据根部蠕滑

模式深大断裂的下部平时就在缓慢地滑动，在那里并不积累很大的弹性应变能。断层上部是锁住的，那里积累着巨大的弹性应变能，是震源的本体所在地。如果震源根部的断层面上温度有所增

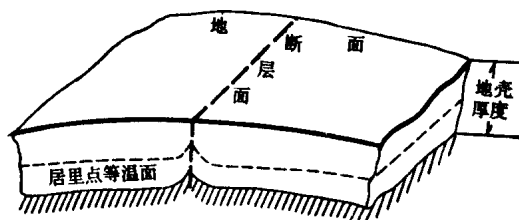


图 4.33

高，则平时的缓慢滑动就可能进行得快一些。这样在滑动部分与锁住部分的交接地方就会形成很高的切应力（即所谓应力集中）。这种切应力集中是有助于上部锁住部分发生错动的。因此震源根部的温度增高对上部锁住部分来说具有“开锁”作用。至于震源根部岩石温度增高的原因可能是岩浆的侵入或其他高温流体的移动。当震源根部的岩石升温时原来的居里点等温面就要上升，震中区附近的地磁场就会发生变化。

在苏联和日本曾多次发现在火山爆发之前有地磁垂直分量的负异常出现。其解释就是居里点等温面向上移动，使带磁性的地壳岩石变薄所致。另外1967年苏联克留契（Ключ）火山喷发时，人们曾测量了岩浆流的磁性，发现在熔岩冷却的地方，地磁场垂直分量增大，而在火山口熔岩温度加高的地方地磁垂直分量减低。这就在地球这个大自然界中验证了热-磁效应的真实性。

五、温度与压力同时作用所引起岩石磁化率和剩余磁化强度的改变

由于不同深度上岩石所处的温度条件不同，所以即使它们受相同的压力，对岩石磁化率和剩余磁化强度的影响也是不同的。在这方面阿布杜拉别考夫（K.N.Abdullabekov）等人曾用地壳岩

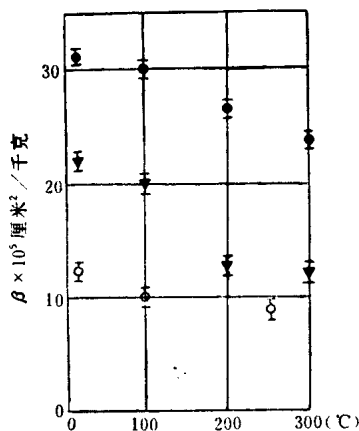
石作过实验^[34]。他们指出，在温度为20—500°C的范围内侵入岩和喷发岩受单轴压力 P 后，其磁化率的相对改变量为

$$\frac{\Delta\mu}{\mu_0} = \beta P \quad (4.46)$$

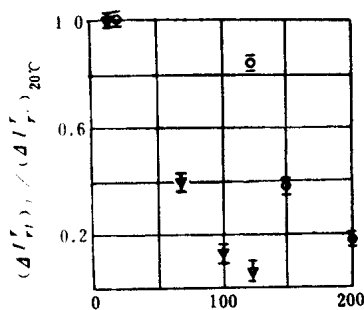
式中 $\Delta\mu$ 为磁化率的变化量， μ_0 为给定温度下岩石不受压时的磁化率， P 为单轴压应力， β 为比例系数。

在 (4.46) 式中， β 值随温度的增加而减小，如图4.34所示。这就是说在同样大小的压力作用下，随着温度的增高，岩石磁化率的变化量要减小，一般减小10—15%，对于某些岩石样品可减小25—30%。从这个意义来讲，在同样大的应力作用下，当震源深度浅时其震磁效应比较显著。

前已述及岩石在压力作用下，沿压力方向其剩余磁化强度是要减小的。如果在压力作用的同时使岩石的温度也提高，则剩余磁化强度的降低还要更厉害一些。例如在 $P = 825$ 公斤/平方厘米的作用下，在不同的温度条件下，岩石的剩余磁化强度的变化量如图4.35所示。图中的横轴代表温度，纵轴代表不同温度下岩石



●辉长岩 ▼安山岩 ○安山玄武岩
图4.34 磁化率的压磁系数 β 与温度的关系



○玄武岩 ▼安山岩
图4.35 热剩磁磁化强度的压磁系数与温度的关系 ($P = 825$ 公斤/厘米²)

剩余磁化强度的改变量与温度为20°C情况下剩余磁化强度的改变量之比。

六、磁粘滞性

前已述及，当岩石受应力后（各向压力的情况除外），其磁化率会发生变化，然后就保持变化后的量。但事实上磁化率还会随时间继续变化。这种变化可能是由于岩石受力后发生了非弹性的滞后变形。这种变形与岩石内部应力的继续调整相适应。不过对于这个问题目前还研究得很少。在物理上最先指出磁粘滞性的是米特凯维奇（А. В. Миткевич, 1933—1935）和切列斯宁（Р. В. Телеснин）等人。对于岩石样品进行磁粘滞性研究的有阿布杜拉别考夫等人。

七、岩石遭受破坏后引起的震源磁场变化

在地磁勘探中人们早已发现，在岩石破碎的地带其磁性往往降低。这是因为岩石破碎后把剩余磁化强度方向弄乱了，从而使磁场强度变小。可以推想，大震之前震源地方往往会发生许多小破裂，这也会使震源磁场发生变化。另外当这些小破裂和小错动发生时还会发出高频振动，其中包括声频振动和超声频振动。这个高频振动虽然传播不远，但它可瞬时地扰乱震源地方的磁场。如果这种高频振动在几天内连续发生，则会造成震源区磁场的持续扰动。这种磁场扰动如在震中区观测到，则就是一种地震前兆。但应指出，弹性波使岩石磁性发生变化是可逆的。即当弹性波传过去后，岩石的磁性又会恢复。

关于超声振动传过磁性物质时，其对剩余磁化强度的影响曾在别尔格曼所著的“超声”一书中有所论述^[35]。他指出，在弱磁化的情况下，用声辐照磁性物质可以完全消除剩余磁化强度。但当磁化达到饱和状态时剩余磁化强度只能降低30%。

八、岩石磁性与岩石类型之间的关系

下面再补充说明不同种类的岩石其磁性方面的差异。

根据实测资料发现：

1. 沉积岩一般磁性都很弱。

2. 火成岩一般具有较高的磁性。

3. 火成岩由酸性向基性过渡，其磁性逐渐加强；酸碱性岩石的磁性相当弱，而基性超基性岩则具有显著的强磁性。由此可知，如果震源位于玄武岩层内，则地面上的磁异常变化较明显。

4. 对于变质岩，其中有些岩石磁性很弱，有些磁性很强。

5. 年青的岩层比古老的岩层具有较高的磁性。这是因为岩石的剩余磁化强度随着时间延长而逐渐减小。

6. 变质作用能增强岩石磁性。如原生的沉积岩磁性并不强，但沉积变质的铁质石英岩却有极高的磁性。

九、地壳中水的运动与地磁场变化的关系

地磁日变化包括外场和内场两部分，外场约占三分之二，内场约占三分之一（其振幅比值大致为 $\frac{A_{\text{外}}}{A_{\text{内}}} \approx 2.30$ ）。内场是由外场的电磁感应作用产生的次生场。我们在观测台上所观测到的地磁扰动是这种外场和内场的叠加。它们叠加时是有一定相位差的。如果内场的振幅和相位发生了变化，则观测台上的合成场就要发生变化。内场的大小除与外场强度有关外，还与地下物质的导电率有关。因此地磁台上所观测到的合成场的垂直分量 Z 与水平分量 H 以及这两者的比值 $\frac{Z}{H}$ 也与地下物质的导电率有关了。

即

$$\frac{Z}{H} = f(M., \rho) \quad (4.47)$$

式中 $M.$ 为地磁外空场， ρ 为地下物质的电阻率。

前已述及，当震源地方产生大量张性微裂缝时，则周围的水溶液有可能向震源区渗进，或是深部的高压高温水（例如从低阻层中脱出的结晶水或岩浆水）向震源地区劈进。这样，震源区的电阻率就要变小，即导电性增高了。这时，地面上出现的次生场

就要发生变化，合成场的振幅比 $\frac{Z}{H}$ 也就要发生变化。1965年日本学者吉松隆三郎^[36]发现日本某些地震前地磁扰动中的长周期 $\frac{Z}{H}$ 先变小，然后当它不变时较短周期的 $\frac{Z}{H}$ 开始变小，随后稳定一个时间大地震就发生了。由于长周期的 $\frac{Z}{H}$ 变小反映地下更深处电阻率变小，随后短周期变小说明这种电阻率变小波及到地下较浅处了。这很可能是深部高压和高温液体向震源区运动造成的。随后，由于断层面上预滑发生，致使一些张性微裂缝闭合，液体有可能退向深部原处（或是一大部分退向深部原处），这可能就是临震前 $\frac{Z}{H}$ 的变化消失的原因。

第五节 震源过程引起的重力变化

地面上某点的重力变化是由以下的原因引起的，即

观测点高程的变化；

观测点下方介质密度的变化；

观测点下方质量的变化。

地震的孕育和发生过程也是有上述三种变化的。例如与地震有关的地面垂直变形就可引起地面高程的变化，但这个变化较小。水平向压力和张力对地壳岩石的作用以及岩石中张性裂缝的形成就可引起观测点下方介质密度的变化。另外在深部触发大地震的岩浆和其他流体进入震源区，则观测点下方的质量就要发生变化。以上这些情况决定了在大震孕育期间和发生时必然伴有重力变化。因此，现在世界上不少国家都把观测重力随时间和空间的变化作为大震预报的手段之一。

一、重力随高程变化的变化

以上三个引起重力变化的要素，并不是单独作用的，而往往

是混合作用的。但这些要素皆包含在重力随地面高程变化的这一“梯度”量中，下面分几种情况讨论。

1. 地面高程有变化但地下无物质进出 当震源区体积增大时，地面高程就会加大。此时如果在震中区地面上进行重力观测，则会发现重力值有变化。其变化的原因有二，一是地面高程增加了，重力要变小；二是地下介质密度减小了，因之重力值也要减小。这种情况下重力值的减小与以下的情况相等效，即地面隆起的那个高程空间内没有物质而其下面原来的介质密度保持不变。因之可把上述情况重力值随高程的变化称为“自由空气梯度”，即

$$\frac{dg}{dh} = -0.309 \text{ 毫伽/米} \quad (4.48)$$

式中 dg 表示重力变化量， dh 表示高程的变化量。如果在实际观测中，由水准测量求得了地面的高程变化，同时又由重力测量求得了相应的重力变化，则可求出梯度 $\frac{dg}{dh}$ 。当梯度与 (4.48) 式相近时，则可认为震源区只发生了体积增大，并没有别的物质进入震源区和走出震源区。

当地面高程降低时，则可推知震源地方的体积变小了，也就是说密度增加了。这时重力值就要加大。其梯度值（也就是重力随高程的变化量）可表示为

$$\frac{dg}{dh} = +0.309 \text{ 毫伽/米} \quad (4.49)$$

如果实际观测到的梯度值与 (4.49) 式相近，则说明地面的下沉并不伴随其下方有物质的迁走。

2. 地面上高程有变化而地下介质的密度保持不变 当地面高程增大时，说明地下介质的体积增大了，因之密度就会相应变

小,如果要保持密度不变,则必须在震源体积增大时有别的物质流入震源体积内以补偿密度的亏损。在此情况下,重力随高程的变化量就不可能有(4.48)式那样大,因为此时缺少密度减小引起重力减小那一项。这相当于原来地下介质的密度不变,其地面隆起的那个空间层为同样密度的物质所充填。它和布格校正所研究的对象是类似的。因此重力随高程的变化一般称为“布格梯度”,即

$$\frac{dg}{dh} \approx -0.2 \text{ 毫伽/米} \quad (4.50)$$

如果在震中区观测到重力随高程的变化量符合于(4.50)式,则说明在地面高程增大的同时,震源区有别的物质流进去补偿了因体积增大造成的密度减少。

同样,当震中区地面下沉时,为了保持震源区密度不变,则震源区必须有某种物质迁走。

3. 地面上高程有变化而地下介质密度也有变化 如果地面高程增高了,同时地下介质的密度也增大了,此时前者使地面上的重力值减小,而后者使地面上的重力值增大,两者互相叠加后

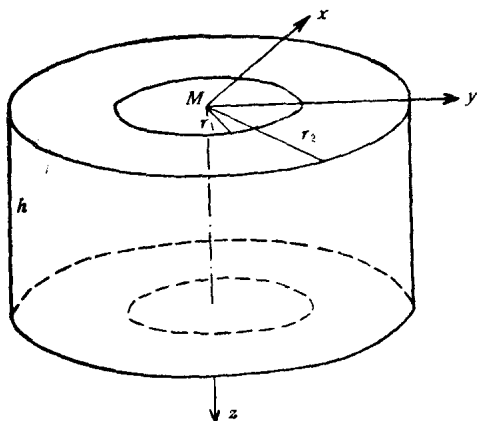


图 4.36

的重力值的变化就不大了,因此重力随高程的变化量必然不如“布格梯度”大。如果观测到了这种情况,则就要考虑地面的隆起可能是深部岩浆浸入震源区了,因为岩浆来自深部,其密度是较大的。

综上所述,为了了解震源地方的变动

(包括震源区岩石的受力状态, 微裂程度和物质进出的情况), 必须把水准测量的资料与重力测量的资料配合起来使用。

二、重力异常计算

在重力异常计算中圆管体的公式具有重要的意义, 现述其结果如下。

在图4.36中, h 为管柱体的高度, r_1 为内管半径, r_2 为外管半径。这个管柱在 M 点的重力值为管柱不同位置上各微分体的质量在 M 点形成的引力的合力。经过计算后可知这个合力为:

$$\Delta g = 2\pi k \rho [\sqrt{r_1^2 + h^2} - r_1 - \sqrt{r_2^2 + h^2} + r_2] \quad (4.51)$$

式中 k 为万有引力常数, 其值为 6.67×10^{-8} 厘米³/克·秒², ρ 为管柱的密度。

在 (4.51) 式中, 如果管柱体的内半径 r_1 等于零, 则变为圆柱体在 M 点的重力值:

$$\Delta g = 2\pi k \rho [h - \sqrt{r_2^2 + h^2} + r_2] \quad (4.52)$$

在该式中, 如果圆柱体的外半径 r_2 趋于无限大, 则由于 $\sqrt{r_2^2 + h^2} \rightarrow r_2$, 所以 (4.52) 式变为

$$\Delta g = 2\pi k \rho h \quad (4.53)$$

即无限大板在板上不同点上的重力值公式。由此可知, 无限大板在板外任意一点上所形成的重力值与该点距板的距离有关。

对于一个局部地区地面可视为平面, 如果有别的物质进入观测点下面地层中且展布范围很广, 则这个进入的物质在地面上造成的重力公式可近似地用 (4.53) 式表示。

这样随地面隆起而产生的重力变化量可表示为

$$\Delta g = -F \cdot \Delta h + 2\pi k \Delta \rho h \quad (4.54)$$

式中 F 为自由空气梯度, 它单纯反映地面高程增大所引起的重力变化, 其值为 -0.309 毫伽/米。 (4.54) 式中等号右边的第二项, 为与地面隆起的同时进入地层的新物质在观测点上形成的重力值。至于原来观测点下方地层质量在观测点上造成的重力值不影响重力变化量, 而仅与重力的绝对值有关。

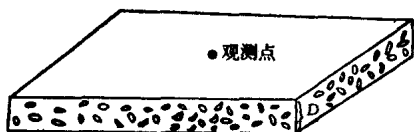


图 4.37

在这里要说明的是，这个“别的物质”进入观测点下的地层并不是连续分布的，而是分散存在于观测点下方地层的孔隙中，如图4.37所示。假使

进入孔隙的是水，则在厚度为 D 的层中水的平均密度 ρ' 当然比水的真正密度 ρ 要小（因水并未充满整个地层的空间），但是可由水的平均密度 ρ' 所占据的地层厚度换算出连续水存在时的厚度，即

$$\rho h = \rho' D \quad (4.55)$$

这就是说散存于厚度为 D 的地层中的水在地面上造成的重力值与连续存在于厚度为 h 的层中的水在地面上造成的重力值是等效的。或者说地面隆起的那个空间就等于岩石中充满各孔隙的那些总水量所占据的空间。因此(4.55)式的 h 就是地面隆起的高度。

三、引起重力变化的震源物理过程

引起重力变化的震源物理过程是与震源孕育模式有关的。下面讨论几种情况。

1. 藤井阳一郎的研究 1969年日本学者藤井阳一郎^[37]认为，不同震级的地震在地表引起的隆起范围和隆起幅度是不同的，即

$$\lg r = 2.73 + 0.51M \quad (4.56)$$

$$\lg h = -1.51 + 0.46M \quad (4.57)$$

式中 r 为隆起范围的半径， h 为急剧隆起的幅度。另一方面藤井

阳一郎认为不同震级地震震源膨胀前和膨胀后的密度变化率 $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ 是相同的，即

$$\rho' = \rho \left(1 + \frac{\Delta\rho}{\rho} \right) \quad (4.58)$$

式中 ρ' 为震源体膨胀后的密度, ρ 为震源体膨胀前的密度, $\Delta\rho$ 为震源体膨胀后密度的变化量。

藤井阳一郎假设, 震源体原为一圆柱体, 震源区膨胀后, 地面上增加了一个低矮的圆锥体, 如图 4.38 所示。在图中圆柱体

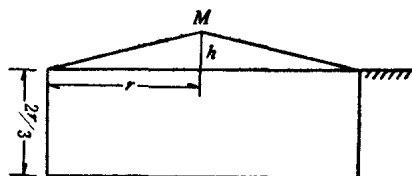


图 4.38

截面的半径为 r , 高度为 $\frac{2r}{3}$; 地面隆起的锥体高度为 h 。

在震源体膨胀前后虽然体积变化了, 但质量是不变的, 则

$$\rho \pi r^2 \frac{2r}{3} = \rho' \left[\pi r^2 \frac{2r}{3} + \frac{1}{3} \pi r^2 h \right] \quad (4.59)$$

把 (4.58) 式代入 (4.59) 式, 得

$$\frac{\rho'}{\rho} = \left(1 + \frac{\Delta\rho}{\rho} \right) = \frac{2r}{2r + h}$$

则

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = - \frac{h}{2r + h}$$

当 $r \gg h$ 时

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \doteq - \frac{h}{2r} \quad (4.60)$$

在图 4.38 中, 圆柱体在膨胀前和膨胀后虽然体积照旧, 但密度已有变化, 因此在 M 点形成的重力变化量为

$$\delta g = 2\pi k \Delta\rho \left[-\frac{2r}{3} - \left(\sqrt{\left(\frac{2r}{3} \right)^2 + r^2} - r \right) \right] \quad (4.61)$$

此式是由 (4.52) 式得来的。其中 $\Delta\rho$ 项可用 (4.60) 式表示, 因而可写为

$$\delta g = 2\pi k \frac{\rho h}{2r} \left[-\frac{2r}{3} - \left(\sqrt{\left(\frac{2r}{3} \right)^2 + r^2} - r \right) \right] \quad (4.62)$$

式中 ρ 为震源膨胀前的密度, 其他皆为 r 和 h , 它们是已知的。由于这两者与震级 M 有关, 所以 δg 也就与震级 M 有关了。

藤井阳一郎令 $\rho = 2.67$, 求得了不同震级的地震在图4.38中 M 点引起的重力变化量。

M	r	δg (毫伽)
8.6	130.6公里	0.196
8.0	64.6公里	0.097
7.0	20.0公里	0.030
6.0	6.3公里	0.009

这就是高度部分 h 引起的重力变化经补正后, 由于地下密度变化而造成的重力变化。地震越大, 这种重力变化量也越大。

2. 萩原幸男的研究^[38] 1973年日本学者萩原幸男根据(4.54)式对重力随地面高程的变化作了讨论。他指出, 如果地面隆起是由观测点下方的介质中产生了大量的张性裂缝, 并且由于张性微裂缝发展得极迅速, 以致于别的地方的流体无法流进来补充孔隙, 这样地面高程的隆起等于是原来的地壳层上面再加了一个空气层。由于空气层密度为零, 所以它是不引起观测点上的重力变化的。此时(4.54)式中的第二项就不存在了, 即

$$\Delta g = -F \Delta h \quad (4.63)$$

式中 F 为自由空气梯度。如果孔隙中很快就充满了水, 则地面的隆起就等于是由一层水支撑的。这就相当于在原来的地层上再增加一层水, 水面就是隆起后的地面。在这种情况下重力的变化是由地面高程的增高和多了这一层水而引起的, 其中高程的增高使重力变小, 水层的影响使重力增加。水的密度为1, 因而地面上的重力变化为

$$\Delta g = -F \Delta h + 2\pi k \Delta h \quad (4.64)$$

$$\frac{\Delta g}{\Delta h} = -F + 2\pi k \quad (4.65)$$

式中 Δh 为地面的隆起幅度, k 为万有引力常数。将具体的数值

代入 (4.65) 式可得到

$$\frac{\Delta g}{\Delta h} = 0.2667 \text{ 毫伽/米}$$

这就是观测点下方地层中产生张性微裂缝被水充满后重力随地面高程的变化量。

3. 奴尔模式^[39] 在上述的介绍中, 虽然也涉及到震前膨胀、张性裂隙、进水等因素对重力变化的作用, 但是皆未涉及震源的物理过程。1974年美国学者奴尔根据他在两年前提出的扩容理论对震源孕育和发震之后的重力变化作了讨论。

(1) 震源区扩容速度较快、外围水来不及进入震源区的情况
在此情况下震源区扩容后地面要隆起, 重力要迅速减小。地震发生后, 震源区张性微裂缝闭合, 地面隆起消失, 重力又要重新增大, 如图4.39所示。该图的上方为地震前后地面隆起的变化过程, 下方为与这个隆起变化过程相应的重力变化过程。

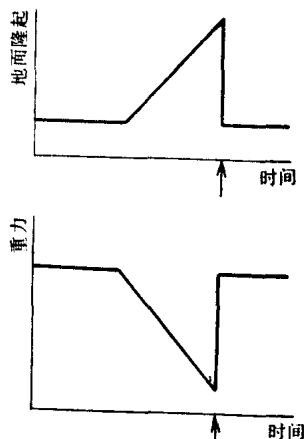


图 4.39

(2) 外围水进入震源区比震源区扩容还要快的情况
在此情况下, 地面每隆起多少, 地下的水就流进多少, 或者说震源区的孔隙增大多少空间, 水就立即充满这些空间。此时地面上重力的变化虽然也是减少的, 但减少的速度不如上一种情况快。另外在地震发生后由于震源区孔隙闭合时水不能立即全部排出, 需要有一个时间才能排完, 因之裂隙的闭合也要有一个过程, 与此相应地面隆起的消失也要有一个时间过程。因此, 重力在震后的上升不是瞬时的, 而是逐渐上升的, 如图4.40所示。该图的上方为地面隆起随时间的变化过程, 下方是重力随

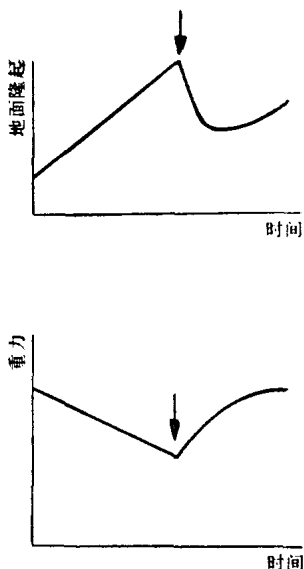


图 4.40

时间的变化过程。

按照组合模式，重力的变化同样可以计算，但情况就比较复杂了。

按照萩原幸男的计算，在弹性限度内地壳因水平压缩而引起的重力变化极小，目前的重力仪是难以观测到的。但他指出，如果地壳深部有物质向上运动，则它一方面挤压地壳使孔隙闭合，另一方面使地下水迁走，此时地面上会观测到显著的重力变化。

四、中长期地震预报中的某些重力问题

根据实际观测资料发现，地壳底面起伏较大的地区，地震往往比较活跃。其原因是起伏较大的地方反映了有构造应力在作用。但对这种构造力的方向有两种观点，一种观点认为，当某段地壳受到水平挤压后地壳会拱曲，因而形成地壳底面的起伏。另一种观点认为，上地幔物质的垂直运动形成了地壳底面的起伏。

地壳底面的起伏是可以反映到地面的重力值的。因此重力测量对探寻发生大震的地区具有一定的价值。

从重力角度来看，所谓某一地区是稳定的，即它已达到重力均衡。所谓重力均衡就是当地地壳的柱体深入软质地幔中的深度是符合阿基米德原理的。根据这个原理，由地面上地形高度可以求得地壳底面深入地幔中的深度。如果实际测量发现在某地区的地壳深度比由阿基米德原理算出的深度大得多，则说明此地区有向下的强烈运动把地壳底面拉下去了。反之，如果实际测得的地壳底面比按阿基米德原理计算的要浅得多，则说明该地区有向上的垂直运动把地壳底面拱上来了。地壳底面的实际深度是可以由

地震波资料和重力资料测得的。

实际上，地堑内往往易于发生大震，所以下面对地堑内重力异常的成因作些讨论。

著名的东非地堑是重力负异常的例子。形成负异常的原因曾有两种议论。

1. 逆断层地堑学说 1938年英国布拉德 (E.C.Bullard) 认为地堑的形成过程如图4.41所示^[40]。

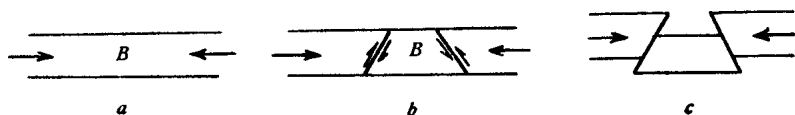


图 4.41

图 *a* 是水平压力作用于地壳的情况，图 *b* 是在水平压力作用下形成剪切错动面，图 *c* 是错动发生后，由于水平压力的进一步发展，遂将 *B* 块压入上地幔软流层并排开了下方的高密度的软流层，所以在地堑中就会观测到重力负异常。

2. 正断层地堑学说 人们发现地堑边部有第四纪火山岩浆，而水平挤压是不可能形成岩浆通道的。因此认为地堑是正断层型的，如图4.42所示。这种观点认为地堑是垂直力作用的结果。这样由于上地幔高密度物质的移走和低成本 *B* 块的下沉，于是在地堑中就会观测到重力负异常。

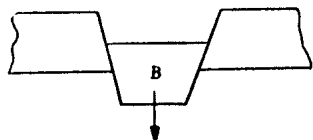


图 4.42

以上是地堑重力负异常的两种议论。在我国银川地堑就是重力负异常的一个例子。

第六节 震源地方的放射性问题

对人类有极大危害的浅源大震，其孕育位置主要在花岗岩层。

然而正是这个岩层中所含的放射性元素比较多。根据岩石放射性的研究，不同岩石内放射性元素的含量如下：

酸性岩	镭 ($10^{-10}\%$)	铀 ($10^{-4}\%$)	钍 ($10^{-4}\%$)
花岗岩	3.26	9.3	23.0
花岗闪长岩	1.80	5.4	28.0
中性岩			
闪长岩	1.36	4.0	6.0
基性岩			
辉长岩	0.90	2.4	5.1
玄武岩	0.83	2.2	5.0
超基性岩			
橄榄岩	0.43	1.5	3.3
纯橄榄岩	0.40	1.4	3.4

铀、钍元素在地壳内的存在形式有以下几种情况：

- (1) 在岩石中形成独立的铀、钍矿物；
- (2) 铀、钍元素存在于非铀、钍矿物的结晶构造中；
- (3) 吸附在晶体表面、晶缝表面和晶体内部不规则的裂隙表面；

(4) 铀或钍呈溶液状态存在于岩石内所包含的水中（这里的水指包裹水和颗粒间的水）。

在放射性元素蜕变的过程中会产生极易迁移的氦气和氢气。另外镭的迁移性也很强。至于铀、钍元素则靠流体运动而迁移。

矿物从岩浆中析出时的先后次序服从质量作用定律，即浓度高的组份先结晶，浓度低的组份后结晶。铀的浓度低，它只能在晚期结晶的矿物中存在。一般伟晶花岗岩是晚期结晶的，所以富含放射性铀钍之类。

一、放射性元素在震源孕育中的作用

在地壳中放射性元素的分布是不均匀的。在放射性元素富集的地方，由于发热作用而使那里的岩石升温。这样的地方在构造力作用下本来是不积累巨大应力的，而把应力转移调整到旁边温

度不高而坚硬的地方，在那里形成应力集中。从这个意义上讲，放射性元素富集的地方可作为震源孕育的调整单元。

另外放射性元素在地壳内流体的携带下而迁移运动。当流体迁至某一震源的应力积累单元时，由于其放射生热作用而使那里的岩石强度降低，从而促使大地震发生。

前面我们曾经介绍过苏联学者伏罗比叶夫^[41]所假设的放射性发电现象。如果由射线在附近岩石中打出的电荷可以积累起来，则达到一定程度时就会发生电击穿现象。这种电击穿现象本身就可能形成地震，或者是电击穿使岩石升温而强度降低并从而触发大地震发生。

二、放射性元素在地震预报中的意义

在放射性元素蜕变的过程中产生的氦气和氡气是惰性气体。如果在浅源大震的震源地方发生了裂隙，则这种气体就会从深部泄出地表而被人们觉察到。下面对这两种气体进行一些介绍。

氦 这个元素是1900年被科学家们发现的。它是单原子元素，没有价电子，在周期表中属零族元素。氦是 α 辐射体，当它放出的 α 粒子获得两个自由电子时，则形成稳定的惰性气体氦(He)。氦在蜕变过程中放出热，每克氦可放出29.8卡的热量。氦很易溶于水，所以在天然水中都含有氦。氦在水中的溶解度 A 与温度 t 有关，即

$$A = 0.1057 + 0.405e^{-0.0502t} \quad (4.66)$$

由此式可知，随着温度的升高，溶解度就要降低。

氡气和其他气体相似，能向周围介质扩散。它在空气中扩散度 $D \approx 0.100$ 厘米²/秒，在水中 $D \approx 10^{-5}$ 厘米²/秒，在岩石中 $D \leq 10^{-20}$ 厘米²/秒；在空气中的扩散长度 $l \approx 218$ 厘米，在水中 $l \approx 2.18$ 厘米。

在单位时间内生成的自由氡（孔隙中的氡）与氡总量之比叫射气系数。射气系数的大小与岩石的完好程度、孔隙度、湿度、密度等有关。岩石越破碎、孔隙度越大、湿度与密度越小，射气系数则越大。岩石的射气系数变化很大，可从0.01—100%。一般

的火成岩约为10—30%左右，结构较疏松的次生矿物的射气系数则大得多。

岩石放出射气的多少与温度有很大的关系，而且与温度作用于岩石的持续时间有关。如含镭岩石在一小时内加热到130°C，含镭量的损失（变为射气）达10%，在十分钟内加热到400°C却损失很小。在几个小时内把岩石烧红可损失至80%

氦 氦也是一种惰性气体。氦是溶于水的，所以地壳深部的水可以把氦气带到地表。氦气的扩散度比氧气约大7.1倍。

根据以上所述可知，地壳深部易迁移的放射性元素氡气和氦气在地壳岩石发生压密、拉疏或破裂时，其迁移情况是有明显变化的，并且这种变化可以通过断裂被深部水上升时带到地表而被人们观测到。反过来根据这种观测到的变化量推断地壳深处发生了变化，并从而预报大地震的发生。

在大地震发生之前震源地方会发生以下变化。

1. 由于预位移的发生，大量的张性微裂缝就要闭合。在这些张性微裂缝产生时，由于岩石的孔隙加大，所以氡气和氦气就向空隙中大量扩散，并溶于该孔隙内的水中；一旦预位移发生使孔隙闭合时，则孔隙中的水就被挤出，并把大量氡气和氦气带出。如果这种水在有利条件下向地表涌出，则人们就可在地面上观测到这种变化，并据此预报地震。

2. 在临近大地震发生前，由于震源断层间附近一些凹凸不平处要破坏，在那里还会使氡气和氦气的扩散度有所变化。特别是这种破坏（相当于前震）会发出高频振动，使空隙壁上附着的氡气和氦气分离而溶于水中并被带至地表。

第七节 震源地方的变化对地震波传播的影响

在第二章中我们已经介绍了大震前地震波通过震源区时其波速和波速比的异常情况。下面我们再作一些讨论。

一、地震的成因与震前波速变化的关系

浅源构造地震的成因有两种形式,一是完整岩石的脆性破坏,另一是沿已有断层发生的粘滑。由于完整岩石的强度较高,所以在大破裂错动之前会发生扩容,即在震源地区产生大量的张性微裂缝。而粘滑则不同,由于它是沿已有断层发生的,所以强度要低一些。有时候当断层两盘岩体内还未达到扩容的程度,断层就错动了。当然有的断层由于粘锁较牢固,所以在错动之前断层盘中是可以形成扩容裂缝的。由于岩石中产生张性微裂缝后其弹性模量要减小,所以地震波传播时速度要降低。王其允等所作的模拟实验资料指出^[42],对于完整岩石来说,在发生脆性破坏之前曾观测到 v_P 和 v_S 的显著降低,但对于沿已存断面发生的粘滑来说,粘滑前并未观测到 v_P 和 v_S 的变化。这后一种情况可能就是断面上粘锁程度不高造成的。

二、地震波速度与物性的关系

地震波速度与介质的弹性常数和密度有关。纵波的速度 v_P 为

$$v_P = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad (4.67)$$

式中 λ 为拉梅系数, μ 为切变模量, ρ 为介质密度。

横波的速度为

$$v_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (4.68)$$

式中 μ 和 ρ 的含意与 (4.67) 式相同。

纵波和横波速度的比值仅与泊松系数 σ 有关:

$$\frac{v_P}{v_S} = \sqrt{1 + \frac{1}{1 - 2\sigma}} \quad (4.69)$$

一般来说,岩石的密度越大,其所具有的弹性系数也越大。因此从后果来看,地震波速度与岩石密度成正比。按照金森博雄和水谷仁的实验^[43]:

$$v_P = a + b\rho \quad (4.70)$$

式中 a 和 b 皆为常数。

当介质的温度增高时,其泊松系数 σ 要增大。由(4.69)式可知,纵横波的速度比 $\frac{v_p}{v_s}$ 也应加大。

根据文献[44]的研究,随着温度的增高, v_p 和 v_s 的绝对值要减小。在熔点附近。 v_p 和 v_s 有急剧的减小,其中 v_s 减小得更为强烈。这样在熔点附近, $\frac{v_p}{v_s}$ 比较大。在熔点以前,当温度变化 60°C 时,则 P 波的速度变化约2.4%, S 波的速度变化为9.3%。 P 波的速度变化在熔点时下降20%。

文献[45]指出,地震波速度随围压增大而增大,例如围压 $P=10$ 巴时, $v_p=5.1$ 公里/秒; $P=500$ 巴时, $v_p=5.86$ 公里/秒。对于横波速度 v_s 来说, $P=0$ 时, $v_s=2.79$ 公里/秒; $P=500$ 巴时 $v_s=3.35$ 公里/秒。

三、地震波速度与应力状态的关系

1960年日本学者松岛昭吾[46]对花岗岩加围压,并在围压的基础上再加单轴压力。随着单轴压力的增长,纵波速度也相应地变化,具体情况是:在加力的初始阶段,速度随着外加压力的增加而增加,然后达到常数。这种情况无论波沿单轴压力方向或与单轴压力垂直的方向传播,都是一样。但当进入破裂阶段后,在横着压力作用的方向上,波速减小很显著,而在压力作用的方向上变化并不显著。松岛昭吾的实验,其围压条件是1400和3550大气压,前者相当地下6公里深度上的围压,后者相当于15公里的围压。

文献[47]指出,横波速度是随压力增大而增大的,这个压力一直到10千巴。但如减压时, v_s 与压力的相应曲线基本上与原来加压时的相似,不过减压时的曲线在加压时的曲线之上。即 v_s 随压力减小的变化量比 v_s 随压力增加的变化量要小一些。

热夫斯基(Ржевский)对岩石加张力并测定了纵波和横波的传播速度。它用的样品有火成岩、变质岩和沉积岩。他发现样品受拉伸时弹性波传播速度要减小,而且振幅也衰减得很快。随

着张力的继续增加,这种变化越来越厉害,直到岩石发生破坏。热夫斯基还指出,在岩石受拉伸时, v_p 的变小要比 v_s 厉害,约为2—3倍,但振幅的吸收,横波要比纵波大。

四、地震波速度与岩石含水的关系

1972年美国学者奴尔提出,如果岩石的孔隙被水饱和,将大大改变地震波的传播速度。他认为水的存在使岩石有效体积模量 K 显著增加,其值可达到几乎没有孔隙时的值,而剪切模量与干岩石相同。岩石孔隙被水饱和后, v_p 将增加,而 v_s 不变。

五、岩石中的张性微裂缝与地震波速度的关系

模拟实验结果表明,在单轴压力的作用下,当应力达到破坏应力的 $\frac{1}{3}—\frac{2}{3}$ 时,岩石中就会产生张性微裂缝,这个张性微裂缝是平行于最大压力方向的,如图4.43所示。如果此时有纵波垂直于压力 P 的方向传过,也就是垂直于张性微裂缝的长轴方向传过,则其传播速度要明显下降。如果纵波平行于 P 的方向,也就是平行于张性微裂缝的长轴方向传过,则波速变化甚微。

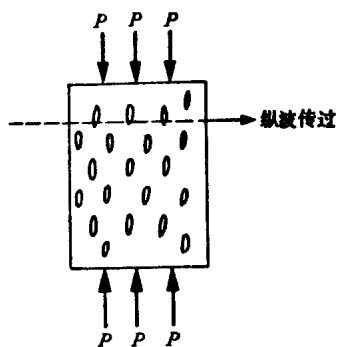


图 4.43

在地壳中,岩石受力状态一般都是三轴的。根据实验,在最小压应力的方向上 v_p 减小最大,在中等压应力和最大压应力的方向上则减小不明显。

对于横波来说,情况稍复杂一些。对于近似均匀的岩石来说,其传播速度与传播方向和横波质点位移的方向有关。当位移方向上压力大时横波传播速度大。1975年古普塔 (I.N.Gupta)^[48]得到以下近似式:

$$\beta_{xy} \simeq \beta_{yz} \quad (4.71)$$

式中 β 为 S 波的传播速度, x, y 表示两个互相垂直的主压应力方向, 在脚标中前一个重合于横波的传播方向, 后一个重合于质点位移的方向。

在地壳内各点的应力状态是三轴的, 当横波沿最小压应力轴传播时, 如果质点位移的方向在最大主压应力轴上, 则其传播速度较快; 如果质点位移方向是在中等主压应力轴的方向上, 则其传播的速度较慢。假设以符号代替 (P ——最大主应力轴, B ——中等主应力轴, T ——最小主应力轴), 则有以下的情况出现:

1. 当横波沿最小主应力轴传播时:

$$\beta_{TP} > \beta_{TB} \quad (4.72)$$

2. 当横波沿最大主应力轴方向传播时:

$$\beta_{PB} > \beta_{PT} \quad (4.73)$$

3. 当横波沿中等主应力轴方向传播时:

$$\beta_{BT} > \beta_{BP} \quad (4.74)$$

对于平推断层来说, 当横波沿 T 轴方向传播时, 其横波位移的 SH 分量位于最大主压应力 P 的方向上, 因而传播得快, 而 SV 分量在中等主应力方向上, 所以传播速度比较慢。因此就有:

$$\beta_{SH} > \beta_{SV} \quad (4.75)$$

这个式子与 (4.72) 式的含意相同。

如果横波沿 P 轴方向传播, 则 SH 分量在最小主应力 T 轴方向上, 其传播速度慢; 而 SV 在中等主应力方向, 其传播速度还相对快一些。

对于逆断层和正断层来说, 也可以进行类似的分析。

六、地震波周期与震源介质的关系

由地震勘探的实践可知, 在岩石中第一次爆炸时所激发的地震波具有较高的频率成份。在原地再进行爆炸时, 所激发的地震波频率就减小了, 也就是周期加大了。这是因为第一次爆破时已把震源介质弄破碎的缘故。由此可以推知, 当震源地方介质比较破碎时, 其地震波的周期较长。

当震源地方的介质强度大时,发射的地震波高频成份也多。如果震源地方介质温度高而强度不高,则发射的地震波的低频较发育。

当震源地方的介质性质发生变化时,如果有地震波穿过,则其吸收情况就发生了变化。如果高频成份被吸收,在地震图上会看到长周期波较发育。

七、地震波的吸收与震源介质的关系

对于同类岩石来说,地震波的吸收与温度状态和受力状态有关。根据文献〔44〕的研究,温度愈高,介质对地震波的吸收越厉害,其中横波比纵波吸收的更多。根据热夫斯基的实验,当压力增加时,地震波被介质吸收的程度减小;当拉力增加时地震波被介质吸收的程度加大,其中横波的吸收比纵波要厉害。

八、地震波速度异常的原因讨论

目前人们求地震波速或波速比异常是用 P 波和 S 波到达地震台上的走时变化。这种变化可由以下的原因引起:

(1) 介质效应 所谓介质效应就是当震源地方发生了弹性常数和密度的变化,因而地震波从其中传过时就会发生波速的变化。关于介质的变化在第二章中已有讨论。

(2) 射线效应 震源区介质的力学性质发生变化后,地震波传过时就因速度有变化而引起射线方向的偏折,从而引起走时的变化。这种偏折对于纵波和横波是不同的,会出现图4.44所示的情况。其中 a 图是没有震源孕育的情况。此时由 O 点发出的 $\overline{P}$ 波和 $\overline{S}$ 波沿同一条射线到达地震台,具有一定的走时差($t_s - t_p$)。图 b 是在射线路过的地方有震源孕育的情况。由于震源区产生了大量张性微裂缝,它对 v_p 的影响大,而对 v_s 的影响甚微,所以由 O 点沿同一射线射出的 $\overline{P}$ 和 $\overline{S}$ 当其进入震源区后就发生了分离。这样,由 O 点到达地震台的 $\overline{P}$ 波和 $\overline{S}$ 波从离开 O 点时就不是沿同一方向射出的。由于 $\overline{P}$ 和 $\overline{S}$ 走的路径不同,所以其走时差就与同路径上 $\overline{P}$ 和 $\overline{S}$ 的走时差不同了。这就是说有了波速或波速比的异常。

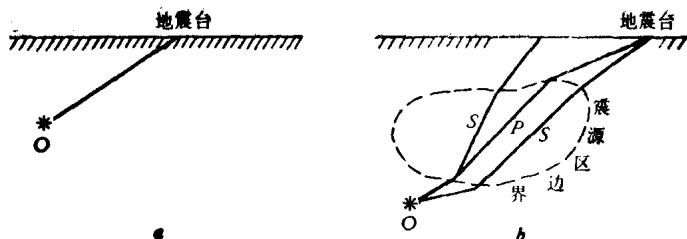


图 4.44

由图4.44可以看出，由于射线的偏折，必然在地震台上出现 $\bar{P}$ 波的出射角异常和方位角异常。这个异常也是可以用来预报地震的。

(3) 深度效应 地壳中不同深度上地震波速度是不同的。由不同深度发向地震台的地震波走时差也是不同的。大地震的震源体积在地壳内可占有不同的深度范围，而前震的发生可在不同深度上发生，并具有随深度的迁移性。这样不同深度上小震发向地震台的地震波就具有不同的 $\frac{v_p}{v_s}$ 值。但此时震源区的介质性质并没有发生变化。

在用地震波的出射角和方位角异常预报地震时既可用 $\bar{P}$ 波，也可用 P_s 波。在探测台址附近地壳中的震源孕育时，用 P_s 波的优点是不要求知道发射地震波的震源深度。在用 $\bar{P}$ 波探测台址附近的震源孕育时，不管是震源区波速变了，还是震源深度变了，用其出射角和方位角异常都有可能进行地震预报的探索。

第八节 外因对地震的触发作用

当震源地方的应力积累快达到岩石耐剪强度(或静摩擦极限)时，如果有利于发震的外因作用到震源上，就可能触发地震。外因触发地震可分直接触发和间接触发两种。所谓直接触发就是外

因直接作用到震源地区而触发地震。所谓间接触发就是外因触发上地幔软流层中的运动，后者再影响地壳中地震的发生。本节主要讨论直接触发。

直接触发按其外因的能量形式可分为：力触发、水触发和电磁触发等。下面分别讨论这几种触发机制。

一、力触发

所谓力触发就是触发地震的外因是力，如日月引力、极移力、地球自转速度变化所引起的应力和大气压力等。这些外力对地震的触发作用曾在一些统计事实中表现出来。下面举一些例子。

1. 日月引力 在甘肃省由康乐至天水的地震带（也是一个大断裂带）上，1936年有两次恰好发生在望日的强震，即2月7日（农历正月十五日）的康乐6.7级地震，8月1日（农历六月十五日）的天水6级地震。如图4.45所示。在邢台至唐山地震带上，从1966年至1976年先后在望日附近或朔日附近，发生过多次强烈地震，如1966年3月8日（农历二月十七日）的邢台6.8级地震，3月22日（农历三月初一日）的7.2级地震。1967年3月27日（农历二月十七日）的河间6.3级地震。1976年7月28日（农历七月初二日）的唐山7.8级地震。如图4.46所示。应当指出的

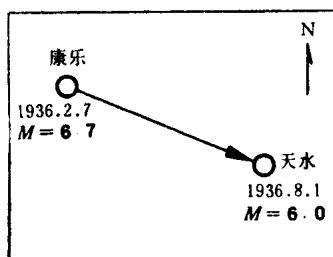


图 4.45

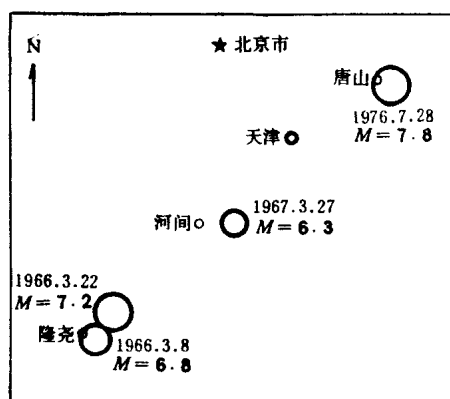


图 4.46

是这几次大震处于同一构造体系，且震源机制反映的力学参数也比较一致。

2. 大气压力 关于大气压力对地震的触发作用，许多学者都曾讨论过。按照兰州地震大队气象地震组的研究，1954年山丹地震之前气压变化非常剧烈，如图4.47所示。1973年2月6日四川甘孜炉霍7.9级地震前几小时气压也有明显降低，如图4.48所示。1955年4月14日四川康定7.5级地震之前气压变化也极为显

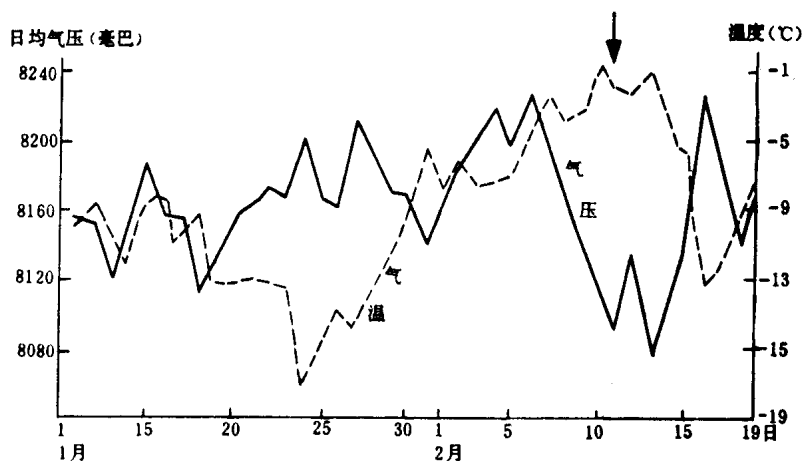


图 4.47

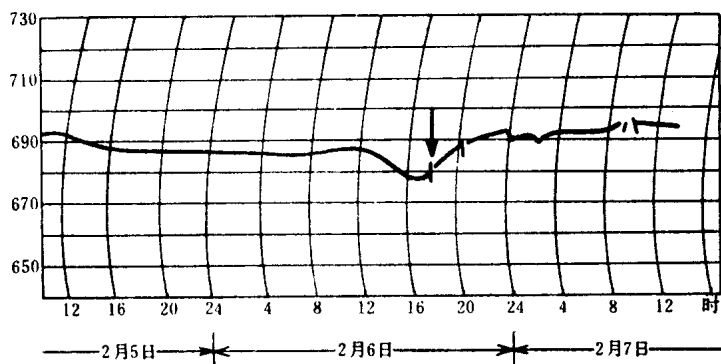


图 4.48

著，如图4.49所示。由于1955年康定地震和1973年炉霍地震位置比较接近，且位于同一构造带上（图4.50），所以对外力的敏感性可能相同。

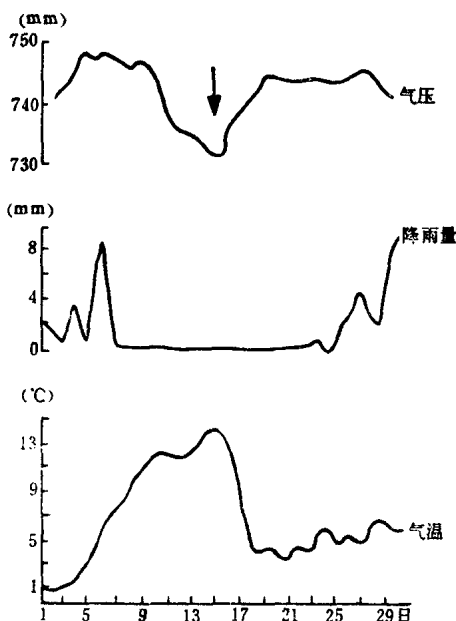


图4.49 1955年康定地震前后气象要素变化

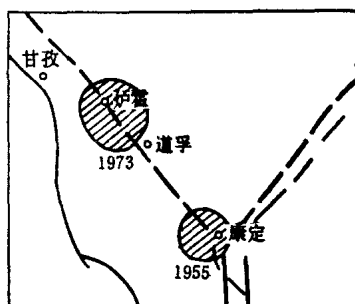


图 4.50

其他如地球自转速度的加快、减慢或地极移动等原因施加给震源地方的外力变化都和上述引潮力、大气压力的作用类似，在此不一一列举。以上的事实说明外力对地震的触发作用确实是存在的。

值得指出的是，上述的外力在地壳内引起的应力是很小的，最大不过 10^4 — 10^5 达因/厘米²（把地球当作均匀弹性体估算的值），这个数值与震源地方的岩石强度或摩擦力相比是太小了。但为什么又能触发地震呢？有以下几个可能的答案。

1. 微量触发 当震源地方的应力值快达到岩石的临界应力时, 外力尽管很微弱却仍能触发地震。1964年诺波夫指出^[49], 当

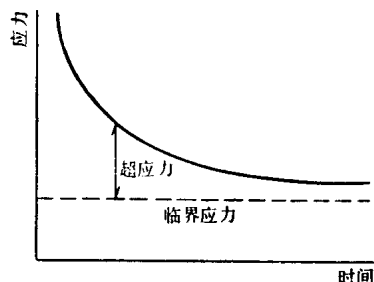


图 4.51

外力加到处于临界应力状态的震源地地方后, 就会产生附加应力, 这部分应力称为超应力。根据实验结果, 当很大的超应力加到临界应力上后, 岩石很快就发生破裂。如果加上去的超应力很小, 则岩石不会马上破裂, 而要延迟相当时间才破裂, 如图4.51所示。

诺波夫认为像日月引力在地壳内产生的应力是很小的, 因而当它作用到震源地地方 (应力已达到临界状态) 上后, 地震并不马上发生, 而是要拖相当长的时间才达到破坏。这样用外力出现的时间来预报地震发生的时间就发生了困难, 然而为什么地震仍然在一些有外力作用的时段内发生得多呢? 可能还有别的原因。

2. 积累单元端部的应力集中 当外力作用到地壳内时, 如果均匀分布的应力为 S_0 , 那么由于调整单元不承担应力, 所以在积累单元端部就会产生应力集中, 集中后的应力为

$$S = K S_0 \quad (4.76)$$

式中 K 为应力集中因子, 它与调整单元本身的长度和其端部的尖窄程度以及调整单元可自由滑动的程度有关。如果调整单元断层面自由滑动的程度较高, 其端部的几何形状较尖窄, 则在积累单元端部的局部地点应力可提高 1—2 个数量级。当这种应力作用到接近临界破坏应力的震源地地方后, 地震是有可能被触发的, 实际上, 只有当外力所产生的附加应力方向与震源区的应力方向一致时才能起到触发作用。而外力在某一地区引起的应力其大小和方向随着时间还有变化, 因此具体的用外力作用的时间来预报地震还需要进行具体的计算 (对特定的地区来说)。

3. 大震前的预滑 1971年我们对震源问题进行了一些讨论,指出临震前由于震源断层面上介质可能软化使摩擦力减小,因而断层两盘可能会发生缓慢运动(即预位移或预滑)。对于像1556年陕西关中那种大地震来说,上述介质软化可能先在震源断层一部分面积上进行,待整个最大剪切面软化后,大断层就错动,于是发生了大震。我们还曾进一步指出,在震源断层面上某一部分发生软化后,则外力(如日月引力、极移应力和大气压力等)可在软化薄层端部产生应力集中,它叠加在原来的震源应力上,从而触发地震。这就是用外力出现时间预报地震发生时间的物理基础。

二、水触发

所谓水触发就是水库负荷和水渗入地下后对岩石强度以及断层面上的摩擦力发生影响而触发地震的现象。这个现象和其物理道理在后面人工控制地震一节将作专门讨论。

三、电磁触发

电磁触发主要是磁暴对地震的触发作用。这个问题很早就引起了人们的注意,1968年美国学者辛普森^[50]认为,磁暴触发地震的物理原因可能有以下几种情况。

1. 地球与太阳是各自有磁场的,当磁暴发生时,这两个磁场就要发生磁流体动力耦合上的变化,从而使地球的转动状况发生变化。当这种变化发生时,在地球内部不均匀处就要产生一定的应力,这种应力可能触发地震。

2. 地电流在地壳中一直是存在的,并经常发生变化。在大磁暴发生时会在地壳内产生外加电流,这个电流或者将岩石加热或者可使岩石强度变弱,这样就会促使地震发生。

除了以上的解释外,日本学者铃木武夫等人^[51]很早还指出过地磁活动引起地球上大气变化,从而由大气变化触发地震的可能性。

以上是单式触发地震的物理解释。

在我国，许多人也对磁暴触发地震的作用进行过研究。按照河北省地震局的研究，1966年3月22日邢台7.2级大地震就发生地磁活动比较强烈的时期，如图4.52所示。

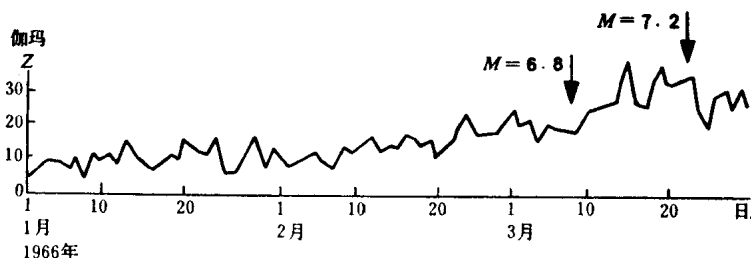


图 4.52

为了研究外因对地震的触发作用，并用于时间的预报，有人曾提出磁暴和大气压力联合作用触发地震的复式触发作用。现介绍于下：

根据文献〔6〕的研究，在临震前震源断层面上会有缓慢的滑动发生。这种滑动可使断层面上一些凹凸不平处发生破坏，并生热而升温。根据本章第三节所述，当断层面升温后或是深部的水溶液劈入震源断层面后，就会沿未来发生大震的断层面形成导电通道，这样由磁暴引起的地电流就汇流于该断层面上（见图4.22）。由于大量电流从震源断层面上流过，所以就会产生热量，使断层面上岩石更加升温，这样就又增加了震源地方的不稳定性。如果在磁暴发生期间地震被触发，那就是前述的单式触发。如果磁暴未能触发地震，则由磁暴引起的大气环流的变化再来触发地震，就称为复式触发。

根据我国气象工作者的研究，磁暴发生后，我国将出现一系列低压高温天气。我们发现，在这一系列的低压高温天气过程中，大致有每隔九天出现一次的现象，可称其为“倍九律”，即

$$T = n \cdot 9 \text{ 天} \quad (4.77)$$

式中 $n = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8$ 。按照这个式子可以

大体推知，在一次大磁暴 ($K \geq 6$) 后，将在第一个九天、第二个九天……出现低压高温过程。这种低压高温天气是易于触发地震的。如果说磁暴发生时，促使震源地方的不稳定性加剧，则当随后遇到低压高温天气时就会触发地震。由于这种天气韵律呈周期性，因此如果第一个九天触发不了，则第二个九天再触发，以此类推。应当说明的是磁暴虽然是全球过程，但是磁暴引起的天气变化，世界各地是不一样的，在我国则有 (4.77) 式所示的粗略规律。所以我们用“倍九律”来预报地震时，仅是针对我国境内震级大于 5 级的地震。

为什么低压天气易于触发地震呢？

可能有以下两种原因：

1. 我国的地震，绝大多数都是以平推断层为主。对于这种震源来说，其中等主应力在铅直方向。按照日本学者茂木清夫的研究^[52]，当中等主应力减弱时，会降低震源地方的岩石强度，因而有利于地震的发生。而低压高温的天气过程是减小中等主应力的，因此可起到触发地震的作用。

2. 根据拜里等人^[53]的研究，当震源地方的围压增加时，其震前的预位移会减弱。低压增温天气是减弱围压的，从而促使震源地方的预位移发生，因此有利于触发地震。

上述触发地震的过程是“外因通过内因起作用”的过程。内因是临震前的预位移加速进行，外因是磁暴和天气过程。我们把这种触发机制称为“预滑—磁暴—天气韵律模式”。磁暴后如遇到朔望则同样会触发地震。对此可称为“预滑—磁暴—固体潮模式”。这些模式都是复式触发。

值得指出的是苏联学者巴尔苏可夫 (Барсуков) 和美国学者班克斯 (Banks) 曾发现地磁活动往往有九天的周期。用地磁活动和天气韵律共同考虑发震的时间是有意义的。一般大磁暴后前三九对应地震较好。

第九节 人工控制地震的问题

在目前的地震学中，人工控制地震是仅次于地震预报的第二个重要问题。

在大跃进的1958年，当我国地震工作者开始搞地震预报工作时，就同时提出了将来控制地震和利用地震能量的大胆设想。当时认为，地震时的放能是非常快的，为了利用其能量为人类作功，必须先控制地震使其能量慢慢释放才行。

近年来国际上对控制地震问题的研究已取得了一定的进展。下面分别进行一些介绍和讨论。

一、用水控制地震的依据

人们发现水库蓄水、向深井注水和在矿区抽水都可引起地震。于是人们就想到用水的作用把地下储存的巨大应力能逐渐加以释放，而不致于有朝一日突然同时释放造成大灾。

1. 水库蓄水引起地震 1935年美国博尔德水库建成后，十年内在水库地区共记录到地方性地震六百多次，其中最大一次的震级达5级。从此人们就开始注意到由于水的负荷增加而引起地震的问题。

1959年我国广东新丰江水库蓄水后，地震活动相应增加，并于1962年3月19日发生了一次6.1级地震。从此以后，我国地震工作者也注意到水库影响地震发生的问题。

除了上述水库引起地震的例子外，1963年9月非洲、赞比亚卡里巴（Kariba）水库区发生6.1级地震，1967年12月10日印度柯伊纳（Koyna）水库区发生6.5级地震。这两个中强地震都是在水库蓄水后小震活跃的背景上发生的。

关于水库引起地震的原因有以下几种观点：

（1）水库压力触发地震 在未蓄水前库区的地下构造已积累了相当高的剪切应力，但还未达到岩石的耐剪强度或岩块间的

摩擦强度，所以地震未发生。当水库蓄水后，水库给地下构造施加了压力（这压力在各处是不均匀的），使合成后的应力加大并超过了岩石的耐剪强度或摩擦强度，于是地震就发生了。

关于地面上有某种分布的压力作用而引起地下应力分布的问题（假定地壳是均匀的弹性介质）属于布西涅茨克问题。这在原则上早已解决了。至于计算比较繁杂的问题在有电子计算机的今天已经不算难事了。如果把地壳当作不均匀的，则可用有限单元法进行计算。

（2）孔隙压力引起地震 在现今发现的许多水库地震中，按地震波初动分布所确定的震源参数大都是平推断层。这就使人想到为什么水库压力是以垂直为主而被触发的地震却是平推错动呢？于是人们就应用另外一种理论，即哈伯特-若比的孔隙压力理论来解释。按照这个理论，当水库蓄水后，水就进入地下的裂隙，并渗入地下岩石中所有的孔隙。这个孔隙中的水是有向外撑的力量的，即所谓孔隙压力 p 。当孔隙位于地下越深时，孔隙压力也越大。原来断层两盘之间的压力 P 很大而互相压得很紧，但蓄水后有孔隙压力存在，于是断层面上的正压力就要削弱，即

$$\sigma = P - p \quad (4.78)$$

式中 σ 称为有效正压力。

根据摩尔-库仑理论，当岩石任意截面上的剪应力达到临界值，即达到摩擦力

$$F = F_0 + \sigma \tan \varphi \quad (4.79)$$

时，则沿该截面将出现错动。式中 σ 为断层面上的正压力， F_0 为断层面两断层盘之间的粘结强度（即粘结力）， φ 为内摩擦角。

把（4.78）式代入（4.79）式，则为

$$F = F_0 + (P - p) \tan \varphi \quad (4.80)$$

由（4.80）式可知，当孔隙压力 p 增加时，断层面上的摩擦阻力（或称抗滑阻力）就要下降。如果水库蓄水前，地下的剪切应力还未超过断层面上的摩擦阻力，则当水库蓄水后由于孔隙压

力降低了断层面的摩擦力，断层就突然错动而发震了。

(3) 关于二级触发问题 所谓二级触发就是水库蓄水后先触发浅处的小震，然后小震再触发更大的构造性地震。1972年日本学者安艺敬一就指出过这一点^[54]。他针对印度柯伊纳水库触发的地震震级较大(7级)以及震源断层面插入地下很深(达40—50公里)的特点，认为水库蓄水后触发了一些浅源弱震，然后这些浅源弱震在其附近又产生了应力集中，当这种应力集中达到一定程度时，则破裂向更深处传播并触发较深的大地震。事实上柯伊纳地震发生前的前震都是浅的，而余震深度则较大。

2. 井中注水引起地震 注水地震最明显的例子是美国丹佛洛杉矶军工厂给3614米的深井内注废水引起地震。注水期间发生地震，停止注水，地震活动就减弱；恢复注水，地震活动又增加；加大注水，地震活动又更多，其中最大的可达5.5级。事实说明，丹佛地震的发生与注水有关。地震活动多限于废水井周围6—7英里的范围，震源深度约4.5—5.5公里。

丹佛注水引起地震，只能说注水起了触发作用，真正的能量还是构造运动形成的，其根据是：

(1) 地震活动的频度与震级的关系和南加利福尼亚构造活动地区的构造地震表现是一致的。

(2) 由P波初动所决定的震源情况是断层面垂直的平推断层，且钻井取出的岩心也确有垂直裂缝。另外，震源机制资料与大区域地震活动带的走向也是一致的。

在我国，于湖北武汉地区的小洪山钻井注水时也曾发现有地震活动。

关于水库蓄水和注水引起地震的物理机制，苏联学者基辛(И.Г.Киссин)^[55]曾作了详细讨论。他指出以下几个原因：

(1) 地壳重力均衡破坏；

(2) 在孔隙水具有高压的情况下，断面上的摩擦力降低；

(3) 增加孔隙或裂隙中水的压力可使裂隙发育；

(4) 水进入岩石缝隙后由于吸附层的形成可降低岩石的强度。

另外, 还有人认为水进入断层面后, 可使那里的摩擦系数降低, 从而使断层易于错动。

二、用水控制地震的设想

根据上述水库触发地震和井中注水触发地震的事实, 人们进一步设想控制地震的方案。

1. 亥莱方案 1972年美国学者亥莱 (J.H.Healy) 等人^[56]提出了一种方案, 这个方案是顺着一个储存了巨大应力的断层带钻三个井 (假设断层带上的孔隙中原来就存在着天然水), 如图4.53所示。在中间一个井注水, 在两边两个井中抽水。

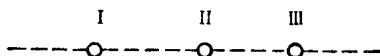


图 4.53

当两边井抽水后, 由于断层面上孔隙压力降低, 断层面上的摩擦力就增高了。这样别处的应力就要向这些摩擦力增高的地方集中。然后在中间井内注水, 使这些集中来的应力逐渐释放。

2. 安艺敬一方案^[54] 安艺敬一根据震源机制理论认为, 断层错动时所释放的地震能是与断层错动传播的速度密切相关的。如果断层错动传播的速度极缓慢时, 则不产生地震能 (即地震波能)。因此他认为如果能设法控制地震时断层错动传播的速度, 则可减免地震灾害。他进而根据哈斯克尔 (Haskell) 的理论得出震源地方所释放的总能量中有多少转化为地震能, 即所谓地震效率:

$$\text{效率} = \frac{\text{地震能}}{\text{震源应变释放能}} = \frac{3.014}{4} \frac{D}{\beta T} \frac{D}{L} \frac{1-\gamma}{1+\gamma} \quad (4.81)$$

式中 D 为断层面宽度, L 为断层长度, β 为横波速度, T 为激发时间 (即质点错动开始到停止的时间), γ 为分应力降。安艺认为, 如果能使震源断层长度 (L) 加大, 或使激发时间 (T) 拉长都可减低地震能, 从而减轻灾害。但是安艺并未提出控制上

述因素的实施方案。

3. 布瑞德方案 1975年美国学者布瑞德^[57]根据他的“包体理论”提出了以下的控制地震的方案。他假设在包体之内和包体之外紧邻包体的区域（布瑞德定义此区为震源区）岩石内都是饱和水的。他认为用三个井作图4.54的布局，则会产生不同的控震效果。

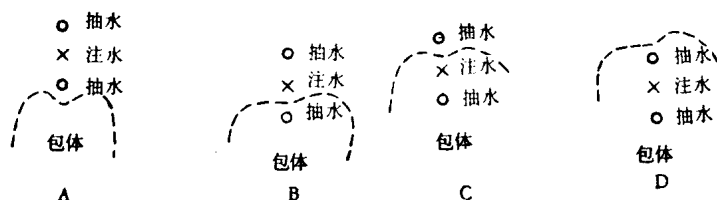


图 4.54

(1) 在包体之外的震源区内钻三个井，如图4.54A所示。图中的圆圈表示抽水井，“×”表示注水井。在图A的布井情况下，随着抽水，在最靠近包体的地方会提高有效压力，并且在包体内的张应力也会增加。布瑞德认为这种方案是危险的，不宜利用。

(2) 两个井布在震源区，另一个抽水井布在包体内，如图B所示。在此情况下，紧靠包体的地方有效压力减小了，同时包体内的张应力也减小了。布瑞德认为这种方案是趋于安全的，可以利用。

(3) 一个抽水井在震源区，另两个井在包体内，如图C所示。在此情况下，震源区有效压力是增加的，在包体内的张应力也是增加的。布瑞德认为这种情况也较危险，不宜利用。

(4) 三个井皆在包体内，如图D所示。在此情况下，包体内靠外边的井附近张应力减小，而中间的张应力增加。不稳定性存在于两个抽水井之间。布瑞德认为，这种情况也是趋于安全

的。

布瑞德认为，在包体形成的过程中，如果从包体内抽水，则包体就形成不了，所以也不致于发生大震。

4. 组合模式的控震方案 对于组合模式来说，其控震方案也可用抽水和注水来实现。即首先在调整单元进行抽水，使其断层面的摩擦力增高，从而停止蠕滑，这样就不再在积累单元端部进行应力集中了。然后在积累单元进行注水，使那里已积累起来的应力慢慢释放。

以上方案虽然是设想，但是可能的。除了这些方案外，有些学者鉴于核爆炸时可触发附近一些地震，因而提出用爆炸的方式解除地下的应力而达到控震的目的。但这种方案要求巨大的爆炸，其本身就是不安全的，所以不是一种好方案。

第五章 我国地震情况简介

第一节 一般情况

一、我国地震的能源问题

根据某些作者的研究〔1—7〕，我国境内的地壳承受着来自印度板块和太平洋板块的挤压，存在着强大的水平应力场；另一方面，上地幔中物质的重力分异、相变和热胀冷缩等也给上覆地壳施加垂直向的力。这两种力在地壳中的相互作用，共同决定着我国地壳内的地震活动性。下面列举一些具体表现：

1. 由我国数百次大地震的震源机制资料可知，我国广大地区绝大多数的震源都以平推错动为主，震源地方的最大主应力方向和最小主应力方向是近乎水平的。另外，在华北、东北和西北某些地区所作的岩体内应力解除试验表明，水平向的压应力比同深度上岩石重量所引起的垂直向压应力大若干倍。这个应力场在我国诸地壳块体的交界带上可引起水平向剪切应力，对大地震的孕育起着重要的作用。

2. 根据考古资料，发现我国许多地方几千年来有显著的局部隆起、下沉以及垂直差异运动。如刘正荣等指出的〔8〕，山西临汾和霍县一带以及陕西关中一带几千年来垂直差异运动很强烈。又如洞庭湖地区，有史以来垂直运动也很强烈，湖区尚有由西北向东南倾斜之势。再如潮汕平原近千年来其海岸变迁频繁，像饶平柏州岛五十多年来就上升了五十多厘米，而南澳岛一口宋朝挖掘的水井现已被海水淹没。

另外大地水准测量资料表明，我国许多地方在上升或下沉，有的地方上升与下沉交替发生。此外还有规模巨大的下降运动，夹有相对上升的地区。据国家地震局地震测量队资料，渤海沿岸的

形变总貌，基本上是由四周向渤海倾斜，如图5.1所示。

根据文献〔9〕可知，邢台地震区1920—1955年的水准测量表明，总的趋势为向北东方向倾斜，与地势、河流流向基本一致。这实际上也是向渤海地区倾斜。

以上情况是不好用太平洋板块和印度板块的水平挤压来解释的。我们认为这是上地幔垂直运动在地面上的表现。

总结以上所述，说明我国地壳内形成地震的能源来自两个

方面：一个是远处传递来的水平力，一个是当地下方来的垂直力。这两个力的叠加共同决定着我国不同地区大地震的孕育，但水平力是居第一位的。

二、我国发展的地壳环境

我国地质学家早就指出我国的地壳是由许多大小不等、形状不一和性质有别的地壳块体（又称地质块体）镶嵌而成的〔10〕。文献〔11〕认为，“在不同地质块体的交界带或断裂带，当两侧块体进行强烈的相对运动时，那里就常常会发生地震。……一般认为构造块体交界带或断裂带愈大，构造运动愈强烈的地区，发生大地震的可能性就愈大。”

1973年张文佑等〔12〕指出：“地球物质的不均一性在垂直方向

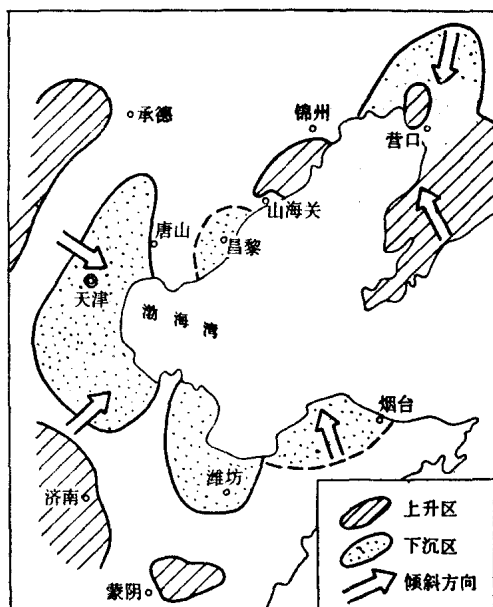


图 5.1

表现为分层，在水平方向表现为分区。”“岩石层垂直方向的层状结构主要是地球形成作用的产物，水平方向的块状结构主要是地球形变作用的产物。前者基本上具有原生性，后者基本上具有次生性，层面是原生构造面，断面是次生构造面，两者联合，就组成了岩石层的空间立体格局——层状块断构造。”在第二章中我们已经考虑到了层面在震源孕育和地震发生中的作用（参看图2.24）。

另外由第一章可知，由地表向地下随着深度增加，岩石对应力的松弛速度就要加快，或者说随着温度的增加，岩石就越要偏离弹性体的性质。这种偏离就会导致以下的效果，即在地壳上部由于岩石基本上属脆性，所以能以快速破裂错动的形式发生地震；而在地壳下部则由于岩石更接近塑性，所以往往以蠕滑的方式进行滑动。

测震学的研究表明，由地表向下随着深度的增加，介质结构愈向均匀的方向上变化。如果说地表是断层纵横、被分割的岩块较多的话，则到地壳深处就只剩下少数的深大断裂了，于是地壳块体的数目就相应变少，块体相应变大了。

如所周知，地震的大小取决于两个因素，一是岩石的耐剪强度，一是震源体积。从地壳垂直剖面上来看，在靠近地表的地方，岩石比较破碎，这样岩石的耐剪强度就不大，同时震源体积也不会大；在地壳30公里以下的地方，岩石相对要均匀一些，震源体积有可能大，但由于岩石温度较高，所以岩石的耐剪强度不大。只有5—30公里的深度范围内，岩石强度和震源体积都可能较大，所以在这个深度范围内可以积累起巨大的能量而发生大震。这就是破坏性大地震多发生于地下5—30公里深度范围内的原因。

三、地壳内应力状态随深度的变化

这个问题比较复杂，但可作以下的简略考虑。

1. 由于印度板块和太平洋板块对我国大陆的推挤，使我国

地壳内产生了强大的水平压应力,其中印度板块对中国西部,特别是西南部地壳的影响大,而太平洋板块对中国东部地壳的影响大。

2. 随着向地下深度的增加,铅直向的静压力将不断加大。

3. 上地幔的垂直力作用在地壳底部时(特别是垂直差异运动的力量),在底部的影响最大,向上递减。

根据以上三点,我们认为我国地壳内不同深度上的应力状态是不同的。在地壳上部水平力占优势,在地壳下部垂直力占优势。

以上是我国境内发震条件的总体情况。实际上不同地区地壳内的具体情况极为多样:有的地方温度高,有的地方温度低;有的地方介质比较完整,有的地方则较破碎;有的地方水溶液多,有的地方少;有的地方具有易蠕滑的矿物和岩石,有的地方则具有易粘滑的矿物和岩石。另外应力分布也不均匀,并且这个应力分布还随时间不断调整转移。

第二节 大震的某些震源物理现象

为了结合我国的实际情况研究震源物理问题,下面对我国大震(7级以上)的某些震源物理现象进行分类举例,以供参考。

一、关于大震孕育的空区

我国许多大震发生前都出现中强地震活动的空白区。这种空白区的面积有的相当于震源体积的大小,有的则比震源体积所相应的面积大很多。另外空白区形成的时间一般都比较长,约几百年或上千年。

1. 1556年1月23日陕西关中地震(大于8级) 这次地震的极震区走向为北东东,与渭河地堑的走向大体一致,参看图3.17。在极震区,自739年5月27日发生6级地震之后到1556年地震发生,共763年未发生破坏性地震。在此期间极震区两端却有不少破坏性地震发生,如图5.2所示。

2. 1668年7月25日山东郯城地震(8.5级) 这次地震的

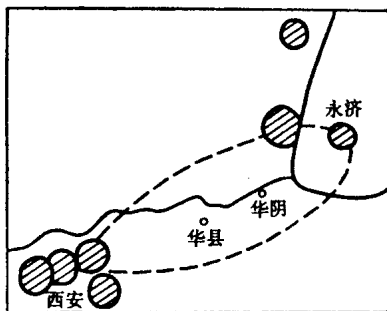


图 5.2

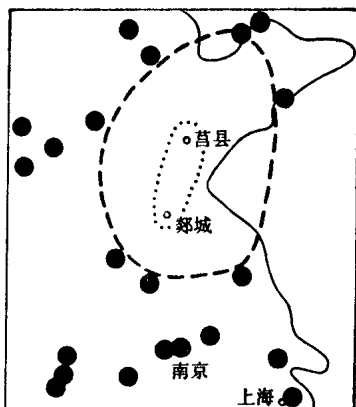


图 5.3

极震区长轴近北北东方向,与郯庐大断裂的走向一致。在极震区,震前长时间内未发生过破坏性地震。只有公元前 179 年 5 月的齐楚地震有可能发生在 1668 年地震的地区,但仍不能定论。可以说

从公元前 179 年到 1668 年地震发生,该地区是没有发生过破坏性地震的。在此期间周围地区却有不少中强地震活动,如图 5.3 所示。图中虚线为空白区边缘,点线是 1668 年地震的极震区。

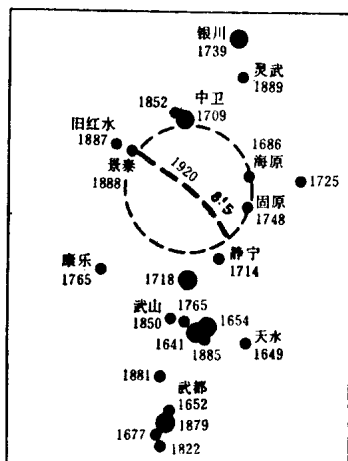


图 5.4

1638—1920 年海原
地区震中分布图

3. 1920 年 12 月 16 日宁夏海原地震 (8.5 级) 在这次地震的极震区,自 1638 年 1 月发生七度地震后直至本次地震发生,其间再无破坏性地震,平静了 282 年。在此期间周围地区却有不少中强震和强烈地震发生,如图 5.4 所示。

4. 1950年8月15日西藏察隅地震(8.5级) 这次地震发生在无历史地震记载的地区。但从仪器观测资料来看,极震区内至少从1900年到1950年地震发生前没有6级和6级以上地震,而周围地区却发生了不少6级以上和8级以下的地震。

从以上所举的震例可知,大震前的空区基本上具有两种类型:一种是中强地震活动集中在未来大震极震区的端部;另一种是中强地震的活动围绕着未来大震的极震区,形成不规则的包围圈(这个圈有时比较大)。这两种类型的地震空区特征很可能是由调整单元的具体特点决定的。如果积累单元端部以蠕滑断层、裂丛区以及构造交汇区(介质破碎区)等作为调整单元时(参看图2.55),则会出现第一类空区。如果调整单元有许多分叉或者积累单元周围地壳中有多个复杂的调整单元(即介质强度相对弱的地区),就可能形成第二类空区,在未来大震极震区以外很大范围内形成复杂的调整场。除了上述调整单元的类型以外,积累单元介质强度高和完整性好也是形成空白区的必要条件。断层面上的摩擦系数是随断层锁住的时间增长而增大的。这就是说,空区时间长时,其相应的地震亦大。另外当水平力和垂直力叠加时有可能增加断层面上的正压力而提高摩擦系数,也有助于形成空白区。空白区的圈定主要是在发震构造和地震带中进行。在地震带较宽的情况下(可能是多组构造所形成),一般会形成第二类围空区图案。如果发震构造或地震活动带较窄,则可能形成第一类空白区。对于参与围空的每个中强地震来说,它们也分别存在积累单元和调整单元,但规模较小。当这些中小型积累单元发生地震后,它们又转化为调整单元,并把应力逐步集中到更大体积的积累单元边部或端部,最后在这个区域内发生大震。

二、关于隆起对震源孕育的作用

1. 1973年2月6日四川炉霍地震 这次地震的震级原定为7.9级,但按宏观表现和某些台的观测资料来看,震级可能为7.5级。该震的宏观等震线长轴为北西向,与鲜水河断裂的走向一

致。根据地面断裂错动资料和震源机制资料分析，这次地震的孕育具有强烈的平推性质，可能是受东西向挤压的结果，如图 5.5 所示。另一方面，在康定之南却有一个极高的贡嘎山，海拔 7590 米。它反映了该地区具有强烈的隆起运动。这个隆起运动必然对鲜水河断裂的西南盘施加拉力，从而使鲜水河断裂带上的水平剪切力量更为加强，这就形成了鲜水河断裂带上剪切应力积累快和大震活动频繁的情况。

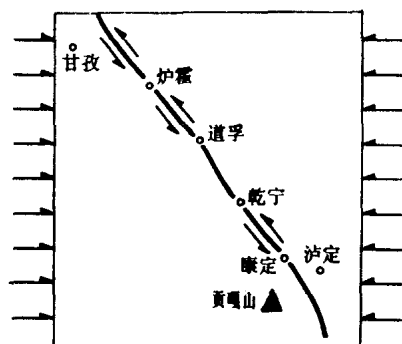


图 5.5

2. 1975 年 2 月 4 日海城地震 (7.3 级) 根据宏观资料 和余震活动带、大地测量、震源机制等方面资料，这次地震的断层走向为北西西，断层面近乎直立，以左旋平推错动占优势，兼有垂直错动(根据大地测量资料北盘相对于南盘下降了约 14 厘米)。在这次地震的极震区，地质上没有明显的发震断层，所以有可能是新产生的地震断层。

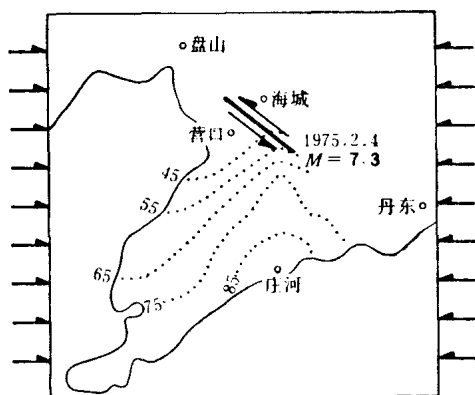


图 5.6

根据震源机制资料，在发生海城地震地区有近乎东西向的挤压力作用，因此在北西西方向上(海城地震断层面的走向)必然有相当大的剪切力作用，如图 5.6 所示。另一方面根据 1937 年和 1958 年两次水准资料，围绕庄河

县就是一个隆起区,1970年再次复测,发现庄河地区还在隆起,速率略有增加。这个隆起作用,势必对海城地震的西南盘施加拉力,也就增加了海城地震震源断层面的剪切应力。

三、垂直差异运动对震源孕育的作用

1966年3月邢台地震活动是由三个大震组成的,即3月8日的6.8级地震,3月22日的6.7级地震和随后九分钟的7.2级地震。根据地质资料,邢台地震发生于一个断陷内(地堑),在这个断陷内新生代以来沉积了很厚的冲积层,说明这个断陷是一直在下沉的。根据震源机制资料^[13],上述三次地震的震源断层基本上是右旋平推断层,它反映了该地区受近东西向的水平挤压力,如图5.7所示;根据大地测量资料,除了水平错动占优势外,地堑的沉降幅度也很大(大约为水平错动幅度的一半)。这样大的沉降幅度是不能用水平错动引起的次生沉陷来解释的。

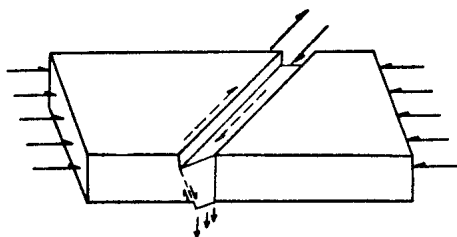


图 5.7

根据这个情况,1966年邢台地震的孕育模式应属于图2.27b所示的情况,即是水平力与垂直差异运动叠加形成的。

邢台地震发生的过程可能是:震区下方的垂直向蠕滑在地震前有加速滑动,在上部锁住部分产生的应力集中首先促使上部一些相对弱的地方发生密集的中小地震,随后剩下的主要锁住部分发生错动而形成大震。这就是邢台地震前有中小地震密集—平静现象的一种可能原因。

关于邢台地震后强余震的两头跳现象也可由深部的蠕滑来解释。即在7.2级地震发生地段,由于应力释放彻底,所以无强余震发生。但在其南北两端的区域,由于尚有一定的剩余应力,所以会发生余震。当深部断层面在某一时间快速蠕滑时,由于对南北

两区皆起作用，所以几乎同时触发这两个地区的余震，而形成两头紧相呼应发生余震的现象。此外，调整单元每让出一些位置，极震区端部原先错动不足的部分（具有剩余应力）就会错动而发生余震。由于主震断层的中段震后易于蠕滑，每当一端因余震而错动后，有可能牵动中段而达及另一端，另一端也接踵发生余震，这样也会形成余震两头跳的现象。

四、关于大震孕育中调整单元的作用

1. 1933年8月25日四川迭溪地震（7.5级） 这次地震时地面破裂较复杂，未显示出主要走向。由等震线图来看，震源断层近南北向。根据常隆庆的调查^[14]，这次地震前在极震区南端靠近茂县的地方有长时间和大幅度的蠕滑现象发生。其具体情况是：“在茂县城北七里，有撮箕山，距岷江河岸约及二里，为岷江河谷中之砾石台地。其上有唐姓佃房一所，分为二院，其间有西北向之大路一条，将此二院隔开。其东北一院为住宅，西南一院为羊厰，屋建于35年前，二院之门在当时完全相对。其后东北一院即渐顺大路向东南方斜坡上溜动，两门即不相对。1933年10月，两间错开之距离已达7.7米之多，然全院房屋及地面上完全无裂痕。最难得者其错开面恰在两院间之大路上，

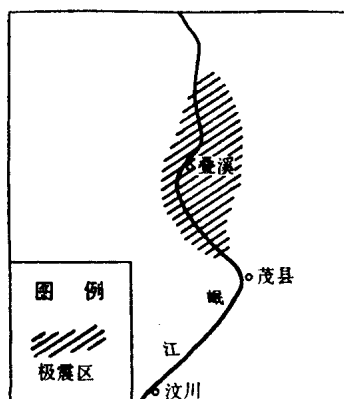


图 5.8

极易引起注意。此种现象因由于砾石台地之不稳定。然其间对动的溜动速度既不相等，其所受压力之不平衡，可想而知。并可想见此区内地壳上在平时之变动情形。而此地之是否为地震之先兆，诚熟一可注意之事实也。”查茂县位于1933年大震极震区之南（图5.8），上述蠕滑地段正相当于组合模式的调整单元。当调整单元加速蠕滑时势必在其北边的

积累单元中产生应力集中，并从而发生1933年迭溪大震。至于该震北端之调整单元，因属大山地区，当时调查不易，因而不知其具体情况。

2. 1969年7月18日渤海地震(7.4级)

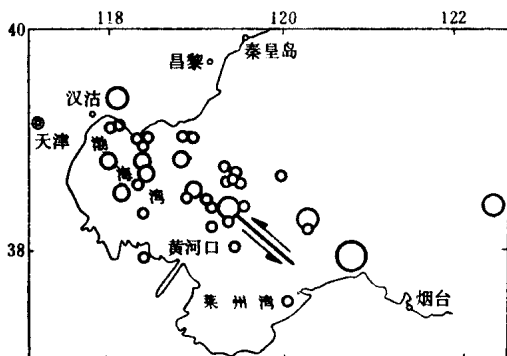


图5.9 渤海地震震中分布图(1960—1969.7.18)

这次地震发生于渤海中，震源断层的走向还未最后定下来，一个可能的走向为北西西，另一个可能的走向为北北东。这次地震前的小震活动分布如图5.9所示。由此图可以看出，地震发生在小震活动区的东南端（这些小震是在1960年至地震前发生的）。

如果取上述第一个断层走向，则小震活动区正好相当于一个裂丛调整单元（见第二章）。至于主震东南端的调整单元，因海中情况不明，不能得知。

3. 1976年7月28日唐山地震(7.8级)

根据震源机制、余震分布带的资料和地震时的宏观资料，这次地震的断层走向为北东或北东东，是平推占优势的右旋错动断层，但也有垂直错动。由上述断层的错动情况来看，唐山地震是在近东西向的挤压力下孕育起来的，如图5.10所示。根据地热资料，在天津附近有一个热异常区，它正好位于唐山地震极震区的西南端。另外在极震区东北端的卢龙、迁安地区有许多

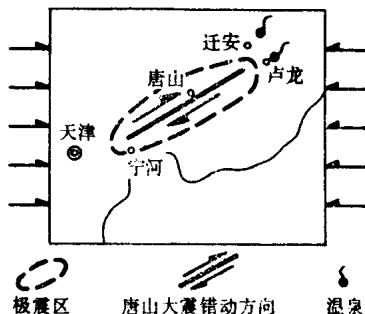


图 5.10

温泉分布(图5.10)。以上热异常区和温泉分布区说明地下深处温度比较高,因而岩石比较塑性,它们不积累巨大应力,而把应力转移调整到其间的唐山地区去。以上的热异常区和温泉分布区就是调整单元,其间的唐山地区就是积累单元。

五、关于大震前的预位移

1. 1556年1月23日陕西关中地震(大于8级) 这次地震前14年间震中区没有有感地震的记载。但在地震发生前7—8个小时却有缓慢的地面运动发生。如华州志记载:“十二日晡时,觉地旋运,因而头晕。”华阴县志亦记载:“十二日地大震,日晡地旋。”我们认为这种描述和一般史料上记载小震的波动特征不同。这可能是一种比较缓慢的、带有旋转性的地面运动。这种地面运动可能是地震前最大剪切面上某一部分(面积不能太小)开始软化,从而断层盘体出现一种缓慢运动所引起。待整个最大剪切面上软化后,大断层就错动了,于是发生了地震。

除了上述地震前7—8个小时出现的“地旋运”现象外,在地震前刻还有缓慢的长周期波动。例如华州县志记载:“及夜半,月益无光,地仄立,苑树如数捕地,忽西南如万车惊突(大震)。”这种“地仄立”和“苑树如数捕地”的现象显系一种长周期运动,随后才发生地震。

2. 1605年7月13日广东琼山地震(7.5级) 这次地震发生前约8小时,震中区曾出现可能是由预位移引起的地层剧烈变形。例如震中附近的澄迈县志上写道:“是日午时银矿怪风大作,有声如雷,动摇少顷,坑岸崩压挖矿人夫以百计。夫外处震于亥时,而矿内午时先发,所谓本根伤而枝叶动。”分析以上记载,“坑岸崩压挖矿人夫以百计”的现象可能是大震前地层剧烈变形引起的矿坑壁崩塌。当矿坑壁崩塌时会发生巨响和振动,并造成矿内气流而形成“怪风大作”的现象。

3. 1976年7月28日唐山地震(7.8级) 在这次地震前,极震区内有一口井于7月24日观测到井壁突然剥落和坍塌的现象

(该井是唐山市第十中学每天观测井水变化的专用井)，震后发现在离该井20米处产生了地震断层。上述水井与断层很近，所以震前井壁剧烈变形可能是主震断层面的预滑引起的。

以上是我国一些大震前预滑的宏观现象。以往由于我国尚缺长周期地震仪，所以未能取得大震前预滑的仪器记录。在国外已取得有关这方面的仪器记录。如1960年5月22日智利地震(8.9级)，在它发生前大约15分钟美国帕萨迪纳台贝尼奥夫应变仪记到异乎寻常的长周期(300—600秒)波。这可能就是震前预滑所引起的长周期波动，如图5.11所示。

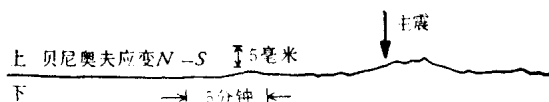


图5.11 1960年5月22日智利地震(8.9)帕萨迪纳应变仪记录的前驱波

六、关于大震前的高频发射

1. 1920年12月16日海原地震(8.5级) 这次地震前是有地声的。据固原县志记载：“未震之先，有居山之人，有时夜半看见山中闪火，并闻沟内空响。”《地学杂志》(1922年)中也写道：

“据各县报告，十六日之地震，二十一县中，先声后震者十一县，先震后声者二县，同时并至者三县，先后不定者四县，未闻声者一县。”在后来的调查中，还曾访问到有的老农在地震前几天连续几个夜间听到山中有类似撕布的声音。上述震声发生的原因，可能是由于震源体积比较大，已达及地表，致使接近地表的岩石产生了微裂缝和微错动，从而发出声频振动而被人听到；另外也可能是岩石微裂时有某种放电现象伴随着一些声音。

2. 1927年5月23日甘肃古浪地震(8级) 根据古浪县志记载：“四月二十一日(农历)大风、山鸣，二十三日地震猛烈……”这个山鸣就是地声。又据袁复礼的报告(地质集刊，1944年版)，

当时有人在震中区的武威县澡堂内洗澡，尚未解衣，即闻隆隆若雷雨之声，人皆至院中，倾刻地即摇动。

3. 1954年2月11日甘肃山丹地震(7¼级) 根据有关文献记述，“一个月前，震中区的龙首山中曾一日鸣响六、七次。”

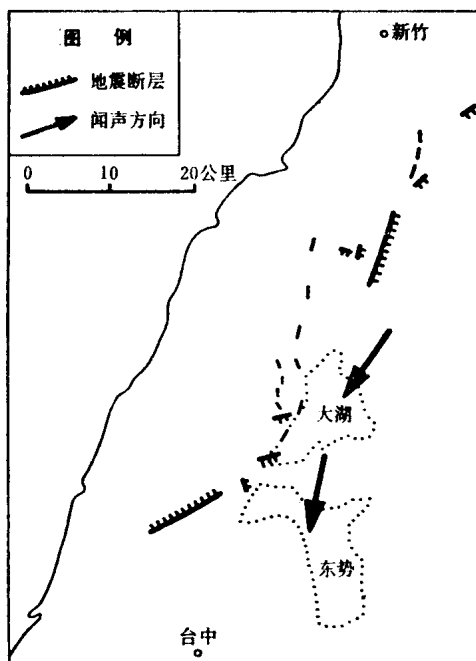


图 5.12

4. 1935年4月20日台湾新竹地震(7级) 根据文献[15]的统计，这次地震时共收集了90个地声资料，其中有62处在震前片刻先闻地声，16处声动同来，4处震后闻声，7处声音来的先后不明。值得注意的是在地震前一日，震中东南10—20公里的东势郡，有三人听到山鸣，声音来的方向是北北东。另外在大湖郡中，有一个机关，全体人员在地震前5分

钟听到像远雷一样的地声来自北东方向。上述两地皆位于第三纪岩层分布区，它们离地震时造成的断层带不远，如图5.12所示。

七、地震时的一些复杂情况

1. 1935年4月20日台湾新竹地震(7级) 按照文献[15]、[16]的资料，这次地震共产生了两条断层，一条是狮潭庄断层，另一条是屯子脚断层，如图5.13所示。狮潭庄断层长约15公里，走向为北东30度，西盘上升，东盘下降，最大错距为3米，其水

平错动幅度很小。屯子脚断层长约12公里，走向为北东60度，水

平错动占优势，最大幅度达1.5米，垂直错动的特点是其中一段西盘上升，错距为0.6—0.7米，另一段东盘上升，错距约0.6—1米。由上述情况来看，台湾新竹地震的震源错动是很复杂的。它远非一个方向的构造力所能解释。只有用第二章所述的垂直力与水平力的叠加模式才好理解。

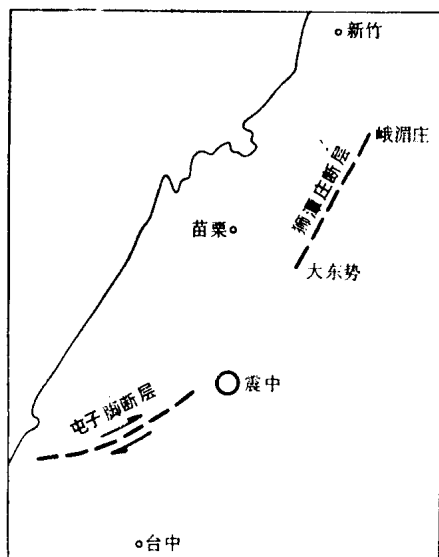


图 5.13

2. 1906年3月17日台湾嘉义地震（7级）这次地震时地面上形成了13公里长的断层，如图

5.14所示。该断层的走向为北东东，全段具有显著的水平错动，最大错距为2.7米。至于垂直错动则显示出分段特征，由民雄街到尾庄一段南盘上升，北盘下降，最大错距为1.3米。但在尾庄到大坑连一段，则北盘上升，南盘下降，最大错距达2米。由上述情况来看台湾嘉义地震的震源错动情况也是很复杂的，也不能用单方向的构造力解释，而只能用垂直力和水平力的叠加来

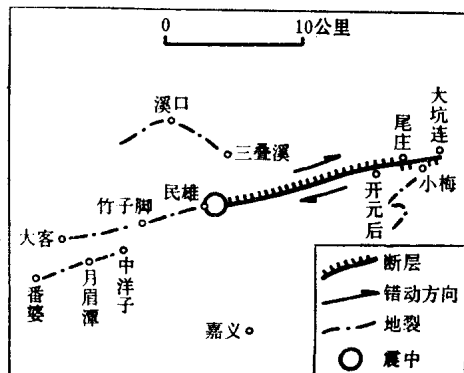


图 5.14

解释。

3. 1950年8月15日西藏察隅地震 这次地震的震源机制至今未定下来，有人根据地震波初动分布认为是东西走向的正断层，另外有人由勒夫面波比瑞利面波强而认为是北北西走向的平推断层，另外还有人根据余震分布极为分散认为这次地震的断层面不只一个。由此可知，1950年察隅地震的震源应力场是极为复杂的，它不可能由单一的构造力解释，而用垂直力与水平力的叠加则更接近于实际情况。

八、关于大震前震源深度的加深

前震震源深度的加深在国内外都有发现，下面举1879年甘肃武都地震的例子。

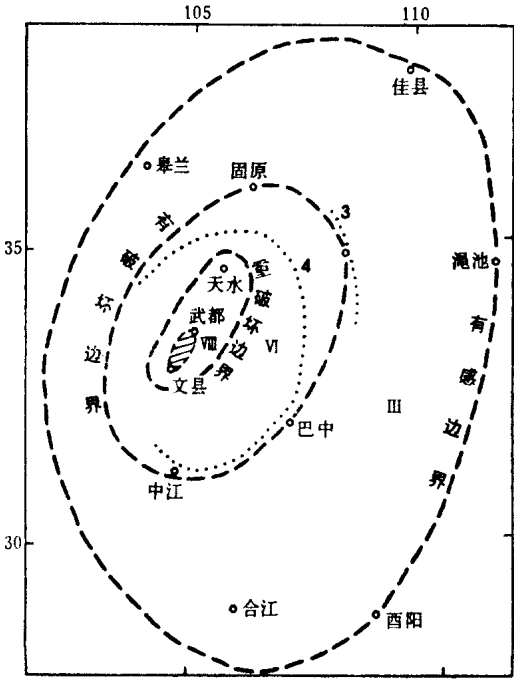


图 5.15

1879年7月1日的武都文县7.5级地震，前两日曾有一个前震，当时在陕西、甘肃和四川都有感觉，波及范围甚大，半径约300公里(如图5.15中的点线所示)，但震中区却无明显破坏。该前震的三度波及范围相当于后来主震的六度波及范围。根据等震线推求的震源深度，前震比主震的深度要大。

当地壳上部还

未发生大震前，下部就可能先发生错动而形成地震。待下部地震发生后，其震源错动必然在与上部锁住面相接的地方形成应力集中，这种应力集中可触发上部地壳中的震源而发生大震。因此当某地区发生较深地震后，要考虑它可能触发浅部的大震。正是这种浅源大震对人民带来的损失最大。

九、关于前震震级与主震震级之差

当一个中强地震发生后，如果它是前震，那么后面的主震该有多大，这是人们很关心的问题。但这个问题很复杂，不同地区和不同地震往往有所不同。对于我国7级以上地震来说，最大的前震与主震震级之差为2.5级的，具有一定数目的震例，今后可在实际预报中作参考。下面举几个例子。

1. 1927年5月23日古浪地震（8级）在这次地震前不到一小时，曾有一次5.5级前震（这是由仪器资料定的震级）。它与主震震级相差2.5级。

2. 1950年8月15日西藏察隅地震（8.5级）在这次地震前五个多月，即2月23日，在震中区附近发生了一个6级前震，与主震震级差2.5级。

3. 1975年2月4日海城地震（7.3级）这次地震的前震比较多，其中最大的为4.8级，与主震震级差2.5级。

4. 1976年11月7日盐源地震（6.9级）这次地震前九天，即10月29日发生了4.4级前震，与主震震级差2.5级。

关于上述主震震级大时其最大前震的震级亦大的现象可能是以下原因形成的。

1. 主震震级大时其震源区岩石强度亦大。在此情况下，当前震大时，前震断层面边缘所产生的应力集中大，此时有可能触发主震发生。至于主震与前震之间的时间滞后可能与震源区介质的局部不均匀性有关。

2. 地震大时其积累单元长度亦大（实际上是震源断层面面积大），两端应力集中区之间的地段也就长，在中间段应力值还

不够大的情况下，需要较大的前震才能促使中间段释放能量而发生大震。具体说来，就是前震大时，前震断层面边缘上的应力集中程度也大，并促进中间地段发生断层破裂传播而形成大震。当积累单元介质完整且均匀时则往往没有前震。

十、关于大震在短期内重复发生

在一个7级以上地震发生后的几天内，一般强余震或续发性大震较多，但对此人们是有很高警惕的。那种过了一段时间才发生的大震人们往往丧失警惕而遭受损失。因此对于这一类续发性地震发生的时间特点应注意研究。据初步统计，这个相继发生的大震其时间间隔往往为九天的倍数（当然不会全是如此）。下面举些例子。

1. 1924年7月3日在新疆民丰发生了一次 $7\frac{1}{4}$ 级地震，过了九天，即7月12日又发生了一次 $7\frac{1}{4}$ 级地震。

2. 1920年12月16日在宁夏海原发生了8.5级地震，其最强的7级余震发生在12月25日，与主震相隔九天。

3. 1976年8月16日在松潘发生了一次7.2级地震，8月23日又在该区发生一次7.2级大震，其时间间隔为7天。

4. 1976年5月29日云南龙陵发生7.6级地震，7月21日发生了最强余震6.8级，其时间间隔为53天，约相当于六个九天。

5. 1976年11月7日盐源6.9级地震发生后，于12月13日又发生6.8级地震，其时间间隔为36天，恰好相当于四个九天。

6. 1966年2月5日东川发生6.5级地震后，2月13日又发生了 $6\frac{1}{4}$ 级地震，其时间间隔为八天。

7. 1905年6月9日蒙古杭爱山脉发生8.3级地震（此震离我国不远），7月23日又在西边发生了一次8.3级地震。这两个地震的时间间隔为五个九天。

8. 1931年8月11日5时在新疆富蕴附近发生8级地震，8月18日22时在其附近又发生大于7级的最强余震。这两次地震发生的时间间隔接近8天，它相当于一个九天。

9. 1936年4月27日马边发生了一次6.7级地震,这是马边震群中第一个最大地震,第二个地震发生在5月16日,震级仍为6.7。这两次地震之间的时间间隔为19天,约为两个九天(多一天)。

以上续发性地震和强余震发生的时间特征,一方面可能与震源地方的特征和过程有关,另一方面可能与某种带有倍九日期韵律的外因触发有关。

十一、大震前中小地震的密集平静现象

大震前中小地震的密集—平静现象,是大震前的一种征兆。

1. 1966年3月22日邢台7.2级地震之前曾出现中小地震的密集,然后平静了若干小时,随后发生了7.2级地震。同样在3月8日邢台的6.8级地震之前也曾出现中小地震密集和平静的现象。

2. 1975年2月4日海城7.3级地震之前中小地震密集平静的现象是很明显的。

关于出现密集平静现象的原因,一方面可能是震源本身的过程引起,例如临近大震前震源地方所受构造应力在时间上的起伏性,小震发生后对较小地震的互相触发而集中发生等。但也不排除那样的可能性,即大震发生前由于震源地方发生了较显著的预位移(可能伴有一系列小震,也可能不伴有小震),震源地方处于不稳定状态,这时外因可能起触发作用,例如日月引力的半日潮以及大气压力随时间的变化等。

十二、强余震发生的时间特征

大地震发生后,由于震源地方处于极不稳定的状态,这时,外因对地震的触发作用比较明显,例如:

1. 1739年1月3日(农历十一月二十四日)宁夏银川、平罗地震(近8级)并不发生在朔望期,然而后面最大的一次余震却发生在农历正月十六日(公历2月13日)。该余震时银川城内“所盖窝铺倒塌数十处”,居民受伤,低洼处涌水冒沙。

2. 1833年9月6日(农历七月二十三日)云南嵩明寻甸地震(8级)并不发生在朔望期,然而后面的强余震却多发生在朔望期。按照史料记载:“嗣仲秋十五日震又作,为时二十有四刻余,声微,所损较逊于前(指主震)。越明年正月元旦日丑时又震,申刻方已。”

十三、大雨对余震发生的影响

历史上曾有大雨截震和大雨触发余震集中发生的记载。例如:

1. 1733年8月2日云南东川地震(7级)后有一系列余震,但经过一次大雨后余震就不再活动了。崔乃镛当时写道:“七月二十夜丑时,迅雷疾霆,大雨如注,阴阳和顺,自是而后,遂无震惊之虑。”

2. 1830年6月12日河北磁县地震(7.5级)后也有一系列余震,经一次大雨后余震就停止了。故宫档案上曾写道:“查安阳临漳等县自前月(即四月)大震之后,尚仍间日微动,待五月十八日得有雷雨,势极鸷豫,以后即不复震,是地气已纾,可冀安定。”

3. 1925年3月16日云南大理地震(7级)之后有一系列余震。据云南地震考记载:“如天气晴明,震势轻微,一遇大雨则震动之次数多而且强。”

有这些现象的震例虽然收集得还不多,但说明降大雨可能对余震的发生有影响。这个问题值得今后进一步探讨。

十四、大震前地磁日变低点的位移

所谓低点位移就是各地磁台上观测到的地磁日变曲线最低点与正常情况下最低点出现的时间发生了超前或迟后。在正常情况下,地磁日变曲线出现的时间随经纬度的位置不同而不同,对我国来说同一经线或邻近地区地磁台记到的日变曲线应是类似的。我国地震工作者提出了用这种低点位移预报大地震发生的时间和地点。下面举些例子。

1. 1973年2月6日四川炉霍地震(7.9级) 根据成都地震

大队的分析,“1972年12月23日各站低点明显位移……即康定以北各站(松潘、灌县、甘孜、康定四站,甘孜站仪器性能不正常可作参考)反映有两个低点,极小值在前低点,时间为9—10时。西昌以南各站(西昌、米易、渡口、楚雄四站,米易站资料有些影响可参考)反映前低点已不明显,极小值在后低点,时间在13—15时。这是一般在冬季出现的异常特征。异常后44天发生这次大震”。以上诸台的位置和地磁日变低点位置如图5.16和5.17所示。

在图5.16中,三角形表示最低点出现时间在9—10时的台站,正方形表示最低点出现时间在13—15时的台站。由图5.16可知,

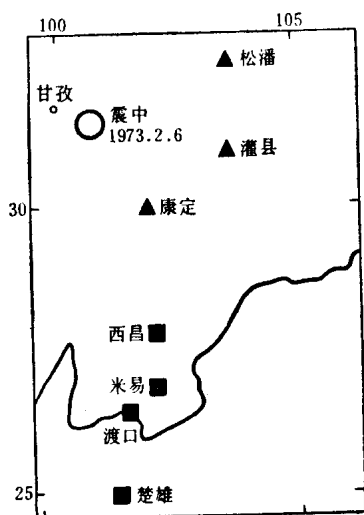


图 5.16

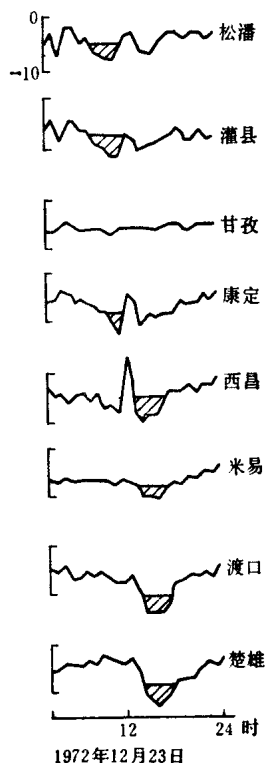


图 5.17

各地磁台的经线相差不多,因而正常的低点位移不应有如此之大。另外更有意义的是由上述低点位移异常出现的日期到炉霍大震发生,其间约隔五个九天。这可能与前边所介绍的“倍九律”有一定关系。

2. 1975年2月4日海城地震(7.3级) 根据海城地震初步总结,“1974年12月29日塘沽、白家疃、大同(昌黎缺资料)等台站极小值出现在16时以后,其他地区则在12时前后。这可大致画出发震地区”。

有趣的是由1974年12月29日低点位移出现到2月4日海城地震发生,间隔37天,这大致是四个九天的时间。

3. 1974年5月11日云南永善地震(7.1级) 根据昆明地震大队的总结报告,“震前,西昌、米易、渡口、康定、郫县等台(都在距震中300公里范围内),在5月3日日变曲线形态发生明显畸变,幅度减小,出现‘拉平’现象,以后又恢复正常……”由这个现象出现到大震发生,中间隔了八天,这与一个九天相近。

关于以上地磁日变形态异常到发震,其所经时间为九天倍数的原因尚需进一步研究。

十五、大震前的地下水变化

大震前地下水位的变化是比较普遍的现象,很早就为人们所重视。下面举一些历史震例。

1. 1920年12月16日宁夏海原地震(8.5级) 据固原县志记载,“有向居平原之人,家有井绳十丈,震前忽强半而能汲水,人以为水旺,其实地震之预兆也。”又谢家荣在震后不久所作的调查报告上写道,“……隆德县报告,谓大震前井水忽涨,震后复原。”再据夏禹勤来信称,“1920年大震发生前,杨郎村东边湫池的水上升到池面。”另外1920年地震前三天,靖远县三角城附近的银子村有井水上溢到井口成白沫(井深4米),地震后降低。上述地下水位变化的位置皆距1920年地震时地面上形成的断裂带不远,如图5.18所示。

2. 1955年4月14日四川省康定地震(7.5级) 在这次地震前,距震中约10公里的康定城和二道桥地方,若干个温泉的涌流量有显著的变化。例如地震前两日,有人在二道桥地方洗澡,发现温泉中的水比往日喷冒得凶。次日温泉中的水冒得更凶,喷起一、二尺高。当时人们不知何故。14日大地震后,温泉的喷涌恢复正常。康定城内有两个温泉也有类似的喷冒现象。

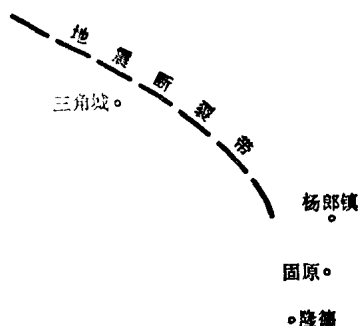


图 5.18

1966年邢台地震发生后,地下水异常发现得更多,在此就不列举了。

关于地震前地下水发生剧烈变化的原因,按文献〔17〕观点:“大地震发生前,震源地方的岩石变形比以前更加剧烈了。这种比较剧烈的变形传达到地表时,使地表附近的含水地层或衬水地层也发生变形,从而也就引起了地下水在重力场中的重新分布。当地下水重新分布时,就会在一些井泉地方引起水位高低或涌量的变化。”文献〔18〕进一步指出,上述大震前震源区岩石的剧烈变形是大震前震源断层面的蠕滑(即预位移)引起的。

十六、大震前的氡气变化

大震前地下水中氡气含量有变化的现象是苏联学者首先发现的。在我国某些大震发生前也有氡气含量的变化。

1. 1974年5月11日云南永善地震(7.1级) 根据成都地震大队的分析,在这次大震前,在震中区西约150公里的西昌测氡点上,发现震前半个月,氡含量急剧减小,地震后有所恢复,如图5.19所示

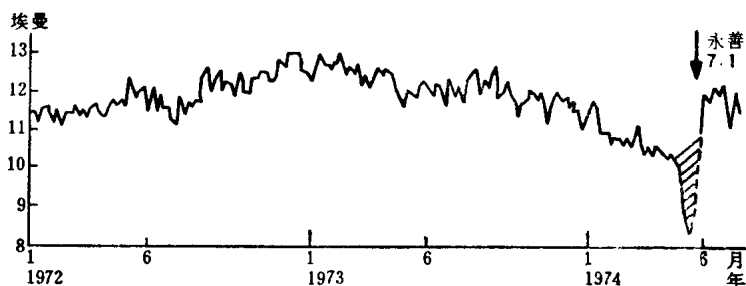


图 5.19

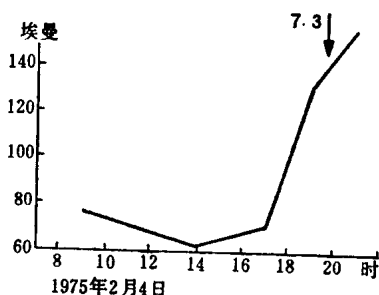


图 5.20

2. 1975年2月4日海城地震(7.3级) 这次大震发生前,在震中东北50多公里的辽阳汤河站发现氡含量有急剧变化,如图5.20所示。

以上震前氡气急剧变化的原因与震前地下水变化的原因是共同的,它们在时间上也具有一致性。

十七、大地震前的地气

有些大震前有地气出现,下面列举些震例。

1. 1925年3月16日云南大理地震(7级) 根据史料记载:震中区附近之弥渡县“未震一月以前,每逢拂晓,平地内发现似雾非雾之气,约高五、六尺。又每于将震之前,随时流出硫磺臭气,空中则发见火光,自北而南”。

2. 1975年2月4日海城地震(7.3级) 这次地震前“地气雾”更为普遍。临震前一小时左右,在震区广大地区,从丹东到盘锦,突然出现一种有味的浓雾。据盘山清水农场的同志说,“地震前一小时下大雾,越下越大,还有熬沥青的臭味……震后雾就不见了。”又据盘锦二界沟派出所同志说:“大震前一小时左右,突然生起大雾,地面上到处冒气,烟雾腾腾,有臭鸡蛋味。”岫岩

县卫生院同志说：震前“像起锅时的蒸汽一样，有划火柴味。”营口市气象台反映，临震前“出现轻雾，大震时雾立即加浓，雾中有像硫磺那样的臭味。这次雾同平时的雾不一样，高度角较低（即雾贴近地面），颜色呈白黑色，很不均匀……”

关于地震前“地气雾”产生的原因可能是大震前震源断层面上产生了显著的预位移，于是震源区某些地方会由原来的压缩状态变为拉疏，这样地下的某些气体就可顺孔隙冒出地表。或者是大震前许多小地震发射的高频振动把原来附着在孔隙壁上的气体振出地表。

十八、大震前的形变电阻率异常

我国现用的形变电阻率观测方法简便易行，但勘探深度不大，所以对于浅源大震才能有异常反应。唐山地震发生前距震中近的唐山、马家沟和昌黎台上曾观测到电阻率明显下降（图5.21）。这可用第二章中的图2.24来解释。在该图中，由于地壳上部（即I层）在震前可能向下微弯，这样震中区将出现挤压，且有水的聚集，从而电阻率降低。

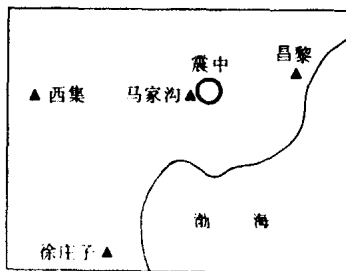


图 5.21

以上列举的是我国7级以上地震中的一些典型震例。当然实际情况还很复杂和多样，应结合具体情况进行分析研究。敬爱的周总理曾教导我们：“地震是有前兆的，是可以预测的，可以预报的。”我们一定加倍努力，为在我国早日实现地震预报而奋斗。

参 考 文 献

第一章

- [1] В.Ф.彭契科夫斯基著, 王子昌、刘孝叔译, 地球的内部构造, 科学出版社, 1957.
- [2] И.Г.Киссин, К проблеме землетрясений вызванных инженерной деятельностью, советская геология 2, 63—79, 1972.
- [3] Е.И.Шемякин, В.И.Щеглов, К изучению механизма движения при коровых землетрясениях. Физика земли №12, 1974.
- [4] Н.帕尔库斯著, 何善增、王同生译, 非正常热应力, 科学出版社, 1965.
- [5] В.А.Магницкий, Основы физики земли, геоиздат, p.228, 1953.
- [6] С.Lomnitz, Linear dissipation in solids, J.Appl, Phys 28,201—205, 1957.
- [7] A.E.Scheidegger, Rheology of the tectonosphere in the short time range, Annali Di Geofisica 24, 3, 311—324,1971.
- [8] 塞格著, 张宏图译, 晶体的范性及其理论, 科学出版社, 277—284页,1964.
- [9] S.Matsushima, On The strength distribution of the earth's crust and the upper mantle, and the distribution of great earthquakes with depth, Journal of physics of the earth, №. 1, 1961.
- [10] A.Nur, The study of relations between deformation and forces in the earth, Advances in rock mechanics, Vol.1, Part A, p.283,1974.
- [11] A.A.洛加乔夫著, 吴荣祥等译, 磁法勘探教程, 中国工业出版社, 1965.
- [12] 张伯声, 镶嵌的地壳, 地质学报, 1962, 3期.
- [13] 郭增建, 地震事先能知道吗? 科学大众, 1966年4期.
- [14] N.Hast, The state of stresses in the upper part of the earth's crust, Engineering Geology 2, 1, 5—18, 1967.
- [15] A.Holmes, Radioactivity and earth movements. Trans. Geol. Soc. Glasgow 18, 599—607, 1928—1929.
- [16] С.И.Субботин, Г.Л.Наумчик, И.Т.Рахимова, Процессы в верхней мантии земли, Наука думка, 1964.
- [17] J.G.Dennis, C.T.Walker, Explosive phase transition in the earth's mantle, Nature, 209, 5019, 182—183, 1966.

- 〔18〕郭增建、姜秀娥，用震源机制资料讨论中国境内的现代构造运动，中国地球物理学会1963年学术会议论文集，科学出版社，1965。

第二章

- 〔1〕邵长衡，地震诗，中国地震资料年表，上册，90页，科学出版社，1956。
- 〔2〕H.F.Reid, The elastic-rebound theory of earthquakes, Univ. Calif. Pub. Bull. Dept. Geol. Sci. 6, 413—444, 1910.
- 〔3〕Milne and Lee, Earthquake, 167—168, London, 1931.
- 〔4〕石本巳四雄，地震初动方向分布より震源に四重源の推定，东京帝国大学地震研究所汇报，第十号，449—613页，1932。
- 〔5〕H.Jeffreys, Note on fracture, Roy.Soc.Edinburgh Proc. 56, 158—163, 1952.
- 〔6〕F.F.Evison, Earthquakes and faults, B.S.S.A. 5, 1963.
- 〔7〕笠原顺三，大野一郎，饭田汲事，地震发生についての相转移论，地震，22卷，3号，201—209页，1969。
- 〔8〕W.H.Robinson, W.R.Stephenson, Note on the possibility of earthquake generation by diffusionless phase transformations, Newzealand Journal of Science 16, 4, 853—854, 1973.
- 〔9〕K.太沙基著，徐志英译，理论土力学，地质出版社，1960。
- 〔10〕M.K.Hubbert and W.W.Rubey, Mechanics of fluid-filled porous solids and its application to overthrust faulting, Bull. Geolo. Soc. Am., 70, 2, 1959.
- 〔11〕W.F.Brace, J.D.Byerlee, Stick-slip as a mechanism for earthquakes, Science, 153, 3739, 1966.
- 〔12〕松泽武雄，地震の場の论，东京大学地震研究所汇报，179—202页，1953。
- 〔13〕K.Kasahara, Strain energy in the viscoelastic crust, B.E.R.J. 157—165, 1956.
- 〔14〕T.Minakami, The 1962 eruption of Miyake-Sima, One of the seven Izu islands, Japan, Bull. Bolcan 27, 1964.
- 〔15〕В.М.Зобин, О механизме вулканически землетрясений, связанных с извержением. вулкана шевелуч в ноябре 1964 год, Известия АН СССР, Физика земли 3, 31—36, 1970.
- 〔16〕竹内均、金森博雄，地震にともなう地壳变动とマントル対流，地震，21卷4期317页，1968。
- 〔17〕C.H.Scholz, Crustal movement in tectonic areas, Tectonophysics 14,

3—4, 1972.

- [18] J.C.Savage and R.O.Burford, Accumulation of tectonic strain in California, B.S.S.A, b, 1861—1876, 1970.
- [19] 郭增建、秦保燕、徐文耀、汤泉, 震源孕育模式的初步讨论, 地球物理学报 1 期43页, 1973.
- [20] K.Mogi, Effect of the intermediate principal stress on rock failure, J.G.R 20, 5117—5131, 1972.
- [21] И.В.克拉盖里斯基、И.Э.维诺格拉陀娃著, 熊大章译, 摩擦系数, 科学出版社, 20—22页, 1957.
- [22] J.H.Dieterich, Time-dependent Friction in Rocks, J.G.R. 77, 20, 3690—3697, 1972.
- [23] R.M.Stesky and W.F.Brace, Estimation of frictional stress on the San Andreas fault from laboratory experiments, Proc. Conf. Tectonic Probl. San Andreas fault system, School of earth sciences, Stanford University, California, 206—213, 1973.
- [24] А.В.Верховский, Журнал прикладной физики выи. 3—4, 1926.
- [25] Б.В.捷里亚金著, 刘超、吴惜抱译, 什么是摩擦, 科学出版社, 134—137 页, 1958.
- [26] J.D.Byerlee, Frictional characteristics of granite under high confining pressure, J.G.R. 72. 3639—3648, 1967.
- [27] J.D.Byerlee, The mechanics of stick-slip, Tectonophysics 9, 5, 475—486, 1970.
- [28] C.H.Scholz, Microfracturing and the inelastic deformation of rock, J.G.R. 73, 1—4 1417, 1968.
- [29] C.H.Scholz, P.Molnar and T.Johnson, Detailed studies of frictional sliding of granite and implications for the earthquake mechanism, J.G.R. 77, 32, 6392—6406, 1972.
- [30] J.D.Byerlee and R.Summers, Stable sliding preceding stick-slip on fault surfaces in granite at high pressure, Pure and Applied Geophysics, 113, 1—2, 63, 1975.
- [31] А.Н.Семенов, Изменение отношения времен пробега поперечных и продольных волн перед сильными землетрясениями. Физика земли 4, 1969
- [32] Л.А.Латынина, О возможных изменениях в режиме медленных движений перед землетрясением, Динамика земной коры, Издательство «На-

ука» 1965.

- [33] S. Matsushima, Variation of the elastic wave velocities of rocks in the process of deformation and fracture under high pressure, *Journal of physics of the earth* 1, 1960.
- [34] A. Nur, Dilatancy, pore fluids, and premonitory variations of t_s/t_p travel times, *B.S.S.A.* 62, 5, 1972.
- [35] J. H. Whitcomb, J. D. Garmany and D. L. Anderson, Earthquake prediction: Variation of seismic velocities before the San-Fernando earthquake, *Science* 180, 4086, 632—635, 1973.
- [36] C. H. Scholz, L. R. Sykes, Y. P. Aggrawal, Earthquake prediction: A physical basis, *Science* 181, 4102, 803—809, 1973.
- [37] B. T. Brady, Theory of earthquakes I: A scale independent theory of rock failure, *Pure and Applied Geophysics* 112, 4, 1974.
- [38] B. T. Brady, Theory of earthquakes II: Inclusion theory of crustal earthquakes, *Pure and Applied Geophysics*, 113, 1—2, 149—167, 1975.
- [39] V. I. Myachkin, G. A. Sobolev, N. A. Dobilkina, V. N. Morozov and V. B. Preobrazensky, The study of variations in geophysical fields near focal zones of Kamchatka, *Tectonophysics* 14, 287, 1972.
- [40] V. I. Myachkin, W. F. Brace, G. A. Sobolev and J. H. Dieterich, Two models for earthquake forerunners, *Pure and Applied Geophysics* 113, 1—2, 1975.
- [41] B. H. Armstrong, Acoustic emission prior to rockburst and earthquakes, *B.S.S.A.* 59, 3, 1259—1280, 1969.
- [42] А. И. Спиридонов, В. Г. Тыминский, Об изменении изотопного соотношения U_{234}/U_{238} в подземных водах после, Ташкентского землетрясения 1966—1967г., *Физика земли* 8, 91—93, 1971.
- [43] Н. Benioff, Earthquakes and rocks creep, Part I: Creep characteristics of rock and the origin of aftershocks, *B.S.S.A.* 41, 31—62, 1951.
- [44] К. В. Пшенников, Механизм возникновения афтершквов и неупругие свойства земной коры, Издательство «Наука», 1965.
- [45] A. Nur, J. R. Booker, Aftershocks caused by pore fluid flow, *Science*, 175, 4024, 1975.
- [46] L. Knopoff, Earth tides as a triggering mechanism for earthquakes,

B.S.S.A.54, 6, 1865—1870, 1964.

[47] K.Mogi, On the time distribution of aftershocks accompanying the recent major earthquakes in and near Japan, B.E.R.I. 40, 107—124, 1962.

K.Mogi, Study of elastic shocks caused by the fracture of heterogeneous materials and its relations to earthquake phenomena, B.E. R.I. 40, 125—173, 1962.

[48] G.Rannalli, A.E.Scheidegger, Rheology of the tectonosphere as inferred from seismic aftershock sequences, Annali di Geofisica 22, 3, 293—306, 1969.

[49] C.H.Scholz, The frequency-magnitude relation of microfracturing in rock and its relation to earthquakes, B.S.S.A. 58, 399—415, 1968.

[50] S.J.Gibowicz, Stress drop and aftershocks, B.S.S.A. 63, 4, 1433—1446, 1973.

[51] B.Papazachos, Scientific Report 5, 1—48, 1966.

[52] 竹内均, 菊地正幸, コンピューターによる地震のシミュレーション, 日本《科学》第42卷第九期, 1972.

[53] 檀原毅、松田时彦, 地震と地壳变动, 《地震》20卷4期222页, 1967.

第三章

[1] J.D.Byerlee, Frictional characteristics of granite under high confining pressure, J.G.R. 72, 14, 3639—3648, 1967.

[2] 郭增建、秦保燕、徐文耀、汤泉, 震源孕育模式的初步讨论, 地球物理学报, 1973.

[3] 郭增建、秦保燕、冯学才, 从震源孕育模式讨论大震前地下水的变化, 地球物理学报, 17卷2期, 1974.

[4] 英国钢铁学会编, 余荣镇译, 断裂韧性, 科学出版社, 1974.

[5] 陈颙, 测定浅震震源参数的宏观方法, 地球物理学报, 4期, 1975.

[6] 竹内均、菊地正幸, コンピューターによる地震のシミュレーション, 日本《科学》42卷9期, 1972.

[7] B.И.克依利斯博罗克著, 李宗元译, 傅承义校, 地震机制的研究, 科学出版社, 1961.

[8] K.Aki, Generation and propagation of G waves from the Nigata earthquake, B.E.R.I. 44, 1, 1966.

[9] J.N.Brune, Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves

- from earthquakes, J.G.R. 75, 26, 4997—5009, 1970.
- [10]郭增建, 1556年1月23日关中大地震, 地球物理学报, 1期, 1957.
- [11]吴开统等, 海城地震序列的特征, 地球物理学报, 2期, 1976.
- [12]西村传三, 新竹台中烈震报告, 1936.
- [13]J.A.Steketee, On volterra's dislocations in a semi-infinite elastic medium, Can. J.Phys. 36, 192—205, 1958.
- [14]J.A.Steketee, Some geophysical applications of the elasticity theory of dislocations, Can. J.Phys. 36, 1168—1193, 1958.
- [15]K.Kasahara, The nature of seismic origins as inferred from seismological and geodetic observations(I), B.E.R.I. 35, 473—532, 1957.
- [16]K.Kasahara, Physical conditions of earthquake faults(II), A model of strike-slip faults with various dip angles, B.E.R.I. 37, 39—52, 1959.
- [17]L.Knopoff, Energy release in earthquakes, Geophys. J.R.A.S. 1, 44—52, 1958.
- [18]M.A.Chinnery, The deformation of the ground around surface faults, B.S.S.A. 51, 355—372, 1961.
- [19]T.Maruyama, Statical elastic dislocation in an infinite and semi-infinite medium, B.S.S.A. 51, 355—372, 1961.
- [20]F.Press, Displacements, strains and tilts at teleseismic distances, J.G.R. 70, 2395—2412, 1965.
- [21]M.A.Chinnery, J.A.Petrals, The dislocation fault model with a variable discontinuity, Tectonophysics 5, 6, 513—529, 1968.
- [22]N.Canitez and M.N.Tokosoz, Static and dynamic study of earthquake source mechanism: San Fernando earthquake, J.G.R. 77, 14, 2583—2594 1972.
- [23]陈运泰、林邦慧、林中洋、李志勇, 根据地面形变的观测研究1966年邢台地震的震源过程, 地球物理学报, 8期, 1975.
- [24]神村三郎, 显著地震の发震机构に関する考察, “地震” 9卷3号, 174—181页, 1957.
- [25]L.Knopoff and F.Gibert, Radiation from a strike-slip fault, B.S.S.A. 49, 2, 163—178, 1959.
- [26]中国科学院地球物理研究所, 地震学基础, 科学出版社, 1976.

第四章

- [1] H. Jeffreys, Note on fracture, Roy. Soc. Edinburgh. Pro. 56. 158—163, 1936.
- [2] M. K. Habbert and W. W. Rubey, Role of fluid pressure in mechanics of overthrust faulting, Bull. Geol. Soc. Am, 70, 2, 1959.
- [3] K. 太沙基著, 徐志英译, 地质出版社, 1960.
- [4] 郭增建、秦保燕、徐文耀、汤泉, 震源孕育模式的初步讨论, 地球物理学报, 1973.
- [5] П. А. Ребиндер, Л. А. Шрейнер, Ф. Жигачк, Понижители твердости в бурении Изд. АН СССР, 1944.
- [6] 郭增建、秦保燕、冯学才, 从震源孕育模式讨论大震前地下水的变化, 地球物理学报, 2 期, 1974.
- [7] A. Nur, J. R. Booker, Aftershocks caused by pore fluid flow, Science 175, 4024, 1972.
- [8] 吴开统、岳明生、武官英、曹新玲、陈海通、黄伟琼、田抗援、卢寿德, 海域地震序列的特征, 地球物理学报 91 卷 2 期, 1976.
- [9] 国家地震局兰州地震大队大地电磁测深组, 中国南北地震带北段地壳和上地幔的电性特征, 地球物理学报, 1 期, 1976.
- [10] 郭增建, 地震发生前的地下水位变化, 地球物理学报, 3 期, 1964.
- [11] S. Matsushima, On the strength distribution of the earth's crust and the upper mantle, and the distribution of great earthquakes with depth. Journal Phys. Earth 1, 1961.
- [12] R. M. Stesky and W. F. Brace, Estimation of frictional stress on the San Andreas fault from laboratory experiments, Proc. Conf. Tectonic Prob San Andreas Fault System, Calif. 206—213, 1973.
- [13] 笠原庆一, 地壳の粘性流动と松泽过程, 东京大学地震研究所汇报, 34, 2, 1956.
- [14] W. F. Brace, Dilatancy-related electrical resistivity changed in rocks, Pure and Applied Geophysics, $\frac{1}{2}$, 207—219, 1975.
- [15] D. L. Anderson and J. H. Whitcomb, The dilatancy-diffusion model of earthquake prediction, Proceedings of the conference on tectonic prob. San-Andreas fault system, 417, 1973
- [16] K. Hadley v_p/v_s , Anomalies in dilatant rock samples, Pure and Applied Geophysics, $\frac{1}{2}$, 1975.
- [17] H. Jeffreys, The earth, Cambridge University Press, 359—360, 1959.

- [18] T. Terada, On the heat generated by the deformation of the earth crust, Bull. Earthqu. Res. Inst. Tokyo, 8, 4, 377, 1930.
- [19] H. Jeffreys, Geol. mag. 79, 291—295, 1942.
- [20] P. McKenzie and J. N. Brune Melting on the fault planes during large earthquakes, Geophys. J. R. A. S. 29, 1, 1972
- [21] К. В. Пшенников, Об энергетическом балансе в области очага сильного землетрясения, Физика земли 10, 1965.
- [22] П. Бриджмен, Исследование больших пластических деформаций и разрыва И. Л. М., 1955.
- [23] А. В. 雷可夫著, 袁烈钧、丁履德译, 热传导理论, 高等教育出版社, 368—371页, 1955.
- [24] H. Hughes, The pressure effect on the electrical conductivity of peridot, J. Geophys. Res. 60, 2, 187—191, 1955.
- [25] Э. П. Пархоменко, А. Г. Бондаренко, Электропроводность горных пород при высоких температурах и одностороннем давлении, Труды Ин-та Физики земли 190, 23, 101—106, 1962.
- [26] Y. Yamazaki, Electrical conductivity of strained rocks, The first paper, Laboratory experiments on sedimentary rocks, B. E. R. I. 43, 4, 783—802, 1965.
- [27] А. Г. Тархова, Справочник Геофизика Том II 89. Москва 1963.
- [28] D. Finkelstein, R. D. Hill, The piezoelectric theory of earthquake lightning, J. G. R. 78, 6, 992—993, 1973.
- [29] А. А. Воробьев, О возможности электрических разрядов в недрах земли, Геология и Геофизика 12, 8—13, 1970.
- [30] А. Г. Клашников, Возможности магнито метрических методов в решении вопроса о предвестниках землетрясений, Труды Геофин-та АН СССР. 25, 152, 1954.
- [31] T. Nagata, Application of tectonomagnetism to earthquake phenomena, Tectonophysics 14, 3—4, 263—271, 1972.
- [32] S. Shamsi and F. D. Stacey, Dislocation model and seismomagnetic calculations for California 1906 and Alaska 1964 earthquakes, B. S. S. A. 59, 4, 1435—1448, 1969.
- [33] P. Talwani, R. L. Kovach, Geomagnetic observations and fault creep in California, Tectonophysics 14, 3—4, 1972.

- [34] K.N. Abdullabekov, L.S. Bezuglaya, V.P. Golovkov and Yu.P. Skovodkin, On the possibility of using magnetic methods to study tectonic processes, *Tectonophysics* 14, 3—4, 257—262, 1972.
- [35] Bergman, Der ultrashall, Aufl. Stuttgart 6, 491, 1954.
- [36] 吉松隆三郎, 地磁日常观测结果と地震, 地磁气观测所要报, 12卷, 1号123—129, 1965.
- [37] 藤井阳一郎, 地壳变动による重力の変化, 測地学会志, 15卷2—3号, 97—98頁, 1969.
- [38] 荻原幸男, 田島广一, 重力の経年変化, 东京大学地震研究所关东大地震50周年论文集, 311—327頁, 1973.
- [39] A. Nur, Matsushiro, Japan, earthquake swarm: Confirmation of the dilatancy-fluid diffusion model, *Geology* 2, 5, 217—221, 1974.
- [40] E.C. Bullard, Gravity measurements in East Africa, *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond A* 235, 445, 1936.
- [41] Ю.И. Булашевич, В.Н. Барошин, О приуроченности высоких концентраций гелия в подземных водах к пересечениям разрывных нарушений, Докл. АН СССР 201, 4, 840—842, 1971.
- [42] Wang, Ch. Y. and others, Variations of v_p and v_s in granite premonitory to shear rupture and stick-slip sliding: Application to earthquake prediction, *Geophysical Research Letter* 2, 8, 311, 1975.
- [43] H. Kanamori and H. Mizutani, Ultrasonic measurement of elastic constants of rocks under high pressures, *B.E.R.I.* 43, 1, 173—194 1965.
- [44] H. Mizutani and H. Kanamori, Variation of elastic wave velocity and attenuative property near the melting temperature, *Journal of physics of the earth* 12, 2, 1964.
- [45] K. Sawyers, Theoretical changes in seismic travel time with changes in stress at depth *B.S.S.A.* 5, 1667—1704, 1968.
- [46] S. Matsushima, Variation of the elastic wave velocities of rocks in the process of deformation and fracture under high pressure, *J. physics of the earth* 8, 1, 1960.
- [47] G. Simmons, Velocity of shear waves in rocks to 10 kilobars 1, *J.G.R.* 69, 8, 1123, 1964.
- [48] I. N. Gupta, Premonitory seismic wave phenomena before earthquakes

- near Fairview Peak, Nevada, B.S.S.A. 65, 2, 425—437, 1975.
- [49] L. Knopoff, Earth tides as a triggering mechanism for earthquakes, B.S.S.A. 54, 9, 1865—1870, 1964.
- [50] J. F. Simpson, Solar activity as a triggering mechanism for earthquakes, Earth and Planet Sci. Letters, 3, 5, 417—425, 1968.
- [51] 高山威雄, 铃木武夫, 大地震と太阳黑点との关系到就て, 东京大学地震研究所汇报, 8卷8册, 364, 1930.
- [52] 茂木清夫, 岩石の变形破坏特性について, 地质学杂志, 77卷, 5号, 229—232, 1971.
- [53] J. D. Byerlee and R. Summers, Stable sliding preceding stick-slip on fault surfaces in granite high pressure, Pure and Applied Geophysics 113, 1—2, 63, 1975.
- [54] K. Aki, Recent results on the mechanism of earthquakes with implication for the prediction and control program, Tectonophysics 14, 3—4, 227—244, 1972.
- [55] И. Г. Киссин, К проблеме землетрясений вызванных инженерной деятельностью, Советская Геология 2, 68—79, 1972.
- [56] J. H. Healy, W. H. K. Lee, L. C. Pakiser, C. B. Raleigh, M. D. Wood, Prospects for earthquakes prediction and control, Tectonophysics 14, 3—4, 319—332, 1972.
- [57] B. T. Brady Theory of crustal earthquakes, Pure and Applied Geophysics 113, 1/2, 1975.

第五章

- [1] 尹赞勋, 板块构造述评, 地质科学, 1973年1期。
- [2] 常承法、郑锡澜, 中国西藏南部珠穆朗玛峰地区地质构造特征以及青藏高原东西向诸山系形成的探讨, 中国科学, 1973年2期。
- [3] 时振樑、环文林、武官英、曹新玲、我国强震活动和板块构造、地质科学 1973年4期。
- [4] 黄汲清, 对中国大地构造若干特征的新认识, 地质科学, 1974年1期。
- [5] 杨理华、刘东生, 珠穆朗玛峰地区新构造运动, 地质科学, 1974年1期。
- [6] 李春昱, 用板块构造学说对中国部分地区构造发展的初步分析、地球物理学报, 1975年1期。
- [7] 叶洪、梁以山、沈丽琪、向宏发, 从块断错动和层间滑动初步探讨震源空间分布和震源力学状态的关系, 地质科学, 1975年1期。

- [8]刘正荣、孟繁兴,以临汾盆地为例,论用考古学方法研究现代构造运动与地震的关系,地球物理学报,1975年2期。
- [9]国家地震局地震测量队,1966年邢台地震的地形变,地球物理学报,1975年3期。
- [10]张伯声,镶嵌的地壳,地质学报,1962年3期。
- [11]郭增建,地震事先能知道吗,科学大众,1966年4期。
- [12]张文佑、叶洪、钟嘉猷、杨木生,从块断错动和层间滑动初步探讨震源空间分布和震源力学状态的关系,地质科学,1973年4期。
- [13]李钦祖、王泽皋、贾云年、靳雅敏,由单台小地震资料所得两个区域的应力场,地球物理学报,16,1973。
- [14]常隆庆,四川迭溪地震调查记,地质论评,1938年8卷3期。
- [15]西村传三,新竹台中烈震报告,1936。
- [16]大塚弥之助,昭和10年4月21日台湾中部地方に起った地震に伴へる地震断層〔附地震断層の諸特征〕,东京大学地震研究所汇报(别册),1936年第3号。
- [17]郭增建,地震发生前的地下水位变化,地球物理学报,1964年3期。
- [18]郭增建、秦保燕、冯学才,从震源孕育模式讨论大震前的地下水变化,地球物理学报,1974年2期。

统一书号：13180·50

定 价：1.10 元

[General Information]

SS号=11030296

封面

书名

版权

前言

目录

第一章 震源的环境和地震能源

第一节 震源的环境--地壳物质和其物理特性

第二节 地震的能源--地壳和更深部的构造运动

第二章 地震成因和震源孕育模式

第一节 地震成因

第二节 震源孕育模式

第三节 地震的前兆模式

第四节 震后效应和余震

第三章 震源机制

第一节 地震发生时的情况

第二节 由宏观、大地测量和地震活动性资料求震源参数

第三节 用地震波特征求解震源参数

第四章 震源物理分述

第一节 水在震源地方的作用

第二节 震源地方的热学问题

第三节 震源地方的电学问题

第四节 震源地方的磁学问题

第五节 震源过程引起的重力变化

第六节 震源地方的放射性问题

第七节 震源地方的变化对地震波传播的影响

第八节 外因对地震的触发作用

第九节 人工控制地震的问题

第五章 我国地震情况简介

第一节 一般情况

第二节 大震的某些震源物理现象

参考文献

封底