

30CrMnSiA 钢高温动态力学性质的实验研究*

夏开文 刘文彦 唐志平

(中国科学技术大学力学与机械工程系 合肥 230026)

摘要 通过附有恒温加热炉的 SHPB 装置, 测量了 30CrMnSiA 钢从室温到高温 (600°C) 的动态 ($1.5 \times 10^3 \sim 4.0 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$) 应力应变曲线, 并利用一维应力波传播理论和传热学原理, 修正了温度梯度场对测量的影响。结果表明, 在实验温度 26~600°C 内, 30CrMnSiA 钢的温度软化规律可分为低温区和高温区; 低温区流动应力随温度变化剧烈, 高温区则缓慢。与准静态不同的是, 高应变率下的转化温度有明显的提高。

关键词 30CrMnSiA 钢 温度梯度场 应力应变关系 应力波

中图法分类号 O 344.1

1 引言

30CrMnSiA 钢是航空航天领域广泛使用的一种材料。其工作环境往往涉及高温、高应变率、高升温率等极端条件, 因此, 其在高温高应变率下的力学性能是人们非常关心的。在低应变率、高升温率下 30CrMnSiA 力学行为的研究国内已有报道^[1], 但高温高应变率下的研究在国内还很少见到, 国际上也不多。究其原因, 一方面是实验装置设计上的固有困难, 另一方面是实验数据处理上也有一定的难度。我们在原有的 SHPB 装置上增加了恒温加热炉, 在数据处理时考虑了温度梯度场的存在对波传播的影响, 并利用一维应力波理论和传热理论消除了这一影响, 比较准确地给出了 30CrMnSiA 钢的高温动态应力应变曲线, 从而可为由强激光与物质的相互作用的数值模拟提供有用的实验参数。

2 实验装置及原理

目前, 对材料高温动态力学行为的实验研究一般都在附有加温装置的 SHPB 上进行。我们实验所采用的装置如图 1 所示。恒温加热装置由热电偶探头、电源、继电器组成, 在设定的试验温度下, 继电器根据来自热电偶的温度反馈控制电源以达到恒温的目的。

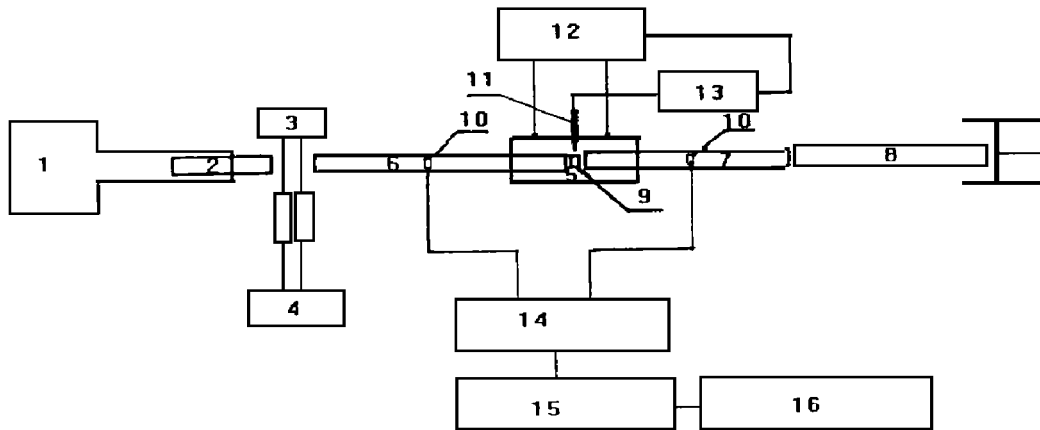
为了使试件温度均匀, 输入杆及输出杆都有一部分处在加热炉中。这样, 对试件进行加热不可避免地会在输入、输出杆中造成一个温度梯度场, 而这一温度梯度场的存在对入射、透射波的测量将带来一定的影响。当前, 在用可加温 SHPB 装置测高温力学性能的试验中消除这一影响的方法分为两类^[2]: (1) 通过实验装置的特殊设计^[2], 降低温升或缩小温度梯度场的影响域, 从而消除温度梯度场对测量带来的影响, 如用热不敏感材料制做输入、输出杆, 降低加温段

* 国家高技术激光技术领域支持。

夏开文: 男, 1973年8月生, 硕士研究生。

1997-10-06收到原稿, 1998-02-23收到修改稿。

宽度及采用隔热材料连接杆与试件等; (2)在处理实验数据时设法消除温度梯度的影响^[3-4]我们采用的是后一种方式



1 Gas chamber; 2 Projectile; 3 Parallel light source; 4 Photo-electric converter;
5 Furnace; 6 Input bar; 7 Output bar; 8 Momentum bar; 9 Specimen; 10 Strain gauge;
11 Thermal couple; 12 Power; 13 Relay; 14 Amplifier; 15 Digital oscilloscope; 16 Computer

图1 实验装置示意图

Fig 1 Scheme of the experimental apparatus

要消除温度梯度场对测量的影响,我们首先必须知道杆上温度的分布。由传热学原理可知,对于一端有一恒温大热源(对应于加热炉),另一端无限长的圆杆(对应于输入、输出杆),其温度分布可表示为^[5]

$$T - T_{\infty} = (T_0 - T_{\infty}) e^{-mx} \quad (1)$$

式中: $m^2 = hL / kA$, x 为离热源的距离, T_0 为热源温度, T_{∞} 为无穷远处温度,对我们当前情况来说即为室温, h 为空气热交换系数, L 为杆截面周长, k 为杆的导热系数, A 为杆的截面面积。对本实验,杆直径 $d = 14.5\text{mm}$, $T_{\infty} = 26^{\circ}\text{C}$, $k = 40\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$, $h = 50\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$, 由此所得的杆中温度分布如图2所示。

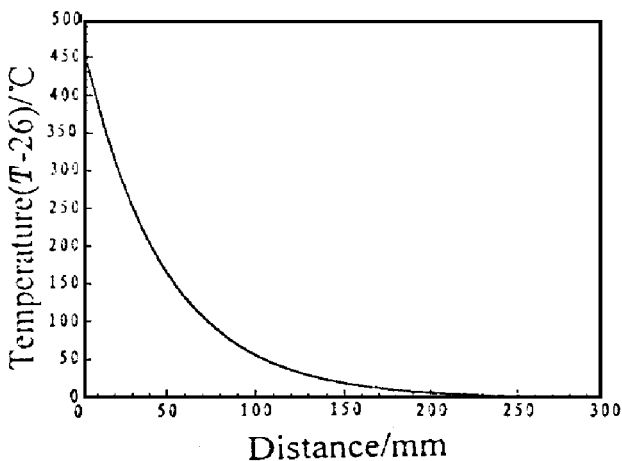


图2 炉温 500°C 时杆上离炉口 x 处的温度分布

Fig 2 Temperature distribution of a bar when stove temperature is 500°C

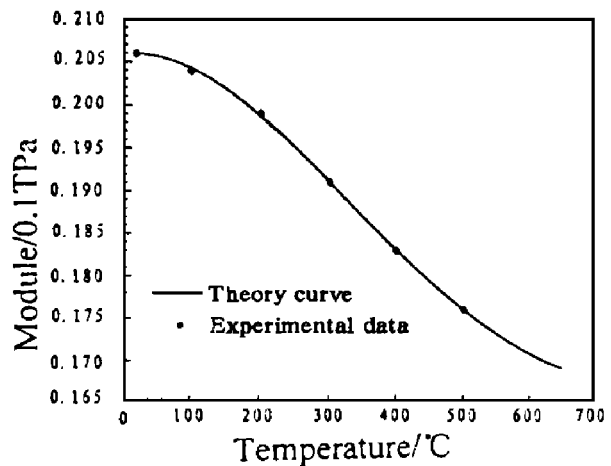


图3 拟合公式与实验值比较

Fig 3 Comparison of fitting curve with experimental data

由图 2 可以看出, 在距离炉出口 250mm 处杆上的温度已降为室温。我们对应变片所作的动态标定是在常温下进行的, 为了减小系统误差及考虑到应变片的耐热性能, 贴片位置在杆上距炉口 300mm 处。

由于在本次实验的加载速度范围内, 杆一直处于弹性范围, 所以温度梯度场对波传播的影响, 是通过影响杆的模量 E 来实现的。在实验温度 26~600°C, 可由实验值拟合出一个杆模量随温度变化的经验公式

$$E(T) = \frac{E_0}{C_3(T/T_0)^3 + C_2(T/T_0)^2 + C_1(T/T_0) + C_0} \quad (2)$$

式中: C_0, C_1, C_2, C_3 为材料常数, E_0 为常温下的模量, T_0 为材料融化温度, 拟合公式与实验值比较见图 3 其中实验值取自文献 [6] 中的 65Mn 钢。

由一维应力波理论, 以速度 v 和应变 X 为变量, 有连续方程

$$\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial X}{\partial t} \quad (3)$$

其中 x 为 Lagrange 坐标, 运动方程为

$$d(T) \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial e}{\partial x} \quad (4)$$

在当前的实验温度及应力条件下, 杆一直处于弹性范围, 有

$$e = E(T)X \quad (5)$$

又 $x = x(T)$, 将 (5) 代入 (4), 得

$$d(T) \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial E(T)X}{\partial x} \quad (6)$$

杆的密度 d 随温度的变化不大, 通常认为保持为恒值 d_0 。这样, 我们得到了加温条件下杆中一维应力波传播的控制方程组

$$\begin{cases} \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial X}{\partial t} \\ d_0 \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial E(T)X}{\partial x} \end{cases} \quad (7)$$

记应变片测得的入射波为 X_0 , 试件端面受到加载入射波为 X_1 , 实验测得的透射波记为 X_2 , 试件端面实际透射的波为 X_3 。文献 [3] 中将杆上的连续温度分布简化成五个台阶, 并把入射波简化成梯形波, 用弹性波的透射、反射理论由 X_0 处理得到 X_1 , 由 X_1 处理得到 X_2 。透射波并不是梯形波, 使用这一方法近似处理透射波时误差比较大。文献 [4] 中用一个统一的修正公式处理入射波与透射波

$$X_3/X_2 = (1 + \epsilon_T/\epsilon_0)^{3/4} \quad (8)$$

式中: $\epsilon_T = \alpha(T - T_0)/\alpha_0$, α_0, α 为材料常数, ϵ_0 代表应变片测到的常温下的波形, ϵ_T 代表温度为 T 的试件处的实际波形。然而正如文献 [3] 所指出的, 严格说来, 由实测的波形推得试件处实际的波形, 要解一个初边值问题, 我们的处理方法正是基于这一认识, 由公式 (1), (2) 可以得到在不同实验温度下模量 E 随距离 x 的变化规律 $E(x)$, 由 (7) 得

$$\begin{cases} \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial X}{\partial t} \\ d_0 \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial E(x)X}{\partial x} \end{cases} \quad (9)$$

将上式用交叉隐式格式差分

$$\begin{cases} X_j^{n+1} = X_j^n + \Delta t \Delta X (v_{j+1/2}^n - v_{j-1/2}^n) \\ v_{j+1/2}^{n+1} = v_{j+1/2}^n + \Delta t \Delta X [(E X_j^{n+1}) - (E X_j^n)] / d_0 \end{cases} \quad (10)$$

由 X 得到 X 时间处理比较简单, 只需以 X 为边值条件求解 (10), 我们处理的一个典型结果见图 4 图中横坐标为时间, 纵坐标为数字化的电压。

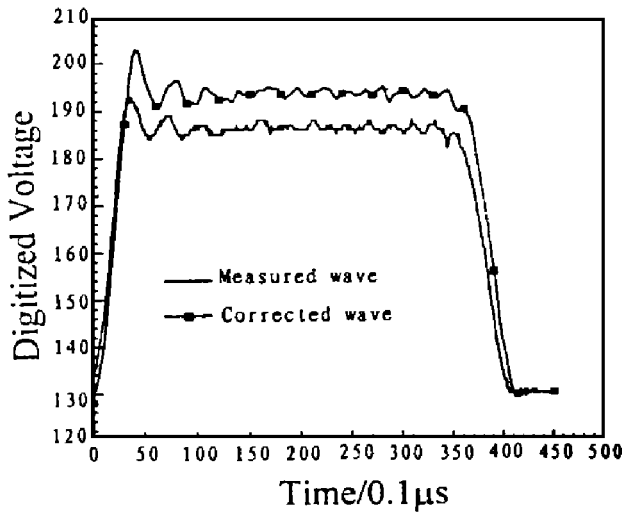


图 4 一个给定应变率下 400°C 实测波 X 与修正波 X 的比较

Fig 4 Comparison of a measured wave X with corrected wave X at given strain rate

由图 4 可以看到, 入射波经过温度梯度场, 其形状基本不变, 但幅度有 10% 左右的变化; 可以预计随温度的升高, 变化将变大。对我们所用的杆材料, 在温度低于 200°C 时, 可以认为波形变化可以忽略, 但在这个温度以上, 必须进行波形修正。文献 [3] 用公式 (8) 进行波形统一修正, 而我们可以看到在波形上的不同位置, 幅度变化比例并不一致。

由 X 得到 X 时比较困难, 这是一个波传播的反问题, 如果直接应用 (10) 式反推的话, 初始条件不能预先知道。而在温度梯度场存在的条件下, X 传到应变片处得到 X 时, 透射杆的应变片与试件由于波的相互作用会“残留”有应变, 在这里我们做了一个简化处理, 认为这些“残留”应变可以忽略。有了这个假定, 我们就可以解以 X 为边值、初值为 0 的边值问题 (10) 求得 X 事实上, 公式 (8) 忽略了入射波与透射波的处理上的差异。

为了检验这一假定的合理性, 我们先让一个实测波 X^0 (给定应变率下 500°C 时透射波) 由试件传到应变片处得 X^1 (见图 5), 然后让应变片处的波反传到试件处得 X^2 并做比较 (见图 6)。图 5 再次证明了波形修正的必要性。从图 6 可以看到原始波 X^0 传到应变片又反传回来后, 所得的波

再次证明了波形修正的必要性。从图 6 可以看到原始波 X^0 传到应变片又反传回来后, 所得的波

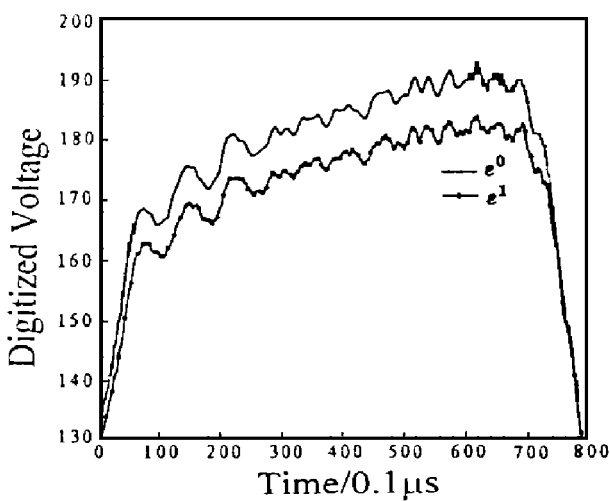


图 5 波形 X^0 与 X^1 的比较

Fig 5 Comparison of wave X^0 and X^1

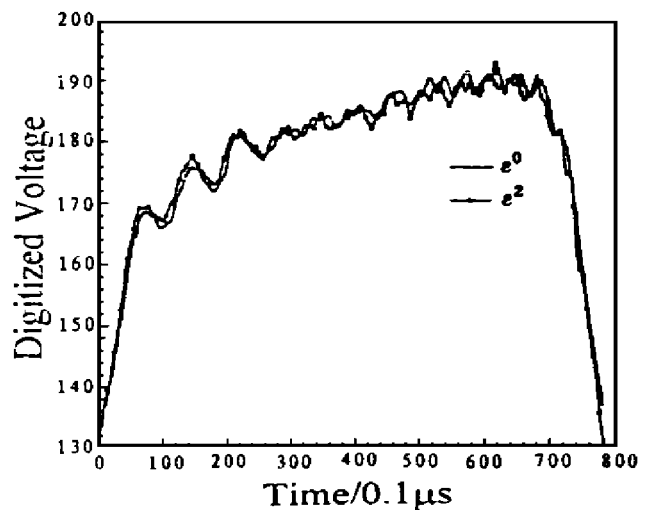


图 6 波形 X^0 与 X^2 的比较

Fig 6 Comparison of wave X^0 and X^2

与原始波重合比较好,特别是对于计算应力-应变有用的部分(对应图上初始波形部分)重合好。基于以上的考虑及方法,对实测的入射波及射透波进行了修正。

利用一维应力波理论,可以确定时间材料的应变率 $\dot{X}(t)$ 、应变 $X(t)$ 和应力 $e(t)$ 。在利用(10)式进行波形修正时,我们可以得到与试件接触的输入杆及输出杆端面的速度历史 $v_1(t)$ 、 $v_2(t)$ 、应变历史 $X_1(t)$ 、 $X_2(t)$,由此进一步可以得到其位移历史 $s_1(t)$ 、 $s_2(t)$,试件的应变率历史、应变历史及应力历史可表达为

$$\dot{X}(t) = \frac{v_2(t) - v_1(t)}{l_0} \quad (11)$$

$$X(t) = \frac{s_2(t) - s_1(t)}{l_0} \quad (12)$$

$$e(t) = \frac{E(T) [X_1(t) + X_2(t)] A}{2A_0} \quad (13)$$

式中: l_0 为试件的初始长度, A_0 为试件的初始截面积, A 为杆的面积。由上面三式我们就可以计算出试件的应变率及应力应变曲线,其中应变率为加载时的应变率。

3 实验结果及讨论

实验采用未经热处理的 30C M nS iA 钢材。在同一温度、同一应变率下,我们的实验结果有较好的重复性,如图 7 所示。

温度改变时,在子弹速度相同的情况下加载的应变率也随之改变,所以为得到同一应变率下温度改变的应力应变曲线,我们进行了一系列实验。其中,在应变率为 $2000s^{-1}$ 时不同温度下的应力应变曲线和应变率为 $4000s^{-1}$ 时不同温度下的应力应变曲线见图 8 图 9

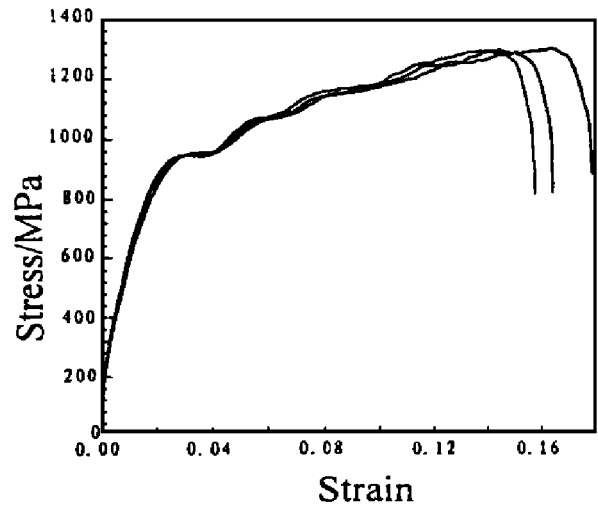


图 7 常温 (26°C)、应变率为 $3000s^{-1}$ 应力应变曲线
Fig. 7 e - X curves at room temperature and strain rate of $3000s^{-1}$

考虑到在变形的初始阶段,均匀性假定不成立,即实验所得的应力应变曲线在应变比较大时才有效,选取 $\epsilon = 8\%$ 时的应力 $e_{0.08}$ 对温度作图,得到 $e_{0.08}$ - T 曲线。当应变率为 $2000s^{-1}$ 时的 $e_{0.08}$ - T 曲线见图 10

从图 8 图 9 可以看出,在一定应变率下,当温度低时,随温度的升高,应力应变曲线显著下降,而当温度升高到一定值时,热软化又变得不明显。这一点从图 10 的 $e_{0.08}$ - T 曲线中可以看更为明显。这一结果和文献 [1] 给出的 30C M nS iA 在低应变率、高升温率下的软化规律不同。如果定义在一定应变率下热软化速度由快变慢的转化温度为 T_1 ,可以由图 8 9 看出随应变率的提高, T_1 值变大。由图 10 可以看到,一定的温度下,当应变率增加时,流动应力也增加。为了更加准确地预测 30C M nS iA 钢的屈服行为,温度和应变率这两个因素必须都要考虑。有了以上的实验数据,根据设计要求和条件就可以在航天飞机及导弹的研制时给出合理的强度估计。

以上结论是在温度上限为 600°C 时得到的,当温度进一步升高到接近材料的熔点时,必将

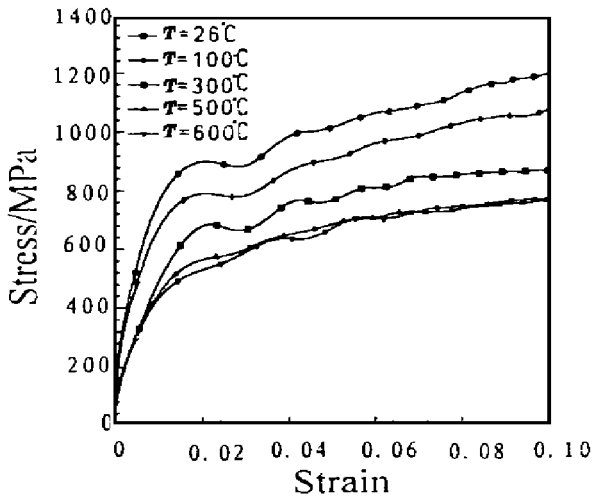


图8 应变率为 2000s⁻¹ 时的应力应变曲线

Fig 8 σ - ϵ curve at strain rate of 2000s⁻¹

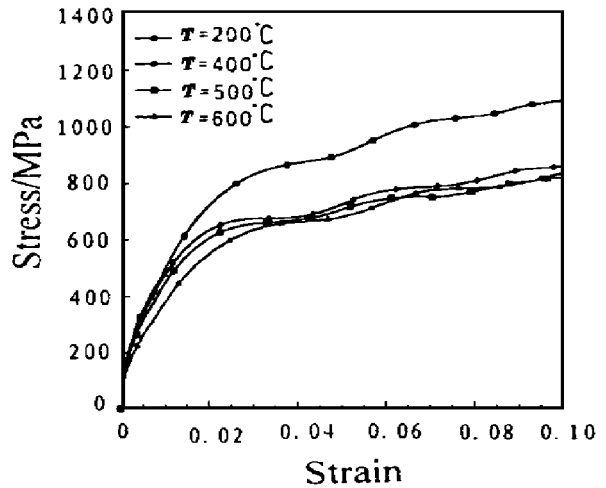


图9 应变率为 4000s⁻¹ 时的应力应变曲线

Fig 9 σ - ϵ curve at strain rate of 4000s⁻¹

会有一个快速软化的过程。但在通常的使用条件下,环境温度离材料的熔点比较远,也就是说,材料将满足本文实验所得的规律。

考虑材料的应变率效应和温度效应时,人们通常提出一个如下形式的经验型本构方程

$$\sigma = f(\dot{\epsilon}, \dot{\epsilon}_0)g(T) \tag{14}$$

其中: $f(\dot{\epsilon}, \dot{\epsilon}_0)$ 的形式研究较多,关键在于 $g(T)$ 的函数形式,在考虑温度剧烈下降的区域时,人们一般取 $g(T) = 1 - T/T_0$, 其中 T_0 为材料常数。例如在文献 [7] 中,王礼立提出的本构方程为

$$\sigma = (\sigma_0 + E_1 \dot{\epsilon}) \left(1 + g \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}\right) \left(1 - T \frac{T_0}{T_0}\right) \tag{15}$$

然而从图 10 可以看到, $g(T)$ 取双曲线比较合理,例如当应变率为 2000s⁻¹ 时,由实验数据的回归可以得到公式

$$\sigma(\dot{\epsilon}, T) = f(\dot{\epsilon}, \dot{\epsilon}_0) (T/T_0)^{-0.146} \tag{16}$$

其中 T_0 取 1000°C。拟合公式和实验点的比较见图 11

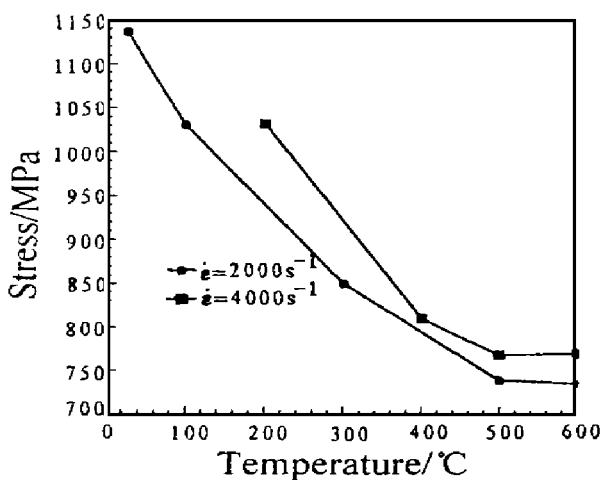


图10 应变率为 2000s⁻¹ 及 4000s⁻¹ 时的 σ_0 - T 曲线

Fig 10 The σ_0 - T curves at strain rate of 2000s⁻¹ and 4000s⁻¹

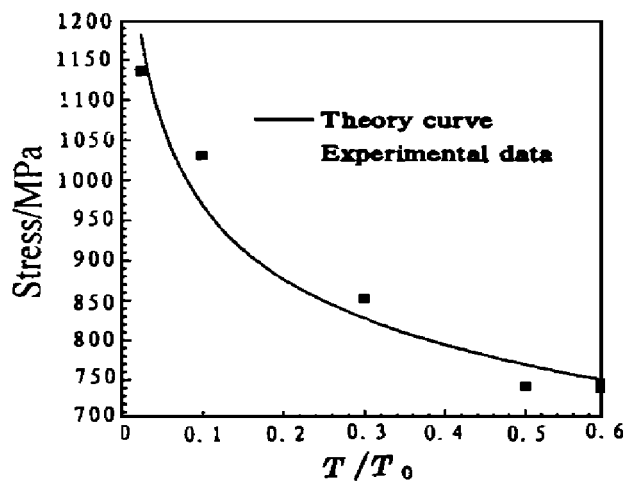


图11 拟合公式和实验值的比较

Fig 11 Comparison on fitting equation with experimental data

前人的实验结果表明^[9],对几乎所有的固溶体,其流动应力的温度依赖性是一致的;在低温下流动应力随温度的上升急剧下降,而在较高的温度下则几乎不随温度变化,呈现“平台”特征,当温度接近材料熔点的时候流动应力又急剧下降直到几乎为零(对应流体状态)。在文献[1]中,正是依据上述现象来划分应力的温度依赖区的。我们现在研究的是动态的情况,对一般材料而言,应变率的增加和温度的降低对流动应力的影响具有某种等效性,实验结果也说明了这点,至于其微观物理机制还有待进一步研究。

参 考 文 献

- 1 王春奎,黄晨光,孙原龙,等.升温率和应变率对 30C M nS i 拉伸强度的影响.金属学报,1995 31(10): 475
- 2 Gilat A, Wu X. Elevated Temperature Testing with the Torsional Split Hopkinson Bar. Exp Mech, 1994 4: 166
- 3 Chiddister J L, Malvern L E. Compression-impact Testing of Aluminum at Elevated Temperature. Exp Mech, 1963 8: 81
- 4 Lindholm U S, Yeakley L M. High Strain-rate Testing: Tension and Compression. Exp Mech, 1968 8: 1
- 5 Frank P I 等.传热学基本原理.葛新石,等译.安徽:安徽教育出版社,1985
- 6 王春奎,郑融. LY-12 铝高温凝聚态动力研究——高温应力应变关系的测试研究.见:1992 年激光的热和力学效应会议文集.绵阳,1992
- 7 工程材料实用手册编辑委员会.工程材料实用手册.第 1 卷.北京:中国标准出版社,1988
- 8 王礼立.绝热剪切——材料在冲击载荷下的本构失稳.见:王礼立,等编.冲击动力学进展.合肥:中国科学技术大学出版社,1992
- 9 周光泉,程经毅.金属的热粘塑性本构模型及其应用.王礼立,等编.冲击动力学进展.合肥:中国科学技术大学出版社,1992

EXPERIMENTAL STUDY OF DYNAMIC PROPERTIES OF 30C M nS i A STEEL AT HIGH TEMPERATURE

Xia Kaiwen, Liu Wenyan, Tang Zhiping

(Department of Modern Mechanics University of Science and
Technology of China, Hefei, 230026)

ABSTRACT Dynamic σ - ϵ curves ($1.5 \times 10^3 \sim 4.0 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$) for 30C M nS i A steel were measured from room temperature to 600°C , using SHPB apparatus with constant temperature. The effect of temperature gradient on measurement are corrected based on 1-D stress wave and heat conduct theories. The results show that in the temperature range of our experiments ($26 \sim 600^\circ\text{C}$), the softening caused by temperature under dynamic loading can be divided into two regions: low temperature and high temperature. The flow stress decreases dramatically in the low temperature region, while it decreases much slower in the high temperature region at given strain rates. The main difference is that the transition temperature under high strain rate loading is much higher than that under the quasi-static condition.

KEY WORDS 30C M nS i A steel; temperature gradient; stress and strain relation; stress waves