

爆轰驱动 Cu 界面的 Richtmyer-Meshkov 扰动增长稳定性

殷建伟 潘昊 吴子辉 郝鹏程 段卓平 胡晓棉

Stability analysis of interfacial Richtmyer-Meshkov flow of explosion-driven copper interface

Yin Jian-Wei Pan Hao Wu Zi-Hui Hao Peng-Cheng Duan Zhuo-Ping Hu Xiao-Mian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 204701 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.204701

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.204701>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I20>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

爆轰驱动 Cu 界面的 Richtmyer-Meshkov 扰动增长稳定性

Stability analysis of interfacial Richtmyer-Meshkov flow of explosion-driven copper interface

物理学报.2017, 66(20): 204701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.204701>

激波汇聚效应对球形气泡演化影响的数值研究

Numerical simulation of convergence effect on shock-bubble interactions

物理学报.2017, 66(6): 064701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.064701>

开放空腔壳体入水扰动流场结构及空泡失稳特征

Experimental and numerical investigation on the flow structure and instability of water-entry cavity by a semi-closed cylinder

物理学报.2017, 66(6): 064702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.064702>

基于高速摄像实验的开放腔体圆柱壳入水空泡流动研究

An experimental study of water-entry cavitating flows of an end-closed cylindrical shell based on the high-speed imaging technology

物理学报.2016, 65(1): 014704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014704>

激波冲击 R22 重气柱所导致的射流与混合研究

The generation of jet and mixing induced by the interaction of shock wave with R22 cylinder

物理学报.2013, 62(14): 144701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.144701>

爆轰驱动Cu界面的Richtmyer-Meshkov 扰动增长稳定性*

殷建伟¹⁾²⁾³⁾ 潘昊²⁾ 吴子辉²⁾ 郝鹏程²⁾ 段卓平¹⁾ 胡晓棉^{2)†}

1)(北京理工大学机电工程学院, 北京 100081)

2)(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

3)(中国工程物理研究院研究生院, 北京 100088)

(2017年4月25日收到; 2017年5月27日收到修改稿)

研究了爆轰驱动Cu界面的扰动增长过程, 分析了不同初始条件下的扰动增长规律和主要失稳机制. 研究表明: 温度相关的熔化失稳和塑性变形相关的拉伸断裂失稳是界面扰动增长过程的主要失稳机制; 高能炸药爆轰驱动Cu材料界面时, 冲击波加载引起的温升和扰动增长阶段塑性功转换引起的温升不足以熔化Cu材料, 拉伸断裂是导致扰动增长不稳定的主要机制; 扰动增长非线性阶段尖钉的最大累积有效塑性应变与尖钉振幅之间存在定标关系, 结合熔化条件和断裂应变判据建立的尖钉振幅失稳条件可用于分析界面扰动增长的稳定性.

关键词: Richtmyer-Meshkov 流动, 扰动增长, 爆轰, 稳定性

PACS: 47.20.Ma, 62.20.-x, 62.20.mm, 83.60.La

DOI: 10.7498/aps.66.204701

1 引言

Richtmyer-Meshkov (RM) 流动不稳定性是指界面两侧物质的密度、温度等物理量存在差异时冲击波加载引起的初始扰动增长过程^[1], 其命名源自Richtmyer^[2]的理论预测及Meshkov^[3]的流体激波管实验确证. 流体介质界面的RM扰动增长受界面处冲击波的反射、透射、散射等波系变化和密度与压力梯度错位引起的涡量分布影响^[4-8], 轻重介质相互侵入形成的气泡(bubble)和尖钉(spike)结构卷曲变形最终演化为湍流混合层, 是天体物理、冲压式喷气发动机超声速燃烧和惯性约束聚变(inertial confinement fusion, ICF)中心点火^[9]等自然科学研究和工程应用关心的问题. 强度介质界面的RM扰动增长过程中, 介质抗剪刚度(shear stiffness)对涡量的输运效应使得气泡与尖

钉增长互不干扰^[10], 强度耗散抑制了扰动增长速率^[11-13], 介质性质与扰动增长之间的关联机制是材料动力学实验设计^[14-16]、武器物理内爆与微喷混合建模^[17-19]等前沿科学研究中的热点问题.

冲击波加载固体介质界面时, 界面处的初始扰动增长过程为: 1) 反相; 2) 气泡内凹与尖钉凸出; 3) 气泡与尖钉线性增长; 4) 气泡增长被抑制; 5) 尖钉非线性增长被抑制或发展成为射流与微喷(ejecta). 近十余年来, 强度介质界面的RM扰动增长规律研究取得了较大进展: Piriz等^[12]理论研究了半无限厚度弹塑性介质界面的RM扰动增长问题, 建立了扰动增长被强度抑制的线性模型; Dimonte等^[14]在爆轰驱动Cu材料界面的数值模拟与实验研究中发现初始振幅与波长之比较小时材料强度能够抑制扰动增长, 振幅与波长之比增大后增长由线性向非线性过渡, 非线性增长阶段尖钉可能发展成为射流, 是微喷颗粒的主要来源; Buttler

* 国家自然科学基金(批准号: 11602029)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hu_xiaomian@iapcm.ac.cn

等 [15]、陈永涛等 [20] 开展的 Sn 材料平面爆轰实验和 Rousculp 等 [21] 开展的收缩几何内爆实验中, 不同初始振幅与波长之比时扰动增长均不稳定; Dimonte 等 [17] 和 Buttler 等 [18] 在冲击波驱动的平面问题中将表面缺陷的早期演化过程视为 RM 不稳定性增长过程, 建立了描述喷射面密度和喷射速率与扰动增长状态关联的微喷射源 (ejecta source) 模型. 尽管已初步应用于材料动力学实验设计和微喷射物理建模研究, 强度介质界面的 RM 扰动增长规律研究仍有诸多待解决的问题, 如在目前的理论与数值模拟框架内未考虑材料的拉伸断裂、熔化相变等复杂物理现象, 缺乏扰动增长是否失稳的物理判据, 导致对扰动非线性增长转变为射流与微喷射的机理认识不足, 影响了武器物理内爆与微喷射混合建模的精确性.

本文在前期工作基础上 [13], 从理论和数值模拟两方面分析强度介质界面的 RM 扰动增长过程, 建立扰动非线性增长阶段振幅与材料温升和有效塑性应变的定标关系, 结合简单的拉伸断裂应变判据和熔化条件分析 Cu 材料界面的扰动非线性增长失稳条件.

2 爆轰驱动的 Cu 材料界面扰动增长问题数值模拟

2.1 爆轰驱动的物质界面扰动增长问题

考虑图 1 所示炸药爆轰驱动 Cu 材料界面的平面扰动增长问题 [13,15], 炸药平面透镜沿 x 方向引爆 12 mm 厚的高能炸药 PBX 9501, 爆轰产物驱动 6mm 厚的固体介质运动, 36 GPa 压力的冲击波沿 $+x$ 方向加载扰动自由面, 自由面的位置为 $x = 0$, Atwood 数 $A = -1$, 介质初始密度 ρ_0 . 假设初始扰动为正弦扰动,

$$x = \xi_0 \sin(ky), \quad (1)$$

其中 ξ_0 为初始振幅, $k = 2\pi/\lambda_0$ 为扰动波数, λ_0 为初始波长. 图 1 中的平面扰动为二维扰动, 在垂直于 xoy 平面的方向上扰动的波长和振幅均不变, 这种二维平面扰动易于机械加工, 在实验设计与实施方面简单易行, 足以用于分析扰动的增长规律和稳定性条件.

采用二维拉格朗日流体动力学程序 AFE2D 模拟界面扰动增长过程. AFE2D 程序是具备多介质多物理相互作用处理能力的动力学分析计算程序,

控制方程组为拉氏单元的质量、动量和能量守恒方程, 时间推进方式为显式积分 [22], 计算过程中将材料应力张量的球量和偏量部分区分处理, 其中球量部分以物质状态方程的形式求解压力, 偏量部分以材料的本构模型形式求解偏应力张量 [23], 程序中集成了多种类型的物质状态方程、材料动力学本构模型和高能炸药爆轰模型, 目前广泛应用于求解瞬变系统的有限应变、大变形和冲击动力学问题 [13].

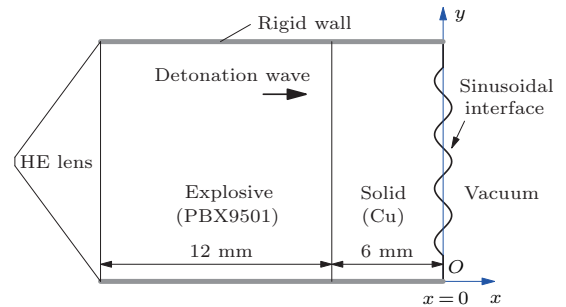


图 1 爆轰加载强度介质/真空界面问题示意图

Fig. 1. Illustration of the strength media/vacuum interfacial growth problem under explosion driven.

在界面扰动增长问题模拟中, 以时间起爆方式近似平面透镜对 PBX 9501 炸药的引爆过程, 爆轰产物状态方程为 Jones-Wilkins-Lee (JWL) 类型状态方程,

$$P = A \left(1 - \frac{\omega}{R_1 V} \right) e^{-R_1 V} + B \left(1 - \frac{\omega}{R_2 V} \right) e^{-R_2 V} + \frac{\omega E}{V}, \quad (2)$$

其中 $R_1 = 5.9$, $R_2 = 2.1$, $\omega = 0.45$ 是 JWL 状态方程的参数, $A = 1557.5$ GPa 和 $B = 67.5$ GPa 是 JWL 状态方程的系数, 该系数由炸药的初始密度 $\rho_0 = 1.833\text{g/cm}^3$, CJ 爆速 $D_{CJ} = 8.8$ km/s 和 CJ 爆压 $P_{CJ} = 34.9$ GPa 理论计算得到 [24]. 固体介质 Cu 的状态方程为宽区物态方程 (wide regime equation of state, WEOS) [25],

$$P(\rho, T) = P_c(\rho) + P_n(\rho, T) + P_e(\rho, T), \quad (3)$$

其中 P_c, P_n 和 P_e 分别表示冷压、晶格或原子 (离子) 热压和电子热压, 具体的计算公式非常复杂, 模型参数较多, 可参考文献 [25]. Cu 材料的本构模型为弹性理想塑性模型, 计算过程中材料的剪切模量 G 和屈服强度 Y 保持不变, 塑性屈服准则为 von Mises 屈服准则,

$$\begin{cases} \mathbf{S}_{ij} \mathbf{S}_{ij} = \frac{2}{3} Y^2, & \text{Plastic,} \\ \mathbf{S}_{ij} \mathbf{S}_{ij} < \frac{2}{3} Y^2, & \text{Elastic,} \end{cases} \quad (4)$$

其中 S_{ij} 是偏应力张量, 与压力 P 共同构成了材料的应力张量 $\sigma_{ij} = -P\delta_{ij} + S_{ij}$, δ_{ij} 为 Kronecker 算符, 下标采用 Einstein 求和约定.

2.2 数值模拟程序和参数的适应性分析

首先分析采用的计算程序、模型和参数在界面扰动增长问题中的适应性. 以爆轰驱动 Cu 材料界面的 Cu-pRad0426 实验为模拟对象^[15], 平面扰动的初始波长 $\lambda_0 = 550 \mu\text{m}$, 初始振幅 $\xi_0 = 11, 31, 66$ 和 $131 \mu\text{m}$, 则初始扰动的 $k\xi_0 = 0.12, 0.35, 0.75, 1.5$, 计算采用的网格尺寸在 x 和 y 方向上均为 $10 \mu\text{m}$, 单个波长范围内的网格数达到 55 个, 总计算网格数约 40 万.

以冲击波到达扰动自由面的平均位置 ($x = 0$

平面) 为时间零点, $3.7 \mu\text{s}$ 后 $k\xi_0 = 0.12, 0.35$ 的初始扰动增长至稳定振幅 $\xi_{\text{sp}}^{\text{max}} = \max(x_{\text{spike}} - x_{\text{flat}})$ 后被抑制, 其中 x_{spike} 是扰动面上尖钉在 x 方向的位置, x_{flat} 是无扰动平面在 x 方向的位置, 稳定振幅的计算与实验测量结果比较见表 1, $k\xi_0 = 0.75, 1.50$ 时初始扰动增长未能被完全抑制, 尖钉持续增长形成局部射流. Buttler 等^[15] 利用激光多普勒测速技术 (laser doppler velocimetry, LDV) 测得的尖钉最大增长速率 $v_{\text{sp}}^{\text{max}} = \max(\dot{x}_{\text{spike}} - \dot{x}_{\text{flat}})$ 见表 1, 其中 \dot{x}_{spike} 是扰动面上尖钉部位在冲击波传播方向 ($+x$ 方向) 的运动速度分量, \dot{x}_{flat} 是无扰动平面在 $+x$ 方向的运动速度分量. 表 1 中振幅与增长速率的计算与实验结果一致, 表明本文采用的数值模拟程序、模型和参数可用于分析冲击波加载的固体介质界面扰动增长问题.

表 1 爆轰驱动 Cu 介质的界面扰动增长问题模拟与实验结果比较

Table 1. Comparison of the numerical and experimental results of the interfacial growth in Cu material driven by explosion.

$k\xi_0$	$\xi_0/\mu\text{m}$	$\xi_{\text{sp}}^{\text{max}}/\mu\text{m}$		$v_{\text{sp}}^{\text{max}}/\text{cm}\cdot\mu\text{s}^{-1}$	
		实验	计算	实验	计算
0.12	11	7±4	10.55	0.017	0.0168
0.35	31	160	155.3	0.057	0.0575
0.75	66	—	—	0.130	0.1392
1.50	131	—	—	0.189	0.1893

2.3 Cu 材料界面的扰动增长过程数值模拟

图 1 所示的界面扰动增长问题中, 令初始扰动波长 $\lambda_0 = 450\text{--}600 \mu\text{m}$, 振幅 $\xi_0 = 16\text{--}40 \mu\text{m}$, 则 $k\xi_0 = 0.16\text{--}0.56$. 图 2 为 $k\xi_0 = 0.35, Y = 0.47 \text{ GPa}$ 的初始扰动在初始时刻、扰动“抹平”时刻^[26,27]、界面反相 (phase inversion) 和扰动增长被抑制时刻的界面形状对比, 其中扰动抹平时刻是指初始波峰和波谷位置的振幅由 $\pm\xi_0$ 变为 0 的时刻, 此时界面几乎无扰动. 扰动面上初始波谷位置最先被冲击波加载, 波峰位置最后被加载, 不同位置速度起跳的时序差异导致初始波谷位置凸出界面形成尖钉 (spike), 初始波峰位置凹入界面形成气泡 (bubble), 扰动相位反转, 如图 2 所示.

在前期工作中^[13] 以尖钉的振幅和增长速率为特征变量, 结合冲击波物理分析建立了无量纲形式的线性增长模型,

$$F_G = \frac{k\xi_{\text{sp}}^{\text{max}}}{k\xi_0} = 4C_F\eta P \frac{k\xi_0}{Y}, \quad (5)$$

F_G 为尖钉振幅增长因子, $\xi_{\text{sp}}^{\text{max}}$ 是尖钉增长的稳定振幅, 线性系数 $C_F = 0.3$, P 为冲击波压力, $\eta = 1 - \rho_0/\rho$ 是冲击波前后介质的压缩率, ρ 为介质波后密度, Y 为强度. 图 3 为 $k\xi_0 = 0.16\text{--}0.56, Y = 0.37, 0.47$ 和 0.57 GPa 时 F_G 的模拟结果随参数组合 $k\xi_0/Y$ 的分布. 可见在 $k\xi_0/Y < 0.7 \text{ GPa}^{-1}$ 时, 扰动线性增长, 被强度抑制后尖钉的振幅增长因子可由 (5) 式描述, $k\xi_0/Y > 0.7 \text{ GPa}^{-1}$ 时扰动非线性增长, 增长模型有待进一步研究.

图 3 中扰动增长由线性转换为非线性的位置约为 $k\xi_0/Y \approx 0.7 \text{ GPa}^{-1}$, 初步认为该位置表示了材料强度耗散界面扰动增长能量的某种临界状态. 实际上, 在 Richtmyer^[2,26] 的冲击模型 (impulsive model) 中, 经典的扰动线性增长速率为 $\dot{\xi}_{\text{classic}} = k\xi_0 A\Delta V$, 其中 ΔV 是冲击波加载后界面获得的速度增量, 因此 $k\xi_0 = \dot{\xi}_{\text{classic}}/(A\Delta V)$ 表示了冲击波加载后界面扰动线性增长时介质的速度扰动分布. 不同位置的速度分布及其动力学演化的

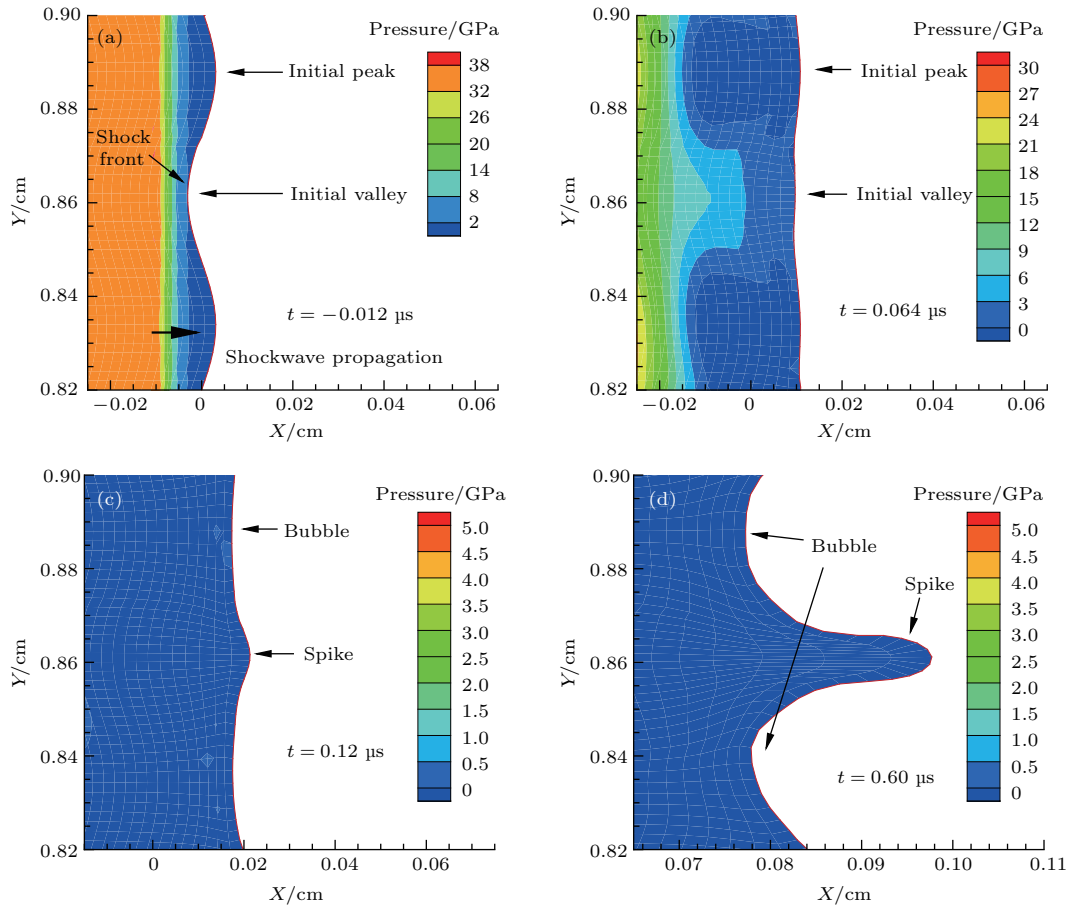


图2 (网刊彩色) (a) 冲击波加载波谷时刻、(b) 扰动抹平时刻、(c) 界面反相和 (d) 扰动增长被抑制时刻的 Cu 材料界面
 Fig. 2. (color online) Plots of the Cu/vacuum interface at (a) the bottom position shocked state, (b) perturbation freeze-out state, (c) phase inversion state, and (d) growth saturated state.

差异导致了扰动的增长与被抑制，当尖钉、气泡和无扰动平面区域的速度分布趋于一致时，它们之间的相对距离保持不变，扰动增长被抑制，而速度分布存在差异时不同位置的相对距离持续变化，扰动始终处于增长状态。Mikaelian^[27]认为 $k\xi_0 \ll 1$ 时 Richtmyer 的经典解是适用的，而 $k\xi_0$ 逐渐增大时非线性效应逐渐凸显，据此本文认为在 $k\xi_0$ 的参数空间中应存在线性模型的适用范围。考虑材料强度的抑制作用后， $k\xi_0/Y$ 表征了强度耗散机制 (5) 式在扰动线性增长时的适用范围，图 3 中线性向非线性转换的位置代表了 Cu 材料的强度耗散效应在界面扰动线性增长的适用上限阈值为 0.7 GPa^{-1} 。前期的数值模拟研究^[13]认为线性阈值约为 0.8 GPa^{-1} ，这是根据尖钉振幅与增长速率平方的计算结果无量纲化分析得到的，而本文的线性阈值 0.7 GPa^{-1} 通过直接比较尖钉增长因子的计算结果和线性模型的预测分析得到，相比前期的研究结果应更精确。关于 $k\xi_0/Y$ 的物理意义及其在

线性与非线性转换时的阈值精确量化还需开展进一步的理论研究。

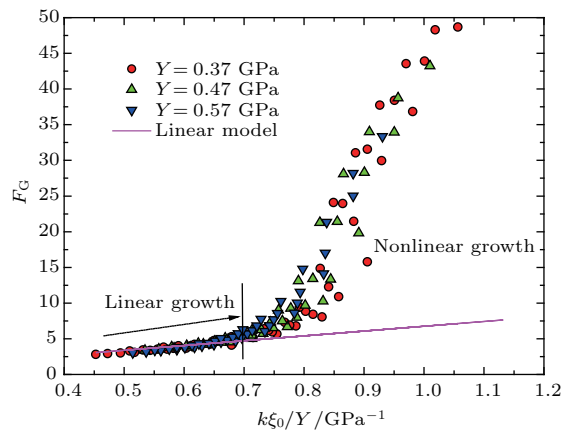


图3 (网刊彩色) 尖钉振幅的增长因子 F_G 模拟结果随初始扰动 $k\xi_0$ 与强度 Y 之比分布
 Fig. 3. (color online) Distributions of the calculated growth factor of spikes with the ratio of varied initial perturbation configuration $k\xi_0$ and strength of materials Y .

3 界面扰动增长过程的稳定性分析

3.1 界面扰动增长的失稳机制

冲击波加载时强度介质界面的扰动增长失稳机制主要有两类.

1) 温度相关的失稳机制: 对于低熔点介质如 Sn, Ce 等材料, 冲击波加载及卸载过程中介质温升导致熔化相变, 界面附近的物质全部或部分熔化, 强度对扰动增长的致稳作用可忽略, 稀疏波拉伸介质内部的微小空穴使其增长、汇聚并在介质表面附近形成较大的断裂面, 如爆轰加载 Sn 材料实验中表面喷射形成的雾状颗粒物分布 [28,29].

2) 拉伸断裂相关的失稳机制: 对于高熔点介质如 Cu, Ta 等材料, 冲击波加载过程中介质的温升不明显, 扰动增长时尖钉部位持续塑性变形, 由塑性功转换引起的温升不足以熔化介质, 材料应变在达到拉伸应变极限前介质保持为连续体, 扰动非线性增长导致尖钉的形状由正弦波动演化为圆柱状射流, 若介质变形满足拉伸断裂的判断条件, 尖钉射流中变形最剧烈的部位将发生颈缩断裂, 尖钉头部脱离样品主体形成喷射颗粒, 如爆轰加载 Cu 材料实验中扰动增长失稳形成的射流尖端 [15].

3.2 基于温度失稳机制的稳定性分析

本文所考虑的爆轰加载 Cu 材料界面问题中, 介质的温升来源主要有两部分, 一是冲击波压缩引起的温升, 二是扰动增长塑性变形过程中塑性功转化为晶格内能导致的温升.

分析冲击波压缩引起的温升, 图 1 中 36 GPa 压力的冲击波加载 Cu 材料, 由冲击波物理和 Cu 的 Hugoniot 数据 [30,31] 可知波后密度为 $\rho = 10.55 \text{ g/cm}^3$, 波后粒子速度 $v = 1.575 \text{ km/s}$, 由材料的冲击绝热线和基本热力学关系计算得到介质的温升约 $\Delta T_s = 255 \text{ K}$ (初始温度 $T_0 = 300 \text{ K}$) [32], 如图 4 所示, 因此在冲击波加载过程中, Cu 材料保持为固态物相, 屈服强度对后续的扰动增长有致稳作用.

冲击波在物质界面反射后形成向介质内部传播的稀疏波, 界面上材料的力学状态由压缩转变为反向的拉伸屈服状态, 扰动的进一步增长过程实质上是介质的塑性变形过程, 塑性功累积导致材料的晶格内能增加, 温度升高, 因此在界面扰动发展过

程中需考虑塑性功引起的材料温升效应. 单位初始体积的比塑性功近似为 $w_p \approx Y \bar{\epsilon}_p$, 其中 $\bar{\epsilon}_p$ 是材料的有效塑性应变,

$$\bar{\epsilon}_p = \int \sqrt{\frac{2}{3} \dot{\epsilon}_{ij}^p \dot{\epsilon}_{ij}^p} dt, \quad (6)$$

$\dot{\epsilon}_{ij}^p$ 是塑性应变率, 则材料的塑性功为 $W_p = w_p / \rho_0$. 一般认为塑性功向晶格内能的转换效率在 0.9—1.0 之间 [33], 本文假设塑性功全部转化为晶格内能, 则塑性功转换引起的温升为

$$\Delta T_p = \frac{W_p}{c_p} = \frac{Y \bar{\epsilon}_p}{\rho_0 c_p}, \quad (7)$$

其中 c_p 是晶格比热容, 对于 Cu 材料 $c_p = 0.383 \times 10^{-5} \text{ Mbar}\cdot\text{cm}^3 / (\text{g}\cdot\text{K})$ ($1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$).

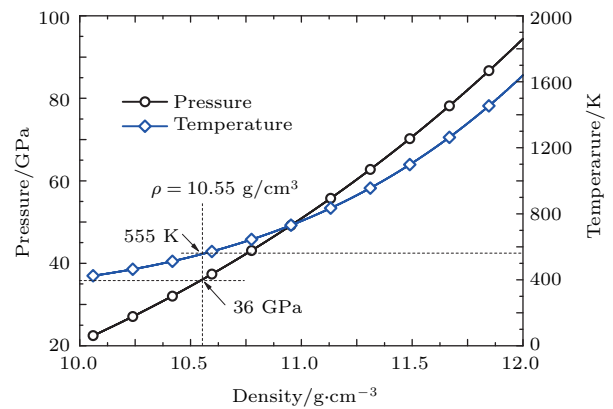


图 4 铜材料 (OFHC) 的冲击 Hugoniot 数据曲线

Fig. 4. Shock-Hugoniot data curves of OFHC material.

选择图 3 中初始扰动 $k\xi_0$ 分别为 0.335, 0.383 和 0.423 的情况, 材料强度 $Y = 0.47 \text{ GPa}$, 参数组合 $k\xi_0/Y$ 分别为 0.71, 0.81, 0.90 GPa^{-1} , 对应于扰动增长线性段、线性与非线性过渡段和非线性段. 3.7 μs 后扰动界面上的无扰动平面运动至 $x = 0.418 \text{ cm}$ 位置, 尖钉内部的累积有效塑性应变分布如图 5 所示, 可见样品内部的力学状态基本不受表面扰动的影响, 扰动增长引起的塑性变形仅局限于表面附近, 各扰动的最大累积有效塑性应变 $\max(\bar{\epsilon}_p)$ 及相应的塑性功温升 ΔT_p 见表 2.

冲击波加载物质界面的扰动增长过程包括了冲击波对介质的压缩和扰动界面的增长过程, 相应的材料温升包括冲击波压缩引起的温升 ΔT_s 和扰动增长过程中塑性功转换引起的温升 ΔT_p . 由前述分析可知, 材料温升为 $\Delta T = \Delta T_s + \Delta T_p \approx 477\text{—}720 \text{ K}$, 初始温度 $T_0 = 300 \text{ K}$ 时材料的最高温度约 1020 K. Cu 材料在常压下的熔化温度为 1790 K [34], 因此在扰动增长过程中界面附近的 Cu

材料不会发生熔化, 材料始终保持固态物相, 熔化导致的界面失稳不是导致 Cu 材料界面扰动增长不稳定的主要机制.

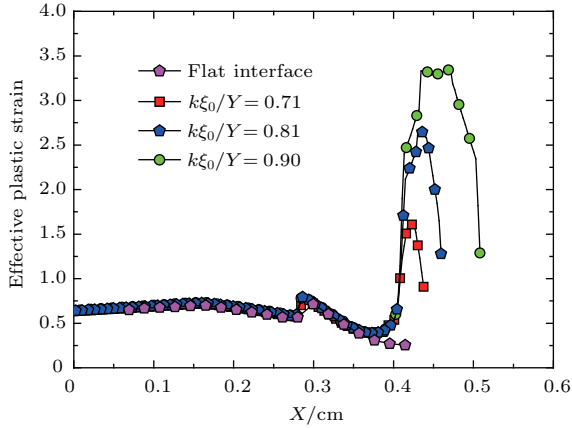


图5 (网刊彩色) 尖钉内部的累积有效塑性应变分布
Fig. 5. (color online) Distributions of the cumulated effective plastic strains inside the spikes.

表2 尖钉内部材料的物理状态

Table 2. Physical states of the materials inside the spikes.

初始扰动 $k\xi_0$	$\frac{k\xi_0}{Y} / \text{GPa}^{-1}$	$\max(\bar{\varepsilon}_p)$	$\Delta T_p / \text{K}$
0.335	0.71	1.61	221.99
0.383	0.81	2.65	365.39
0.423	0.90	3.37	464.66

3.3 基于拉伸断裂失稳机制的稳定性分析

界面扰动的非线性增长过程中, 以累积有效塑性应变作为尖钉塑性变形的物理度量, 统计不同 $k\xi_0$ 和强度 Y 时尖钉内部的最大累积有效塑性应变, 其随尖钉极值振幅 $k\xi_{sp}^{\max}$ 的分布如图 6 所示, 图中的数据分布采用对数坐标描述. 图 6 中存在一段明显的线性区, 拟合结果为

$$\lg(\max(\bar{\varepsilon}_p)) = 0.03364 + 0.65425 \lg(k\xi_{sp}^{\max}), \quad (8)$$

进一步改写为

$$\max(\bar{\varepsilon}_p) = 1.08 (k\xi_{sp}^{\max})^{0.65425}. \quad (9)$$

图 6 中 $\lg(k\xi_{sp}^{\max}) > 0.85$ 时, 实际上此时对应的尖钉振幅 $k\xi_{sp}^{\max} > 7$, 在图 1 中对应于 $F_G > 20$ 的区域, 在此区域内尖钉极度拉伸变形, 局部的最大拉应力或拉伸应变超过了材料的断裂阈值, 材料可能被拉伸断裂.

材料的动态拉伸断裂行为非常复杂, 目前尚缺乏统一的物理判据. 本文采用最简单的最大塑性应变瞬间断裂模型分析扰动增长过程中的拉伸断裂条件, 当累积有效塑性应变达到断裂塑性应变阈值

时, $\bar{\varepsilon}_p \geq \bar{\varepsilon}_p^f$, 材料瞬间断裂. 取 Cu 材料的断裂塑性应变阈值为 $\bar{\varepsilon}_p^f = 2.8$ [35], 则振幅断裂条件为

$$k\xi_{sp}^{\max} \geq \left(\frac{\bar{\varepsilon}_p^f}{1.08} \right)^{1/0.65425} = 4.29. \quad (10)$$

当尖钉的振幅超过 4.29 时, 扰动增长将导致尖钉内部拉伸断裂, 界面失稳. 以表 1 中的三个初始扰动为例分析该断裂条件, 其中 $k\xi_0/Y = 0.90 \text{ GPa}^{-1}$ 时, 最大累积有效塑性应变超过了断裂应变阈值, 材料被拉伸断裂, 扰动界面在 $3.7 \mu\text{s}$ 时刻的图像如图 7 所示, 界面失稳; $k\xi_0/Y = 0.71, 0.81 \text{ GPa}^{-1}$ 时, 最大累积有效塑性应变未满足断裂条件, 材料未发生断裂, 扰动增长稳定. 由尖钉增长速度的剖面对比可知, $k\xi_0/Y = 0.71, 0.81 \text{ GPa}^{-1}$ 时尖钉的增长速度在强度抑制作用下衰减为零, 尖钉与无扰动平面的相对距离不再增加, 界面扰动增长是稳定的, $k\xi_0/Y = 0.90 \text{ GPa}^{-1}$ 时尖钉增长速度不为零, 尖钉与无扰动平面之间的相对距离持续增加, 扰动增长不稳定.

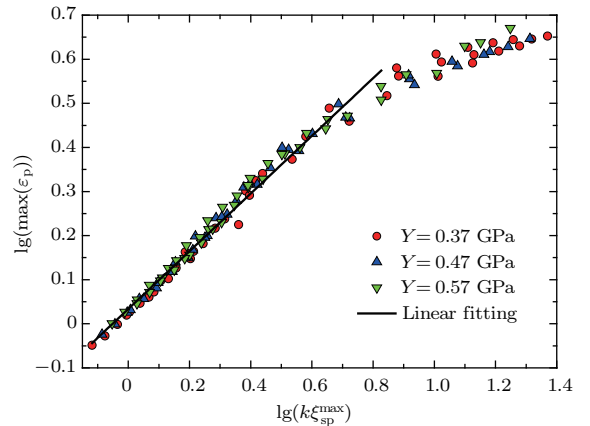


图6 (网刊彩色) 尖钉内部最大累积有效塑性应变随振幅极大值的分布

Fig. 6. (color online) Plots of the maximum cumulated effective plastic strain versus the scaled maximum amplitude of spikes, axial values both in denary logarithm forms.

3.4 扰动增长失稳的判断条件

由上述研究可知, 界面扰动增长过程中材料发生熔化的条件为

$$T_0 + \Delta T_s + \Delta T_p \geq T_m^0. \quad (11)$$

考虑塑性功转换导致温升最高的区域, $\Delta T_p = Y \max(\bar{\varepsilon}_p) / \rho_0 c_p$, 相应的最大累积有效塑性应变条件为

$$\max(\bar{\varepsilon}_p) \geq \frac{\rho_0 c_p}{Y} (T_m^0 - T_0 - \Delta T_s). \quad (12)$$

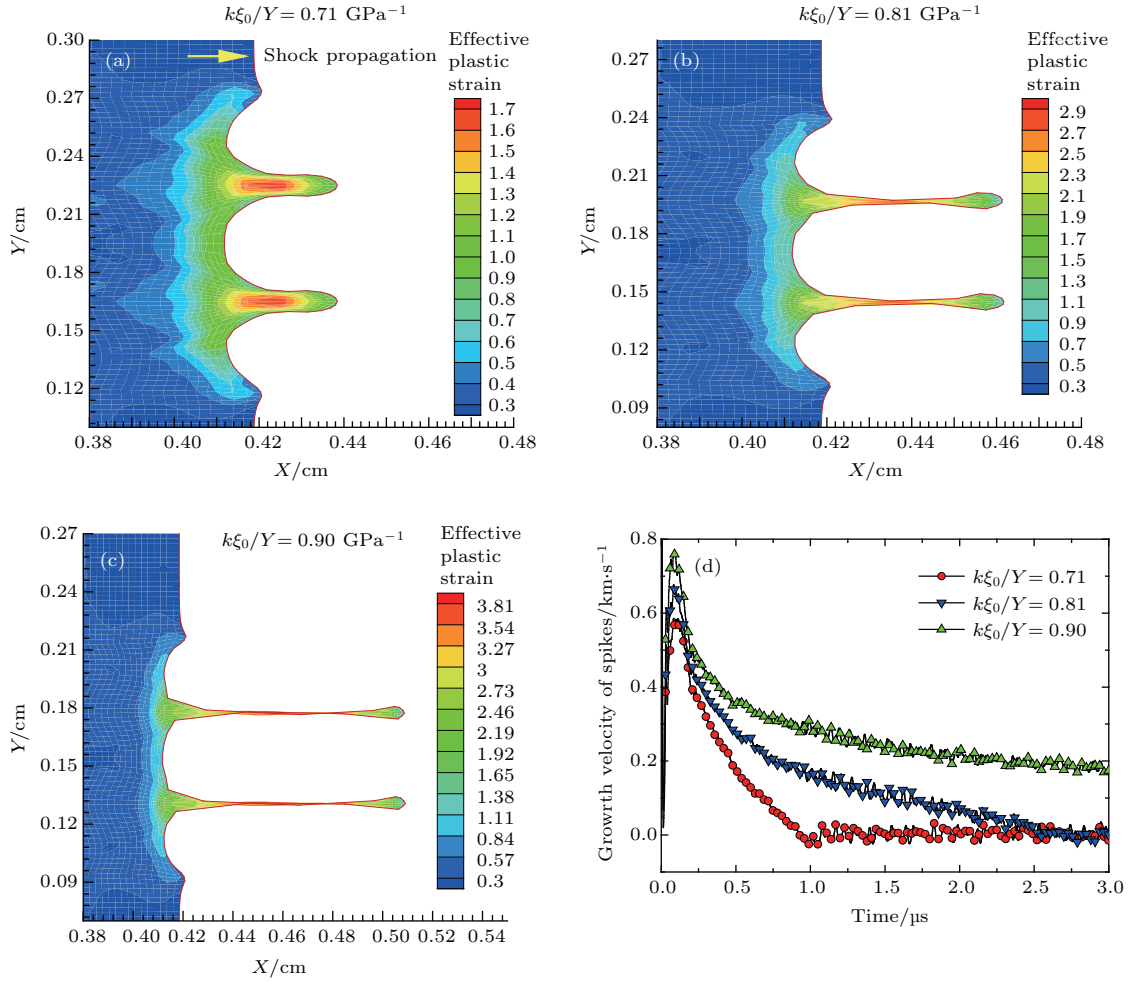


图7 (网刊彩色) 不同 $k\xi_0/Y$ 时扰动界面的形状与尖钉增长速度剖面对比

Fig. 7. (color online) Plots of the interfacial growth and velocity profiles of spikes with varied $k\xi_0/Y$.

采用最大塑性应变瞬间断裂模型时, 材料发生拉伸断裂的条件为

$$\max(\bar{\varepsilon}_p) \geq \bar{\varepsilon}_p^f. \quad (13)$$

综合考虑熔化和拉伸断裂失稳机制的联合作用可得扰动增长的失稳条件为

$$\max(\bar{\varepsilon}_p) \geq \min\left(\frac{\rho_0 c_p}{Y} (T_m^0 - T_0 - \Delta T_s), \bar{\varepsilon}_p^f\right), \quad (14)$$

代入最大累积有效塑性应变与尖钉极值振幅的定标关系(9)式可得尖钉振幅的失稳条件,

$$1.08 (k\xi_{sp}^{\max})^{0.65425} \geq \min\left(\frac{\rho_0 c_p}{Y} (T_m^0 - T_0 - \Delta T_s), \bar{\varepsilon}_p^f\right), \quad (15)$$

上式意味着只要尖钉的振幅增长超过了熔化失稳条件和拉伸断裂失稳条件之中的任意一项, 扰动增长都是不稳定的. 在本文研究的Cu材料界面扰动增长问题中, 材料的熔点较高, 不易发生熔化失稳,

拉伸断裂是主要的界面失稳机制. 对于熔点较低的材料如锡(Sn)和铈(Ce)等, 在冲击波加载过程中材料会发生全部或部分熔化, 熔化的失稳条件相比拉伸断裂条件更易满足, 是主要的界面失稳机制.

对于某些低熔点和易变形的材料, 温度失稳和拉伸断裂失稳存在相互耦合的可能性, 温度的升高可能会导致材料的断裂阈值发生变化, 或者材料大变形后熔点发生显著的变化, 这类材料的失稳条件需要结合具体的材料模型进行分析. 对于常见的金属材料, 如铜、铝和不锈钢等, (15)式足以描述尖钉振幅的失稳条件. 此外, 本文研究中采用的塑性应变瞬间断裂模型是非常简单的模型, 无法描述材料的动态断裂行为, 实际物理过程中材料的拉伸断裂与初始缺陷分布、变形过程中的高应变区分布和应力状态有关, 还与材料的热力学状态密切相关, 下一步将研究基于微观孔洞成核与生长模型的动态拉伸断裂机制^[36]的扰动增长稳定性条件.

4 结 论

研究了爆轰驱动Cu界面的扰动增长过程, 分析结果表明初始扰动的 $k\xi_0/Y$ 不同时, 界面的扰动增长规律由线性、线性与非线性过渡和非线性等3个阶段组成, 线性阶段扰动增长是稳定的, 扰动增长在线性与非线性过渡和非线性阶段的失稳机制包括熔化失稳和拉伸断裂失稳, 爆轰驱动Cu材料问题的界面失稳机制主要是拉伸断裂失稳, 扰动增长非线性阶段尖钉内部的最大累积有效塑性应变与尖钉振幅存在定标关系, 考虑简单的塑性应变瞬间断裂模型时, 尖钉振幅 $k\xi_{SP}^{\max}$ 超过4.29后扰动增长不稳定.

参考文献

- [1] Brouillette M 2002 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **34** 445
- [2] Richtmyer R D 1960 *Commun. Pure Appl. Math.* **13** 297
- [3] Meshkov E E 1969 *Soviet. Fluid Dyn.* **4** 151
- [4] Rajan D, Oakley J, Bonazza 2011 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **43** 117
- [5] Luo X S, Guan B, Zhai Z G, Si T 2016 *Phys. Rev. E* **93** 023110
- [6] Jacobs J W 1993 *Phys. Fluids A* **5** 2239
- [7] Luo X S, Zhai Z G, Si T, Yang J M 2014 *Adv. Mech.* **44** 201407 (in Chinese) [罗喜胜, 翟志刚, 司廷, 杨基明 2014 力学进展 **44** 201407]
- [8] Zou L Y, Liu J H, Liao S F, Zheng X X, Zhai Z Z, Luo X S 2017 *Phys. Rev. E* **95** 013107
- [9] Lindl J D, Landen O, Edwards J, Moses E, NIC Team 2014 *Phys. Plasmas* **21** 020501
- [10] Plohr J N, Plohr B J 2005 *J. Fluid Mech.* **537** 55
- [11] Mikaelian K O 2013 *Phys. Rev. E* **87** 031003
- [12] Piriz A R, Lopez Cela J J, Tahir N A, Hoffmann D H H 2008 *Phys. Rev. E* **78** 056401
- [13] Yin J W, Pan H, Wu Z H, Hao P C, Hu X M 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 074701 (in Chinese) [殷建伟, 潘昊, 吴子辉, 郝鹏程, 胡晓棉 2017 物理学报 **66** 074701]
- [14] Dimonte G, Terrones G, Cheren F J, Germann T C, Dunpont V, Kadau K, Buttler W T, Oro D M, Morris C, Preston D L 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 264502
- [15] Buttler W T, Oró D M, Preston D L, Mikaelian K O, Cherne F J, Hixson R S, Mariam F G, Morris C, Stone J B, Terrones G, Tupa D 2012 *J. Fluid Mech.* **703** 60
- [16] Jensen B J, Cheren F J, Prime M B, Fezzaa K, Iverson A J, Carlson C A, Yeager J D, Ramos K J, Hooks D E, Cooley J C, Dimonte G 2015 *J. Appl. Phys.* **118** 195903
- [17] Dimonte G, Terrones G, Cherne F J, Ramaprabhu P 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 024905
- [18] Buttler W T, Oró D M, Olsen R T, Cheren F J, Hammerberg J E, Hixson R S, Monfared S K, Pack C L, Rigg P A, Stone J B, Terrones G 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 103519
- [19] Karkhanis V, Ramaprabhu P, Buttler W T, Hammerberg J E, Cherne F J, Andrews M J 2017 *J. Dynamic Behavior Mater.* **3** 265
- [20] Chen Y T, Hong R K, Chen H Y, Ren G W 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 026201 (in Chinese) [陈永涛, 洪仁楷, 陈浩玉, 任国武 2016 物理学报 **65** 026201]
- [21] Rousculp C L, Oró D M, Griego J R, Turchi P J, Reinovsky R E, Bradley J T III, Cheng B L, Freeman M S, Patten A R 2016 Los Alamos National Laboratory Report No. LA-UR-16-21901
- [22] Benson D J 1992 *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* **99** 235
- [23] Wilkins M L 1999 *Computer Simulation of Dynamic Phenomena* (Berlin Heidelberg: Springer-Verlag)
- [24] Sun Z F, Xu H, Li Q Z, Zhang C Y 2010 *Chin. J. High Pressure Phys.* **24** 55 (in Chinese) [孙占峰, 徐辉, 李庆忠, 张崇玉 2010 高压物理学报 **24** 55]
- [25] Liu H F, Song H F, Zhang Q L, Zhang G M, Zhao Y H 2016 *Matter Radiat. Extrem.* **1** 123
- [26] Wouchuk J G, Sano T 2015 *Phys. Rev. E* **91** 023005
- [27] Mikaelian K O 1994 *Phys. Fluids* **6** 356
- [28] Monfared S K, Oró D M, Hammerberg J E, LaLone B M, Park C L, Schauer M M, Stevens G D, Stone J B, Turley W D, Buttler W T 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 063504
- [29] Chen Y T, Ren G W, Tang T G, Hu H B 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 116202 (in Chinese) [陈永涛, 任国武, 汤铁钢, 胡海波 2013 物理学报 **62** 116202]
- [30] Steinberg D J 1996 *Lawrence Livermore National Laboratory Report No. UCRL-MA-106439*
- [31] Marsh S P 1980 *LASL Shock Hugoniot Data* (Berkeley: University of California Press)
- [32] Tang W H, Zhang R Q 2008 *Introduction to Theory and Computational of Equation of State* (2nd Ed.) (Beijing: Higher Education Press) p237 (in Chinese) [汤文辉, 张若棋 2008 物态方程理论及计算概论(第二版) (北京: 高等教育出版社) 第237页]
- [33] Gao C Y, Zhang L C 2012 *Int. J. Plast.* **32-33** 121
- [34] Steinberg D J, Cochran S G, Guinan M W 1980 *J. Appl. Phys.* **51** 1498
- [35] Johnson G R, Cook W H 1985 *Eng. Fract. Mech.* **21** 31
- [36] Ikkurthi V R, Chaturvedi S 2004 *Int. J. Impact Engrg.* **30** 275

Stability analysis of interfacial Richtmyer-Meshkov flow of explosion-driven copper interface*

Yin Jian-Wei¹⁾²⁾³⁾ Pan Hao²⁾ Wu Zi-Hui²⁾ Hao Peng-Cheng²⁾ Duan Zhuo-Ping¹⁾
Hu Xiao-Mian^{2)†}

1) (School of Mechatronics Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

2) (Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China)

3) (Graduate School of China Academy Engineering Physics, Beijing 100088, China)

(Received 25 April 2017; revised manuscript received 27 May 2017)

Abstract

In this paper, a stability analysis is given to study the unstable mechanism of the Richtmyer-Meshkov flow of explosion-driven copper interface. The Richtmyer-Meshkov flow refers as an interfacial instability growth under shock-wave incident loading. Numerical investigations are performed to check the applicability of the two-dimensional hydrocode, which is named AFE2D, and the physical models of detonation waves propagating in the high explosives, equations of state and the constitutive behaviors of solids in the analysis of Richtmyer-Meshkov flow problems. Here we theoretically analyze the two key issues of the unstable mechanism in Richtmyer-Meshkov flow in solids. The unstable mechanism includes temperature related melting mechanism and the plastic evolution related tensile fracture mechanism. In the analysis of the temperature related unstable mechanisms, the calculated temperature increase during the shockwave compression from the shock Hugoniot data in the shockwave physics is not enough to melt the material near the perturbed interface. On the other hand, the temperature increase from the translation of plastic work during perturbation growth which relates to the distribution of the cumulative effective plastic strain is also not enough to supply the thermal energy which is needed to melt the crystal lattice of solid, either. Therefore, the temperature related melting mechanism is not the main factor of the unstable growth of copper interface under explosion driven. In the analysis of the plastic tensile fracture related unstable mechanism, a scaling law between the maximum cumulative effective plastic strain and the scaled maximum amplitude of spikes is proposed to describe the relationship between the plastic deformation of material and the perturbation growth of interface. Combined with a critical plastic strain fracture criterion, the unstable condition of the scaled maximum amplitude of spikes is given. If the spikes grow sufficiently to meet the unstable condition, the interfacial growth will be unstable. Numerical simulations with varying initial configurations of perturbation and yield strength of materials show good agreement with the theoretical stability analysis. Finally, a criterion to judging whether the growth is stable is discussed in the form of competition between the temperature related unstable mechanism and the tensile fracture unstable mechanism.

Keywords: Richtmyer-Meshkov flow, perturbation growth, explosion, stability

PACS: 47.20.Ma, 62.20.-x, 62.20.mm, 83.60.La

DOI: 10.7498/aps.66.204701

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11602029).

† Corresponding author. E-mail: hu_xiaomian@iapcm.ac.cn