

5-6.257
1957

地震理论与 实验译文集

〔苏〕B.И.米亚奇金 〔美〕W.F.布雷斯 等著
国家地震局地球物理研究所第三研究室 译

55

地震出版社

地震理论与实验译文集

〔苏〕B.И.米亚奇金, 〔美〕W.F.布雷斯等著

国家地震局地球物理研究所第三研究室译

地震出版社

1979

译 者 的 话

地震的理论和实验对地震预报有重要意义。国外这方面的研究开展较多，已经取得一些有价值的成果。我们选译了一批介绍这类成果的论文，汇集成书，供我国地震工作者参考。

本书内容以目前国际上流行的膨胀-扩散模式和膨胀-失稳模式，以及有关地震前兆效应的实验研究为主，包括：地震理论模式，岩石的膨胀与破裂，微裂隙与地震波速度，岩石声发射，岩石摩擦，膨胀微裂隙的电磁效应，循环应力和渗透性等七个方面。这些文章大体上反映了国际上当前与地震预报有关的理论及实验工作的水平。

全书由金跃同志统一审校。在选文和翻译过程中，承云南省地震局董颂声同志、河南省地震局高龙生同志、长江水利科学院林天健同志的协助，谨表谢忱。

国家地震局地球物理研究所第三研究室

1978年7月

地震理论与实验译文集

〔苏〕B. И. 米亚奇金，〔美〕W. F. 布雷斯等著

国家地震局地球物理研究所第三研究室译

*

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

全国各地新华书店经售

*

787×1092 1/16 17印张 420千字

1979年10月第一版 1979年10月第一次印刷

印数：0001—7,600

统一书号：13180·61 定价：1.80元

目 录

一、地震理论模式

地震前兆的两种模式·····	V.I.Mjachkin等 (1)
液体流动与断层作用	
——膨胀机制和前兆速度变化的详细研究·····	A.Nur等 (8)
地震预报的膨胀-扩散模型·····	D.L.Anderson, J.H.Whitcomb (17)
对于地震机制的膨胀-扩散模式的约束·····	T.C.Hanks (22)
地震理论(一): 与尺度无关的岩石破坏理论·····	B.T.Brady (26)
地震理论(二): 地壳地震包体理论·····	B.T.Brady (45)
双轴压缩下样品破坏前兆的研究·····	G.A.Sobolev (55)

二、岩石的膨胀与破裂

岩石的破裂评述·····	M.Friedman (58)
结晶岩石破裂时的膨胀·····	W.F.Brace 等 (66)
膨胀的方位变化·····	K.Hadley 等 (80)
低围压下膨胀和断层面运动的实验室研究·····	K.Hadley (89)
脆性岩石膨胀性态的理论模型·····	J. T.Cherry 等 (93)
关于膨胀的本构定律·····	A.Nur (101)
膨胀和地壳隆起·····	J.R.Booker (107)
膨胀模式和地震区面积的经验公式·····	力武常次 (111)

三、微裂隙与地震波速度

水饱和对低孔隙率岩石速度的影响·····	A.Nur, G.Simmons (115)
应力导致的岩石波速各向异性的实验一例·····	A.Nur, G.Simmons (125)
岩石在轴向加载下剪切破裂前的地震波速度·····	I.N.Gupta (133)
膨胀岩石样品中的波速比异常·····	K.Hadley (139)
韦斯特里花岗岩裂隙密度和地震波速度计算值与	

观测值的对比·····	K.Hadley (151)
定向裂隙对地震波速度的影响·····	L.Anderson等 (165)
地震预报和岩石的定向微裂隙·····	王其允 (171)
膨胀和破裂引起的岩石波速变化及其与摩擦 滑动的关系·····	F.Rummel, H.J.Alheid, C.Frohn (173)

四、岩石声发射

岩石微破裂的频度-震级函数及其与地震的关系·····	C.H.Scholz (184)
压缩下岩石的微破裂和非弹性形变·····	C.H.Scholz (195)
高温摩擦滑动的声发射·····	R.M.Stesky (208)
岩石破坏前倾斜和地震活动性异常的实验室研究·····	B.T.Brady (215)

五、岩石摩擦

岩石的摩擦评述·····	J.M.Logan (220)
高压下花岗岩断裂面上粘滑以前的稳定滑动·····	J.D.Byerlee等 (224)
砂岩在石英断层泥上的滑动特点 ·····	J.T.Engelder, J.M.Logan, J.Handin (227)
圣安德烈斯断层系的粘土断层泥及其含义 ·····	吴大铭, L.Blatter, H.Roberson (238)

六、膨胀微裂隙的电磁效应

岩石电阻率随膨胀的变化·····	W.F.Brace (243)
单轴破坏实验中岩石的磁性和体应变 ·····	J.Randolph, Martin, M.Wyss (249)

七、循环应力和渗透性

单轴和三轴条件下循环差应力对韦斯特里花岗岩膨胀的影响 ·····	M.D.Zoback, J.D.Byerlee (254)
关于循环应力对膨胀影响的另一考察·····	K.Hadley (260)
微裂隙膨胀对韦斯特里花岗岩渗透性的影响 ·····	M.D.Zoback, J.D.Byerlee (264)

地震前兆的两种模式

V. I. Mjachkin 等

一、引言

1969年,苏联地震学家报道,在加尔姆附近一系列地震前地震波速有前兆变化(Nersesov等, 1971)。随后报道了一些震前电阻率前兆和井水氧含量的变化(Barsukov, 1970, Ulomov, 1967)。1971年,在莫斯科召开的国际地球物理和大地测量会议上,美国地震学家详细听取了这些进展。接着,发现在美国一些地震之前也曾发生过波速比类似的变化。最初的报道是Lamont小组作的(Y. P. Aggarwal等, 1973)。他们探测到了与加尔姆地区所报道的非常相似的波速比变化,其后不久,在圣费尔南多地震(J. H. Whitcomb等, 1973)以及最近在圣安德烈斯断层上的加利福尼亚中部的一些小地震之前也报道了类似的变化(R. Robinson等, 1974)。

解释这些和别的前兆现象,当前主要有两种十分不同的方法。一种是莫斯科大地物理研究所的苏联科学家提出来的,另一种是美国的地球物理学家提出来的。实际上,苏联模式与最近Brady、茂木清夫和Stuart(1974)等提出的模式在许多方面是相似的。然而,由于苏联模式(简写IPE)提出在先,研究的比较完善,加之在苏联以外的其他国家对此了解不多,所以这里我们把注意力集中在对苏联这个模式与包含膨胀和扩散的美国模式(简写DD)的比较上。我们在本文中着重比较两者的物理基础,并且像Stuart所作的那样,注意某些有判断意义的野外准则(Stuart, 1974)。目前,我们避免对哪种模式更为正确作出直接的判断,也许两者都将会被放弃,以便于提出第三种目前还不知道的模式。

二、IPE模式*

就本质而言,震源物理就是在构造应力作用下介质的断裂物理。这里我们集中注意震源物理中研究较少的地震的孕育过程(Robinson等, 1974)。本文的主要思想最初曾在1971年莫斯科国际地球物理和大地测量会议上报告过(V. I. Mjachkin等, 1972)。任何定量描述地震孕育过程都是很困难的,理论研究刚刚开始。但是,断裂力学的观念和实验数据可使我们得出地震孕育过程的定性概念,以及用来解释那些已发现和预料中应发生的前兆特征。这些观念可概述如下:

1. 统计意义上非均匀介质的破裂是由于裂隙之类缺陷的数目和大小增加所致。
2. 在近于不变的应力条件下,缺陷可以随时间增长;随着应力的增加,缺陷形成的速

* IPE 模式是“苏联大地物理研究所模式”的缩写——译者。

率亦增加。

3. 总的形变是由内在弹性形变和裂隙边缘相互移动造成的形变两部分组成。

4. 宏观破裂(主断层的发展)是裂隙雪崩式增长的结果,当裂隙达到一定密度时,就产生不稳定性。

5. 主断层的形成,使断层周围应力水平下降,结果使新缺陷停止增长,活动裂隙数目下降。

6. 破裂过程与尺度关系不大。

根据这些观念,可以把地震孕育过程的时空进程想象如下:在实际岩石中总是存在着随机分布的缺陷(微裂隙)。在构造剪应力作用下,方向合适的微裂隙的大小和数目缓慢增加,并形成新裂隙。在统计意义上均匀的介质中,这种裂隙在整个体积中发生。这种准均匀的裂隙在工程材料中是人们所熟知的,它相当于破坏前的临界阶段。造成断裂均匀产生的原因之一是在剪裂隙的端部形成稳定的张裂隙(Brace, 1963; Kostrov等)。在此阶段,诸如有效弹性模量和各向异性等介质性质,应该已经发生变化。

图1表示孕震区平均形变速度随时间的变化。I表示均匀破裂阶段,这时前兆现象还没有出现。当大部分体积中的裂隙平均密度达到某一临界值时,就向第II阶段过渡。

由于裂隙的相互作用,出现了加速阶段或崩裂阶段(图1-II)(Finkel, 1970)。对于工程材料,当微裂隙达到临界密度时,加速就开始,它与加载速率无关。第II阶段中,裂隙数目和尺寸的急剧增加和加大,使总形变速率急剧增加和介质物理性质突然变化。

如果这种过程会导致地震,那么按定义,它是不稳定的。这意味着形变进一步增加,会伴随应力的减小。由于介质的不均质性,不稳定形变局限于狭窄区域内,在这里形成几条较大的裂隙。这个阶段在模拟实验和地质上常可见到(茂木, 1968; Raz 和 Chernischov, 1970; Sobolev)。这时,介质实际上可以分成两部分(图2)。在狭窄的A区,发生不稳定形变过程,而在其周围的B区,应力下降。在这个不稳定阶段,整个区域形变速率减小,由于第III阶段应力普遍下降,所以在B区内裂隙停止发展。岩石的许多原有的性质恢复。不稳定形变区A是狭窄的,其特点是平行于未来主断层的一些小断层的集中程度提高了。此主断层,假定是地震时形成的话,是由于小断层之间的坚硬的介质崩塌而造成的。定性地说来,主断层的形成与第II、III阶段小破裂的增长或扩展是相似的。因此,这些小事件之前亦应有短期的小幅度的形变速度变化。这种短期变化可能有若干次,这些起伏好象是主震前的前震一样。图1中的细线就表示这种可能发生的短期前兆。

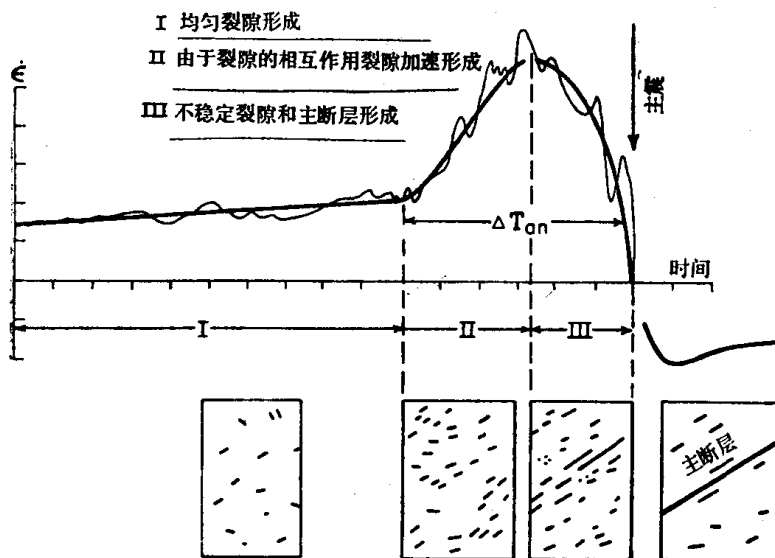


图1 地震旋回中平均形变速度的变化

速就开始,它与加载速率无关。第II阶段中,裂隙数目和尺寸的急剧增加和加大,使总形变速率急剧增加和介质物理性质突然变化。

如果这种过程会导致地震,那么按定义,它是不稳定的。这意味着形变进一步增加,会伴随应力的减小。由于介质的不均质性,不稳定形变局限于狭窄区域内,在这里形成几条较大的裂隙。这个阶段在模拟实验和地质上常可见到(茂木, 1968; Raz 和 Chernischov, 1970; Sobolev)。这时,介质实际上可以分成两部分(图2)。在狭窄的A区,发生不稳定形变过程,而在其周围的B区,应力下降。在这个不稳定阶段,整个区域形变速率减小,由于第III阶段应力普遍下降,所以在B区内裂隙停止发展。岩石的许多原有的性质恢复。不稳定形变区A是狭窄的,其特点是平行于未来主断层的一些小断层的集中程度提高了。此主断层,假定是地震时形成的话,是由于小断层之间的坚硬的介质崩塌而造成的。定性地说来,主断层的形成与第II、III阶段小破裂的增长或扩展是相似的。因此,这些小事件之前亦应有短期的小幅度的形变速度变化。这种短期变化可能有若干次,这些起伏好象是主震前的前震一样。图1中的细线就表示这种可能发生短期前兆。

地震后，断层面附近地区的载荷解除，应力转移到新断层的边缘。由于载荷解除，许多小破裂可能反向滑动，所以震后形变速度可能为负。

总之，上述断裂过程的模式是根据断裂力学的理论和实验结果的综合，模式有两个重要的特点：1) 由于相互作用的裂隙(第Ⅱ阶段)类似崩裂式的发展，总的形变突然加速；2) 当断层局部发展时(第Ⅲ阶段)，断层附近区域形变速度和应力增加均越来越小。

与所讨论的过程相应的前兆形式如图3所示。所有的前兆，象地面上两点间距离和高度的变化或两点间倾斜的变化等，都与由形变速度的简单积分求得的总形变量有关。

弹性波速度主要取决于介质的有效弹性模量。因为微裂隙形成时，有效弹性模量下降，所以在第Ⅱ阶段弹性波速度急剧下降。在第Ⅲ阶段，大多数较小裂隙闭合，而少数大裂隙影响不大，所以有效弹性模量将恢复。 V_p/V_s 的比值也将以同样方式变化。

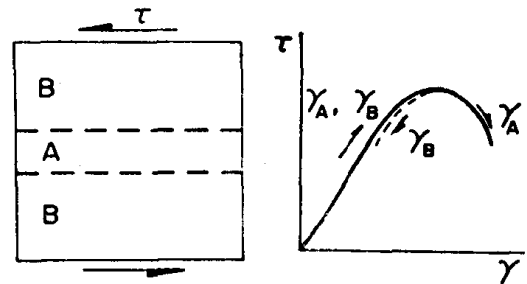


图2 不稳定形变区形成的理想示意图
A——不稳定形变区，B——卸载区

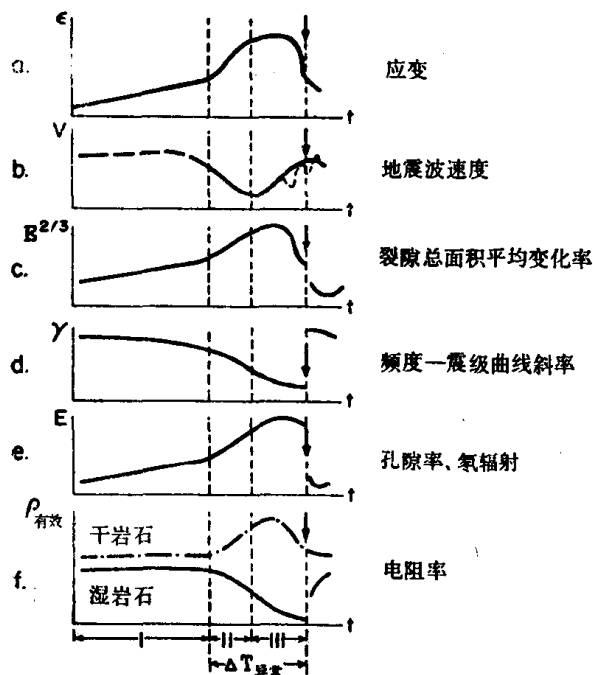


图3 与图1相对应的地震前兆时间变化示意图

a) 应变，b) 地震波速度，c) 地震能量E，d) 重复率曲线斜率，e) 孔隙氧浓度，f) 电阻率和地电位

物理性质时，这些特点不是与裂隙，而是与应力场比较明显地变化有关。

上述地震孕育模式仅仅基于断裂力学的观念，应用于地球时，不要求有什么特殊的机制。特别是它不需要用水的扩散作为激发地震的重要因素。也不需要用水扩散来解释观测到的前兆形式。图4是几次地震前兆的例子。多数情况下，它们的时间过程呈有尖峰状，与提出的模式是吻合的。另外，因为这些形状与矿井或实验室观测到的是一致的，所以，IPE模式显然与尺度关系不大。

由于强前震数目增加，频度-震级曲线的斜率在第Ⅱ阶段下降最大，而在第Ⅲ阶段随着前震之间相互作用的逐步削弱，斜率的下降或许较小。

氢含量和其他放射性蜕变产物的增加，泉水流量的增加与岩石中裂隙生成的数量是有联系的，因此，在第Ⅱ阶段明显增加，在第Ⅲ阶段趋于平缓。地震前当许多小裂隙闭合时，可以预期它们会减小。

干燥岩石的电阻率在第Ⅱ阶段应增加，在第Ⅲ阶段应减小。与此相反，在饱和水的岩石中，第Ⅱ阶段电阻率应明显减小，在第Ⅲ阶段继续缓慢减小。地电流显然也应有同样的变化。

上述前兆的特点也适用于呈雪崩式增长的过程和断裂进一步出现于断层面的地区。当在这些区域以外测量地壳形变与物

地震

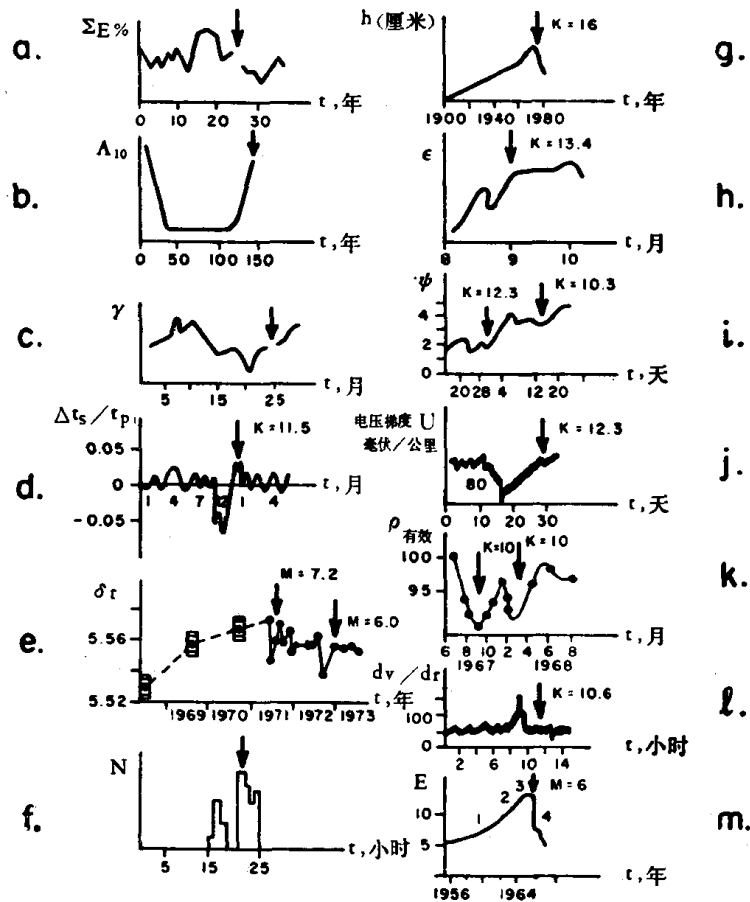


图4 地震前兆的一些例子

a.地震能量; b.地震活动性; c.频度-震级关系的斜率; d.弱震 V_p 和 V_s 走时比; e.爆破纵波走时; f.声脉冲数; g.高度变化; h.应变变化; i.倾斜; j.地电位; k.电阻率; l.大气电位; m.热水井氡浓度

三、膨胀扩散模式

美国从1971年开始,致力于用膨胀和液体流动来解释地震前兆。膨胀指应力造成的非弹性的体积增加。同时,在土力学方面,三十年前就已熟悉这种现象,1949年, Bridgman 第一次注意到岩石有这种现象。土壤中膨胀体积的变化与颗粒间空隙的形状有关。另一方面,岩石膨胀是由于晶粒间及切穿晶粒的新裂隙的张开所造成。目前主要致力于微裂隙膨胀的研究,即致力于在实验室样品在压应力作用下可以观测到的膨胀裂隙形成的研究。大约在岩石破裂强度一半时,岩石裂隙开始形成,裂隙面与最小抗压强度面大致平行。随着应力的增加,裂隙延长并增多。应力进一步增加时,由于一种还不十分了解的机制,裂隙合并为一条或数条断层。象花岗岩、辉绿岩或石英岩这样大多数坚硬的结晶岩中,一旦达到了最大应力,断层的生长总是瞬间的。利用刚性强的试验机进行的研究表明,存在着一个狭窄的应力带,在这个带上,膨胀裂隙沿断层的最终方向集中(B.W.Paulding, 1965)。岩石临近破裂时的声发射研究,也间接说明了这一点(Scholz, 1968)。

上面谈的是关于微裂隙的情况,其中某些看法也适用于大尺度的裂隙。岩石中的膨胀裂

隙可能有两种形式。第一种即一般大尺度(数米长)的微裂隙,例如,在某些矿脉中所发现的张裂缝和定向裂缝(H.E.Mckinsty, 1941)。

它们和主应力的关系跟膨胀微裂隙和主应力的关系相同。第二种大尺度的膨胀裂隙可能是沿与最大压力方向有关的节理、断层和其他间断面上的膨胀裂隙。用人造有裂纹的材料进行的模拟实验中,也清楚地表现出这些特点(E.T. Brown等, 1972)。

尽管早期著作中还没有出现膨胀这个词,但膨胀的物理效应却早就熟悉了。早在1957年, D.Tocher(1957)就指出,岩石在高应力下,纵波速度沿某些方向减小。松岛昭吾(1960)在高到几千巴的压力下重复了这个实验。发现平行和垂直方向的速度变化是与样品体积变化有关的,并且指出,当样品体积开始增加时,速度开始减小。饱和水的岩石电阻率的变化也与膨胀有关(W.F.Brace等, 1968),发现平行最大压力方向电阻率可以减小达一个数量级之多(图5)。曾认为这种变化可以用来预报地震。

根据苏联地震学家报道的加尔姆地震波速的明显变化,进一步提出了用膨胀模式来解释这些现象的想法。必须找到某些造成回升的机制,即要找到使速度回升到地震前数值的机制。关键性的假设是 A.Nur(1972)提出来的,他认为,膨胀对速度的影响与膨胀裂隙中是否含有水或水、空气或汽的混合物,有很大的关系。在这两种情况下, V_p/V_s 的比值应该有相反的变化。

整个模式的不同阶段如下(C.H.Scholz等, 1973)(图6)。在第I阶段,应力逐渐增加,但膨胀裂隙还没有开始张开或形成。在第II阶段,膨胀破裂形成,但还没有饱和。象波速和电阻率等各种性质的变化与这种效应是相对应的(C.H.Scholz等, 1973)。在第III阶段,假定水重新进入膨胀岩石,使得各种物理性质恢复到其初始值。水重新流入和随之而来的孔隙压力的增加,降低了有效围压,加速了破裂或摩擦滑动,使地震在第III阶段末发生。在第II阶段,水的流入大概是由于膨胀岩石渗透率的增加亦极快的缘故。在高压下渗透性的研究表明了这一点。

在地壳中等深度情况下,必须考虑高温的影响。在压力和温度的作用下,水可以由液态转变为汽态。Anderson和Whitcomb(1973)详细地研究了孔隙水转变为水-汽混合物的影响。一些结果如图7所示。当孔隙水接近于液-汽过渡状态时,体积弹性模量发生非常明显的变化,这也反映在纵波、横波与波速比变化中。图7所示的这些变化可能在地震前膨胀岩石中发生,膨胀各阶段用数字1至5来表示。最初,膨胀和孔隙压力下降仅造成从1到2很小的变化,但是,当接近液-汽过渡状态时,岩石性质从3至4开始了较为明显的变化。纵波速

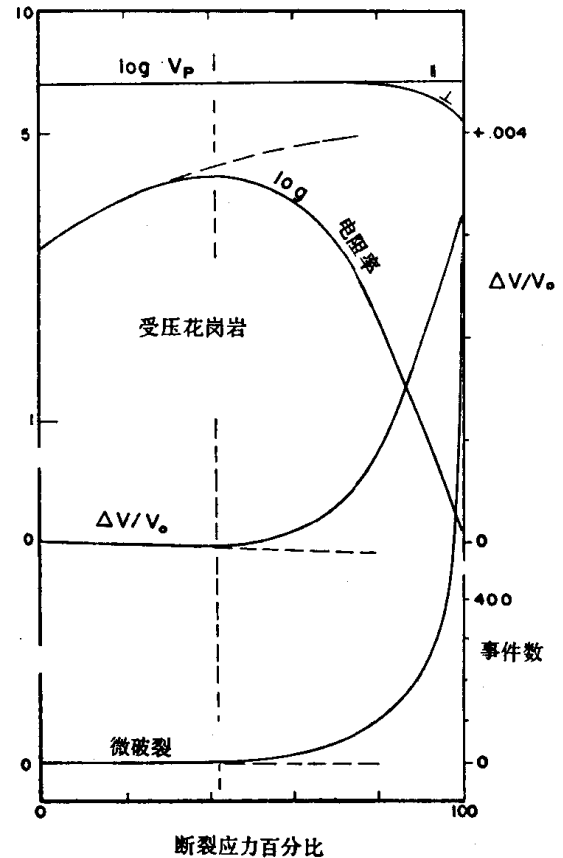


图5 花岗岩性质随压应力的变化(W.F.Brace, 1968)

度的变化明显比横波速度变化为大, 结果, V_p/V_s 下降, 由于渗透性增加, 水重新进入裂隙, 使孔隙流体脱离液-汽过渡状态。在4—5之间出现了恢复阶段, 发生了波速的恢复, 特别是纵波速度的恢复, 而且波速比亦恢复到正常值。

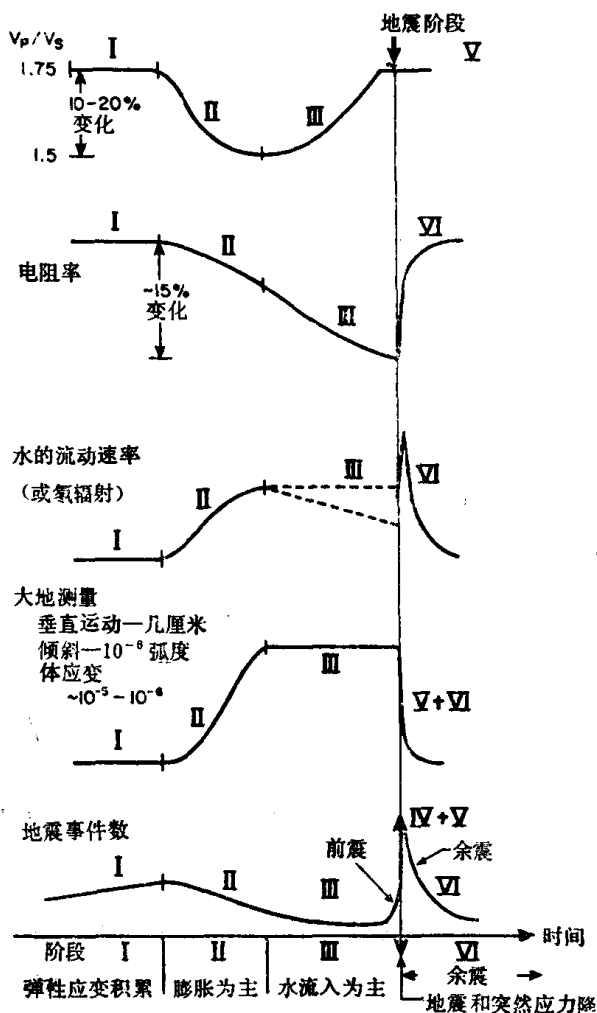


图6 膨胀模式 (C.H.Scholz, 1973) 地震过程中各种物理参数随时间预期的变化。罗马字母表示过程各阶段

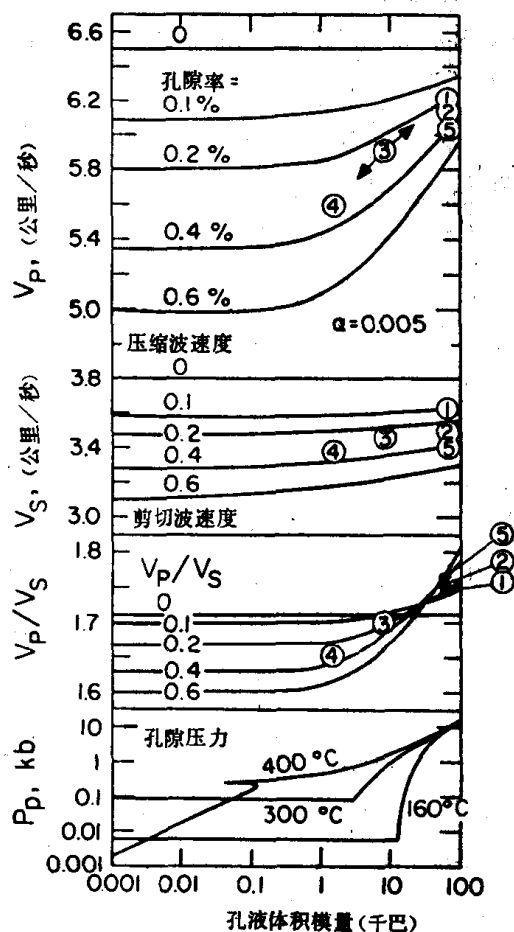


图7 纵波速度(V_p)、横波速度(V_s)和 V_p/V_s 随孔隙流体体积模量及孔隙度的变化 (J.H.Whitcomb, 1973)。圆圈中数字表示从膨胀开始到破裂5的各个阶段。初始孔隙度为0.2%

图6表示了膨胀与扩散造成的一系列变化与熟知的波速异常的关系。图中包括电阻率、氢含量、地面的上升或倾斜与微小前震数目等的变化。所有这些特点的变化, 都是膨胀-扩散模式定性所预料到的, 其中, 只有波速变化的情况, 所观测到的效应已经能够由假定的裂隙纵横比、裂隙密度等进行定量解释。

一般说来, DD模式原则上适用于象加利福尼亚普遍存在的地壳浅震。那里的地震很典型地发生在已知断层上, 所以应力可能比致密岩石发生断裂所需应力为小。因此, 膨胀量可能较新鲜岩石断裂时发生的膨胀量为小, 而且在膨胀时必须考虑当应力周期性升高和降低时老裂隙的重新张开。断层形成时观测到的许多特点, 在摩擦滑动之前可能不会发生。但摩擦滑动之前, 膨胀体积变化对于产生实验室中观测到的电性和弹性变化可能是足够的。

四、模式的比较和检验

根据上述 IPE 和 DD 模式的主要轮廓, 我们现在强调一下两种模式的主要差别, 提出可以作为判断的野外检验。

1. 按照 IPE 模式, 断层形成时发生地震。因此, 它包括了大小可与主破裂相比的完整岩石的破裂。这既包括了新断层, 也包括了老断层向新岩层的扩展或胶结断层的重新断开。按照 DD 模式, 地震是老断层运动的结果; 不需要有大尺度的破裂。

2. 在 IPE 模式中, 地震在应力下降后, 在将近异常时间的一半时发生。主震发生时的应力明显地小于地震前的最大应力。与此相反, DD 模式中地震是在峰值应力附近发生的。

3. 在两种模式中, 裂隙最初都是在未来破裂面附近一定体积的岩石中均匀地发展的。按照 IPE 模式, 临震前在未来断层附近区(图 2 的 A 区), 甚至在一条长的未来断层的中部会形成一些方向不同的裂隙。而按照膨胀-扩散假说, 不需要有这样的区域; 地震前裂隙可能增大, 但其方向在整个异常阶段应该保持一样。

4. 孔隙流体在 DD 模式中起着主要作用, IPE 模式对此并不需要。

5. IPE 模式中, 地震前应力形成的裂隙的方向和主断层方向平行。而在 DD 模式中, 裂隙方向是与最小压力面平行, 因此与主断层是斜交的。

如果能够测量震源附近的应力, 就可以辨别这两种模式。例如, IPE 模式中, 主震前应力应明显减小。如果 IPE 模式的这一特点确实是明显的话, 在区域 A(图 2)震前主应力方向也可能随时间而变化。

震源区孔隙压力的测量也可能是一种鉴别标志。DD 模式要求孔隙压力在一段时间内有明显的变化, 其延续时间与地震震级成比例, 而且孔隙压力变化的大小要足以造成观测到的前兆异常。而 IPE 模式对此并不需要, 虽然孔隙压力的某些变化可以引起 IPE 模式本身包括的裂隙的几何形态的变化。

A 区(图 2)的变化, 在地震波速度、电阻率和其他现象方面与 A 区外面的这些相应的数值, 应当有所反应, 因此把异常发展时期内与最终裂隙相垂直方向上的各种值相比较, 可以作为 IPE 模式的一种检验。

两种模式中裂隙的不同方向应当反映在各种性质的各向异性上。例如, 异常期间最大电导率增加的方向, 在 IPE 模式中应与最终的断层平行, 而在 DD 模式中则与之斜交。对于波速也有类似的差别。最后, 在异常期间, 各种性质方向性的各种变化比较符合 IPE 模式。

(Pure and Applied Geophysics, 113 卷, 1/2 期, P. 169—181, 1975. 陈 顺译, 王耀文校)

液体流动与断层作用——膨胀机制和 前兆速度变化的详细研究

A. Nur 等

一、引言

虽然早在1950年,早川正已报道过压缩波速度随时间的明显变化,而且,在1960年,西

村英一等人亦曾报道过泊松比在地震前后的变化。然而,真正确切地证实这种变化的是几个俄国地震专家的系统研究

(Nersesov 等,1969; Semenov, 1969)。

图 1a、b 是引用自 Semenov (1969) 的资料。如图所示,在加尔姆地区的一些中等地震前横波和纵波的走时比首先呈下降异常,然后大致恢复到其正常水平。Savarensky (1968) 发表的资料说明这种变化可能主要来自压缩波,以后对纽约州北部的一些小地震(Aggarwal)和 1971 年 2 月 9 日圣费尔南多地震

(Whitcomb 等, 1973), 也观测到类似变化,如图 1 c、d 所示。比较图 1 所给出的比值开始下降到发震的时间间隔,正像 Aggarwal 等 (1973) 和 Whitcomb 等(1973)同时提出的,此间隔与震级间具有对数关系。为了解释观测到的 t_s/t_p 中 V_p 的变化及异常时期与震

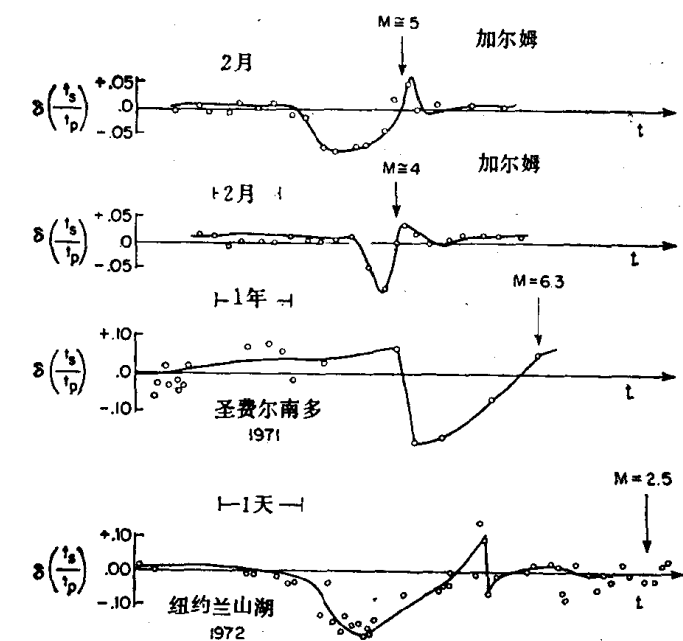


图 1 四个地震前 t_s/t_p 的变化

曲线经过平滑化, 数据来源从上到下是 (a)、(b) Semenov (1969), (c) Whitcomb (1973), (d) Aggarwal 等 (1973)

级之间的关系,必须有一个时间依赖过程,此过程发生在地震之前,但仍然是断层过程本身的一个组成部分。这一过程可能发生在待发地震的震源处,或可能发生在震源周围的介质中,或两者均有。虽然我们不准备详细讨论这一点,但十分明显的是,目前尚不能确切肯定,是上述两过程中的哪一个造成走时的显著变化。我们在本文中仅限于检验一个比较简单的假说,就是观测到的变化可能是由发生在介质中的过程所引起。

膨胀和流动

Nur (1972) 曾经指出,走时的变化可用膨胀——脆性岩石在破坏前形成孔隙空间的一种非弹性过程——加上附近非膨胀区中的液体向孔隙空间的流动来解释。实验结果表明(Nur 和 Simmons, 1969),当多孔岩石由饱和状态变为非饱和状态时, V_p 和 t_s/t_p 将剧烈减小,这

可用来解释现场观测到的最初的 t_s/t_p 的减小和 V_p 的减小比 V_s 的减小要大的现象 (Savarensky, 1968; Whitcomb 等, 1973)。这样, 在膨胀阶段孔隙体积的扩张就为野外现场观测结果提供了一种解释。 V_p/V_s 和 V_p 的恢复可用液体向扩大了孔隙空间的流动来解释。由于孔隙压力增加, 这会使岩石强度进一步降低, 这就解释了破坏和速度异常阶段结束相重合的现象。按照 Nur 1972 年的理论, 异常持续时间和断层周围介质的扩散性和体积大小有关。当时的假说仅是一个一般性考虑。目前的问题是: 提出的膨胀-流动机制, 在考虑到各种观测资料和岩石力学及多孔介质中的液流问题等理论细节后, 是否经得住详细的检验, 尚成问题。

二、构造引起的液体流动

几十年前, 首先是 Terzaghi (1923), 随后是 Habbert 和 Rubey (1959), 注意到孔隙压力在构造运动过程中的重要作用。

一种普通的现场效应是地下水压的变化所引起的地面沉降。例如, 在加利福尼亚州的 Santa Clara 山谷, 由于抽汲地下水, 下沉达 8 英尺 (Poland 等, 1969), 在 Willmington 油田, 随着石油的大量抽取而沉降了 30 英尺 (Allen, 1971)。随后, 在 Willmington 油田区大量注水, 不仅使地面的高低恢复, 而且也引起了地震。而孔隙压力随时间的变化和液流的作用往往不是那么一目了然。但是, 在丹佛兵工厂的偶然注水和在蓝吉利油田的控制注水表明, 地震活动的迁移与液流密切相关。

遗憾的是, 和人为压力相比, 自然界大的压力变化的证据不太肯定。尽管如此, 也知道几个大变化的例子: (1) 松代 (日本) 震群活动期 (恒石幸正和中村一明, 1970), 泉水流量几乎是正常流量的二倍; 同时, 地震活动高峰和流量的轻微减少之间也有关联。(2) Johnston (1955) 报道, 1952 年 7 月 21 日的 Arvin-Tehachapi 地震后, 井水压有明显的波动。在活动的白狼断层以南约 12 公里的 Tejon Ranch 油田里, 有三口井, 压力分别从 50、30、15 磅/英寸² 增加到 320、300、195 磅/英寸²。地震后 2—4 天内, 达到峰值压力。继这种快速上升之后, 约有两周缓慢的、稳定的下降, 降到比正常压力低 20%, 接着是几个月的恢复期。

(3) 在西澳大利亚的 Meckering 地震期间 (Gordon, 1970), 若干水井的水位上升了好几英寸。最有趣的是这种上升刚好开始于地震发生前约两小时。

上述几个例子说明, 自然界中存在着明显的瞬时流动。Nur 和 Booker (1971) 提出, 很可能液体流动所起的作用要比迄今所观测到的还要更大些。正如 Nur 和 Scholz (1973) 所指出, 与时间有关的断层活动, 如瞬变蠕变、余震活动和震群活动等, 可以用液体流动和瞬变孔隙压力来解释。压力异常的幅度和地震时的应力降相近。

因此, 我们的结论是, 自然界发生的孔隙压力变化可以大到能在断层活动中起作用。然而, 在我们断言这种大的变化肯定会发生之前, 还需要作更系统的观测。

三、现场岩体的膨胀

膨胀的开始

尽管在实验室的岩石破坏试验中普遍观测到膨胀, 但尚不明确地壳中是否存在使膨胀裂隙发生的条件。首先的, 也是最重要的问题是: 膨胀开始的条件是什么?

张性裂隙扩展的最简单原因是在固体缺陷附近有拉伸作用存在。图2表示处在围压 σ_2 上叠加一个单轴应力 $\Delta\sigma = \sigma_1 - \sigma_2$ 中的固体孔隙。很显然，最易产生张应力的缺陷是圆柱状或球状空隙。流体有效围压 σ_2 （实际压力减去孔隙压力）在孔洞周围引起切向压缩，而单轴应力 $\Delta\sigma$ 在某些区域，如图2所示，产生张应力。通过基本力学分析（例如 Timoshenko 和 Goodier, 1951）可发现，在最大拉伸点上，切向压应力消失的条件是：对圆柱状孔洞为

$\Delta\sigma = 2\sigma_2$ ，对球状孔洞为 $\Delta\sigma = \frac{(7-5\nu)}{(1+5\nu)}\sigma_2$ 。其中 ν 为泊松比。这样，当差应力超过有效

围压值近两倍时，拉伸将围绕孔隙发展。这种拉伸作用将使所有受围压作用而保持闭合的原有裂隙张开或者产生新裂隙，因为大多数岩石只具有很小的抗张强度。

应力差与围压之间的关系如图3所示，图上除有 Brace (1966) 等人的膨胀起始点实测

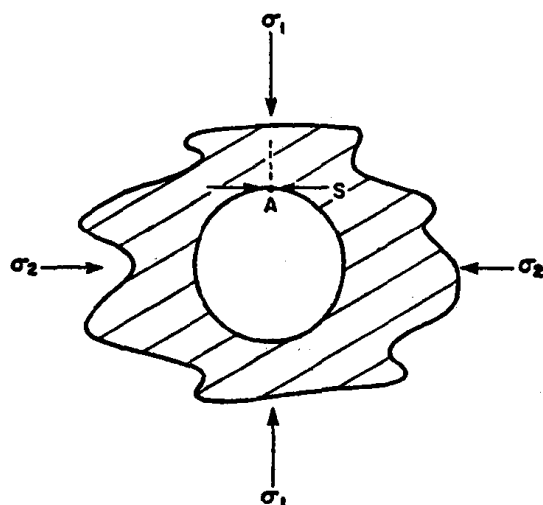


图2 孔隙附近的应力集中。当 σ_1 增加到超过 $3\sigma_2$ 时，应力 S 变为张性的，微裂隙发生，结果在 σ_1 方向上，固体出现扩容膨胀

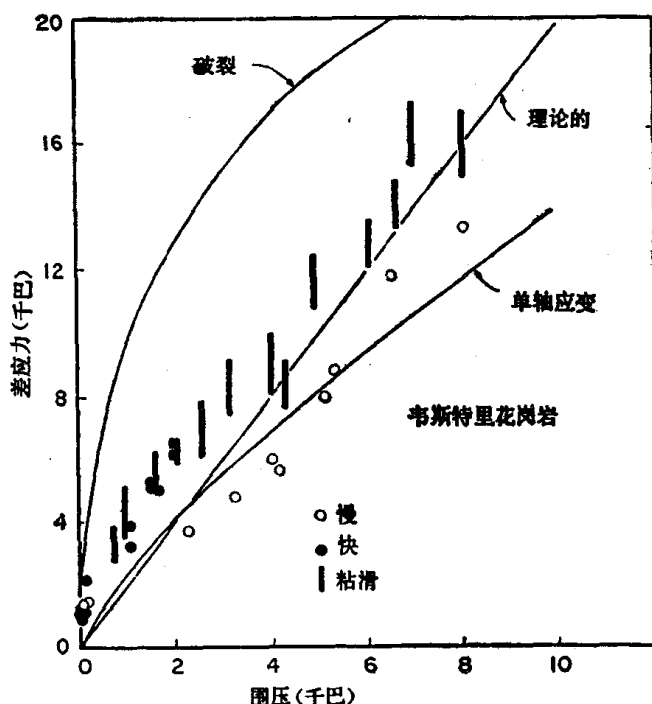


图3 韦斯特里花岗岩破裂、摩擦滑动、单轴应变和膨胀起始的应力条件。膨胀起始点很好的落在理论线上，而理论线稍低于粘滑区

数据外，还绘有粘滑所需应力的范围、破裂应力值和单轴应变。理论直线位于已破裂岩石发生滑移区域下面不远处。这说明，假若粘滑是断层作用的正确模型的话，地震发生之前，在地壳中发生膨胀是完全可能的（虽然不是必需的）。

走向滑动断层、冲断层和正断层上的膨胀

迄今为止，仅仅在冲断层中观测到 t_s/t_p 异常，但在走向滑动断层上连最仔细的检测变化的尝试也失败了。Madden (私人通信) 提出，这种差异与这两种断层膨胀位移的轮廓密切相关。如图4所示，在走向滑动断层中，最小压缩及其引起的膨胀扩张发生在水平方向。因为膨胀扩张大于弹性扩张，膨胀将受到膨胀区周围的未膨胀岩石的阻碍。于是，膨胀对周围岩石要作越来越大的功，这会使裂隙膨胀受到抑制。冲断层的情况就完全不同。如图4所

示, 最小压缩方向, 即膨胀伸张的方向是铅直的。一旦膨胀力超过上覆压力, 膨胀就可不受约束地继续下去。此时, 膨胀只是对一定的重力做功, 而不像走向滑移情况下, 围岩的弹性阻力不断增大。

因此, 我们的结论是, 从物理上看, 在冲断层中可以有足够的张性膨胀来实现次饱和, 而对走向滑移断层则否。这同迄今的观测结果相当一致。值得注意的是, 得出这一结论的简单想法是可以检验的。因为上述想法意味着, 正断层很像走向滑移断层, 仅能发展有限的膨胀扩张。在目前, 还没有资料可证实或否定这一结论。

多孔岩石中的次饱和和波速

速度随围压和饱和度的变化 (Nur 和 Simmons, 1969) 的实验, 已构成 t_s/t_p 理论的部分实验基础。这一变化过去是作为围压的函数关系报导的。由于野外现场的压力不知道, 对这些结果的解释引起一些混乱。为了消除对围压或孔隙压力明显的依赖性, 我们对于给定的压力及饱和状况重画了 V_p/V_s-V_p 曲线。如图 5 所示, 可由这些代表性的数据非常明显地看出干的(或次饱和的)岩石与饱和岩石的差别。

和未破裂的岩石的数值相比, 干燥的、有裂缝的岩石具有低的 V_p/V_s 数值, 而饱和岩石具有特别高的数值。Whitcomb 等 (1973) 的圣费尔南多地震前的速度值亦表示于图 5。我们立即可以得出结论: 膨胀模型意味着 t_s/t_p 的异常期内, 岩石中应包含有无水的孔隙。有趣的是, 在恢复期内, 圣费尔南多的 V_p/V_s 比值与实验室中干样品的曲线很相似。

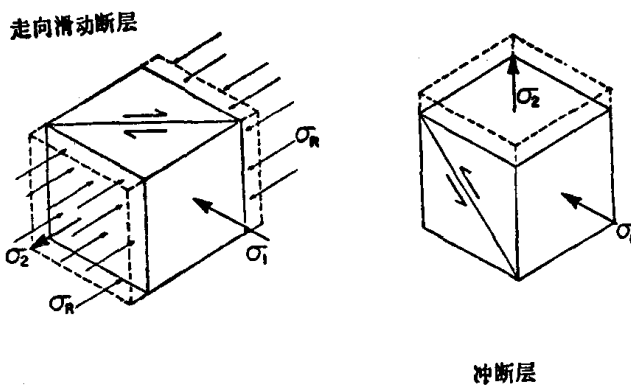


图 4 走向滑移和冲断层周围的膨胀扩张。σ₁ 是最大正应力, σ₂ 是最小正应力。σ_R 是抵抗膨胀扩张的力。σ_R 在走向滑移(还有正断层)情况下是随着膨胀增加而增加, 但在冲断层中则不增加

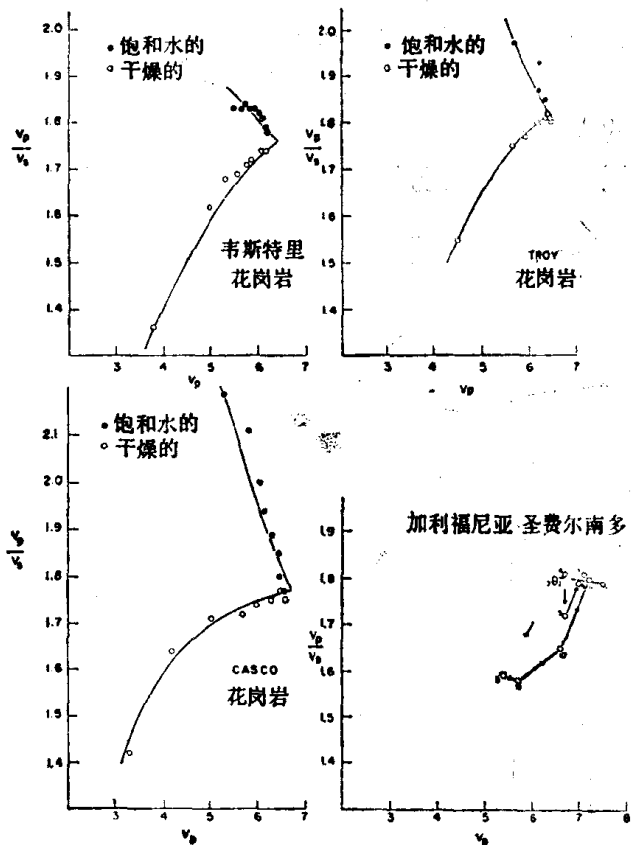


图 5 三个花岗岩试样 V_p/V_s 与 V_p 的关系, 以及按 Whitcomb 等圣费尔南多的数据得出的 V_p/V_s-V_p 关系

很明显, 次饱和在引起 t_s/t_p 异常方面是很重要的, 这一明确结论引起这样一个问题: 岩石中是否有可能产生足够的孔隙体积以实现次饱和。若不可能, 膨胀模型就不适宜解释观测到的 t_s/t_p 变化。

孔隙体积的变化

假定膨胀过程足够快, 以至还来不及发生明显的流动, 就可以估计产生次饱和所必需的

孔隙体积 u 的百分比的变化。设初始的液体孔隙压力为 p ，液体的质量为 $m_f = u\rho = u\rho_0(1 + \beta_f p)$ ，式中 ρ 和 β_f 分别为密度和水的压缩系数。当压力由于液体膨胀而减低到 1 巴时， $m_f = u_0\rho_0$ ，其中 $u_0 = u + \Delta u$ ，是 $p = 1$ 巴时的孔隙体积。因为没有发生流动，水的质量不变，

故 $u_0 = u(1 + \beta_f p)$ ，且有 $\frac{\Delta u}{u} = \beta_f p$ 。

地壳发震部位的孔隙压力不可能超过岩石静压力。因此，15公里深处的孔隙压力将小于 5×10^3 巴。如选取 $\beta_f = 2 \times 10^{-5}$ 巴，则 $\frac{\Delta u}{u} \leq 0.15$ 。换句话说，要想产生非饱和，孔隙体

积或孔隙率的改变至多不超过 15%。假如初始孔隙率大（这在地壳中是不可能的），假如孔隙率小，即约 1% 量级，0.15 的变化量也是很合理的。因此，必须估算一下孔隙率，这可用现场的速度数据来估算。

现场孔隙率和平均纵横比

Walsh (1969) 已经推导出含有液体或固体硬币形包体的各向同性弹性固体的有效模量的表达式。这些表达式最一般的形式是用自洽方法来推导，即对相邻包体的相互作用取一级近似值。我们已经解出具有干裂隙的岩石和具有饱和水裂隙的同样岩石的 Walsh 方程。当

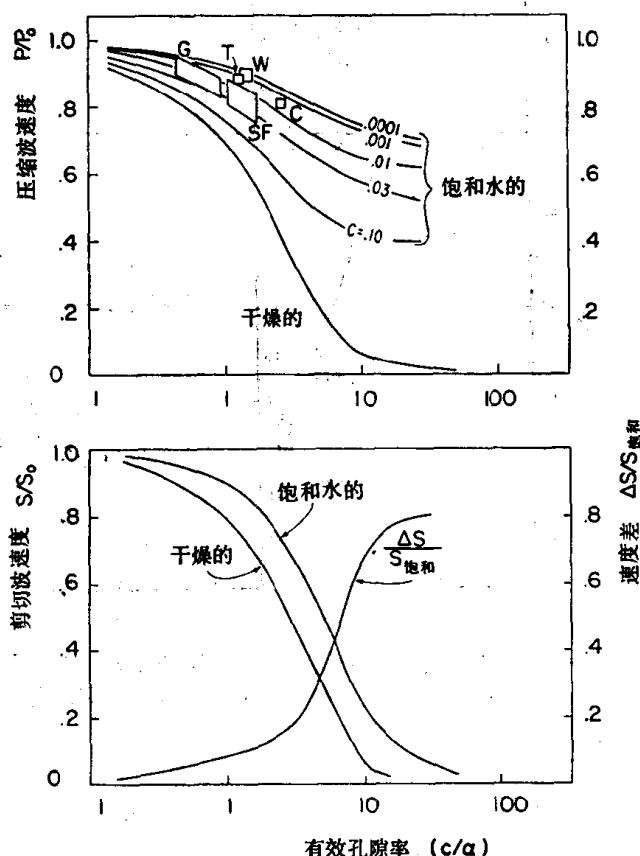


图 6 根据 Walsh (1969) 计算的带裂隙的聚合物中的 P 和 S 速度。 c 是孔隙度， a 是平均纵横比， ΔS 是饱和样品与干样品中剪切波速差。上部几个小方格内代表加尔姆、圣费尔南多 Troy 花岗岩 (T)、韦斯特里花岗岩 (W) 和 Casco 花岗岩 (C) 中 c 和 c/a 数值。

颗粒本身的模量给定时，带裂隙的干固体的模量仅依赖于孔隙度 (c) 除以纵横比 (a) (纵横比即是裂隙的厚度对长度之比)。而饱和岩石的体弹性模量还依赖于孔隙度 c 自身。相应地如图 6 所示，剪切波速仅依赖于比值 c/a ，而压缩波速则与 c/a 和 c 两者有关。这种差别使我们能解出 c 和 a ，只要现场的 V_p 和 V_s 为已知即可。选用 Whitcomb 等 (1973) 的速度数据时可发现，剪切波速减少约 10%。由图 6 可知，如假设这是由于饱和向干状态的变化所致， $\Delta V_s/V_s$ 的这种变化应相当于 $c/a \approx 1$ 。加尔姆的数据 (Savarensky, 1968) 表明， $\Delta V_s/V_s \approx 0.06$ ，相应的 $c/a \approx 0.5$ 。压缩波速 $\Delta V_p/V_p$ 的变化，对圣费尔南多花岗岩来说约为 0.20，对加尔姆花岗岩来说，是 0.15。用这些数据和用由剪切波所得的 c/a 数据，正如图 6 所示，可得 $c \approx 0.001 - 0.02$ ，而平均纵横比是 $a \sim 0.01$ 量级。由此立即可看出，尽管存在数值上的不确定性，但明确的是，要