

文章编号: 1001-3806(2020)02-0173-05

## 激光诱导放电等离子体羽辉的研究

王均武, 王新兵\*, 左都罗

(华中科技大学 武汉光电国家研究中心, 武汉 430074)

**摘要:** 为了研究激光诱导放电等离子体的膨胀特性, 建立了一套基于脉冲 CO<sub>2</sub> 激光诱导锡靶放电等离子体极紫外光源装置, 采用增强型电荷耦合器件对羽辉进行拍摄, 并采用 1 维真空电弧模型对实验结果进行了理论说明。实验中改变放电电压和激光能量, 得到了不同条件下时间分辨的羽辉图像。结果表明, 在激光能量 140mJ、放电电压 10kV 的条件下, 获得了稳定的放电等离子体; 等离子体的羽辉形态与电流存在对应关系, 经历了形成、膨胀、收缩、再次膨胀和消散的不同阶段, 放电电压和诱导激光能量对羽辉大小、稳定性和形成时间有影响。此研究有助于提高激光诱导放电等离子体光源的稳定性以及极紫外光的输出功率。

**关键词:** 激光技术; 激光诱导放电等离子体; 锡; 羽辉图像

**中图分类号:** O539      **文献标志码:** A      **doi:** 10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2020.02.006

## Investigation of plume of laser-induced discharge plasma

WANG Junwu, WANG Xinbing, ZUO Duluo

(Wuhan National Research Center for Optoelectronics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

**Abstract:** In order to study the expansion characteristics of laser-induced discharge plasma (LDP), a set of extreme ultraviolet source for tin target discharge plasma based on pulsed CO<sub>2</sub> laser was established. The plume was photographed by intensified charge-coupled device. 1-D vacuum arc model was used to explain the experimental results. The time-resolved plume images under different conditions were obtained by changing the discharge voltage and laser energy. The results show that, under the condition of 140mJ laser energy and 10kV discharge voltage, a stable discharge plasma was obtained. There is a corresponding relationship between the plume morphology and the current. It has undergone different stages of formation, expansion, contraction, re-expansion and dissipation. Discharge voltage and induced laser energy have effects on plume size, stability and formation time. This study is helpful to improve the stability of LDP source and the output power of extreme ultraviolet light.

**Key words:** laser technique; laser-induced discharge plasma; tin; plume image

## 引言

随着大规模集成电路产业的发展, 芯片的特征尺寸逐渐减小<sup>[1]</sup>, 意味着光刻技术中采用的光源需要向更短波长发展, 极紫外 (extreme ultraviolet, EUV) 光源在光刻领域逐渐发挥重要应用。激光诱导放电锡等离子体极紫外光源<sup>[2]</sup>具有结构简单以及高转化效率 (conversion efficiency, CE)<sup>[3]</sup>等特点, 在掩模检测<sup>[4]</sup>和光谱计量<sup>[5]</sup>等方面有着良好的应用前景。

2004年, BORISOV 等人<sup>[6]</sup>利用准分子激光诱导固体锡靶进行放电, 研究发现, 随着放电次数的增加,

靶材表面凹陷逐渐加深, 电极受到侵蚀, 导致 CE 逐渐下降。2008年, Xtreme 公司设计了一种圆盘电极的激光诱导放电等离子体 (laser-induced discharge plasma, LDP) 装置<sup>[7]</sup>, 旋转的圆盘电极部分浸入液体锡池中, 实现了靶材的更新, 提高转化效率的同时减少了电极的损耗, 延长了电极的寿命。2013年, TOBIN 等人<sup>[8]</sup>利用锡的液态合金研究了 LDP 作为 EUV 波段光谱计量光源的可行性。2014年, LI 等人<sup>[9]</sup>研究了激光和放电延时对 EUV 光谱特性的影响。2016年, LIM 等人<sup>[10]</sup>研究发现更快的电流上升时间有助于提高 LDP EUV 的 CE。同年, BEYENE 等人<sup>[11]</sup>在相同电压条件下利用皮秒激光诱导放电获得比纳秒激光诱导放电更高的转化效率。2015年, Ushio 公司<sup>[12]</sup>利用 Sn-LDP 获得可以满足掩模检测需要的峰值亮度 145W/(sr · mm<sup>2</sup>) 的光源, 这是 LDP 技术在光刻领域实现应用的

作者简介: 王均武 (1992-), 男, 博士研究生, 主要从事激光诱导放电等离子体极紫外光的研究。

\* 通讯联系人。E-mail: xbwang@mail.hust.edu.cn

收稿日期: 2019-04-28; 收到修改稿日期: 2019-06-13

重要一步。

LDP 是一种高能离子以及短波长光的激发手段,作为 X 射线源<sup>[13]</sup>和高能离子源<sup>[14]</sup>在材料工程和原子物理等领域也有着重要应用。2008 年, KOROBKIN 等人<sup>[15]</sup>研究了激光能量和放电电压对 LDP 产生 X 射线以及微箍缩<sup>[16]</sup>形成的影响,并利用 1 维近似的动态真空电弧模型<sup>[17]</sup>对电弧形成后微箍缩的发展进行了理论计算。2016 年, ROMANOV 等人<sup>[18]</sup>对激光诱导放电的 EUV 图像以及 X 射线图像进行分析,发现了多次箍缩的形成。2018 年,该团队又研究了激光聚焦光斑大小对电弧稳定性的影响<sup>[19]</sup>。2016 年, TSYGVINTSEV 等人<sup>[20]</sup>提出一种更加完善的 2 维磁流体动力学(magneto-hydrodynamics, MHD)模型,对激光诱导阶段以及放电阶段不同的等离子体动力学过程进行模拟。同时, LDP 中放电间隙的绝缘和导通特性,可应用于新型高压大电流控制器件之一的激光触发真空开关(laser-triggered vacuum switch, LTVS)<sup>[21]</sup>。

目前对于 Sn-LDP EUV 光源以及放电等离子体羽辉的分析在国内还较少,对于激光参量和放电参量的研究有助于提高 LDP 光源的稳定性以及输出功率。本文中开展了真空脉冲 CO<sub>2</sub> 激光诱导固体锡靶放电等离子体的研究,使用增强型电荷耦合器件(intensified charge-coupled device, ICCD)对 LDP 羽辉进行时间分辨拍摄,研究了电压和激光能量对等离子体羽辉形态变化的影响。

## 1 实验装置

实验装置如图 1 所示。真空腔由机械泵和分子泵维持气压  $1 \times 10^{-3}$  Pa, 阳极为半径 5mm 的不锈钢半球头,阴极为直径 4cm、厚度 2mm 的固体平板圆盘 Sn 靶,电极和的高压陶瓷电容两极相连,电容 250nF,电极间距 5mm,充电电路对电容进行充能,放电电压通过调压器在 5kV ~ 10kV 以内可调,可研究诱导放电电压大小对 LDP 羽辉的影响。脉冲 CO<sub>2</sub> 激光能量 140mJ,脉宽 90ns,工作频率 1Hz,硒化锌(ZnSe)聚集透镜焦距 150mm,将激光聚焦在靶材表面,产生初始激光等离子体<sup>[22]</sup>诱导击穿放电。不同衰减片(衰减率分别为 36% 和 64%)置于入射光路,可调节诱导激光能量大小研究对 LDP 羽辉的影响。高压探头(Tektronix P6015A, 1000×, 3.0pF, 100MΩ)和电流线圈(Pearson 4997, 0.01V/A)分别测量电压和电流信号,将采集的信号传输到示波器。ICCD 相机(Stanford 4 Quik-E)最小曝光时间 1ns,感光波段 350nm ~ 920nm,置于真

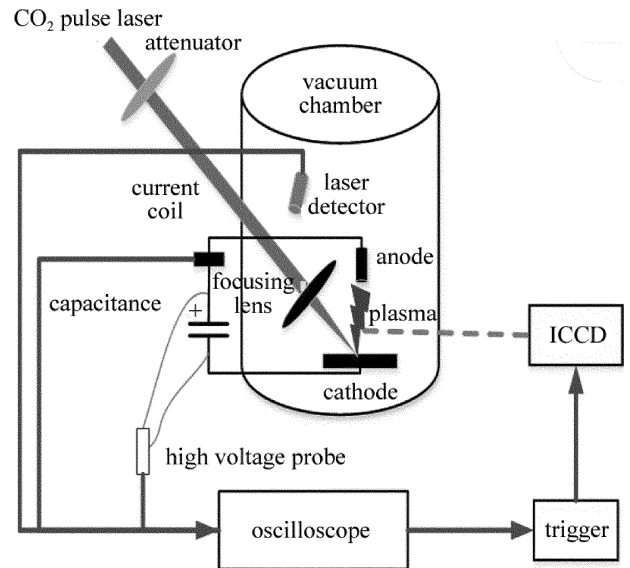


Fig. 1 Experimental device of laser induced discharge plasma

空腔外。调节变焦镜头(SIGMA MARCO)焦距,使得成像焦点在电极间隙处,成像光路垂直于放电轴。实验前在电极间隙处放置刻度尺进行拍摄,对单个像素点对应的实际尺寸进行标定。中红外光压探测器(VML 10T4)探测激光波形对 ICCD 外部触发,调节 ICCD 内部曝光延时,对 LDP 羽辉进行时间分辨的拍摄。

## 2 实验结果与分析

### 2.1 激光诱导放电特性

当放电电压为 10kV 时,诱导激光能量为 140mJ,得到放电电压电流波形,如图 2 所示。虚线表示放电电压的变化,实线表示电流的变化。粗点线表示激光作用时刻,  $t_0 = 100$  ns 时,激光到达靶材表面,重新定义此时刻为放电开始  $t = 0$  时刻。在约  $t = 20$  ns 时,电流形成一个几十安培的小峰,电压出现几百伏特的凹陷,这是由激光等离子体扩散到阳极引起的。在  $t = 100$  ns 后,稳定击穿开始形成,放电由电流烧蚀靶材产生的等离子体维持,电压下降,电流上升,约  $t = 1300$  ns 时电

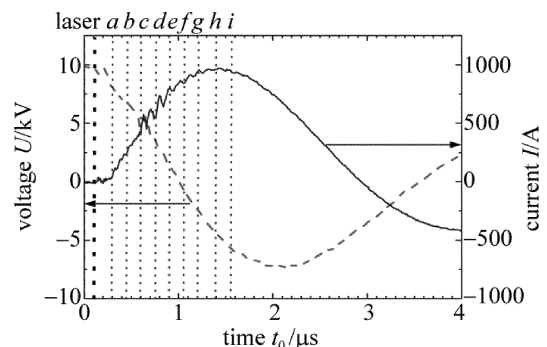


Fig. 2 Waveforms of voltage and current

流达到第 1 个峰值 900A, 随后电压电流出现衰减振荡, 整个放电阶段持续约 14μs 后电极恢复绝缘, 等待下一个激光脉冲到来后电极再次击穿。选取  $a \sim i$  细点线对应的第 1 个半周期的时刻点, 进行等离子体图像的时域变化分析。

### 2.2 激光诱导放电时域图像

当放电电压为 10kV、诱导激光能量为 140mJ 时, 设置 ICCD 曝光时间 5ns, 延时间隔 150ns, 得到不同时刻的等离子体羽辉图像, 如图 3 所示。图 3a ~ 图 3i 分别对应着图 2 中虚线  $a \sim i$  对应的时刻点, 图 3a 中虚线对应电极表面。 $a$  时刻, 激光作用锡靶刚结束, 电流开始上升, 等离子体羽辉主要由激光等离子体形成, 此时阴极等离子体刚扩散到阳极表面; $b \sim f$  阶段, 电流迅速上升, 阴极和阳极等离子体连接在一起形成放电通道, 放电等离子体羽辉开始占主, 电弧近似“圆柱形”; $f$  时刻, 电流接近峰值, 羽辉膨胀达到最大, 电极间隙中心位置出现最大电弧直径, 约为 5mm; $g$  时刻, 靠近阴极的电弧半径收缩由于收缩更快, 电弧呈现“圆锥形”; $h$  时刻, 近阴极处出现电弧最小直径, 约为 2mm, 此时电弧开始呈现“抛物线形”; $h \sim i$  阶段, 电流开始下降, 靠近阴极的电弧半径开始重新扩大。

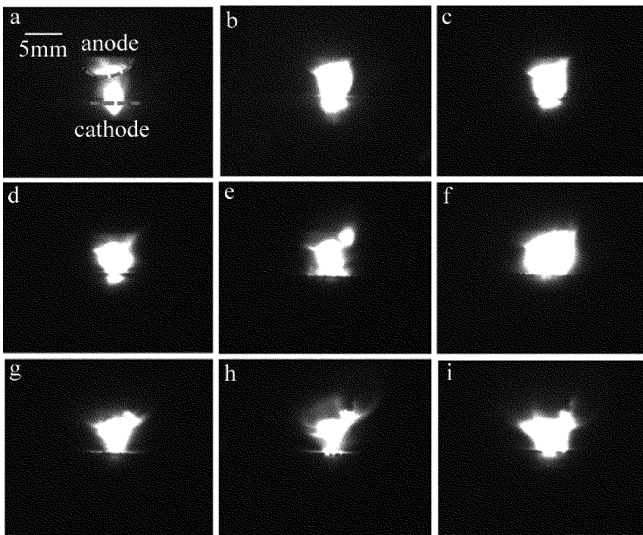


Fig. 3 Plume images of discharge plasma at different times

电弧的膨胀和收缩与等离子体的热膨胀力  $p$  ( $p = k_B N_e T_e$ ,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $N_e$  为电子密度,  $T_e$  为电子温度) 与电流形成的磁场带来的径向磁压力  $p_z$  ( $p_z = \mu_0 I^2 / (2\pi r)$ ,  $\mu_0$  为真空磁导率,  $I$  为电流,  $r$  为电弧半径) 的比值有关<sup>[23]</sup>, 而等离子体的温度和密度变化和电流产生的焦耳热有关, 因此电流的变化同时影响  $p$  和  $p_z$ , 是电弧形态变化的主要原因。靠近阴极处, 由于较大电流密度影响<sup>[24]</sup>, 电弧收缩更剧烈。

### 2.3 电压对电弧形态的影响

保持诱导激光能量和曝光时间不变, 改变延时间隔为 100ns, 在电压  $U$  为 7kV 和 8kV 的条件下进行拍摄。为了方便电弧大小的对比, 实验中对图像进行轮廓提取<sup>[25]</sup>, 将轮廓提取后获得的图像面积定义为电弧面积<sup>[26]</sup>, 不同电压下电弧面积如图 4 所示。实线和虚线分别代表不同电压下电流, 可以看到, 电压不影响电流的上升和下降时间, 只是影响电流峰值大小。圆形与方形散点代表电弧面积, 在电流刚开始上升阶段, 由于热膨胀作用远远强于箍缩效应, 电弧面积迅速增加, 在电流接近峰值时, 电弧面积扩散达到最大。在电流峰值时刻, 箍缩效应强于热膨胀作用, 电弧面积短暂下降。在电流下降阶段, 箍缩效应减弱, 等离子又进入膨胀阶段, 电弧面积开始上升。随后由于电流产生的等离子体速率跟不上等离子膨胀的速度, 电弧进入消散阶段, 电弧面积又急剧下降。不同电压下, 电弧面积的变化都满足这一趋势。高电压下单位时间靶材产生的等离子体密度更大, 电弧的面积更大, 产生的等离子体能量更大, 电弧面积膨胀到最大所需时间更长, 在电弧消散阶段, 电弧面积减小的速率也要更慢一些。

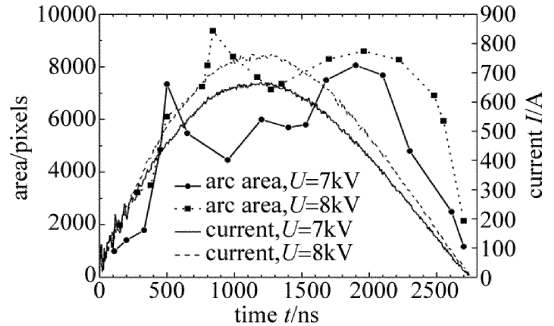


Fig. 4 Discharge plasma areas with different voltages

改变延时间隔为 50ns, 可以看到,  $t$  从 1000ns ~ 1100ns 时, 10kV 对应的电弧轮廓变化如图 5a ~ 图 5c 所示, 7kV 对应的电弧轮廓变化如图 5d ~ 图 5f 所示。电流峰值时刻, 靠近阳极的电弧半径基本不变, 靠近阴极的电弧半径持续减小。在电压 7kV 时, 由于瑞利泰勒不稳定性的影响<sup>[27]</sup>, 1100ns 时电弧出现了断开的现象, 而电压 10kV 时, 电弧在 1100ns 时仍然可以维持较小的半径, 可见高电压有助于维持电弧的稳定。

### 2.4 激光能量对电弧形态的影响

放电电压为 10kV、电极间距为 5mm 时, 改变诱导激光能量得到不同激光能量下放电等离子体图像, 如图 6 所示。图 6a、图 6b 和图 6c 分别对应  $t = 0$ ns 时刻激光能量为 55mJ, 90mJ 和 140mJ 的等离子体羽辉图像, 此时羽辉主要由激光等离子体在电场中加速膨胀

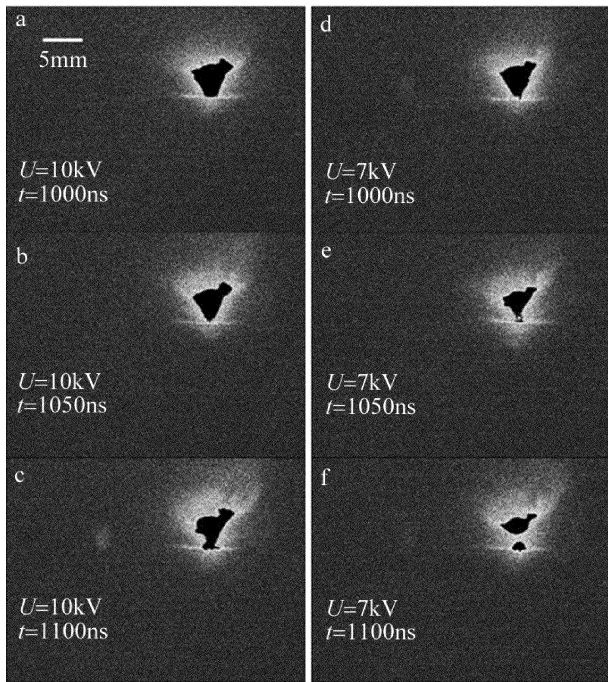


Fig. 5 Edge images of discharge plasma during current peak

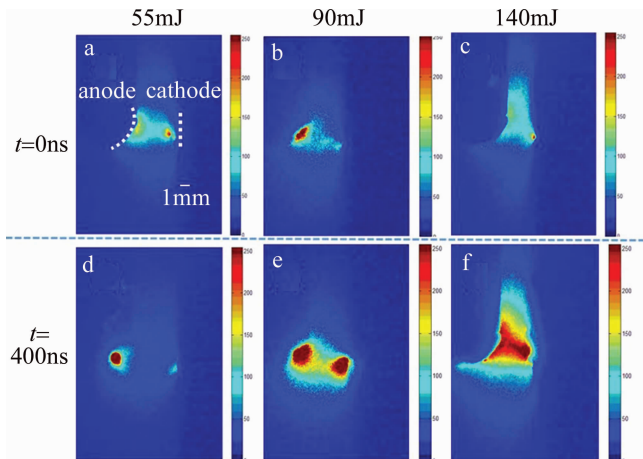


Fig. 6 Discharge plasma images with different initial laser energies

形成,高温区集中在阳极和阴极表面。初始激光能量越高,等离子羽辉面积越大。400ns时刻,等离子体羽辉主要由放电等离子体形成。诱导激光能量为55mJ时,阳极等离子体和阴极等离子体还未连接在一起,如图6d所示。诱导激光能量为90mJ时,阳极等离子体和阴极等离子体刚开始连接,未形成稳定的电弧,如图6e所示。诱导激光能量为140mJ时,红色高温区连接在一起,电极间已经形成稳定的电弧,如图6f所示。诱导激光的能量影响电弧形成的时间,激光能量越大,产生的初始等离子体的密度更大、能量更高,稳定电弧越早形成,越有利于EUV的产生。

## 2.5 真空电弧模型

利用1维近似的真空电弧磁流体动力学简化模

型<sup>[28]</sup>,可以得到电流一定时电极间隙中不同位置 $z$ 和电弧截面 $S(z)$ 的关系:  $S(z) = S_0(z+R)^m/R^m$  (1) 式中, $S_0$ 表示阴极处电弧截面面积, $z$ 表示放电轴上距离阴极的距离, $R$ 表示阴极处弧斑半径,常数 $m$ 取决于电流密度的大小。在本文中的电流范围内, $m$ 取值在0~2。 $m=0$ 时,电弧呈现“圆柱形”; $m=1$ 时,电弧呈现“圆锥形”; $m=2$ 时,电弧呈现“抛物线形”。这3种形态对应图3不同时刻出现的3个形态。

由下式可以得到电极间隙中等离子温度分布:

$$\begin{cases} x = (z + R)/R \\ T = T_e/T_{e,0} \\ K_0 = eI/(T_{e,0}\sigma_0\pi R) \\ A = 5K_0/(2m + 3) \\ T^{\delta/2} = (1 - A)x^{-5m/3} + Ax^{1-m} \end{cases} \quad (2)$$

式中, $T_{e,0}$ 为阴极表面的电子温度, $T$ 为归一化电子温度, $I$ 为电流, $e$ 为电子电荷量, $\sigma_0$ 为等离子体电导率。

当电流为600A和800A时,通过对等离子体羽辉图像轮廓进行提取,用(1)式进行拟合, $m$ 分别为1.7和1.1时拟合效果最佳。假定阴极表面附近的电子温度保持2.1eV不变,锡烧蚀率等边界条件由参考文献[29]中获得,利用(2)式计算得到不同电流条件下电极间隙内电子温度分布,如图7所示。可以看到,随着电流的增加,阳极附近的电子温度显著增加。这和实验观测到的羽辉现象吻合,也和ZHU等人<sup>[2]</sup>测得的电子温度数量级一致。

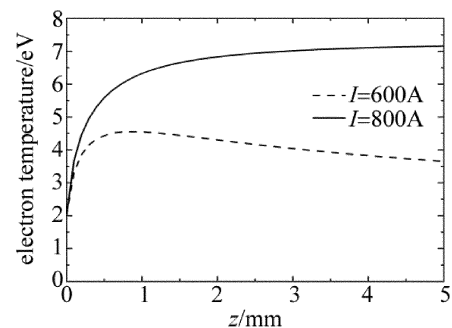


Fig. 7 Electron temperature distribution calculated by vacuum arc model

## 3 结论

本文中对脉冲二氧化碳激光诱导下的放电锡等离子体羽辉进行了研究,采用ICCD相机进行时间分辨的拍摄。在激光能量140mJ、放电电压10kV的条件下,获得了稳定的放电等离子体。

在热膨胀力和磁压缩力的共同影响下,电弧经历了形成、膨胀、收缩、再次膨胀和消散的不同阶段。随

着电流密度的变化,羽辉轮廓出现了“圆柱”、“圆锥”和“抛物线”3种不同形状,这个现象和1维真空电弧模型的理论结果一致。等离子体在电流峰值时刻附近出现收缩现象,靠近阴极处收缩地更剧烈。实验中改变放电电压和激光能量,发现更高的电能注入带来温度、密度更高的等离子体,提升了电弧的稳定性。更强的激光能量带来更大速度的初始等离子,缩短了电弧的形成时间。随着电流的增加,阳极附近的电子温度显著增加。电弧收缩的时刻很大几率对应着 EUV 的产生时刻,调节放电电压和激光能量,对 EUV 的转化效率以及能量利用率有着重要影响。

### 参 考 文 献

- [1] DANYLYUK S, LOOSEN P, BERGMANN K, *et al.* Scalability limits of Talbot lithography with plasma-based extreme ultraviolet sources [J]. *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS*, 2013, 12(3): 033002.
- [2] ZHU Q Sh, YAMADA J, KISHI N, *et al.* Investigation of the dynamics of the Z-pinch imploding plasma for a laser-assisted discharge-produced Sn plasma EUV source [J]. *Journal of Physics*, 2011, D44(14):5203.
- [3] SCHRIEVER G, SEMPRESZ O, JONKERS J, *et al.* Laser produced plasma versus laser assisted discharge plasma: Physics and technology of extreme ultraviolet lithography light sources[J]. *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS*, 2012, 11(2):021104.
- [4] TERAMOTO Y, SANTOS B, MERTENS G, *et al.* High-radiance LDP source: Clean, reliable, and stable EUV source for mask inspection[R]. San Jose, USA: BLV Licht- und Vakuumtechnik GmbH, 2016:1-8.
- [5] TOBIN I. Optical and EUV studies of laser triggered Z-pinch discharges[D]. Dublin, Ireland: Trinity College, 2014:10-50.
- [6] BORISOV V M, ELTSOV A V, IVANOV A S, *et al.* EUV source using Xe and Sn discharge plasma[J]. *Journal of Physics*, 2004, D37(32): 3254-3265.
- [7] YOSHIOKA M, TERAMOTO Y, JONKERS J, *et al.* Tin DPP source collector module (SoCoMo) ready for integration into beta scanner [R]. San Jose, USA: XTREME Technologies GmbH, 2011:1-9.
- [8] TOBIN I, JUSCHKIN L, SIDELNIKOV Y, *et al.* Laser triggered Z-pinch broadband extreme ultraviolet source for metrology[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 102(20): 203504.
- [9] LI X Q. Research of 13.5nm extreme ultraviolet radiation from tin plasma produced by laser-assisted discharge[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2014:100-300(in Chinese).
- [10] LIM S, KAMOHARA T, HOSSEINI S H R, *et al.* Dependence of current rise time on laser-triggered discharge plasma[J]. *Journal of Physics*, 2016, D49(29):5207.
- [11] BEYENE G A, TOBIN I, JUSCHKIN L, *et al.* Laser-assisted vacuum arc extreme ultraviolet source: A comparison of picosecond and nanosecond laser triggering[J]. *Journal of Physics*, 2016, D49(22):5201.
- [12] TERAMOTO Y, SANTOS B, MERTENS G, *et al.* High-radiance LDP source for mask inspection application[R]. San Jose, USA: Ushio, Inc, 2015:1-9.
- [13] ALKHIMOVA M A, ANANIN O B, BOGDANOV G S, *et al.* The source of soft X-ray based on low energy vacuum spark[J]. *Physics Procedia*, 2015, 71:181-186.
- [14] SHAIM M H A, ELSAYED-ALI H E. Spark discharge coupled laser multicharged ion source [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2015, 86(7):073304.
- [15] KOROBKIN Y V, PAPERNY V L, ROMANOV I V, *et al.* Control of parameters of micropinches formed in current-carrying plasma jet [J]. *Physics Letters*, 2008, A37(2): 1292-1296.
- [16] KOROBKIN Y V, ROMANOV I V, RUPASOV A A, *et al.* Vacuum discharge instability at laser ignition of a cathode spot[J]. *Technical Physics*, 2005, 50(11): 39-44.
- [17] KOROBKIN Y V, PAPERNY V L, ROMANOV I V, *et al.* Micropinches in laser induced moderate power vacuum discharge [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2008, 50(6):065002.
- [18] ROMANOV I V, KOROBKIN Y V, PAPERNY V L, *et al.* Observation of micropinch formation in cathode jet of a low-power laser-induced vacuum discharge[J]. *Physics of Plasmas*, 2016, 23(2): 023112.
- [19] ROMANOV I V, TSYGVINTSEV I P, PAPERNY V L, *et al.* Influence of the laser plasma-expansion specific on a cathode jet formation and the current stability in a laser-ignited vacuum discharge [J]. *Physics of Plasmas*, 2018, 25(8):083107.
- [20] TSYGVINTSEV I P, KRUKOVSKIY A Y, GASILOV V A, *et al.* Numerical modeling of a pinch in a vacuum diode with laser ignition [J]. *Mathematical Models and Computer Simulations*, 2016, 8(5): 595-605.
- [21] LIN H Z, WANG Y, HE Zh H, *et al.* Experimental study on spectrum and conduction properties of laser triggered vacuum switch[J]. *Laser Technology*, 2017, 41(1):24-28(in Chinese).
- [22] YANG R Q, WANG X B, LAN H. Study on expansion characteristics of tin plasma plume produced by CO<sub>2</sub> laser and Nd:YAG laser [J]. *Laser Technology*, 2016, 40(2):223-226(in Chinese).
- [23] LU P, KATSUKI S, TOMIMARU N, *et al.* Dynamic characteristics of laser-assisted discharge plasmas for extreme ultraviolet light source [J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2010, 49:096202.
- [24] MOORTI A, RAO S B, NAIK P A, *et al.* Cathode plasma jet pinching and intense X-ray emission in a moderate-current laser-triggered vacuum discharge[J]. *Transactions on Plasma Science*, 2006, 34(5):2419-2425.
- [25] DONG H J, LIAO M F, ZOU J Y, *et al.* Collection and processing procedure of vacuum switches arc images[J]. *Transactions of China Electrotechnical Society*, 2007, 22(8):174-177(in Chinese).
- [26] WU Y Q, DONG H J, TIAN X J, *et al.* Variations in area and shape of vacuum switching arc images[J]. *Chinese Journal of Vacuum Science and Technology*, 2010, 30(6):604-607(in Chinese).
- [27] HUANG B, TOMIZUKA T, XIE B, *et al.* Simulation and mitigation of the magneto-Rayleigh-Taylor instabilities in Z-pinch gas discharge extreme ultraviolet plasma radiation sources[J]. *Physics of Plasmas*, 2013, 20(11):112113.
- [28] KRINBERG I A. Three models of vacuum arc plasma expansion in the absence and presence of a magnetic field [J]. *Transactions on Plasma Science*, 2005, 33(5):1548-1552.
- [29] ANDERS A. Ion flux from vacuum arc cathode spots in the absence and presence of a magnetic field [J]. *Journal of Applied Physics*, 2002, 91(8):4824-4832.