

冲击加载下多孔金属的空间热分析

贺林 李柯苇

西南交通大学物理科学与技术学院，四川成都，610031；

摘要：多孔金属由于自身独特的性质，其冲击温度测量较密实金属更为困难。本文通过空间建模，以多孔铁/氟化锂为研究对象，对接触界面的温度进行热传导数值模拟，发现结果具有典型的金属/窗口热弛豫特征，且模拟温度与预测值存在较大偏差，说明孔隙塌缩形成的高温层会提高实验测量值，阻碍对多孔铁内部的热力学状态观测。该研究为多孔金属冲击温度测量提供了热力学解释框架。

关键词：多孔铁；界面温度；热传导

DOI：10.69979/3041-0673.25.10.039

引言

金属冲击温度测量一直是冲击波物理的核心课题，能揭示材料极端条件下的热力学行为，对完善本构方程有重要意义。目前主要通过测试金属在冲击压缩过程的光辐射信号，获取其温度信息。但是由于金属不透明性，其自由光子程在纳米级别，无法直接观测体内状态，当前的普遍方法是在金属后添加光学窗口，如蓝宝石和氟化锂，从而能观测到冲击波到达金属表面的卸载状态。但这种方法也带来一些争议，就是如何通过金属/窗口的界面温度反演出金属体内真实的热力学状态，针对这一问题，学界目前有Grover模型和“三层介质”模型进行解释，但尚未形成共识^[1-3]。

多孔金属以其优异的能量吸收特性和结构特性，能够兼具强度和减重效果，在航空和工业领域都有实际应用。使用多孔金属测量冲击温度能够获得更宽区域的状态数据，研究人员们多孔金属的冲击温度测量报以期望^[4-5]。但目前关于多孔金属冲击温度测量报道较少，主要是多孔金属体内遍布孔隙，同时表面的粗糙度也高于密实金属，与光学窗口形成的间隙会对界面发光测量造成影响，反演多孔金属体内热力学状态存在困难，需要对其冲击温度模型进行完善。本研究采用多孔铁为研究对象，选用氟化锂为光学窗口，建立多孔铁/氟化锂的冲击模型，对冲击过程进行空间热力学分析，尝试为多孔金属的冲击温度测量提供热力学分析框架。

1 理论模型

冲击加载过程图1所示，多孔铁的被冲击压缩到(T_H, P_H)状态后，多孔铁/氟化锂界面因氟化锂较低冲击

阻抗产生反向稀疏波(向左)及氟化锂内冲击波(向右)。冲击波通过界面时，多孔铁卸载至(T_R, P_R)，同时界面附近会由于间隙的存在，冲击波通过后在这个区域内形成高温层，由于冲击波速度远大于热传导速度，所以会呈现一个三层式的温度分布特征。

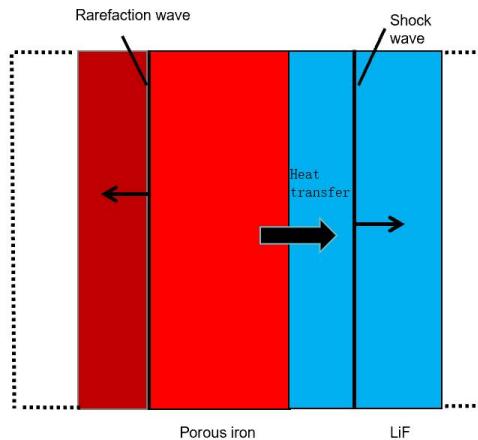
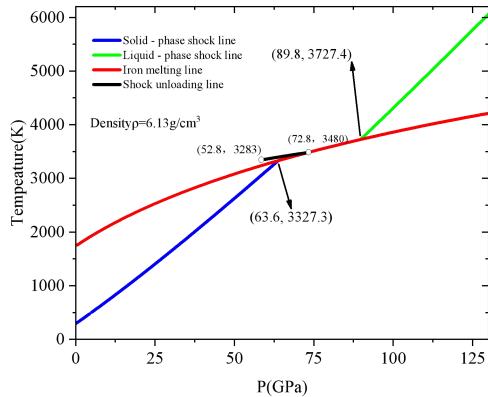


图1. 多孔铁冲击模型示意图

传统“三层介质”模型认为，界面附近物质经冲击-卸载-再加载形成高温层导致测温偏高^[5]，但是多孔铁与密实铁表面存在差异，分布着一定深度的孔隙，从而影响冲击温度特征。本文针对多孔铁的特征，认为它在界面附近形成的高温层厚度高于密实金属，在多孔铁冲击温度测量实验中会高于预估值，且界面表面存在温度不均匀性，需要借助空间热传导分析。

假定多孔铁的密度为 6.13g/cm^3 ，初始冲击压力设为 73GPa ，则可以通过Grover固液相物态方程计算出多孔铁的温度与压力关系^[6]，如图3所示。从图中可以看到多孔铁卸载后的温度为 3283K ，而根据文献中的测温模型此时的界面温度应与卸载温度应相近($T_1 \approx T_R$)。

图 2. 密度 $\rho = 6.13\text{g}/\text{cm}^3$ 的多孔铁冲击加载线与卸载过程

针对多孔铁/氟化锂界面因孔隙分布导致的温度不均问题，本研究构建了三维热传导模型，依次是三个区域，1 区域为多孔铁被压实的内部，2 区域为多孔铁表面孔隙塌缩区，3 区域为氟化锂。将多孔铁的初始冲击压力设为 73GPa，通过阻抗匹配可以算出氟化锂的冲击压力为 53GPa，同时也是多孔铁的卸载压力。模型表示冲击波进入氟化锂后的截面示意图，多孔铁被压实，1 区域内最先通过冲击波，且据界面较远，为简化模型近似为均匀温度层，并能通过目前文献多孔金属计算方法得到^[7]，即 3283K。根据谭华的“三层介质”计算模型，区域 2 的物性参数与区域 1 相近，通过冲击加载-卸载-再加载的计算过程^[5]，可以得到非孔隙塌缩区域的温度为 3970K，而孔隙塌缩区域的温度极高，可以通过实验测量的尖峰极值判断，本文设为 5300K，可根据实验信号调制。温度区域 3 的氟化锂冲击温度可以由 Hugoniot 冲击压缩方程获得^[5]，计算值为 1012K。

孔隙塌缩区域占比与孔隙度一致，多孔铁孔隙直径为微米级，采用理想化圆形随机分以简化计算。基于孔隙塌缩增厚界面高温层的结论，设定坍缩区为高温区，深度设为 5 μm，直径分设 5 μm 和 7 μm 两种典型尺寸。为聚焦孔隙结构的影响，暂忽略相变潜热。模型热传导方程应满足^[8]：

$$K_1 \left(\frac{\partial^2 T_1(x,y,z,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_1(x,y,z,t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_1(x,y,z,t)}{\partial z^2} \right) =$$

$$\rho_1 C_1 \frac{\partial T_1(x,y,z,t)}{\partial t} \quad (1)$$

$$K_2 \left(\frac{\partial^2 T_2(x,y,z,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_2(x,y,z,t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_2(x,y,z,t)}{\partial z^2} \right) =$$

$$\rho_2 C_2 \frac{\partial T_2(x,y,z,t)}{\partial t} \quad (2)$$

$$K_3 \left(\frac{\partial^2 T_3(x,y,z,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_3(x,y,z,t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_3(x,y,z,t)}{\partial z^2} \right) =$$

$$\rho_3 C_3 \frac{\partial T_3(x,y,z,t)}{\partial t} \quad (3)$$

沿 x 轴冲击波传播的方向，它们的边界条件满足：

$$T(x, 0) = \begin{cases} T_1 & (x < -L) \\ T_2 & (-L < x < 0) \\ T_3 & (x > 0) \end{cases} \quad (4)$$

$$T_1(-L, t) = T_2(-L, t) \quad (5)$$

$$K_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} = K_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} \quad (6)$$

$$T_2(0, t) = T_3(0, t) \quad (7)$$

$$K_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} = K_3 \frac{\partial T_3}{\partial x} \quad (8)$$

式中 x 为-L 处为区域 1 与区域 2 交界处，为 0 处为区域 2 与区域 3 交界处，K 代表热传导系数，会随密度和温度变化，μ 是摩尔质量， ρ_1 是液相密度， C_v 为比热，Q 为熔化相变吸收热量。多孔铁的热传导系数可以用密实铁高温高压下的热传导系数近似，满足 $K = 0.4965 \exp \left[\frac{3.06}{n} \left(1 - \frac{V^n}{V_{01}^n} \right) \right] W \cdot K^{-1} \cdot cm^{-1}$ ，其中 n=0.7，高

温层 2 区域参与计算的物性参数，与 1 区域的多孔铁相近^[32]。LiF 窗口的热传导率利用 R-J 方程可以求得^[9]：

$$\begin{cases} K_{T,0} = A + \frac{B}{T} \\ K_{T,P} = K_{T,0} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2\gamma + \frac{5}{3}} \end{cases} \quad (9)$$

式中 A=-0.2W/mK，B=3700W/m。

计算需要的 Hugoniot 参数见表 1，多孔铁的参数由密实铁冲击绝热线外推而来。

表 1 实验所用材料的 Hugoniot 参数

Material	$c_0(\text{km/s})$	λ
Porous iron	2.294	1.615
LiF ^[5]	5.148	1.353

由于热传导方程求解的复杂性，本文采用有限差分法进行求解，通过优化空间/时间步长，x 方向的空间步长为 0.25 μm，另外两个方向为 0.66 μm，时间步长为 1 ns，确保收敛性及精度，模型输入各层介质初始条件即可追踪界面温度演化，如表 2 所示，N 表示空间格子数。

表 2. 数值模拟参量

N _x	N _y	N _z	T ₁ (K)	T ₂ (K)	T ₃ (K)
420	150	150	3283	3970	1012

3 结果与分析

通过上述理论模型，得到结果如图 3 所示。模拟显示观测时间内，孔隙塌缩形成的高温区未完全热平衡，

温度场呈现显著空间非均匀性。孔隙直径对界面热传导具有调控作用：孔隙减小增强界面热导率，加速局部高

温区热量耗散，降低热阻。

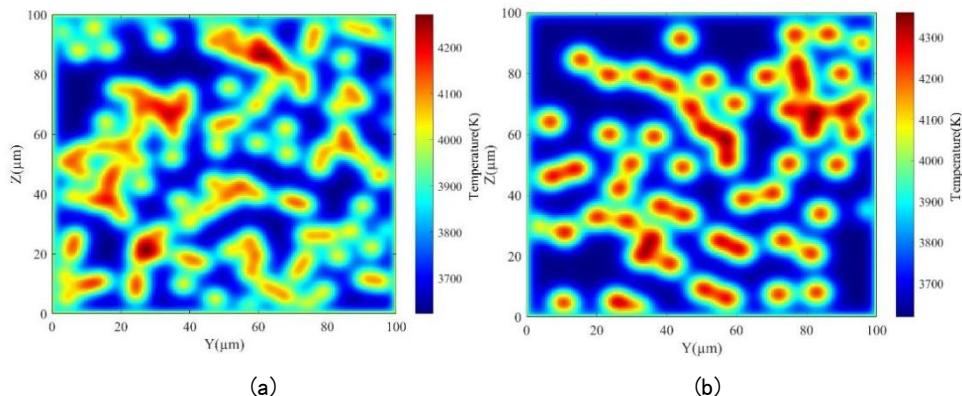


图3 对多孔铁与氟化锂界面温度变化进行数值模拟，图为 600ns 时的热分布图，(a) 为孔隙直径 5μm 的模拟图，(b) 为孔隙直径 7μm 的模拟图。

鉴于孔隙塌缩区域温升的局部瞬时性特征，实验观测的界面辐射特性需基于表面温度场的统计平均值评估。根据斯特藩-玻尔兹曼定律，辐射能量与温度四次方成正比^[10]，即

$$\sum_{i=1}^n S_i T_i^4 = ST^4 \quad (10)$$

基于公式(10)反演界面等效温度场，耦合三维热传导模型获得温度演化结果。结果显示：界面等效温度在初始 200ns 内快速衰减，随后进入缓降阶段。模拟结果与实验的热弛豫特征具有相似性，表明本文建立的孔隙热分析模型具有一定可行性，且趋于平衡的温度约为 3900K，相比理论预测高七大八百 K，预测了实验测量结果的可能偏差值。

4 结论

本文以多孔铁/氟化锂冲击加载下的状态为研究对象，对多孔铁的孔隙塌缩带来的温升是否会对测量结果产生偏差进行分析，通过建立三维热传导模型，模拟了多孔铁/氟化锂界面的热传导过程，从模拟结果发现界面温度有典型的热弛豫特征，且模拟温度与预测值存在较大偏差，本研究说明孔隙塌缩形成的高温层会提高实验测量值，阻碍对多孔铁内部的热力学状态观测。该研究为多孔金属冲击温度测量提供了热力学解释框架。

参考文献

[1] William W. Anderson, Thomas J. Shock temperature and melting in iron sulfides at core pre

ssures [J]. Journal Of Geophysical Research-Solid Earth, 1996, 101(B3): 5627–5642.

[2] 戴诚达, 谭华. 金属冲击温度的辐射法测量问题[J]. 高压物理学报, 2006, 20: 113–121.

[3] 谭华, 戴诚达. 金属的冲击波温度测量(IV)——“三层介质模型”及其应用 [J]. 高压物理学报, 2000, 14: 81–91.

[4] 李西军, 周显明, 经福谦. 一种多孔铁的高压声速和冲击熔化 [J]. 高压物理学报, 2001, 15(2): 117–121.

[5] 谭华. 实验冲击波物理导引 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2007: 67–108.

[6] 彭小娟. 冲击加载下液态光学窗口水的热物理性质及疏松金属铁的冲击温度测量问题研究 [D]. 成都: 西南交通大学, 2012: 80–92.

[7] 陈俊祥, 于继东, 耿华运, 等. 多孔材料的温度和压强计算 [J]. 物理学报, 2017, 66, (5), 242–248.

[8] 王晓峰, 李订芳, 李博, 等. 三维热传导方程的紧交替方向差分格式(英文) [J]. 数学杂志, 2010, 30(5): 761–767.

[9] Anderson R J. The thermal conductivity of rare-earth-transition-metal films as determined by the Wiedemann-Franz law [J]. J Appl Phys, 1990, 67: 6914–6916.

[10] 曹鼎汉. 斯特藩-玻尔兹曼辐射定律及其应用 [J]. 红外技术, 1994, 16, (3): 46–48.