

冲击压缩下 Z-切石英的弹性响应特性和折射率*

李雪梅[†] 俞宇颖 李英华 张 林 马 云 汪小松 付秋卫

(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国防科技重点实验室, 绵阳 621900)

(2009 年 5 月 21 日收到; 2009 年 8 月 9 日收到修改稿)

利用平面对称碰撞和“原位”测量实验方法, 对 Z-切石英的弹性响应特性和窗口光学特性进行了研究. 结果表明, 在至少 10 GPa 内, Z-切石英为弹性单波响应, 且透光性良好, 可作为速度剖面测试系统的光学窗口. 10 GPa 内 Z-切石英的冲击波速度和粒子速度之间满足线性关系. 1550 nm 入射光条件下, 其窗口速度修正采用指数形式较为精确, 线性修正仅适用于特定范围; 而折射率随密度的变化关系则可采用线性函数进行较好描述. 以上结果为 Z-切石英应用于基于 1550 nm 光源激光干涉测速系统的光学窗口提供了依据.

关键词: Z-切石英, 速度修正, 折射率, 弹性响应

PACC: 6250, 7820D, 6460C

1. 引 言

在冲击波物理领域, 加窗界面速度测量是研究材料冲击动力学特性的一种基本方法^[1,2]. 这类实验往往采用任意反射面速度干涉仪^[3] (velocity interferometer system for any reflector, VISAR)、任意反射面位移干涉仪^[4] (displacement interferometer system for any reflector, DISAR)、光子 Doppler 速度仪^[5] (photon Doppler velocimetry, PDV) 等激光干涉测速技术. 其中, VISAR 通常采用波长为 532 nm 的光源, 其余两种技术则普遍采用 1550 nm 的光源.

对于加窗剖面测量, 为了正确解读实验数据, 需要精确测量窗口材料在冲击加载下的力学响应参数和光学特性参数, 后者直接与测试所用激光波长和冲击压力相关. 此外, 窗口的合理选择对于数据解读至关重要. 具有稳定单波响应特性的窗口将最有利于数据分析. 目前常用的光学窗口材料主要包括熔石英、单晶氟化锂和单晶蓝宝石等. 其中, 熔石英为非线弹性响应^[6], 氟化锂 (LiF) 在低压下为弹塑性响应^[5,7], 蓝宝石尽管在较宽的压力范围内为简单弹性响应^[5,8], 但它主要适用于阻抗较高的材料.

近年来, Z-切石英单晶 [0001] 的弹性响应特性

和光学特性逐渐受到关注^[5,9-13]. 由于它具有阻抗适中, 且在较宽压力范围内为简单弹性响应等优点, Z-切石英已入选为低压 VISAR 窗口, 其弹性 Hugoniot 参数和针对 VISAR 系统的窗口修正已有文献报道^[11]. 不过, 一方面, 现有的 Z-切石英低压冲击参数非常有限^[5,9,11], 且其覆盖的压力范围较低, 通常在 6 GPa 以内; 另一方面, 近年新发展起来的 DISAR、PDV 等剖面测试技术普遍采用波长为 1550 nm 的光源, 而目前针对 1550 nm 波长下 Z-切石英的窗口修正数据十分欠缺^[5], 这无疑限制了 Z-切石英在此类速度剖面测试技术中的应用.

本文利用对称平面碰撞实验和“原位”测量方法, 对 Z-切石英在 10 GPa 压力范围内的冲击力学参数开展了精密测量; 同时, 获得了 1550 nm 波长下 Z-切石英的速度修正、折射率等光学特性参数, 为 Z-切石英窗口应用于 DISAR 等速度剖面测试技术提供基础数据.

2. 实验原理和方法

2.1. 实验原理

激光干涉测速系统的基本思想是通过检测激光 Doppler 频移来计算待测表面的运动速度. 加窗

* 国家自然科学基金 (批准号: 10672149)、中国工程物理研究院基金重大项目 (批准号: 2009A0101001) 和冲击波物理与爆轰物理国防科技重点实验室基金 (批准号: 9140C6701010901) 资助的课题.

[†] E-mail: lxm023@yahoo.com.cn

测量时,由于冲击作用,窗口材料的密度和温度发生变化,折射率也要随之改变,这就必然会产生附加的 Doppler 频移. 图 1 为加窗测量时飞片撞击样品后样品和窗口的运动过程. 当飞片撞击样品产生的右行冲击波到达样品/窗口界面后,以速度 D_s 在窗口内继续传播,由于冲击作用,窗口内波阵面后的状态发生突变,密度、压力、折射率分别由初始状态 ρ_0, P_0, n_0 变为 ρ, P, n . 而窗口内的质点以真实粒子速度 u_p 向右运动,此速度既是样品/窗口界面运动速度,也是激光干涉测速系统需要测试的速度. 不过,由于窗口附加 Doppler 频移,测速系统实际测得的速度并不是真实粒子速度 u_p ,而是包含窗口附加频移信息的表观速度 u_a .

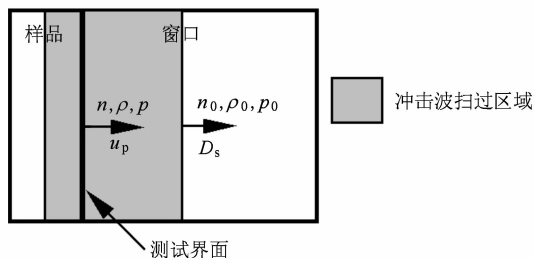


图 1 加窗测量示意图

这时,探测器检测到的 Doppler 频移量 ν_m 为^[14]

$$\nu_m = \frac{2}{\lambda} [n u_p - (n - n_0) D_s], \quad (1)$$

因此,实际测得的表观速度 u_a 为

$$u_a = \frac{\lambda}{2} \nu_m = n u_p - (n - n_0) D_s, \quad (2)$$

由(2)式可以看出,加窗测量时,表观速度 u_a 和窗口受冲击后的折射率 n ,真实粒子速度 u_p ,冲击波速度 D_s 密切相关,它与真实粒子速度 u_p 的差值 Δu 称为速度修正,即:

$$\Delta u = u_a - u_p. \quad (3)$$

对于某种给定的窗口材料,只要通过实验获得其 $\Delta u - u_p$ 关系,利用直接测出的表观速度 u_a ,即可给出某次具体实验待测样品/窗口界面的真实粒子速度 u_p . 另一方面,引起窗口附加 Doppler 效应的本质原因是窗口折射率变化,通过测量冲击加载下窗口折射率的变化,可以从理论上研究特定波长、不同冲击压力下的窗口光学特性.

2.2. 实验简介

实验在口径为 $\Phi 37$ mm 的火炮上进行,采用对称平面碰撞,弹丸驱动 Z-切石英飞片以弹速 W_f 撞

击 Z-切石英样品,样品后表面的外侧为自由面,内侧由 Z-切石英窗口支撑(见图 2). 飞片与弹托之间为 10 mm 厚的软衬垫,以控制飞片碰靶姿态. 飞片的碰撞面和窗口前表面均镀有一层厚约 $1 \mu\text{m}$ 的高反射铝膜. 利用激光干涉测速系统 DISAR,分别在样品和窗口的自由面布置探针,对飞片碰撞面和样品/窗口界面的速度剖面进行监测.

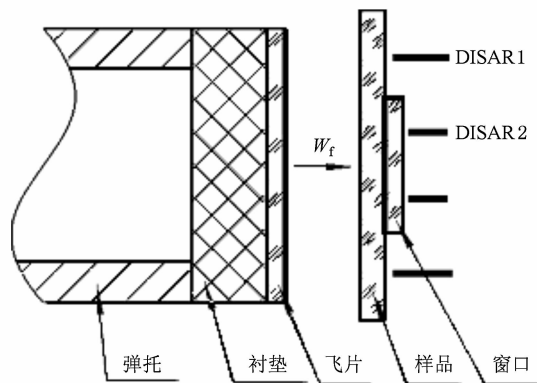


图 2 实验装置示意图

飞片、样品、窗口的名义尺寸分别为 $\Phi 35$ mm \times 2.5 mm, $\Phi 42$ mm \times 3.5 mm, $\Phi 18$ mm \times 2.5 mm, 具体厚度实测,其测量不确定度小于 $5 \mu\text{m}$. Z-切石英的实测密度为 2.6505 g/cm^3 ,其晶体方向角偏差在 $\pm 5'$ 以内,实验通光方向垂直于 $[0001]$ 解理面,弹速范围为 271.7—1061.4 m/s,对应的轴向冲击压力为 2.33—10.04 GPa.

2.3. “原位”测量方法

图 2 中安装在样品自由面上的 DISAR 组 (DISAR1) 用于监测碰撞界面的运动. 由于在飞片的碰撞面镀有高反射铝膜,在冲击波出样品自由面之前,该表面为主要的反射面,弹速 W_f , 样品的表观速度 u_a 和冲击波在样品内的走时 δt 均可由同一路探针信号给出,从而实现 Z-切石英冲击参数的“原位”精密测量.

图 3 给出了该组探针测得的典型剖面:在碰靶前 ($t < t_1$), 飞片以弹速 W_f 运动,而样品处于静止状态,因此实验测得的界面速度即为弹速 W_f , W_f 的测量不确定度小于 0.1%. 碰靶后 ($t \geq t_1$), 碰撞界面以真实粒子速度 u_p 运动,其数值可通过弹速 W_f 精确获得, $u_p = W_f/2$; 而测速系统测得的速度是包含附加 Doppler 频移的表观速度 u_a , 其测量不确定度小于 0.1%. 当冲击波到达自由面后 ($t \geq t_2$), 剖面速

度将再次产生突跳(这时剖面上给出的速度仅代表自由面).由 t_1 和 t_2 可以获得冲击波在样品内的走时 δt , $\delta t = t_2 - t_1$. t_1 和 t_2 由原始条纹信号进行判读,以避免剖面数据处理方法引入的误差;通过对多组 DISAR 结果进行平均,可以进一步减小 δt 的测量不确定度.本文实验条件下, δt 的标准不确定度小于 1 ns.这时,通过精确测量 Z-切石英样品厚度 h ,可以获得高精度的弹性冲击波速度 D_s ($D_s = h/\delta t$),其不确定度小于 0.5%.

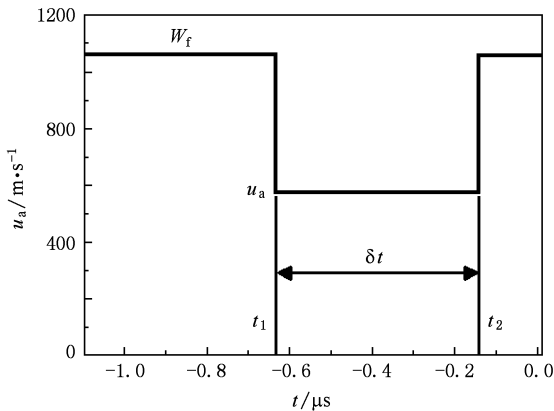


图3 样品自由面上 DISAR 探头测得的典型剖面

3. 实验结果和分析

3.1. Z-切石英的波剖面特征

位于窗口自由面上的 DISAR (DISAR2, 见图 2) 用于监测 Z-切石英样品/窗口界面的运动.由碰撞面产生的初始扰动在样品内传播时其波形将被展开,到达样品/窗口界面后,若忽略界面上铝膜的影响,则该加载波将无反射地进入窗口.因此,该组 DISAR 可以直接监测 Z-切石英在不同轴向压力下的加载波剖面,分析其弹性响应特征,检查 Z-切石英作为弹性窗口的压力范围.

图 4 给出了不同轴向压力下 Z-切石英样品/窗口界面的典型速度剖面,为了比较方便,这里已将冲击起跳时刻平移到同一位置.可以看出,在本文最高轴向压力为 10.04 GPa 的所有实验中,未观察到脆性透明材料动态屈服的任何迹象;Z-切石英均为弹性简单波响应,弹性冲击波的上升前沿陡峭(小于 2 ns),界面速度在弹性波到达样品/窗口界面的瞬时达到峰值,并在冲击波出窗口自由面之前保持不变.定义一维应变条件下轴向压力的初始屈

服极限为 Hugoniot 弹性极限 σ_{hel}^e [15],则由本文实验结果可以推断,Z-切石英的 Hugoniot 弹性极限 $\sigma_{\text{hel}}^e > 10$ GPa,远大于文献[5,11]给出的 $\sigma_{\text{hel}}^e = 6$ GPa 的结果,与文献[10]相符.另外,在本文所有实验中,测速系统在样品/窗口界面获得的信号均具有较好的信噪比.由此证明 Z-切石英作为弹性光学窗口的上限压力不低于 10 GPa.

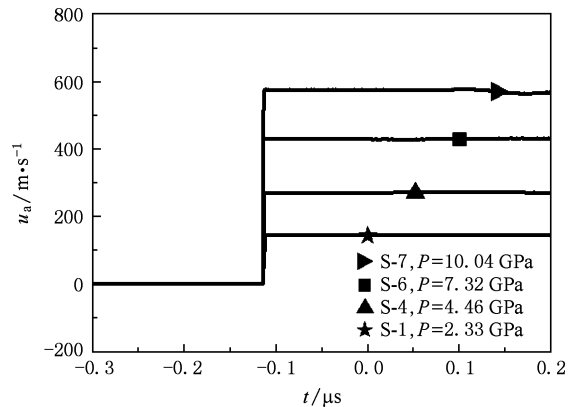


图4 窗口自由面 DISAR 探头测得的典型剖面

3.2. 冲击 D_s - u_p 关系

不同冲击压力下 Z-切石英的真实粒子速度 u_p 和弹性冲击波速度 D_s 测量结果见表 1 和图 5,其中 u_p 和 D_s 的相对扩展不确定度分别不大于 0.1% 和 0.5%.为了比较,图 5 同时给出了 Jones [11] 和 Jensen [5] 的实验数据点.显然,本文数据与 Jones 的测量结果较为一致,而 Jensen 的数据则较为分散.为此,这里利用本文和 Jones 的实验数据进行拟合,其最佳线性拟合方程为

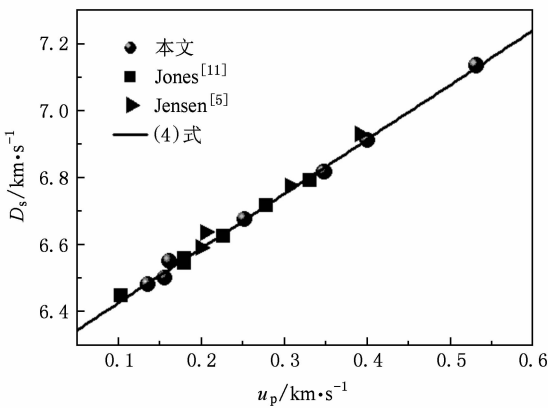
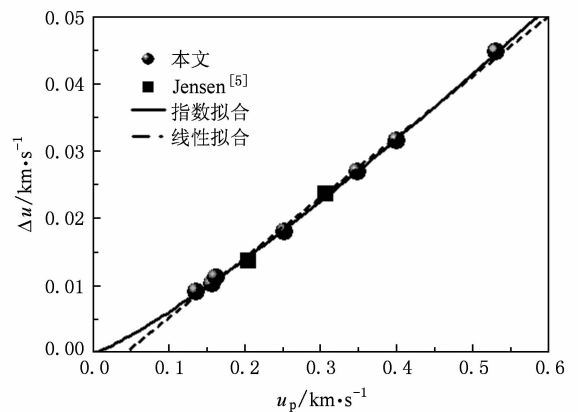
$$D_s = 6.269 + 1.610u_p, \quad (4)$$

其中, u_p 和 D_s 的单位均为 km/s.

可以看出,拟合曲线与本文和 Jones 的实验数据符合较好.同时,拟合结果给出的常数项 c_0 为 6.269 km/s,与 Wackerle [9] 的实测零压声速 $c_0 = 6.319$ km/s 基本一致,偏差仅为 0.8%.相比之下, Jensen 的实验数据与拟合曲线偏离较大.一方面,石英为典型的各向异性材料,晶体生长工艺的微小差异、方向角的控制精度直接影响到测试数据, Jensen 给出的方向角相对于 Z 轴偏差值为 1° ,远远大于本文 5' 的误差控制范围;另一方面,实验方法和数据处理方法直接决定数据的精度,本文采用的“原位”测量和精密数据处理方法最大程度地降低了数据的不确定度.

表 1 Z-切石英的冲击参数测量实验结果

实验 编号	弹速 $W_i/m \cdot s^{-1}$	弹性冲击波 速度 $D_s/m \cdot s^{-1}$	真实粒子 速度 $u_p/m \cdot s^{-1}$	冲击压力 P/GPa	相对密度 ρ/ρ_0	表观速度 ($\lambda = 1550 \text{ nm}$) $u_a/m \cdot s^{-1}$	速度修正 ($\lambda = 1550 \text{ nm}$) $\Delta u/m \cdot s^{-1}$	折射率 ($\lambda = 1550 \text{ nm}$) n
S-1	271.7	6483	135.8	2.33	1.0214	145.0	9.2	1.53766
S-2	313.2	6503	156.6	2.70	1.0247	166.9	10.3	1.53921
S-3	323.6	6553	161.8	2.81	1.0253	173.1	11.3	1.53940
S-4	504.0	6677	252.0	4.46	1.0392	270.1	18.1	1.54568
S-5	696.0	6817	348.0	6.29	1.0538	375.0	27.0	1.55201
S-6	799.5	6912	399.7	7.32	1.0614	431.4	31.7	1.55534
S-7	1061.4	7135	530.7	10.04	1.0804	575.5	44.8	1.56343

图 5 Z-切石英的弹性 D_s - u_p 关系图 6 波长 $\lambda = 1550 \text{ nm}$ 时 Z-切石英的速度修正 Δu - u_p 关系

值得指出的是,本文给出的 Z-切石英弹性 Hugoniot 关系式(4),其上限压力远远高于 Jones 和 Jensen 的实验压力范围($< 6 \text{ GPa}$).精密参数的获取为该压力范围内 Z-切石英的应用提供了基础数据.

3.3. Z-切石英在 1550 nm 波长下的窗口特性

3.3.1. 1550 nm 波长下的窗口速度修正

对于同种光学窗口材料,Setchell^[14]的研究结果表明,窗口速度修正值 Δu 与真实粒子速度 u_p 之间采用指数函数进行描述更为准确,即

$$\Delta u = u_a - u_p = au_p^b, \quad (5)$$

其中, u_p 和 Δu 的单位均为 km/s .下面采用指数函数对表 1 中的 $(u_p, \Delta u)$ 数据进行拟合,由此得到的最佳拟合方程为

$$\Delta u = 0.09473u_p^{1.18805} \quad (\lambda = 1550 \text{ nm}). \quad (6)$$

在实际应用中,采用线性形式的速度修正关系更为简单.这时,由测量的表观速度可以直接计算真实粒子速度,避免反复的迭代求解过程.为此,对表 1 中的 $(u_p, \Delta u)$ 数据进行最佳线性拟合,其结

果为

$$\Delta u = -0.0037 + 0.08979u_p \quad (\lambda = 1550 \text{ nm}), \quad (7)$$

图 6 给出了两种拟合曲线与本文实验结果的比较,图中同时还包括 Jensen^[5]的两个数据点.可以看出,在本文实验压力范围内,指数曲线与本文实验数据的一致性较好.线性拟合结果仅在 $150 \text{ m/s} < u_p < 500 \text{ m/s}$ 段适用,当 u_p 超出此范围时,拟合直线逐渐偏离实测数据.另外,Jensen 的数据点略显分散,这与 3.2 节的结果是一致的.

总体看来,1550 nm 波长下,Z-切石英作为窗口时的速度修正关系采用(6)式所给出的指数形式更为精确.线性速度修正关系(7)式建议在 $150 \text{ m/s} < u_p < 500 \text{ m/s}$ 时采用,这时,由于 $u_p = u_a - \Delta u$,由测量的表观速度 u_a 可以直接计算窗口的真实粒子速度 u_p .

3.3.2. 1550 nm 波长下 Z-切石英的折射率

这里采用折射率 n 与密度 ρ 的关系来研究不同冲击状态下的折射率变化规律,这也是当前研究折射率的一种通用表达形式.

对于同种光学窗口材料,当冲击波从测试界面向窗口自由面传播时,由(2)式可知,窗口的表观速度 u_a 和窗口受冲击后的折射率 n ,冲击波速度 D_s ,真实粒子速度 u_p 密切相关.在已知 u_a, u_p, D_s 的情况下,由(2)式可以得到窗口受冲击后的折射率 n :

$$n = \frac{n_0 D_s - u_a}{D_s - u_p}, \quad (8)$$

Z-切石英在 1550 nm 波长下的初始折射率 n_0 由文献[5]给出, $n_0 = 1.5278$.

冲击后 Z-切石英的相对密度 ρ/ρ_0 和轴向冲击压力 P 可以通过 Rankine-Hugoniot 关系^[15]给出:

$$\rho/\rho_0 = \frac{D_s}{D_s - u_p}, \quad (9)$$

$$p = \rho_0 D_s u_p, \quad (10)$$

根据(8)–(10)式,利用表 1 给出的 u_a, u_p, D_s ,可以计算出不同加载压力下的折射率 n 和相对密度 ρ/ρ_0 ,结果见表 1.对所得的 $(n, \rho/\rho_0)$ 数据进行多项式拟合发现,采用线性函数能很好地拟合实验数据,其最佳线性拟合方程为

$$n = 1.09065 + 0.43774\rho/\rho_0 \quad (\lambda = 1550 \text{ nm}). \quad (11)$$

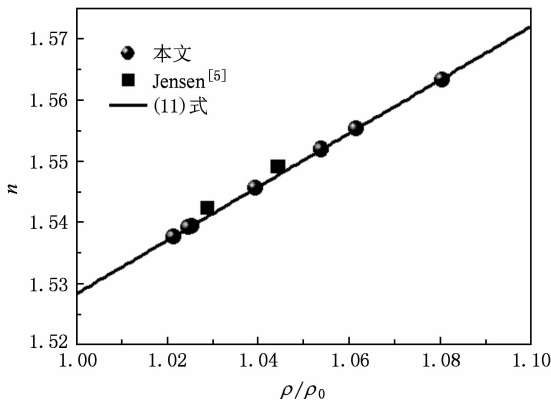


图 7 波长 $\lambda = 1550 \text{ nm}$ 时 Z-切石英折射率 n 随密度 ρ 的变化关系

拟合结果见图 7.可以看出,拟合直线的线性相关性非常好,本文全部实验数据几乎无偏离地落在拟合曲线上.由(11)式可以估算 1550 nm 波长下 Z-切石英的初始折射率值为 $n_0 = 1.5284$,在实验误差范围内,该值与文献[5]给出的测量值 1.5278 一致

性较好.

图 7 同时给出了 Jensen^[5]在 1550 nm 波长下的两个实验点.整体来看,Jensen 的实验点太少,且向上偏离.一方面,如前面所言,晶体生长技术差异、晶体方向角的控制精度是导致实验数据差异的重要原因.另一方面,由于窗口折射率和相对密度为间接测量,其精度直接取决于真实粒子速度、表观粒子速度等冲击参数的测量精度;本文“原位”测量确保了这些数据的高精度,从而最大程度地降低了折射率和相对密度的不确定度.

理论上不难证明,当窗口材料的折射率和密度之间可以用线性函数 $n = a + b\rho$ 进行描述,而窗口的速度修正关系满足(2)式时,窗口的速度修正系数应为常数,即 $1 + \Delta u/u_p = a$.对 Z-切石英,1550 nm 波长下 $n(\rho)$ 关系式(11)给出的该常数值为 1.09065;而在 $\Delta u(u_p)$ 线性关系式(7)中,若忽略常数项,则 $1 + \Delta u/u_p = 1.08979$.考虑到实验参数的测量和计算误差,则在误差范围内,两者得到的速度修正系数是一致的.

4. 结 论

通过“原位”精密参数测量,对 Z-切石英的弹性响应特性和 1550 nm 入射波长下的窗口特性进行了研究.结果表明,在至少 10 GPa 压力范围内,Z-切石英为简单弹性响应,可以作为光学测速窗口,其冲击波速度 D_s 和粒子速度 u_p 之间满足 $D_s = 6.269 + 1.610u_p$ 的线性关系.当入射波长 $\lambda = 1550 \text{ nm}$ 时,Z-切石英在 10 GPa 压力范围内的窗口速度修正 $\Delta u(u_p)$ 采用指数形式 $\Delta u = 0.09473 u_p^{1.18805}$ 更为精确,线性近似 $\Delta u = -0.0037 + 0.08979u_p$ 在 $150 \text{ m/s} < u_p < 500 \text{ m/s}$ 时可以采用,超出此范围后需谨慎使用;而 Z-切石英折射率 n 随密度 ρ 的变化关系采用线性函数 $n = 1.09065 + 0.43774\rho/\rho_0$ 便可进行较好的描述,由此从理论上得到其速度修正系数 $1 + \Delta u/u_p$ 为常数 1.09065,与直接由 $\Delta u(u_p)$ 线性拟合式忽略常数项后得到的速度修正系数 $1 + \Delta u/u_p = 1.08979$ 在实验误差范围内保持一致.以上结果为 Z-切石英应用于 DISAR,PDV 等速度剖面测量系统的光学窗口提供了依据.

- [1] Yu Y Y, Tan H, Hu J B, Dai C D, Chen D N, Wang H R 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2352 (in Chinese) [俞宇颖、谭华、胡建波、戴诚达、陈大年、王焕然 2008 物理学报 **57** 2352]
- [2] Hu J B, Zhou X M, Tan H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2347 (in Chinese) [胡建波、周显明、谭华 2008 物理学报 **57** 2347]
- [3] Barker L M, Hollenbach R E 1972 *J. Appl. Phys.* **43** 4669
- [4] Weng J D, Tan H, Hu S L 2005 *Rev. Sci. Instrum.* **76** 093301
- [5] Jensen B J, Holtkamp D B 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 013523
- [6] Barker L M, Hollenbach R E 1970 *J. Appl. Phys.* **41** 4208
- [7] Asay J R, Gupta Y M 1972 *J. Appl. Phys.* **43** 2220
- [8] Graham R A, Brooks W P 1971 *J. Phys. Chem. Solids.* **32** 2311
- [9] Wackerle J 1962 *J. Appl. Phys.* **33** 922
- [10] Kanel G I, Razorenov S V, Fortov V E 2004 *Shock-Wave Phenomena and the Properties of Condensed Matter* (New York: Springer-Verlag) p121
- [11] Jones S C, Gupta Y M 2000 *J. Appl. Phys.* **88** 5671
- [12] Gustavsena R L, Gupta Y M 1994 *J. Appl. Phys.* **75** 2837
- [13] Resseguier T D, Berterretche P, Hallouin M 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 2123
- [14] Setchell R E 1980 *J. Appl. Phys.* **50** 8186
- [15] Jing F Q 1999 *Introduction to Experimental Equation of State* (2th Ed.) (Beijing: Science Press) pp82—83 (in Chinese) [经福谦 1999 实验物态方程导引(第二版)(北京:科学出版社)第82—83页]

Elastic properties and refractive index of shocked Z-cut quartz*

Li Xue-Mei[†] Yu Yu-Ying Li Ying-Hua Zhang Lin Ma Yun Wang Xiao-Song Fu Qiu-Wei

(The National Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics, Institute of Fluid Physics,
China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 21 May 2009; revised manuscript received 9 August 2009)

Abstract

The elastic properties and optic characteristics of shocked Z-cut quartz were carefully examined, by using symmetric plate impact and *in situ* measurement. Results show that Z-cut quartz exhibits a simple-wave elastic response and keeps transparent up to a pressure of no less than 10 GPa, and it can be used as the optical window for velocity measurement within this pressure range. The relation of elastic shock wave velocity and particle velocity satisfies linear function very well. On the other hand, the velocity correction of Z-cut quartz at incident laser wavelength of 1550 nm can be better represented by exponential function than linear one, while the relation between refractive index and density of Z-cut quartz at 1550 nm satisfies the linear function very well. The results in this paper lay a foundation for using Z-cut quartz as optical windows of interferometer systems working with laser at 1550 nm wavelength.

Keywords: Z-cut quartz, velocity correction, refractive index, elastic properties

PACC: 6250, 7820D, 6460C

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10672149), the Key Foundation of China Academy of Engineering Physics, China (Grant No. 2009A0101001) and the Foundation of National Key Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics (Grant No. 9140C6701010901).

[†] E-mail: lxm023@yahoo.com.cn