

文章编号: 1001-1455(2005)03-0217-05

# 冲击压缩 LY12 铝向不同充气介质卸载后的 光反射率实验研究\*

蔡灵仓, 陈其峰, 顾云军, 周显明, 经福谦

(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实验室, 四川 绵阳 621900)

**摘要:** 用二级氢气炮作为冲击压缩加载工具和多通道瞬态辐射高温计作为主要测量系统, 对装有初始压力为 6 MPa 和 1.2 MPa 的氦气、氖气和氦氖混合气体冲击压缩等离子体的光谱辐亮度历史进行了测量。根据实测记录信号波形的有关特征量, 拟合得到了冲击压缩 LY12 铝基板表面光反射率  $R$ 。结果发现: 受冲击 LY12 铝基板表面对 340~800 nm 波长向不同充气介质氦气、氖气和氦氖混合气体等离子体卸载后的光反射率为约 0.4, 为静态下铝基板反射率(约 0.8)的一半。并对动态加载下反射率降低的机理进行了探讨。

**关键词:** 爆炸力学; 光反射率; 冲击温度; LY12 铝

**中图分类号:** O389

**国标学科代码:** 130·3599

**文献标志码:** A

## 1 引 言

研究物质对光反射率的影响, 可以促进了解光与物质的相互作用, 这种相互作用可以归结为光与原子的相互作用, 而光与原子相互作用有三种主要过程: 吸收, 自发辐射和受激辐射。因此, 对物质反射率的研究可以进一步了解物质结构和组成及原子中的电子结构等。这对导弹、火箭飞行的探测以及隐身材料研制, 尤其是对大功率激光器反射镜的研究都具有一定应用背景和科学意义。

辐射不透明度是一个重要的物理量<sup>[1~2]</sup>。在惯性约束聚变(ICF)研究中, 不透明度直接影响靶丸的压缩效果, 即决定了激光对靶丸驱动压缩的耦合效应和效率。高温稠密气体和等离子体物态方程和辐射不透明度的研究, 在武器物理中也有着广泛的应用。不透明度研究对许多科学技术问题研究有重要的学术价值。例如, 辐射不透明度研究是辐射输运问题的一个重要基础课题, 辐射不透明度的研究又依赖该等离子体物态方程的确定, 因为辐射不透明度与该等离子体当时所处的密度和温度等热力学状态密切相关。目前, 从理论上确定较低温度下( $<10$  MK)物质的辐射不透明度是一个十分困难的工作, 因此从实验上开展测量工作是有十分重要意义的。

在实验研究方面, D. Erskin<sup>[3]</sup>在 V. E. Fortov<sup>[4]</sup>等工作的基础上, 利用冲击波压缩产生等离子体技术测量了 Ar 等离子体的辐射不透明度。他采用轻气炮加载方式产生稠密 Ar 等离子体, 利用光纤-滤光片-光电倍增管和高速转镜相机加上衍射光栅技术精确测量了 6 个波长的辐射不透明度数据。给出了一次冲击压缩下 Ar 原子的 4S-5P 跃迁的辐射不透明度峰值, 并且同时获得了氩等离子体的雨贡纽状态方程。此技术的最大优点是可在较大体积内(直径和长度均为厘米量级)产生其密度、压力、温度等参量均匀分布的等离子体。此外, 冲击波阵面厚度也能很好的确定。用冲击压缩技术产生等离子体技术的优点, 还在于可以利用质量、动量和能量守恒定律, 通过对冲击波的运动学参量(冲击波速度  $D$  和粒子速度  $u$ )的测量来确定等离子体的热力学状态或物态方程。如果所研究等离子体属光学厚介质, 则不透明度还可以从光谱辐亮度历史记录的上升时间来确定。但是 D. Erskine<sup>[3]</sup>在用光谱辐亮度历史记录的上升时间来确定辐射不透明度时需要知道冲击压缩后铝基板的光反射系数  $R$ 。在文献中他未详细

\* 收稿日期: 2004-07-18; 修回日期: 2004-12-10

基金项目: 国家自然科学基金重点项目(10299040); 中国工程物理研究院科学技术基金项目(2000103)

作者简介: 蔡灵仓(1964—), 男, 博士, 副研究员。

说明对铝基板反射率的具体测量过程,只说明用单独安排的实验测量的结果为 0.4,显然缺乏有力的证据。因此,也有必要安排专门实验来澄清这个问题。本文中计划用二级氢气炮作为冲击压缩加载工具和多通道瞬态辐射高温计作为主要测量系统,对初始温度为室温、初始压力为 0.6 MPa 和 1.2 MPa 的氦气、氖气和氦氖混合气体冲击压缩等离子体的光谱幅亮度历史进行测量。根据实测记录信号波形的有关特征量,拟合冲击压缩 LY12 铝基板表面的光反射率  $R$ 。

## 2 实验技术简述

圆柱型靶室装有初始压力为 0.6 MPa 和 1.2 MPa 气体,二级轻气炮加速  $T_a$  或 93W 飞片达 3~6 km/s,撞击 LY12 铝基板产生平面冲击波传入靶室,此冲击波进入气体中,进行冲击压缩使气体发光,光经过透明的  $Al_2O_3$  窗口或经基板/样品界面反射再通过窗口,经光纤束传入 7 通道辐射高温计,高温计是由 340~800 nm 滤波片和光电倍增管组成,光电倍增管输出电压信号由 Tek602A 与 HP54540A 等示波器每间隔 2 ns 采集一个信号来记录气体压缩层的发光历史。实验装置和状态方程测量见参考文献[5~7]。

## 3 光反射率的测量原理

从一个记录通道测量的光谱幅亮度历史的上升过程,计算对应波长的吸收系数  $\kappa(\lambda)$ 。换句话说,不透明度由记录受压缩层的光谱幅亮度的增长历史确定。由于光子弛豫时间比气体动力学特征时间小,该压缩层内与时间相关的光谱幅亮度为

$$I(\lambda) = I_0(\lambda)(1 - e^{-\kappa(\lambda)\rho(D-u)\Delta t}) \quad (1)$$

密度  $\rho$  与冲击波速度  $D$  及基板界面速度(等于冲击波后粒子速度  $u$ )有如下关系

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{D}{d - u} \quad (2)$$

代入(1)式,得

$$\frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)} = 1 - e^{-\kappa(\lambda)\rho_0 D \Delta t} = 1 - A \quad (3)$$

由上式可知,仅需测得冲击波速度和光谱幅亮度历史的上升过程,便可计算不透明度  $\kappa(\lambda)$ 。实际上,由于存在基板/样品界面的热辐射、冲击波阵面处光反射、未压缩层吸收、基板/样品界面反射和样品盒内表面反射等影响,所以实验测得的光谱幅亮度历史比(3)式描述的要复杂些。在前三个因素忽略的条件下,根据 Erskine 公式<sup>[3]</sup>

$$I = I_0(1 - A)(1 + R_1 A) \frac{1}{1 - A^2 R_1^2 R_2^2} \quad (4)$$

式中: $R_1$ 、 $R_2$  分别为气体腔前后界面的反射率, $I_0$  为对应于平台值的光谱幅亮度, $\rho_0$  是初始密度。

在实验中,将气体样品装置的后界面(即窗口除通光口之外的内界面)涂黑,所以可以设  $R_2 = 0$ ,并将  $R_1$  记为  $R$ ,这样,(4)式可以简化为

$$I = I_0(1 - A)(1 + RA) \quad (5)$$

$$A = e^{-\kappa(\lambda)\rho_0 D \Delta t} \quad (6)$$

数据处理时,将从上列两式出发,直接计算该波长通道的  $R$  和辐射不透明度  $\kappa$ 。取冲击波到达基板/气体样品界面的时刻为零,在光谱幅亮度历史记录上升时间区段内,任意读取  $n(n \geq 4)$  个时刻  $t_n$  的信号幅度值(见图 1),设第  $i$  点的幅度为

$$\begin{cases} I(\lambda, i) = I_0(1 + R(\lambda)A_i)(1 - A_i) \\ A_i = e^{-\kappa(\lambda)\rho_0 D t_i} \end{cases} \quad (7)$$

则  $n$  个点残差方程为

$$\frac{I_i}{I_0} - (1 - A_i)(1 + RA_i) = \varepsilon_i \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (8)$$

根据最小二乘原理,  $\kappa$  和  $R$  的最优拟合值应该在

$$\sum_i \epsilon_i^2 = \min \tag{9}$$

按最小二乘法, 上面的条件可改写为

$$\begin{cases} \frac{\partial \sum_i \epsilon_i^2}{\partial \kappa} = 0 \\ \frac{\partial \sum_i \epsilon_i^2}{\partial R} = 0 \end{cases} \quad i = 1, 2, \dots, n \tag{10}$$

将(8)式代入(9), 求偏导数得

$$\begin{cases} R \sum_i A_i^2 (1 - A_i)^2 - \sum_i F_i (A_i - A_i^2) + \sum_i (1 - A_i)^2 A_i = 0 \\ \sum_i t_i F_i A_i (1 - R + 2RA_i) - \sum_i t_i A_i (1 + RA_i) (1 - A_i) (1 - R + 2RA_i) = 0 \end{cases} \quad i = 1, 2, \dots, n \tag{11}$$

式中:  $F_i = I_i / I_0$ 。方程(11)是非线性超越方程组, 用 Newton 迭代法, 即可求出反射率  $R$  和吸收系数  $\kappa$  的最佳值。为了得到稳定  $R$  和  $\kappa$  的值, 尽可能选取  $n$  值较大一些, 时间间隔  $t_n - t_{n-1}$  为等间隔, 一般  $n$  取 8~12 即可得到稳定的  $R$  和  $\kappa$  的最优概值。

### 4 实验结果

根据上面的实验技术, 用辐射高温计测量了温度  $T$  在 3 380~12 600 K、压力  $p$  在 50~180 MPa 范围内(初始温度为室温、初始压力  $p_0 = 0.6, 1.2$  MPa)氦气、氖气和氦氖混合气体等离子体的光幅亮度历史和铝基板与气体界面的反射率等。根据示波器记录的幅亮度信号处理得到 Hugoniot 数据的实验测量值和冲击温度的测量结果见文献[5~7], 辐射不透明度数据见文献[8]。为了检验实验数据处理中一些近似假设和解非线性超越方程组(11)带来的误差, 根据实验拟合得到  $R$  与  $\kappa$  的值。由图 1, 计算曲线与实验数据的比较可以看出, 在实验所取值的范围内, 误差在 6% 以内。图 2~4 给出了 LY12 铝基板后界面在冲击压缩后的反射率测量和静态光反射系数随波长的变化曲线, 其中静态光反射系数是由中国测量技术研究院测量标定。

### 5 结 论

(1)从图 2~4 可看出, 受冲击 LY12 铝基板表面向不同充气介质氦气、氖气和氦氖混合气体等离子体(初始温度为室温, 初始压力为 0.6 和 1.2 MPa 两种)卸载后的光反射率约 0.4(为其初始反射率 0.8 的一半)。此数据对从实验记录计算光谱吸收系数有很大影响, 因而具有重要的意义, 这个数据过去虽然被 D. Erskine 报导过, 但他并未给出其实验依据[3]。

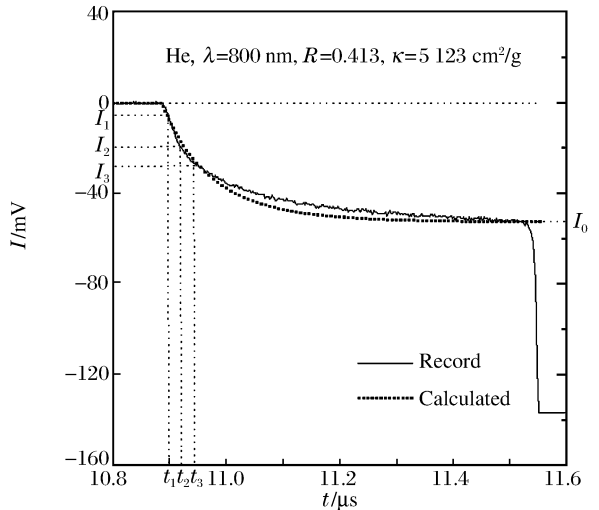


图 1 测量信号和计算曲线比较

Fig. 1 Comparison of a typical record with the calculated curve

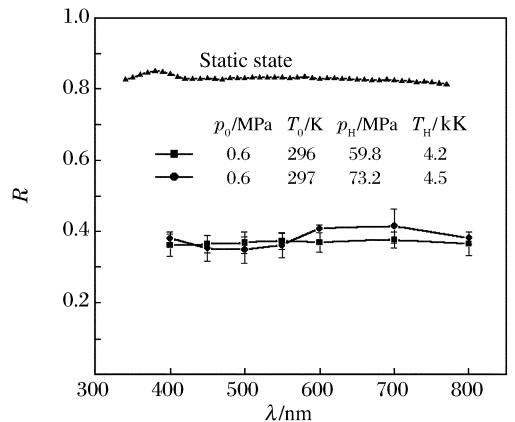


图 2 铝基板向氖等离子体卸载后的反射率

Fig. 2 Surface reflectivity of shocked LY12 aluminum base-plate unloading to D<sub>2</sub> gas plasma

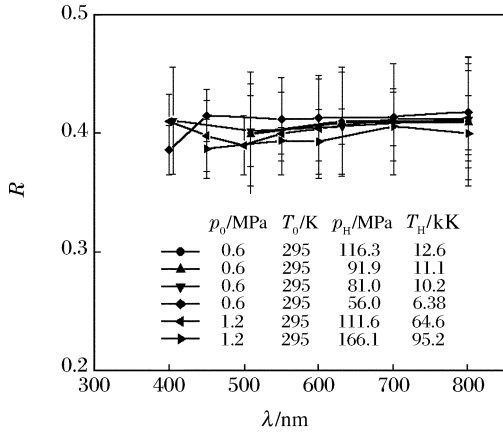


图3 铝基板向氦等离子体卸载后的反射率

Fig. 3 Surface reflectivity of shocked LY12 aluminum base-plate unloading to He gas plasma

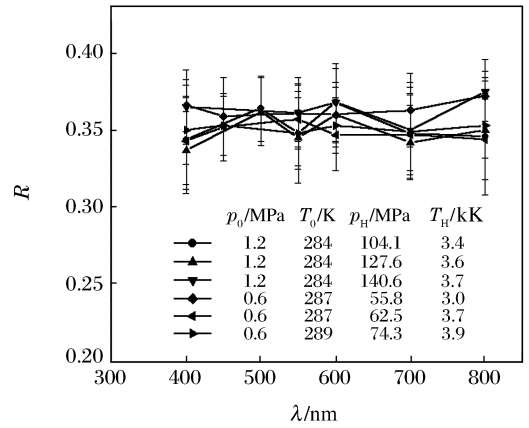


图4 铝基板向氢氘等离子体卸载后的反射率

Fig. 4 Surface reflectivity of shocked LY12 aluminum base-plate unloading to  $\text{H}_2 + \text{D}_2$  gas plasma

(2) 在本实验研究范围内,受冲击 LY12 铝基板与不同充气介质(氦气、氘气和氢氘混合气体等离子体,初始温度为室温,初始压力为 0.6 和 1.2 MPa)的界面温度  $T$  在 3380~12600 K,压力  $p$  在 50~180 MPa 范围,显然,这时铝基板后界面已处于熔化状态。根据 R. Boehler 等<sup>[9]</sup> 实验测量的铝熔化温度拟合的熔化温度和压力关系的 Simon 方程  $T_m = T_{m0} \left( \frac{p}{6.049} + 1 \right)^{0.531}$  (其中,  $T_{m0} = 933$  K 为铝常压下的熔化温度,  $p$  的单位为 MPa),当铝的压力  $p$  在 50~180 MPa 范围对应的熔化温度为 937~948 K。这说明测得的受冲击后 LY12 铝基板的光反射率下降为 0.4,主要是 LY12 铝基板后界面熔化所引起的,铝基板后界面卸载熔化后将产生大量的微物质喷射,喷射粒子会对反射光产生强烈的散射,致使铝基板后界面光反射率急剧下降。

(3) 在本实验研究范围内,受冲击 LY12 铝基板表面向不同充气介质(氦气、氘气和氢氘混合气体等离子体,初始温度为室温,初始压力为 0.6 和 1.2 MPa 两种)卸载后的光反射率在可见光(400~800 nm)范围近似与波长  $\lambda$  无关,这和 LY12 铝基板表面静态光反射系数于波长变化规律基本相同。

## 参考文献:

- [1] Mostovych A N, Kearney K J, Stamper J A, et al. Measurement of plasma opacity from laser produced optically thin strongly coupled plasmas[J]. Phys Rev Lett, 1991,66:612.
- [2] Perry T S, Davidson S J, Serduke F J D, et al. Opacity measurements in a hot dense medium[J]. Phys Rev Lett, 1991,67:3784.
- [3] Erskine D. Measuring opacity of shock generated argon plasmas[J]. J Quant Spectrosc Radiat Transfer, 1994,51:97.
- [4] Fortov V E. Dynamical methods in physics of nonideal plasmas[J]. Usp FizNauk, 1982,138:361-412.
- [5] 蔡灵仓,陈其峰,经福谦,等.稠密氦气物态方程研究[J].原子与分子物理学报,2001,15(2):167-172.  
CAI Ling-cang, CHEN Qi-feng, JING Fu-qian, et al. Study of equation of state of dense helium[J]. Chin J Atom Mole Phy, 2001,15(2):167-172.
- [6] 陈其峰,蔡灵仓,经福谦,等.稠密氘气物态方程的研究[J].高压物理学报,2000,14(3):176-181.  
CAI Ling-cang, CHEN Qi-feng, JING Fu-qian, et al. The equation of state for the condensed deuterium[J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2000,14(3):176-181.
- [7] CHEN Qi-feng, CAI Ling-cang, JING Fu-qian. The equation of state for the mixtures of dense hydrogen and deuterium[J]. Physica B, 2004,384:299-305.

- [8] 陈其峰, 蔡灵仓. 稠密氘和氘氦混合等离子体辐射不透明度的研究[J]. 原子核物理评论, 2002, 19(2): 265–268.  
CHEN Qi-feng, CAI Ling-cang. Opacity study on dense  $D_2$ , mixtures of hydrogen and deuterium plasma generated by shock compression[J]. Nuclear Physics Review, 2002, 19(2): 265–268.
- [9] Boehler R, Ross M. Melting of aluminum in a diamond cell to 0.8 Mbar: implication for iron[J]. Earth and Planet Sci Lett, 2001, 153: 223–227.

## Experimental study of light reflectivity of the shocked LY12 aluminum unloading to different gases

CAI Ling-cang<sup>\*</sup>, CHEN Qi-feng, GU Yun-jun, ZHOU Xian-ming, JING Fu-qian  
(Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics, Institute of Fluid Physics,  
China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, Sichuan, China)

**Abstract:** Spectral radiance histories of plasma for He,  $D_2$ , and  $H_2 + D_2$  gas mixtures with the initial pressure  $p_0 = 0.6, 1.2$  MPa after shock compressed by a two-stage light-gas gun was measured by using transient radiation pyrometer. According to the signal amplitude of spectral radiance history, the reflectivity  $R$  of LY12 aluminum base-plate surface after shocked was obtained from a typical record by means of fit. It was found that the light reflectivity  $R$  (wavelength ranges 340 ~ 800 nm) of shocked LY12 aluminum base-plate surface unloading to He,  $D_2$  and  $H_2 + D_2$  mixing gas plasma is about 0.4, which decreases to half of the static state reflectivity (~0.8). The reason of reflectivity decreasing at dynamic loading is discussed.

**Key words:** mechanics of explosion; light reflectivity; shock temperature; LY12 aluminum

---

\* Corresponding author: CAI Ling-cang  
E-mail address: cai\_lingcang@yahoo.com.cn  
Telephone: 0816-2484124