

# 构造地质学进展

中国地质大学 岩石圈构造与动力学开放研究实验室 编译  
构造地质教研室

地震出版社



登记号	89485
分类号	P54-53
种次号	208

# 构造地质学进展

中国地质大学 岩石圈构造与动力学开放研究实验室 构造地质教研室 编译

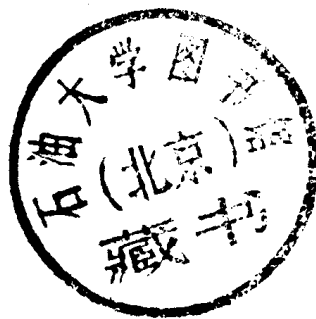
352116



200868141



00933551



地震出版社

1994

(京)新登字 095 号

## 内 容 提 要

此书以《美国地质学会一百周年纪念论文集》中的构造地质学综述性论文的中译本为主体。这些论文资料翔实,术语概念准确,为我们深入了解美国以至世界各国构造地质学内各分支领域的发展过程、争论焦点以及今后发展趋势提供了便捷的途径。

该书可供地质院校师生和关心构造地质学问题的各类技术人员参考。

### 构造地质学进展

中国地质大学

岩石圈构造与动力学开放研究实验室  
构造地质教研室 编译

责任编辑:俞 山 宋炳忠

\*

地震出版社出版发行

北京民族学院南路9号

中国地质大学轻印刷厂印刷

\*

787×1092 1/16 15印张 384千字

1994年12月第一版 1994年12月第一次印刷

印数:001—400

ISBN 7-5028-0235-5/P·152

(622)定价:10.00元

# 前 言

构造地质学是近百年来发展较快,争论较多的地球科学中一门重要的分支学科。为了更好地展望未来,进一步推动构造地质学科的发展,回顾并认真地重新认识近百年来构造地质学的发展过程,弄清许多专业术语与争论热点的来龙去脉是十分必要的。

1988年美国地质学会成立一百周年时所发表的大量综述性论文,为我们深入地了解美国以至世界各国构造地质学的过去、现在以及将来提供了一个极为便捷的途径。这些论文全是构造地质学某一支领域的专家所撰写的,他们对构造地质学各种基本问题的发展过程和争论焦点了解得很详细,实际资料十分翔实,术语概念理解得很准确,论文后面还附有十分完整的参考文献目录(本译文集省略之),为读者进一步研究探讨提供了极大的便利。

为此,中国地质大学岩石圈构造与动力学开放研究实验室和构造地质教研室决定将美国地质学会百周年论文集以及少量其它有关论文译成中文。尽管这些经典性论文大多已经发表了6年,但仍未失去其重要的学术价值,相信对我国构造地质学的发展必定能起到一定的推动作用。

1993年,我们荣幸地获得了美国地质学会秘书处的授权,同意我们在非商业性目的条件下,将有关论文译成中文并公开发表。在此,我们特向美国地质学会的友好合作精神表示衷心的感谢。

本译文集是中国地质大学岩石圈构造与动力学开放研究实验室和构造地质教研室全体成员通力合作的成果。在此我们还要特别感谢我校能源地质系主任帅开业教授首先主动向我们推荐了美国地质学会百周年纪念文集,正是由于他的推动,才萌发了出版此译文集的想法,他的推荐是本论文集翻译出版的第一推动力。我校国际地学交流中心对本书的出版给予了大力的支持,俞山女士、宋炳忠先生为本书的编辑付出了辛勤的劳动,在此一并致谢。

万天丰

1994.5.2

## 目 录

低温变形机制及其解释 .....	R. H. Groshong	徐元恺译( 1 )
内华达州拉斯韦加斯地区的盆岭伸展构造 .....		
.....	B. Wernicke et al.	颜丹平译(42 )
走向滑动断层 .....	A. G. Sylvester	帅开业译(68 )
一百年来在认识节理作用方面的进展 .....		
.....	D. D. Pollard 和 A. Aydin	林建平译(116)
大型逆掩断层的力学难题 .....	R. A. Price	曹秀华译(150)
陆壳的形成 .....	M. E. Bickford	王果胜译(166)
阿尔卑斯造山运动中的物质平衡 .....	H. Laubscher	王根厚译(188)
普通剪切带中的应变和运动学分析 .....		
.....	C. Simpson 和 D. G. De Paor	张长厚译(209)

# 低温变形机制及其解释

Richard H. Groshong

**摘要** 低温变形以不均匀应变为特征，物质主体明显地保留了原有结构。变形是由于晶体的可塑性、旋转、破裂和压溶，也是由于横切许多颗粒的贯粒机理。重要的低温晶体塑性特征有双晶纹、变形带和波状消光。由重结晶作用或晶体塑性应变所造成的亚晶粒超过15%时，就标志着低温状况的上限。晶粒旋转在松软沉积物或沉积岩中可以产生叶理。小型到中型的层理膝折和微褶皱出现在软粘土和页岩中。贯粒特征包括吕德斯(Lüders)带、冷却裂隙和干缩裂隙、节理、拉伸破裂劈理、碎屑岩墙，各种类型的矿物充填脉、重结晶或置换脉、脉列、石香肠、断层、缝合线、直立断续擦痕、板劈理和笔状劈理以及间隔很宽的溶解劈理。压力影形成于相对刚性的颗粒附近，并具有与脉中刚性颗粒相似的组构。断层，包括共轭断层系(Anderson断层)、多期同生共轭断层(Oertel断层)和里德尔(Riedel)剪切带构式。断层位移方向取决于挠曲、阶步、断层痕迹、尾端和羽裂。超塑性，特别是在粒缘水扩散作用参与下，低温变形可能是重要的。断层结构是变形环境的特征，但是还可能与地震的存在与否有关。里德尔剪切和假玄武玻璃可在震源区形成，虽然假玄武玻璃在脆性断层带显然罕见。应力大小的最好标志是变形双晶和张裂隙出现时的临界分解剪切应力。应变量、应力和应变张量的方向能用各种方法确定，主要根据机械双晶、片状颗粒方位、颗粒中心分布、断层的几何形状和滑移方向。由总应变分解所表示的不同变形机制组合与韧性和变形环境有关。划分不同机制组合的变形前锋是在晶体塑性应变分量变化的基础上确定的。

## 引 言

本百周年纪念论文回顾了露头 and 薄片中所见低温变形机制的识别和解释。用应力或应变这些术语来解释造成低温变形特征的发育，而应力或应变又是根据这些特征来推断的。低温变形一般指的是变形处在主要矿物熔融温度的1/3或更低的条件下。在此条件下，单个晶体应变小于15%—20%，这一量值使得岩石看起来相对未变形(图1)。除了细粒亲水物质可以作为成岩或变形的结果而重结晶外，极少有重结晶。主要颗粒没有因发生反应而形成新矿物。层状硅酸盐矿物种类可以改变，但仍保留硅氧四面体的层状组成(Oertel, 1983)。在浅埋藏或高孔隙压力条件下，未胶结颗粒可以在彼此之间自由滑动。大应变的出现通常是由于张裂隙、断层、缝合线或溶解劈理的贯粒机理。这些贯粒特征之间的物质相对地保持未变形。应变通常使高孔隙度物质减小孔隙度和渗透性，但在低孔隙度物质中则可增大孔隙度和渗透性。

低温变形常以脆性为特征，脆性现象包括了若干破裂占主导的作用，这种破裂作为一种机理或是受早期裂隙所控制 (Logan, 1979)。将裂隙定义为一个内聚力丧失的面 (Griggs 和 Handin, 1960)。脆性变形通常与韧性变形相对照而言。但是“韧性”这个术语使用有几种意义 (Rutter, 1986): 1) 晶体的塑性变形, 2) 任何机理的均匀变形 (Griggs 和 Handin, 1960) 和 3) 断层前特定量的永久应变 (1%—2%, Logan, 1979)。使用这一术语的问题是: 松软沉积物的断层和贯粒压溶引起的变形到底应该认为是脆性还是韧性呢? 现今的习惯还是偏爱于过去的术语, 因而“脆性”在这里被重新定义为在贯粒破裂前有小于 1%—2% 的晶体塑性应变的变形。“半脆性” (C. Simpson 建议, 1987) 是贯粒破裂前有 2%—20% 晶体塑性应变的变形, 而“韧性”是具有或没有贯粒应变, 晶体塑性应变 > 20% 的变形。低温应变为脆性到半脆性。巨大均匀变形的出现可以是由于松软沉积物流、碎裂流 (Stearns, 1969) 或压溶, 如果晶体塑性变小, 它们中的每一种都是脆性或半脆性的。所以, “脆性”和“晶体塑性”是对立的, 而不是与“塑性流”对立。

本文的论述从晶体塑性变形开始, 并主要转向张裂隙、压溶和断层作用等贯粒机制。应力、应变和剪切方向的机制解释是与它们的描述一起讨论的。紧接着评述了从块体变形推断应力和应变的技术。最后是讨论应变分解、流变定律、变形前锋和变形机制组合。直到实验室中再造之后, 许多野外观察才清楚理解。本文的一个企图就是把野外和实验室的资料放在一起。为数众多的实例都很吸引人, 但是受篇幅限制, 因而在正文中所引用的参考文献包括了所提及的关键照片、图表和原始定义的页码。

## 晶体的塑性

晶体的塑性是由内部变形机制引起的、单晶未丧失内聚力的永久变形。在低温条件下, 双晶滑移和晶体滑移对变形机制的定量研究很重要。高温的位错攀移和扩散机理导致多边形化和重结晶, 它们确定了低温变形的上限。晶界扩散对低温和高温两者可能都是重要的。“塑性”这个词也广泛应用于块体岩石未丧失内聚力的永久变形, 大致与“塑变流”同义 (Griggs, 1942)。应力-应变曲线显示了标示从可恢复应变到永久应变的屈服应力 (Nádai, 1931), 因而“塑性”也常用于“存在一个假定的屈服值的情况” (Burgers 和 Burgers, 1935)。常规的脆性岩石能够形成塑性流变的第一个实验室证据是由 Adams 和 Nicolson (1901) 取得的, 论证温度和压力两者重要性的则是 Adams 和 Coker (1910) 以及 von Kármán (1911)。现代实验是从 Griggs (1936) 的高压实验开始的。塑性变形分析通常要求定向标本, 见 Prior 等 (1987) 的采集步骤。

### 双晶纹

双晶纹是双晶物质的微薄层带, 通常可找到许多平行的纹层组。第一次是在 16 世纪后期由 Huygens 在方解石中辨认出来的, 根据 Klassen-Neklyudova (1964) 的意见, Reusch 在 18 世纪中叶指出是变形的结果。Sorby (1908) 把它们视为灰岩中的变形特征。粗大的双晶在光学上是可见的, 它在正交偏光镜下消光位置与主晶颗粒不同。细小的双晶在光学显微镜下不包含可区分的双晶物质, 但以细小的暗线出现 (Knopf, 1949), 这种暗线 Turner (1953) 称之为“非双晶纹”。Conel (1962) 指出, “非双晶纹”显示出肯定与双晶有关的干涉条纹, 并且在扫描电子显微镜下可以看到双晶 (Spang 等, 1974)。方解石在低温条件下



图1 瑞士东部上白垩的 Schrätkalk 低温变形 (标本 11, Groshong 等, 1984)  
根据双晶变形, 岩石受到 6% 的缩短, 温度约为 150°C (根据附近岩石镜质体反射率约为 3.0%, 利用 Bostick 标准曲线).  
化石由 Laurel Pringle-Goodell 发现和拍摄

形成的双晶是微细的 (1—10 $\mu$ ), 边缘平直, 而高温条件下形成的双晶较厚, 趋向于凸形边缘 (Schmid 等, 1980).

双晶滑移发生在一个特定的滑移面上, 并且在沿滑移线的一个特定方向上。剪切的方位和指向常常仅取决于给定的双晶组 (Bell, 1941; Turner 等, 1954), 这样就能把双晶用于后面要讨论的动力学和应变分析。白云石的双晶几何形状最初是由 Fairbairn 和 Hawkes (1941) 根据野外标本提出的, 后来由 Handin 和 Fairbairn (1955) 和 Turner 等 (1954) 在实验室的工作中进一步确定之。石英的

机械道芬双晶产生强烈的优选方位, 但不造成永久应变 (Tullis, 1970; Tullis 和 Tullis, 1972)。按照 Vance (1961) 的意见, 双晶变形第一次是 1883 年 van Werveke 在斜长石中辨认出来的, 并由 Mügge 和 Heide 在 1931 年由实验获得。变形双晶 a) 按钠长石律出现, 双晶面是 (010), 滑移线无规律; b) 按肖钠长石律出现, 双晶面是菱形切面, 而滑移线是 (010), 两者均具正的剪切方向 (Borg 和 Heard, 1970)。双晶的两个方向以大约 94° 分开, 在实验室变形时两者都发育 (Borg 和 Handin, 1966; Borg 和 Heard, 1970)。有人曾认为微斜长石有机双晶 (Marmo 和 Binns, 1969), 但在实验室中还未复制出来。Handin (1966) 列出了 69 种不同晶体的双晶律。

对于生长与变形双晶的成因, 长期有争论。生长双晶趋向于单一的双晶, 它把晶体分为两个单元; 变形双晶是叶片状的或聚片的 (Spry, 1969)。在长石中, 叶片状双晶可归因于生长和变形两种原因。Vance (1961) 认为, 斜长石的双晶是宽的, 厚度变化很大, 出现的数目很少, 并且宽度常常变化或突然终结, 独立于其它双晶; 而变形双晶是薄的, 为数众多, 如果它们在一个晶体内尖灭, 就会沿着膝折边界或平行于波状消光的走向尖灭。另一方面, 这种差异与实验产生的方解石的高温 and 低温变形双晶之间的差异极为相似 (Schmid 等, 1980)。Spry (1969) 推断, 大多数变质成因的斜长石、微斜长石、方解石、白云石的聚片双晶是变形的结果。方解石和白云石双晶在研究变形时是很有用处的, 对长石也应该给予更多的注意。

### 变形纹和波状消光

晶体滑移间接导致产生变形纹、某种类型的波状消光和单晶的膝折。Handin (1966) 给出了 81 种晶体的滑移系统。变形纹是晶体内非常细的平行线, 光学上呈很清晰的条带, 它们不是矿物解理, 张开裂隙或双晶。在光学显微镜下, 石英的一种变形纹由狭窄而密集的



次面状特征体组成，与石英主体部分的折射指数略有差别 (Fairbairn, 1941; Ingerson 和 Tuttle, 1945; Carter 等, 1964; Christie 等, 1964)，以致出现较亮和较暗的物质平行条带，并终止于晶体的边界。在石英中它们是亚底面或底面 (Carter, 1971)。石英中某些富含包裹体的变形纹被称为“勃姆”纹 (Böhm, 1883)；可是，这种用法欠明确，它包括了愈合裂隙 (Griggs 和 Bell, 1938)，所以不应该使用 (Fairbairn, 1941)。我建议把“Fairbairn 纹”用于造成折射指数与主晶有差异的变形纹。在石英中，它们通常以高角度与波状消光的平行带相交。不规则的 Fairbairn 变形纹也在斜长石中产生 (Borg 和 Heard, 1970)。石英中含有规则的 Fairbairn 纹，它们通常平行底面，较少平行于菱面体面。透射电子显微镜揭示了底面纹可以是玻璃质的细带，具有伴生的位错环 (S. White, 1973; Christie 和 Ardell, 1974)，或是解释为巴西双晶的成对的堆垛层错 (S. White, 1973)，而棱柱状纹则是位错密度很高的带 (Twiss, 1974)。石英中底面的 Fairbairn 纹不平行于任何结晶平面，但通常与底面成大约  $30^\circ$  角。Ingerson 和 Tuttle (1945) 在野外资料基础上认识到，这些变形纹是在高剪切应力的平面上形成的；这一事实后来由 Hansen 和 Borg (1962) 用实验给予证实。在透射电子显微镜下，不规则纹层看来有若干种不同的成因 (S. White, 1973; Christie 和 Ardell, 1974; Ardell 等, 1976; Twiss, 1974, 1976)：1) 位错壁形成狭窄的长条形基底或棱柱状亚晶粒，并被气泡所修饰；2) 亚晶粒细小得光学上难以分辨；3) 位错结；4) 高、低位错密度的互层。早期的实验 (Griggs, 1936; Griggs 等, 1960) 需要异常高的压力以获得石英的这类变形。Griggs 和 Blacic (1965) 偶然地发现少量水可强烈地弱化晶体。这种水的弱化作用导致更符合实际的实验压力。变形纹方位与晶体构造的关系是压力和温度的函数，具有规则纹层的应变速率 (Carter, 1971) 是冲击变形的结果；不规则纹层则是在正常的构造应变速率下形成的。

Sander (1930) 第一次对石英中变形造成的波状消光进行了定量测量。第一次实验室研究是 Griggs 和 Bell (1938) 做的，获得了波状消光，但是没有其它变形特征。晶格弯曲导致掠扫状的消光，晶体内新边界的形成导致块状消光和斑点状消光。

单晶中的膝折在晶体构造内部软弱方向上产生滑移的不稳定性，并造成消光条带。共轭膝折条带可以在具有非常强的面状非均质性的晶体中形成，诸如水镁石和石膏 (Turner 和 Weiss, 1965) 或云母 (Borg 和 Handin, 1966)。单一方向的膝折是具有较弱非均质性的晶体所特有的 (Carter, 1968)，诸如白云石 (Higgs 和 Handin, 1959)，石英中的底面滑移 (Christie 等, 1964)，方解石中  $r$  滑移 (Turner 和 Heard, 1965; Carter, 1976)，方解石中的  $f$  滑移 (Wenk 等, 1973; Nicolus 和 Poirier, 1976) 或斜长石中 (010) 上的滑移 (Seifert, 1965)。膝折边界上的平缓曲率造成直线形波状消光，而急剧的曲率产生清晰的膝折带 (Carter 等, 1964)。具有与主晶结晶方位不同的薄而清晰的条带可以称为“形变带” (Carter 等, 1964; Christie 等, 1964)。强烈发育的形变带可以造成一个单晶，看起来似乎是若干个很长的独立晶体 (Carter 等, 1964)。这种波状消光类型的变形成因第一次是由 X 射线图谱中所见的晶格畸变所显示 (Bailey 等, 1958)。

在相对未变形带之间的超显微的微裂隙和破碎能产生斑块状波状消光，类似于边界不清晰的亚晶粒 (Tullis 和 Yund, 1987)。斑块状消光与边界截然的亚晶粒相比较，在消光位置上有更为连续的和不规则的变化 (Tullis 和 Yund, 1987)。斑块状消光曾用实验方法在钠长石的低温碎裂流中产生过 (Tullis 和 Yund, 1987)。组构似乎穿透了整个颗粒，而不是首

先在粒缘形成。这种结构应该是在低温变形时形成的。

### 亚晶粒和重结晶颗粒

亚晶粒是晶体内的一个区域，以大于 $1^\circ$ 的光性方位与主晶相区别 (Nicolas 和 Poirier, 1976)。在显微镜下，它们是小而清晰的区域，以明显的小角度边界与另一个区域分开 (Tullis 和 Yund, 1987)。多边形化结构是由 Nicolas 和 Poirier (1976) 所确定，它具有的亚晶粒以 $1^\circ$ — $15^\circ$ 角与主晶相区别，而重结晶结构具有的颗粒以大于 $15^\circ$ 角与主晶相区别。典型的多边型大小为 $50$ — $100\mu\text{m}$ ，但也可以大到 $1\text{mm}$ 左右 (Nicolas 和 Poirier, 1976)。White (1976) 承认转位 $10^\circ$ 足以确定代表重结晶作用的一个新的颗粒边缘。亚晶粒产生块状波状消光。在发育的早期阶段，亚晶粒似乎局限于沿老的形变带或粒缘分布 (White, 1973)，形成锯齿状边界 (Hobbs 等, 1976)。这应该是低温变形岩石中的残余结构。

亚晶粒的形成出现在位错-滑移的相关过程中，是热活动的结果：动力恢复和动力重结晶 (Tullis 和 Yund, 1985)。动力恢复 (Poirier 的多边形化, 1985) 导致具有小于 $10^\circ$ 错位的亚晶粒形成 (Tullis 和 Yund, 1985)。渐进的亚晶粒旋转在此状况下产生较高角度的错配 (Poirier, 1985; Tullis 和 Yund, 1985)。动力重结晶既可以发生旋转重结晶，也可以发生迁移重结晶 (Poirier, 1985)。在旋转重结晶中，小角度边界的亚晶粒可旋转为高角度的错位 (Poirier, 1985)。在迁移重结晶中，粒缘在未变形的亚晶粒和变形的较大的晶粒之间迁移 (Poirier, 1985)。同构造期的迁移重结晶趋向于产生犬牙交错的复杂粒缘 (Hobbs, 1968)，而静态的迁移重结晶产生泡沫结构。动力恢复和动力重结晶结构通常是低温环境的残留，但是泡沫结构可以发育于低温条件下非常细粒的岩石中。

在碎斑结构中 (Spry, 1969) 或核幔结构中 (White, 1976)，原生的大颗粒被细小的亚晶粒或重结晶颗粒所围绕和嵌入 (Carter 等, 1964; Neumann, 1969; Tullis 等, 1973)。沿着膝折条带或双晶纹层的高能量位置重结晶的主晶大颗粒内部也可以出现类似的结构 (Hobbs, 1968)。新颗粒的方位与主晶无关，例如绕石英的 $a$ 轴旋转 (White, 1976)。粒缘处新颗粒的形成表明重结晶是在原来位置发生的，而不是继承自源区。

动力重结晶颗粒的大小与单相物质中的应力差成反比关系 (Twiss, 1977; Christie 和 Ord, 1980; Kohlstedt 和 Weathers, 1980; Etheridge 和 Wilkie, 1981; Ord 和 Christie, 1984; Ranalli, 1984; Poirier, 1985)，虽然确切的关系仍有怀疑。如果粒度为第二个相 (如云母) 所稳定，就可能与应力无关，而与温度和应变速率成函数关系 (White, 1979)。亚晶粒的大小可能反映应力值多变的历史中最大应力 (Poirier, 1985)。在一次旋转应变实验中，Friedman 和 Higgs (1981) 发现，较大的重结晶颗粒表明了粒径和应力值之间极为稳定的关系。

### 多解的泡沫结构 (Foam texture)

在泡沫结构中 (Stanton, 1972)，颗粒是具有三接点，平直边的多角形，就象是一堆紧密堆积的泡沫。三个颗粒之间的三接点在垂直边界观察时通常为 $120^\circ$ 角 (Voll, 1960)。角度可以不等于 $120^\circ$ ，决定于接触处物质的相对表面能 (Stanton, 1972)。这种结构是泡沫、压缩铅粒、各种有机质和无机质 (Folk, 1965) 和某些未变形的和变形的沉积岩所特有的，并被公认为是变形岩石高温静态重结晶的最终结果。Griggs 等人 (1960) 公布了石英退火的第一个例子。退火重结晶并不产生结晶方位组构，尽管因为新的晶体方位与旧的晶体方位有关，先存的组构痕迹仍得以保留 (Griggs 等, 1960; Hobbs, 1968)。

在未变质的石灰岩中，泡沫结构是由 Folk (1965) 图解说明的微粒（粒径为 2—3 $\mu\text{m}$ ）和微亮晶（粒径为 5—10 $\mu\text{m}$ ）所特有的。微亮晶趋于面包状 (Folk, 1965)。微晶和微亮晶的许多例子都被解释为未变形的镁方解石或文石针体在低 Mg/Ca 比或 Mg 从岩石中移出的环境中成岩重结晶的结果 (Folk, 1974)。细粒方解石的成岩重结晶作用由 Baker 等人 (1980) 用实验方法完成，他发现粘土矿物的存在阻碍了这一作用。一般认为较为纯净的细粒物质在低温条件下容易重结晶，并且在低温条件下受到通常认为只限于高温条件下的机理作用也可以退火或变形，Keller 等人 (1985) 指出泡沫结构的燧石（在 Ouachita 逆断层带中）粒径随着变质程度而有规律地增大。Guthrie 等人 (1986) 的热力学资料表明：初始重结晶在晶体大小为 1 $\mu\text{m}$  时开始于镜质体反射率为 1.5%，而晶体大小增为 4 $\mu\text{m}$  以上时，反射率为 3%，按 Bostick (1974) 的“标准”相关关系，代表温度为 150—200 $^{\circ}\text{C}$ 。所有的岩石均被褶皱或逆掩，共轴胶结作用也可产生泡沫结构。

近来，似泡沫结构还被认为是超塑性变形所特有的，超塑性变形的的主要变形机理是扩散增强，粒缘滑移（见后面超塑性断层带的讨论）。在超塑性变形中，颗粒内部相对未变形，晶形组构微弱，颗粒趋向于正方形或圆面包形状。

## 颗粒旋转

### 平行组构

原生椭圆形或板状颗粒可能表明岩石内部的高度平行化。这种组构常见于页岩中 (Ingram, 1953; Moon, 1972)，与泥岩中颗粒没有线状排列形成对照。片状矿物的平行化是板岩所特有的 (Sorby, 1853; Leith 的流劈理, 1905)，在变形砾岩中也见到砾石和卵石的平行化 (Leith, 1905)，在细粒、富含层状硅酸盐的岩石中，在薄片中所见到的组构趋向于整个薄片同时消光 (Sorby, 1880; Dale 等, 1914)。矿物的组构能够用扫描电子显微镜直接看到 (Davies, 1982)，并在 X 射线衍射图谱中呈点的密集间接显示 (Odom, 1967; Oertel, 1970; Oertel 和 Curtis, 1972)。Sorby (1853) 把板岩中层状硅酸盐的方位优选程度和劈理的特性联系起来；而 Ingram (1953) 则第一个把页岩中方位优选程度和裂理的完善程度建立了数量上的相关关系。

片状矿物的平行方位应归因于沉积、变形、压实和定向颗粒的生长。粘土在淡水中沉积时可能具有水平的优选方位，但通常沉积的粘土层小片具有开放的不稳定的 (house of cards) 构架 (Moon, 1972; Collins 和 McGowan, 1974; Oertel, 1983)。Sorby (1853, 1908)、Clark (1970) 和 Fernandez (1987) 已经用实验证实，定容应变能引起任意定向的粘土小片变为垂直于缩短方向排列。可脱水的缩短比单纯缩短仅能使方位的优选程度稍为增大一些 (Clark, 1970)。Oertel 和 Curtis (1972) 证实，压实是一种页岩中所见优势方位的原因，在许多其它页岩中的组构可能也是如此。在云母的同变形组合或重结晶实验中获得的组构可以产生与无重结晶的应变一样的优选方位 (Means 和 Paterson, 1966; Tullis, 1976)，这样就使得这些作者得出结论：旋转是主要的定向机理。

松软沉积物的滑动或构造变形能在未固结物质中产生面状或线状组构。在此种状况下 Sorby (1853, 1908) 和 Clark (1970) 的实验直接应用了岩石，而不是岩石的替代物。一种发育良好的层状硅酸盐叶理见于俯冲带的富粘土岩石中 (Lunberg 和 Moore, 1986)，并

伴生有擦痕鳞片组构 (slickensided scaly fabric)。松软沉积物的滑动和挤压褶皱发育了颗粒旋转造成的叶理 (Moore 和 Geigle, 1974; Brodzikowski 等, 1987)。Williams 等人 (1969) 描述了一种在褶皱的细粒页岩中的单轴面平行矿物叶理和被轴面分开约达  $20^\circ$  的双面状矿物叶理。在页岩—粉砂岩层序中的滑动褶皱可以有片状矿物的轴面优势方位, 并贯穿薄片 (Woodcock, 1976)。在 Yagishita 和 Morris (1979) 所描述的松软沉积物褶皱的砂岩中, 石英颗粒的长轴线理平行于褶皱轴, 而弱的轴面叶理则由中等大小的椭圆形颗粒确定。另一方面, 松软沉积物的褶皱特征是不具有劈理 (Helwig, 1970; Pickering, 1987)。我个人的经验是, 轴面矿物叶理在褶皱的松软沉积物中一般是合理的, 而沉积物或固结很差的岩石通常会破裂成平行叶理的粗板。这种叶理并不与板状劈理所特有的近穿透性的平直分层平面或破劈理的成分清晰的条带相似, 也没有石化到板岩那种程度。

在具有细粒填隙物质的砾岩中, 砾石的旋转产生构造磨光和微细线状擦痕 (Judson 和 Barks, 1961)。Clifton (1965) 证明, 在一个地域内所有碎屑的擦痕方位均平行于倾向, 由此得出结论: 擦痕是构造变形的结果, 尽管擦痕也出现在未发生构造变形的砾岩中 (Judson 和 Barks, 1961; Wiltschko 和 Sutton, 1982)。Tyler (1975) 在一个小断层带中发现了砾石由于沿内部剪切面滑动而在外部旋转。Mosher (1987) 把一个变形砾岩中的碎屑优选方位的主要分量归因于变形时的旋转。

#### 交织组构 (interweaving fabric)

等轴颗粒与片状颗粒的混合物能导致网状组构, 它可以被解释为多次变形的结果。可是, 这种组构常出现在坚硬土层中 (Brewer, 1964; Collins 和 McGowan, 1974), 也出现在某种粘土以及粉砂—粘土混合物中。Brewer (1964) 把这一组构归因于干湿变化引起胀缩所产生的运动造成片状矿物旋转。在较细粒混合物中大的层状硅酸盐颗粒也可以显示倾斜的方位 (Weaver, 1984)。Lennox (1987) 用云母—石英砂混合物在有利于重结晶的条件下进行变形实验, 产生了一个相似的组构, 表明和平行方位一样, 类似的组构可以在土壤和变质岩中发现, 两者很可能主要都是片状和等轴颗粒混合物变形造成的。

#### 微纹理

某些页岩和板岩中的裂理或沿大致平行的面劈开的性质与其说和颗粒组构有关, 不如说与微纹理有关。页岩的裂理增强是由于有机质条带的微薄夹层 (Ingram, 1953; Gipson, 1965; Odom, 1967; Curtis 等, 1980), 或是由于富有有机质和贫有机质粘土层的存在 (Spears, 1976)。板岩的裂理可能是由于不同组分的密集纹层所造成的 (Sorby, 1880; Plessman, 1965)。沿着这种破劈理的裂理更是组分差异, 而不是颗粒定向的结果。微纹理组构是常见的, 因而裂理不应该被假定仅仅是颗粒定向的结果。

#### 膝折和微柔皱 (kinks and crenulations)

不对称的膝折带和对称的微柔皱作为微观到手标本大小的变形机理出现在叶理很好但未石化的粘土和砂中。看来, Tchalenko (1968) 的野外实例和实验室试验是膝折粘土的第一个报告, 其中膝折出现在断层带内及其附近。在剪切盒中产生的实验室膝折中, 粘土组构的开始平行于剪切面。在剪切时, 叶理在剪切力偶的方向上旋转, 并随短翼膝折, 在某种意义上说, 旋转与有断层作用有关的剪切力偶方向相反。显然, 在实验室内用扑克牌、板岩 (Gay 和 Weiss, 1974) 和胶带 (Honea 和 Johnson, 1976; Reches 和 Johnson, 1976) 也可以产生同样类型的膝折带, 这是不稳定层面滑动的结果。在 Tchalenko (1968) 的实验中,

膝折带宽度的增长可达到全部粘土叶理都具有膝折方位,在断层带内大致垂直于最大压应力。在中间阶段,它看起来似乎是不对称的逆向构造。膝折也曾由 Foster 和 De (1971) 及 Maltman (1977) 在粘土中用实验方法获得,并且证明在现代俯冲带变形的增生棱柱体沉积物中是较为常见的 (Lundberg 和 Moore, 1986), 在其它地区也是如此 (Reches 和 Johnson, 1976)。van Loon 等人 (1984) 图解说明了未固结但成层性良好的砂层的厘米级天然褶皱具有尖顶褶皱、膝折和具有类似于断层陡翼的膝折等几何形态。后者的几何形态是在未固结沙的实验中,以断层位移为早期阶段的特色 (Hubbert, 1951), 并表明在断层和具有膝折形态的某种褶皱之间的紧密关系。

Maltman (1977) 使用粘土的一个纯剪切装置,获得了对称的微柔皱和他称为皱纹的紧闭枢纽褶皱。微柔皱发现于富粘土的增生棱柱体沉积物中 (Lundberg 和 Moore, 1986) 和沉积岩中 (Nickelsen, 1979; Geiser 和 Engelder, 1983; Nickelsen, 1986)。当最大压应力平行于岩层时,有利于微柔皱的对称几何形态 (Reches 和 Johnson, 1976)。

## 张性破裂

张性破裂 (Griggs 和 Handin, 1960) 垂直于最小主压应力 ( $\sigma_3$ , 即最大主张应力) 而形成。张裂隙垂直于破裂面张开,就形成张性破裂 (Lawn 和 Wilshaw 的第 I 种模式, 1975)。张应力可以出现在压缩环境中作为应力集中的结果 (Griffith, 1924), 或是由于孔隙流体压力的增加而产生张性有效应力 (Secor, 1965)。某些破裂可以混合模式形成,具有张开和剪切位移。第 II 种模式的破裂 (Lawn 和 Wilshaw 的滑移模式, 1975) 是裂隙壁的位移方向平行于垂直裂隙前缘的面,滑移类似于刃型位错的运动。第 III 种模式的破裂 (Lawn 和 Wilshaw 的撕裂模式, 1975) 是由于裂隙壁的位移平行于该面和裂隙前缘造成的,滑移类似于螺型位错的运动。

### 微破裂

微破裂是限于单晶、颗粒、粒缘或少数晶体、颗粒或粒缘的显微裂隙。限于单一颗粒的裂隙意味着颗粒与基质或颗粒与孔隙之间物质性质的强烈反差。这种裂隙通常连接了粒与粒的接触点,因而在单个薄片中方位变动较大 (Gresley, 1895; Gallagher 等, 1974; Aydin, 1978; Batzle 等, 1980)。连续穿过若干个颗粒,方位没有改变的穿透性裂隙 (Reik 和 Currie 1974; Aydin, 1978) 意味着颗粒和基质或颗粒和胶结物之间的物理性质反差小,并要求多孔岩石中有某种早期的胶结作用 (Gallagher 等, 1974)。没有充填物就愈合的微破裂,由于固体或液体包裹体的面仍是可见的,并称为土特尔纹 (Tuttle lamellae) (Spry, 1969; N. Rast 引用), Tuttle (1949) 详尽地描述了这种裂隙特征。实验工作表明,高温 (Lemmleyn 和 Kliya, 1960) 和活泼的孔隙流体的存在极大地加速了愈合过程,并减少了石英颗粒中裂隙封闭所需的时间 (Smith 和 Evans, 1984), 这意味着张开的微破裂是年青的,并保持较低的温度 (Kowallis 等, 1987)。野外研究表明,定向良好的微破裂组平行于节理组 (Tuttle, 1949; Bonhain, 1957; Roberts, 1965; Friedman, 1969; Dula, 1981)。以微细脉显示的充填的微破裂在平面光下或正交偏光镜下可能是看不见的。微细脉在阴极发光中可能特别醒目 (Sippel, 1968; Sibley 和 Blatt, 1976; Sprunt 和 Nur, 1979; Kanaori, 1986; Narahara 和 Wiltschko, 1986), 显示有比预期更多的脉存在。这些微破裂与土特尔纹并不相似。低

温环境中形成的长条形颗粒形状应归因于被充填的看不见的微破裂而不应归因于塑性应变 (Narahara 和 Wiltschko, 1986)。

颗粒破裂是石英砂上压紧实验最引人注目的结果 (Maxwell 和 Verrall, 1954; Borg 和 Maxwell, 1956; Maxwell, 1960; Borg 等, 1960)。这里要作某些特别讨论是哪些限于单个颗粒, 哪些单个的裂隙, 或哪些原先由拉张或剪切造成的同一裂隙组 (Borg 等, 1960) 是微裂隙。方位变化很大为其典型特征 (Bog 和 Maxwell, 1956)。现在一般都承认成因是拉伸 (Gallagher 等, 1974; Kranz, 1983), 剪切断错是由后来的运动, 如碎屑滑入邻近的孔隙造成的; 或是断层带是非共轴应变造成的。可是, Brown 和 Macudiere (1984) 指出, 在斜长石单晶内共轭微破裂具有特定的方向和断错以确认它们是共轭断层。在典型砂岩中所见的微破裂图型十分不同。多孔物质的压缩率随粒径而增大, 这是因为粗粒物质中较大的应力集中在数量较少的接触点上 (Borg 等, 1960; Friedman, 1967)。

近年来, 张开微裂隙吸引了很多人注意, 因为它们与脆性断裂作用有关 (Kranz, 1983), 也由于可能与孔隙度和渗透性增强作用有关。在实验中, 微破裂是由机械应力和热应力产生的。低孔隙度岩石中宏观的脆性剪切破裂通常以微裂隙为先导, 并造成扩容一体积增大 (Brace 等, 1966)。沿着断层走向微破裂密度的大量增加正好出现在断层作用之前 (Gramberg, 1965)。微破裂在各种应力集中处集结 (Brace 等, 1966; Olsson 和 Peng, 1976; Beere, 1978; Abdel-Gawad 等, 1987)。热应力由于相邻颗粒各向异性的热扩张而产生微裂隙, 这一作用由于石英的存在而得以加强, 因为石英的热扩张系数很大, 而且各向异性 (Kranz, 1983)。某些微裂隙是在岩石从埋藏深处向上移动, 应力释放时形成, 并能在受到与释放应力相当的围压的闭合 (Wang 和 Simmons, 1986)。应力释放微破裂的形成可以平行于已有的节理组 (Carlson 和 Wang, 1986)。粒缘微裂隙似乎通常是地表风化作用的结果, 并在新鲜岩石中消失 (R. J. Kuryvial, 1976)。

实测的微破裂孔隙度范围为 0.01%—2.4% (Brace 等, 1966; Carlson 和 Wang, 1986; Abdel-Gawad 等, 1987)。砂岩中丰富的、与风化作用有关的粒缘微破裂使孔隙度由 0 增到 1%; 渗透性从通常是微不足道增加到 5 毫达西 (在大气条件下实测, R. J. Kuryvial, 1976)。在围压上升条件下, 微破裂的孔隙度和透水性要小得多, 因为裂隙紧闭, 除非裂隙由于表面不规则而保持张开 (Batzle 等, 1980; Nelson, 1985)。

### 节理

节理是一个破裂面, 平行该面没有明显的位移 (Bates 和 Jackson, 1980)。这是一个在露头或更大尺度上所见的特征。Wise (1964) 给微节理下的定义是间隔不超过 3mm 的宏观上近于平行的破裂面。看来, 所有的节理都可视为裂隙, 也就是说它们初始是松散的。后期的事件可以引起平行节理面的滑动或者胶结成脉。

### 冷却裂隙和干缩裂隙

由于干燥而造成页岩质或富粘土沉积物的泥裂 (Neal 等, 1968; Kahle 和 Floyd, 1971) 以及由于冷却收缩而造成玄武岩 (Iddings, 1886; Peck 和 Minakami, 1968; DeGraff 和 Aydin, 1987) 和永及冻土的柱状节理 (Lachenbruch, 1962)。当裂隙在平面上延展时, 可发育二维的多边形节理系 (Neal 等, 1968) 或矩形节理系 (Lachenbruch, 1962)。裂隙的交切角和裂隙的面饰指示了这些裂隙的拉张成因。典型的裂隙交角是 60°、90°和 120° (Lachenbruch, 1962; Peck 和 Minakami, 1968)。90°交角出现在伸展的张裂隙遇到另一个

张开裂隙的自由面处。因为自由面是一个主要平面，张裂隙必须以直角与它相交 (Anderson, 1942; Lachenbruch, 1962)。当张裂隙以另一个角度伸展时，将弯曲成与自由面成  $90^\circ$  的交角 (Lachenbruch, 1962)。伸展的张裂隙分支可在泥裂发育的延时照片中看到，并造成  $120^\circ$  交角 (Anderson 和 Everett, 1965)，观察证明，大角度的分叉并不一定象 Lachenbruch 所设想的那样需要裂隙的高速伸展。柱状玄武岩的表面条痕表明了张性裂隙的伸展。据 Ryan 和 Sammis (1978) 的意见，Iddings (1886) 第一个注意到条痕，而第一个把它和裂隙形成过程联系起来的是 James (1920)。条痕是由生长着的张性裂隙伸展和伸展间歇所造成的光滑带和粗糙带所组成的 (Ryan 和 Sammis, 1978)。在原有裂隙段上应力的集中控制了后期增长的位置 (DeGraff 和 Aydin, 1987)。平行于裂隙的一个小的剪切分量 (裂隙模式 I 和 II 结合) 造成裂隙面的起伏，称为裂隙矛 (fracture lances) (Ryan 和 Sammis, 1978)，它的走向平行于裂隙伸展的方向。土壤中的收缩裂隙可以形成平行的裂隙组，也可以成正交系统 (Lachenbruch, 1962; Brewer, 1964)，酷似岩石中的系统发育的节理。

脱水收缩裂隙是由于干燥、体积减小而造成的拉张裂隙，并在三维上随机定向 (Nelson, 1979)。裂隙的规模和间隔使它们类似于平面上的铁丝网 (chickenwire)，所以通称他们为“网状裂隙” (Nelson, 1979)。

### 系统节理

这种节理以近似于平行的型式出现 (Hodgson, 1961)。在地表露头上几乎无处不在，容易见到，而且单一的节理的延伸可以超过 100m (Hodgson, 1961)。在露头和薄片上，未愈合的节理是笔直穿过很多颗粒的窄缝 (Nickelson 和 Hough, 1967; Jamison 和 Stearns, 1982; Segall 和 Pollard, 1983)，部分可以顺着粒缘 (Nelson, 1985)。没有报道过根据节理薄片见到粒缘的显微断错，说明剪切位移极小 (Nairn 和 Burruss, 1984; Ramsay 和 Huber, 1987)。

系统节理是以它们彼此之间的几何关系和总体上的表面形态为特征的。横节理 (Hodgson, 1961) 在系统节理之间延伸，并大致垂直于系统节理组，具有不规则表面，通常终止于层面并与另一些节理相顶。Nickelsen 和 Hough (1967) 指出，横节理这个术语早年为 Balk (1937) 用于火成岩中垂直于线理的节理，并重新命名它为“横切节理”。我偏爱较一般的术语，把非常平整的节理称为“平整系统节理”，而把有粗糙表面结构的节理称为“粗糙系统节理”；因为两组节理成组出现，粗糙系统节理并不需要垂直于平整系统节理。平整组的标准偏差在一个单一露头上是小的，大约是  $2.4^\circ$ ，所以 95% 的节理应落入  $9^\circ$  范围内 (Groshong, 1965; Engelder 和 Geiser, 1980)。粗糙系统节理可能具有粗糙的表面，或有厘米级的细小波纹；方位变化通常是平整组的两倍或更大些。Hodgson (1961) 把非系统节理定义为任意方向的节理，而不是在平面上和剖面上具定向图型的节理。他认为横节理是一种非系统节理，这种解释与它们垂直于系统节理是不相容的。我认为最好把非系统节理确定为任意的，不是成组出现的，并且不包括横切节理。

在 Hodgson (1961) 的文章发表后，节理的小型表面形态在解释节理成因中起了主要作用。型式有同心脊或同心皱 (Price, 1966; Syme Gash, 1971) 和称为羽列或羽痕的放射脊和放射谷 (Price, 1966; Syme Gash, 1971; DeGraff 和 Aydin, 1987) 或称为“擦痕” (Bahat, 1979)。Bahat (1979, 1986) 把具有粗糙表面的同心脊之间的节理部分称为“羽列”，是术语的一种不同用法。这里把它称为“粒状面” (grainy surface)，以避免混淆。羽

痕 (Woodworth, 1896; Hodgson, 1961) 是一种由一个中心轴弯曲离开的大量小的脊和谷组成, 形如羽毛的羽痕。节理的两端具羽痕, 特别是在层面上, 这可能说明 Hodgson 为什么称之为“小的雁行裂隙的边饰”, 它们从主要节理面弯弯地斜向离去, 因而 Bahat (1986) 称之为“雁行”(en echelons)。裂隙的初始点可以是一个非常平滑的“镜子”(Bahat, 1979, 1986)。Hodgson (1961) 指出“羽状图型在对应面上的互相咬合也排除了横向运动, 这种运动能使羽状图型消失”。Hodgson (1961) 认为, 羽状图型起因于一个拉张裂隙沿着羽毛的方向向末梢伸展。Gramberg (1965) 和 Price (1966) 引证了实验室结果, 证实了这一解释。边饰区的雁行裂隙可能是拉伸应力方向持续轻微旋转的结果 (Pollard 等, 1982); 或者可能是与玄武岩柱上所见裂隙矛相似的混合模式的裂隙 (Ryen 和 Sammis, 1978; DeGaff 和 Aydin, 1987)。贝壳状的脊或皱纹 (Bahat, 1979; Bahat 和 Engelder, 1984) 被 Bahat 和 Engelder (1984) 称之为“阻滞痕”(arrest marks), 因为在实验室中疲劳裂隙的起止伸展具有同样的表面形态。裂隙伸展在贝壳状脊的凸度方向上。粒状面代表了拉伸裂隙小型分叉的迅速伸展 (Bahat, 1986)。Bahat 和 Engelder (1984) 和 Bahat (1987) 指出, 同一地区不同节理组的特点是有不同的羽状图型。根据羽状图型可以推断破裂速度, 但是所有的特征都显示出具有快速运动和慢速运动这两种裂隙上。在实验室中, 在快速运动的裂隙上能观察到成为饰边的羽列现象 (Bahat, 1979), 但是 Bahat (1979) 也在泥裂上见到; Pollard 等 (1982) 把它解释为出现在缓慢运动的裂隙上。贝壳状阻滞痕可以出现在快速运动的裂隙上, 并与地震能量的释放有关 (Ryan 和 Sammis, 1978), 但是所代表的起止运动意味着整个裂隙的增长是缓慢的。

节理交会的特征提供了裂隙成因的辅助信息 (Hancock, 1985; Bahat, 1987)。Hodgson (1961) 指出, 同一组节理常在末端以直角拐弯, 这虽然不是普遍的现象, 但表明张裂隙与自由面 (主平面) 的交切与泥裂或玄武岩柱的伸展是一样的。而小角度交切则提出了一个更难解释的问题。

Bucher (1920) 对具有共轭剪切方位的成对节理组提出了剪切成因。纽约州和宾夕法尼亚州的阿帕拉契高原提供两个难以取舍的经典实例。在一篇有影响的论文中, Parker (1942) 解释纽约州高原有三套节理。Parker 的第一套 (最好称为第一系统) 包含了以  $16^\circ$  角分开的两个共轭方向。Parker 的描述说明, 第一系统的节理是有大量羽痕的平整系统。Parker 解释这些节理是张力  $\sigma_3$  形成的剪切裂隙, 结论是羽痕一定表明是剪切成因 (亦见 Roberts, 1961)。Nickelson 和 Hough (1967) 讨论了附近的宾夕法尼亚州高原, 获得了相反的结论: 平整系统节理是张性裂隙, 因为它们是张开的, 没有水平运动, 而且羽痕有起伏的互相咬合特征。他们把 Parker 的第一系统节理解释为独立的两套, 一套叠加在另一套上, 而不采用共轭的假说。Parker (1969) 答复说, 我能够发现第 I 系统的个别节理沿走向改变方向, 表明它们是同期的。对第 I 系统最近的解释是由 Nickelson (1979)、Engelder 和 Geiser (1980)、Engelder (1985)、和 Engelder 和 Oertel (1985) 作出的; 两个独立的拉张节理方向是在三个不同时期中形成的。在欠压实的泥盆纪三角洲层序的深部 (Engelder 和 Oertel, 1985), 北西组 ( $I_3$ ) 被与北东组 ( $I_1$ ) 同时代的破劈理所切割。在层位较高处,  $I_3$  节理组结束于  $I_1$  组节理, 表明这里  $I_3$  组是较老的, 因而表明第三期节理受残余应力控制 (Evans 和 Engelder, 1986), 产生的节理平行于第一期的节理。

总之, 看来节理在成因上是张性的, 而且可以形成于不同的时期 (Engelder, 1985,



1987), 方位受控于现代应力场 (Engelder, 1982)、残余弹性应变 (Friedman, 1972; Reik 和 Currie, 1974; Evans 和 Engelder, 1986)、原始岩石结构 (Brewer, 1964; Nelson 和 Steams, 1977) 老的变形组构 (Engelder 和 Geiser, 1980) 或地形 (Bradley, 1963; Nelson, 1979)。节理 (不是断层) 组在外观上的共轭关系最好用叠加来解释; 根据节理图型分析的剪切解释 (Parker, 1942; Hancock, 1985), 在被接受以前, 还需要补充特征成因的说明。

节理对大孔隙度和高渗透率可能有重大影响, 这取决于它们的张开程度和间隔密度。节理宽度在 0.001—0.05cm 之间。虽然有 10—1000 个因素因围压而使宽度减小以适应深处碳氢化合物的储集 (Nelson, 1985), 但是也有 10—100 个因素使它加宽, 如果有脉的局部充填而使它保持张开的话 (Lucas 和 Drexler, 1976; Nelson, 1985)。最大的裂隙其孔隙度通常小于 2% (Nelson, 1985), 但在加利福尼亚的 Monterey 燧石中是 6% (Weber 和 Bakker, 1981)。并非所有的裂隙度或渗透性都与节理有关; 断层可能是一个重要的因素。地表节理的渗透性变化于近于 0 到 400 毫西达 (Shuaid, 1973; Nelson, 1985), 但在储集层的围压下可小于 300 毫西达 (Nelson; 1985), 这一数值已大到足够对液体在低孔隙度岩石中流动产生重要影响。渗透性的增大大致为张开宽度的三次方 (Engelder 和 Scholj, 1981)。

## 脉和相关特征

一条脉通常是比较薄的板状体, 岩石具独特的岩性特征, 常常横切围岩的构造 (Denis, 1967)。这一定义没有指明脉体物质的成因; 充填物可以来自外源, 例如侵入的火成岩脉或外生的矿脉 (Bates 和 Jackson, 1980), 或是断层带中原地变形的结果。要在野外区分外源的石英脉和断层带原地所含的碎裂充填物是很困难的, 可能需要薄片分析。

扩容脉代表的是被外来物质充填的裂口。主动的侵入造成物质强有力的注入张裂隙。被动的侵入是物质被曳入张裂隙作用所造成的低压带。非扩容脉 (Hobb 等, 1976) 是围岩的蚀变或交代造成的。

### 碎屑岩墙

碎屑岩墙是一条沉积碎屑充填的脉 (Newson, 1903)。水成岩墙 (Hancock, 1985) 是地表特征, 例如被来自上面的沉积物充填的泥裂 (Heron, 1971)。某些水成岩墙可以是充填早期有构造意义, 但与充填期无关的裂隙 (Smith, 1952), 而另一些地表裂隙则是在控制其方位的事件时形成, 例如断层 (Vintanage, 1954; Harms, 1965)、地滑或冰川运动 (Dionne 和 Shilt, 1974)。主动的或被动的地下沉积物侵入可以从源层向上或向下延伸, 通常方位决定于褶皱或附近断层的同期应力场 (Diller, 1890; Harms, 1965; Peterson, 1966; Plessman 和 Spaeth, 1971; Winslow, 1983)。碎屑岩床也是众所周知的 (Bielensten 和 Charlesworth, 1965; Truswell, 1972)。贯入岩墙可以由成分层、粒级层和平行脉壁的颗粒排列来显示 (Diller, 1890; Harms, 1965; Peterson, 1968; Winslow, 1983)。

### 矿物充填脉

这里主要的兴趣在于从水溶液中沉淀的矿物充填的扩容脉。已识别的有镶嵌充填型和纤维充填型两种。镶嵌充填脉的特点是石英他形的嵌合 (Adam, 1920) 或方解石亮晶胶结 (Misik, 1971), 不是覆盖了早期纤维型充填物 (晶簇), 或许就是充填了整个脉 (Groshong,