



【俄】M.A. 萨多夫斯基 主编

苏联地震预报 研究文集

3
:3

地震出版社



苏联地震预报研究文集

(三)

[俄] M.A.萨多夫斯基主编

张肇诚 何世海
张炜 徐玉凤 等译校

地震出版社

1993

(京)新登字095号

内 容 提 要

本文集译自苏联《地震预报》第4、第5两卷,内容涉及微破裂过程的物理学、岩石宏观破裂的实验、岩体的破裂、破裂的理论,以及地震预报的思路和结果。

本书可供地震、地球物理、构造地质、矿山工程和抗震建筑方面的科研人员参考。

苏联地震预报研究文集

(三)

〔俄〕М.А.萨多夫斯基 主编

张肇诚 何世海 张 炜 徐玉凤 等译校

ПРОГНОЗ ЗЕМЛЕТРСЕНИЙ

№ 4, 5

Гл. Редактор М.А. Садовский

Издательство "Дониш"

责任编辑:曹 可 珍

责任校对:王 花 芝

*

地震出版社出版

北京民族学院南路9号

一二〇一工厂印刷

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 11.25印张 284千字

1993年5月第一版 1993年5月第一次印刷

印数 001—500

ISBN 7-5028-0661-X/P·450

(1052) 定价:8.00元

目 录

破裂过程的动力学观点及其预报的物理基础·····	В.С.库克辛科 (1)
岩石破裂和变形的物理-化学问题·····	Н.В.佩尔佐夫等 (9)
张裂缝形成时声信号时间参数的研究·····	С.А.斯坦奇茨等 (16)
固体破裂时裂缝扩展的密集化准则·····	Д.И.弗罗洛夫 (26)
力荷载下的岩石电场·····	Р.Ш.基利凯耶夫 (31)
破裂电磁辐射理论研究·····	М.Е.佩列利曼等 (35)
地震现象的前兆·····	Г.А.索波列夫 (40)
裂缝的模型研究·····	О.Г.沙米娜 (52)
相变与地震·····	В.А.加里宁等 (61)
作为碎裂过程的地震活动性·····	А.М.库留金等 (66)
根据均匀震级系统(OMC)和地震模拟资料分析震源破裂过程的 某些特征·····	Н.В.康多尔斯卡娅等 (72)
岩石形变与破裂的电现象·····	А.В.波诺马廖夫 (80)
岩石形变、破裂时震电效应的变化·····	Г.А.索波列夫等 (88)
关于地球物理介质和地震过程的模式·····	М.А.萨多夫斯基 (94)
在不同尺度条件下对岩石物理力学性质的研究·····	А.И.萨维奇 (98)
岩石力学和震源物理中的渗透理论方法·····	Т.Л.切里泽 (109)
破裂的动力学理论基础及其预报·····	В.А.彼得罗夫 (124)
关于对壳内强烈地震开展预报工作的若干方法学问题·····	М.Б.戈赫贝尔格等 (135)
据地壳运动论地震前兆产生时间·····	С.И.祖勃科夫 (138)
用综合地震参数方法揭示正在孕育中的地震·····	В.И.雷科夫等 (145)
剪切破裂形成过程与地震动态·····	Г.А.索波列夫等 (153)
活动深断裂带 $\Sigma[\Delta(V_p/V_s)]$ 参数的时空分布·····	Л.Б.斯拉维娜等 (161)
壁垒破裂的研究在地震预报中的应用·····	Г.А.索波列夫 (167)

破裂过程的动力学观点及其预报的物理基础

B.C.库克辛科

在动力学方法基础上,研究了固体从最初的微破裂到大破裂过程的动力学问题。破裂过程向更高水平的过渡是由裂隙扩展的密度准则效应所确定的。该准则对于任意尺度水平以及不同加载方式都是适用的。

此文论述了固体机械破裂预报的物理原则,并讨论了这些原则对地壳岩体的适用性。

在很宽的材料种类范围内所做的固体材料耐久性的温度—应力依赖关系的研究工作,使我们能够建立起破裂与应变的动力学概念。根据这些概念,固体的应变和破裂是个随时间发展的热活动过程。对于最简单的加载方式——单轴拉伸,得到了材料在不变温度(T)下,加以不变拉力荷载(σ)的耐久性(τ)公式:

$$\tau = \tau_0 \cdot \exp \frac{u_0 - r \cdot \sigma}{K \cdot T} \quad (1)$$

其中 u_0 ——破裂过程的活动能量,其值接近分子间的键能; K ——波茨曼常数; τ_0 ——指数前乘数,其值与固体中原子的热振动周期一致; r ——表征局部过载的结构—灵敏性参数。

并有与此类似的公式来描述不变加载下应变曲线稳定段上的蠕动速度。

在较为复杂的加载状态形式下,耐久性公式复杂了,但其破裂的动力学、热活动性质不变。由于在动力学观点下,被机械加载的物体的耐久性直接进入公式(1)中,从而开辟了预报大破裂的原则可能性。

当转向大尺度试件时(包括地壳岩体),必须分析破裂和应变的尺度方面的关系,以便弄清是哪些在微观水平上出现的破裂的物理规律控制着更大尺度水平上的破裂与应变。

从分析破裂热变化的组成中得到,微破裂单元体积可能只含有几个原子,即, $V_i \cong 10^{-21} \text{cm}^3$ 。与此同时,一般实验室条件下的试件体积,能服从公式(1)的,为 $V_T \cong 10^1 - 10^2 \text{cm}^3$ 。如果考虑地震事件孕育的岩体体积: $V_M \cong 10^{18} \text{cm}^3$,则比值 $V_M/V_T = 10^{17}$ 。它比 $V_T/V_i = 10^{23}$ 小多了。即,从破裂的最小单元体积向服从于热活动定律的破裂体积过渡的尺度比要比从实验室样品体积向岩体体积过渡的尺度比大几个数量级。然而,这种比较只能是分析大尺度破裂时的动力学概念适用性的定性指标。必须弄清楚,是否有能满足这种从微破裂向更大尺度破裂的过渡中破裂规律的继承性的物理基础。

这个物理基础是有的,它就是裂隙扩展的密度准则。此准则具有秩的不敏感性,它能满足描述从微破裂向大破裂转化的定性和定量过程,而不依赖于试件体积的大小。这个原则最先是在文献[3]中出现的。而这些概念的继续发展是在文献[4]、[5]、[6]中阐述的。该原则也适用于岩体。大约与此同时,也发展起了应用于震源的解析理论(文献[12]、[13]),其基础是地壳内破裂和裂隙的积累与发展的理论分析。

解释裂隙扩展的密度准则的基础是各种固体中在不同加载方式下微裂隙的积累曲线。

图1援引了聚合物在单轴拉伸时微破裂的积累曲线(a)和花岗岩样品在单轴压缩下的微破裂积累曲线(σ)。曲线1相当于不变加载作用,曲线2相当于常速增加载荷的有效加载过程。

首先必须指出,微裂隙的大小是由材料的不均匀性决定的。对于聚合物来说,形成裂隙的横向尺寸,实际上与组成材料基本结构单元的微纤维直径相当。对于花岗岩,裂隙长度与颗粒大小共度。这证明了材料结构的不均匀性造成了局部过载的可能性,形成了裂隙产生的条件。与此同时,结构单元的边界便成了形成中的裂隙发展的有效制动阀,保证了它们存在的稳定性。所以,在裂隙的初级阶段,这种稳定的微裂隙的积累便是破裂的主要过程。

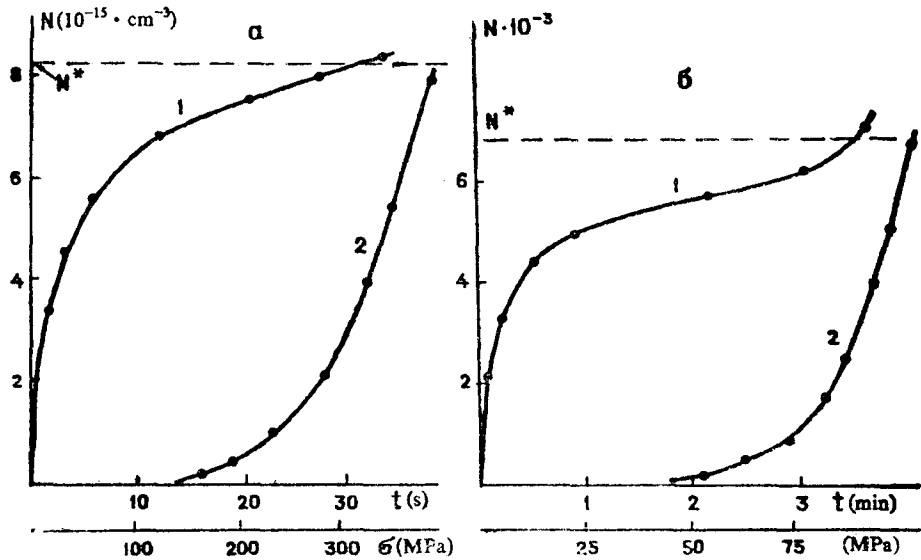


图1 在定向卡普隆材料(a)和花岗岩材料(b)中微裂隙积累曲线。

1—— $\sigma = \text{常数}$; 2—— $\sigma = \text{常数}$

第二个重要方面是实验中察到的事实,大破裂是在微破裂达到一定的门限密度时(N^*)发生的。并且在各组成微裂隙大小(l_i)与门限密度(N^*)之间存在着完全定量的关系。此定量关系示于表1中。由表可见,形成的微裂隙越小,它们向大破裂过渡所必须的密度就越大。

表1 微裂隙大小 l_i 与它们的门限密度 N^* 之间的关系

材 料	$l_i (\text{cm})$	$N^* (\text{cm}^{-3})$	$R \approx N (\text{cm})$	$K = \frac{R}{l_i}$
卡普隆	$1 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{16}$	$3 \cdot 10^{-6}$	3
聚酯树脂	$2 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{-4}$	5
多孔玻璃	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^{-1}$	4.5
花岗岩	$1.6 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^{-1}$	6

现在探讨一下微裂隙达到门限密度状态的条件。在被加载的试件体内,裂隙处于不规则分布条件下,可以计算相邻两裂隙之间的平均距离 $R = N^{-1/3}$ 和这些距离对裂隙尺寸的比值

$$K = R/l_i = N^{-1/3} \cdot l_i^{-1} \quad (2)$$

此比值是无量纲参数,它表示微裂隙接近的程度,从而表明互相作用的能力及互相联通的能力。此参数(K)在很宽的裂隙尺度和门限密度范围内实际上是常数。这就成了把它们作为裂隙扩展的密度标准的原因。

经验揭示出的裂隙扩展的密度标准从裂隙群的统计分析中找到了自己的理论基础(详见参考文献[6])。

这样,当初级微裂隙达到一定门限密度时,便在这群裂隙中发生力的互相作用和互相联通,导致更大裂隙的出现,从而转到下一个尺度水平的破裂。

破裂的进一步进程取决于样品的尺寸和应力水平。假如,扩大了裂隙达到了临界状态,那么,大破裂将在这一阶段发生。如果一条次级裂隙或者扩展了的裂隙没有达到极限状态,那么它可能在裂隙群边界上稳定下来,或者在下一等级构造单元边界上稳定下来。那时,这样的扩展裂隙的积累过程将继续下去。

裂隙扩展的密度准则的一个重要特性是它的阶秩不敏感性,即是说,对于次一级和下一阶(秩)尺寸的裂隙,公式(2)保持不变,并且 K 值实际上也不变^[6]。

从而,密度准则理解从微裂隙向大破裂过渡的关键。此准则可如下概略地理解之。

当给物体施加一个机械荷载时,由于材料结构的不均匀性,便出现了荷载在结构单元间分布的明显的不均匀性。最初级单元的某些部分出现超负荷并破裂,导致第一级微裂隙的出现。

应该指出,甚至最初尺度水平的微裂隙的出现所包含的体积也不小于 $10^{-18} \sim 10^{-15} \text{cm}^3$,即,比典型的热变化作用体积大3~6个数量级。但是,这样的最初微裂隙的产生是个热活动行为,这已在研究最初的微裂隙产生的动力学实验中得到了证实^[7]。并且,微裂隙发生的活动能量接近于化学键能,从而,如上述,与全样品破裂过程的活动能量相符。第二要点是,裂隙是由与已知材料中音速相近的速度发展着的暴发机制产生的^[8]。但裂隙产生的暴发机制理论目前还没有发展起来。

可以设想,一个或几个化学键热活动破裂只是个“触发作用”。它导致更大区域动力破裂过程。在这个区域中,事先已经蓄存着必要数量的机械能和热能。在这种情况下,最初的小尺度微裂隙的产生是破裂的热活动(变化)行为。破裂的下一步进程可以用这种基本破裂(就叫它们为第一级裂隙)的积累和扩展来讨论。

正如上述,第一级裂隙在结构单元的边界上稳定下来了,而他们的数量却随时间在增长。当达到一定的门限密度值后,由于他们的不规则分布,将出现第一级微裂隙群。在裂隙群中微裂隙的密度达到一定极限值时,在再出现一个微裂隙的情况下就会引起全体裂隙群的不稳定,即:出现贯穿整个裂隙群的快速破裂。从几何角度出发,可以这样理解:如果在裂隙群中,有一个新形成的裂隙出现在两个相邻裂隙之间,则会发生它和这两个裂隙的沟通现象。会出现一个大约三倍尺寸的裂隙,而且,这一事件是以近音速的平均速度激烈地发展。

由于扩展了的裂隙具有延伸更远的应力场,它就能进一步引起裂隙群中更多的裂隙的快速联通,从而引起更大长度裂隙的产生,其尺寸与裂隙群大小相当(共度)。这更长的裂隙称作第二级裂隙。

这类裂隙形成的动力学性质在文献[9]中以试验得到了证实。这种情况下,产生扩展二级裂隙的触发器是一级基本微裂隙的完成,并自动保留了热活动性质。

再往下,二级裂隙将积累,当达到它的密度门限时,便出现第三级裂隙并转升到下一个

尺度水平，其机制是相同的。

为了确信，不只是初级裂隙，而且更高级裂隙的发生也是热活动过程，曾经研究了花岗岩在各种负荷和温度下的裂隙增长过程的动力关系。

图2表明了大小为0.1mm(即大于初始裂隙几个数量级)的微裂隙增长速度的关系，它使得我们可以写出这些裂隙产生的速度 V_T 的表达式：

$$V_T = V_0 \cdot \exp\left(-\frac{u_0 - \beta\sigma}{K \cdot T}\right) \quad (3)$$

此式对于热活动过程是很典型的，其形式类似于耐久性公式。不同试件裂隙增长速度的很大离散性使我们只能估计出微裂隙产生过程的活动能力值(其值约为30—40千卡/莫尔)。这种情况下，重要的不只是定量地，而且是定性地确定微裂隙产生的热活动性质。此时的裂隙已足够大了，应属高阶裂隙。

在上述理想情况下，破裂从低级向高级尺度的发展被设想成为按时间顺序，从低尺度向高尺度依次出现第一级、第二级、第三级等等裂隙的过程。对于足够均匀的，但有不均一结构的材料，这一过程的确是这样发生的^{(9),(10)}。

对于实际岩石，在不均匀加载时，这一顺序由于各种原因而遭到实质性掩饰。首先，不同尺度的结构不均一性，按结构单元的大小具有相当宽的分布，从而反映到正在形成的裂隙的尺度分布上。其次，试件，更不用说是岩体，所经受的荷载终是不均匀的。所以，当某些区域正在进行第一级微裂隙的积累过程时，而在其它某些区域却发展着，或已完成了第二、第三等等阶的裂隙形成过程。所以，只有在一般情况下，只能期待有平均裂隙尺度的增长趋势或它们的逐渐扩展。

通常，在用实际岩块作试验中，上述情况就常发生^(5, 11)。但在这种复杂的情况下，裂隙扩展密度准则的最明确的证明是公式(2)⁽⁵⁾描述的裂隙按其尺度的分布。

图3用虚线表示的是反映式(2)的计算关系。直线1表示的是实验得到的微裂隙按尺寸大小的分布规律。实验中被加压的样品试件是花岗岩，其中形成的微裂隙是在试件最终大破

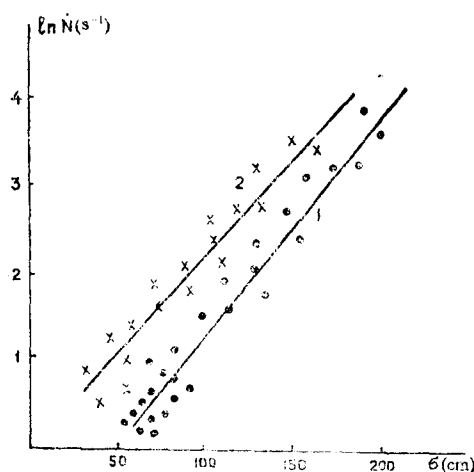


图2 各种温度(1——290°K; 2——600°K)下圆柱形花岗岩样品在单轴压力下，微裂隙积累的速度依赖于压力的关系图

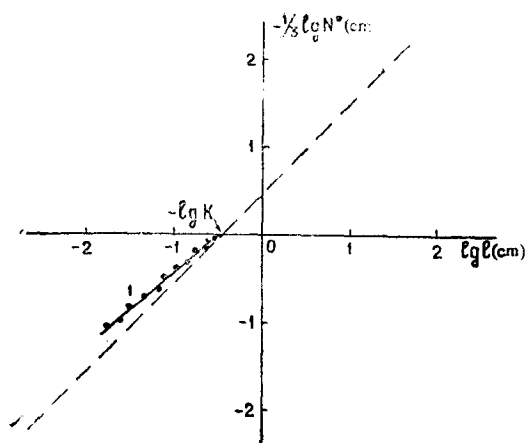


图3 裂隙尺度与门限密度之间的关系，1——实验值，2——计算值(原文有误，译者)

裂之前出现的。裂隙数量和它们的大小资料是从裂隙形成时产生的声发射信号的振幅谱中按声发射信号振幅与裂隙大小之间的经验关系式求得的^[9]。斜率与计算值接近。这证明破裂前样品中出现了各种级别的裂隙。但每一级别裂隙数都与它前一级裂隙的一定数量相应。在这个试验关系式中的某些非线性,看来,是由以上讨论的材料结构的不均匀性的阶秩影响决定的。

上述各级裂隙的积累略图只反映了总体破裂的一个阶段,即体积破裂阶段(或者称为非集中破裂)。而破裂的完成阶段,一般是一个或几个破裂源区的发展。应该弄清楚破裂集中的原因及破裂集中源发展的规律,以便理解破裂的一般图象。这对于预报最终大破裂是特别必要的。由邻近分布的裂隙组成的裂隙群的出现并达到一定的门限密度,这是已知尺度水平的破裂集中化的第一步。这样的裂隙群,如果发生裂隙的联通和扩展,则可以看成是已知尺度水平的破裂源。我们将把在已知条件下能自动发展下去的裂隙群称为破裂源。在此种情况下,源区裂隙的积累和扩展的动力学不只是从量上,而且在质上不同于体积破裂过程。这种总的破裂过程分成源前阶段和源阶段的区分确实被实验观察到了。定量研究整个加载过程中裂隙积累的动力学可以清楚地展示这一点。

图4a展示出两条两种荷载下的裂隙积累曲线。曲线1是在荷载为 $\sigma \approx 0.7$ 破裂强度下测得的。在这一荷载下,不会形成有效源或发展源,进行的只是微裂隙的体积积累过程。这一过程是衰减的。在 $\lg \dot{N} - \lg t$ 坐标中,这一过程在整个时间段内以直线表达(图4b)。

当取荷载为 $\sigma \approx 0.9$ 破裂强度时(图4a,曲线2),可以观测到完全不同的情形。其裂隙积累曲线开始的一段,从性质上看很像曲线1,同样伴有衰减过程。然而从某个时候开始,这个衰减过程变成了增长过程。这一点可从 $\lg \dot{N} - \lg t$ 关系中清楚地看到(图4b曲线2)。曲线在 t_0 时刻之前的初始段上,仍然是具有与直线1相同的斜率的直线段。然而 t_0 时刻后,关系发生了急剧的变化。不只是数量上,而且性质上也发生了巨大变化。这使得我们能够区分与体积裂隙增加相关的积累曲线和与裂隙源的发展相关的破裂积累曲线。

这样的区分,在图4b上完成了。图上可见,常荷载下,体积破裂积累曲线是衰减的,而后出现的有效破裂源的发展在最初是匀速的,而后是加速的。

这样,破裂的全过程从性质上可以分成两个阶段,第一阶段是稳定的微裂隙在体内的积累,这一阶段又可以有几个微裂隙积累过程,当达到门限密度时,经过裂隙扩展,从一个裂隙尺度水平的活动转升到下一个裂隙尺度的活动,并伴之以破裂的逐渐集中。更大尺度的不均一性和应力分布的不均匀性将影响这一过程。

能加速发展的主破裂源的出现是第二阶段,也就是破裂完成阶段的开始。对于有限大的试件,这后一阶段以试件的最终破裂而告终。对于大块岩体,这后一过程的发展导致很大区域的破裂,并在其发展条件发生显著变化的边界上受阻。

这个破裂过程的两阶段性,使我们能够更确定地阐明预报大破裂的任务和解决这一任务的途径。

长期预报任务是与发现主破裂源的地点和时间有关。短期预报可能在定量研究破裂源发展动力学的基础上得到解决。

第一个任务可能在研究加载体内稳定裂隙积累动力学的基础上得到解决。根据图4,裂隙积累动力学中函数关系的变化是主破裂源出现的证据。此外,对各种级别裂隙的密度估计使我们有可能对其达到门限密度值的时间,因而也是对破裂向下一尺度过渡的必要条件进行

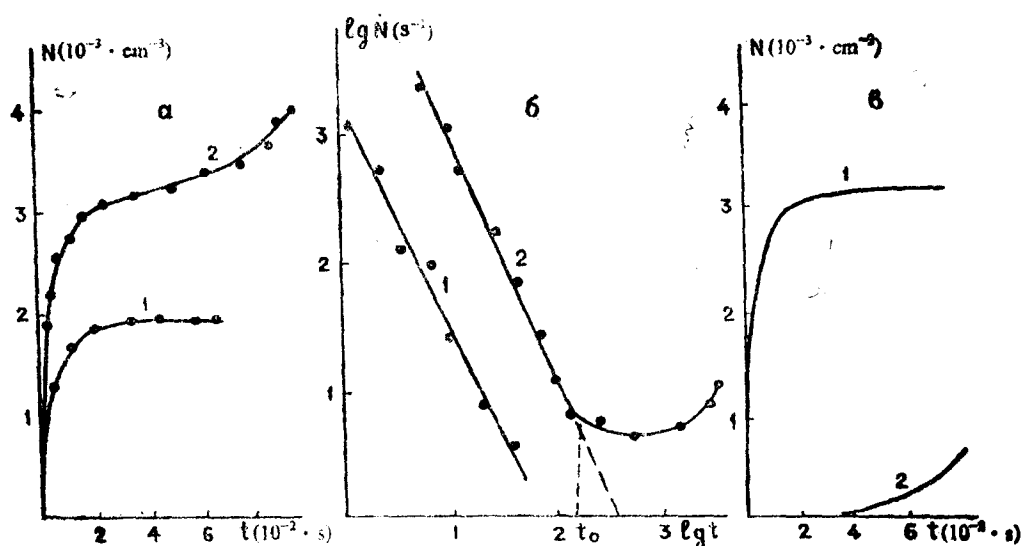


图4 a.花岗岩试件单轴加压下裂隙积累曲线: 1— $\sigma = 85\text{MPa}$, 2— $\sigma = 110\text{MPa}$, 6.常压下裂隙产生速度随时间的变化: 1— $\sigma = 85\text{MPa}$, 2— $\sigma = 110\text{MPa}$, b.微裂隙积累曲线: 1—在样品体积内, 2—在破裂源(震源)处

估计。

利用定位, 可以估计破裂源的坐标位置, 并进而可分辨出哪些是与破裂源有关的裂隙, 在利用声发射来记录形成中的裂隙时, 可以区分出属于破裂源的信息。

为了短期预报, 主要的判据应该是: 从平稳的震源发展过程向不稳定发展过程的转变。平稳的发展速度是由它的发展条件决定的。不稳定的发展具有速度的急剧增长, 并出现越来越大的裂隙, 或者已有的裂隙的突然扩展。第一个标准可在图4b上看到, 这种情况下, 时间 t_0 可以被认为是短期预报起点, 因为在这之后震源的发展速度是以指数定律增长的。

与破裂源发展有关的裂隙的扩展也可成为短期预报的有效指标。

图5画出了反映最终破裂阶段裂隙扩展的关系。当用声发射方法记录裂隙扩展时, 采用了比值 A/A_i 来作为表明裂隙扩展的无量纲参数。其中 A_i 是破裂初始阶段所记到的声发射信号的最大振幅, A 是大于 A_i 的信号振幅。可以看到, 绝大部分时间产生的声发射信号没有超过某一定值, 参数 A/A_i 近于1, 只是个别有些离散。从某个时刻开始, 这个参数系统而急剧地增大。此时, t_i 时刻可作为破裂源不稳定发展阶段开始的标志。

所援引的结果证明, 在破裂及其向更高尺度水平过渡的一般物理概念的基础上, 对于实验样品, 可以用不间断监测其裂隙积累和扩展过程的办法来解决长期和短期的预报问题。遗憾的是, 把上述预报准则转用到更大尺度的物体上还有很大难度。特别是对于短期预报来说更是如此。这是因为, 在不均匀介质中和在应力分布不均匀的情况下, 破裂源发展速度可能是非常不稳定的。甚至在实验室用的不均匀样品中(如混合物系统), 微裂隙发展的速度在它的加速阶段上, 可能是跳跃般改变着自己的量级。所以, 为了更可靠的短期预报, 必须定量地研究不均匀系统中破裂源的发展过程。

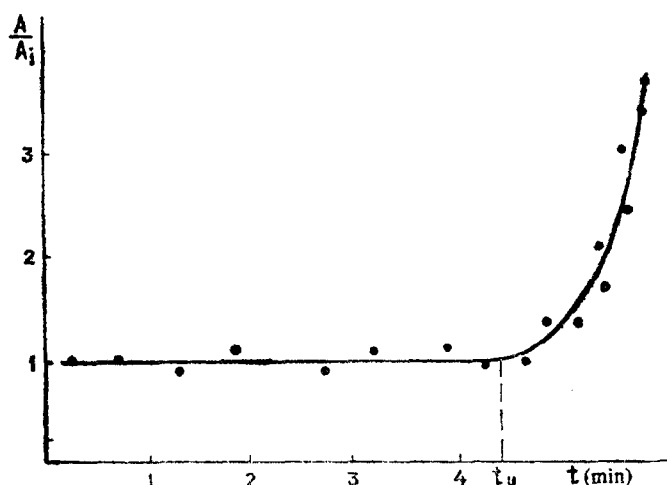


图5 花岗岩样品内加载时出现的裂隙扩展情况

(何世海 译 徐玉凤 校)

参 考 文 献

1. Журков С.Н. Кинетическая концепция прочности твердых тел. ~ Вестн. АН СССР, № 3, 1968, с.46.
2. Регель В.Р., Слущер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1975, с. 560.
3. Журков С.Н., Куксенко В.С., Слущер А.И. Образование субмикроскопических трещин в полимерах под нагрузкой. - ФТТ, № 11, 1969, с.296.
4. Журков С.Н., Куксенко В.С. Микромеханика разрушения полимеров. - В сб.: Механика полимеров. № 5, 1974, с.792.
5. Журков С.Н., Куксенко В.С., Петров В.А. и др. К вопросу о прогнозировании разрушения горных пород. - Изв. АН СССР, Физика Земли, № 6, 1977, с.8.
6. Петров В.А. Основы кинетической теории разрушения и его прогнозирование. - В сб.: Физические основы прогнозирования разрушения горных пород. М.: Наука, 1974.
7. Гезалов М.А., Куксенко В.С., Слущер А.И. Образование субмикроскопических трещин в нагруженных полимерах при различных температурах. - ФТТ, № 13, 1971, с.445.
8. Куксенко В.С., Ляшков А.И., Мирзоев К.М. Связь между размерами образующихся под нагрузкой трещин и длительностью выделения упругой энергии. - ДАН СССР, т.264, № 4, 1982, с.846.

9. Фролов Д.И., Килькеев Р.Ш., Куксенко В.С. Изучение динамики слияния микротрещин методом акустической эмиссии. – Механика композитных материалов, № 1, 1981, с.116.

10. Фролов Д.И. Концентрационный критерий укрупнения трещин. – В сб.: Физические основы прогнозирования разрушения горных пород. М.: Наука, 1974.

11. Журков С.Н., Куксенко В.С., Петров В.А. Физические основы прогнозирования разрушения. – ДАН СССР, 1981.

12. Мячкин В.И., Костров Б.В., Соболев Г.А., Шамин О.Г. Лабораторные и теоретические исследования процессов подготовки землетрясений. – Изв.АН СССР, Физика Земли, № 10, 1974.

13. Мячкин В.И., Костров Б.В., Соболев Г.А., Шамин О.Г. Основы физики очага и предвестники землетрясений. – В кн.: Физика очага землетрясений. М.: Наука, 1975.

岩石破裂和变形的物理-化学问题

H.B.佩尔佐夫 Б.С.科甘 В.Ю.特拉斯金

文中研究了在自然条件下出现的各种形式的列宾杰尔效应。分析了由于表面活性液态介质作用使岩石易于破裂的两种状态：由活性液体向上流动造成的裂隙迅速生长和由于热波动机制使硅氧烷连结的破裂减缓。文中描述了液体沿颗粒界面自然地进入无孔隙的多晶体中，以及在此情况下形成的物质的力学性质。

不可逆变形和固态介质的破裂过程及它们与其它物质相互间物理-化学作用的不同类型(化学作用、溶解作用、浸湿作用等)，在本质上是统一的。在原子-分子的级别上讲，这些过程的基本行为都导致固体内原子间连结的破裂，并以在一定程度上补偿原有的新的连结所替代。可以证明，这种图象是普遍的，也就是说，力学的和物理-化学的过程在所有实际状态下是相伴的。甚至在没有周围介质的“纯力学破裂”的极端情况下形成的表面，由于固体中不可避免会有混杂原子的再分配，迟早会改变其成分。由此可见，破裂和原子间连系的恢复，在不同情况下具有不同的热动力学的、运动学的和配价学的参数，并随时间有不同的组合。相应地，力学的和物理化学因素的相互影响在不同程度上以不同的形式表现出来。在实验室或在自然条件下研究固态介质的变形和破裂时，这种相互连系远不是在所有时候都考虑。为了解释观测到的现象，采用了完整介质的力学、实际的固态介质的物理学和其它的纯力学和物理学学科。这里主要的是对化学成分上简单的试验材料和介质进行试验，这种单一的方法常可认为是颇好的近似。但是，在许多情况下，忽视能急剧改变力学过程的进程的动力的化学位势梯度，会导致不完全恰当的描述。这种不完全恰当的例子特别多的是在地质文献中。正是在地球中，由于其复杂的化学成分、多种多样的应力状态和极宽的时间尺度，力学和物理-化学过程不可能在隔绝的情况下进行。目前经常提到这种看法，对相互制约的构造作用、岩浆作用、变质作用必须要进行综合研究。而对此最有效的工具是应用П.А.列宾杰尔创立的，在近十年中得到发展的物理-化学力学这一新的科学领域。

物理-化学力学对于相界面和相间的相互作用对固态介质结构-力学性质的影响特别注意。目前在此领域中已积累了相当多的试验资料，已形成了奠基性的理论概念。

物理-化学力学的一个主要内容是研究在表面活性物质的影响下固体介质力学性质的变化。这里对表面活性物质我们理解为液态(或气态)物质。由于吸附作用、化学吸着作用、浸湿作用和其它的物理-化学相互作用，它们使固态介质的表面能降低。根据列宾杰尔提出的概念，这种表面能的减弱作用能够导致固态介质强度降低，在一定条件下使之容易发生破裂、分散和塑性流动(列宾杰尔效应)。

上面指出的这一组现象与被称作应力腐蚀的作用有密切的联系。在谈论两种类型相互作用过程的性质时，没有实质性区别(只是用语不同)，但是在国外的文献中，经常用应力腐蚀领域的概念。

存在表面活性物质的情况下固态介质的脆性破裂

格里菲斯创立了有原初裂隙的脆性物质破裂的研究原理。将其应用于不均匀的全方位挤压的例子在文献[2]中可以找到。格里菲斯方程给出了带有长度为 L 和位于张应力垂直方向上裂缝的平板拉张状态下强度 $\bar{\sigma}$ (即发生裂缝不可逆生长时的极限应力)、材料的弹性模量 E 和它们的表面能 γ 的关系:

$$\bar{\sigma} = \alpha \sqrt{\frac{E\gamma}{L}} \quad (1)$$

这里, α ——数值参数, 接近于1。虽然格里菲斯方程是用热动力学的方法导出的, 但亦适合于力学途径的强度分析。

$$\bar{\sigma} = \alpha \sqrt{\frac{E\gamma}{b}} \cdot \sqrt{\frac{b}{L}} \quad (2)$$

前两部分是理论强度的近似方程, 而后一部分是裂缝端部的应力集中要素(b ——网格参数)。

舒金及其同事用试验[1]证明, 当表面活性物质作用在固体介质上时, 引起 γ 值减小到 γ_A , 强度减小到 $\bar{\sigma}_A$, 这样,

$$\bar{\sigma}_A = \alpha \sqrt{\frac{E\gamma_A}{L}} \quad (3)$$

或

$$\frac{\bar{\sigma}_A}{\bar{\sigma}} = \sqrt{\frac{\gamma_A}{\gamma}} \quad (4)$$

对于固态物质来说, 亲液的气态和液态介质, 由于它们与固态物质表面发生的物理-化学相互作用过程, 使其表面能和固态物质本身的强度下降。这时联系的破裂和与活性物质的相互作用必须同时进行。

因此与表面活性介质接触的固态物质强度下降的程度和表面能降低的程度有定量的联系。但遗憾的是表面能的试验测量, 包括在同相液相接触面上的测量, 都是十分困难的问题。目前仅能在有限的系统中解决。因此只能采用各种不同的半定量的评价方法, 间接地证明或提出一般性概念^[1]。列宾杰尔给出的规则就属于这种^[1]。据此规则, 当固态物质和分子特性上相近的液体接触时, 表面能和相应的强度降低最大。根据亲液性的定义, 这的确是固态物质和液体的最大亲和力。当介质的原子(分子、离子)与固态表面相互作用的能量和固态物质表面能的数值相近时, 亲和力最大。当用具有同一原子特性的液体浸湿固态物质时, 以及在吸附作用、吸附作用和带有与表面能相近似能量的化学作用时, 就能实现上述情况。如果比较易熔的和较难熔的物质构成了在固相中具有易熔组分低溶解度的简单的低共熔的特性曲线时, 则对于许多具有不同类型化学键的系统来说, 上述列宾杰尔规则将充分体现^[1]。

这样, 当液态物质 A 与固体 B 表面相互作用, 其能量值接近于固体物质自由表面能 γ_B 的值时, 即可出现强度明显下降的情况。这意味着 A 、 B 组分相互作用的自由能(混合作用的自由能、化学作用的自由能等)应接近于零。

在非活性或弱活性的溶剂中, 哪怕是含有很低浓度的表面活性物质时, 强度和浓度之间

的关系可用下式表示:

$$\sigma_A^2(c) = \sigma_0^2 - B^* \ln(1 + \alpha c) \quad (5)$$

该式是由希什可夫和格里菲斯方程共同计算时得出的(图1)。在此情况下, $B^* = \Gamma_m RT \alpha^2 E / L$, Γ_m ——相应于其表面被单层活性物质充满时的临界吸附作用; R ——气体常数; T ——温度; E ——弹性模量; L ——初始裂缝的长度。应当指出, 在相当活跃的吸附作用下以及表面活性物质的浓度相对不高时, 可以观测到固体物质强度明显下降(几倍)。

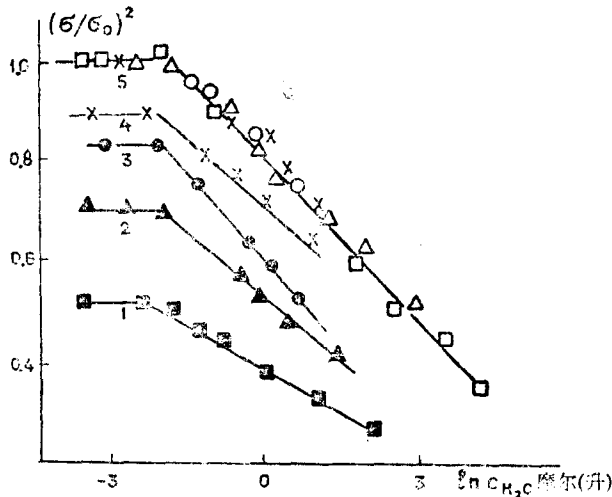


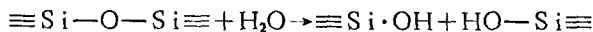
图1 被酒精水溶液浸湿的多晶体的强度 K_1 和干样品(1—4曲线)的强度, 或样品在干酒精中的强度 K_1 (曲线5)的比值的平方, 与水在酒精的丙(烷)基中(1)、丁(烷)基中(2)、乙烯中(3)和辛(烷)基中(4)的浓度的 $\ln$ 值的关系曲线

由于地质过程中一般都有多组分的熔融物质和溶液参与, 确定什么样的组分对于围岩来说是最具有表面活性的, 这是一个十分重要的问题。这一问题的解决有助于阐明液相活动组分与原生均匀的不同基岩间的分异作用的原因。探索这个系统可以用专门的地质填图的方法进行。致于在化学作用下介质表面的破坏问题, 下面还要进行讨论。

从上述理论可以得出, 对于岩石来说, 表面活性最大的为岩浆熔融物质。用不同离子熔融物质浸透玄武岩并进行试验证实了这一点。这导致岩浆侵入的新模型⁽⁶⁾。这些结果还表明, 必须对不同成分岩浆对主要围岩强度作用的特性问题进行详细的研究。

在水的作用下矽酸盐系的缓慢破裂

最近对一些坚硬物质特有的破裂形式进行了详细研究。在O. 安德森和P. 格留的著作中对此有详细阐述⁽⁵⁾。文中给出了除苏联学者以外的近期的研究成果。十分遗憾的是, 最近B. A. 别尔什切因和他的同事进行了一系列出色的研究工作⁽⁶⁾。此项工作直接用试验证实了在石英中硅氧烷连结的水解破裂的机制。



在机械力作用下, 此反应明显加快, 这就在有水的情况下, 使石英中的破裂裂隙易于发生⁽⁷⁾。

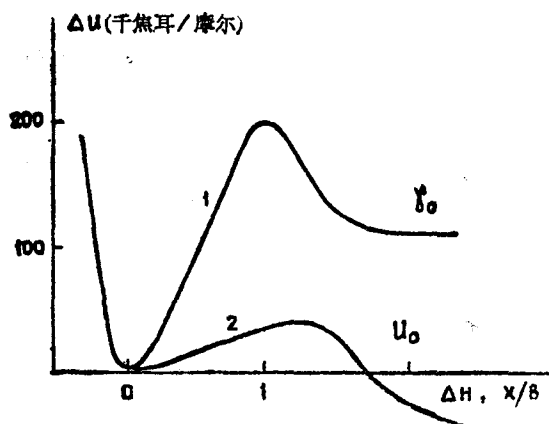


图2 在石英破裂过程中, 硅和氧原子相互作用势能变化示意图。1——在真空状态下; 2——在有水参与的情况下; U_0 ——硅氧烷连结的水解分裂活化能⁽⁶⁾; ΔH ——石英水和作用的热量

这类研究在有水或水溶液电解质参与情况下, 岩石缓慢破裂发展的问题, 用于解决地质学任务方面是可行的。因为这种机制完全有可能决定在变质作用和表生作用带岩石的分散作用过程以及复杂的构造现象, 其中包括地震孕育的物理化学过程。H. И. 伊万诺娃在花岗闪长岩中进行了裂隙发育的研究。结果表明, 在带有剪切的加载达到极限强度的 0.8 情况下, 一个月内发生了样品的碎散达 10% (图 3)⁽⁶⁾。在此情况下可能发生的裂隙尺度在微米至十分之一毫米, 最大可达 200 微米。特别是可以应用这种机制很好地描述把结晶岩变为松散物, 而同时又保留岩石原始结构面貌的地面风化作用。

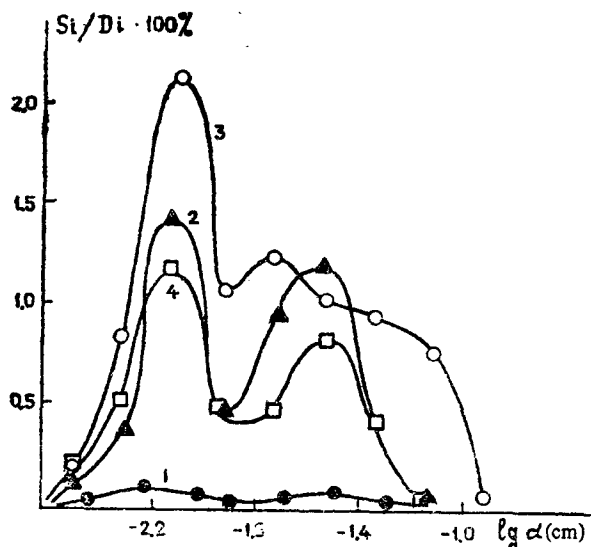


图3 花岗闪长岩样品破裂成 α 尺度的微粒, 破裂平均程度 Si/Di 分布曲线。

1——原始样品; 2——干凡士林油中测试的样品; 3——水中测试样品;
4——0.25% 的 K_2CO_3 溶液中测试样品⁽⁸⁾

在裂隙端部连结破裂的频度及其相应的裂隙发育的速度 V 和加载 σ 成指数关系:

$$V = V_0 \exp[-(U_0 - w\sigma)/KT] \quad (6)$$

$$V_0 \approx \nu \sigma$$

式中, ν ——振动的德拜频度; w ——包括超限应力因素 $(L/b)^{1/2}$ 的活化体积; L ——裂隙的尺度; b ——晶格参数; U_0 —— $\sigma=0$ 时的活化能。

这样, 在这些工作中, 用实验证实了有关化学作用的力学活化和在固态物质中由于化学相互作用过程连结易于破裂的等效概念。

连结破裂能与硅酸和氧之间的距离有关, 图 2 给出了示意图。

液相沿颗粒界面的渗入

这个过程是岩石碎散的一个重要途径。由于这种作用，在一定程度上破坏了岩石结晶之间的连系。在此情况下，当还未开始重结晶作用时，结晶的尺度不改变。激发液体在变质作用或风化作用中由初始完全没有孔隙的颗粒边界自发渗入的原因是液体膜替代颗粒边界时的动能优势。根据基勃斯提出的观点⁽⁹⁾和史密特在金属系中进行的研究⁽¹⁰⁾，在结晶体 A 与 B 之间的颗粒界面将被液体 C 混入。假如

$$\gamma_{F3} > \gamma_{AC} + \gamma_{BC} \quad (7)$$

也就是颗粒界面的能量大于带有液相的结晶界面能量的总和。

A. B. 佩尔佐夫阐述了这个过程的机制。他认为在颗粒的结合面发生遵循最小自由能的表面再造过程，而生长着的小切割面，紧靠相邻的颗粒，用结晶压力沿颗粒边界破坏材料，而且裂隙沿颗粒边界跳跃式地运动。

一般情况下在多晶体中，只是具有方向杂乱和相应具有较大能量的那部分颗粒的界面是可以渗透的。B. IO. 特拉斯金指出，如果这种被渗透面的平均数大于 1/3，则这种过程将不断进行⁽¹¹⁾。该过程的动力学可以用抛物线方程表示⁽¹²⁾，

$$AL + BL^2 = t \quad (8)$$

式中， t ——时间，在此时间内多晶体内部液膜渗入的前沿远离液体初始处的距离为 L (图 4)。直线段取决于结晶压力增长的动力学 P_{cr} ，⁽¹³⁾，一般情况下不长。

$$A = \frac{dRT}{D_{r\kappa} C_0 P_{cr} \omega} \quad (9)$$

式中， d ——颗粒的平均尺度； R ——气体常数； T ——温度； $D_{r\kappa}$ ——颗粒物质在液体中的渗透系数； C_0 ——浓度以摩尔数表示； ω ——摩尔体积。抛物线

关系经常导致将其结果与扩散过程混为一谈，这是不对的。抛物线关系的出现，相当于液体沿颗粒向狭窄的(其宽度一般为 10^{-3} — 10^{-6} 厘米)缝隙面粘滞流动的有限阶段。采用普阿杰里方程对于 B 可有以下式：

$$B = \frac{12\eta}{\delta^2 P_{cr}} \quad (10)$$

式中， η ——液体粘滞性； δ ——颗粒间液膜的宽度。 $1/B$ 值可以看作为渗透的有效参数(在固相中这个过程与扩散没有任何关系)。根据试验，可以给出 $1/B$ 值大致在 10^{-3} — 10^{-4} cm²/s，该值超出固相中的扩散系数几个数量级。

在地质学中，这种现象非常重要。它表明在深部高温情况下，颗粒界面在大多数情况下

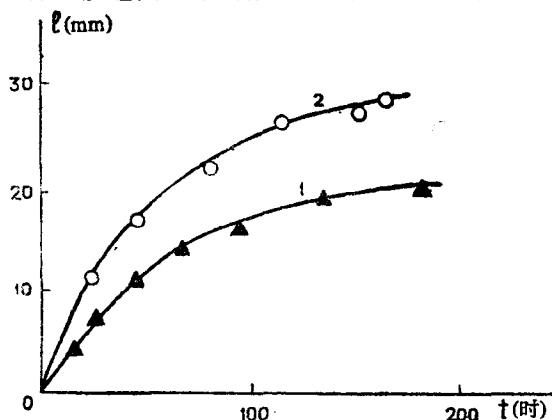


图4 在初始无孔隙多晶体氯化钠样品中水膜渗透前沿的逆动力学。1——颗粒的尺度为250微米；2——颗粒尺度为350微米