

激光-靶相互作用中的无极放电现象

陈时胜

(中国科学院上海光机所)

R. Sigel S. Witkowski

(Max-Planck-Institut Für Quanten Optik, D-8046, Garching b. München, F R G)

提要: 报道了激光辐照靶实验中,在远离激光直接辐照的靶区产生的喷流结构。作者认为这是由于激光生成的等离子体中,由于电子的快速逃避,破坏了电中性条件,从而在靶面附近形成一个“肩电位”并进而产生的无极放电。

Unipolar-arcng happening in laser-target interaction

Chen Shisheng

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

R. Sigel, S. Witkowski

(Max-Planck-Institut Für Quanten Optik, D-8046, Garching, b. München, FRG)

Abstract: We report here the jet-like structure appearing at the area far away from the target area directly irradiated by laser beam. These jet-like structures were attributed to the unipolar arcing produced by “sheath potential” arising from the electrons, especially from the hot electrons which escape from the laser-irradiated-targets.

一、引言

激光产生的等离子体中的成丝(Filament)以及喷流现(jet)象已有不少报道^[1~2]。但是,在激光靶相互作用中,在远离激光直接辐照的靶面区,也存在着类似于喷流的现象。这里讨论它的成因。

二、实验装置概述

基本的实验装置示于图1。它由辐照靶

的激光束、靶及用作光学阴影照相的染料探针激光束组成。

辐照靶用的是高功率碘原子激光器 Asterix III, 在基波波长 $\lambda_0 = 1.315 \mu\text{m}$ 上输出能力为 100 J/300 ps; 在三次谐波波长 $\lambda_3 = 0.44 \mu\text{m}$ 上输出为 30 J/300 ps。输出光束由一个 $f/2$ 非球面透镜 ($f = 40 \text{cm}$) 聚焦。焦斑直径约 $100 \mu\text{m}$ 。

实验中设计了三种不同结构形式的靶: 第一种为平面金箔靶; 第二种为有机玻璃靶 ($\text{C}_3\text{O}_2\text{H}_8$)_n, 其横截面为 $2 \times 2 \text{mm}$, 两侧抛

收稿日期: 1987年5月4日。

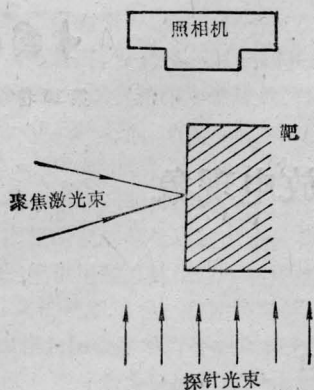


图1 实验系统安排图

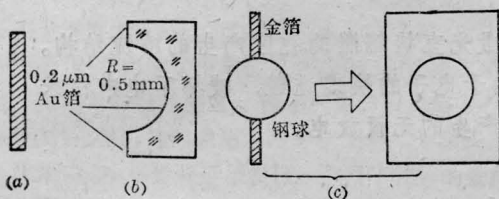


图2 靶的结构

(a) 平面金箔靶; (b) 有机玻璃靶; (c) 钢球靶

光,以便探针光束透过。为了减少衍射光的影响,在激光辐照的一面上做成半个球面,其半径为0.5mm。为了增加对入射激光的吸收,在靶的前表面上镀有厚度为 $0.2\mu\text{m}$ 的金(Au)箔。第三种靶是直径为 $\phi 350\mu\text{m}$ 的钢球,为研究无极放电的时间发展,在钢球上还复盖厚为 $7\mu\text{m}$ 、宽度为 $2\times 2\text{mm}$ 的金箔。所用的几种靶示于图2。

利用一台与主脉冲激光(碘激光器)精确同步的染料激光器作为探针光源。染料放大器由一台XeCl准分子激光器泵浦。放大后的输出脉冲在 $0.58\mu\text{m}$ 波长上为 $0.3\text{mJ}\sim 0.5\text{mJ}/3\text{ps}$ 。探针光束与主脉冲激光之间的延迟可根据需要任意调节。

染料探针光束被两个部分透射的反射镜阵列分成6束相对延迟的光束并由透镜成像系统分别成像在6台照相机上。于是,在同一次辐照靶分别实验中,可以同时获得6幅具有不同时间延迟的光学阴影照片。每一幅光学阴影照片的时间分辨率为3ps,空间分辨率为 $3\mu\text{m}$ 。

三、结果与讨论

图3(a)、(b)分别给出了以波长为 $1.3\mu\text{m}$ 及 $0.43\mu\text{m}$ 激光束辐照金(Au)箔靶时的光学阴影照片。两种情况下,靶面吸收激光功率密度 I_{ab} 接近相同。靶的吸收是利用Ubrich积分球进行的^[3]。

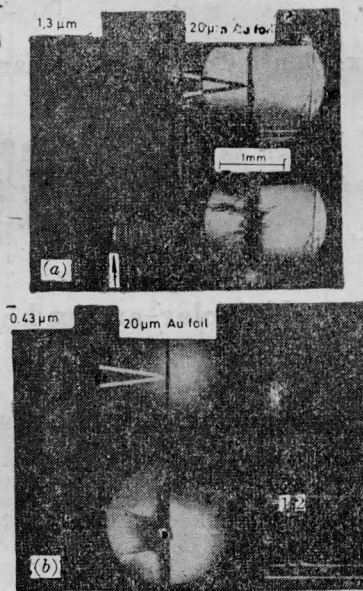


图3

(a) 平面金箔靶,入射激光波长为 $1.3\mu\text{m}$,靶面吸收激光功率密度为 $I_{ab}=9.5\times 10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$ 。箭头所示为等离子体二次谐波; (b) 平面金箔靶,入射激光波长为 $0.43\mu\text{m}$,靶面吸收激光功率密度为 $I_{ab}=8\times 10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$ 。1为加热主脉冲,2为探针脉冲

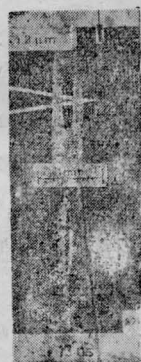


图4 半球壳有机玻璃靶,入射波长 $1.3\mu\text{m}$,靶面吸收激光功率密度 $I_{ab}=1.3\times 10^{15}\text{W}/\text{cm}^2$,箭头所示为靶面位置

对比图 3(a)、(b) 可以看到: (1) 在激光辐照区附近约 $\phi 500 \mu\text{m}$ 区域内, 都出现明显的喷流结构, 而且这种羽状辐射式喷流都有十分明显的边界。在图 3(a) 中, 中心区出现一个半圆形的亮斑, 亮斑相应的尺度约为 $\sim \phi 120 \mu\text{m}$, 这是激光直接辐照区的高温等离子体发射的二次谐波的标征尺寸。(2) 在短波长激光辐照情况下, 在焦点区附近喷流结构比长波长激光辐照情况下更均匀。(3) 长波长激光辐照下(见图 3(a)), 喷流结构一直延伸至整个视场的靶面上并且出现在靶背面。

图 4 示出了半球形有机玻璃靶的结果。在此种靶上, 在对着辐照激光的靶的前表面上复盖有 $0.2 \mu\text{m}$ 厚的金箔。此次实验中, 染料探针光输出较弱, 因而阴影照片中的背景较暗。但是, 由于靶前表面上的金箔的反射(这时靶略为倾斜), 靶的前表面仍清晰可见, 从而形成一个暗背景上只见到靶前面部分的阴影照片。

在此阴影照片上显示出: 在非激光直接辐照的靶前表面上, 明显地出现了具有某些周期结构的喷流。这种喷流结构在强激光脉冲辐照后约 13 ns 时刻, 已经扩展到靶的边缘区(约 2 mm)。于是, 我们估算这种无极放电引起的喷流结构以大约 $1.4 \times 10^7 \text{ cm/s}$ 的速度向着靶面未被激光直接辐照的区域发展。此外, 平面靶情况下出现的明显的喷流边界现象此时不再出现。

为了演示这种喷流的时间发展, 并能证实我们关于这种喷流起因于“无极放电”的设想, 我们进行了一组“钢球靶”的比对实验。结果分别示于图 5 与图 6。

图 5 中, 在辐照靶的激光脉冲终止后的 0.5 ns , 阴影图中只出现均匀的等离子体团, 只是在 3.5 ns 时在远离激光直接辐照的区域才开始出现类喷流结构, 这种结构在钢球与支杆交界面处尤其明显。随着延迟时间的变长, 这种喷流结构充满了整个靶球以至于

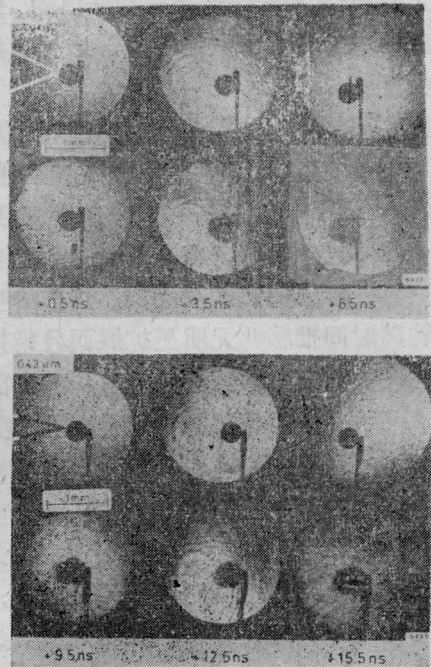


图 5 无极放电现象的时间演化过程
钢球靶 $\phi 350 \mu\text{m}$, 入射激光 $\lambda = 0.43 \mu\text{m}$,
 $I_{ab} = 5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$
(上行为激光辐照前, 下行为激光辐照后)



图 6 无极放电现象的时间演化过程
复盖有屏蔽金箔的钢球靶 $\phi 350 \mu\text{m}$, 入射激光
 $\lambda = 0.43 \mu\text{m}$, $I_{ab} = 4.8 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$
(上行为激光辐照前, 下行为激光辐照后)

支杆上也出现。表明这是一种低温的、由放电引起的电子及离子发射现象,这种现象在边界处更明显。

图6是复盖有屏蔽金箔的钢球靶的结果。在被激光直接辐照的区域,在辐照脉冲终止后的0.5 ns,与图5一样,这时只见到等离子体团的光学阴影。在3.5 ns时,金箔与钢球交界处出现明显的喷流翼。这样的喷流翼结构随时间推移并无明显扩展而且维持很久,在靶的前部出现喷流并扩散到整个前半部。然而,在靶的背部的物理状态却不受任何影响。

在强激光辐照靶时将产生膨胀的等离子体,由于电子质量 m_e 远小于离子质量,并且通常电子温度 T_e 也远高于离子温度 T_i ,于是电子比离子具有更高的热运动速度。由于电子的迅速膨胀逃逸,将产生电荷分离,从而在靠近靶面处形成一带正电荷的离子层并在膨胀的等离子体中建立起一个自洽电场 E_0 。事实上,在激光生成的等离子体中,当靶面激光功率密度高于 10^{14} W/cm^2 时,会产生大量的热电子,这种热电子将克服自洽电场而逃逸,从而破坏等离子体电中性条件,使负电荷的面密度 σ_-^0 远小于正电荷的面密度 σ_+^0 ,使靶呈明显的正电位。实验上已发现,被激光辐照的靶荷有高达 10^4 V 的正电压^[4]。

在无碰撞的等离子体中,具有能量为 E_0 (eV) 的电子且 E_0 高于靶的正电位时,这种电子将逃离靶并向半球空间逃逸,逃逸的电子数为:

$$N = \int_{E_0}^{\infty} f(E) dE, \quad (1)$$

式中, $f(E)$ 为电子的能量分布函数。为了便于估算,假定一种最简单的情形,即电子能量服从麦克斯韦分布,即:

$$f(E) = \left[\left(\frac{2N_0}{\sqrt{\pi}} \right) (KT)^{3/2} \right] \times E_0^{1/2} \exp(-E_0/KT) \quad (2)$$

式中 N_0 为初始总电子数,其值可从激光消

融的靶面积及消融深度估算出来。

对方程(1)积分后可得:

$$N = \frac{N_0}{\sqrt{\pi}} \exp(-eV/KT) (eV/KT)^{1/2} \times (1 + KT/2eV) \quad (3)$$

作一数值估算。取靶电压为 $E_0 = 10^4 \text{ V}$, 等离子体电子温度 $KT \sim 1 \text{ keV}$, 于是有:

$$N \cong N_0 \times 10^{-5} \times 8.5,$$

激光焦斑取 $\phi 100 \mu\text{m}$, 消融深度 $L = 0.2 \mu\text{m}$ ^[5], 于是

$$N_0 = n_0 \times \left(\frac{\pi}{4} d^2 \right) \times L \approx 10^{13} \text{ (个电子)},$$

其中 n_0 为靶的初始密度。相应地逃逸的总电子数约为 $\sim 10^{10}$ 个。应当指出,热电子事实上并不遵守麦克斯韦分布,在高的靶面功率密度下以及长波长激光辐照情况下,处于麦氏分布尾部的高能电子要比与麦氏分布相应的电子数要多得多。因此,从靶面逃离的总电子数比上面的估算值亦会大得多。

由于电子逃逸,靶面将呈正电位,于是部分电子将被正电场拽回。这些被拽回的电子在返回时会被靶的正电位加速并轰击靶面,从而发射新的电子,于是形成如图7所示的局部小范围内的电流回路。诸如表面粗糙、尘埃或靶面上的微小颗粒都可能成为这些局部放电的微阴极。此外,由于返回的电子与靶面附近的离子的复合将使靶面局部温度升高,并可能引起靶表面上中性气体或金属原子蒸发。这些被蒸发的原子进入高温等离子区后将被电离,从而形成照片中所显示的喷流结构。

此外,由于等离子体的二维膨胀,在沿着靶面的切向方向上,也将形成等离子体,于是,在未被激光直接辐照的靶面附近,将出现一层等离子体屑。等离子体的屑电位 V_f 可表示为^[6]:

$$V_f = (KT_e/2e) \ln(M_i/2\pi m_e) \quad (4)$$

其中, M_i/m_e 为离子与电子的质量比。等离子体屑的宽度近似为德拜屏蔽长度 λ_D , 且

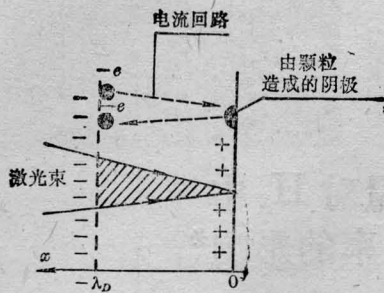


图7 由颗粒或尘埃形成的局部阴极放电-
无极放电的唯像图示

$\lambda_D = (KT_e/e^2 4\pi n_e)^{1/2}$ 。相应地, 将存在着一个与靶面相垂直的电场 E_n , E_n 表示为:

$$E_n \approx V_f/\lambda_D = (n_e KT_e)^{1/2} \pi^{1/2} \ln(M_i/2\pi m_e) \quad (5)$$

假定, 由于等离子体的横向膨胀, 电子温度将会下降到 $\sim 10^3$ eV, 电子密度下降到 10^{18} cm^{-3} 。等离子体相对靶面的电场强度可高达 $E_n \approx V_f/\lambda_D \approx 10^6 \text{ V/cm}$ 。这样高的电场强度将足以引起靶表面的无极放电。例如, 对金等离子体, 屑电位 $V_f \approx 6.4 KT_e/e$, 而金的电离能 $u_i = 9.22 \text{ eV}$, 产生无极放电的最低

要求是屑电位 V_f 要高于金的电离电位。因此, 产生无极放电(对金靶)所要求的等离子体温度很低, 大约只有 $KT_e \sim 2 \text{ eV}$ 。同时, 由于快电子的逃循, 也极易将靶的表面层加热到 2 eV 的温度。这就是我们从光学阴影中观测到的现象: 辐照靶的主激光脉冲结束后, 靶面远离激光的直接辐照区上出现类喷流结构, 这种现象起因于靶面区的无极放电。

在有金箔复盖掉另一半球的情况下(见图6), 由于金箔的屏蔽作用, 等离子体不能往另一半球空间扩散, 从而不存在等离子屑产生的电场。于是, 在后半球空间不会出现无极放电。实验结果证实了我们的上述设想。

参 考 文 献

- 1 Greak B *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1978; **41**: 1811
- 2 Will O *et al.* *Opt. Commun.*, 1982; **41**: 110
- 3 Foldes I B *et al.* Max-Planck, Institute für Quanten Optik Report MPQ 97, June 1985
- 4 赵庆春 *et al.* *中国激光*, 1984; **11**: 223
- 5 Eidmann K *et al.* *Phys. Rev.*, 1984; **A36**: 2568
- 6 Schwirzke F *et al.* *Nuclear Materials*, 92&34: 780

欢迎订阅《中国激光》

《中国激光》是中国科学院、中国光学学会办的激光专业科学期刊, 属学报类。《中国激光》力求全面、及时地以“论文”、“通信”、“简讯”等形式报道我国激光科学技术在基础研究、实验探索和应用开发中所取得的有创造性的成果, 对科技工作者、大专院校师生、工程技术人员、医务工作者等有相当参考价值。

本刊为月刊, 每期 3.00 元, 全年 12 期共 36.00 元, 欢迎广大读者到当地邮局订阅。

《中国激光》编辑部