

冲击压缩下玻璃等脆性材料中失效波的研究进展

赵剑衡^{1,2} 孙承纬¹ 段祝平²

(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: 失效波的研究始于 Rasorenov 和 Kanel 发现 K19 玻璃样品后自由表面速度时程曲线上有反常再压缩信号。失效波是二十世纪九十年代冲击动力学研究领域的一个重要发现,它是指在一维平面应变冲击压缩下,在玻璃等脆性材料中由冲击波引起的一种独特的失效或破坏现象。较为系统地回顾近年来对失效波的研究工作,评述了研究现状、最新结果、发展趋势、研究方法和实验手段,对尚存的问题进行了分析讨论,并介绍了玻璃材料的基本特性。最后简单汇报了作者在这方面的研究工作和取得的阶段性结果。

关键词: 冲击波;失效波;断裂

中图分类号: O346.1⁺3 **文献标识码:** A

0 引 言

当铜飞片厚度远大于玻璃样品的厚度,且冲击载荷强度在玻璃样品的 Hugoniot 弹性极限(HEL)以下时,正常情况下被碰撞玻璃样品中波的运动情况如图 1a 所示,当冲击波在 t_0 时刻到达样品后自由表面并向回反射稀疏波时,造成样品后自由表面速度增加,如图 1b 所示。由于飞片的厚度和声阻抗均大于玻璃样品,且飞片与玻璃样品的交界面处不抗拉,因此当该反射稀疏波到达这个交界面时,将向飞片中透射和向回反射稀疏波,造成界面脱开,形成新的自由面。从样品后自由表面处反射来的稀疏波的后继部分到达这个新形成的自由面时,向回反射压缩波,因此在 t_1 时刻样品后自由表面处的速度先下降随后上升。但是当冲击载荷接近 HEL 时,Rasorenov 和 Kannel^[1]的实验中得到的样品后自由表面速度时程曲线上却不是图 1b 所示界面脱开信号,而是如图 2b 所示的再压缩信号,且出现再压缩信号时刻 t_2 早于图 1b 中的 t_1 时刻。由于飞片的厚度远大于样品厚度,且冲击载荷小于 HEL,因此 Kanel 推测这个再压缩信号一定是在玻璃样品后自由表面处形成的反射稀疏波在到达飞片与样品交界面前,在样品中遇到一个声阻抗较小的界面并反射压缩波造成的,其波系见图 2a。进一步的实验表明样品中这个声阻抗较小的界面确实

收稿日期:2000-12-29

基金项目:本项目得到国家自然科学基金(19772048)和中国工程物理研究院基金(980103)的资助

存在,并以 $1.5 \sim 1.5 \text{ km/s}$ 的速度移动。这个移动的、声阻抗较小的界面被 Rasorenov 和 Kannel 称为失效波(Failurewave)。

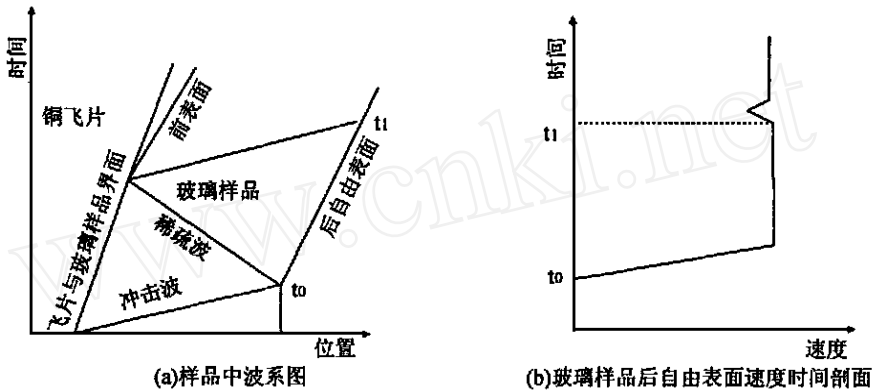


图 1 厚铜飞片碰撞下玻璃样品的冲击压缩过程

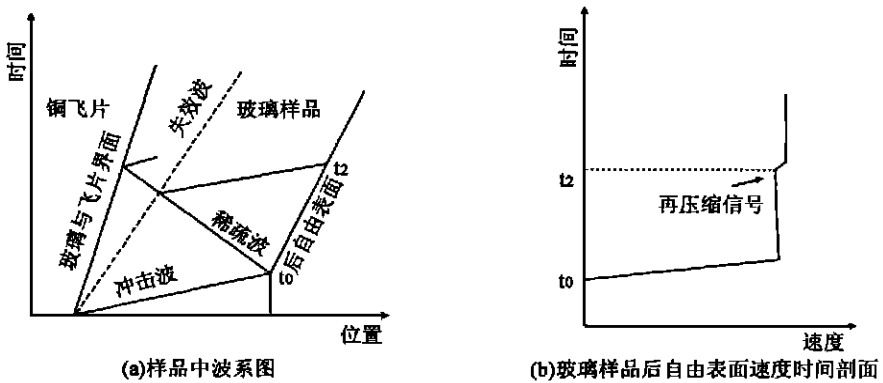


图 2 厚铜飞片碰撞下玻璃样品中失效波现象

失效波 的发现引起了国际冲击动力学界的广泛兴趣, Grady^[2]、Clifton^[3] 和 Rosenberg^[4,5] 等先后开展了这方面的研究工作。这一方面是因为失效波是一种新的、在冲击压缩状态下出现的独特的破坏现象,它的基本特性和以往对脆性材料断裂机制的认识相矛盾,引起失效波的机制非常复杂,到目前依旧不十分清楚;另一方面玻璃、陶瓷等脆性材料的抗压强度通常比金属高得多,并且具有密度小、耐高温等特性,有广泛应用,如装甲材料等^[34]。近十几年来,脆性材料在冲击压缩下独特的动态响应特性得到了广泛和深入的研究。

与失效波相似的现象研究可以追溯到二十世纪五、六十年代,当时人们注意到冲击压缩下花岗岩等脆性材料中,紧跟着先驱冲击波后有一个破碎界面在移动,当时叫作“破坏波”(Destruction wave)^[6,7],提出了诸如自持断裂模型^[6]、极限速度模型^[8]等对其进行解释。但当时破坏波的概念覆盖范围较广,泛指在冲击加载下,冲击波后发生的由各种不同机制造成的移动的破碎界面,包括了剪切断裂、由后继稀疏波造成的破碎等等。二十世纪七、八十年代, Kanel^[9] 和 Rosenberg^[10] 等在一维平面应变冲击压缩实验中发现当冲击载

荷强度超过玻璃材料的 Hugoniot 弹性极限 (HEL) 时,玻璃的层裂强度突然下降为零,当时普遍认为 HEL 是玻璃材料在冲击压缩下发生断裂的一个阈值。1991 年,Rasorenov 和 Kannel^[1]等通过实验对失效波进行了较全面的描述并给出了确切的定义,同时指出早期测量中发现材料层裂强度为零是由于层裂面位置在失效波后。下面将对失效波有关机理的研究工作进展和可能的力学模型及实验研究方法作详细的介绍和说明。

1 失效波研究的进展和方法

1.1 失效波的力学性质

失效波后材料层裂强度为零^[1,13,21]的实验结果表明失效波后材料可能发生了破碎。1995 年 Bourne^[4,14]用高速摄影观察到失效波阵面上有大量的裂纹和裂纹的分叉,这是对失效波后材料发生了破碎,失效波的本质是一个移动的破碎界面的最直接的实验支持。在一维平面应变压缩状态下,破碎颗粒之间发生相互的挤压和滑移以及进一步的破碎,导致材料的抗剪切能力下降,也就是剪切模量降低,使得失效波后材料的力学状态需要进行重新调整,导致其应力应变等均发生变化,例如实验发现失效波后横向应力 σ_2 明显变大^[18](如表 1 所示),同时 Rosenberg 发现失效波后材料的纵向压缩应变突然增大^[19]。本文作者认为由于破碎颗粒几何形状的不规则和破碎颗粒在压缩状态下存在着摩擦力,因此失效波后材料的剪切模量不会完全丧失(压缩状态下)。失效波前、后轴向应力 σ_1 不变一直是一个假设。1996 年 Bourne 等^[34]通过埋在高密度 DEDF 玻璃中的锰铜计测出了在失效波阵面后 σ_1 下降缓慢,这个事实证明上述假设的正确性。在此以前对碱石灰玻璃、硼硅酸盐玻璃等的实验,都由于失效波阵面后材料破碎干扰了锰铜计的测量而失败。1997 年 Espinosa^[26]分析了 Hopkinson 杆加载下玻璃样品中的破碎特征,并得出破碎颗粒是拉应力作用下造成的实验结论。其实验结果有值得商讨的地方。其论文前部分认为这些破碎是失效波后产生的,但是在相变分析部分又认为是从玻璃棒的边缘处(玻璃棒与金属套筒之间有铝粉)开始的。也就是说在冲击压力作用下,套筒和玻璃棒之间的铝粉起了应力集中的作用,造成裂纹从玻璃棒的侧面萌生。Hopkinson 杆的加载状态是一维平面应力,得出的破碎特性不应该用于说明一维平面应变冲击加载下冲击波后的破碎(失效波)。

表 1 碱石灰玻璃试件在不同的碰撞速度下失效波阵面前后的应力^[18]

实验编号	碰撞速度 / m/s	轴向应力 σ_1 / GPa	失效波前 σ_2 / GPa	失效波后 σ_2 / GPa	失效波前 / GPa	失效波后 / GPa
RADA	370	2.8	0.9	/	0.95	/
7-1651	514	3.8	1.07	/	1.37	/
7-1658	569	4.7	1.6	2.4	1.55	1.15
7-1653	727	5.5	2.0	3.3	1.75	1.10
7-1644	822	6.3	2.3	4.3	2.0	1.00
7-1645	823	6.3	2.2	4.0	2.0	1.15

许多研究工作表明失效波的产生与冲击载荷强度有关^[1,4]。Rasorenov^[1]认为失效波产生的阈值条件是冲击载荷达到 HEL 附近,但近年来的实验表明失效波可以在远低于 HEL 的条件下产生^[14,15],也可能在两倍于 HEL 的载荷附近产生^[17,23]。后者是一种实验推断,并非是明确的实验事实,有必要进一步予以澄清。从实验上确定冲击载荷与失效波之间的定量关系,以及给出萌生失效波的最小载荷阈值等研究工作对于认识失效波现象、建立理论模型、数值计算中确定失效波产生的启动条件等都是重要的。但是目前实验报道表明这方面的工作开展的并不深入和完善。

当冲击载荷在 HEL 附近时, K19 玻璃中失效波的传播速度在 1.5 ~ 2.5 km/s 范围^[1],后来在碱石灰玻璃、硼硅酸盐玻璃的实验中发现在 HEL 附近失效波速度在 2 km/s 左右^[4,13,14,24],与 Kanel 的实验结果基本一致。所以当时认为失效波速低于玻璃材料中弹性纵波波速,而接近于弹性剪切波速。1995 年 Bourne^[14]发现,随着冲击速度(载荷)的增大,失效波速增大。表 2 是他得到的一些实验数据。可以看到两种玻璃的失效波速均随着冲击载荷的增大而增大,当飞片的速度达到 760 m/s 时,碱石灰玻璃中失效波的速度大约为 3.6 km/s,略大于其剪切波速 3.46 km/s。另外 Rasorenov^[1]还发现失效波速随着传播距离的增大而衰减。严格地讲,上述结论是在冲击载荷低于 HEL 时得出的,当冲击载荷高于 HEL 时,失效波速度和冲击载荷的关系并不明确,这方面基本没有相关的实验报道。作为一个学术问题,这是非常值得去进一步探索的。例如,Curran 等^[74]认为在很高的应力作用下,微裂纹尖端的塑性流动会阻碍裂纹的扩展。如果 Curran 的观点正确,那么实验应该能观测到失效波的速度在接近或超过 HEL 时会下降,那么也就是说 Bourne 关于冲击载荷接近两倍 HEL 时失效波速度接近纵波声速的实验推论可能不成立。

表 2 飞片的冲击速度与失效波速的关系 (u_s 是冲击波速, u_{fw} 是失效波速)

碰撞速度 / m/s	硼硅酸盐玻璃			碱石灰玻璃		
	碰撞应力 GPa	U_s / km/s	U_{fw} / km/s	碰撞应力 / GPa	U_s / km/s	U_{fw} / km/s
250	2.1	6.0	3.4	2.2	5.9	1.8
530	4.5	6.2	3.7	4.7	5.9	2.1
760	6.4	6.9	3.8	6.8	6.8	3.6

1.2 失效波可能的萌生机制

是什么因素诱导了失效波产生?为什么目前仅在玻璃材料中发现失效波?这一系列问题必须依靠失效波机理的研究来回答。目前人们对失效波研究主要集中在对其基本特征认识的实验积累上。受冲击动力学实验研究中测试技术的限制,失效波的许多基本的物理力学特性还不为人们所知,因此到目前为止没有一个完整的理论模型能够准确解释失效波背后真正的物理力学机制,和进一步模拟其在实验上已表现出来的基本特性。这是失效波研究的难点,也是多年来许多学者对失效波这一现象感兴趣的主要原因。目前

有关失效波的产生机制有三种假设模型:表面微裂纹失稳扩展、剪切破坏和相变机制。

1.2.1 表面微裂纹失稳扩展

Kanel^[11]、Raiser^[20]、贺红亮^[22]和章冠人^[24]等推测失效波是表面裂纹在冲击压缩下失稳扩展造成的。Kanel 等的推测得到以下一些事实的支持。首先失效波可能是在被撞击样品表面处萌生^[11],并能在内置界面处重新生成^[21, 22],这表明失效波与玻璃试件的表面状况可能存在密切的联系;玻璃样品表面在加工过程中形成大量的微裂纹,直接导致其表面强度弱于内部强度^[31]。

Nemat-Nasser^[25]对裂纹在双向压缩下的扩展问题有较完整的论述。他提出的模型描述了一排相互平行,间距和裂纹长度相同的裂纹群在双向压缩加载下的扩展问题,如图 3 所示。其中裂纹的方向与两个主压力方向有一定的夹角,在双向压缩下,裂纹尖端应力场出现拉伸应力,如果这种拉伸应力足够大,裂纹就会沿裂尖最大拉应力相垂直的方向,即沿最大加载压应力方向扩展。此模型较好地解释了裂纹的初始扩展方面,但并不能描述较长扩展(主要是裂纹界面摩擦系数对其影响)。Nemat-Nasser 的模型说明裂纹在压缩状态下是可以扩展的。

Clifton^[3]等认为开展玻璃样品表面粗糙度的对比实验,对于说明失效波是否是表面微裂纹失稳扩展是非常重要的。这是因为玻璃样品表面粗糙度不同会带来以下三方面的差异:(1)碰撞时引起样品表面微应力集中的程度不同,也就是说初始驱动裂纹萌生和扩展的应力大小不同;(2)表面初始微裂纹数目不同;(3)样品表面初始裂纹长度有较大的差异。这些差异在碰撞下可能导致:(1)对失效波萌生的载荷阈值带来差异;(2)对失效波萌生的弛豫时间产生影响;(3)由于表面微裂纹数目的差异,在向样品内部扩展时导致样品内部破碎程度的差异,也就是失效波后的声阻抗大小会略有不同。

目前仅有的有关材料表面粗糙程度对失效波影响的两篇文献[20, 21]给出了完全相反的结论。Raiser 等^[20]通过改变被样品表面光洁度研究了材料表面粗糙度与失效波的关系,VISAR 的测试结果表明样品表面粗糙度对失效波的传播速度等无明显影响,表 3 给出他们的实验结果。但是 Bourne^[21]的实验结论却完全不同,通过锰铜计测量样品中应力变化情况(图 4),他发现相同速度的飞片撞击玻璃试件时,在距离碰撞面 2 mm 的地方,不同表面粗糙度的样品中横向应力变化基本相同。而在距碰撞面 12 mm 的地方,横向应力在 1.8 μs 时开始上升,但随后的变化却明显的不同。整块玻璃中横向应力的再次上升是最晚的,即失效波到达最晚。有内界面的玻璃中失效波到达较早,并且表面越粗糙失效波出现得越早。因此他认为表面粗糙度对失效波的萌生有明显的影响。

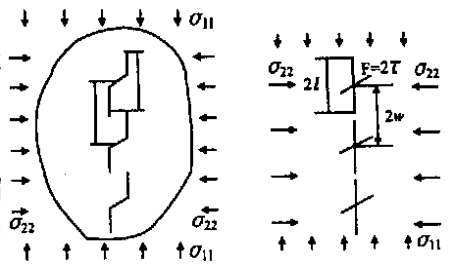


图 3 双向压缩下裂纹的扩展问题

表 3 材料表面粗糙度对产生失效波的影响

编号	碰撞速度/ m/s	冲击应力/ GPa	碰撞面的粗糙度/ μm	有无失效波产生
Glass1	961	7.88	0.01	有
Glass2	965	7.51	0.53	有
Glass3	450	3.42	0.07	无
Glass4	443	3.33	0.51	无

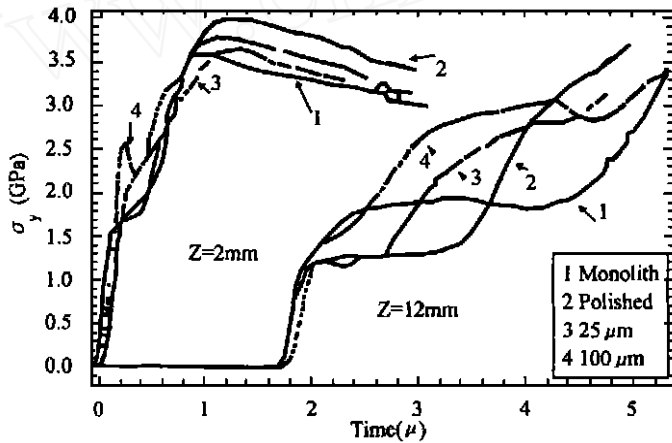


图 4 各次冲击实验的横向法应力时程^[21]。(样品厚度 10 mm, 样品表面和内置界面处理相同, 图中样品表面处理分别为: 抛光、用 25 μm 和 100 μm 的金刚砂磨毛, 锰铜应力计离碰撞面 2 mm、12 mm)

Raiser 希望通过 VISAR 测试样品后自由表面粒子速度得到失效波萌生弛豫时间或失效波后声阻抗变化的差异反映出玻璃样品表面粗糙度对失效波的影响。Bourne 的实验更侧重于反映样品表面粗糙度对失效波萌生的弛豫时间的影响。显然两者的实验方法和目的基本相同, 但得出的实验结论是相反的。作者认为可能有以下几个原因: (1) 考虑样品表面粗糙度不同对失效波的影响时, 还必需考虑另外一个问题即飞片的表面粗糙度不同, 在飞片碰撞样品时也同样会给样品表面带来微应力集中。如果飞片表面的粗糙度远比样品表面粗糙, 那么由飞片带来的微应力集中会掩盖样品表面粗糙度对失效波的影响。而 Raiser 和 Bourne 的实验中均未提及飞片表面粗糙度, 可以认为他们实验中飞片都没特殊处理过。(2) 失效波萌生时弛豫时间可能很短^[26], 而且弛豫时间上的差异可能是 VISAR 等测试仪器反映不出来的, 用慢响应、低空间分辨率的横向应力计来反映弛豫时间的差异就更加困难。(3) Bourne 用 100 μm 的 SiC 粗砂来将玻璃样品表面磨粗糙, 那么玻璃样品被处理表面的大量的微裂纹和缺陷尺寸应该不小于 0.1 mm。拿这样的玻璃样品与抛光的玻璃样品进行对比实验, 其实际未受损伤的玻璃样品厚度本来就比与之对比的玻璃样品的未损伤区薄, 加之碱石灰玻璃中失效波的运动速度只有 1.5 mm/ μs , 失效波扩展 0.1 mm 左右所需时间有百纳秒量级, 而实验测出的失效波到达时间差异也正好在这个量级上。因此 Bourne 的实验结论不能充分说明玻璃样品粗糙度对失效波萌生有影响或者失效波萌生与玻璃样品表面有关。

Bourne^[21]发现冲击波在两块玻璃的内界面处会再次生成一个新的失效波。贺红亮等^[22]的研究工作也证实了失效波可能在第二个界面处再次发生。这个实验结论对于确定失效波与玻璃样品表面关系是非常重要的。由于以上两位学者在判明失效波是否在内置界面萌生时,分别采用了锰铜计和 VISAR,他们的测试均属间接测量,因此虞吉林^[85]认为既然失效波与玻璃样品表面有关系,怎样排除冲击波不会在玻璃样品内置界面的缝隙处来回反射增高压力后造成对玻璃样品损伤?即在碰撞面处产生的失效波和在内界面处产生移动破碎界面的原因可能不同。显然采用更为直接的测试手段—高速摄影来研究这个问题是非常必要的。

此外根据失效波速随冲击载荷增大而增大,在冲击载荷达到两倍 HEL 时,Bourne 推测 DEDF 玻璃中的失效波速接近纵波声速,这个实验推论也不支持失效波是玻璃样品表面微裂纹失稳扩展的假设。

1.2.2 剪切破坏模型

1994 年 Grady 建立了一个剪切破坏模型^[2]。他认为脆性材料在冲击压缩下的破碎现象,是由于剪切应力作用下材料内发生剪切滑移破坏。前面提到表面微裂纹失稳扩展模型与这里提到的剪切破坏模型有所不同,尽管两者的扩展有可能都是剪切应力的驱动造成。但是剪切失效模型还应该包含玻璃样品内部的微裂纹在剪切应力的驱动下形核,也就是说它并没有限制失效波的萌生只发生在玻璃体的表面处。图 5 具体说明了该破坏过程。脆性材料受到强冲击压缩时,正应力会很快达到 HEL。在随后的过程中,应力幅值有一个平缓的上升失效坡面,其原因是剪切应力的作用使材料内部逐渐发生滑移,同时诱发了微缺陷的萌生、长大,最终导致了裂纹的成核。随后应力幅值开始较快地上升,剪切断裂进一步发展,在剪切应力和约束应力的共同作用下,最后材料形成许多破碎的微粒。

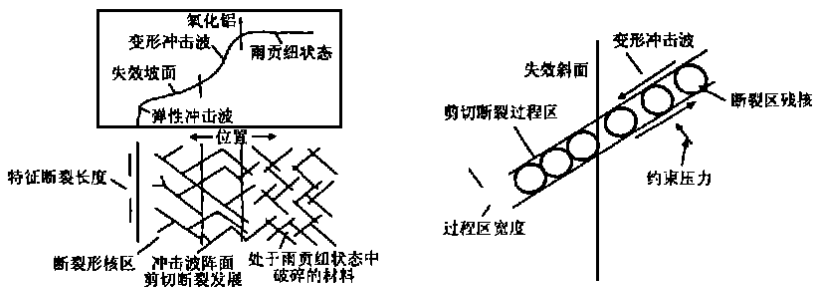


图 5 失效波的剪切模型^[2]

Grady 模型可以较好地解释材料在冲击压缩下发生的破坏的细观过程。将正在酝酿发生剪切破坏的区域看成是失效波阵面和先驱冲击波阵面之间的过渡区域,材料完全破碎的区域的边界相当于失效波阵面。按本模型解释的失效波不应该只限于某种材料结构,但目前仅在玻璃体中发现失效波,而与玻璃有许多共同之处的陶瓷材料中却没有发现失效波。由于只有当缺陷的尺寸达到或大于高速摄影背景光的半波长时,材料中的缺陷原则上才会被发现^[4],另外受观测视场小,相机空间分辨率不高以及阴影技术本身的限

制, Bourn^[4,14]的高速摄影实验工作没有去判定裂纹是否在表面萌生,也未澄清冲击波阵面与破碎界面之间有无损伤和微裂纹的萌生演化。如果冲击波后材料发生了损伤,这些损伤进一步演化为失效波,那么必需回答为什么冲击波后材料的微裂纹的形核和长大需要的时间越来越长,也就是为什么失效波的速度不是接近冲击波速而是以一个比冲击波速度慢得多的速度在扩展,造成冲击波和失效波之间的区域越来越大?这些矛盾的地方是 Grady 剪切破坏模型无法说明的,因为该模型本身是针对冲击波后的缓发波而言, Grady 将其外推用于失效波的萌生机制的解释。

1.2.3 相变模型

1993年 Clifton^[3]在非线性波动理论基础上,提出用第一类相变来解释失效波的萌生机制。虽然玻璃是非晶态材料,但是 Clifton 注意到有关碱石灰玻璃、熔硅玻璃等在冲击压缩下发生晶态化相变的事实。另外从冲击压缩的应力-时间曲线的上升前沿可以看到,许多玻璃在冲击载荷达到 HEL 前就表现出一定的非线性。

Clifton 将失效波看成是一个移动的相变界面。在该界面两边应力、应变、粒子速度和熵的变化都是不连续的,但两边的这些量应满足动量和能量守恒以及动力学相容性条件。即

$$\begin{aligned} \rho^+ - \rho^- &= -\rho_0 U(u^+ - u^-) \\ (u^+ - u^-) &= -U(\epsilon^+ - \epsilon^-) \\ E^+ - E^- &= \frac{1}{2}(u^+ - u^-)(\epsilon^+ - \epsilon^-) \end{aligned} \quad (1)$$

这里 U 是相变界面的速度, u 、 ϵ 、 E 分别为粒子速度、应力、应变和比内能。相变界面的位置是时间函数 $X = X_s(t)$, 应变 $\epsilon = \frac{\partial(x(X, t))}{\partial X} - 1$ 上标 +、- 分别表示界面前后的量。如果进一步考虑失效波后的材料微元是由相变和未相变的组分共同组成,那么此微元的比内能为这两个组分比内能的加权平均值,即

$$E(\epsilon^+, S^+) = x^+ E_1(\epsilon_1^+, S_1^+) + (1 - x^+) E_2(\epsilon_2^+, S_2^+)$$

这里 x^+ 是第一相的体积百分比。Clifton 的相变理论认为,相变过程中微元内两个相组分之间变形的不协调导致应力集中,从而可能在两相组分之间或在相变的转变区内有微裂纹的形核和长大,发展为宏观裂纹。用 Hopkinson 杆作加载手段, Espinosa^[26]回收了一维单轴应力下玻璃试件,并对其进行 X 光衍射分析,没有冲击相变发生的遗留证据。需要注意的是其实验结果并不能排除玻璃样品曾发生相变的可能,原因有以下几点:(1) 冲击相变不稳定,在卸载过程中有可能又发生了逆转。(2) Hopkinson 杆加载,其冲击压力偏低。(3) Hopkinson 杆加载实现的是单轴应力加载状态,冲击波后的压缩状态很快就被旁侧稀疏波消解了,这与一维平面应变冲击加载完全不同,冲击波后材料产生破碎的机制也不相同。因此不能用单轴应力加载下没有相变的实验结果来推论平面应变加载状态下也一定没有。

相变是否存在以及它与失效波之间的关系,有待进一步的实验证实也就是说到目前为止没有确定的实验证据表明在低于 HEL 弹性极限时玻璃中是否有相变发生。Clifton

模型没有考虑相变率等因素的影响,由于玻璃材料内能表达式较难给出,难以用这个模型与已有的实验数据进行比较。

不管失效波是表面微裂纹的失稳扩展、还是剪切或冲击相变诱导的微裂纹的形核和扩展,我们都可以将其归结为损伤力学的一个问题,用损伤力学的观点和方法来描述它。但是损伤力学在研究失效波时也遇到了困难。近年来 Curran^[101]、刑修三^[88,89]、白以龙^[90]、杨卫^[106]、黄筑平^[107]和余寿文^[105]等许多学者在动态损伤力学方面作了许多创造性的贡献,使动态损伤力学的研究得到了很大的发展,但是他们的工作多是针对拉伸下裂纹或空洞的损伤演化。而失效波是出现在脆性材料中,失效波本质上是一个破碎界面,在这个界面上存在大量的裂纹,描述压缩状态下失效波面上微裂纹的演化和近程相互作用是脆性材料损伤中的一个非常复杂的问题,目前尚未能得到可以揭示这一过程的简明理论^[106],这客观上使得描述失效波的萌生和扩展、建立具有明确物理意义的理论模型和力学本构关系是一个复杂和困难的问题,同时也是一个迫切需要解决的问题。

1.3 主要的加载和测试方法

目前用于研究失效波的平面一维冲击加载手段主要是平面爆轰波发生器和轻气炮。较好的测试方法是用测量任意自由表面的激光速度干涉仪(VISAR)测量玻璃样品后自由表面的速度时程^[1];用锰铜计、应变片等测量样品内某处应力、应变的变化^[11~13];用高速摄影技术观测透明玻璃体内波和各种界面的运动情况^[4,14]。

用 VISAR 记录样品后自由表面速度随时间的变化关系,根据在设定层界面处反射的稀疏波到达之前有无再压缩信号出现来判断有无失效波存在,是目前判断冲击加载下是否产生失效波的有效方法^[1,15,22]。这种方法适合于冲击载荷低于 HEL 弹性极限时对失效波的测量。当冲击载荷高于 HEL 时,样品中的波系比较复杂,可能出现多波系结构,不易作出判断。VISAR 作为一种高精度、非接触的测量技术,目前在爆炸力学和冲击动力学实验中应用较广,其局限是单台 VISAR 的响应带宽有限,不能兼顾很大的速度变化范围,可能发生丢波现象,造成测试结果的不可靠。另外,在 VISAR 测试实验中,VISAR 探头一般是一次性消耗品,制作和实验成本较高,并且存在探头的接收效率与测量景深不能同时满足实验要求的情况,客观上阻碍了 VISAR 测试技术的广泛应用。

高速摄影是一种有效、直观的实验观测手段,特别适用于对透明材料中应力波传播的研究。这种技术的应用受到高速相机空间分辨率、时间分辨本领的限制,并与光路、光源的设计密切相关,对相机与加载装置的触发时序的准确性要求非常严格,调试麻烦。Bourne^[4,14]用高速阴影摄影技术观测到玻璃中冲击波后存在一个移动的破碎区界面,他认为这就是 Kannel 等发现的失效波。Bourne 的探索工作对于以后采用高速摄影技术观测失效波提供了有益的参考。

双向锰铜计测压技术也是一种测定样品中是否有失效波产生的有效手段^[13,21,34],其中纵向计主要是通过测量样品的层裂强度是否明显下降来判断有无失效波存在。若实验设定的层裂发生在样品中失效波传播过后,由于这时该处的材料已发生破碎,导致其层裂强度降为零;若层裂发生在失效波到达之前,此刻该处材料尚未破碎,其层裂强度则不为零。这种测试方法很难用于对失效波进行定量的研究,但对于冲击载荷高于 HEL 弹性极限时

失效波的研究同样有效。这种测试方法的成败取决于层裂位置及发生时刻设计是否恰当。横向设置的锰铜计可以依据失效波后材料剪切强度丧失、横向应力增加的特点,通过横向应力增长所需时间,估算失效波的传播速度。锰铜计测量方法有其自身的一些不利因素,首先冲击载荷过高会导致锰铜电阻变化的不可逆,同时量计绝缘材料垫片的情性可能会造成信号畸变^[16]。总体来讲,无论使用纵向还是横向锰铜计,都会给样品带来新的内界面,增加新界面必然造成波系的复杂性,从目前实验研究来看失效波的萌生与玻璃体的表面有某种内在的关系,因此新界面的引入不利失效波的研究。另外失效波后材料发生破碎,破碎颗粒可能会使锰铜计或应变测试的信号不准确,或者使实验测试彻底失败,这就是为什么关于失效波后纵向应力变化的测量很少成功的原因^[34]。

2 玻璃材料的结构和力学性质

虽然不能排除其它材料中存在失效波的可能,但是到目前为止,只在若干种玻璃材料中发现了失效波现象,因此有必要在此简单介绍一下玻璃材料的基本结构和力学性质。

2.1 玻璃的内部结构

众所周知,玻璃是一种短程有序、长程无序的非晶体材料,是液体的冻结结构^[32],具有比晶体材料好得多的各向同性性能。这也是人们对失效波感兴趣的一个重要原因。关于玻璃的构造,Zachariasen 和 Warren^[28]提出三维无规则网络学说,原先曾被普遍接受。该学说认为玻璃内部结构是由与结晶相同的力将原子组合成为三维网络。与结晶不同之处在于其原子分布缺乏周期性及对称性。普通的钠钙硅酸盐玻璃内部的原子排列模型如图 6 所示。随着微晶玻璃及玻璃中分相研究的进展,对玻璃是否存在三维无规则网络开始产生疑问,至今仍没有定论。

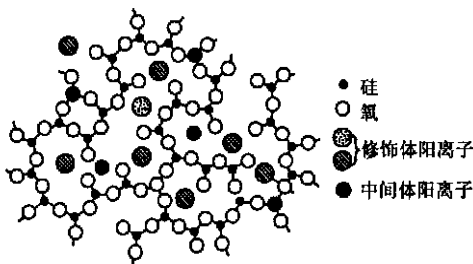


图 6 钠钙硅酸盐玻璃内部的原子排列模型

近年来的研究结果表明^[29~32],玻璃并非总是理想的均匀玻璃态,更经常地是存在超细非均相即原子集团,其大小在几个到几十个纳米尺度范围内,也可能更大一些,到几百纳米范围,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微观不均匀性。人们对玻璃亚微结构的研究是从分相现象开始的。图 7 给出了玻璃内部分相的例子,其中最右边的是

微晶玻璃。目前发现分相现象较普遍地存在于二元氧化物玻璃中,同时在非氧化物玻璃中也存在着结构的微观不均匀性,如在硫系玻璃、 BeF_2 为基础的玻璃中都存在着分相现象。

纯石英玻璃中所有的 O^{2-} 离子都与两个 Si^{4+} 离子结合,从中可以提取一个如 Si-O-Si 的单元,这种结构称为“桥氧”。大部分玻璃样品中含有网络添加剂,例如在玻璃制造过程中加入少量的 Na_2O 后,它将使玻璃的结构产生如下变化:

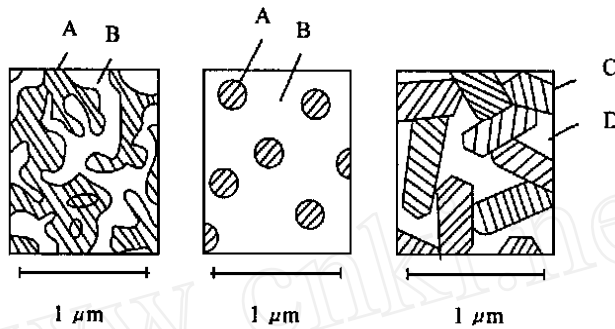
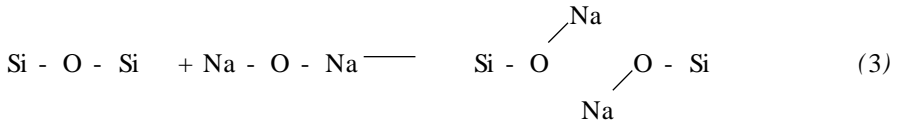


图 7 玻璃中的分相。A 非晶态 ,B 非晶态 ,C 晶态 ,
D 非晶态



从上可以看到 Na_2O 引入冲断玻璃固有的结构,出现了只与一个 Si^{4+} 结合的断氧点。由此可见,一些网络添加剂的引入使玻璃内部硅氧组成的网络发生断裂或改变。需要指出的是网络添加剂在改变玻璃内部网络结构的同时,也对玻璃的物理、化学性质产生影响。

2.2 玻璃的表面特性^[28~31]

一般而言,固体与其它物质相接触时,界面能越低者越稳定,肥皂泡变为球形就是一个典型的例子。在真空中劈开的云母,比在空气中具有更大的表面能。在水银中折断的铁棒会立刻生成汞合金,但是在空气中折断的铁棒立刻放入水银中却不能生成汞合金。因此在界面层里具有连续结构时,从能量的观点看来具有最稳定的状态,为了达到这种稳定状态,表面将产生某种变化,从而具有与内部多少有些不同的性质。

由于玻璃表面具有保持最稳定的能量状态的趋势,因此当它与别的物质接触,表面层势必具有与内部很不相同的状态。让我们来看一下,把处于 1400 熔融状态的某种硅酸盐玻璃冷却时,它与空气接触的表面将会发生变化。首先当温度降到 1000 左右时,由于碱和其它易挥发组分的挥发,表层组成与内部稍有不同,接着当温度降到 300 左右的温度区间里,由于玻璃中组分对降低表面自由能具有不同的作用,其中能降低自由能的组分将浓集到表面层,以使表面自由能维持最低值。由于 Si^{4+} 具有不完全配位,会显著提高表面自由能,故不会在表面层中出现。Lyon^[33]的研究表明碱会降低表面张力,因而集中于表面层。

在室温或稍高于室温的条件下,新鲜的玻璃表面将会从周围环境中吸附水分及油脂,有时会造成选择性部分溶解。通常可以认为玻璃表面能够吸附一定量的水,这类水以 OH^- 基的形式与 Si^{4+} 相结合,影响玻璃表面的结构。由于 OH^- 离子能够形成氢键,并吸附其它物质,因此清洁的玻璃表面能够被水、乙醇或硫酸完全浸润。图 8 给出了玻璃表面吸附水的几种状态。

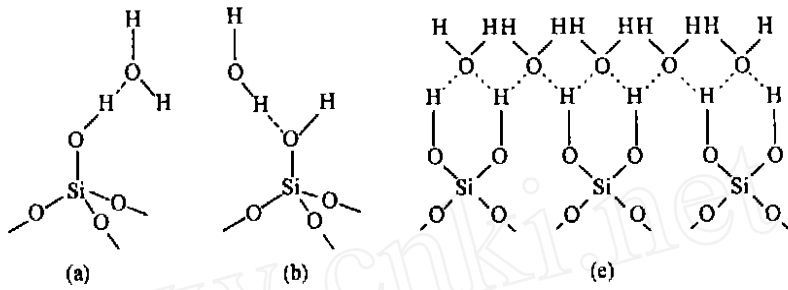


图 8 玻璃表面对水的吸附

(a) 型 :SiOH 作为施主、水作为受主构成氢键,水的光谱位移小 ,SiOH 的光谱位移大。

(b) 型 :SiOH 作为受主、水作为施主,水的光谱位移大 ,SiOH 的光谱位移小。

(c) 型 :SiOH 作为施主、水作为受主构成氢键,水的光谱位移小 ,SiOH 的光谱位移大 ,而且半数 OH 基吸附着 H₂O ,H₂O 是成群聚集的。

对于通常的玻璃断面,为了降低其不稳定性,会从空气中吸附氧、水或油脂等杂质。这跟单纯的表面吸附水不同,而是生成化学键,产生 OH 基群。温度稍微升高时,可能产生离子排列的变化,即能够满足不完全配位状态、具有强电场的 Si⁴⁺ 的配位要求的那类阳离子,可能被推到玻璃的表面层。

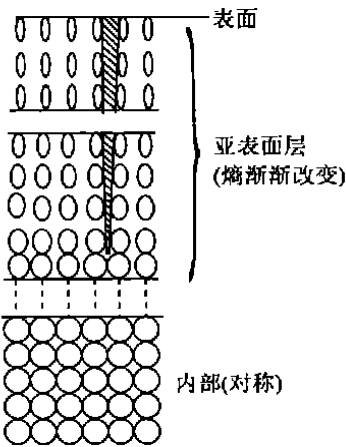


图 9 玻璃表面的亚表面模型

最近 Weyl^[28]提出了所谓“亚表面”的假说,认为它非常薄,完全没有对称性,其中全部离子都处于不完全配位、具有缺陷结构的状态,其厚度约相当于胶体粒子的大小。图 9 是这种亚表面的结构模型。其中圆圈代表普通的对称性原子,越靠近表面,熵的变化越大,圆就渐渐变形而成为非对称性的椭圆。这个模型也说明,由于原子大小不同,在亚表面层里存在无数的原子间隙。玻璃表面的许多重要性质都取决于这种亚表面。这种假说可解释:(1)表面容易与 O₂、SO₂、H₂O 及 HCl 等反应,(2)由于表面强度低,容易产生 Griffith 裂纹,(3)玻璃表面容易进行离子交换,(4)表面上玻璃态的 SiO₂ 可以被水解,使 Si-O 键断裂等。另外,即使极精密的光学玻璃器件的表面也有大量的微裂纹,它们是研磨过程中磨料在玻璃表面留下的划痕,

通常每平方厘米存在有几百到上千条微裂纹^[31]。

3.3 玻璃材料的力学性能参数

玻璃的最大弱点是具有很大的脆性,为了克服这一弱点,人们对玻璃的弹性、粘性、塑性、强度、硬度、断裂韧性等力学性能以及结晶化、钢化、韧性等增强方面进行过许多研究。玻璃和陶瓷的优点在于其抗压强度比金属高一个量级以上,近年来玻璃材料在冲击加载下的力学性能、破坏现象如层裂等均是重要的研究方向^[19~27]。表 4 给出了一些玻璃的力学性能参数。

表 4 实验样品的主要性能参数 (* :文献[59])

Materials	Density / g/cm^3	Young's modulus/ GPa	Poisson's ratio	C_l mm/ μs	Hugoniot Elastic limit/ GPa	Spall Strength / GPa
K9 ^[22]	2.52	82.31	0.209	5.83 *	8.4 ~ 9.16	4.2
K19 ^[11]	2.62	/	/	5.6	/	/
Pyrex ^[4]	2.23	65		5.64	7.5	/
Sodalime ^[4]	2.49	73.5	/	5.43 ~ 5.84	6.4	/
ZF1 ^[22]	3.86	54.7	0.227	4.04	/	/
DEDF ^[34]	5.18	52.8	0.25	3.49	/	/

3.4 玻璃的反常力学特性与“自由体积”

透明石英和另外一些玻璃有许多性质(包括力学性质)是反常的。例如石英和硼酸盐玻璃与其它材料相反,其压缩率随压力增加而增加,石英含量越高,性质反常越显著。在某一临界压力下,可以发现其压缩率变得极大,同时部分压缩呈现不可逆性,即发生了永久的致密化。对这种反常现象的直观解释成是由于玻璃样品中“自由体积”的存在,自由体积总是伴随着无序填充所固有的低效率而发生的^[32]。从根本上说是由于体积相对庞大的 SiO_4 四面体不能象球形的金属或合金的原子那样作紧密的堆积所致。正是由于玻璃内部的高粘度阻碍了它的原子不能实现紧密的堆积。

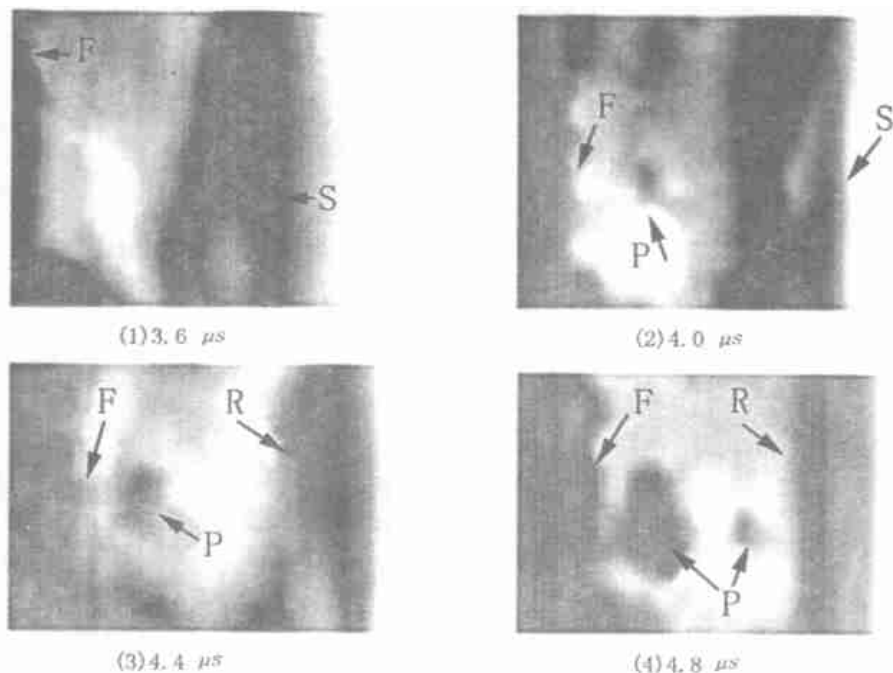


图 10 K9 玻璃中冲击波后压缩区内的损伤演化
(R - 稀疏波, S - 冲击波, F - 失效波, P - 损伤点)

4 失效波研究工作的进一步进展^[59]

对于前面提到的失效波研究中存在的问题,作者认为最为重要的是澄清失效波的萌生机制。作者近来在这方面开展了以下的实验研究工作,取得了进一步的结果^[59],包括:

(1)当冲击载荷接近 HEL 弹性极限时,高速摄影实验观察到冲击波与失效波之间的区域有少量的微裂纹形核和长大(如图 10 所示),而当冲击载荷较低时,在玻璃样品中的失效波和冲击波之间的区域未见微裂纹的形核和长大,这个实验观察结果表明冲击波后的微裂纹的形核和长大对失效波萌生和扩展的影响不大。

(2)通过高速摄影这种最为直接的观察技术,观察到失效波直接在玻璃样品的碰撞表面和内置界面处萌生,如图 11 所示,表明失效波的萌生与玻璃样品的表面状况有关。

(3)开展飞片和样品表面状况变化对失效波萌生的影响实验研究。与 Bourne 和 Raiser 等在这方面实验工作不同之处在于作者所在的研究小组侧重于飞片和样品表面状况变化时对失效波萌生的载荷阈值的影响,同时没有用金刚砂来磨损玻璃样品表面,而是通过酸侵蚀来改变玻璃样品表面状况。样品和飞片表面处理情况见表 5,实验结果表明飞片表面的粗糙度和玻璃样品表面经酸侵蚀后均对失效波萌生的载荷阈值有明显的影

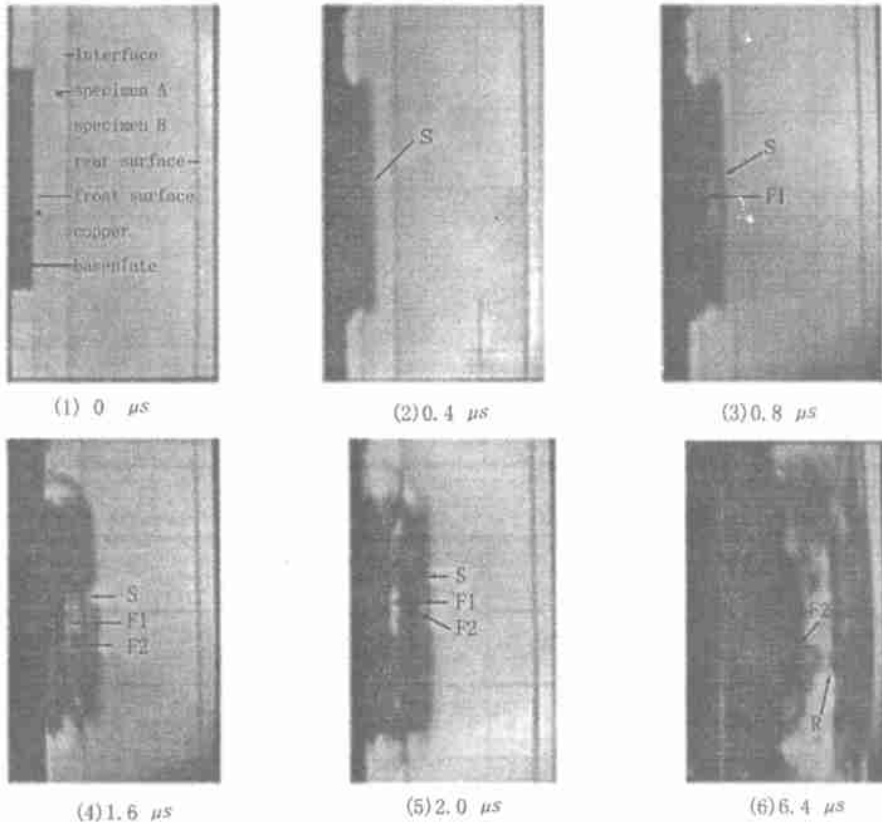


图 11 双层玻璃在冲击压缩下损伤的演化
(F1-失效波 1, F2-失效波 2, S-冲击波, R-稀疏波)

响,如图 12 所示。实验结果表明飞片表面粗糙度变化引起碰撞时微应力集中、酸侵蚀改变玻璃样品表面亚微结构以及氢离子 H^+ 由玻璃原子的电子层吸附在裂纹尖端均对失效波的萌生所需的最小载荷阈值产生明显影响,也就是说失效波萌生与玻璃样品表面的亚微结构和微裂纹有直接关系。

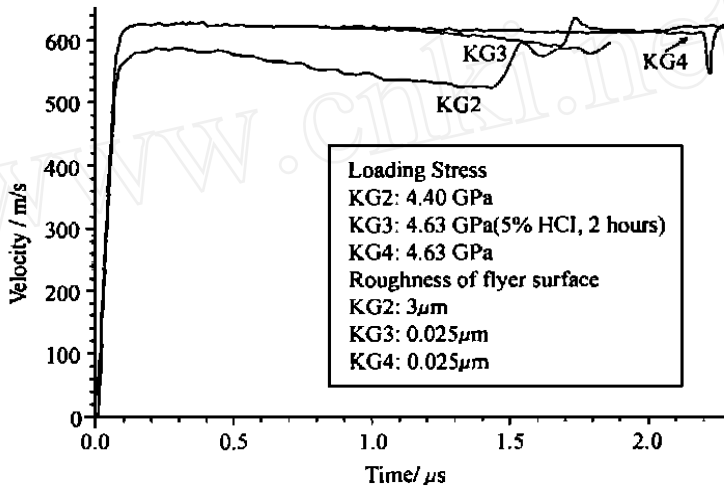


图 12 飞片表面粗糙度和玻璃表面对失效波萌生阈值的影响

表 5 K9 玻璃样品和飞片表面处理

实验号	飞片表面粗糙度/ μm	K9 玻璃样品表面处理状况
KG2	3	/
KG3	0.025	5 % HCl 侵蚀,两个小时
KG4	0.025	/

(4) 冲击载荷在 $5 \sim 9 \text{ GPa}$ 的范围内,回收玻璃样品的 X 光衍射分析结果与未受冲击的玻璃样品完全一样,如图 13 所示,表明没有稳定的冲击相变生成。

上述实验结果证实失效波的萌生基本与冲击相变无关,主要与玻璃样品表面状况有关,失效波的本质是玻璃样品表面固有微裂纹和冲击瞬间在此处萌生的微裂纹系统向玻璃样品中扩展的宏观统计表现。

作者在实验中还发现高速摄影观测到冲击波后破碎界面的移动速度明显高于同等加载条件下 VISAR 测试得到的失效波速度,据此推测失效波是由大量裂纹扩展的宏观表现—破碎界面和其后方声阻抗明显降低的移动界面组成。实验同时还给出了 K9 玻璃中失效波萌生所需的最小载荷阈值,并研究了微晶玻璃、高纯度石英玻璃以及碱石灰玻璃在冲击压缩下的动力学响应特性^[59]。

作者在实验结果和理想微裂纹演化模型的基础上建立了描述失效波扩展的模型^[59],带入一维 SSS 有限差分程序^[49]后,计算结果和实验符合较好,能够反映出失效波大部分的力学性能^[59],例如图 14 给出了用该模型计算冲击加载下玻璃样品的后自由表面速度时程关系与实验的对比。但是这个模型忽略了微裂纹的形核率,且将扩展率简化为仅是冲击载荷函数,并由实验简单确定了它们之间的关系,同时并且对于确定的冲击,初始损

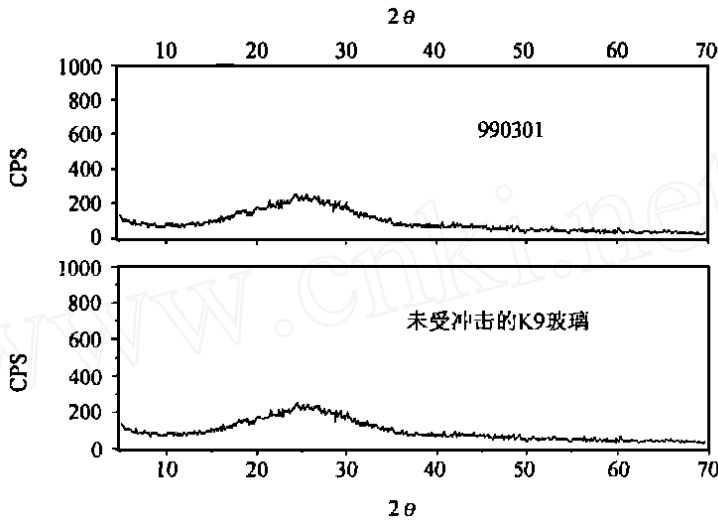


图 13 K9 玻璃的 X 光衍射分析结果

伤是人为给定的,因此这个模型具有一定的经验性。因此我们研究小组进一步的工作是建立一个具有更明确物理内涵的物理模型,能够较好地描述失效波的萌生和扩展。

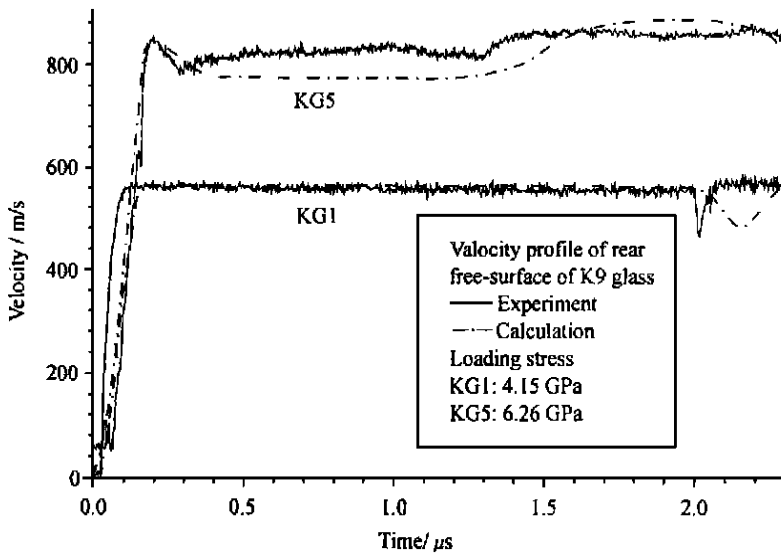


图 14 冲击加载下 5.8 mm K9 玻璃样品后自由表面速度时程关系

5 失效波研究中尚存的问题

从前面的分析可以看到,尽管目前对失效波开展了不少的工作,但由于受到测试仪器的精度和实验手段的限制,使得我们对失效波特性的认识不够全面和深入,仍旧有许多问题需要进一步的澄清:

(1) 目前实验已证实失效波的形成与玻璃样品表面状况和碰撞时的应力集中有关,除

此之外,还有那些因素决定失效波的形成和扩展?玻璃样品中分相、断氧点、体积坍塌等对失效波萌生有无贡献?如何定量描述碰撞表面对失效波形成和扩展的影响?

(2)如何描述失效波的扩展和演化?前面已经提到压缩下大量裂纹的失稳扩展和裂纹之间的近程相互作用是损伤和断裂力学中的一个非常复杂的问题。同时还牵涉到压缩下脆性材料损伤的本构关系的研究。

(3)材料的粘弹塑性对失效波扩展和演化有无影响?目前这方面的实验研究几乎是空白。

(4)失效波是否是有结构的?

参考文献

- [1] Rasorenov S V, Kanel G I, Fortov VE, et al. High Pressure Research, 1991, 6:225 ~ 232.
- [2] Grady D E. NTIS,1994.
- [3] Clifton R J. Appl. Mech. Rev. 1993, 46(12):540 ~ 546.
- [4] Bourne N K, Rosenberg Z, Mebar Y, et al. Journal De Physique IV, 1994, 4(Colloque C8): 635 ~ 640.
- [5] Bourne N K, Rosenberg Z, Crouch I G, et al. Proc. R. Soc. Lond. A. 1994, 446:309 ~ 318.
- [6] Galin L A and Cherepanov G P. Soviet Physics-Doklady, 1966, 11(3):267 ~ 269.
- [7] Brace W F, Geophysical J. Research, 1966, 71(16):3939 ~ 3953.
- [8] Nikolaevskii Viktor N. Int. J. Engng Sci. ,1981, 19:41 ~ 56.
- [9] Kanel G I, Molodets A M and Dremine A M. Explos. Shock waves, 1977, (USSR) 13:772.
- [10] Rosenberg Z, Yaziv D and Bless S. J. Appl. Phys. , 1985, 58(8):3249 ~ 3251.
- [11] Brar N S, Bless S J and rosenberg Z. J. De Phys. Colloque C3, 1988, 49:607 ~ 612.
- [12] Brar N S, Bless S J and rosenberg Z. Appl. Phys. Lett. ,1991, 159 (26):3396 ~ 3398.
- [13] Brar N S, rosenberg Z and Bless S J. J. De Phys. , Colloque C3, 1991, 1:639 ~ 644.
- [14] Bourne N K, rosenberg Z, and Field J E. J. Appl. Phys. 1995, 78(6):3736 ~ 3789.
- [15] Dandekar D P and Beaulieu P A. Metallurgical and Materials Application of Shock-wave and High-Rate Phenomena, Elsevier Science, 1995.
- [16] Kanel G I. Shock phenomena in condensed mater, 雅努斯-克,莫斯科,1996,西南流体物理所译.
- [17] Bourne N K, Millett J C F and Rosenberg Z. Proc. R. Soc. Lond. A. ,1996, 452, :1945 ~ 1951.
- [18] Bless Stephan J, Singh Brar N, et al. J. Am. Ceram. Soc. ,1992, 75(4): 1002 ~ 1004.
- [19] Rosenberg Z, Bourne N K and Millett J C F. J. Appl. Phys. 1996, 79(8):3971 ~ 3974.
- [20] Raiser G F, Wise J L, Clifton R J, et al. J. Appl. Phys. 1994, 75(8):3862 ~ 3870.
- [21] Neil Bourne, et al. J. Appl. Phys. 1997, 81(10).
- [22] He Hongliang, A dissertation in partial fulfillment of requirements for the degree of PH. D, Southwest Institute of fluid physics, 1997.
- [23] Bourne N K, Rosenberg Z and Ginzburg A. Proc. R. Soc. Lond. A. 1996, 452:1491 ~ 1496.
- [24] 章冠人. 高压物理学报, 1998, 12(2):81 ~ 85.
- [25] Nemat-Nasser, Mechanics of Mat. ,1990, 10, 1 ~ 17.
- [26] Horacio D. Espinosa, Yueping Xu, Brar N S. J. Am. Ceram. Soc. 1997, 80(8):2061 ~ 73.
- [27] Horacio D. Espinosa, Yueping Xu, Brar N S. J. Am. Ceram. Soc. 1997, 80(8):2061 ~ 73.
- [28] 土桥正二. 玻璃表面物理化学,北京:科学出版社,1986.
- [29] 作花济夫. 玻璃非晶态科学,北京:中国建筑工业出版社,1986.

- [30] 乌尔曼 D R, 克莱多 N J. 玻璃的弹性与强度, 北京: 轻工业出版社, 1988.
- [31] 王承遇, 陶瑛. 玻璃表面和表面处理, 北京: 中国建材工业出版社, 1993.
- [32] 乌尔曼 D R. 玻璃的弹性与强度, 北京: 轻工业出版社, 1988: 11 ~ 14.
- [33] Brar N S and Bless S J. High Pressure Research, 1992, 10: 773 ~ 784.
- [34] Bourne N K, Millett J C F and Rosenberg Z. J. Appl. Phys., 1996, 80(8): 4328 ~ 4331.
- [35] Kannel G I, et al. Shock compression of condensed mater 1991.
- [36] Lyon K C. J. Am. Ceram. Soc., 1944, 27: 189.
- [37] Zhao Jianheng, Sunchengwei, et al. Fracture and strength of solids, part 1, Key Engineering Materials, 2000, 183: 343 ~ 348.
- [38] Grady Dennis E, Murri William J and De Carli Paul S. J. of Geophysical research, 1975, 80(35): 4857 ~ 4861.
- [39] Kleeman John D and Ahrens Thomas J J. of Geophysical Research, 1973, 78(26): 5954 ~ 5960.
- [40] Barton A F M and Hodder A P W. Chemical Reviews, 1973, 73(2): 128 ~ 139.
- [41] Kolsky H. Transaction of the Society of Rheology, 1976, 20(3): 441 ~ 454.
- [42] Paul Tapponnier, et al. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. 1976, 13: 103 ~ 112.
- [43] Young C, and Dubugnon O. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. 1977, 14: 247 ~ 259.
- [44] Rabie R L and Fowles G R. Phys. Fluid, 1979, 22(3): 422 ~ 435.
- [45] Hornemann U, et al. 3rd Conf. Mech. Prop. at High Rates of Strain, Oxford 1984: 291 ~ 298.
- [46] Rosenberg Z and Partom Y. J. Appl. Phys. 1985, 58(8): 3072 ~ 3076.
- [47] Ball J M & James Serrin. Fine phase mixtures as minimizers of energy, 1987: 13 ~ 52.
- [48] Lopatin C M, Bless S J and Brar N S. J. Appl. Phys., 1989, 66(2): 593 ~ 595.
- [49] 孙承纬. 计算物理, 1986, 3(2): 140 ~ 154.
- [50] 范天佑. 断裂动力学, 北京: 北京理工大学出版社, 1990.
- [51] Moran B, Glenn L A and Kusubov A. J. De Phys. IV, 1991, 1: 147 ~ 154.
- [52] Dremin A N, Orlov A V and Molodets A M. Pro. of the international symposium on intense dynamic loading and its effects, Chengdu, China, 1992.
- [53] Bourne N K, rosenberg Z, Field J E and Crouch I G. Journal De Physique IV, 1994, 4(Colloque C8): 269 ~ 274.
- [54] Hereil P L and Fanget A. Journal De Physique IV, 1994, 4 (Colloque C8): 263 ~ 268.
- [55] Bourne N K, Rosenberg Z, Johnson D J, et al. J. Phys. D: appl. Phys. 1995: 1462 ~ 1470.
- [56] Daniel O'hare Adams and Michael W. Hyer, J. of Eng. Mater. and Techn. 1996, 118: 63 ~ 70.
- [57] Millett J C F, Bourne N K and Rosenberg Z. J. Phys. D: appl. Phys. 1996, 2466 ~ 2472.
- [58] Kannel G I, Molodets A M, and Dremin A M. Combust, Explos. Shock waves (USSR) 1977, 13: 772.
- [59] 赵剑衡. 中国科学院力学研究所博士研究生学位论文, 北京: 中国科学院力学研究所, 2000.
- [60] 李仲伢等. 光学学报, 1999, 19(6): 856 ~ 859, 1999.
- [61] Cherepanov G P. Mechanics of brittle fracture. U. S. A. 1979, McGraw-Hill Inc.
- [62] Fr éhette V D. Advances in ceramics, Volume 28, The American Ceramic Society, Westerville, Ohio, 1990.
- [63] Grady D E. SANDIA REPORT, 1994, SAND94 ~ 3266 UC - 704.
- [64] Grady D E. J. Appl. Phys., 1982, 53(1): 322 ~ 325.
- [65] Grady D E. Journal of Geophysical Research, 1980, 85(b2): 913 ~ 924.
- [66] Brace W F. J. Geo. Research, 1966, 71(16): 3939 ~ 3953.

- [67] Yehuda Partom. *Int. J. Impact Eng.*, 1998, 21(9).
- [68] 虞吉林. 私人通讯, 1997.
- [69] 刑修三. *力学进展*, 1991, 21(2): 153 ~ 168.
- [70] 刑修三. *中国科学*, 1986, A 辑, (5): 502 ~ 510.
- [71] Bai Y ilong, et al. *J. De. Physique Colloque C3, Supplement au n^o 9, 49, 1988, 9:c3 ~ 215.*
- [72] 柯孚久, 白以龙, 夏蒙芬, *中国科学*, 1990 A 辑, 第(6)期: 621 ~ 631.
- [73] Berry J P. J. *Mech. Phys. Solids*, 1960, 31: 2233.
- [74] Curran D R, et al. in *Crack Dynamics in Metallic Materials* (ed Klepaczko J R) New York :Springer - Verlag, Wien, 1990: 445.
- [75] 唐志平. 材料的冲击相变, 王礼立, *冲击动力学进展*, 合肥: 中国科技大学出版社, 1992: 117 ~ 156.
- [76] 黄祝平等, *塑性力学近代进展和展望*, 北京: 北京大学出版社, 1992: 139 ~ 180.
- [77] Curran D R. Seaman L, Shockey D A. *Phys. Rep.*, 1987, 147: 253.
- [78] 黄克智, 肖纪美, *材料损伤断裂机理和宏微观力学理论*, 北京: 清华大学出版社, 1999.
- [79] 杨卫. *力学进展*, 1992, 22(1): 1 ~ 9.
- [80] 黄筑平. *力学进展*, 1993, 23(4): 433 ~ 467.
- [81] Yu S W and Feng X. Q. *Acta Mech. Solida Sinica*, 1995, 8: 270 ~ 275.
- [82] Feng X Q and Yu S W. *Acta Mech. Sinica*, 1993, 9(3): 251 ~ 260.
- [83] 赵剑衡, 谭显祥, 孙承纬. *爆炸与冲击*, 2001, 21(2): 150 ~ 157.
- [84] 赵剑衡, 赵峰, 孙承纬. *爆炸与冲击*, 已接受.

PROGRESS IN THE STUDY OF FAILURE WAVES IN GLASS SAMPLE UNDER SHOCK WAVE LOADING

Zhao Jianheng^{1,2}, Sun Chengwei¹, and Duan Zhuping²

(1. *Institute of Fluid Physics, CAEP, P. O. BOX 523, Chengdu, Sichuan, China, 610003*) (2. *Institute of Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100080*)

Abstract : The main aim of this paper is to review advance made in recent years on the study of failure wave. Failure waves were first observed by Rasorenov et al. in 1990. When brittle materials were loaded by impact or explosion, it was found that a wave front (following the precursor shock wave) originates from the loaded surface and propagates into the stressed brittle material, ahead of which the material is intact and behind of which the material is comminuted. The matter behind the failure front has no tensile strength and has somewhat lowered impedance. In recent years it attracts more and more attention on this problem. In this paper, authors retrospect its history, and report its characteristics and the results about failure waves in experiment and theory. Some problems still unsolved are discussed here. Its tendency is prognosticated in this field. At the same time, the job finished by authors on this topic is presented.

Key words : failure wave, shock wave, fracture, glass