文章编号:1000-5773(2007)04-0439-05

飞片温升对 Hugoniot 参数测量的影响*

王青松,蓝 强,戴诚达

(中国工程物理研究院流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理实验室,四川绵阳 621900)

摘要:在格临爱森物态方程框架内建立了一种估算高温材料 Hugoniot 参数的理论方法,这种方法计算简单,原则上适用于各种固体材料,弥补了 BACT 方法的缺点。结合一些 Hugoniot 实验数据研究了实验中飞片的温升对粒子速度的影响。数值计算表明:飞片温升对粒子速度造成的不确定度非常小,因此在数据处理中,假定飞片的 Hugoniot 参数不变是合理的。

关键词:飞片温升;Grüneisen 物态方程;Hugoniot

中图分类号:O347.1 **文献标识码**:A

1 引 言

在 Hugoniot 实验中,飞片在击靶前会出现一定程度的温升,尤其是在多级爆轰、超高速发射[1-2]等冲击加载实验中,二级飞片是通过直接冲击或准等熵加载来加速的,在击靶前,具有较高的温度。飞片的温升使其在击靶前的初始状态偏离了主 Hugoniot 线的初始状态。由于缺乏材料高温下的 Hugoniot 参数,在实验数据处理过程中,只能采用飞片材料在常温下的 Hugoniot 参数,这种处理方法对其真实状态方程实验结果的影响目前尚无法进行精确的判断,但可以通过一定的理论方法来进行大致预估。

文献[4]提出了一种估算 TC4 在高温下的 Hugoniot 参数的方法(BACT),但这种方法存在两个较大的缺陷:(1) 存在过多的假设,且只适用于合金材料,不具备普适性;(2) 在具体的计算过程中,除了需要引入常温下的状态参数外,还需用 CTH 程序计算某些材料在 1 200 K 下的一些参数,计算过程比较复杂,尤其是 CTH 程序尚未对外开放。本研究将在胡金彪[4]和吴强[5]等人的工作基础上,提出了一种建立在格临爱森物态方程框架内用于估算高温 Hugoniot 参数的理论方法。这种方法计算简单,在计算过程中只需引入常温状态参数,原则上适用于任何固体材料。我们利用这种方法估算了 TC4、Al 高温下的 Hugoniot 参数,并对文献[4]中的 Hugoniot 实验数据进行修正,以评估飞片温升的影响程度。

2 理论方法

目前绝大多数材料的 Hugoniot 实验数据是在以室温为初始状态的条件下测得的。对于大多数金属材料而言,在较为宽广的压力范围内,室温 Hugoniot 冲击波速度 D 和粒子速度 u 呈线性关系,即[6]

$$D = c_0 + \lambda u \tag{1}$$

式中:c_0 和 λ 是材料常数,通过实验数据(D,u)线性拟合确定。以室温和常压为初始状态的 Hugoniot 压力 p_H 可表示为

$$p_H = \rho_0 c_0^2 \frac{\eta}{(1-\lambda\eta)^2} \tag{2}$$

式中:$\eta = 1 - v/v_0$,ρ 和 v 分别为密度和比容,下标"0"代表常温初始状态的物理量。(2)式对比容的一阶、二阶导数为

$$\frac{\mathrm{d}p_H}{\mathrm{d}v} = -\rho_0^2 c_0^2 \frac{1+\lambda\eta}{(1-\lambda\eta)^3} \tag{3}$$

* **收稿日期**:2006-09-25;**修回日期**:2006-12-15

作者简介:王青松(1974—),男,硕士,助理研究员,主要从事实验加载技术研究.

$$\frac{\mathrm{d}^2 p_{\mathrm{H}}}{\mathrm{d}v^2}=\rho_0^3 c_0^2\ \frac{4\lambda+2\lambda^2\eta}{(1-\lambda\eta)^4} \tag{4}$$

假定任意温度下的 Hugoniot 冲击波速度 D 和粒子速度 u 依然呈线性关系，即

$$D=c_{0h}+\lambda_h u \tag{5}$$

式中：c_{0h} 和 λ_h 是某一温度下的材料常数。若 c_{0h} 和 λ_h 已知，则某一温度下的 Hugoniot 压力 $p_{\mathrm{H}h}$ 和比容的关系可完全确定。任意温度下 Hugoniot 压力及其对比容的一阶、二阶导数分别为

$$p_{\mathrm{H}h}=\rho_{0h}c_{0h}^2\ \frac{\eta_h}{(1-\lambda_h\eta_h)^2} \tag{6}$$

$$\frac{\mathrm{d}p_{\mathrm{H}h}}{\mathrm{d}v}=-\rho_{0h}^2 c_{0h}^2\ \frac{1+\lambda_h\eta_h}{(1-\lambda_h\eta_h)^3} \tag{7}$$

$$\frac{\mathrm{d}^2 p_{\mathrm{H}h}}{\mathrm{d}v^2}=\rho_{0h}^3 c_{0h}^2\ \frac{4\lambda_h+2\lambda_{0h}^2\eta_h}{(1-\lambda_{0h}\eta_h)^4} \tag{8}$$

式中：$\eta_h=1-v/v_{0h}$，下标“$0h$”代表某温度初态的物理量。

Grüneisen 物态方程

$$p_{\mathrm{H}h}-p_{\mathrm{H}}=\frac{\gamma}{v}(e_h-e_{\mathrm{H}}) \tag{9}$$

式中：γ 为 Grüneisen 系数，一般认为只是比容的函数，e_{H} 和 e_h 分别为常温 Hugoniot 和某一温度下 Hugoniot 的比内能

$$e_{\mathrm{H}}=\frac{1}{2}p_{\mathrm{H}}(v_0-v)+e_0 \tag{10}$$

$$e_h=\frac{1}{2}p_{\mathrm{H}h}(v_{0h}-v)+e_{0h} \tag{11}$$

式中：e_0 和 e_{0h} 分别为常温和某温度下的初始比内能。(9)式对比容 v 的一阶和二阶导数为

$$\frac{\mathrm{d}p_{\mathrm{H}h}}{\mathrm{d}v}=\frac{\mathrm{d}p_{\mathrm{H}}}{\mathrm{d}v}+\left(\frac{\gamma}{v}\right)\left(\frac{\mathrm{d}e_h}{\mathrm{d}v}-\frac{\mathrm{d}e_{\mathrm{H}}}{\mathrm{d}v}\right)+(e_h-e_{\mathrm{H}})\ \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}v}\left(\frac{\gamma}{v}\right) \tag{12}$$

$$\frac{\mathrm{d}^2 p_{\mathrm{H}h}}{\mathrm{d}v^2}=\frac{\mathrm{d}^2 p_{\mathrm{H}}}{\mathrm{d}v^2}+\left(\frac{\gamma}{v}\right)\left(\frac{\mathrm{d}^2 e_h}{\mathrm{d}v^2}-\frac{\mathrm{d}^2 e_{\mathrm{H}}}{\mathrm{d}v^2}\right)+2\left(\frac{\mathrm{d}e_h}{\mathrm{d}v}-\frac{\mathrm{d}e_{\mathrm{H}}}{\mathrm{d}v}\right)\ \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}v}\left(\frac{\gamma}{v}\right)+(e_h-e_{\mathrm{H}})\ \frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}v^2}\left(\frac{\gamma}{v}\right) \tag{13}$$

假定实验中飞片的温度不超过 1 200 K，对于大多数固体材料而言，体积变化非常小，即 v_0 和 v_{0h} 之间的差别很小。因此 Grüneisen 系数 γ 的变化可以采用经验关系式 $\gamma/v=\gamma_0/v_0$ 来描述，这里 γ_0 为常温常压条件下的热力学 Grüneisen 系数，则(12)式、(13)式中 γ/v 对 v 的一阶、二阶导数近似为 0。将(3)式、(4)式、(7)式、(8)式、(10)式、(11)式代入(12)式、(13)式中，并令 $v=v_{0h}$，可以得到

$$c_{0h}^2=c_0^2\ \frac{(1-\varphi)^2}{(1-\lambda\varphi)^3}[1+(\lambda-\gamma_0)] \tag{14}$$

$$\lambda_{0h}=\lambda\left(\frac{c_0}{c_{0h}}\right)^2\ \frac{(1-\varphi)^3}{(1-\lambda\varphi)^4}\left[\left(1+\frac{1}{2}\lambda\varphi\right)\left(1-\frac{1}{2}\gamma_0\varphi\right)-\frac{\gamma_0^2}{4}\left(\frac{1}{\lambda}-\varphi\right)\right] \tag{15}$$

式中：$\varphi=\eta(v_{0h})=1-v_{0h}/v_0$。$v_{0h}$ 可由热膨胀关系式求出[7]

$$v_{0h}=v_0(1+\alpha\cdot\Delta T)^3 \tag{16}$$

式中：α 为膨胀系数，ΔT 为飞片的温升。

从上述关系式可以看出，只要提供材料在常温常压下的参数 v_0、c_0、λ、γ_0、α，就能够估算出 1 200 K 以下任意温度下的初始状态参量 v_{0h}、c_{0h}、λ_h。

3 高温 Hugoniot 参数预估

TC4 和 Al 是超高速 Hugoniot 实验中常用的飞片材料，下面利用上述理论方法计算它们的高温 Hugoniot 状态参数。

TC4 和 Al 在常温常压下的一些参数列入表 1 中。由(14)式、(15)式、(16)式得到 TC4 和 Al 的高温 Hugoniot 参数列入表 2、表 3 中。

从表 2、表 3 中可以看出，c_{0h} 随着温度的上升而减小，这与其物理意义是相符的，而温度对 λ_h 的影响非常小。表 2 中列举了两种方法估算 TC4 高温 Hugoniot 参数的结果，两者是一致的，说明了本研究建立的计算高温材料 Hugoniot 参数的理论方法是合理的。

表 1　TC4 和 Al 在常温常压下的状态参数

Table 1　Hugoniot parameters of TC4 and Al at ambient pressure and temperature

Material	$\rho_0/(\mathrm{g/cm^3})$	$c_0/(\mathrm{km/s})$	λ	γ_0	$\alpha/(10^{-6}/\mathrm{K})$
TC4[3]	4.43	4.927	1.1	1.1	10.1
Al	2.71[8]	5.386[8]	1.339[8]	2.19[9]	23.1[10]

表 2　TC4 高温 Hugoniot 参数

Table 2　Hugoniot parameters of TC4 at high temperatures

$T/(\mathrm{K})$	$\rho_{0h}/(\mathrm{g/cm^3})$	This work		BACT	
		$c_{0h}/(\mathrm{km/s})$	λ_h	$c_{0h}/(\mathrm{km/s})$	λ_h
400	4.410	4.917	1.094	4.918	1.093
600	4.380	4.898	1.095	4.901	1.092
800	4.354	4.879	1.096	4.884	1.092
1 000	4.328	4.861	1.097	4.866	1.092
1 200	4.302	4.843	1.098	4.848	1.091

表 3　Al 高温 Hugoniot 参数

Table 3　Hugoniot parameters of Al at high temperatures

$T/(\mathrm{K})$	$\rho_{0h}/(\mathrm{g/cm^3})$	$c_{0h}/(\mathrm{km/s})$	λ_h
400	2.691	5.364	1.340
600	2.654	5.320	1.343
800	2.618	5.278	1.345
1 000	2.583	5.236	1.348
1 200	2.548	5.196	1.351

4　Hugoniot 实验数据的修正

表 4 列出了一些超高速发射 Hugoniot 实验数据及计算结果。表中：T 为飞片击靶前的温度，w 为弹速，D 为冲击波速度。上述实验中的飞片和样品均为同种材料，考虑到飞片温升的影响，可以用下面两种方法处理数据

$$\rho_{0h}[c_0+\lambda(w-u)]-\rho_0 Du=0 \tag{17}$$

$$\rho_{0h}[c_{0h}+\lambda_h(w-u)]-\rho_0 Du=0 \tag{18}$$

(17)式只考虑温升对飞片密度的影响，假定其 Hugoniot 参数不受温升的影响，这种方法可以称为局部修正，在缺乏飞片高温 Hugoniot 参数的条件下，人们主要采用这种方法处理实验数据[10-11]。(18)式不仅考虑到密度的变化，也考虑到温升对飞片 Hugoniot 参数的影响，这种方法可以称为完全修正。表 4 中，u_1 为(17)式计算出的粒子速度，u_a 为(18)式计算出的粒子速度。从结果上看，两者的差异不超过 0.2%，说明飞片的温升虽然使其初始状态偏离了主 Hugoniot 线，但对粒子速度造成的误差是非常小的，在目前高温 Hugoniot 参数严重缺乏的情况下，对实验数据的处理，可以引入其常温 Hugoniot 参数。即用(17)式来处理 Hugoniot 实验数据是可行的。

表 4 高速发射 Hugoniot 实验数据及计算结果

Table 4 Hugoniot data from enhanced hypervelocity impact and calculated results

Metal	ρ_{0h}/(g/cm^3)	T/(K)	c_{0h}/(km/s)	λ_h	w/(km/s)	D/(km/s)	u_1/(km/s)	u_n/(km/s)
Al[11]	2.697	371	5.37	1.34	8.29	11.08	4.115	4.113
	2.664	549	5.33	1.34	16.30	16.08	8.132	8.126
	2.651	621	5.32	1.34	14.97	15.11	7.478	7.470
	2.632	722	5.29	1.34	14.58	15.03	7.231	7.221
	2.595	932	5.25	1.35	20.60	17.90	10.380	10.369
TC4[12]	4.373	650	4.89	1.1	9.77	10.59	4.811	4.806
	4.355	850	4.87	1.1	10.40	11.03	5.093	5.087

5 结 束 语

(1) 由于实验技术的限制,目前材料的高温 Hugoniot 参数是相当缺乏的。为了满足研究的需要,建立相应的理论方法由常温状态参数估算出高温 Hugoniot 参数是行之有效的。本文介绍的理论方法是建立在 Grüneisen 物态方程理论框架内,计算简单,在一定程度上弥补了 BACT 方法的不足。

(2) 通过对 Hugoniot 实验数据的修正,我们发现飞片的温升对实验结果的影响是非常小的。因此,在数据处理中,假定飞片的 Hugoniot 参数不受温升的影响,而只考虑温度对材料密度的影响,这种方法目前是可行的。

References:

[1] Zhao F, Wen S G, Sun C W. Experimental Studies on Multiple-Stage Flyers [J]. Explosion and Shock Waves, 2001, 21(1): 13-16. (in Chinese)
赵 峰,文尚刚,孙承纬. 多级串联式超高速飞片装置实验研究 [J]. 爆炸与冲击,2001,21(1):13-16.

[2] Chhabildas L C, Kmetyk L N, Reinhart W D. Enhanced Hypervelocity Launcher-Capabilities to 16 km/s [J]. Int J Impact Eng, 1995, 17: 183-194.

[3] Dai C D, Wang X, Tan H. Evaluation for Uncertainty of Particle Velocity in Hugoniot Measurements [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2005, 19(2): 113-119. (in Chinese)
戴诚达,王 翔,谭 华. Hugoniot 实验的粒子速度测量不确定度分析 [J]. 高压物理学报,2005,19(2):113-119.

[4] Reinhart W D, Chhabildas L C, Carroll D E. Equation of Measurments of Materials Using a Three-Stage Gun to Impact Velocities of 11 km/s [J]. Int J Impact Eng, 2001, 26: 625-637.

[5] Hu J B, Jing F Q. A Simplified Analytical Method for Calculations of Equation-of-State Materials from Shock Compression Data [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 1990, 4(3): 175-186. (in Chinese)
胡金彪,经福谦. 用冲击压缩数据计算物质结合能的一个简便解析方法 [J]. 高压物理学报,1990,4(3):175-186.

[6] Jing F Q. Introduce to Experimental Equation of State (2nd ed) [M]. Beijing: Science Press, 1999. (in Chinese)
经福谦. 实验物态方程导引(第 2 版) [M]. 北京:科学出版社,1999.

[7] Touloukia Y S, Kirby R K, Taylor R E. Thermal Expansion-Metallic Elements and Alloys (2nd) [M]. New York-Washington: IFI/Plenum, 1997.

[8] Mitchell A C, Nellis W J. Shock Compression of Aluminum, Copper, Tantalum [J]. J Appl Phys, 1981, 52(2): 3363-3374.

[9] Guinan M W, Steinberg D J. Pressure and Temperature Derivatives of the Isotropic Polycrystalline Shear Modulus for 65 Elements [J]. J Phys Chem Solids, 1974, 35: 1501-1512.

[10] Gschneidner K A. Physical Properties and Interrelationships of Metallic and Semimetallic Elements [J]. Solid State Phys, 1964, 16: 275-283.

[11] Knudson M D, Lemke R W, Hayes D B. Near-Absolute Hugoniot Measurements in Aluminum to 500 GPa Using a

Magnetically Accelerated Flyer Plate Technique [J]. J Appl Phys, 2003, 94(7): 4420-4431.

[12] Winfree N A, Chhabildas L C, Reinhart W D. EOS Data of Ti-6Al-4V to Impact Velocities of 10.4 km/s on a Three-Stage Gun [A]//Furnish M D, Thadhani N N, Horie Y. Shock Compression of Condensed Matter-2001 [C]. New York: AIP Conference Proceedings, 2002: 75-78.

Effect of the Preheated Flyer on Hugoniot Measurements

WANG Qing-Song, LAN Qiang, DAI Cheng-Da

(*Laboratory for Shock Wave and Detoation Physics Research, Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang* 621900, *China*)

Abstract: A theoretical method was proposed to evaluate the Hugoniot parameters of the preheated metals based on Grüneisen equation of state. This method offsets some disadvantages of BACT and can be used to estimate Hugoniot parameters of all kinds of solids with preheating in principle. This method was applied to calculate the Hugoniot parameters for Al and TC4 at different initial temperatures up to 1 200 K and compared the obtained results with the available data reported in literature. It is shown that the moderate preheating of metal does not result in an obvious deviation from its principal Hugoniot. Thus the rough treatment in hypervelocity impact experiments that the Hugoniot of preheated flyer is approximated to be the principal Hugoniot is reasonable.

Key words: temperature rise of flyer; Grüneisen EOS; Hugoniot