文章编号:1000-5773(2006)04-0345-08

几种材料的等效粘性系数、初始可动位错密度和拖曳应力*

张万甲,刘仓理

(中国工程物理研究院流体物理研究所,四川绵阳 621900)

摘要:基于 LY12 铝、MB_2 镁、铅、2# 铁和不锈钢等几种材料的弹性前驱波幅度随传播距离衰减的实验结果,应用含位错参量的速率相关本构方程,按照 Gilman 提议的位错运动速度的热激活模型,得出了 LY12 铝、MB_2 镁、铅的可动位错密度 N_0 和拖曳应力 τ_0 的下限值分别为 10^6 cm^{-2} 和 0.1 GPa 量级,不锈钢的 N_0 和 τ_0 为 10^8 cm^{-2} 和 1.5 GPa 量级。根据弹性前驱波幅度衰减曲线,还得出了 2# 铁、不锈钢的有效粘性系数 μ 的上限值为 10^4 Pa·s 量级。LY12 铝、MB_2 镁的有效粘性系数 μ 的上限值为 10^3 Pa·s 量级。

关键词:等效粘性系数;可动位错密度;拖曳应力;速率相关本构方程

中图分类号:O348 **文献标识码**:A

1 引 言

时间分辨的波剖面测量实验发现,在完全层裂时,层裂片的前界面呈现正弦式振荡运动,如图 1 所示。波形图具有两个明显的特点:(1) 被层裂片截留的来回振荡的波有稳定的振荡周期,(2) 振荡波形的幅度随传播距离(或时间)呈指数衰减。如果在相同条件下,由回收实验得出层裂片的平均厚度,由波剖面的连续测量得出振荡周期,便可以确定在层裂片中来回振荡的波的传播速度,实验证明,层裂片中传播的波具有弹性纵波速度。由于层裂所形成的层裂脉冲(如图 1 中的箭头 1 所示)是在材料中传播的压缩冲击波,它也应具有弹性先驱波,所以在后面的讨论中,将把在层裂片中传播的波当作是弹性前驱波。至于第二个特点,波形幅度的指数衰减则反映了传播过程中某种内在的物理机制,引起了波所具有的力学能连续累积地耗散。在冲击载荷下,尤其在冲击压缩的塑性流变阶段,材料的粘性起着非常重要的作用,因此,在流体力学的三个守恒方程中需要加进粘性和热传导的作用。在平面波沿 x 方向传播的主轴坐标系中,其形式为

$$\left.\begin{aligned} &\text{质量守恒} && \rho V=\rho_0 V \\ &\text{动量守恒} && \sigma+\rho V^2-\frac{4}{3}\mu\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}x}=\sigma_0+\rho_0 V_0^2 \\ &\text{能量守恒} && \rho V\left(h+\frac{V^2}{2}\right)-\frac{4}{3}\mu V\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}x}-k\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x}=\rho_0 V_0\left(h_0+\frac{V_0^2}{2}\right) \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

式中:μ 为粘性系数;k 为导热系数;$V=u-D$,$V_0=u_0-D$,D 为冲击波速度;ρ、u、σ、T、h 分别代表密度、质点速度、主应力、温度和焓;带下标"0"的为冲击间断前的量,不带下标的代表冲击间断阵面后的量。从(1)式可见粘性项出现在动量和能量守恒方程中,因为 $\mu>0$,所以粘性总是不可逆地将介质的机械能转化为热能,即内摩擦在波的传播过程中一直在起耗散作用。热传导项出现在能量守恒方程中,在波的传播过程中,热传导总是把波阵面中温度较高介质的热能不断地输送到周围温度较低的介质。因此,在

* **收稿日期**:2005-06-01;**修回日期**:2005-12-28

作者简介:张万甲(1936—),男,副研究员.

这两者的作用下，导致了波的幅度随传播距离累积地衰减。

根据几种材料在完全层裂时的实验测量波剖面和对波形图的上述理解，将对几种材料的等效粘性系数、初始可动位错密度和位错运动时的拖曳应力作初步的分析研究。

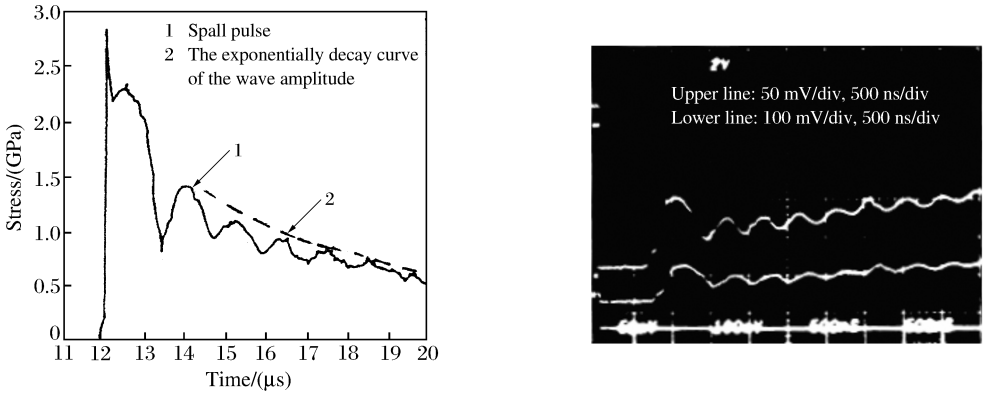


图 1 完全层裂时典型的实测波剖面

Fig. 1 The recorded wave profiles with completed spall

2 高应变率塑性流变和波阵面结构的位错模型

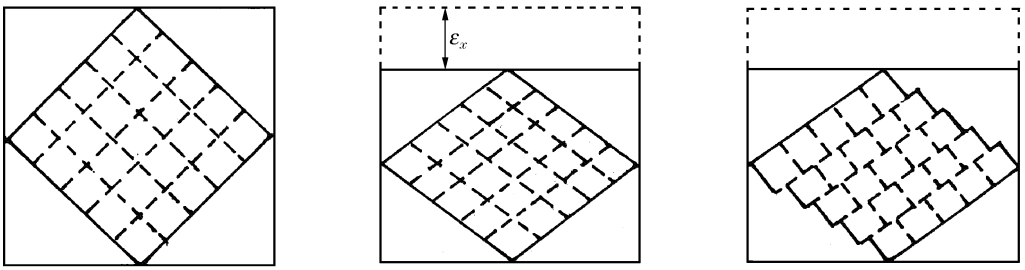
冲击载荷下，波阵面常被看作为一个没有厚度的间断面，各物理量的空间分布在间断面上发生跃变。事实上，由于物质的粘性和热传导效应，波阵面上应力发生弛豫，使波阵面弥散，所以实际的冲击波阵面仍然是有一定厚度的。在冲击波阵面的厚度区间内，尽管各物理量的梯度非常大，变化速率非常快，但由于其弥散效应，各种物理量在冲击波阵面内依然是连续的。在一维应变条件下，在冲击波阵面的厚度内，物体的变形过程示意图如图 2 所示，在冲击波阵面上高的偏应力能有效地使初始的立方晶格(图 2(a))畸变成为单斜晶格(图 2(b))，可以证明，在与冲击波传播的主轴方向成 45°夹角方向上出现的切应力 τ 最大，它可表示为

$$\tau_{\mathrm{m}}=\frac{1}{2}(\sigma_x-\sigma_y) \tag{2}$$

因为有 $\sigma_y=\sigma_x\nu/(1-\nu)$，$\nu$ 为泊松比，代入(2)式可得

$$\tau_{\mathrm{m}}=\frac{1}{2}\left(\frac{1-2\nu}{1-\nu}\right)\sigma_x \tag{3}$$

(3)式表明 τ_{m} 随 σ_x 的增大而增大，但任何材料都存在一个允许的最大剪切应力，即剪切强度，当分解的剪切应力超过材料的剪切强度时，材料将发生塑性流动，产生形状变化(图 2(c))，塑性流动使切应变得到缓解，从而使切应力不能继续线性地增大。位错、孪晶、空穴和杂质原子的迁移都可以产生塑性流动，

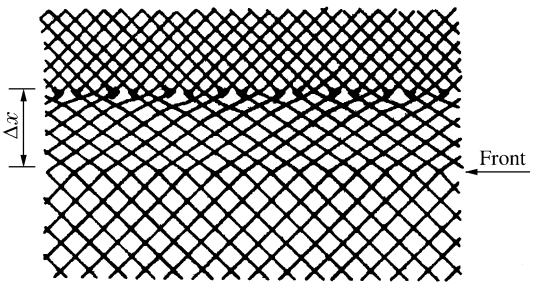


(a) Initial state (b) Uniaxial strain ε_x by planar shock propagation in solid (c) Shear stress release by remnant volume change

图 2 平面冲击波阵面传播过程中单元体的变形过程示意图

Fig. 2 Schematic representation of unit cube deformation when planar shock wave front propagation in solid

但塑性流变最基本的物理机制是位错的产生和运动,在屈服点之上,材料是含有大量缺陷的固体,主要是含有大量线缺陷-位错线的固体。对应于图 2 所示的过程,用位错模型描绘的冲击波阵面结构如图 3 所示。在冲击载荷时,位错界面(如图 3 中由刃位错组成的界面)隔开具有不同晶格参数的两种晶体,这是冲击波阵面上所独有的。位错的最大速度为材料的剪切波速度,所以位错界面不能跟着冲击波一道运动,产生的位错只以亚声速运动一段短的距离。当冲击波在材料中传播时,所到之处,将不断产生新的位错,形成新位错界面。位错密度是表示单位面积上穿过的位错线数目,在强冲击波作用下,波阵面上的可动位错密度可高达 $10^{12}/\mathrm{cm}^2$ 以上,因此,从物理上把在屈服点之上的塑性流变区的冲击波阵面,看作是由位错垒砌起来的一个界面应是一种比较切合实际的模型。在波阵面内,位错均匀成核模型可参阅参考文献[1]。



Δx—Wave front width, ⊥—Edge dislocation

图 3　用位错描绘的平面波阵面结构示意图

Fig. 3　The schematic description of plane wave front according to dislocation model

3　本构方程的位错动力学描述

从弹-塑性力学理论知道,空间一点的应力和应变状态可以由一张量表示,即应力张量和应变张量,张量的球量部分表示各向均值应力状态,代表静水压,即代表体积变化的部分,偏量部分代表形状的改变,它显示与塑性变形有关的部分。在一维应变条件下,在均匀的各向同性的连续固体中,介质的应力-应变状态可表示为

$$\left.\begin{aligned} &\varepsilon_x=\varepsilon_x(x,t)=\Delta v/v, && \varepsilon_y=\varepsilon_z=0\\ &\sigma_x=\sigma_x(x,t), && \sigma_y=\sigma_z\neq 0 \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

式中:v 为比容,$\Delta v/v$ 表示总的应变,总的应变是弹性和塑性两部分之和,弹性应变是只引起体积改变的球量部分,它是线性的、可逆的。塑性应变分量是代表只有原子重新排列、而没有压缩,即只有形状变化、而无体积变化的偏量部分,它是非线性的、不可逆的,因而在一维应变下,其总的应变可表示为

$$\left.\begin{aligned} &\varepsilon_x=\varepsilon_x^{\mathrm{e}}+\varepsilon_x^{\mathrm{p}}\\ &\varepsilon_y=\varepsilon_y^{\mathrm{e}}+\varepsilon_y^{\mathrm{p}}=0\\ &\varepsilon_y^{\mathrm{e}}=\varepsilon_z^{\mathrm{e}},\quad \varepsilon_y^{\mathrm{p}}=\varepsilon_z^{\mathrm{p}} \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

上标“e”和“p”分别表示弹性应变和塑性应变分量部分,又因为

$$\sum\varepsilon^{\mathrm{p}}=0,\varepsilon_y^{\mathrm{p}}=\varepsilon_z^{\mathrm{p}}$$

所以有

$$\varepsilon_x^{\mathrm{p}}+2\varepsilon_y^{\mathrm{p}}=0$$

则

$$\varepsilon_y^{\mathrm{p}}=-\frac{1}{2}\varepsilon_x^{\mathrm{p}} \tag{6}$$

在主轴系统中,应变的弹性部分应服从广义的虎克定律,所以有

$$\sigma_x=\lambda\varepsilon_x+2G\varepsilon_x^{\mathrm{e}} \tag{7}$$

式中:λ 和 G 是 Lame 常数($\lambda=E\nu/(1+\nu)(1-2\nu)$,$G=E/2(1-\nu)$,$E$ 为杨氏模量),将 $\varepsilon_x=\varepsilon_x^{\mathrm{e}}+\varepsilon_x^{\mathrm{p}}$ 代入(7)式消去 $\varepsilon_x^{\mathrm{e}}$,可得

$$\sigma_x-(\lambda+2G)\varepsilon_x=-2G\varepsilon_x^{\mathrm{p}} \tag{8}$$

(8)式对时间 t 取偏微分,有

$$\frac{\partial\sigma_x}{\partial t}-(\lambda+2G)\frac{\partial\varepsilon_x}{\partial t}=-2G\frac{\partial\varepsilon_x^{\mathrm{p}}}{\partial t} \tag{9}$$

因为在与 x 轴成 45°角方向上剪切应变 γ 最大，有

$$\gamma=\frac{1}{2}(\varepsilon_x^{\mathrm{p}}-\varepsilon_y^{\mathrm{p}})=\frac{3}{4}\varepsilon_x^{\mathrm{p}} \tag{10}$$

所以(9)式可表示为

$$\frac{\partial\sigma_x}{\partial t}-(\lambda+2G)\frac{\partial\varepsilon_x}{\partial t}=-\frac{8}{3}G\frac{\partial\gamma}{\partial t} \tag{11}$$

根据位错理论，切应变速率由 Orowan 关系式给出

$$\frac{\partial\gamma}{\partial t}=bNU \tag{12}$$

式中：b 为 Burgers 矢量的值，N 为运动位错密度，U 为位错的平均运动速度，关系式(12)使得微观的位错运动与宏观的塑性应变率之间建立了联系，将(12)式代入(11)式有

$$\frac{\partial\sigma_x}{\partial t}-(\lambda+2G)\frac{\partial\varepsilon_x}{\partial t}=-\frac{8}{3}GNbU \tag{13}$$

(13)式即为用位错动力学描述的速率相关的本构方程，本构方程与介质的物理力学特性密切相关，它是反映材料个性的流体运动方程、本构方程加上反映介质运动共性的守恒方程

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial\sigma_x}{\partial t}&=-\rho_0\frac{\partial u_x}{\partial t}\\ \frac{\partial\sigma_x}{\partial t}&=-\frac{\partial u_x}{\partial t}\end{aligned}\right\} \tag{14}$$

就得到了一个描述流体运动的完备方程组。将(13)式与(14)式组合，利用特征线法，偏微分方程(13)可以简化为常微分方程

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_x}{\mathrm{d}t}-(\lambda+2G)\frac{\mathrm{d}\varepsilon_x}{\mathrm{d}t}=-\frac{8}{3}GNbU \tag{15}$$

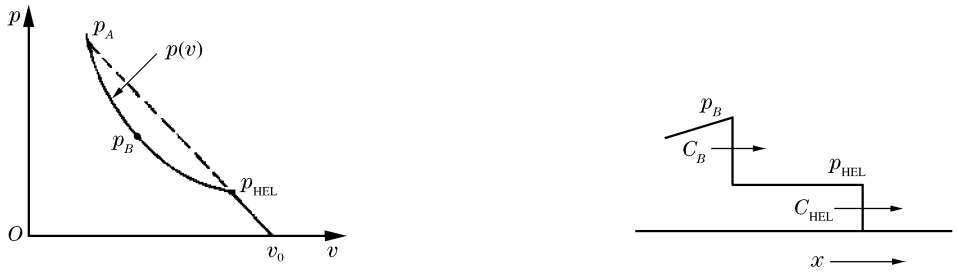
利用已知的关系式 $\lambda+2G=\rho_0C^2$ 和 $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}t=\rho_0C^2\mathrm{d}\varepsilon/\mathrm{d}t$，$C$ 为纵波声速，则(15)式可写成更简单的形式

$$\left.\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}\sigma_x}{\mathrm{d}t}&=-\frac{4}{3}GbNU\\ \text{或}\frac{\mathrm{d}\sigma_x}{\mathrm{d}x}&=-\frac{4}{3}\frac{GbNU}{C}\end{aligned}\right\} \tag{16}$$

(16)式直接描述了应力波的幅度随时间或距离的变化速率与材料的宏观参量 G、C 和微观参量 b、N、U 等之间的关系。

4 从弹性前驱波传播衰减确定初始可动位错密度和拖曳应力

弹-塑性响应是冲击波物理实验呈现出的最广泛、最典型的一种性状，也是材料性质最复杂的一个区域，弹-塑性材料的冲击压缩曲线如图 4(a)所示，雨贡纽弹性极限(HEL 点)把弹性区和塑性区两种性质不同的区域区分开来，由于 $p(v)$ 线的 $\partial^2 p/\partial v^2<0$，在稳定阈值 p_A 以下，在波剖面测量中将出现弹性



(a) Stress-specific volume curve under uniaxial strain (b) Wave profile including elastic and plastic wave

图 4 冲击压缩下的弹-塑性响应

Fig. 4 Material elastic-plastic response under shock compression

前驱波和后面跟随塑性波的双波结构,如图 4(b)所示。HEL 点也称动态屈服点,如前所述,动态屈服表明分解的剪切应力引起了塑性流动,而塑性流动将释放剪切应变、减小剪切应力,使体元趋向于流体静力学状态,致使弹性前驱波阵面上的应力由于塑性流动而递降,波阵面幅度将随传播距离连续地减小。这个过程将持续到波阵面分解的剪切应力下降到如此低,以致进一步的弛豫需要很长的时间,使波阵面幅度达到一个渐近值。根据如图 1 所示的由时间分辨的波剖面测量结果,几种材料的弹性前驱波随传播距离的衰减曲线如图 5 所示。

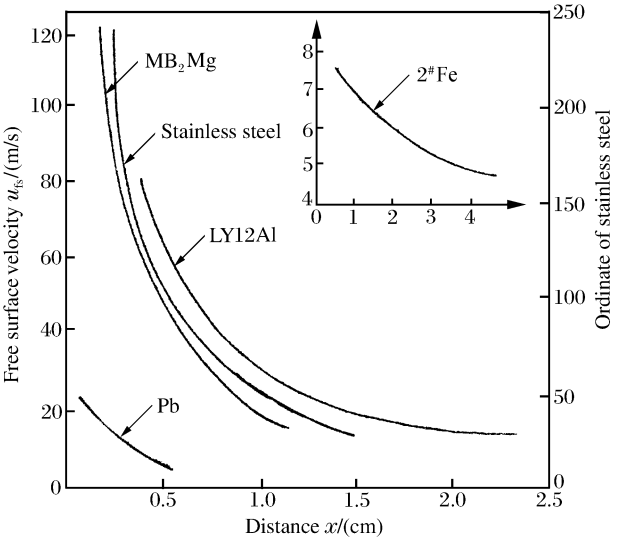


图 5　自由面速度 u_{fs} 作为传播距离 x 的函数曲线

Fig. 5　Free surface velocity u_{fs} versus propagating distance x

由于位错速度是剪切应力的单调递增函数,分解的剪切应力在与主轴成 45°夹角的平面内最大,所以位错将在与主轴成 45°夹角的易滑移平面的易滑移方向上首先被激活,位错速度通常采用由 Gilman[2] 建立的热激活模型和由 Johnson[3] 建立的粘滞阻尼模型来描述。对于弹性前驱波,位错运动的相对论效应完全可以不考虑,两种模型的估算与实验结果基本相符。按照热激活模型,位错速度表示为

$$U = U_{\infty}\exp(-\tau_0/\tau) \tag{17}$$

式中:U_{∞} 是在滑移面内的剪切波速度,τ 代表施加的外力在位错运动方向上分解的剪切应力,τ_0 是表征位错线运动时的一种拖曳应力,是材料的一个特性常数,将(17)式代入(16)式,并利用已知的关系:$\sigma=(1/2)\rho_0 c u_{fs}$,$u_{fs}$ 表示自由面速度,和主应力与切应力之间的关系 $\sigma=2\tau(1-\nu)/(1-2\nu)$,可得

$$-\frac{\mathrm{d}u_{fs}}{\mathrm{d}x} = \frac{8GbU_{\infty}N_0}{3\rho_0 C^2}\exp\left(-\frac{2\tau_0 C}{Gu_{fs}}\right) \tag{18}$$

将(18)式的微分表示成差分形式,两边取对数,以 $\ln(-\Delta u_{fs}/\Delta x)$ 作为 $1/u_{fs}$ 的函数,根据图 5 给出的实验结果,可以作出直线,由于材料的 G、b、U_{∞}、ρ_0、C 等皆为已知的常数,因此由直线的斜率可定出 τ_0,由直线的截距可以确定 N_0,几种材料的实验结果列于表 1。N_0 和 τ_0 是在动态屈服点上开始出现塑性流动时的可动位错密度和位错运动时的拖曳应力,随着冲击幅度的加大,位错密度将增加,随着材料的加工硬化,位错运动的拖曳阻力也将增加,因此 Johnson[3] 等在研究 6061T-6 铝中的稳定波传播时,将压力高于 HEL 点的可动位错密度 N 和位错线运动的拖曳阻力 τ 表示为

$$\left.\begin{aligned} N &= N_0 + \alpha\gamma \\ \tau &= \tau_0 + \varphi\gamma \end{aligned}\right\} \tag{19}$$

式中:α 为位错增殖系数,φ 为加工硬化系数,可见在 HEL 点上确定的 N_0 和 τ_0 为应用位错动力学理论进一步研究材料的动态特性提供了初始条件。也可以说,在冲击载荷条件下,在动态屈服点的 N_0 和 τ_0 是运动位错密度和拖曳应力的下限值。

表 1　几种材料的初始参数及实验结果

Table 1　Initial parameters and experimental results of the materials

Material	Initial parameter					N_0	τ_0
	ρ/(g/cm^3)	C/(km/s)	G/(GPa)	U_{∞}/(km/s)	b/(nm)	/(cm^{-2})	/(MPa)
LY12Al	2.7	6.8	25.0	3.04	0.286	6×10^6	120
Stainless steel	7.85	6.03	86.3	3.32	0.25	3×10^8	1510
Pb	11.34	2.34	13.3	1.08	0.35	7×10^6	40
MB_2 Mg	1.77	5.8	16.9	3.09	0.32	6×10^6	80

5 从弹性波前驱波传播衰减确定等效粘性系数

从实践知道,如果一个物体相对另一个物体,或同一物质的一流层相对于另一流层滑动时,为了进行这种滑动,必须克服一定的阻力,这种阻滞其作相对滑移的性质称之为物质的粘性,也称之为内摩擦。又从材料力学实验研究知道,晶体材料的塑性形变是一层物质相对于另一层物质的滑动,同样必须克服滑移面内的粘滞阻力。在高应变率下,有多种物理过程,如声子阻尼、电子阻尼、辐射阻尼、弹性散射等都可表现为粘性特性,热传导也是一种耗散因素,这些因素耦合在一起,实验时不能将各种因素孤立起来,而且在波阵面内介质处于非平衡态,所以得出的粘性只是一种有效粘性(或称等效粘性)。物质的粘性由下式定义

$$\tau=\mu\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}y}=\mu\dot{\gamma} \tag{20}$$

式中:μ 为粘性系数,τ 代表两流层之间单位面积上施加的切应力,$\mathrm{d}u/\mathrm{d}y$ 为速度流层法线方向的梯度,即切应变速率。因为在一维应变条件下,弹性前驱波阵面满足

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}x}=-\frac{4}{3}\frac{G}{C}\dot{\gamma} \tag{21}$$

将(20)式的 $\dot{\gamma}$ 代入上式,并利用 $\tau=\sigma(1-2\nu)/2(1-\nu)$ 关系,则(21)式可表示为

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}x}=-\frac{2}{3}\frac{G}{C}\cdot\frac{1}{\mu}\cdot\frac{1-2\nu}{1-\nu}(\sigma-\sigma_0)=\beta(\sigma-\sigma_0) \tag{22}$$

式中:σ_0 是准静态时的主应力,$\beta=-(2/3)(G/C)(1/\mu)(1-2\nu)/(1-\nu)$,再利用动量守恒关系 $\sigma=(1/2)\rho_0 Cu_{\mathrm{fs}}$,则(22)式还可表示为

$$\frac{\mathrm{d}u_{\mathrm{fs}}}{\mathrm{d}x}=-\frac{2}{3}\frac{G}{C}\cdot\frac{1}{\mu}\cdot\frac{1-2\nu}{1-\nu}(u_{\mathrm{fs}}-u_{\mathrm{fs}_0})=\beta(u_{\mathrm{fs}}-u_{\mathrm{fs}_0}) \tag{23}$$

因为 $u_{\mathrm{fs}}(x)$ 曲线已由实验得出,便可由实验曲线确定比例系数 β,而当动态弹性常数 G、ν、C 等已知时,粘性系数 μ 便可确定出来,根据图 5 的实验结果,几种材料的粘性系数列于表 2。

表 2 几种材料的弹性常数和粘性系数

Table 2 Elastic constants and viscosity coefficients of the materials

Material	Elastic constant			Viscosity coefficient
	C/(km/s)	G/(GPa)	ν	μ/(Pa·s)
LY12Al	6.8	25.0	0.34	7×10^3
2# Fe	6.0	81.0	0.31	7×10^4
Stainless steel	6.03	86.3	0.29	2×10^4
MB_2 Mg	5.8	16.9	0.30	3×10^3

按照位错速度的粘滞阻尼模型,位错速度表示为

$$U=\left(\frac{b}{B}\right)(\tau-\tau_0) \tag{24}$$

式中:B 为位错运动的粘滞系数,τ_0 为准静态条件下的最小切应力。将(24)式代入 Orowan 关系 $\dot{\gamma}=bNU$ 中,可得

$$\tau-\tau_0=\frac{B}{b^2N}\dot{\gamma}=\mu\dot{\gamma}$$

即

$$\mu=\frac{B}{b^2N} \tag{25}$$

(25)式表明粘性系数与可动位错密度成反比,因可动位错密度随冲击压力的增加而增加,因此粘性系数将随冲击压力的增加而减小,在开始发生塑性变形的动态屈服点上得出的粘性系数应该是粘性系数的上限。粘性系数与应变率和冲击压力的相关性在文献[4-7]中有较详细的研究。在冲击压缩的塑性流

变阶段,材料是最粘的,为了研究应力波在介质中的传播,必须要考虑由于粘性引起的波阵面的弥散和能量的耗散效应,只有在极高的冲击压力下,粘性效应才可以忽略。

6 讨　论

在位错动力学理论中,描述位错密度和位错速度的关系式包含有多个待定常数,其中有初始可动位错密度 N_0 和位错运动时的拖曳应力 τ_0,对于 N_0 和 τ_0,Taylor[8] 在 Armco 铁的弹性前驱波幅度衰减研究中,得到铁的 N_0 为 2×10^8 cm^{-2},τ_0 为 1.71 GPa,我们在表 1 中给出的不锈钢的 N_0 为 3×10^8 cm^{-2},τ_0 为 1.51 GPa,这两种基体相同的材料,结果比较相近,其它几种材料一时还没有找到可供比较的数据。

基于粘性引起冲击波阵面的弥散效应,Chhabildas[9] 在 41 GPa、96 GPa 和 139 GPa 压力下,通过波阵面上升时间测量,给出了 6061-T6Al、OFHC-Cu 和 4340 钢的粘性系数分别为 1×10^2、3×10^2 和 4×10^2 Pa·s,并指出此时的运动位错密度是 10^9 cm^{-2}。如前所述,如果粘性系数与位错密度成反比,我们的结果比他们大 1～2 个量级应是合理的。另外,Mineev[10] 用测量波阵面小扰动发展的实验研究方法,在应变率从 6×10^2 s^{-1} 到 2×10^7 s^{-1} 的区间内,得出 Al 和 Pb 两种材料的粘性系数相当于 10^3～10^4 Pa·s,与应变率无关,从表 2 可见,对于 Al,我们的结果与他们的结果是一致的。物理上已经指明,由粘性决定的波阵面上升时间,即波阵面厚度只有分子自由程的量级,且与冲击波强度成反比,因此,在实验上要求测量仪器有皮秒的时间分辨率,这给实验带来一定难度。我们根据粘性引起机械能的耗散效应,通过弹性前驱波幅度传播衰减,确定了几种材料的最大有效粘性系数,在这种特定情况下,应是一种可行的方法。

现在有许多人在从事位错动力学理论和实验研究[11-12]。含位错参量的速率相关本构方程与速率无关的本构方程相比,应能更本质地反映材料的塑性流变特性,如果能从微观的观点,但不跟踪单个位错的运动,而是应用统计力学方法,用位错模型来描述脉冲载荷下金属的性能,这对冲击波物理学科的发展是非常有用的。尽管用位错模型来阐明材料冲击响应特性很复杂,但 Tayler 和 Johnson 已将位错动力学理论分别应用到 Armco 铁的弹性前驱波衰减和 6061-T6Al 中稳定塑性波传播的两个特例方面,取得很好的结果,本研究也是试图在宏观与微观相结合的基础上,对材料冲击响应的弹-塑性特性进行了初步的分析,我们相信,加强从宏观到微观、从表象到内部物理机理的应用基础研究,对促进冲击波物理的发展将是有重要意义的。

References:

[1] Mayers M A. Dynamic Behavior of Materials [M]. New York: Brisbane Toronto, Johm Willy & Sons, Inc, 1994: 405-408.

[2] Gilman J J. Dislocation Dynamics and Response of Materials to Impact [J]. Appl Mech Rev, 1968, 21(8): 767.

[3] Johnson J N, Barker L M. Dislocation Dynamics and Steady Plastic Wave Profiles in 6061-T Aluminum [J]. J Appl Phys, 1969, 40(11): 4321-4334.

[4] Liu C L. Phenomenological Description of Viscous Coefficient on the Shock Wave Front [J]. Explosion and Shock Waves, 1989, 9(1): 61-67. (in Chinese)
刘仓理. 冲击波阵面上粘度的一种唯象描述 [J]. 爆炸与冲击, 1989, 9(1): 61-67.

[5] Swegle J W, Grady D E. Shock Viscosity and the Prediction of Shock Wave Rise Times [J]. J Appl Phys, 1985, 58(2): 692-701.

[6] Grady D E. Strain-Rate Dependence of the Effective Viscosity under Steady-Wave Shock Compression [J]. Appl Phys Lett, 1981, 38(10): 825-827.

[7] Moss W C. Viscosity and Steady Shocks [J]. Appl Phys Lett, 1985, 47(4): 372.

[8] Taylor J W. Dislocation Dynamics and Dynamic Yielding [J]. J Appl Phys, 1965, 36(10): 3146-3150.

[9] Chhabildal L C, Asay J R. Rise-Time Measurements of Shock Transitions in Aluminum, Copper and Steel [J]. J Appl Phys, 1979, 50(4): 2749-2756.

[10] Mineev V N, Mineev A V. Viscosity of Metals under Shock-Loading Conditions [J]. J Phys France, 1997, 7(C3): 583-585.

[11] Johnson J N, Hixson R C, Gray G T, et al. Quasielastic Release in Shock-Compressed Solids [J]. J Appl Phys, 1992, 72(2): 429-441.

[12] Saimoto S. Correlation of the Applied Strain Rate with the Operative Mean Slip and Dislocation Velocities [J]. Mater Sci Eng A, 2004, 387: 129-132.

Effective Viscosity Coefficients, Initial Mobile Dislocation Densities and Drag Stresses for Five Materials

ZHANG Wan-Jia, LIU Cang-Li

(*Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang* 621900, *China*)

Abstract: Based on the experimental results of the elastic precursor attenuation along with propagation distance, with rate-dependent constitutive relation including dislocation parameters, and according to the thermally activated dislocation motion model proposed by Gilman, the lower bounds of the initial mobile dislocation densities N_0 and the drag stresses τ_0 have been obtained for LY12-aluminum, MB_2-magnesium and lead respectively on the order of 10^6 cm^{-2} and 0.1 GPa, but for stainless steel, N_0 and τ_0 are on the order of 10^8 cm^{-2} and 1.5 GPa. With the elastic precusor decay curve, the upper limits of the effective viscosity coefficient μ have been given also for LY12-aluminum and magnesium on the order of 10^3 Pa·s, and for $2^{\#}$-iron and stainless steel on the order of 10^4 Pa·s.

Key words: effective viscosity coefficient; mobile dislocation density; drag stress; rate-dependent constitutive equation