

α -钛/低碳钢爆炸复合界面 结合层内的绝热剪切现象^①

杨 扬 张新明

(中南工业大学材料科学与工程系, 长沙 410083)

李正华 李青云

(西北有色金属研究院, 宝鸡 721014)

摘 要 利用光学显微镜(OM)、扫描电镜(SEM)和透射电镜(TEM)研究了 α -钛/低碳钢爆炸复合界面结合层内 α -钛侧产生的绝热剪切带(ASB)内的微观组织结构。结果表明, ASB内的晶粒得到显著细化, 已转变为 $\sim 0.1\mu\text{m}$ 的等轴细晶组织且晶粒内位错密度低。ASB内未发生 $hcp \rightarrow bcc$ 转变, 亦无熔化迹象。依据ASB内的形变温度条件, 利用动态再结晶理论进行了分析讨论: 动态再结晶所产生的细晶组织可能导致高应变率下超塑性的发生, 致使ASB内发生大剪切应变。还对仅在界面层内 α -钛侧产生ASBs而钢侧却从未观察到ASBs这一现象首次从材料热粘塑性本构失稳理论, 就材料物理-力学-热学三方面性能进行了综合分析, 并表明: 绝热剪切是一个速率相关过程。

关键词 界面 动态再结晶 超塑性 绝热剪切

绝热剪切现象一般具有两个最基本的特征^[1]: 其一, 从显微组织观察上总以形成剪切变形高度局域化的, 宽约 $1\sim 10^2\mu\text{m}$ 数量级的剪切带为主要特征; 其二, 从热力学的角度总与冲击载荷下材料的高速变形接近于绝热过程这一特征分不开, 这时变形过程中的非弹性功所转化的热量将引起绝热升温从而引起绝热剪切的形成和发展。

早在本世纪初人们就已观察到了绝热剪切现象^[2], 并在1944年由Zener和Hollomon^[3]首次进行了研究。半个世纪以来, 特别是近十余年来对绝热剪切带(ASB)的研究工作主要是在两个方向上展开^[3-6]: 一是从力学上侧重于材料本构规律、建立材料失稳准则; 二是从ASB内的显微组织结构上进行研究。

钛/钢爆炸复合界面层内钛侧产生ASBs这一现象早就观察到了, 但ASB内微观组织结构特征及其形成机制、高应变率下ASB内

大剪切应变产生机理以及在爆炸复合冲击载荷下仅在钛侧产生ASBs的原因等一直不清楚。本文在对ASB内微观组织特征分析研究的基础上, 对上述问题进行了深入探讨。

1 实验方法

采用工业纯钛TA2和低碳钢A3, 用爆炸复合法制备TA2/A3复合板, 沿射流方向取样制备金相样及透射电镜样。SEM观察在X-650 SEM上进行; TEM观察在H-800分析电镜上完成, 工作电压200 kV。显微硬度测量在HM-T-3显微硬度计上进行(载荷0.1 N)。

2 实验结果

图1为TA2/A3爆炸复合界面之OM照

^① 收稿日期: 1994-09-16; 修回日期: 1994-10-27

片,可见TA2侧ASB有两个走向:其一沿TA2/A3复合界面;其二与界面约成45°倾角并穿过多个晶粒向TA2基体延伸,消失在TA2基体中。估算ASB头部传播的最小速率(ASB的长度除以ASB形成的时间)的数量级为 $10^2\sim 10^3$ m/s。

图2为ASB的OM和SEM照片,可见ASB和基体的分界面不甚规则,ASB内晶粒细小、呈等轴状。距ASB稍远的基体组织中有大量孪晶(见图3)。在爆炸复合TA2/A3的冲击载荷下,TA2侧的ASB内均未发现有孔洞或微裂纹。Erllich^[7]发现:碰撞后若ASB内没有产生拉应力,则ASB内不会有孔洞或微裂纹形成。可见在爆炸复合的冲击加载条件下,TA2侧主要承受压缩冲击波。

图4为ASB和邻近基体的TEM照片,图中箭头所指为ASB和TA2基体的交界面。邻近基体中位错密度高,距ASB稍远的基体中存在高密度且相互交叉的孪晶(图5)。基体选区衍射花样(图4左上角)呈现 hcp 单晶衍射花样($[3\bar{3}0\bar{1}]$ 晶带轴);而ASB内的衍射花样(图4右上角)呈不连续环状,为多晶体花样,经用 α -Ti的晶格参数($a=2.95\text{ \AA}$, $c=4.68\text{ \AA}$)标定表明仍为 hcp 结构,可见没生 $hcp\rightarrow bcc$ 转变。从ASB的衍射花样看其内的晶粒存在一定程度的择优取向。ASB内的晶粒呈等轴状且其平均晶粒尺寸不超过 $0.1\text{ }\mu\text{m}$ 。ASB内的等

轴晶粒内位错密度低。ASB内没有形变孪晶。ASB和基体交界处没有观察到柱状晶,这表明ASB内没有发生熔化。

ASB显微硬度测量结果如图6所示(每根误差线代表10次测量值所在范围)。可见,ASB内的显微硬度值比基体略高,基体中越接近ASB其显微硬度值略有增大,这是ASB内塑性变形强化效应(包括应变率强化和应变强化)和绝热温升热软化效应综合作用的结果。

3 讨论

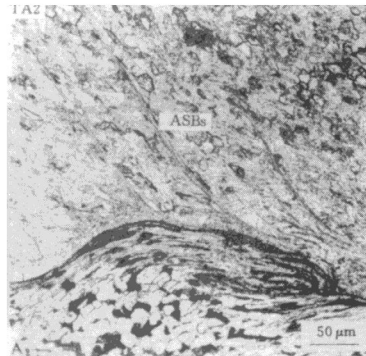


图1 TA2/A3复合界面层的金相组织

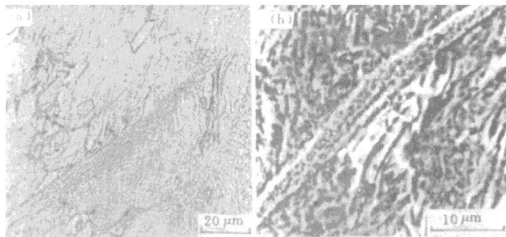


图2 TA2侧所产生的ASB
(a) OM; (b)—SEM

3.1 热粘塑性本构失稳

材料在冲击载荷下的绝热剪切可归结为材料的热粘塑性本构失稳^[1]。热粘塑性本构方程在一维剪切的情况下一般可写为:

$\tau = \tau(\gamma, \dot{\gamma}, T)$ (1)

式中 γ —应变; $\dot{\gamma}$ —应变率; T —温度。由此热粘塑性失稳临界条件为:

$\frac{d\tau}{d\gamma} = \frac{\partial \tau}{\partial \gamma} + \frac{\partial \tau}{\partial \dot{\gamma}} \cdot \frac{d\dot{\gamma}}{d\gamma} + \frac{\partial \tau}{\partial T} \cdot \frac{dT}{d\gamma} = 0$ (2)

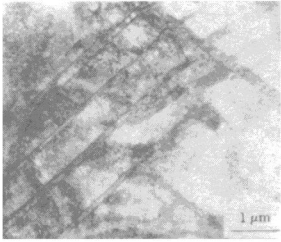


图3 TA2基体内的孪晶

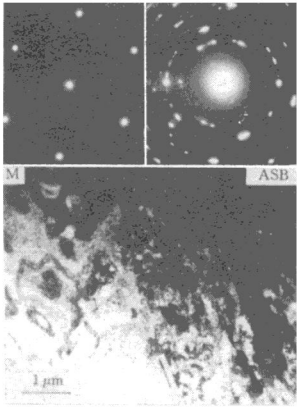


图4 ASB和其邻近基体形貌及各自的衍射花样

可见,在一般情况下,本构失稳是否发生取决于材料的应变硬化 $\frac{\partial \tau}{\partial \gamma} (> 0)$,应变率硬化 $\frac{\partial \tau}{\partial \dot{\gamma}} (> 0)$ 和热软化 $\frac{\partial \tau}{\partial T} (< 0)$ 三者之间的平衡。

在高应变率($\dot{\gamma} > 10^3 \text{ s}^{-1}$)下,材料的本构关系可由 Johnson 和 Cook^[8]提出的关系式表示:

$\tau = (\tau_0 + B\epsilon^N)(1 + c \ln \dot{\epsilon}^*) (1 - T_a^M)$ (3)

式中 τ_0 —屈服剪应力; $T_a = T/T_m$; T_m —材料熔点, K; $\dot{\epsilon}^* = \dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0$; $\dot{\epsilon}$ —外加应变速率, $\dot{\epsilon}_0 = 1 \text{ s}^{-1}$; B 、 C 、 N 和 M 均为材料常数。

3.2 绝热温升

冲击载荷下的高应变率变形一般可近似作

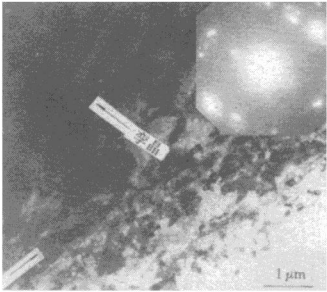


图5 ASB及邻近基体中的孪晶

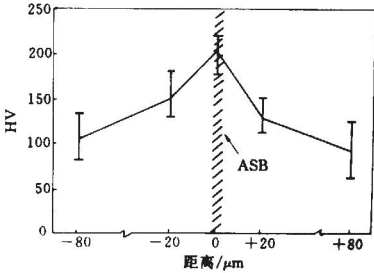


图6 ASB中及其附近基体的显微硬度

为绝热过程来处理。对于绝热过程,由塑性功转化的热能将导致绝热温升 ΔT :

$$\Delta T = \frac{\beta'}{C_V \rho} \int_0^{\epsilon} \tau d\epsilon \quad (4)$$

式中 ρ 、 C_V 分别为材料密度和定容比热。

β' 表征总的塑性功转化为热量的比例系数,一般取 $\beta' = 0.9$ 。联立(3)、(4)两式,并假设在一定的应变率下:

$$\int_{T_0^*}^{T_f^*} \frac{dT}{1 - T_h^*} = \frac{0.9(1 + c \ln \dot{\epsilon}^*)}{C_V \rho} \times \int_0^{\epsilon_f} (\tau_0 + B \epsilon^N) d\epsilon \quad (5)$$

式中 T_0^* 、 T_f^* 分别为起始和终了温度。可见解(5)式即可将温升用塑性变形的函数关系来表征。此外,高应变率下的绝热温升显然比低应变率下的高。在这个意义上,应变率强化效应通过绝热温升将转化为一种软化效应,间接地对材料本构失稳起促进作用。同样,在给定的应变率下由(5)式知,随应变的增大,绝热温升增大。由此可见,应变率和应变都对绝热剪切过程的发展有影响。

对 TA2/A3 来说:TA2 的 $C_V \rho$ 值为 $2.4 \times 10^6 \text{ J/m}^3 \cdot \text{K}$;比 A3 的 $C_V \rho$ 值 $3.9 \times 10^6 \text{ J/m}^3 \cdot \text{K}$ 要小得多。此外,钛的流变应力对应变速率十分敏感,在 10^3 s^{-1} 的高应变率下钛的动态应力比准静态($\dot{\gamma} \approx 2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$)下的流变应力高 $200 \sim 400 \text{ MPa}$ ^[9];而室温下碳钢在 $\dot{\gamma} = 10^3 \text{ s}^{-1}$ 的动态流变应力比准静态(10^{-3} s^{-1})时的流变应力仅高 $\sim 100 \text{ MPa}$ ^[10],可见,从材料本身物理性能(C_V 、 ρ)和力学性能(流变应力对应变速率的敏感程度)上看 TA2 比 A3 更容易产生 ASB。

在爆炸复合这一特定条件下,在碰撞点附近由于高速斜碰撞产生很大的压力,该处金属受很大的绝热剪切作用。如计及热交换,那么根据能量守恒方程,该区域内的热内能增加率可表示为:

$$C_V \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \tau_{ij} \cdot \dot{\gamma}_{ij} - k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

式中 k 为热传导系数。

就 TA2/A3 系: $k_{\text{TA2}} = 16.3 \text{ W/m} \cdot \text{K}$, $k_{\text{A3}} = 50.2 \text{ W/m} \cdot \text{K}$, $k_{\text{A3}}/k_{\text{TA2}} = 3.1$ 。由(6)式知:

由于 TA2 的热导系数(k_{TA2} 值)小所以由热传导所引起的能量损失率($k_{\text{TA2}} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$ 值)小于塑性功率引起的能量增加($\tau_{ij} \cdot \dot{\gamma}_{ij}$ 项),因此碰撞点附近急剧聚积的能量转化为热能,导致温度迅速上升,又由(3)式知温度的上升将导致材料流变应力下降进而导致塑性剪切变形的进一步增加,这反过来又引起温度的进一步提高,致使 TA2 侧产生 ASB。而对 A3 来说,由于其 k_{A3} 值高,其 $\tau_{ij} \cdot \dot{\gamma}_{ij}$ 和 $k_{\text{A3}} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$ 两项数值相当,两者的差额值不足以使 A3 产生 ASB,故 A3 侧没有形成 ASBs。

3.3 应变速率对超塑性的影响

超塑性产生的主要条件是:晶粒组织细小($< 10 \mu\text{m}$)而稳定,形变温度较高($> 0.4 T_m$)。

在高应变率下产生超塑性的可能性可以利用超塑性的基本理论进行预测并和实验条件进行比较来分析。

超塑变形的速率控制机制目前尚不十分清楚。超塑变形机制可以认为是 Ashby 和 Verall^[11]所提出的伴随有扩散的晶界滑动机制即所谓 A-V 机制。A-V 机制认为超塑变形时的应变速率可用下式表示:

$$\dot{\epsilon} = \frac{100 \Omega D_V}{K T d^2} \left[\sigma - \frac{0.72 \Gamma}{d} \right] \left[1 + \frac{3.3 \delta D_b}{d D_V} \right] \quad (7)$$

式中 σ —外加应力; Ω —原子体积; d —晶粒尺寸; δ —晶界宽度; D_V —体扩散系数; D_b —晶界扩散系数; Γ —晶界能量; T —温度; K —玻尔兹曼常数。文献[8]中给出了在 $100 \sim 1000^\circ\text{C}$ 温度范围内工业纯钛的等温及绝热状态下剪应力-应变曲线。绝热曲线是在假设所有形变功全部转为热能的基础上得到的。在 $\gamma \approx 1.2$ 时,材料开始热失稳。钛/钢爆炸复合界面 TA2 侧产生 ASB 内的剪应变可根据上述内容进行推断;由于只有当 $\gamma > 1.2$ 时,才可能产生热塑失稳,故 ASB 内的剪应变应至少为 1.2,根据文献[12]提供的理论关系式计算表明,ASB 内剪应变约为 5.3。因此我们认为 TA2 之 ASB 内剪应变约为 5。同时钛在 1156 K 发

生 $hcp \rightarrow bcc$ 转变, 其熔点为 1942 K。根据实验结果可见 ASB 内温升达 1073 K 的估计是可信的, 这和文献[8]很吻合。

文献[13, 14]指出: 应变率增大, 动态再结晶的稳态晶粒尺寸是减小的, 并符合以下关系: $d_s \propto \dot{\epsilon}^{-0.5}$ 。从实验结果看: ASB 内的晶粒尺寸由原始 $\sim 12 \mu\text{m}$ 减小至 $\sim 0.1 \mu\text{m}$, 并且晶粒呈等轴状, 晶粒内位错密度低。ASB 内的组织结构特征和形变温度条件表明 ASB 内发生了动态再结晶。

(7)式可用以计算由 A-V 机制起作用时的应变率, 由文献[15, 16]查得 α -钛如下数据:

$\Omega = 1.66 \times 10^{-29} \text{ m}^3$; $D_{0V} = 3.5 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$; $\Gamma = 3.5 \times 10^{-1} \text{ N/m}$; $Q_V = 1.2 \times 10^5 \text{ J/mol}$; $\delta = 6.0 \times 10^{-10} \text{ m}$; $D_{0b} = 1.0 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$; $Q_b = 6.0 \times 10^4 \text{ J/mol}$ 。

取 $\sigma = 150 \text{ MPa}$, d 为 $0.1 \mu\text{m}$ 。将这些数据代入(7)式得: $\dot{\epsilon} \approx 0.7 \times 10^6/\text{s}$, 这和爆炸复合应变速率 $10^5 \sim 10^6 \text{ s}^{-1}$ 非常相当。由此可见: 在 $\sim 10^6 \text{ s}^{-1}$ 的高应变速率下超塑变形对组织尺寸要求为 $0.1 \mu\text{m}$ 。因此, 在 10^6 s^{-1} 的应变率下由动态再结晶所得到的晶粒尺寸的减小和高应变率下超塑变形对晶粒尺寸的要求非常相近。

由上述分析讨论可见: 在爆炸复合冲击载荷的高应变率(10^6 s^{-1})条件下, TA2/A3 复合界面层内 TA2 侧产生 ASB 内由于绝热温升($>0.4 T_m$)并伴有较大的剪应变, 导致动态再结晶的发生, 从而获得很细小的晶粒组织($\sim 0.1 \mu\text{m}$), 这种细晶组织促进了高应变率下的超塑变形, 致使 ASB 内发生大剪应变。

4 结论

(1) TA2/A3 爆炸复合冲击加载高应变率下, 界面层内 TA2 侧总能观察到 ASBs, 而

A3 侧从未出现过 ASB, 这是由于 TA2 和 A3 这两种材料本身物理性能(C_v 、 ρ)、力学性能和热性能的差异所致。

(2) TA2 侧所产生的 ASB 内细小($\sim 0.1 \mu\text{m}$)的等轴晶组织是 ASB 内动态再结晶的结果。由动态再结晶产生的等轴细晶组织有利于高应变率下的超塑变形, 由此可以较好地解释 ASB 内的大剪切应变。

参考文献

- 1 王礼立. 见: 王礼立, 余同希, 李永池(编), 冲击动力学进展. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 1992. 1.
- 2 Bedford A J, Wingrove A L, Thompson K P L. J of the Austr Inst of Metals, 1974, 19: 61.
- 3 Zener C, Hollomon, J H. J Appl Phys, 1944, 15: 22.
- 4 Culver R S. In: Rohde R W, Butcher B M(eds), Metallurgical Effects at High Strain Rates. New York: Plenum Press, 1973. 519.
- 5 Mataya M C, Carr M J. Metall Trans, 1982, 13A: 1263.
- 6 Me-Bar Y, Shechtman D. Mater Sci Eng, 1983, 58: 181.
- 7 Erlich D C, Curran D R. SRI-International Menlopark CA: 1980.
- 8 Johnson G R, Cook W H. In: Proc 7th Inter Symp Ballistic, Netherlands, 1983.
- 9 王礼立, 胡时胜. 爆炸与冲击, 1985, 1: 9.
- 10 Campbell J D, Ferguson W G. Phil Mag, 1970, 21: 169.
- 11 Ashby M F, Verrall R A. Acta Metall, 1973, 21: 149.
- 12 Olson G B. In: Meyer M A, Murr L E(eds), Shock Waves and High-Strain-Rate Deformation of Metals: Concept and Application. New York: Plenum Press, 1981.
- 13 Sandstorm R, Langneborg R. Acta Metall, 1975, 23: 387.
- 14 Derby B, Ashby M F. Script Metall, 1987, 21: 879.
- 15 Wert J A, Paton N E. Met Trans, 1983, 14A: 2535.
- 16 Dymant F. In: Kimura H, Izumi O(eds), Proc of the Forth Conf on Ti. Warrendale PA: The Metallurgical Society of AIME, 1982. 519.