文章编号:1000-5773(2012)03-0241-10

# Soda lime 玻璃材料中失效波形成和传播研究*

张延耿,段卓平,皮爱国,张连生,欧卓成,黄风雷

(北京理工大学爆炸科学与技术国家重点实验室,北京 100081)

**摘要**:为了研究冲击载荷作用下 Soda lime 玻璃材料中失效波的形成和传播,通过轻气炮加载平板撞击实验,采用双螺旋锰铜压阻传感器,在一发实验中同时测量 4 种不同厚度试件背面与有机玻璃背板间界面处的纵向应力时程曲线,根据测量结果得到试件中失效波的传播轨迹。通过改变碰撞速度,对不同加载条件下的失效波形成和传播规律进行了研究,结果表明,Soda lime 玻璃材料在冲击作用下产生失效波所需的延迟时间随冲击载荷的增加而减小,失效波传播速度随冲击载荷的增加而增加。最后采用弹性微裂纹统计模型描述冲击载荷作用下 Soda lime 玻璃的破坏机制,并将模型嵌入 LS-DYNA 有限元程序中,模拟试件在不同加载条件下的平板碰撞,所得横向应力和自由面粒子速度曲线均可用于表征失效波破坏现象。根据数值模拟结果分析失效波的传播轨迹,与实验测量结果符合较好。

**关键词**:失效波速;延迟时间;Soda lime 玻璃;弹性微裂纹统计模型

**中图分类号**:O346.5;O347.3 **文献标识码**:A

## 1 引 言

在满足一定条件的冲击载荷作用下,玻璃等脆性材料自试件冲击压缩表面发生破坏,并以一定的速度(小于冲击波速度)向试件内部扩展,形成了一个向试件内部传播的破坏/完整材料界面。Rasorenov 等[1]通过分析 VISAR 测量得到的 K9 玻璃自由面粒子速度曲线上的再压缩信号指出了该界面的存在,并称之为“失效波”。该界面将材料分成两个区域:界面后方的材料发生破碎,声阻抗降低,层裂强度、剪切强度减小;而界面前方材料完好无损[2]。过去通常认为,在一维应变条件下,当材料受到高于其 Hugoniot 弹性极限 $\sigma_{\mathrm{HEL}}$ 的冲击载荷时才发生破坏。近期研究却表明:对于玻璃等某些脆性材料,当冲击载荷达到低于 $\sigma_{\mathrm{HEL}}$ 的某一门槛值时即可导致材料破坏,并以失效波的形式向内部传播。由于其重要的科学研究意义和广泛的工程应用背景,20 年来,对失效波现象的研究得到了国内外学者的普遍关注[1-19]。

失效波传播速度的测量主要采用 VISAR(激光速度干涉仪)和高速摄影两种实验技术。采用 VISAR 测得的玻璃平板试件的失效波传播速度约为 1.0~2.5 km/s[3-8],而采用高速摄影测量到的玻璃杆和平板中的失效波传播速度则分别为 2.3~5.2 km/s[2] 和 1.8~3.8 km/s[9],并且,两种测量方法得到的速度值均与载荷幅值及其它加载条件相关。一些研究者认为,失效波传播速度与加载条件无关。例如,Chaudhri[10] 认为,失效波在 Soda lime 玻璃中以 1.7 km/s 的恒定速度传播,该速度与玻璃中单裂纹的稳定扩展速度近似一致;Cherepanov[11] 则假设,“自持”失效波以局部声速在冲击波后的完整介质

* **收稿日期**:2011-06-01;**修回日期**:2011-07-21

**基金项目**:国家自然科学基金(10872035);爆炸科学与技术国家重点实验室自主研究课题(YBKT09-05,YBKT09-11,ZDKT10-02b)

**作者简介**:张延耿(1981—),男,博士研究生,主要从事脆性材料冲击动力学研究. E-mail:zhangyangeng@bit.edu.cn

**通讯作者**:皮爱国(1977—),男,博士,讲师,主要从事材料与结构冲击动力学研究. E-mail:aiguo_pi@bit.edu.cn

中稳定传播。大部分学者认为失效波在给定的加载条件下,在试件内部是以恒定速度传播的,然而与上述观点相反,Kanel 等[13]指出,失效波速度随着传播距离的增加而减小。此外,绝大多数学者认为,试件在受到冲击后,在碰撞面上立即产生失效波[1,3,5,7,14];而 Chen 等[12]通过实验研究发现,岩石中失效波的产生存在初始延迟时间。综上所述,失效波的传播受很多因素的影响,诸如材料种类、实验条件、测量方法等,人们对失效波机理的认识及其传播规律的表征还远不够成熟和完善,有待进一步的研究探索。

本文作者曾通过多次碰撞实验,采用 VISAR 技术,测量了相同冲击载荷作用下不同厚度 Soda lime 玻璃试件背面的质点速度曲线,并根据实验结果得到了失效波的传播轨迹[15]。为了研究不同冲击载荷作用下 Soda lime 玻璃中的失效波传播规律,本研究利用∅152 mm 一级轻气炮进行平板冲击实验,并在单次实验中采用 4 个双螺旋锰铜压阻传感器,同时测量 4 种不同厚度试件背面与有机玻璃(PMMA,聚甲基丙烯酸甲酯)背板间界面处的应力-时间曲线,进而得到该冲击载荷下失效波的传播轨迹,改变弹丸速度即可获得不同冲击载荷作用下的实验结果。与文献[15]相比,本研究提出的实验方法使失效波的传播轨迹可由单次实验获得,既可节约实验成本,也排除了因多次实验加载条件不同而导致的测量误差。同时,因为 4 个锰铜压阻传感器采用一台示波器记录,也可减小测量数据的系统误差。

冲击作用下脆性材料的失效波破坏过程表现出对载荷幅值和作用时间的依赖性。从物理机制上看,这种依赖性应是材料损伤演化和累积的必然结果。为此,本研究采用弹性微裂纹统计模型[20-22]描述冲击载荷下 Soda lime 玻璃的破坏过程:用微裂纹的平均扩展率表征冲击作用下脆性材料的损伤演化,并假设裂纹扩展速度为局部应力状态的函数。进而,将该模型嵌入到 LS-DYNA 有限元程序中,对上述平板冲击实验进行数值模拟,得到了与实测数据符合较好的数值结果。

## 2 实验原理

在平板冲击实验中,可通过测量试件背面的质点速度或纵向应力时程曲线,判断在玻璃等脆性材料中是否存在失效波[1,15]。本研究采用锰铜压阻应力计测量方法,研究失效波在 Soda lime 玻璃材料中的传播规律,为了验证该方法的可靠性,将其实测结果与相同实验条件下的 VISAR 技术实测结果进行比较,如图 1 所示。从图 1 中可以看出,在整个测量时间范围内两者十分吻合。因此,对于失效波传播规律的实验研究而言,二者是基本等价的。

为在单次实验中获得失效波的传播轨迹,提出并采用了多厚度靶实验方法,如图 2 所示。4 种不同厚度的 Soda lime 玻璃子靶粘贴有机玻璃背板后,置于主靶环中,并使子靶和主靶环的碰撞面在同一平面内。4 片锰铜传感器分别粘贴在子靶与背板间的界面上,用于测量试件背面的纵向应力时程曲线。

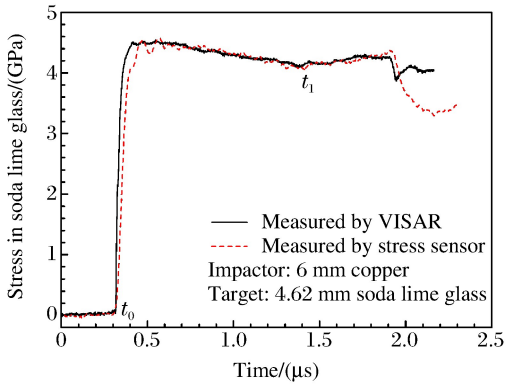



图 1 锰铜压阻计与 VISAR 测量结果比较

Fig. 1 Comparison between the experimental result obtained by the VISAR technique and that by the manganin stress sensor

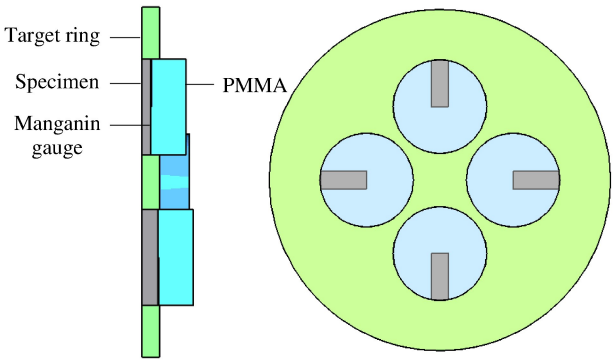



图 2 靶板装置示意图

Fig. 2 Schematic diagram of target assembly

由每一子靶的实验测量可确定失效波传播轨迹上的一点[15],如图 3 所示。设 4 片玻璃试件的厚度逐渐增加,分别为 $l_1$、$l_2$、$l_3$ 和 $l_4$,而由实测的子靶背面应力时程曲线计算得到的冲击波到达子靶背面时刻与出现再压缩信号时刻的时间差分别为 $\Delta t_1$、$\Delta t_2$、$\Delta t_3$ 和 $\Delta t_4$,并假设子靶的纵波声速 $c_1$ 为常数。于是,可以给出如图 3 所示、厚度为 $l_4$ 的子靶中失效波的传播轨迹为

$$x_i = l_i - c_1 \frac{\Delta t_i}{2} \qquad (i = 1,2,3,4) \tag{1}$$

$$T_i = \frac{l_i}{c_1} + \frac{\Delta t_i}{2} \qquad (i = 1,2,3,4) \tag{2}$$

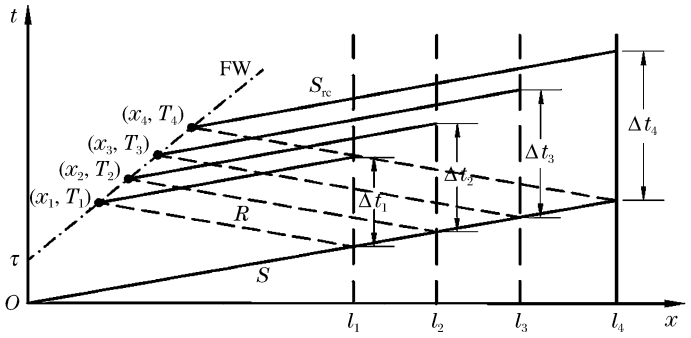



图 3　失效波传播轨迹测量原理示意图

Fig. 3　Schematic diagram of failure wave trajectory measurement

## 3　实验测试

### 3.1　实验装置

多厚度靶平板撞击实验在∅152 mm 一级轻气炮上进行,靶室布置如图 4 所示。Soda lime 玻璃子靶直径为 55 mm,其材料参数如表 1 所示。飞片材料为紫铜,直径为 147.8 mm,厚度为 10 mm。飞片与子靶的设计满足一维应变条件,并使子靶背面反射的稀疏波早于飞片背面反射的稀疏波到达碰撞界面,以及测试完成前侧向稀疏波未达到测试点。实验采用探针法测量弹速。

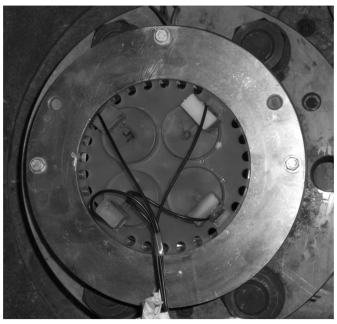


图 4　靶室布置

Fig. 4　Layout of target chamber

**表 1　Soda lime 玻璃力学参数[16]**

**Table 1　Mechanical parameters of Soda lime glass[16]**

| Material | $\rho_0$/(g/cm$^3$) | $E$/(GPa) | $\nu$ | $c_1$/(km/s) | $\sigma_{HEL}$/(GPa) |
|---|---|---|---|---|---|
| Soda lime glass | 2.49 | 73.3 | 0.23 | 5.84 | 6.0 |

### 3.2　结果与分析

多厚度靶平板撞击实验参数如表 2 所示,碰撞速度范围为 419～525 m/s。由示波器记录的电压时程曲线及锰铜压阻计的压阻关系可得应力时程曲线,典型的实验结果如图 5 所示。图 5 中,$t_{01}$、$t_{02}$、$t_{03}$、$t_{04}$ 分别表示冲击波到达不同厚度子靶背面的时刻,$t_1$、$t_2$、$t_3$、$t_4$ 分别表示实测应力时程曲线上出现再压缩信号的时刻。由子靶与 PMMA 的阻抗匹配关系得

$$\sigma_S = \frac{Z_S + Z_{PMMA}}{2Z_{PMMA}} \sigma_{PMMA} \tag{3}$$

式中:$\sigma_S$、$\sigma_{PMMA}$ 分别表示子靶与 PMMA 背板中的纵向应力,$Z_S$ 和 $Z_{PMMA}$ 分别代表子靶与 PMMA 材料的

冲击阻抗。根据(3)式计算得到实验冲击载荷范围为 4.3～5.2 GPa,高于 Soda lime 玻璃产生失效波的门槛值 4 GPa[18]。

**表 2 实验条件**

**Table 2 Experimental conditions**

| No. | Flyer/size | Impact velocity /(m/s) | Thicknesses of glass specimens/(mm) | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | $l_1$ | $l_2$ | $l_3$ | $l_4$ |
| Shot 1 | | 419 | 3.01 | 5.08 | 7.00 | 9.01 |
| Shot 2 | Copper | 440 | 2.95 | 5.07 | 7.01 | 8.92 |
| Shot 3 | (⌀147.8 mm×10 mm) | 476 | 2.97 | 5.07 | 7.02 | 8.93 |
| Shot 4 | | 525 | 2.96 | 5.08 | 6.97 | 8.93 |

由(1)式和(2)式给出的不同载荷作用下失效波的传播轨迹实测结果如图 6 所示。从图 6 中可以看出,相应于每一载荷作用下的实测结果近似呈直线分布,进而可通过线性拟合得到失效波的传播轨迹方程。由失效波轨迹方程在时间轴上的截距可知,失效波在碰撞面上的初始延迟时间 $\tau$ 为 0.627～0.180 μs,由斜率可得相应条件下失效波的传播速度为 2.54～2.96 km/s。可以看出,随着冲击载荷的增加,碰撞面上产生失效波的初始延迟时间逐渐减小,而失效波传播速度逐渐增大。

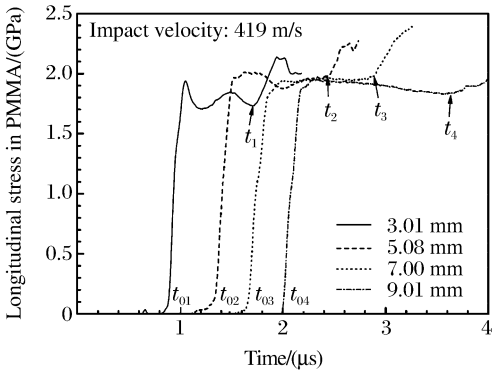



图 5 实验测得的典型应力-时间曲线

Fig. 5 Typical experimental results for the longitudinal stress temporal curves

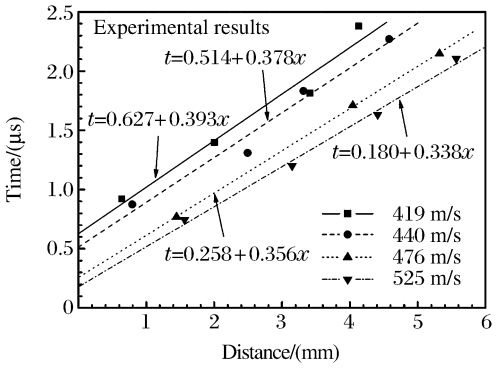



图 6 实验结果分析

Fig. 6 Analysis of experimental results

冲击作用下的脆性材料,以微缺陷的动态破坏为主要特征,包括微裂纹的扩展、微孔洞的塌陷及相互作用等,完成这些过程需要一定的时间,所以材料的断裂不是瞬时发生的,如 Tuler 等[23]提出的层裂准则,以及 Freund[24]和 Klepaczko[25]在此基础上提出的累积断裂准则都与时间相关。Bouzid 等[26]通过对玻璃在碰撞加载下损伤破坏过程的分析,认为材料破坏所需时间随着载荷强度的增加而减小。在平板撞击 Soda lime 玻璃实验中,冲击载荷下压缩区的材料逐渐出现损伤直至破坏,经过一定时间的延迟,在冲击波后出现了失效波的传播现象,该延迟的存在表现了材料的损伤累积过程。由于制造工艺以及后加工的影响,使得试件表面强度低于内部,所以靠近试件表面的材料更容易破坏,所需延迟时间较短;随着冲击波向内部传播,波后材料的损伤和破坏形成的稀疏波造成了应力峰值的衰减,导致试件内部材料破坏所需时间随着传播距离的增加而增加,所以得到失效波以小于冲击波的速度向试件内部传播。另一方面,随着冲击载荷的增加,材料破坏所需时间减小,进而造成失效波形成所需延迟时间和传播速度也相应发生变化。综上所述,Soda lime 玻璃失效波传播现象体现了脆性材料在冲击压缩作用下的损伤累积破坏过程。

## 4　数值模拟

传统上通常把材料强度或断裂韧性作为破坏阈值,但随着动态实验研究的开展,发现材料的破坏与载荷的强度及其作用时间都相关。因此,在冲击载荷作用下,材料的损伤演化不仅体现随应力状态的变化,还需体现随时间的逐步累积。Dienes 等通过对大量微裂纹张开、剪切、扩展以及合并等动态过程的统计描述,建立了微裂纹统计模型[20]。在此基础上,Addessio 等[21]针对高速平板碰撞实验中脆性材料的动态响应提出了各向同性损伤模型,假设在整个损伤过程中微裂纹的分布保持各向同性,且具有相同法向矢量的不同尺寸微裂纹数密度函数符合指数分布。由于忽略在整个破坏过程中微裂纹的成核和相互作用,损伤的演化转化为微裂纹平均尺寸的扩展,本研究结合 Addessio 等[21]、Zuo 等[22]提出的弹性微裂纹统计模型,描述 Soda lime 玻璃在冲击作用下的破坏机制。

### 4.1　弹性微裂纹统计模型

冲击载荷下材料单元中微裂纹的扩展大致存在两种情况,当平均应力 $\sigma_{\mathrm{m}}=\sigma_{kk}/3\geqslant 0$ 时,微裂纹处于Ⅰ、Ⅱ型混合断裂模式;当 $\sigma_{\mathrm{m}}<0$ 时,微裂纹处于Ⅱ型断裂模式[21]。各向同性弹性微裂纹统计模型可以表示为[20-22]

$$\begin{cases} e_{ij} = \left(\dfrac{1}{2G_0}+AN_0\bar{c}^3\right)S_{ij} \\ \varepsilon_{kk} = \left(\dfrac{1}{3K_0}+BN_0\bar{c}^3\right)\sigma_{kk} \end{cases} \tag{4}$$

对时间求导后,可得本构方程率的形式为

$$\begin{cases} \dot{S}_{ij} = \left(\dfrac{1}{2G_0}+AN_0\bar{c}^3\right)^{-1}\left(\dot{e}_{ij}-3AN_0\bar{c}^2\,\dot{\bar{c}}S_{ij}\right) \\ \dot{\sigma}_{kk} = \left(\dfrac{1}{3K_0}+BN_0\bar{c}^3\right)^{-1}\left(\dot{\varepsilon}_{kk}-3BN_0\bar{c}^2\,\dot{\bar{c}}\sigma_{kk}\right) \end{cases} \tag{5}$$

式中:$S_{ij}$、$\sigma_{kk}$ 分别表示材料单元的偏应力和体积应力,$e_{ij}$、$\varepsilon_{kk}$ 分别表示材料单元总的偏应变和体积应变;$G_0$、$K_0$、$\nu$ 分别为材料的初始剪切模量、体积模量和泊松比;$N_0$ 为单位体积内具有相同法向矢量的微裂纹数目,$\bar{c}$ 为微裂纹平均尺寸,$\dot{\bar{c}}$ 表示微裂纹扩展速度。当 $\sigma_{\mathrm{m}}<0$ 时,$A=3\beta^e/(2-\nu)$,$B=0$;当 $\sigma_{\mathrm{m}}\geqslant 0$ 时,$A=(5-\nu)\beta^e/(2-\nu)$,$B=5\beta^e/2$;其中 $\beta^e=64\pi(1-\nu)/15G_0$。

为使上述方程组封闭,还需给出微裂纹扩展速度 $\dot{\bar{c}}$ 的表达式。许多研究发现,当应力状态低于扩展不稳定性的临界条件时,微裂纹以较低的速度扩展,该机制可能由扩散过程而非动态过程支配[27-28],经验性的结果表示为

$$\dot{\bar{c}} = mv_{\max}\left(\frac{K_{\mathrm{I}}}{K_1}\right)^m,\ K_{\mathrm{I}}<K' \tag{6}$$

当应力状态高于临界条件时,在 Dienes[29]、Freund[24]和 Espinosa 等[30]研究成果的基础上给出的表达式为

$$\dot{\bar{c}} = mv_{\max}\left[1-\left(\frac{K_{\mathrm{C}}}{K_{\mathrm{I}}}\right)^2\right],\ K_{\mathrm{I}}\geqslant K' \tag{7}$$

其中

$$K' = K_{\mathrm{C}}\left(1+\frac{2}{m}\right)^{1/2} \tag{8}$$

$$K_1 = K_{\mathrm{C}}\left(1+\frac{2}{m}\right)^{1/2}\left(1+\frac{m}{2}\right)^{1/m} \tag{9}$$

应力强度因子 $K_{\mathrm{I}}$ 的表达式为

$$K_{\mathrm{I}}=\left(\frac{3}{2}\pi\bar{c}S_{ij}S_{ij}\right)^{1/2},\ \sigma_{\mathrm{m}}<0 \tag{10a}$$

$$K_{\mathrm{I}}=\left(\frac{3}{2}\pi\bar{c}\sigma_{ij}\sigma_{ij}\right)^{1/2},\ \sigma_{\mathrm{m}}\geqslant 0 \tag{10b}$$

式中：$K_{\mathrm{I}}$为应力强度因子，$K_{\mathrm{C}}$为基体材料的断裂韧性；$K'$、$K_1$ 为模型参数；$m$、$n$ 为微裂纹扩展的速度系数；$v_{\max}$为微裂纹扩展的最大速度。当平均应力 $\sigma_{\mathrm{m}}\geqslant 0$ 时，$n=n_{\mathrm{t}}$（下标“t”表示拉伸状态），$v_{\max}=C_{\mathrm{R}}$，当平均应力 $\sigma_{\mathrm{m}}<0$ 时，$n=n_{\mathrm{c}}$（下标“c”表示压缩状态），$v_{\max}=C_{\mathrm{S}}$，$C_{\mathrm{S}}$、$C_{\mathrm{R}}$分别表示基体材料的剪切波速和瑞利波速。

模型中材料单元损伤 $D$ 的定义采用 Zuo 等[22]提出的关系式

$$D=N_0\bar{c}^3 \tag{11}$$

由于假设损伤是各向同性的，因此在材料破坏过程中剪切强度和体积强度的衰减也是各向同性的。综上所述，(4)式～(11)式组成了各向同性弹性微裂纹统计模型的完整表述。将上述方程嵌入到LS-DYNA有限元程序中，对平板撞击条件下 Soda lime 玻璃材料中失效波现象进行了数值模拟。

## 4.2 数值模拟结果与分析

数值模拟中计算模型包括飞片和试件两部分，采用 Solid-164 单元划分网格。飞片材料为紫铜，直径为 60 mm，厚度为 10 mm，采用 Steinberg 本构模型和 Grüneisen 状态方程[31]描述。Soda lime 玻璃试件直径为 60 mm，厚度分别为 3、5、7 和 9 mm，采用上述弹性微裂纹统计模型进行描述，模型输入参数见表 3。

**表 3 弹性微裂纹统计模型输入参数**

**Table 3 Summary of elastic statistical crack model parameters**

| $\rho_0/(\mathrm{g/cm^3})$[16] | $G_0/(\mathrm{GPa})$[16] | $K_0/(\mathrm{GPa})$[16] | $\nu$[16] | $\bar{c}_0/(\mu\mathrm{m})$ | $N_0/(\mathrm{m^{-3}})$[30] |
|---|---|---|---|---|---|
| 2.49 | 29.8 | 45.2 | 0.23 | 0.1 | $10^{13}$ |
| $C_{\mathrm{S}}/(\mathrm{km/s})$ | $C_{\mathrm{R}}/(\mathrm{km/s})$ | $K_{\mathrm{C}}/(\mathrm{MPa\cdot m^{1/2}})$ | $m$[27] | $n_{\mathrm{t}}$[30] | $n_{\mathrm{c}}$[30] |
| 3.46 | 3.16 | 2.50 | 16 | 0.3 | 0.2 |

表 3 中部分参数来自文献，剪切波速和瑞利波速可以通过材料的剪切模量和泊松比计算得到[32]

$$C_{\mathrm{S}}=\sqrt{G_0/\rho_0},C_{\mathrm{R}}=\frac{0.862+1.14\nu}{1+\nu}C_{\mathrm{S}} \tag{12}$$

按照 Espinosa 等[30]及 Rajendran 等[33]的讨论，本文中取初始平均尺寸 $\bar{c}_0=0.1\ \mu\mathrm{m}$。冲击压缩下的脆性材料以剪切破坏为主要形式，因此将 $K_{\mathrm{C}}$ 取为Ⅱ型裂纹扩展断裂韧性。Soda lime 玻璃材料Ⅰ型微裂纹扩展断裂韧性为 0.5～0.9 $\mathrm{MPa\cdot m^{1/2}}$[27,30,34]，根据 Rao 等[35]和 Ayatollahi 等[36]的研究，本文中 $K_{\mathrm{C}}$ 取值为 2.5 $\mathrm{MPa\cdot m^{1/2}}$。

碰撞速度为 480 m/s 时，紫铜飞片撞击 Soda lime 玻璃多厚度靶实验的数值模拟结果如图 7～图 10 所示。图 7 和图 8 所示为 9 mm 厚子靶内部距离碰撞面不同位置处横向应力与纵向应力时程曲线，从图 7 中可以看出，在距离碰撞面 4.75 mm 范围内，材料单元横向应力曲线在 $t_0$ 时刻跃迁至初始平台，持续一定时间后，$t_1$ 时刻再次增加至更高值，呈双波结构。结合图 8 所示纵向应力，横向应力的再次增加说明材料剪切强度的减小，表明该范围内试件已经破坏，曲线形状与用来表征失效波的实验现象[2,16-17]一致。距离碰撞面大于 4.75 mm 的材料单元其横向应力曲线只有一个平台，且幅值与前者初始平台相同，表明该区域内材料由于背面稀疏波的到来没有发生破坏。对应图 8 中所示，破坏区内纵向应力曲线平台震荡较大，而完整区纵向应力曲线较平整。

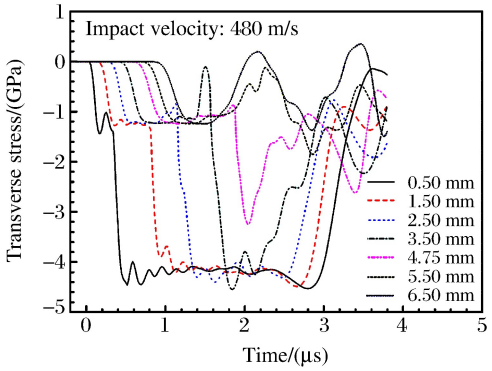



图 7　横向应力时间历程曲线数值模拟结果

Fig. 7　Simulated results of transverse stress histories

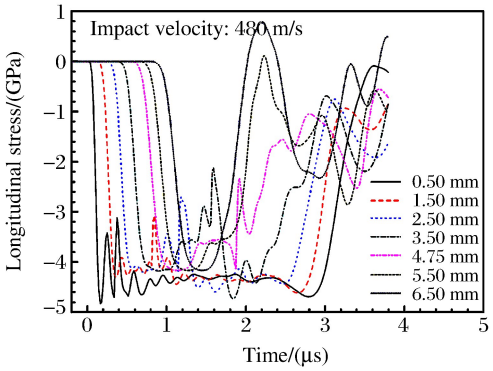



图 8　纵向应力时间历程曲线数值模拟结果

Fig. 8　Simulated results of longitudinal stress histories

图 9 所示为数值模拟所得不同厚度试件自由面粒子速度曲线。从图 9 中可以看出,粒子速度曲线在 $t_0$ 时刻突跃至初始平台,$t_1$ 时刻出现用于表征失效波现象的再压缩信号,与实验测量现象类似[1,3,8,15],表明在冲击波后存在破坏界面的传播,进而由(1)式、(2)式计算可得碰撞速度为 480 m/s 时 9 mm 厚 Soda lime 玻璃试件中失效波的传播轨迹点。不同碰撞速度条件下,失效波传播轨迹点的数值模拟结果与实验测量结果如图 11 所示,可以看出,两者符合较好。

图 10 所示为厚度为 9 mm 的子靶内部距离碰撞面不同位置处的损伤演化曲线。假设当 $D=D_c$ 时材料丧失承载能力,则随着冲击波的传播,试件从表面到内部将呈现依次破坏的现象,从整体上看,如同破坏界面在试件中传播。由图 10 中所示试件内部的损伤分布,取材料单元损伤值 $D_c=0.5$ 时表征材料完全破坏,亦即失效波界面,由此可得失效波的传播轨迹。采用这种方得到的不同碰撞速度下 9 mm 子靶中失效波传播轨迹如图 11 所示,分别以直线 $L_1$、$L_2$、$L_3$ 和 $L_4$ 表示。可以看出,分别由损伤演化曲线和自由面粒子速度时程曲线得到的失效波传播轨迹基本一致,表明采用弹性微裂纹统计模型能够反映冲击作用下玻璃中失效波产生和传播的部分物理机制。另外,由图 10 可以看出,数值模拟所得损伤演化曲线上升沿陡峭,因此 $D_c$ 的取值对结果影响较小。

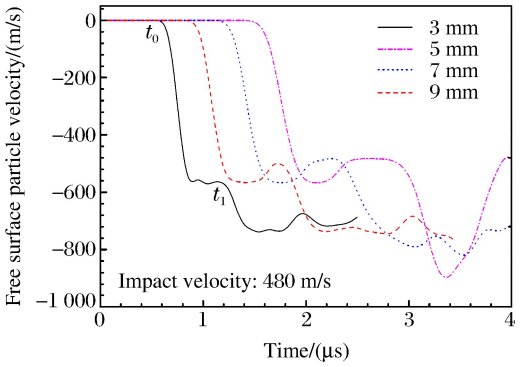



图 9　不同厚度试件自由面粒子速度时程曲线数值模拟结果

Fig. 9　Simulated results of free surface particle velocity with different thicknesses

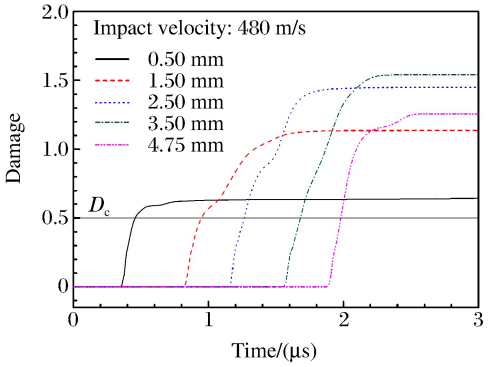



图 10　损伤演化曲线数值模拟结果

Fig. 10　Simulated results of damage evolvement histories

采用弹性微裂纹统计模型,数值模拟了平板碰撞条件下的 Soda lime 玻璃多厚度靶实验,所得横向应力曲线与自由面粒子速度曲线可用于表征失效波现象的特征,并且通过损伤演化曲线得到不同碰撞

速度下失效波的传播轨迹，与通过自由面粒子速度曲线间接获得的结果符合较好。当然，由于在微裂纹扩展方程的建模以及模型参数的确定上还存在一定的困难，使得数值模拟结果与实验相比还存在一定的误差：比较图 7 与图 8 可以看出，试件破坏区横向应力最大值与纵向应力峰值近似一致，导致材料破坏后的残余强度接近零，因此数值模拟中试件的破坏程度与实验中相比较严重[16]，同时也造成自由面粒子速度曲线初始平台幅值小于实验测量值，并且由于失效波后破坏区材料冲击阻抗与波前完整区相差较大，导致再压缩信号幅值比实验结果要大得多。另外，根据数值模拟和实验测量所得不同厚度子靶背面质点速度和纵向应力曲线反推失效波传播轨迹也还存在一定的误差。综上所述，采用弹性微裂纹统计模型能够基本描述冲击作用下 Soda lime 玻璃中失效波的破坏现象和传播规律，但尚需进一步改进材料的本构模型，以提高精度。

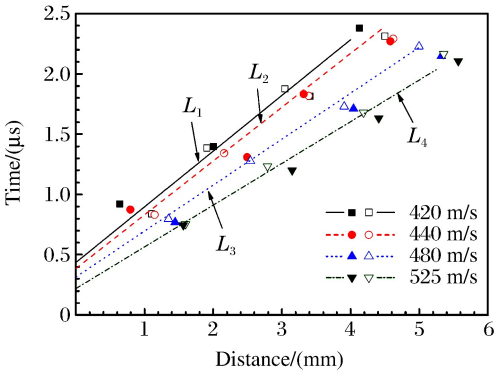



图 11 失效波传播轨迹数值模拟结果与实验结果比较分析

（注：实心图标表示实验结果，空心图标表示数值模拟结果，直线 $L_1$～$L_4$ 表示由损伤演化曲线获得的失效波轨迹）

Fig. 11 Comparative analysis between simulated and experimental results on failure wave trajectories

(Note: Solid symbols represent experimental results, hollow symbols represent simulated results, and the four lines $L_1$, …, $L_4$ represent the failure wave trajectories obtained from damage evolvement curves)

## 5 结 论

提出并采用多厚度靶实验方法，在单次平板冲击实验中通过 4 组双螺旋锰铜压阻计，同时测量 4 片不同厚度子靶与 PMMA 背板界面处的应力时程曲线，分析得到失效波在 Soda lime 玻璃试件内部的传播轨迹。可以得到以下结论：当施加载荷满足一定条件时，Soda lime 玻璃经过一定的延迟时间后，将产生失效波破坏现象。根据实验所得不同碰撞速度下失效波传播的轨迹方程，发现延迟时间随冲击载荷的增加而减小，失效波传播速度随冲击载荷的增加而增加。

采用各向同性弹性微裂纹统计模型，描述冲击载荷作用下 Soda lime 玻璃材料的破坏机制，并将该模型嵌入到 LS-DYNA 有限元程序中，对不同加载条件下的平板碰撞实验进行数值模拟研究。模拟所得横向应力和自由面粒子速度曲线均可用于表征失效波破坏现象，根据损伤演化曲线得到失效波的传播轨迹，与实验测量结果符合较好。

## References:

[1] Rasorenov S V, Kanel G I, Fortov V E, et al. The fracture of glass under high pressure impulsive loading [J]. High Press Res, 1991, 6: 225-232.

[2] Brar N S, Bress S J, Rosenberg Z. Impact-induced failure waves in glass bars and plates [J]. Appl Phys Lett, 1991, 59: 3396-3398.

[3] Kanel G I, Bogach A A, Razorenov S V, et al. A study of the failure wave phenomenon in brittle materials [A]// Furnish M D, Gupta Y M, Forbes J W. Shock Compression of Condensed Matter-2003 [C]. New York: AIP Conference Proceedings, 2004: : 739-742.

[4] He H L. Dynamic response and microstructure damage of brittle materials under shock wave compression [D]. Sichuan: Institute of Fluid Physics, CAEP, 1997.

[5] Raiser G F, Clifton R J. Failure waves in uniaxial compression of an aluminosilicate glass [A]//Proceedings of Joint AIRAPT/APS Conference [C]. Colorado Springs, CO, 1993.

[6] Brar N S. Failure waves in glass and ceramics under shock compression [A]//Furnish M D, Chhabildas L C, Hixson R S. Shock Compression of Condensed Matter-1999 [C]. Snowbird, Utah: AIP, 2000: 601-606.

[7] Zhao J H. Experimental and theoretical research on failure waves in glass-like brittle materials under shock wave loading [D]. Beijing: Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2001. (in Chinese)
赵剑衡. 冲击加载作用下玻璃等脆性材料失效波的实验与理论分析 [D]. 北京:中国科学院力学研究所, 2001.

[8] Kanel G I, Razorenov S V, Savinykh A S, et al. A study of failure wave phenomenon in glasses compressed at different levels [J]. J Appl Phys, 2005, 98: 113523(1)-113523(7).

[9] Bourne N K, Rosenberg Z, Field J E. High-speed photography of compression failure waves in glasses [J]. J Appl Phys, 1995, 78: 3736-3739.

[10] Chaudhri M M. The role of residual stress in a Prince Rupert's drop of soda-lime glass undergoing a self-sustained and stable destruction/fracture wave [J]. Phys Status Solidi A, 2009, 206: 1410-1413.

[11] Cherepanov G P. Fracture waves revisited [J]. Int J Fract, 2009, 159: 81-84.

[12] Chen D P, He H L, Jing F Q. Delayed failure of the shock compressed inhomogeneous brittle material [J]. J Appl Phys, 2007, 102: 033519(1)-03351(5).

[13] Kanel G I, Rasorenov S V, Fortov, V E. The failure waves and spallations in homogeneous brittle material [A]// Schmidt S C, Dick R D, Forbes J W, et al. Shock Compression of Condensed Matter-1991 [C]. Amsterdam: North-Holland, 1992: 451-454.

[14] Liu Z F, Yao G W, Zhan X Y. A damage accumulating modeling of failure waves in glass under high velocity impacting [J]. Appl Math Mech, 2001, 22(9): 983-987. (in Chinese)
刘占芳, 姚国文, 詹先义. 高速冲击条件下玻璃中破坏波的损伤累计模拟 [J]. 应用数学与力学, 2001, 22(9): 983-987.

[15] Zhang Y G, Duan Z P, Zhang L S, et al. Experimental research on failure waves in soda-lime glass [J]. Exp Mech, 2011, 51: 247-253.

[16] Bourne N K, Millett J C F, Rosenberg Z, et al. On the shock induced failure of brittle solids [J]. J Mech Phys Solids, 1998, 46(10): 1887-1908.

[17] Bourne N K, Millett J C F, Rosenberg Z. Failure in shocked high-density glass [J]. J Appl Phys, 1996, 80: 4328-4331.

[18] Kanel G I, Bogatch A A, Razorenov S V, et al. Transformation of shock compression pulse in glass due to the failure wave phenomena [J]. J Appl Phys, 2002, 92: 5045-5052.

[19] Rosenberg Z, Ashuach Y, Dekel E. More on the behavior of soda lime glass under shock loading [J]. Int J Impact Eng, 2008, 35: 820-828.

[20] Dienes J K. A statistical theory of fragmentation [A]//Kim Y S. Proceedings of the 19th US Symposium on Rock Mechanics [C]. University of Nevada, 1978: 51-55.

[21] Addessio F L, Johnson J N. A constitutive model for the dynamic response of brittle materials [J]. J Appl Phys, 1990, 67: 3275-3286.

[22] Zuo Q H, Addessio F L, Dienes J K, et al. A rate-dependent damage model for brittle materials based on the dominant crack [J]. Int J Solids Struct, 2006, 43: 3350-3380.

[23] Tuler F R, Butcher B M. A criterion for the time dependence of dynamic fracture [J]. Int J Frat Mech, 1968, 4: 431-437.

[24] Freund L B. Dynamic Fracture Mechanics [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1993.

[25] Klepaczko H S Jr. Numerical study of spalling in an aluminum alloy 7020-T6 [J]. Int J Impact Eng, 1999, 22: 649-73.

[26] Bouzid S, Nyoungue A, Azari Z, et al. Fracture criterion for glass under impact loading [J]. Int J Impact Eng, 2001, 25: 831-845.

[27] Evans A G. Slow crack growth in brittle materials under dynamic loading conditions [J]. Int J Fract, 1974, 10(2): 251-259.

[28] Charles R J. Dynamic fatigue of glass [J]. J Appl Phys, 1958, 12: 1652-1657.

[29] Dienes J K. Strain-softening via SCRAM, LA-UR-98-3620 [R]. Washington, DC: Los Alamos National Laboratory, 1998.

[30] Espinosa H D, Xu Y P, Brar N S. Micromechanics of failure waves in glass: Ⅱ, modeling [J]. J Am Ceram Soc, 1997, 80(8): 2074-2085.

[31] Chen D N, Fan C L, Xie S G et al. Study on constitutive relations and spall models for oxygen-free high conductivity copper under planar shock test [J]. J Appl Phys, 2007, 101: 063532(1)-063532(9).

[32] Zhou J W, Xu W Y, Yang X G. A microcrack damage model for brittle rocks under uniaxial compression [J]. Mech Res Commun, 2010, 37: 399-405.

[33] Rajendran A M, Grove D J. Modeling the shock response of silicon carbide, boron carbide and titanium diboride [J]. Int J Impact Eng, 1996, 18(6): 611-631.

[34] Ayatollahi M R, Aliha M R M. Mixed mode fracture in soda lime glass analyzed by using the generalized MTS criterion [J]. Int J Solids Struct, 2009, 46: 311-321.

[35] Rao Q H, Sun Z Q, Stephansson O, et al. Shear fracture (Mode Ⅱ) of brittle rock [J]. Int J Rock Mech Min, 2003, 40(3): 355-375.

[36] Ayatollahi M R, Torabi A R. Determination of mode Ⅱ fracture toughness for U-shaped notches using Brazilian disc specimen [J]. Int J Solids Struct, 2010, 47: 454-465.

# Studies on Formation and Propagation of Failure Waves in Soda-lime Glass

ZHANG Yan-Geng, DUAN Zhuo-Ping, PI Ai-Guo, ZHANG Lian-Sheng, OU Zhuo-Cheng, HUANG Feng-Lei

(*State Key Laboratory of Explosion Science and Technology, Beijing Institute of Technology, Beijing* 100081, *China*)

**Abstract**: A series of plate impact experiments were conducted for soda-lime glass specimens on a one-stage gas gun in order to investigate the so-called failure wave phenomena under different impact velocities. In each shot, four pieces of specimens with different thicknesses are impacted simultaneously and the longitudinal stress histories at the backing surfaces of each of them are measured by manganin piezo-resistive stress sensors. Hence, the failure wave trajectory under a certain dynamic loading can be obtained by only one shot. Then the formation and propagation of the failure wave under different shock conditions can be obtained by changing impact velocities. The results show that the delay time for the failure wave to initiate decreases with the magnitude of impact loads, while correspondingly the failure wave velocity increases. In the end, the elastic statistical crack model is applied to describe the fracture mechanism of the soda-lime glass under shock loading and several plate impacts under different conditions are simulated by the LS-DYNA finite element program. The simulated results of the transverse stress and free surface particle velocity histories can be used to describe the failure wave phenomenon, and the trajectories obtained by simulation are compatible with experimental measurements.

**Key words**: failure wave velocity; delay time; soda-lime glass; elastic statistical crack model