

用光偏转法研究 气体中激光等离子体羽的特性*

楼祺洪 辜红平

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

陈叔琦 张迺豪 王兆永

(香港浸会学院物理系)

摘 要 采用光偏转法研究气体中准分子激光与石墨和铜相互作用产生等离子体羽的特性. 用空间和时间分辨的光偏转信号分析了等离子体羽的漂移速度和膨胀速度, 并从光偏转信号中测得了物质波前面的激波速度.

关键词 准分子激光, 激光消融.

1 引 言

当激光束聚焦在材料表面产生消融过程时, 使固体材料迎着激光束的入射方向喷射出汽化的固体材料, 通常称为等离子体羽. 这种喷射物如果沉积在基片上就形成激光薄膜沉积^[1], 在微电子线路板上消融不必要的膜层可以进行修版^[2], 另一方面, 分析等离子体羽的辐射谱可应用于材料中微量元素的分析^[3,4].

在一些应用中, 人们希望这种喷射过程在材料表面停留更长的时间, 采用在气体介质中的消融研究. 例如用准分子激光消融多元素的超导材料, 希望用气体来控制多种元素的沉积速率. 这方面的理论研究近年来也有所发展^[5,6], 本文的目的是采用光偏转技术^[7], 研究气体环境中准分子激光在材料表面产生等离子体羽的特性.

2 实验装置

光偏转法的原理是基于光束通过一个折射率有梯度的材料时会发生传播方向的偏转. 该光束的偏转可以用位置灵敏的接收元件加以接收.

实验装置按排类似于文献^[8]的结构, 用于消融的激光源是 Questek 2000 准分子激光器, 工作介质是 XeCl 准分子, 输出波长为 308 nm, 激光脉冲能量为 150 mJ, 脉冲宽度为 15 ns.

* 本工作获得香港裘槎基金会的支持.

收稿日期: 1993年4月12日

聚焦透镜的焦距为 15 cm, 典型的功率密度为 $10^8 \sim 10^9 \text{ W/cm}^2$. 用于扞测的光束来自波长为 632.8 nm 的 He-Ne 激光器. 为了使光束很细地聚焦在激光与材料相互作用区, 采用双透镜聚焦系统^[8]. 为了测量折射信号的空间分布, 用于聚焦准分子激光的透镜和样品室按装在同一平台上, 整个平台相对于探测的 He-Ne 光束可以通过精密导轨平移, 从而保证聚焦后的 He-Ne 光束与材料表面之间的距离连续可调, 获得不同部位的光偏转信号.

与激光作用的材料安装在样品室内, 样品室可以抽真空和充以不同气压的气体. 样品在使用前经过仔细的清洗, 铜片表面经过抛光以去掉氧化层. 所充的气体包括 He, Ar 或 Xe.

一个二单元的光二极管用于扞测偏转信号, 从接收器输出的信号通过 300 MHz 的放大器在数字示波器上显示. 整个接收系统安置于一个屏蔽室内, 并通过数十个脉冲平均读数来抑制噪声对接收信号的影响.

在强激光作用下, 材料被激光消融, 如果过多的材料被消融, 则材料表面会形成一个凹坑, 它会影响测量的精度. 实验中, 通过不断改变材料辐照的位置来避免上述现象的发生.

3 结果和讨论

实验首先测量准分子激光与石墨相互作用, 在 80 kPa 氦气中, 距材料表面 0.4~1.4 mm

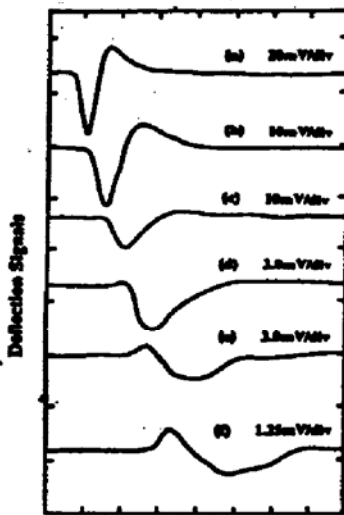


Fig. 1 Deflection signals of laser ablation of graphite in 80 kPa helium. The signals are taken at distances: (a) 0.4 mm, (b) 0.6 mm, (c) 0.8 mm, (d) 1.0 mm, (e) 1.2 mm, and (f) 1.4 mm

的光偏转信号由图 1 给出. 当探测光束离材料表面较近时, 典型的信号如图 1(a)所示. 它首先出现一个方向下的尖脉冲, 随后信号通过零点, 形成一个向上的脉冲. 这种讯号可以用球形等离子体云来解释. 在这个近似模型下, 激光产生的等离子体羽可近似地描述为一个球状云体, 其中心具有最高的密度, 这个球体沿垂直于材料表面的方向与激光束反向推进, 在推进过程中, 球体直径不断膨胀. 针对上述密度梯度的变化, 扞测光束首先偏向材料表面(呈现向下脉冲), 本实验中当球体中心通过探测光束时, 不发生偏转(信号通过水平零线), 紧接着, 由于密度梯度呈反方向变化, 扞测光束向远离材料表面偏转[图 1(a)中, 呈向上脉冲]. 由于激光脉冲持续 15 ns 左右, 使等离子体羽尾部持续一段时间, 从而使图 1(a)中第二个向上脉冲较宽. 随着等离子体羽的扩张, 检测到的信号幅度减小而宽度展宽[见图 1(b)]. 进一步的扩张, 使第二个脉冲幅度更加小而更加展宽, 直至消失. 在图 1(c)中, 测量光束距材料表面 0.8 mm 时, 波形仅出现向下的一个脉冲.

令人感兴趣的是, 当距离进一步增大到 1.0 mm 以上时, 观察到的信号开始呈现一个向上的脉冲. 由图 1(d)~(f)可见, 这个向上的脉冲随着距离的增大有增大的趋势. 物理上, 这个信号是由激波产生的: 当等离子体羽膨胀时, 它的一部分内能及动能传递给周围的气体介质, 使邻近的气体介质温度上升产生激波, 并且在激波波面产生一个很薄的离化层, 这个薄层波前速度大于物质颗粒引起的密度变化, 从而在向下的脉冲之前产生一个新的尖峰.

这个尖峰出现的位置随着所充气体的成份及气压变化而变化. 图 2 是充有 20 kPa 氦气

时的实验结果，从上至下，探测光束离表面距离在 0.2 mm 至 1.6 mm 之间变化. 观察到激波偏转信号的距离为 1.2 mm. 对于原子量更重的氙气，当气压为 20 kPa 时，实验结果由图 3 给出，激波偏转信号在 $d = 1.0$ mm 左右观察到. 从图 1~图 3，可以看到，随着气体原子量从 He-Xe 增大，激波偏转信号逐步增大，这是由于氙气的离化电位远小于氦的离化电位，因此氙很容易被激波波前电离，产生较强的偏转信号.

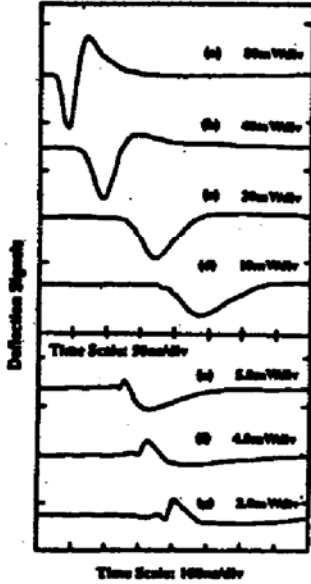


Fig. 2 Deflection signals of laser ablation of graphite in 20 kPa argon. The signals are taken at distances: (a) 0.2 mm, (b) 0.6 mm, (c) 1.0 mm, (d) 1.2 mm, (e) 1.4 mm, and (f) 1.6 mm

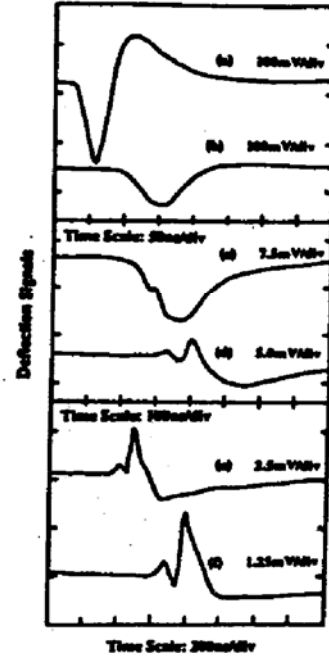


Fig. 3 Deflection signals of laser ablation of graphite in 20 kPa xenon. The signals are taken at distances: (a) 0.2 mm, (b) 0.6 mm, (c) 1.0 mm, (d) 1.2 mm, (e) 1.4 mm, and (f) 1.8 mm

为了深入理解上述物理机制，实验测量了三种气体不同气体压力下产生激波偏转信号的距离，其结果由图 4 给出. 对于石墨靶和铜靶，实验结果表明，出现激波偏转信号的位置，随

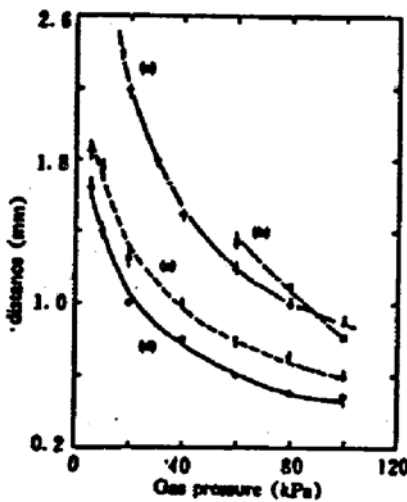


Fig. 4 The experimental data for the condition of shock wave front appearing in the deflection signals. (a) ablation of copper in argon gas; (b), (c) and (d) ablation of graphite in helium, argon and xenon gases, respectively

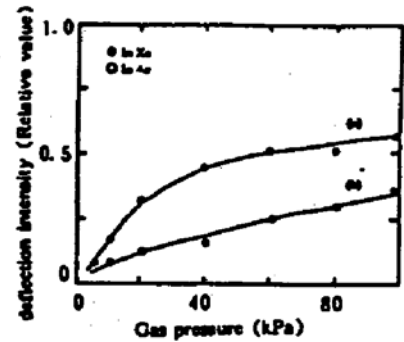


Fig. 5 The peak amplitude caused by shock wave front vs gas pressure. The sample is graphite and the laser intensity is about 1.5×10^9 W/cm². The ambient gases are (a) xenon and (b) argon

着气体压力的增加而靠近材料表面；而另一方面，气体原子量愈大，愈易产生激波偏转信号，

出现的距离也愈小. 当距离固定在 1.0 mm 左右时, 氦出现激波偏转信号的气压约为 80 kPa 氩气和氙气的气压则分别为 40 kPa 和 20 kPa.

图 5 给出激波偏转信号强度随气体压力的变化, 曲线 a 相应于氩气的情况, 而氙气的情况由曲线 b 给出. 此时探测光束与靶材之间的距离维持在 1.6 mm. 氙气中信号随气压增长的幅度大于氩气中的情况. 从曲线中还可以看到, 氙气中信号幅度随氙气压力的增长有饱和趋势, 这是由于消融物能量向周围气体转移, 当转移较充分时, 进一步提高气体压力, 不再有更多的能量可以转移.

从图 1 到图 3 相邻位置的光偏转信号, 可以计算等离子体羽的运动速度. 图 6 给出石墨材料在氩气中的速度分布, 从图中可见, 当氩气压力为 5 kPa 时, 速度随距离的增大而线性减小, 当距离从离材料表面 0.1 mm 增大到 2.0 mm 时, 速度从 12 km/s 下降到 2 km/s; 而当气压升高到 20 kPa 时, 速度略有下降. 距离从 0.1 mm 增大到 1.2 mm 时, 速度从 10 km/s 下降到 2 km/s. 此时, 同时检测到激波引起的偏转信号, 相应的激波速度为 3.5 km/s, 这一速度随距离的增大而减小.

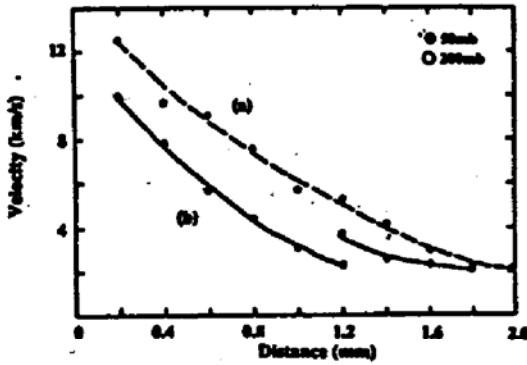


Fig. 6 Plume velocity of laser ablation of graphite in argon gas at (a) 5 kPa and (b) 20 kPa

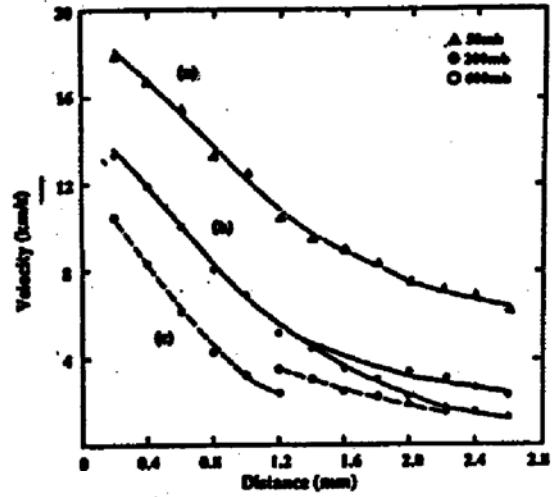


Fig. 7 Plume velocity of laser ablation of copper in argon gas at (a) 5 kPa, (b) 20 kPa and (c) 60 kPa

对于以铜作为靶材的情况, 得到类似的实验结果. 当氩气压力为 5 kPa, 速度随距离单调下降[见图 7(a)]; 气压为 60 kPa 时, 曲线呈中断状态, 后半段反映激波的速度; 令人感兴趣的是当气压为 20 kPa 附近时, 当距离大于 1.4 mm 后, 可同时检测到等离子体云膨胀速度及激波速度. 从物理上看, 消融物喷射到一定距离后, 其能量发生转移, 使它引起的激波与物质波发生分离. 文献[7~11], 对消融过程提出一些理论上的解释, 当高功率激光聚焦到材料表面, 材料被汽化并且汽化的材料被激光脉冲加热形成等离子体羽. 由于激光脉冲存在一定宽度, 材料在脉冲期间不断汽化, 而早一点产生的汽化物又发生膨胀, 从而形成较大的密度和压力梯度. 实验所检测到的速度依赖于压力梯度. 在真空中, 由于喷射粒子的运动不受到阻碍, 在接近靶面的相当长的距离内, 速度是不变的. 实验中根据测量到的偏转信号, 计算石墨材料的速度为 17 km/s, 而铜为 20 km/s, 此时所用的激光功率密度在 10^9 W/cm^2 左右. 而本实验中, 激光与材料相互作用发生于一定压力的气体环境中, 目前尚没有完整的理论模型, 作者正在用一些近似方法从理论上加以分析, 本文仅报道观察到的实验结果.

最后, 从检测到偏转信号中偏转峰和零点之间间隔时间, 可估算出等离子体羽的膨胀

速度为 2~3 km/s.

参 考 文 献

- [1] H. S. Kwok, P. Mattocks, L. Shi *et al.*, Laser evaporation deposition of superconducting and dielectric thin films. *Appl. Phys. Lett.*, 1988, **52**(21): 1825~1827
- [2] J. G. Lunney, R. R. O' Neill, Schulmeister, Excimer laser etching of transparent conducting oxides. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **59**(6): 647~649
- [3] Ho-ming Pang, Edward S. Yeung, Laser-enhanced ionization as a diagnostic tool in laser-generated plume. *Anal. Chem.*, 1989, **61**(22): 2546~2551
- [4] Ho-ming Pang, Daniel R. Wiederin, R. S. Honk *et al.*, High-repetition-rate laser ablation for elemental analysis in an inductively coupled plasma with acoustic wave normalization. *Anal. Chem.*, 1991, **63**: 390~395
- [5] Jeffrey A. Sell, David M. Heffelfinger, Laser beam deflection as a probe of laser ablation of materials. *Appl. Phys. Lett.*, 1989, **55**(23): 2435~2437
- [6] Charles J. Knight, Theoretical modeling of rapid surface vaporization with back pressure. *AIAA Journal*, 1979, **17**(5): 519~526
- [7] Rajiv K. Singh, J. Narayan, Pulsed-laser evaporation technique for deposition of thin films: Physics and theoretical model. *Phys. Rev.*, 1990, **B41**(13): 8843~8859
- [8] Guoying Chen, Edward S. Yeung, A spatial and temporal probe for laser-generated plumes based on density gradients. *Anal. Chem.*, 1989, **6**(9): 846~868
- [9] D. L. Singleton, G. Paraskevopoulos, R. S. Irwin, XeCl laser ablation of polyimide: influence of ambient atmosphere on particulate and gaseous products. *J. Appl. Phys.*, 1989, **66**(7): 3324~3328
- [10] Laszlo Balazs, Renaat Gijbels, Akos Vertes, Expansion of laser-generated plumes near the plasma ignition threshold. *Anal. Chem.*, 1991, **63**: 314~320
- [11] Ronald M. Gilgenbach, Peter L. G. Ventzek, Dynamics of excimer laser-ablated aluminum neutral atom plume measured by dye laser resonance absorption photography. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **58**(15): 1597~1599

Research on the Characteristics of Laser Generated Plasma Plume Using Laser Beam Deflection Technique

Lou Qihong Guo Hongping

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

S. C. Chen N. H. Cheng Z. Y. Wang

(Department of Physics, Hong Kong Baptist College, 224 Waterloo Road, Kowloon, Hong Kong)

(Received 12 April 1993)

Abstract The evolution of laser generated plume in ambient gases was investigated using laser beam deflection technique. A XeCl excimer laser was employed to initiate the vaporization of graphite and copper targets. The information drawn from the spatially and temporally resolved deflection signals makes us to estimate the plume drifting velocities and expansion velocities at different stage of evolution. Also, the deflection signals showed that drifting of the laser blow-off material developed a shock wave which moves ahead of the material wave.

Key words excimer laser, laser ablation.