



## 金属微层裂区气体渗入现象的一种近似理论分析

刘军 王裴 孙致远 张凤国 何安民

### Approximate theoretical analysis of gas penetration in metal micro spallation

Liu Jun Wang Pei Sun Zhi-Yuan Zhang Feng-Guo He An-Min

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 098301 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201145

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201145>

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

---

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

超声分子束注入密度和宽度对托克马克装置加料深度的影响

Effects of width and density of supersonic molecule beam on penetration depth of tokamak

物理学报. 2017, 66(19): 195201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.195201>

超导薄膜磁场穿透深度的双线圈互感测量

Measurement of magnetic penetration depth in superconducting films by two-coil mutual inductance technique

物理学报. 2020, 69(4): 047401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191758>

表面吸附K原子的多层FeSe/SrTiO<sub>3</sub>(001)薄膜的抗磁响应的原位测量

In-situ measurement of diamagnetic response of potassium-adsorbed multi-layer FeSe ultrathin films on SrTiO<sub>3</sub>(001) substrate

物理学报. 2018, 67(22): 227401 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181522>

一种滑移区气体流动的格子Boltzmann曲边界处理新格式

A new curved boundary treatment in lattice Boltzmann method for micro gas flow in the slip regime

物理学报. 2017, 66(11): 114701 <https://doi.org/10.7498/aps.66.114701>

非一维应变冲击加载下高纯铜初始层裂行为

Incipient spallation of high purity copper under non-one-dimensional strain shock waves

物理学报. 2020, 69(3): 034601 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191104>

一种新型光学微腔的理论分析

Theoretical analysis of new optical microcavity

物理学报. 2018, 67(14): 144201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180067>

## 金属微层裂区气体渗入现象的一种近似理论分析\*

刘军<sup>†</sup> 王裴 孙致远 张凤国 何安民

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

(2020年7月17日收到; 2020年12月7日收到修改稿)

受高压冲击后金属内激波在金属-气体界面卸载, 当金属熔化后形成微层裂现象. 微层裂发展到一定程度后, 高压气体透过接触面向金属熔化液滴间零压真空缝隙渗透. 本文就气体渗入金属微层裂区的现象进行了相关理论分析研究. 基于金属液滴的正六面体周期性排布, 采用准静态和半动态分析方法, 近似分析了气体渗入微层裂区的现象, 得到了气体渗入通道封闭时间、最大渗入深度、单位面积渗入气体质量等近似公式. 由敏感性分析看到, 理论分析给出的物理现象变化规律符合该问题中的基本物理认识.

**关键词:** 金属微层裂, 气体渗入, 渗入深度, 渗入质量

**PACS:** 83.60.Uv, 47.51.+a, 83.10.-y, 62.50.Ef

**DOI:** 10.7498/aps.70.20201145

## 1 引言

金属受冲击后在金属外表面反射稀疏波, 会由外表面向内形成层裂、微层裂现象. 若冲击压力较低、金属处于固相则会发生层断裂现象, 层裂区头部向内会形成具有一定厚度的层裂片 (见图 1(a)), 国内外学者已在此方面开展了大量实验、理论、模拟等研究工作<sup>[1-4]</sup>. 若冲击压力较高, 金属发生 (冲击或卸载) 熔化现象, 经历一定时间演化后会在外表面向内形成由熔化液滴组成的低密度金属微层裂区 (参见图 1(b)), 即为金属微层裂现象<sup>[5-14]</sup>. 这

里需要指出的是, 金属微层裂现象与受冲击后金属表面向外形成的物质喷射、微喷射现象<sup>[8, 15, 16]</sup>是不同的, 金属微层裂可理解为熔化金属受拉伸后由外表面向内的层裂现象.

金属的微层裂现象最早由 Andriot 等<sup>[6]</sup>于 1983 年发现. 2003 年 Holtkamp 等<sup>[5,7]</sup>开展了爆轰驱动铅、锡等低熔点材料的层裂、微层裂实验, 并利用质子照相技术获取了金属层裂区、微层裂区内部状态. 2007 年 De Resseguier 等<sup>[8]</sup>通过激光加载手段开展了此类低熔点金属的微层裂实验, 并对微层裂区的金属液滴进行了回收 (见图 2). 近年陈永涛等<sup>[9-11]</sup>也开展了爆轰驱动金属微层裂相关实验研

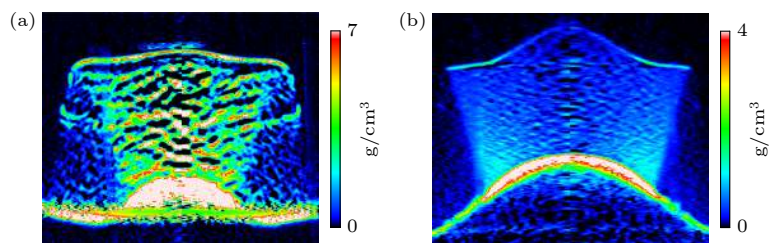


图 1 质子照相获取的不同冲击压力下锡外表面演化<sup>[5]</sup> (a) 层裂; (b) 微层裂

Fig. 1. Evolution of tin under different impact pressures by proton radiography<sup>[5]</sup>: (a) Spallation; (b) micro spallation.

\* 于敏基金 (批准号: TCYM1820-02) 和国防基础科研核基础科学挑战计划 (批准号: TZ2016001, TZ2018001) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: caepcf@126.com

究, 清晰地获取了金属微层裂区 X 光图像. 目前, 金属微层裂现象的模拟研究中多采用分子动力学方法 [12-14], 但由于模拟尺度过小并不能展现宏观金属微层裂现象全貌, 其分析结果仅能作为定性认识.

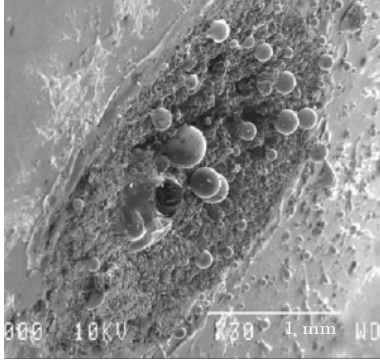


图 2 回收护盾收集到的微层裂区球形液滴形态金属锡 [8]  
Fig. 2. Spherical tin droplet in micro spallation zone collected by recovery shield [8].

实验室状态下的微层裂研究一般作抽真空处理, 但金属微层裂现象往往发生在含气环境下. 在含气情况下, 冲击波在金属-气体界面发生卸载, 气体中入射冲击波、金属内部反射稀疏波. 金属未熔化情况下当拉伸达到一定程度后会形成层裂, 层裂区头部为具有一定厚度的密实层裂片, 此时气体是难以沁入层裂片包裹的金属层裂区内部的. 若金属 (受冲击或卸载) 发生熔化产生微层裂现象, 微层裂区没有明显的密实层裂片结构, 当拉伸达到一定程度液滴之间不再贯通形成真空间隙, 这就很难阻止具有一定压力的气体透过接触面向金属微层裂区零压真空间隙的渗透, 从而在一定时间后形成具有一定宽度的气体渗入区. 在受到二次冲击使得金属微层裂区逐渐被再次压实 [17-21] 后, 含气渗入区的再压实则可能加剧金属界面的二次喷射 [22-24] 现象.

由于气体渗入金属微层裂区的动态作用过程复杂、物理时间极短, 加之目前实验测量手段等限制, 从模拟和实验均难以对气体渗入金属微层裂区问题进行研究, 目前尚未看到国内外在含气条件下金属微层裂区气体渗入方面的相关研究. 本文在一定的简化假设基础上, 给出该过程的一些理论分析, 希望为该现象的宏观唯象建模提供理论支撑.

## 2 准静态情况下气体渗入的理论分析

图 3 给出了金属受冲击后产生的微层裂区经

过一定时间演化后, 与气体接触面上的金属微层裂液滴间不再相互贯通, 形成了具有真空间隙的独立小液滴形态. 认为该状态是本文研究气体渗入情况的初始状态. 初始状态下金属微层裂区与气体的运动初速度基本保持一致, 即初始相对速度为 0.

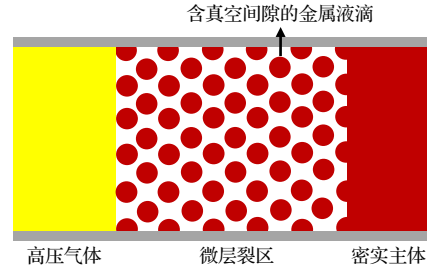


图 3 气体渗入金属微层裂区的初始状态示意图  
Fig. 3. Initial state of gas permeation into metal micro spallation zone.

在金属微层裂区孔隙度较大 (真空间隙较大) 并且熔化液滴受气体加速作用可忽略情况下, 可认为气体渗入微层裂区为准静态过程, 气体渗入过程即为气体向真空的逃逸过程. 显然, 准静态渗透情况下, 气体向微层裂区的渗入层宽度、渗透质量与气体压力、渗透时间相关. 准静态渗透情况下气体向金属微层裂区的渗透示意图见图 4.

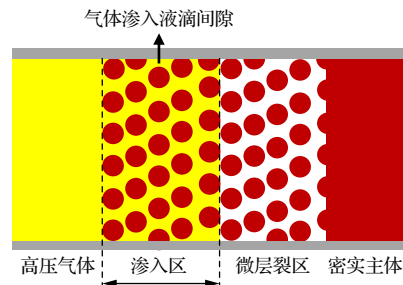


图 4 准静态情况下, 气体向金属微层裂区的渗透  
Fig. 4. Gas permeation into metal micro spallation zone under quasi-static condition.

最大渗入宽度记为  $h_{\max}$ , 则准静态渗透情况下气体向微层裂区渗透的渗入宽度可表示为

$$h_{\max} = u_{\text{esc}} \cdot t = \sqrt{\frac{P}{\rho_a}} \cdot \frac{2}{\gamma - 1} \cdot t = 2\sqrt{\frac{e}{\gamma - 1}} \cdot t. \quad (1)$$

其中,  $u_{\text{esc}}$  为气体真空逃逸速度,  $t$  为气体渗入时间,  $P$  为气体初始压力,  $\rho_a$  为气体初始密度, 气体使用  $P = (\gamma - 1)\rho e$  形式理想气体状态方程. 空气情况下取定压比热为常数  $C_p = 0.001 \text{ kJ}/(\text{g} \cdot \text{K})$ , 状态方程参数  $\gamma = 1.4$ , 则以 (1) 式估算空气的渗入

宽度为: 1) 300 K 情况下, 空气在  $1 \mu\text{s}$  内的渗入宽度约 1.7 mm; 2) 500 K 情况下, 空气在  $1 \mu\text{s}$  内的渗入宽度约 2.2 mm; 3) 800 K 情况下, 空气在  $1 \mu\text{s}$  内的渗入宽度约 2.8 mm.

但是, 上述准静态渗透发生的可能性较小, 动态的气体渗入过程中, 渗入区的气体流场及熔化液滴速度均会发生动态变化: 在微层裂区的气体向内部渗透会受到金属熔化液滴的阻碍作用从而减速, 绕流后金属熔化液滴附近气体流场也发生改变; 熔化的金属液滴在气体作用下加速运动, 后方真空间隙逐渐缩小, 直至头部液滴回贴完成后, 气体渗入通道完全闭合, 此时渗入区宽度、渗入气体质量不再变化.

### 3 半动态情况下气体渗入的理论分析

本小节忽略气体在熔化的金属液滴附近绕流减速及对周围及后方气体流场的影响, 仅考虑金属熔化液滴在气体流场中的加速, 以半动态的形式对气体渗入微层裂区现象进行理论分析, 气体渗透过程见图 5. 由于半动态情况下金属液滴运动速度前高后低, 所以本节重点需要讨论的是, 液滴运动后封闭气体渗入通道使气体停止渗入的问题.

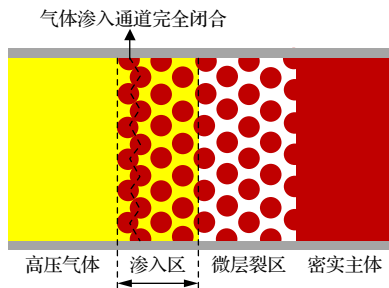


图 5 考虑金属液滴运动情况下的气体渗透过程  
Fig. 5. Gas permeation process considering the movement of metal droplets.

首先, 引入刚性球在气体中飞行阻力计算模型:

$$F = \frac{C_D \rho_a A}{2} V^2, \quad (2)$$

式中,  $F$  为飞行方向总阻力;  $\rho_a$  为气体密度;  $C_D$  为阻力系数;  $V$  为相对速度; 迎风面积  $A = \frac{\pi}{4} D^2$  (迎风面积为球体迎风横截面的面积), 其中  $D$  为球体直径.

以 (2) 式计算最外层金属液滴的运动加速度  $a_{M0}$  为

$$a_{M0} = \frac{F}{M_{M0}} = \frac{3}{4} \frac{\rho_{a0}}{\rho_{M0}} \frac{C_D}{D} V_{Ma0}^2, \quad (3)$$

其中,  $M_{M0}$  和  $\rho_{M0}$  分别为微层裂区最外层金属液滴质量和密度,  $\rho_{a0}$  为最外层金属液滴附近气体密度,  $V_{Ma0}$  为最外层液滴与气体间的相对速度.

在金属熔化后各向同性前提下, 可假设微层裂区液滴密度、大小及间距均相同, 且金属液滴以正六面体结构周期排布于三维空间. 记  $\rho_{Mi}$  为微层裂区内部第  $i$  层金属液滴密度、 $a_{Mi}$  为第  $i$  层金属液滴获得加速度,  $h$  为液滴间距, 则有  $\rho_{Mi} = \rho_{M0}$ ,  $D_i = D_0$ ,  $h_i = h_0$ . 记微层裂区最外层金属液滴与内部第  $i$  层金属液滴间的层间距为  $L_{0i}$ , 液滴间距  $h$  及由外向内的层间距  $L_{0i}$  可由下式计算:

$$h = \sqrt[3]{\frac{\alpha\pi}{6}} D, \quad (4)$$

$$L_{0i} = i\beta h = i\beta \cdot \sqrt[3]{\frac{\alpha\pi}{6}} D, \quad (5)$$

其中,  $\alpha$  为金属微层裂区材料孔隙度 (含真空隙总体积除以密实基体体积),  $\beta$  为金属液滴单控制体形状因子. 由图 6(a) 可以看到,  $\beta = 1$  情况下最外层至内部第  $i$  层的层间距  $L_{0i} = ih$ , 但控制体旋转后的排布方式可能与气体渗入方向形成夹角, 此时单控制体沿气体渗入方向的深度及单控制体所包含的液滴层数均发生变化. 图 6(b) 和图 6(c) 分别给出了单控制体包含两层、三层的旋转形状及此时单控制体形状因子  $\beta$  取值. 以图 6(b) 为例, 微层裂区向内两层的层间距  $L_{02} = 2\beta h = \sqrt{2}h$  为此时单控制体面对角线长度.

上节准静态分析所描述的情况可认为金属微层裂区的空隙会全部填满气体, 可作为气体渗入量的上限. 本节半动态分析希望给出一个气体渗入量的下限, 即金属微层裂区至少渗入多少气体, 从而做出如下临界封闭假设: 考虑到实际工况中液滴分布的随机性, 假设气体渗入通道封闭最快的状况为外部  $i$  层所有液滴横截面积  $S_{\text{ball}}$  之和能够填满单控制体在渗入速度垂直方向上的截面面积  $S_{\perp}$ . 记  $V_{\text{con}}$  为单控制体体积,  $i_{\text{clo}}$  为达到上述封闭条件的临界封闭层数, 在微层裂区层间距相同条件下  $S_{\perp}$  及  $i_{\text{clo}}$  可使用下式计算:

$$S_{\perp} = \frac{V_{\text{con}}}{L_{01}} = \frac{\frac{\alpha\pi}{6} D^3}{\beta \cdot \sqrt[3]{\frac{\alpha\pi}{6}} D} = \frac{\pi}{6} \frac{\alpha}{\beta} \sqrt[3]{\frac{6}{\alpha\pi}} D^2, \quad (6)$$

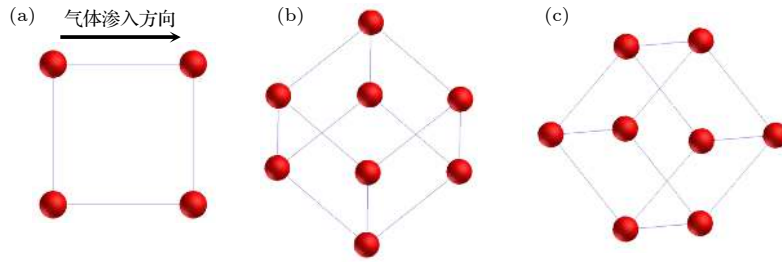

 图 6 微层裂区球形液滴单控制体沿气体渗入方向的三种典型形态 (a)  $\beta = 1$ ; (b)  $\beta = -\sqrt{2}$ ; (c)  $\beta = \sqrt{3}/3$ 

Fig. 6. Three forms of single control volume of spherical droplet in micro spallation zone along gas infiltration direction: (a)  $\beta = 1$ ; (b)  $\beta = -\sqrt{2}$ ; (c)  $\beta = \sqrt{3}/3$ .

式中, 在正六面体排布下的单控制体体积  $V_{\text{con}} = h^3 = \frac{\alpha\pi}{6}D^3$ .

$$i_{\text{clo}} = \frac{S_{\perp}}{S_{\text{ball}}} = \frac{\frac{\pi}{6}\beta^3\sqrt{\frac{6}{\alpha\pi}}D^2}{\frac{\pi}{4}D^2} = \frac{2}{3}\frac{\alpha}{\beta}\sqrt{\frac{6}{\alpha\pi}}, \quad (7)$$

式中, 液滴横截面积  $S_{\text{ball}} = \frac{\pi}{4}D^2$ . 将 (7) 式代入 (5) 式可以得到达到临界封闭条件下最外层液滴与临界封闭层液滴的初始距离  $L_{\text{clo}}$ :

$$L_{\text{clo}} = i_{\text{clo}}\beta h = \frac{2}{3}\frac{\alpha}{\beta}\sqrt{\frac{6}{\alpha\pi}}\cdot\beta\cdot\sqrt{\frac{3\alpha\pi}{6}}D = \frac{2}{3}\alpha D. \quad (8)$$

有趣的是, 初始临界封闭距离  $L_{\text{clo}}$  与液滴单控制体形状因子  $\beta$  无关, 仅与微层裂区孔隙度及液滴大小相关. 这样气体渗入封闭问题变为了初始距离为  $L_{\text{clo}}$  的两个液滴追赶问题, 记微层裂区最外层金属液滴追上内部第  $i_{\text{clo}}$  层金属液滴所消耗的时间为临界封闭时间  $t_{\text{clo}}$ , 则该临界封闭时间  $t_{\text{clo}}$  可用下式计算:

$$\frac{1}{2}a_{\text{M}0}t_{\text{clo}}^2 - \frac{1}{2}a_{\text{M}i}(t_{\text{clo}} - t_{0i})^2 = L_{\text{clo}}, \quad (9)$$

其中,  $a_{\text{M}i}$  为微层裂区内部第  $i_{\text{clo}}$  层融化液滴的运动加速度,  $t_{0i}$  为金属内部第  $i_{\text{clo}}$  层融化液滴加速的开始时间.  $a_{\text{M}i}$  和  $t_{0i}$  可使用下式计算:

$$a_{\text{M}i} = \frac{3}{4}\frac{\rho_{ai}}{\rho_{\text{M}i}}\frac{C_{\text{D}}}{D}V_{\text{M}ai}^2, \quad (10)$$

$$t_{0i} = \frac{L_{\text{clo}}}{u_{\text{esc}}} = \frac{2}{3}\frac{\alpha D}{u_{\text{esc}}}. \quad (11)$$

但 (10) 式中仍然存在第  $i_{\text{clo}}$  层液滴附近气体密度  $\rho_{ai}$  和第  $i_{\text{clo}}$  层液滴与周围气体的相对速度  $V_{\text{M}ai}$  两个未知量. 由于半动态分析下气体流场不受液滴反作用力, 可做出如下近似: 气体渗入区内的气体由外向内密度线性下降、速度线性升高, 则可得到  $\rho_{ai}$  与  $V_{\text{M}ai}$  的计算式为

$$\rho_{ai} = \left(1 - \frac{L_{\text{clo}}}{u_{\text{esc}} \cdot t_{\text{clo}}}\right) \rho_{a0}, \quad (12)$$

$$V_{\text{M}ai} = \frac{L_{\text{clo}}}{t_{\text{clo}}} + \left(1 - \frac{L_{\text{clo}}}{u_{\text{esc}} \cdot t_{\text{clo}}}\right) V_{\text{M}a0}. \quad (13)$$

将 (3) 式及 (10)—(13) 式代入 (9) 式, 即可得到临界封闭时间  $t_{\text{clo}}$  的计算式:

$$\begin{aligned} &\rho_{a0}V_{\text{M}a0}^2t_{\text{clo}}^2 - \left(1 - \frac{2}{3}\frac{\alpha D}{u_{\text{esc}}t_{\text{clo}}}\right)\rho_{a0}\left[\frac{2}{3}\frac{\alpha D}{t_{\text{clo}}}\right. \\ &\quad \left. + \left(1 - \frac{2}{3}\frac{\alpha D}{u_{\text{esc}}t_{\text{clo}}}\right)V_{\text{M}a0}\right]^2\left(t_{\text{clo}} - \frac{2}{3}\frac{\alpha D}{u_{\text{esc}}}\right)^2 \\ &\quad - \frac{16}{9}\frac{\alpha D^2\rho_{\text{M}0}}{C_{\text{D}}} = 0. \end{aligned} \quad (14)$$

得到气体渗入通道封闭时刻  $t_{\text{clo}}$  后可以对气体最大渗入宽度  $h_{\text{max}}$ 、单位面积上气体渗入质量  $m_{\text{amix}}$  及单位面积渗入区金属质量  $m_{\text{Mmix}}$  进行近似估计:

$$h_{\text{max}} = u_{\text{esc}} \cdot t_{\text{clo}}, \quad (15)$$

$$m_{\text{amix}} = h_{\text{max}} \cdot \rho_{a0}/2, \quad (16)$$

$$m_{\text{Mmix}} = \rho_{\text{M}}u_{\text{esc}}t_{\text{clo}}/\alpha. \quad (17)$$

至此, 在金属微层裂区气体渗入半动态理论分析中, 仅需给出气体初始密度  $\rho_{a0}$ 、金属初始密度  $\rho_{\text{M}0}$ 、金属微层裂区初始孔隙度  $\alpha$ 、金属液滴直径  $D$ 、气体-金属液滴初始相对初速度  $V_{\text{M}a0}$  五个主要物理量及相关气体 EOS 参数, 即可通过本节半动态理论分析 (14)—(17) 式计算得到气体停止渗入金属微层裂区的各种临界封闭信息量.

这里需要指出的是, 虽然在初始临界封闭距离  $L_{\text{clo}}$  的计算中将单控制体形状因子  $\beta$  约去了, 但当  $\alpha$  较小情况下临界封闭层数  $i_{\text{clo}}$  接近 1, 此时物理上来看单控制体形状因子  $\beta$  显然是不可忽略的, 所以本节半动态分析模型仅适用于孔隙度  $\alpha$  较大、单控制体形状因子  $\beta$  影响可忽略的情况. 例如, 若初始

临界封闭距离  $L_{clo}$  小于单控制体沿气体渗入方向上的深度  $\frac{D}{\beta}$  (即孔隙度  $\alpha < \frac{3}{2\beta}$ ), 本节模型不适用.

#### 4 气体渗入输入参数敏感性分析

金属微层裂区物质使用锡、气体使用高温高压气体构造某特定工况, 第 3 节所需的气体渗入锡微层裂区输入参数分别为:  $\rho_{a0} = 0.005 \text{ g/cm}^3$ ,  $\gamma = 1.4$ ,  $T = 800 \text{ K}$ ,  $V_{Ma0} = 2.5 \text{ mm}/\mu\text{s}$ ,  $\rho_M = 7.3 \text{ g/cm}^3$ ,  $\alpha = 10$ ,  $D = 0.001 \text{ mm}$ ,  $C_D = 1$ .

采用 (14)–(17) 式计算可得到理论气体渗入参数值:  $L_{clo} = 6.667 \times 10^{-3} \text{ mm}$ ,  $t_{clo} = 0.6243 \mu\text{s}$ ,  $h_{max} = 1.733 \text{ mm}$ ,  $m_{amix} = 4.333 \times 10^{-4} \text{ g/cm}^2$ ,  $m_{Mmix} = 0.1265 \text{ g/cm}^2$ .

以上述输入参数状态作为基点, 对半动态理论分析模型中金属微层裂区孔隙度  $\alpha$ 、液滴直径  $D$ 、气体密度  $\rho_{a0}$ 、气体-金属液滴相对初速度  $V_{Ma0}$  四个主要输入参数对气体渗入封闭时间的影响进行分析, 结果如图 7 所示.

金属微层裂气体渗入半动态理论模型的输入参数中, 在其他条件不变仅改变单一因素后计算分析得到定性上的规律认识如下:

- 1) 临界封闭时间  $t_{clo}$  随气体初始密度  $\rho_{a0}$  的增大而减小;
- 2) 临界封闭时间  $t_{clo}$  随金属-气体相对初速度  $V_{Ma0}$  的增大而减小;
- 3) 临界封闭时间  $t_{clo}$  随微层裂区孔隙度  $\alpha$  的增大而增大;
- 4) 临界封闭时间  $t_{clo}$  随液滴直径  $D$  的增大而线性增大.

半动态模型得到的规律是否正确则需要从物理上进行分析. 认识 1) 可理解为气体密度大使得金属液滴头部绝对速度较大从而更早封闭, 反之随着气体密度降低则金属液滴获得的速度逐渐趋近于 0、封闭时间趋近于无穷, 则退化为准静态情况. 认识 2) 同样可理解为初始相对初速度越大微层裂区头部液滴获得的绝对运动速度越高, 从而更容易追赶上微层裂区内部液滴形成闭合. 认识 3) 可理解为微层裂区间隙越大越容易发生渗透, 当孔隙度趋近于无穷时显然封闭时间趋近于无穷, 同样退化为准静态情况. 认识 4) 理解为在孔隙度不变情况下增大液滴直径  $D$ , 实际扩大的是计算模型整体的缩比倍率, 受宏观缩比相似性影响封闭时间会随缩比倍率变化而线性变化. 上述 4 个主要输入参数由

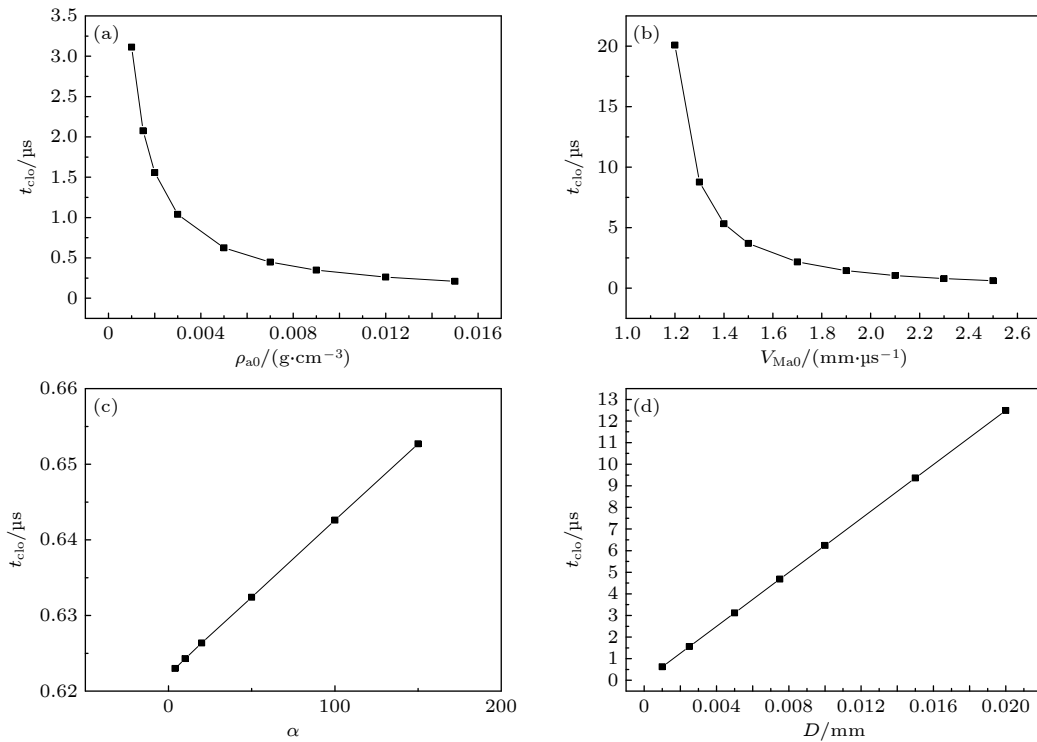


图 7 理论分析得到的某典型锡微层裂气体渗入下的参数敏感性

Fig. 7. Parameter sensitivity of a typical tin micro spallation gas penetration obtained by theoretical analysis.

半动态理论分析计算得到的闭合时间变化规律均能够与基本物理认识相符.

## 5 总 结

金属受冲击形成微层裂后, 经过一定时间演化后微层裂区头部破碎物质不再贯通, 形成了与外部气体接触的具有真空间隙的小液滴形态, 此时高压气体会渗入金属微层裂小液滴间的真空间隙. 本文就金属微层裂区气体渗入现象进行了相关理论分析研究.

在金属微层裂区孔隙度较大 (真空间隙较大) 并且熔化液滴受气体加速作用可忽略情况下, 气体渗入微层裂区为准静态过程, 认为气体渗入过程可近似为气体向真空的逃逸过程. 之后, 考虑金属熔化液滴在气体流场中的运动, 以半动态的形式对气体渗入微层裂区现象进行理论分析. 在半动态分析中, 基于“微层裂区液滴大小间距相等”及“气体渗入的临界封闭条件”两个基本假设, 通过理论分析给出了气体渗入金属微层裂区的渗入通道封闭时间、最大渗入深度、单位面积渗入气体质量及单位面积渗入区的金属质量等计算式. 最后, 给出了典型工况下的输入参数敏感性分析, 半动态理论分析中给出的物理现象变化规律符合该问题中的基本物理认识.

通过本文理论研究, 能够对气体渗入金属微层裂区相关混合量的上下限作出估计, 可以为后续分析研究提供更准确的初始固-气混合状态. 但目前对金属微层裂区气体渗入现象的研究尚处于初步认识阶段. 本文给出的理论分析结果是建立在较多不确定性假设基础上的. 该现象的深入研究仍需通过实验及模拟手段进行规律总结及相互印证.

## 参考文献

[1] Johnson J N 1981 *J. Appl. Phys.* **52** 2812

- [2] Tonks D L, Thissell W R, Schwartz D S 2014 *AIP Conf. Proc.* **706** 507
- [3] Pei X Y, Peng H, He H L, Li P 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 054601 (in Chinese) [裴晓阳, 彭辉, 贺红亮, 李平 2015 物理学报 **64** 054601]
- [4] Zhang F G, Zhou H Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 164601 (in Chinese) [张凤国, 周洪强 2013 物理学报 **62** 164601]
- [5] Holtkamp D B, Clark D A, Ferm E N, Gallegos R A, Stacy H L 2004 *AIP Conf. Proc.* **706** 477
- [6] Andriot P, Chapron P, Lambert V, Olive F 1983 *Shock Waves in Condensed Matter North-Holland Physics, Santa Fe, 1983* p277
- [7] Holtkamp D B, Clark D A, Crain M D, Furnish M D, Thomas K A 2004 *AIP Conf. Proc.* **706** 473
- [8] De Resseguier T, Signor L, Dragon A, Boustie M, Roy G, Llorca F 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 013506
- [9] Chen Y T, Ren G W, Tang T G 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 116202 (in Chinese) [陈永涛, 任国武, 汤铁钢 2013 物理学报 **62** 116202]
- [10] Chen Y T, Ren G W, Tang T G 2016 *Shock Waves* **26** 221
- [11] Chen Y T, Ren G W, Chen H Y 2017 *Explosion and Shock Waves* **37** 61 (in Chinese) [陈永涛, 洪仁楷, 陈浩玉 2017 爆炸与冲击 **37** 61]
- [12] Shao J L, Wang P, He A M, Qin C S, Xin J T, Gu Y Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 076201 (in Chinese) [邵建立, 王裴, 何安民, 秦承森, 辛建婷, 谷渝秋 2013 物理学报 **62** 076201]
- [13] Shao J L, Wang P, He A M, Zhang R, Qin C S 2013 *J. Appl. Phys.* **114** 173501
- [14] Xiang M Z, Hu H B, Chen J 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 163507
- [15] 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]
- [16] Lescoute E, De Resseguier T, Chevalier J M, Loison D, Cuq-Lelandais J P, Boustie M, Breil J, Maire P H, Schurtz G 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 093510
- [17] Yaziv D, Bless S J, Rosenberg Z 1985 *J. Appl. Phys.* **58** 3415
- [18] Becker R, Leblanc M M, Cazamias J U 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 093512
- [19] Turley W D, Stevens G, Hixson R S, Cerreta E 2016 *J. Appl. Phys.* **120** 085904
- [20] Jones D R, Fensin S J, Morrow B M, Hixson R S 2020 *J. Appl. Phys.* **127** 245901
- [21] Hawkins M C, Thomas S A, Fensin S J, Hixson R S 2020 *J. Appl. Phys.* **128** 045902
- [22] Buttler W T, Hixson R S, King N, Olson R T 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 113508
- [23] Buttler W T, Oro D M, Olson R T, Cherne F J 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 103519
- [24] Karkhanis V, Ramaprabhu P, Buttler W T, Hammerberg J E, Cherne F J, Andrews M J 2017 *J. Dynamic Behavior Mater.* **3** 265

# Approximate theoretical analysis of gas penetration in metal micro spallation\*

Liu Jun<sup>†</sup> Wang Pei Sun Zhi-Yuan Zhang Feng-Guo He An-Min

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

( Received 17 July 2020; revised manuscript received 7 December 2020 )

## Abstract

After high pressure shock, the shock wave in the metal is unloaded at the metal-gas interface, and micro spallation occurs when the metal melts. When the micro spallation develops to a certain extent, the high pressure gas penetrates the zero pressure vacuum gap between the metal melt droplets. In this paper, the phenomenon of gas penetrating metal micro spallation zone is analyzed theoretically. Based on the regular hexahedron periodic arrangement of metal droplets, the calculation formulas of the maximum penetration depth, the sealing time of the penetration channel and the maximum mass of the gas penetrating the metal micro spallation zone are given through theoretical analysis under the quasi-static and semi-dynamic conditions. The quasi-static process is considered to be the gas penetration process that can be approximated as the escape process of gas into the vacuum, and the gap in the metal micro spallation zone will be filled with gas. The semi-dynamic analysis is based on two basic assumptions: one is the equal droplet size and spacing in the micro spallation zone and the other is the critical sealing condition of gas penetration. In the process of semi-dynamic analysis it is demonstrated that the initial critical sealing distance is independent of the shape factor of the droplet single control volume. The semi-dynamic analysis can give various critical sealing information when the gas stops penetrating the metal micro spallation zone. The results of quasi-static analysis can be used as the upper limit of gas penetration, and the semi-dynamic analysis results can be used as the lower limit of gas penetration. From the sensitivity analysis, it can be seen that the change law of physical phenomena given by theoretical analysis accords with the basic physical understanding of the problem. Through this study, the upper and lower limit of the mixed state of gas penetrating the metal micro spallation zone can be estimated, which can provide more accurate initial metal-gas mixed state for subsequent research of the evolution of mixed state. The theoretical analyses given in this paper are based on a lot of uncertain assumptions, and the in-depth study of this phenomenon is still needed based on the law summary and mutual confirmation of experiment and simulation.

**Keywords:** metal micro spallation, gas penetration, penetration depth, penetration quality

**PACS:** 83.60.Uv, 47.51.+a, 83.10.-y, 62.50.Ef

**DOI:** [10.7498/aps.70.20201145](https://doi.org/10.7498/aps.70.20201145)

\* Project supported by the YUMIN Foundation, China (Grant No. TCYM1820-02) and the Science Challenge Project, China (Grant Nos. TZ2016001, TZ2018001).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [caepcfid@126.com](mailto:caepcfid@126.com)