

金属表面几何缺陷微细结构对微喷射特性的影响

赵信文 李欣竹 王学军 宋萍 张汉钊 吴强

Effects of surface groove micro-structure on ejection from shocked metal surface

Zhao Xin-Wen Li Xin-Zhu Wang Xue-Jun Song Ping Zhang Han-Zhao Wu Qiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 124701 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.124701

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.124701>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I12>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

冲击加载下液态水的结构相变

Structural transformation of liquid water under shock compression condition

物理学报.2014, 63(12): 126201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.126201>

钒的高压声速测量

Sound velocities of vanadium under shock compression

物理学报.2014, 63(2): 026202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.026202>

纳米多晶铜中冲击波阵面的分子动力学研究

Molecular dynamics investigation of shock front in nanocrystalline copper

物理学报.2013, 62(3): 036201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.036201>

沟槽角度对金属表面微射流性质的影响

Groove angle effect on micro-jet from shocked metal surface

物理学报.2012, 61(23): 234701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.234701>

冲击诱导金属铝表面微射流现象的微观模拟

Microscopic simulation on shock-induced micro-jet ejection from metal Al surface

物理学报.2012, 61(18): 184701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.184701>

金属表面几何缺陷微细结构对微喷射特性的影响

赵信文 李欣竹[†] 王学军 宋萍 张汉钊 吴强

(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, 绵阳 621900)

(2014年10月24日收到; 2014年12月11日收到修改稿)

基于光滑粒子流体动力学方法, 分别采用实测样品几何缺陷模型和简化V形沟槽模型对铅的微喷射过程进行了模拟. 重点分析了金属表面几何缺陷微细结构对微喷射特性的影响, 并将数值计算结果与相应的实验测量值进行对比. 结果表明, 基于实测样品几何缺陷模型计算的最快喷射速度和累积喷射量与实验测量结果符合得很好. 进一步研究发现, 在实测样品几何缺陷诱导的微喷射过程中存在“二次汇聚喷射”现象, 与单次喷射相比, 该过程会诱导产生更高的喷射速度并显著影响微喷物的空间密度分布. 这说明除了受扰动波长、深度影响外, 表面几何缺陷微细结构也是影响金属微喷射过程的重要因素.

关键词: 微喷射, 数值模拟, 表面几何缺陷, 二次喷射**PACS:** 47.15.Uv, 62.50.Ef, 47.11.-j**DOI:** 10.7498/aps.64.124701

1 引言

微喷射指在冲击波加卸载作用下材料表面发生破碎并喷射出高速颗粒态物质的动力学现象, 该现象来源于冲击波与材料表面各类缺陷的复杂相互作用, 是一种与加载动力学状态、材料物性、表面缺陷等三方面因素相关的复杂冲击动力学过程. 深化对这一物理过程及其影响机理的认识, 在极端加载条件下的材料界面光电测试、惯性约束聚变等工程应用中具有重要意义.

虽然微喷射研究已经历了近60多年的历史, 但建立和发展完善的理论模型以及实现高精度的量化模拟仍然具有很大挑战. 近年来, 人们在理论^[1-4]、实验^[5-16]、数值^[17-23]方面对金属微喷射问题开展了系统性研究, 初步获得了对微喷射演化过程及其影响机理的规律性认识. 2013年, Dimonte等^[1]基于非线性Richtmyer-Meshkov不稳定性理论给出了一个描述金属微喷射特征的代数模型, 并与较宽的加载状态、材料物性、几何缺陷条件下的微喷射实验结果进行了对比验证, 结果表明该模型给出的最快喷射速度值与实验结果定性一

致, 但在定量上仍然有一定偏差. 文献^[1]中分析指出, 在该模型中仅考虑了扰动缺陷的波长和深度对微喷射特性的影响, 忽略实际样品表面几何缺陷的细节特征可能是产生该偏差的主要原因. 2014年, Monfared等^[11]开展了序列化金属Sn的微喷射实验, 详细研究了表面扰动几何参数与微喷量之间的关系, 发现在相同波长和深度的条件下, 不规则锯齿状扰动诱导产生的微喷量要高于等边缺陷扰动的结果. 这些研究提示, 样品表面几何缺陷的细节结构也可能是影响微喷射的重要因素, 进一步深入研究这两者之间的关系, 对于精确量化描述材料的微喷射特性具有重要意义.

针对上述问题, 本课题组开展了相对精密化的微喷射实验, 详细表征了铅样品表面加工缺陷的几何形貌, 并对动态喷射过程的最快喷射粒子速度、累积喷射量进行了量化观测. 在此基础上, 本文基于光滑粒子流体动力学(smoothed particle hydrodynamics, SPH)方法, 采用与实验相同的加载动力学状态, 分别模拟了实测样品表面几何缺陷和简化V形沟槽诱导的微喷射过程, 并将数值计算结果与实验测量值进行对比. 通过详细分析两种缺陷模型诱导的微喷射尖钉演化过程, 揭示了样品表

[†] 通信作者. E-mail: yy_stroller@163.com

面几何缺陷微细结构影响微喷射特性的物理机理.

1.1 SPH 基本理论

SPH 是一种拉格朗日描述的无网格方法, 由于避免了计算中的网格畸变现象, 非常适用于处理发生大变形和严重扭曲的材料冲击动力学问题. 该方法的核心思想是核估计, 对于函数 $f(\mathbf{x})$ 在计算域内一点的值可近似为

$$\langle f(\mathbf{x}) \rangle = \int_{\Omega} f(\mathbf{x}') W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) d\mathbf{x}', \quad (1)$$

式中, $\langle \rangle$ 表示对函数值的估计; \mathbf{x} 为位置矢量; $\mathbf{W}(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h)$ 是依赖于两点之间距离 $|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|$ 以及光滑长度 h 的核函数, 在本文的计算中采用 B 样条核函数形式.

根据散度理论和分部积分, $f(\mathbf{x})$ 散度的核估计可写为

$$\begin{aligned} & \langle \nabla \cdot f(\mathbf{x}) \rangle \\ &= - \int_{\Omega} f(\mathbf{x}') \cdot \nabla \mathbf{W}(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) d\mathbf{x}'. \end{aligned} \quad (2)$$

从 (2) 式可以看出, 在 SPH 方法中, 将函数的空间导数计算转化为对核函数的求导, 这样固体力学守恒方程组中的微分项就变得容易求解. 对上述积分式在计算域内进行离散有

$$\langle f(\mathbf{x}_i) \rangle = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} f(\mathbf{x}_j) W_{ij}, \quad (3)$$

$$\langle \nabla \cdot f(\mathbf{x}_i) \rangle = - \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} f(\mathbf{x}_j) \cdot \nabla_i W_{ij}, \quad (4)$$

式中, 下标 j 为 i 点插值域内的粒子标号, m 为粒子质量, ρ 为粒子密度. 这样对于空间位置为 \mathbf{x}_i 的 i 粒子, 其函数值及空间导数就可以通过周围粒子的插值得到.

基于 (3) 和 (4) 式的核近似插值, 可以对固体力学的质量、动量和能量守恒方程进行如下形式的离散. 离散后含有人工黏性和人工热流项的 SPH 计算方程组 [24] 形式为

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_i}{dt} &= \sum_{j=1}^N m_j (v_i^\beta - v_j^\beta) \cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta}, \\ \frac{dv_i^\alpha}{dt} &= - \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{\sigma_i^{\alpha\beta}}{\rho_i^2} + \frac{\sigma_j^{\alpha\beta}}{\rho_j^2} + \delta^{\alpha\beta} \prod_{ij} \right) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta}, \\ \frac{de_i}{dt} &= \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} + \prod_{ij} \right) (v_i^\beta - v_j^\beta) \end{aligned}$$

$$\cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} + \frac{1}{\rho_i} \tau_i^{\alpha\beta} \varepsilon_i^{\alpha\beta} + H_i,$$

$$\frac{dx_i^\alpha}{dt} = v_i^\alpha, \quad (5)$$

式中, α, β 表示空间坐标轴方向, $\sigma^{\alpha\beta}$ 为总应力张量, $\delta^{\alpha\beta}$ 为克罗内克符号, $\tau^{\alpha\beta}$ 为偏应力张量, $\varepsilon^{\alpha\beta}$ 为应变率张量, \prod_{ij} 为人工黏性, H_i 为人工热流项.

1.2 状态方程和本构关系

数值计算中采用 Mie-Gruneisen 状态方程 [25], 各向同性压力 P 由下式计算:

$$\begin{aligned} P(\rho, e) &= \left(1 - \frac{1}{2}\gamma\eta\right) P_H + \gamma\rho e, \\ P_H &= \begin{cases} a_1\eta + a_2\eta^2 + a_3\eta^3 & (\eta \geq 0), \\ a_1\eta & (\eta < 0), \end{cases} \end{aligned} \quad (6)$$

式中, P_H 中的下标 H 表示 Hugoniot 曲线; $\eta = \rho/\rho_0 - 1$ 为表示材料压缩行为的参数; γ 为 Gruneisen 常数; 常数 a_1, a_2 和 a_3 可由冲击绝热线关系中的常数 C_0 和 λ 计算得到,

$$\begin{aligned} a_1 &= \rho_0 C_0^2, \quad a_2 = a_1 [1 + 2(\lambda - 1)], \\ a_3 &= a_1 [2(\lambda - 1) + 3(\lambda - 1)^2]. \end{aligned} \quad (7)$$

本文中, 材料的本构关系采用 Steinberg-Guinan 本构模型 [26], 具体为:

剪切模量

$$G = G_0 \left[1 + \frac{G'_P}{G_0} \frac{P}{\eta^{1/3}} - \frac{G'_T}{G_0} (T - 300) \right]; \quad (8)$$

屈服强度

$$Y = Y_0 (1 + \beta \varepsilon^p)^n \left[1 + \frac{Y'_P}{Y_0} \frac{p}{\eta^{1/3}} - \frac{Y'_T}{Y_0} (T - 300) \right], \quad (9)$$

式中, $Y_0 (1 + \beta \varepsilon^p)^n \leq Y_{\max}$, 并且当 $T > T_m$ 时, $Y = G = 0$; T_m 为熔化温度; $\eta = V_0/V$ 为压缩比; β 和 n 为考虑加工硬化引入的参量; G_0 和 Y_0 分别为常压下的剪切模量和屈服强度; Y_{\max} 为最大屈服强度; G'_P, G'_T, Y'_P, Y'_T 分别为 G, Y 对 p, T 的一阶导数, 且 $Y'_T/Y_0 \approx G'_T/G_0$; ε^p 为等效塑性应变.

熔化温度采用 Lindemann 熔化定律 [26] 计算,

$$T_m = T_{m0} \left(\frac{V_m}{V_{m0}} \right)^{2/3} \exp \left[2 \frac{\gamma_0}{V_0} (V_{m0} - V_m) \right], \quad (10)$$

式中, T_{m0} 和 V_{m0} 分别表示固体常压下的熔化温度和熔化时的比容.

表1 铅的材料参数
Table 1. The parameters of Pb.

$\rho_0/\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$	γ	$C_0/\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$	λ	T_{m0}/K	$\rho_{0\text{K}}/\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$	Q/GPa	q
11.35	2.77	2.051	1.46	600	11.636	14.88478	11.2705
G_0/GPa	Y_0/MPa	$Y_{\text{max}}/\text{MPa}$	β	n	G'_P	$G'_T/\text{MPa}\cdot\text{K}^{-1}$	Y'_P
8.6	8.0	100	110	0.52	1.0	-9.976	9.304×10^{-4}

粒子温度采用下式近似计算:

$$T = \frac{M}{3R}(E - E_C),$$

$$E_C = \frac{3Q}{\rho_{0\text{K}}}\left\{\frac{1}{q}\exp\left[q(1 - \delta^{-1/3}) - \delta^{-1/3}\right] - \left(\frac{1}{q} - 1\right)\right\}, \quad (11)$$

式中, R 为气体常数; M 为摩尔质量; E_C 为金属冷能; $\rho_{0\text{K}}$ 表示0 K时的密度; $\delta = V_{0\text{K}}/V$ 为相对于0 K时密度的压缩比; Q, q 为材料常数. 表1列出了铅的材料参数.

2 结果与分析

2.1 计算模型

基于自主开发的二维并行SPH程序, 采用与实验相同的加载动力学状态, 模拟了真空条件下金属铅的微喷射过程. 实验基本状态为: 采用平面波透镜爆轰加载, 冲击波在铅自由面的卸载压力约为40 GPa; 样品采用高纯度铸造铅(99.99%)车削加工制备, 表面粗糙度为Ra1.6; 实验中采用可测量任意反射面运动速度的全光纤激光位移干涉技术DISAR测量最快喷射粒子速度, 金属膜测量微喷射物累积喷射量^[27]. 为了准确模拟实验过程, 对实验样品表面形貌采用接触式表面轮廓仪(Form Talysurf PGI 830/1230)进行了高精度测量, 其传感器垂直分辨率为0.8 nm, 横向数据采样率间隔选为1 μm . 样品表面几何缺陷形貌如图1所示, 可以看出沟槽呈周期性排列, 形貌基本一致, 其特征几何参数为: 深度 $h = 5 \mu\text{m}$, 波长 $l = 75 \mu\text{m}$, 夹角 $\theta = 165^\circ$.

为使数值模拟结果具有一定的统计平均意义, 本文计算中实际沟槽建模时选取3个沟槽缺陷. 简化V形沟槽模型, 与实测样品沟槽缺陷的波长、深度一致, 分别为 $l = 75 \mu\text{m}$, $h = 5 \mu\text{m}$. 计算模型如图2所示, 模型宽 $l_1 = 0.225 \text{ mm}$, 高 $l_2 = 0.3 \text{ mm}$,

SPH粒子间距为0.2 μm , 总数约160万; 计算中固壁以恒定速度 $v = 1.0 \text{ km/s}$ 碰撞静止的铅样品, 产生约40 GPa的方波加载状态; 模型两侧设为对称面边界条件, 在对称面外侧构建“虚粒子”, 虚粒子速度与内部对应粒子速度镜像对称, 其余物理量相同, 含缺陷表面一侧为自由边界.

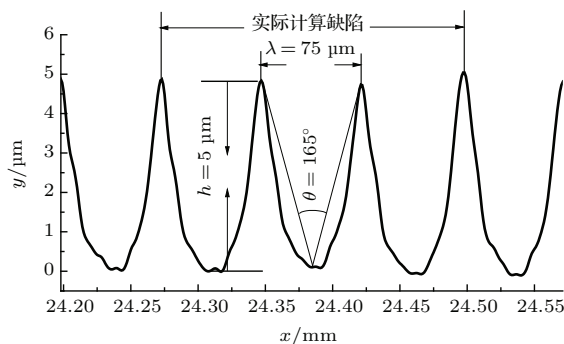


图1 实验样品表面缺陷形貌

Fig. 1. The profiles of the surface defects on the Pb target.

与实验状态有所区别的是, 实验中样品实际受三角波加载(波形结构与具体加载状态相关), 本文计算中为方波加载. 事实上, 由于一般实验样品表面几何缺陷的深度为微米尺度, 在微喷射形成过程中, 冲击波与沟槽缺陷的相互作用时间极短, 微喷射特征主要由冲击波峰值压力决定, 而波形结构的影响很小. 因此, 一般在微米尺度几何缺陷诱导的微喷射研究中, 通常认为三角波与方波加载产生的结果一致^[8-10].

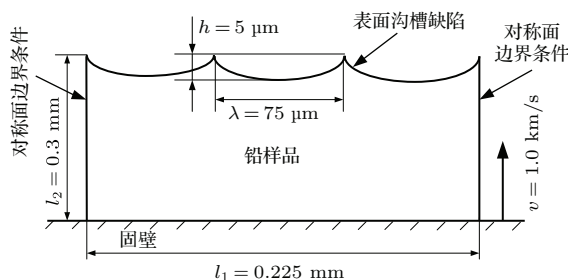


图2 计算模型示意图

Fig. 2. The sketch drawing of the simulation model.

2.2 微喷射尖钉形成及演化

本文分别采用实测样品缺陷模型和简化V形沟槽模型模拟了金属铅的微喷射实验过程, 重点研究实际样品表面几何缺陷的微细结构对微喷射特性的影响. 为了使数值计算结果与实验结果相对应, 在下文的结果分析中, 将冲击波在样品含缺陷自由面的卸载时刻设为时间零点.

数值计算中固壁面加载速度 $v = 1.0 \text{ km/s}$, 得到的铅样品内冲击波加载压力为 39.8 GPa , 与实验状态一致. 图3为简化V形沟槽诱导的微喷射尖钉演化过程. 从图3可以看出, 当冲击波在样品自由面卸载时, 沟槽两侧物质逐渐向中心汇聚, 汇聚物之间的挤压碰撞致使动量发生重新分配, 部分物质被高速喷出形成微喷射尖钉. 汇聚最先发生在V形沟槽底部, 该区域物质最先被加速, 达到约 $1.25V_{fs}$ 的最快喷射速度 (V_{fs} 为样品自由面理论卸载速度, 约为 2.0 km/s), 并在后续尖钉演化过程中这一速度基本保持不变. 由于实验加载状态处于铅的卸载融化压力范围, 因此微喷射尖钉在长时间内保持柱状结构, 并没有发生明显的断裂、破碎现象.

图4为实测样品几何缺陷诱导的微喷射尖钉演化过程, 与简化V形沟槽模型的计算结果相比, 该过程要较为复杂. 从图4可以看出, 当冲击波在

样品自由面卸载时, 近表面物质瞬间达到 2 km/s 左右的卸载速度. 在 $0-60 \text{ ns}$ 内, 沟槽两侧处于斜压卸载状态的物质逐渐向中心汇聚并发生碰撞, 此时最快喷射速度约为 $1.2V_{fs}$, 此外, 在该时间段内各沟槽位置仍然保持有一定的凹形缺陷结构. 在 $60-90 \text{ ns}$ 内, 持续向中心汇聚的喷射物之间再次发生碰撞, 部分物质被进一步加速, 达到 $1.46V_{fs}$ 的最快喷射速度, 这与实验测量结果 $1.5V_{fs}$ 非常接近. 在 150 ns 时, 微喷射尖钉内部的挤压汇聚效应基本消失, 发展趋于稳定. 随后, 尖钉在自身速度差作用下被持续拉长, 并在不稳定性扰动作用下发生断裂、破碎, 最终形成宏观的微喷射现象.

对比分析V形沟槽模型和实测样品表面几何缺陷模型诱导产生的微喷射过程发现, 在实测样品缺陷诱导的微喷射过程中发生了明显的二次汇聚喷射效应, 该效应产生的最快喷射速度要显著高于单次喷射, 这也更为准确地反映了真实的实验状态. 此外, 由于实际样品表面几何缺陷结构不对称且存在不规则的微细结构, 在微喷射形成过程中发生非对称汇聚碰撞, 使得尖钉前端部分存在明显的横向运动. 对比图3和图4中 360 ns 时微喷射尖钉形貌可以发现, 存在横向运动的尖钉结构更容易发生断裂、破碎.

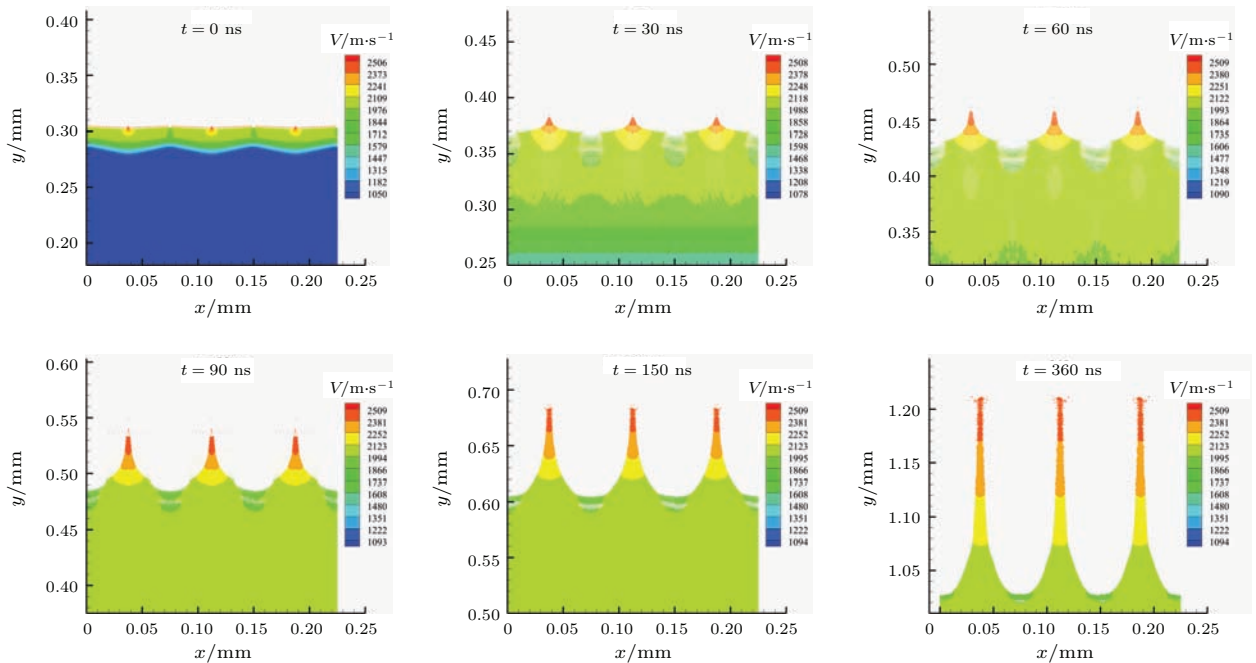


图3 (网刊彩色) 简化V形沟槽诱导的微喷射尖钉演化过程

Fig. 3. (color online) The time evolutions of the micro-ejection caused by V groove.

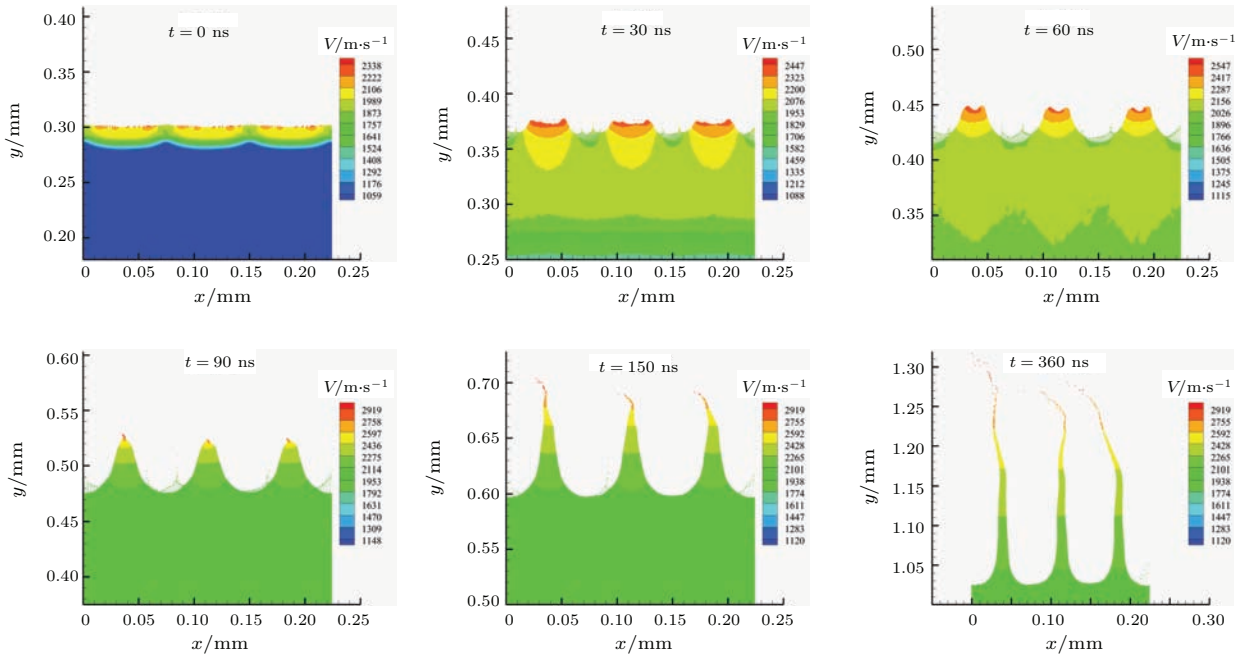


图4 (网刊彩色) 实测样品几何缺陷诱导的微喷射尖端演化过程

Fig. 4. (color online) The time evolutions of the micro-ejection caused by real surface groove.

2.3 最快喷射速度和累积喷射量

在金属表面微喷射研究中, 最快喷射速度和累积喷射量是表征微喷射过程的重要物理参数. 图5为实验中DISAR测量的微喷射前端粒子速度频谱分析图像, 图中频谱带上沿即表示最快喷射速度信息, 在本次实验中最大值接近3 km/s. 在微喷射发展过程中, 由于尖端前后的速度差会导致微喷射物前端密度持续降低, 使最快喷射颗粒的回光减弱, 因此在DISAR频谱结果中的最快喷射速度信息逐渐“丢失”. 此外, 通过测量自由面起跳与微喷射物到达金属膜的时间间隔, 计算得到的最快喷射物速度约为2925 m/s, 两者基本一致. 但由于金属膜

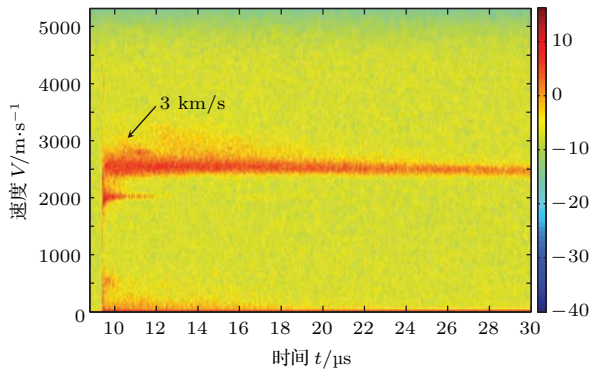


图5 (网刊彩色) 微喷射前端粒子速度实验测量结果
Fig. 5. (color online) Experiment measured tip-velocity of the micro-ejecta particles versus time.

需要一定量的物质冲击下才开始运动, 因此后者给出的结果略微偏低. 然而, 在其他类似状态铅的微喷射实验中, 最快喷射速度一般约为 $1.2V_{fs} - 1.3V_{fs}$, 该实验结果较为“异常”.

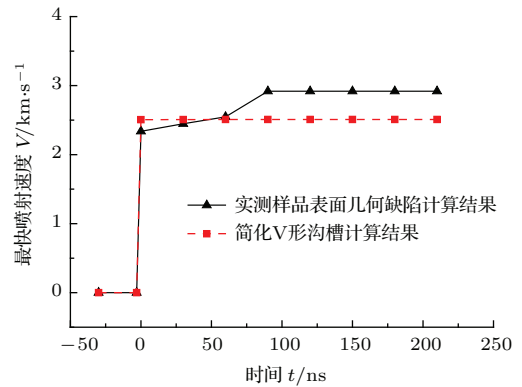


图6 (网刊彩色) 最快喷射速度随时间变化历程

Fig. 6. (color online) The tip-velocity of micro-ejecta particles versus time.

图6为数值计算给出的两种缺陷诱导微喷射过程中最快喷射速度随时间的变化. 从图6可以看出, 基于实测样品缺陷计算的最快尖喷射速度存在两次明显的阶跃, 这正好对应上述计算中微喷射发展的两次汇聚喷射现象. 此外, 计算结果与实验测量值基本相符, 这揭示了实际金属微喷射过程中的二次汇聚喷射效应是产生这种“异常”高速喷射现象的主要原因. 而在V形沟槽诱导的微喷射过程中

只存在一次汇聚喷射,其最快喷射速度相对较低并在后续尖钉发展过程中基本保持不变.图7为数值计算的累积喷射量与实验中金属膜的测量结果对比.从图7可以看出,采用实测样品缺陷模型计算的累积喷射量与实验中金属膜的测量结果高度相符,而采用简化V形沟槽模型计算的结果则明显低于实验值.上述对比分析说明,实测样品表面几何缺陷的微细结构对微喷射的最快喷射速度和空间密度分布产生了较为显著的影响.

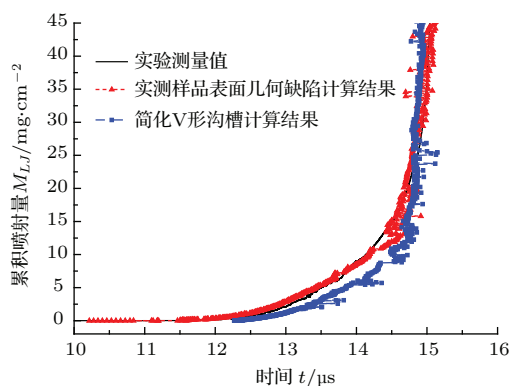


图7 (网刊彩色) 累积喷射量曲线

Fig. 7. (color online) The curve of accumulated mass versus time.

3 结论与展望

基于自主编制的SPH程序,对实测样品几何缺陷以及简化V形沟槽诱导的微喷射过程进行研究.模拟了微喷射尖钉形成、演化过程,并将计算的最快喷射速度、累积喷射量与实验测量值进行对比分析.结果表明,基于实测样品缺陷的计算结果与实验测量值高度相符,本文计算结果基本准确.此外,在实测样品缺陷诱导的微喷射形成过程中,存在明显的二次汇聚喷射效应,该现象会显著改变微喷射物的空间密度、速度分布,这证实了材料的微喷射特性不仅受沟槽缺陷波长、深度影响,表面几何缺陷的微细结构也是其重要的影响因素之一.在后续微喷射研究中,为了相对精确量化描述此类实际样品的微喷射特性,必须根据材料表面加工缺陷的几何特征,考虑更为复杂的沟槽模型.

然而,在实际样品加工过程中,受不同工艺的影响,在样品表面几何缺陷的波长、深度一致的情况下,其微细结构也会相差很大,对微喷射特性的影响也会有所不同.目前,对这一问题的认识尚不完善,有必要对该问题开展更为深入的实验和数值

模拟研究,进一步揭示材料表面几何缺陷细节特征对微喷射特性影响的物理机理.

参考文献

- [1] Dimonte G, Terrones G, Cherne F J, Ramaprabhu P 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 024905
- [2] Meyer K A, Blewett P J 1972 *Phys. Fluids* **15** 753
- [3] Han C S 1989 *Chin. J. High Press. Phys.* **3** 234 (in Chinese) [韩长生 1989 高压物理学报 **3** 234]
- [4] Georgievskaya A, Raevsky V A 2012 *AIP Conf. Proc.* **1426** 1007
- [5] Walsh J M, Shreffler R G, Willing F J 1953 *J. Appl. Phys.* **24** 349
- [6] Asay J R, Mix L P, Perry F C 1976 *Appl. Phys. Lett.* **29** 284
- [7] Asay J R 1978 *J. Appl. Phys.* **49** 6173
- [8] Vogan W S, Anderson W W, Grover M, Hammerberg J E, King N S P, Lamoreaux S K, Macrum G, Morley K B, Rigg P A, Stevens G D, Turley W D, Veese L R, Buttler W T 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 113508
- [9] Buttler W T, Zellner M B, Olson R T, Rigg P A, Hixson R S, Hammerberg J E, Obst A W, Payton J R 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 063547
- [10] Zellner M B, Grover M, Hammerberg J E, Hixson R S, Iverson A J, Macrum G S, Morley K B, Obst A W, Olson R T, Payton J R, Rigg P A, Routley N, Stevens G D, Turley W D, Veese L, Buttler W T 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 013522
- [11] Monfared S K, Oró D M, Grover M, Hammerberg J E, Lalone B M, Pack C L, Schauer M M, Stevens J B, Turley W D, Buttler W T 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 063504
- [12] Zellner M B, Buttler W T 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 114102
- [13] Zellner M B, Byers M, Dimonte G, Hammerberg J E, Germann T C, Rigg P A, Buttler P A 2009 *9th International Conference on the Mechanical and Physical Behavior of materials under Dynamic Loading* Brussels, Belgium, September 7–11, 2009 p89
- [14] Buttler W T, Hixson R S, King N S P, Olson R T, Rigg P A, Zellner M B, Routley N, Rimmer A 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 151921
- [15] Zellner M B, Vogan McNeil W, Hammerberg J E, Hixson R S, Obst A W, Olson R T, Payton J R, Rigg P A, Routley N, Stenvens G D, Turley W D, Veese L, Buttler W T 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 123502
- [16] Zellner M B, Vogan McNeil W, Gray G T, Huerta D C, King N S P, Neal G E, Valentine S J, Payton J R, Rubin J, Stevens G D, Tyrley W D, Buttler W T 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 083521
- [17] Dimonte G, Terrones G, Cherne F J, Germann T C, Dupont V, Kadau K, Buttler W T, Oro D M, Morris C, Preston D L 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 264502
- [18] Wang P, Qin C S, Zhang S D, Liu C 2004 *Chin. J. High Press. Phys.* **18** 149 (in Chinese) [王裴, 秦承森, 张树道, 刘超 2004 高压物理学报 **18** 149]

- [19] Wang P, Shao J L, Qin C S 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 234701 (in Chinese) [王裴, 邵建立, 秦承森 2012 物理学报 **61** 234701]
- [20] Liu C, Qin C S, Feng Q J, Wang P 2009 *Chin. J. Comput. Phys.* **26** 275 (in Chinese) [刘超, 秦承森, 冯其京, 王裴 2009 计算物理 **26** 275]
- [21] Durand O, Soulard L 2013 *J. Appl. Phys.* **114** 194902
- [22] Germann T C, Hammerberg J E, Holian B L 2004 *AIP Conference Proceedings* **706** 285
- [23] Chen J, Jing F Q, Zhang J L, Chen D Q 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2386 (in Chinese) [陈军, 经福谦, 张景林, 陈栋泉 2002 物理学报 **51** 2386]
- [24] Liu G R, Liu M B 2003 *Smoothed Particle Hydrodynamics: a meshfree particle methods* (Singapore: World Scientific) pp315–317
- [25] Jing F Q 1999 *Introduction to Experimental Equation of State* (Beijing: Science Press) pp25–29 (in Chinese) [经福谦 1999 实验物态方程导引 (北京: 科学出版社) 第 25—29 页]
- [26] Tan H 2007 *Introduction to Experimental Shocked-Wave Physics* (Beijing: National Defense Industry Press) pp113, 114, 188–190 (in Chinese) [谭华 2007 实验冲击波物理导引 (北京: 国防工业出版社) 第 113, 114, 188—190 页]
- [27] Ma Y, Wang X S, Li X Z, Zhang H Z, Hu S L, Li J B, Chen H, Wen J D 2006 *Chin. J. High Press. Phys.* **20** 207 (in Chinese) [马云, 汪小松, 李欣竹, 张汉钊, 胡绍楼, 李加波, 陈宏, 翁继东 2006 高压物理学报 **20** 207]

Effects of surface groove micro-structure on ejection from shocked metal surface

Zhao Xin-Wen Li Xin-Zhu[†] Wang Xue-Jun Song Ping Zhang Han-Zhao Wu Qiang

(Key Laboratory for Shockwave and Detonation Physics, Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 24 October 2014; revised manuscript received 11 December 2014)

Abstract

When a shock wave releases from a metal-vacuum interface, some high velocity metal particles will be ejected from the metal surface, which is generally caused by some tiny grooves on the metal surface. This phenomenon is often called the “micro-ejecta”. In this paper, we numerically investigate the effect of the micro-structures of these tiny grooves on the property of the micro-ejecta. To verify the numerical simulation model, a strict Pb micro-ejecta experiment is carried out, where the breakout pressure is about 40 GPa and the Pb target surface roughness is Ra1.6. The dynamic processes of the micro-ejection caused by the real surface groove of experimental target and simplified isosceles groove (both have a depth of 5 μm and wavelength of 75 μm), are respectively simulated by a two-dimensional smooth particle hydrodynamics method, and the effects of surface groove micro-structure on the micro-ejecta properties are examined. The simulation results of the tip velocity and accumulated mass, obtained from the real surface groove model, are in good agreement with the corresponding experimental results measured via DISAR and Asay foil, implying that the numerical result is exact. The tip velocity and accumulated mass caused by the real surface groove are much larger than those caused by the simplified isosceles groove, and a second ejection phenomenon is found in the micro-ejecta process from the real surface groove model. The process can produce some faster ejecta than a single ejecta process and influence the density distribution of the micro-ejection. It indicates that the micro-ejecta process can also be affected by the micro-structure of the metal surface groove, besides surface groove wavelength and depth.

Keywords: micro-ejecta, numerical simulation, surface groove defect, second ejection

PACS: 47.15.Uv, 62.50.Ef, 47.11.-j

DOI: 10.7498/aps.64.124701

[†] Corresponding author. E-mail: yy_stroller@163.com