

含微孔洞脆性材料的冲击响应特性与介观演化机制

喻寅 贺红亮 王文强 卢铁城

Shock response and evolution mechanism of brittle material containing micro-voids

Yu Yin He Hong-Liang Wang Wen-Qiang Lu Tie-Cheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 63, 246102 (2014) DOI: 10.7498/aps.63.246102

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.246102>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2014/V63/I24>

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>

熔化前后 Pb 样品表面微喷射现象研究

[Ejecta on Pb surface below and above melting pressure](#)

物理学报.2012, 61(20): 206202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.206202>

在石英界面处液态水的冲击结构相变

[The structural transition of water at quartz/water interfaces under shock compression in phase region of liquid](#)

物理学报.2012, 61(19): 196201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.196201>

含微孔洞脆性材料的冲击响应特性与介观演化机制*

喻寅¹⁾²⁾ 贺红亮²⁾ 王文强²⁾ 卢铁城^{1)†}

1)(四川大学物理学院, 教育部辐射物理技术重点实验室, 成都 610064)

2)(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实验室, 绵阳 621900)

(2014年4月17日收到; 2014年7月29日收到修改稿)

微孔洞显著地影响着脆性材料的冲击响应, 理解其介观演化机制和宏观响应规律将使微孔洞有利于而无害于脆性材料的工程应用. 通过建立能够准确表现材料弹性性质和断裂演化的格点-弹簧模型, 本文揭示了孔洞的演化对于脆性材料的影响. 冲击下孔洞导致的塌缩变形和从孔洞发射的剪切裂纹所导致的滑移变形产生了显著的应力松弛, 并调制了冲击波的传播. 在多孔脆性材料中, 冲击波逐渐展宽为弹性波和变形波. 变形波在宏观上类似于延性金属材料的塑性波, 在介观上对应于塌缩变形和滑移变形过程. 样品中的气孔率决定了脆性材料的弹性极限, 气孔率和冲击应力共同影响着变形波的传播速度和冲击终态的应力幅值. 含微孔洞脆性材料在冲击波复杂加载实验、功能材料失效的预防、建筑物防护等方面具有潜在的应用价值. 所获得的冲击响应规律有助于针对特定应用优化设计脆性材料的冲击响应和动态力学性能.

关键词: 微孔洞, 脆性材料, 冲击响应, 演化机制

PACS: 61.72.Qq, 62.50.Ef, 62.25.Mn, 81.05.Rm

DOI: 10.7498/aps.63.246102

1 引言

微孔洞是最常见的微缺陷, 显著地影响着脆性材料的力学响应, 进而影响到材料设计功能的正常实现. 原本“硬且脆”的块体金属玻璃在引入适量微孔洞后弹性极限只略微下降, 而塑性变形能力却得到极大的提升^[1]. 含孔洞的金属玻璃在压缩和拉伸加载下均显得“硬且韧”, 克服了高强度金属玻璃一旦应力超过弹性极限就发生灾难性断裂的局限^[2,3]. 固体炸药在起爆过程中利用孔洞的塌缩形成高温热点, 促进化学反应的进行, 维持爆轰波的传播^[4,5]. 另一方面, 在跌落、碰撞等意外冲击下, 孔洞的变形、断裂、塌缩等介观演化过程又与炸药的安全性密切相关^[6,7]. 锆钛酸铅铁电陶瓷可以在冲击波压缩下发生铁电-反铁电相变, 在几微秒内

释放出兆瓦级的电能, 是脉冲功率器件的核心材料^[8-10]. 但即使“致密”的铁电陶瓷中也含有体积分数约4%的孔洞^[9], 它们在冲击下导致的裂纹扩展、介质破碎对于脉冲功率器件设计功能的正常实现有不可忽视的影响^[8,11,12]. 如何使得脆性材料中的孔洞有利于而无害于设计功能的实现, 首先就需要理解含微孔洞脆性材料在冲击波作用下的宏观响应特性和介观演化机制.

材料的冲击响应特性主要由冲击波剖面反映, 它通常由实验测量或基于连续介质力学的数值计算获得^[13-18]. 冲击响应所对应的内部演化过程, 如化学反应、相变、滑移、孪晶等主要通过第一性原理分子动力学和经典分子动力学获得^[19-23]. 但脆性材料中常见的内部演化, 如微孔洞导致的大量裂纹扩展、介质破碎等介观断裂过程难以通过分子动力学等微观尺度计算获得; 有限元、有限差分等计

* 中国工程物理研究院重点实验室专项科研计划(批准号: 2012-专-03)、冲击波物理与爆轰物理重点实验室基金(批准号: 9140C670301120C67248)和国家自然科学基金(批准号: 11272164)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: lutiecheng@vip.sina.com

算方法在模拟大量裂纹时也存在困难. 此外, 材料的内部演化过程和宏观冲击响应往往不是通过一种实验或计算方法同时获得, 不利于演化机制的分析和确认, 这也是目前材料冲击响应研究中面临的难点.

本文基于含微孔脆性材料的研究需求, 建立了能够准确表现材料弹性性质和断裂演化的格点-弹簧模型(lattice-spring model), 在模型计算中可以同时获得介观演化过程(微孔洞塌缩、裂纹扩展、介质破碎等)和宏观冲击响应(屈服强度、终态应力应变、冲击波传播特性等). 利用格点-弹簧模型开展模拟研究, 本文揭示了孔洞影响脆性材料冲击响应的物理机制. 通过对比不同气孔率和加载应力的影响, 获得了含微孔脆性材料的冲击响应规律, 为控制冲击波传播特性和材料动态力学性能奠定了基础. 本文的安排如下: 第2节介绍脆性材料冲击波压缩的格点-弹簧模型; 第3节分析孔洞主导脆性材料冲击响应的介观机制; 第4节对比不同冲击应力和气孔率对于冲击响应特性的影响规律; 第5节为结论.

2 模 型

格点-弹簧模型将连续的弹性介质离散化为由格点(颗粒)和弹簧相互连接成的网络, 通过计算格点-弹簧系统的演化过程和响应特性来获得连续介质的演化机制和规律. 在研究弹性-脆性响应的材料系统时, 格点-弹簧模型对于表现裂纹的形成、材料的微结构不均匀性等有着独特优势^[24]. 本文所采用的颗粒-弹簧构型如图1所示. 模型中的颗粒排列成正三角形点阵, 最近邻颗粒之间由一对弹簧连接; 通过两颗粒中心的、抵抗拉伸和压缩的弹簧被称为法向弹簧, 刚度系数为 k_n ; 垂直于两颗粒中心线、作用在颗粒接触边缘、抵抗剪切作用的弹簧被称为切向弹簧, 刚度系数为 k_τ . 法向和切向作用力由(1)式确定:

$$\begin{cases} f_{ij}^n = k_n \delta_{ij}^n, \\ f_{ij}^\tau = k_\tau \delta_{ij}^\tau, \end{cases} \quad (1)$$

其中, δ_{ij}^n 和 δ_{ij}^τ 分别是颗粒 i 和 j 沿法向和切向的相对位移, f_{ij}^n 和 f_{ij}^τ 分别是作用在法向和切向上的力. 如果出现了裂纹, 两颗粒间的一对弹簧将断开失去作用. 此时颗粒间仍然存在沿法向的排斥力和沿切向的干摩擦力, 但是不再存在抗拉伸和剪切的作用

力, 如(2)式所示:

$$\begin{cases} f_{ij}^n = k_n \delta_{ij}^n & (\delta_{ij}^n < 0), \\ f_{ij}^n = 0 & (\delta_{ij}^n \geq 0), \\ f_{ij}^\tau = \mu f_{ij}^n, \end{cases} \quad (2)$$

其中 μ 为滑动摩擦系数. 根据每个颗粒所受近邻颗粒作用的合力, 可以获得各颗粒的加速度; 对加速度做时间积分, 可以获得颗粒在下一时刻的速度和位置; 根据下一时刻的位置重新计算作用力, 反复迭代, 就实现了对模型演化过程的模拟.

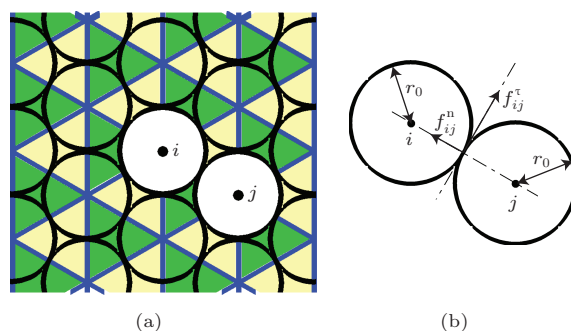


图1 (网刊彩色) 格点-弹簧模型的构型示意图 (a) 模型既可视作大量颗粒和弹簧排列组成的格点-弹簧阵列, 也可视作由大量三角形单元组成的有限元网格; (b) 两个颗粒之间的相互作用示意图

格点-弹簧模型的核心问题是严谨而准确地设定模型的弹簧刚度系数. 近年来研究者们提出了多种类型的参数设定方法^[24–29]. Gusev^[30]发展了一种简单且能定量地表现材料弹性性质的参数映射方法: 以有限元模型为媒介, 先将材料弹性常数设定在有限元模型中, 再进行映射, 将有限元的模型参数换算为弹簧的刚度系数. 本文采用了Gusev的参数映射方法, 图1中的黄、绿两色正三角形即可视为是有限元模型的“单元”, 各个颗粒的中心点可以视为有限元模型的“节点”. 材料的弹性常数先利用有限元理论设定在三角形单元之中, 再通过参数映射方法转移到两两三角形单元所共有的弹簧(公共边)之上. 对模型整体响应的检验表明, 该映射方法可以使得模型表现出与目标材料几乎一致的弹性性质; 模型具备了定量表现密实和多孔脆性介质弹性性质的能力^[31].

格点-弹簧模型最常用的弹簧断裂判据是弹簧临界伸长量: 当两格点(颗粒)间的法向、切向相对位移超过各自的极限值, 或者法向与切向相对位移组成的函数超一个极限值时, 设定弹簧断裂, 失去抗拉伸和剪切的作用. 另外, 比较弹簧中的应力是否超过了极限应力也是较常用的判据. 但这些判

据中的极限值通常都以经验方法设定, 具有一定的人为性. 本文采用了一种基于 Griffith 能量平衡原理^[32]的, 更为严谨的断裂判据. 每一对弹簧的断裂对应着一小段微裂纹的形成; 当一对弹簧中存储的应变能大于等于形成新微裂纹表面所对应的表面能时, 断裂即可发生; 由于纯压缩(如静水压压缩)不导致断裂, 因此在计算应变能时, 只计入拉伸和剪切变形所带来的应变能. 上述判据由(3)式表达:

$$\begin{cases} U_{ij} = U_{ij}^n + U_{ij}^\tau, \\ U_{ij}^n = 1/2k_n(\delta_{ij}^n)^2 & (\delta_{ij}^n > 0), \\ U_{ij}^n = 0 & (\delta_{ij}^n \leq 0), \\ U_{ij}^\tau = 1/2k_\tau(\delta_{ij}^\tau)^2, \\ U_{ij} \geq 2\gamma c_0 & (\text{断裂}), \end{cases} \quad (3)$$

其中 U_{ij} 为一对弹簧中存储的总应变能, U_{ij}^n 和 U_{ij}^τ 分别为法向和切向应力能, 但没有计入压缩变形的贡献; c_0 为两颗粒间微裂纹的长度; γ 为新形成微裂纹的表面能, 由实验直接测量或根据测量的材料断裂韧性算出.

在本文模型中, 每个颗粒的直径为 $1 \mu\text{m}$; 典型的模型样品长度为 1.6 mm , 宽度为 0.4 mm , 宽度方向施加了周期性边界条件. 参考常见的脆性材料参数, 模型的弹性常数被设定为杨氏模量 $E = 130 \text{ GPa}$, 泊松比 $\nu = 0.21$; 密度 $\rho = 8000 \text{ kg/m}^3$; 断裂表面能 $\gamma = 3.0 \text{ J/m}^2$. 一个速度恒定的刚性活塞碰撞模型产生沿模型长度方向传播的冲击波.

3 介观演化机制

3.1 孤立孔洞的演化过程

首先研究整个模型中只存在一个直径 $20 \mu\text{m}$ 孔洞的情况下, 孔洞塌缩过程对于周围介质应力、应变状态的影响. 如图 2(a) 所示, 模拟中将产生一个从左向右传播的冲击波, 输入的冲击应力为 5 GPa . 为记录介观变形过程, 孔洞周围的介质被预先标记. 图 2(a) 中 A, B, C 三个同心圆均以孔洞的中心为圆心, 半径分别为 $50, 100, 150 \mu\text{m}$. 同心圆对应位置的模型颗粒被标记为白色, 孔洞塌缩后白色颗粒的位置变化将会反映出孔洞周围介质的变形特征. 孔洞周围四个绿色扇形区域及孔洞本身被数字标记, 模拟中将记录这五个区域中颗粒的应力随时间的演化, 并获得各区域中平均应力的演化

剖面. 孔洞区域中最初没有颗粒, 但在孔洞塌缩过程中颗粒会填充进入孔洞.

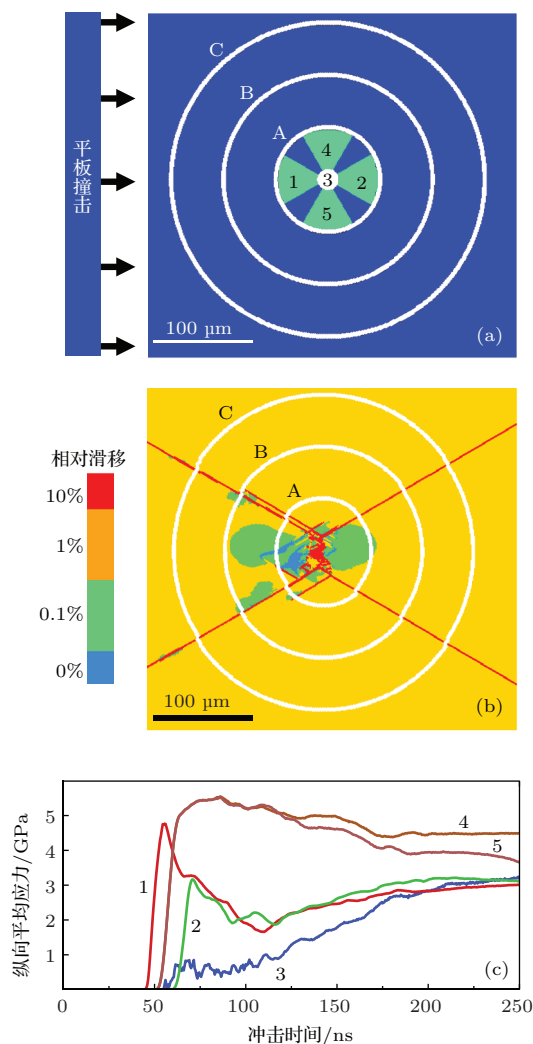


图2 孤立孔洞的演化过程 (a) 模拟前预设的演化过程记录区域; (b) 孔洞塌缩导致的介质变形; (c) 五个区域中的纵向(冲击方向)平均应力随时间的演化

孔洞塌缩后周围介质的变形特征如图 2(b) 所示. 图中不同色彩代表了介质变形后的“相对滑移”,

$$S_{\text{relative}} = |\delta_{ij}^x|/l_0 = |\delta_i^x - \delta_j^x|/l_0, \quad (4)$$

其中 δ_{ij}^x 表示两个最近邻颗粒 i 和 j 沿冲击方向的相对位移, l_0 表示它们在冲击前沿冲击方向的距离差. 图中将 S_{relative} 分为 0.1% , 1% 和 10% 三个量级, 除了孔洞附近少部分介质由于塌缩导致的松弛效应而处于 0% — 0.1% 量级的轻微变形状态, 其余大部分介质都处于 1% 量级的中度变形状态. 但是从孔洞中心向介质四个方向上发射的四条红线说明其中的介质发生了显著的相对滑动; 它们对应着由于冲击导致的应力集中而萌生, 并向着介质内部长距

离扩展的剪切裂纹^[33]. 剪切裂纹中的严重变形状态实际上反映了裂纹两侧介质的滑移过程. 结合图中的A, B, C三个白色同心圆上与裂纹相交处出现的“拐折”特征可以确认, 以剪切裂纹为界, 孔洞左、右两个方向上的介质沿着剪切裂纹滑向了孔洞中心, 导致冲击前的圆环变成了上下方向长、左右方向短的“椭圆”. 即冲击条件下孔洞的塌缩并非是介质各向同性地向孔洞中心填充, 而是沿纵向(左、右方向)的介质向着孔洞填充的各向异性收缩.

图2(c)展示了孔洞中心区域和周围的四个扇形区域中平均纵向应力随时间的演化, 其中的数字标记对应着图2(a)中的五个区域. 冲击波约在50 ns时到达孔洞附近. 孔洞左侧的1区首先被压缩到5 GPa, 但随即由于孔洞塌缩而发生显著的应力松弛. 孔洞右侧的2区由于受孔洞的屏蔽, 峰值应力只达到约3 GPa, 随即也进入应力松弛. 1, 2两区的最低应力降到了约2 GPa, 远远低于输入的5 GPa应力; 后来随着孔洞逐渐被填充, 应力逐渐回升, 但最终达到平衡态时应力也只有约3 GPa. 孔洞所对应的3区随着破碎介质的进入和挤压, 应力逐渐上升, 最终态到了与1, 2两区平衡的压力; 而孔洞上、下两侧的4, 5两区被压缩到5 GPa后发生了一定程度的压应力集中. 除了再次说明冲击下孔洞塌缩过程各向异性, 图2(c)更进一步揭示了微孔洞影响脆性材料中冲击波传播的根本原因——显著的应力松弛.

孔洞塌缩和介质滑移构成了冲击变形的主体, 其余位置的介质只有中度甚至轻微变形, 均处于弹性限度之内形. 塌缩和滑移变形带来了应力松弛, 将一定区域内的冲击波应力显著削弱. 当模型中存在大量孔洞时, 应力松弛效应就足以影响到样品宏观的冲击响应和动态力学性能.

3.2 大量孔洞导致的宏观冲击响应

对于延性金属, 位错滑移、变形孪晶等塑性过程所导致的应力松弛会使得在样品中传播的冲击波逐渐展宽为弹性波-塑性波双波结构. 在脆性材料中这类微观变形过程并不占据主要地位, 那么大量孔洞塌缩和剪切滑移等介观尺度变形所导致的应力松弛会不会导致类似的双波结构演化呢?

图3展示了气孔率5%、孔洞随机分布的脆性材料在150 m/s的活塞驱动下, 冲击波的演化及对应的介观变形状态. 图3(a)中最初从左侧输入的突跃的冲击波在多孔介质内部逐渐展宽为两个波形.

传播速度更快的是弹性波, 被弹性波扫过的介质处于弹性状态, 几乎不出现塑性变形或损伤破坏. 传播较慢的波被称为“变形波”^[34]. 虽然模型中产生不可逆变形的机制与延性金属材料中不同, 但宏观上弹性波-变形波的结构与延性金属弹性波-塑性波的结构是相似的. 换言之, 多孔脆性材料的宏观力学特性与延性金属可以相互类比: 它们都存在冲击屈服, 存在严重的不可逆变形, 存在显著的应力松弛和明显的双波结构.

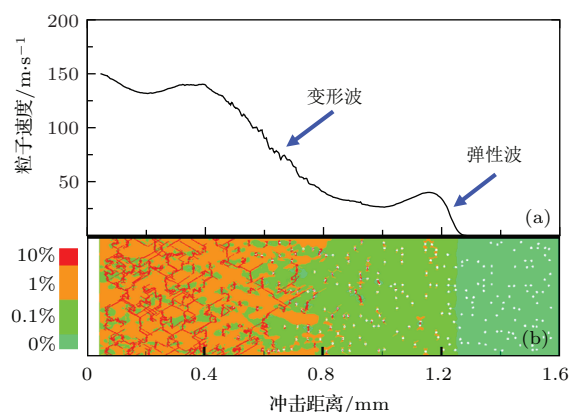


图3 气孔率5% 脆性材料中冲击波演化与介观变形的关联 (a) 5% 气孔率样品的粒子速度剖面, 冲击波展宽为双波结构; (b) 与冲击波剖面对应的内部介质相对滑移状态

图3(b)展示了与冲击波剖面对应的内部变形状态, 相对滑移仍然被划分为0.1%, 1% 和10% 三个量级. 综合图3(a)和(b), 弹性波及其后方的平台基本处于深绿色(轻微变形)所代表的弹性变形状态. 变形波及其后方的平台则基本处于橙色(中度变形)所代表的弹性变形和红色(严重变形)所代表的非弹性变形的混合状态. 在被弹性波扫过的区域中, 介质的变形量基本在0.1% 量级, 所有的孔洞(白点)都没塌缩; 但部分孔洞应力集中较严重, 附近介质的变形量达到了1% 量级. 从变形波的前沿(右端)开始, 介质变形量逐渐达到1% 量级, 孔洞所发射的剪切裂纹中变形量则达到了10% 以上; 从变形波的前沿到后沿(斜线的右端到左端), 代表未塌缩孔洞的白点逐渐减少, 孔洞塌缩变形及介质滑移变形所对应的红点和红线逐渐增多; 在变形波的后沿(左端)已经不存在尚未塌缩的孔洞. 由此可以判定, 宏观上的变形波对应于介观上的孔洞塌缩和介质滑移过程.

4 宏观响应特性

4.1 冲击应力和气孔率对冲击响应的影响

对多孔陶瓷开展的实验研究表明, 冲击应力和气孔率对材料的冲击波剖面有最显著的影响^[35]. 本文研究了在相同气孔率条件下不同冲击应力对于多孔材料冲击响应的影响, 及在相同加载速度下不同的气孔率对于冲击响应的影响. 图4(a)为一组气孔率为5%的样品在90—250 m/s活塞的冲击下演化形成的冲击波剖面. 在不同冲击应力下, 相同气孔率的样品展现几乎重叠的弹性波. 弹性波的后沿(右端)对应着受冲击材料从弹性状态进入到非弹性状态的Hugoniot弹性极限(hugoniot elastic limit, HEL). 计算结果表明, 多孔材料的HEL不随冲击应力的变化而改变; 但随着冲击应力增加, 变形波的传播速度加快, 变形波后方的冲击终态(Hugoniot state)所对应的粒子速度和应力均相应增加.

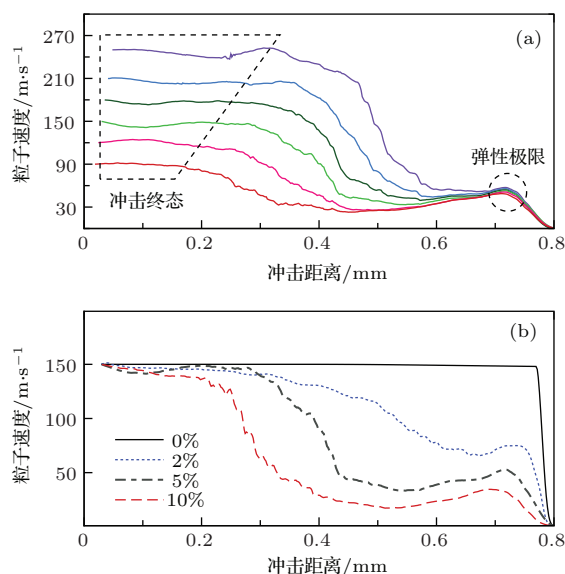


图4 (网刊彩色) 冲击应力和气孔率对于多孔脆性材料冲击波剖面的影响 (a) 不同活塞冲击速度下, 气孔率5%样品的粒子速度剖面; (b) 不同气孔率样品在150 m/s活塞冲击下的粒子速度剖面

图4(b)展示了150 m/s活塞的冲击下气孔率0%, 2%, 5%和10%样品的冲击波剖面. 在致密样品中没有形成双波结构, 样品只被一个突跃的冲击波扫过. 随着气孔率从2%增加到10%, 样品的HEL逐渐降低, 变形波传播速度减慢. 相同活塞速度下, 高气孔率样品的冲击终态中所达到的应力幅值要低于低气孔率样品的终态应力.

本文通过计算获得的多孔脆性材料的冲击波剖面随冲击应力和气孔率的变化规律与通过实验测量获得的多孔陶瓷的变化规律是一致的: 增加冲击应力不影响材料的HEL, 但会加快变形波速度; 增加气孔率将降低材料HEL, 减慢变形波速度^[35,36]. 与实验规律的吻合验证了本文计算的合理性和正确性.

4.2 微孔洞控制脆性材料的冲击特性

把握“微结构”与“宏观性能”之间的关系, 将对预测材料响应乃至人工设计材料响应有重要意义. 图5汇总了计算获得的气孔率对于脆性材料样品HEL (图5(a))、变形波传播速度(图5(b))和终态应力(图5(c))三类关键宏观响应的影响. 图5(a)中气孔率4%—10%的样品均表现不随活塞速度变化的HEL; 但由于样品尺寸限制, 应力松弛效应最弱的气孔率2%样品在不同活塞速度下的弹性波演化并没有达到平衡, 因此其HEL表现出差异. 2%—10%范围内其他气孔率样品的三类特征响应可以通过对已有数据点的拟合插值得到.

含微孔洞脆性材料的潜在应用可以归为三类: 1) 产生特定的冲击波波形并加载其他材料, 以研究其他材料在特定双波结构的“压缩-再压缩”加载模式下的弹塑性响应等; 2) 保障功能材料设计功能的正常实现, 通过减缓变形波及其对应的内部损伤破坏的传播, 使得材料在弹性波压缩下不受裂纹影响地完成设计功能; 3) 起到缓冲和吸能作用, 通过变形波中的损伤演化耗能, 及冲击终态上的应力幅值降低, 保护桥梁、房屋支柱等脆性建筑物在高速撞击事故下不发生大面积的破坏和裂纹扩展.

通过控制图5中三类特征响应, 将能设计出满足应用需求的特定冲击波剖面. 需要说明的是, 目前计算的结果与实验测量有相同的规律, 定量数据上却仍有一定差异, 因此图5并不能直接用于指导多孔脆性材料的冲击响应设计. 但对于工程应用中的多孔金属玻璃、多孔陶瓷等材料, 可以通过一组冲击波实验, 测量得到类似图5的微结构-性能关系, 进而预测和设计材料的冲击响应特征和动力学性能.

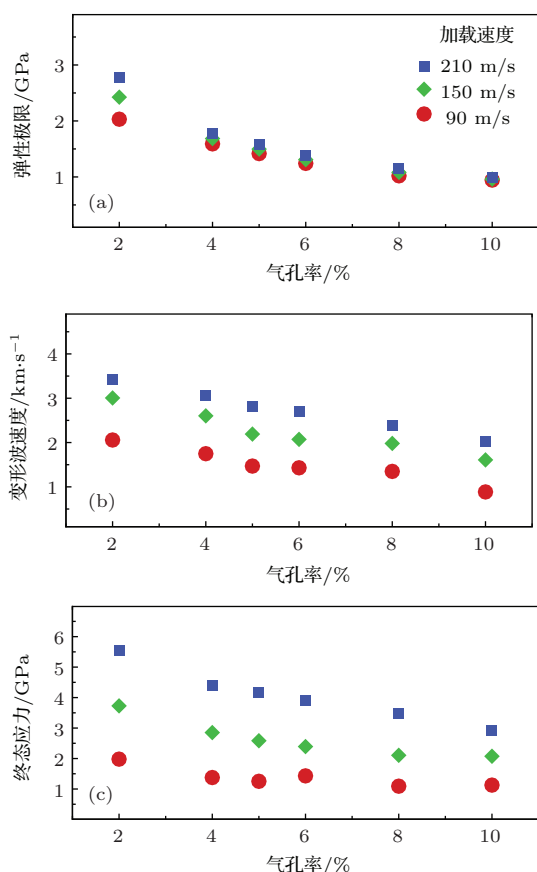


图5 (网刊彩色) 气孔率控制多孔脆性材料的三类冲击特性 (a) 气孔率与弹性极限的关系; (b) 气孔率与变形波传播速度的关系; (c) 气孔率与终态应力的关系

5 结 论

理解微孔洞在受冲击的脆性材料中演化的机制及其对宏观响应的影响, 寻找控制含微孔洞脆性材料冲击响应的关键微结构因素, 对于避免孔洞对材料的不利影响并利用孔洞改善脆性材料的设计功能有重要意义. 本文建立了能够准确表现致密和多孔脆性材料弹性性质和断裂演化的格点-弹性模型, 研究了冲击波作用下孤立孔洞对于脆性材料的影响, 指出孔洞塌缩变形和剪切裂纹两侧介质滑移变形所贡献的应力松弛效应是影响冲击波传播的根本原因. 对含大量孔洞的脆性材料模拟计算表明, 应力松弛效应会将冲击波展宽为弹性波-变形波双波结构. 变形波在宏观上类似于延性金属材料的塑性波, 在介观上对应于塌缩变形和滑移变形过程. 气孔率决定了脆性材料的弹性极限, 气孔率和冲击应力共同影响着变形波的传播速度和冲击终态的应力幅值. 气孔率与弹性极限、变形波速度、终态应力的定量关系将指导含微孔洞脆性材料的冲

击响应和动态力学性能设计, 有效地服务于其在冲击波复杂加载实验、功能材料失效预防、建筑物碰撞防护等方面的潜在应用.

参考文献

- [1] Wada T, Inoue A, Greer A L 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 251907
- [2] Sarac B, Schroers J 2013 *Nat. Commun.* **4** 2158
- [3] Qu R T, Zhao J X, Stoica M, Eckert J, Zhang Z F 2012 *Mater. Sci. Eng. A* **534** 365
- [4] Herring S D, Germann T C, Grønbech-Jensen N 2010 *Phys. Rev. B* **82** 214108
- [5] Mang J T, Hjelm R P, Francois E G 2010 *Propellants Explos. Pyrotech.* **35** 7
- [6] Swantek A B, Austin J M 2010 *J. Fluid Mech.* **649** 399
- [7] Vandersall K S, Tarver C M, Garcia F, Chidester S K 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 094906
- [8] Zhang F, He H, Liu G, Liu Y, Yu Y, Wang Y 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 183501
- [9] Zeng T, Dong X L, Mao C L, Zhou Z Y, Yang H 2007 *J. Eur. Ceram. Soc.* **27** 2025
- [10] Setchell R E 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 013507
- [11] Jiang D, Du J, Gu Y, Feng Y 2012 *J. Appl. Phys.* **111** 104102
- [12] Zhang F P, Du J M, Liu Y S, Liu Y, Liu G M, He H L 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 057701 (in Chinese) [张福平, 杜金梅, 刘雨生, 刘艺, 刘高旻, 贺红亮 2011 物理学报 **60** 057701]
- [13] Peng H, Li P, Pei X Y, He H L, Cheng H P, Qi M L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 226201 (in Chinese) [彭辉, 李平, 裴晓阳, 贺红亮, 程和平, 祁美兰 2013 物理学报 **62** 226201]
- [14] Sun B R, Zhan Z J, Liang B, Zhang R J, Wang W K 2012 *Chin. Phys. B* **21** 056101
- [15] Wang F, Peng X S, Liu S Y, Li Y S, Jiang X H, Ding Y K 2011 *Chin. Phys. B* **20** 065202
- [16] Gray III G T 2012 *Shock Compression of Condensed Matter-2011* Chicago, USA, June 26–July 1, 2011 p19
- [17] Tan P J, Reid S R, Harrigan J J, Zou Z, Li S 2005 *J. Mech. Phys. Solids* **53** 2206
- [18] Geng H Y, Wu Q, Tan H, Cai L C, Jing F Q 2002 *Chin. Phys.* **11** 1188
- [19] Chang J, Lian P, Wei D Q, Chen X R, Zhang Q M, Gong Z Z 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 188302
- [20] Cui X L, Zhu W J, He H L, Deng X L, Li Y J 2008 *Phys. Rev. B* **78** 024115
- [21] Bringa E M, Rosolankova K, Rudd R E, Remington B A, Wark J S, Duchaineau M, Kalantar D H, Hawrellak J, Belak J 2006 *Nat. Mater.* **5** 805
- [22] Shehadeh M A, Bringa E M, Zbib H M, McNaney J M, Remington B A 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 171918
- [23] Dávila L P, Erhart P, Bringa E M, Meyers M A, Lubarda V A, Schneider M S 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 161902
- [24] Buxton G A, Care C M, Cleaver D J 2001 *Modelling Simul Mater. Sci. Eng.* **9** 485

- [25] Zhao G, Fang J, Zhao J 2011 *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.* **35** 859
- [26] Ostoja-Starzewski M 2002 *Appl. Mech. Rev.* **55** 35
- [27] Wang Y, Yin X C, Ke F J, Xia M F, Peng K Y 2000 *Pure Appl. Geophys.* **157** 1905
- [28] Yano K, Horie Y 1999 *Phys. Rev. B* **59** 13672
- [29] Grah M, Alzebdeh K, Sheng P Y, Vaudin M D, Bowman K J, Ostoja-Starzewski M 1996 *Acta Mater.* **44** 4003
- [30] Gusev A A 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 034302
- [31] Yu Y, Wang W Q, Yang J, Zhang Y J, Jiang D D, He H L 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 048103 (in Chinese) [喻寅, 王文强, 杨佳, 张友君, 蒋冬冬, 贺红亮 2012 物理学报 **61** 048103]
- [32] Lawn B (translated by Gong J H) 2010 *Fracture of Brittle Solids* (Beijing: Higher Education Press) pp4, 5 (in Chinese) [罗恩 B 著 (龚江宏 译) 2010 脆性固体断裂力学 (北京: 高等教育出版社) 第4, 5页]
- [33] Yu Y, Wang W Q, He H L, Lu T C 2014 *Phys. Rev. E* **89** 043309
- [34] Grady D E 1998 *Mech. Mater.* **29** 181
- [35] Setchell R E 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 053525
- [36] Setchell R E 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 573

Shock response and evolution mechanism of brittle material containing micro-voids*

Yu Yin¹⁾²⁾ He Hong-Liang²⁾ Wang Wen-Qiang²⁾ Lu Tie-Cheng^{1)†}

1) (Key Laboratory for Radiation Physics and Technology of Ministry of Education, Department of Physics, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

2) (National Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics, Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 17 April 2014; revised manuscript received 29 July 2014)

Abstract

Micro-voids significantly affect shock responses of brittle materials. Knowledge about the meso-scale evolution mechanism and macro-scale shock behavior will help to utilize micro-void in applications and avoid its disadvantages. A lattice-spring model, which can represent both elastic property and fracture evolution accurately, is built in this work. Simulations reveal that severe stress relaxation, which is contributed from collapse deformation induced by voids and slippage deformation induced by shear cracks extending from voids, modulates the propagation of shock wave. In a porous brittle material, the shock wave broadens into an elastic wave and a deformation wave. On a macro-scale, the deformation wave behaves as a plastic wave in ductile metal; on a meso-scale, it corresponds to the processes of collapse and slippage deformations. It is found that porosity of the sample determines the Hugoniot elastic limit of material; whereas the porosity and shock stress affect the propagation speed of the deformation wave and stress amplitude in a final state of shock. Brittle materials containing micro-voids have potential applications in complex shock loading experiments, precaution of shock induced function failure, and crashworthiness of buildings. Shock behaviors reported in this work will benefit the design and optimization of shock responses and dynamic mechanical properties of brittle materials used in specific applications.

Keywords: micro-voids, brittle material, shock response, evolution mechanism

PACS: 61.72.Qq, 62.50.Ef, 62.25.Mn, 81.05.Rm

DOI: 10.7498/aps.63.246102

* Project supported by the National Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics of China Academy of Engineering Physics (Grant No. 2012-zhuan-03), the Foundation of National Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics, China (Grant No. 9140C670301120C67248), and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11272164).

† Corresponding author. E-mail: lutiecheng@vip.sina.com