

冲击温度的近似计算方法 *

汤文辉^{1,2)} 张若棋¹⁾ 胡金彪²⁾ 经福谦²⁾

¹⁾ 国防科技大学应用物理系, 长沙 410073

²⁾ 西南流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理实验室, 成都 610003

摘 要 将冲击温度的计算归纳为三种近似方法, 并对这三种方法进行了概述, 同时还给出了一些材料参数的估算方法. 在利用等熵线计算冲击温度时, 从冲击绝热线出发推导了一个半解析的等熵方程. 计算了铁的冲击温度, 并与实验测量值作了比较. 结果表明, 利用三项式物态方程并考虑熔化相变潜能的影响后算得的冲击温度与测量值符合得比较好. 另外, 本文还对影响冲击温度计算值的若干因素进行了分析.

关键词 冲击温度, 物态方程, 等熵方程, 热物理性质

1 引 言

冲击温度是材料在冲击压缩下的一个非常重要的物态参量, 其数据在爆炸力学、凝聚态物理学及地球物理学等学科中都有十分重要的应用价值^[1,2]. 众所周知, 获得冲击温度数据的途径不外乎实验测量和理论计算两种. 不能否认, 实验测量是获得冲击温度数据的一个非常重要的手段. 但研究表明, 在对非透明材料的冲击温度进行测量时, 也不可避免地要计算透明窗口材料的冲击温度^[3~5]. 所以, 通过理论计算来获得冲击温度数据也是一个不可缺少的手段. 因此, 本文试图就冲击温度的计算作一些讨论.

从原则上说, 冲击温度可利用物质的热力学函数、守恒方程和冲击绝热线进行计算. 从文献报道来看, 大概自 50 年代就开始了关于冲击温度具体计算方法的讨论, 并且一直持续到目前^[2,6~11], 但这并不意味着计算冲击温度的方法非常多. 分析表明, 冲击温度的计算大致可归纳为三种近似方法, 即 (1) 利用 Gruneisen 物态方程和冲击绝热线计算冲击温度; (2) 利用三项式物态方程计算冲击温度; (3) 利用以等熵线为参考线的 Gruneisen 物态方程计算冲击温度. 从另一个方面看, 冲击温度的计算与材料的热物理性质相关. 由于不同的方法往往涉及不同的物性参数, 所以方法不同, 往往结果也不同, 甚至差异较大. 于是, 寻找一种计算冲击温度的最佳方法具有重要的实际意义.

本文首先对计算冲击温度的三种近似方法进行了概述; 然后以铁为例, 将计算结果与测量结果进行了比较; 最后对比热、Gruneisen 系数、电子比热系数及冷能参数等材料热物理性质

* 中国工程物理研究院西南流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理实验室科研基金资助项目

收稿日期: 1996-02-06, 修回日期: 1997-11-05

对冲击温度计算值的影响进行了分析和讨论.

2 计算方法

2.1 利用 Gruneisen 物态方程和经验的 Hugoniot 关系计算冲击温度 (方法一)

由热力学关系

$$dE + pdv = c_v dT + [(\partial E/\partial v)_T + p]dv \quad (1)$$

$$p + (\partial E/\partial v)_T = T(\partial S/\partial v)_T = Tc_v\gamma/v \quad (2)$$

有

$$dE + pdv = c_v dT + Tc_v(\gamma/v)dv \quad (3)$$

其中 E 为比内能, p 为压强, v 为比容, S 为熵, T 为温度, γ 为 Gruneisen 系数, c_v 为定容比热.

又知, Hugoniot 方程及其微分表达式分别为

$$E_H = \frac{1}{2}p_H(v_0 - v) + E_0 \quad (4)$$

$$dE_H + p_H dv = \frac{1}{2}[p_H + (v_0 - v)(dp_H/dv)]dv \quad (5)$$

式中下标 H 和 0 分别对应 Hugoniot 状态和常态参量.

联立方程 (3) 和 (5) 可得

$$\frac{dT_H}{dv} + \frac{\gamma}{v}T_H = \frac{1}{2c_v}[p_H + (v_0 - v)]\frac{dp_H}{dv} \quad (6)$$

按照经典极限, $c_v = 3R/\mu$ 为常数, 其中 R 为普适气体常数, μ 为摩尔质量. Gruneisen 系数可取下面经验关系

$$\gamma/v = \gamma_0/v_0 \quad (7)$$

若将下面形式的冲击绝热线

$$p_H = \rho_0 c_0^2 \frac{\eta}{(1 - \lambda\eta)^2} \quad (8)$$

$$\eta = 1 - v/v_0 \quad (9)$$

及 (7) 式代入 (6), 可得到一个关于 T_H 的常微分方程, 解之可得冲击温度 (记为 $T_H^{(1)}$) 为

$$T_H^{(1)} = T_0 \exp(\gamma_0\eta) + \frac{c_0^2}{c_v} \exp(\gamma_0\eta) \int_0^\eta \frac{\lambda x^2}{(1 - \lambda x)^3} \exp(-\gamma_0 x) dx \quad (10)$$

式中 c_0 和 λ 为材料的 Hugoniot 常数.

2.2 利用三项式物态方程计算冲击温度 (方法二)

由固体物理学知, 固体的物态方程可用谐振子模型来描述. 当不考虑电子与声子的相互作用时, 系统的内能可表示为三项之和, 即

$$E = E_C + E_{Ta} + E_{Te} \quad (11)$$

式中 E_C 是冷能, E_{Ta} 是原子热振动能, E_{Te} 是电子热运动对能量的贡献.

利用 Born-Mayer 势模型, 冷能可表示为

$$E_C = \frac{3Q}{\rho_{0K}} \left[\frac{1}{q} \exp[q(1 - \delta^{-1/3})] - \delta^{1/3} - \frac{1}{q} + 1 \right] \quad (12)$$

其中

$$\delta = \rho / \rho_{0K}$$

Q 和 q 为冷能参数, 它们可近似由 Hugoniot 常数表示为^[12]

$$q = 6\lambda - 3 + \sqrt{36\lambda^2 - 60\lambda + 27} \quad (13)$$

$$Q = \frac{3\rho_{0K}c_D^2}{q-2} \quad (14)$$

ρ_{0K} 是零温零压下的密度, 它可近似按下式计算^[13]

$$\rho_{0K} \approx \rho_0 \left[1 + \frac{E_D(\Theta/T_0)}{c_D(\Theta/T_0)} \alpha_{v0} \right] \quad (15)$$

其中 E_D 为 Debye 能量, c_D 为 Debye 比热, Θ 为 Debye 温度, α_{v0} 为常态下的体积热膨胀系数. 对于金属, Θ 一般在 300 K ~ 400 K 左右, 这时 (15) 式还可近似为

$$\rho_{0K} \approx \rho_0(1 + 180\alpha_{v0}) \quad (16)$$

当 $T > \Theta$ 时, 原子热振动能可简单地表示为

$$E_{Ta} = c_v T \quad (17)$$

电子热运动对能量的贡献为

$$E_{Te} = \frac{1}{2} \beta_0 (\rho_0 / \rho)^{1/2} T^2 \quad (18)$$

式中 β_0 为电子比热系数. 利用自由电子模型, β_0 可按式计算^[14]

$$\beta_0 = \frac{4\pi^2 k_B^2 m_e}{(3/\pi)^{2/3} h^2} \frac{N^{1/3}}{\rho_0^{2/3}} \quad (19)$$

式中 k_B 为 Boltzmann 常数, m_e 为电子质量, h 为 Planck 常数, N 为一克物质的自由电子数. 对于离子晶体等非金属, 其自由电子数为零, 若不考虑热激活电子的影响, 可取 $\beta_0 \approx 0$.

令 (11) 式中的 E 等于 E_H , 则利用 (4)、(12)、(17) 和 (18) 可求出冲击温度. 由于计算中没有考虑固液相变的影响, 所以计算结果只适合于固相区. 将该区的冲击温度记为 $T_H^{(2-s)}$, 则有

$$T_H^{(2-s)} = \frac{[c_v^2 - 2\beta_0(\rho_0/\rho)^{1/2}(E_c - E_0 - E_H)]^{1/2} - c_v}{\beta_0(\rho_0/\rho)^{1/2}} \quad (20)$$

当材料发生高压熔化后, 应考虑相变潜能的影响. 另外, 实验指出, 材料在液相区的比热随温度的增大而减小^[15], 即

$$c_v^{(l)} = c_v - \tau T / T_m, \quad T > T_m \quad (21)$$

其中 τ 为经验常数, 实验给出

$$\tau \approx 0.15 \frac{R}{\mu} \quad (22)$$

T_m 为熔化温度, 它可由 Lindemann 定律

$$\frac{d \ln T_m}{d \ln v} = -2\gamma(v) + \frac{2}{3} \quad (23)$$

求出为

$$T_m = T_{mN} \left(\frac{v}{v_{0m}} \right)^{2/3} \exp[2\gamma_0 \rho_0 (v_{0m} - v)] \quad (24)$$

或

$$T_m = T_{m0} \left(\frac{v}{v_0} \right)^{2/3} \exp \left[2\gamma_0 \left(1 - \frac{v}{v_0} \right) \right] \quad (25)$$

式中 T_{mN} 为正常熔点温度, v_{0m} 为常压熔化比容, $T_{m0} = T_m(v = v_0)$.

考虑到固体的熔化熵 ΔS 一般为常数. 对于金属, $\Delta S_m \approx 1.16R/\mu$, 所以熔化潜能为

$$\Delta E_m = T_m \Delta S_m \quad (26)$$

因此, 液相区的能量可表示为

$$E^l = E^s + \Delta E_m + \frac{1}{2}\tau T_m - \frac{1}{2}\tau T^2/T_m \quad (27)$$

其中 E^s 为固相区能量表达式. 因此, 液相区的冲击温度可求出为

$$T_H^{(2-1)} = \frac{\{c_v^2 - [2\beta_0(\rho_0/\rho)^{1/2} - \tau/T_m]E_x\}^{1/2} - c_v}{\beta_0(\rho_0/\rho)^{1/2} - \tau/T_m} \quad (28)$$

其中

$$E_x = E_c + \Delta E_m + \frac{1}{2}\tau T_m - E_H - E_0 \quad (29)$$

在固液混合相区, 冲击温度与熔化温度相等, 因此有

$$T_H^{(2-m)} = T_m \quad (30)$$

2.3 利用等熵线和 Gruneisen 物态方程计算冲击温度 (方法三)

冲击绝热线和等熵线的关系可通过 Gruneisen 物态方程表示为

$$p_H - p_S = (\gamma/v)(E_H - E_S) \quad (31)$$

又

$$E_H - E_S = \int_{T_S}^{T_H} c_v dT \approx c_v(T_H - T_S) \quad (32)$$

所以冲击温度为

$$T_H^{(3)} = T_S + \frac{v_0}{\gamma_0 c_v} (p_H - p_S) \quad (33)$$

其中 T_S 为等熵温度, 它可利用热力学关系求出为

$$T_S = T_0 \exp[\gamma_0(1 - v/v_0)] \quad (34)$$

利用热力学关系

$$p_S = - \left(\frac{\partial E}{\partial v} \right)_S \quad (35)$$

及公式 (4)、(7) 和 (31) 可得

$$\frac{dp_s}{dv} + \frac{\gamma_0}{v_0} p_s = \frac{1}{2} \frac{\gamma_0}{v_0} p_H + \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\gamma_0}{v_0} (v_0 - v) \right] \frac{dp_H}{dv} \quad (36)$$

从原则上说, $p_H(v)$ 与 $p_s(v)$ 两者必须通过 (36) 式自恰. 因此, 只要知道其中之一, 冲击温度即可由 (33)、(34) 和 (36) 式决定. 从目前情况看, 等熵方程有多种形式, 常用的有 Murnaghan 方程、Birch-Murnaghan 方程和多项式形式的等熵方程等. 由于在实验上很难实现等熵压缩条件, 所以等熵方程大多是理论的或经验的. 我们发现, 它们在用于计算冲击温度时都不是理想.

(36) 式是一个一阶常微分方程, 解之可得

$$p_s = e^{\gamma_0(\eta - \eta_i)} \left[p_i + \rho_0 c_0^2 \int_{\eta_i}^{\eta} \frac{1 + \lambda x - \gamma_0 x}{(1 - \lambda x)^3} e^{\gamma_0(\eta_i - x)} dx \right] \quad (37)$$

其中 η_i, p_i 为等熵线上某已知点的参数. 例如, 若等熵线起始于 Hugoniot 状态, 则

$$p_i = p_H, \quad \eta_i = \eta_H = 1 - v_H/v_0 \quad (38)$$

若等熵线起始于常态, 则

$$p_i = 0, \quad \eta_i = 0 \quad (39)$$

这时 (37) 式可简化为

$$p_s = \rho_0 c_0^2 e^{\gamma_0 \eta} \int_0^{\eta} \frac{1 + \lambda x - \gamma_0 x}{(1 - \lambda x)^3} e^{-\gamma_0 x} dx \quad (40)$$

如果压缩不是太强烈, η 为小量, (40) 式可展开为多项式

$$p_s(v) = \rho_0 c_0^2 (a_1 \eta + a_2 \eta^2 + a_3 \eta^3 + a_4 \eta^4 + \dots) \quad (41)$$

其中

$$a_1 = 1, \quad a_2 = 2\lambda, \quad a_3 = 3\lambda^2 - \frac{1}{3}\lambda\gamma_0$$

$$a_4 = \frac{1}{12}\lambda[4\lambda^2 - \gamma_0(9\lambda + \gamma_0)], \quad \dots\dots$$

这一近似结果与 Ahrens^[10] 用近似方法导出的起始于常态的等熵方程完全一样. 同时还可看出, 在较强烈的压缩状态下, η 不是小量, 这时的多项式方程将不再适用.

计算表明, 利用等熵方程 (40) 算出的冲击温度与方法一的结果完全一致. 这是预料之中的, 因为方法一与方程 (40) 都是以经验的 Hugoniot 线 (8) 为基础的.

3 计算结果的比较

我们按照上一节的方法计算了铁的冲击温度. 铁的物性参数如表 1 所示, 计算结果如表 2 所示. 由于使用方程 (40) 后, 方法三的结果与方法一的结果无差别, 所以表 2 中没有列出方法三的结果, 但列出了其它一些作者的计算结果. 图 1 在 p - T 平面上给出了计算结果和实验结果比较情况, 其中曲线 1 和 2 分别为由方法一和方法二算得的结果, 熔化线是由 Lindemann 定律算得的, 实验结果取自文献 [20].

表 1 铁的物性参数

符号	数值	单位
ρ_0	7.85 ^[2]	g/cm ³
c_0	3.955 ^[2]	km/s
λ	1.58 ^[2]	
γ_0	1.90 ^[7]	
α_{v0}	4.3×10^{-5} ^[16]	K ⁻¹
T_{mN}	1809 ^[17]	K
v_{0m}	0.1340 ^[18]	cm ³ /g
Θ	385 ^[19]	K
β_0	129.6*	erg/(gK ²)
q	11.18*	
Q	40.38*	
ρ_{0K}	7.90*	g/cm ³

* 所列数值分别由公式 (19), (13), (14), (15) 计算所得。

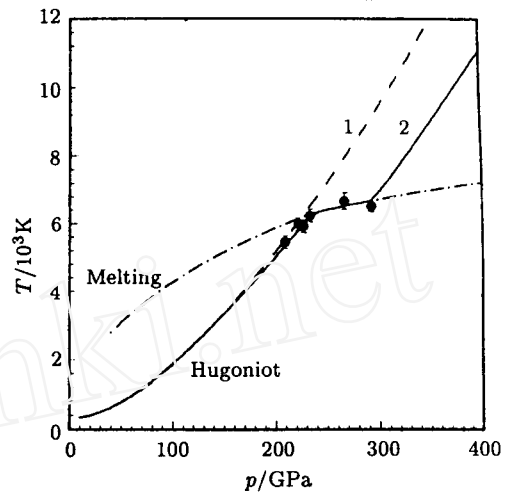


图 1 铁的冲击温度与冲击压强的关系曲线

表 2 铁的冲击温度计算结果

p_H /GPa	$T_H^{(1)}$ /K	$T_H^{(2)}$ /K	T_H /K ^[2]	T_H /K ^[7]
20	411	370		
40	623	556	655	657
60	945	857	969	1007
80	1362	1255	1355	1444
100	1860	1734	1795	1953
120	2428	2279	2274	2523
140	3056	2880	2783	3145
160	3736	3526	3311	3812
180	4463	4211	3854	4520
200	5232	4927	4407	5264
220	6037	5670	4967	6040
240	6877	6349	5531	6846
260	7747	6487	6096	7680
280	8645	6615	6662	
300	9569	6916	7228	
320	10517	7770	7792	
340	11487	8637	8354	
360	12477	9517	8914	
380	13487	10406	9471	
400	14515	11304	10024	

从第二节所述可以看出, 虽然不同方法都是建立在热力学关系和有关实验结果的基础上, 但它们的差异是明显的. 方法一涉及的参数少, 但没有考虑电子热运动及固液相变的影响; 方法二涉及的参数较多, 但它既考虑了电子热运动的贡献, 又考虑了固液相变的影响, 而且还可解析求解; 方法三与等熵线相关, 其可靠性实际上取决于等熵方程的选取. 另外, 该方法也没有考虑电子热运动和固液相变的影响. 从计算结果与实验结果比较来看, 方法二在很宽的压强范围内与实验结果符合较好. 而方法一只在固相区与实验结果符合较好, 由于它没有考虑固液相变的影响, 所以不适用于材料发生熔化后的状态区域.

4 影响计算结果的几个因素

4.1 比热

固体的比热一般随温度的升高而增大, 在理论上它可用其他热物理量表示为

$$c_v = \frac{\alpha_v c^2}{\gamma(1 + \alpha_v \gamma T)} \quad (42)$$

其中热膨胀系数 α_v 又可表示为

$$\alpha_v = \rho \gamma c_v / B_T \quad (43)$$

c 为流体力学声速, B_T 为等温体积模量, 它可一般地表示为

$$B_T = E_T(T, \rho) \quad (44)$$

从这些关系可以看出, 在理论上很难具体确定 c_v 与 T 的函数关系. 但文献 [21] 根据实验指出, c_v 随温度近似线性增大, 在熔化时达到 $c_v = c_{vm} = \frac{30}{\mu}$ (J/gK). 所以 c_v 与 T 的关系可表示为

$$c_v = \frac{3R}{\mu} + \frac{c_{vm} - 3R/\mu}{T_m - T_0}(T - T_0), \quad T_0 \leq T \leq T_m \quad (45)$$

若在方法二中采用 (45) 式, 可求得铁的冲击温度为: 当 $p_H = 140$ GPa 时, $T_H = 2649$ K; 当 $p_H = 200$ GPa 时, $T_H = 4326$ K. 由此可见, 忽略 c_v 随 T 的变化会对冲击温度计算值产生较大影响.

4.2 Gruneisen 系数的经验公式

关于 Gruneisen 系数的经验公式, 目前已有多种形式, 本文所使用的 (7) 式只是常用的一种. 一般认为, (7) 式并不适合较高的压强. 林华令等 [22] 认为, γ 取如下经验关系较为合适

$$\gamma(v) = \frac{2}{3} + \left(\gamma_0 - \frac{2}{3}\right) \left(\frac{v}{v_0}\right)^b \quad (46)$$

其中 b 为材料常数. 对于铁, $b = 1.118$. 若用上式代替 (7) 式, 由方法一可求出冲击温度的表达式为

$$T_H = \left(\frac{v_0}{v}\right)^{2/3} \exp \left\{ \left(\gamma_0 - \frac{2}{3}\right) \left[1 - \left(\frac{v}{v_0}\right)^b\right] \frac{1}{b} \right\} \times \left[\frac{c_0^2}{c_v} \int_0^\eta \frac{\lambda x^2 (1-x)^{2/3}}{(1-\lambda x)^3} \exp \left\{ \frac{\gamma_0 - 2/3}{b} [(1-x)^b - 1] \right\} dx + T_0 \right] \quad (47)$$

于是, 当铁的冲击压强分别为 140 和 200 GPa 时, 其冲击温度分别为 3101 K 和 5322 K. 这一结果与表 2 中的 $T_H^{(1)}$ 相比, 误差小于 2%, 所以选取不同形式的 Gruneisen 系数的计算公式, 对冲击温度计算结果的影响不是太大. 在方法二中, γ 只和熔化温度相关, 所以对冲击温度的影响不明显.

4.3 电子比热系数

表 1 中的 β_0 值是按 (19) 式计算得到的, 与 Ashcroft 等 [23] 的结果 $\beta_0 = 110$ erg/(gK²) 一致. 假定 β_0 的计算误差为 10%, 取 $\beta'_0 = 1.1\beta_0 = 142.6$ erg/(gK²), 得到冲击压强分别为 100 GPa, 200 GPa 时, 铁的冲击温度分别为 1708 K, 4866 K. 可见 β_0 的计算误差对冲击温度的影响不大.

但 Bukowinski^[24] 和 Brown 等^[25] 根据铁的电子能带结构给出 $\beta_0 \approx (800 \sim 900) \text{ erg}/(\text{gK}^2)$. 他们认为, 导致 β_0 值异常的原因是在铁的 Fermi 能级附近存在一个与 d 电子带相关的状态密度峰值. 根据 β_0 的这一取值, 我们得到冲击压强分别为 100 GPa 和 200 GPa 时, 冲击温度分别为 1585 K 和 4036 K. 由此可见, 电子能带结构的异常可以引起冲击温度的较大变化. 当然, 就铁来说, 这种异常的 β_0 值还有待于实验的检验.

4.4 冷能参数

冷能参数 Q 和 q 一般由实验数据拟合得到. 然而, 即使对于同一种材料, 不同文献给出的实验数据都有一定差别. 现在假定这些差别在允许的实验误差范围内, 通过人为改变 Q 和 q 的大小来考察它们对冲击温度的影响. 首先取 $Q' = 1.05Q$, 并保持 q 不变. 对应于 100 GPa 和 200 GPa 的冲击压强, 冲击温度分别为 1655 K 和 4783 K. 可以看出, 冲击温度的相对变化小于 Q 的相对变化. 若取 $q' = 1.05q$, 并保持 Q 不变, 则对应于 100 GPa 和 200 GPa 的冲击压强, 冲击温度分别为 1542 K 和 4516 K. 因此冲击温度的相对变化大于 q 的相对变化. 但从 (14) 式可以看出, q 与 Q 是相互关联的. 若取 $q' = 1.05q = 11.844$, 则有 $Q' = 37.66 \text{ GPa}$. 这时相应于冲击压强分别为 100 GPa 和 200 GPa 的冲击温度分别为 1708 K 和 4804 K. 由此可见, Q 和 q 的实验拟合误差对冲击温度的影响不大.

以上分析表明, 如果比热对温度的敏感性达到或超过 (45) 式所表示的程度, 或者金属的电子能带结构出现异常, 则在忽略比热随温度的依赖关系及异常的电子能带结构对电子比热系数的影响后, 冲击温度的计算值会引入较大误差. 但 Gruneisen 系数的不同计算公式和冷能参数的实验拟合误差对冲击温度计算值的影响不是太大.

5 结束语

我们认为, 冲击温度可通过三种途径来计算. 其中, 用三项式物态方程计算冲击温度时考虑的因素全面, 与实验结果符合较好, 所以是一种较好的计算方法. 由于这种计算方法是建立在晶体振动理论和实验规律的基础上, 所以是一种半理论半经验方法. 如果说这种方法的计算结果有什么偏差的话, 主要原因是我们对材料的热物理性质在冲击压缩态的响应还没有充分的认识.

参 考 文 献

- 1 Williams Q, Jeanloz R, Bass J D, Svendsen B, Ahrens T J. The melting curve of iron to 250 gigapascals: a constraint on the temperature at Earth's center. *Science*, 1987, 236: 181~182
- 2 Brown J M, McQueen R G. Phase transitions, Gruneisen parameter, and elasticity for shocked iron between 77 GPa and 400 GPa. *J Geophys Res*, 1986, B91(7): 7485~7494
- 3 Bass J D, Svendsen B, Ahrens T J. The temperature of shock compressed iron. In: Manghnani M H, Syono Y, eds. *High Pressure Research in Mineral Physics*. Tokyo: Terra Press, 1987. 393~402
- 4 汤文辉, 胡金彪, 经福谦, 张若棋. 金属冲击温度的测量研究. *国防科技大学学报*, 1995, 17(1): 87~91
- 5 Tang Wenhui, Jing Fuqian, Zhang Ruoqi, Hu Jinbiao. Thermal relaxation phenomena across the metal/window interface and its significance to shock temperature measurements of metals. *J Appl Phys*, 1996, 80(6): 3248~3253
- 6 Rice M H, McQueen R G, Walsh J M. Compression of solids by strong shock waves. *Solid State Physics*, 1958, 6: 1~63
- 7 McQueen R G, Marsh S P, Taylor J W, Fritz J N, Carter W J. The equation of state of solids from shock wave studies. In: Kinslow R, ed. *High Velocity Impact Phenomena*. New York: Academic, 1970. 294~419
- 8 Lyzenga G A, Ahrens T J. Multiwavelength optical pyrometer for shock compression experiments. *Rev Sci Instrum*, 1979, 50(11): 1421~1424
- 9 Miller G H, Ahrens T J, Stolper E M. The equation of state of molybdenum. *J Appl Phys*, 1988, 63(9): 4469~4475
- 10 Ahrens T J. Shock induced optical radiation from solids. In: Zhang Guanren, Huang Shihui, eds. *Proceedings of the 2nd Internal Symposium on Intense Dynamic Loading and Its Effects*. Chengdu: Sichuan University Press,

1992. 815~823
- 11 Tyburczy J A, Ahrens T J. Dynamic compression and volatile release of carbonates. *J Geophys Res*, 1986, B91(5): 4730~4744
 - 12 胡金彪, 经福谦. 利用冲击压缩数据计算材料物态方程的一个简单解析方法. *高压物理学报*, 1990, 4(3): 175~180
 - 13 汤文辉. 固体零温零压密度的估算. *国防科技大学学报*, 1996, 18(1): 87~91
 - 14 经福谦等著. *实验物态方程导引*. 北京: 科学出版社, 1986
 - 15 Grover R. Liquid metal equation of state based on scaling. *J Chem Phys*, 1971, 55(7): 3435~3441
 - 16 Touloukian Y S, Powell R W, Ho C Y, Klemens P G. Thermophysical Properties of Matter, Volume 12: Thermal Expansion. Thermophysical Properties Research Center of Purdue University, Data series. New York: Plenum Publishing Corporation, 1975
 - 17 Robie R A, Hemingway B S, Fisher J R. Thermodynamic Properties of Minerals and Related Substances at 298.15 K and 1 bar (10 Pascals) Pressure and at Higher Temperatures. USGS, Bulletin, 1978
 - 18 Touloukian Y S, Buyco E H. Thermophysical Properties of Matter. The TPRC Data Series. Volume 12. Thermal Expansion: Metallic Solids. New York: Plenum Press, 1970
 - 19 Andrews D J. Equation of state of the alpha and epsilon phases of iron. *J Phys Chem Solids*, 1973, 34: 825~840
 - 20 Tang Wenhui, Hu Jinbiao, Jing Fuqian, Zhang Ruoqi. Optical Radiation Measurements of Shock Temperature for No.45 Steel. *Chinese Science Bulletin*, 1995, 40(8): 636~638
 - 21 Kubaschewski C, Alcock C B. Metallurgical Thermochemistry. 5th Edition. Oxford, New York, Toronto, Sydney, Paris, Frankfurt: Pergamon Press, 1979
 - 22 林华令, 张若棋. 利用冲击压缩数据计算物态方程的新方法——Gruneisen 系数最优法. *高压物理学报*, 1991, 5(1): 61~71
 - 23 Ashcroft N W, Mermin N D. Solid State Physics. New York: Holt, Rinehart, Winston, 1976
 - 24 Bukowski M S T. A theoretical equation of state for the inner core. *Phys Earth Planet Inter*, 1977, 14: 333~344
 - 25 Brown J M, McQueen R G. The equation of state for iron and the earth's core: In: Akimoto S, Manghani M H eds. High-Pressure Research in Geophysics, Vol 12. Tokyo: Academic, 1982. 611~623

APPROXIMATION CALCULATION METHODS OF SHOCK TEMPERATURE

Tang Wenhui^{1,2)} Zhang Ruoqi¹⁾ Hu Jinbiao²⁾ Jing Fuqian²⁾

¹⁾ Department of Applied Physics, National University of Defense Technology, Changsha 410073

²⁾ Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics Research, Southwest Institute of Fluid Physics, Chengdu 610003

Abstract In this paper, ways to calculate shock temperature are classified as three kinds of basic methods. These methods are described briefly and the evaluation of related material parameters is given also. In the calculation of shock temperature by using isentropic curve, an isentropic equation which is consistent with the Hugoniot curve is developed. Shock temperatures for iron are calculated and the results obtained by using three-term equation of state are in good agreement with the experimental results. In addition, the influence of several thermal physics parameters on the calculated value of shock temperature is discussed.

Keywords shock temperature, equation of state, isentropic equation, thermal physical parameter