

半球形空腔约束等离子体的时空演变特性研究

李小龙^{**}, 王静鸽^{*}, 张利平, 李新忠^{***}

河南科技大学物理工程学院, 河南 洛阳 471023

摘要 为研究半球形空腔对等离子体辐射的增强作用,利用不同直径的半球形空腔对激光烧蚀合金钢产生的等离子体进行约束,结果发现,半球形空腔对等离子体辐射的最佳增强倍数随着半球形空腔直径的增大呈现先增大后减小再增大最后减小的规律,且最佳增强倍数对应的延迟时间与半球形空腔直径存在线性关系。分析结果表明:最佳的半球形空腔直径为 10 mm,延迟时间为 10 μ s 时,采用该直径的半球形空腔对等离子体辐射具有最优的增强效果。对无约束和半球形空腔约束下的等离子体辐射光谱进行了空间分辨测量,结果发现:在无约束情况下,随着膨胀扩张,等离子体演变为尺寸较大且强度较低的辐射源;在半球形空腔约束情况下,等离子体尺寸较小,但强度较高。研究表明,等离子体的辐射增强是半球形空腔对等离子体的三维空间压缩效应引起的,且增强效果受半球形空腔直径的影响。

关键词 光谱学; 激光诱导击穿光谱; 等离子体; 半球形空腔; 时空演变

中图分类号 O433.4

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0830001

Temporal and Spatial Evolution Characteristics of Plasma Confined by Hemispherical Cavity

Li Xiaolong^{**}, Wang Jingge^{*}, Zhang Liping, Li Xinzhong^{***}

School of Physics and Engineering, Henan University of Science and Technology, Luoyang, Henan 471023, China

Abstract In order to study the enhancement effect of hemispherical cavity on plasma emission, we use hemispherical cavity with different diameters to confine the plasma generated by laser ablation alloy steel. It is found that the optimum enhancement factor of the hemispherical cavity on the plasma emission increases first, then decreases, then increases and finally decreases with the increase of the hemispherical cavity diameter. There is a linear relationship between the delay time corresponding to the best enhancement factor and the hemispherical cavity diameter. The results have shown that the hemispherical cavity has the best enhancement effect on the plasma emission when the diameter is 10 mm and the corresponding delay time is 10 μ s. Spatial resolution measurement of the plasma emission spectra with and without hemispherical cavity are measured. It is found that the plasma without confinement evolved into an emission source with larger size and less intensity as a result of expansion. Whereas the plasma has a smaller size but higher intensity with hemispherical cavity confinement. It is demonstrated that the enhancement of the plasma emission is caused by the three-dimensional compression effect of the hemispherical cavity on the plasma, and the enhancement effect is affected by the diameter of the hemispherical cavity.

Key words spectroscopy; laser-induced breakdown spectroscopy; plasma; hemispherical cavity; temporal and spatial evolution

OCIS codes 300.6365; 350.5400; 300.2140

1 引 言

近十年来,激光诱导击穿光谱(LIBS)技术作为一项优秀的分析技术,受到了科研人员的广泛关注^[1-4]。作为一种物质分析技术,LIBS 技术以其无

需样品预处理、能够快速实时监测以及多元素同时分析等优点被广泛应用于环境监测^[5]、食品安全检测^[6]、生物医学^[7]、工业在线监测^[8-9]和太空探测^[10-11]等领域。但是 LIBS 技术也有其不容忽视的缺陷,即检出限较高,导致探测灵敏度差,很难对含

收稿日期: 2018-01-22; 修回日期: 2018-03-20; 录用日期: 2018-03-25

基金项目: 国家自然科学基金(11504091,61775052)

* E-mail: wangjingge1987@126.com; ** E-mail: lixiaolong_haust@163.com; *** E-mail: xzli@haust.edu.cn

量较低的元素进行定性或定量分析。因此,降低 LIBS 技术的检出限,提高其检测能力是其发展过程中亟待解决的问题。等离子体辐射增强是提高 LIBS 技术探测灵敏度的一个研究方向。国内外学者已经研究出了很多方法用来增强 LIBS 的辐射光谱强度,如磁约束^[12]、镜面反射^[13]、空间约束^[14]以及双脉冲激发^[15-16]等。其中,空间约束方法因实施简便且效益高而被广泛采用。空间约束包括平行板约束^[17]、圆柱形筒约束^[18-19]和半球形空腔约束^[20],它们对等离子体的空间约束从一维到二维再到三维,增强效果也是从低到高。空间约束的原理是等离子体产生时伴随着高温、高压对周围气体压迫而产生气体冲击波,冲击波的扩散速度远大于等离子体的扩散速度,利用这一点对冲击波进行约束,使扩散的冲击波经界面反射回去,限制甚至压缩等离子体,从而达到对等离子体的约束效果。针对平板和小孔空间的约束不能对冲击波完全反射,达不到完美的增强效果的缺陷,Guo 等^[20]提出了半球形空腔约束的概念,实现了对等离子体的全方位三维空间约束,并使用直径为 11.1 mm 的半球形空腔对 Mn 原子谱线增强了约 12 倍,但他们没有研究半球形空腔直径对等离子体辐射增强效果的影响;虽然通过空间约束原理可以推测半球形空腔能够对等离子体进行三维空间约束,但是还没有直观的现象来证明这一解释。

本文采用不同直径的半球形空腔对激光诱导等离子体进行约束,通过时间演变的方法研究了半球形空腔直径对等离子体辐射增强的影响,并通过对等离子体光谱进行空间分辨测量来进一步阐述半球形空腔对等离子体辐射增强的物理机理。

2 实验装置

实验装置的示意图如图 1 所示。采用波长为 1064 nm、脉冲宽度为 8 ns 的 Nd:YAG 激光器作为激发光源,设置其重复频率为 2 Hz。激光器发射单脉冲能量为 150 mJ 的激光束,经过焦距为 100 mm 的平凸石英透镜 L1 聚焦后穿过半球形空腔顶部的小孔垂直入射到合金钢样品表面,半球形空腔粘合在合金钢样品表面。合金钢样品经激光烧蚀后在半球形空腔中心处产生等离子体羽,等离子体辐射光通过透镜 L2 聚焦进入传输光纤,所用透镜的焦距为 10 mm。根据透镜成像规则,透镜距等离子体为两倍焦距时,才能在像平面上近似得到等离子体 1:1 的像,因此将透镜固定在距烧蚀点 20 mm 处。透镜

平面垂直于样品表面,此时将传输光纤固定在二维高精平台台上,平台可调精度为 10 μm ,所用传输光纤纤芯直径为 100 μm ,光纤端面垂直于样品表面,并且距离透镜 20 mm,另一端与中阶梯光栅光谱仪连接,以便将进入到传输光纤的等离子体辐射光耦合进光谱仪。进入到光谱仪的等离子体辐射光经分光后通过增强型 CCD (ICCD) 进行光电转换,最后在计算机上显示光谱信息。实验中采用的光谱仪由英国 Andor Technology 公司生产,型号为 ME5000。光谱响应范围为 230~920 nm,分辨能力为 5000。ICCD 的像素为 1024 pixel \times 1024 pixel,具有纳秒量级的时间分辨能力。

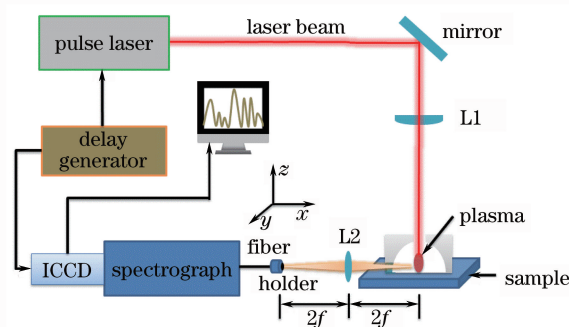


图 1 实验装置示意图

Fig. 1 Schematic of experimental setup

在合金钢样品表面固定不同直径的半球形空腔,目的是对激光烧蚀产生的等离子体进行空间约束。半球形空腔使用尼龙材料,半球形空腔的直径 D 分别为 5, 7, 9, 10, 11, 13, 15, 17, 19 mm。在激光束入射方向上有直径为 3 mm 的圆形孔,侧面有一个高为 2.5 mm、半径为 1.5 mm 的直槽口。实验在大气环境中进行,激光束经透镜聚焦后从半球形空腔顶部的圆形孔垂直入射到样品表面,产生的等离子体辐射光通过半球形空腔侧面的直槽口聚焦到光纤。

3 结果与讨论

3.1 半球形空腔约束下等离子体辐射光谱的时间演变

采用不同直径的半球形空腔约束激光烧蚀合金钢样品产生的等离子体,实验中依次在样品表面固定不同直径的半球形空腔,设置 ICCD 为动态序列模式,采集延时 $t_d = 2 \mu\text{s}$,采集门宽 $t_w = 1 \mu\text{s}$,延时步距 $\Delta t_d = 1 \mu\text{s}$,采集 30 幅光谱图,对应的 t_d 为 2~31 μs ,每幅光谱图由 50 个激光脉冲累加得到。图 2 示出了原子谱线 Fe I: 374.57 nm 的谱线强度在无约束和不同直径半球形空腔约束下的时间演变。

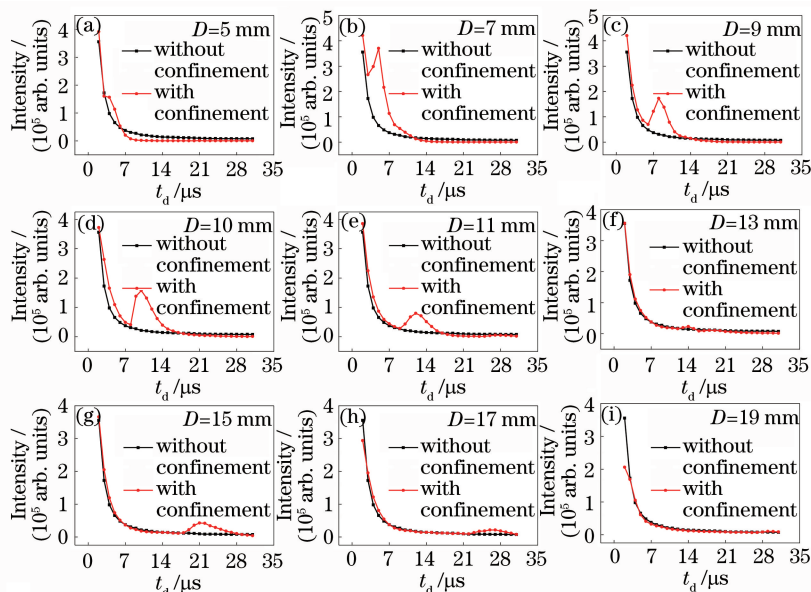


图 2 无约束和半球形空腔约束下 Fe I: 374.57 nm 谱线强度的时间演变。(a) $D=5$ mm; (b) $D=7$ mm; (c) $D=9$ mm;

(d) $D=10$ mm; (e) $D=11$ mm; (f) $D=13$ mm; (g) $D=15$ mm; (h) $D=17$ mm; (i) $D=19$ mm

Fig. 2 Temporal evolution of spectral line intensity of Fe I: 374.57 nm with and without hemispherical cavity confinement.

(a) $D=5$ mm; (b) $D=7$ mm; (c) $D=9$ mm; (d) $D=10$ mm; (e) $D=11$ mm;

(f) $D=13$ mm; (g) $D=15$ mm; (h) $D=17$ mm; (i) $D=19$ mm

由图 2 可以看出:在无约束情况下,谱线强度随着采集延时的增加而不断衰减,当采集延时超过 $15 \mu\text{s}$ 后,谱线强度基本保持不变;采用半球形空腔约束时,谱线强度首先随着采集延时的增加而衰减,达到一定延迟时间时,谱线强度逐渐增强,达到最大值之后又开始衰减。这是由于等离子体产生时伴随着冲击波的产生,而冲击波的扩散速度远大于等离子体的扩散速度,冲击波向外扩散被半球形空腔内壁反射,被反射的冲击波与等离子体相互作用引起了等离子体辐射的增强。以 $D=10$ mm 的半球形空腔为例,由图 2(d) 可以看出:随着采集延时增加,谱线强度逐渐减小,当采集延时为 $8 \mu\text{s}$ 时,谱线强度出现上升的趋势,说明冲击波从产生到被反射回来与等离子体相互作用经历了 $8 \mu\text{s}$, 然后与等离子体作用持续时间将近 $2 \mu\text{s}$, 即图 2(d) 中采集延时为 $10 \mu\text{s}$ 时,对谱线强度的增强作用达到最大(下文中将该值简称为最佳增强倍数);之后冲击波不再与等离子体相互作用,等离子体开始向外扩散,谱线强度又开始逐渐下降。

对比分析图 2 中不同直径半球形空腔约束下等离子体辐射的时间演变规律可以发现,随着半球形空腔直径增大,谱线强度增强作用出现的时间逐渐推迟。图 3 为半球形空腔直径与最佳增强倍数对应的延迟时间之间的关系。利用最小二乘法对两者进行

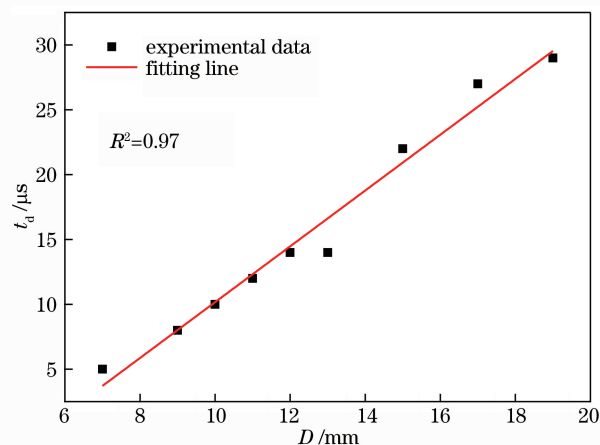


图 3 半球形空腔直径与最佳增强倍数对应采集延时的关系

Fig. 3 Relationship between the diameter of the hemispherical cavity and the delay time corresponding to the best enhancement factor

线性拟合,相关系数 R^2 达到 0.97。两者之间线性关系的产生是由冲击波和等离子体作用时的速度决定的,当冲击波速度衰减至声速以后就会一直以声速继续向外扩散^[21],同时由于冲击波与约束层作用时,冲击波会在约束层内表面产生压缩波传递到约束层内部^[22],因此冲击波与约束层作用时会损失部分能量,冲击波被半球形空腔内壁反射后速度会降低,冲击波将提前衰减到声速。根据图 3 实验数据

的拟合效果来看,冲击波与等离子体相互作用时已经基本达到声速。

由图 2 还可以看出:采用不同直径的半球形空腔对谱线强度的增强效果存在差异;当 $D=5$ mm 时,谱线强度增强作用较小,但是当 D 增加至 7 mm 时,谱线强度就得到了明显增强,当 D 超过 17 mm 后,谱线强度基本得不到增强。图 4 示出了半球形空腔约束下原子谱线 Fe I: 374.57 nm 和离子谱线 Fe II: 275.59 nm 的谱线强度最佳增强倍数与半球形空腔直径的关系。由图 4 可以看出,无论是原子谱线还是离子谱线,随着半球形空腔直径增大,最佳增强倍数均呈现出先增大后减小再增大最后减小的趋势,并且在半球形空腔直径为 10 mm 和 15 mm 时出现峰值,最大值对应的半球形空腔直径为 10 mm。由图 3 可以看出:等离子体发生增强的时间随着半球形空腔直径的增大而增大;当半球形空腔直径较小时,冲击波从产生到与等离子体相互作用经历的时间很短,此时等离子体处于扩散初期,即使在无约束下仍具有很强烈的辐射,此时半球形空腔的约束作用虽然很强,但与等离子体自身强烈的辐射强度相比,增强效果不够明显;随着半球形空腔直径增大,冲击波与等离子体相互作用的时间增加,无约束时等离子体辐射迅速衰减,此时半球形空腔的约束作用开始凸显,当半球形空腔直径为 10 mm 时,增强效果最显著;之后随着半球形空腔直径继续增大,冲击波与等离子体从产生到相互作用的时间更长,等离子体边缘开始逐渐消散,此时即使半球形空腔对等离子体仍有增强作用,也会因为等离子体边缘部分消散的原因而致使增强效果逐渐降低;当等离子体边缘完全消散时,冲击波与等离子体核心直接相互作用,造成增强效果又一次提高,直到等离子体核也逐渐消散,增强效果又一次逐渐降低。

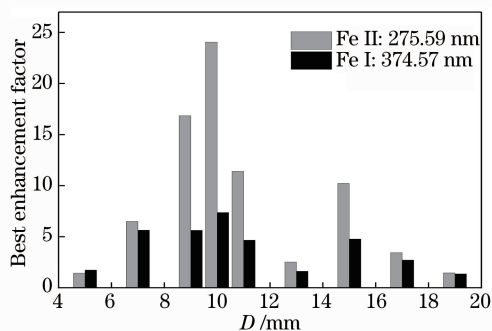


图 4 半球形空腔直径与最佳增强倍数的关系

Fig. 4 Relationship between the diameter of hemispherical cavity and the best amplification of enhancement

对比相同半球形空腔直径时原子谱线和离子谱线的最佳增强倍数可以看出,半球形空腔对离子谱线的增强效果远比原子谱线的增强效果好,半球形空腔直径为 10 mm 时对 Fe I: 374.57 nm 和 Fe II: 275.59 nm 的最佳增强倍数分别为 7.4 和 24.1。产生的这种差异主要是由冲击波与等离子体的相互作用引起的,冲击波经半球形空腔内壁反射后,对等离子体进行压缩,使等离子体内的粒子碰撞加剧,大量中性原子被电离成离子和自由电子,从而使等离子体的电离程度增加,造成了其内部离子浓度远高于原子浓度,进而引起对离子谱线较高的增强效果。

3.2 半球形空腔约束下等离子体辐射光谱的空间分布

根据第 3.1 节的研究结果可知,最优的半球形空腔直径为 10 mm,其最佳增强倍数对应的延迟时间为 $10 \mu\text{s}$ 。为了研究半球形空腔约束对等离子体辐射的增强机理,对无约束和半球形空腔约束下的等离子体的辐射光谱进行空间分辨测量。选用直径为 10 mm 的半球形空腔作为约束装置,将等离子体辐射光谱中的原子谱线 Fe I: 374.57 nm 和离子谱线 Fe II: 275.59 nm 作为分析谱线。实验中设置 ICCD 为累加模式,延迟时间为 $10 \mu\text{s}$,为了保证能够探测到等离子体边缘的辐射光谱,获得尽可能大范围的等离子体区域,将门宽调整为 $2 \mu\text{s}$ 。在垂直传输光纤的平面内采集等离子体成像平面 (y - z 平面)上二维空间内若干个点的光谱信号,每个点的光谱信号由 20 个激光脉冲累加得到。在 y - z 平面逐点移动传输光纤即可测量等离子体辐射信号的空间分布。为了确定等离子体尺寸的范围,实验前首先在等离子体横向 (y 向)逐点移动收光装置,当采集到的光谱信号中分析谱线和背景噪声的强度相当时,即有效信号即将淹没在背景噪声中时,则该位置即为等离子体横向的边缘位置;然后采用类似的方法确定等离子体纵向 (z 向)的边缘位置,但是由于半球形空腔侧面直槽口的限制,在有约束的情况下只能采集到距离样品表面 2.5 mm 高度范围内的光谱信号。为了对比无约束和有约束的等离子体辐射二维空间分布,实验中根据有约束时光谱信号和直槽口的限制来确定等离子体的边缘信息,然后以相同的区域对两种情况下等离子体的辐射光谱分别进行采集。横向以激光烧蚀合金钢部位为中心采集 9 个位置,步距为 0.4 mm;纵向以样品表面为零点向上依次采集 8 个位置,步距为 0.3 mm。通过二维精密平移台来实现空间分辨光谱测量装置在二维空

间内的移动,共采集等离子体中 9×8 个点处的局部光谱,用以获得等离子体辐射的二维空间分布。

图5为无约束和半球形空腔约束下谱线强度的二维空间分布。为了对比分析无约束和有约束两种情况下原子谱线和离子谱线的空间分布差别,图5(a)和图5(c)选用相同的坐标尺度,图5(b)和图5(d)选用相同的坐标尺度。

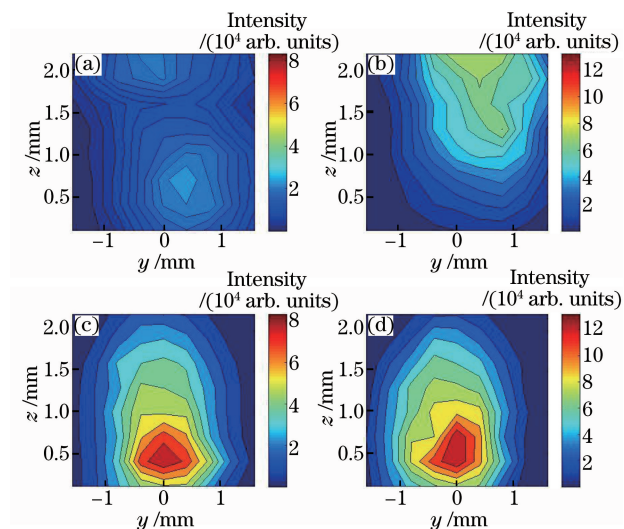


图5 谱线强度的二维空间分布。(a)无约束, Fe I: 374.57 nm;

(b)无约束, Fe II: 275.59 nm; (c)半球形空腔约束,

Fe I: 374.57 nm; (d)半球形空腔约束, Fe II: 275.59 nm

Fig. 5 Two-dimensional spatial distributions of spectral line intensity. (a) Unconfined, Fe I: 374.57 nm;

(b) unconfined, Fe II: 275.59 nm; (c) hemispherical

cavity confinement, Fe I: 374.57 nm; (d) hemispherical

cavity confinement, Fe II: 275.59 nm

图5(a)、(b)分别为无约束下原子谱线 Fe I: 374.57 nm 和离子谱线 Fe II: 275.59 nm 的谱线强度空间分布,可以看出:在无约束下,原子谱线 Fe I: 374.57 nm 的辐射强度分布产生了分形现象,其中一个辐射强度中心出现在 $y = 0.4$ mm、 $z = 0.6$ mm 处,另一个辐射强度中心出现在 $y = 0$ mm、 $z = 2.1$ mm 处。产生分形的原因是激光烧蚀样品表面首先产生一个等离子体,这个等离子体向外扩散并发出强烈的辐射,由于强烈的辐射作用以及等离子体和样品表面发生直接碰撞,样品表面发生了二次汽化,形成第二个较弱的等离子体,因为初次形成的等离子体由激光烧蚀样品直接产生,扩散速度很快,二次形成的等离子体扩散速度较慢,两个等离子体之间的距离随着扩散逐渐增大,最终造成等离子体分形现象^[23]。离子谱线 Fe II: 275.59 nm 的强度二维空间分布的辐射强度中心出现在 $y = 0$ mm、

$z = 2.1$ mm 处,其空间分布呈现分形的趋势。另外可以看出,等离子体中心原子和离子辐射强度不同,主要是由于等离子体中心为高温高压区域,粒子碰撞剧烈,由于逆韧致吸收和光致电离造成中性原子被电离成自由电子和离子,导致等离子体中心区域离子的浓度高于原子的浓度,因而等离子体辐射的二维空间分布中的中心处离子谱线强度较高。

图5(c)、(d)分别为半球形空腔约束下原子谱线 Fe I: 374.57 nm 和离子谱线 Fe II: 275.59 nm 的二维空间分布,原子谱线 Fe I: 374.57 nm 的辐射强度中心出现在 $y = 0$ mm、 $z = 0.3$ mm 位置,离子谱线 Fe II: 275.59 nm 的辐射强度中心出现在 $y = 0$ mm、 $z = 0.6$ mm 位置。在半球形空腔约束下仍然可以看出离子谱线的强度高于原子谱线,这是由于在半球形空间约束下,等离子体中除了存在逆韧致吸收和光致电离效应外,还存在冲击波对等离子体的压缩效应,因此造成等离子体中心的离子浓度远大于原子浓度。与无约束时谱线强度的二维空间分布[图5(a)、(b)]进行对比后可以看出,半球形空腔约束下的等离子体尺寸较小,但辐射强度较高,在半球形空腔约束下等离子体辐射中心的横向位置更靠近激光烧蚀样品的中心,纵向位置更靠近样品表面,同时抑制了等离子体的分形。这些现象直观地说明了采用半球形空腔约束对等离子体产生了空间压缩,在一定程度上补偿了等离子体膨胀扩张引起的辐射减弱,将等离子体限制在一个更小的区域内,从而加剧了等离子体内部粒子的碰撞,进而引起等离子体辐射的增强。另外,对比无约束和半球形空腔约束等离子体从中心到边缘的强度分布可以看出,若等离子体在以激光束为中心的径向方向上各向同性,则半球形空腔对等离子体的压缩效应不只存在于某一方向上,而是在三维空间上均有压缩。

4 结 论

为了研究半球形空腔对激光诱导等离子体的辐射增强作用,利用不同直径的半球形空腔对激光烧蚀合金钢产生的等离子体进行空间约束,选取等离子体辐射光谱中的原子谱线 Fe I: 374.57 nm 和离子谱线 Fe II: 275.59 nm 作为分析谱线,对比分析了无约束和半球形空腔约束下谱线强度的时间演变规律。研究表明:半球形空腔对等离子体辐射的增强作用与空腔直径有关,半球形空腔的直径越大,最佳增强倍数出现的时间就越靠后。对两者的数据进行线性拟合后发现拟合效果很好,相关系数

R^2 可达 0.97, 两者的线性关系是由被反射的冲击波和等离子体相互作用时的速度决定的。另外可以看出, 谱线强度的最佳增强倍数随着半球形空腔直径的增大呈现先增大再减小再增大最后减小的趋势, 最优的半球形空腔直径为 10 mm, 其最佳增强倍数对应的延迟时间为 10 μ s, 对原子谱线 Fe I: 374.57 nm 和离子谱线 Fe II: 275.59 nm 的最佳增强倍数分别为 7.4 和 24.1。为了分析半球形空腔约束对等离子体辐射的增强机理, 对比研究了无约束和直径为 10 mm 的半球形空腔约束下的等离子体辐射光谱的二维空间分布。研究表明, 在半球形空腔约束下, 等离子体辐射中心位置更靠近样品表面的烧蚀点, 等离子体的分形现象被抑制。在半球形空腔约束下, 等离子体光谱的二维空间分布测量更加直观地验证了半球形空腔对等离子体的三维空间压缩效应。本研究结合等离子体的时间演变和空间分布, 对半球形空间约束等离子体的辐射增强作用进行了分析, 希望研究结果能在优化 LIBS 技术方面发挥作用。

参 考 文 献

- [1] Radziemski L, Cremers D. A brief history of laser-induced breakdown spectroscopy: from the concept of atoms to LIBS 2012[J]. *Spectrochimica Acta Part B*, 2013, 87: 3-10.
- [2] Harmon R S, Russo R E, Hark R R. Applications of laser-induced breakdown spectroscopy for geochemical and environmental analysis: a comprehensive review[J]. *Spectrochimica Acta Part B*, 2013, 87: 11-26.
- [3] Hahn D W, Omenetto N. Laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS), part II: review of instrumental and methodological approaches to material analysis and applications to different fields [J]. *Applied Spectroscopy*, 2012, 66(4): 347-419.
- [4] Zhao N J, Gu Y H, Meng D S, *et al.* Technique progress and development trend of laser-induced breakdown spectroscopy[J]. *Journal of Atmospheric and Environmental Optics*, 2016, 11(5): 367-382.
赵南京, 谷艳红, 孟德硕, 等. 激光诱导击穿光谱技术研究进展[J]. *大气与环境光学学报*, 2016, 11(5): 367-382.
- [5] Yin H L, Hou Z Y, Yuan T B, *et al.* Application review of laser-induced breakdown spectroscopy in environmental monitoring[J]. *Journal of Atmospheric and Environmental Optics*, 2016, 11(5): 321-337.
尹华亮, 侯宗余, 袁廷璧, 等. 激光诱导击穿光谱技术在环境监测中的应用综述[J]. *大气与环境光学学报*, 2016, 11(5): 321-337.
- [6] Yang H, Huang L, Liu M H, *et al.* Improvement of analytical sensitivity on detecting Cd residue in rice by dual pulse laser induced breakdown spectroscopy[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2016, 53(5): 053005.
杨晖, 黄林, 刘木华, 等. 双光束激光诱导击穿光谱提高污染大米中镉元素检测灵敏度实验[J]. *激光与光电子学进展*, 2016, 53(5): 053005.
- [7] Ghasemi F, Parvin P, Reif J, *et al.* Laser induced breakdown spectroscopy for the diagnosis of several malignant tissue samples [J]. *Journal of Laser Applications*, 2017, 29(4): 042005.
- [8] Taparli U A, Jacobsen L, Griesche A, *et al.* *In situ* laser-induced breakdown spectroscopy measurements of chemical compositions in stainless steels during tungsten inert gas welding[J]. *Spectrochimica Acta Part B*, 2018, 139: 50-56.
- [9] Bai K J, Yao S C, Lu J D, *et al.* Particle size effect and its correction method by direct measurement of particle flow with laser-induced breakdown spectroscopy[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(12): 1214005.
白凯杰, 姚顺春, 陆继东, 等. 激光诱导击穿光谱直接测量颗粒流的粒径效应及其修正方法研究[J]. *光学学报*, 2016, 36(12): 1214005.
- [10] Wiens R C, Maurice S, Lasue J, *et al.* Pre-flight calibration and initial data processing for the ChemCam laser-induced breakdown spectroscopy instrument on the Mars Science Laboratory rover[J]. *Spectrochimica Acta Part B*, 2013, 82: 1-27.
- [11] Vogt D S, Rammelkamp K, Schröder S, *et al.* Molecular emission in laser-induced breakdown spectroscopy: an investigation of its suitability for chlorine quantification on Mars [J]. *Icarus*, 2018, 302: 470-482.
- [12] Li C, Gao X, Li Q, *et al.* Spectral enhancement of laser-induced breakdown spectroscopy in external magnetic field[J]. *Plasma Science and Technology*, 2015, 17(11): 919-922.
- [13] Chen J Z, Bai J N, Song G J, *et al.* Enhancement effects of flat-mirror reflection on plasma radiation [J]. *Applied Optics*, 2013, 52(25): 6295-6299.
- [14] Wang Z, Hou Z Y, Lui S L, *et al.* Utilization of moderate cylindrical confinement for precision improvement of laser-induced breakdown spectroscopy signal[J]. *Optics Express*, 2012, 20(S6): A1011-A1018.
- [15] Lednev V N, Pershin S M, Sdvizhenskii P A, *et al.* Combining Raman and laser induced breakdown spectroscopy by double pulse lasing[J]. *Analytical &*

- Bioanalytical Chemistry, 2018, 410(1): 277-286.
- [16] Diwakar P K, Harilal S S, Freeman J R, *et al.* Role of laser pre-pulse wavelength and inter-pulse delay on signal enhancement in collinear double-pulse laser-induced breakdown spectroscopy[J]. Spectrochimica Acta Part B, 2013, 87: 65-73.
- [17] Fu Y T, Hou Z Y, Wang Z. Physical insights of cavity confinement enhancing effect in laser-induced breakdown spectroscopy[J]. Optics Express, 2016, 24(3): 3055-3066.
- [18] Wang X W, Chen A M, Wang Y, *et al.* Spatial confinement effect on femtosecond laser-induced Cu plasma spectroscopy[J]. Physics of Plasmas, 2017, 24(10): 103305.
- [19] Li A, Guo S, Wazir N, *et al.* Accuracy enhancement of laser induced breakdown spectra using permittivity and size optimized plasma confinement rings [J]. Optics Express, 2017, 25(22): 27559-27569.
- [20] Guo L B, Li C M, Hu W, *et al.* Plasma confinement by hemispherical cavity in laser-induced breakdown spectroscopy[J]. Applied Physics Letters, 2011, 98(13): 131501.
- [21] Bian B M, Chen J P, Yang L, *et al.* The transmission characteristic of airborne laser plasma shock wave[J]. Acta Physica Sinica, 2000, 49(3): 445-448.
卞保民, 陈建平, 杨玲, 等. 空气中激光等离子体冲击波的传输特性研究[J]. 物理学报, 2000, 49(3): 445-448.
- [22] Zhou J Z, Zhou M, Xiao A M, *et al.* Study of the effects of overlay thickness and flexibility on laser shock processing[J]. Applied Laser, 2002, 22(1): 7-9.
周建忠, 周明, 肖爱民, 等. 约束层的厚度和柔性对激光冲击强化效果的影响[J]. 应用激光, 2002, 22(1): 7-9.
- [23] Mahmood S, Rawat R S, Darby M S B, *et al.* On the plume splitting of pulsed laser ablated Fe and Al plasmas[J]. Physics of Plasmas, 2010, 17(10): 103105.