

文章编号: 1000-0887(2006) 02\_0193\_06

# 冲击压缩下陶瓷材料中的破坏波模型<sup>\*</sup>

姚国文<sup>1</sup>, 刘占芳<sup>2</sup>, 黄培彦<sup>3</sup>

- (1. 重庆交通学院 土木建筑学院, 重庆 400074;
2. 重庆大学 工程力学系, 重庆 400044;
3. 华南理工大学 交通学院, 广州 510640)

(黄小清推荐)

摘要: 从多晶陶瓷材料细观结构非均匀性及其导致的应力奇异性分析出发, 建立了陶瓷材料在冲击压缩下的本构关系, 以及以表征材料损伤和破坏的非弹性体积应变为传播特征的破坏波控制方程, 破坏层的非弹性体积应变包括由微裂纹成核、扩展引起的膨胀体积应变和由气孔塌陷引起的压缩体积应变两部分。结合 92.93% 氧化铝陶瓷板碰撞试验, 数值模拟了冲击压缩下陶瓷材料中破坏波的传播过程, 并对跨越破坏波阵面应力历程和剪切强度的变化规律进行了分析

关键词: 破坏波; 渐进破碎模型; 氧化铝陶瓷; 细观结构非均匀性; 板碰撞试验  
中图分类号: O347.3; O346.1 文献标识码: A

## 引言

陶瓷材料具有比金属高得多的动力学弹性极限和声速, 作为有效的装甲防护, 陶瓷及其复合材料已经广泛应用于经受强冲击作用的各种结构中。玻璃作为陶瓷材料的一类, 是脆性介质冲击试验研究的传统模拟材料, Rasorenov<sup>[1]</sup> 于 1991 年首先在 K19 玻璃(俄罗斯牌号) 爆轰试验中, 通过可测量任意反射表面的速度干涉仪(VISAR) 对试件自由面速度历程的监测发现了破坏波现象, 随后 Brar、Rosenberg 等人<sup>[2, 3]</sup> 对钠玻璃板碰撞试验中材料剪切强度和层裂强度的分析进一步确认了破坏波的传播。破坏波现象引起了冲击动力学界的广泛关注, 迄今在多种陶瓷和其它脆性材料中发现了类似玻璃中的破坏波现象<sup>[4-9]</sup>; Rasorenov<sup>[1]</sup>、Clifton<sup>[10]</sup>、Grady<sup>[11]</sup> 对破坏产生、传播的物理机制进行了探讨, 并提出了表面微裂纹扩展机制、相变机制、剪切破坏机制等理论假设<sup>[12]</sup>。

但是, 鉴于冲击试验加载手段与测试技术的难度和破坏波现象的复杂性, 国内外学者对破坏波的研究主要集中在对其基本物理力学特征的实验积累上, 迄今仍缺乏一个理论模型能够准确解释破坏波产生、传播及其与材料相互作用的物理力学机理并进一步模拟其基本力学性质, 这是破坏波研究的难点, 也是近年来国内外学者对破坏波现象产生浓厚兴趣的主要原因。

\* 收稿日期: 2004\_05\_18; 修订日期: 2005\_10\_31

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10376046; 10272047); 总装备部国防科技重点实验室基金资助项目(99JS75.2.2.JW2001)

作者简介: 姚国文(1974—), 男, 山东潍坊人, 副教授, 博士, 华南理工大学博士后(联系人, Tel: + 86\_23\_60968897; Fax: + 86\_23\_62652316; E\_mail: YaoGuowen@sina.com)。

本文从脆性材料细观非均匀性及其导致的应力奇异性出发,建立以表征材料损伤、破坏的非弹性体积为传播特征的破坏波控制方程,并结合氧化铝陶瓷板碰撞试验,对陶瓷材料中破坏波传播的动力学过程进行数值模拟。

## 1 破坏波的物理力学性质

破坏波是在冲击压缩下的玻璃、陶瓷等脆性材料中发现的一种独特的破坏过程。研究表明:在一维应变条件下,冲击加载应力强度在  $0.5\sigma_{\text{HEL}} \sim 2\sigma_{\text{HEL}}$  (Hugoniot 弹性极限) 范围内,破坏波产生于试件冲击表面并向内部传播;破坏波的传播速度随冲击压缩应力强度的提高而增加;对于不同类型的玻璃和陶瓷,破坏波速低于材料的压缩波速,而接近剪切波速;破坏层的声阻抗明显降低,层裂强度基本丧失,剪切强度显著降低;破坏波过后,介质的横向应力显著增加,而纵向应力无明显变化;在破坏波阵面上有大量的微裂纹产生。

玻璃、陶瓷等脆性材料中随机分布着大量的微裂纹、气孔和夹杂等缺陷。在冲击压缩加载下,材料表面和内部的原生微裂纹和由于应力奇异产生的微裂纹,在晶界、三晶交、气孔等薄弱区域成核、扩展,直至遇到其它晶界或相界等能障的束缚而停止,然后应力重新分布,进一步激发相邻区域微裂纹的成核与扩展,从而形成破坏波的传播。从物理本质上讲,破坏波是微裂纹渐进开裂所形成的向前推进的宏观破碎界面,材料损伤或破坏状态以波动的形式向前传播,故称为破坏波,破坏波的传播伴随着微裂纹扩展引起的体积膨胀和气孔塌陷引起的体积压缩。

## 2 破坏波渐进破碎模型

### 2.1 破坏波控制方程

在冲击压缩加载下,陶瓷材料在细观层次上的微裂纹面造成了不连续的变形或位移间断,以及由于破碎晶粒的塞积而引起气孔塌陷,它们的统计效应可认为是材料中的宏观非弹性体积应变  $\varepsilon_{\text{V}}^{\text{nc}}$ ,它包括由微裂纹成核、扩展引起的膨胀体积应变  $\varepsilon_{\text{V}}^{\text{e}}$  和由气孔塌陷引起的压缩体积应变  $\varepsilon_{\text{V}}^{\text{c}}$ ,因此取  $\varepsilon_{\text{V}}^{\text{nc}}$  为破坏阵面上的状态变量,其控制方程为:

$$\frac{\partial \varepsilon_{\text{V}}^{\text{nc}}}{\partial t} + C_{\text{F}} \frac{\partial \varepsilon_{\text{V}}^{\text{nc}}}{\partial X} = \varepsilon_{\text{V}0}^{\text{nc}} \quad (1)$$

其中,  $\varepsilon_{\text{V}0}^{\text{nc}}$  为非弹性体积源(汇),用来控制破坏波阵面随传播距离的衰减;  $C_{\text{F}}(X, t) = C_0 \xi(X, t)$  为破坏波传播速度,它与冲击压缩强度有关,  $C_0$  为材料参数,表示冲击压缩应力为  $\sigma_{\text{HEL}}$  时的破坏波传播速度,  $\xi(X, t)$  可取为:

$$\xi = \frac{\tau}{\tau_{\text{HEL}}} H(\tau - \tau_{\text{THD}}), \quad (2)$$

其中,  $H$  为 Heaviside 函数,  $\tau_{\text{THD}}$  是陶瓷在冲击压缩下微裂纹系统形成的剪应力阈值,  $\tau_{\text{HEL}}$  为材料达到  $\sigma_{\text{HEL}}$  状态时的宏观剪应力,它与陶瓷材料中沿晶微裂纹系统向穿晶微裂纹系统的过渡相对应。  $\tau(X, t)$  表示材料中出现的细观剪应力,对脆性材料而言,由于静水压力和剪切应力共同影响材料的非弹性变形与破坏响应,因此取  $\tau(X, t)$  为:

$$\tau = \frac{\sqrt{3}}{2} \Phi(\alpha I_1 + \sqrt{J_2}), \quad (3)$$

其中,  $I_1 = \sigma_{ii}$ ,  $J_2 = 0.5 \sigma'_{ij} \sigma'_{ij}$ ,  $\alpha$  为材料参数,参数  $\Phi$  取决于材料的细观结构,它描述了由于细观结构非均匀性造成的应力奇异性;对玻璃材料,冲击压缩强度达到  $0.5\sigma_{\text{HEL}}$  时,观察到了破坏波的产生<sup>[13]</sup>,那么  $\Phi$  可取为 0.5。在一维应变条件下,上式退化为:

$$\tau = \frac{1}{2} \Phi \sqrt{3} \alpha (\sigma_1 + 2\sigma_2) + |\sigma_1 - \sigma_2| \quad (4)$$

其中,  $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$  分别为纵向应力和横向应力。公式(2)为陶瓷材料的动态破坏判据, 由于材料细观结构的非均匀性造成了细观应力分布的不均匀, 当细观剪应力  $\tau(X, t)$  达到阈值  $\tau_{\text{HD}}$  时, 材料出现初始损伤, 该判据表明当冲击应力低于  $\sigma_{\text{HEL}}$  时, 材料可发生非弹性变形和破坏。同时, 当冲击应力强度提高时, 破坏波的传播速度加快, 这一事实也可通过公式(2)、(3)表达。

### 2.2 破坏波守恒方程

对于破坏波的传播(图1), 设  $t$  时刻破坏波阵面位于  $A$  位置, 经  $dt$  时间后到达  $B$  位置, 传播距离为  $dX = C_F dt$ , 考虑  $AB$  间在  $dt$  内的机械能守恒, 可以得到破坏波阵面上 Lagrange 形式的机械能守恒方程为:

$$J = C_F D + C_F [\sigma : d\mathcal{E}^c] + \frac{1}{2} \rho_1 [v \cdot v] \quad (5)$$

其中,  $[ \Psi ] = \Psi - \Psi_1$ , 机械能流密度  $J = - [ \sigma \cdot v ] \cdot n$ , 机械能耗散率为:

$$D = e^c + e^p = \sigma : d\mathcal{E}^c + \sigma : d\mathcal{E}^p \quad (6)$$

另外, 破坏波阵面上的质量守恒方程和动量守恒方程分别为:

$$[v] = - C_F [ \mathcal{E} ], \quad (7)$$

$$[ \sigma \cdot n ] = - \rho_1 C_F [ v ] \quad (8)$$

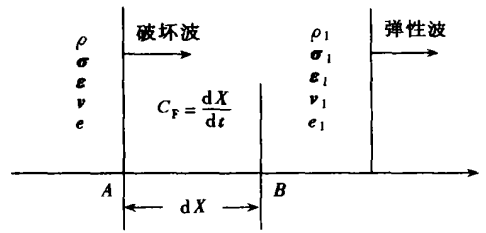


图1 破坏波阵面上的质量、动量和能量守恒条件

### 2.3 陶瓷材料本构关系

对于脆性材料中由微裂纹成核、扩展引起的非弹性膨胀体积应变  $\mathcal{E}^v$ , 根据线性 Drucker-Prager 模型, 对一维应变压缩, 有:

$$d\mathcal{E}^v = d\bar{\mathcal{E}}^c \frac{1}{3 - \tan \phi} \left[ \sqrt{\frac{3}{J_2}} (\sigma_1 - \sigma_2) + \tan \phi \right] \quad (9)$$

其中,  $d\bar{\mathcal{E}}^c$  为等效非弹性应变增量,  $\phi$  为材料的摩擦角, 静水压力通过内摩擦力影响材料的屈服, 因而脆性材料在静水压力作用下的体积应变不再是弹性的。一般情况下, 由公式(9)给出的非弹性膨胀体积应变高于实验中的测量值, 因此可取  $\phi$  为材料的膨胀角, 对陶瓷等颗粒型脆性固体, 一般情况下膨胀角小于摩擦角。

当冲击压缩下材料中的应力状态满足破坏准则  $\tau = \tau_{\text{HEL}}$  时, 材料内部微裂纹的成核与扩展从沿晶微裂纹向穿晶微裂纹过渡, 气孔由于破碎晶粒的塞积而开始塌陷, 此时材料和砂子类似, 其非弹性变形行为逐渐由剪应力转移到静水压力来主导。结合砂土三向固结试验中体积应变或孔隙率与  $\lg p$  成正比的结论, 对材料中由于气孔塌陷而产生的非弹性应变, 取材料孔隙率  $n$  与静水压力  $p$  的关系为:

$$n = n_{\text{HEL}} - C_c \lg \frac{p}{p_{\text{HEL}}} \quad (10)$$

其中,  $n_{\text{HEL}}$  为静水压力为  $p_{\text{HEL}}$  时对应的材料孔隙率,  $C_c$  为压缩系数。由气孔塌陷引起的非弹性压缩体积应变增量为  $d\mathcal{E}^v = dn$ 。由于气孔塌陷时的应力状态满足破坏准则,  $n_{\text{HEL}}$  可通过冲击压缩应力为  $\sigma_{\text{HEL}}$  时材料的破坏体积  $V_{\text{HEL}}$  与初始孔隙率  $n_0$  求得, 即

$$n_{\text{HEL}} = \frac{V_{\text{HEL}}}{V_0} n_0 \quad (11)$$

为了表达一维应变条件下横向应力的变化规律, 定义破坏波过后材料的破坏因子  $K$  为:

$$\kappa = \frac{|\varepsilon_{vd}^{nc}| + |\varepsilon_{vc}^{nc}|}{|\varepsilon_v^{nc}| + |\varepsilon_{vd}^{nc}| + |\varepsilon_{vc}^{nc}|} \quad (12)$$

由上式可知, 材料的破坏因子  $\kappa$  随冲击加载强度的增加而趋于极限值 1, 材料的泊松比  $\nu$  趋于极限值 0.5, 假设破坏层材料的广义泊松比  $\nu'$  与破坏因子  $\kappa$  的关系为:

$$\nu' = \nu + \left( \frac{1}{2} - \nu \right) \kappa, \quad (13)$$

那么, 一维应变条件下的横向应力为:

$$\sigma_2 = \sigma_3 = \frac{\nu'}{1 - \nu'} \sigma_1 \quad (14)$$

由上式可知, 随破坏波后材料破碎程度的提高, 横向应力  $\sigma_2$  趋于纵向应力  $\sigma_1$ , 从而剪应力趋于零, 材料的剪切变形趋向于受静水压力主导的体积变形。

### 3 氧化铝陶瓷板碰撞试验与破坏波数值模拟

氧化铝陶瓷板碰撞试验是在中国工程物理研究院  $\text{O}100$  一级轻气炮上进行的, 材料参数见表 1。靶板的直径厚度比大于 16, 近似模拟一维应变条件。由 VISAR 采集的试验信号经处理后, 得到了不同冲击加载强度下试件自由面的速度历程(图 2), 其中典型的二次压缩信号表明了破坏波的存在, 试验 405、425 的破坏波传播速度分别为 1.27 km/s、1.46 km/s<sup>[14]</sup>。

表 1 氧化铝陶瓷的材料参数

$\text{Al}_2\text{O}_3$ 质量比 $b$ / (%)	密度 $\rho$ / ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )	孔隙率 $n_p$ / (%)	弹性模量 $E$ / GPa	泊松比 $\nu$	Hugoniot 弹性极限 $\sigma_{\text{HEL}}$ / GPa
92.93	$3.896 \times 10^3$	5.68	293.15	0.218	5.844

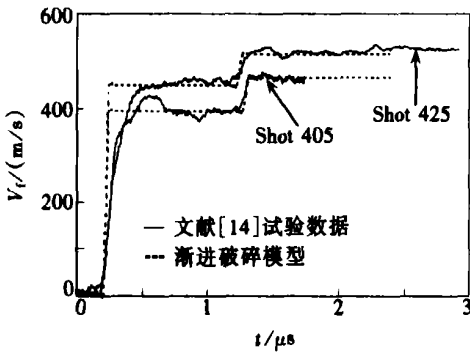


图 2 冲击压缩下氧化铝陶瓷试件的自由面速度历程

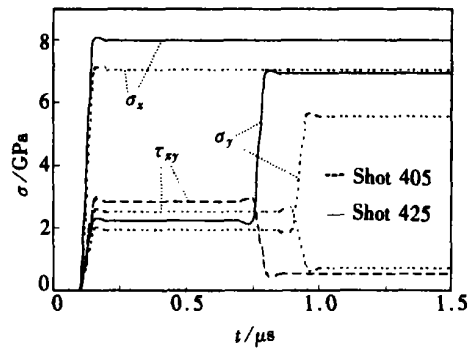


图 3 冲击压缩下氧化铝陶瓷试件的应力历程数值模拟

试验 405、425 的冲击强度分别为 7.54 GPa、8.56 GPa, 此时氧化铝陶瓷晶粒开始破碎, 气孔开始塌陷, 材料中的应力状态满足破坏准则  $\tau = \tau_{\text{HEL}}$ , 其非弹性变形行为由剪应力逐渐转移到静水压力来主导。氧化铝陶瓷的膨胀角为  $\phi = 40^\circ$ , 则  $\alpha = \sqrt{3} \tan \phi / 9 = 0.1615$ 。对压缩指数  $C_c$ , 由氧化铝陶瓷冲击回收试件的电子显微镜扫描(SEM)分析可知, 当冲击压缩应力约为  $1.5\sigma_{\text{HEL}}$  时, 大部分晶粒破碎, 气孔完全被塞积, 此时孔隙率为零, 从而由公式(11)可确定压缩指数。试验 405、425 中氧化铝陶瓷试件的自由面速度、内部  $x = 3.0 \text{ mm}$  处纵向粒子速度和内部  $x = 1.16 \text{ mm}$  处应力历程的数值模拟见图 2、3。结果表明, 随冲击加载强度的提高, 破坏层材料的破坏因子越大, 表明材料破坏程度越高; 跨越破坏波阵面, 纵向应力、横向应力和剪应力的变化规律得到了 Boume<sup>[4]</sup>对碳化硅陶瓷进行的板碰撞试验验证。

## 4 结 论

1) 基于玻璃、陶瓷等脆性材料的细观结构非均匀性及其导致的应力分布奇异性分析, 将表征冲击压缩下脆性材料损伤和破坏的非弹性体积应变, 分解为由微裂纹成核、扩展引起的膨胀体积应变和由气孔塌陷引起的压缩体积应变两部分, 由细观剪应力来表述材料的损伤、破坏准则;

2) 建立了以非弹性体积应变为传播特征的破坏波控制方程, 以及陶瓷材料在冲击压缩下的动态本构关系, 提出的材料破坏因子较好地将一维应变条件下的纵向应力与横向应力联系在一起;

3) 结合氧化铝陶瓷板碰撞试验, 数值模拟了冲击压缩下陶瓷材料中破坏波传播的动力学过程, 渐进破碎模型模拟的试件自由面速度历程与试验结果相吻合, 并预测了跨越破坏波阵面纵向应力、横向应力、剪应力历程的变化规律。

### [参 考 文 献]

- [1] Rasorenov S V, Kanel G I, Fortov V E, et al. The fracture of glass under high pressure impulsive loading [J]. High Pressure Research, 1991, 6: 225—232.
- [2] Brar N S, Bless S J, Rosenberg Z. Impact induced failure waves in glass bars and plates [J]. Applied Physics Letters, 1991, 59: 3396—3398.
- [3] Brar N S, Rosenberg Z, Bless S J. Spall strength and failure waves in glass [J]. Journal de Physique IV, 1991, 1(C3): 639—642.
- [4] Bourne N K, Millett J, Pickup I. Delayed failure in shocked silicon carbide [J]. Journal of Applied Physics, 1997, 81(9): 6019—6023.
- [5] Bourne N K, Rosenberg Z, Field J E. Failure zones in polycrystalline aluminas [J]. Proceedings of the Royal Society of London Series A—Mathematical Physical and Engineering Sciences, 1999, 455 (1984): 1267—1274.
- [6] Furnish M D, Chhabildas L C. Alumina strength degradation in the elastic regime [A]. In: Schmidt S C, Dandekar D D, Forbes J W Eds. Shock Compression of Condensed Matter\_1997 [C]. Massachusetts, USA: AIP, 1998, 501—504.
- [7] Cazamias J U, Bless S J, Simha C, et al. Dynamic fracture of a transparent polycrystalline ceramic [A]. In: Furnish M D, Chhabildas L C, Hixson R S Eds. Shock Compression of Condensed Matter\_1999 [C]. Utah, USA: AIP, 2000: 611—614.
- [8] Orphal D L, Kozhushko A A, Sinani A B. Possible detection of failure wave velocity in SiC using hypervelocity penetration experiments [A]. In: Furnish M D, Chhabildas L C, Hixson R S Eds. Shock Compression of Condensed Matter\_1999 [C]. Utah, USA: AIP, 2000: 577—580.
- [9] Russell R, Bless S J, Beno T. Impact induced failure zones in Homalite bars [A]. In: Furnish M D, Thadhani N N, Horie Y Eds. Shock Compression of Condensed Matter\_2001 [C]. Georgia: AIP, 2002: 811—814.
- [10] Clifton R J. Analysis of failure waves in glasses [J]. Applied Mechanics Review, 1993, 46(12 Part 1): 540—546.
- [11] Grady D E. Shock waves properties of brittle solids [A]. In: Schmidt S C, Tao W C Eds. Shock Compression of Condensed Matter\_1995 [C]. Washington: Elsevier Science Publishers BV, 1996: 9—20.
- [12] Brar N S. Failure waves in glass and ceramics under shock compression [A]. In: Furnish M D, Chha-

- bildas L C, Hixson R S Eds Shock Compression of Condensed Matter\_1999[ C]. Utah: AIP, 2000: 601—606.
- [13] Partom Y. Modeling failure waves in glass[ J]. International Journal of Impact Engineering, 1998, **21** (9): 791—799.
- [14] 刘占芳, 姚国文. Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 陶瓷压剪复合冲击实验研究[J]. 固体力学学报, 2002, **23**( 专辑): 103—107.

## Progressive Fragment Modeling of the Failure Wave in Ceramics Under Planar Impact Loading

YAO Guo\_wen<sup>1</sup>, LIU Zhan\_fang<sup>2</sup>, HUANG Pei\_yan<sup>3</sup>

(1. School of Civil Engineering and Architecture, Chongqing Jiaotong University, Chongqing 400074, P. R. China;

2. Department of Engineering Mechanics, Chongqing University, Chongqing 400044, P. R. China;

3. College of Traffic and Communications, South China University of Technology, Guangzhou 510640, P. R. China)

**Abstract:** Polycrystalline ceramics have heterogeneous meso\_structures which result in high singularity in stress distribution. Based on this, a progressive fragment model was proposed which describes the failure wave formation and propagation in shocked ceramics. The governing equation of the failure wave is characterized by inelastic bulk strain with material damage and fracture. And the inelastic bulk strain consists of dilatant strain from nucleation and expansion of microcracks and condensed strain from collapse of original pores. Numerical simulation of the free surface velocity was performed in good agreement with planar impact experiments on 92.93% aluminas at China Academy of Engineering Physics. And the longitudinal, lateral and shear stress histories upon the arrival of the failure wave were predicted, which present the diminished shear strength and lost spall strength in the failed layer.

**Key words:** failure wave; progressive fragment model; alumina ceramics; heterogeneous meso\_structure; plate impact experiment