

关于热-塑剪切带的演变

白以龙 郑哲敏 俞善炳

(中国科学院力学研究所)

摘要 本文简要地概述了对热塑剪切带的演变所进行的解析研究,其中包括不稳定性的发生,不稳定性发生后剪切带的发展,以及剪切带的晚期行为。所讨论的情况是,在温度和应变速率有关的材料中所发生的简单剪切变形,而且热传导在其中是不可忽略的。倘若没有热流流出试件,那么在某临界状态前,可以存在一个均匀的剪切变形场。而达到该临界状态时,扰动便会导致不稳定性的发生。这便可以是狭窄剪切带的形成。剪切带在其早期的非定常变形流动中,可能变狭,并伴随升温 and 应变速率提高。热传导对剪切带的作用是使其变宽。对剪切带的晚期行为的分析,表明其宽度是塑性功率和热扩散二者相互平衡的某种表现。包含热-塑剪切带的试件的观察支持了上述结果。分析还指出,剪切带中是可能出现熔化现象的,这也已在电镜观察中看到。

一、有关热-塑剪切带的实验观察的简要评述

在诸如材料的机加工和弹道冲击等一系列领域里,在材料中经常可以看到许多强烈的热-塑剪切带,这些剪切带和结构材料的破坏和开裂往往有很密切的关系。Rogers^[1]曾就这个专题写过一篇相当好的评述。他在文中仔细描述了有关剪切带的各种现象,例如:观察到热-塑剪切带的各种情况,对失稳现象所做的简单分析,一些有关材料特征以及相关的材料断裂等现象。虽然Rogers本人就曾指出过,热扩散在这类剪切带的现象中可能起着重要的作用,但是,在Rogers的文中,他仍然沿用了过去文献中常用的术语:绝热剪切。

或许,热-塑剪切带的一些一般性的特征可以概括为以下几点:

1. 热-塑剪切带的宽度一般约为数十至数百微米。由于这个尺寸比金属中滑移系的特征尺寸要来得大,因此,这类剪切带的现象可以用连续介质力学的方法来考察。

2. 这类剪切带中的应变可高达 10^2 ,而其中的应变率则可高达 10^5 /秒。显而易见,这意味着剪切带里的材料处于一种相当特殊的状态。

3. 热-塑剪切带具有明显的结构。如在钢的试样中,热-塑剪切带呈现为明亮的白色条带。这些白色条带中的物质,在目前大多数的文献里,被认为是细晶马氏体。非常有趣的是,Hartmann和他的合作者们,对一种CrMoV钢,用扫描电镜发现,在热-塑剪切带中,存在着固化的液体薄膜^[2]。这表明,在热-塑剪切带中,曾发生过局部的融化。

所有这些极有价值的观察资料,强烈地要求有一个统一的力学模型,以便较全面地理解和

解释上述的各种现象。因此，提出了耦合的热传导和塑性功效应是这类剪切带现象的控制因素。也正是这个耦合效应，决定了这类剪切带的内部结构。本文的目的是，概要介绍对这类剪切带演变所进行的力学分析研究工作，特别是其中有关材料力学性质的方面。

二、均匀剪切变形解和热-塑剪切不稳定性

考虑简单剪切的情况，其控制方程如下^[3]：

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \tau}{\partial y^2} = \rho \frac{\partial \dot{\gamma}}{\partial t} & (1) \\ \rho c_v \frac{\partial \theta}{\partial t} = \tau \dot{\gamma} + \lambda \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} & (2) \end{cases}$$

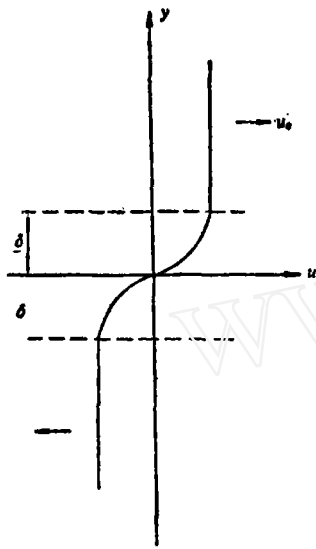


图1 简单剪切变形的图示

(见图1)。其中 τ 和 $\dot{\gamma}$ 是剪应力和剪应变率， θ 是温度， c_v 是定容比热， ρ 是密度， λ 是热传导系数， t 是时间， y 是垂直于剪切方向的空间坐标。方程推导中用到了如下假设：(1) 塑性功全部转化为热，(2) 弹性变形很小，可忽略不计，(3) 采用 Fourier 热传导定理，和(4) 由剪切变形和热效应引起的体积变化均不考虑。一般形式的本构关系则可记为

$$\tau = \tau(\dot{\gamma}, \gamma, \theta) \quad (3)$$

显然，如果在试件与其边界外的介质间没有热流的话，方程组(1—3)可以有一个时间相关的均匀解^[4]：

$$\left. \begin{aligned} \dot{\gamma}_h(t) &= \text{常数} \\ \gamma_h(t) &= \dot{\gamma}_h t + \gamma_h(0) \\ \theta_h(t) &= \frac{1}{\rho c_v} \int_0^t \tau_h(t) \dot{\gamma}_h dt + \theta_h(0) \\ \tau_h(t) &= \tau(\dot{\gamma}_h(t), \dot{\gamma}_h, \theta_h(t)) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

这个解对应于绝热和恒连的边界条件。否则变形场将不会这么简单。

用小扰动法，令 $\theta = \theta_h + \theta'$ ， $\theta' \ll \theta_h$ ，则由上述方程组(1—3)，可以得到不稳定性发生的条件为^[3]

$$\frac{\tau_i P_i}{\rho c_v Q_i} > 1 + 2\sqrt{\frac{\lambda P_i \dot{\gamma}_i}{\rho c_v^2 Q_i}} \quad (5)$$

式中下标 i 示不稳定性发生时的状态， $P = -\left(\frac{\partial \tau}{\partial \theta}\right)$ ， $Q = \left(\frac{\partial \tau}{\partial \dot{\gamma}}\right)$ 。对相当多的金属材料，(5)式中的右边第二项往往很小，可以忽略，从而不稳定性判准(5)变为

$$\frac{\tau_i P_i}{\rho c_v Q_i} > 1 \quad (6)$$

这等同于绝热状态下的不稳定性判准。这个判准表示，在不稳定性发生的时候，材料的热软化效应将压过其加工硬化效应。倘若，应变率硬化效应 $R = \left(\frac{\partial \tau}{\partial \dot{\gamma}}\right)$ ，而不是加工硬化 Q ，控制变形过程，则不稳定性判准将由下式表示

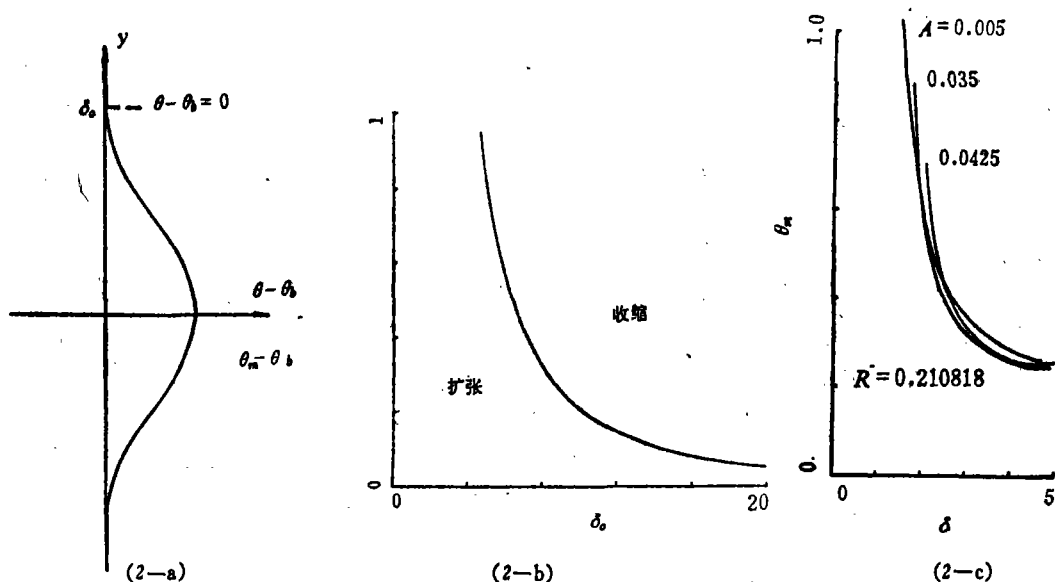


图2 余弦函数初始温度分布的剪切带变形。(2-a) 初始温度分布, $\theta = A\theta_M \left(1 + \cos \frac{\pi y}{\delta_0}\right) + \theta_0$ 。(2-b) 确定剪切变形场收缩和扩张的参数分区。(2-c) 剪切带中心温度 θ_m 随剪切带收缩的变化, 相应的初始参数为 $A=0.005, 0.035$ 和 0.0425 , $R = \frac{\mu_0}{\delta_0 \dot{\gamma}_k} = 0.210818$, 横坐标为 t/t_k , 纵坐标为 $\theta_m/\theta_M \left(t_k = \rho c_0 \delta_0^2 / \lambda\right)$,

$$R = \frac{\mu_0}{\delta_0 \dot{\gamma}_k} = \frac{\lambda c_0 \tau_*}{2 \tau_* \dot{\gamma}_k}$$

$$\tau_* P_t > \lambda R_1 k^2 \quad (7)$$

式中 k 是波数。这个不稳定性准则表示, 长波的变形场, 更易于变为不稳定的。也就是说, 象下面将指出的那样, 变形将趋于局部化。不过, 总而言之, 不稳定性发生的讨论表明, 不稳定性发生后, 材料总是进入一种高应变率的变形体制。

三、剪切带变形的初始性态

现在转向非均匀的剪切变形场——剪切带。用方程 (1) 和 (2) 可以得到力学平衡和热扩散过程的特征时间

$$t_d \sim \rho \dot{\gamma}_* \delta_*^2 / \tau_* \quad \text{和} \quad t_h \sim \rho c_0 \delta_*^2 / \lambda$$

下脚标 * 表示剪切带的特征量。二者之比为

$$t_d/t_h \sim \lambda \dot{\gamma}_* / c_0 \tau_* \quad (8)$$

以钢为例, $\lambda \sim 10^2 \text{ W/M}^\circ\text{K}$, $c_0 \sim 10^3 \text{ J/kg}^\circ\text{K}$, τ_* 大约为流动应力 10^8 pa 的量级, $\dot{\gamma}_* \sim 10^5 / \text{s}$, 因此该比值是一个很小的量, 而且不依赖于剪切区的尺寸 δ_* 。这样, 在剪切带变形的初始阶段, 也就是热扩散的早期, 但力学上已处于准静态的阶段, 方程 (1) 蜕化为

$$\frac{\partial^2 \tau}{\partial y^2} = 0 \quad \text{或者} \quad \tau = \tau(t) \quad (9)$$

后者是已经考虑到了剪切变形对 y 轴是对称的这一情况。

实验已经指出^[5,6], 在大变形和高应变率的条件下, 材料的粘性是起支配作用的。因此, 用下述本构方程

$$\dot{\gamma} = g(\tau, \theta) \quad (10)$$

来描写高度局部化的剪切带变形，便是相当自然的了。为了物理上清楚和分析上简单，在本节中利用了一个线性形式

$$\tau = \tau_k \left(\frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_k} + 1 - \frac{\theta}{\theta_M} \right) \quad \dot{\gamma} > 0 \quad (11)$$

在 $\dot{\gamma} = 0$ 的区域，材料被认为是刚性的。

但是，即使对一些简单的例子，上述问题的解析解也是相当复杂的^[7]。其困难在于“塑性功”作为热源和匹配可移动的剪切带边界两侧的解。图2给出了在一些严格限制的假定下对剪切带演变的近似描写^[7]。随初、边值和材料参数不同，剪切带可呈收缩，扩张；带中心温度上升，以至达到熔点，或温度下降等多种演化模式。

虽然如此，可以发现有二项在剪切变形局部化中起关键性的作用，这就是“塑性功”和

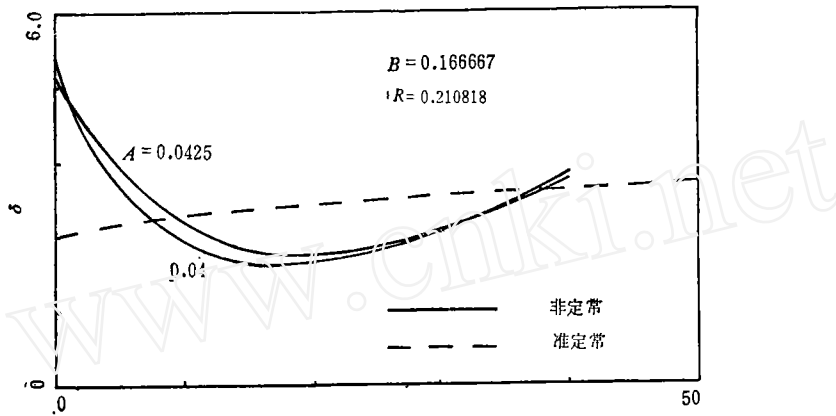


图3 在非定常和准定常解中带宽 δ/δ_k 随时间 t/t_k 的变化。二者环境温度 $B = \frac{\theta_b}{\theta_M} = 0.166667$ 和边界速度 $R = 0.210818$ 相同。

热扩散。对时间 t 微分边界速度 u 的表示式

$$u = \int_0^{\delta(t)} \dot{\gamma}(t, y) dy \quad (12)$$

并假设 u 是常数和 $\delta(t) \neq 0$, $\frac{\partial \theta}{\partial y} \Big|_s \neq 0$, 便可建立如下的关系式

$$\frac{d\delta(t)}{dt} = \frac{\tau \bar{\dot{\gamma}} + \lambda \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \Big|_s \right)}{\frac{\partial \theta}{\partial y} \Big|_s} \quad (13)$$

其中 $\bar{\dot{\gamma}}$ 和 $\frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2}$ 分别表示相应的量在剪切带中的平均值。因为热源总是位于剪切带内，故 $\frac{\partial \theta}{\partial y} \Big|_s$ 应是负的。于是，“塑性功” $\tau \bar{\dot{\gamma}}$ 是使剪切变形区收缩的动力；而热扩散则力图使其扩张。因为如果带内的温度随 y 轴方向的分布是简单衰减的，那么 $\frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \Big|_s - \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2}$ 就保持正值。进而，若假设温度分布是坐标 y 的余弦函数，那么式(13)就导致和式(7)一样的结果。因此，一旦假设材料是服从速率和温度相关的本构关系时（这对高应变率和大变形条件又已为

实验肯定), 就发现, 不稳定性就意味着局部化。

四、晚期性状

剪切带通常都是在试验后的回收试件中进行观察的。在钢里往往是白色的马氏体条带, 在其它材料中也是一些窄带。显然, 观察到的剪切带只是它们晚期的形态。因此, 从实际的角度讲, 一个相应的关于晚期性状的理论是有意义的。在这里, 晚期是指这样一个阶段, 就是剪切带内部的温度瞬态过程, 相对地讲已可忽略, 而准定常的温度分布已经建立。这样, 整个过程就仅由“塑性功”和热扩散二者的平衡来控制了。可以证明, 这个准定常的解仅是对应变无关的本构关系, 式(10), 才有效^[4]。

在这个准定常解里^[4], 剪切带的半宽度可以用下式表示

$$\delta(t) = \int_{\theta_*(t)}^{\theta_m(t)} \frac{d\xi}{\sqrt{\int_i^{\theta_m} \tau(t) g(\tau(t), \eta) d\eta}} \quad (14)$$

图3给出了准定常解和上节非定常解剪切带宽随时间变化的比较的一个例子。

还可以对剪切带的宽度做一个更粗略但更简单的估计。令时间趋于无穷, 则方程(2)退化为

$$\tau \dot{\gamma} \sim \lambda \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \quad (15)$$

在剪切带内, $\lambda \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2}$ 可用 $\lambda \frac{\Delta \theta}{\delta^2}$ 来估计, 此处 δ 表示剪切带的半宽度, $\Delta \theta$ 是剪切带内外的温度差, 这是因为带中心的温度梯度必须是零的缘故。由于剪切带内的特征温度比外部的温度通常要高一个量级, 故 $\Delta \theta$ 可以近似地用该特征温度 θ_* 表示。这样(15)式就直接给出

$$\delta \sim \sqrt{\frac{\lambda \theta_*}{\tau_* \dot{\gamma}_*}} \quad (16)$$

下标*表示带内的特征量。在相变剪切带中 θ_* 可近似为相变温度或者熔点温度, τ_* 则是流动应力的量级。在高应变率下, $\dot{\gamma}_*$ 可用 $\dot{\gamma}_* \sim \tau_*/\eta$ 来与材料的粘性系数相关联。这样得到的铜和钢的剪切带宽的典型估计是0.44mm和0.10mm^[6], 而已有的测量值分别为0.34mm和0.19mm。

五、结束语

1. “塑性功”和热扩散在热-塑剪切带的演化中起着重要的支配作用。
2. 对剪切带的变形模式, 忽略惯性项是一个相当满意的近似。
3. 在应变率和温度相关的材料中, 热-塑不稳定性意味着剪切变形的局部化。“塑性功”促使剪带收缩, 热扩散则促使其扩张。
4. 基于对剪切带晚期行为的分析, 做出的剪切带宽的估计与测量值相比, 在数量大小上还是满意的。

参 考 文 献

- [1] Kogers, H. C. , *A. Rev. Mat. Sci.* , **9** (1979) , 283.
- [2] Hartmann, K. H. , Kunze, H. D. and Mayer, L. W. , *Shock Wave and High Strain Rate Phenomena in Metals*, Ed. Mayers, M. A. and Murr, L. E. , Plenum Press, N. Y. (1980), 325.
- [3] Bai Y. L. , *JMPS*, **30**(1982), 195—207.
- [4] Bai Y. L., Cheng C. M. and Yu S. B. , unpublished
- [5] Campbell, J. D. , *Mater. Sci. Engng.* , **12**(1973), 3—21.
- [6] Сахаров, А. Д., Зайдель, Р. М., Мишеев, В. И. , Олейник, А. Г., *ДАН*, **159**, 5(1964), 1019.
- [7] Bai Y. L. , Cheng C. M. and Ding Y. S. , unpublished.
- [8] Dodd, B. and Bai Y. L. (1983), unpublished.
- [9] Johnson, G. R. , Hoegfeldt, J. M. , Lindholm, U. S. and Nagy, A. , *ASME, J. Engng. Mater. Tech.* **105**, 1(1983), 42—47.
- [10] Costin, L. S. , Crisman, E. E. , Hawley, R. H. and Duffy, J. , *Inst. Phys. Conf. Ser.* , 47(1979), 90—100.

On Evolution of Thermo-plastic Shear Band

Bai Yilong, Cheng Zheming, Yu Shangbing

(Institute of Mechanics Academy of Sciences, Beijing, China)

Abstract

1. Brief review of thermo-plastic shear band observations

Intense thermo-plastic shear bands are observed in a variety of cases such as machining and ballistic impact, etc. , and often act as precursor to ductile cracks. They are frequently called adiabatic shear bands in the literature. A comprehensive review on this topic is attributed to Rogers^[1].

An adiabatic shear band has a finite thickness and possesses a distinct structure. In fact, in steel it has the appearance of a white etching band, identified as fine martensite, and is about tens to hundreds of microns in thickness. In addition a solidified liquid film within shear band has also been observed in the scanning electron micrograph of a CrMoV steel^[2].

The present paper gives an outline of analytical studies of this evolution in relation to the mechanical and thermal properties.

2. Homogeneous solution and thermo-plastic instability

A simplified analytical model of simple shear is proposed with constitutive relation $\tau = \tau(\dot{\gamma}, \gamma, \theta)$ ^[3]. provided no heat exchange between testpiece and surrounding medium is permitted, one can easily obtain a uniform time-dependent solution^[4], which remains stable until some critical state is reached. Apparently heat transfer can act as a kind of disturbance to the uniform mode.

By making small perturbation to this uniform shear mode, one can obtain an instability criterion. In the adiabatic case, this criterion simply means that thermal softening overweighs work-hardening. The instability argument suggests a high strain-rate deformation mode at post-instability.

3. Emergence of shear band

It has been shown experimentally that viscous effect predominates at high strain rate^[5,6]. It is therefore natural to depict the medium at post-instability by the constitutive relation $\dot{\gamma} = g(\tau, \theta)$ or, for simplicity, by a linear version $\tau = \tau_k \left(\frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_k} + 1 - \frac{\theta}{\theta_M} \right)$ when $\dot{\gamma} > 0$. In the region $\dot{\gamma} = 0$, the material becomes rigid.

Scaling the fundamental equations, one finds that the inertial term dies away extremely rapidly (with a characteristic time of 10^{-9} second for steel) in comparison with heat diffusion term and hence may be dropped. Still the solution is rather complicated owing to the plastic work term acting as heat source and the matching of solutions at the moving boundary between deformed and rigid portions [7].

Nevertheless, one can find that two terms play significant roles in shear band emergence, namely the plastic work w_p and the heat diffusion H_d . If w_p outweighs H_d , the shear band decreases in thickness. This corresponds to the emergence of narrowing shear band at post-instability. On the other hand, i. e. H_d outweighs w_p , the band starts to expand^[7].

4. Late stage behaviour

The late stage is referred to as a period, in which transients in temperature have died out within the narrow shear band and a quasistationary temperature distribution has been established. The process is then governed mainly by the balance of heat diffusion and plastic work. It is shown that the initial band width represents a kind of lower bound and melting may happen in some cases^[4].

Based on the above argument, a simple approximation of thermoplastic shear band width $\sqrt{(\lambda \theta_* / \tau_* \dot{\gamma})}$ gives fairly satisfactory estimate^[7,8] compared to the measured ones^[9,10].