

## 锡-泡沫界面不稳定性增长与混合实验研究

税敏<sup>1\*</sup>, 杨曦<sup>2</sup>, 于明海<sup>1</sup>, 吴玉迟<sup>1</sup>, 张天奎<sup>1</sup>, 赵永强<sup>1</sup>, 席涛<sup>1</sup>, 辛建婷<sup>1</sup>, 杨雷<sup>1</sup>, 何卫华<sup>1</sup>,  
储根柏<sup>1\*\*</sup>, 谷渝秋<sup>2</sup>, 刘旭东<sup>2</sup>

<sup>1</sup>中国工程物理研究院激光聚变研究中心等离子体物理重点实验室, 四川 绵阳 621900;

<sup>2</sup>中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900

**摘要** 强激光驱动的衰减冲击波作用下的界面不稳定性增长与混合是冲击压缩科学与工程研究领域的的前沿和热点问题。在锡-泡沫界面(Atwood 数  $A$  为  $-0.87$ ) 预制单模正弦扰动 ( $k|A|\eta_0 = 0.82$ , 其中  $\eta_0$  为初始扰动振幅,  $k$  为波数), 采用高时空分辨的 X 光侧向透视照相技术研究激光加载产生的衰减冲击波作用下的界面不稳定性增长与混合。通过改变加载压强, 研究材料强度对界面不稳定性增长与混合的影响。实验获得了不同时刻高对比度的界面不稳定性增长与混合面密度图像, 冲击熔化压强点和卸载熔化压强点附近的尖钉形态和演化过程有明显差异, 这表明锡材料强度对扰动增长速率及混合形态有重要影响。

**关键词** 材料; 成像系统; X 光成像; 界面不稳定性; 混合; 微喷射

中图分类号 O436 文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202148.0703002

### 1 引言

近年来, 激光加载下金属材料表面的微喷射受到广泛的关注<sup>[1-7]</sup>。研究表明, 衰减冲击波加载下近表面熔化物质的动态拉伸破坏引起的微层裂以及冲击波与表面微结构缺陷相互作用形成的微射流是造成物质微喷射的两种主导机制<sup>[8]</sup>。当金属材料后表面附着其他介质时, 冲击波作用产生的微射流或者微层裂物质将与介质相互作用, 形成物质混合。微喷射和混合研究涉及很多前沿基础性科学问题, 包括材料冲击相变、多相流动、动态损伤破坏以及颗粒气动变形破碎等, 相关研究成果对于丰富和促进材料冲击响应和多相流的理论研究具有重要的作用<sup>[8]</sup>。

由于界面存在初始扰动, 冲击波与界面的相互作用将导致初始扰动的增长和界面不稳定性的发展, 从而引起界面两侧物质发生混合, 因此微喷射混合与流体力学不稳定性经常联系在一起。从 Richtmyer-Meshkov 不稳定性(RMI)的角度来研究金属材料的微喷射, 可以发展建立定量的微喷射理论模型, 以加深对微喷射混合相关物理过程的理解

和认识。美国洛斯阿拉莫斯国家实验室(LANL)的研究人员将微射流视为一种特殊的金属/真空界面 RMI 现象, 利用流体介质 RMI 扰动增长理论, 建立了描述熔化和固态(含强度)条件下微射流喷射总量和最大速度的理论模型<sup>[9-10]</sup>, 并对 RMI 分子动力学模拟和流体力学模拟结果进行了拟合。根据模型给出的结果与实验结果都吻合得比较好, 包括材料特性、冲击强度以及表面缺陷。2015 年 Cherne 等<sup>[11]</sup>利用 RMI 理论模型研究了不同非正弦二维初始扰动的微射流动力学, 并将获得的射流喷射质量与正弦扰动的结果进行了比较, 随后他们又对模型进行了修正, 获得了与分子动力学模拟结果和实验结果更加吻合的结果<sup>[12]</sup>。北京应用物理与计算数学研究所的王裴等<sup>[8]</sup>基于数值模拟获得的规律性认识, 结合理想弹塑性介质 RMI 理论, 建立了强度介质微射流喷射理论模型。本课题组长期从事激光加载下的金属微喷射与混合实验研究, 研究内容包含金属材料的层裂、微层裂、微射流、微喷回收及微喷气体混合等<sup>[13-18]</sup>。经过前期的实验研究, 研究人员已经在神光 II 升级装置上建立了高能 X 光背光照相技

收稿日期: 2020-08-04; 修回日期: 2020-09-07; 录用日期: 2020-10-10

\*E-mail: shm@caep.cn; \*\*E-mail: chgb@caep.cn

术<sup>[14]</sup>, 该技术具有高时空分辨率和强穿透能力<sup>[19]</sup>, 在金属材料的微喷射研究方面有强大的应用潜力。

目前国内外研究人员对于微喷射混合的研究主要集中在金属/真空 (Atwood 数  $A = -1$ ) 与金属/气体 ( $A \sim -1$ ) 两种情况, 而对  $|A| < 1$  情况下的微喷射混合研究还较少<sup>[8]</sup>。受限于充气技术水平, 目前开展的充气实验一般只能填充不超过 2 个大气压的稀有气体<sup>[13]</sup>, 仅通过填充气体难以明显改变  $A$  值。因此, 本文通过使用泡沫 (密度为  $0.5 \text{ g/cm}^3$ ) 来替换气体, 以改变  $A$  ( $-1 < A < 0$ ), 并且在界面预制单模正弦扰动下, 利用高能 X 光背光成像技术研究锡材料与泡沫的界面不稳定性增长与混合。选取两个典型的加载压强, 即锡的冲击熔化压强点以上和卸载熔化压强点附近, 以评估锡材料强度对扰动增长速率及混合形态的影响, 丰富微喷射混合的研究内容并加深研究人员对相关问题的认识, 这为进一步开展相关理论模拟研究提供了基础。

## 2 实验条件和参数

### 2.1 激光参数和靶参数

实验在神光 II 升级装置上开展, 其基本原理如图 1 所示, 纳秒 (ns) 激光分别经过连续相位板 (CPP) (直径为 2 mm) 的空间束匀滑后辐照在锡材料上表面, 激光烧蚀在锡样品中形成冲击波, 由于激光脉宽窄且样品足够厚, 脉冲下降沿形成的稀疏波将在样品内追赶上冲击波阵面, 加上冲击波在传输过程中的耗散, 最终形成衰减冲击波 (三角波)。该衰减冲击波穿过锡-泡沫界面时会导致界面扰动增长及物质混合。纳秒 (ns) 激光波长为 351 nm, 脉宽为 3 ns [半峰全宽 (FWHM)]。皮秒 (ps) 激光波长

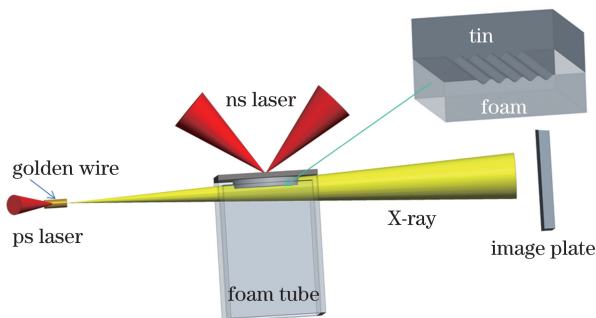


图 1 神光 II 升级锡-泡沫界面不稳定性及混合实验原理示意图

Fig. 1 Schematic of experimental configuration on instability and mixing of tin-foam interface in SG-II upgraded laser facility

为 1064 nm, 脉宽为 10 ps, 经抛物面镜聚焦的光斑的直径约为  $50 \mu\text{m}$ 。聚焦后的 ps 激光辐照金丝会产生高能 X 射线, 对界面扰动增长及混合过程进行动态 X 光成像, 由固定在大视场高能 X 射线相机 (HXI) 后端的成像板 (IP) 进行记录。锡样品厚度为  $560 \mu\text{m}$ , 上表面粗糙度小于  $0.4 \mu\text{m}$ 。低密度泡沫 (PMP) 为 CH 聚合物, 密度约为  $0.5 \text{ g/cm}^3$ , 截面尺寸为  $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ , 外面用厚度为 0.5 mm 的有机玻璃 (PMMA) 包裹。锡材料与泡沫紧贴, 界面存在单模正弦扰动, 波长 ( $\lambda$ ) 为  $200 \mu\text{m}$ , 初始扰动振幅 ( $\eta_0$ ) 为  $30 \mu\text{m}$ 。扰动区域的横向宽度为  $1.2 \sim 1.4 \text{ mm}$ , 一共包含 6~7 个周期, 如图 2 所示。

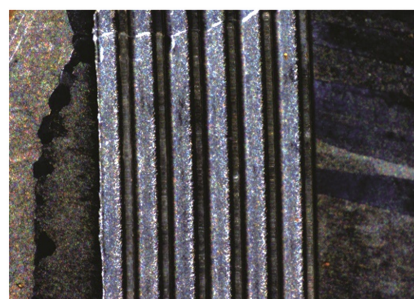


图 2 锡材料表面的初始调制

Fig. 2 Initial modulation on tin surface

### 2.2 实验诊断排布

实验的诊断排布示意图如图 3 所示, 主要的诊断设备为大视场高能 X 射线相机, 用来获取界面不稳定性及混合区域的背光图像。伽马射线滤片堆栈谱仪 (FSS) 和电子谱仪 (EMS, 2000GS) 为监测设备, 前者对 X 射线的能谱进行监测, 后者可以给出 ps 激光打靶产生的超热电子温度。两台针孔相机 (PHC) 分别监测 ns 和 ps 激光的打靶情况。

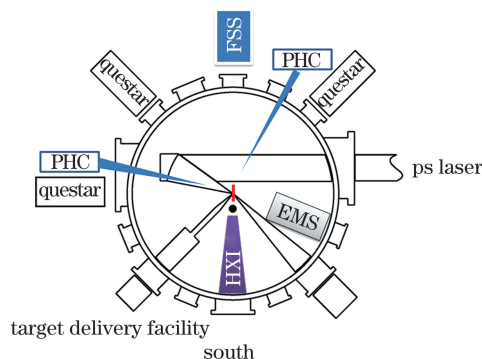


图 3 实验诊断排布图 (俯视图)

Fig. 3 Schematic of experimental diagnostic configuration (top view)

### 2.3 加载参数预估

本文选取锡材料相图<sup>[1]</sup>上两个典型压强点即锡

材料的冲击熔化压强点 (>48 GPa) 和卸载熔化压强点 (~16 GPa) 开展实验研究。本课题组之前已在神光 II 升级上开展了锡材料系列标定实验(通过界面速度计算加载压强),基本掌握了覆盖锡的层裂到冲击熔化压强段的驱动激光能量-压强定标关系,因此,可以根据需要的加载压强直接确定加载激光的能量范围,为了节省篇幅,本文不再给出每个发次的加载压强标定数据。对于激光加载后材料中的冲击波速度、界面速度及密度等参数,采用一维 Multi 流体力学软件进行计算。

### 2.4 高能 X 光背光照相参数

背光源的设计与文献[14]中一致,这里不再赘述。IP 板尺寸为 120 mm×100 mm,其本征分辨率约为 50 μm。金丝的直径有 10 μm 和 20 μm 两种,对应的放大倍率分别为 37.5 和 22,背光照相的视场范围分别为 3.2 mm(横向)×2.4 mm(纵向)和

5.5 mm(横向)×4.1 mm(纵向),根据钨丝标定结果,成像系统的空间分辨率分别约为 13 μm 和 25 μm。

## 3 实验结果

### 3.1 实验结果统计

本文一共开展了两轮实验,其中包括 ns 激光加载的冲击熔化压强点以上的动态实验 3 发,没有 ns 激光加载的静态实验 1 发,如表 1 所示。由于 ns 激光能量远大于之前标定的冲击熔化压强对应的能量(2000 J),因此可以确定锡材料已经处于完成熔化状态。开展卸载熔化压强点附近的动态实验 5 发,静态实验 1 发,如表 2 所示,根据激光能量和之前回收实验的结果对材料的具体状态进行预估<sup>[7,17]</sup>。ps 激光滞后于 ns 激光前沿的时间。静态实验的目的是标定背光照相的空间分辨率和图像计数。

表 1 冲击熔化压强点以上的实验数据

Table 1 Experimental data above shocked melting pressure point

Sequence number	Shot number	ns laser energy /J	ps laser energy /J	Estimated peak pressure /GPa	Delay time /ns	Condition
1	82	—	485.4	0	—	Static experiment
2	89	3356.5	476.9	>50	257	Melted experiment
3	88	3314.2	496.6	>50	328	Melted experiment
4	90	3312.9	514.3	>50	529	Melted experiment

表 2 卸载熔化压强点附近的实验数据

Table 2 Experimental data around melting pressure point on release

Sequence number	Shot number	ns laser energy /J	ps laser energy /J	Estimated peak pressure /GPa	Delay time /ns	Condition
1	118	0	432.9	0	—	Static experiment
2	123	282.22	492.14	~14	300	Solid state
3	121	351.41	429.07	~17	600	Two-phase state
4	119	341.71	467.16	~17	1000	Two-phase state
5	120	293.86	457.37	~15	2000	Solid state
6	122	301.78	461.69	~15	5000	Solid state

### 3.2 界面不稳定性增长及混合实验结果分析

#### 3.2.1 冲击熔化压强点的实验结果

图 4 是 ns 激光作用后不同时刻锡-泡沫界面不稳定性增长与混合的 X 光图像。图 4(a)是没有 ns 激光加载的静态背光图像,从图中可以清晰地看到初始正弦扰动界面。由于实验发次有限,实验中只获得了 3 个不同延迟时刻的 X 光图像,如图 4(b)~(d)所示。

衰减冲击波穿过锡材料与泡沫界面时,会导致界面 RMI 的发展和初始扰动的增长。不稳定性发展包括线性段扰动和非线性段扰动,以及后期的湍流和混合。由于 Atwood 数小于零 [ $A = (\rho_2 - \rho_1) /$

$(\rho_2 + \rho_1) = -0.87$ ,其中  $\rho_1, \rho_2$  分别为锡与泡沫的密度],根据文献[20], $k |A| \eta_0 = 0.82 < 1$  ( $k = 2\pi/\lambda$  为波数),线性段的扰动增长率符合 RMI 线性冲击模型,采用(1)式对线性增长率进行估算。由于线性增长率小于零,界面会先出现反相<sup>[20]</sup>,正弦扰动波谷处形成尖钉,正弦扰动波峰处形成空泡。尖钉和空泡的出现标志着 RMI 增长进入了非线性阶段。

$$V_0 = k\eta_0 A^+ \left(1 - \frac{\Delta U}{2W}\right) \Delta U, \quad (1)$$

式中: $A^+$  为冲击波过后的 Atwood 数,  $A^+ = (\rho_2^+ - \rho_1^+) / (\rho_2^+ + \rho_1^+)$ ;  $\rho_2^+, \rho_1^+$  分别为冲击波过后泡沫与



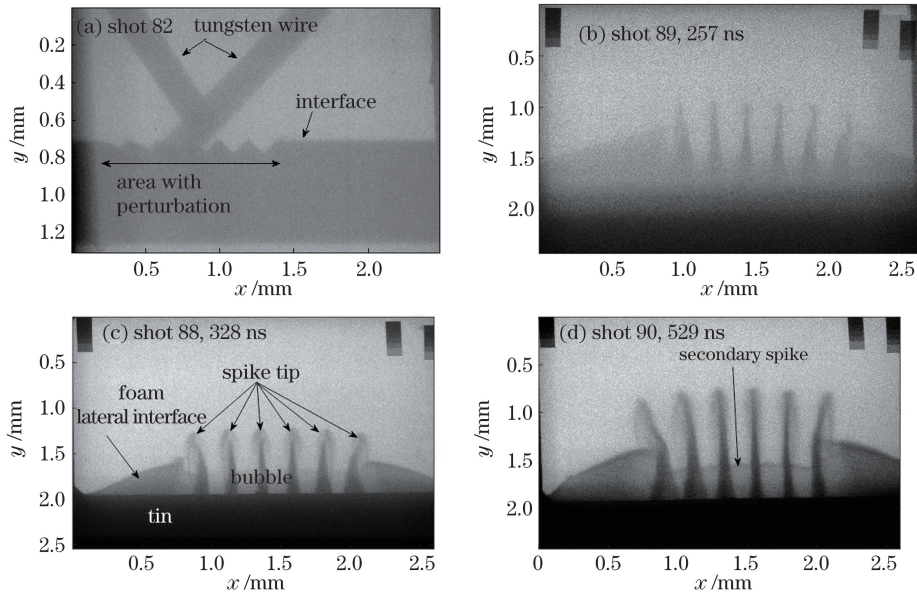


图 4 冲击熔化压强下锡-泡沫界面不稳定性增长及混合背光图像。(a)静态图像;(b)照相延时 257 ns;  
(c)照相延时 328 ns;(d)照相延时 529 ns

Fig. 4 Images of instability growth of interface between tin and foam under shocked melting pressure and mixing backlight image. (a) Static image; (b) photographic delay of 257 ns; (c) photographic delay of 328 ns; (d) photographic delay of 529 ns

锡材料的密度; $\Delta U$  为界面速度; $W$  为锡材料中的冲击波速度; $\eta_0$  为初始扰动振幅。利用 Multi 计算可以获得冲击熔化压强下锡材料中的冲击波参数,将这些参数代入(1)式,可以获得线性增长率,各参数值为: $\rho_1^+ = 10.2 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ ,  $\rho_2^+ = 0.9 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ ,  $A^+ = 0.84$ ,  $\Delta U = 2.5 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $W = 6.3 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $V_0 = -1.6 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。

根据文献[20],线性段扰动的发展时间非常短,通常认为当扰动幅值增长到 $\sim 2\lambda/3\pi$ 时,线性增长饱和并开始向非线性段过渡。考虑到相位反转,线性段饱和的时间  $t_{lin} \approx (\eta_0 + 2\lambda/3\pi)/V_0 = 45 \text{ ns}$ 。因此,ns 激光加载约 128 ns(包含冲击波到界面的时间 83 ns)后,不稳定性扰动发展进入非线性段。图 4(b)对应的延时为 257 ns,这时扰动已经进入非线性段,可以明显看到 6 个尖钉。随着延时的进一步增加,尖钉头部形态开始发生变化,出现了类似蘑菇状的头部形态,好像密实的尖钉都戴上了稀薄的“帽子”,“帽子”顶部比较尖,两边往下垂,而且往下延伸得比较长,与通常的 RMI 或 Rayleigh-Taylor 不稳定性(RTI)研究中出现的尖钉头部形态有所不同。加载冲击波的空间不均匀,中间强、两边弱,这导致远离扰动中心位置的尖钉变得不对称并往两边倾斜。当延时增加到 527 ns 时,还可以很清楚地看到空泡内部的密度变大。冲击波在锡材料内部反射

形成二次冲击,导致空泡中心(两个尖钉之间)出现了小的二级尖钉。

尖钉和空泡的位移和增长率如图 5 所示,尖钉

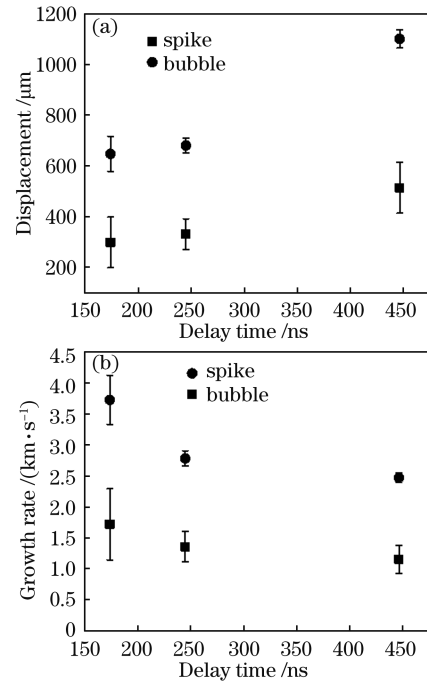


图 5 冲击熔化压强下尖钉和空泡位移和增长率随延迟时间的变化曲线。(a)位移;(b)增长率

Fig. 5 Displacement and growth rate of spike and bubble varying with delay time under shocked melting pressure. (a) Displacement; (b) growth rate

位移定义为尖钉头部到初始扰动底部的距离,空泡位移定义为两侧界面到空泡底部的距离。可以看到,在观察时间内,随着延迟时间(扣除了冲击波到界面的时间)的增加,尖钉和空泡不断发展,位移不断增加,由于衰减冲击波的作用和泡沫的阻滞,尖钉速度不断减小。

### 3.2.2 卸载熔化压强附近的实验结果

根据之前的系列加载压强标定实验,对于 500  $\mu\text{m}$  厚度的锡材料,280~350 J 纳秒激光加载能量对应的加载压强范围为 14~17 GPa。从回收实验结果来看<sup>[17]</sup>,锡材料后界面加载压强达到 ~16.5 GPa 时已经开始出现部分(卸载)熔化,样品

处于固液混合状态。从图 6 可以清晰地看到卸载熔化压强点附近从尖钉产生直至破碎的动态全过程,观测时间达到 5 ms。

同样地,利用(1)式对 RMI 线性增长率进行估算,计算中所使用的各参数值为: $\rho_1^+ = 7.87 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ,  $\rho_2^+ = 0.63 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ,  $A^+ = -0.85$ ,  $\Delta U = 1.0 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $W = 3.87 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $V_0 = -0.69 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。ns 激光能量为 350 J,对应的加载压强约为 17 GPa。当扰动振幅增加到  $\eta_{\text{lin}} = 2\lambda/3\pi \approx 42 \mu\text{m}$  时,扰动增长开始进入非线性段,这个时间  $t_{\text{lin}} \approx (2\lambda/3\pi + \eta_0)/V_0 = 104 \text{ ns}$ ,而冲击波到界面的时间约为 113 ns,因此,ns 激光加载约 217 ns 后,不稳定性扰动发展为非线性。

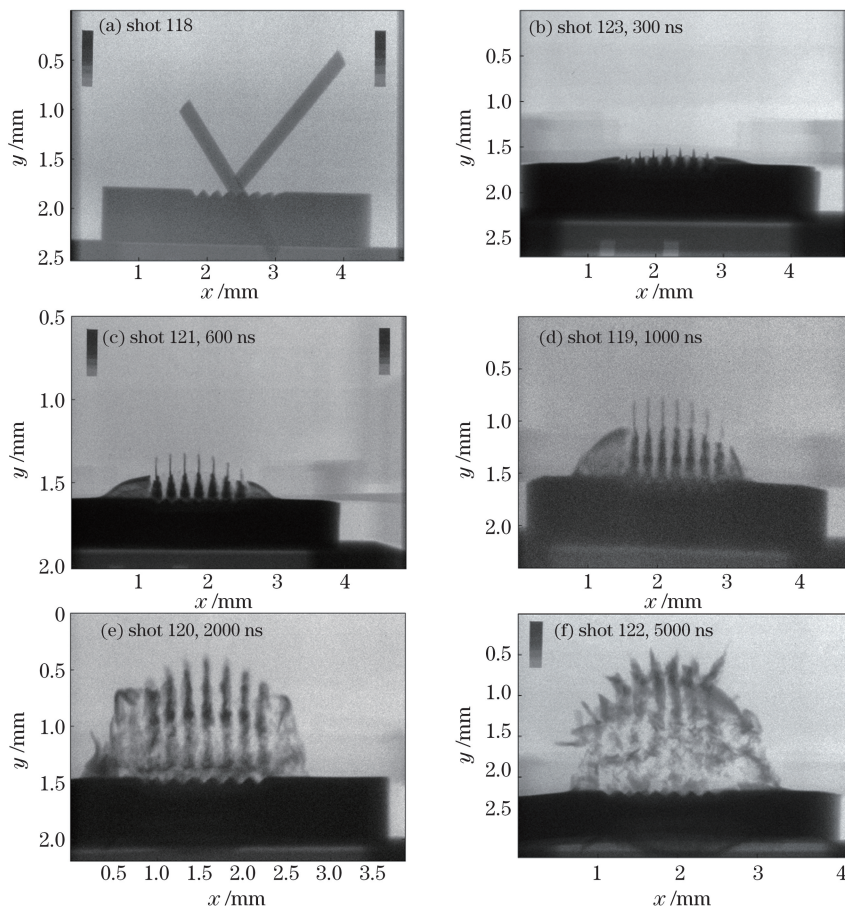


图 6 卸载熔化压强点附近的锡-泡沫界面不稳定性增长及混合背光图像。(a)静态图像;(b)照相延时 300 ns;(c)照相延时 600 ns;(d)照相延时 1000 ns;(e)照相延时 2000 ns;(f)照相延时 5000 ns

Fig. 6 Images of instability growth of interface between tin and foam around melting pressure point on release. (a) Static image; (b) photographic delay of 300 ns; (c) photographic delay of 600 ns; (d) photographic delay of 1000 ns; (e) photographic delay of 2000 ns; (f) photographic delay of 5000 ns

图 6(b)的延时为 300 ns,这时扰动增长刚进入非线性段,已经可以清晰地看到尖钉产生并往泡沫中侵入。延时达到 600 ns 时,尖钉已经发展得比较明显了。尖钉形态与冲击熔化压强下的结果有明显差别,尖钉柱由一段细长的尖钉头部和一段比较粗

壮的尖钉根部连接而成。当延时进一步增加到 2000 ns 时,尖钉头部开始变粗,与根部差距变小,呈“手指”状。此时,尖钉根部已经开始脱离初始扰动位置,两侧的自由面在泡沫的阻滞下也开始出现严重的变形。当延时达到 5000 ns 时,尖钉柱与泡

沫进一步混合挤压, 尖钉高密度头部发生弯曲和断裂, 根部已经完全脱离初始扰动界面并断裂形成碎片。从图 7 的尖钉和空泡增长曲线可以看出, 在观察时间内, 随着延迟时间的增加, 由于加载压强较低, 锡材料处于固态或固液混合态, 材料内部存在残

余强度, 尖钉和空泡增长被明显抑制、不断减速并最终断裂破碎。根据强度介质 RMI 理论<sup>[8]</sup>, 虽然强度效应会抑制界面不稳定性的发展, 但在特定状态下尖钉会持续增长, 最终断裂破碎而形成物质喷射, 该结果与本文的实验结果吻合。

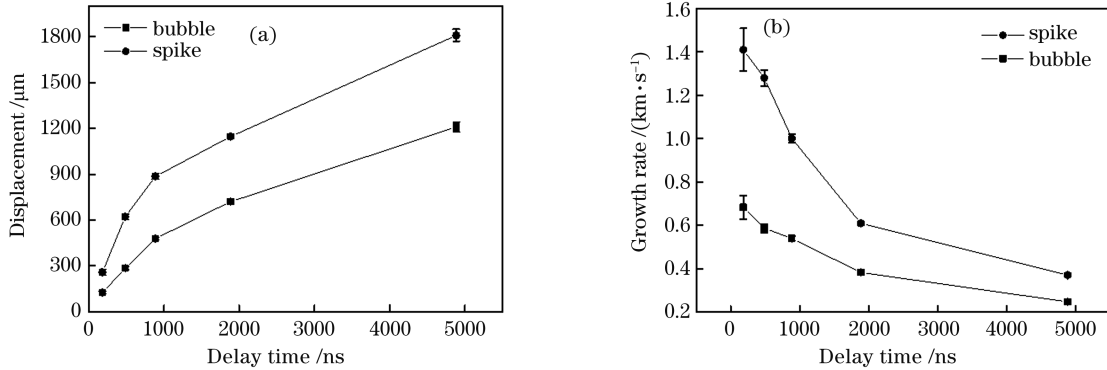


图 7 卸载熔化压强附近尖钉和空泡位移和增长率随延迟时间的变化曲线。(a) 位移; (b) 增长率

Fig. 7 Displacement and growth rate of spike and bubble varying with delay time around melting pressure point on release. (a) Displacement; (b) growth rate

### 3.2.3 锡材料的强度值估算

从前面的实验结果和分析可以看出, 不同压强下的锡-泡沫界面不稳定性增长与混合过程有明显的差别, 与加载压强密切相关。首先, 冲击熔化压强下, 锡材料完全熔化, 没有强度的抑制作用, 其界面初始扰动增长得更快; 其次, 界面混合形态有明显的差别。卸载熔化压强点附近, 尖钉头部与根部差异

明显, 有明显的分界, 头部没有出现卷曲结构。高压强下, 尖钉头部和根部没有明显的分界, 更接近真空的情况, 且后期尖钉头部出现“蘑菇头”卷曲形态, 这些都归结于锡材料残余强度对不稳定性增长的抑制和影响。根据文献[21], 对于受材料强度影响的扰动增长过程, 尖钉最大幅值与材料的强度值密切相关:

$$\eta_{\infty}^s = \eta_0 + \frac{0.29\rho_1^* \eta_0^2}{kY} = \eta_0 + \frac{0.29\rho_1^* (k\eta_0 \Delta U)^2}{kY} = \eta_0 + \frac{0.29\rho_1^* k\eta_0^2 \Delta U^2}{Y}, \quad (2)$$

式中:  $\eta_{\infty}^s$  为尖钉最大幅值;  $Y$  为材料的屈服强度。由(2)式可以得到屈服强度  $Y = \frac{0.29\rho_1^* k\eta_0^2 \Delta U^2}{\eta_{\infty}^s - \eta_0}$ 。根据图 6 的实验结果, 假设尖钉在破碎之前的位移为其最大幅值, 从图上可以直接得到  $\eta_{\infty}^s \approx 1.8 \text{ mm}$ , 另外根据  $\rho_1^* \approx 7 \text{ g/cm}^3$ ,  $\Delta U \approx 0.5 \text{ km/s}$ , 可以计算得到屈服强度  $Y \approx 8.1 \text{ MPa}$ , 与文献报道的锡材料准静态屈服强度值(14 MPa)吻合, 这证明本文的假设是合理的。

### 3.2.4 RTI 的影响

由于衰减冲击波的作用, 界面在突然加速后便开始减速, 此时加速度方向与密度梯度方向相反, 导致界面 RTI 的增长。根据 RTI 的基本理论, 粗略地评估一下 RTI 对 RMI 的影响<sup>[20]</sup>。根据图 4 和图 6, 可以获得边侧界面的平均速度, 如图 8 所示。

冲击熔化压强下, 界面加速度  $g = -2 \times 10^9 \text{ m/s}^2$ , RTI 小扰动振幅线性段的增长满足  $\eta = \eta_0 \times \exp(\sqrt{A^+ kg t})$ ,  $\Gamma = (A^+ gk)^{-1/2} = 138 \text{ ns}$ ,  $\Gamma$  表示 RTI 在线性阶段的扰动增长到初始振幅  $e$  倍的时间<sup>[20]</sup>, 远大于 RMI 线性段饱和的时间  $t_{\text{lin}}$  (45 ns)。另外, 在非线形段, Layzer 速度<sup>[20]</sup>  $u \approx 0.3 \sqrt{A^+ \lambda g} = 170 \text{ m/s} \ll u_{\text{sp}}$ ,  $u_{\text{sp}}$  为尖钉速度 ( $>2500 \text{ m/s}$ ), 因此 RTI 在线性段和非线性段对 RMI 的增长影响都比较小。类似地, 在卸载熔化压强点附近, 界面加速度  $g = -5.3 \times 10^7 \text{ m/s}^2$ ,  $\Gamma = (A^+ gk)^{-1/2} = 846 \text{ ns}$ , 远大于 RMI 线性段饱和的时间  $t_{\text{lin}}$  (104 ns)。Layzer 速度  $u \approx 0.3 \sqrt{A^+ \lambda g} = 30 \text{ m/s}$ , 也远小于尖钉速度  $u_{\text{sp}}$  ( $>370 \text{ m/s}$ )。因此, RTI 对界面不稳定性增长的贡献比较小, 可以不考虑。



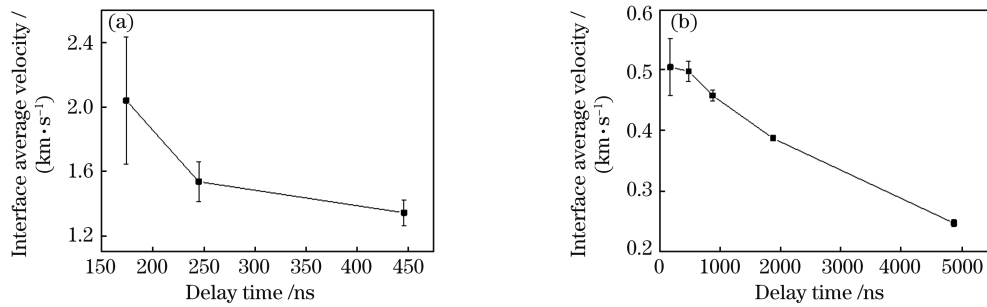


图 8 界面平均速度。(a)冲击熔化压强;(b)卸载熔化压强点附近

Fig. 8 Average velocity at interface. (a) Shocked melting pressure; (b) around melting pressure on release

## 4 结 论

在神光 II 升级装置上利用高能 X 射线背光照相技术,研究了锡材料与低密度泡沫在衰减冲击波作用下的界面不稳定性增长与混合过程。实验结果获得了冲击熔化压强与卸载熔化压强点附近不同时刻清晰的锡-泡沫界面不稳定性增长与混合过程的面密度图像。结果显示,界面不稳定性增长和界面混合形态与加载压强密切相关。冲击熔化压强下,扰动增长更快,初期形态类似真空下的结果,后期出现“蘑菇”状头部。卸载熔化压强点附近,扰动增长较慢,尖钉出现明显分段,后期未出现“蘑菇”状头部,延时达到 5  $\mu\text{s}$  时尖钉头部和根部与泡沫挤压形成了断裂破碎现象,这表明材料强度可以抑制界面不稳定性增长并影响混合形态。根据尖钉破碎前的最大幅值,估算得到了锡材料的屈服强度值,这与文献报道的准静态屈服强度值吻合。流体力学界面不稳定性增长的理论评估表明,界面减速引起的 RTI 对 RMI 的影响很小,可以忽略。所得研究结果为深入开展衰减冲击波作用下的界面混合和不稳定性增长研究提供了基础。下一步,本课题组将致力于获得泡沫的力学参数,结合数值建模计算,进一步开展相关的研究。

本文所完成的实验得到了神光 II 升级装置运行人员、激光聚变研究中心靶科学与制备部和材料科学与技术部相关同事,以及所有诊断人员的大力协助,在此表示衷心的感谢!

## 参 考 文 献

- [1] de Rességuier T, Signor L, Dragon A, et al. Experimental investigation of liquid spall in laser shock-loaded tin [J]. *Journal of Applied Physics*, 2007, 101(1): 013506.
- [2] de Rességuier T, Roland C, Prudhomme G, et al. Influence of edge conditions on material ejection from periodic grooves in laser shock-loaded tin [J]. *Journal of Applied Physics*, 2016, 119(18): 185108.
- [3] de Rességuier T, Roland C, Lescoute E, et al. Hydrodynamic simulations of microjetting from shock-loaded grooves [C]. *AIP Conference Proceedings*, 2015, 1793: 100027
- [4] de Rességuier T, Signor L, Dragon A, et al. Spallation in laser shock-loaded tin below and just above melting on release [J]. *Journal of Applied Physics*, 2007, 102(7): 073535.
- [5] de Rességuier T, Signor L, Dragon A, et al. On the dynamic fragmentation of laser shock-melted tin [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(13): 131910.
- [6] de Rességuier T, Signor L, Dragon A, et al. Dynamic fragmentation of laser shock-melted tin: experiment and modelling [J]. *International Journal of Fracture*, 2010, 163(1/2): 109-119.
- [7] Xin J T, Gu Y Q, Li P, et al. Study on metal ejection under laser shock loading [J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, 61(23): 236201.
- [8] Wang P, He A M, Shao J L, et al. Numerical and theoretical investigations of shock-induced material ejection and ejecta-gas mixing [J]. *Scientia Sinica (Physica, Mechanica & Astronomica)*, 2018, 48(9): 094608.
- [9] Buttler W T, Oró D M, Preston D L, et al. Unstable Richtmyer-Meshkov growth of solid and liquid metals in vacuum [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2012, 703: 60-84.
- [10] Dimonte G, Terrones G, Cherne F J, et al. Ejecta source model based on the nonlinear Richtmyer-Meshkov instability [J]. *Journal of Applied Physics*, 2013, 113(2): 024905.
- [11] Cherne F J, Hammerberg J E, Andrews M J, et al. 辛建婷, 谷渝秋, 李平, 等. 强激光加载下金属材料微喷回收诊断 [J]. *物理学报*, 2012, 61(23): 236201.

- On shock driven jetting of liquid from non-sinusoidal surfaces into a vacuum [J]. *Journal of Applied Physics*, 2015, 118(18): 185901.
- [12] Karkhanis V, Ramaprabhu P, Cherne F J, et al. A numerical study of bubble and spike velocities in shock-driven liquid metals [J]. *Journal of Applied Physics*, 2018, 123(2): 025902.
- [13] Xin J T, Zhao Y Q, Chu G B, et al. Experimental investigation of tin fragments mixing with gas subjected to laser driven shock [J]. *Acta Physica Sinica*, 2017, 66(18): 203-208.  
辛建婷, 赵永强, 储根柏, 等. 强激光加载下锡材料微喷颗粒与气体混合回收实验研究及颗粒度分析 [J]. *物理学报*, 2017, 66(18): 203-208.
- [14] Chu G B, Xi T, Yu M H, et al. High-energy X-ray radiography of laser shock loaded metal dynamic fragmentation using high-intensity short-pulse laser [J]. *The Review of Scientific Instruments*, 2018, 89(11): 115106.  
税敏, 于明海, 储根柏, 等. 激光加载下金属锡材料微喷颗粒与低密度泡沫混合实验研究 [J]. *物理学报*, 2019, 68(7): 076201.
- [15] He W H, Xin J T, Chu G B, et al. Investigation of fragment sizes in laser-driven shock-loaded tin with improved watershed segmentation method [J]. *Optics Express*, 2014, 22(16): 18924-18933.
- [16] He W H, Xin J T, Zhao Y Q, et al. Fragment size distribution statistics in dynamic fragmentation of laser shock-loaded tin [J]. *AIP Advances*, 2017, 7(6): 065306.
- [17] Xi T, Chu G B, Zhu B, et al. Investigation of dynamic fragmentation of laser shock-loaded tin at different phases with the integrated diagnostic techniques [J]. *AIP Advances*, 2019, 9(7): 075220.
- [18] He W H, Xi T, Shui M, et al. High-energy X-ray radiography investigation on the ejecta physics of laser shock-loaded tin [J]. *AIP Advances*, 2019, 9(8): 085002.
- [19] Shui M, Yu M H, Chu G B, et al. Observation of ejecta tin particles into polymer foam through high-energy X-ray radiography using high-intensity short-pulse laser [J]. *Acta Physica Sinica*, 2019, 68(7): 076201.
- [20] Dimonte G, Frerking C E, Schneider M, et al. Richtmyer-Meshkov instability with strong radiatively driven shocks [J]. *Physics of Plasmas*, 1996, 3(2): 614-630.
- [21] Piriz A R, López Cela J J, Tahir N A, et al. Richtmyer-Meshkov instability in elastic-plastic media [J]. *Physical Review E*, 2008, 78(5): 056401.

## Instability Growth of Tin-Foam Interface and Mixing Experiment

Shui Min<sup>1\*</sup>, Yang Xi<sup>2</sup>, Yu Minghai<sup>1</sup>, Wu Yuchi<sup>1</sup>, Zhang Tiankui<sup>1</sup>, Zhao Yongqiang<sup>1</sup>, Xi Tao<sup>1</sup>, Xin Jianting<sup>1</sup>, Yang Lei<sup>1</sup>, He Weihua<sup>1</sup>, Chu Genbai<sup>1\*\*</sup>, Gu Yuqiu<sup>2</sup>, Liu Xudong<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, Laser Fusion Research Center, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China;*

<sup>2</sup> *Laser Fusion Research Center, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China*

### Abstract

**Objective** Richtmyer-Meshkov instability arises when a shock wave encounters an interface between two materials of different densities. As instability develops through linear regime to nonlinear regime, mixing between two materials occurs and grows. The study of interface instability and mixing is relevant and of significant interest due to its promising application in many studies and engineering fields, such as phase transformations, multi-phase flow, and dynamic damage. Generally, hydrodynamic instabilities are studied under liquid conditions in which the materials have been shocked to liquid. Meanwhile, instability in solids is governed by their elastic and plastic properties (strength), and this area is attracting much interest presently due to its promising applications in investigating the constitutive properties of matter. Usually, a laser pulse ablation produces an unsupported shock in a material, and Rayleigh-Taylor instability (RTI) is induced due to the interface deceleration after the shock transit. In this study, we investigate the instability and mixing between the tin and polymer foam under unsupported shock loading via nanosecond laser ablation. The loading pressure is changed to evaluate the influence of strength on the instability growth and mixing characteristic via high-energy radiography. We hope the experimental results can improve the understanding of the issue and provide help for further studies.

**Methods** Tin and polymer foam with initial single-mode sinusoidal interface perturbation (Atwood number



$A = -0.87$ ,  $k|A|\eta_0 = 0.82$ ) are employed in this study. A nanosecond laser pulse after the continuum phase plate of 2 mm diameter is focused on the tin surface, and an unsupported shock is produced at the tin-polymer foam interface. Another picosecond laser ablates the golden wire and produces several high-energy X-ray images, which are used to diagnose the instability and mixing via side-on radiography. The radiographs are recorded by the image plate fixed on the rear side of the high-energy X-ray camera. The evolution images of interface instability and mixing are obtained by changing the radiography time related to the nanosecond laser.

**Results and Discussions** Since the Atwood number,  $A$ , is negative, the interface experiences a phase inversion at the beginning. As instability comes into a nonlinear regime, the radiographs of interface instability and mixing under different loading pressure become quite different. When the tin is shocked into liquid, the spike evolves into a mushroom tip, just like wearing a thin “hat”, which has a sharp crest and two long braids around two sides (Fig. 4). Afterward, secondary spikes emerge at the center of the original spikes due to the second shock loading within the tin. However, when the loading pressure is lower, the tin has not melted or only melted partially upon release. In this case, the growth of the spike and bubble is suppressed by the strength and the spike evolves into a different appearance (Fig. 6). The spikes consist of one thin tip and one thick root. Later, the tip becomes thicker and the it is different from the root shrinks. In the end, the mixing between the tin and polymer foam becomes acute, leading to curve and fragmentation of spike tip. Besides, the spike root has totally deviated from the initial interface and broken up into debris. Assuming that the spikes have achieved their maximum height before fragmentation, then the yield strength of tin can be determined. Moreover, the contribution of RTI is evaluated according to the interface deceleration process (Fig. 8).

**Conclusions** In this study, the interface instability and mixing between the tin and polymer foam with initial single-mode sinusoidal interface perturbation driven by unsupported shock is studied via high-energy side-on X-ray radiography for the SG-II upgraded laser facility. Radiographs of instability and mixing at different delay times are obtained at two typical loading pressures. One is at the shock melting point and the other is around the melting point upon release. When the tin is shocked into liquid, the spikes evolve into a mushroom tip. However, when the loading pressure is lower, the tin has not melted or only melted partially upon release, the growth of spike and bubble is suppressed by residual strength of the tin, and the interface evolves into another pattern. The spikes consist of one thin tip and one thick root. In the end, severe mixing between tin and polymer foam results in the curve and fragmentation of spike tip. Besides, the spike root has totally deviated from the initial interface and broken up into debris. Assuming that the spikes have achieved their maximum height before fragmentation, the yield strength of tin is determined, which is consistent with the reported value. Moreover, the contribution of RTI is evaluated due to interface deceleration and the results show that its contribution is negligible. Overall, this study improves the understanding of the interface instability and mixing driven by unsupported shock; in addition, it will serve as a useful reference for future studies.

**Key words** materials; imaging systems; X-ray imaging; interface instability; mixing; micro-ejection

**OCIS codes** 110.7440 ; 100.0118