**文章编号**：1000-5773(2006)02-0113-09

# 金属冲击温度的辐射法测量问题*

戴诚达，谭 华

（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**：金属的冲击温度及熔化温度测量对构建其完全状态方程具有重要意义。简要综述了用于金属冲击温度及熔化温度辐射法测量的一维热传导理想界面模型和非理想界面模型，并着重对模型中明示或隐含的关键假定的合理性、影响金属冲击温度与熔化温度结果的主要因素进行了分析、讨论，以期对实验数据有一个合理的评估。还讨论了求解理想和非理想界面模型一维热传导方程界面温度时所隐含的冲击压缩下热导率不随温度而变、冲击压缩下金属样品/窗口界面辐射的灰体假定，以及窗口材料的透明性、非理想界面模型中表观界面温度的修正、动载条件下金属高压熔化温度的测量、界面的非 Flourier 热传导等问题。分析结果表明，目前采用辐射法测量大致可以得到冲击温度，在发生熔化的情况下可获得熔化温度，但离精密测量的要求还有较大差距。

**关键词**：金属；冲击温度；熔化温度；界面；热传导

**中图分类号**：O521.2 **文献标识码**：A

## 1 引 言

冲击温度是表征材料冲击状态一个非常重要的物理量。冲击温度测量在材料的状态方程、冲击熔化特性和冲击加载响应研究中具有十分重要的地位。然而，金属的冲击温度测量是目前高压物理中尚待解决的几个重要问题之一。由于冲击加载过程历时短，压力和温度高，增加了冲击温度测量的难度。常规的静态测温方法不适用于冲击温度测量。目前，冲击温度测量中广泛使用“辐射法”，其理论基础是经典的 Planck 辐射理论。测量方法大多采用瞬态光学高温计[1]、多通道光分析仪[2]和具有时间分辨的光谱记录系统[3]等，观察冲击压缩下材料发出的光辐照亮度随时间的变化。通过将光辐照亮度拟合成 Planck 灰体辐射谱获得一个辐射温度和一个平均发射率。光辐射技术已成功地用于透明材料的冲击温度测量。

与透明材料相比，金属的冲击温度测量困难是因其不透明性所致。金属的光学厚度只有 10～20 nm，冲击波穿过这样厚度的时间不到 1 ps($10^{-12}$ s)。若直接观察其冲击状态，光辐射测量需要具有亚皮秒分辨率的记录仪器，这在目前是做不到的。为此只好在金属样品后界面放置一个光学窗口来减轻冲击波到达自由面时导致的卸载程度[4]。由于冲击波进入界面后，压力立即被卸载(假定窗口阻抗小于金属样品的阻抗)，因此观察不到金属未受到卸载作用时的光辐射，测量得到的是来自金属样品/窗口界面上的光辐射。这种方法的优点是，受冲击加载的金属样品不会被卸载到零压，可以观察到高压下的光辐射，且光辐射可持续较长时间，足以进行光谱测量；但缺点是，实验中必须采用窗口，而且在冲击压缩下必须是透明的。此外，由于窗口的采用，冲击波与样品/窗口界面的作用以及界面热传导使得冲击温度的反演比较困难，其中引入了一些高压物性参量，而这些参量目前没有精确的实验数据或难于精确理论定值。

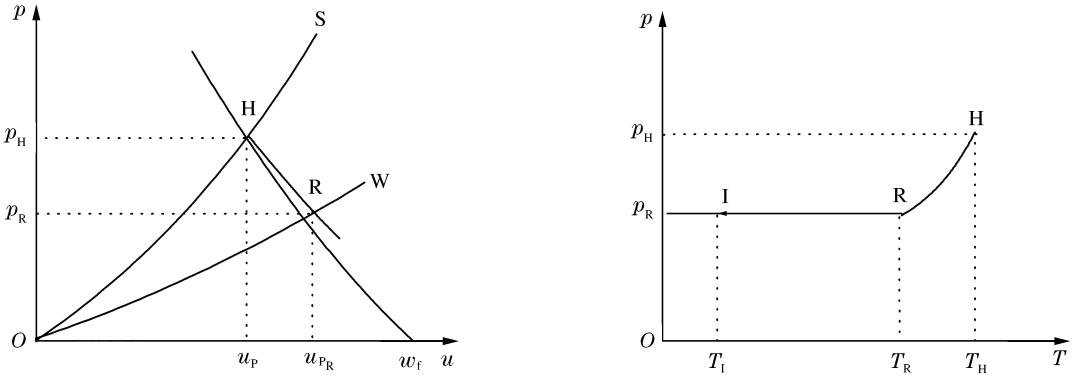
* **收稿日期**：2004-10-20；**修回日期**：2005-01-25

**作者简介**：戴诚达(1966—)，男，博士，副研究员，主要研究方向为冲击波物理及高压状态方程. E-mail：daichengda@263.net

## 2 基本原理与方法

### 2.1 理想界面模型

目前金属冲击温度辐射法测量是建立在样品/窗口理想界面热传导模型[4-5]基础之上的。为了达到金属样品与透明窗口的理想接触，必须在光洁平整的窗口上镀金属样品膜[4]。窗口材料主要有 LiF 或蓝宝石单晶，这两种材料在一定程度的冲击压缩下仍具有良好的透明性[6]。图 1 是飞片、样品和窗口材料状态示意图，图 2 是金属样品/窗口理想界面上的温度变化情况。以铁为例，当冲击波到达样品/窗口界面时，由于窗口材料的阻抗比铁低，使铁样品立即从冲击状态 H 卸载到 R(温度从 $T_H$ 卸载到 $T_R$)，同时向窗口中传入一冲击波，其状态由窗口材料的冲击阻抗确定。由于金属与窗口材料之间的温度差异，界面两侧的物质不可避免地发生热传导，从而使卸载温度 $T_R$ 冷却到界面温度 $T_I$，实验得到的辐射温度就是界面温度 $T_I$。




(a) $p$-$u_p$ (b) $p$-$T$

图 1 金属样品(S)和窗口(W)的冲击压缩状态

Fig. 1 States of sample and window under shock compression

(H→R: Release; R→I: Heat conduction; H: Initial shock state; R: Release state at interface)

利用金属样品/窗口理想界面上一维热传导的傅里叶方程及其初始和边界条件，可得到待测金属样品中的卸载温度 $T_R$[3-4]

$$T_R = T_I + \frac{T_I - T_W}{\alpha} \tag{1}$$

式中：$T_I$ 由辐射法测量得到，$T_W$ 为窗口冲击温度，可由热力学计算得到。$\alpha$ 定义为

$$\alpha = [(\rho c K)_S/(\rho c K)_W]^{1/2} \tag{2}$$

式中：$\rho$、$c$ 和 $K$ 分别是冲击压缩状态下的密度、比热和热导率，下标 S 和 W 分别表示金属样品和窗口。

利用 Mie-Grüneisen 热关系方程，由卸载温度 $T_R$ 得到冲击温度 $T_H$[3-4]

$$T_H = T_R \exp\left[-\int_{v_R}^{v_H} (\gamma/v)\mathrm{d}v\right] \tag{3}$$

式中：$\gamma$ 为冲击压缩下金属的 Grüneisen 参数，$v_H$ 为金属的冲击压缩比容，$v_R$ 为卸载到界面压力下的比容。$v_H$ 和 $v_R$ 由样品和窗口的冲击阻抗确定。

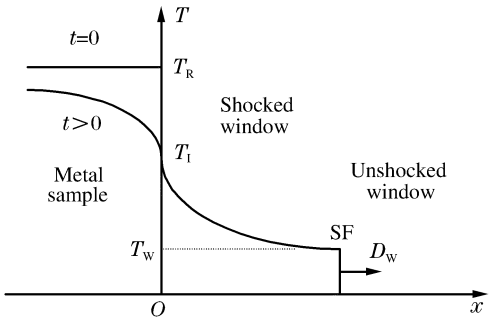



图 2 金属/样品理想界面上的一维温度分布

Fig. 2 One-dimensional heat conduction across the sample/window ideal interface

($T_R$: Release temperature; $T_I$: Interface temperature; $T_W$: Hugoniot temperature of window; SF: Shock front in window; $D_W$: Shock velocity in window)

利用上述方法进行冲击温度测量必须满足以下基本假定或条件[4]：(1) 金属膜与金属样品应具有一致的成分与初始密度。如果金属膜有孔隙，则得到的冲击温度偏高。膜应足够厚(至少有几微米)，以

免在实验测量时间内膜/窗口界面的热辐射受到基板/膜间隙高温层的热扰动[7];(2) 窗口材料在高压下保持透明,既不吸收也不发出明显的热辐射;(3) 金属样品/窗口界面平整、无间隙。从数学上讲,理想界面的间隙宽度等于零。当冲击波扫过此界面时,界面两侧立即达到热力学平衡;(4) 界面冷却($T_R \to T_1$)完全是由热传导所致;(5) 样品和窗口在高压下的热输运性质和窗口的冲击温度是精确已知的;(6) 界面为灰体辐射,即界面辐射的发射率与波长无关。

## 2.2　非理想界面模型

对于某些金属材料,很难用在窗口上镀膜或长膜的方法使样品与窗口达到无间隙接触。因此,有研究者提出用 $CHBr_3$ 液体充填样品与窗口间隙[8]或用胶将样品和窗口粘接在一起[9],以实现样品与窗口的无间隙接触。对于充填 $CHBr_3$ 液体方法,由于金属样品/窗口间隙存在 $CHBr_3$ 液体簿层,使冲击波在样品/$CHBr_3$ 界面及 $CHBr_3$/窗口界面形成多次反射,造成界面层的波系作用和热传导十分复杂,且 $CHBr_3$ 液体具有很强的腐蚀性。对于粘接方法,实验得到的可能不是金属样品/窗口界面温度。对于样品/窗口的非理想接触,由于间隙的存在,在冲击加载下界面处会形成界面高温层[10],形成金属样品/界面高温层/窗口这样一个三层热结构。谭华等提出了三层介质模型[7]以描述冲击压缩下样品/界面高温层/窗口的热传导。利用该模型可以采用金属样品与窗口直接整合紧密接触的实验装置进行冲击温度的辐射法测量。

利用金属(1)/高温层(2)/样品(3)一维热传导的傅里叶方程及其初始与边界条件,可得到高温层/窗口界面温度 $u_{23}$[7]

$$u_{23}(t)\mid_{x=0} = T_2 - \frac{T_2 - T_3}{\alpha_{23}+1} - \frac{2\alpha_{23}(T_2-T_3)}{(\alpha_{23}-1)(\alpha_{23}+1)}\sum_{n=1}^{\infty} r^n \operatorname{erfc}\left(\frac{nl}{\sqrt{\kappa_2 t}}\right) - \frac{2\alpha_{23}(T_2-T_1)}{(\alpha_{21}+1)(\alpha_{23}+1)}\sum_{n=0}^{\infty} r^n \operatorname{erfc}\left[\frac{(n+1/2)l}{\sqrt{\kappa_2 t}}\right] \tag{4a}$$

或

$$u_{23}(t)\mid_{x=0} = T_1 - \frac{T_1 - T_3}{\alpha_{13}+1} + \frac{2\alpha_{23}(T_2-T_3)}{(\alpha_{23}-1)(\alpha_{23}+1)}\sum_{n=1}^{\infty} r^n \operatorname{erf}\left(\frac{nl}{\sqrt{\kappa_2 t}}\right) + \frac{2\alpha_{23}(T_2-T_1)}{(\alpha_{21}+1)(\alpha_{23}+1)}\sum_{n=0}^{\infty} r^n \operatorname{erf}\left[\frac{(n+1/2)l}{\sqrt{\kappa_2 t}}\right] \tag{4b}$$

式中:$T_1$、$T_2$ 和 $T_3$ 分别是样品主体部分的卸载温度($T_R$)、高温层温度以及窗口的冲击温度($T_W$),$l$ 为界面高温层的宽度,$\alpha_{ij}^2 = (\rho c K)_i/(\rho c K)_j$,$i \neq j$。$r = (\alpha_{21}-1)(\alpha_{23}-1)/[(\alpha_{21}+1)(\alpha_{23}+1)]$。$\operatorname{erfc}(x) = 1-\operatorname{erf}(x)$,$\operatorname{erf}(x)$为误差函数。

据(4a)式,当 $t=0$ 时,$u_{23}\mid_{x=0,t=0} = T_2 - (T_2-T_3)/(1+\alpha_{23})$,表明在冲击加载的初始时刻高温层/窗口界面可看作理想界面。

据(4b)式,当 $t \to \infty$ 时,$u_{23}\mid_{x=0,t\to\infty} = T_1 - (T_1-T_3)/(1+\alpha_{13}) = T_1$,表明当热弛豫时间足够长时,界面高温层的影响可忽略。但在一般测温实验中,冲击压缩下可观察的界面热弛豫时间只有约几百纳秒,实验得到的是表观界面温度($T_{I,obv}$),其中包含了界面高温层的贡献,须对 $T_{I,obv}$ 进行修正

$$T_I = T_{I,obv} - \frac{2\alpha_{23}(T_2-T_3)}{(\alpha_{23}+1)(\alpha_{23}-1)}\sum_{n=1}^{\infty} r^n \operatorname{erf}\left(\frac{nl}{\sqrt{\kappa_2 t_p}}\right) - \frac{2\alpha_{23}(T_2-T_1)}{(\alpha_{21}+1)(\alpha_{23}+1)}\sum_{n=0}^{\infty} r^n \operatorname{erf}\left[\frac{(n+1/2)l}{\sqrt{\kappa_2 t_p}}\right] \tag{5a}$$

式中:$T_{I,obv} = u_{23}\Big|_{t=t_p}^{x=0}$,$t_p$是以冲击波到达界面为参考点、界面光辐照亮度剖面出现平台的时刻。可以证明,(5a)式是收敛的。实验中,高温层(2)和样品主体部分(1)可以看作同种介质,且所受到的加载压力一致,因此有 $\alpha_{21}^2 \to 1$,$\alpha_{23} \to \alpha_{13}$,$r \to 0$。这样 (5a)式可以简化成

$$T_I \approx T_{I,obv} - \frac{\alpha_{13}(T_2-T_R)}{1+\alpha_{13}}\operatorname{erf}\left(\frac{l}{2\sqrt{\kappa_2 t_p}}\right) \tag{5b}$$

式中 $T_{\mathrm{I,obv}}$ 和 $t_{\mathrm{p}}$ 可由实验获得。

与镀膜方法相比，非镀膜方法的冲击温度测量新引入了界面高温层的厚度 $l$、温度 $T_2$ 和扩散系数 $\kappa_2$。利用非理想接触模型进行辐射温度测量，需要对样品和窗口表面进行精细抛光，以尽可能地减小样品/窗口间隙，进而减小高温层对界面温度的影响。

## 3 问题与讨论

### 3.1 冲击压缩下热导率与温度变化无关假定的合理性问题

理想界面模型与非理想界面模型在求解界面温度时，为得到解析解通常假定冲击压缩下热导率不随温度而变，即恒压条件下忽略了由于热传导而导致的温度变化对热导率的影响。下面分析此假定的合理性。根据 Wiedemann-Franz 定律[11]，冲击压缩金属热导率 $K$ 与电导率存在如下关系

$$K = L\sigma T \tag{6}$$

另一方面，高压电导率 $\sigma$ 可表示为[12]

$$\sigma = M\Theta^2/T \tag{7}$$

式中：$M$ 为材料常数，$\Theta$ 为冲击压缩下的 Debye 温度，$\Theta$ 与常态下的 Debye 温度 $\Theta_0$ 有

$$\Theta = \Theta_0 \exp\left[-\int_{v_0}^{v}(\gamma/v)\mathrm{d}v\right] \tag{8}$$

式中：$v$ 为比容，下标 0 表示常态。假定高压下有 $\gamma/v=\gamma_0/v_0$，由(6)式、(7)式、(8)式得到

$$(\partial \ln K/\partial T)_p = -2(\gamma_0/v_0)\mathrm{d}v/\mathrm{d}T = -2\gamma_0(v/v_0)\varphi \tag{9}$$

式中：$\varphi$ 为高压下的体膨胀系数，对于绝大多数金属，没有 $\varphi$ 数据的报道。但通常有 $\varphi<\varphi_0$，$\varphi_0$ 为常压下金属的体膨胀系数，一般 $\varphi_0$ 约为 $10^{-5}\,\mathrm{K}^{-1}$[12]。金属的 $\gamma_0$ 值大多在 1.5～2.5，且 $v/v_0<1$，因此有

$$(\partial \ln K/\partial T)_p = (1/K)(\partial K/\partial T)_p = -2\gamma_0(v/v_0)\varphi \approx -10^{-5}\,\mathrm{K}^{-1} \tag{10}$$

在铁等金属冲击温度测量中，由于热传导而引起的温度变化[$T_{\mathrm{R}}-T_{\mathrm{I}}=(T_{\mathrm{I}}-T_{\mathrm{W}})/\alpha$]大多在几百开左右，因此$|\Delta K/K|_{\mathrm{p}}$ 大致在 $10^{-2}$ 量级，说明冲击压缩下热传导率 $K$ 对温度并不敏感。因此，在冲击压缩下金属热导率与温度变化无关的假定是可以接受的。

下面讨论冲击压缩下窗口材料热导率 $K$ 随温度变化的情况。对于窗口受到的冲击加载过程，其热导率随温度的变化可表示成

$$(\partial K/\partial T)_\rho = -(\partial K/\partial \rho)_T(\partial \rho/\partial T)_K \tag{11}$$

对于$(\partial K/\partial \rho)_T$，根据 Debye-Grüneisen 模型[13]可得到

$$(\partial K/\partial \rho)_T = (K/\rho)(\partial \ln K/\partial \ln \rho)_T \approx K(3\gamma + 2q - 1/3)/\rho \tag{12a}$$

式中：$q$ 为 $\gamma=\gamma_0(\rho_0/\rho)^q$ 中的常数。在 $\rho\gamma=\rho_0\gamma_0$ 近似下，上式简化为

$$(\partial K/\partial \rho)_T \approx K(3\gamma + 5/3)/\rho \tag{12b}$$

对于$(\partial \rho/\partial T)_K$，根据 Tang 等[14]给出的计算窗口材料冲击压缩下热导率的表达式，可以得到

$$(\partial \rho/\partial T)_K = 3\rho/[(9\gamma + 5)T] \tag{13}$$

将(12b)式和(13)式代入(11)式得到

$$(\partial K/\partial T)_\rho = -K/T \tag{14}$$

因此，窗口材料在冲击压缩下热导率随温度的相对变化率可近似表示成

$$\Delta K/K\,|_\rho \approx -\Delta T/T \tag{15}$$

在金属冲击温度测量中，LiF 窗口的冲击压力一般不超过 200 GPa，其相应的冲击温度不超过 5000 K，由热传导引起的窗口温度最大变化($T_{\mathrm{I}}-T_{\mathrm{W}}$)不超过 2 500 K，因此$|\Delta K/K|_{\rho,\mathrm{LiF}}$最大不超过 1/2。对于蓝宝石窗口，实验加载压力一般不超过 200 GPa(超过 200 GPa，蓝宝石窗口的透明性可能会明显变差)，其相应的冲击温度不超过 3 000 K，由于热传导而引起的窗口温度最大变化大致在 3 000 K 左右。因此$|\Delta K/K|_{\rho,\mathrm{Al_2O_3}}$最大不超过 1。上述分析表明，冲击压缩下 LiF 窗口和蓝宝石窗口热导率的最大变化幅度与窗口热导率大致相当。目前尚未发现有这两种材料在高压下热传导率随温度变化的实验数据的报道。不过，数值分析表明，这种影响所导致的对界面温度的不确定度贡献大致在 500 K 以下[15]。

综合上述分析,我们认为 LiF 和蓝宝石窗口高压热导率与温度变化无关的假定不会对界面温度产生严重影响。就满足窗口材料热导率不随温度而变这一假定而言,实验设计时应避免出现界面两侧大的热弛豫。冲击温度实验设计不仅要考虑冲击阻抗匹配问题,还要考虑温度在界面两侧的匹配问题。也就是说,要在阻抗匹配与温度匹配之间进行权衡。遗憾的是,目前几乎没有选择窗口材料的余地。

### 3.2　冲击压缩下界面灰体辐射假定的可靠性问题

利用光辐射法进行金属材料冲击温度测量,需要观测样品/窗口的理想界面温度(采用在窗口上镀膜的方法)或表观界面温度(采用样品与窗口直接紧密整合接触方法)。样品/窗口界面被假设成灰体辐射,即界面辐射的发射率与辐射波长无关。将不同波长上观测到的光辐射亮度用最小二乘法拟合成 Planck 灰体谱,就可得到一个界面辐射温度和一个平均发射率。显然,发射率的变化对理想界面温度或表观界面温度的影响是十分敏感的。因此灰体假定的合理性与得到的界面温度的真实性是密切相关的。

目前还很难从理论上来确定所研究的金属材料在冲击压缩下是否为灰体辐射,只能通过实验观测到的不同波长上的光辐照亮度分布在实验测量的不确定度范围内与其 Planck 灰体谱是否相符来检验灰体假定的合理性。使用具有时间分辨的准连续波长光谱测量系统[3]观测来自界面的光辐照亮度,有助于界面辐射体性质的判断。如何根据实验波长范围内界面光辐照亮度分布评估实测谱与其灰体谱的偏离程度及其对辐射温度的影响程度是一个有待解决的问题。最近,有研究者采用椭圆光度法(Ellipsometry)测量界面在不同波长上的发射率[16]。把获得的发射率随波长的变化关系用于 Planck 谱拟合,得到一个界面辐射温度。

### 3.3　冲击压缩下窗口的透明性与非均匀吸收及发光问题

冲击压缩下窗口材料的透明性是影响界面辐射温度测量结果的一个重要因素。测温实验中,通常用 LiF 和蓝宝石单晶作透明窗口[4]。理论上要求 LiF 和蓝宝石单晶在冲击压缩条件下在整个观测波段范围内既不吸收也不发出明显的热辐射[4]。实际上这几乎是不可能的,但只要受冲击压缩的窗口材料的光吸收或光发射在整个观测波段内是均匀的(不随波长而变),不会对界面温度的测量结果产生影响。事实上,冲击压缩下窗口材料对光的非均匀吸收及自发光现象对界面辐射温度测量结果的影响同界面非灰体辐射对界面辐射温度结果的影响是类似的。对于具体的偏离 Planck 灰体谱的实验结果,我们无法区分是由冲击压缩下窗口材料的非均匀吸收与发射造成的,还是界面本身就是非灰体辐射。

目前的冲击实验结果表明,LiF 单晶是一种较好的透明窗口材料[6]。但 LiF 单晶的冲击阻抗较低,相对于冲击阻抗较高的金属样品,其界面压力卸载较为严重,这对冲击温度测量是不利的。在冲击温度测量中,还采用蓝宝石作窗口。McQueen 等人的实验[6]表明,蓝宝石在约 200 GPa 以下的冲击压力范围内是透明的。但最近的实验研究发现,蓝宝石在冲击压缩下存在着不同程度的光吸收或自发光现象[17-18]。在这种情况下,采用椭圆光度法得到的界面辐射体发射率-波长曲线,并不一定真实反映界面在冲击压缩下的辐射特性,因此拟合得到的界面辐射温度并不一定是真实可靠的。在测温实验中,若必须使用蓝宝石窗口,应使用 $r$-切蓝宝石单晶,因为相对于 $a$-切和 $c$-切蓝宝石单晶,$r$-切蓝宝石单晶的非均匀吸收及自发光程度最弱[17]。

### 3.4　非理想界面模型中真实界面温度的反演问题

用金属样品与窗口直接紧密整合接触方法得到的界面辐射温度是一个表观界面温度,其中包含了界面高温层的贡献。真实的界面温度必须通过(5b)式修正得到。(5b)式中,$T_{1,\mathrm{obv}}$ 是通过实验观测得到的,$t_\mathrm{p}$ 是界面上热流达到平衡的时刻(相对于冲击波出界面时刻为参考时刻,由实验观测得到的界面光辐照亮度历史判读获得)。由(5b)式知,界面温度修正的关键是确定 $l$、$T_2$,其中 $l$ 可通过界面上波相互作用过程的近似计算得到,而 $T_2$ 与样品的卸载温度 $T_\mathrm{R}$ 和冲击温度 $T_\mathrm{H}$ 是关联的

$$\alpha_{13}=\left\{\frac{\rho_1[3R+\beta_\mathrm{e}(\rho_0/\rho_1)^{\gamma_\mathrm{e}}T_\mathrm{H}]K_1}{\rho_3 c_3 K_3}\right\}^{1/2} \tag{18}$$

$$T_\mathrm{R}=T_1+(T_1-T_3)/\alpha_{13} \tag{19}$$

$$T_2=T_{0\mathrm{S}}+\frac{p_2(v_{0\mathrm{S}}-v_2)}{2[3R+\beta_\mathrm{e}(v_2/v_{0\mathrm{s}})^{\gamma_\mathrm{e}}T_2]} \tag{20}$$

$$T_{0S}=T_{H}\exp\left[-\int_{v_1}^{v_{0S}}(\gamma/v)\mathrm{d}v\right] \tag{21}$$

$$T_{H}=T_{R}\exp\left[-\int_{v_R}^{v_1}(\gamma/v)\mathrm{d}v\right] \tag{22}$$

$$\kappa_2=\frac{K_2}{\rho_2 c_2}=\frac{K_2 v_2}{3R+\beta_e(v_2/v_{0S})^{\gamma_e}T_2} \tag{23}$$

式中：$R$ 为气体常数，$\beta_e$ 为材料的电子比热系数，$T_{0S}$为样品/窗口二次冲击压缩的初始温度(即初始冲击卸载到常压下的残留温度)，$v_{0S}$为初始冲击被卸载到常压下的比容，$p_2$ 为二次冲击加载压力($p_2\approx p_R$，$p_R$ 为界面阻抗匹配压力)，$v_2$ 为对应 $p_2$ 的比容，式中 $K_1$ 和 $K_2$ 为样品主体部分和界面高温层的热导率，其余参量的含义参见 2.2 节。由公式(5b)和(18)式～(23)式知，7 个方程有 7 个变量($T_1$、$T_2$、$T_R$、$T_H$、$\alpha_{13}$、$T_{0S}$和 $\kappa_2$，其余参量由冲击加载条件唯一确定)，因此，7 个变量的解是唯一的。上述方程中，考虑了电子比热贡献。利用样品和窗口直接精密整合接触方法及非理想界面热传导模型获得可靠冲击温度的关键之一就是要进行冲击压缩下相关参量的精确定值。

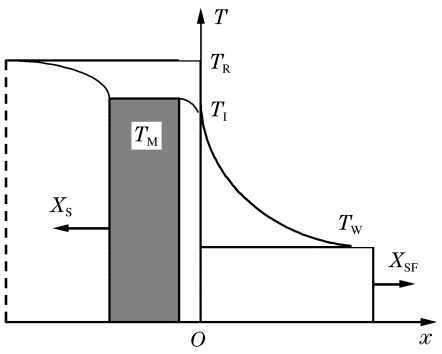
### 3.5 冲击熔化温度的测量问题

目前实验确定熔化温度的通常做法是通过测量不同压力下的冲击温度，根据冲击熔化效应判定冲击熔化压力和温度区间[3,19]。冲击温度的反演又是建立在等熵卸载条件上的。然而，一旦发生卸载熔化，等熵过程不再成立，即(3)式不再成立，因此上述确定冲击熔化温度的方法是不自洽的。对于初始冲击状态落在固-液混合相区的情况，其冲击温度与冲击压力下的熔化温度相等。但由于发生冲击熔化，不能利用(3)式反演冲击温度。对于界面卸载熔化的情况，界面压力下金属熔化温度与其卸载温度相等，见图 3。由于(1)式是在不考虑熔化的情形下导出的，因此从实验获得的界面温度得不到卸载温度，因而也就不能得到熔化温度。谭华等[20]从熔化条件下的热传导方程出发，发现界面温度与熔化温度存在以下关系

$$T_M=T_W+(T_I-T_W)[1-\mathrm{erf}(\mu)/\alpha] \tag{24}$$

式中：$\mu$ 为固化速率，$\mu=X_S/2\sqrt{\kappa_3 t}$，$\alpha$ 定义同(2)式。事实上，对于 Fe、Cu 等典型金属与 LiF 或蓝宝石窗口构成的界面，在冲击压缩下 $\alpha$ 一般大于 10，$\mathrm{erf}(\mu)\leqslant 1$，因此$|1-\mathrm{erf}(\mu)/\alpha|\to 1$。这样，在熔化情形下，就有了 $T_M\approx T_I$。因此可以合理设计实验以及冲击加载条件，使界面卸载状态位于液相区附近(可参照其高压声速实验数据以及能量判据)，通过测量理想界面温度得到界面压力下的熔化温度。

对于非理想界面[21-22]，若界面卸载状态落在固-液混合相区，可将实验得到的表观界面温度近似为该界面压力下的熔化温度；若卸载熔化状态落在液相线附近的液相区一侧，须将表观界面温度修正为真实(理想)界面温度，该真实界面温度十分接近于界面压力下的熔化温度。在任一给定的冲击加载条件下，具体的初始冲击和卸载状态的确定，必须参照相关高压声速数据确定的冲击熔化压力及能量判据[23]来判定。利用上述方法，我们进行了陨铁、无氧铜和铁等的高压熔化温度测量，并取得了合理的实验数据[21-22]。




$T_R$: Releasing temperature; $T_M$: Melting temperature; $T_I$: Interfacial temperature; $T_W$: Hugoniot temperature in window; $X_{SF}$: Shock front in window; $X_S$: Solidifying front

图 3 熔化情形下卸载温度与熔化温度关系示意图

Fig. 3 Schematic of relation between $T_R$ and $T_M$ in the case of shock or releasing melting

### 3.6 界面非 Flourier 热传导问题

上述讨论的热传导模型均是建立在 Flourier 热传导理论基础之上的。章冠人[24]讨论了一种非

Flourier 热传导理论的 Cattaneo 理论用于冲击波温度测量的情形。Cattaneo 热传导理论的能量守恒方程与 Flourier 理论相同,只在热流方程中增加了一温度弛豫项。利用初始条件和边界条件,可以得到一维 Cattaneo 热传导方程样品/窗口界面温度的一个近似解[24]

$$T(0,t)=T_{\mathrm{R}}-\frac{T_{\mathrm{R}}-T_{\mathrm{W}}}{1+\alpha}\exp\left(-\frac{t}{2\tau}\right) \tag{25}$$

式中 $\tau$ 为弛豫时间。与 Flourier 热传导方程给出的解相比,Cattaneo 热传导方程给出的界面温度多出了一个随时间的弛豫项 $\exp(-0.5t/\tau)$,记作 $\beta$。当 $\tau\to 0$ 或 $t\to 0^{+}$($t=0$ 处为奇点)时,(25)式变成了 Flourier 热传导方程给出的界面温度。因此,对于金属样品/窗口界面上没有发生明显热弛豫的情形,仍可用(1)式计算卸载温度。但对于界面热弛豫现象较为严重的情况,卸载温度可表示成

$$T_{\mathrm{R}}=T(0,t)+\frac{\beta[T(0,t)-T_{\mathrm{W}}]}{1+\alpha-\beta} \tag{26}$$

在实际数据处理中,可选择热弛豫衰减后的界面光辐照亮度平台计算界面温度 $T(0,t_{\mathrm{p}})$,并利用界面温度-时间剖面获得 $\tau$[24],再求得 $\beta=\exp(-0.5t_{\mathrm{p}}/\tau)$。最后根据(26)式计算卸载温度。仍可由(3)式反演冲击温度。

## 4　小　结

对用于金属冲击温度辐射法测量的一维热传导理想界面模型和非理想界面模型进行了简要综述,对模型中明示或隐含的关键假定进行了分析和讨论,得到以下认识:

(1) 近似分析表明,冲击加载下金属热导率随温度的变化率大致在 $10^{-2}$,窗口材料(LiF 或蓝宝石单晶)高压热导率随温度的最大变化幅度与其高压热导率值大致相当。理想和非理想界面模型一维热传导方程的解析解中隐含的冲击压缩下热导率不随温度而变的假定是近似成立的。

(2) 冲击压缩下金属样品/窗口界面是否为灰体辐射体应通过实验得到的不同波长上的光辐照亮度是否符合 Planck 灰体谱来加以检验,以确认拟合得到的界面辐射温度是真实可靠的。

(3) 测温实验中,应尽量采用 LiF 单晶作窗口。若必须采用蓝宝石作窗口,应尽量采用 $r$-切蓝宝石。

(4) 在非理想界面模型中,实验得到的界面温度是一个表观界面温度,它包含了界面高温层的贡献,必须对其进行修正以获得真实界面温度。

(5) 在熔化情形下,可以通过测量金属样品/窗口界面温度来获得该界面压力下的熔化温度。

总之,采用辐射法测量方法大致可以得到金属的冲击温度,在发生熔化的条件下则可得到熔化温度。目前的冲击温度或熔化温度的辐射法测量方法与技术离精密测量的要求还有较大差距。鉴于此,人们正积极探索其它的测温方法,如通过测量金属-中子共振谱获得金属冲击温度的方法等。

## References:


[1] Boslough M B, Ahrens T J. A Sensitive Time-resolved Radiation Pyrometer for Shock Temperature Measurements above 1 500 K [J]. Rev Sci Instrum, 1989, 60: 3711-3716.

[2] Kubayashi T, Sekine T, Fat'yanov O V, et al. Radiation Temperatures of Soda-Lime Glass in Its Shock-Compressed Liquid State [J]. J Appl Phys, 1998, 83: 1711-1716.

[3] Yoo C S, Holmes N C, Ross M, et al. Shock Temperatures and Melting of Iron at Earth Core Conditions [J]. Phys Rev Lett, 1993, 70: 3931-3934.

[4] Nellis W J, Yoo C S. Issues Concerning Shock Temperature Measurements of Iron and Other Metals [J]. J Geophys Res, 1990, 95(B13): 21749-21752.

[5] Grover R, Urtiew P A. Thermal Relaxation in Interfaces Following Shock Compression [J]. J Appl Phys, 1974, 45: 146-152.

[6] McQueen R G, Issak D G. Characterizing Windows for Shock Wave Radiation Studies [J]. J Geophys Res, 1990, 95

(B13):21753-21765.

[7] Tan H,Dai C D. Problems of Shock Temperature Measurements for Metals by Using Optical Radiometry Method [J]. High Pressure Research,2001,21:183-214.

[8] Zhou X M,Jing F Q,Huang J B. Thermal Relaxation at Thin-Layer Interface:Its Significance to Shock Temperature Study [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics,1997,11(1):8-11. (in Chinese)
周显明,经福谦,黄建彬. 薄夹层界面热驰豫解及其在冲击温度研究中的意义 [J]. 高压物理学报,1997,11(1):8-11.

[9] Blanco E,Mexmain J M,Chapron P. Temperature Measurements of Shock Heated Materials Using Multispectral Pyrometry:Application to Bismuth [J]. Shock Wave,1999,9:209-214.

[10] Urtiew P A,Grover R. Temperature Deposition Caused by Shock Interaction with Material Interface [J]. J Appl Phys,1974,45:140-145.

[11] Kittle C. Introduction to Solid State Physics [M]. New York:John Wiley & Sons,Inc,1966.

[12] Mott N F,Jones H. The Theory of the Properties of Metals and Alloys [M]. New York:Dover Publications Inc,1958:305-314.

[13] Anderson W W,Ahrens T J. Shock Temperature and Melting in Iron Sulfides at Core Pressures [J]. J Geophys Res,1996,101(B3):5627-5642.

[14] Tang W H,Jing F Q,Zhang R Q,et al. Thermal Relaxation Phenomena across Metal/Window Interface and Its Significance to Shock Temperature Measurements of Metals [J]. J Appl Phys,1996,80:3248-3253.

[15] Xu C H. The Influence of the Sample/Window Gap on Hugoniot Temperature Measurements for Metals [D]. Mianyang:CAEP,2004. (in Chinese)
许灿华. 样品/窗口间隙对金属冲击波温度测量的影响 [D]. 绵阳:中国工程物理研究院,2004.

[16] Obst A W,Alrick K R,Anderson W W,et al. Ellipsometry in the Study of Dynamic Material Properties [A]. // Furnish M D,Thadhani N N,Horie Y. Shock Compression of Condensed Matter-2001 [C]. New York:AIP,2002:1247-1250.

[17] Hare D E,Holmes N C,Webb D J. Shock-Wave Induced Optical Emission from Sapphire in the Stress Range 12 to 45 GPa:Images and Spectra [J]. Phy Rev B,2002,66:014108-1/11.

[18] Yoo C S,Holmes N C,See E. Shock-Induced Optical Changes in $Al_2O_3$ at 200 GPa:Implications for Shock Temperature Measurements in Metals [A]. //Schmidt S C,Dick R D,Forbes J W,et al. Shock Compression of Condensed Matter-1991 [C]. New York:Elsevier Science,1992:733-736.

[19] Willliam Q,Jeanloz R,Bass J D,et al. The Melting Curve of Iron to 250 Gigapascals:A Constraint on the Temperature at Earth's Center [J]. Science,1987,236:181-182.

[20] Tan H,Ahrens T J. Shock Temperature Measurements for Metals [J]. High Pressure Research,1990,2:159-182.

[21] Zhang L Y. Experimental Research on Melting Properties of Oxygen-Free Copper at Shock Compression [D]. Mianyang:CAEP,2004. (in Chinese)
张凌云. 无氧铜冲击熔化特性的实验研究 [D]. 绵阳:中国工程物理研究院,2004.

[22] Dai C D. Shock Melting Behaviors of Iron Meteorite and Implications for the Thermal Structure of the Earth's Core [D]. Mianyang:CAEP,1999. (in Chinese)
戴诚达. 铁陨石的冲击熔化特性与地核的热结构 [D]. 绵阳:中国工程物理研究院,1999.

[23] Dai C D,Tan H,Geng H Y. Model for Assessing the Melting on Hugoniots of Metals:Al,Pb,Cu,Mo,Fe and U [J]. J Appl Phys,2002,92(9):5019-5016.

[24] Zhang G R. Theoretical Problems of Temperature Measurement in Sample under Shock Wave [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics,1992,6(4):241-246. (in Chinese)
章冠人. 冲击波后温度测量的理论问题 [J]. 高压物理学报,1992,6(4):241-246.

# Hugoniot Temperature Measurements for Metals by Using Optical Radiation Method —Model Review and Discussion

DAI Cheng-Da, TAN Hua

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

**Abstract**: Shock temperature and melting temperature measurements are of importance to construct complete equation-of-states of materials. In this article, we overviewed the one-dimensional heat conduction model at ideal interface and model at non-ideal interface in Hugoniot temperature measurements of metals, focusing on the reasonability or tenability of the inclusive and implicative assumptions in models, and the principal factors influencing the resultant temperature. The discussed issues deal with the assumptions of the heat conductivity at shock compression independent of temperature to derive an analytical solution to the interface temperature, that of the greybody emitter of the sample/window interface at shock compression, the transparency of window under shock temperature, the correction of apparent interface temperature to ideal interface temperature in non-ideal interface model, the measurements for melting temperature under shock compression, and the non-Flourier heat conduction at the interface. The investigations show that the metal-sample/window interfacial radiation measurements can yield an approximate Hugoniot temperature, and even an approximate melting temperature at interface pressure in the case of melting as a whole.

**Key words**: metals; Hugoniot temperature; melting temperature; interface; heat conduction