

我国高压物理领域  
唯一专业期刊

# 高压物理学报

CHINESE JOURNAL OF HIGH  
PRESSURE PHYSICS

动态高压实验技术

2018

中国物理学会  
高压物理专业委员会 主办

## 目 次

桌面式激光驱动冲击波技术及其在含能材料分子反应机制研究中的应用	.....
.....	宋云飞, 郑朝阳, 吴红琳, 郑贤旭, 吴 强, 于国洋, 杨延强
动态发射率与辐射亮度同时测量实验中的时间精确同步技术	.....
.....	刘盛刚, 李加波, 李 俊, 薛 桃, 王 翔, 翁继东, 李泽仁
快速增压法研究温度对铝和氯化钠 Grüneisen 参数的影响	.....
.....	王君龙, 刘秀茹, 张林基, 何竹, 洪时明
反应气体驱动二级轻气炮发射特性实验及数值计算	.....
.....	董 石, 孟川民, 谷 伟, 彭旭升, 张波涛, 肖元陆, 方茂林, 向耀民, 王 翔
平面冲击波在有机玻璃中的衰减规律	..... 李金河, 尚海林, 傅 华
装配垫层与间隙对爆轰加载下金属飞片运动特征的影响	.....
.....	李 涛, 刘明涛, 王晓燕, 陈浩玉, 王鹏来
基于总体经验模态分解和连续均方误差的侵彻过载信号分析方法	.....
.....	唐 林, 陈 刚, 吴 昊
《高压物理学报》2018 年主题专刊名录	..... 《高压物理学报》编辑部
论文引用信息	..... 封 三



官方网站: [www.gywlb.cn](http://www.gywlb.cn)

官方邮箱: [gaoya@caep.cn](mailto:gaoya@caep.cn)

联系电话: 0816-2490042



# 桌面式激光驱动冲击波技术及其在含能材料分子反应机制研究中的应用<sup>\*</sup>

宋云飞, 郑朝阳, 吴红琳, 郑贤旭, 吴 强, 于国洋, 杨延强

(中国工程物理研究院流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理重点实验室, 四川绵阳 621999)

**摘要:**利用小型化桌面式脉冲激光驱动冲击波可实现材料的快速动态加载, 具有成本低、实验重复频率高、加载速率超高等特点。介绍了桌面式激光驱动冲击技术的研究工作, 以及该技术在含能材料冲击点火分子反应机制研究中的应用。目前已搭建的纳秒激光驱动冲击波实验系统可以实现上升时间为几纳秒、峰值压力不小于2 GPa的超快动态加载, 并发展了相应的冲击特性表征技术。利用该实验系统, 研究了典型含能材料RDX的冲击感度, 发现冲击高压导致的分子内电荷转移是影响材料感度的关键因素, 高压下RDX分子杂环上的电子向NO<sub>2</sub>转移并导致硝基的反应感度增加。该研究成果为认识RDX的冲击反应机制提供了一定的实验依据。通过现有的以及即将开展的工作, 希望能够建立一套完整的技术手段, 为从分子层次上研究含能材料的冲击反应机理提供实验支持。

**关键词:**桌面式激光驱动冲击波技术;含能材料;冲击反应;RDX

中图分类号: O521.3; O521.2

文献标识码: A

压力作为改变物性的一个维度, 几乎所有材料在高压下都表现出比常压下更丰富的理化性质, 其中多数性质尚未被充分认识, 特别是在超高压以及多种极端条件相互耦合的情况下。因此, 高压科学在过去几十年中一直是凝聚态科学的前沿和热点。高压科学之所以能够成为一门相对独立的学科, 部分原因是由于高压的产生、探测以及材料在高压下的物性表征都需要专门的技术和精密的实验装置。对材料的高压加载通常可以分为静高压加载和动高压加载, 其中: 静高压加载用金刚石压砧(DAC)、大型六(八)面顶压机等, 探测材料在高压下的结构特征所用的最重要设施是同步辐射光源; 而动高压加载一般借助冲击波传播, 产生冲击波的手段包括高速碰撞、爆轰驱动、磁驱动、激光加载等<sup>[1-3]</sup>。动态加载技术在含能材料反应机制研究中发挥着关键作用<sup>[4-6]</sup>, 这是由于炸药的引爆过程需要通过爆轰波的快速传播引发所有含能材料的反应。对于雷管、导弹战斗部等炸药产品, 尽管其装药方式各有不同, 但是其爆炸过程却有相通之处: 炸药被引信点火后在极短的时间内发生剧烈反应, 释放出的大量化学能转化为热能, 使反应区域瞬间达到高温高压状态; 反应区域生成的气体迅速膨胀, 压缩周围材料形成冲击波向周围传播, 而周围尚未发生反应的炸药在冲击波作用下, 温度和压力急剧上升并引发后续反应; 后续反应释放的能量叠加到冲击波的波前上, 维持冲击波以每秒几千米的速度无衰减地在炸药中传播, 并引发所有含能材料发生反应。在该反应模型中, 通常将快速传播的强冲击波及紧随其后的反应区加在一起统称为爆轰波。由此可见, 在炸药爆轰过程中, 冲击波是引起含能材料分子发生反应并实现反应自持的关

\* 收稿日期: 2017-06-26; 修回日期: 2017-07-11

基金项目: 国家自然科学基金(21673211, 11404307); 科学挑战计划(2016001)

作者简介: 宋云飞(1983—), 男, 博士, 副研究员, 主要从事超快激光光谱技术研究. E-mail: songyunfei@caep.cn

通信作者: 于国洋(1982—), 男, 博士, 副研究员, 主要从事含能材料在冲击加载下的分子响应特性研究.

E-mail: yuguoyang2010@126.com

杨延强(1967—), 男, 博士, 研究员, 主要从事含能材料分子反应动力学研究. E-mail: yqyang@caep.cn

键因素之一<sup>[7-8]</sup>。

冲击引发含能材料反应这一现象人们早有认识,但是关于材料的反应机制,特别是分子层次的反应机制目前还没有公认的观点。冲击压缩作为一种宏观动态加载,其携带的机械能通过何种路径传递给分子并引起分子解离仍存在争议,从不同的基础出发往往得到完全不同的解释。例如:有些课题组从分子光化学反应角度考虑,认为含能材料的反应发生在分子的激发态,而动高压作用使分子能带间隙减小甚至闭合,从而使分子更容易被激发到激发态上进而发生解离<sup>[9-10]</sup>;若以含能材料的热解反应为出发点,则给出分子在基态发生解离的结论,冲击加载使材料产生大量的热声子,通过多声子上泵浦方式激发分子振动<sup>[11-12]</sup>,当分子某个化学键的振动足够强时即引起该键断裂。冲击引发含能材料分子反应是一个极端复杂且不可逆的过程,其中涉及力、热等多种条件的耦合,因此目前从分子水平上对含能材料冲击反应机制的认识十分有限。尽管如此,鉴于含能材料在国防安全领域中的重要意义,相关研究具有强烈的需求牵引,无论是新型材料研发,还是起爆过程的精确控制以及提高炸药安全性和可靠性方面,都越来越依赖于从分子及化学键层次上认识材料反应机理。

含能材料冲击反应机制的研究工作离不开动态加载技术。在各种动高压加载技术中,气炮等大型加载装置能够产生良好的平面冲击波形,从而在材料中施加理想的单轴压缩,在构建物态方程、探索冲击损伤特性等方面具有重要应用。利用强激光与材料的相互作用同样可以在材料中加载动高压,所实现的加载压力甚至达到太帕量级<sup>[13-15]</sup>,激光加载技术已成为全面核禁试后产生超高压最重要的手段之一。大型的激光系统,如美国的国家点火装置、中国的神光系列装置,在惯性约束聚变研究中发挥着关键作用。然而这些大型设备的体积庞大,建造及运行成本高昂。相比较而言,在含能材料冲击反应机制研究中并不需要特别高的冲击压力,而超快的压缩速率、灵敏的探测手段、高时间分辨率、冲击与探测设备之间良好的同步性都是必不可少的条件,因此小型化激光加载装置是非常合适的选择。

在过去的几年中,本课题组一直从事桌面式激光驱动冲击技术研究。该技术以小型桌面激光设备为基础,主要目的是希望借助该技术对含能材料在冲击作用下的微观点火机制进行研究。本文将介绍本课题组在激光驱动冲击波技术方面的一些研究成果,并以典型的含能材料——RDX为例,说明激光驱动冲击技术在冲击响应机制研究中的应用。

## 1 桌面式激光驱动冲击波技术

### 1.1 激光冲击波的产生原理

利用激光实现对材料的动态加载是基于激光对材料的快速烧蚀<sup>[16]</sup>。被烧蚀的材料通常选择金属,这是由于:金属具有良好的延展性,能够根据实验条件制备成箔片或薄膜等形状;此外,金属的烧蚀阈值较低,容易在激光作用下电离;更重要的是,金属对光具有很强的吸收作用,通常激光在金属中的穿透深度仅为纳米量级,从而有利于提高局部能量密度和压力加载速率。当脉冲激光作用在金属表面时,激光能量快速沉积,使材料表面温度升高。当激光的功率密度足够高(大于  $10^8 \text{ W/cm}^2$ )时,金属表面快速熔化、汽化进而发生电离,高密度等离子体快速膨胀并向外喷射,其反作用力直接作用于烧蚀后的材料表面,从而产生冲击波向材料内部传播。

如图1所示,目前利用激光驱动冲击波技术对材料施加动态高压加载主要采用两种方式:(1)直接烧蚀加载方式,即烧蚀金属层直接覆盖在被加载材料表面,激光完全烧蚀掉金属层,等离子体膨胀压力直接作用在被加载材料上,如图1(a)所示;(2)飞片加载方式,即采用较厚的金属箔片作为烧蚀材料,金属箔片与被加载材料间隔一定距离,两种材料中间保持真空,如图1(b)所示,激光烧蚀掉金属箔表

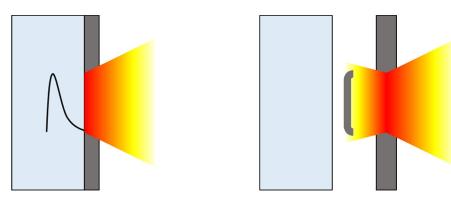


图1 激光加载动高压原理示意

Fig. 1 Principle of laser loading dynamic high pressure

层,膨胀等离子体的压力将金属箔片的剩余部分剪切下来,形成高速飞片,飞片经过一段距离的加速飞行后撞击被加载材料实现动态加载。直接烧蚀加载方式简单易行,但产生的冲击压力相对较低;飞片加载方式能够充分利用等离子体膨胀的动能驱动高速飞片,产生的冲击压力更高,但是即使在真空中飞行,飞片的平整度和飞行姿态也难以保证,所产生的动高压稳定性较差。在实验中选取何种方式加载需要根据实际需求确定。

## 1.2 实验装置及特点

图2为本课题组搭建的激光驱动冲击波实验装置示意图。在该装置中使用两台Nd:YAG纳秒激光器作为光源,其中一台(Quantel YG980)输出1064 nm的基频光,单脉冲的最大能量为2 J,脉冲经能量衰减器后聚焦在样品表面的金属层上,峰值功率密度可达 $10^{11} \text{ W/cm}^2$ ,在实际应用中0.1 J的能量即可产生可探测的冲击波。目前,系统中采用自发拉曼光谱探测样品对冲击加载的响应,自发拉曼光谱能够直接反映分子结构的变化情况。在后续改进计划中,系统的探测端将逐渐整合非线性光学手段及干涉测速技术。另一台激光器(Powerlite 8010)输出532 nm的倍频光,用于激发样品的自发拉曼散射。两台激光器之间通过数字延迟发生器(DG535)控制相对延迟,延迟控制精度达到皮秒量级,理论上最大相对延迟时间可以任意长。该系统的时间分辨率主要取决于532 nm探测光的脉冲宽度,目前为7 ns,能够满足探测冲击高压加载及卸载动力学过程的需要。图2还展示了冲击靶的结构,其中采用直接烧蚀加载方式。烧蚀金属层采用铝,烧蚀层的厚度由1064 nm激光的能量决定,通常在1~20  $\mu\text{m}$ 之间,制备方法可以选用溅射成膜(薄膜)或金属箔附着(厚膜)。将含能材料样品固定在金属烧蚀层与玻璃盖片之间,所产生的拉曼散射信号由光纤收集,经光谱仪(Jobin Yvon iHR550)分光后利用Andor DH740型ICCD(Intensified Charge-Coupled Device)进行探测,ICCD通过数字延迟发生器触发,以保持与532 nm的探测脉冲同步。由于动高压加载通常使样品发生不可逆反应或损伤,因此样品由二维位移台控制移动,保证每一个激发脉冲都能够照射在全新的位置上。

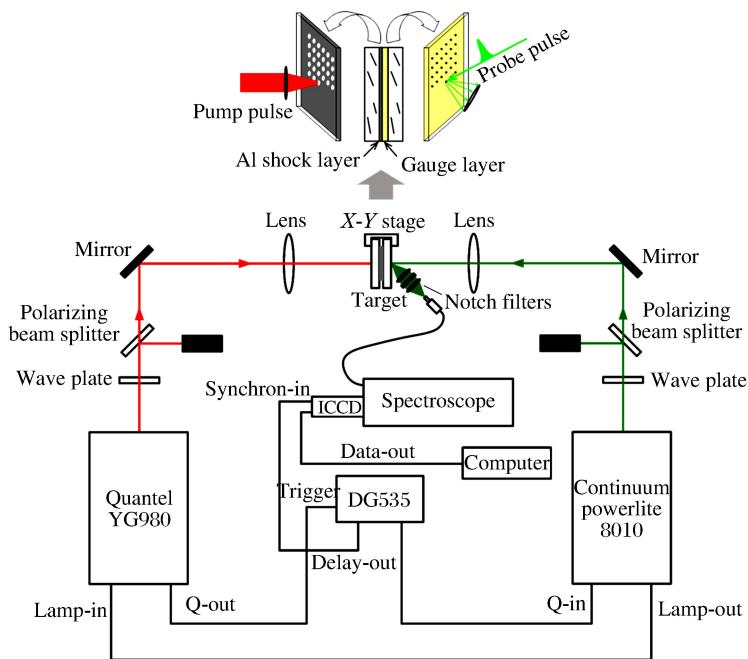


图2 激光驱动冲击波实验装置

Fig. 2 Setup of laser driven shock wave technique

上述桌面式激光驱动冲击加载装置具有与大型高压加载装置完全不同的特点。(1)装置设备简单,仅需要数平方米的桌面级空间即可满足设备的安放、搭建,运行成本低廉。(2)加载重复频率高。

由于单发激光脉冲即可产生一次加载,因此加载实验的重复频率最高达到每秒数十次,样品的探测光谱可以通过多次累加提高信噪比。例如,对于本实验系统所采用的自发拉曼光谱探测,尽管原则上所有材料都存在拉曼效应,但是自发拉曼散射往往较弱,只有在多次累加平均的情况下才能有效分辨。(3)冲击波携带能量小,产生10 GPa的冲击压力仅需要几焦耳的激光脉冲,因此冲击波对样品的破坏程度较轻,可以对加载后的效果进行离线检测。(4)激光驱动冲击最重要的特点是压力加载速度快,利用超短脉冲激光可以实现几十皮秒的超快压力加载<sup>[17]</sup>,与凝聚相材料中因分子间相互作用而导致的各种动力学过程基本在同一时间尺度上。这一特点对于研究冲击作用下材料的分子动力学过程至关重要。综合以上激光驱动冲击技术特点,可以发现,尽管受到激光自身能量分布以及烧蚀过程复杂性的限制,导致在实际应用中很难控制冲击波形实现良好的平面加载,但是该技术非常适合从分子层次上研究材料在动高压作用下的演化动力学过程,如冲击相变、冲击反应及损伤生长机制等。

## 2 研究进展

### 2.1 激光驱动冲击波特性表征

与普通的弹性波相比,冲击波最显著的特征是具有陡峭的冲击前沿。在冲击前沿处,体系的状态参数发生快速变化,这正是“冲击”的物理内涵。动态加载过程的许多重要参数都体现在冲击前沿的特征上,如材料的应变率、峰值压力等,因此如何表征冲击波特征是一个关键问题,同时也是利用该技术开展研究工作的基本前提。如前所述,激光驱动冲击技术的一个重要特点是超快加载速率,在本实验装置中由于采用了纳秒脉冲产生冲击波,因此动高压加载的上升时间同样也为纳秒量级。为了能够用拉曼光谱表征冲击前沿特征,本课题组提出了一种通过拟合光谱线形获得冲击特征参数的实验方法<sup>[18]</sup>。

在压力作用下材料的拉曼光谱发生移动(通常为蓝移),因此可以将拉曼谱线的移动量作为测量体系压力的标尺(在较低的压力范围内,二者之间存在正比关系)。在本实验装置中,产生冲击的激光光斑直径一般为毫米量级,而被加载样品的厚度通常为百微米量级,在此传播距离下,可以近似地认为冲击波以平面波形式传播,因此只考虑冲击波传播方向( $x$ )上的压力变化。当冲击波在探测层中传播时,在 $t$ 时刻,样品层中不同位置将受到不同强度的高压作用,因此测得的拉曼谱线中包含多种压力成分的贡献,谱线形状将发生明显变化。一般来说,冲击卸载过程比加载过程慢得多,因此假设冲击前沿在层中传播的短时间内不存在压力卸载的影响。假设拉曼光谱具有高斯线形,同时用“山坡函数”描述 $t$ 时刻样品层中的压力分布

$$p(x, t) = A \left( 1 - \frac{x - x_s}{w + |x - x_s|} \right) + B \quad (1)$$

式中: $x_s$ 表示 $t$ 时刻冲击前沿所在位置; $w$ 是与冲击前沿上压力梯度有关的参数; $A$ 为冲击波的半峰值压力; $B$ 为冲击波未到达时的初始压力,在常压下可以认为 $B=0$ 。(1)式给出了被加载样品中任意位置 $x$ 处的压力,该位置处样品材料发射的拉曼光谱会因压力 $p$ 而发生一定的频移。设样品层的厚度为 $L$ ,综合所有位置对拉曼光谱的贡献,可以得到总的拉曼光谱线形

$$S(v, t) = C \left\{ \int_0^{x_s} \exp \left\{ - \left[ \frac{v - v_0 - \alpha p(x, t)}{v_{D_s}} \right]^2 \right\} dx + \int_{x_s}^L \exp \left\{ - \left[ \frac{v - v_0 - \alpha p(x, t)}{v_{D_0}} \right]^2 \right\} dx \right\} + D \quad (2)$$

式中: $v_0$ 表示常压下拉曼谱线的峰位, $\alpha$ 为压力与谱线频移之间的比例系数, $v_{D_0}$ 和 $v_{D_s}$ 分别表示常压和高压下谱线的宽度, $C$ 和 $D$ 是与实验有关的常数。(2)式是一个带参数的表达式。利用该式对实验获得的拉曼光谱线形进行拟合即可确定其中的各个参数,进而获得样品层中的压力分布情况和波前特征。

利用上述方法,以多晶蒽为样品,得到了激光冲击波在样品中传播时的特征参数<sup>[19]</sup>。冲击靶采用图2所示的结构,其中样品层为多晶蒽粉末和环氧胶的混合物,厚度为120  $\mu\text{m}$ 。1064 nm激光的单脉冲能量为600 mJ,焦斑直径约2 mm;探测光能量为10 mJ,焦斑直径为200  $\mu\text{m}$ 。重点考察蒽位于1404  $\text{cm}^{-1}$ 处的拉曼模式(对应苯环的呼吸振动)。图3给出了该模式在激光加载条件下的时间分辨拉曼光谱,其中:图3(a)和图3(b)分别表示压力加载过程中各时刻的光谱线形及对应的压力分布,图3(c)

和图3(d)则分别表示压力卸载情况。从图3中可以得到,整个动态过程持续约250 ns,压力加载速率远远高于卸载过程。由压力分布的变化情况可以确定,冲击波的峰值压力约为2 GPa,在样品中的传播速度约为2.45 km/s,波前处的压力上升时间约为3 ns,波前的空间宽度约为7.35  $\mu\text{m}$ 。可以看出,利用激光加载技术实现了在几纳秒内压力上升2 GPa的超快加载速率,同时该实例也说明通过光谱线形拟合方法可以有效得到激光加载过程中的多项关键指标。

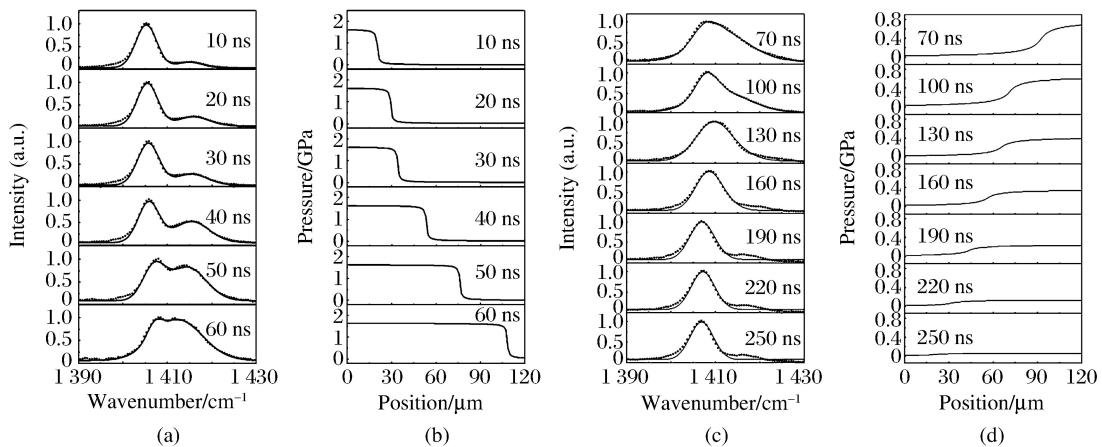


图3 蔚-环氧胶混合样品在激光加载条件下的时间分辨拉曼光谱及对应的样品层压力分布

Fig. 3 Time-resolved Raman spectra of anthracene-adhesive sample under laser shock loading and the corresponding pressure distribution in the sample layer

需要说明的是,在冲击波作用下,样品中除了压力上升外,体系温度也随之升高,并因此对分子的拉曼频移产生影响。以上述蔚的苯环呼吸振动模式为例,当温度升高时,该模式仅发生了轻微的红移(与压力导致的蓝移相反),而谱线宽度却表现出明显的展宽。因此,在我们提出的分析方法中忽略了温度导致的微小红移的影响,而只考虑谱线展宽作用。在(2)式中,  $v_{D_0}$  和  $v_{D_s}$  分别代表了冲击前、后的谱线宽度,通过拟合可知,冲击前谱线宽度约为  $5.5 \text{ cm}^{-1}$ ,而冲击后展宽为  $8.5 \text{ cm}^{-1}$ ,说明体系温度升高了约100 K。

## 2.2 含能材料RDX的冲击感度研究

如前所述,在含能材料的爆轰过程中,冲击波是引起分子反应的一个关键因素。借助气炮等大型加载装置,目前已经能够比较精确地测量炸药体系在动态压缩条件下的多种力学性质,如  $p$ - $v$ (压力-比容)曲线等,然而对于含能材料分子在冲击作用下的化学特性变化,目前所掌握的信息仍十分有限。为此,本课题组利用激光驱动冲击技术,结合第一性原理计算,研究了含能材料RDX在动态加载下的分子响应,从分子内电荷转移角度分析动高压对分子反应活性的影响。RDX是一种在武器战斗部中经常使用的高爆含能材料,尽管其分子结构并不复杂,但是当前对RDX的冲击解离机制仍然缺乏清晰的认识。该工作将有助于认清RDX的点火机理以及影响炸药安全性和可靠性的因素。

在本实验中仍采用图2所示的冲击靶结构,其中样品层为RDX粉末与酒精的悬浊液,酒精的作用是在晶体粉末之间传递压力。为了避免冲击引发RDX反应损坏样品,在实验中控制激发脉冲能量不超过300 mJ。实验结果如图4(a)所示,其中给出了RDX各个振动模式的峰位随延迟时间的变化情况。压力加载及卸载的整个动态过程持续约200 ns;根据拉曼光谱的峰位移动,可以确定体系的峰值压力约为1 GPa。从图4(a)中可以看出,所有观测到的拉曼谱线在200 ns以后都恢复到原位置,光谱中并没有出现不可逆的变化或新谱线,说明RDX分子在该冲击压力下没有发生分解。图4(b)中给出了通过第一性原理计算得到的RDX单晶拉曼模式随压力变化的情况。理论计算结果与实验结果基本符合,说明理论计算采用的方法以及优化后得到的晶体结构具有较高的可靠性。

根据理论计算结果,得到了RDX分子中各化学键的键长以及各个基团上的电荷分布随压力变化的情况,如图5(a)和图5(b)所示。从图5(a)中可以看出,多数化学键的键长在压力作用下缩短,其中

N—N 键的键长对压力最敏感。唯一例外的情况是 N5—O4 键的键长随着压力的升高而变长, 导致该键在高压作用下因稳定性越来越差而发生断裂。需要说明的是:  $\alpha$  相下 RDX 分子不是平面结构, 3 个  $\text{NO}_2$  分布于 C-N 杂环的两侧, 整个分子呈“椅式”结构, 而变长的 N—O 键则位于单独处于一侧的  $\text{NO}_2$  上, 即 N5 所对应的硝基。从分子内电荷分布上看, 如图 5(b) 所示的 C-N 杂环和 3 个硝基上的电荷分布随压力变化情况, 由于理论计算的是正电荷密度, 因此电荷密度增加意味着电子密度减小。当压力升高时, 分子间距的缩短影响了分子体系的势能面结构, 使 C-N 杂环上的电子密度逐渐降低, 而 3 个  $\text{NO}_2$  上的电子密度均逐渐增大, 说明高压作用使电子由杂环向硝基上转移。其中, 电子密度增加最显著的正是与 N5 对应的硝基, 与图 5(a) 所示的键长变化结果相呼应。在高压下电子向 N5 硝基上转移, 导致该硝基上的电负性增强, 化学键内部的排斥力增大, 导致该硝基中的 N—O 键伸长, 降低了该键断裂所需跨越的势垒, 即该化学键的活性变强。这与文献[20]中所报道的 RDX 在高压下变得更敏感的实验结果相符合。

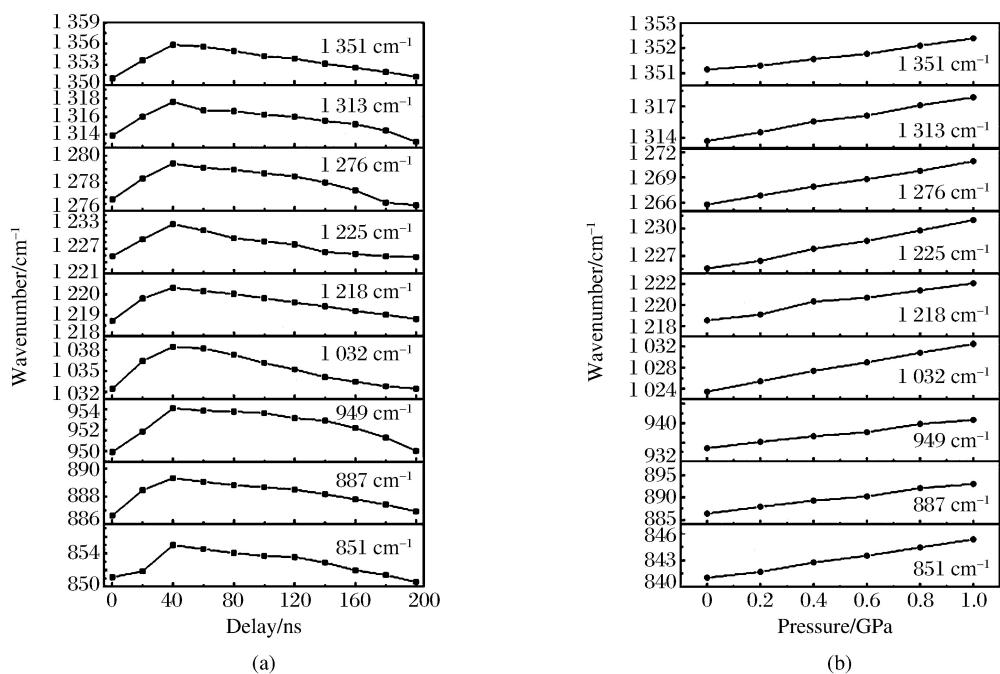


图 4 (a) 激光加载下 RDX 各拉曼模式的峰位移动趋势,(b) 第一性原理计算得到的 RDX 单晶在 0~1 GPa 的拉曼频移

Fig. 4 (a) Change of RDX Raman modes under laser shock loading;(b) Raman shift of RDX single crystal in the pressure range of 0~1 GPa obtained by first principle calculation

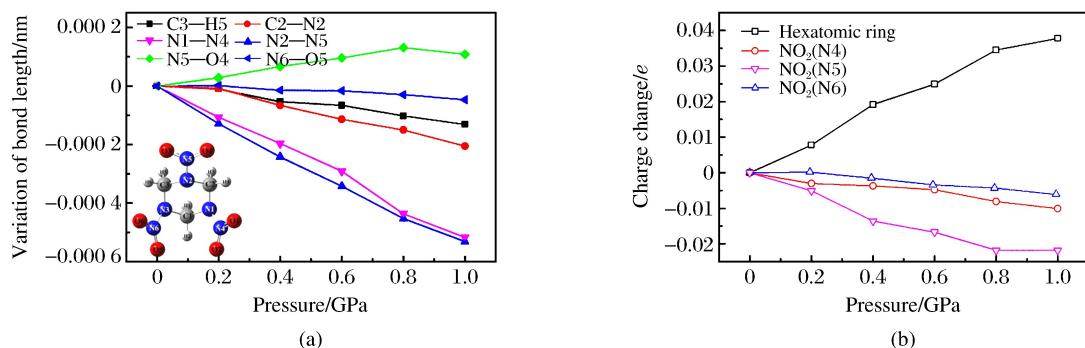


图 5 RDX 分子中各个化学键键长以及苯环和硝基上的电荷密度随压力增大的变化趋势

Fig. 5 Changes of bond length in the RDX molecules and charge density on phenyl and nitro group with the increase of pressure

根据以上分析可以得出:冲击压力作用导致 RDX 的感度增大,而引起冲击感度增大的微观机制则是压力诱导的分子内电子转移以及由此导致的 N—O 键伸长。当然,含能材料的冲击点火是一个非常复杂的过程,是压力、温度等多种因素相互耦合的结果,本实验给出的结论说明压力导致的感度增加是其中一种重要的因素。

### 3 总结与展望

在过去几年工作中,本课题组搭建了以纳秒脉冲激光为激发源的激光驱动冲击波实验系统。该系统为小型桌面式系统,利用激光对金属的烧蚀产生冲击波,通过特定的样品结构设计,可在被冲击材料中实现每纳秒数吉帕的超快动高压加载。激光冲击技术的特点决定了其在含能材料冲击点火反应机制研究中具有重要的应用价值。含能材料分子会在冲击波作用下发生解离,而解离的具体机制是武器应用研究中亟待解决的关键问题。本课题组以典型的高爆含能材料 RDX 为样品,通过激光驱动冲击波加载动高压并结合第一性原理计算,研究了 RDX 分子的冲击感度。结果表明,RDX 分子结构在动态压缩作用下发生改变,而分子结构变化导致电子从 C-N 杂环向 NO<sub>2</sub> 转移,引起 N—O 键伸长。因此,冲击波的作用增加了 N—O 键的反应感度,使其更容易在其他外界条件的影响下发生断裂。这一研究成果从分子层次上解释了压力对 RDX 冲击感度的影响机制,加深了对含能材料冲击点火机理的认识。

未来计划从两方面深入挖掘激光驱动冲击技术的潜力。(1)在现有系统的基础上引入飞秒脉冲激光作为激发光源。在现有系统中,冲击波的产生和探测都采用纳秒脉冲,系统的时间分辨率为纳秒量级,虽然足以监测冲击加载和卸载的完整过程,但是对于更快的振子-声子耦合等微观过程,纳秒量级的分辨率远远不够,采用飞秒脉冲激光可以解决这一问题。例如,美国的 Tas 等<sup>[17]</sup> 报道利用皮秒脉冲激光可以产生上升时间为 25 ps 的冲击前沿,这和分子与热库之间达到热平衡的时间尺度<sup>[21]</sup> 相仿。此外,采用飞秒脉冲激发冲击波还具有另一个优势,即可以同时引入非线性光谱探测技术。当前的系统中采用自发拉曼光谱作为探测手段,众所周知,自发拉曼效应的量子效率很低,采用飞秒脉冲激发冲击波时必须大幅降低样品层厚度,从而严重影响自发拉曼散射的发光强度。利用飞秒脉冲作为探测光时,借助飞秒脉冲更高的光场强度,可以激发样品的非线性效应;而利用非线性光谱技术(如相干反斯托克斯拉曼光谱等)探测样品对冲击加载的响应时,不仅可以获得更高的光谱信噪比,而且能够获取分子化学键变化的动力学信息。(2)采用飞片加载方式加载动高压。当前的实验中用来产生冲击波的方式是直接烧蚀金属铝,然而相比较而言,在相同的激发脉冲能量下,飞片撞击可产生更高的峰值压力。但是,激光驱动飞片加载技术的难点在于如何保证飞片的平整度以及如何在实验过程中实时监测飞片的飞行姿态。在后续工作中,将通过对高斯激光脉冲进行整形处理,同时引入闪光摄影技术逐步解决以上问题。

综上所述,本文中所介绍的桌面式激光驱动冲击波技术具有与大型加载技术完全不同的独特优势,适用于从分子层次上解析含能材料的冲击响应特性,在冲击化学领域具有巨大的潜在应用空间。本课题组在该技术研究上已有初步成果,未来将在现有工作的基础上逐步改进并扩充激光驱动冲击波技术能力,使其具备更高的时间分辨能力和探测灵敏度。作为大型加载手段的重要补充,小型化激光加载技术将有助于深入研究含能材料点火过程的分子反应机制。

### 参考文献:

- [1] 陈源福,刘福生,张宁超,等.瞬态激光拉曼光谱测量系统及其在苯冲击压缩实验中的应用 [J].高压物理学报,2013,27(4):505-510.  
CHEN F Y, LIU F S, ZHANG N C, et al. Measurement system of transient raman spectroscopy and its application to benzene under shock compression [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2013, 27(4): 505-510.
- [2] 文尚刚,孙承纬,赵峰,等.多级爆轰驱动——研究超高速碰撞的一种新的加载技术 [J].高压物理学报,2000,

- 14(1):22-27.
- WEN S G, SUN C W, ZHAO F, et al. Multi-stage detonation system—a new loading technology for studying hypervelocity impact [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2000, 14(1):22-27.
- [3] 孙承纬, 赵剑衡, 王桂吉, 等. 磁驱动准等熵平面压缩和超高速飞片发射实验技术原理、装置及应用 [J]. 力学进展, 2012, 42(2):206-219.
- SUN C W, ZHAO J H, WANG G J, et al. Progress in magnetic loading techniques for isentropic compression experiments and ultra-high velocity flyer launching [J]. Advances in Mechanics, 2012, 42(2):206-219.
- [4] WINEY J M, GUPTA Y M. Shock-induced chemical changes in neat nitromethane: use of time-resolved Raman spectroscopy [J]. The Journal of Physical Chemistry B, 1997, 101(50):10733-10743.
- [5] PATTERSON J E, DREGER Z A, GUPTA Y M. Shock wave-induced phase transition in RDX single crystals [J]. The Journal of Physical Chemistry B, 2007, 111(37):10897-10904.
- [6] YANG Y Q, WANG S F, SUN Z Y, et al. Propagation of shock-induced chemistry in nanoenergetic materials: the first micrometer [J]. Journal of Applied Physics, 2004, 95(7):3667-3676.
- [7] TOKMAKOFF A, FAYER M D, DLOTT D D. Chemical reaction initiation and hot-spot formation in shocked energetic molecular materials [J]. The Journal of Physical Chemistry, 1993, 97(9):1901-1913.
- [8] SAKATA J, WIGHT C A. Shock-initiated chemistry of energetic materials [J]. The Journal of Physical Chemistry, 1995, 99(17):6584-6588.
- [9] KUKLJA M M. On the initiation of chemical reactions by electronic excitations in molecular solids [J]. Applied Physics A: Materials Science & Processing, 2003, 76(3):359-366.
- [10] BHATTACHARYA A, BERNSTEIN E R. Nonadiabatic decomposition of gas-phase RDX through conical intersections: an ONIOM-CASSCF study [J]. The Journal of Physical Chemistry A, 2011, 115(17):4135-4147.
- [11] CHEN S, TOLBERT W A, DLOTT D D. Direct measurement of ultrafast multiphonon up-pumping in high explosives [J]. The Journal of Physical Chemistry, 1994, 98(32):7759-7766.
- [12] HONG X H, CHEN S, DLOTT D D. Ultrafast mode-specific intermolecular vibrational energy transfer to liquid nitromethane [J]. The Journal of Physical Chemistry, 1995, 99(22):9102-9109.
- [13] KOENIG M, FARAL B, BOUDENNE J M, et al. Relative consistency of equations of state by laser driven shock waves [J]. Physical Review Letters, 1995, 74(12):2260-2263.
- [14] TAKAMATSU K, OZAKI N, TANAKA K A, et al. Equation-of-state measurements of polyimide at pressures up to 5.8 TPa using low-density foam with laser-driven shock waves [J]. Physical Review E, 2003, 67(5):056406.
- [15] COTTET F, HALLOUIN M, ROMAIN J P, et al. Enhancement of a laser-driven shock wave up to 10 TPa by the impedance-match technique [J]. Applied Physics Letters, 1985, 47(7):678-680.
- [16] DEVAUX D, FABBRO R, TOLLIER L, et al. Generation of shock waves by laser-induced plasma in confined geometry [J]. Journal of Applied Physics, 1993, 74(4):2268-2273.
- [17] TAS G, FRANKEN J, HAMBIR S A, et al. Ultrafast Raman spectroscopy of shock fronts in molecular solids [J]. Physical Review Letters, 1997, 78(24):4585-4588.
- [18] SONG Y F, ZHENG X X, YU G Y, et al. The characteristics of laser-driven shock wave investigated by time-resolved Raman spectroscopy [J]. Journal of Raman Spectroscopy, 2011, 42(3):345-348.
- [19] YU G Y, ZHENG X X, SONG Y F, et al. Observation of laser-driven shock propagation by nanosecond time-resolved Raman spectroscopy [J]. Journal of Applied Physics, 2015, 117(3):033102.
- [20] DANG N C, DREGER Z A, GUPTA Y M, et al. Time-resolved spectroscopic measurements of shock-wave induced decomposition in cyclotrimethylene trinitramine (RDX) crystals: anisotropic response [J]. The Journal of Physical Chemistry A, 2010, 114(43):11560-11566.
- [21] DEAK J C, IWAKI L K, DLOTT D D. Vibrational energy redistribution in polyatomic liquids: ultrafast IR-Raman spectroscopy of nitromethane [J]. The Journal of Physical Chemistry A, 1999, 103(8):971-979.

## A Desktop Laser Driven Shock Wave Technique and Its Applications to Molecular Reaction Mechanism of Energetic Materials

SONG Yunfei, ZHENG Zhaoyang, WU Honglin, ZHENG Xianxu,  
WU Qiang, YU Guoyang, YANG Yanqiang

(National Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics,  
Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang 621999, China)

**Abstract:** The miniature desktop pulse laser equipment can be used to drive shock wave and load dynamic high pressure (DHP) in materials, a technique marked by its low cost, high experimental repetition frequency and ultra high loading rate. The present paper presents the work we have done so far on the desktop laser driven shock wave technique and its corresponding application in exploring the molecular reaction mechanism of energetic materials under shock. We have built an experimental system using nanosecond laser pulses and developed a method to characterize the features of shock wave. The laser driven shock wave obtained in our experiment has a rise-time of only a few nanoseconds and a peak pressure of no less than 2 GPa. This experimental system has been used to study the shock sensitivity of the typical energetic materials RDX. It was found that the intramolecular charge transfer induced by DHP is a key factor influencing the sensitivity. Under high pressure, the electrons on the C-N heterocycle will transfer to the nitro group, leading to the increase of the sensitivity of NO<sub>2</sub>. This result can provide experimental reference for understanding the shock ignition mechanism of RDX. Through the present and the future subsequent work, we expect to develop a comprehensive experimental technique that can support the investigation about the shock ignition mechanism of energetic materials on the molecular level.

**Keywords:** desktop laser driven shock wave technique; energetic materials; shock reaction; RDX

# 动态发射率与辐射亮度同时测量实验中的 时间精确同步技术<sup>\*</sup>

刘盛刚,李加波,李俊,薛桃,王翔,翁继东,李泽仁

(中国工程物理研究院流体物理研究所,四川 绵阳 621999)

**摘要:**分析了轻气炮实验中飞片速度漂移带来的冲击波到达样品/窗口界面时刻漂移问题、主要影响因素以及动态发射率与辐射亮度同时测量实验中的时序要求,采用镀膜光纤探针作为同时测量实验中动态发射率测量照明光源的触发装置,设计了光纤探针-样品之间的距离,并对设计余量进行了简单分析,解决了同时测量实验中的时间精确同步问题。在2发动态考核实验中,设计的飞片速度为4.1 km/s,实测飞片速度漂移量分别为70和210 m/s,动态发射率测量信号按照实验预期叠加在了样品/窗口界面热辐射信号平台之上,时序控制能够满足动态发射率与辐射亮度同时测量实验中的时间精确同步要求。

**关键词:**动态发射率;辐射亮度;同时测量;时间精确同步

**中图分类号:** TN247; O521.3      **文献标识码:** A

冲击温度的精确测量是检验各种物理模型和构建各类物态方程的关键参数之一<sup>[1]</sup>,基于Planck热辐射理论的辐射法冲击温度测量是冲击波物理实验研究中使用最广泛、最可靠的瞬态温度测量方法,其基本原理是通过测量样品在冲击稳态下、多个离散波长处的光谱辐射亮度,在灰体模型的基本假设条件下,根据普朗克定律,拟合得到冲击温度和发射率<sup>[2-6]</sup>。但是,现有实验数据均表明,在近红外波段对应的低温区开展冲击温度测量时,由于涉及的波长覆盖范围宽(典型波长覆盖范围1~3 μm),有关样品表面发射率的灰体模型假设已经不成立<sup>[7-9]</sup>,并且样品的发射率又是与样品的表面粗糙度、氧化等表面状态紧密相关的<sup>[10]</sup>。在Seifter等<sup>[7-9]</sup>的实验中,动态发射率和辐射亮度数据是通过不同的实验发次分别获取的,因此实验结果与理论计算之间存在较大的差异,他们认为这种差异很可能就来源于样品表面状态以及实验加载状态的差异。为了去除不同实验中样品以及加载状态的差异,就需要在单发次实验中实现动态发射率和辐射亮度的同时测量。Poulsen等<sup>[11-12]</sup>基于信号叠加的思想,提出了一种动态发射率和辐射亮度同时测量的方法,但是并没有解决二级气体炮上飞片速度漂移带来的时间精确同步问题,用于动态发射率测量的氘灯信号不能有序叠加在样品的热辐射信号之上,因此仅验证了技术的可行性,并没有获得一个预期的实验结果。

基于信号叠加的思想,提出了一种动态发射率和辐射亮度同时测量的方法,并简要介绍了测量的基本原理,分析了二级气体炮上飞片速度漂移带来的时间精确同步问题及其主要影响因素;根据动态发射率和辐射亮度同时测量实验中的时序要求,采用镀膜光纤探针作为动态发射率测量照明光源的触发装置,设计了光纤探针-样品之间的距离,解决了动态发射率和辐射亮度同时测量实验中的时间精确同步问题。在2发动态考核实验中,设计的Cu飞片速度为4.1 km/s,实测其速度漂移量分别为70和210 m/s,动态发射率测量信号均按实验设计,叠加在了Al/LiF界面的热辐射信号之上,时序控制满足动态发射率和辐射亮度同时测量实验的要求。

<sup>\*</sup> 收稿日期: 2017-08-22; 修回日期: 2017-09-18

基金项目: 国家自然科学基金(11604313); 中国工程物理研究院科学技术发展基金(2013B040162)

作者简介: 刘盛刚(1983—),男,硕士,副研究员,主要从事光学测试技术研究。E-mail:liushenggangpla@126.com

## 1 实验方案

### 1.1 动态发射率与辐射亮度同时测量的基本原理

Seifter等<sup>[7-9]</sup>根据能量守恒定律和Kirchhoff(基尔霍夫)热辐射理论,推导出非透明样品法线方向的发射率 $\epsilon_{\lambda,\perp}$ 与法线方向照明、 $2\pi$ 空间反射率 $\rho_{\lambda,\perp,2\pi}$ 之间的关系为

$$\epsilon_{\lambda,\perp} = 1 - \rho_{\lambda,\perp,2\pi} \quad (1)$$

因此,对发射率 $\epsilon_{\lambda,\perp}$ 的测量可以通过对反射率 $\rho_{\lambda,\perp,2\pi}$ 的测量而间接实现。根据光路可逆原理,法线方向照明、 $2\pi$ 空间反射率 $\rho_{\lambda,\perp,2\pi}$ 等于 $2\pi$ 空间照明、法线方向反射率 $\rho_{\lambda,2\pi,\perp}$ ,因此对 $\epsilon_{\lambda,\perp}$ 的测量还可以通过对 $\rho_{\lambda,2\pi,\perp}$ 的测量而实现。

基于Poulsen等<sup>[11-12]</sup>信号叠加思想的动态发射率与辐射亮度同时测量的原理如图1所示。通过时间的精确同步,在冲击波到达样品/窗口界面前后,分别将两个脉冲光照射到样品/窗口界面,利用高温计记录叠加有反射信号的热辐射信号。从叠加信号中提取出样品/窗口界面达到冲击平衡时的热辐射信号幅值 $h$ ,结合高温计的标定结果,得到样品/窗口界面的辐射亮度。再从叠加信号中分别提取冲击前后反射信号的幅值 $h_1$ 、 $h_2$ ,结合实验前测得的样品/窗口界面的静态反射率 $\rho_0$ ,得到样品/窗口界面的动态反射率 $\rho$ ( $\rho = h_2 \rho_0 / h_1$ ),进而得到样品/窗口界面的动态发射率 $\epsilon$ ( $\epsilon = 1 - \rho = 1 - h_2 \rho_0 / h_1$ )。最后利用动态发射率和辐射亮度数据,求解样品/窗口界面的冲击温度。

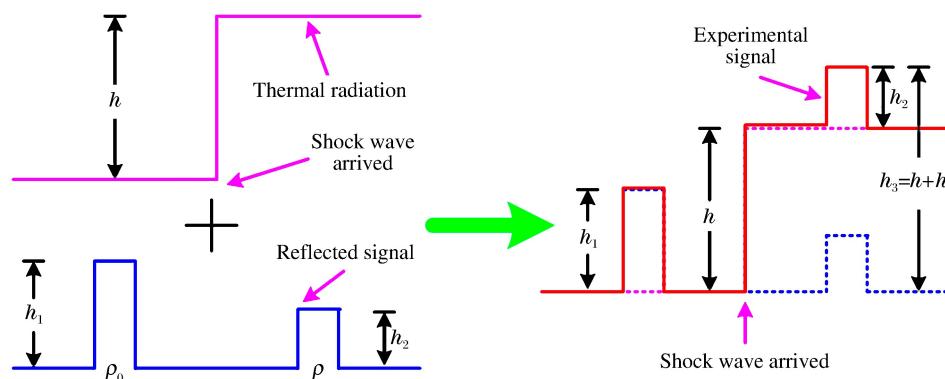


图1 动态发射率与辐射亮度同时测量的原理示意图

Fig. 1 Schematic of simultaneous measurement of dynamic emissivity and radiance

从叠加法的原理可以看出,由于实现了动态发射率和辐射亮度的同时、独立测量,原则上只需要单一波长即可实现冲击温度的精确测量。由于该方法回避了灰体模型假设,因此在近红外波段和红外波段对应低温区的冲击温度测量中具有较好的应用前景。但是,该方法的前提是需要根据实验冲击温度区间选择合适波长的照明脉冲光(在热辐射波长覆盖范围内),并实现照明脉冲光和冲击波到达样品/窗口界面时刻的精确同步。

### 1.2 飞片速度漂移带来的时间精确问题

从上述描述可以看出,基于信号叠加思想的动态发射率与辐射亮度同时测量的关键技术之一就是用于动态发射率测量的照明脉冲光(脉冲激光或氪灯)能够在合适的时刻到达样品/窗口界面,即要求照明脉冲光与冲击波到达样品/窗口界面的时刻能够精确同步。在二级气体炮上开展冲击加载实验时,通常采用磁测速<sup>[13-14]</sup>或者光束遮断装置<sup>[15]</sup>给出的信号作为记录系统或者外部设备的触发信号。假设触发信号的产生位置(触发位置)-样品之间的距离为 $l$ ,则飞片以速度 $u$ 飞跃这段距离的飞行时间为

$$t = \frac{l}{u} \quad (2)$$

假设飞片的飞行速度漂移量为 $\Delta u$ ,则飞片飞跃这段距离 $l$ 对应的飞行时间漂移量为

$$\Delta t = \frac{l}{u^2} \Delta u \quad (3)$$

由于飞片速度漂移带来的冲击在样品中的走时漂移较小(以 Cu 飞片平面撞击 Al 样品为例,假设 Cu 飞片速度为 4.0 km/s,Al 样品厚度为 3 mm,Cu 飞片速度漂移为 200 m/s,则对应冲击波在 Al 样品中的走时漂移约为 6 ns),因此,可以认为(3)式即代表了飞片速度漂移带来的冲击波到达样品/窗口界面的时间漂移,主要由触发位置-样品之间距离  $l$ 、飞片速度  $u$  和飞片速度漂移  $\Delta u$  决定。触发位置-样品之间距离  $l$  的典型值为 100 mm,假设飞片速度为 4 km/s,速度漂移为 200 m/s,则由(3)式计算得到的冲击波到达时刻漂移为 1.25  $\mu$ s。由于样品/窗口界面在冲击波作用下的热辐射平衡时间一般小于 1.0  $\mu$ s,而飞片速度漂移具有一定的随机性,且是不可避免的,从而导致冲击波到达样品/窗口界面时刻与照明脉冲光到达时刻很难同步,这也是 Poulsen 等在实验中未能取得一个理想结果的主要原因之一。

### 1.3 实验方案设计

从(3)式可以看出,若能大幅减小触发位置-样品之间的距离  $l$ ,则能有效减小由于飞片速度漂移带来的冲击波到达样品/窗口界面的时间漂移。若将触发位置-样品之间的距离  $l$  设置在 10 mm 以内,则在相同的实验条件下,冲击波到达样品/窗口界面时刻的漂移将会控制在 125 ns 以内,可以满足动态发射率与辐射亮度同时测量实验中的时间精确同步要求。由此可见,为了实现动态发射率测量信号与样品/窗口界面热辐射信号在时间上的精确同步,就需要大幅减小触发位置-样品之间的距离。

考虑到触发位置-样品之间的距离仅为几毫米,而为了实现法线方向  $2\pi$  空间反射率  $\rho_{\lambda,\perp,2\pi}$  的测量,还必须使用积分球,由于受积分球几何尺寸的限制,很难再使用靶面探针。为了满足时间精确同步的要求,在本研究工作中,设计了镀膜光纤探针作为动态发射率测量照明光源(矩形脉冲激光器)的触发装置,并将两根镀膜光纤探针安装在与飞片运动相垂直的方向;根据时间精确同步中的时序要求,设计光纤探针-样品之间的距离。设计的动态发射率与辐射亮度同时测量光路示意图如图 2 所示。

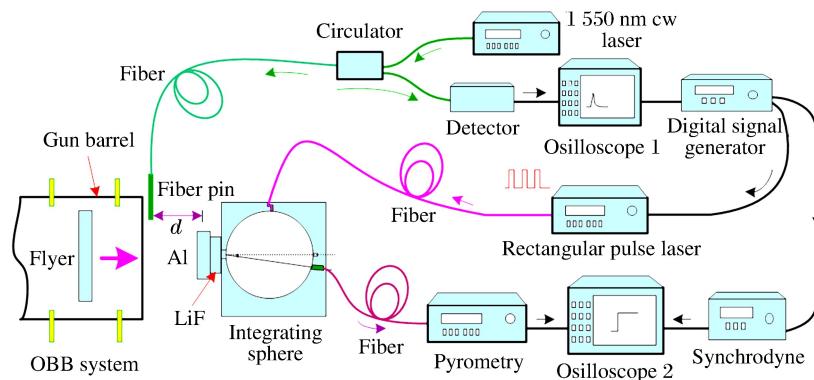


图 2 动态发射率与辐射亮度同时测量实验光路示意图

Fig. 2 Experimental layout of simultaneous measurement of dynamic emissivity and radiance

在图 2 中,1550 nm 连续光激光器、三端口环形器、镀膜光纤探针、光电探测器和示波器 1 组成矩形脉冲激光器的触发光路;当镀膜光纤探针被飞片撞断之后,光电探测器给出一个幅度快速下降的信号,由示波器 1 记录,并触发数字信号发生器;数字信号发生器输出一个 TTL 信号触发矩形脉冲激光器出光,同时输出另一路触发同步机,同步机再触发声波器 2 记录实验信号;矩形脉冲激光器发出的光经光纤传输之后,从积分球侧面进入并充分均匀化,然后再从  $2\pi$  空间照明样品,样品的反射光由积分球出光孔的准直透镜收集(偏离样品法线  $8^\circ$ ),经红外光纤传输至近红外高温计之后,转化为电信号并由示波器 2 记录。飞片由二级轻气炮发射,其实际击靶速度由 OBB 测速系统给出。

### 1.4 时序关系

动态过程的时序关系如图 3 所示。飞片在  $t_0$  时刻撞击镀膜光纤探针,在  $t_1$  时刻撞击样品并在样品

中产生冲击波,冲击波在  $t_2$  时刻到达样品/窗口界面。与此同时,飞片撞击镀膜光纤探针之后,光电探测器在  $t_3$  时刻输出幅度下降的信号并触发示波器 1,示波器 1 的输出信号触发数字信号发生器,数字信号发生器在  $t_4$  时刻输出 TTL 信号触发矩形脉冲激光器,矩形脉冲激光器在  $t_5$  时刻开始出光,其 3 个矩形激光脉冲分别在  $t_6$ 、 $t_7$ 、 $t_8$  时刻到达样品/窗口界面。

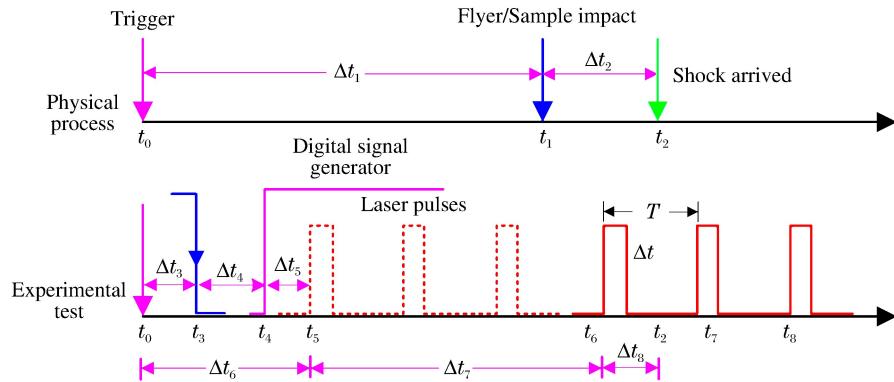


图 3 时序关系示意图

Fig. 3 Schematic of time sequence

为了实现冲击波和照明矩形激光脉冲到达样品/窗口界面时刻的精确同步,要求  $t_6 + \Delta t < t_2$ , 同时要求  $t_7 (t_7 = t_6 + T)$  或  $t_8 (t_8 = t_7 + T)$  大于  $t_2$ , 其中  $\Delta t$  为矩形激光脉冲的脉冲宽度,  $T$  为矩形激光脉冲的时间间隔。假设冲击波到达样品/窗口界面的时刻刚好位于第一个矩形激光脉冲和第二个矩形激光脉冲之间,即有

$$\Delta t_1 + \Delta t_2 = \Delta t_6 + \Delta t_7 + T/2 \quad (4)$$

式中:  $\Delta t_6$  为镀膜光纤探针撞断到矩形脉冲激光器第一个脉冲出光的延迟时间,  $\Delta t_7$  为矩形脉冲激光器第一个激光脉冲到达样品/窗口界面的延迟时间, 这两个延迟时间主要由仪器的本征响应时间和传输光纤的长度决定, 可以通过实验前的标定而精确得到;  $\Delta t_1$  由镀膜光纤探针-样品之间的距离  $l$  以及飞片的速度  $u$  决定,  $\Delta t_2$  可以由预估冲击波速度以及样品厚度得到。

利用(4)式,得到飞片在镀膜光纤探针-样品之间允许的飞行时间为

$$\Delta t_1 = (\Delta t_6 + \Delta t_7 + T/2) - \Delta t_2 \quad (5)$$

再结合飞片预估速度  $u$ ,得到镀膜光纤探针-样品之间的距离  $l$  为

$$l = u \Delta t_1 \quad (6)$$

采用上述触发方式以及相应的  $l$  值设计(典型值为几个毫米),就可以满足动态发射率与辐射亮度同时测量实验中的时间精确同步要求。

## 2 实验结果及分析

### 2.1 实验设计

为了验证上述触发方式的可行性以及时序关系的准确性,在二级气体炮上开展了 2 发动态考核实验。实验中采用的飞片为 Cu( $\varnothing 26 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ ),设计弹速为 4.1 km/s,样品为 Al( $\varnothing 36 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ ),窗口材料为  $z$  切 LiF 单晶( $\varnothing 20 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ ),结合 Hugoniot 参数预估冲击波在 Al 样品中的走时约为 330 ns。采用的矩形脉冲激光器主要技术指标为:中心波长为 1064 nm,谱线宽度小于 1 nm,脉冲时间间隔 500 ns,脉冲宽度 100 ns,脉冲上升沿小于 5 ns,脉冲个数为 3 个,脉冲能量稳定性优于 2%,最大平均功率 800 mW,出光延迟时间 1.260  $\mu\text{s}$ 。采用的积分球直径为 30 mm,样品孔直径为 6 mm。红外低氢光纤芯径 200  $\mu\text{m}$ ,数值孔径 0.22。

动态实验前,标定得到镀膜光纤探针撞断到矩形脉冲激光器出光的延迟时间  $\Delta t_6$  为 1677.0 ns(其中镀膜光纤探针撞断到光电探测器输出信号的延迟时间  $\Delta t_3$  为 363.1 ns);矩形脉冲激光器的第一个脉

冲,从出光到样品/窗口界面的延迟时间  $\Delta t_7$  为 275.7 ns。将相关参数带入(5)式中,得到飞片在镀膜光纤探针-样品之间允许的飞行时间为 1872.7 ns,再根据(6)式计算得到对应镀膜光纤探针-样品之间的距离为 7.7 mm。正式实验时,样品盒装配完毕之后,实测镀膜光纤探针-样品之间的距离分别为 7.5 和 7.9 mm。

## 2.2 实验结果及分析

在 1<sup>#</sup>实验中,OBB 弹速测量结果以及镀膜光纤探针输出的信号如图 4 所示,结合实验前测得 OBB 装置每一组发射/接收探针之间的距离为 100 mm,得到飞片的实际击靶速度为 4.03 km/s,与设计弹速 4.1 km/s 基本吻合,弹速漂移量为 70 m/s。两根镀膜光纤探针被飞片撞断之后,输出信号之间的差值为 40 ns,结合两根镀膜光纤探针端面之间的距离(25 mm)和弹速(4.03 km/s),得到飞片的倾斜角度约为 0.4°。

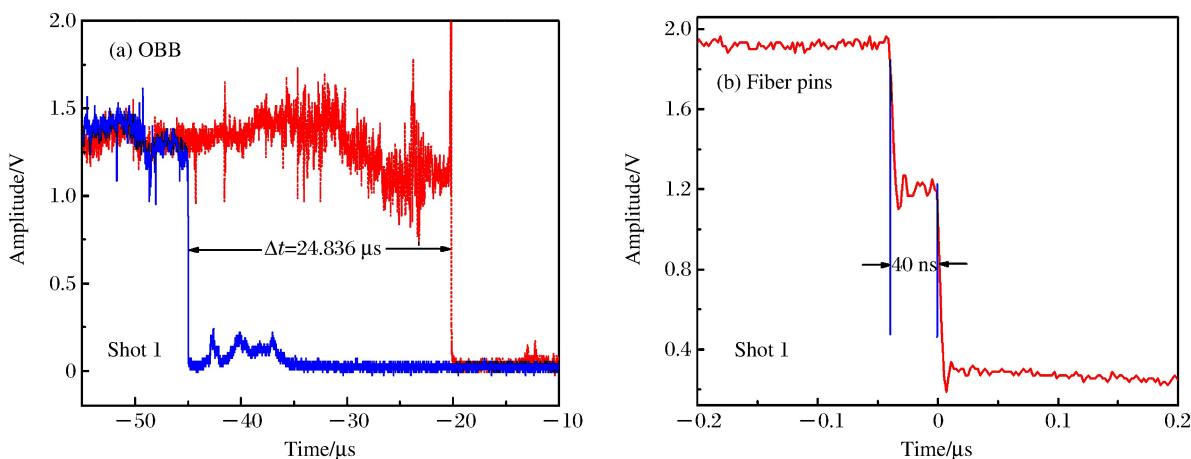


图 4 OBB 弹速测量结果(a)和镀膜光纤探针输出信号(b)

Fig. 4 Velocity measurement of OBB system (a) and output signal of two coating fiber pins (b)

2 发实验获取的样品/窗口界面动态发射率测量信号与热辐射信号的叠加结果如图 5 所示,动态发射率测量信号均叠加在了样品/窗口界面的热辐射平台信号之上。

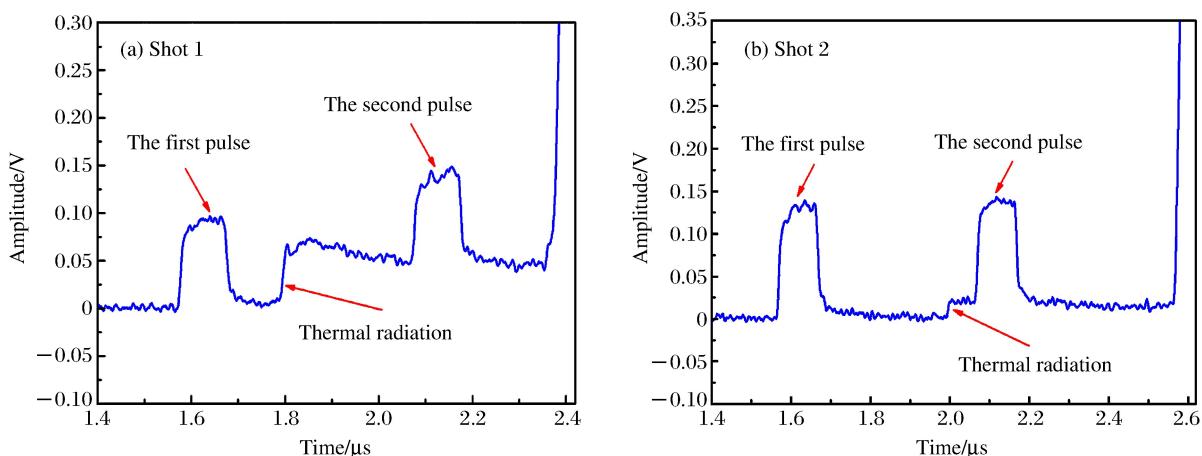


图 5 获取的叠加信号

Fig. 5 Superimposing signals

在 1<sup>#</sup>实验中,从叠加信号中判读得到样品/窗口界面发出热辐射时刻(冲击波到达样品/窗口界面时刻)为 1790.5 ns;从图 4(b)中,判读得到第一根镀膜光纤探针输出下降沿信号的时刻为 -38.8 ns;

实验标定得到镀膜光纤探针撞断到探测器输出信号的时间延迟为 363.1 ns, 因此, 飞片撞击第一根镀膜光纤探针的时刻为 -401.9 ns; 得到飞片撞击第一根镀膜光纤探针到冲击波到达样品/窗口界面的时间延迟为 2192.4 ns。实验上设计的飞片撞击镀膜光纤探针到冲击波到达样品/窗口界面的时间延迟为 2159.3 ns, 理论设计与正式实验之间的时间差值为 33.1 ns, 这部分时间差异主要是由弹速漂移 (31.7 ns) 带来的。而在 2# 实验中, 实测弹速为 3.89 km/s, 比预期弹速低了 210 m/s, 从图 4(b) 中也可以明显看出, 由于弹速比预期偏低, 因此冲击波到达样品/窗口界面时刻 (热辐射开始时刻) 偏晚, 但是动态发射率测量信号也叠加在了样品/窗口界面的热辐射信号之上。

事实上, 由(3)式可以得到容许的弹速漂移量  $\Delta u$  与触发位置-样品之间距离  $l$ 、弹速  $u$  和容许的冲击波到达样品/窗口界面漂移时间  $\Delta t$  之间的关系为

$$\Delta u = \frac{u^2}{l} \Delta t \quad (7)$$

信号叠加法对时序的要求是  $t_6 + \Delta t < t_2$ , 同时要求  $t_7 = t_6 + T$ , 其中  $\Delta t$  为矩形激光脉冲的脉冲宽度,  $T$  为矩形激光脉冲的时间间隔。假设预期设计的冲击波恰好在两个矩形激光脉冲中间到达样品/窗口界面, 并且不考虑样品/窗口界面间隙发光和其他杂散光对信号提取的影响, 因此容许的冲击波到达样品/窗口界面时刻漂移为  $(T - \Delta t)/2$ 。实验中采用的矩形脉冲激光器的脉冲间隔为 500 ns, 脉冲宽度为 100 ns, 因此允许的冲击波到达样品/窗口界面的时间漂移为 200 ns。结合实验的预期飞片速度 4.1 km/s, 实验设计的触发位置-样品之间距离 7.5 和 7.9 mm, 得到容许的弹速漂移量分别为 448 和 426 m/s。而在两发动态考核实验中, 实测的弹速漂移量分别为 70 和 210 m/s, 均在实验设计的余量之内, 因此两发实验的动态发射率测量信号均能够叠加在样品/窗口界面的热辐射信号之上。

### 3 结 论

提出了一种基于信号叠加思想的动态发射率和辐射亮度同时测量的方法, 为了能够从叠加信号中分别提取出动态发射率和辐射亮度信息, 要求用于动态发射率测量的照明光和冲击波均要在特定时刻到达样品/窗口界面。为了实现照明光和冲击波到达时刻的精确同步, 首先分析了轻气炮实验中, 飞片速度漂移带来的冲击波到达样品/窗口界面的时刻漂移问题及其主要影响因素, 发现减小飞片在触发装置与样品之间的飞行时间, 能够有效控制冲击波到达样品/窗口界面时刻的漂移, 因此采用镀膜光纤探针作为动态发射率测量照明光源的触发装置; 通过分析动态发射率与辐射亮度同时测量实验中的时序要求, 设计了光纤探针-样品之间的距离, 并对设计余量进行了简单分析。在 2 发动态考核实验中, 飞片速度漂移量分别为 70 和 210 m/s, 均在设计余量之内, 动态发射率测量信号均按要求叠加在了样品/窗口界面的热辐射平台信号之上, 时序的控制满足动态发射率与辐射亮度同时测量实验的要求。

### 参考文献:

- [1] 谭华. 实验冲击波物理导引 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2007.
- TAN H. Introduction to experimental shock wave physics [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2007.
- [2] KORMER S B, SINTISYN M V, KILILLOV G A, et al. Experimental determination of temperature in shock-compressed NaCl and KCl and of their melting curves at pressures up to 700 kbar [J]. Soviet Journal of Experimental & Theoretical Physics, 1965, 21(4): 689.
- [3] LYZENGA G A, AHRENS T J. Multiwavelength optical pyrometer for shock compression experiments [J]. Review of Scientific Instruments, 1979, 50(11): 1421-1424.
- [4] RADOUSKY H B, MITCHELL A C. A fast UV/visible pyrometer for shock temperature measurements to 20 000 K [J]. Review of Scientific Instruments, 1989, 60(12): 3707-3780.

- [5] HOLMES N C. Fiber-coupled optical pyrometer for shock wave studies [J]. Review of Scientific Instruments, 1995, 66(3): 2615-2618.
- [6] FAT'YANOV O V, ASIMOW P D. Contributed review: absolute spectral radiance calibration of fiber-optic shock-temperature pyrometers using a coiled-coil irradiance standard lamp [J]. Review of Scientific Instruments, 2015, 86(10): 229-276.
- [7] SEIFTER A, GROVER M, HOLTKAMP D B, et al. Emissivity measurements of shocked tin using a multi-wavelength integrating sphere [J]. Journal of Applied Physics, 2011, 110(9): 093508.
- [8] TURLY W D, HOLTKAMP D B, VEER L R, et al. Infrared emissivity of tin upon release of a 25 GPa shock into a lithium fluoride window [J]. Journal of Applied Physics, 2011, 110(10): 103510.
- [9] LA LONE B M, STEVENS G D, TURLY W D, et al. Release path temperature of shock-compressed tin from dynamic reflectance and radiance measurements [J]. Journal of Applied Physics, 2013, 114(6): 063506.
- [10] WEN C D. Emissivity characteristics of aluminum alloy surfaces and assessment of multispectral radiation thermometry emissivity models [D]. West Lafayette, IN: Purdue University, 2005.
- [11] POULSEN P, HARE D E. Temperature and emissivity of a shocked surface: a first experiment: UCRL-ID-146845 [R]. Livermore, CA: Lawrence Livermore National Laboratory, 2002.
- [12] CAZAMIAS J U, HARE D E, POULSEN P. Progress in infrared pyrometry measurements of shocked solids: UCRL-JC-146049 [R]. Livermore, CA: Lawrence Livermore National Laboratory, 2001.
- [13] KONDO K, SAWAOKA A, SAITO S. Magnetoflyer method for measuring gas-gun projectile velocities [J]. Review of Scientific Instruments, 1997, 68(12): 1581-1582.
- [14] 施尚春, 陈攀森, 黄跃. 高速弹丸的磁感应测速方法 [J]. 高压物理学报, 1991, 5(3): 205-214.  
SHI S C, CHEN P S, HUANG Y. Velocity measurement of magnet induced system for projectile [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 1991, 5(3): 205-214.
- [15] 史有程, 刘凤琴. 一个测量气炮弹丸速度的激光测量装置 [J]. 爆炸与冲击, 1986(1): 73-81.  
SHI Y C, LIU F Q. A laser system for measuring the projectile velocity in gas gun [J]. Explosion and Shock Waves, 1986(1): 73-81.

## Time Precision Synchronization in Simultaneous Measurement of Dynamic Emissivity and Radiance

LIU Shenggang, LI Jiabo, LI Jun, XUE Tao,  
WANG Xiang, WENG Jidong, LI Zeren

(Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang 621999, China)

**Abstract:** In this paper we analyzed the shock wave breakout time shift at the sample/window due to the flyer velocity shift and the time sequence relationship in the simultaneous measurement of the dynamic emissivity and the radiance. Then, we designed the fiber pins with a total reflection coating film at their edges to trigger the illumination pulse laser. The distance between the fiber pins and the sample was designed elaborately and the design residue was analyzed briefly. In the tests of two shots, the expected flyer velocity was 4.1 km/s and the measured velocity shift of the flyer was 70 m/s and 210 m/s respectively, but the dynamic emissivity signals were successfully superimposed on the thermal radiation of the sample/window interface at the time expected, and the time sequence controlling satisfied the demand of the simultaneous measurement experiments.

**Keywords:** dynamic emissivity; radiance; simultaneous measurement; time precision synchronization

# 快速增压法研究温度对铝和氯化钠 Grüneisen参数的影响<sup>\*</sup>

王君龙, 刘秀茹, 张林基, 何竹, 洪时明

(西南交通大学物理科学与技术学院, 材料先进技术教育部重点实验室, 四川成都 610031)

**摘要:**根据Grüneisen状态方程导出的偏导关系式 $\gamma=(K_s/T)(\partial T/\partial p)_s$ (其中 $K_s$ 是绝热体积弹性模量),采用快速增压方法结合中值定理分别在297~494 K和312~608 K温度范围内研究了铝和氯化钠的Grüneisen参数 $\gamma$ 随温度的变化关系。在平面对顶压砧模具上设计了内加热的样品组装方式,测量了不同温度下快速增压过程中样品的温升曲线和压力变化曲线,并对温升曲线进行了温度修正,使所得结果更接近绝热压缩过程。实验结果表明:铝和氯化钠在实验温度范围内、压力分别为2.17 GPa和1.46 GPa下,其 $\Delta T/\Delta p$ 值随着温度的升高而增大; $\gamma$ 值随着温度的升高表现为波动的变化趋势,与温度没有明显的变化关系。

**关键词:**Grüneisen参数; 高温高压; 快速增压; 氯化钠; 铝

**中图分类号:** O522.2; O521.22      **文献标识码:** A

Grüneisen参数(即 $\gamma$ 参数)是凝聚态物质的一个重要参数,对于研究物质的热力学性质、弹性和非谐振性有重要意义<sup>[1]</sup>。在研究凝聚态物质高温高压特性时, $\gamma$ 参数将弹性性质与热力学性质联系起来,为研究多种热力学量的高温高压效应和建立物质的状态方程提供了重要途径<sup>[1-2]</sup>。在地球物理研究中, $\gamma$ 参数与地球内部压力、温度有关,其取值直接影响到由地震波和高温高压实验数据推断地球深部的可能物质组成及热力学状态的结果<sup>[3]</sup>。

1912年,德国物理学家Grüneisen提出一种描述物质热贡献的特性方程,即Grüneisen状态方程

$$p - p_c = (\gamma/V)(E - E_c)_V \quad (1)$$

式中: $p$ 和 $E$ 表示热压、热能, $p_c$ 和 $E_c$ 表示冷压、冷能, $V$ 表示比容。并将参数 $\gamma$ 定义为

$$\gamma = V(\partial p / \partial E)_V \quad (2)$$

式中:下标 $V$ 表示定容, $\partial p / \partial E$ 表示压强随内能的变化率。因此 $\gamma$ 也被称为Grüneisen参数<sup>[1,4]</sup>。根据Grüneisen状态方程,如果冷压 $p_c$ 、冷能 $E_c$ 和 $\gamma$ 参数已知,则可确定材料的状态方程。随后人们发展了多种理论和实验方法获取 $\gamma$ 参数<sup>[1-2]</sup>。在理论方面,人们利用分子动力学、晶格动力学、统计力学等方法对 $\gamma$ 参数进行了大量研究,提出了多种 $\gamma$ 参数表达式<sup>[2,5-9]</sup>。然而通过不同理论获得的 $\gamma$ 数据存在较大差别,理论方法求出的 $\gamma$ 数据还存在模型难以检验等问题<sup>[10]</sup>。在实验方面,人们利用超声测量技术、热弹性应力技术、快速增压技术等手段对 $\gamma$ 参数进行了大量研究<sup>[11-16]</sup>。快速增压技术是Boehler等<sup>[17-18]</sup>根据Grüneisen微分方程导出的关系式((3)式)提出的一种测量 $\gamma$ 参数的实验方法

$$\gamma = \frac{K_s}{T} (\partial T / \partial p)_s \approx \frac{K_s}{T} (\Delta T / \Delta p)_s \quad (3)$$

\* 收稿日期: 2017-06-03; 修回日期: 2017-06-21

基金项目: 中央高校基本科研业务费资助课题(2682016CX065, 2682014ZT31)

作者简介: 王君龙(1991—), 男, 硕士研究生, 主要从事高压物理研究. E-mail: jlwang@my.swjtu.edu.cn

通信作者: 刘秀茹(1981—), 女, 博士, 副教授, 主要从事高压下亚稳材料的制备与相变研究.

E-mail: xrliu@swjtu.edu.cn

何竹(1976—), 女, 博士, 讲师, 主要从事高压物理研究. E-mail: zhuhe@swjtu.edu.cn

式中:  $K_S$  表示绝热体积弹性模量, 下标 S 表示绝热过程,  $\partial T / \partial p$  表示温度随压强的变化率,  $\Delta T / \Delta p$  表示温度与压力的增幅比。该方法要求满足两个条件: 一是增压速率尽可能快, 以接近绝热压缩过程; 二是增压幅度尽可能小, 使  $\Delta T / \Delta p$  更接近其瞬时变化率  $\partial T / \partial p$ <sup>[17-18]</sup>。Boehler 等<sup>[13]</sup> 使用该方法测量了一些流体物质、氯化钠和铅、铜、铁等金属物质的  $\gamma$  值。这种实验方法的局限性主要在于增压幅度  $\Delta p$  越小,  $\Delta T$  测量结果的不确定度越大。针对这一局限性, 本课题组提出了大幅度增压结合中值定理的方法测量  $\gamma$  参数<sup>[19-20]</sup>。快速增压过程中温度随压力的变化关系  $T(p)$  可以用二次曲线拟合, 根据微分中值定理, 曲线中点处切线的斜率  $\partial T / \partial p$  等于二次曲线起点和终点对应的  $\Delta T / \Delta p$ , 此时  $\partial T / \partial p$  与  $\Delta T / \Delta p$  不再是接近, 而是相等的关系。因此, 通过测量大幅度快速增压过程中温度和压力的变化值  $\Delta T$ 、 $\Delta p$ , 就可以得到中点压力下温度随压力的瞬时变化率  $\partial T / \partial p$ , 代入(3)式即可求得中点压力、温度下的  $\gamma$  值。由于大幅度增压过程中  $\Delta T$  和  $\Delta p$  的有效位数增加, 使测量结果更加精确。本课题组在常温高压下采用大幅度增压结合中值定理的方法测量了氯化钠、铜、铁、铅等物质的  $\gamma$  参数<sup>[19-22]</sup>。

关于温度对铝  $\gamma$  参数的影响, 理论和实验方面都有文献报道<sup>[23-25]</sup>。Tolpadi 等<sup>[23]</sup> 用晶格动力学方法计算了常压下铝在 30~300 K 之间的  $\gamma$  值, 发现随着温度的升高  $\gamma$  值先减小, 后保持不变接近常数 1.7。Bandyopadhyay 等<sup>[14]</sup> 通过热力学方法计算了 89~300 K 之间铝  $\gamma$  值的变化情况, 发现其在 150~300 K 范围内与温度没有明显的变化关系。Gauster 等<sup>[12]</sup> 利用热弹性应力技术测量了铝在 5~290 K 之间的  $\gamma$  值, 结果表明其在实验温度范围内接近常数 1.7。上述报道都是在室温以下研究温度对铝  $\gamma$  参数的影响, 为了进一步了解温度对  $\gamma$  参数的影响, 有必要开展室温以上铝  $\gamma$  值的测量。

关于温度对氯化钠  $\gamma$  参数的影响, Spetzler 等<sup>[26]</sup> 通过超声技术测量了 0~0.8 GPa 范围内 573、823、1073 K 温度下的  $\gamma$  值, 结果表明随着温度的增加氯化钠的  $\gamma$  值减小, 但其变化幅度很小。Boehler 等<sup>[27]</sup> 通过快速增压法研究了氯化钠在 0~5 GPa、298~1073 K 范围内  $\gamma$  值的变化情况, 发现随着温度的增加  $\gamma$  值在 1.6 附近, 但  $\gamma$  值随压力变化明显, 随着压力的增加而减小。Birch 等<sup>[15]</sup> 利用超声和冲击波等实验获得的数据推测了 0~3 GPa、298~773 K 范围内  $\gamma$  值的变化情况, 发现随着温度的增加  $\gamma$  值没有明显的变化。蔡灵仓等<sup>[28]</sup> 采用分子动力学方法研究了氯化钠在 0~60 GPa、298~1073 K 范围内  $\gamma$  值的变化情况, 结果表明在该范围内温度变化对  $\gamma$  值影响小,  $\gamma$  值随着压力的增加而减小。综上, 文献中关于温度对氯化钠  $\gamma$  参数影响的结论基本一致, 即  $\gamma$  值对温度变化不敏感<sup>[27-29]</sup>。

本研究采用大幅度增压结合中值定理的方法测量不同温度下铝和氯化钠的  $\gamma$  参数, 进一步验证  $\gamma$  参数与温度的变化关系。在本课题组前期工作的基础上, 设计了内加热的样品组装方式, 采用大幅度增压结合中值定理的方法测量铝在 297~494 K 和氯化钠在 312~608 K 温度范围内的  $\gamma$  参数, 讨论温度对铝和氯化钠  $\gamma$  参数的影响。

## 1 实验方法

$\gamma$  参数测量实验在快速增压装置上进行<sup>[19]</sup>, 使用的高压模具为端面直径 26 mm 的硬质合金平面对顶压砧, 样品组装详见图 1。封垫兼传压介质由上、下两片叶蜡石组成。样品为直径 4 mm、厚 1 mm 的氯化钠(成都科龙化工试剂厂, 纯度 99.995%)和铝(上海阿拉丁生化科技股份有限公司, 纯度 99%)圆片。将两片样品叠放在叶蜡石中心孔即样品腔内。石墨片放在内、外两层云母片中间, 并用铜箔连接, 用于加热样品。位于石墨片和样品中间的云母片的作用是电绝缘和阻止快速增压过程中样品的热量损失。位于石墨片和压砧中间的云母片的作用是电绝缘和绝热。K 型热电偶(NiCr-NiSi 材质)安放

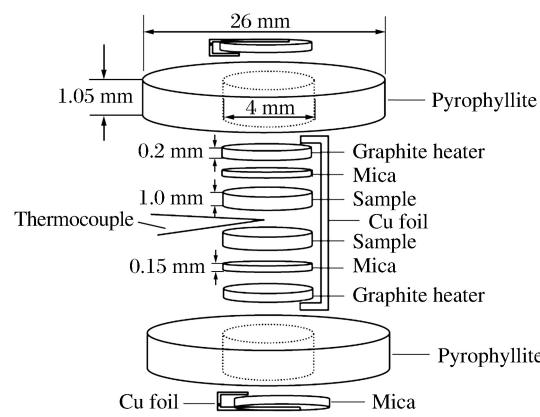


图 1 样品组装示意

Fig. 1 Diagram of sample assembly

在两片样品中间,用于测量样品温度。使用记录仪(GRAPHTEC GL900)同时记录快速增压过程中的油压和样品温度信号。利用铋在2.55 GPa的相变点对样品腔内的压力进行标定,通过标定的公式将油压换算成样品腔内的压力。铝和氯化钠的标定结果依次为(其中 $p_{\text{oil}}$ 表示油压)

$$p(\text{GPa}) = -0.18149 + 0.20170 p_{\text{oil}}(\text{MPa}) \quad (4)$$

$$p(\text{GPa}) = -0.15154 + 0.16840 p_{\text{oil}}(\text{MPa}) \quad (5)$$

实验过程中先将样品加热到一定温度,然后实施快速增压,记录快速增压过程中样品的温升曲线和压力变化曲线,采用(6)式计算出中点压力及温度( $p_m, T_m$ )对应的 $\gamma$ 值

$$\gamma = (K_s/T_m)(\Delta T/\Delta p)_s \quad (6)$$

本研究主要讨论温度对 $\gamma$ 参数的影响,为了避免压力不同引起 $\gamma$ 值变化,快速增压实验设置的起始压力和压力上限是相同的,使不同温度下测量的 $\gamma$ 值对应的压力(即快速增压的中点压力)尽量一致。样品铝和氯化钠的中点压力分别为 $p_m = (2.17 \pm 0.17) \text{ GPa}$ 和 $p_m = (1.46 \pm 0.08) \text{ GPa}$ 。

## 2 实验结果与讨论

本研究测量了6个不同温度下铝的 $\gamma$ 参数,分别在室温及331、380、391、443、479 K下对样品铝进行快速增压,记录在快速增压和保压过程中样品的温度、压力随时间的变化曲线。实验过程中,热电偶测量点位于样品铝中心,热电偶温度上升的主要原因是样品经绝热压缩后温度上升,通过热传导使热电偶测量点的温度上升,因此热电偶测量的温度为样品的温度。热电偶直径为0.2 mm,由于测温点的质量小,可以忽略绝热压缩引起的热电偶温升效应。此外,本研究使用的是NiCr-NiSi材质的K型热电偶,关于压力对其测量温度的影响,普遍认为这种热电偶的性质与NiCr-NiAl材质的K型热电偶十分接近,在700 °C以下NiCr-NiAl热电偶的压力效应可以忽略不计<sup>[30-31]</sup>。本实验的温度在700 °C以下,因此未考虑压力对热电偶测量温度的影响。

图2(a)为室温下快速增压过程中记录的样品铝的温度、压力随时间变化曲线,可以看出,压力和温度在数十毫秒内上升到最高点。在随后的保压过程中,尽管压力不变,温度却随着时间不断下降,温度下降曲线在各点的一阶导数反映了体系因热传导而引起的降温速率。原理上,通过实验记录的温升曲线 $T(t)$ 和升压曲线 $p(t)$ 可以得出 $T(p)$ 曲线,但由于增压时间比较短,温度上升比压力稍滞后,导致 $T(p)$ 曲线的准确性受影响,因此我们没有采用对 $T(p)$ 曲线求导的方法获得 $\partial T/\partial p$ ,而使用中值定理的方法计算中点压力和温度对应的 $\gamma$ 值<sup>[19]</sup>。为了使计算结果更加符合绝热压缩过程,数据处理过程中采用了温度修正,即分析保压过程中的降温曲线,提取出热传导引起的样品温度下降信息,通过积分推算出升温过程中由于热量散失而引起的温度差,然后对升温曲线进行温度补偿<sup>[20]</sup>。实验记录的温升曲线和修正后的温升曲线如图2(b)所示,修正后的温度值比实验记录的温度值略高,并且其差值随着温度的升高而增大。根据压力上升曲线及修正后的温升曲线,分别得出 $\Delta p = 3.27 \text{ GPa}$ 和 $\Delta T = 20 \text{ K}$ ,如表1所示,其中 $T_1$ 、 $T_2$ 分别为起始温度和终点温度。绝热体积弹性模量 $K_s$ 的取值参考了Sutton和Schmunk等的实验结果,即常温常压下 $K_s = 76.4 \text{ GPa}$ 、 $dK_s/dp = 5.19$ 、 $dK_s/dT = -0.0475 \text{ GPa/K}$ <sup>[32-33]</sup>,推算获得中点压力、温度(2.30 GPa、297 K)下 $K_s = 88.16 \text{ GPa}$ ,最后代入(6)式计算出铝的 $\gamma$ 值为1.82(见表1)。

图2(c)给出了380 K温度下快速增压过程中 $T(t)$ 和 $p(t)$ 测量曲线。与常温下(见图2(a))相比,压力到达最高点比温度到达最高点的时间滞后得更多,我们推测这是由于高温状态下样品的散热比常温时快。对温升曲线进行修正时,其温度范围为从起始温度(即380 K)到最高温度。修正前、后的温升曲线如图2(d)所示,与常温下快速增压过程的温度修正曲线(见图2(b))相比,高温下温升曲线的温度修正幅度更大。根据压力上升曲线及修正后的温升曲线,分别得出 $\Delta p = 3.68 \text{ GPa}$ 和 $\Delta T = 26 \text{ K}$ 。绝热体积弹性模量 $K_s$ 参考了Sutton和Schmunk等的实验结果,即常温常压下 $K_s = 76.4 \text{ GPa}$ 、 $dK_s/dp = 5.19$ 、 $dK_s/dT = -0.0475 \text{ GPa/K}$ <sup>[32-33]</sup>,推算获得中点压力、温度(2.0 GPa、393 K)下 $K_s = 82.04 \text{ GPa}$ ,最后代入(6)式计算出对应的 $\gamma$ 值为1.48。采用相同的数据处理方法得到其他4组实验对应的 $\gamma$ 值,实验参数及结果如表1所示。

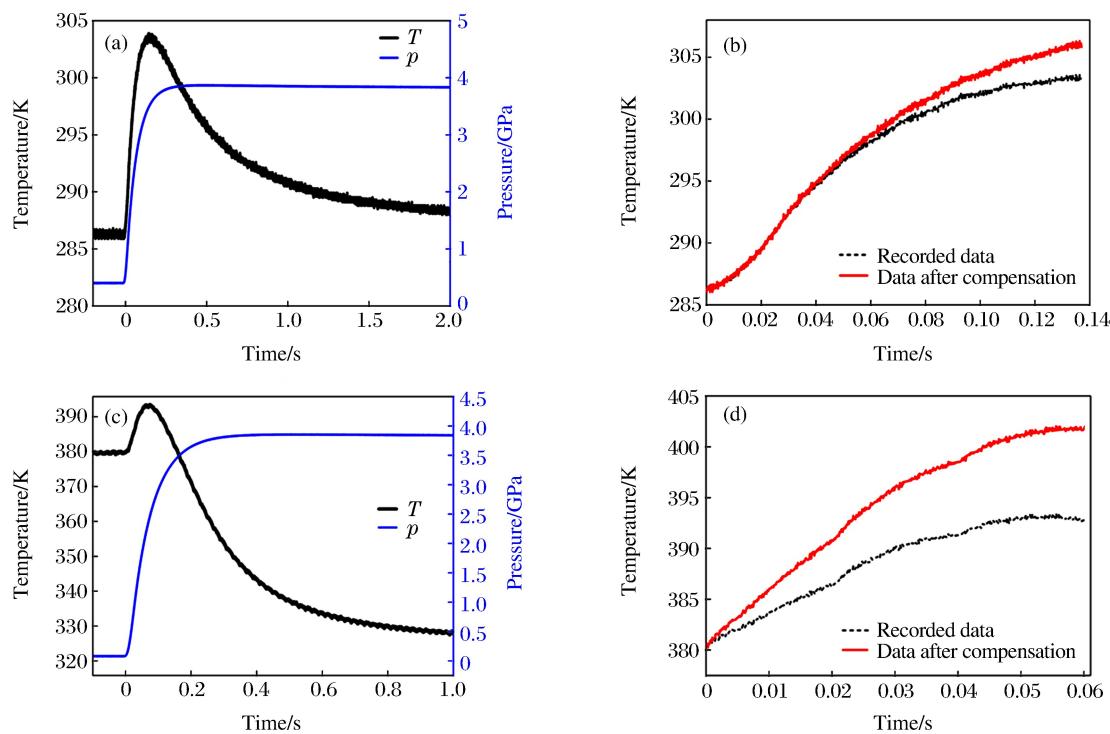


图2 室温下快速增压过程中样品铝的压力、温度随时间变化曲线(a), 以及修正前、后的温升曲线(b);

380 K 温度下快速增压过程中样品铝的压力、温度随时间变化曲线(c), 以及修正前、后的温升曲线(d)

Fig. 2  $T(t), p(t)$  curves of Al during rapid compression at room temperature (a) and the recorded and corrected  $T(t)$  curves (b);  $T(t), p(t)$  curves of Al during rapid compression at 380 K (c) and the recorded and corrected  $T(t)$  curves (d)表1 样品铝的实验参数及 $\gamma$ 值Table 1 Experimental parameters and  $\gamma$  values of Al

No.	$T_1/$ K	$T_2/$ K	$T_m/$ K	$\Delta p/$ GPa	$p_m/$ GPa	$K_s^{[32-33]}/$ GPa	$\frac{\Delta T}{\Delta p}/(K \cdot GPa^{-1})$	$\gamma$
1	287	307	297	3.27	2.30	$88.16 \pm 0.21$	$6.12 \pm 0.14$	$1.82 \pm 0.05$
2	331	357	344	3.68	2.17	$85.25 \pm 0.20$	$7.07 \pm 0.16$	$1.75 \pm 0.04$
3	380	406	393	3.68	2.00	$82.04 \pm 0.20$	$7.07 \pm 0.16$	$1.48 \pm 0.04$
4	391	417	404	3.64	2.10	$82.04 \pm 0.20$	$7.14 \pm 0.16$	$1.45 \pm 0.04$
5	443	469	456	3.49	2.23	$80.24 \pm 0.19$	$7.45 \pm 0.17$	$1.31 \pm 0.03$
6	479	509	494	3.46	2.19	$78.23 \pm 0.19$	$8.67 \pm 0.20$	$1.37 \pm 0.03$

如前所述,为了研究温度对铝 $\gamma$ 参数的影响,我们使不同温度下的快速增压实验对应的中点压力尽量一致,即 $p_m = (2.17 \pm 0.17)$  GPa。由于快速增压实验设备(含油压系统、压力和温度传感器等)自身精度的限制,使实验结果存在误差。过去在相同设置下多次重复实验所记录的数据表明,压力增幅和温度增幅的相对误差分别为4.4%和2.1%。压标物质铋的I-II相变压力为 $(2.55 \pm 0.006)$  GPa,即相对误差为0.24%<sup>[34]</sup>。误差分析时,考虑了压力误差对绝热体积弹性模量 $K_s$ 的影响,忽略了温度误差对 $K_s$ 的影响。综合以上因素,得出 $K_s$ 、 $\Delta T/\Delta p$ 、 $\gamma$ 误差线,如表1所示。图3(a)和图3(b)分别给出了2.17 GPa压力下铝的 $\Delta T/\Delta p$ 和 $\gamma$ 参数随温度的变化曲线,其中: $\Delta T/\Delta p$ 值随着温度的升高而增加; $\gamma$ 值随着温度的升高先减小后小幅增大,表现为波动的变化趋势。图3(b)还给出了文献报道的铝 $\gamma$ 值在常压下随温度的变化数据。由于压力对铝 $\gamma$ 值的影响较大<sup>[18,35]</sup>,不同压力下获得的 $\gamma$ 值不同,本研究主要对比温度对铝 $\gamma$ 参数的影响。结合文献报道<sup>[12,14,23]</sup>和实验结果,我们认为保持压力不变、在低于500 K的温度范围内,随着温度的升高铝的 $\gamma$ 值表现为波动性,与温度不存在明显的变化关系。但值得

注意的是在297~456 K温度范围内,铝 $\gamma$ 值与温度有较明显的负相关性,减小幅度约为0.23/100 K。与压力误差引起的 $\gamma$ 参数变化量相比,该值不能忽略,后续工作中将结合理论计算探讨这种负相关性的机理。热压和热能可以分解为晶格振动和电子热运动的贡献,相应地 $\gamma$ 参数也可以分解为晶格 $\gamma$ 参数和电子热运动 $\gamma$ 参数两部分。100 K以下铝 $\gamma$ 参数的低温数据也出现负相关性,一般认为这可能是由于温度对金属铝价电子热运动贡献的影响<sup>[14]</sup>。

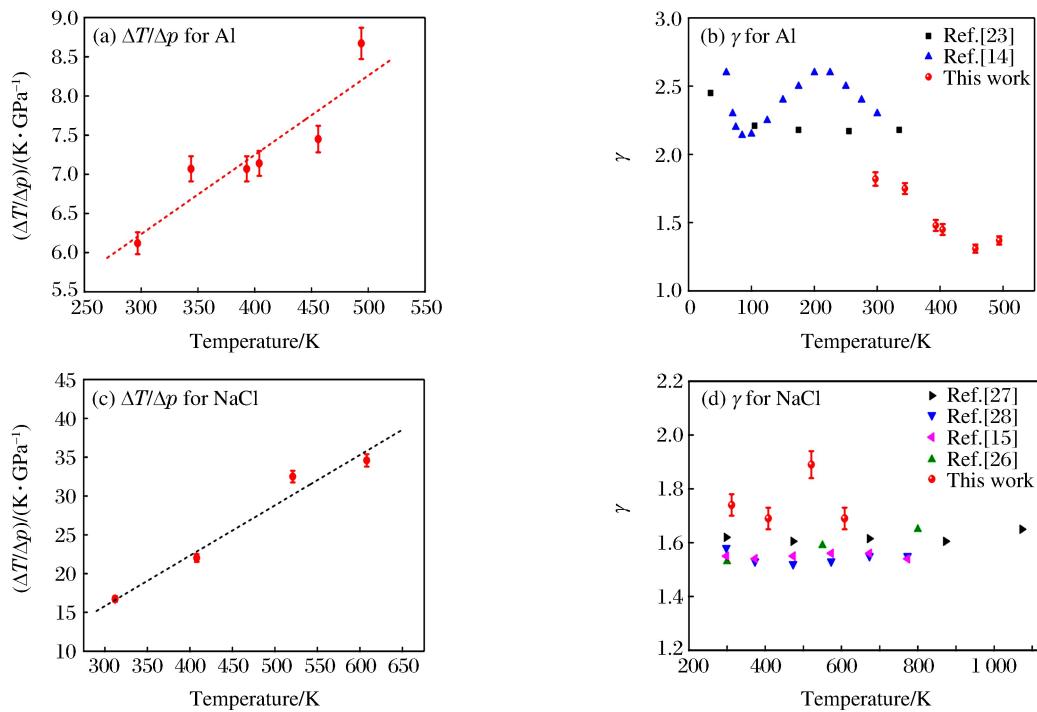


图3 样品铝及氯化钠的 $\Delta T/\Delta p$ 、 $\gamma$ 随温度变化关系

Fig. 3 Temperature dependence of  $\Delta T/\Delta p$  and  $\gamma$  for Al and NaCl

类似地,我们测量了不同温度下氯化钠的 $\gamma$ 值,分别在291、385、488和566 K下对氯化钠样品进行快速增压实验。记录快速增压过程中样品的温度、压力上升曲线,中点压力为 $(1.46 \pm 0.08)$  GPa。图4(a)和图4(c)分别是在室温和488 K下施加快速增压时,记录的样品温度、压力随时间的变化曲线 $T(t)$ 和 $p(t)$ 。与图4(a)相比,图4(c)中压力到达最高点比温度到达最高点的时间滞后得更多,可能是由于高温状态下样品的散热比常温时快。参照保压过程中样品温度下降曲线,对增压过程中的温升曲线进行温度修正。两组实验修正前、后的温升曲线分别如图4(b)和图4(d)所示。与图4(b)相比,高温下温升曲线(见图4(d))的温度修正幅度更大。根据压力上升曲线及修正后的温升曲线分别计算出 $\Delta p$ 和 $\Delta T$ ,代入(6)式计算得到1.46 GPa下332 K和553 K对应的 $\gamma$ 值分别为1.74、1.89。绝热体积弹性模量 $K_s$ 参考了Spetzler等的计算结果,即常温常压下 $K_s = 25.2$  GPa、 $dK_s/dp = 5.25$ 、 $dK_s/dT = -0.01113$  GPa/K<sup>[26]</sup>,推算获得相应的 $K_s$ 值。不同温度下4组实验数据及计算得到的 $\gamma$ 值如表2所示,采用与铝相似的误差分析方法,给出了 $K_s$ 、 $\Delta T/\Delta p$ 、 $\gamma$ 误差线,如表2和图3(c)、图3(d)所示。

图3(c)和图3(d)分别给出了氯化钠的 $\Delta T/\Delta p$ 、 $\gamma$ 参数随温度的变化关系。图3(c)中 $\Delta T/\Delta p$ 值随着温度的升高而增大,与Boehler等<sup>[27]</sup>报道的常压下 $\Delta T/\Delta p$ 值随温度的变化趋势是一致的。图3(d)中,随着温度的升高 $\gamma$ 值在1.74附近波动,与温度没有明显的变化关系。图3(d)还给出了文献报道的氯化钠 $\gamma$ 参数随温度变化的结果。由于压力对氯化钠的 $\gamma$ 值影响较大<sup>[15]</sup>,不同压力下获得的 $\gamma$ 值不同<sup>[15,28]</sup>,本研究主要对比温度对氯化钠 $\gamma$ 参数的影响。关于温度对 $\gamma$ 值的影响,本研究结论与文献报道<sup>[15,26-28]</sup>基本一致,即当压力一定时,在312~608 K范围内氯化钠的 $\gamma$ 值随温度的变化而波动,但与温度没有明显的变化关系,由此推测温度对氯化钠 $\gamma$ 参数的影响比较弱。

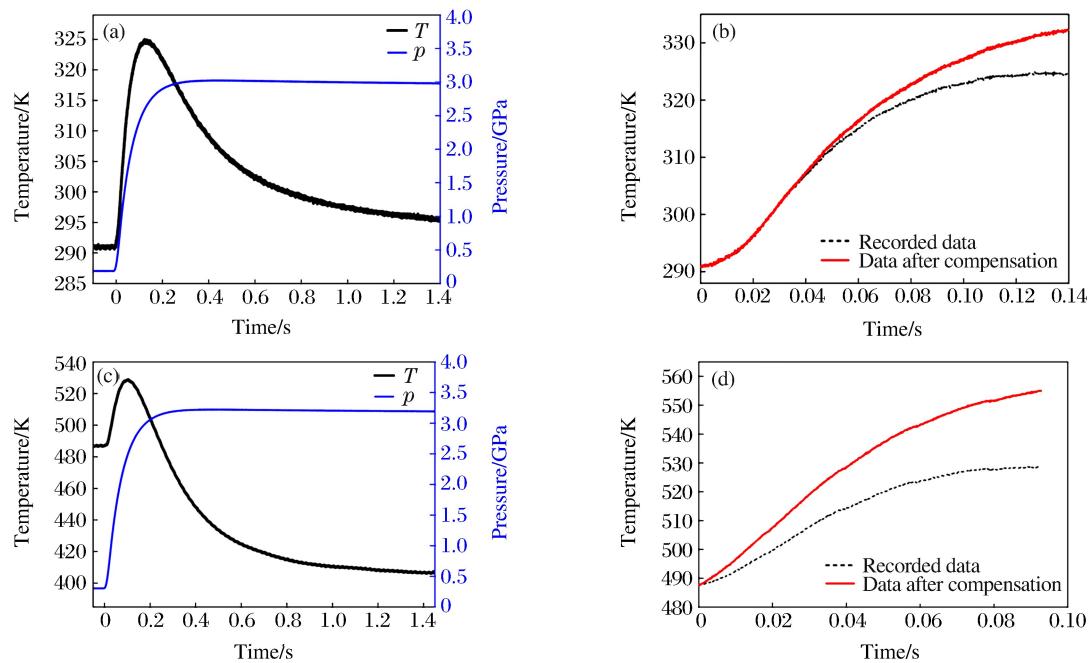


图4 室温下快速增压过程中氯化钠样品的压力、温度随时间变化曲线(a),以及修正前、后的温升曲线(b); 488 K温度下快速增压过程中氯化钠样品的压力、温度随时间变化曲线(c),以及修正前、后的温升曲线(d)

Fig. 4  $T(t), p(t)$  curves of NaCl during rapid compression at room temperature (a) and the recorded and corrected  $T(t)$  curves (b);  $T(t), p(t)$  curves of NaCl during rapid compression at 488 K (c) and the recorded and corrected  $T(t)$  curves (d)

表2 样品氯化钠的实验参数及 $\gamma$ 值

Table 2 Experimental parameters and  $\gamma$  value of NaCl

No.	$T_1/$ K	$T_2/$ K	$T_m/$ K	$\Delta p/$ GPa	$p_m/$ GPa	$K_s^{[26]}/$ GPa	$\frac{\Delta T}{\Delta p}/$ (K · GPa <sup>-1</sup> )	$\gamma$
1	291	332	312	2.45	1.43	$32.54 \pm 0.08$	$16.73 \pm 0.38$	$1.74 \pm 0.04$
2	385	431	408	2.09	1.42	$31.42 \pm 0.08$	$22.01 \pm 0.51$	$1.69 \pm 0.04$
3	488	553	521	2.00	1.46	$30.41 \pm 0.07$	$32.50 \pm 0.75$	$1.89 \pm 0.05$
4	566	649	608	2.40	1.54	$29.70 \pm 0.07$	$34.58 \pm 0.80$	$1.69 \pm 0.04$

根据 Grüneisen 参数的基本定义式  $\gamma = V(\partial p / \partial E)_V$ , 内能  $E$  通常正比于温度  $T$ ,  $\gamma$  参数提供了一座连接压力  $p$  和温度  $T$  的桥梁, 相应地  $\gamma$  也应该是压力  $p$  和温度  $T$  的函数。高温高压条件下  $\gamma$  参数的测量方法大多是通过测量热力学参数的间接测量, 不同的理论模型推导出的  $\gamma$  参数计算公式适用于不同类型的固体材料和不同的物理过程。本研究采用快速增压法测量不同温度下的  $\gamma$  参数, 探索高温高压下  $\gamma$  参数的演变过程, 对研究物质的高温高压状态方程有一定的参考价值。关于  $\gamma$  参数与温度的相关性, 今后还需要在更宽的温度范围内展开研究。

### 3 结 论

采用快速增压方法分别在 297~494 K 和 312~608 K 温度范围内研究了温度对铝和氯化钠  $\gamma$  参数的影响。在平面对顶压砧模具上设计了内加热的样品组装方式, 测量了不同温度下快速增压过程中样品的温升曲线及压力变化曲线。利用保压过程中样品温度下降曲线, 对温升曲线进行了温度修正, 使所得结果更接近绝热压缩过程。实验中发现, 快速增压的起始温度越高, 压力到达最高点比温度到达最高点的时间滞后得越多, 温升曲线的温度修正幅度越大, 推测其原因是高温状态下样品的散热更快。实验结果表明, 铝和氯化钠在实验温度范围内、中点压力分别为 2.17 GPa 和 1.46 GPa 下, 其  $\Delta T / \Delta p$  值随着温度的升高而增加,  $\gamma$  参数随着温度的升高表现为波动的变化趋势, 与温度没有明显的变化关系。

## 参考文献:

- [1] 经福谦. 实验物态方程导引 [M]. 第2版. 北京:科学出版社,1999:25-29.  
JING F Q. Introduction to experimental equation of state [M]. 2nd ed. Beijing:Science Press,1999:25-29.
- [2] 吴强. 金属材料高压物态方程及 Grüneisen系数的研究 [D]. 绵阳:中国工程物理研究院,2004:69-79.  
WU Q. Studies on equation of state and Grüneisen parameter for metals at high pressures and temperatures [D]. Mianyang:China Academy of Engineering Physics,2004:69-79.
- [3] 谢鸿森. 地球深部物质科学导论 [M]. 北京:科学出版社,1997:104-110.  
XIE H S. Introduction to earth interior material science [M]. Beijing:Science Press,1997:104-110.
- [4] 汤文辉,张若棋. 物态方程理论及计算概论 [M]. 北京:高等教育出版社,2008:1-306.  
TANG W H,ZHANG R Q. Introduction to theory and calculation of equation of state [M]. Beijing:Higher Education Press,2008:1-306.
- [5] IRVINE R D,STACEY F D. Pressure dependence of the thermal Grüneisen parameter, with application to the Earth's lower mantle and outer core [J]. Physics of the Earth and Planetary Interiors,1975,11:157-165.
- [6] 张万箱. 固体的特征频率及系数的普遍表达式 [J]. 物理学报,1984,33(8):1120-1128.  
ZHANG W X. General expressions of the characteristic frequency and Grüneisen coefficient for solids [J]. Acta Physica Sinica,1984,33(8):1120-1128.
- [7] QUAREN F,MULARGIA F. The validity of the common approximate expressions for the Grüneisen parameter [J]. Geophysical Journal International,1988,93:505-519.
- [8] VASCHENKO V Y,ZUBAREV V N. Concerning the Grüneisen constant [J]. Soviet Physics-Solid State,1963,5:653-655.
- [9] VÓCADLO N L,PRICE G D. The Grüneisen parameter—computer calculations via lattice dynamics [J]. Physics of the Earth and Planetary Interiors,1994,82(3):261-270.
- [10] ANDERSON O L. The Grüneisen ratio for the last 30 years [J]. Geophysical Journal International,2000,143(2):279-294.
- [11] WU Q,JING F Q,LI X Z. Behaviour of Grüneisen parameter at high pressure and temperature inferred from shock compression data [J]. Applied Physics Letters,2002,19(4):528-530.
- [12] GAUSTER W B. Low-temperature Grüneisen parameters for silicon and aluminum [J]. Physical Review B,1971,4(4):1288-1296.
- [13] BOEHLER R,RAMAKRISHNAN J. Experimental results on the pressure dependence of the Grüneisen parameter:a review [J]. Journal of Geophysical Research: Atmospheres,1980,85(B12):6996-7002.
- [14] BANDYOPADHYAY J,GUPTA K P. Low temperature lattice parameters of Al and Al-Zn alloys and Grüneisen parameter of Al [J]. Cryogenics,1978,18(1):54-55.
- [15] BIRCH F. Equation of state and thermodynamic parameters of NaCl to 300 kbar in the high-temperature domain [J]. Journal of Geophysical Research,1986,91(B5):4949-4954.
- [16] 王筑明,谢鸿森,郭捷,等. 高压下铝的 Grüneisen参数的实验测量 [J]. 高压物理学报,1998,12(1):54-58.  
WANG Z M,XIE H S,GUO J,et al. Measurement of Grüneisen parameter of aluminium at high pressure [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics,1998,12(1):54-58.
- [17] BOEHLER R,GETTING I C,KENNEDY G C. Grüneisen parameter of NaCl at high compressions [J]. Journal of Physics and Chemistry of Solids,1977,38(3):233-236.
- [18] RAMAKRISHNAN J,BOEHLER R, HIGGINS G H,et al. Behavior of Grüneisen parameter of some metals at high pressures [J]. Journal of Geophysical Research,1978,83(B7):3535-3538.
- [19] HONG S M,CHEN L Y,LIU X R,et al. High pressure jump apparatus for measuring Grüneisen parameter of NaCl and studying metastable amorphous phase of poly (ethylene terephthalate) [J]. Review of Scientific Instruments,2005,76(5):053905.
- [20] 陈丽英. 快速大幅度增压法测量 NaCl 的 Grüneisen 参数 [D]. 成都:西南交通大学,2006.  
CHEN L Y. Measuring Grüneisen parameter of NaCl by double-quick and larger range comperssion [D]. Chengdu: Southwest Jiaotong University,2006.
- [21] HUANG D H,LIU X R,SU L,et al. Measuring Grüneisen parameter of lead by pressure-jump method [J]. Chinese Physics Letters,2007,24(8):2441-2443.
- [22] HUANG D H,LIU X R,SU L,et al. Measuring Grüneisen parameter of iron and copper by an improved pressure-jump method [J]. Journal of Physics D: Applied Physics,2007,40:5327-5330.
- [23] TOLPAIDI S. Isobaric and isochoric Grüneisen parameters of Al and Cu [J]. Solid State Communications,1975,16(7):937-939.

- [24] HUZAN E, ABBISS C P, JONES G O. Thermal expansion of aluminium at low temperatures [J]. Philosophical Magazine, 1961, 6(62): 277-285.
- [25] SINGH V P, HEMKAR M P. Dynamical study for the Grüneisen parameters in FCC metals [J]. Journal of Physics F: Metal Physics, 1977, 7(5): 760-768.
- [26] SPETZLER H, SAMMIS C G, O'CONNELL R J. Equation of state of NaCl; ultrasonic measurements to 8 kbar and 800 °C and static lattice theory [J]. Journal of Physics and Chemistry of Solids, 1972, 33(9): 1727-1750.
- [27] BOEHLER R. Adiabats  $(\partial T / \partial P)_s$  and Grüneisen parameter of NaCl up to 50 kilobars and 800 °C [J]. Journal of Geophysical Research, 1981, 86(B8): 7159-7162.
- [28] CAI L C, CHEN Q F, CUI S X, et al. The Grüneisen parameter of NaCl at high pressures and temperatures: a molecular dynamics study [J]. Chinese Physics Letters, 2005, 22(2): 514-516.
- [29] CUI S X, CAI L C, HU H Q, et al. Melting behavior and the Grüneisen parameter of NaCl at high pressures: a molecular dynamical study [J]. International Journal of Modern Physics B, 2010, 24(3): 331-341.
- [30] CHENG V M, ALLEN P C, LAZARUS D. Pressure coefficient of thermoelectric power of platinum/platinum-10% rhodium and Chromel/Alumel thermocouples [J]. Applied Physics Letters, 1975, 26(1): 6-7.
- [31] 陈丽英. 快速增压发测量物质的等熵压缩曲线及 W-J 参数 [D]. 成都: 西南交通大学, 2014.  
CHEN L Y. Measuring of the isentropic compression curve and W-J parameter via a pressure jump method [D]. Chengdu: Southwest Jiaotong University, 2014.
- [32] SUTTON P M. The variation of the elastic constants of crystalline aluminum with temperature between 63 K and 773 K [J]. Physical Review B, 1953, 91(4): 816-821.
- [33] SCHMUNK R E, SMITH C S. Pressure derivatives of the elastic constants of aluminum and magnesium [J]. Journal of Physics and Chemistry of Solids, 1959, 9(2): 100-112.
- [34] 张书霞. 高温高压合成实验所用传压介质的研究 [D]. 成都: 四川大学, 2006.  
ZHANG S X. A study on pressure medium for high pressure and high temperature experiment [D]. Chengdu: Sichuan University, 2006.
- [35] ZHANG T, WU M Q, HE M, et al. A study and comparison of calculating Grüneisen parameter using different methods [J]. Advanced Materials Research, 2011, 146/147: 1102-1107.

## Effect of Temperature on Grüneisen Parameters of Aluminum and Sodium Chloride by Rapid Compression Method

WANG Junlong, LIU Xiuru, ZHANG Linji, HE Zhu, HONG Shiming

(School of Physical Science and Technology, Key Laboratory of Advanced Technologies of Materials, Ministry of Education of China, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China)

**Abstract:** In this work, we measured the Grüneisen parameter  $\gamma$  of aluminum in 297–494 K under 2.17 GPa and the  $\gamma$  of sodium chloride in 312–608 K under 1.46 GPa, based on the Grüneisen differential equation  $\gamma = (K_s/T)(\partial T / \partial p)_s$  (where  $K_s$  is the adiabatic elastic bulk modulus), combining the rapid compression method with the mean value theorem. A setup for internal heating was designed to produce high temperature in the sample chamber and the rapid compression on sample at different temperatures was carried out in a Bridgman anvil by a self-made rapid compression apparatus. The curves of temperature and pressure rise of the sample were recorded during rapid compression. For compensating the heat loss due to heat conduction, the temperature-rise curve was modified according to the cooling rate of the sample during the pressure-holding process. The temperature-rise curve after compensation is closer to that of adiabatic compression. It was found that for aluminum under 2.17 GPa and sodium chloride under 1.46 GPa, the  $\Delta T / \Delta p$  increases with the increasing temperature while the Grüneisen parameters fluctuate, showing no obvious relationship with temperature in the experimental temperature range.

**Keywords:** Grüneisen parameter; high temperature high pressure; rapid compression; NaCl; Al

# 反应气体驱动二级轻气炮发射特性 实验及数值计算<sup>\*</sup>

董 石, 孟川民, 谷 伟, 彭旭升, 张波涛, 肖元陆, 方茂林, 向耀民, 王 翔

(中国工程物理研究院流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理重点实验室, 四川 绵阳 621999)

**摘要:** 通过实验确定了 20/57 mm 构型反应气体驱动二级轻气炮的气体装填参数与弹丸动能的关系。实验结果表明, 反应气体驱动二级轻气炮的弹丸动能与气体反应化学能之间基本满足二次函数关系, 系统发射稳定性满足加载实验要求。发展了基于气体爆轰模型的计算方法, 通过数值计算获得了反应气体驱动二级轻气炮的发射特性, 弹丸速度的计算结果与实测结果吻合较好。

**关键词:** 气体反应; 二级轻气炮; 发射特性

**中图分类号:** O521.3      **文献标识码:** A

反应气体驱动二级轻气炮相对于传统火药驱动二级轻气炮具有燃气的平均分子质量小、声速高、发射能力强的特点, 且在运行过程中无需硝化棉、火帽、黑火药等火工品, 不会产生大量有毒有害气体, 是一种适应性优良、环境友好、高效的驱动技术, 具有广泛的应用前景。中国工程物理研究院流体物理研究所开展了反应气体驱动二级轻气炮的初步实验研究, 获得了 5.6 km/s 的发射能力<sup>[1]</sup>。对于实际应用而言, 气炮系统的发射特性是必须获取的数据, 关系到系统的整体设计和优化。到目前为止, 人们对基于火药驱动的二级轻气炮发射特性开展了大量的研究工作<sup>[2-6]</sup>, 而对于反应气体驱动二级轻气炮系统的发射特性实验及内弹道计算却未见公开报道。本研究在前期工作的基础上通过实验确定反应气体驱动二级轻气炮气体装填参数与弹丸速度的关系, 并通过数值方法对二级轻气炮活塞及弹丸的内弹道特性进行计算, 获取相关参数, 以期为新型反应气体驱动二级轻气炮技术优化和应用提供参考。

## 1 实验方法与结果

本实验在中国工程物理研究院流体物理研究所的 20/57 mm 构型(发射管直径  $d$  和泵管直径  $D$  分别为 20 和 57 mm)反应气体驱动二级轻气炮原型装置<sup>[1]</sup>上完成。实验时, 根据需要在反应室中加注适当摩尔比的可燃气体、工质气体及氧气, 采用压力传感器监测反应室气压, 根据分压定理计算组分气体的质量。气体加注完成后, 采用输出能量为 4 J 的高能热爆丝点火, 引发反应室内可燃气体和氧气反应释放能量, 使反应室内气体达到高温高压状态, 推动活塞压缩泵管中氢气, 进而加速弹丸至数千米每秒的速度。

弹丸炮口速度采用激光束遮断(Optical Beam Breakout, OBB)法<sup>[1]</sup>测量, 气体反应总释放能量根据可燃气体氧化反应方程式计算得到。本实验中, 可燃气体为氢气, 工质气体为氮气, 氢气和氧气采用摩尔比 2:1 加注, 氢氧反应激发能仅为 0.02 mJ, 以氢氧完全反应计算释放的化学能。实验结果列于表 1, 其中  $m_p$ 、 $u_p$  和  $E_p$  分别为弹丸的质量、速度和动能,  $E_c$  为气体反应化学能。

\* 收稿日期: 2018-03-21; 修回日期: 2018-06-19

基金项目: 国家自然科学基金委员会-中国工程物理研究院 NSAF 联合基金(U1230201)

作者简介: 董 石(1967—), 男, 主要从事动高压实验技术研究. E-mail: stones1967@126.com

通信作者: 王 翔(1968—), 男, 研究员, 主要从事动高压实验技术研究. E-mail: xiangwang\_102@126.com

表1 20/57 mm 反应气体驱动二级轻气炮实验数据

Table 1 Experimental details of 20/57 mm two-stage light gas gun driven by reactive gas

No.	D/mm	d/mm	$m_p/\text{g}$	$E_c/\text{MJ}$	$E_p/\text{MJ}$	$u_p/(\text{km} \cdot \text{s}^{-1})$
1	57	20	8.06	3.52	0.128	5.64
2	57	20	9.47	2.59	0.097	4.52
3	57	20	9.21	2.59	0.101	4.70
4	57	20	9.30	2.52	0.097	4.57
5	57	20	9.25	2.16	0.066	3.78
6	57	20	9.25	1.73	0.038	2.82

实验中弹丸质量存在少许差异,为了便于比较,以弹丸炮口动能作为表征参数与气体反应化学能关联,如图1所示。可见,气体反应化学能  $E_c$  与弹丸动能  $E_p$  呈二次函数关系;在低装填参数情况下,弹丸动能随着化学能增长而明显增大;但在较高装填参数情况下,弹丸动能增加速率明显放缓,这是由二级轻气炮的驱动原理决定的,即受推动弹丸的高温高压氢气的逃逸速度极限所限;随着弹丸动能的增加,弹丸速度逐步逼近系统的内弹道极限,此时即便减轻弹丸质量,增加驱动化学能,也无法显著提高弹丸速度。在破膜压力、活塞质量等其他运行条件基本相同的情况下,对于本研究的二级轻气炮系统,气体反应化学能与弹丸动能之间的关系可以用下式较好地拟合

$$E_p = -0.195 + 0.173E_c - 0.023E_c^2 \quad 0.038 \text{ MJ} < E_p < 0.128 \text{ MJ} \quad (1)$$

为了验证系统发射稳定性,进行了相同化学能条件下的多发实验,在化学能为 2.59 MJ 左右的条件下,弹丸出口动能相差不超过 5%,说明该系统的稳定性及重复性较好,满足加载实验要求。

## 2 数值计算

反应气体驱动二级轻气炮结构如图2所示,发射过程如下:反应室内气体反应释放能量,高温高压气体冲破膜片1推动活塞运动并压缩泵管中氢气;泵管中氢气达到一定压力(由膜片2的破膜压力决定)时,膜片2破裂,高温高压氢气推动弹丸运动直至发射过程结束。这是一个多级耦合过程,在计算中需要将活塞前后气体状态以及活塞、弹丸的运动状态联立,交替解算直至发射过程结束。

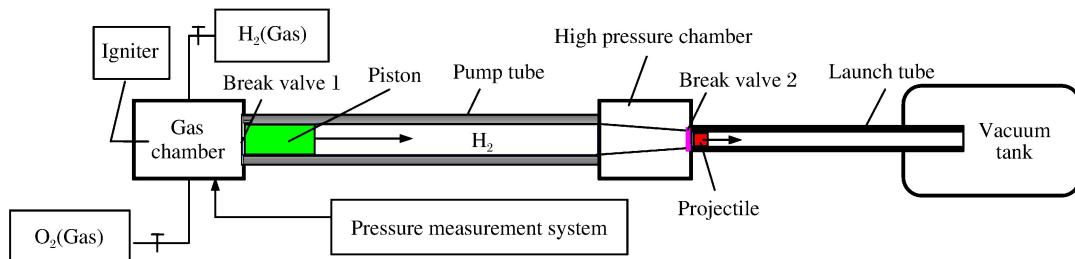


图2 反应气体驱动二级轻气炮结构示意

Fig. 2 Structure of two-stage light gas gun driven by reactive gas

基于火药驱动的二级轻气炮内弹道计算方法已较为成熟。本计算与传统火药驱动二级轻气炮内弹道计算的不同之处在于反应室(火药室)气体状态的处理方法。在火药驱动二级轻气炮内弹道模拟中,

活塞的运动从膜片1破裂后(取决于预设的膜片破裂压力)开始,此时火药室内火药有可能尚未燃尽,剩余火药在变容条件下继续燃烧产生燃气并推动活塞运动,这种情况可采用较成熟的火炮内弹道计算方法计算。气体反应存在燃烧、爆轰等情况。在燃烧情况下,由于燃烧火焰阵面的传播速度较慢,反应室内燃气压力取决于膜片1的破膜压力,膜片1的强度越强,破膜压力越高,燃烧越接近完全,燃气压力和温度亦越高;与燃烧情况不同,自持爆轰不受外界因素影响,爆轰驱动强度与膜片1的强度无关<sup>[7]</sup>,即以爆轰波阵面为间断面,反应室气体爆轰波前压力和温度保持初始状态,直至爆轰波阵面到达膜片使膜片破裂,膜片强度对气体参数不产生影响,膜片仅起到气体加注过程中的密封作用。本实验中氢气和氧气以反应当量比混合,在高能热爆丝点火条件下形成爆轰,这种情况在高焰激波管实验中已有类似报道<sup>[7]</sup>。基于此,在反应室气体状态计算中采用以下近似处理:(1)气体反应完成前,反应室膜片保持完整,反应室气体反应完成后,膜片瞬间破裂;(2)反应室破膜后,高温高压气体以等熵膨胀方式推动活塞;(3)工质气体不参与反应。

根据范德瓦尔斯气体状态方程计算反应室气体状态参数。气体等熵膨胀驱动活塞过程中,反应室气体压力可表示为

$$p_c = p_0 \left( \frac{V_c}{V_c + SL} \right)^{k_0} \quad (2)$$

式中: $p_c$  和  $p_0$  分别为计算时刻和反应终止时反应室气体压力;  $S$  为泵管截面积;  $L$  为活塞运动距离;  $V_c$  为反应室容积;  $k_0$  为反应终止时反应室气体绝热指数,由反应后组分气体相关参数加权平均计算得到。在忽略摩擦的条件下,活塞的加速度  $a$  为

$$a = \frac{(p_c - p_p)S}{m + m_{add}} \quad (3)$$

式中: $p_p$  为计算时刻与活塞接触计算单元的氢气压力,  $m$  为活塞质量,  $m_{add}$  为反应室气体进入泵管带来的附加质量<sup>[8]</sup>。

$$m_{add} = 0.6SL\rho_0 \left( \frac{p_c}{p_0} \right)^{1/k} \quad (4)$$

式中: $\rho_0$  为反应室气体密度,  $k$  为氢气绝热指数。

泵管至弹丸部分的计算主要借鉴现有二级轻气炮计算中的“Q”方法,即在拉格朗日坐标下一维流体动力学方程组的压力中加入 Von Neumann 形式的人工黏性项  $Q$ ,以处理激波间断问题,差分格式采用二阶 MacCormack 格式。氢气的状态方程采用

$$e = \frac{p}{k-1} \left( \frac{1}{\rho} - a_r \right) \quad (5)$$

式中: $p$ 、 $\rho$ 、 $u$ 、 $e$ 、 $a_r$  分别为氢气的压力、密度、质点速度、比内能和余容。

当泵管长度为 8 m、发射管长度为 6 m、高压室锥角为 8°、膜片2的破膜压力为 100 MPa(取自文献[9])时,采用以上方法进行内弹道计算,结果见表 2,其中  $v_p$  为活塞速度最大值,  $p_g$  为泵管初始气体压力。图 3 给出了不同化学能及反应室容积条件下弹丸速度计算值与实验值的比较。

需要说明的是,表 2 中对于反应室容积为 7.3 L 的实验,由于反应室容积减小,若保持总化学能为 2.5 MJ,需提高反应室的初始压力,而反应室初始压力的提高将增大对活塞的驱动能力,活塞速度及弹丸速度应高于相同化学能情况下反应室容积为 10.0 L 时的参数,计算结果也符合此规律;但是,此次实验采用在大容积反应室中填充金属管状构件方

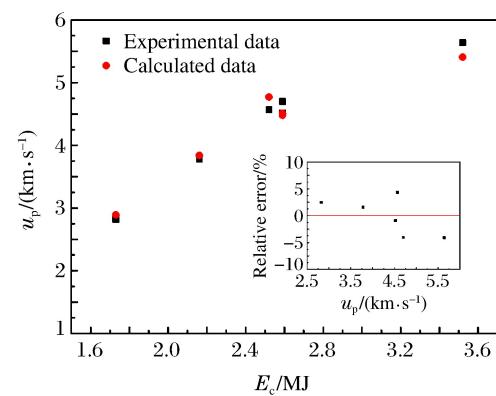


图 3 实验弹速与计算弹速比较(插图为二者的相对误差)

Fig. 3 Calculated velocity vs. experimental velocity  
(The inset shows the relative error)

式减小容积,金属构件的引入可能对反应室中的气体反应产生影响,并增加新的能量耗散,导致活塞和弹丸的实际速度低于计算值。

表 2 计算弹速与实测弹速比较

Table 2 Comparison of calculated velocity with experimental data

$V_c/L$	$p_g/MPa$	$E_c/MJ$	$v_p/(m \cdot s^{-1})$	$m/kg$	$m_p/g$	$u_p$		
						Exp. /( $km \cdot s^{-1}$ )	Calc. /( $km \cdot s^{-1}$ )	Error/%
10.0	1.3	3.52	620	2.0	8.06	5.64	5.41	-4.07
10.0	1.5	2.59	474	2.0	9.47	4.52	4.48	-0.89
10.0	1.5	2.59	474	2.0	9.21	4.70	4.51	-4.04
7.3	1.5	2.52	585	2.0	9.30	4.57	4.77	4.38
10.0	1.5	2.16	408	2.0	9.25	3.78	3.84	1.59
10.0	1.5	1.73	331	2.0	9.25	2.82	2.89	2.48

由表 2 可知,不同初始装填条件下,弹丸速度的计算值与实测值符合较好,相对误差在 5% 以内,说明采用本计算方法可以基本反映反应气体驱动二级轻气炮发射内弹道特性,从而有助于反应气体驱动二级轻气炮的结构设计及调试。

### 3 结 论

实验测量了 20/57 mm 型反应气体驱动二级轻气炮的驱动特性,结果表明:弹丸出口动能与反应化学能的关系满足二次函数关系,系统稳定性及内弹道重复性满足加载实验要求。发展了基于气相爆轰模型的内弹道计算方法,计算弹速与实验弹速符合较好,相对误差不超过 5%,表明所采用的计算方法可基本反映反应气体驱动二级轻气炮的发射特性。研究结果对基于反应气体驱动这一新型驱动方式的二级轻气炮结构设计及内弹道特性研究具有参考意义。

### 参 考 文 献:

- [1] 董石,孟川民,肖元陆,等.反应气体驱动二级轻气炮技术的初步研究 [J].高压物理学报,2017,31(2):182-186.  
DONG S,MENG C M,XIAO Y L,et al. Preliminary study of two-stage light gas gun using reactive gas as driving energy [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics,2017,31(2):182-186.
- [2] 管小荣,徐诚.结构与装填条件对二级轻气炮发射性能的影响 [J].弹道学报,2005,17(2):74-79.  
GUAN X R,XU C. The effects of geometry and loading conditions on launching performance of two-stage light-gas gun [J]. Journal of Ballistics,2005,17(2):74-79.
- [3] 吴应湘,郑之初,KUPSCHEUS P.二级轻气炮发射性能的数值模拟 [J].中国科学(A辑),1995,25(4):374-384.  
WU Y X,ZHENG Z C,KUPSCHEUS P. Numerical simulation on launching performance of two-stage light gas gun [J]. Science in China (Series A),1995,25(4):374-384.
- [4] 管小荣,徐诚.二级轻气炮发射过程数学模型和计算方法 [J].南京理工大学学报(自然科学版),2007,31(1):22-26.  
GUAN X R,XU C. Mathematical model and computing method for launch process of two-stage light-gas gun [J]. Journal of Nanjing University of Science and Technology (Natural Science),2007,31(1):22-26.
- [5] 梁世昌,黄洁,李毅,等.二级轻气炮内弹道数值计算研究 [J].气体物理:理论与应用,2012,7(4):81-84.  
LIANG S C,HUANG J,LI Y,et al. Numerical research on interior ballistic of two-stage light gas-gun [J]. Physics of Gases: Theory and Applications,2012,7(4):81-84.
- [6] 黄洁,梁世昌,李海燕,等.二级轻气炮发射过程内弹道数值计算研究 [J].空气动力学学报,2013,31(5):657-661.  
HUANG J,LIANG S C,LI H Y,et al. Numerical research on interior ballistics of the launch process of two-stage

- light gas gun [J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2013, 31(5): 657-661.
- [7] 俞鸿儒, 李斌, 陈宏. 激波管氢氧爆轰驱动技术的发展进程 [J]. *力学进展*, 2005, 35(3): 315-322.  
YU H R, LI B, CHEN H. The development of gaseous detonation driving techniques for a shock tube [J]. *Advances in Mechanics*, 2005, 35(3): 315-322.
- [8] 林俊德. 非火药驱动的二级轻气炮的发射参数分析 [J]. *爆炸与冲击*, 1995, 15(3): 229-240.  
LIN J D. A analysis of launching parameters for a two-stage light gas gun not driven by powder [J]. *Explosion and Shock Waves*, 1995, 15(3): 229-240.
- [9] 王金贵. 二级轻气炮超高速弹丸发射技术的研究 [J]. *高压物理学报*, 1992, 6(4): 264-272.  
WANG J G. The launching technique of hypervelocity projectiles in two-stage light gas gun [J]. *Chinese Journal of High Pressure Physics*, 1992, 6(4): 264-272.

## Experiment and Numerical Calculation on Launching Performance of Two-Stage Light Gas Gun Driven by Gas Reaction

DONG Shi, MENG Chuanmin, GU Wei, PENG Xusheng, ZHANG Botao,  
XIAO Yuanlu, FANG Maolin, XIANG Yaomin, WANG Xiang

(*National Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics,  
Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang 621999, China*)

**Abstract:** In this paper, the launching performance of a developed 20/57 mm two-stage light gas gun was studied, of which the driving energy is supplied by the gaseous chemical reaction. The experimental results show that the relationship between the chemical energy and the kinetic energy of the projectile can be properly fitted with quadratic polynomials. The tests conducted under controlled repeatable conditions indicate good repeatability of system, thus verifying that the system satisfies the requirement of the loading experiments. In addition, we developed a ballistic model of the two-stage light gas gun driven by gas reaction, and calculated the velocities of projectiles, which are in good agreement with the experimental data.

**Keywords:** gas reaction; two-stage light gas gun; launching performance

# 平面冲击波在有机玻璃中的 衰减规律<sup>\*</sup>

李金河, 尚海林, 傅 华

(中国工程物理研究院流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理重点实验室,  
四川 绵阳 621999)

**摘要:**采用 PVDF 压电式压力传感器测量了在  $\varnothing 100$  mm 平面波透镜加载下经不同厚度  $\varnothing 100$  mm 有机玻璃隔板衰减后的冲击波压力历程, 实验结果与 LS-DYNA 数值模拟结果符合较好。研究结果表明, 冲击波压力在有机玻璃中服从衰减系数为 0.028 89 的指数衰减规律。与其他研究者的研究结果对比说明, 密实介质的衰减系数反映了其衰减特性, 但受加载冲击波及装置尺寸的影响较大, 应根据实际情况进行合理选择。

**关键词:**平面冲击波; PMMA 隔板; 衰减

**中图分类号:** O382      **文献标识码:** A

冲击波在密实介质中的传播和衰减规律受到从事爆炸和防护等研究人员的高度重视。炸药的冲击波感度是其重要的安全性指标之一。隔板实验是早期建立的用于测定炸药冲击起爆性能的典型方法<sup>[1]</sup>, 通过升降法调整隔板厚度研究炸药的临界爆轰阈值。类似的改进的隔板实验(Modified Gap Test, MGT)<sup>[2]</sup>则用于研究低压作用下炸药的反应阈值和爆轰阈值。可见, 隔板实验中, 经隔板衰减后的输出压力是一个重要的数据。有机玻璃作为一种常用的衰减材料, 其衰减规律受到广泛关注。Keller<sup>[3]</sup>、陈熙荣等<sup>[4]</sup>、王作山等<sup>[5]</sup>、王海福等<sup>[6]</sup>对密实介质中冲击波的衰减进行了研究, 应用不同的方法建立了密实介质中冲击波的衰减模型。韩秀凤等<sup>[7]</sup>则对雷管输出冲击波在有机玻璃中的衰减进行了实验研究, 由研究结果可知, 冲击波在密实介质中传播时是按照指数规律衰减的, 表达式为

$$p = p_0 e^{-\alpha x} \quad (1)$$

式中:  $p$  为冲击波进入密实介质传播距离  $x$  处的压力, GPa;  $p_0$  为冲击波进入密实介质时的初始压力, GPa;  $\alpha$  为密实介质中冲击波压力衰减系数;  $x$  为冲击波在密实介质中传播的距离, mm。

由文献可知, 由于研究者的实验方法及实验装置不同, 其得出的衰减系数具有很大的差别。因此, 衰减系数  $\alpha$  并不是一成不变的。在一维强冲击波的作用下,  $\alpha$  体现了隔板材料的属性, 是一定值; 而在其他情况, 如散心爆轰波、雷管起爆输出冲击波等作用下, 由于受到边侧稀疏等影响, 其衰减系数将发生较大的变化。

本工作在研究低压冲击下炸药的反应阈值过程中, 采用 PVDF 压电式压力传感器(简称 PVDF 计)测量了平面冲击波经过不同厚度有机玻璃隔板衰减后的输出压力, 得到平面波透镜作用下有机玻璃隔板中冲击波的衰减系数, 并与数值模拟结果及其他研究者的研究结果进行比较。

## 1 实验研究

### 1.1 实验装置

实验装置示意见图 1。平面波透镜爆炸后产生平面冲击波, 在平面波透镜和有机玻璃界面处产生

\* 收稿日期: 2017-09-20; 修回日期: 2017-10-06

作者简介: 李金河(1979—), 男, 副研究员, 主要从事爆轰基础及炸药安全性研究. E-mail: leejinhe103@163. com

约 10.15 GPa 的压力(通过锰铜压力计测定,见图 2),经不同厚度的  $\varnothing 100$  mm 有机玻璃隔板衰减后,由 PVDF 计测量有机玻璃隔板与炸药间的压力-时间( $p-t$ )历程。平面波透镜为 RHT-901 高爆速炸药和  $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2/\text{TNT}$ (78/22,质量比)的低爆速炸药组成,其中低爆速炸药的密度为  $2.45 \text{ g/cm}^3$ 。实验用炸药柱为 JO-9159,尺寸为  $\varnothing 40 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$ ,密度为  $1.842 \text{ g/cm}^3$ 。PVDF 计在低压下时间分辨率可达几十纳秒,压力测量精度高,可以得到准确的有机玻璃隔板中冲击波传播的衰减系数。但是,PVDF 薄膜安装在被测物体内部或之间,需要涂抹硅胶排除其间的空气,因此,对安装精度的要求较高,胶层及薄膜也可能使测试结果偏小。

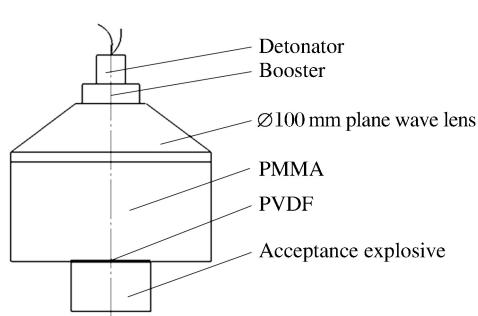


图 1 实验装置示意

Fig. 1 Sketch of experimental facility

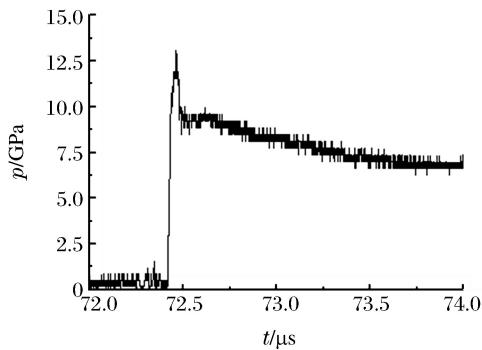


图 2 界面压力测量结果

Fig. 2 Interface pressure measured by manganin pressure gauge

## 1.2 实验结果

实验测量了冲击波经厚度分别为 50、70、80、90 和 100 mm 的有机玻璃隔板衰减后的压力-时间历程,典型的实验波形和相应的压力波形见图 3。压力波形由实验波形结合 PVDF 计的标定方程得到,标定方程为<sup>[8]</sup>

$$p = \frac{1}{10} \left\{ 5.8 \left( \frac{Q}{A} \right)^* + 3.8 \left[ \left( \frac{Q}{A} \right)^* \right]^{1.6} + 0.55 \left[ \left( \frac{Q}{A} \right)^* \right]^{3.5} \right\} \quad (2)$$

式中:  $Q$  为电荷;  $A$  为 PVDF 计的敏感面积;  $\left( \frac{Q}{A} \right)^* = 0.018 \left( \frac{Q}{A} \right)$  为归一化电压幅值,它与积分器电容、准静态标定系数、标定时的温度以及积分器和记录器之间的衰减系数等密切相关<sup>[9]</sup>。图 3 中实验曲线上第 1 个拐点代表隔板输出压力,第 2 个拐点代表炸药反应后的压力,这里只关注第 1 个拐点处的压力。不同隔板厚度对应的输出压力见表 1。

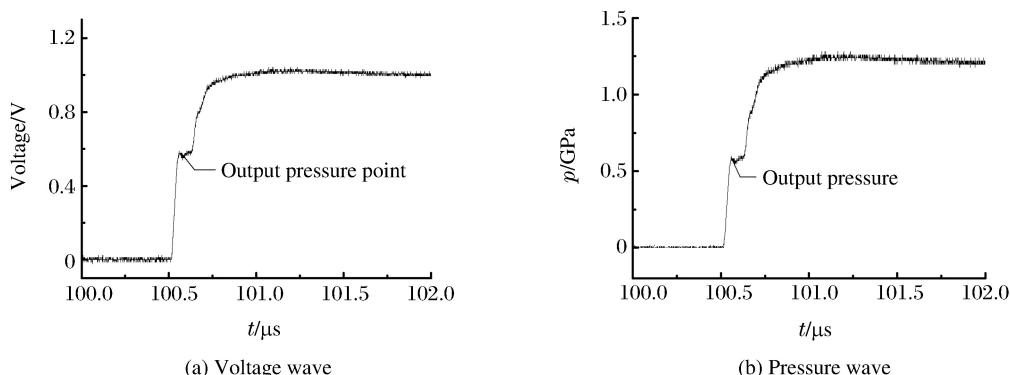


图 3 隔板厚度为 100 mm 时的电压和压力波形  
Fig. 3 Voltage and pressure waves with 100 mm card gap

表1 不同隔板厚度输出压力  
Table 1 Output pressure with different card gap thicknesses

Card gap thickness/mm	Output pressure/GPa	Card gap thickness/mm	Output pressure/GPa
50	2.24	90	0.82
70	1.30	100	0.65
80	1.09		

## 2 数值模拟

采用 LS-DYNA 软件对平面冲击波加载下有机玻璃的衰减情况进行了二维数值模拟,计算模型如图 4 所示。加载炸药取低爆速炸药,采用 MAT\_HIGH\_EXPLOSIVE\_BURN 材料模型和 JWL 状态方程,线性起爆产生平面冲击波,主要计算参数见表 2<sup>[10]</sup>;有机玻璃采用 MAT\_ELASTIC\_PLASTIC\_HYDRO 材料模型和 Grüneisen 状态方程,主要计算参数见表 3,其中: $D$  为炸药爆速,  $p_J$  为炸药爆压,  $a$ 、 $b$  为材料的冲击雨贡纽参数。不同厚度有机玻璃对应的输出压力计算结果见图 5。

炸药爆轰产物的 JWL 状态方程<sup>[11]</sup>为

$$p = A \left(1 - \frac{\omega}{R_1 v}\right) e^{-R_1 v} + B \left(1 - \frac{\omega}{R_2 v}\right) e^{-R_2 v} + \frac{\omega e}{v} \quad (3)$$

式中: $e$  为比内能; $v$  为比容; $A$ 、 $B$ 、 $R_1$ 、 $R_2$  和  $\omega$  为 JWL 状态方程参数。

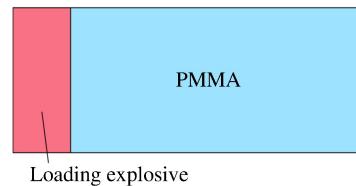


图4 计算模型

Fig. 4 Calculation model

表2 炸药的主要计算参数

Table 2 Main computational parameters of explosive

Material	Density/ (g·cm <sup>-3</sup> )	D/ (km·s <sup>-1</sup> )	$p_J$ / GPa	A/ GPa	B/ GPa	$R_1$	$R_2$	$\omega$
Ba(NO <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> /TNT(78/22)	2.6	4.476	11	1.265	1.55	5.8	2.0	0.6

表3 有机玻璃的主要计算参数

Table 3 Main computational parameters of PMMA

Material	Density/(g·cm <sup>-3</sup> )	$a$ /(km·s <sup>-1</sup> )	$b$
PMMA	1.186	2.598	1.516

由图 5 可知,实验结果和数值模拟结果具有较好的一致性。由此说明实验结果是可靠的,数值模拟采用的计算参数是合理的。采用(1)式对实验结果进行指数拟合,可得平面波透镜作用下有机玻璃的衰减系数为 0.02889。

## 3 讨 论

将本研究结果与其他研究者的研究结果进行比较,如图 6 所示。由图 6 曲线可以清晰地看出:本研究的冲击波衰减最慢;文献[4]中采用  $\varnothing 40$  mm 平面波透镜加载时,冲击波的衰减速率与本研究结果

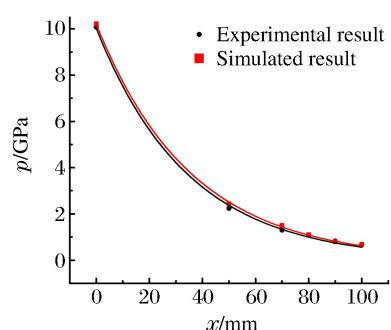


图5 实验结果与数值模拟结果比较  
Fig. 5 Comparison of experimental and simulated results

比较接近;而文献[7]中采用雷管起爆作为加载方式时,其衰减速率最快。可见,不同实验装置和实验条件下有机玻璃的衰减速率差别很大。实验装置的尺寸越大,加载冲击波的平面性越好,冲击波在有机玻璃中的衰减速率越慢,即衰减系数越小。这主要是由于冲击波在传播过程中受到边侧稀疏波的影响,实验装置尺寸大,则受到的影响小,实验结果能更真实地反映有机玻璃的衰减特性。可见,衰减系数体现了隔板材料的衰减特性,但同时也受到实验装置本身的影响,是特定条件下的参数。在采用有机玻璃或其他物质作为隔板材料时,应根据实际情况选取合适的衰减系数,才能比较准确地得到所需要的压力。本实验结果可为相关平面冲击波加载实验提供参考。

## 4 结 论

(1) 采用 $\varnothing 100$  mm平面波透镜加载产生平面冲击波,用PVDF计测得距加载面不同距离处的冲击波压力,得到有机玻璃中冲击波的衰减系数为0.028 89。LS-DYNA模拟结果表明,计算结果与实验结果的一致性较好,说明实验结果可信度较高。

(2) 衰减系数受到实验装置尺寸大小及实验加载条件的影响,反映了材料在一定条件下的衰减特性。本实验结果受到侧向稀疏波的影响最小,比较真实地反映了有机玻璃的衰减特性。在实验设计时,应尽量减小稀疏波对加载冲击波的影响,以获得准确的实验压力条件。

## 参 考 文 献:

- [1] 孙承纬,卫玉章,周之奎.应用爆轰物理[M].北京:国防工业出版社,2000:12.  
SUN C W,WEI Y Z,ZHOU Z K. Applied detonation physics [M]. Beijing: National Defence Industory Press, 2000:12.
- [2] LIDDIARD T P,FORBES J W. Physical evidence of different chemical reactions in explosives as a function of stress [C]//Proceedings of the 9th Symposium (International) on Detonation,1989:1235-1242.
- [3] KELLER D V. Shock propagation in solids and foamed studies of non-hydrodynamic attenuation:AD-696271 [R]. 1966.
- [4] 陈熙荣,王可,刘德润,等.冲击波在不同隔板材料中的衰减特性研究[J].兵工学报,1991,12(2):77-79.  
CHEN X R,WANG K,LIU D R,et al. The attenuation characters of shock wave in different baffles [J]. Acta Armamentarii,1991,12(2):77-79.
- [5] 王作山,刘玉存,郑敏,等.爆轰冲击波在有机隔板中衰减模型的研究[J].应用基础与工程科学学报,2001,9(4):316-319.  
WANG Z S,LIU Y C,ZHENG M,et al. Study on the attenuation model of detonation shock wave in the PMMA gap [J]. Journal of Basic Science and Engineering,2001,9(4):316-319.
- [6] 王海福,冯顺山.密实介质中冲击波衰减特性的近似计算[J].兵工学报,1996,17(1):79-81.  
WANG H F,FENG S S. An approximate theoretical model for attenuation of shock pressure in solid materials [J]. Acta Armamentarii,1996,17(1):79-81.
- [7] 韩秀凤,蔡瑞娟,严楠.雷管输出冲击波在有机玻璃中传播衰减的实验研究[J].含能材料,2004,12(6):329-332.  
HAN X F,CAI R J,YAN N. Study on attenuation of detonator shock wave in PMMA [J]. Energetic Materials,

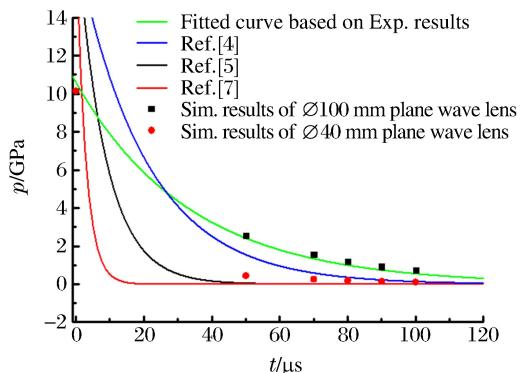


图6 有机玻璃中冲击波衰减规律比较

Fig. 6 Comparison of shock wave  
attenuation in PMMA

- 2004,12(6):329-332.
- [8] 赵继波,谭多望,张远平,等. PVDF 计在水中爆炸近场压力测试中的应用 [J]. 火炸药学报,2009,32(3):1-4.  
ZHAO J B, TAN D W, ZHANG Y P, et al. Application of PVDF sensor in underwater explosive shock wave measurement at near-field [J]. Chinese Journal of Explosives and Propellant, 2009, 32(3): 1-4.
- [9] Dynasen Inc. Piezofilm stress gauge [R]. Goleta, CA: Dynasen Inc., 2006.
- [10] 张世文,龙建华,贾宏志,等. 平面冲击波在有机玻璃中的衰减测试及数值模拟 [J]. 兵工学报,2016,37(7):1214-1219.  
ZHANG S W, LONG J H, JIA H Z, et al. Measuring and numerical simulation of attenuation of planar shock wave in PMMA [J]. Acta Armamentarii, 2016, 37(7): 1214-1219.
- [11] LS-DYNA keywords user's manual [M]. Livermore: Livermore Software Technology Corporation, 2001.

## Attenuation of Plane Shock Wave in PMMA

LI Jinhe, SHANG Hailin, FU Hua

(National Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics, Institute of Fluid Physics,  
China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621999, China)

**Abstract:** In this study, we measured the pressure histories of the shock wave after passing through different thicknesses of PMMA card gaps under  $\varnothing 100$  mm plane wave loading by the PVDF piezofilm stress gauges. The experimental results accord well with the simulated results by LS-DYNA, which shows that the shock wave follows the exponential attenuation principle with an attenuation exponent of 0.02889. The comparison of this result with those of other researchers' indicates that the attenuation exponent of the solid materials characterizes their attenuation capability, but is affected by given conditions such as the shock wave and the size of experiment facility, thus it is important to choose the attenuation exponent reasonably.

**Keywords:** plane shock wave; PMMA card gap; attenuation

# 装配垫层与间隙对爆轰加载下 金属飞片运动特征的影响<sup>\*</sup>

李 涛, 刘明涛, 王晓燕, 陈浩玉, 王鹏来

(中国工程物理研究院流体物理研究所, 四川 绵阳 621999)

**摘要:**采用激光干涉测速技术, 研究了装配 0.5 mm 厚泡沫垫层或空气间隙对 RHT-901 炸药爆轰加载下 45 钢飞片运动特征的影响, 得到在两种装配条件下爆轰驱动飞片的自由面速度历史, 对比分析了装配垫层与间隙之间的差异。实验研究发现, 装配垫层和间隙对金属飞片运动特征的影响显著, 主要包括速度起跳时刻、速度起跳幅值和末速度。对于炸药-金属间的装配垫层和间隙, 垫层比间隙处的速度起跳时刻晚约 30 ns, 起跳幅值高约 13%, 末速度低; 对于金属-金属间的装配垫层和间隙, 垫层处比间隙处的速度起跳时刻早约 200 ns, 起跳幅值低约 6%, 末速度低。基于连续介质的应力波传播特性, 对该影响规律进行了分析, 通过估算爆轰产物向空气中飞散的速度, 佐证了分析结果的合理性。

**关键词:**泡沫垫层; 间隙; 爆轰驱动飞片; 多普勒测速系统

**中图分类号:** O383      **文献标识码:** A

目前, 人们对炸药爆轰驱动下金属飞片的运动规律开展了大量工作, 如研究不同炸药的影响<sup>[1-2]</sup>、引入多种测试方法<sup>[3-4]</sup>等。基于光学多普勒效应的激光干涉测速系统(Doppler Pin System, DPS)具有高精度、非接触连续测量等特征, 近年来被较多地应用在爆轰实验中<sup>[5-6]</sup>, 以测试真实速度及速度变化, 从而获得金属飞片从静止加速到超高速过程中速度的连续变化。越来越多的实验研究表明<sup>[7-8]</sup>, 配合间隙及裱糊垫层的存在对飞片早期动力学行为产生明显影响, 而装配过程中难免要引入间隙或垫层, 因此阐明装配间隙或垫层对金属飞片运动特征的影响具有重要意义。

本研究拟在两类装置上开展装配垫层或间隙下炸药爆轰驱动金属飞片实验: 一是在金属飞片与炸药之间装配垫层或间隙, 二是在两层金属飞片之间装配垫层或间隙。通过分析 DPS 测得的飞片自由面速度历史, 阐释两者之间的差异。

## 1 实验方法

### 1.1 实验装置

为研究装配垫层和间隙对爆轰加载下金属飞片运动特征的影响规律, 设计了两套实验装置(炸药爆轰驱动单/双层飞片实验装置), 如图 1 所示。两套实验装置均采用雷管起爆平面波透镜, 同步传至柱形炸药, 产生平面爆轰波, 驱动金属飞片运动。平面波透镜的尺寸为  $\varnothing 100 \text{ mm} \times 37^\circ$ ; 柱形主炸药为 RHT-901, 尺寸为  $\varnothing 200 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ 。图 1(a)显示炸药爆轰驱动单层飞片实验装置, 其中: 飞片材料为 45 钢, 厚度为 3.5 mm; 在金属飞片与柱形炸药之间, 一半区域裱糊泡沫垫层, 另一半区域为空气间隙; 泡沫垫层和空气间隙的理论设计值为 0.50 mm。该实验用于研究炸药与金属飞片之间的装配垫层和

<sup>\*</sup> 收稿日期: 2017-05-04; 修回日期: 2017-05-31

基金项目: 国家自然科学基金(11602250)

作者简介: 李 涛(1989—), 男, 硕士, 研究实习员, 主要从事结构设计与力学分析研究. E-mail: sc\_litao@163.com

通信作者: 王晓燕(1978—), 女, 硕士, 副研究员, 主要从事冲击动力学实验研究. E-mail: wxy\_7846@yahoo.com.cn

间隙对金属飞片运动特征的影响规律。图1(b)显示炸药爆轰驱动双层飞片实验装置,其中:两层飞片材料均为45钢,厚度均为3.5 mm;在两层飞片之间,一半区域裱糊泡沫垫层,另一半区域为空气间隙;泡沫垫层和空气间隙的理论设计值也为0.50 mm;飞片与炸药直接紧密接触。该实验用于研究两层飞片之间的装配垫层和间隙对金属飞片运动特征的影响规律。

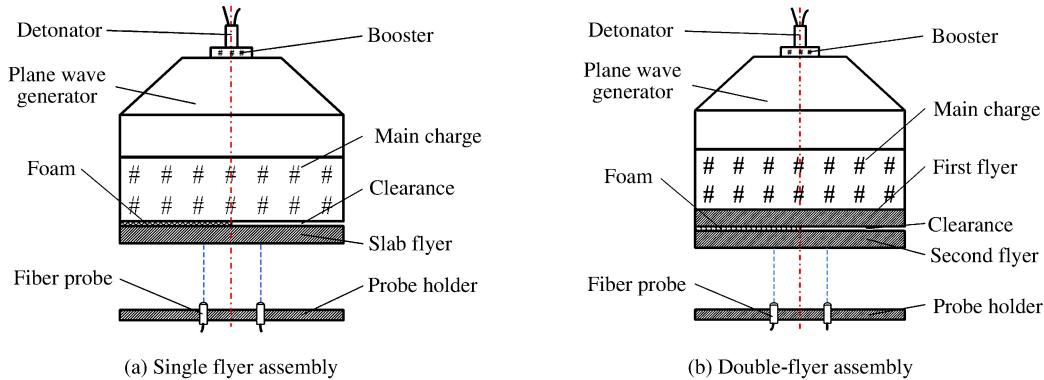


图1 实验装置示意

Fig. 1 Illustration of experimental device

在实验装置装配过程中严格控制装配精度,通过定位销钉限制各结构之间的相对位置,保证雷管、传爆药柱、柱形炸药、泡沫垫层、金属飞片、探头定位板等满足同轴度要求。装配完成后,对泡沫垫层厚度和空气间隙进行测量,单层飞片实验装置中泡沫厚度和空气间隙为0.49 mm,双层飞片实验装置中泡沫厚度和空气间隙为0.48 mm。

## 1.2 测试方法

采用DPS测量金属飞片自由面速度历史。两发实验装置的测点布局相同,如图2所示,共布置4个测点。其中测点S1和S2位于以雷管轴线为圆心的Φ60 mm圆周上,分别位于泡沫垫层区域和间隙区域,用于对比研究泡沫垫层和间隙对飞片运动规律的影响;测点S3和S4位于以雷管轴线为圆心的Φ30 mm圆周上,一方面作为测点S1和S2的复测,另一方面可与测点S1和S2的结果进行对比,分析不同半径处飞片的运动规律(确定边侧稀疏波对飞片的影响时刻)。为尽量减小装配和炸药密度不均等带来的误差,4个测点均位于泡沫垫层与空气间隙的分界面附近。

## 2 结果与讨论

### 2.1 炸药爆轰驱动单层金属飞片测试结果分析

DPS测得的典型原始波形如图3所示。对原始波形进行傅里叶变换便可得到频谱图,进而获得速度历史,如图4所示。可见,4个测点的速度曲线的整体特征相似,但在细节上存在一些差异,主要包括速度曲线的起跳时刻、起跳幅值和末速度。在速度起跳时刻,原始波形发生两个明显变化:(1)原始波形的幅值突然增强,即干涉光的光强突然增大;(2)干涉光的频率发生突变,如图3中插图所示。利用该特性可从原始波形上准确获取各测点速度起跳时刻。测速曲线的起跳时刻( $t_0$ )和起跳幅值( $v_1$ )列于表1,同时表1还列出了25  $\mu$ s时刻的飞片速度( $v_2$ ),以便比较不同测点处金属飞片的后期飞行速度。

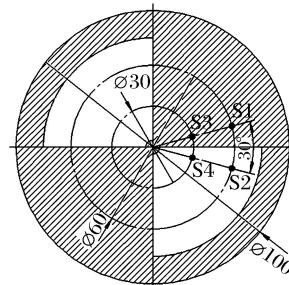


图2 测点布局(单位:mm)

Fig. 2 Layout of test points (Unit:mm)

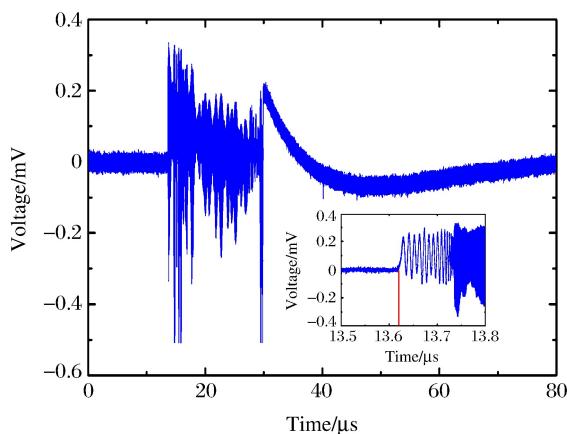


图3 典型原始波形

Fig. 3 Typical original record

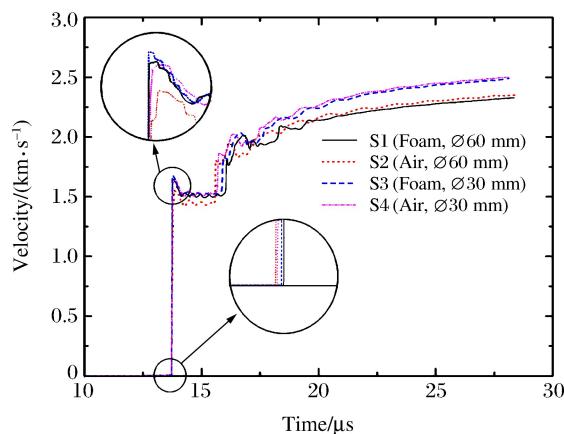


图4 单层飞片组装中飞片的测速曲线

Fig. 4 Velocity profiles of flyer in single flyer assembly

表1 炸药爆轰驱动单层飞片实验结果

Table 1 Experimental results of single flyer under detonation loading

Probe	Location of test point	$t_0 / \mu\text{s}$	$v_1 / (\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	$v_2 / (\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$
S1	Foam cushion, Ø60 mm	13.619	1 640	2 277
S2	Air clearance, Ø60 mm	13.589	1 447	2 303
S3	Foam cushion, Ø30 mm	13.631	1 679	2 434
S4	Air clearance, Ø30 mm	13.605	1 510	2 450

测点 S1 和测点 S2 位于相同半径处, 对比测点 S1 与测点 S2 的速度历史(见图 5(a))可知: 对应于泡沫区域的飞片自由面速度起跳时刻晚于空气间隙区域, 起跳时刻差值约为 30 ns; 对应于泡沫区域的测点速度起跳幅值高于空气间隙区域, 前者约为后者的 1.13 倍; 爆轰加载后期(以  $t=25 \mu\text{s}$  为例), 对应于泡沫区域的金属飞片自由面速度小于空气间隙区域, 前者约为后者的 0.99 倍。对比图 5(b)中测点 S3 和测点 S4 的速度曲线也可以得到类似结果。

速度起跳时刻的差异与爆轰产物或冲击波在间隙或泡沫垫层中的传播速度相关。在空气间隙区域, 炸药爆轰后, 爆轰产物高速飞行穿过空气间隙至飞片表面, 驱动飞片运动, 因此爆轰产物通过装配间隙的时间取决于其运动速度; 在泡沫垫层区域, 炸药爆轰后爆轰产物直接加载泡沫, 冲击波通过泡沫传播至飞片表面, 驱动飞片运动, 因此冲击波通过泡沫垫层的时间取决于其在泡沫中的传播速度。测点 S2 的速度起跳时刻早于测点 S1, 可以推测出爆轰产物在 0~0.5 mm 厚空气间隙中的平均速度高于冲击波在泡沫垫层中的传播速度, 造成对应于空气间隙区域的金属飞片较早承受加载。

速度起跳幅值的差异与爆轰产物或冲击波对金属的加载强度相关。在空气间隙区域, 爆轰产物先向空气间隙卸载扩散, 而后再作用于飞片; 在泡沫垫层区域, 爆轰产物作用于泡沫垫层形成冲击波, 冲击波传播到泡沫垫层与飞片接触面, 透射波加载飞片高速运动。空气间隙和泡沫垫层相当于在炸药与金属飞片之间增加一层缓冲层, 测点 S2 的速度起跳幅值低于测点 S1, 说明空气间隙对爆轰产物压力的卸载作用大于泡沫垫层, 缓冲作用更强。

末速度幅值的差异与炸药做功能力和飞片质量的比值相关。在炸药做功能力相同的条件下, 被加载物质的质量越高, 末速度越低。对应于泡沫垫层区域的飞片飞行速度低于空气间隙区域, 是由于同一圆周半径处爆轰波的加载能量相等, 而泡沫垫层增加了被加载物质的总质量。另一方面, 二者的末速度差值极小, 其原因在于增加的泡沫垫层质量相对于金属飞片质量很小。

测点 S1 和测点 S3 都对应于泡沫垫层区域, 对比图 5(c)中测点 S1 与测点 S3 的速度历史可知: 金属飞片内、外侧的速度起跳时刻近乎一致; 外围 Ø60 mm 圆周上测点 S1 的速度起跳幅值和末速度均低

于内侧 $\varnothing 30\text{ mm}$ 圆周上的测点S3,这是边侧稀疏效应的影响;自 $t=17.3\text{ }\mu\text{s}$ 起两条速度曲线开始呈现出不同的走势,可以判定该时刻即为边侧稀疏波对飞片的影响时刻。同理,对比图5(d)中测点S2和测点S4的速度曲线也可以得到类似结果。

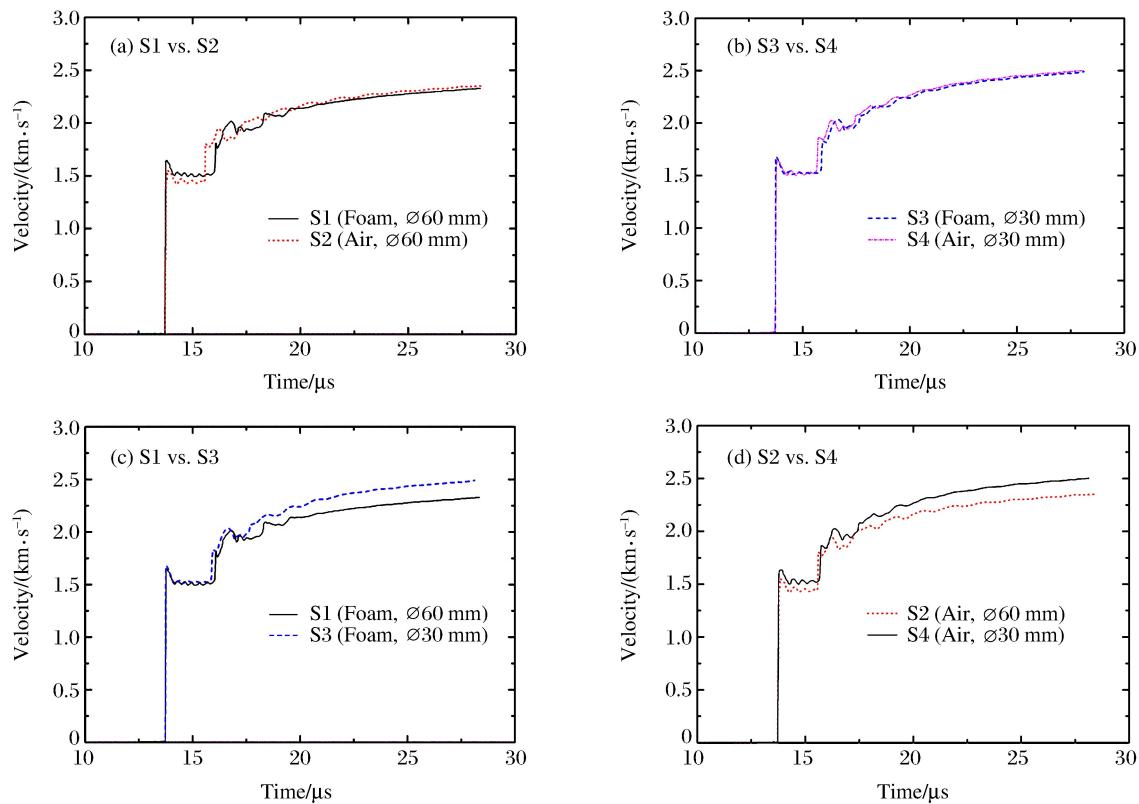


图5 单层飞片组装中各测点的速度曲线对比

Fig. 5 Comparison of velocity profiles at different test points in single flyer assembly

## 2.2 炸药爆轰驱动双层金属飞片测试结果分析

炸药爆轰驱动双层金属飞片实验获得的DPS测速结果如图6所示,各测速曲线的起跳时刻、起跳幅值和 $25\text{ }\mu\text{s}$ 时的速度列于表2。

比较图7(a)中测点S1与测点S2的速度历史可知:对于泡沫区域的测点速度起跳时刻早于空气间隙区域,起跳时刻差值约为200 ns;对于泡沫区域的测点速度起跳幅值低于空气间隙区域,前者约为后者的0.94倍;爆轰加载后期(以 $t=25\text{ }\mu\text{s}$ 为例),对于泡沫区域测点的速度幅值小于空气间隙区域,前者约为后者的0.97倍。对比图7(b)中测点S3和测点S4的速度曲线也可以得到类似结果。

当炸药与第1层飞片直接接触时,炸药爆炸产生的爆轰波传入第1层飞片并驱动其高速运动。在空气间隙区域,第1层飞片高速穿过空气间隙,撞击第2层飞片,驱动第2层飞片运动;在泡沫垫层区域,第1层飞片直接加载泡沫,应力波穿过泡沫后驱动第2层飞片。对于泡沫垫层区域的速度起跳时刻较空气间隙区域早,说明应力波在泡沫中的传播速度高于第1层飞片在空气间隙中的飞行速度。

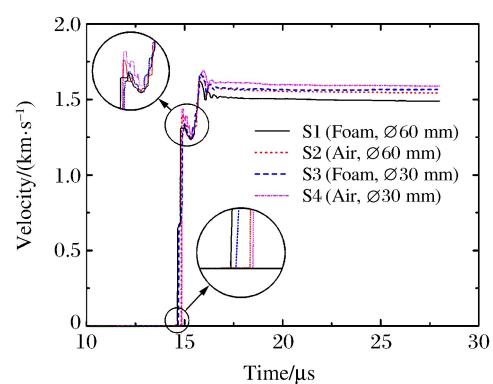


图6 双层飞片组装中飞片的测速曲线

Fig. 6 Velocity profiles of flyer in double-flyer assembly

表2 炸药爆轰驱动双层飞片实验结果

Table 2 Experimental results of double-flyer under detonation loading

Probe	Location of test point	$t_0/\mu\text{s}$	$v_1/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	$v_2/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$
S1	Foam cushion, $\varnothing 60 \text{ mm}$	14.483	1307	1494
S2	Air clearance, $\varnothing 60 \text{ mm}$	14.679	1394	1547
S3	Foam cushion, $\varnothing 30 \text{ mm}$	14.542	1340	1566
S4	Air clearance, $\varnothing 30 \text{ mm}$	14.721	1439	1593

在空气间隙区域,由于间隙路程很短,第1层金属飞片穿过该区域时速度变化不大,而后第1层金属飞片撞击第2层飞片,第2层飞片的自由面速度相比于第1层飞片稍有降低,主要是由于冲击波传播衰减所致;而在泡沫垫层区域,泡沫相当于缓冲层,降低了应力波到达第2层飞片表面时的加载压力,造成泡沫垫层处飞片速度起跳幅值较空气间隙处低。在后续加载过程中,与炸药爆轰驱动单层金属飞片的测试结果类似,泡沫垫层处金属飞片的末速度幅值也低于空气间隙处。

对比图7(c)中测点S1与测点S3的速度历史可知:金属飞片内、外侧的速度起跳时刻几乎一致;受边侧稀疏效应的影响,外围 $\varnothing 60 \text{ mm}$ 圆周上测点S1的速度起跳幅值和末速度均低于内侧 $\varnothing 30 \text{ mm}$ 圆周上的测点S3;  $t=16.2 \mu\text{s}$ 为边侧稀疏波对飞片的影响时刻。同理,对比图7(d)中测点S2和测点S4的速度曲线也可以得到类似结果。

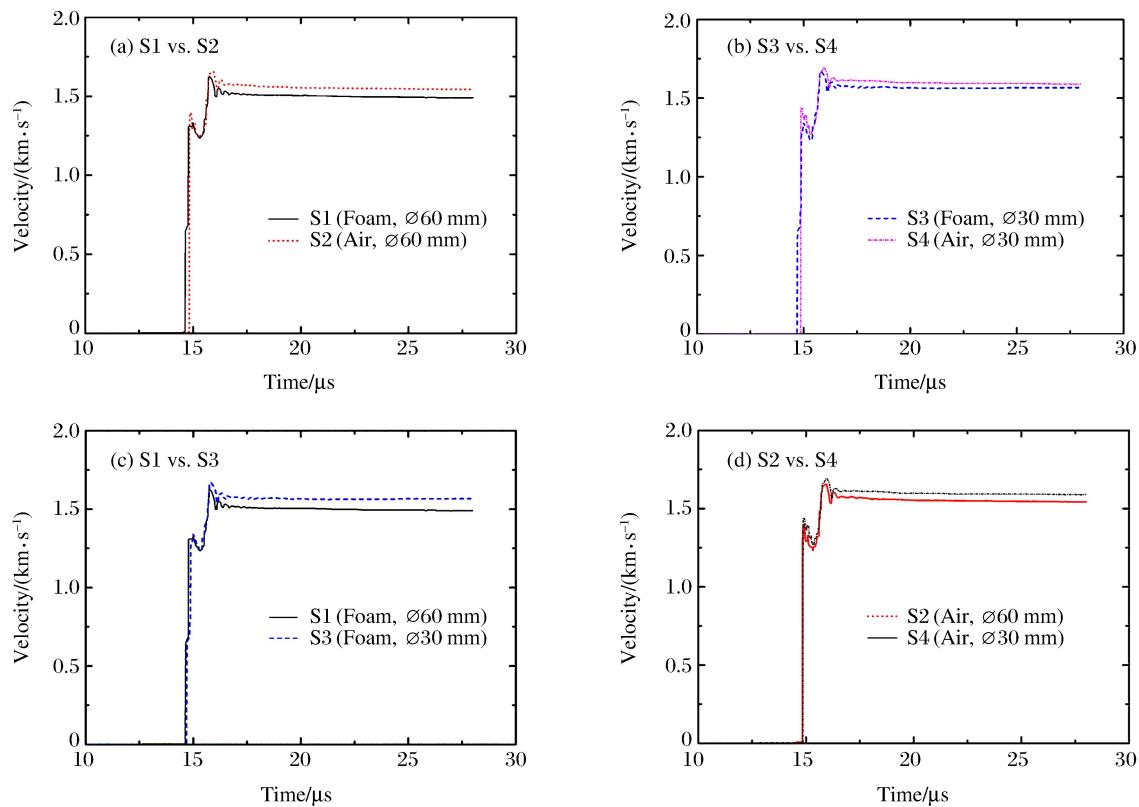


图7 双层飞片组装中各测点的速度曲线对比

Fig. 7 Comparison of velocity profiles at different test points in double-flyer assembly

### 2.3 空气中近 RHT-901 装药处冲击波速度估算

在炸药爆轰驱动单层金属飞片实验中,泡沫垫层厚度和空气间隙很小,仅为0.5 mm,可以假定在炸药爆轰驱动双层金属飞片实验中第1层飞片自由面的起跳速度近似等于(实际上稍大于)炸药驱动单

层金属飞片自由面的速度起跳幅值,即约为 1679 m/s(取最大值)。根据两发实验中泡沫垫层与空气间隙区域的速度起跳时刻差异以及泡沫和空气间隙厚度,可以计算出应力波在泡沫垫层中的传播速度约为 4879 m/s,在 0~0.5 mm 区间爆轰产物向空气中飞散的平均速度约为 6765 m/s,则爆轰产物向空气中飞散的初始速度应大于 6765 m/s。大量实验研究表明<sup>[9]</sup>,爆轰产物向空气中飞散时的初始速度接近炸药的爆轰速度(RHT-901 炸药的爆轰速度为 7.86 km/s<sup>[10]</sup>),该结果进一步验证了 2.1 节和 2.2 节关于速度起跳时刻差异解释的正确性。

### 3 结 论

对炸药爆轰驱动金属飞片开展了较为精密的实验研究,结果表明装配间隙和垫层对飞片运动特征(包括起跳时间、速度起跳幅值等)产生明显影响,具体结论如下:

- (1) 在炸药与金属飞片之间装配垫层或间隙时,相比于空气间隙区域,泡沫垫层区域金属飞片的速度起跳时刻较晚(约 30 ns),速度起跳幅值较高(约 1.13 倍),末速度较低;
- (2) 在两层金属飞片之间装配垫层或间隙时,相比于空气间隙区域,泡沫垫层区域金属飞片的速度起跳时刻较早(约 200 ns),速度起跳幅值较低(约 0.94 倍),末速度较低;
- (3) 在 0~0.5 mm 区间,RHT-901 爆轰产物向空气中飞散的平均速度高于应力波在泡沫垫层中的传播速度。

### 参 考 文 献:

- [1] 虞德水,赵锋,谭多望,等. JOB-9003 和 JB-9014 炸药平面爆轰驱动飞片的对比研究 [J]. 爆炸与冲击, 2006, 26(2): 140-144.
- [2] YU D S, ZHAO F, TAN D W, et al. Experimental studies on detonation driving behavior of JOB-9003 and JB-9014 slab explosives [J]. Explosion and Shock Waves, 2006, 26(2): 140-144.
- [3] 向梅,黄毅民,韩勇,等. JO-9159 与 JB-9014 复合药柱爆轰驱动平面飞片实验与数值模拟 [J]. 高压物理学报, 2014, 28(3): 379-384.
- [4] XIANG M, HUANG Y M, HAN Y, et al. Experimental study and numerical simulation of plane flyer driven by detonation of JO-9159 and JB-9014 composite charge [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2014, 28(3): 379-384.
- [5] 金山,陈永涛,汤铁钢,等. 多点激光干涉测速系统和电探针技术在飞片速度测量中的应用对比 [J]. 高压物理学报, 2012, 26(5): 571-576.
- [6] JIN S, CHEN Y T, TANG T G, et al. Comparison of multi-channel VISAR and electric probe technology in measuring free-surface velocity of metal flyer [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2012, 26(5): 571-576.
- [7] 王德田,李泽仁,吴建荣,等. 光纤位移干涉仪在爆轰加载飞片速度测量中的应用 [J]. 爆炸与冲击, 2009, 29(1): 105-108.
- [8] WANG D T, LI Z R, WU J R, et al. An optical-fiber displacement interferometer for measuring velocities of explosively-driven metal plates [J]. Explosion and Shock Waves, 2009, 29(1): 105-108.
- [9] 陈永涛,洪仁楷,吴建华,等. 爆轰波对碰加载下平面 Sn 材料动力学行为实验研究 [J]. 高压物理学报, 2016, 30(3): 221-226.
- [10] CHEN Y T, HONG R K, WU J H, et al. Experimental study on dynamic behaviors of Sn sample driven by two head-on colliding detonation waves [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2016, 30(3): 221-226.
- [11] 文尚刚,赵锋,王建,等. 气炮加载下炸药强爆轰驱动技术的初步实验研究 [J]. 高压物理学报, 2011, 25(1): 36-40.
- [12] WEN S G, ZHAO F, WANG J, et al. Primary experimental study on driving technique of strong detonation using gas gun [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2011, 25(1): 36-40.
- [13] 金柯,李平,吴强,等. 爆轰产物驱动飞片运动数值模拟研究 [J]. 爆炸与冲击, 2004, 24(5): 419-424.

- JIN K, LI P, WU Q, et al. Numerical simulation on acceleration process of flyer driven by detonation product through an air cushion [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2004, 24(5): 419-424.
- [8] 赵剑衡,赵锋,文尚刚,等.带空腔爆轰加载装置对驱动飞片的影响 [J]. *爆炸与冲击*, 2001, 21(4): 307-310.
- ZHAO J H, ZHAO F, WEN S G, et al. The effects of explosive device with a cavity on flyer driving [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2001, 21(4): 307-310.
- [9] ORLENKO L P. *爆炸物理学* [M]. 第3版. 孙承纬,译. 北京:科学出版社, 2011: 416.
- [10] 赵同虎,韩立石,何智. 猛炸药RHT-901和钝感炸药IHE-2的爆轰波直角绕射 [J]. *高压物理学报*, 1998, 12(4): 264-270.
- ZHAO T H, HAN L S, HE Z. The rectangular diffraction of detonation wave in the high explosive RHT-901 and the insensitive high explosive IHE-2 [J]. *Chinese Journal of High Pressure Physics*, 1998, 12(4): 264-270.

## Effects of Explosive Device with Foam Cushion and Air Clearance on Kinetic Characteristic of Steel Flyer under Detonation Loading

LI Tao, LIU Mingtao, WANG Xiaoyan, CHEN Haoyu, WANG Penglai

(Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang 621999, China)

**Abstract:** Based on a Doppler pin system, we studied the influence of a 0.5 mm-thick foam layer and an air clearance on the kinetic characteristic of a 45 steel flyer under the detonation of the RHT-901 explosive, and analyzed the difference in this influence as is shown between a single-flyer assembly and a double-flyer assembly according to the free surface velocity-time curves of the flyer of each. The experimental results show that the foam cushion and air clearance significantly affect the kinetic characteristics of the 45 steel flyer, including the take-off time of the flyer, the velocity jump amplitude and the final velocity. Comparing the effect of a foam cushion and that of an air clearance between the explosive and the metal flyer in the single-flyer assembly, we found that the take-off time of the metal flyer in the foam cushion region is later by about 30 ns and the speed jump amplitude is higher by about 13% as compared to that in the air clearance area; comparing it in the double-flyer assembly, we found that the take-off time is advanced by about 200 ns and the speed jump amplitude is reduced by about 6%. Nevertheless, the final velocities in the foam cushion region are lower than that in the air clearance area in the two experiments. Finally, we analyzed the influence pattern based on the stress wave propagation in continuum matter, and verified the rationality of the theoretical explanation by estimating the velocity of detonation products flying through air.

**Keywords:** foam cushion; air clearance; detonation-driven flyer; Doppler pin system

# 基于总体经验模态分解和连续均方误差的 侵彻过载信号分析方法<sup>\*</sup>

唐 林<sup>1</sup>, 陈 刚<sup>1,2</sup>, 吴 昊<sup>3</sup>

(1. 中国工程物理研究院总体工程研究所, 四川 绵阳 621999;  
2. 工程材料与结构冲击振动四川省重点实验室, 四川 绵阳 621010;  
3. 同济大学土木工程学院, 上海 200092)

**摘要:** 侵彻过载是攻坚武器及相关研究的重要参量。针对实测弹载侵彻过载曲线分析处理方法开展了研究, 提出采用总体经验模态分解(EEMD)结合连续均方误差(CMSE)理论获取弹体刚体过载信号的方法。通过EEMD获得测试信号的本征模态函数分量, 再运用CMSE理论判别高频干扰与侵彻信号的分界点, 对不含分界点分量的高频分量进行抛弃处理, 将其余低频信号进行重构获得弹体刚体过载信号。积分结果表明, 重构信号在有效去除高频干扰的同时, 完整保留了侵彻过载中弹体刚体的加速度信号。此外, 整个分析过程所具有的信号自驱动特性避免了不同弹靶工况下滤波频率选择困难。

**关键词:** 侵彻过载; 总体经验模态分解; 连续均方误差

**中图分类号:** O385

**文献标识码:** A

弹体侵彻靶体过程中的负加速度(即侵彻过载)是攻坚武器及其防护研究的一个重要参量。弹体侵彻过载关系到战斗部设计、炸药安定性、智能引信的计层定深功能实现等多个方面。同样, 防护工程中遮弹层结构的合理构筑、材料优化等也需要侵彻过载作为评估参量<sup>[1]</sup>。侵彻过程中弹靶作用相当复杂, 弹体上的测试信号所包含的成分非常丰富。通常认为, 侵彻过载不仅包含弹体的刚体加速度, 还包括弹体结构的振动响应、碰撞产生的应力波传播效应、干扰及噪声等因素产生的信号<sup>[2]</sup>。弹体的刚体加速度是弹在靶体内运动特性的表征, 是侵彻弹体设计的重要参数, 常常需要单独提取进行研究。

国内外学者对侵彻过载测试信号的分析处理开展了大量的研究工作。对试验弹和测试装置进行模态分析和频谱分析可以获取低通滤波截止频率, 从而对测试数据进行滤波, 获得刚体加速度<sup>[1,3]</sup>。王成华等<sup>[4]</sup>以积分后的速度和侵深历程发生突变的滤波频率作为截止频率, 以此滤波获得刚体过载。Forrestal等<sup>[5]</sup>在试验弹体内的不同位置安装两个加速度计, 滤波处理时, 将两个加速度计所测信号从高到低按一定频率步长进行滤波, 直到两条过载曲线没有区别, 即认为此时的频率为合适的滤波截止频率。Franco等<sup>[6]</sup>采用4 kHz的频率对直径为85.1 mm的弹体侵彻数据进行滤波处理。Wu等<sup>[7]</sup>对直径为25.3 mm的弹体侵彻混凝土的过载测试曲线采用1.7 kHz截止频率进行滤波。在这些研究中, 处理侵彻过载数据的基本思路是: 基于特定的条件找到合适的低通滤波截止频率, 以此频率对侵彻过载进行固定阈值滤波, 得到弹体的刚体过载。这种思路主要存在以下缺点: 一是滤波截止频率难以确定, 并且基于固定频率的阈值滤波在滤除高频无用信号时, 容易将有用信号部分滤除, 进而造成滤波所得信号与实际有用过载存在差异; 二是针对每种工况下的侵彻过载信号, 均需要借助频谱分析等一系列方法进行分

\* 收稿日期: 2018-02-13; 修回日期: 2018-03-23

基金项目: 国家自然科学基金(11572299)

作者简介: 唐 林(1992—), 男, 硕士研究生, 主要从事冲击动力学研究. E-mail:tanglin1874@163.com

通信作者: 陈 刚(1971—), 男, 博士, 研究员, 主要从事冲击动力学研究. E-mail:chengang@caep.cn

析,使得分析处理过程复杂且缺乏通用性。

本研究将总体经验模态分解(Ensemble Empirical Mode Decomposition, EEMD)和连续均方误差(Consecutive Mean Square Error, CMSE)理论<sup>[8]</sup>相结合,以文献[7]中两种侵彻工况的实验曲线为例,开展侵彻过载信号处理。将实测信号看成由有用信号和噪声组成,先利用 EEMD 对实验信号进行分解,得到本征模态函数(Intrinsic Mode Function, IMF)分量,然后利用 CMSE 判断噪声与信号的分界点分量,对不含分界点分量的前几阶高频分量进行抛弃处理,最后将剩下的低频信号进行重构,得到最终的有用信号。通过对比处理结果与原始实验曲线及文献[7]的分析结果,验证方法的有效性。

## 1 弹体撞击钢筋混凝土靶实验简介

Wu 等<sup>[7]</sup>开展了弹体侵彻钢筋混凝土靶板实验。实验所用钢弹弹长为 152 mm,弹径为 25.3 mm,质量为 386 g;实验靶板为总厚度相同(300 mm)的单层和分层钢筋混凝土靶,靶板截面为方形,边长为 675 mm,不同厚度的靶板配有 2~4 层直径为 6 mm 的钢筋网。通过弹载记录装置,测试了 6 发实验弹体的火炮加速及侵彻靶板的完整过载历程。图 1 为弹体撞击单层靶和双层靶的典型测试曲线,其中  $a$  为侵彻过载,  $g$  为重力加速度。

图 1(a)为文献[7]中实验编号为 1-1 的弹体侵彻 300 mm 厚单层钢筋混凝土靶板的过载曲线,弹体撞靶速度为 641.5 m/s;图 1(b)为实验编号为 3-2 的弹体侵彻总厚度为 300 mm 的双层钢筋混凝土靶板的过载曲线,其中第 1 层靶板厚度为 200 mm,第 2 层厚度为 100 mm,两层靶体的间距约 270 mm。由图 1 可见:实测曲线完整包含了弹丸膛内加速、自由飞行、穿靶和靶后自由飞行的全过程,但实测数据中包含干扰信号和侵彻过程中的高频振荡。在侵彻分析中,宜将干扰信号和高频振荡通过适当方法予以滤除。本研究拟针对图 1 所示曲线进行分析。

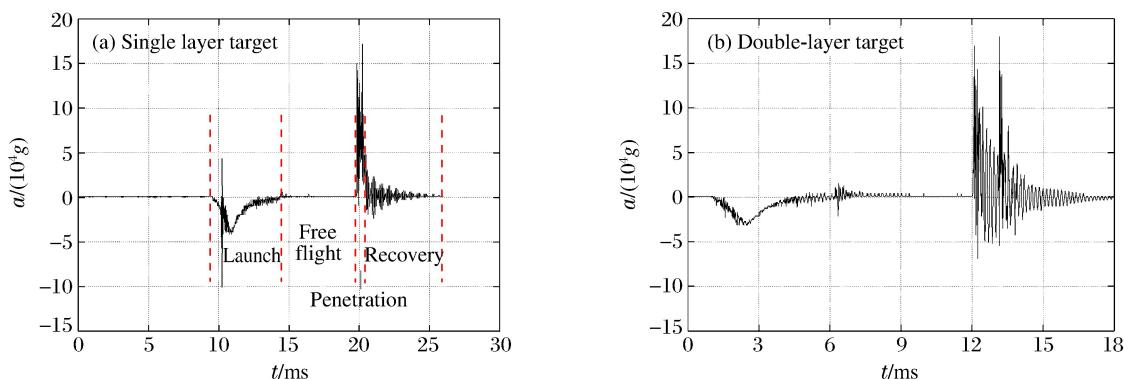


图 1 典型实测侵彻过载曲线<sup>[7]</sup>

Fig. 1 Typical deceleration-time histories of projectile<sup>[7]</sup>

## 2 弹体撞击单层靶过载曲线的 EEMD

### 2.1 EEMD 方法

EEMD 方法由 Wu 等<sup>[9]</sup>提出,是一种新型的自适应信号时频处理方法,适用于非线性、非平稳信号分析。EEMD 通过在原始曲线上多次叠加高斯白噪声,对叠加后的曲线分别进行经验模态分解(Ensemble Empirical Mode Decomposition, EMD),得到不同信号的 IMF 分量和趋势项,再将各分量和趋势项进行平均得到最终的 IMF 分量和趋势项。由于高斯白噪声是一种零均值噪声,在把多次分解的结果进行平均时,信号中的高斯噪声就相互抵消了<sup>[9]</sup>。利用高斯白噪声 EMD 的二进滤波特性以及加入高斯白噪声后的新信号在整个频域上连续这一特点,可以解决 EMD 中由于间断信号存在而引起的模态混叠问题。其中,EMD 的处理过程为<sup>[10]</sup>:对于信号序列  $x(t)$ ,找到其局部极大值和极小值点,通过插值分别求出极大值点和极小值点的包络线,再求出上、下包络线序列的平均  $m(t)$ ;将原始信号序列  $x(t)$  减去  $m(t)$ ,得

到一个去掉低频信号的新信号  $h(t) = x(t) - m(t)$ , 若  $h(t)$  在整个信号上的极值点个数和过零点个数相差不大于 1, 且任意点处包络均值为零, 则将  $h(t)$  作为分解后的第一个 IMF 分量; 若  $h(t)$  不满足条件, 则将其作为“原始”信号重新分解, 直到分解的分量满足条件, 得到第一个 IMF 分量  $c_1$ ; 将  $c_1$  从原始信号中分离出来, 得到剩余项  $r(t) = x(t) - c_1$ , 对  $r(t)$  重复上述操作, 得到若干个 IMF 分量  $c_i$ , 直到最后一步 IMF 分量或剩余项  $r_n(t)$  满足预设条件为止。这样, 原始信号就可以表示为各 IMF 分量与剩余项之和。可以看出, EMD 是一种由数据驱动的具有自适应性的信号处理方法, 分解过程无需基函数, 并且可以对任意信号进行分解, 分解得到的 IMF 分量是一系列频率从高到低分布的量。

EEMD 方法的一个关键步骤是对信号的极值点进行包络拟合进而获取包络平均。经典算法采用三次样条曲线拟合极值点, 但是三次样条存在过冲和欠冲现象, 导致包络平均不能准确反映信号趋势, 造成提取的信号失真。对此, 研究者进一步提出了保形分段三次埃尔米特插值、极值中心插值等获取包络平均的方法<sup>[11-12]</sup>。通过尝试以上几种方法, 发现采用极值中心插值法可以取得较好的结果。在后续分析中将采用该方法获取包络平均, 具体过程为: 采用直线段将极大(小)值连接形成上(下)包络折线; 基于折线包络求出所有极值点的平均中心点(极值中心), 再采用三次样条对极值中心进行拟合, 获得信号的包络平均。

筛选准则和停止条件是实际运用 EEMD 的另一个关键点。由于实际筛选的 IMF 分量很难完全满足定义, Huang 等<sup>[10]</sup>提出: 采用判断两个连续筛选分量  $h(t)$  之间的标准偏差来决定当前筛选项是否满足 IMF 的要求, 通常标准偏差的阈值取 0.2~0.3 之间; 同时将  $c_n$  或  $r_n$  序列小于给定阈值或  $r_n$  变为单调函数作为整个分解过程的停止条件。Wu 等<sup>[9]</sup>采用连续筛选 10 次的方法获取每个 IMF 分量, 结合连续筛选 10 次时白噪声 EMD 的近似二进滤波特性, 将分解阶数取为  $n = \text{ent}(\log_2 M) - 1$  ( $\text{ent}(x)$  表示对  $x$  向下取整,  $M$  表示信号长度)。实际上, 两种方法的筛选停止条件都不依赖 IMF 分量的定义。通过对两种不同筛选准则下的分解结果进行比较, 发现连续筛选 10 次时 IMF 分量的过零点个数和极值点个数相差更小, 包络平均的标准差也更小, 相对来说, 此时的分量更符合 IMF 的定义, 同时也节省计算时间。在后面的分析中将采用 Wu 等<sup>[9]</sup>的筛选准则进行 IMF 分量提取。

这样, 在确定包络拟合方法、筛选准则和停止准则后, 就可以对信号进行 EEMD 处理。

## 2.2 过载曲线的分解及结果

首先, 采用 2.1 节所述方法对图 1(a)所示单层靶侵彻过载曲线做 EEMD 处理。通常, EEMD 的效果受添加的高斯白噪声幅值和添加次数影响, 大多数情况下, 噪声幅值一般取为原始信号标准差的 0.2 倍, 次数添加要足够多(通常需要上百次)。为防止噪声影响高频信号的极值点分布, 进而影响分解效果, 经试分解, 给定噪声幅值为原始信号标准差的 0.15 倍, 添加次数为 200, 分解阶数  $n = \text{ent}(\log_2 M) - 1$ 。图 2 为图 1(a)实验曲线的 EEMD 结果及 IMF 分量的频谱汇总, 其中 A 表示傅里叶展开时的频谱幅值。从分解结果来看, 各阶 IMF 分量均具有较好的上下对称性; 从汇总的频谱曲线上看, IMF 分量有明显的从高频到低频分布的变化趋势。除获取的 10 阶 IMF 分量外, 分解后最终剩余一个趋势项, 在一定程度上能够反映原始信号的变化特征, 但还并非最终的有效信号。

## 3 弹体撞击单层靶过载曲线分量的 CMSE 判别

相对来说, 弹体结构的振动响应、碰撞产生的应力波传播效应、干扰和噪声等信号是高频信号, 而弹体的刚体加速度是低频信号。在将测试信号进行 EEMD 之后, 还需要选择一种合适的方法对各阶分量做进一步分析, 以获取有效的弹体侵彻刚体加速度。

Boudraa 等<sup>[8]</sup>根据 IMF 分量按频率从高到低分布的特点, 认为存在某一阶分量, 使得该分量之前的分量为噪声主导, 之后的分量为有效信号主导, 进而提出 CMSE 方法对分解的分量进行判别。该方法的核心是通过求两个连续重构信号的均方误差寻找对信号的最佳估计。将测试信号分解为一系列 IMF 分量  $c_j(t)$  和一个残余项  $r_n(t)$  后, 对第  $k$  阶之后的低频分量(含残余项)进行叠加重构, 以实现对有效信号的估计, 即

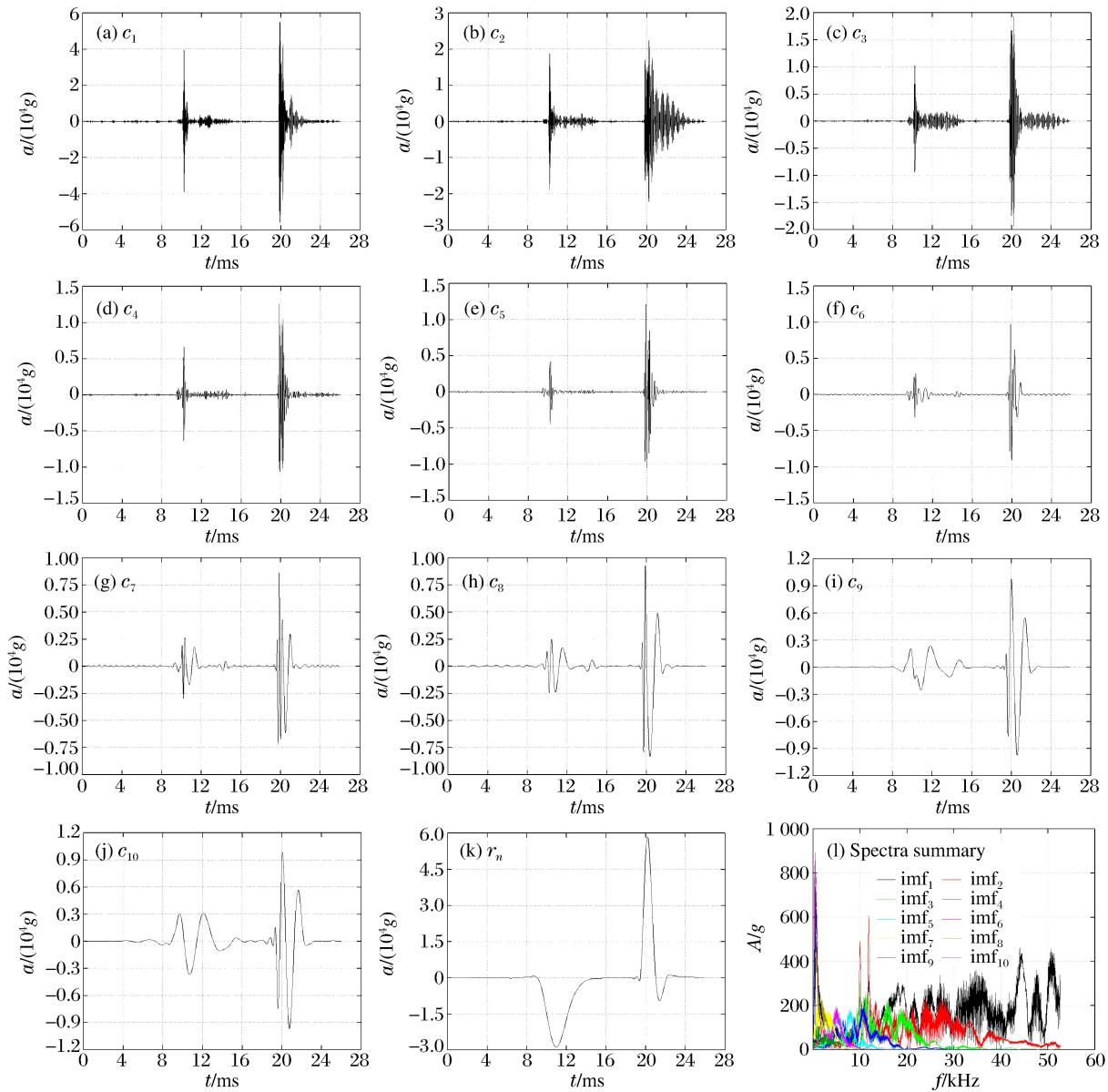


图 2 EEMD 分解所得 IMF 分量、趋势项及分量频谱

Fig. 2 IMF components, trend term from EEMD decomposition and components spectra

$$\tilde{x}_k(t) = \sum_{j=k}^n c_j(t) + r_n(t) \quad (1)$$

式中:  $\tilde{x}(t)$  表示低频部分的重构, 即对有效信号  $x(t)$  的估计;  $k=2, 3, \dots, n$ 。为获取有效信号的最佳估计, 对两个连续重构信号求取均方误差(CMSE)

$$\Delta(\tilde{x}_k, \tilde{x}_{k+1}) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [\tilde{x}_k(t_i) - \tilde{x}_{k+1}(t_i)]^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [c_k(t_i)]^2 \quad (2)$$

式中:  $\Delta$  为 CMSE;  $k=1, 2, \dots, n-1$ 。(2)式也表征第  $k$  阶 IMF 分量的能量密度。当利用(2)式求得所有连续重构信号之间的均方误差后, 其全局极小值对应的重构信号就是对有效信号的最佳估计。这样, 便可将此处的 IMF 分量作为高频噪声干扰和低频信号的分界点, 将不含分界点的前几阶分量作为高频分量进行抛弃, 其余分量(含趋势项)作为低频分量进行重构, 得到对原始信号有效成分的最佳提取。

针对图 2 所示的 IMF 分量, 运用(2)式计算 CMSE, 得到其变化曲线, 如图 3 所示。从图 3 中可以看出, CMSE 的全局极小值出现在第 6 阶, 即噪声等高频干扰信号主要集中在前 5 阶。对前 5 阶分量做

抛弃处理,并将剩余分量进行重构,得到图4所示结果。可见,处理后的信号几乎完全滤除了原始信号中的高频振荡、噪声干扰等,能够很好地反映实测信号的变化趋势。

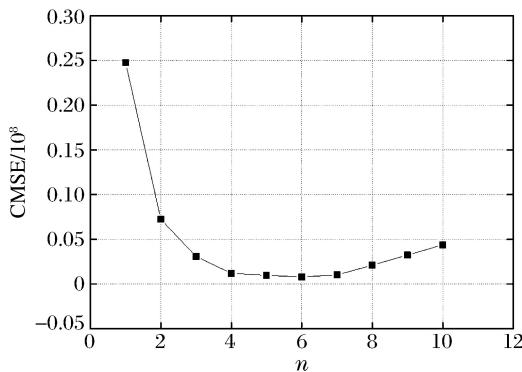


图3 CMSE曲线

Fig. 3 Consecutive mean square error curve

处理后的信号与文献[7]中1.7 kHz滤波信号在侵彻段附近的对比曲线如图5所示。可以看出,相比滤波信号,重构信号在基线上的振荡更小,其侵彻加速度的上升沿更能准确反映实测信号的变化,同时对于一些局部特征(比如侵彻过程中加速度的平台期),重构信号能更好地复现。

对原始信号、图4所示重构信号分别做一次和二次积分处理,得到速度 $v$ 和位移 $S$ 历程,如图6所示,其中图6(b)仅给出侵彻段(19.82~20.43 ms)的位移。从图6可以看出,无论是速度曲线还是位移曲线,重构信号都能与原始信号吻合较好,表明重构信号充分地提取了原始信号的有效成分。

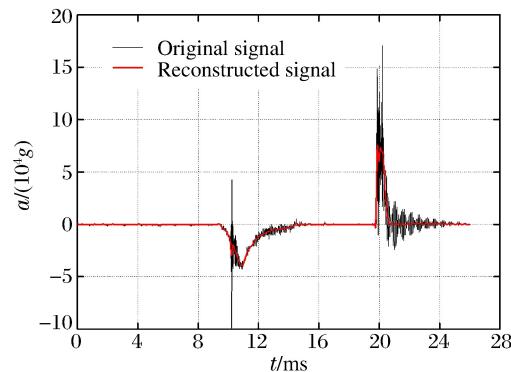


图4 单层靶条件下重构信号与原始信号对比

Fig. 4 Comparison between reconstructed and original signals of single layer target case

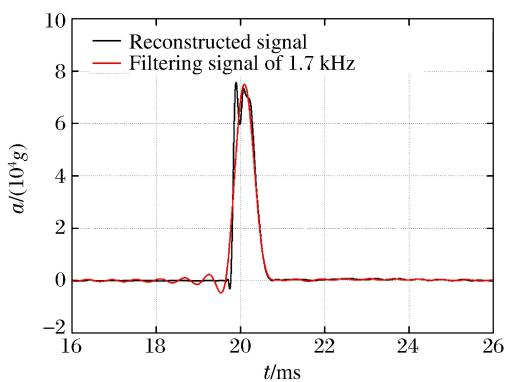
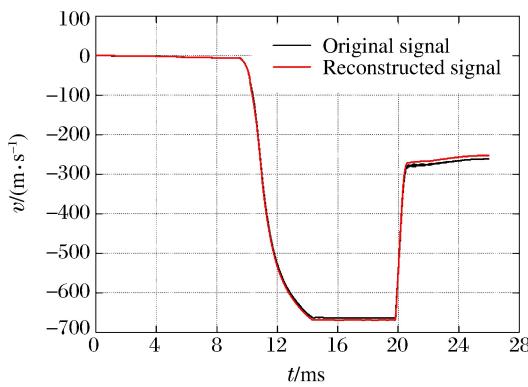
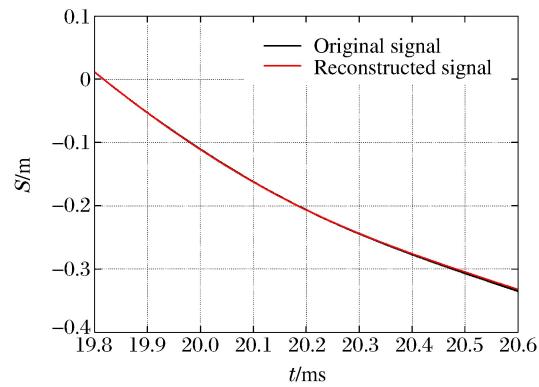


图5 重构信号与滤波信号的对比

Fig. 5 Comparison between reconstructed and filtering signals



(a) Penetration velocity



(b) Penetration displacement

图6 单层靶条件下的重构效果

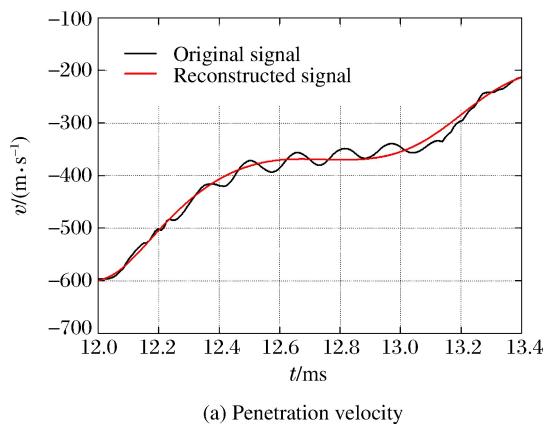
Fig. 6 Reconstruction for single layer target case

#### 4 弹体撞击双层靶实验过载曲线的分解处理

采用与单层靶信号处理相同的流程及参数,对图1(b)所示双层靶侵彻过载信号进行处理。

原始信号经 EEMD 处理后得到 9 阶 IMF 分量, 针对分解结果计算重构信号的 CMSE, 得到全局极小值出现在第 8 阶, 即噪声等高频干扰信号主要集中在前 7 阶。对前 7 阶分量做抛弃处理, 并将剩余分量进行重构, 得到重构信号, 如图 7 所示。从图 7 可以看出, 重构信号能准确反映原始信号的变化趋势, 对于侵彻过程也能较好地表征。

对图 7 所示重构信号及原始信号分别做一次和二次积分, 得到速度和位移历程, 如图 8 所示, 其中仅给出侵彻段(12.02~13.33 ms)结果。从速度和位移历程曲线上看, 重构信号的速度和位移均能较好地吻合原始信号的速度和位移。



(a) Penetration velocity

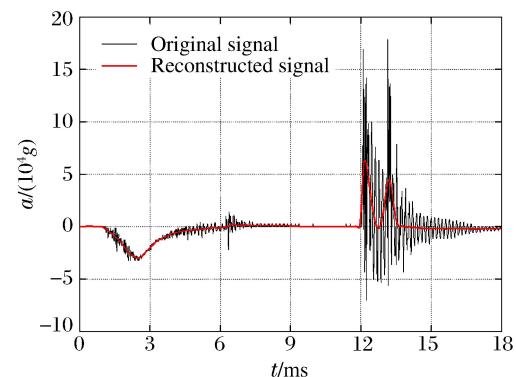
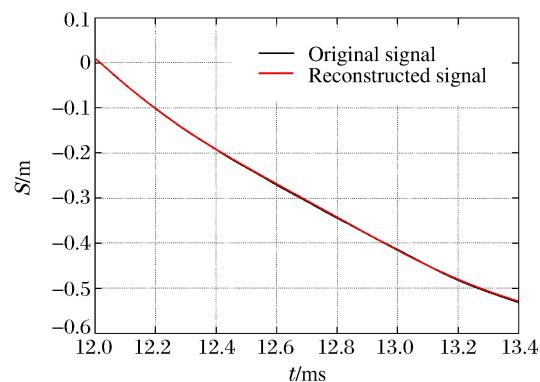


图 7 双层靶条件下原始信号与重构信号对比

Fig. 7 Comparison between reconstructed and original signals of double-layer target case



(b) Penetration displacement

图 8 双层靶条件下的重构效果

Fig. 8 Reconstruction for double-layer target case

## 5 结 论

利用 EEMD 与 CMSE 相结合的方法, 对典型单层靶和双层靶侵彻过载信号进行处理, 并将处理结果与传统滤波方法处理结果进行对比。信号分解结果显示, EEMD 方法能将原始信号分解为一系列从高频到低频分布的分量, 同时得到能描述信号基本特征的趋势项; 采用 CMSE 方法可判断并获取恰当分量, 使重构侵彻信号为有效信号的最佳估计, 且比传统滤波方法获取的结果更准确。通过对重构信号进行一次和二次积分, 获得了弹丸侵彻靶板过程的速度和位移曲线, 积分结果验证了重构信号的有效性。整个分析处理过程完全由信号自驱动, 避免了不同弹靶工况下滤波频率选择困难。

## 参 考 文 献:

- [1] 黄家蓉, 刘瑞朝, 何翔, 等. 侵彻过载测试信号的数据处理方法 [J]. 爆炸与冲击, 2009, 29(5):555-560.  
HUANG J R, LIU R C, HE X, et al. A new data processing technique for measured penetration overloads [J]. Explosion and Shock Waves, 2009, 29(5):555-560.
- [2] 赵海峰, 张亚, 李世中, 等. 侵彻弹体频率特性分析及过载信号处理 [J]. 中国机械工程, 2015, 26(22):3034-3039.  
ZHAO H F, ZHANG Y, LI S Z, et al. Frequency characteristics analyses of penetrating missile and penetration overload signal processing [J]. China Mechanical Engineering, 2015, 26(22):3034-3039.
- [3] 徐鹏, 祖静, 范锦彪. 高速动能弹侵彻硬目标加速度测试技术研究 [J]. 振动与冲击, 2007, 26(11):118-122.  
XU P, ZU J, FAN J B. Study on acceleration test technique of high velocity kinetic energy projectile penetrating into

- hard target [J]. Journal of Vibration and Shock, 2007, 26(11): 118-122.
- [4] 王成华, 陈佩银, 徐孝诚. 侵彻过载实测数据的滤波及弹体侵彻刚体过载的确定 [J]. 爆炸与冲击, 2007, 27(5): 416-419.
- WANG C H, CHEN P Y, XU X C. Filtering of penetration deceleration data and determining of penetration deceleration on the rigid-body [J]. Explosion and Shock Waves, 2007, 27(5): 416-419.
- [5] FORRESTAL M J, LUK V K. Penetration into soil targets [J]. International Journal of Impact Engineering, 1992, 12(3): 427-444.
- [6] FRANCO R A, INGRAM J K. A very high shock data recorder [C]//IEEE Proceedings of Southeastcon '91, 1991: 503-507.
- [7] WU H, FANG Q, PENG Y, et al. Hard projectile perforation on the monolithic and segmented RC panels with a rear steel liner [J]. International Journal of Impact Engineering, 2015, 76: 232-250.
- [8] BOUDRAA A, CEXUS J C. Denoising via empirical mode decomposition [C]//Proceedings of IEEE ISCCSP, 2006.
- [9] WU Z, HUANG N E. Ensemble empirical mode decomposition: a noise-assisted data analysis method [J]. Advances in Adaptive Data Analysis, 2009, 1(1): 1-41.
- [10] HUANG N E, SHEN Z, LONG S R, et al. The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for non-linear and non-stationary time series analysis [C]//Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. The Royal Society, 1998, 454: 903-995.
- [11] 朱赛, 尚伟. 经验模态分解中包络线算法 [J]. 火力与指挥控制, 2012, 37(9): 125-128.
- ZHU S, SHANG W. Analysis and study of envelope algorithm in EMD [J]. Fire Control & Command Control, 2012, 37(9): 125-128.
- [12] 张梅军, 唐建, 何晓晖. EEMD方法及其在机械故障诊断中的应用 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2015.

## Penetration Deceleration Signal Processing Method with Ensemble Empirical Mode Decomposition and Consecutive Mean Square Error

TANG Lin<sup>1</sup>, CHEN Gang<sup>1,2</sup>, WU Hao<sup>3</sup>

(1. Institute of Systems Engineering, CAEP, Mianyang 621999, China;

2. Key Laboratory of Shock and Vibration of Engineering Materials and Structures of Sichuan, Mianyang 621010, China;

3. College of Civil Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China)

**Abstract:** The extraction of rigid-body deceleration characteristic plays a significant role in the research of anti-hard-target weapons and related areas. In this paper, we investigated the methods of processing on-board recorded penetration deceleration data. The intrinsic mode functions were separated from the raw signals by ensemble empirical mode decomposition (EEMD), and a demarcation point between high-frequency interference functions and the projectile rigid-body acceleration signal functions was distinguished by the consecutive mean square error (CMSE) theory. By discarding the first few high-frequency components without demarcation points, the rigid-body acceleration of projectile was reconstructed with the remaining low-frequency components. The consistency of the integral results between the final curve and the original data shows that, the high-frequency interference is removed effectively and the rigid-body penetration over-load is kept completely. In addition, the difficulty of selecting the filter frequency under different target conditions in the traditional filter method is avoided with the characteristic of signal adaptive in the analysis process.

**Keywords:** penetration overload; ensemble empirical mode decomposition; consecutive mean square error



## 《高压物理学报》2018年主题专刊名录

- ❖ 氢
- ❖ 高压物性实验研究
- ❖ 高压物性第一性原理计算
- ❖ 高压合成新材料
- ❖ 高压地球科学
- ❖ 静高压实验技术
- ❖ 动高压实验技术
- ❖ SHPB 实验技术
- ❖ 高压下材料和结构的力学性能和动态响应
- ❖ 界面不稳定性
- ❖ 高压科学应用——炸药起爆及安全性
- ❖ 高压科学应用——水下爆炸
- ❖ 高压科学应用——侵彻与防护
- ❖ 高压科学应用——破片
- ❖ 高压科学应用——爆燃及燃烧
- ❖ 高压科学应用——高压食品科学

★ 获取地址：<http://www.gywlxb.cn/topics>

## 2018年“动高压实验技术”主题专刊引用信息

- ☆ 宋云飞,郑朝阳,吴红琳,等.桌面式激光驱动冲击波技术及其在含能材料分子反应机制研究中的应用 [J]. 高压物理学报,2018,32(1):010107.  
SONG Y F, ZHENG Z Y, WU H L, et al. A desktop laser driven shock wave technique and its applications to molecular reaction mechanism of energetic materials [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2018, 32(1):010107. DOI:10.11858/gywlb. 20170599.
- ☆ 刘盛刚,李加波,李俊,等.动态发射率与辐射亮度同时测量实验中的时间精确同步技术 [J]. 高压物理学报,2018,32(3):033201.  
LIU S G, LI J B, LI J, et al. Time precision synchronization in simultaneous measurement of dynamic emissivity and radiance [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2018, 32(3):033201.
- ☆ 王君龙,刘秀茹,张林基,等.快速增压法研究温度对铝和氯化钠 Grüneisen 参数的影响 [J]. 高压物理学报,2018,32(4):041301.  
WANG J L, LIU X R, ZHANG L J, et al. Effect of temperature on Grüneisen parameters of aluminum and sodium chloride by rapid compression method [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2018, 32(4):041301.
- ☆ 董石,孟川民,谷伟,等.反应气体驱动二级轻气炮发射特性实验及数值计算 [J]. 高压物理学报,2018,32(5):053201.  
DONG S, MENG C M, GU W, et al. Experiment and numerical calculation on launching performance of two-stage light gas gun driven by gas reaction [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2018, 32(5):053201.
- ☆ 李金河,尚海林,傅华.平面冲击波在有机玻璃中的衰减规律 [J]. 高压物理学报,2018,32(4):044201.  
LI J H, SHANG H L, FU H. Attenuation of plane shock wave in PMMA [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2018, 32(4):044201.
- ☆ 李涛,刘明涛,王晓燕,等.装配垫层与间隙对爆轰加载下金属飞片运动特征的影响 [J]. 高压物理学报,2018,32(4):044202.  
LI T, LIU M T, WANG X Y, et al. Effects of explosive device with foam cushion and air clearance on kinetic characteristic of steel flyer under detonation loading [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2018, 32(4):044202.
- ☆ 唐林,陈刚,吴昊.基于总体经验模态分解和连续均方误差的侵彻过载信号分析方法 [J]. 高压物理学报,2018,32(5):055104.  
TANG L, CHEN G, WU H. Penetration deceleration signal processing method with ensemble empirical mode decomposition and consecutive mean square error [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2018, 32(5):055104.

## 征 稿 简 则

《高压物理学报》是我国高压物理领域唯一的专业性学术刊物。征稿内容包括：动态及静态高压技术，人工合成新材料，高温高压下材料的力、热、光、电、磁等特性以及物质微观结构的研究，动态及静态高压研究中的测试技术，高温高压下的相变，高温高压物态方程，高压地学，材料动态断裂，冲击和爆轰现象等。《高压物理学报》接受中、英文稿件。

自1987年创刊以来，《高压物理学报》取得了较大成就。2001年，《高压物理学报》被科技部和国家新闻出版总署评为“中国期刊方阵”双效期刊。国际主要检索系统Scopus、JSTChina、CA长期收录《高压物理学报》发表的文章。由北京高校图书馆期刊工作研究会和北京大学图书馆编著的《中文核心期刊要目总览》连续七版把《高压物理学报》列为物理学类核心期刊。

《高压物理学报》一贯秉承服务科学、服务读者、服务作者的办刊理念，慎重对待每一篇来稿，尊重作者劳动。优秀稿件享有快速发表通道，重大创新性成果可在1个月甚至更短时间内刊出。欢迎广大专家学者向《高压物理学报》投稿！



官方网站：[www.gywlxb.cn](http://www.gywlxb.cn)

官方邮箱：[gaoya@caep.cn](mailto:gaoya@caep.cn)

联系电话：0816-2490042