文章编号：1000-5773(2004)01-0010-07

沿等压路径求解疏松材料 Hugoniot 关系的微分方程组及其求解*

刘福生[1]，经福谦[1,2]

(1.西南交通大学理学院高压物理实验室，四川成都 610031；
2.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：根据固体材料的三项式物态方程和 Grüneisen 物态方程，导出了沿等压路径求解疏松材料冲击温度和压缩体积随初始密度变化的微分方程组。从体积的微分方程出发，在假定 Wu-Jing 参量为常数的前提下，导出了冲击压缩体积和体积-焓物态方程的 Wu-Jing 表达式。采用数值差分方法求解微分方程组，计算了疏松铜的冲击压缩特性，并与文献中部分实验数据进行了比较，特别强调了热电子对冲击压缩体积、冲击温度和 Wu-Jing 参数的贡献。还讨论了 Grüneisen 物态方程与 Wu-Jing 物态方程的内在联系及后者的适用范围。

关键词：疏松材料；Hugoniot 关系；物态方程；铜
中图分类号：O521.2 **文献标识码**：A

1 引 言

在相同压缩密度条件下，疏松材料的冲击温度比密实材料的高。因此，研究疏松材料的 Hugoniot 关系对建立材料的全区物态方程具有重要意义。在依据密实材料的冲击压缩曲线估计疏松材料 Hugoniot 关系时，人们通常利用 Grüneisen 方程，并沿等容路径外推[1]。但由于高疏松度的疏松材料在受冲击时，压缩到某压力段以后，体积随压力变化不太敏感，甚至可能会出现体积膨胀现象，给理论计算和实验数据分析带来诸多不便。为此，Wu 和 Jing[2]提出了一种沿等压路径计算 Hugoniot 关系的新方法。建立该方法的关键是提出了 Wu-Jing 物态方程。在应用上述方法解决实际问题并确定 Wu-Jing 参数的取值时，往往要用到 Grüneisen 物态方程中的 Grüneisen 系数。尽管 Wu-Jing 方程在预估疏松材料冲击压缩曲线方面取得了一定成功，并正努力向极低密度情形延伸[3]，但新提出的 Wu-Jing 方程与原有的 Grüneisen 方程之间的内在联系还值得研究。

研究 Grüneisen 方程和 Wu-Jing 方程的理论基础可以追溯到两个热力学函数的基本偏微分公式。Grüneisen 方程是由体积对内能的偏微分公式导出，但引入了“Grüneisen 系数仅为体积函数”的模型假定；Wu-Jing 方程是由体积对焓的偏微分公式导出，但引入了“Wu-Jing 参数仅为压强函数”的模型假定。这两个模型假定具有经验性和近似性，而且它们的适用范围也有限。对于具体的物质体系和所要解决的物理问题，合理选择模型往往会为问题的解决带来方便。如果能从理论上揭示出不同模型之间的内在联系，对进一步认识现有模型的合理性和局限性是十分有益的。我们在本文中将从传统的三项式物态方程模型和 Grüneisen 物态方程出发，直接导出沿等压路径求解疏松材料冲击温度和压缩体积的微分方程组。通过对微分方程求解方法的讨论，试图从新的角度导出 Wu-Jing 形式的冲击体积公式

* **收稿日期**：2003-07-03；**修回日期**：2003-09-27
基金项目：国家自然科学基金重大项目(10299040)
作者简介：刘福生(1966—)，男，博士，研究员，主要研究方向为高压凝聚态物理、原子分子物理.
E-mail:fusheng_l@sohu.com

和物态方程。将从压缩体积、冲击温度和 Wu-Jing 参数的取值方面探讨这两个方程与 Grüneisen 物态方程的相容性。该工作对进一步深入研究物质完全物态方程具有参考价值。

2　微分方程组的理论推导

三项式物态方程的一般表达式为[4]

$$e(v,T)=e_x(v)+e_{TN}(v,T)+e_{Te}(v,T) \tag{1}$$

$$p(v,T)=p_x(v)+p_{TN}(v,T)+p_{Te}(v,T) \tag{2}$$

方程(1)和方程(2)中,右边第一、第二、第三项分别代表固体晶格“冷”贡献、晶格热贡献和电子热贡献。在温度不太高的条件下,考虑晶格简谐振动和准自由电子贡献,并采用 Grüneisen 物态方程模型,则第二、第三项表达式分别为

$$\begin{cases} e_{TN}(v,T)=3RT \\ e_{Te}(v,T)=\dfrac{1}{2}\beta T^2 \\ p_{TN}(v,T)=\dfrac{\gamma(v)}{v}e_{TN}(v,T) \\ p_{Te}(v,T)=\dfrac{\gamma_e}{v}e_{Te}(v,T) \\ \beta=\beta_0(v/v_0)^{\gamma_e} \end{cases} \tag{3}$$

式中:R、β、β_0、$\gamma(v)$和 γ_e 分别代表摩尔气体常数、电子比热系数、常压条件下密实材料的电子比热系数、晶格的 Grüneisen 系数和电子的 Grüneisen 系数。体系沿等压路径热膨胀条件可表示为

$$\mathrm{d}p=\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T\mathrm{d}v+\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v\mathrm{d}T=0 \tag{4}$$

由(4)式得

$$\mathrm{d}v=\frac{v}{K_T}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v\mathrm{d}T=\frac{v}{K_T}\left[\left(\frac{\partial p_{TN}}{\partial T}\right)_v+\left(\frac{\partial p_{Te}}{\partial T}\right)_v\right]\mathrm{d}T \tag{5}$$

(5)式中 K_T 为等温体积模量。将方程组(3)中的压强公式代入(5)式,得

$$\mathrm{d}v=\frac{1}{K_T}[3R\gamma(v)+\gamma_e\beta T]\mathrm{d}T \tag{6}$$

沿等压路径方向,疏松材料体系的 Hugoniot 方程必须满足条件

$$\mathrm{d}e=\frac{1}{2}p(\mathrm{d}v_0-\mathrm{d}v) \tag{7}$$

(7)式中:v_0 表示疏松材料的初始比体积,e、p、v 表示冲击状态的比内能、压强和比体积。利用 $e(v,T)$ 的全微分公式和关于内能的热力学恒等式,并利用方程组(3)中热压强公式,(7)式经恒等变换得

$$\left[\frac{\gamma(v)}{v}3RT+\frac{\gamma_e}{v}\beta T^2-\frac{1}{2}p\right]\mathrm{d}v=\frac{1}{2}p\mathrm{d}v_0-(3R+\beta T)\mathrm{d}T \tag{8}$$

将(6)式代入(8)式得到沿等压路径疏松材料冲击温度和压缩体积随初始密度变化的微分方程组

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}v_0}=\frac{pK_T}{2\left[\dfrac{\gamma(v)}{v}3RT+\dfrac{\gamma_e}{v}\beta T^2-\dfrac{1}{2}p\right][\gamma(v)3R+\gamma_e\beta T]+2(3R+\beta T)K_T} \tag{9}$$

$$\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}v_0}=\frac{[\gamma(v)3R+\gamma_e\beta T]p}{2\left[\dfrac{\gamma(v)}{v}3RT+\dfrac{\gamma_e}{v}\beta T^2-\dfrac{1}{2}p\right][\gamma(v)3R+\gamma_e\beta T]+2(3R+\beta T)K_T} \tag{10}$$

在已知密实材料的冲击温度和压缩体积的条件下,可以利用差分方法求解该方程组,得到低密度疏松材料的 Hugoniot 关系的数值解。在进行数值求解时,材料的冷能冷压采用 Born-Meyer 型的(Q,q)参数形式,而其 Grüneisen 系数采用晶格振动的普适公式[4]。

3　Grüneisen 方程与 Wu-Jing 方程的关系

本节从(9)式、(10)式出发,试图导出 Wu-Jing 方程的微分形式,以揭示传统的三项式及 Grüneisen

方程模型与 Wu-Jing 方程之间的内在联系。

为了使(9)式、(10)式形式更简单,定义一广义参变量 $R_p(v,T)$

$$R_p(v,T)=\frac{[\gamma(v)3R+\gamma_e\beta T]p}{\left[\frac{\gamma(v)}{v}3RT+\frac{\gamma_e}{v}\beta T^2\right][\gamma(v)3R+\gamma_e\beta T]+(3R+\beta T)K_T} \tag{11}$$

则(9)式、(10)式可表示为

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}v_0}=\frac{p}{(3R+\beta T)(2-R_p)}-\frac{R_p}{2-R_p}\frac{3RT\gamma(v)+\beta T^2\gamma_e}{v(3R+\beta T)} \tag{12}$$

$$\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}v_0}=\frac{R_p}{2-R_p} \tag{13}$$

以焓表示的 Hugoniot 方程的微分表达式为

$$\mathrm{d}h=\frac{1}{2}p(\mathrm{d}v+\mathrm{d}v_0) \tag{14}$$

(14)式中:v_0 表示疏松材料的初始比体积,h、p、v 表示冲击状态的比焓、压强和比体积。将(13)式代入(14)式,得

$$\frac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}v}=\frac{1}{2}p\left(\frac{\mathrm{d}v_0}{\mathrm{d}v}+1\right)=\frac{p}{R_p} \tag{15}$$

将(15)式写成微分形式,得

$$\left(\frac{\partial v}{\partial h}\right)_p=\frac{R_p}{p} \tag{16}$$

我们注意到,(13)式正是用 Wu-Jing 参数表述的冲击压缩体积公式[2]的微分形式,而(16)式正是文献[2]中 Wu-Jing 物态方程的微分形式。可见,本文中(11)式定义的参量 $R_p(v,T)$ 正是 Wu-Jing 方程中的 Wu-Jing 系数。在这里,我们从传统的三项式物态方程以及晶格、热电子的 Grüneisen 方程模型出发,直接导出了微分形式的(13)式和(16)式,而没有附加任何前提。

4 微分方程组的近似解

在实际应用方面,人们希望采用某些近似方法,从密实材料的 Hugoniot 关系估计疏松材料冲击压缩特性。因此,讨论体积微分方程的近似解具有实际价值。

若忽略热电子贡献,则(11)式、(12)式还可以进一步简化为

$$R_p=\frac{1}{\left[\frac{c_VT}{pv}\gamma(v)+\frac{K_T}{p\gamma(v)}\right]}=\frac{p\gamma(v)}{c_VT\frac{[\gamma(v)]^2}{v}+K_T}=\frac{p\gamma(v)}{K_S} \tag{17}$$

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}v_0}=\frac{p}{3R(2-R_p)}-\frac{R_p}{2-R_p}\frac{\gamma(v)}{v}T \tag{18}$$

在(17)式中,c_V 和 K_S 分别表示晶格的定容比热和等熵体积模量。(17)式正是文献给出的 Wu-Jing 参数的热力学关系。如果在沿等压路径的状态下,R_p 的取值仅是压强的函数,而与体积或温度无关(即 $R_p=R_s$,下标"s"代表密实材料 Hugoniot 状态),则分别对体积方程(13)和体积-焓的微分方程(16)直接积分,得出

$$v=v_s+\frac{R_s}{2-R_s}(v_{00}-v_{s0}) \tag{19}$$

和

$$v=v_s+\frac{R_s}{p}(h-h_s) \tag{20}$$

在(19)式和(20)式中,v_{00} 和 v_{s0} 分别代表疏松材料和密实材料的初始比体积,同样,这里用下标"s"代表密实材料 Hugoniot 状态。这两个方程正是文献[2]中给出的疏松材料的冲击压缩体积公式和 Wu-Jing 物态方程。由此可见,从三项式物态方程和 Grüneisen 物态方程的一般理论出发,引入了"R_p 仅是压强的函数"为前提条件,也能导出 Wu-Jing 物态方程。在以后的讨论中,该前提条件称为 Wu-Jing 假设。

文献中推导 Wu-Jing 方程时,以"c_p 是常数"为前提。根据相容性关系[2]

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T=-\left(\frac{T}{p}\right)\left[R\left(\frac{\partial c_p}{\partial T}\right)_p+c_p\left(\frac{\partial R_p}{\partial T}\right)p\right]$$

如果 c_p 为常数,则 R_p 与温度无关,即 Wu-Jing 假设自然满足。但若 c_p 同时是压力和温度的函数并满足特定的函数关系,Wu-Jing 假设也可能成立。可见,"c_p 是常数"并非 Wu-Jing 假设成立的必要条件。从这个意义上讲,"c_p 是常数"的前提比本文中采用的 Wu-Jing 假设更苛刻。强调指出,Wu-Jing 假设的合理性需要接受理论和实验的检验,在本文中将作进一步讨论。

在"R_p 仅是压强的函数"的前提条件下,体积微分方程(13)可以直接积分求解得到(19)式。将(19)式的体积表达式代入(12)式,可得到冲击温度的一阶非线性微分方程,该方程一般只能通过数值解。将(19)式的体积表达式代入(18)式,我们得到忽略电子贡献条件下的冲击温度关于初始密度的一阶微分方程。该微分方程的积分形式解,经过积分变量代换,与定积分上下限合并后,得

$$T=T_s\exp\left[-\int_{v_s}^{v}\frac{\gamma(x)}{x}\mathrm{d}x\right]+\frac{p}{3RR_s}\int_{v_s}^{v}\exp\left[-\int_{y}^{v}\frac{\gamma(x)}{x}\mathrm{d}x\right]\mathrm{d}y \tag{21}$$

(21)式中的体积 v 由(19)式给出。在给定疏松度 $m(m=v_{00}/v_0)$ 的条件下,(21)式中 v 由(19)式给出。如果 $\gamma(v)/v=\gamma_0/v_0$,则(21)式简化为

$$T=\frac{pv_0}{3R\gamma_0R_s}\left\{1-\exp\left[\frac{\gamma_0R_s}{2-R_s}(1-m)\right]\right\}+T_s\exp\left[\frac{\gamma_0R_s}{2-R_s}(1-m)\right] \tag{22}$$

式中:v_0 和 γ_0 分别代表密实材料的初始体积和 Grüneisen 系数,而 R_s 是密实材料 Hugoniot 线上 R_p 的取值。(19)式和(21)式是基于 Wu-Jing 假设并忽略热电子贡献时疏松材料冲击压缩体积和温度的积分表达式,(22)式是计算冲击温度的另一个近似公式。

5　应用于疏松铜的情形

我们以疏松铜为例,其密实铜状态参数见表 1,并避开结构相变问题的讨论。为了与实验数据比较,材料的疏松度 $m(m=\rho_0/\rho_{00})$ 取 2.0。本文中从传统的三项式物态方程和 Grüneisen 物态方程出发,采用差分法联立求解方程(11)～方程(13),其计算结果称为精确解。同时,将求解方程(19)和方程(12)的计算结果称为 Wu-Jing 近似解,其中 R_s 是给定压力下对应密实铜 Hugoniot 线上 R_p 的取值。

表 1　金属铜的物态方程参数($T_0=300$ K)[4]

Table 1　Parameters in the equation of state of copper ($T_0=300$ K)[4]

ρ_0 /(g/cm^3)	c_0 /(km/s)	λ	a_v /(10^{-6}/K)	γ_0	γ_e	β_0 /[μJ/(g·K^2)]
8.94	3.93	1.489	50.1	1.96	0.5	17.44

在图 1 和图 2 中,曲线 A 分别代表精确解的冲击压缩密度和温度计算结果,图 1 和图 2 中的曲线 B 分别代表 Wu-Jing 近似解的冲击压缩密度和温度计算结果。结果表明,两种方法的温度计算结果(图 2)之间的差别可以忽略。精确解的密度与实验值符合较好,近似解密度偏高 2%～3%。考虑到疏松材料的 Hugoniot 实验数据本身的测量精度不高,Wu-Jing 近似仍不失为预估疏松金属铜冲击压缩体积(或密度)的可靠方法之一。鉴于两种方法都基于相同的密实材料冲击压缩曲线和相同的冷压方程,精确解、近似解、以及实验值之间的一致性表明,与三项式物态方程及 Grüneisen 物态方程一样,Wu-Jing 方程实际上已经比较准确地考虑了金属铜的晶格与热电子的热效应。

为了深入探讨精确解方法和 Wu-Jing 近似解方法在描述热电子贡献方面的不同特点,我们令 $\beta_0=0$(即"忽略"热电子作用),重复了上述计算过程。图 1 和图 2 中的曲线 C 代表与精确解方法对应的计算结果,图 1 和图 2 中的曲线 D 代表与近似解方法对应的计算结果。图 2 中曲线 C 和曲线 D 之间的差别不大,再次表明冲击温度的计算与两种方法的选择不太敏感,但忽略热电子贡献会使高压段的冲击温度的计算值显著偏高,即热电子贡献使体系冲击温度大大降低。我们注意到,图 1 中曲线 C 和曲线 D 之间的差别很大。在这两种方法中,令 $\beta_0=0$ 都使体系密度降低,即热电子对冲击压缩体积的贡献是"负

值”。其结果是，精确解结果（曲线 C）与实验值偏离很远，而 Wu-Jing 近似解结果（曲线 D）与实验结果更接近。在精确解情形，令 $\beta_0=0$ 意味着完全忽略电子贡献，因温度升高导致体积剧烈膨胀，计算结果肯定会明显偏离实验值。对于 Wu-Jing 近似方法，密实材料冲击压缩线上 Wu-Jing 参量的取值（R_s），即文献[2,3]中定义的 Wu-Jing 系数，只有在 100 GPa 以上的高压区才明显依赖 β_0 取值，而在低压区并不敏感。因此，令 $\beta_0=0$ 只有在高压区才引起明显的密度修正，但其修正量与精确解方法相比小得多。由此可见，在 Wu-Jing 近似方法中，电子的主要贡献已经间接地包含于 Wu-Jing 假设，只有少部分效应还通过 β_0 值直接表现出来，这一部分效应令 $\beta_0=0$ 时会完全消除。那么，Wu-Jing 方程是如何间接引入电子贡献呢？原来，Wu-Jing 假设，即“R_p 仅是压强的函数”，具有很强的限制性。在下一段的讨论中可以看到，在谐振动模式下，如果忽略电子的贡献，Wu-Jing 假设不能严格成立；但若考虑热电子效应，Wu-Jing 假设的近似程度会得到改善。因此，将 Wu-Jing 方程认为是晶格贡献的结果，并试图从统计物理原理加以证明的思路值得仔细推敲[5]。

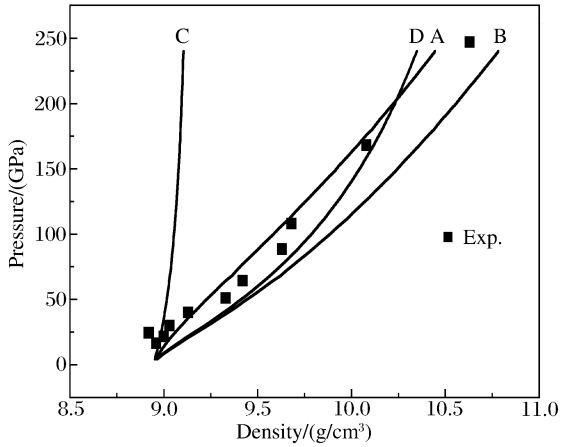


图 1 疏松铜的冲击压强与压缩密度的关系
（疏松度 $m=2.0$）

Fig. 1 Shock pressure versus density of porous copper ($m=2.0$)

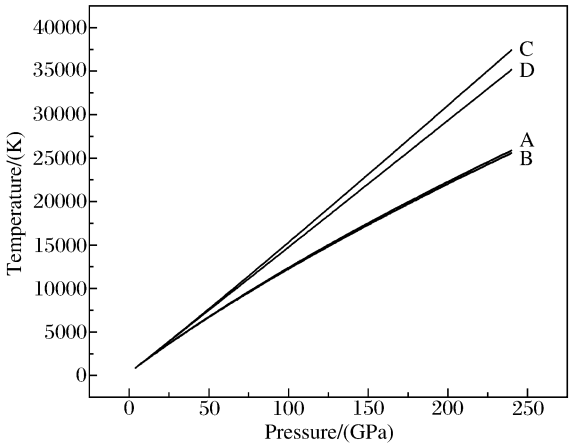


图 2 疏松铜的冲击温度与压强的关系
（疏松度 $m=2.0$）

Fig. 2 Shock temperature versus pressure of porous copper ($m=2.0$)

为了进一步探讨 Wu-Jing 假设与体系热电子贡献的内在联系，我们在 $p=160$ GPa 压力处，采用精确解方法计算了 Wu-Jing 参量随压缩体积的变化，结果表示在图 3 中。图中 O_1 和 O_2 代表计算曲线的起点，它们分别对应密实铜冲击压缩密度处 Wu-Jing 参数的取值，O_1 代表 β_0 不等于零，O_2 代表 β_0 等于零情形。由此可见，在 $p=160$ GPa 压力处，β_0 的取值对 Wu-Jing 系数取值的影响已经比较明显。A 点、B 点、C 点、D 点代表计算曲线的终点，它们分别对应不同条件下计算出的疏松铜（$m=2.0$）在 $p=160$ GPa 冲击压缩密度和 Wu-Jing 参量取值。O_2C 和 O_2D 分别表示 β_0 等于零时精确方法和 Wu-Jing 近似方法的数值积分求解过程中 Wu-Jing 参量（R_p）的变化过程。不难看出，β_0 等于零时 R_p 随密度减小而增大，Wu-Jing 假设的近似程度比较差，相应地 C 点和 D 点对应的计算密度差别较大。

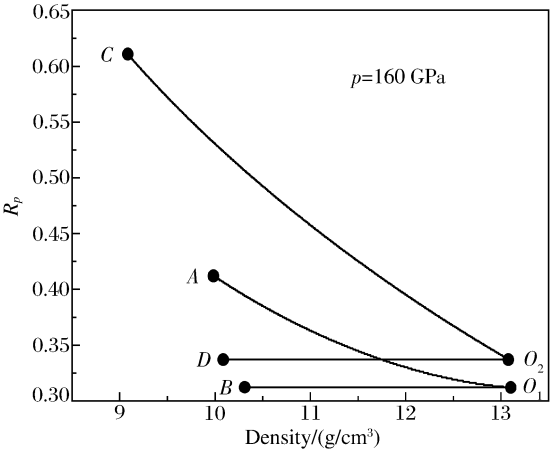


图 3 金属铜的 Wu-Jing 参量与压缩密度关系
（$p=160$ GPa，疏松度 $m=2.0$）

Fig. 3 Wu-Jing variable versus density of porous copper ($m=2.0$, $p=160$ GPa)

O_1A 和 O_1B 分别表示 β_0 不等于零时精确方法和 Wu-Jing 近似方法求解过程中 R_p 的变化过程。我们发现,热电子的贡献使 R_p 随压缩密度而增大的趋势变缓,Wu-Jing 假设的近似程度得到改善,相应地 A 点和 B 点对应的计算密度差别缩小。顺便指出,A 点和 D 点对应的计算密度几乎相等,是由于 O_2D 与 O_1A 相交于 O_1A 的中部,O_2D 对应的 R_p 值接近 O_1A 的平均值。这纯属于数学的等值。但我们不能因此得出结论,认为电子贡献可以忽略,因为冲击温度的计算值对电子贡献仍然很敏感。

6　结　论

(1) 从三项式物态方程和 Grüneisen 物态方程出发,导出沿等压路径求解疏松材料冲击压缩体积和温度的微分方程组(9)式和(10)式。引入 Wu-Jing 参量 R_p,使该方程组形式上变得更简单,见(11)式、(12)式和(13)式。该方程组原则上可以采用差分法直接求解。

(2) 在微分方程组的基础上,结合 Wu-Jing 假设,即"R_p 仅是压强的函数",直接导出了疏松材料的冲击压缩体积公式和 Wu-Jing 物态方程(19)式和(20)式。再次表明,"c_p 为常数"并非是导出 Wu-Jing 物态方程的必要条件。在 Wu-Jing 假设的前提下,还导出了疏松材料冲击温度的微分方程和近似计算公式(21)式和(22)式。

(3) 以疏松铜($m=2.0$)为例,计算了冲击压缩体积和温度。发现热电子的贡献是使体系温度降低,使体积减小。该结论不支持文献[3]引入热电子体积的概念。

(4) 通过讨论 R_p 随体积的变化趋势,发现 Wu-Jing 物态方程在客观上同时描述了晶格和热电子的等效作用。从表面上看,忽略电子贡献的 Wu-Jing 参数值(图 3 中 O_2D)似乎能更好地再现冲击压缩体积(图 3 中,A 点和 D 点对应的计算密度几乎相等),但这仅仅是数值上的等效,而不能因此得出"电子贡献可忽略"的物理结论,因为,忽略热电子贡献会对冲击温度的计算结果产生重要影响。如果我们计算冲击压缩体积时,认为热电子贡献可以忽略,同时在计算冲击温度时又不得不强调热电子贡献的重要性,这类逻辑矛盾应尽力避免。

References:

[1] Jing F Q. Introduction 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(第二版) [M]. 北京:科学出版社,1999.

[2] Wu Q,Jing F Q. Thermodynamic Equation of State and Application to Hugoniot Predictions for Porous Materials [J]. J Appl Phys,1996,80(8):4343－4349.

[3] Geng H Y,Tan H,Wu Q. A New Equation of State for Porous Materials with Ultra-Low Densities [J]. J Phys : Condens Matter,2002,14:10855.

[4] Tang W H,Zhang R Q. Introduction to Equation of State and Its Calculation [M]. Changsha:Press of NUDT, 1999. (in Chinese)
汤文辉,张若棋. 物态方程理论及计算概论 [M]. 长沙:国防科技大学出版社,1999.

[5] Li X Z,Wu Q. Discusion on the Physical Base of a Volumetric Equation of State [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics,2001,15(2):155. (in Chinese)
李欣竹,吴　强. 一种体积物态方程物理基础的讨论 [J]. 高压物理学报,2001,15(2):155.

Differential Equations and Their Solutions for Hugoniot Relation of Porous Materials along the Isobaric Path

LIU Fu-Sheng, JING Fu-Qian

(1. *Laboratory for High Pressure Physics, Southwest Jiaotong University, Sichuan* 610031, *China*;
2. *Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics Research, Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang* 621900, *China*)

Abstract: Shock compression techniques can be applied to porous materials to reproduce thermodynamic states at high temperatures and high densities, and a lot of Hugoniot data were published in the past two decades. To investigate the intrinsic relationship between Hugoniot curves of dense metals and porous ones is of importance for development of more reasonable equation of state (EOS) models. In this paper, a set of differential equations, which relate the temperature and density of the shocked states along an isobaric path in p-V-T space to its initial densities of the porous material, is deduced from the traditional three-terms EOS and Grüneisen EOS of solids. The differential formula of Wu-Jing EOS and the analytic expression of the Wu-Jing variable (R_p) are given. It is emphasized that Wu-Jing EOS is resulted not only from the contribution of crystal vibration as traditionally considered but also from most of the thermal electron effects. The new differential equations are applied to porous copper, and the effects of the thermal electrons to shock temperature, compression density, and value of Wu-Jing variable are discussed. It shows that the existence of the thermal electrons will reduce the increase rate of R_p with decrease of density.

Key words: porous material; equation of state; Hugoniot; copper

第12届全国高压学术讨论会第二轮通知

经中国物理学会高压物理专业委员会决定，第12届全国高压学术讨论会改为2004年9月中旬在安徽省黄山市举行，会期约一周，会议由中国工程物理研究院流体物理研究所承办。

会议内容包括：(1) 高压加载和测试技术，(2) 高压下材料的物理和力学性质，(3) 物态方程和相变，(4) 人工合成新材料(包括纳米材料)，(5) 高压地学，(6) 冲击和爆轰现象，(7) 流体动力学现象，(8) 断裂。

参加会议的人员请将论文写成1000～1500字的详细摘要，说明研究的目的、方法、结果和结论(可含有图、表，不用分节)，并于2004年3月30日前用电子邮件发送至《高压物理学报》编辑部(也可邮寄软盘)，以便刊登在会议文集上，供会议交流用。

投稿联系人：周菁菁

E-mail: gywl@chinajournal.net.cn; gaoya@caep.ac.cn

地　址：四川绵阳919信箱110分箱《高压物理学报》编辑部，邮政编码：621900

电　话：(0816) 2490042