论文

“强冲击载荷下钢筋混凝土的本构关系、破坏机理与数值方法”专辑

动态碎裂过程中的最快速卸载现象

郑宇轩^①, 周风华^{①*}, 余同希^{①②}^① 宁波大学冲击与安全工程教育部重点实验室, 宁波 315211;^② 香港科技大学机械与航空航天工程系, 香港

* E-mail: zhoulfenghua@nbu.edu.cn

收稿日期: 2015-11-20; 接受日期: 2016-01-19; 网络出版日期: 2016-03-22

国家自然科学基金(批准号: 11402130, 11272163, 11390361)和宁波大学王宽诚幸福基金资助项目

摘要 固体在高应变率加载作用下常常断裂成多个碎片. Grady 针对韧性碎裂和脆性碎裂提出了一个同样形式的碎片尺度预测公式, 对韧性碎裂结果预测较好, 而对脆性碎裂结果的预测相对较差. 是否存在一种物理机制可以同时阐述韧性碎裂和脆性碎裂过程呢? 本文借鉴 Grady 解决绝热剪切问题时提出的最小集中化时间的思想, 认为固体的动态碎裂过程中存在着最快速卸载现象. 对韧性碎裂过程和脆性碎裂过程从理论和数值计算上进行分析, 发现最快速卸载理论得到的平均碎片尺度和目前文献报道结果均吻合较好.

关键词 碎裂, 裂纹阵列, 应力波作用, 最快速卸载, 平均碎片尺寸

1 引言

受变化剧烈的冲击载荷作用时, 固体内部往往发生微裂纹、塑性变形、孔洞、绝热剪切带等损伤的成核及扩展. 由于这些损伤的演化特征时间与固体内部的应力波传播特征时间相当, 材料的动态破坏常伴随着多损伤的生成, 也就是说固体材料发生了破碎. 固体在冲击载荷作用下的碎裂特征长期受到物理学和工程科学领域研究者的关注, 能否成功预测破碎过程中产生的碎片的尺寸是一个重要的课题.

诺贝尔奖得主 Mott^[1,2]在二战时期开展了关于材料的碎裂化研究. 作为一个转入军工领域研究的物理学家, Mott 把卸载波的概念引入碎裂分析, 考虑了一个发生流动的理想塑性材料中, 单个断裂点发射

的刚性卸载波的传播. Mott 认为卸载波(后来被称为 Mott wave)在某一个特征时间传播的距离就是碎片尺寸的度量. 但是 Mott 并没有对这个特征时间作更详细的阐述. 20 世纪 70 年代以来, Grady 及其合作者^[3-8]针对金属、岩石、陶瓷等材料进行了大量实验和理论研究, 从破坏机理上对碎裂现象进行了分析. Grady 提出局域动能概念, 通过简单的能量守恒原则给出了计算碎片的公式^[3]; 又通过统计断裂模型将材料的随机碎裂过程与内部缺陷相联系^[4,6], 还给出了一个将能量模型与统计模型结合的混合模型^[7]; 特别值得一提的是, Grady 和 Kipp^[5]将金属材料的断裂韧性引入了 Mott 分析模型中, 给出了一个基于断裂韧性的断裂特征时间, 得到了一个关于韧性材料碎裂的碎片公式.

引用格式: 郑宇轩, 周风华, 余同希. 动态碎裂过程中的最快速卸载现象. 中国科学: 技术科学, 2016, 46: 332-338
Zheng Y X, Zhou F H, Yu T X. The rapidest unloading in dynamic fragmentation events (in Chinese). Sci Sin Tech, 2016, 46: 332-338, doi: 10.1360/N092016-00012

文献[3]和[5]所得到的碎片尺寸公式在形式上相同, 却出于不同的物理机制分析. 推导这个公式的基本假设的可靠性, 受到广泛关注. 即使是在简单的一维模型中, 固体的断裂失效、断裂点的成核和发展、不同断裂点之间卸载波的相互作用、固体的惯性效应等等都相互耦合在一块. 而难以预测的断裂点分布使得碎裂问题更加复杂. 我们关心的是: 是否存在一种更加直观的物理机制来阐述固体的碎裂过程, 并由此得到碎片尺寸?

针对一个看上去不同的问题, Grady 和 Kipp^[9]在研究多重绝热剪切带发生过程时曾提出了一个最小集中化时间(minimum localization time)的概念. 他们指出: 剪切带能自动调整相互之间的间距从而使得发生剪切变形的材料在最短的时间内完全卸载. 在这个假设基础上, Grady 和 Kipp 推导出绝热剪切带能量和绝热剪切带间距的显式表达式.

本文试图拓展 Grady 和 Kipp 的概念, 将最快速卸载原理推广运用到包括韧性碎裂、脆性碎裂的不同损伤导致破碎的过程. 我们首先分析了早期发表的多重绝热剪切带形成的数值模拟结果, 指出多重绝热剪切带的平均间距确实对应着受高应变率剪切作用的固体的快速卸载过程. 进一步, 我们将最快速卸载的思想引入固体的拉伸碎裂问题中: 对于理性塑性材料的韧性碎裂过程, 我们从理论上证明了行之有效的 Grady-Kipp 碎片公式对应着材料的最快速卸载过程; 对于脆性材料的碎裂, 根据最快速卸载理论所得到的碎片尺寸也和更符合实际状况的动力学数值模拟结果一致.

2 多重绝热剪切带的最快速卸载

在高应变率剪切加载作用下, 韧性固体将会出现多重绝热剪切带. Xue 等人^[10]的实验结果表明: 多重绝热剪切带具有自组织性, 带间存在一个特征间距. Grady 和 Kipp 提出了一个分析模型来预测此特征间距. 在他们的模型中将剪切带间的间距等效成卸载波传播的距离; 然而剪切带中的应力坍塌时刻和剪切带间距耦合, 故此剪切带间距和卸载试件不能同时确定. 对于这个问题, Grady 和 Kipp 做了一个大胆的假设, 认为剪切带间距会自主调节到一个最佳位置从而使固体中最易形成剪切局域化. 在这个假设的基础上, Grady 和 Kipp 得到了剪切带间距的显式表

达式为

$$L_{\text{ASB}} = 2 \left[\frac{9kC}{\tau_y a^2 \dot{\gamma}_0^3} \right]^{1/4}, \quad (1)$$

式中, k 是热传导系数, C 是比热容, τ_y 是率相关的屈服应力, a 是热软化系数, $\dot{\gamma}_0$ 是名义剪切应变率.

我们在早期工作中分析了一个受纯剪切的固体中多重剪切带的形成过程^[11]. 图1给出了给定应变率条件下数值计算的平均剪切带间距, 结果表明平均剪切带间距随应变率提高而减小, $L_{\text{ASB}} \sim \dot{\gamma}_0$ 曲线与式(1)吻合较好.

为了分析多重绝热剪切带形成过程中是否存在最快速卸载, 我们计算了等间距 L 的一系列绝热剪切带的成核及发展过程. 分别考虑间距 L 为 0.5, 1, 2.5 和 5 mm 的情况, 计算结果表明剪切带完全卸载时的临界应变与给定应变率成一定函数关系, 如图2所示. 对于固定的剪切带间距, 临界应变与应变率曲线呈现 U 型规律. 单个绝热剪切带的形成在低应变率区域受到热传导机制的抑制, 而在高应变率区域受到材料惯性效应的抑制^[12]. 考虑 U 型曲线的极值点, 剪切带间距 $L=0.5, 1, 2.5$ 和 5 mm 分别对应着最快速卸载的应变率 $(\dot{\gamma}_0)_{\text{opt}}$: $3 \times 10^5, 1.8 \times 10^5, 4.5 \times 10^4$ 和 $1.6 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$. 在图1中, 我们绘出了 4 个 $L \sim (\dot{\gamma}_0)_{\text{opt}}$ 极值点, 和早期计算得到的 $L_{\text{ASB}} \sim \dot{\gamma}_0$ 曲线吻合较好, 说明多重绝热剪切带的形成确实导致剪切固体以最快速度卸载.

图1 不同应变率下多重剪切带的间距

图2 不同应变率下单个剪切带形成的临界应变

3 韧性碎裂过程中的最快速卸载

对于理想塑性材料的韧性碎裂, 刚性卸载波主导了碎片尺寸. 在早期的 Mott 分析模型中, 断裂被认为是一个瞬时发生的事件, Kipp 和 Grady 对这个模型进行了修正, 将断裂(即材料的分离)视为一个内聚断裂(cohesive fracture)过程^[5,13]. 采用简化的线性内聚力模型, 断口处材料的应力 σ_{coh} 随裂纹的张开距离 δ_{coh} 的增加从 σ_c 线性地降为 0, 即

$$\sigma_{\text{coh}} = \sigma_c \left(1 - \frac{\delta_{\text{coh}}}{\delta_c}\right), \quad \delta_c = \frac{2G_c}{\sigma_c}, \quad (2)$$

式中, δ_c 为完全断裂时裂纹扩展的距离, G_c 为完全断裂时单位面积耗散能量(断裂能).

考虑一个以应变率 $\dot{\epsilon}$ 流动的韧性固体, 在碎裂开始时刻($t=0$)固体内部一系列等间距(间距 L)裂纹同时开动并分离, 每一个裂纹向邻近区域发射刚性卸载波, 卸载波所到达区域的材料被固化, 长度为 $x(t)$. 假设卸载区域不相互作用, 根据动量守恒和应力边界条件得到:

$$\rho \dot{\epsilon} x(t) \frac{dx(t)}{dt} = \frac{\sigma_c^2}{2G_c} \delta_{\text{coh}}(t). \quad (3)$$

注意到裂纹张开速度和刚性卸载区的运动速度相关联, 即:

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{\delta_{\text{coh}}(t)}{2} \right] = \dot{\epsilon} x(t). \quad (4)$$

式(3)和(4)构成一组关于 $x(t)$ 和 $\delta_{\text{coh}}(t)$ 的常微分方

程组, 利用 $t=0$ 时刻初始条件 $x(0)=\delta_{\text{coh}}(0)=0$, 可以解得卸载波传播距离 $x(t)$ 和裂纹张开距离 $\delta_{\text{coh}}(t)$:

$$x(t) = \frac{\sigma_c^2}{6\rho G_c} t^2, \quad \delta_{\text{coh}}(t) = \frac{\sigma_c^2 \dot{\epsilon}}{9\rho G_c} t^3. \quad (5)$$

断口从开始断裂直到完全断裂所需时间为 t_c . 在 t_c 时刻, $\delta_{\text{coh}}(t_c) = \delta_c = 2G_c/\sigma_c$, 代入式(5)中第 2 式, 可得裂纹发展完成的所需时间为

$$t_c = \left(\frac{18\rho G_c^2}{\sigma_c^3 \dot{\epsilon}} \right)^{1/3}. \quad (6)$$

Grady-Kipp 认为: t_c 是整个拉伸物体碎裂过程的终止时间, 在 t_c 时刻 Mott 卸载波恰好传到两个裂纹的中间点, 裂纹之间的材料被完全卸载, 形成碎片. 因此, 平均碎片尺度为理想间距为

$$L_c = 2x(t_c) = \left(\frac{12G_c}{\rho \dot{\epsilon}^2} \right)^{1/3}. \quad (7)$$

式(7)所给出的碎片尺度, 在相当广泛范围适用于弹塑性金属材料^[14,15]. 本文采用有限元方法模拟了各种弹塑性金属圆环或者直杆在不同拉伸应变率下的碎裂过程, 统计分析了所产生碎片的平均尺寸, 所得结果经无量纲化后如图 3 所示, 平均碎片尺寸与式(7)的理论曲线吻合较好.

以下证明, 式(7)所给出的碎片尺度, 实际上对应着受拉伸材料的最快速卸载过程. 如果裂纹间距(碎片尺寸)不是 Grady-Kipp 公式预测值, 固体完全卸载所需要的时间又是多少? 考虑两种情形.

情形 1: 裂纹间距大于 Grady-Kipp 尺度, 即

$$L > \left(\frac{12G_c}{\rho \dot{\epsilon}^2} \right)^{1/3}. \quad \text{在完全断裂后, 卸载区平衡方程为}$$

$$\rho \dot{\epsilon} x_B(t) \frac{dx_B(t)}{dt} = \sigma_c \quad (t \geq t_c), \quad (8)$$

$$x_B(t_c) = \frac{1}{2} L_c.$$

$$\text{可解得: } x_B(t) = \frac{1}{2} L_c + \sqrt{\frac{\sigma_c}{\rho \dot{\epsilon}}} (t - t_c), \quad \text{即:}$$

$$x_B(t) = \begin{cases} \frac{\sigma_c^2}{6\rho G_c} t^2, & t \leq \left(\frac{18\rho G_c^2}{\sigma_c^3 \dot{\epsilon}} \right)^{1/3}, \\ \frac{1}{2} \left(\frac{12G_c}{\rho \dot{\epsilon}^2} \right)^{1/3} + \sqrt{\frac{\sigma_c}{\rho \dot{\epsilon}}} (t - t_c), & t > \left(\frac{18\rho G_c^2}{\sigma_c^3 \dot{\epsilon}} \right)^{1/3}. \end{cases} \quad (9)$$

于是, 杆件整体平均应力卸为 0 的时间为

$$T_c|_{\text{CASE1}} = t_c + \frac{4\rho\dot{\varepsilon}}{\sigma_c} \left[L - \left(\frac{12G_c}{\rho\dot{\varepsilon}^2} \right)^{1/3} \right]^2. \quad (10)$$

显然 $T_c|_{\text{CASE1}}$ 比 t_c 大, 在多出的时间里 Mott 波传过碎片长度大于 Grady-Kipp 尺度的区域。

情形 2: 裂纹间距小于 Grady-Kipp 尺度, 即

$$L < \left(\frac{12G_c}{\rho\dot{\varepsilon}^2} \right)^{1/3}. \text{ 裂纹在 } t < \left(\frac{3\rho G_c L}{\sigma_c^2} \right)^{1/2} \text{ 时间内仍按式}$$

(5) 发展, 当卸载波在碎片中间位置碰到邻近点传来的卸载波后, 刚性卸载区重合而断口应力尚未下降至 0, 断口继续按 $\dot{\varepsilon}L/2$ 的拉伸速度张开, 直至完全断裂. 裂纹发展方程为

$$\delta_{\text{coh}}(t) = \begin{cases} \frac{\sigma_c^2 \dot{\varepsilon}}{9\rho G_c} t^3, & t \leq \left(\frac{3\rho G_c L}{\sigma_c^2} \right)^{1/2}, \\ \dot{\varepsilon}L \left[t - \frac{2}{3} \left(\frac{3\rho G_c L}{\sigma_c^2} \right)^{1/2} \right], & t > \left(\frac{3\rho G_c L}{\sigma_c^2} \right)^{1/2}. \end{cases} \quad (11)$$

根据完全断裂时刻 $\delta_{\text{coh}}(t) = \frac{2G_c}{\sigma_c}$ 的条件可以解得

$$T_c|_{\text{CASE2}} = \frac{2G_c}{\sigma_c \dot{\varepsilon} L} + \frac{2}{3} \left(\frac{3\rho G_c L}{\sigma_c^2} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

容易证明, 在 $0 \leq L < \left(\frac{12G_c}{\rho\dot{\varepsilon}^2} \right)^{1/3}$ 条件下, $T_c|_{\text{CASE2}}$

是 L 的单调减函数; 当 $L \rightarrow \left(\frac{12G_c}{\rho\dot{\varepsilon}^2} \right)^{1/3}$ 时, $T_c|_{\text{CASE2}}$ 趋于最小值 $\left(\frac{18\rho G_c^2}{\sigma_c^3 \dot{\varepsilon}} \right)^{1/3}$.

从上述讨论可以看出, Grady-Kipp 碎片尺度 $(12G_c/\rho\dot{\varepsilon}^2)^{1/3}$ 确为最优的裂纹间距, 在这个间距下, 固体整体的平均应力以最快速度卸载到零, 相对应的最短卸载时间为 $t_c = (18\rho G_c^2/\sigma_c^3 \dot{\varepsilon})^{1/3}$.

在理论分析基础上, 我们采用弹塑性有限元方法模拟了中间位置包含缺陷的有限长金属杆的高应变速率拉伸断裂过程. 计算材料模型及参数同文献[15]. 由于在计算中将断裂起始位置限制在杆的中间, 其

断裂被拉伸断裂为 2 段, 具体细节见文献[16]. 以杆内平均应力降为 0 作为完成卸载时刻, 在给定应变速率 $\dot{\varepsilon}$ 下, 不同长度杆的完全卸载时间 $\bar{t}_f$ 不一样: 因为应变速率恒定, 过短的杆的中央断裂结束时间被推迟; 而过长的杆即使中央发生断裂, 其完全卸载依然要持续一段时间. 将初始长度 $\bar{L}$ 和完全卸载时间 $\bar{t}_f$ 绘制在图 4, 可见两者呈 U 型特征. U 曲线的底部就是最优裂纹间距 $\bar{L}_{\text{opt}}$, 此时杆最快速卸载.

施加不同的应变速率 $\dot{\varepsilon}$, U 曲线及其底部发生移动, 对应最快速卸载的 $\bar{L}_{\text{opt}}$ 也不一样, 将计算所得的 4 个 ($\bar{L}_{\text{opt}} \sim \dot{\varepsilon}$) 点标注在前面所得到的“碎片尺寸-应变速率”图上(图 3), 这些点恰好与 Grady-Kipp 公式曲线以及采用有限元方法模拟的自然碎裂数据点重合, 说明“最快速卸载原理”真实描述了韧性碎裂的实际物

图 3 不同应变速率下韧性碎片的平均尺度

图 4 给定应变速率下弹塑性杆卸载时间 $\bar{t}_f$ 与杆长 $\bar{L}$ 关系

理过程.

4 脆性碎裂中的最快速卸载

动态脆性碎裂是一个涉及裂纹成核、扩张、以及相互作用以至动态失稳等动态机制的复杂过程. Grady^[3]以及 Glenn 和 Chudnovsky^[17]建议采用能量平衡准则对脆性碎片尺度进行预测, 大量数值计算结果表明: Grady 提出的脆性碎裂的碎片尺度预测公式与采用数值模拟方法得到的实际碎片尺寸偏差较大^[18,19]. 我们曾采用特征线方法分析了大块脆性材料发生自然碎裂时的平均碎片尺度, 给出一个基于动力学数值模型的脆性碎片尺寸公式^[20], 该公式由于考虑了碎裂过程中裂纹之间相互作用, 裂纹成核随机性, 以及碎片尺度分布等机制, 更接近于实际碎裂情况^[21].

与韧性碎裂过程不同, 脆性材料的破碎导致碎片内部弹性应力波的相互作用, 断裂点的完全破坏未必导致碎片内部应力为 0. 我们认为: 固体的破坏应该以固体内部应力完全卸载, 即碎片内部的平均应力降为 0 为标志^[22]. 采用沿特征线上的有限差分数值方法处理等间距分布的裂纹阵列在外载荷作用下的动态扩张过程, 可以得到碎片内部平均应力随时间的变化规律, 进一步确定固体达到完全断裂所需要的时间. 在给定应变率下, 我们计算了含有不同间距裂纹阵列的弹性固体的碎裂过程, 得到了材料完全卸载时刻. 典型的计算结果如图 5 所示, 与前述结果类似, 对于任何一个给定应变率, 总存在适当的裂纹间距, 使固体发生完全断裂的时间最短, 称这个特殊裂纹间距为最优裂纹间距 $\bar{L}_{\text{opt}}$.

材料内部载荷通过多点断裂(碎裂)释放, 如果内部存在充分多的裂纹成核点, 材料将自然“选取”最优间距的成核裂纹, 在最短时间释放载荷. 因此图 5 所示的 $\bar{L}_{\text{opt}}$ 就是脆性碎裂的平均碎片尺寸. 我们计算了不同间距裂纹体在应变率 $\bar{\varepsilon}$ 从 10^{-4} 直到 500 的碎裂过程, 找出最短卸载时间所对应的最优裂纹间距 $\bar{L}_{\text{opt}}$. 将所得到的 $\bar{L}_{\text{opt}} \sim \bar{\varepsilon}$ 点绘于图 6, 同时也给出 Grady 能量模型^[3]、Glenn 和 Chudnovsky 的修正能量模型^[17]曲线, 以及我们过去采用完全随机数值分析得到的动力学模型^[20,21]的结果. 可以看出, 基于最快速卸载原理得到的碎片尺度接近于动力学模型结果, 说明

图 5 给定应变率下脆性杆的卸载时间 $\bar{t}_f$ 与杆长 $\bar{L}$ 关系

图 6 不同应变率下脆性碎片的尺寸

“最快速卸载”是脆性碎裂过程的重要特征.

5 总结

本文分析了固体在高应变率载荷作用下的 3 种类型的动态碎裂过程: 韧性材料在剪切载荷作用下发生多重绝热剪切带集中化(绝热剪切碎裂); 弹塑性材料在拉伸载荷作用下发生伴随 Mott 波生成的多重拉伸断裂(韧性碎裂); 脆性材料在拉伸载荷作用下发生伴随弹性波生成的多重脆性断裂(脆性碎裂). 无论哪种加载形式, 也无论材料呈现韧性亦或脆性, 固体都终将断裂成多个碎片且内部载荷完全卸载.

本文证实了 Grady 和 Kipp 最先提出的最快速卸载概念适用于上述各种动态碎裂过程的分析. 固体

在高应变率加载下的自然碎裂过程是以某种最快速的卸载方式来释放内部载荷。“最快速卸载”可能是固

体动态碎裂过程中的普遍现象和内在机制, 利用此原理可预估动态碎裂过程中产生的平均碎片尺寸.

参考文献

- 1 Mott N F. A theory of the fragmentation of shells and bombs. Ministry of Supply, AC4035. 1943
- 2 Mott N F. Fragmentation of shell cases. In: Proceedings of the Royal Society. Vol 189. London: Royal Society Publishing, 1947. 300–308
- 3 Grady D E. Local inertial effects in dynamic fragmentation. J Appl Phys, 1982, 53: 322–325
- 4 Grady D E, Kipp M E. Geometric statistics and dynamic fragmentation. J Appl Phys, 1985, 58: 1210–1222
- 5 Kipp M E, Grady D E. Dynamic fracture growth and interaction in one dimension. J Mech Phys Solids, 1985, 33: 399–415
- 6 Grady D E, Kipp M E. Fragmentation properties of metals. Int J Impact Eng, 1997, 20: 293–308
- 7 Grady D E, Olsen M L. A statistics and energy based theory of dynamic fragmentation. Int J Impact Eng, 2003, 29: 293–306
- 8 Grady D E. Fragment size distributions from the dynamic fragmentation of brittle solids. Int J Impact Eng, 2008, 35: 1557–1562
- 9 Grady DE, Kipp M E. The growth of unstable thermoplastic shear with application to steady-wave shock compression in solids. J Mech Phys Solids, 1987, 35: 95–119
- 10 Xue Q, Meyers M A, Nesterenko V F. Self-organization of shear bands in titanium and Ti-6Al-4V alloy. Acta Mater, 2002, 50: 575–596
- 11 Zhou F, Wright T W, Ramesh K T. The formation of multiple adiabatic shear bands. J Mech Phys Solids, 2006, 54: 1376–1400
- 12 Wright T W, Walter J W. On stress collapse in adiabatic shear bands. J Mech Phys Solids, 1987, 35: 701–720
- 13 Grady D. Fragmentation of Rings and Shells—The Legacy of N. F. Mott. Berlin, Heidelberg: Springer, 2006
- 14 陈磊, 周风华, 汤铁钢. 韧性金属圆环高速膨胀碎裂过程的有限元模拟. 力学学报, 2011, 43: 861–870
- 15 郑宇轩, 胡时胜, 周风华. 韧性材料的高应变率拉伸碎裂过程及材料参数影响. 固体力学学报, 2012, 33: 358–369
- 16 郑宇轩. 韧性材料的动态碎裂特性研究. 博士学位论文. 合肥: 中国科学技术大学, 2013
- 17 Glenn L A, Chudnovsky A. Strain-energy effects on dynamic fragmentation. J Appl Phys, 1986, 59: 1379–1380
- 18 Miller O, Freund L B, Needleman A. Modeling and simulation of dynamic fragmentation in brittle materials. Int J Fracture, 1999, 96: 101–125
- 19 Drugan W J. Dynamic fragmentation of brittle materials: analytical mechanics-based models. J Mech Phys Solids, 2001, 49: 1181–1208
- 20 Zhou F, Molinari J F, Ramesh K T. Effects of material properties on the fragmentation of brittle materials. Int J Fracture, 2006, 139: 169–196
- 21 周风华, 王永刚. 影响冲击载荷下脆性材料碎片尺度的因素. 爆炸与冲击, 2008, 28: 298–303
- 22 周风华, 郭丽娜, 王礼立. 脆性固体碎裂过程中的最快卸载特性. 固体力学学报, 2012, 31: 286–295

The rapideSt unloading in dynamic fragmentation events

ZHENG YuXuan¹, ZHOU FengHua¹ & YU TongXi^{1,2}

¹ MOE Key Laboratory of Impact and Safety Engineering, Ningbo University, Ningbo 315211, China;

² Department of Mechanical and Aerospace Engineering, Hong Kong University of Science and Technology, Hong Kong, China

Solids usually break (fragmentize) into many pieces under high rate loading. Grady and co-worker have proposed one-dimensional theoretical models to estimate the average size of the fragments created in a ductile or a brittle fragmentation process. Numerical simulations have shown that the formulae, albeit identical in appearance, work well for the ductile fragmentation event, but poorly for the brittle case. In this paper we seek the physical mechanism that describes both the ductile and the brittle fragmentation processes. In analyzing the formation of multiple adiabatic shear bands, Grady and co-worker have proposed a conjecture that the bands automatically arrange their spacing so that the stress within the material is unloaded at the shortest time. In this paper, we apply Grady's "rapideSt unloading" principle to three types of solid fragmentations: the multiple adiabatic shear localizations, the ductile tensile fragmentation, and the brittle tensile fragmentation. We analyzed the simultaneous formation and growth of an array of equally-spaced defects, and the unloading wave propagations in the defect-free region. The average stress across the region was determined, from which the critical fracture time, defined as the time when the average stress drops to zero, is evaluated. It appears that for a prescribed strainrate, there always exists an optimum defect spacing corresponding to the rapideSt unloading process. Assuming that in a natural fragmentation process the solids is unloaded in the fastest way, this optimum spacing provides an estimate for the average fragment size. For the three types of fragmentation events, the fragment size evaluated by using "the rapideSt unloading" principle compares fairly well with the other reasonable fragment size models.

solid fragmentation, defect array, stress wave interaction, the rapideSt unloading, average fragment size

doi: 10.1360/N092016-00012