

地震震源力学

[美] S·达斯 等 主编



地震出版社



书号	89468
分类号	P315.1-53
种号	001

地震震源力学

[美] S. 达斯 等 主编

吴宁远 程德利 译

陈步云 吕广廷

陈 颢 何永年 校

5024/07



地震出版社

1991

(京)新登字095号

内 容 提 要

本书是有关震源力学的文集,涉及到地震震源力学的实验研究、理论模式、断层活动过程观测、震源参数测定和强地面运动监测等方面。收入的论文展现了多学科交叉的新进展;提出了若干新思路 and 侧重点,例如剪切破裂中的失稳滑动、断层过程的非均匀性以及震源参数、非均匀性、介质传播性质和特殊衰减对强地面运动的影响等。

本书适于地质、地球物理、工程地震工作者和大专院校有关专业师生阅读。

Geophysical Monograph 37
Maurice Ewing Volume 6
Earthquake Source Mechanics
Edited by S. Das J. Boatwright C. H. Scholz

地 震 震 源 力 学

[美] S. 达斯 等 主编

吴宁远 程德利 译

陈步云 吕广廷

陈 颢 何永年 校

责任编辑: 杨懋源

责任校对: 李 珩

地震出版社出版

北京民族学院南路9号

北京印刷一厂印刷

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 21.25印张 540千字
1991年9月第一版 1991年9月第一次印刷
印数 0001—1300

ISBN 7-5028-0450-1/P.289

(838) 定价: 12.00元

序

本卷收入了于1985年5月20—23日在纽约哈里曼阿登屋举行的第五届莫里斯·尤因讨论会上有关“地震震源力学”专题讨论的论文。

尽管讨论会的名称使人想到课题的地震学观点,然而本卷所收入的论文内容,事实上已反映出地震机制的研究已经变得越来越多学科化。虽然辐射地震波的观测仍然是研究地震的基本方法,并越来越集中于求出发生“源”上的物理过程,然而在了解断层作用过程中,地质学研究也已经开始扮演一个重要的角色,且定义这些现象之物理内涵则已经成为实验和理论岩石力学的重要论题。同时每一专门研究都保持着它们的特色,本卷中则充分显示出它们之间相互作用的程度。

本书收入的这些论文,虽然是按学科来分类的,但正如上面所指出的,其内容往往重叠交叉。前两部分是有关实验与理论研究的论文。其中第一部分是剪切破裂的实验研究和岩石摩擦研究,特别强调了解失稳所引起的动力滑动,这一部分中的理论文章是使用实验研究结果去模拟适用于大尺度过程中的现象。关于断错过程中凸凹体作用研究的论文也有不少。正如这些文章所反映出的,断错作用过程中非均匀性的重要性预示了在后面众多观测研究中把重点放在非均匀性作用上;事实上,这一点正是贯穿整个会议的一根红线。

后三部分收入的文章是关于观测研究的。全书的第三部分是有关地质学的,或至少是准静态的断层与断层作用过程研究。第四部分收入的是有关震源参数的地震学研究论文。尽管它们中许多是涉及企图找出不同参数之间的比例规律,但是非均匀性作用仍然是重要的基础。最后部分是一组关于地震所产生的强地面运动论文,强调的是它们对于震源参数、非均匀性、介质传播性质、特别是衰减性质的依赖性。

我们感谢 Linda Lee Murphy 为编辑本书所做的协调工作。几位会议指导委员会的成员如:安艺敬一, J. Boatwright, S. Das, A. McGarr, C. B. Raleigh, J. R. Rice 及 C. H. Scholz, 都是负责会议科学组织工作的, Ellie Wellmon 与 Linda Lee Murphy 在 Greg Boitnott, Simoncox, Craig Nicholson 与 John Armbruster 帮助下很好地进行了后勤服务方面的组织工作。讨论会得到了美国地质调查局及美国国家科学基金会的资助,美国地质调查局的资助还支持了本书中论文的版面费用。

S. Das

T. Boatwright

C. H. Scholz

前 言

韦斯特里花岗岩的地球物理研究简史

许多岩石由于它们在实验研究中被频繁地应用，因而在地球物理学界赢得了某种声誉。一种名为 Carrera 的大理岩，由于它们在意大利雕刻及其外观装饰中的应用 享有很大的名声，Yule 大理岩和 Solenhofen 石灰岩使人立即想到这是实验者使用的岩石。但是，对于研究剪切体和耐久性方面的贡献，再没有什么岩石能够像取自罗得岛的韦斯特里花岗岩那样能与之相比。由于在利用这种岩石上要很小心，且还由于获得它的一个样品有相当大的难度(至少已有25年多没有对它们进行商业性开采了)，所以在实验地球物理学家中，这种韦斯特里花岗岩赢得了一种似乎受崇拜的地位。具有讽刺意味的是，用“地球物理学家认为地壳是由韦斯特里花岗岩所组成的”这句老话来嘲讽人们的人们，他们也许并不知道韦斯特里花岗岩曾被美国地质调查局及卡奈基研究会指定为 G-1，即大陆地壳的典型岩石 [Fairbairn et al., 1951]。

除了地球物理学家外，只有那些长期居住在韦斯特里小镇中的居民曾对这种看上去很普通的花岗岩予以了异乎寻常的尊敬。罗得岛西南部海岸的人们把在 19 世纪后半叶和 20 世纪初所获得的发展与昌盛归功于在附近一些岩石场开采这种韦斯特里花岗岩。这种花岗岩致密，具有非常细小的颗粒，它分为两种：一种为“品红色”，另一种为“蓝色”，它们都常常被用来制作纪念碑和雕塑像。在花岗岩作为一种建筑材料而被广泛利用，小镇享有其繁荣之后，韦斯特里花岗岩成了更为寻常的东西。后来，几代意大利和葡萄牙移民被吸引到韦斯特里当采石工匠。最后的商业性采石终止于本世纪50年代中期。唯一坚持开工的是 Bonner Monument 公司，它在距 Bradford 几英里远处进行着断断续续的石料开采。

头一个利用韦斯特里花岗岩进行实验研究的地球物理学家是麦吉尔大学的 Frank Dawson Adams 教授。他的研究始于上世纪 90 年代后期，大约持续了约 25 年；他进行了大量实验岩石力学性质的工作；他广泛使用了韦斯特里花岗岩。第一个公布了这一岩石显微照片和彩色照片的是 Adams 和 Coker [1906]。Adams 还是最早在提高压力的情况下测定岩石强度的人之一，他利用了一种叫做“冲击(Kick)方法”使岩石在钢管中变形而产生围压。Adams 是 James Furman Kemp 的亲密朋友。那时他在哥伦比亚任教授，大约在1910年他送给 Kemp 一套他的装置和岩石样品收藏，包括变了形的和未变形的。这一套东西，被认为是仅存的一套，现在在 L-DGO 的地震学馆中展出。

在1935年，Francis Birch 还是一个学生(后来任哈佛大学的教授)，他旅游中到达昆西马萨诸塞州花岗岩采石场。Birch 的兴趣在于寻找适合做实验的花岗岩，从在昆西展出的细粒商业石料中，Birch 选择了韦斯特里花岗岩，因为它均匀，有各向同性的质地，而且他还记得 Adams 曾使用过。Birch 连续利用韦斯特里花岗岩于其长期专业研究中。其后，该岩石相继为他的学生和哈佛大学 M.I.T 及其它研究机构中的同事所采用。现在有那样多的关于这种岩石的有用数据，以致在许多实验室中它仍然被作为一种标准岩石，特别是在美国的东北部。

C.H.Scholz

• III •

目 录

剪切破裂对正应力的依赖性·····	黄庭芳 (1)
粘滑不稳定时高频弹性辐射的动力破裂过程和激发机制·····	大中康等 (12)
动态滑动下状态可变断层之本构关系·····	P. G. Okubo等 (24)
地震滑动成核模式·····	J. H. Dieterich (37)
岩盐剪切区与速度有关的性状对硅酸盐的模拟·····	岛本俊彦等 (48)
变刚度断层的弹性接触模式·····	B. V. Kostrov等 (64)
有蠕变带存在时的破裂过程·····	V. C. Li等 (72)
液体饱和岩体中非渗透性断层上的滑动·····	J. W. Rudnicki (85)
有限断层上的单个凹凸体的破裂——“弱地震”的一种模式·····	S. Das等 (94)
一个复杂破裂过程的三维动力学模型的地震辐射(第一部分): 受到限制的 破裂·····	J. Boatwright等 (101)
横向均匀性对走向滑动断层引起强地面运动的影响·····	J. D. Achenbach等 (114)
复杂震源模式近源强地面运动的快速计算·····	V. Farra等 (125)
大陆强震破裂深度范围的研究·····	J. Strehlan (136)
断层和断裂的分形几何学·····	C. H. Scholz等 (150)
破裂与断层割阶的相互作用·····	R. H. Sibson (159)
日本西部南海—骏河海槽消减带的应变积累和破裂过程·····	茂木清夫 (170)
加利福尼亚卡拉韦勒斯断层上的地震滑动和非地震滑动以及地震重 复机制·····	W. H. Bakun等 (182)
小震和大震——孕震层厚度和自由表面效应·····	岛崎邦彦 (196)
表明地震标度特征复杂性的某些观测资料·····	A. McGarr (206)
地震重复时间与平均应力降·····	金森博雄等 (216)
根据加利福尼亚安扎数字化遥测台阵的新资料得到的低 应力降地震·····	J. N. Brune等 (226)
1971—1985年智利瓦尔帕莱索空区的破裂·····	I. Korrat等 (237)
震源参数的客观确定与不同规模地震的相似性·····	D. J. Andrews (250)
用小地震格林函数叠加模拟大地震·····	W. B. Joyner等 (260)
地震标度关系中的有限带宽效应·····	D. M. Boore (267)
地震破裂动力学的密集台阵观测·····	P. Spudich等 (277)
根据震源总体性质研究意大利和南斯拉夫的强地面运动·····	E. Faccioli (289)
衰减在震源研究中的意义·····	J. G. Anderson (302)
地震的井下记录·····	R. J. Archuleta (310)
衰减对定标加利福尼亚安扎地区震源参数的影响·····	J. B. Fletcher等 (323)

剪切破裂对正应力的依赖性

黄庭芳

(纽约州立大学石溪分校地球和空间科学系)

摘 要

在实验室中已对锯口大样品用双轴试验,对厘米尺度的锯口或完整样本用三轴试验测定了剪切破裂能量 G 。根据三轴试验破坏后的变形资料,采用一种近似方法,可以确定正应力不变时岩石的滑动-弱化特性。利用圣马尔科斯辉长岩的新结果和费希特别尔基花岗岩已发表的结果发现,固定围压下三轴资料计算的剪切破裂能的标称值,比固定正应力下的值减少了2倍。资料折算的方法也适用于三轴试验下获得的粘滑资料,并能计算 G 的上下限。实验测定的 G 值低于地震方法的结果约一个量级。

引 言

岩石破裂和摩擦特性的实验研究,加深了对地震破裂力学的理解。实验室中的粘滑不稳定性[Brace and Byerlee, 1966]通常被认为是地壳内地震破裂的一种模拟。地震的地面运动被解释为是由伴随地质断层非稳定滑动时剪切应力突降引起的。

从概念上,剪切破裂模式基本上是一个强度下降过程,在这个过程中,峰值摩擦力被克服后开始出现滑动,随后在断层的易滑地段强度减少。这种破裂过程的最简单模式也许是滑动-弱化模型,此模型中,断层上一点的剪切强度假定是一个滑移的弱化函数(图1)。模式由粘性区模型发展而来,最早是由 Barenblatt[1962], Dugdale[1960]和 Bilby 等[1963]针对张性破裂提出。Ida[1972]和 Palmer 及 Rice[1973]将此概念推广到剪切断层问题。

滑动-弱化模式提供了一种在弹性断裂力学中剪切破裂能量 G 的直接解释:若破裂区尺度小于断层长度,则 G 可简单地由滑动弱化曲线(图1)下的积分求得。由于此模式建立在对断层不稳定性演化中破裂过程的物理描述基础上,而且它又与弹性断裂力学有这样简单的联系,因此,滑动-弱化模式已广泛地用于处理更大范围断层力学问题[如:Ida, 1972; Andrews, 1976; Aki, 1979; Stuart and Mavko, 1979; Rudnicki, 1980; Day, 1982; Li and Rice, 1983; Papageorgiou and Aki, 1983]。

在实验室中,仅对较大的样本可以对传播滑移区端部的滑动-弱化性能作直接的观测。Okubo 和 Dieterich[1984]在双轴加载下对2m长摩擦表面所作的最新研究详细阐述了粘滑不稳定性中的滑动-弱化特性。他们的实验是在高达4MPa的正应力下进行的,测量的剪切破裂能量的范围为0.2至2.4 J/m²。观测到的 G 随着正应力和断层粗糙度的增加而增大。Okubo 和 Dieterich[1984]指出,将他们的资料直接外推到较高正应力的标准三轴实验,则预期的 G 为400 J/m²量级。

对于厘米尺度样本,按常规三轴装置和地壳的温压条件加载,则根据破裂后的力一位移

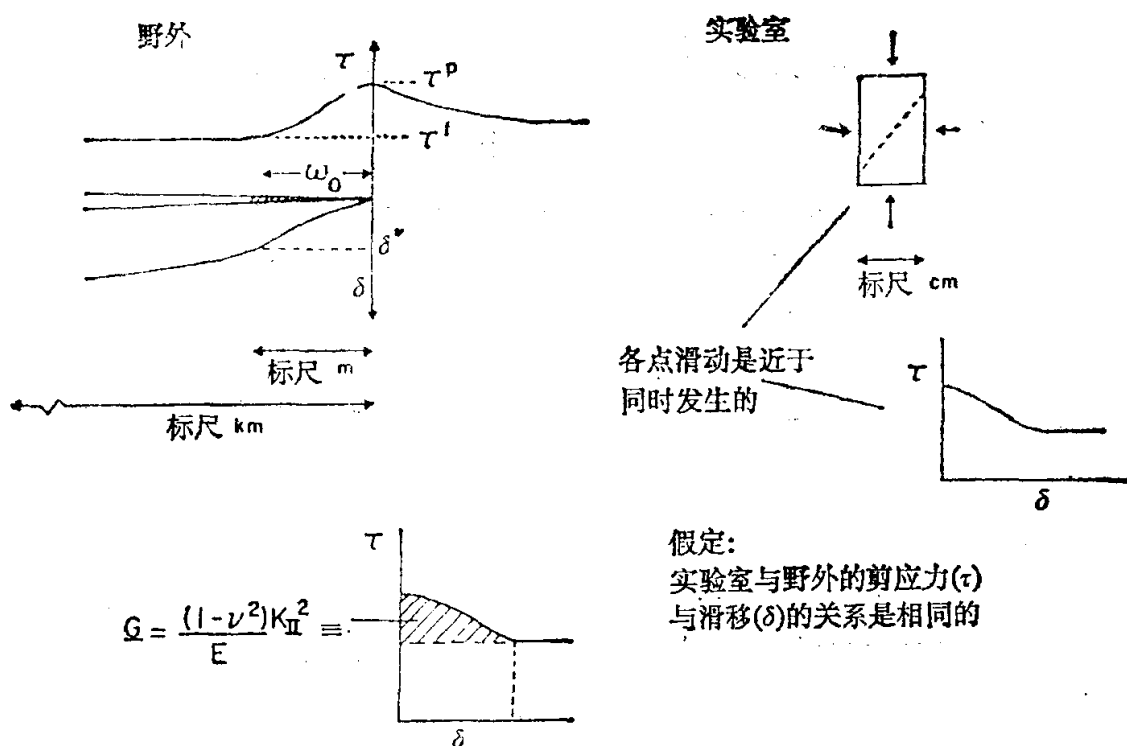


图 1 用于野外和实验室的滑动—弱化模式。

图中表示了野外剪切应力 τ 和滑移 δ 的分布

曲线也可求得 G 值[Rice, 1980; Wong, 1982]。这种测量, 其典型值为 10^4 J/m^2 量级, 比 Okubo 和 Dieterich[1984]给出的高约 2 个量级。

两种测量的主要区别在于加载方式。三轴试验中, 正应力在滑动—弱化过程中稳定地减少, 而在双轴试验中则保持常数。因此, 预期三轴试验中的标称应力降偏高, 提高了根据滑动—弱化曲线计算的 G 值。是否可以把这些实验资料的偏差简单地归因于加载途径的不同? 从理论上分析加载途径对滑动—弱化性能的影响, 并阐明一种近似的方案。按此方案, 预期的常正应力下的滑动—弱化特性可由三轴试验中破裂后的形变资料导出[Rice, 1984]。目前, 我们业已完成了在三轴加载下圣马尔考斯辉长岩破坏后性状对压力依赖性的研究[Wong and Biegel, 1985]。此外, 也作了一些实验。在这些实验中, 围压随轴向负载的减少而成比例地连续增加, 以保障在整个破坏后阶段内作用在剪切带的正应力保持常数。辉长岩的新资料提供了一种理论分析有效性的检验。我们已应用这种资料处理方法测定了费希台别尔基花岗岩[Rummel et al., 1978]和圣马尔考斯辉长岩的作为正应力函数的剪切破裂能量。

几乎所有的三轴资料是由原始完整样品的破裂试验获得的, 而双轴试验是对锯口样本进行的。由于原始完整样品出现的断裂和齿形切口摩擦面之间滑动—衰减特性的差别, 会导致两种测量达到多大的程度的偏差? 资料折算方法也可以应用于如 Byerlee[1970]对沿摩擦表面的粘滑不稳定性所作三轴试验资料。我们对 Byerlee[1970]和 Scholz 等[1972]采集的韦斯特里花岗岩也进行了测量以确定作为正应力函数的剪切破裂能的范围。

Byerlee[1970]的试验是在较高正应力(0.2—1.2 GPa 范围)下进行的, Scholz 等[1972]的双轴试验在中等正应力范围(5—40 MPa), Okubo 和 Dieterich[1984]则工作在正应力的低端。所有试验均采用粗糙程度相近的锯面。但摩擦面的大小有两个量级范围的差别。比较三组资料, 若存在明显的差别, 则结论可能是尺度的影响。这样的比较涉及到实验室的测量对构造环境的比例关系这样一个重要问题。

理 论

当非稳定滑动沿断层传播时,可以预料,剪应力在断层段(τ)达到峰值 τ^p 后,作为滑移量(δ)的函数而减少,直到达到一个剩余值 τ' (图1和2)。假定在滑动一弱化模式中,摩擦强度不强烈依赖滑移率,则预料滑移-衰减过程中剪应力通常由下式给出:

$$\tau = \tau(\sigma_n, \delta) \quad (1)$$

其中 σ_n 是作用于断层的正应力(对孔隙压为 P 的液体饱和岩体,应以 $\sigma_n - P$ 代替)。滑动量 δ 在滑动一弱化过程开始时设为0,于是峰值强度为 $\tau^p = \tau(\sigma_n, 0)$,剩余强度为 $\tau' = \tau(\sigma_n, \infty)$ 。当滑动达到一个特征值 δ^* (图1)时,应力达到剩余值。

在 σ_n 保持常数值的双轴试验中,滑动一弱化过程中 τ 的减少完全是由于滑动的积累引起的。另一方面在三轴试验中, σ_n 和 σ 在滑动一弱化过程中均在变化。若最大压应力 σ_1 和断裂垂线夹角为 α ,则加载途径由下式给出:

$$d\tau/d\sigma_n = \tan\alpha = 1/\beta$$

如图2b所示,三轴试验中记录的标称剪应力降可望高于正应力保持常值的双轴试验中相应值。

给定一组三轴试验资料 $\tau = \tau(\sigma_n, \delta)$,其加载路径满足 $d\sigma_n/d\tau = \beta$,我们试图确定加载途径 $d\sigma_n = 0$ 的作为 δ 函数的 τ 值。对于峰值强度和剩余强度对正应力的依赖性近似为线性的情况:

$$\begin{aligned} \tau P &= A\sigma_n + B \\ \tau' &= a\sigma_n + b \end{aligned} \quad (2)$$

J.R.Rice[未刊稿,1981]对这个问题曾作了分析,不能期望线性近似在很宽的正应力范围(如高达1GPa)都能成立。但实验结果表明,在有限的正应力范围(高至几十MPa)内,线性近似对破裂强度(如Hoek and Brown, 1980)和摩擦强度(如Byerlee, 1970; Scholz et al., 1972)两者都是适合的。

在同样的正应力范围,一般的滑动一弱化函数 $\tau(\sigma_n, \delta)$ 可以适当地用一阶泰勒展式来近似:

$$\tau = m(\delta)\sigma_n + c(\delta) \quad (3)$$

其中 $m(0) = A$, $c(0) = B$, $m(\infty) = a$ 和 $c(\infty) = b$ 。

在三轴试验中,若滑动开始于剪应力峰值强度 τ^p 时的应力状态,则随后的加载将沿 $d\sigma_n/d\tau = \beta$ 的途径,直至剪应力的正应力降至剩余强度附近的相应值。因之,三轴试验中,滑动一弱化特性由下式给出:

$$\begin{aligned} \tau &= F(\tau^p, \delta) \\ &= \tau'(\tau^p) + (\tau^p - \tau')h(\tau^p, \delta) \end{aligned} \quad (4)$$

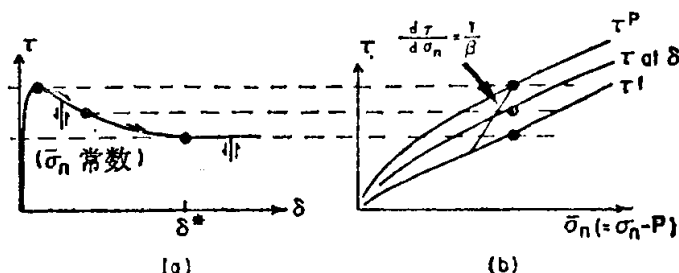


图2 (a)有效正应力为常数时,滑动一弱化过程的应力与滑动的关系。图中显示了卸载和加载时的分支曲线;(b)峰值强度(τ^p)、剩余强度(τ')和中等强度与有效正应力及温度的关系。图中绘出三轴试验时的加载途径

其中 $h(\tau^p, 0)=1$, $h(\tau^p, \infty)=0$ 。利用作为滑动函数的标称强度降测定值, 根据三轴试验破裂后的形变资料确定的剪切破裂能量为

$$\begin{aligned} G_{\text{nom}}(\tau^p) &= \int_0^\infty (\tau - \tau') d\delta \\ &= (\tau^p - \tau') \int_0^\infty h(\tau^p, \delta) d\delta. \quad (\text{三轴加载}) \end{aligned} \quad (5)$$

注意, 滑动的每个阶段对破裂能并非有同样的贡献, 总的贡献由如下的加权平均给出:

$$\langle \delta_{\text{nom}} \rangle = \int_0^\infty h(\tau^p, \delta) d\delta \quad (6)$$

如下讨论, 实验资料表明, $\langle \delta_{\text{nom}} \rangle$ 和权函数 h 在峰值和剩余强度满足线性[式(2)]的正应力范围内没有明显的变化。对这种情况我们可取 h 与 τ^p 无关。经过大量的代数运算, Rice(未刊稿, 1981)证明, 若 $h=h(\delta)$, 则:

$$\begin{aligned} m(\delta) - a &= (A - a) f(\delta) h(\delta) \\ c(\delta) - b &= (B - b) f(\delta) h(\delta) \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $f(\delta) = (1 - \beta a) / [(1 - \beta A) + \beta(A - a)h(\delta)]$ 。

对正应力 σ_n 保持常值的加载途径, 我们以 G 表示剪切破裂能, 则

$$\begin{aligned} G &= \int_0^\infty (\tau - \tau') d\delta \\ &= [(A - a)\sigma_n + (B - b)] \int_0^\infty f(\delta) h(\delta) d\delta \end{aligned} \quad (8)$$

若式(2)中常数 A, B, a 和 b 在加压范围内已由实验资料确定, 则根据在三轴试验中测量的 $h(\delta)$ 和通过上述积分的数值计算可以求得 G 值。若 $(A - a)/(1/\beta - A) < 0$, 公式(8)也表明 G 具有如下的上下限:

$$\begin{aligned} (1 - \beta a)/(1 - \beta A) < G / \{[(A - a)\sigma_n + (B - b)] \\ \langle \sigma_{\text{nom}} \rangle\} < 1 \end{aligned} \quad (9)$$

若 $(A - a)/(1/\beta - A) > 0$, 则不等式符号反向。

实验结果

圣马尔考斯辉长岩的破坏后特性

一系列实验用于研究圣马尔考斯辉长岩破坏后特性。黄庭芳和 Biegel[1985]给出了变形资料和微结构观测结果。样品为圆柱体, 直径 15.8 mm, 长 38.1 mm。样品在真空中预先干燥, 用聚氨酯管套住, 用通常的三轴装置使之变形。所有实验在室温下进行, 围压范围为 250 MPa 至 400 MPa。与过去研究过的结晶岩石(如韦斯特里花岗岩和弗雷德尼克辉绿岩)比较圣马尔考斯辉长岩的破坏后特性是比较稳定的。压机的刚度(0.25 GNm^{-1})足够高, 在本项研究的 250 MPa 及以上的围压, 没有观测到破裂后的不稳定性。

围压用 Heise 仪监测, 围压可以保持不变, 其精度在 1 MPa 以内。轴向应变率为 $10^{-6}/\text{s}$ 。轴向负载用一个外部荷载元件测量, 其可能误差为 2%。位移在压腔外面测量, 一个差动位移传感器(DCDT)装在运动活塞和固定的下平面之间, 测量精度在 1% 以内。

一些样品具有共轭断裂, 它们的资料这里未予列出。峰值差应力的测量值与过去的资料

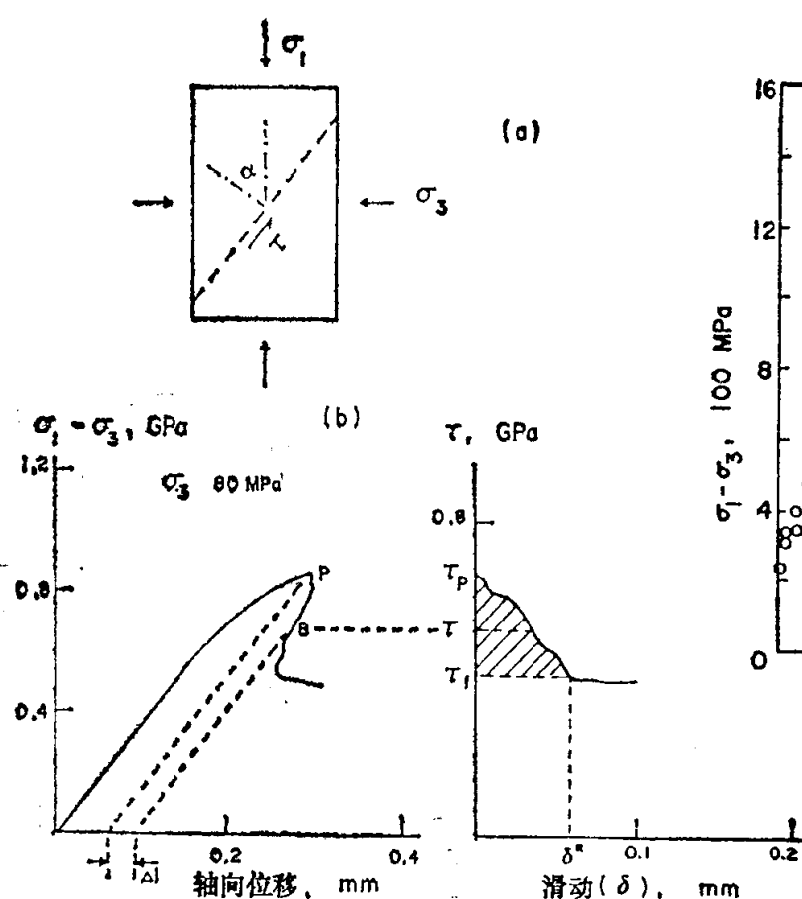


图 3 (a)三轴试验中, 具有剪切带的样品加载情况;(b)和 (c)一右下方图, 将破坏后(原始完整的韦斯特里花岗岩在 80 MPa 围压和室温条件下的)资料转换成滑动—弱化模式中的剪匀应力与相对滑动的关系

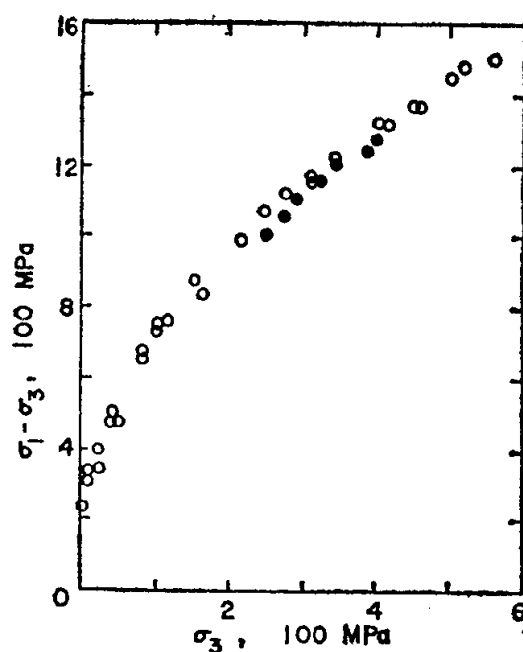


图 4 室温下圣马尔考斯辉长岩的峰值强度与围压的关系
空心圆为 Hadley(1973)搜集的资料;
实心圆取自本文的研究

表 1 圣马尔考斯辉长岩

样 品	围 压 (MPa)	α (°)	G_{nom} (10^4 J/m^2)	峰值应力 (MPa)		残余应力 (MPa)		$\langle \delta_{nom} \rangle$ (mm)	G (10^4 J/m^2)
				τ^p	σ_n	τ^r	σ_n		
GF 3	250	60	2.6	433	500	326	439	.25	1.7—1.8
GF24	277	57	2.6	481	588	377	523	.25	1.6—1.7
GF 4	305	57	2.8	490	620	395	563	.30	1.8—1.9
GF25	325	58	2.1	505	640	417	586	.24	1.4—1.5
GF 6	350	57	2.9	542	702	448	641	.31	1.7—1.8
GF28	396	59	1.9	548	725	459	672	.22	1.2—1.2
GF 5	400	56	1.9	569	784	493	732	.26	1.2—1.3
GF17*	250	58		449	531	372	531	.28	2.1

*样品变形时控制围压增长, 以保持破坏后期阶段不变。

(图 4)非常一致。每次试验后, 样品自压腔中取出, 断裂角用量角器测量。资料处理方法与以往的研究[Wong, 1982]相同。若 σ_1 和断裂垂线夹角为 α , 则剪切应力为(图 3a):

$$\tau = (\sigma_1 - \sigma_3) / 2 \sin 2\alpha \quad (10a)$$

而图 3 b 中 B 点的相对滑动可用破裂后轴向位移 Δl 表示:

$$\delta = \Delta l / \sin \alpha \quad (10b)$$

Δl 的计算基于这样的观测事实[Wawersik and Brace, 1971], 卸载响应是线性的, 可用开始加载阶段的杨氏模量来近似。将破坏后变形资料转换成 $\tau-\delta$ 图后, 我们作滑动—弱化曲线下如图 3c 所示的数值积分, 以计算剪切破裂能量的标称值 G_{nom} [式(5)]。资料汇集于表 1。图 5 中绘出峰值和剩余强度随正应力的变化曲线。

另外两个实验是在破坏后阶段, 控制围压的增长使作用于断裂面上的正应力保持常数。一个样品 (GF 19) 显示共轭断裂, 资料是报废的, 另一个样品 (GF 17) 在 250 MPa 围压下加载至峰值差应力。在破裂后阶段, 人为控制围压以使轴向作用力 F 与围压 P 满足:

$$dF/dP = A_p [1 - A_s / (A_p \cos^2 \alpha)]$$

其中 A_s 和 A_p 分别是样品和加载活塞的面积, α 取作 58° , 此值与实验后的测量结果几乎完全一致。

剪切应力可用式 (10a) 计算。为了计算这种情况下的滑动, 需要确定轴向位移的弹性分量, 此位移必须自计算 Δl [式(10b)] 的总位移中减去。由于滑动—弱化过程中, 轴向应力和围压都在变化, 杨氏模量 (卸载时) 和体积弹性模量 (压力增加时) 必须已知。我们测定了圣马尔考斯辉长岩的体积模量, 当围压加至 250 MPa 时, 它具有常值 153 GPa。由于忽略了辉长岩的孔隙率, 因此, 这相应于破裂—释放集整的“固有”值。由于破裂后样品经历广泛的应力—微破裂过程, 可以预料, 其体积模量将小于计算中使用的“固有”值。因此, Δl 值, 从而 G 值是过估了。表 1 列出 GF 17 的资料。该样品的峰值和剩余强度也绘于图 5。

根据三轴试验破坏后资料, G (作为正应力函数) 值的计算

我们应用上述的资料处理方法, 计算了作为正应力函数的 G 值。除了圣马尔考斯辉长岩外, 我们也考虑了费希特别尔基花岗岩, 后者已由 Rummel 等[1978]作了详细的研究。

由图 5 可见, 我们的辉长岩资料, 无论是峰值或剩余强度, 都线性地依赖于正应力。式 (2) 中的系数 A 、 B 、 a 和 b 用线性回归和最佳直线拟合法确定:

$$\tau^p = 0.49 \sigma_n + 189 (\text{MPa})$$

$$\tau^r = 0.57 \sigma_n + 77 (\text{MPa})$$

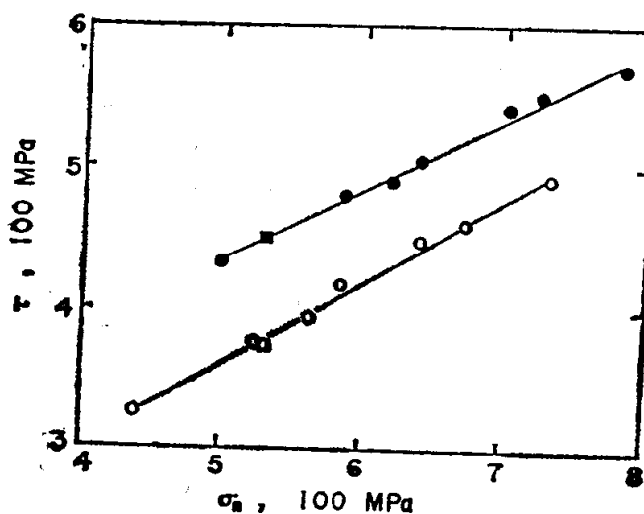


图 5 从断裂面 (圣马尔考斯辉长岩) 上得到的剪应力和正应力
实心圆表示峰值; 空心圆表示剩余值;
正方形表示样品 GF17 (见表 1)

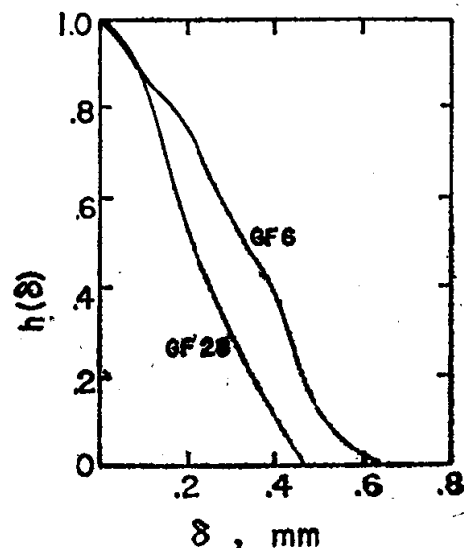


图 6 样品 GF 28 和 GF 6 的 $h(\delta)$ 函数 (见表 1 和式(3))

$\langle \delta_{nom} \rangle$ 范围为 0.22 至 0.31 mm。对 $\langle \delta_{nom} \rangle$ 值最小 (GF 28) 和最大 (GF 6) 的两个样品, 其 $h(\delta)$ 函数(3) 绘于图 6。 $h(\delta)$ 的变化大于实验误差所预期的大小, 但是, 这里不存在与正应力或剪应力的系统相关性 (表 1)。Wawersik 和 Brace [1970] 对威斯特里花岗岩 25 个样品所作非轴压缩加载的破裂后资料中, 较大的离散性也是一个证据。因此, 观测的 h 函数变化未必是由于应力的依赖性引起的。最大的可能是反映了各个样品滑动一弱化特性的统计涨落。

对所有的辉长岩样品, $(1-\beta\alpha)/(1-\beta A)$ 约为 0.93, 因此式(9) 给出的上下限靠得很近。我们已用式(9) 计算了 G 值的这些边限, 其中 σ_n 是在破坏后阶段峰值与剩余正应力的算术平均值, 结果示于图 7。

采用类似方法分析了 Rummel 等 [1978] 的费希特别尔基花岗岩资料。Rice [1980] 计算了三个样品的 G_{nom} 值。图 8 再次给出了围压直至 300 MPa 的峰值差应力资料。若不考虑室内压力值, 则资料可用一个对压力的双线性依赖关系很好地近似。Rummel 等 [1978] 发表了 α 值为 54° 的结果, 他的样品是在较高围压下变形的。可以预料, α 将随围压的降低而有所增加 [如 Mogi, 1966]。设围岩在 7.5 至 33 MPa 时, 变形样品的 $\alpha = 60^\circ$ 。结果对所用的 α 严格值不敏感。表 2 汇集了所计算的 τ^p , τ^f , G_{nom} 和 $\langle \delta_{nom} \rangle$ 值。强度资料绘于图 9。下面的双线性关系是对资料用线性回归分析得到的:

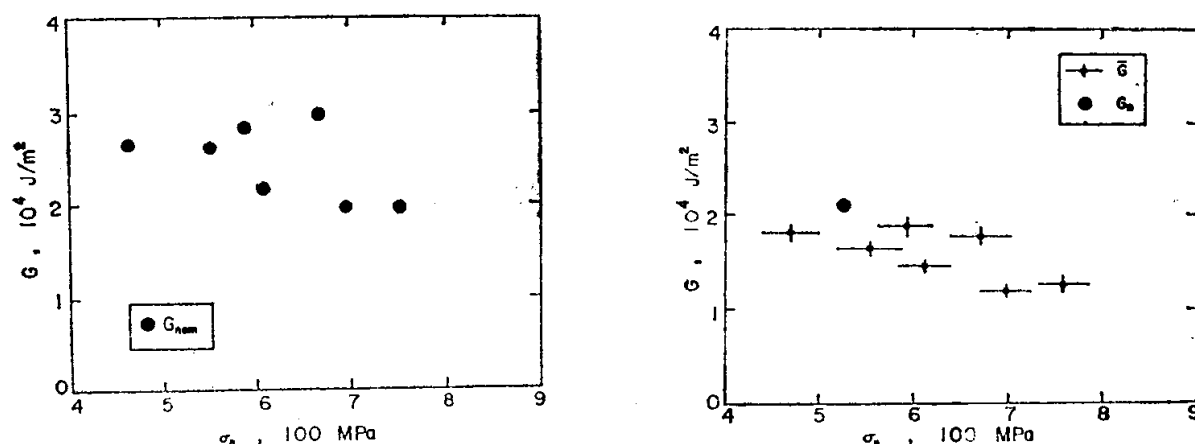


图 7 (a) 根据三轴试验中观测的标称应力降计算的圣马尔考斯辉长岩的 G_{nom} 值(左图);
(b) 圣马尔考斯辉长岩的 G 值(右图)
竖线段标示按式(9) 求得相应 G 值上下限的范围。横线段标示破坏后阶段作用于剪切区的正应力范围。
实心圆为样品 GF 17

$$\tau^p = 1.14 \sigma_n + 26 \text{ (MPa)} \quad 100 \text{ MPa} < \sigma_n < 186 \text{ MPa}$$

$$\tau^p = 0.67 \sigma_n + 92 \text{ (MPa)} \quad 243 \text{ MPa} < \sigma_n < 715 \text{ MPa}$$

$$\tau^f = 1.05 \sigma_n + 12 \text{ (MPa)} \quad 56 \text{ MPa} < \sigma_n < 121 \text{ MPa}$$

$$\tau^f = 0.63 \sigma_n + 39 \text{ (MPa)} \quad 136 \text{ MPa} < \sigma_n < 608 \text{ MPa}$$

由表 2 数据可见, 强度包络的斜率随 $\langle \delta_{nom} \rangle$ 的增加而减少, 其减少因子约为 2。两个正应力组中每组的 $\langle \delta_{nom} \rangle$ 的分散性都是可与圣马尔考斯辉长岩的 (表 1) 结果相比拟的。

对高至 33 MPa 围压下变形的三个样本 $(1-\beta\alpha)/(1-\beta A)$ 值为 1.14, 高压样本为 1.06。再次表明, (9) 式给出的 G 的上下限是很窄的。这些边限的计算值示于图 10 和表 2。

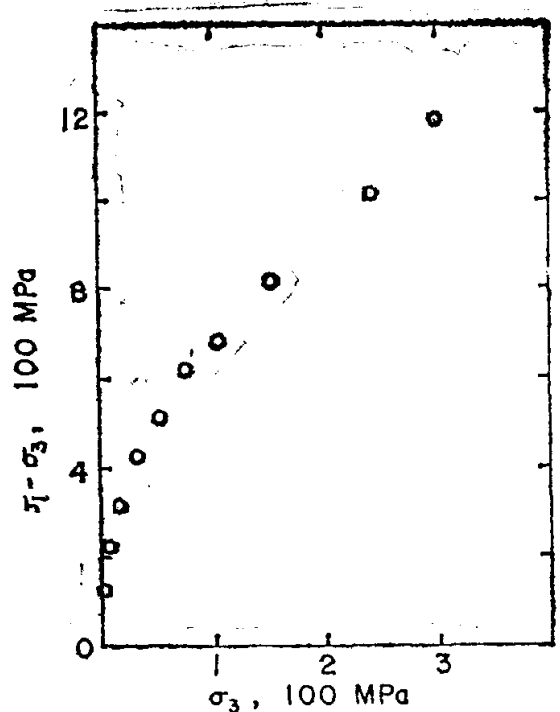


图 8 室温下费希台别尔基花岗岩的
峰值强度与围压的关系。资料取自
Rummel 等[1978]

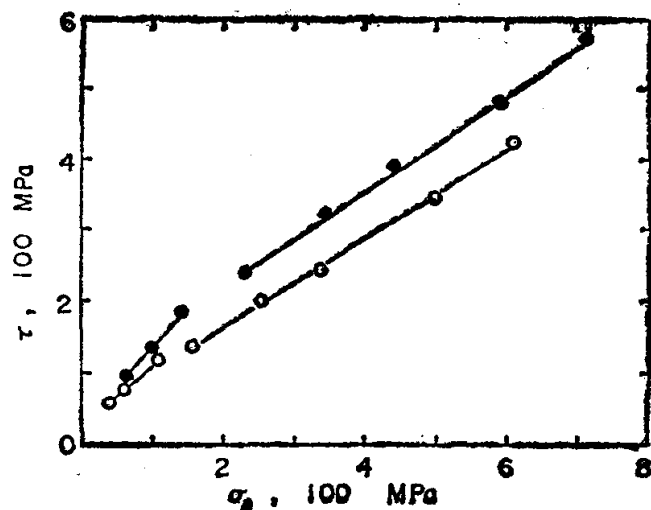


图 9 断裂面上(费希台别尔基花岗岩)
的剪应力和正应力
实心圆和空心圆分别为峰值和残余值

表 2 费希台别尔基花岗岩

围 压 (MPa)	α^* (deg)	G_{nom} (10^4 J/m^2)	峰值应力 (MPa)		残余应力 (MPa)		$\langle \delta_{nom} \rangle$ (mm)	G (10^4 J/m^2)
			τ^p	σ_n	τ^r	σ_n		
7.5	60	0.9	65	100	40	56	0.21	0.4—0.5
17	60	1.6	97	139	57	69	0.23	0.4—0.6
33	60	1.5	141	186	103	121	0.23	0.7—0.8
55	54	4.7	231	243	154	136	0.44	1.9—2.0
108	54	4.6	323	343	200	253	0.37	1.7—1.8
157	54	7.1	390	440	247	337	0.50	2.5—2.6
300	54	7.3	571	715	423	608	0.49	3.0—3.2

*破裂角为假定值, 根据 Rummel等[1978]实验资料计算。

讨 论

根据三轴试验破坏后特性确定的 G 对正应力的依赖性

由上述分析可以看出, 根据三轴试验破坏后阶段得到的标称强度降对滑移的函数导出的 G 值, 高于正应力为常数的双轴试验所预测的 G 值。圣马尔考斯辉长岩 (表 1 和图 7) 和费希特别尔基花岗岩 (表 2 和图 10) 的资料表明, 因为 G_{nom} 和 G 的比率可能高达 2。若结果可与相似正应力条件下测定的双轴资料相比较, 则根据三轴资料[Rice, 1980; Wong, 1982]测定的上述 G 值应作适当的调整。

数据的处理方法是基于强度包络是分段线性的 这样明显的假定, GF-17 资料 (在不变

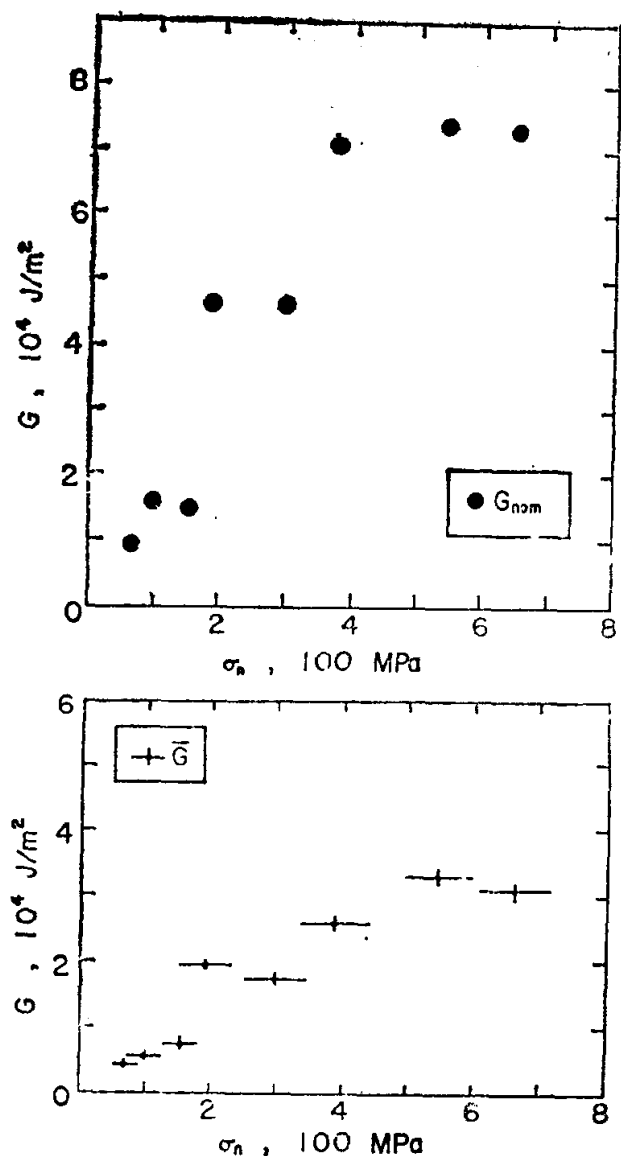


图 10 (a) 根据三轴试验观测的标称应力降计算的费希台别尔基花岗岩的 G_{nom} 值。(b) 花岗岩 G 值
竖线段表示按式(9)求得的 G 值上下限范围。横线段表示破坏后阶段作用于剪切区的正应力范围

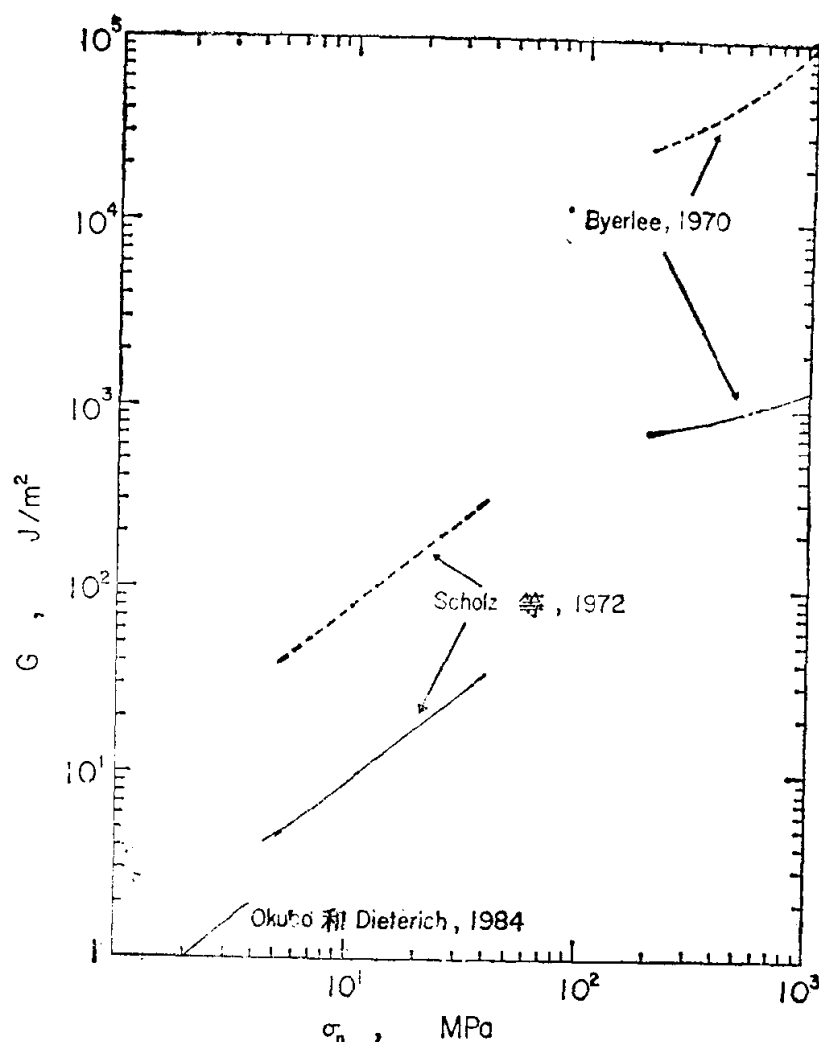


图 11 韦斯特里花岗岩粘滑不稳定性的 G 值上下限。下限曲线假定 $\langle \delta_{nom} \rangle$ 为 $12.5 \mu\text{m}$ 。中等正应力范围(相应于 Scholz et al., 1972)的上限曲线取 $\langle \delta_{nom} \rangle$ 为 $70 \mu\text{m}$ 。高正应力范围(相应于 Byerlee [1970] 的实验)的上限曲线取 $\langle \delta_{nom} \rangle$ 为 $200 \mu\text{m}$ 。图中也包含了 Okubo 和 Dieterich [1984] 的实验以作比较

正应力下得到的)是与此假定一致的。我们假定,函数 $h(\delta)$ 不强烈地依赖应力(在强度包络为线性的正应力范围内)。但样品之间具有统计的涨落。这在实际上是种似是而非的假定,难以在实际上加以证实。图 7 中 G_{nom} 明显的分散性部分是由于应力降的起伏。假定 $\langle \delta_{nom} \rangle$ 与应力无关,在(2)中应用 Mohr 圆分析基本上可平滑了应力降资料的统计涨落。

费希特别尔基花岗岩的 G 值,其总趋向是作为正应力的函数而增加。增长率高于低正应力下的值。对圣马尔考斯辉长岩观测到相反的情况。对正应力的依赖关系由差值 $A-a(8)$ 给出。对花岗岩(高正应力下)差值为 0.04,辉长岩为 -0.08。考虑到数据的离散性,符号上的差异可能没有什么很重要的意义。

韦斯特里花岗岩粘滑不稳定性情况下的 G 值范围

Rice [1980] 根据 Rummel 等 [1978] 的费希特别尔基花岗岩的资料, 应用上述式(5) 计算了粘滑不稳定性情况下的 G 值。我们尚不知道有任何其它在压力下所作的测量, 根据这个测量, 应用以上的数据分析方法, 能够确定 G 作为 σ_n 的函数。但是, Byerlee [1970] 和 Scholz 等 [1972] 已在室温下对韦斯特里花岗岩的剪应力降对正应力的依赖性作了细致的研究。Wong [1982] 对很宽的温压范围内韦斯特里花岗岩的原始完整样品的断裂测定了 $\langle \delta_{nom} \rangle$ 。Dieterich [1980, 1981] 对不同粗糙程度的摩擦面 (在 10 MPa 正应力下) 详细地测定了 δ^* 值 (图 1)。我们应用这些资料, 包括双轴试验 [Scholz et al., 1972; Dieterich, 1980, 1981] 和三轴试验 [Byerlee, 1970; Wong, 1982] 得到的资料, 确定韦斯特里花岗岩摩擦不稳定性的 G 值范围。

Byerlee [1970] 对他的三轴试验的应力降资料, 运用莫尔圆分析方法测定了摩擦的“运动学”参数。实验是对直径为 15.8 mm, $\alpha = 45^\circ$ 和 60° 的锯口的样品进行的。结果对 σ_n 为 0.2 至 1.2 GPa 的粘滑事件给出应力降的上下限为

$$0.05 \sigma_n + 50 (\text{MPa}) < \tau^p - \tau^f < 0.4 \sigma_n + 50 (\text{MPa})$$

Byerlee 的样品是经过精心研磨的, 其粗糙程度可与 Scholz 用 80-砂轮磨光的样品相比, 后者实验是在尺度为 $3 \times 10 \times 180$ cm、锯口对平面的倾角为 30° 的石板上进行的。正应力无伺服控制, 因此, 预料在粘滑事件过程中有稍许变动。Scholz 等 [1972] 得到的关于剪应力降 ($\tau^p - \tau^f$) 作为 τ^p 函数的资料 (图 4), 可相当好地用线性直线来拟合:

$$\tau^p - \tau^f = 0.2 \tau^p$$

τ^p 通过变化范围在 0.35—0.55 的“静态”摩擦系数与 σ_n 相关。因此, 这种中等正应力 (5 MPa $< \sigma_n < 40$ MPa) 范围的资料意味着下列的应力降上下限:

$$0.11 \sigma_n < \tau^p - \tau^f < 0.07 \sigma_n$$

在这种分析中, 取由 $[(A-a)\sigma_n + (B-b)] \langle \delta_{nom} \rangle$ (9) 近似给出的 G 值是足够的。Byerlee [1970] 和 Scholz et al. [1972] 的上述结果提供了 $A-a$ 和 $B-b$ 两个系数的上下限。

对相对光滑的锯面, $\langle \delta_{nom} \rangle$ 可由 Dieterich [1980] 的准静态试验资料求得。他测定了 d_r , d_r 是经过滑动速度变化一个量级后, 摩擦强度达到稳态剩余值所需的滑动量, 实验室资料表明, d_r 是伴随走滑事件的动力滑动—弱化过程中 δ^* 值 (图 1) 的适当估计 [Dieterich, 1980; Okubo and Dieterich, 1986]。对平滑的滑动—弱化曲线, $\langle \delta_{nom} \rangle$ 由 $\delta^*/2$ 近似给出。

Dieterich [1980] 发现当正应力为 10 MPa 时韦斯特里花岗岩 (用 60—90-砂轮研磨) 摩擦表面的 d_r 值为 25 μm 。我们推断, 对 Scholz 等 [1972] 所使用的中等正应力 (δ_{nom}) 值范围, 其中的 12.5 μm 可能是适当的。Wong [1982] 对原始完整样品的资料表明, $\langle \delta_{nom} \rangle$ 随正应力而增加。只要 $\langle \delta_{nom} \rangle$ 不显著地随正应力而减少, 高正应力下 G 的低限可能与用 12.5 μm 的 $\langle \delta_{nom} \rangle$ 值和 Byerlee [1970] 的应力降资料得到的类似。结果绘于图 11。

上限可类似地计算。通常可以观测到 [Byerlee, 1970; Ohnaka, 1973; Okubo and Dieterich, 1984], 若断层面的粗糙程度或断层泥颗粒的尺度增加, 应力降将降低。另一方面, 预料 δ^* 或 $\langle \delta_{nom} \rangle$ 将作为断层面粗糙程度和断层泥颗粒尺度的函数而增加。Okubo and Dieterich [1984] 的有限资料指出, 最后的结果是 G 随粗糙程度而增加。若将光滑齿状切面观测到的应力降乘以粗糙面的 $\langle \delta_{nom} \rangle$, 则其乘积表示整个粗糙程度范围的 G 值上限。

可以用两种不同的资料测定中等正应力范围的合理 $\langle \delta_{nom} \rangle$ 估值。对原始完整的样品, 三轴试验破裂后阶段的滑动—弱化过程, 也许可视为是在非常粗糙的表面上发生的。对韦斯特

里花岗岩, Wong[1982]的资料表明,在室温下 $\langle\delta_{nom}\rangle$ 为70 μm 量级。第二种估计是根据Dieterich [1981]的 d_r 资料获得的,这个资料是根据中间夹以0.5 mm模拟断层泥的韦斯特里花岗岩块体(粒度60—90目)的滑动取得的。断层泥是碾碎的韦斯特里花岗岩,其颗粒尺度为125—250 μm ,正压力为10 MPa。 d_r 为180 μm 量级。在我们的计算中,简单地取 $\langle\delta_{nom}\rangle$ 为70 μm 。对相应于Byerlee [1970]研究的高正应力范围,取 $\langle\delta_{nom}\rangle$ 为200 μm ,这是根据Wong[1982]的资料估计的。结果绘于图11。

与地震学 G 值的比较

Okubo 和 Dieterich[1984]在滑动区传播的尖端观测了滑动—弱化特性并直接用滑动—弱化曲线的积分计算 G 值。他们的资料也绘于图11以作比较。他们的结果是对2 m长的锡拉白花岗岩摩擦面得到的,该摩擦面用30目砂轮磨料研磨而成。可以看出,他们的低正应力下的资料是与中等和高正应力下的 G 的低限值非常一致。Okubo 和 Dieterich[1984]发表的平均 δ^* 值为25 μm ,这与计算 G 的低限时所用的值相同。图11中一致的情况直接地反映了一个事实:在应力降对正应力依赖性的问题上,对研磨的锯面,各实验之间没有显著的矛盾。这些数据是在三个量级正应力和两个量级样品尺度下获得的。

我们仅仅考虑了磨擦面的物理性质和断层泥对 G 值大小的影响。断层泥的组成和厚度也影响应力降和衰减位移。周围岩石的矿物学和粒度,温度及孔隙压力也可能是重要的。但是,根据已有的资料判断,通常岩石力学实验室装置确定的 G 值,看来不大可能高于图11上限曲线一个量级。

Wong[1982]汇集了根据地震学各种方法得到的 G 值。应用拐角频率分析[Husseini et al., 1976]导出的应力降和断层尺度求得的 G 值特别低,除此而外,所有的估值均为 10^6J/m^2 量级或更高。Li 和 Rice[1983]在研究壳内地震不稳定性的破裂传播和Papageorgiou 和 Aki [1983]用障碍体模式解释强地面运动资料时,也获得了最新的类似的结果。

因此,我们的上述实验室资料分析表明,实验室确定的 G 值低于地震学导出的结果。实验室弱化滑动的测量未必超过几百 μm 。但是, Coulson [1972] 和 Pratt 等 [1974] 对天然节理(其尺度可与 Okubo 和 Dieterich[1984]仪器相比拟)所作的原地测量指出, $\langle\delta_{nom}\rangle$ 值为2至5 mm。许多近期的评述[Madariaga, 1983; Rice, 1983; Papageorgiou and Aki, 1983]指出,平均弱化滑动为10 cm量级,大致与地震学资料一致。

看来在地质断层和实验室制作的锯面之间存在着基本的差异,它导致弱化滑动值高至几个量级的偏差。提出了一些初步的几何学论据 [Scholz and Aviles, 1986]用以解释这种偏差。进一步对天然节理摩擦特性作系统的原地测试,对解决这个问题将是有益的。

目前估计的“局部”应力降 [Aki, 1984; Boatwright, 1984], 其值在10至40 MPa的狭窄范围内。另一方面,对锯口样品的实验测量有些偏高且较分散。系统地研究断层“粗糙程度”(无论是由于周围岩石表面地形或由于断层泥的颗粒尺度分布或厚度引起的)对应力降的影响的工作(实验室或原地的)尚不多。因之,应力降与弱化滑动之间的联系还是一个即使在实验室范围也尚未很好理解的问题。这些问题具有基本的重要性,值得更详细地探求。

程德利 译 陈 颢 校