

强冲击加载下延性金属卸载熔化损伤/破碎问题的物理建模及其应用*

张凤国[†] 刘军 何安民 赵福祺 王裴

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

(2022年7月6日收到; 2022年8月23日收到修改稿)

强冲击下金属材料卸载熔化损伤/破碎问题是惯性约束聚变和武器工程等领域关注的关键问题之一, 基于强冲击金属材料卸载熔化状态下损伤演化过程的特点以及已有的研究, 本工作聚焦于解析熔融状态下材料内部孔洞分布特征的演化规律, 明确损伤演化中后期的孔洞汇合模式, 并给出相应的孔洞汇合判据, 揭示惯性效应、温度效应以及孔洞汇合对损伤发展和孔洞分布特征变化的影响机理; 建立损伤材料孔洞化失稳断裂与材料破碎颗粒度分布特性之间的关联, 进而实现金属材料卸载熔化损伤/破碎全过程的物理描述. 与现有的物理模型相比, 采用新给出的物理模型计算得到的材料卸载熔化损伤/破碎颗粒度分布结果更接近实验回收统计结果. 研究成果不仅加深强加载下材料动态损伤演化/破碎机理的物理认识, 提升工程结构以及内爆过程材料动态破坏精细化数值模拟结果的置信度, 也可以为结构设计优化和性能评估提供物理支持.

关键词: 层裂损伤, 卸载熔化, 孔洞汇合, 破碎颗粒度, 物理描述

PACS: 46.50.+a, 62.50.Ef, 64.60.Q-, 62.20.mm

DOI: 10.7498/aps.71.20221340

1 前言

近似三角形强压缩冲击波到达靶板自由面反射形成卸载稀疏波, 卸载稀疏波与冲击波叠加在靶板内部产生拉伸作用区域, 当拉伸应力高于靶板材料熔化压力 σ_T 时, 材料发生卸载熔化 (见图 1(a)). 同时, 足够高的拉伸应力还将导致延性金属材料内部以微孔洞成核、增长和汇合的形式产生损伤/破碎 (图 1(b)) 所示为分子动力学模拟的损伤演化/破碎过程^[1], 图 1(c) 所示为激光加载实验观测结果^[2]. 一般而言, 靶板形成 3 个典型区域: 靠近靶板自由面形成很薄的“痂片”、之后的损伤/破碎区以及未损伤破碎区. 工程中损伤/破碎区的损伤状态与内爆压缩过程直接相关; 损伤/破碎区和“痂片”进一步发展形成的材料破碎颗粒度尺寸分布以及颗粒

的速度分布与内爆过程的气粒混合相关; 而靶板材料未损伤破碎区域的厚度是空天结构防护所关注的要点. 目前对于该问题的研究主要以实验结果统计分析和微观分子动力学 (MD) 数值模拟为主, 迄今为止仍没有较为合理的物理描述方法. 因此, 开展强冲击下金属材料卸载熔化损伤/破碎全过程物理描述方法研究, 在惯性约束聚变 (ICF)、武器内爆混合、高超音速武器撞击毁伤、空天结构防护等众多领域具有重要的应用前景.

实验研究分析方面, 实验材料主要选用低熔点的金属材料锡和铅, 实验加载方式以爆轰加载和激光加载为主, 观测手段主要有: 1) 质子照相, 可以观测微米量级的颗粒分布情况, 但观测视野有限制, 且实验费用很高, 目前相关的文献实验数据很少^[2]; 2) X 射线照相技术, 可以得到靶板整体的破坏图像, 并通过密度反演得到破碎区的面密度以及体密

* 科学挑战专题 (批准号: TZ2018001) 和国家自然科学基金 (批准号: 12271054) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: zhang_fengguo@iapcm.ac.cn

度的分布情况,进而可以计算靶板的破坏深度[3]; 3)改进的 Asay-F 窗测试技术,较准确给出了该区域熔化破碎物质的质量和密度分布信息[4,5]; 4)通过中能 X 射线照相、Asay-F 窗和 DPS(Doppler pin system)测速联合诊断技术,可以较为准确地给出爆轰加载下金属 Sn 样品微层裂的清晰物理图像[6],但这些实验技术均不能给出材料破碎颗粒度的分布信息; 5)VISAR 自由面测速辅助实验技术是层裂实验的主要测试手段,可以通过自由面速度测量结果计算得到材料熔化状态下的层裂强度[7]; 6)聚碳酸酯或低密度凝胶软回收实验技术,可以得到回收颗粒的尺寸分布信息,但因靶板破碎颗粒与回收材料以及靶板破碎颗粒之间存在二次碰撞,从而可能造成了回收得到的颗粒分布实验统计结果与真实情况以及理论计算结果之间存在一定的差别(图 2(a)和图 2(b))[8,9].

物理机理认识的提高有助于发展和完善相关的物理模型.当前主要借助于大规模分子动力学数值模拟分析技术,对材料动态卸载熔化过程中材料

内部损伤演化到材料破碎微细观物理机理进行研究. Luo 等[10]对比分析高应变率加载下固态和液态铜的层裂问题时,指出损伤可能发生于材料卸载熔化之前,之后进一步分析了液态金属内部孔洞成核的临界尺寸问题. Wang 等[11]研究了近熔化状态下铅的微层裂行为,重点考虑了不同脉冲波形下降时间对层裂强度的影响,发现不同情况下自由面附近的拉伸应变率非常接近,且孔洞体积的增长速率趋近于恒定的(拉伸)应变率. Zhou 等[12]分析了强冲击性下材料的温升机制,并指出金属熔化后预置孔洞的膨胀与汇合由速度梯度下的拉伸变形为主导,并阻碍了周围新孔洞的成核和增长,且逐步吸收临近的孔洞. Wang 等[13]研究了高应变率下固液混合态金属铝中孔洞形核、增长、贯通,分析结果显示:固液混合态中层裂强度随温度的升高而降低,而在熔融铝中层裂强度变化差异很小.但迄今为止,这方面的工作仍未真正涉及材料卸载熔化破碎颗粒的统计分析,以及与破碎相关的损伤演化过程中孔洞分布特征的变化规律分析.不过,

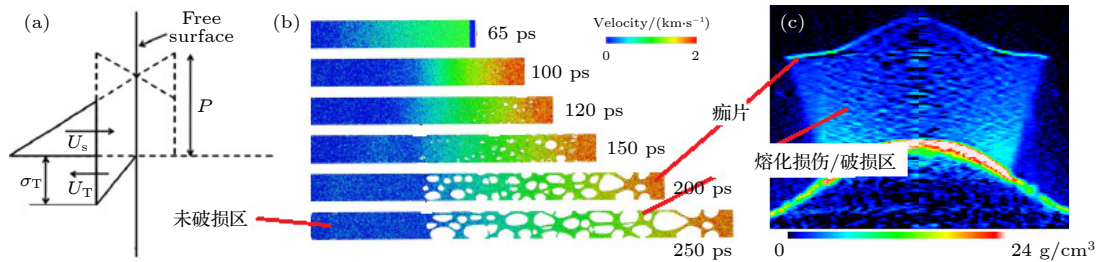


图 1 材料的卸载熔化损伤/破碎 (a) 波系示意图 (U_s 为冲击压缩波, P 为冲击压缩波峰值压力, U_T 为反射稀疏波); (b) 损伤/破碎过程 MD 模拟图; (c) 熔化破碎实验结果

Fig. 1. Spall damage evolution and fragment distributing for melted metals under shock release: (a) Schematic of the shock wave; (b) MD simulation of damage/fragment development; (c) Abel inverted volume densities of tin target.

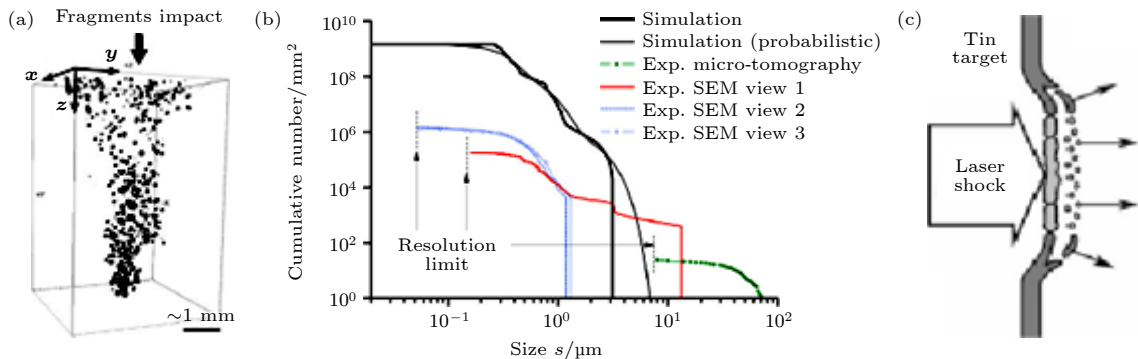


图 2 破碎颗粒回收实验统计结果及理论计算结果 (a) 破碎颗粒回收; (b) 回收破碎颗粒统计结果及理论计算结果; (c) 现有破碎理论示意图

Fig. 2. Cumulative number distribution of fragments size: (a) Three-dimensional reconstruction of tin fragments; (b) comparison between simulations and experiments; (c) schematic illustration of fragments.

一些相关的工作成果可以为进一步研究提供有益的借鉴: 在强动态加载下材料内部孔洞汇合以接触汇合为主 (而不是目前损伤研究中所采用的孔洞颈缩汇合模式), 且孔洞分布特征随着损伤的发展, 以及孔洞不断汇合逐渐演化为以大孔洞占主导地位^[14,15]. Durand 和 Soulard^[16] 针对片状射流发展给出了射流内部孔洞分布特征演化, 及材料孔洞化失稳与材料破碎颗粒度分布特征之间的关联. 在工程实际中更加关注宏观数值模拟给出的材料损伤状态以及破碎颗粒度的分布特征, 遗憾的是, 目前只能借助于现有的损伤模型, 较好地给出自由面速度曲线以及靶板材料破碎的宏观图像, 不能提供破碎颗粒度的分布特征, 且计算模拟结果受限于网格划分以及现有损伤模型的不完备性^[3,17], 因此不仅需要进一步完善损伤模型, 而且需要给出材料从损伤演化到破碎全过程的物理描述方法.

相对于实验和数值模拟研究, 材料的卸载熔化损伤破碎的唯像物理建模研究更加滞后, 目前的物理模型主要包括 Grady 破碎模型及其发展模型. 在连续介质中考虑材料断裂产生的卸载波的相互作用, Grady 模型从能量平衡角度给出了破碎颗粒平均直径计算方法^[18], 在此基础上, Signor 等^[8] 考虑材料弹性应变能、失效能与颗粒尺寸之间的关系; 李英华等^[19] 考虑碎片最可几数目和破碎能量阈值与颗粒的临界最小质量之间的关联, 分别给出了颗粒尺寸分布的计算方法; Curran 和 Seaman^[20] 更是直接采用层裂实验观测到的孔洞分布指数形式, 代替最后的颗粒分布形式. 虽然这些工作为材料熔化破碎提供了一种唯像的物理描述方法. 但迄今为止, 这些工作仍然具有局限性, 主要表现为: 1) 这些方法均以分析材料固体破碎终态为主, 几乎没有涉及材料的变形过程和温升的影响; 2) 现有理论基于连续介质、密实材料分析材料破碎 (如图 2(c)), 基本上没有考虑损伤的变化, 而实际上材料破碎前已经处于孔洞化失稳状态, 且材料的破碎与材料内部的损伤 (孔洞) 演化过程直接相关 (见图 1(b)); 3) 当前的理论模型计算结果与实验观测结果仍存在量级上的误差 (见图 2(b)); 4) 现有一些理论分析的是靶板整体的破碎状态, 而实际上有些靶板只是部分破碎. 因此, 为了更好描述材料破碎问题, 需要给出适用于熔化状态的损伤 (孔洞) 全过程 (产生、增长、汇合、失稳破碎) 的孔洞分布特性变

化的合理分析.

从物理本质上讲, 强冲击下金属材料卸载熔化损伤/破碎过程与延性金属的层裂损伤演化过程是相同的, 均是一个微观孔洞成核、细观孔洞增长到宏观孔洞汇合及材料破坏的多尺度复杂问题. 目前基于唯像的经验分析或微细观的物理分析得到的、用于描述或预测材料的损伤破坏情况的、具有代表性的层裂损伤模型有: Seaman 等^[21] 基于实验分析和微观统计方法描述孔洞的成核与增长, 并建立了 NAG(nucleation and growth) 模型; 基于对空心球壳体胞单元的细观分析, 得到的 Gurson 模型^[22]、Johnson 模型^[23]; 以及基于对孔洞成核和增长的统计分析, Tonks 等^[24] 给出的物理统计描述方法和 Jacques 等^[25] 以及国内白以龙等^[26] 的工作, 这些模型在模拟常规加载下固体层裂实验自由面速度曲线方面均可得到较好的计算结果, 但保持模型基本参数相同情况下, 与模拟计算常规加载层裂实验相比, 在模拟高应变率加载以及卸载熔化破碎层裂损伤实验的自由面速度时, 所选用的临界断裂损伤度要低一到两个量级^[27,28]. 这与损伤度的物理概念是相违背的, 也就是说, 现有层裂损伤模型的适用范围具有一定局限性, 还需要进一步完善^[24,29]. 与常规加载下层裂损伤演化过程不同, 强冲击下金属材料卸载熔化损伤/破碎过程需要着重考察率效应 (惯性效应)、温度效应以及已有损伤对孔洞成核及增长的影响; 孔洞汇合及其引起的孔洞分布特征的变化规律; 损伤演化后期材料孔洞化失稳断裂与材料最终破碎颗粒度分布特征之间的相互关联等. 虽然近期针对高应变率强加载下材料的损伤破坏问题, Wilkerson^[30] 基于率效应对位错演化的影响, 分析了高应变率下的孔洞增长, 但工作未涉及温度效应的影响. 现有的孔洞汇合模型均是基于两个相同大小孔洞间的颈缩机制建立的^[31,32], 这与本文所研究的问题相距甚远, 而张凤国等^[33] 基于能量守恒提出了孔洞接触汇合概念, 但所采用的汇合距离判据与接触汇合概念不相符; Dekel 等^[34] 认为高应变率下原子间作用力起主导作用, 材料处于拉伸作用下的亚稳状态, 并基于黏塑性流体建立了适用于熔化金属的损伤模型, 而其工作未涉及与材料破碎相关的孔洞汇合问题等. 也就是说, 在构建强冲击下金属材料卸载熔化损伤/破碎全过程物理描述方法之前, 需要进一步发展和完善现有的孔洞成核、

增长及汇合模型, 合理解析损伤发展过程中孔洞分布特征的变化规律, 并给出反映真实物理现象的材料损伤与破碎之间的关联方法.

2 物理建模

材料的卸载拉伸破碎问题具有多时空尺度、多物理复杂性, 需要在物理模型构建时进行简化, 特别是因材料局域变形导致的温度升高对损伤演化的影响. 材料局域温度的升高不仅促进孔洞的增长, 同时也降低了孔洞的成核临界应力, 如果在物理模型的公式推导过程中直接耦合温度效应的影响, 不仅公式的推导过程繁琐、公式复杂^[35], 同时也不利于其后损伤模型的进一步完善. 为此, 将温度效应的影响进行定性简化, 即在计算中的每一个时间步长内, 将材料变形引起的温升看作材料内部细观局域的环境温度, 这样就很大程度上降低了公式推导难度, 模型的应用结果和前期的工作成果^[36]均直接和间接验证了本文处理方法的可行性.

环境温度对材料的屈服强度 Y_0 和剪切模量 G 的影响可以分别表述为^[37]: $Y_T = Y_0 f(T)$, $G_T = G f(T)$, 显然 $Y_T/G_T = Y_0/G$ 不变. 同时, 鉴于材料体积声速与材料弹性模量之间的关系, 温度对材料体积声速 C_0 的影响为: $C^2 = C_0^2 f(T)$. 基于以前的分析结果^[36], 温度影响函数 $f(T)$ 采用李茂生和陈栋泉^[38]给出的与实验结果符合较好的指数衰减形式, 即:

$$f(T) = 1 - \frac{T - T_0}{T_m - T_0} e^{\beta \left(\frac{T}{T_m} - 1 \right)}, \quad (1)$$

其中, β 为材料的本构参数, T_m 为材料熔化温度, T_0 为初始温度.

而因材料变形引起的温度变化为

$$T = T_0 + E_S / (C_p \rho_0), \quad (2)$$

式中 E_S 为材料内能, C_p 为材料比热, ρ_0 为材料的初始密度.

同时, 鉴于材料的损伤演化过程及材料内部孔洞分布特征变化是与材料的最终熔化断裂/破碎直接相关, 本文给出了损伤演化过程中 3 个临界损伤度, 将损伤演化过程分为 3 个特征阶段, 并解析不同阶段孔洞增长特性、孔洞分布的变化情况及其与材料破碎颗粒度之间的关联, 这样不仅进一步实现了损伤演化过程的精细化描述, 而且改善了现有损伤模型和材料破碎模型之间相互脱节的问题.

2.1 损伤早期发展: 孔洞的成核与早期增长

2.1.1 孔洞的成核

现有的实验分析结果表明孔洞的成核与加载应力的率效应 \dot{p} 相关, 为了反映率效应对孔洞成核率的影响, 将 Seaman 等^[21]给出的具有代表性的孔洞成核率模型改写为

$$\dot{n} = n_0 \cdot \exp\left(\frac{p - p_c}{p_c}\right) \cdot \frac{\dot{p}}{p_c}, \quad (3)$$

其中, n_0 反映了材料初始微结构对潜在孔洞数的影响, 其与材料的初始晶粒大小、杂质、微孔洞等因素相关. 同时, 考虑温度效应对孔洞成核的影响, 可以将基于理论分析得到的成核应力 p_c ^[36] 进一步修正为

$$p_c = \frac{2}{3} Y_T [1 + \ln(2G/Y_0)]. \quad (4)$$

此外, 随着已存在的孔洞的增长, 孔洞周围的塑性区对应力有松弛影响, 进而抑制了新孔洞的成核, 显然其抑制范围为已存在孔洞周围的塑性变形区域^[39]. 根据孔洞半径 a 与其周围塑性区域 ($a \leq r \leq c$) 之间的关系 $c^3 = a^3 \cdot 2G/Y_0$ ^[40], 则 (3) 式可以进一步修正为

$$\dot{n} = n_0 \cdot \exp\left(\frac{p - p_c}{p_c}\right) \cdot \frac{\dot{p}}{p_c} \cdot \left(1 - \phi \frac{2G}{Y_0}\right). \quad (5)$$

损伤度 ϕ 表示材料内部单位体积内孔洞总体积所占的体积份额. 由 (5) 式可知: 孔洞成核截止临界判据可以采用损伤度判据 $\phi_{cr1} = Y_0/(2G)$, 即对于高纯材料, 当 $\phi \geq Y_0/(2G)$ 时没有新的孔洞成核.

2.1.2 孔洞的早期增长

在损伤早期发展时损伤度很小 ($\phi \leq Y_0/(2G)$), 孔洞间的相互作用以及损伤对应力变化的影响可以忽略, 孔洞基本保持孤立形式增长, 同时, 加载拉伸应力在 t_0 时刻以后近似线性增长^[41], 即:

$$p = \dot{p}(t - t_0), \quad (6)$$

则孔洞半径的增长方程为

$$\dot{a}^2 = \frac{6}{11} \frac{p - p_c}{\rho}, \quad (7)$$

以及孔洞半径的大小为

$$a^2 = \frac{8}{33} \frac{p - p_c}{\rho} (t - t_c)^2. \quad (8)$$

这里, t_c 为孔洞成核时刻, ρ 为材料密度. 损伤度 ϕ 的计算为

$$\phi = \frac{\frac{4}{3}\pi \cdot \sum N_i a_i^3}{1 + \frac{4}{3}\pi \cdot \sum N_i a_i^3}, \quad (9)$$

其中 N_i 为单位体积内的孔洞数量. 根据定义, 损伤度与孔隙度 α 之间的关系为

$$\alpha = \frac{1}{1 - \phi}. \quad (10)$$

2.2 损伤中期发展: 孔洞增长

损伤中期发展的特点: 强加载下, 孔洞汇合前因惯性影响材料内部不同大小的孔洞仍近似球形增长, 且没有新的孔洞成核出现. 这里不妨假设将含损伤多孔材料等效为空心球壳集合, 同时, 所有不同大小孔洞的内外径之比相同, 这样不仅可以在一定程度上间接地考虑了孔洞间的相互作用^[42,43], 同时也可以直接采用 Johnson^[23] 给出的孔隙度方程计算所有不同大小孔洞的增长:

$$\tau \cdot Q(\ddot{\alpha}, \dot{\alpha}, \alpha) = \alpha \cdot p(t) - \frac{2}{3} Y_T \ln \left(\frac{\alpha}{\alpha - 1} \right), \quad (11)$$

$\tau = \rho a_0^2 / [3(\alpha_0 - 1)^{2/3}]$, $Q(\ddot{\alpha}, \dot{\alpha}, \alpha) = \ddot{\alpha}[(\alpha - 1)^{-1/3} - \alpha^{-1/3}] - (\dot{\alpha}^2/6)[(\alpha - 1)^{-4/3} - \alpha^{-4/3}]$. 这里 a_0 和 α_0 为参考初始孔洞半径和材料初始孔隙度. 鉴于当 $\phi_{cr1} = Y_0/(2G)$ 时, 材料内部应力达到最大值, 即 $\dot{p} = 0$, 结合 (7) 式, 又有 $\ddot{a} = 0$, 根据孔隙度的定义^[23], 则此时刻有 $\ddot{\alpha} = \frac{2}{3} \frac{\dot{\alpha}}{\alpha - 1}$, 可得

$$\begin{aligned} Q(\ddot{\alpha}, \dot{\alpha}, \alpha) &= \ddot{\alpha}[(\alpha - 1)^{-1/3} - \alpha^{-1/3}] \\ &\quad - \frac{\dot{\alpha}^2}{6} [(\alpha - 1)^{-4/3} - \alpha^{-4/3}] \\ &\approx \frac{1}{2} \cdot \frac{\dot{\alpha}^2}{(\alpha - 1)^{4/3}}. \end{aligned}$$

则 (11) 式可以简化为

$$\frac{1}{2} \cdot \tau \cdot \frac{\dot{\alpha}^2}{(\alpha - 1)^{4/3}} = \alpha \cdot p(t) - \frac{2}{3} Y_T \ln \left(\frac{\alpha}{\alpha - 1} \right). \quad (12)$$

在损伤早期增长过程的计算中, α 和 $\dot{\alpha}$ 已知, 当 $\phi_{cr1} = Y_0/(2G)$ 时, 将材料内部的损伤状态和应力状态代入 (12) 式, 则可以得到模型参数值 τ . 之后采用 (11) 式统一描述损伤演化中期所有孔洞的增长过程.

根据孔隙度的定义, $n+1$ 时刻不同大小孔洞半径 a_i 的变化为

$$a_i^{n+1} = a_i^n \left(\frac{\alpha_{n+1} - 1}{\alpha_n - 1} \right)^{1/3}. \quad (13)$$

2.3 损伤后期发展: 孔洞增长与汇合

损伤后期发展时期特点: 孔洞开始汇合, 且孔洞汇合与增长并存. 孔洞增长仍采用 (11) 式描述, 损伤增长包含孔洞增长和孔洞汇合的贡献.

现有的实验和微观模拟分析表明: 材料发生卸载熔化时, 孔洞之间主要以接触汇合为主^[44,45]. 考察局域六面体微单元内两个孔洞半径大小与微单元损伤度之间的关系 (图 3, 大孔洞半径为 a , 小孔洞半径为 xa).

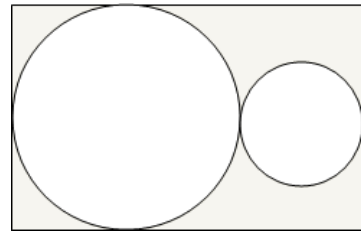


图 3 含两个孔洞的六面体微单元

Fig. 3. A cuboid unit cell with tow void for onset of voids coalescence.

根据损伤度的定义, 孔洞汇合的临界损伤度 ϕ_{cr} 为

$$\phi_{cr} = \frac{4\pi (a^3 + x^3 \cdot a^3)}{3 \cdot (2a)^2 \cdot (2xa + 2a)} = \frac{\pi}{6} (1 - x + x^2). \quad (14)$$

也就是说, 当损伤度 $\phi \geq \phi_{cr}$ 时两个孔洞开始汇合. 显然, 当 $x = 0.5$ (即 $\phi_{cr2} = 0.39$) 时孔洞汇合的临界损伤度最小. 因材料内部损伤度是单向增长的, 所以孔洞汇合最先发生在孔洞半径相差一倍的两个孔洞之间. 考虑到小孔洞表面的应力集中更高, 则当 $\phi \geq 0.39$ 时, 材料内部孔洞开始汇合, 在每一个时间步长内, 以 (14) 式作为判据, 从最小孔洞开始, 搜索与其汇合所对应的大孔洞. 孔洞汇合计算完成之后, 孔洞汇合对于损伤度的影响, 采用前期给出了孔洞接触汇合导致孔隙度增长率变化的计算公式^[33]:

$$\dot{\alpha} = \dot{\alpha} \sqrt{\sum (n_i/r_i) / \sum (N_j/R_j)}. \quad (15)$$

其中, $\dot{\alpha}$, r_i 以及 n_i 为孔洞汇合前的孔隙度增长率、孔洞大小以及对应的孔洞数; $\dot{\alpha}$, R_i 以及 N_i 为孔洞汇合后的值. 而孔洞汇合后, 孔洞半径的变化为 $R^3 = r_1^3 + r_2^3$.

2.4 材料网状化失稳断裂、破碎

在孔洞的不断汇合过程中,小孔洞逐渐与大孔洞汇合,随着损伤的增长,材料内部小孔洞所占份额迅速减小,最后形成以大孔洞为主的网状化材料,相关的实验分析结果和数值模拟计算统计结果均验证了这一结论^[14,15,44,45].当(14)式中 x 趋于零时,孔洞汇合的临界损伤度达到最大值 $\phi_{cr3} = 0.52$,即所有孔洞之间均发生接触汇合,进而材料内部层裂面处发生层断裂.

在强近似三角冲击波加载下,靶板自由面附近区域内材料可能发生卸载熔化,且区域内材料发生网状化失稳破碎.熔化金属材料发生网状化失稳破碎时,基体材料因表面张力作用形成球形颗粒.材料破碎之前区域内网格存在3种典型的损伤状态.状态1:网格发生断裂破坏,即 $\phi \geq 0.52$;状态2:网格存在一定程度的损伤,即 $Y_0/(2G) \leq \phi < 0.52$;状态3:网格的损伤度很小或没有损伤($\phi < Y_0/(2G)$).对于网格不同的损伤状态,采取不同的唯像处理方法.首先,对于状态1,可认为所有孔洞间均发生接触汇合,考察含半径为 a 球形孔洞的六面体微单元,则破碎颗粒半径 b 大小的确定方法:

$$\frac{4}{3}\pi b^3 = (2a)^3 - \frac{4}{3}\pi a^3 = a^3 \left(8 - \frac{4}{3}\pi\right). \quad (16)$$

虽然损伤度相同,但材料破碎颗粒大小可能不同,其与孔洞大小(即孔洞数的多少)相关.而破碎颗粒数密度即为相对应的孔洞数密度.

其次,对于状态2,暂且采用类似Curran和Seaman^[20]给出的处理方法,即认为孔洞的存在给出了材料失稳断裂的初始扰动,则材料失稳破坏后的破碎颗粒数密度即为对应的孔洞数密度,对应的破碎颗粒半径 b 与孔洞半径大小 a 的关系为: $b^3 \cdot \phi = (1 - \phi) \cdot a^3$.

最后,对于厚度为 h 处于状态3的材料而言,虽然材料内部的损伤很少或没有损伤,但对于卸载熔化破碎的微层裂问题,因处于状态3材料的层裂片非常薄,且该层裂片很容易受到其临近破碎颗粒或孔洞扰动的影响而发生破碎,这里唯像地将该层裂片对应的初始厚度 h_0 作为该层裂片破碎后颗粒大小的直径,则根据质量守恒原则以及体视金相学中的基本关系^[46],对应的颗粒数面密度为

$$N = \frac{6}{\pi h_0^2} \cdot \frac{h_0}{h} = \frac{6}{\pi \cdot h_0 \cdot h}. \quad (17)$$

3 损伤模型的应用

2010年,Signo等^[8]采用激光加载讨论了锡材料的卸载熔化破碎问题.锡靶的厚度为 $50 \mu\text{m}$,冲击压力到达自由面约为 120 GPa .激光加载实验涉及到靶板的烧蚀破坏,因而无论从实验测量,还是数值模拟再现都较难准确给出加载应力历史,而靶板的损伤破坏主要依赖于加载强度和加载波形宽度.为此,采用飞片加载方式近似模拟给出了冲击压力将要达到锡靶板自由面时的计算结果,是与Signo等^[8]的模拟结果相近,如图4所示.

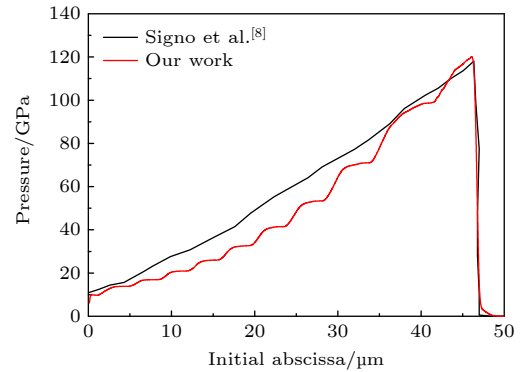


图4 靶板内部的压力分布

Fig. 4. Pressure profiles inferred from simulations of Signo's and our work.

在此基础上,计算得到的靶板自由面速度曲线与其他实验中强冲击下靶板自由面速度曲线定性上一致^[28],如图5所示.

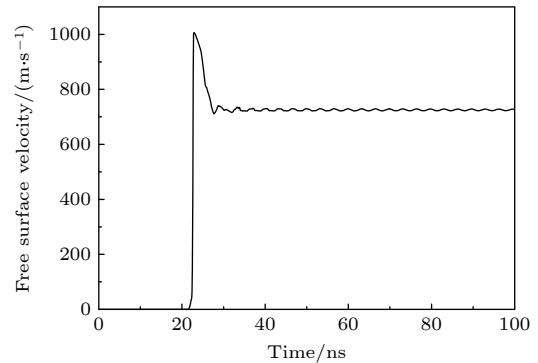


图5 自由面速度

Fig. 5. Free surface velocity.

而靶板内的损伤分布展示了3个典型区域(图6,这与图1(b)的分子动力学模拟结果和图1(c)的实验照相显示结果定性一致):区域1(图6中L1所示区域),靶板加载面,损伤很小或没有损伤发生;区域2(图6中L2所示区域),卸载熔化破碎

区; 区域 3(图 6 中 L3 所示区域), 靶板自由面表面形成的痂片, 这在大部分实验中均可以观察到 (对于加载熔化材料损伤破碎问题, 该痂片可能不存在). 结合应力加载波形, 靶板材料的破坏深度 (L2+L3) 近似为加载应力波宽度的一半, 这与之前的理论分析结果一致[47].

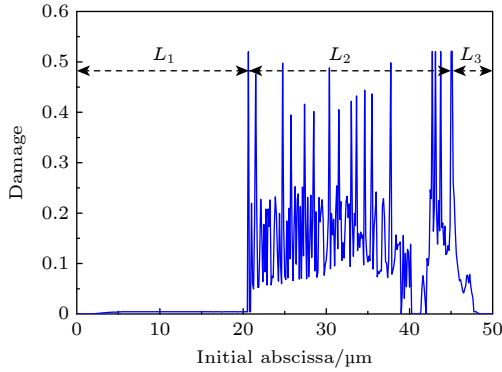


图 6 靶板内损伤分布的计算结果
Fig. 6. Damage distribution in target from simulations.

在卸载熔化破碎区, 输出某一个单元内的损伤、温度变化曲线 (图 7), 可以清楚显示材料发生了卸载熔化, 且损伤发生于材料卸载熔化之前, 这与 Lou 等[10] 的 MD 模拟分析结果一致, 同时也展示了温度效应对损伤增长的影响.

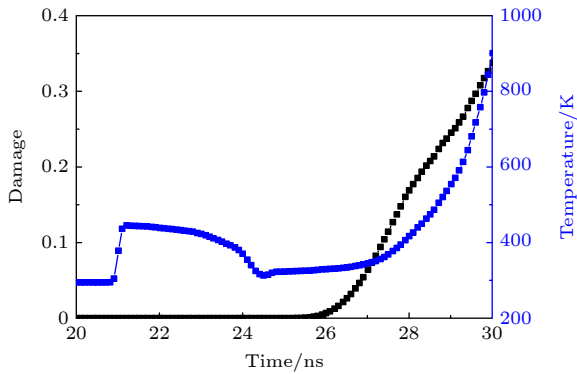


图 7 材料内部的损伤、温度变化曲线
Fig. 7. Evolutions of damage and temperature in target.

显然, 在损伤演化过程中存在 3 个临界损伤状态: $\phi_{cr1} = Y_0/(2G)$, 材料发生塑性变形, 之后孔洞之间的相互影响促进损伤增长; $\phi_{cr2} = 0.39$, 孔洞之间开始汇合, 损伤进入快速增长阶段; $\phi_{cr3} = 0.52$, 所有孔洞之间发生贯通, 并最终导致材料断裂. 因 $\phi_{cr2} = 0.39$ 孔洞开始汇合是材料开始网状化失稳破碎的临界点, 因此, 在 L2 区域统计所有 $\phi \geq 0.39$ 的单元, 单元之间计算平均损伤度和平均

孔洞大小, 并根据 (17) 式计算颗粒度大小和数密度. Signo 等[8] 不仅给出实验回收的颗粒分布图, 并基于颗粒分布图给出了统计分布结果和其理论模拟结果, 将本文新给出损伤、破碎物理模型的计算结果与其进行了比较, 对比结果显示: 对于小颗粒的计算结果, 本文物理模型较 Signo 等[8] 的模拟结果更接近实验值 (图 8), 且定性、定量上符合均较好. 同时, 计算结果指出较大颗粒 A 来源于靶板自由面破坏所形成的痂片; B 来源于靶板加载面未产生损伤破碎区域的最终失稳破坏.

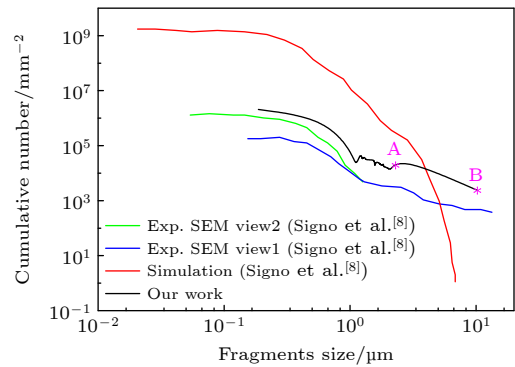


图 8 材料卸载熔化破碎颗粒分布的实验和模拟计算结果
Fig. 8. Comparison between simulation and experimental results of decreasing cumulative number distribution of fragments size.

4 结 语

本文提出了 3 个临界损伤度: 孔洞成核截止临界损伤度、孔洞开始汇合临界损伤度以及孔洞汇合截止临界损伤度, 进而将层裂损伤演化过程进一步分为孔洞成核与早期增长、孔洞增长以及孔洞增长与汇合 3 个特征阶段. 同时, 基于耦合强冲击下金属材料卸载熔化损伤/破碎问题中率效应 (惯性效应)、温度效应关键因素对损伤演化的影响, 发展和完善了现有的孔洞成核与增长模型, 并给出孔洞接触汇合的损伤判据, 实现了损伤演化过程以及损伤演化过程中孔洞分布特征变化规律的精细化描述, 构建了靶板材料卸载熔化微层裂损伤、破碎整个演化过程以及靶板不同区域最终损伤状态的统一物理描述方法. 与现有的物理模型相比, 新模型不仅反映了材料损伤/破碎发展的真实物理过程, 而且计算统计结果的精度有了很大提高. 此外, 对于计算结果与实验统计结果之间存在的差距, 其可能原因包括: 在实验方面, 实验统计结果是基于回收数据给出, 而颗粒回收过程中还存在二次碰撞破碎以

及实验并非是一维实验, 这些因素直接影响最后的数据统计结果; 在数值计算方面, 对于损伤单元, 模型计算的孔洞尺寸/颗粒尺寸可能远远大于网格尺寸, 这可能需要寻找其他的材料损伤到颗粒转化的处理方法. 鉴于以上问题, 不仅需要进一步发展和完善损伤/破碎物理模型, 而且需要设计相应的实验方法, 以便更好地校验物理模型.

参考文献

- [1] Shao J L, Wang C, Wang P, He A M, Zhang F G 2019 *Mech. Mater.* **131** 78
- [2] Holtkamp D B, Clark D, Rerm E, Gallegos R A, Hammon D, Hemsing W F, Hogan G E, Holmes V H, King N S P, Liljestrang R, Lopez R P, Merrill F E, Morris C L, Morley K B, Murray M M, Pazuchanics P D, Prestidge K P, Quintana J P, Saunders A, Schafer T, Shinas M A, Stacy H L 2003 *AIP Conference Proceeding Shock Compression Condensed Matter*, Melville, New York, July 20–25, 2003 pp477–482
- [3] Lescoute E, de Ressaiguier T, Chevalier J M, Loison D, Cug-Lelandais J P, Boustie M, Breil J, Maire P H, Schurtz G 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 093510
- [4] Zhang L, Li Y H, Zhang Z G, Li X M, Hu C M, Cai L C 2017 *Explos. Shock Waves* **37** 692 (in Chinese) [张林, 李英华, 张祖根, 李雪梅, 胡昌明, 蔡灵仓 2017 *爆炸与冲击* **37** 692]
- [5] 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]
- [6] Chen Y T, Hong R K, Chen H Y, Hu H B, Tang T G 2017 *Explos. Shock Waves* **37** 61 (in Chinese) [陈永涛, 洪仁楷, 陈浩玉, 胡海波, 汤铁钢 2017 *爆炸与冲击* **37** 61]
- [7] de Ressaiguier T, Signor L, Dragon A, Severin P, Boustie M 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 073535
- [8] Signo L, de Ressaiguier T, Dragon A, Roy G, Fanget A, Faessel M 2010 *Int. J. Impact Engi.* **37** 887
- [9] de Ressaiguier T, Signor L, Dragon A, Boustie M, Berthe L 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 131910
- [10] Luo S N, An Q, Germann T C, Han L B 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 013502
- [11] Wang K, Zhang F G, He A M, Wang P 2019 *J. Appl. Phys.* **125** 155107
- [12] Zhou T T, He A, Wang P 2020 *J. Nucl. Mater.* **542** 152496
- [13] Wang X X, Sun Z Y, Zhao F Q, He A M, Zhou T T, Zhou H Q, Zhang F G, Wang P 2021 *J. Appl. Phys.* **130** 205901
- [14] Seppala E T, Belak J, Rudd R E 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 245503
- [15] Strachan A, Çağm T, William A. Goddard I I I 2001 *Phys. Rev. B* **63** 060103
- [16] Durand O, Soulard L 2013 *J. Appl. Phys.* **114** 194902
- [17] Zhang F G, Wang P, Hu X M, Shao J L, Zhou H Q, Feng Q J 2017 *Chin. J. High Pres. Phys.* **31** 280 (in Chinese) [张凤国, 王裴, 胡晓棉, 邵建立, 周洪强, 冯其京 2017 *高压物理学报* **31** 280]
- [18] Grady D E 1988 *J. Mech. Phys. Solids* **36** 353
- [19] Li Y H, Zhang Z G, Li J, Li M, Zhang L 2014 *High Power Laser Particle Beams* **26** 031003 (in Chinese) [李英华, 张祖根, 李俊, 李牧, 张林 2014 *强激光与粒子束* **26** 031003]
- [20] Curran D R, Seaman L 1996 *Simplified Models of Fracture and Fragmentation* (New York: Springer-Verlag) pp340–365
- [21] Seaman L, Curran D R, Shockey D A 1976 *J. App. Phys.* **47** 4814
- [22] Gurson A L 1977 *J. Eng. Mater. Technol.* **99** 2
- [23] Johnson J N 1981 *J. App. Phys.* **52** 2812
- [24] Tonks D L, Thissell W R, Schwartz D S 2003 *AIP Shock Compression of Condensed Matter—2003: Proceedings of the Conference of the American Physical Society Topical Group on Shock Compression of Condensed Matter* Portland, Oregon, USA, July 20–25, 2003 pp507–510
- [25] Jacques N, Czarnota C, Mercier S, Molinari A 2010 *Int. J. Fract.* **162** 159
- [26] Bai Y L, Ke F J, Xia M F 1991 *Acta Mech. Sin.* **7** 59
- [27] Videau L, Combis P, Laffite S, Lescoute E, Jadaud J P, Chevalier J M, Raffestin D, Ducasse F, Patissou L, Geille A, de Resseguier T 2012 *AIP Conference Proceeding* **1426** 1011
- [28] Zhai S D, Li Y H, Peng J X, Zhang Z G, Ye X P, Li X M, Zhang L 2016 *Explos. Shock Waves* **36** 767 (in Chinese) [翟少栋, 李英华, 彭建祥, 张祖根, 叶想平, 李雪梅, 张林 2016 *爆炸与冲击* **36** 767]
- [29] Chen X, Asay J R, Dwivedi S K, Field D P 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 023528
- [30] Wilkerson J W 2017 *Int. J. Plasticity* **95** 21
- [31] Thomason P F 1999 *Acta Mater.* **47** 3633
- [32] Tonks D L, Zurek A K, Thissell W R 2003 *J. De Physique IV* **110** 893
- [33] Zhang F G, Zhou H Q, Hu X M, Wang P, Shao J L, Feng Q J 2016 *Explos. Shock Waves* **36** 596 (in Chinese) [张凤国, 周洪强, 胡晓棉, 王裴, 邵建立, 冯其京 2016 *爆炸与冲击* **36** 596]
- [34] Dekel E, Eliezer S, Henis Z, Moshe E 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 4851
- [35] Cortes R 1992 *Int. J. Solids Struct.* **29** 1339
- [36] Zhang F G, Zhao F Q, Liu J, He A M, Wang P 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 034601 (in Chinese) [张凤国, 赵福祺, 刘军, 何安民, 王裴 2022 *物理学报* **71** 034601]
- [37] Steinberg D J, Cochran S G, Guinan M W 1980 *J. Appl. Phys.* **51** 1498
- [38] Li M S, Chen D Q 2001 *Chin. J. High Pres. Phys.* **15** 24 (in Chinese) [李茂生, 陈栋泉 2001 *高压物理学报* **15** 24]
- [39] Trumel H, Hild F, Roy G, Pellegrini Y P, Denoual C 2009 *J. Mech. Phys. Solids* **57** 1980
- [40] Zhang F G, Zhou H Q, Zhang G C, Hong T 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 074601 (in Chinese) [张凤国, 周洪强, 张广财, 洪滔 2011 *物理学报* **60** 074601]
- [41] Wu X Y, Ramesh K T, Wright T W 2003 *J. Mech. Phys. Solids* **51** 1
- [42] Zhang F G, Zhou H Q, Hu J, Shao J L, Zhang G C, Hong T, He B 2012 *Chin. Phys. B* **21** 094601
- [43] Czarnota C, Jacques N, Mercier S, Molinari A 2008 *J. Mech. Phys. Solids* **56** 1624
- [44] Jacques N, Mercier S, Molinari A 2012 *Int. J. Fract.* **173** 203
- [45] Venkert A, Gudurn P R, Ravichandran G 2001 *J. Eng. Mater. Technol.* **123** 261
- [46] Qi M L, He H L 2008 *J. Wuhan Univ. Technol.* **30** 23 (in Chinese) [祁美兰, 贺红亮 2008 *武汉理工大学学报* **30** 23]
- [47] Zhang F G, Liu J, Wang P, Hu X M, Zhou H Q, Shao J L, Feng Q J 2018 *Explos. Shock Waves* **38** 659 (in Chinese) [张凤国, 刘军, 王裴, 胡晓棉, 周洪强, 邵建立, 冯其京 2018 *爆炸与冲击* **38** 659]

Modelling of spall damage evolution and fragment distribution for melted metals under shock release^{*}

Zhang Feng-Guo[†] Liu Jun He An-Min Zhao Fu-Qi Wang Pei

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

(Received 6 July 2022; revised manuscript received 23 August 2022)

Abstract

A strong shock-wave, produced by plate impact, explosive detonation or laser irradiation, can induce metal materials to melt. Reflection of the triangular pressure wave from the free surface generates a strong tensile stress in the liquid state, resulting in the creation of an expanding cloud of liquid debris. This phenomenon is called micro-spalling. The understanding of spall damage evolution and dynamic fragmentation of melted metal under shockwave loading and subsequent releasing is an issue of considerable importance for both basic and applied science, to predict the evolution of engineering structures subjected to explosive detonation in implosive dynamics or inertial confinement fusion, the latter involving high energy laser irradiation of thin metallic shells. For dynamic failure processes, spall fracture in solid material has been extensively studied for many years, while scarce data can be found about how such a phenomenon can evolve after being melted partially or fully when being compressed or released. In this paper, by studying the physical laws of void evolution in melted metals, we expect to reveal the mode and criterion of void coalescence, inertial and temperature effects on void distribution and evolution, and the relationship between fragment distribution and characteristics of breakup of damaged material. According to these physical laws, we can develop theoretical model to describe the damage evolution and fragment distribution of metal that melts when shock releases. This model is implemented as a failure criterion in a one-dimensional hydrocode. The experimental results and computational results are in fairly good agreement with each other. Some discrepancies are explained by using both experimental uncertainties and model limitations which are carefully pointed out and discussed. We believe that these results can deepen our physical understanding of the damage evolutions of metals and improve the credibility of numerical simulation on the damage and fragmentation of materials under implosive loading.

Keywords: spall damage, release melting, void coalescence, fragment distribution, modeling

PACS: 46.50.+a, 62.50.Ef, 64.60.Q-, 62.20.mm

DOI: [10.7498/aps.71.20221340](https://doi.org/10.7498/aps.71.20221340)

^{*} Project supported by the Science Challenge Project (Grant No. TZ2018001) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12271054).

[†] Corresponding author. E-mail: zhang_fengguo@iapcm.ac.cn



强冲击加载下延性金属卸载熔化损伤/破碎问题的物理建模及其应用

张凤国 刘军 何安民 赵福祺 王裴

Modelling of spall damage evolution and fragment distribution for melted metals under shock release

Zhang Feng-Guo Liu Jun He An-Min Zhao Fu-Qi Wang Pei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 244601 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20221340

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221340>

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

层裂损伤孔洞增长模型参数的确定方法及其应用

Method of determining parameters of void growth damage model and its application to simulation of spall test

物理学报. 2020, 69(20): 204601 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200527>

不同晶粒度高纯铜层裂损伤演化的有限元模拟

Numerical simulation on dynamic damage evolution of high pure copper with different grain sizes

物理学报. 2021, 70(20): 204601 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210726>

延性金属层裂强度对温度、晶粒尺寸和加载应变率的依赖特性及其物理建模

Dependence of spall strength on temperature, grain size and strain rate in pure ductile metals

物理学报. 2022, 71(3): 034601 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20210702>

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>

多次冲击加载-卸载路径下铁 $\alpha - \epsilon$ 相变动力学特性研究

Kinetics of iron $\alpha - \epsilon$ phase transition under thermodynamic path of multiple shock loading-unloading

物理学报. 2021, 70(16): 166201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210089>

亚大气压六相交流电弧放电等离子体射流特性数值模拟

Numerical modelling for characteristics of the meso-pressure six-phase alternative current arc discharge plasma jet

物理学报. 2018, 67(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172557>