

低孔隙度疏松锡的高压声速与相变

宋萍 蔡灵仓 李欣竹 陶天炯 赵信文 王学军 方茂林

Sound velocity and phase transition for low porosity tin at high pressure

Song Ping Cai Ling-Cang Li Xin-Zhu Tao Tian-Jiong Zhao Xin-Wen Wang Xue-Jun Fang Mao-Lin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 106401 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.106401

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.106401>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I10>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

深过冷液态 Al-Ni 合金中枝晶与共晶生长机理

Growth mechanisms of dendrites and eutectics within undercooled liquid Al-Ni alloys

物理学报.2015, 64(5): 056401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.056401>

晶体相场法研究预变形对熔点附近六角相/正方相相变的影响

Effect of predeformation on the transition from hexagonal phase to square phase near the melting point using phase field crystal method

物理学报.2014, 63(16): 166401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.166401>

横向限制下凝固微观组织演化的相场法模拟

Phase-field simulation of solidified microstructure evolution in the presence of lateral constraint

物理学报.2013, 62(10): 106401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.106401>

金属 Bi 的卸载熔化实验研究

Release melting of bismuth

物理学报.2013, 62(3): 036401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.036401>

过冷 Ni-P 合金的凝固行为

Solidification behaviors of undercooled Ni-P alloys

物理学报.2012, 61(16): 166401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.166401>

低孔隙度疏松锡的高压声速与相变*

宋萍† 蔡灵仓 李欣竹 陶天炯 赵信文 王学军 方茂林

(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重点实验室, 919-102 信箱, 绵阳 621900)

(2014年10月22日收到; 2014年12月1日收到修改稿)

为研究微孔洞对锡的高压相变的影响, 对含亚微米孔洞的疏松锡(疏松度 $m = 1.01$)进行了冲击加载-卸载实验. 利用DPS(Doppler pins system)测得了31.8—66.1 GPa冲击压力下疏松锡/LiF界面粒子的速度剖面, 获得了各压力下的纵波声速与体波声速, 给出了该疏松锡的冲击熔化起始压力约为49.1 GPa, 获得了各压力下的剪切模量与泊松比. 结合密实锡与疏松锡的高压纵波声速、体波声速与剪切模量, 界定密实锡的冲击熔化压力在53.5—62.3 GPa之间, 高于疏松锡的值, 表明微孔洞明显降低了冲击熔化压力. 对密实锡准确的冲击熔化压力值还需要进一步的实验数据. 测试的固态压力范围内的声速数据没有明显奇异点, 表明疏松锡没有类似密实锡的固态bcc相变发生.

关键词: 疏松锡, 声速, 冲击熔化, 相变

PACS: 64.60.Ej, 64.70.D-, 64.30.Ef, 62.50.Ef

DOI: 10.7498/aps.64.106401

1 引言

近年来, 随着对微观研究的深入, 微观损伤如微孔洞等对材料热动力学性能的影响引起了关注. Erhart等^[1]在研究中指出, 孔洞作为位错源, 汇聚并相互作用, 在材料中形成很高的位错密度, 同时也是热点产生源. Burakovsky等^[2,3]基于位错为熔化相转变的媒介, 建立了位错熔化模型. Gomez等^[4]与Lutsko等^[5]曾采用蒙特卡罗和分子动力学方法, 从原子尺度上给出了微孔洞对熔化的影响机理分析, Lutsko等^[5]指出, 在缺陷处的液相成核是熔化决定性的因素. Agrawal^[6]通过分子动力学计算证实了材料中微孔洞的存在降低了材料在常态下的熔点. 但微孔洞对材料熔化等物理特性影响的实验数据国内外报道还较少. 本文对含亚微米孔洞的低孔隙度疏松锡在冲击熔化附近的声速进行测定, 探索微孔洞对冲击熔化的影响.

另一方面, 对锡的高压熔化即 γ 相与液相的相界实验数据, 不同实验技术测量结果存在一定的差别. 2002年, Kiefer等^[7]采用T-cup多面顶压砧

加载X射线衍射测量技术, 获得了约6.5—14 GPa的熔化数据. 2010年, Schwager等^[8]采用激光双面加热金刚石加载技术, 获得约20—68 GPa锡的高压熔化数据. 2012年, Weir等^[9]利用金刚石加载、内置电阻加热技术, 获得了10—45 GPa的高压熔化温度数据, 其数据误差与分散性较大, 基本与Schwager的数据相符. 对Kiefer等的的数据由Simon方程外推, 获得的冲击熔化压力约36 GPa, 数据明显偏低. 2000年, Hereil和Mabire^[10]采用动高压直接测量卸载熔化温度实验技术, 获得了锡从55 GPa左右卸载到38 GPa附近的熔化温度, 计算所得55 GPa的冲击温度约为2530 K, 测得38 GPa附近的熔化温度约为2200 K, 该卸载熔化温度实验结果与2010年Schwager等^[8]发表的静高压数据一致. 2008年, Hu等^[11]利用纵波声速与体波声速测量这一动高压实验技术, 测量了锡从25—80 GPa压力范围的高压声速, 依照他们的判断, 由纵波声速向体波声速的转变压力约为39 GPa, 计算的该压力下的冲击熔化温度约为1550 K, 这与Kiefer等^[7]的静高压实验外推结果一致, 但与Schwager等^[8]给出的该压力下的熔化温度低了约650 K.

* 中国工程物理研究院科学技术发展基金(批准号: 2013B0101004)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: Songp1024@aliyun.com

2009年, Zhernokletov等^[12]用光分析法和锰铜计测量获得了31—138 GPa的纵波声速,得到的冲击熔化范围约为63—90 GPa. 显然,对于熔化线与冲击熔化压力,存在着明显的差别,需要高精度的实验数据来澄清.

通过本文低孔隙度疏松锡的冲击熔化压力测定,界定密实锡的冲击熔化压力最低界限. 结合疏松锡与密实锡高压声速与剪切模量转变特征,对密实锡的高压声速变化进行重新认识,并对其冲击熔化转变压力范围进行重新界定.

2 疏松锡状态方程与高压声速计算

以密实材料的冲击 Hugoniot $P(V)$ 为参考线,疏松材料的冲击 Hugoniot $P_H(V)$ 为^[13]

$$P_H = \frac{P \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma}{V} \right) (V_0 - V) \right]}{\left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma}{V} \right) (V_{00} - V) \right]}, \quad (1)$$

V_0, V_{00} 分别为密实锡和疏松锡在常态下的比容, γ 为格林艾森系数. 密实材料的冲击 Hugoniot 线 $P(V)$ 由实验数据获得. 假定

$$\gamma/V = \gamma_{00}/V_{00}, \quad (2)$$

$\gamma_{00} = \gamma_0 V_{00}/V_0$, 为疏松锡初态格林艾森系数, γ_0 为密实锡初态格林艾森系数. 由关系式

$$D = V_{00} \sqrt{\frac{P_H - P_0}{V_{00} - V}}, \quad (3)$$

$$u = (V_{00} - V) \sqrt{\frac{P_H - P_0}{V_{00} - V}} \quad (4)$$

获得的疏松锡冲击波速度 D 与粒子速度 u 的关系曲线, 式中 $P_0 = 0$. 疏松锡的初始密度为 $7.215 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$. 密实锡材料与疏松锡高压段的 $D-u$ 关系如图1所示, 拟合得出疏松锡高压段的 Hugoniot 参数为 $C_0 = 2.46, S = 1.52$.

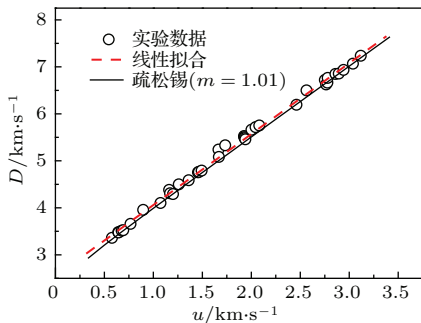


图1 密实锡与疏松锡的冲击波速度与粒子速度
Fig. 1. Shock velocity vs particle velocity for dense and porous Sn.

疏松锡 Hugoniot 压力 P_H 可表示为

$$P_H = \rho_{00} C_0^2 \frac{\eta_1}{(1 - S\eta_1)^2},$$

$$\rho_{00} = 1/V_{00}, \quad \eta_1 = 1 - V/V_{00}. \quad (5)$$

3 声速测量实验设计

研究材料为含亚微米微孔的低孔隙度疏松锡, 疏松度约为1.01, 由有色金属研究院利用99.9%的纯锡粉采用粉末冶金技术研制而成, 实验用七个样品的平均密度为 $7.215 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, 样品密度偏差小于0.1%. 采用四川大学分析测试中心扫描电镜对样品进行测试, 其结果如图2所示, 疏松锡样品晶粒 $15 \mu\text{m}$ 左右, 孔径小于 $1 \mu\text{m}$, 图中标尺为 $1 \mu\text{m}$, 放大倍数5000.

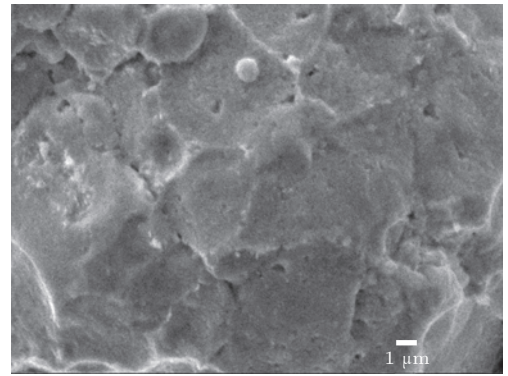


图2 材料断口的扫描电镜图片

Fig. 2. Typical SEM image of the material fracture surface.

实验采用反碰方式, 以疏松锡样品作为飞片, 碰撞 LiF 窗口, 窗口前贴约 0.008 mm 的铝箔. 实验采用流体物理研究所二级轻气炮加载, 利用磁感应技术测量弹丸速度. 通过 DPS (Doppler pins system) 测试技术测量样品/窗口界面的粒子速度剖面. 实验装置结构图如图3所示, 反碰实验波系作用见图4. 样品与窗口碰撞后, 冲击波直接进入窗口, 没有冲击波在靶板与窗口间的反射波的影响, 样品(即飞片)自由面反射的稀疏波直接进入窗口. 考虑铝箔厚度对声速的影响, 样品中的拉格朗日声速计算为

$$C_L = h_s / (t_2 - t_0 + h_b/D_b - h_s/D_s - h_b/C_{Lb}), \quad (6)$$

其中 h 为厚度, 下标 s 和 b 分别代表样品和铝箔. 铝箔高压下的拉格朗日纵波声速 C_{Lb} 从铝的高压纵波声速曲线获得.

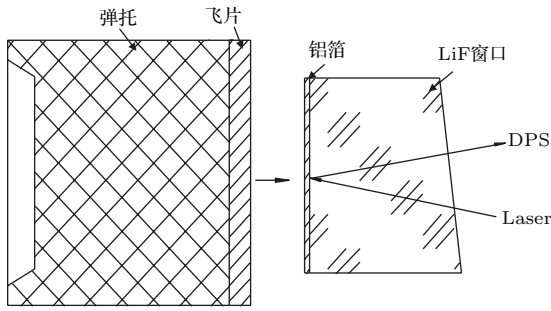


图3 实验装置结构示意图

Fig. 3. Schematic of the experimental configuration for sound velocity measurements.

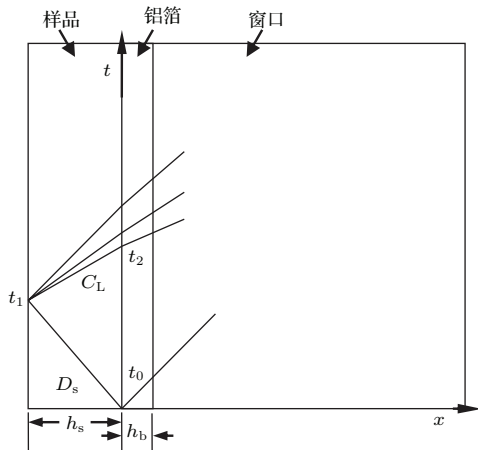


图4 反碰波系图

Fig. 4. Wave interaction for sound velocity measurements using the direct reverse-impact technique.

通过实验测得样品/LiF界面的粒子速度剖面, 采用文献 [14] 介绍的阻抗匹配法获得样品中的粒子速度剖面, 并得到样品在卸载过程中的拉格朗日声速随粒子速度的变化曲线. 通过样品在卸载过程中的拉格朗日声速随粒子速度的变化曲线, 对其塑性响应部分外推到初始卸载点, 得到冲击状态的拉格朗日体波声速 [15]. 欧拉声速与拉格朗日声速的转换关系为

$$c_1 = C_L \rho_{00} / \rho, \quad (7)$$

表1 声速测量实验参数与实验结果

Table 1. Relevant experimental parameters and results from sound velocity measurements.

实验编号	$W/\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$	h/mm	P_H/GPa	$c_1/\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$	$c_b/\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$	G/GPa	ν
Snre1	2.71	2.989	31.8	4.592	4.294 ^a	19.44	0.448
Snre2	3.72	2.987	49.1	5.167	4.871	23.35	0.454
Snre3	3.96	2.943	53.7	5.113	4.922	15.28	0.471
Snre4	4.58	2.942	66.1	5.288	5.288	0	0.5
Snre5	2.88	2.960	34.5	4.698	4.389	20.88	0.447
Snre6	3.46	2.987	44.4	5.015	4.719	22.29	0.453
Snre7	3.12	2.909	38.2	4.814	4.560	21.42	0.449

a: 计算值.

实验得到欧拉纵波声速 c_1 与体波声速 c_b , 由关系式 (8) [15] 得到泊松比 ν , 由关系 (9) 式 [15] 得到剪切模量 G .

$$c_1^2 = 3c_b^2 \frac{1-\nu}{1+\nu}, \quad (8)$$

$$G = \frac{3}{4} \rho (c_1^2 - c_b^2). \quad (9)$$

4 实验结果与分析

实验测量得到从 31.8—66.1 GPa 的疏松锡/LiF 界面粒子速度 (u) 剖面, 如图 5 所示, 实验参数如表 1 所列. Snre1 实验因窗口设计太薄, 卸载部分的速度剖面受窗口冲击波出自由面后引起的折射率的变化, 不能还原到样品中应有的速度剖面, 故未给出, 但卸载发生时的速度拐点依然能准确判断. 按照第 3 节的数据处理方法, 获得了七个冲击压力下的欧拉纵波声速和 6 个压力点的体波声速, 见表 1 和图 6, 并获得相应压力下的剪切模量与泊松比, 如表 1 所列. 剪切模量随压力的变化如图 7 所示.

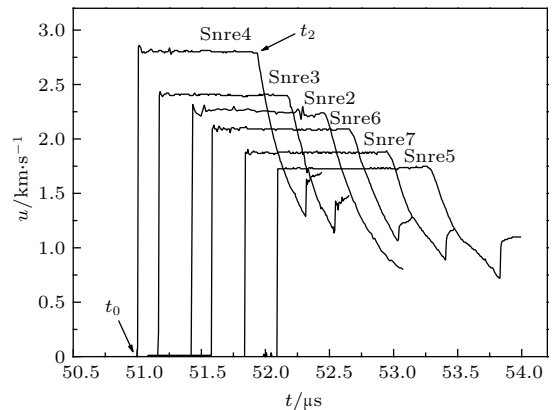


图5 不同弹速下的界面粒子速度剖面

Fig. 5. Interface particle velocity histories for Sn with porosity 1.01 obtained at various impact velocities.

图6中, 密实锡的体波声速计算为

$$C_b^2 = -V^2 \frac{dP}{dV} \left(1 - \frac{\gamma}{V} V_0 \frac{\eta}{2}\right) + V^2 \left(\frac{\gamma}{V}\right) \frac{P}{2},$$

$$\eta = 1 - V/V_0. \quad (10)$$

通过计算的密实锡体波声速和实验获得的泊松比, 由(8)式可以计算得到密实锡的欧拉纵波声速 c_1 . 计算中只考虑了 γ 相, $\gamma_0 = 1.98, \nu = 0.442$.

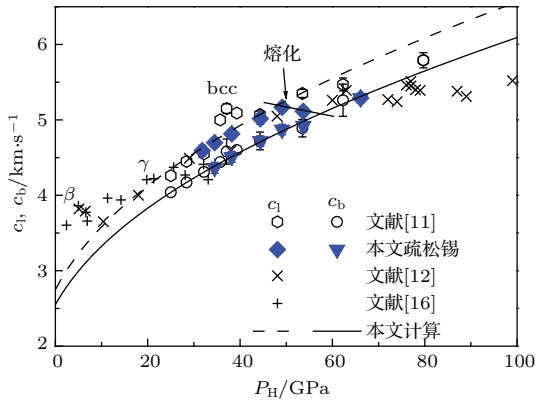


图6 欧拉纵波和体波声速与压力关系

Fig. 6. Longitudinal and bulk sound velocities vs shock pressure for dense and porous Sn.

由图6可见, 在66.1 GPa, 纵波声速下降到与密实材料的体波声速一致, 其剪切模量降为零, 如图7所示. 由此表明, 材料在66.1 GPa 已为液态. 在53.7 GPa, 纵波声速已明显靠近体波声速, 其剪切模量陡然下降, 但纵波声速未与体波声速重合, 剪切模量还不为零, 表明材料处于固液混合相区. 49.1 GPa 及其以下压力, 纵波声速随压力的增加而增加, 并与密实材料的纵波声速一致, 其剪切模量也在随压力的增加而增加, 表明在49.1 GPa 及以下压力, 材料依然处于固态. 由此分析, 冲击熔化压力应该在49.1—53.7 GPa 之间. 考虑49.1—53.7 GPa 压力段只有4.6 GPa, 可以粗略地认为49.1 GPa 即为冲击熔化起始压力(准确的数据还需该压力段更多的实验数据). 由反碰法获得的体波声速与密实材料体波声速相符合.

疏松锡的冲击熔化起始压力高于Hu等[11]判断的密实锡的冲击熔化起始压力39 GPa, 显然, 这是不合理的, 需要对密实锡的冲击熔化起始压力进一步确认. 结合密实锡与疏松锡的声速与剪切模量数据, 如图6、图7和文献[11]中图5(a)所示, 在44.3—53.5 GPa 的压力之间, 共三个压力点的纵波声速数据表明, 纵波声速依然是随压力的增加而增大, 且密实锡的剪切模量也在增加, 表明材料在这个压力范围依然处于固态. 在62.3 GPa, 纵波声速

明显靠近体波声速, 剪切模量陡然下降, 表明材料处于固液混合相区. 由此, 密实锡的冲击熔化压力应该在53.5与62.3 GPa 之间. 据文献[11]的分析, 35.7—39.3 GPa 区间是bcc相[11], 结合密实锡与疏松锡的数据, 可以判断44.3 GPa 的纵波声速与剪切模量降低应该是材料由bcc相回到 γ 相或别的固态相(声速测量无法确定具体是什么相), 而不是材料发生了冲击熔化. 之前由于缺乏44.3—62.3 GPa 之间更多的数据, 影响到对冲击熔化的判断. 密实锡的冲击熔化压力在53.5—62.3 GPa 之间, 而疏松度为1.01的疏松锡的冲击熔化压力约为49.1 GPa, 显然微孔洞的存在致使锡材料在相同压力下的温度升高, 降低了冲击熔化压力. 对疏松锡在31.8—49.1 GPa 区间的纵波声速, 没有明显偏高的实验点, 保持一致的声速增长趋势, 剪切模量也没有明显的突变, 表明疏松锡在该测试的压力区间没有发生类似密实锡的bcc相变. 这可能与材料中的微孔或材质差异有关, 需要进一步分析研究.

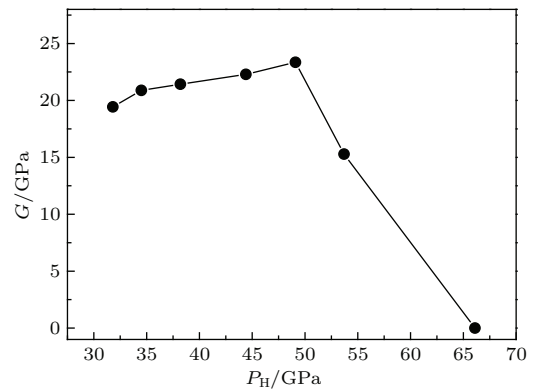


图7 疏松锡的剪切模量与压力关系

Fig. 7. Shear modulus vs shock pressure for porous Sn.

5 结 论

通过测量疏松度为1.01的疏松锡在31.8—66.1 GPa 七个冲击压力的粒子速度剖面, 获得了各压力下的纵波声速、体波声速、剪切模量与泊松比, 给出该疏松锡的冲击熔化起始压力约为49.1 GPa. 结合密实锡与疏松锡的纵波声速与剪切模量的变化, 判定密实锡的冲击熔化压力在53.5—62.3 GPa 之间. 疏松锡冲击熔化压力明显低于密实锡, 微孔洞的存在降低了锡的冲击熔化压力. 密实锡准确的冲击熔化压力确定还需进一步的实验数据. 测试压力范围内的声速数据表明, 疏松锡没有固态bcc相变发生, 可能与材料中的微孔或材质差异有关, 需要进一步分析研究.

参考文献

- [1] Erhart P, Bringa E M, Kumar M 2005 *Phys. Rev. B* **72** 052104
- [2] Burakovsky L, Preston D L, Silbar R R 1999 *Phys. Rev. B* **61** 15011
- [3] Burakovsky L, Preston D L, Silbar R R 2000 *J. Appl. Phys.* **88** 6294
- [4] Gomez L, Dobry A, Diep H T 2001 *Phys. Rev. B* **63** 224103
- [5] Lutsko J F, Wolf D, Phillpot S R 1989 *Phys. Rev. B* **40** 2841
- [6] Agrawal P M 2003 *J. Chem. Phys.* **118** 9680
- [7] Keifer B, Duffy T S, Uchida T 2002 *APS User Activity Report*
- [8] Schwager B, Ross M, Stefanie Japel, Reinhard Boehler 2010 *J. Chem. Phys.* **133** 084501
- [9] Weir S T, Lipp M J, Falabella S 2012 *J. Appl. Phys.* **111** 123529
- [10] Hereil P L, Mabire C 2000 *J. Phys. IV (France)* **10** Pr9-799-Pr9-804
- [11] Hu J B, Zhou X M, Dai C D 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 083520
- [12] Zhernokletov M V, Kovalev A E, Komissarov V V, Zocher M A, Cherne F J 2012 *Combust. Expl. Shock+* **48** 112
- [13] Tang W H, Zhang R Q 1999 *Equation of State Theory and Calculation Conspectus* (Hunan: National University of Defence Technology Press) p517 (in Chinese) [汤文辉, 张若棋 1999 物态方程理论及计算概论 (湖南: 国防科技大学出版社) 第 517 页]
- [14] Jing F Q 1999 *Introduction to Experimental Equation of State* (Beijing: Science Press) p191 (in Chinese) [经福谦 1999 实验物态方程导引 (北京: 科学出版社) 第 191 页]
- [15] Asay J R, Chhabildas L C 1981 in Meyers M A, Murr L E ed: *Shock Waves and High-Strain-Rate Phenomena in Metals* (New York: Plenum) p417
- [16] Servas E M 2001 in Furnish M D, Thadhani N N, Horie Y ed: *Shock Compression of Condensed Matter* (New York: AIP 2002) p1200

Sound velocity and phase transition for low porosity tin at high pressure*

Song Ping[†] Cai Ling-Cang Li Xin-Zhu Tao Tian-Jiong Zhao Xin-Wen
Wang Xue-Jun Fang Mao-Lin

(Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics Research, Institute of Fluid Physics, Chinese Academy of Engineering Physics, 919-102, Mianyang 621900, China)

(Received 22 October 2014; revised manuscript received 1 December 2014)

Abstract

Shock and release experiments are performed on the porous Sn with sub-micropores with porosity $m = 1.01$. Time-resolved interfacial velocities between the porous Sn and LiF window are measured with Doppler pins system under seven pressure points from 31.8 GPa to 66.1 GPa. From the interfacial velocity, the Euler longitudinal sound velocities and the bulk sound velocities are obtained. The corresponding Poisson ratio and shear modulus are determined, too. From the transition of longitudinal sound velocity to bulk sound velocity at high pressures, the shock-induced melting of Sn with porosity 1.01 occurs at about 49.1 GPa. With the Euler longitudinal sound velocities, the bulk sound velocities and the shear modulus of porous and dense Sn, the melting pressure zone of dense Sn can be determined to be between 53.5 GPa and 62.3 GPa. Comparing the melting zone of porous Sn and that of dense Sn, micropores in the material reduce the shock melting pressure obviously. The Exact shock melting pressure of dense Sn needs further experimental data in the corresponding pressure zone. From the longitudinal velocity of porous Sn in the measured solid zone, no bcc phase transition takes place for this material. This may relate with the micropores in the material or the difference in material component, which needs further investigating.

Keywords: porous tin, sound velocity, shock melting, phase transition

PACS: 64.60.Ej, 64.70.D-, 64.30.Ef, 62.50.Ef

DOI: 10.7498/aps.64.106401

* Project supported by Science and Technology Development Foundation of Chinese Academy of Engineering Physics, China (Grant No. 2013B0101004).

[†] Corresponding author. E-mail: Songp1024@aliyun.com