文章编号: $1006 - 544 \times 2002$)02 - 0099 - 05

一般剪切带中运动学涡度的确定和构造意义

张桂林^{1,2},梁金城^{1,2},冯佐海²

(1.中南大学 资源环境与建筑工程学院 湖南 长沙 410083; 2.桂林工学院 资源与环境工程系 广西 桂林 541004)

摘 要:一般剪切带是简单剪切应变和纯剪应变的叠加,分为变窄的一般剪切带和变宽的 一般剪切带。使用 De Paor 的应变莫尔圆可以非常直观地描述和定义一般剪切带中运动学涡 度(W_k),运动学涡度为两个特征向量(无旋转方向)之间夹角(v)的余弦,运动学涡度 实际上反映了一般剪切带中简单剪切和纯剪切的相对份量,对于理想的简单剪切应变, y= 0° , $W_k = 1$; 对于纯剪切应变, $v = 90^{\circ}$, $W_k = 0$; 在一般剪切带中, $-90^{\circ} < v < 90^{\circ}$, $0 < |W_k|$ |<1. 在变窄的一般剪切带中, Wk 为正;在变宽的一般剪切带中, Wk 为负. 根据剪切带 或糜棱岩中碎斑轴比(R)和方位(σ)及旋转方向在双曲线网上的投影,可以有效地确定 剪切带中运动学涡度的值,运动学涡度值不仅可以用来区分变窄的和变宽的一般剪切带以 及理想的简单剪切带,而且对造山带的变形机制和体制的研究具有重要意义. 关键词:一般剪切带:运动学涡度:特征向量 中图分类号: P551

在剪切带的实际研究中,人们常把剪切带当 作是理想的简单剪切作用(simple shear)的结果, 简单剪切带的重要特征是变形前后的体积和宽度 不变, 但是, 在自然界这种理想剪切带是很少见 的,通常是平行于剪切带边界的简单剪切和与之 垂直的纯剪切的共同叠加,即一般剪切(general shear §¹¹. 一般剪切可划分为亚(次)简单剪切 (sub-simple shear)和超简单剪切(super-simple shear),亚(次)简单剪切是指应变的旋转分量小 于同等强度简单剪切旋转分量的剪切,超简单剪 切是指应变的旋转分量大于同等强度简单剪切旋 转分量的剪切[23] 超简单剪切一般限于变形碎斑 系内或剪切带发生弯曲等特殊部位,在研究非均 匀变形时特别重要,但就剪切带整体而言,一般 可视为亚(次)简单剪切,亚(次)简单剪切可 以使剪切带在变形后变窄或变宽^[2,3].由于一般剪 切是简单剪切和纯剪切的叠加,变形的理论比较 文献标识码:A^①

复杂,而野外实际工作中又很难确定剪切带是否 变窄或变宽,所以,一般剪切带的理论研究和实 际应用在我国都是比较薄弱的,只有张进江等进 行过一些开创性的研究[45]。本文首先对一般剪切 变形的理论进行分析,重点论述一般剪切带中运 动学涡度的理论,然后,介绍了一种实用的一般 剪切带中运动学涡度的确定方法,最后,指出了 一般剪切带中运动学涡度的构造意义.

应变莫尔圆 1

传统的有限应变莫尔圆采用直交的 λ' , γ' 坐 标系 $[6\sim 8]$,横坐标 λ 表示用平方长度比表示的线 应变的倒数 ($\lambda' = 1/\lambda$), 纵坐标 γ' 表示剪应变 (γ) 与平方长度比倒数 (λ') 的乘积 $(\gamma' = \gamma\lambda')$. 设任一方向线段在变形后与主应变 λ1 方向的夹角 为 ϕ' , 则该线段的 λ' 和 γ' 值可以用传统的有限应 变莫尔圆(图1A)求出.不过,要求出任一方向

 $[\]bigcirc$ 收稿日期:2001-11-19;修订日期:2001-12-28 基金项目:国土资源部国土资源大调查配套项目(200113000040-01)

作者简介:张桂林(1964-),男,江苏句容人,博士研究生,副教授,构造地质学和岩石学专业.



图 1 传统应变莫尔圆(A)和 De Paor 应变莫尔圆(B) Fig.1 Traditional (A) and De paor '(B) strain Mohr circle

线段的线应变(λ)和剪应变(γ)总是要根据它们与 λ⁽和γ[']的关系进行换算,而且度量 φ[']角的方向与实 体测量中要相反,更为不便的是在旋转应变的测量 中,一般并不能先测出主应变的大小和方位.另外, 一般剪切属于非共轴变形,传统的应变莫尔圆不适 用.

De Paor 设计了一种非常方便实用的表达旋转 应变的莫尔圆^[2,3]这种莫尔圆适用于共轴与非共 轴变形 其构筑方法是选择剪切带的边界作为基线 (剪切带的边界是一个无旋转方向,即特征向 量^[8]) 剪切带的法线为极坐标轴方向 把基线伸展 张量 ε.(可以理解为原始单位正方形的边在变形后 沿剪切带边界方向的长度)旋转 90°标记于极坐标 轴上的(ε_1 ,0)点. 变形的剪切带的法线标在(S_0 , ϕ),只有这个点同时代表了在地理和应变空间伸长 的线 称之为锚点. 以点(ξ_1 , 0)和(S_0 , ϕ)的连线为 直径作圆 就构成了 De Paor 的应变莫尔圆 这是一 种极莫尔圆.张进江等根据此原理还提出了另外几 种更具普遍应用价值的极莫尔圆的编制方法[45]. De Paor 的应变莫尔圆上的每个点的极坐标代表某 条线的线应变和旋转(图1B),这种应变莫尔圆的 最大优点是把应变空间和地理空间通过锚点联系 了起来,例如,某个物质线的线应变和旋转用 P 点 的极坐标(S,α)表示,该物质线变形后的地理空间 方位(β´)就可以用该点伸长向量(P 点与原点的连 线)与莫尔圆的另一个交点与锚点的连线确定,变 形前的地理空间方位(β)可以用该点所作与极坐标 轴平行线与莫尔圆的交点与锚点的连线确定,初始

方位与最终方位的夹角(_α)即为该物质线的旋转 量,也就是图中伸长向量与极坐标轴的夹角.

De Paor 的应变莫尔圆对于研究变窄或变宽的 一般剪切带非常方便 莫尔圆与极坐标轴的两个交 点(ξ_1 0)和(ξ_2 0)代表了 2 个特征向量(即无旋转 方向),在极坐标轴上的旋转角度为零 , ξ_1 和 ξ_2 是 相应的特征值.对于变窄的一般剪切带 , $\xi_1 > \xi_2$,对 于变宽的一般剪切带 , $\xi_1 < \xi_2$. 在理想的简单剪切 情况下 , $\xi_1 = \xi_2$,莫尔圆与极坐标轴相切.

2 一般剪切带中运动学涡度的理论

一般剪切带中物质的流动是复杂的,涡度是描述变形时物质旋转方式的术语.在力学中,涡度被定义为瞬时应变(即无限小应变)过程中速率场(速率是应变对时间求导数)的曲度.在 De Paor 的无限小应变莫尔圆中,涡度可以很直观地由流动莫尔圆(流动是无限小应变的瞬时速率)圆心的水平坐标表示^[2,3].但是,在实际地质工作中,由于很难确定瞬时应变的各项参数,直接测量涡度是很困难的. Means 定义了运动学涡度(*Wk*)的计算公式为^[9]:

 $Wk = W\Lambda (2(S_1^2 + S_2^2 + S_3^2))^{1/2}$ 其中,W 为涡度向量的大小, S_1 , S_2 , S_3 分别为各 主应变方向的线应变. Bobyarchick 在 Means 工作的 基础上推导出了更为简单实用的求运动学涡度的 公式¹⁰¹:

$Wk = \cos(\nu)$

其中, , 为2个特征向量(无旋转方向)之间的夹角, 一个特征向量与剪切带边界平行,另一个特征向量

与剪切带边界斜交,在变窄或变宽的一般剪切带 中,可以用 De Paor 的应变莫尔圆非常直观地表示 出来(图 2). 根据 De Paor 的应变莫尔圆求物质线 变形前后分别与基线 剪切带边界)夹角的方法 特 征向量(ε1 0) 在变形前后与基线的夹角都为零,特 征向量(ε, 0)在变形前后与基线的夹角都为 ν,这 说明他们确实是无旋转方向,若规定两个特征向量 之间的夹角())从基线起与剪切指向方向一致计量 为正则在变窄的一般剪切带中, $\nu > 0^{\circ}$, $l > W_k >$ 0;而在变宽的一般剪切带中, $\nu < 0^{\circ}$, $-1 < W_k < 0$. 对于理想的简单剪切带,由于变形前后的宽度不 变,应变莫尔圆与极坐标轴相切,并且只有一个特 征向量,所以 $\nu = 0^{\circ}$, $W_k = 1$.对于纯剪切应变来说, 由于是非旋转应变,且两个特征向量始终保持垂 直 故 $\nu = 90^\circ$, $W_k = 0$. Lister 和 Williams 认为运动 学涡度实际上反映了亚简单剪切中简单剪切和纯



剪切的相对份量^[11],那么,运动学涡度的值实际上 定量地表示了这一相对份量。

3 一般剪切带中运动学涡度的实际 测量

剪切带中运动学涡度值的实际测量有很多方法,有些学者认为剪切条带的方位代表了与剪切带 边界斜交的特征向量^[10,12],剪切条带与剪切带边 界的夹角的余弦即为运动学涡度.但是,Simpson认 为剪切条带的方位并不总是与特征向量一致,在高 应变条件下这种方法并不可靠^[2,3]. Vissers 认为特 征向量与长形刚性个体的轴比和旋转角有一定的 关系,可以利用长形刚性个体的轴比和旋转角来估 算运动学涡度^[13]. Passchier 通过对可作为运动学标 志的 σ 型和 δ 型碎斑系的研究,认为 σ 型碎斑上的



图 2 变窄(A)和变宽(B)的一般剪切带中特征向量的方向及夹角

Fig.2 The eigenvectors and the angles in narrowing (A) and broadening (B) general shear zone

楔形重结晶拖尾阶梯状的发育程度可以用来确定 运动学涡度^[14].

Simpson 和 De Paor 提出了一种用剪切带或糜 棱岩中碎斑有效地确定运动学涡度的新方法^{23]}, 这一方法的基础是稳态非共轴流动中颗粒的运动 理论^[15~17],该方法中碎斑轴比(R)和方位(φ)的投 影采用 De Paor 的双曲线网^[18],De Paor 的双曲线 网是椭圆形应变物体形态 – 方位的极图(图3),轴 比是从原点(注意:原点的R=1)向外沿直径投影, 方位是沿图的周边度量.

在实际操作时,一般选择剪切带的边界为参考 线 把所有碎斑的轴比(R)和方位(φ)投影在 De Paor 的双曲线网上,并且用符号区分出旋转方向与 剪切指向一致的与相反的颗粒,可以发现,旋转方



图 3 应变形态 - 方位的双曲线网(据 De Paor,1998) Fig.3 The hyperbolic net for strain shape and orientation

向与剪切指向相反的颗粒分布在由一条双曲线限 定的反向旋转区域内 旋转方向与剪切指向一致的 颗粒分布在双曲线外的正向旋转区域(图4).这条 双曲线称之为"稳定端"曲线,在双曲线上的颗粒是 相对稳定的,而在两侧则具有不同的旋转方向.该 双曲线的一条渐进线代表与剪切带的边界平行的 特征向量,另一条渐进线代表与剪切带的边界斜交的特征向量,根据两条渐进线的夹角(ν)就可以求 得运动学涡度值($W_k = \cos(\nu)$).图 4A 中两条渐进 线的夹角是 40°, $W_k = \cos(40°) = 0.76$,是变窄的 一般剪切带.图 4B 中两条渐进线的夹角是 – 40°, $W_k = \cos(-40°) = -0.76$,是变宽的一般剪切带.



图 4 变窄(A)和变宽(B)的一般剪切带中运动学涡度的确定方法

Fig.4 The measurement of kinematic vorticity in narrowing (A) and broadening (B) general shear zone

4 一般剪切带中运动学涡度的构造 意义

一般剪切带中运动学涡度的确定具有重要的 构造意义,运动学涡度的值实际上反映了一般剪切 带中简单剪切和纯剪切的相对份量.运动学涡度值 越大,简单剪切的份量越大,纯剪切的份量越小,运 动学涡度值越小,简单剪切的份量越小,纯剪切的 份量越大.运动学涡度的值(W_k)是2个特征向量 (无旋转方向)之间夹角(ν)的余弦,它提供了一种 剪切应变的定量分析或判断方法.对于纯剪应变, 两个特征向量之间夹角始终保持垂直, $\nu = 90^\circ$, W_k =0;对于理想的简单剪切,只有一个特征向量, $\nu =$ 0°, $W_k = 1$;对于一般剪切,两个特征向量斜交, $0^\circ < \nu < 90^\circ$, $0 < |W_k| < 1$.若是变宽的一般剪切带, W_k 为页.

与理想的简单剪切带不同,一般剪切带中变形 个体会在一定的条件下发生反向旋转.反向旋转的 区域由两个特征向量为渐进线的双曲线限定(图 4).当我们在剪切带中发现有反向旋转的颗粒时, 就不应该盲目地把它当作理想的简单剪切带,而应 进行运动学涡度的分析.必须注意的是,并非方位 在两个特征向量之间的所有变形颗粒都会发生反 向旋转,当轴比小于双曲线顶点值时,变形颗粒仍 然是正向旋转的.另外,也不应该把变形颗粒的旋 转方向与根据颗粒拖尾所判断的剪切指向混淆起 来,即使颗粒的旋转方向相反,它们仍可以具有一 致的剪切指向.

变窄或变宽的一般剪切带的形成反映了简单 剪切和纯剪切两种应变叠加的构造变形环境,它们 既可以产于伸展构造环境,也可以产于挤压构造环 境^{2,3}].可能发生的地质条件包括(1)变形有面积 或体积变化(2)围岩同时参与了变形(3)剪切带 是弯曲的或具有不平行的边界 (4) 在围岩与剪切 岩石之间存在断层,这些地质条件在复杂的造山带 中可能是普遍的,所以,通过运动学涡度判断一般 剪切带的性质对于造山带的研究是非常重要的,郑 亚东对内蒙亚干变质核杂岩中剪切带运动学涡度 的研究提供了一个极为典型的实例^{19]}.亚干变质 核杂岩中相关韧性剪切带的运动学涡度值为 0.53 ~0.87,表明相关剪切作用类型为减薄型一般剪 切,其中,主期运动学涡度值为0.87 以简单剪切为 主 晚期运动学涡度值为 0.53 以纯剪为主 表明晚 期的纯剪组分增大.

参考文献:

method of strain analysis using elliptical markers J]. Tectonophysics , 1974 , 24(1) 31~67.

- [2] De Paor D G. Orthographic analysis of Geologic structure I. Deformation theory[J]. Journal of Structural Geology, 1983, 5(3/4) 255~277.
- [3]Simpson C , De Paor D G. Strain and kinematic analysis in general shear zones [J]. Journal of Structural Geology , 1993 , 15 (1):1~20.
- [4] 张进江,郑亚东,运动学涡度、极摩尔圆及其在一般剪切带 定量分析中的应用[J].地质力学学报,1995,1(3):55~ 64.
- [5]张进江,郑亚东.运动学涡度和极摩尔圆的基本原理与应用[J].地质科技情报,1997,16(3)33~39.
- [6] Brace W F. Mohr construction in the analysis of large geologic strain[J]. Bulletin of Geological Society of America, 1961, 72:1059~1080.
- [7] Ramsay J G, Huber M I. The techniques of modern structural geology, Volume 1 : strain analysis [M]. London : Academic Press, 1983.
- [8] 郑亚东,常志忠.岩石有限应变测量及韧性剪切带[M].北 京:地质出版社,1985.
- [9] Means W D, Hobbs B E, Lister G S, et al. Vorticity and non – coaxiality in progressive deformation[J]. Journal of Structural Geology, 1980, 2(3) 371~378.
- [10] Bobyarchick A R. The eigenvalues of steady state flow in

Mohr space J]. Tectonophysics, 1986, 122 (1/2) 35~51.
[11] Lister G S, Williams P F. The partitioning of deformation in flowing rock masses J]. Tectonophysics, 1983, 92 :1~33.

- [12]Dennis A, Sector D T. A model for the development of crenulations in shear zones with applications from the Southern Appalachian Piedmon [J]. Journal of Structural Geology, 1987, 9 809~817.
- [13] Vissers R L M. The effect of foliation orientation on the inferred rotation axes and rotation angles of rotated porphyroblasts J. Tectonophysics ,1987, 139 275~283.
- [14] Passchier C W , Simpson C. Porphyroclast system as kinematic indicators J]. Journal of Structural Geology , 1986 , 8 831 $\sim\!843.$
- [15] Ghosh S K , Ramberg H. Reorientation of inclusions by combination of pure and simple shear J]. Tectonophysics , 1976 , 34 :1 \sim 70.
- [16] Freeman B. The motion of rigid ellipsoidal particles in slow flows[J]. Tectonophysics , 1985 , 113 :163~183.
- [17] Passchier C W. Stable positions of rigid objects in non coaxial flow—a study in vorticity analysis[J]. Journal of Structural Geology, 1987, 9(5/6) 579~690.
- [18] De Paor D G. Rf/f strain analysis using an orientation net J]. Journal of Structural Geology, 1988, 10(4) 323~333.
- [19] 郑亚东.亚干变质核杂岩的运动学涡度与剪切作用类型[J]. 地质科学,1999,34(3)273~280.

The measurement of kinematic vorticity number and its structural significance in general shear zone

ZHANG Gui-lin^{1 2} ,LIANG Jin-cheng^{1 2} ,FENG Zuo-hai²

(1. College of Resource, Environmental and Civil Engineering, Central South University, Changsha 410083, China; 2. Department of Resource and Environmental Engineering, Guilin Institute of Technology, Guilin 541004, China)

Abstract : General shear zone, which includes narrowing and broadening general shear zone, is the combination of simple and pure shear strain. The kinematic vorticity number (W_k) is the cosine of the angle ν between two eigenvectors directions of none rotation), which can be directly analyzed by De Paor 's strain Mohr circle. The kinematic vorticity number indicates the relative portions of simple shear and pure shear in shear zone. $\nu = 0^{\circ}$, $W_k = 1$ for ideal simple shear and $\nu = 90$ ($,W_k = 0$ for pure shear. In general shear zone, $-90^{\circ} < \nu < 90^{\circ}$, $0 < |W_k| < 1$. Wk is positive for narrowing and negative for broadening general shear zone. The kinematic vorticity number can be effectively measured by the projection of axial ratio (R), orientation (φ) and rotation on hyperbolic net. Not only can the kinematic vorticity number be used to distinguish between narrowing and broadening general shear zone or ideal simple shear zone , but is very important to the study of deformation mechanism and system of orogenic belt.

Key words : general shear zone ; kinematic vorticity number ; eigenvector