

金属冲击温度的测量研究*

汤文辉 胡金彪* 经福谦* 张若祺

(国防科技大学应用物理系 长沙 410073)

摘要 文中介绍了冲击温度的多波长光谱辐射测量方法。利用光学高温计测量了45号钢在230GPa左右的冲击压力下的冲击温度值,对所测得的结果进行了比较和分析。

关键词 冲击温度,光谱辐射,光学高温计,45号钢

分类号 O38

冲击温度是材料在冲击压缩下的一个重要物理参量。它不仅对于完全物态方程的确定具有重要意义^[1],而且在地球物理学和凝聚态物理学等方面也有重要的应用^[2,3],所以冲击温度的测量是当前冲击波物理领域中十分引人关注的问题之一。自Kormer等^[4]首次报道了碱卤晶体的冲击温度测试方法至今已有三十年的历史,尽管测试技术已取得了较大的进展,但对于常态下不透明的介质,例如金属及合金等,冲击温度的测量并没有得到很好地解决^[5,6],所以有必要作进一步的研究。

本文利用光学高温计测量了45号钢在230GPa左右的冲击压力下的冲击温度,与国外报道的实验结果和理论结果进行了对比和分析。

1 冲击温度的光谱辐射测量方法

1.1 多波长光学高温计的工作原理

光学高温计的物理基础是Planck辐射公式。在平衡热辐射的假定下,高温物质的光谱辐亮度为

$$L(\lambda, T) = \epsilon f(\lambda, T) = \frac{\epsilon C_1}{\pi \lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1} \quad (1)$$

其中 $C_1 = 3.7418 \times 10^{-16} \text{W} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{sr}^{-1}$, $C_2 = 1.4388 \times 10^{-2} \text{m} \cdot \text{K}$ 分别为第一和第二辐射常数, λ 是波长, T 为温度, $f(\lambda, T)$ 是黑体的光谱辐亮度。 ϵ 是表面发射率,一般认为与波长无关(灰体近似)。如果同时测出了若干个波长上的光谱辐亮度,便可根据(1)式利用最小二乘法拟合出辐射温度 T 和 ϵ 。

* 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。

1994年6月20日收稿,第一作者为博士生

* 西南流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理实验室,成都523信箱,610003

具有时间分辨率的光学高温计一般由二部分组成,即(1)光辐射的接收、传输与滤波(或分光)系统,通常由光纤或几何光学器件等构成;(2)光电转换系统,由光电倍增管或光电二极管等组成。高温计的输出

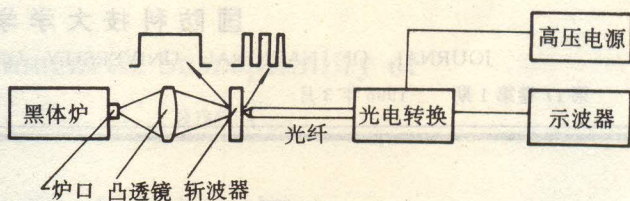


图1 光学高温计的标定原理

电压信号由具有高频带宽度的示波器进行记录。高温计在使用之前必须进行严格的标定。我们采用的高温计是以光纤作为光能的接收与传输手段,并用光电倍增管进行光电转换,其标定原理如图1所示。标定是通过标准“黑体”光源完成的。设黑体温度为 T_0 , 发射率为 ϵ_0 , 则光谱辐亮度为

$$L_b(\lambda, T_0) = \epsilon_0 f(\lambda, T_0) \quad (2)$$

又设黑体炉口玻璃的透过率为 τ_q , 透镜的影响因子为 G , 光纤端面积为 A , 能量耦合系数为 ξ , 光纤衰减因子为 α , 滤光片的带宽为 $\Delta\lambda$, 透过率为 τ_f , 则从接收端到达倍增管阴极的热辐射能量为

$$\phi(\lambda) = L_b(\lambda, T_0) \tau_q G \xi e^{-\alpha D} \Delta\lambda \tau_f A \quad (3)$$

其中 D 为光纤长度。设倍增管的响应因子为 $S(\lambda)$, 输出负载电阻为 R , 则输出电压为

$$V_0 = \phi(\lambda) S(\lambda) R = L_b \tau_q G K(\lambda) \quad (4)$$

$$K(\lambda) = AS(\lambda) \xi \Delta\lambda \tau_f R e^{-\alpha D} \quad (5)$$

对于确定的测试系统和波长, $K(\lambda)$ 为一常数, 它是一系列已确定的仪器产生的综合影响因子。标定的目的就是要确定这一常数。显然, (4) 式中的 V_0 、 τ_q 和 G 是可测量的, L_b 由已知的黑体光源给出, 因此 $K(\lambda)$ 被唯一确定。在使用过程中, 若示波器给出某温度辐射的电压为 $V(\lambda)$, 则待测温度的光谱辐亮度为

$$L_i = V(\lambda) / (K(\lambda) \tau_w) \quad (6)$$

其中 τ_w 为光谱辐射所穿过的窗口材料的透过率。不难看出, 电压信号的辐度与光谱辐亮度成正比例关系。

1.2 数据处理方法

如果同时在 n 个波长上测出了相应的光谱辐亮度, 则可得到一组条件方程为

$$\begin{cases} \epsilon f(\lambda_1, T) - L_1 = v_1 \\ \epsilon f(\lambda_2, T) - L_2 = v_2 \\ \dots\dots\dots \\ \epsilon f(\lambda_n, T) - L_n = v_n \end{cases} \quad (7)$$

其中 v_1, v_2, \dots, v_n 为光谱辐亮度的残余误差。拟合出最佳 T 和 ϵ 的条件是使

$$S = \sum_{i=1}^n [\epsilon f(\lambda_i, T) - L_i]^2 \quad (8)$$

为最小。但从 (1) 式可知, 函数 $f(\lambda, T)$ 随波长的变化是强烈非线性的, 所以按照 (8) 式拟合 T 和 ϵ 时, 在 f 较大的工作波长上的误差将占有较大的权重。考虑到不同波长上的测试误差在拟合中应是等权的, 所以我们按相对值的残差平方和为最小来拟合。于是拟合的目标函数为

$$S = \sum_{i=1}^n [\epsilon f(\lambda_i, T)/L_i - 1]^2 \quad (9)$$

令 $\partial S/\partial \epsilon = 0, \partial S/\partial T = 0$, 最后可得到

$$\epsilon = \sum_i \frac{f(\lambda_i, T)}{L_i} / \sum_i \frac{f^2(\lambda_i, T)}{L_i^2} \quad (10)$$

$$\frac{\sum_i \frac{f(\lambda_i, T)}{L_i}}{\sum_i \frac{f^2(\lambda_i, T)}{L_i^2}} - \frac{\sum_i \frac{f(\lambda_i, T)}{L_i \lambda_i \left[1 - \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_i T}\right) \right]}}{\sum_i \frac{f^2(\lambda_i, T)}{L_i^2 \lambda_i \left[1 - \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_i T}\right) \right]}} = 0 \quad (11)$$

对(11)式作数值求根可得到 T , 再代入(10)式可求出 ϵ . 按照误差理论, 测量值光谱辐射亮度的标准方差为

$$\sigma_L = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n [\epsilon f(\lambda_i, T) - L_i]^2}{n-1}} \quad (12)$$

至于拟合结果 T 和 ϵ 的不确定性, 我们采取如下方式来表示. 由(1)式有

$$\delta L = \left(\frac{\partial L}{\partial T} \right)_\epsilon \delta T + \left(\frac{\partial L}{\partial \epsilon} \right)_T \delta \epsilon \quad (13)$$

所以 T 和 ϵ 的不确定性可表示为

$$\sigma_T = \sigma_L / \left(\frac{\partial L}{\partial T} \right)_{\epsilon, \lambda}$$

$$\sigma_\epsilon = \sigma_L / \left(\frac{\partial L}{\partial \epsilon} \right)_{T, \lambda}$$

其中 λ 为各工作波长的平均值. 文献 [7] 指出, 在实际测量中, 用 4 个工作波长就能较好地拟合出 T 和 ϵ , 增加工作波长数对提高拟合精度的帮助不大.

2 45 号钢的冲击温度测量

由于 45 号钢 (含碳量为 $\sim 0.45\%$) 是不透明的, 所以在测量其冲击温度时要在样品后表面匹配一透明窗口材料. 根据 McQueen 等^[8]的研究结果, 我们选择蓝宝石 (γ - Al_2O_3) 作为窗口. 为了消除样品/窗口界面的接触间隙, 事先在蓝宝石表面镀上一层样品膜. 图 2 为靶件照片, 图 3 为测量系统示意装置.

实验是在中物院西南流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理实验室的二级轻气炮上完成的. 钢飞片被加速到 6.4 km/s 左右碰撞靶件, 45 号钢样品中的冲击压力为 230 GPa 左右. 当冲击波到达样品/窗口界面后, 光学高温计便可探测到界面的光谱辐射历史. 我们在可见光区和近红外区选择了 4 个工作波长来测量光谱辐射亮度. 高温计中所用光电倍增管为 GDB-55 (对应工作波长 0.54 μm , 0.69 μm) 和 GDB-239 (对应工作波长 0.835 μm 和 0.93 μm), 上升时间为 2 ns, 输出负载电阻均为 50 Ω . 输出电信号采用美国惠普公司的 54111D 数字化示波器进行记录, 该示波器的频带宽度为 500 MHz. 测量时采样频率取为 1 GSa/s. 图 4 是 930813 号实验中 0.835 μm 波长上光谱辐射亮度历史的示波记录图.

由于窗口的引入, 实验直接给出的只是界面温度。要获得冲击温度, 还需根据热传导规律和冲击波传播规律等作相应的计算^[9-11]。表 1 给出了两个实验结果。为了便于比较, 表中还列出了 Bass 等^[10]的两个实验结果以及理论计算值^[12]。表中 P_H 表示冲击压力, T_H 表示冲击温度。

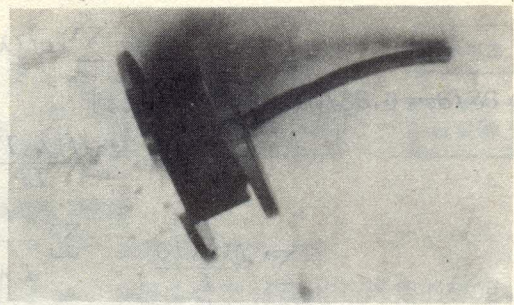


图 2 靶件照片

3 分析与讨论

(1) 本文根据热辐射理论测量了 45 号钢在 230GPa 左右的冲击压力下的冲击温度。从表 1 可以看出, 我们的拟合误差小于 Bass 等的拟合误差。在 Bass 等的结果中, 我们注意到, 冲击压力为 226GPa 时的冲击温度比冲击压力为 241GPa 时的冲击温度还高, 这与物理规律不符。另外, 在 188 号实验中, $\epsilon=1\pm 0.6$ 也是异常的。我们的结果与理论预估基本一致, 且未见反常现象, 所以测量结果是基本可靠的。

(2) 根据 Planck 公式 (1) 可知, 光谱辐亮度与波长的依赖关系较强, 而与发射率的依赖关系较弱, 所以温度的拟合精度比发射率的拟合精度要高。表 1 的实验结果充分反映了这一特性。

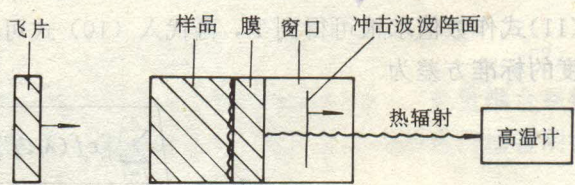


图 3 测量系统示意装置

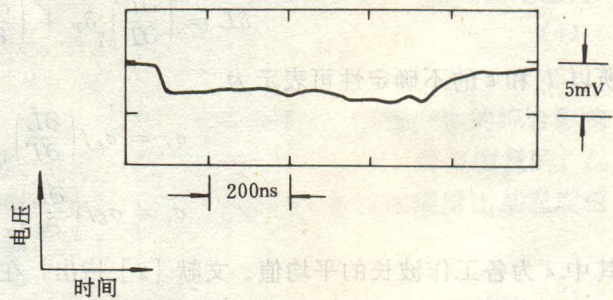


图 4 45 号钢膜/蓝宝石界面光谱辐亮度历史的典型示波记录 ($\lambda=0.835\mu\text{m}$)

表 1 钢的冲击温度

实验号	P_H (GPa)	$T_{H理}$ (K)	$T_{H实验}$ (K)	ϵ
930816	226	5989	5923 ± 190	0.72 ± 0.08
930813	232	6203	6238 ± 180	0.24 ± 0.02
173*	226	5989	7910 ± 170	0.33 ± 0.05
188*	241	6355	6870 ± 740	1.0 ± 0.6

* 取自文献[10], 样品为一种低碳钢

** 按[12]文方法计算

(3) 从表 1 还可以看出, 冲击温度的测量误差在 100K 以上, 所以测量精度还很难与静态测量相比。前面已说明, 在从实验测量得到冲击温度时要进行相应的理论计算。由于计算所涉及的一些参数很难精确确定^[5,11,12], 所以冲击温度的最终误差包含了测量和计算两个方面。最近, 文献 [6], [13] 讨论了适当地设计实验以避免某些计算过程的可

能性。所以我们认为,测量精度的提高将有待于以下几方面的发展,即(a)测量方法的进一步完善;(b)测量设备性能的进一步提高;(c)对冲击波卸载过程的严格描述;(d)对冲击压缩下金属/窗口界面光谱辐射性质的进一步认识。

综上所述,金属冲击温度的测量是一个熔实验和理论为一体的复杂问题,若要从实验上比较严格而又精确地给出冲击压力——冲击温度关系,在实验技术和理论研究两个方面都还有很多的工作要做。

参 考 文 献

- 1 经福谦. 实验物态方程导引, 北京: 科学出版社, 1986
- 2 Williams Q, Jeanloz R, Bass J D, Svendsen B, Ahrens T J. *Science*, 1987, 236: 181
- 3 Schmit D R, Ahrens T J. *J Geophys Res.* 1989, B94 (5): 5851
- 4 Kormer S B, Sinitsyn M V, Kirillov G A, Urtin V D. *Sov Phys JETP*, 1965, 21: 689
- 5 Nellis W J, Yoo C S. *J Geophys Res.* 1990, B95 (13): 21749
- 6 汤文辉, 张若棋, 经福谦, 胡金彪. *高压物理学报*. 1993, 7 (4): 247
- 7 Boslough M B, Ahrens T J. *Rev Sci Instrum*, 1989, 60 (12): 3711
- 8 McQueen R G, Isaak D G. *J Geophys Res*, 1990, B95 (13): 21753
- 9 Grover R, Urtiew P A. *J Appl Phys*, 1974, 45 (1): 146
- 10 Bass J D, Svendsen B, Ahrens T J. in: *High Pressure Research in Mineral Physics*. Tokyo: Terra, 1987. 393~402
- 11 汤文辉, *高压物理学报*. 1994, 8 (2): 125
- 12 汤文辉, 张若棋, 经福谦等. *高压物理学报增刊*, 1993: 87
- 13 Tang W, Jing F, Hu J, Zhang R. *Chin Phys Lett*, 1994, 11 (9): 569

Studies on the Shock Temperature Measurement of Metals

Tang Wenhui Hu Jinbiao Jing Fuqian Zhang Ruoqi
(Department of Applied Physics, National University
of Defence Technology, Changsha, 410073)

*) (Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics Research,
Southwest Institute of Fluid Physics,
P. O. Box 523, Chengdu, 610003)

Abstract

The method of multiwavelength optical radiation measurements for shock temperatures is described. The shock temperature of 45# steel at the shock pressure of about 230GPa is measured by using optical pyrometer. The measurement results are compared and analyzed.

Key words shock temperature, optical radiation, optical pyrometry, 45# steel