

文章编号: 1001-1455(2001)02-0150-007

# 用高速阴影技术研究 K9 玻璃中的失效波

赵剑衡<sup>1,2</sup>, 谭显祥<sup>1</sup>, 孙承纬<sup>1</sup>, 赵 锋<sup>1</sup>, 文尚刚<sup>1</sup>, 张希林<sup>1</sup>, 段祝平<sup>2</sup>

(1. 中国工程物理研究院流体物理研究所, 四川 绵阳 621900;

2. 中国科学院力学研究所, 北京 100080)

**摘要:** 用高速阴影摄影技术研究了爆轰加载下 K9 玻璃样品中波的传播和压缩区内损伤破坏的物理图象和规律。实验中观测到冲击波阵面后有一个移动速度为  $2.1 \sim 2.2 \text{ mm}/\mu\text{s}$  的黑色阴影区边界, 即失效波 (Failure wave); 实验发现只有当冲击载荷接近材料的 HEL 时, 在冲击波和失效波之间的区域才有少量的微裂纹成核和长大, 而在冲击载荷较低时却没有观察到; 同时实验中观测到失效波萌生于被撞击面, 并在两块玻璃的交界面上观测到失效波的再生。这些结果表明失效波的产生基本与冲击相变无关, 主要与玻璃样品表面的初始损伤有关, 换言之, 失效波是玻璃样品表面微裂纹在冲击波作用下失稳扩展造成的。

**关键词:** 高速阴影技术; 失效波; 冲击波

\* 中图分类号: O347.5 文献标识码: A

## 1 引 言

Rasorenov 等发现失效波<sup>[1]</sup>以来, 许多实验结果表明: 失效波是在冲击波后的压缩区内以  $1 \sim 2 \text{ km/s}$  的速度向前扩展的声阻抗较小的移动界面; 失效波后玻璃材料发生了破碎、剪切强度丧失, 横向应力增加<sup>[1~8]</sup>。围绕冲击动力学界多年的一个现象——在 HEL 弹性极限附近, 玻璃材料的层裂强度变化较大, 有时甚至为零, 由于失效波的出现得到了解释。人们认识到这种变化主要是由于层裂面位于失效波前后不同造成的。

尽管近年来对失效波开展了较为广泛的实验研究, 但到目前为止失效波的产生机制仍不清楚。Kannel、章冠人和贺洪亮等推测失效波是玻璃样品表面微裂纹在冲击压缩下失稳扩展造成的<sup>[1~3]</sup>。能直接说明这种机制的是玻璃样品的表面粗糙程度对失效波萌生影响的实验, 遗憾的是目前仅有的两个实验<sup>[4,5]</sup>却给出了完全相反的实验结论。Clifton 等认为失效波的本质是一个相变波<sup>[6]</sup>, 这种解释目前被许多学者所接受, 但是在产生失效波的冲击压力范围内, 既低于玻璃材料的 HEL 弹性极限的情况下, 目前尚没有实验样品的回收分析来说明玻璃样品中是否发生相变。Grady 等提出, 失效波是在冲击波后压缩区内的剪切应力大到一定程度时, 样品内部微裂纹的形核长大和失稳扩展造成的<sup>[7]</sup>。另外, 围绕失效波产生机制的讨论近年来又提出许多, 诸如微观塑性机制等<sup>[8]</sup>。

Bourne 用高速阴影法观测到碱石灰玻璃和硼硅酸盐玻璃中有移动的破碎界面<sup>[9]</sup>。Bourne 在这方面的探索工作给我们的工作提供了有益的参考, 使我们可以在更高的空间分辨率和更大的视场下, 研究冲击压缩下 K9 玻璃样品的表面和内置界面对失效波萌生的影响。此项工作将有助于揭示冲击压缩下失效波的萌生和扩展机制。

## 2 实验装置和测试技术

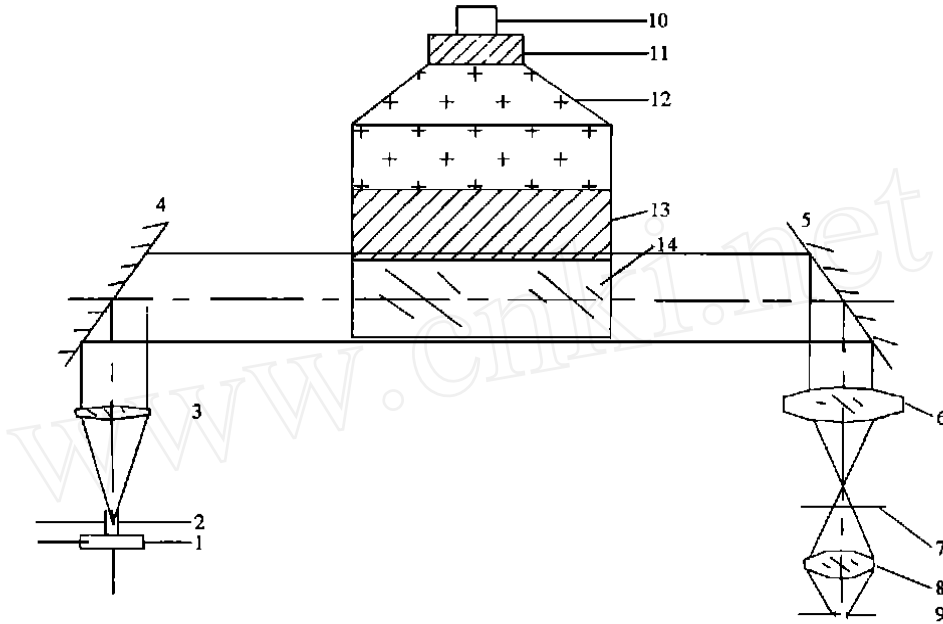
图 1 给出了整个实验装置简图。图 1 中 10~14 为爆轰加载装置。实验选用起爆雷管为 24-1-3D, 该雷管从加高压到起爆所需的时间是  $1.42\mu\text{s}$ , 误差为  $\pm 0.2\mu\text{s}$ , 这对于控制系统各部分的同步是非常重要的。

\* 收稿日期: 2000-01-04; 修回日期: 2000-08-25

基金项目: 国家自然科学基金项目 (19772048); 中国工程物理研究院基金项目 (980130)

作者简介: 赵剑衡 (1969—), 男, 博士, 助理研究员。

要的。雷管 10 起爆后,通过传爆药柱 11 起爆平面波炸药透镜 12。当爆轰波到达平面波炸药透镜 12 的底面时,平面度优于 100 ns,爆压为 10.8 GPa。图 1 中炸药透镜 12 和玻璃样品 14 之间是衰减片 13,它的作用是减小进入玻璃样品中的冲击波强度,通过该装置可以使进入玻璃样品的冲击波强度控制在低于玻璃材料的 HEL 弹性极限内。加载装置的设计见文献[10]。表 1 给出了采用上述装置实验时,进入玻璃样品中的冲击载荷强度。这里的冲击载荷强度,指的是冲击波进入玻璃样品后,冲击波后的纵向应力。



- 1. Xenon discharge tube; 2. Light aperture; 3. Illuminating lens; 4,5. Mirror; 6. First object lens;
- 7. Graticule; 8. First group of second object lenses; 9. First frame aperture of camera;
- 10. Detonator; 11. Booster; 12. Planar wave lens; 13. Attenuation plate; 14. K9 glass specimen

图 1 实验装置示意图

Fig. 1 Experimental setup of explosive device and shadowgraphy diagnostics

表 1 实验加载条件

Table 1 Experimental parameters

实验号	衰减片材料	衰减片厚度 / mm	冲击载荷强度/ GPa	玻璃样品厚度/ mm
1	Cu	19	8.3	24
2	PMMA + Cu	10 + 18	5.9	6.5 + 24

图 1 中 K9 玻璃样品 14 的面内尺寸为 120 mm × 120 mm, 厚度为 24 mm 或 6.5 mm。K9 玻璃的材料密度是 2.5 g/cm<sup>3</sup>, 弹性模量为 47.1 GPa, 泊松比 0.209, 纵波声速为 6.1 mm/μs, HEL 为 8.4 ~ 9.2 GPa。

图 1 中的 1 ~ 9 为所使用的高速阴影光路。其中氙灯光源 1 位于照明透镜的前焦点上, 氙灯光通过光栏孔径后, 由照明透镜变成平行光, 经反射后照明玻璃样品 14。图 1 中的玻璃样品 14 首先通过相机的第一物镜成像于分化板 7 上(分划板上标有刻度, 可以对底片上像的移动, 或折射率发生变化的区域进行定量的分析); 分划板上玻璃样品的像被相机的第二物镜组和分幅透镜成像于底片。当扰动区的折射率发生急剧变化时, 通过玻璃样品中扰动区的氙灯光线发生偏折, 在底片上将这一折射率不均匀区域显示出来。玻璃样品中的冲击波阵面前后材料的折射率变化很大, 如果冲击波后材料发生破碎或有裂纹萌生, 那么该处将不会透光, 因此无论是冲击波还是冲击波后材料的破碎均会造成底片上照度的变化, 用阴影技术来研究它们, 在技术上是成熟的。式(1)给出了底片上照度  $E$  的变化与玻璃样品中折射率变化之间的定量关系

$$\frac{-E}{E} = -L \int_0^L \frac{1}{n} \left( \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} \right) dz \quad (1)$$

式中:  $n$  为玻璃样品的折射率;  $L$  为玻璃样品中折射率沿光轴方向  $z$  的变化区域的厚度。

上述高速阴影系统的放大倍率是 0.27; 相机的幅频  $2.5 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ; 视场为  $74 \text{ mm} \times 54 \text{ mm}$ ; 最小空间分辨率  $24 \text{ lp/mm}^{[10]}$ ; 每幅相片的曝光时间是  $100 \text{ ns}$ 。Bourne<sup>[9]</sup>采用的是 Ultramac FS501 分幅变相管相机, 在相近的幅频下, 其动态空间分辨率仅有  $6 \text{ lp/mm}$ , 视场的大小只有  $10 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$ 。

### 3 实验结果与分析

#### 3.1 冲击波后材料的移动破碎界面

冲击载荷为  $8.3 \text{ GPa}$  时, 图 2 给出了用阴影技术记录的  $24 \text{ mm}$  厚 K9 玻璃中几个典型时刻的波及冲击压缩区内玻璃材料损伤演化的情况。其中图 2(a) ( $t=0$ ) 是冲击波阵面接近玻璃样品与衰减片的交

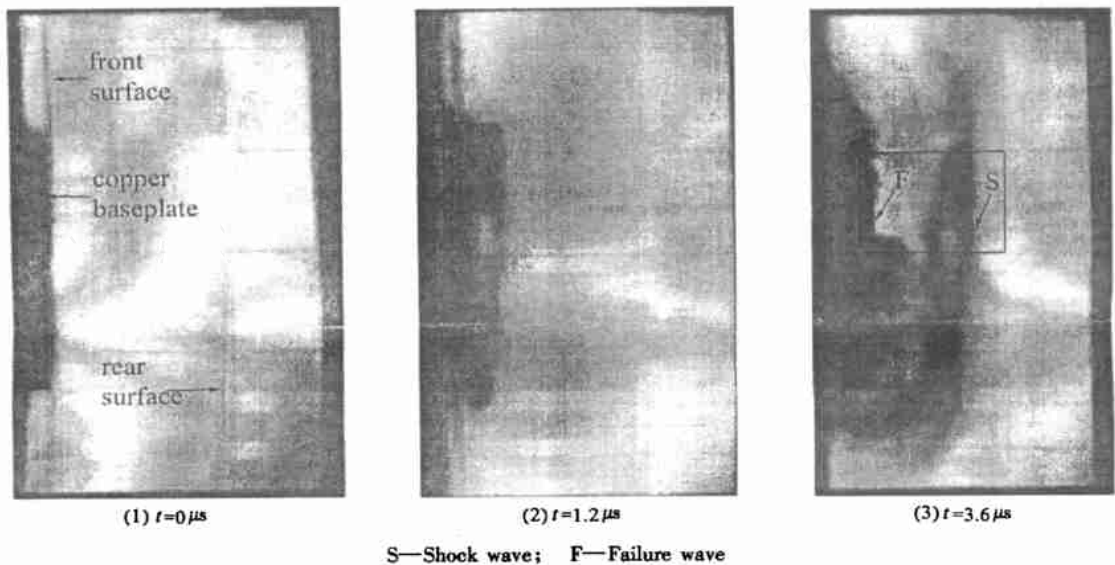


图 2 在冲击载荷为  $8.3 \text{ GPa}$  时,  $24 \text{ mm}$  厚玻璃样品中的失效波

Fig. 2 Recorded failure wave propagation in a  $24 \text{ mm}$  thick K9 glass

界面处, 尚未进入玻璃样品时的照片, 因此玻璃样品是透明的。图 2(a) 中给出了玻璃样品的前后表面, 与玻璃样品前表面紧靠的黑色区(图 2(a) 最左边)是衰减片的一部分, 与前后玻璃样品紧靠的其它透光区为空气。需要说明的是, 图 1 中的加载方向是从上向下, 图 2 中照片的加载方向是从左向右。照片中的方格反映的区域尺寸为  $15.3 \text{ mm} \times 15.3 \text{ mm}$ , 它是图 1 中分划板的格子在照片上的成像。在  $t=0.4 \mu\text{s}$  和  $t=0.8 \mu\text{s}$  的两幅照片中有一个黑色的阴影区进入玻璃样品, 并自左向右扩展, 在  $t=1.2 \mu\text{s}$  时, 这个阴影区中心出现亮区(图 2(b)); 在随后的过程中, 这个阴影区中的亮区逐渐增大, 将原来的阴影区分化为两部分: 第 1 个是移动较快的条形阴影区, 第 2 个是紧随其后的移动较慢的不透光影区, 如图 2(c) 所示。已知的幅间隔为  $0.4 \mu\text{s}$ , 通过测量每幅照片中最前面阴影区前界面的位置, 可以发现这个阴影区几乎以恒定的速度  $5.9 \pm 0.2 \text{ mm}/\mu\text{s}$  移动。这与 K9 玻璃的纵波声速  $6.1 \text{ mm}/\mu\text{s}$  基本接近。可见这个移动条形阴影区, 即冲击波阵面。从图 2 中可以看到, 冲击波进入玻璃试件后, 冲击波阵面基本上为一个较平的平面, 整个波阵面略微有点向右倾斜。众所周知, 冲击波阵面是一个极窄的强间断面, 而图 2(c) 中的条形阴影区却有较长的宽度。这主要是高速摄影相机的时间分辨本领不够高, 在每幅照片的曝光时间内冲击波以  $6.1 \text{ mm}/\mu\text{s}$  的速度在移动, 造成了所谓的像移现象; 同时冲击波面并不与光轴平行, 也使得投影宽度增大。需要注意的是: 照片上移动较快的条形阴影区和其后移动较慢的阴影区之间的透光区内, 依旧有不规则的阴影在变化。这主要是由于这里采用接触爆轰加载, 进入玻璃样品的是三角

波,既冲击波阵面后压力不是常值而是逐渐减小,由于压力变化,会导致折射率发生变化。图 2(b)中透光区首先出现在冲击波阵面后的中部,主要是由于实验中炸药透镜是圆的,炸药透镜下的铜片也是圆的,导致平行光垂直通过一个柱筒形压力区造成的。

在高速摄影记录的各幅照片中,图 2 中第 2 个阴影区不断长大,这时从铜衰减片和玻璃样品中反射回来的稀疏波尚未到达第 2 个阴影区。从照片上看出第 2 个阴影区边界不平整,有大量的毛刺,可以推断第 2 个阴影区是由于该区域内材料发生完全破碎造成氙灯光无法通过造成的。第 2 个阴影区的边界移动速度明显慢于第 1 个阴影区,即慢于冲击波阵面的运动速度,导致两者之间的距离(透光区宽度)越来越大。采用与测量第 1 个阴影区移动速度相同的方法,得到其移动速度为  $2.2 \pm 0.2 \text{ mm}/\mu\text{s}$ 。同样方法可以得到实验 2 中两块叠在一起的玻璃中的破碎界面的移动速度分别为  $2.1 \pm 0.2 \text{ mm}/\mu\text{s}$  和  $2.1 \pm 0.1 \text{ mm}/\mu\text{s}$ 。这个移动破碎区域与 Bourne 观测到的移动破碎界面是相同的<sup>[4,14]</sup>。Bourne 将这一移动破碎界面定义为失效波,在同一加载条件下,根据 VISAR 测得 8 mm 厚 K9 玻璃后自由表面粒子速度时程剖面(图 3),可以判断有失效波产生,失效波的移动速度  $1.4 \text{ mm}/\mu\text{s}$ 。在相同加载条件下,高速摄影和 VISAR 记录的失效波有差异,这可能是两种测试方法不同造成的,也可能意味着失效波是有结构的<sup>[10]</sup>。

将图 2(c)中的方框区域放大,如图 4(a)所示。在  $t = 4.0 \mu\text{s}$ (图 4(b))时,照片中透光区的中部位置上出现一个黑点。与这个黑点上方区域黑区不同,黑点在  $t = 4.4 \mu\text{s}$  的照片中继续长大,在  $t = 4.8 \mu\text{s}$  时该黑点进一步长大并开始汇入失效波中;而黑区则在其后的照片中消失,它出现的原因在上段已经解释。由此可以断定图 4(b)中黑点是一个不断长大的裂纹点。在  $t = 3.6 \mu\text{s}$  时,该处已进入压缩状态,但是照片上此处透光性很好,没有黑点出现。这说明两方面的问题:(1)裂纹或损伤的萌生需要有一个弛豫时间;(2)只有缺陷达到可探测光的半波长时才会被探测到。图 4 中的  $t = 4.8 \mu\text{s}$  的照片显示,在该黑点正前方出现了另外一个黑点,后者在下一幅照片中进一步长大,表明在冲击波后的压缩区内,玻璃材料内存在微裂纹或损伤的成核和长大。但是从整个记录相片上看,在失效波与冲击波之间的压缩区内的损伤并不是主体,只有在冲击载荷接近 K9 玻璃的 HBL 弹性极限附近时,才能观察到少量的微裂纹成核和长大,而在冲击载荷更低一些,如图 5 中就没有观察到冲击波后和失效波前的透光区内有微裂纹长大。这方面更详细的讨论可以见文献[10]。

众所周知,玻璃是一种短程有序,长程无序的非晶体材料,具有比晶体材料好得多的各向同性的性能,这也是人们对失效波感兴趣的一个重要的原因。但是近年来的研究结果表明,玻璃并非总是理想的均匀玻璃态,更经常地存在超细非均相,其大小在几个纳米到几十个纳米,也可能更大一些到几百个纳米,这被称作玻璃的亚微结构。这种亚微结构的存在导致了玻璃内部的不均匀性。人们对玻璃亚微结构的研究是从分相现象开始的,目前发现分相现象较普遍地存在于二氧化物玻璃中,同时非氧化物玻璃中也存在着结构的微不均匀性,如在硫系玻璃、 $\text{BeF}_2$  为基础的玻璃中都存在着分相现象。这样,由于玻璃体中微结构存在,玻璃相之间热力学性质的差异,使其在受载条件下,有可能因变形不协调导致在相边界附近形成局部的高应力集中区。或者在杂质附近产生变形不协调导致局部微应力集中,从而在相边界或杂质边界产生微裂纹的成核和长大。这是图 4 中观察到玻璃内部压缩区内在失效波到达之前出现微裂纹的成核和长大的原因。

### 3.2 界面与失效波的关系

图 5 给出了双层玻璃样品在冲击波进入后的破坏演化过程。实验仍采用接触爆轰加载,不同之处

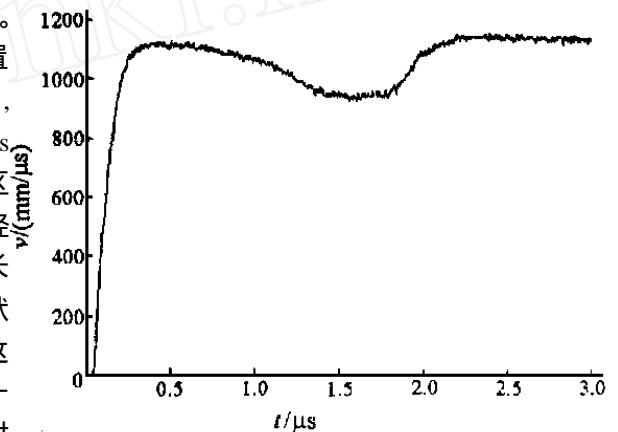
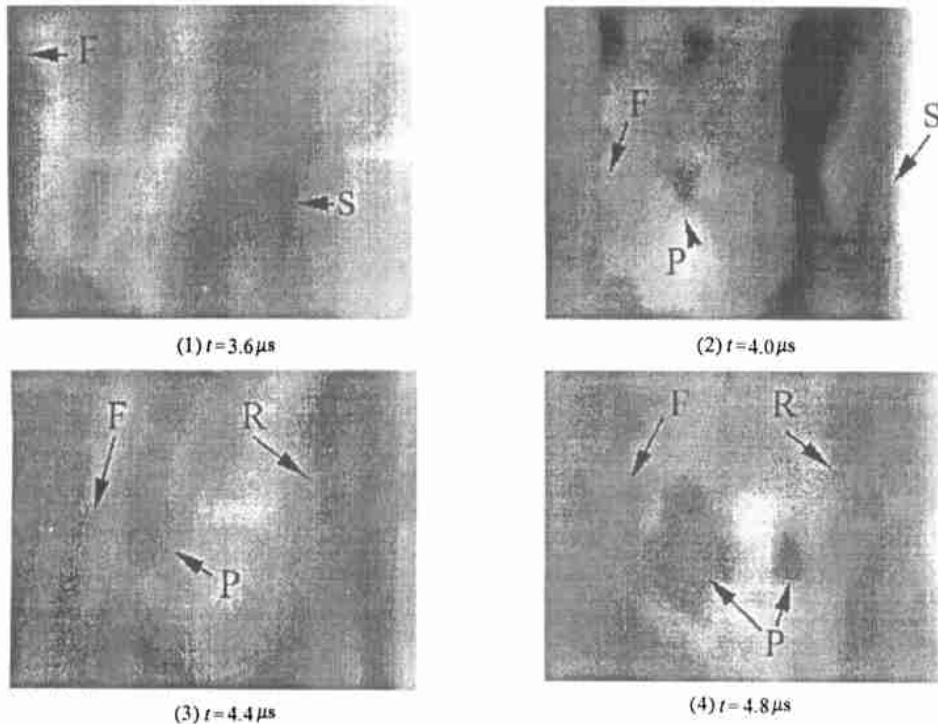


图 3 爆轰加载下 K9 玻璃后自由表面粒子速度时间曲线

Fig. 3 Free surface velocity profile of a K9 glass sample



R—Release wave; S—Shock wave; F—Failure wave; P—Damaged point

图 4 K9 玻璃中冲击波后压缩区内的损伤演化

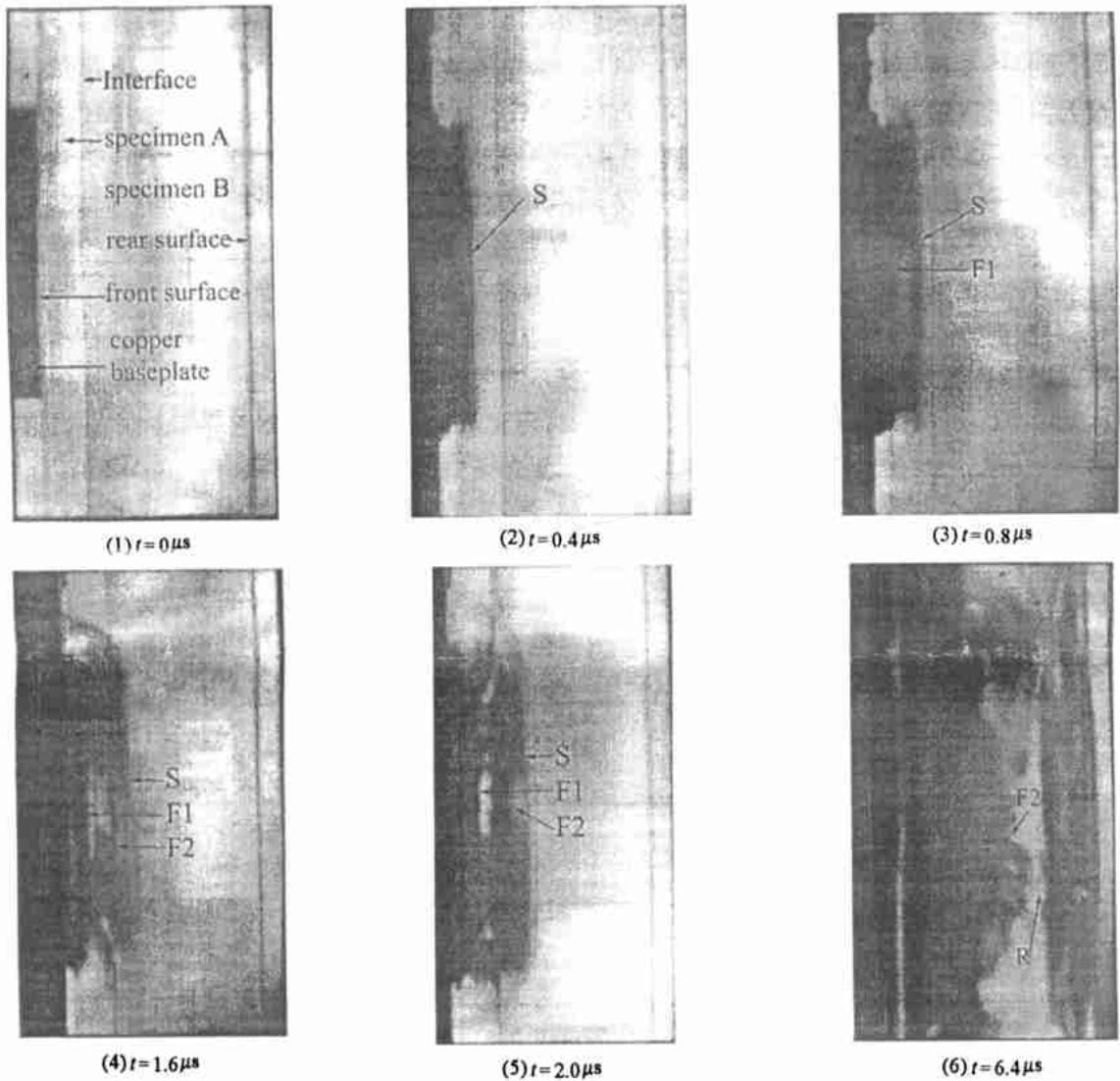
Fig. 4 Damage evolution in compressed region of glass behind shock wave

在于,平面波炸药透镜与铜片之间增加了一层 6 mm 厚的有机玻璃片。其目的是利用有机玻璃片吸收冲击波的能量,使进入玻璃样品中的冲击波强度进一步下降,从而在更低的冲击载荷下观测失效波的萌生和演化。这里进入玻璃样品中的冲击波后的纵向应力为 5.9 GPa。实验中玻璃样品由两块构成,一块厚度为 6.5 mm,另一块厚度为 24 mm。两块 K9 玻璃紧贴在一起,冲击波首先进入厚度为 6.5 mm 厚的玻璃样品中。图 5(c)中可以看到 6.5 mm 厚的样品中阴影区被其中部的透光区分成两个区:最前面的冲击波阵面,在照片上表现为一个条形阴影区;随后的亮区为冲击波后压力相对稳定的未发生破坏的区域,紧跟亮区后为第 2 个阴影区,其前界面即是第 1 个失效波。这与前面观察到的现象完全相同,同时也表明破碎首先萌生于玻璃与铜片的交界面。图 5(d)、(e)的照片显示冲击波进入第二块玻璃后,两块玻璃交界面处产生了另外一个阴影区,该阴影区向冲击波传播的方向增大,移动速度为  $2.1 \pm 0.1 \text{ mm}/\mu\text{s}$ 。这表明冲击波进入第 2 块玻璃后,在两块玻璃的交界面处产生了第 2 个失效波。

仅根据失效波萌生于玻璃被撞击面,无法判断失效波是与冲击相变有关,还是与材料表面的缺陷有关。目前也没有直接或间接的实验手段来检测失效波在材料表面萌生有无驰豫时间。但是,根据失效波萌生于玻璃样品的内界面的实验结果,却可以断定失效波的萌生与玻璃表面有关。因为失效波以一个基本稳定的速度在玻璃样品中自持传播,如果失效波与相变有关,就应该存在一个确定的与相变有关的时间率函数。由于两块玻璃完全相同,且紧密地贴在一起,显然第一块玻璃样品中间区域受冲击加载的时间早于两块玻璃之间的界面附近区域,但是后者早于前者产生失效波,按照相变的观点这是难于理解的。

失效波首先萌生于玻璃样品的界面,表明玻璃的表面比其内部的强度要弱。这有两方面的因素:(1)所有的玻璃表面均有缺陷存在,即使加工非常好,表面光洁度很高的光学玻璃,其表面每平方厘米都有几百到几千条微裂纹,这是在抛光过程中研磨料与玻璃体相互摩擦时留下的,表面微裂纹的存在削弱了玻璃表面固有的强度,使其抵抗破坏的能力比玻璃体内部大大下降;(2)玻璃表面的化学组成与玻璃主体的化学组成有一定的差异,造成这种差异的原因主要是熔制、成形、热加工以及玻璃体表面受大气、

水和其它溶剂侵蚀造成的。



F1 —Failure wave ; F2 —Failure wave ; S —Shock wave ; R —Release wave

图 5 双层玻璃在冲击压缩下损伤的演化

Fig. 5 Framing camera pictures of double specimens of K9 glass under shock wave loading

### 4 结 论

- (1) 失效波是一个移动的破碎界面；
- (2) 只有在冲击载荷接近 HBL 弹性极限时,在冲击波后和失效波前的压缩区内有少量的微裂纹成核和长大,表明冲击波后压缩区内的微裂纹形核长大对失效波的产生和扩展的贡献是有限的；
- (3) 失效波与冲击下的相变无关；
- (4) 在冲击压缩下,失效波的萌生与玻璃材料表面的结构和微裂纹有关,这主要是因为玻璃表面的强度低于玻璃体内部的强度。

## 参考文献:

- [ 1 ] RASORENOV S V , KANIL 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 ] 章冠人. 冲击压缩脆性材料中破碎波的几个问题[J]. 高压物理学报 ,1998 ,12(2) :81 —85.
- [ 3 ] HE Hong-liang. Dynamic Response and Microstructure Damage of Brittle Materials under Shock Wave Loading[R]. Mianyang , Sichuan : Southwest Institute of Fluid Physics ,1997.
- [ 4 ] Bourne N. On the Origin of Failure Waves in Glass[J]. J Appl Phys ,1997 , 81(10) :6670 —6674.
- [ 5 ] RAISER G F , WISE J L , CLIFTON R J , et al. Plate Impact Response of Ceramics and Glasses[J]. J Appl Phys ,1994 , 75(8) : 3862 —3870.
- [ 6 ] CLIFTON R J. Analysis of Failure Waves in Glasses[J]. Appl Mech Rev , 1993 ,46(12) :540 —546.
- [ 7 ] GRADY D E. Dynamic Failure in Brittle Solids[R]. USA :SAND94-0777C984 ,1994.
- [ 8 ] ESPINOSA H D , XU Yue-ping , BRAR N S , et al. Micromechanics of Failure Waves in Glass(II) : Modeling[J]. J Am Ceram Soc , 1997 ,80(8) :2061 —2073.
- [ 9 ] BOURNE N K , ROSENBERG Z , MEBAR Y , et al. A High speed Photographic Study of Fracture Wave Propagation in Glasses [J]. Journal De Physique (C8) , 1994 , 4 :635 —640.
- [ 10 ] 赵剑衡. 冲击压缩下玻璃等脆性材料中的失效波的实验和理论研究[D]. 北京 :中国科学院力学研究所 ,2000.

## Investigations of Failure Waves in K9 Glass Using Shadowgraph

ZHAO Jiar-heng<sup>1,2</sup> , TAN Xian-xiang<sup>1</sup> , SUN Cheng-wei<sup>1,2</sup> , ZHAO Feng<sup>1</sup> ,  
WEN Shang-gang<sup>1</sup> , ZHANG Xi-lin<sup>1</sup> , DUAN Zhu-ping<sup>2</sup>

(1. Institute of Fluid Physics , CAEP , Mianyang 621900 , Sichuan , China ;

2. Institute of Mechanism , Chinese Academy of Science , Beijing 100080 , China)

**Abstract :** The high-speed shadowgraph technique was used in visualization of the shock wave moving , damage formation and development in the glass specimen. It is found that failure wave formed at the shocked surface and inner interface , and propagated into specimen following the shock wave . It is concluded that formation of failure wave was connected with the surface of glass-specimen ,and it is a moving fractured front. The work finished here will be helpful to understand the mechanism of failure wave.

**Key words :** high-speed shadowgraph technique ; failure wave ; detonation