

## 激光诱导放电等离子体极紫外光源的研究

王均武<sup>1</sup>, 玄洪文<sup>1,3\*</sup>, 王新兵<sup>2</sup>, Vassily S. Zakharov<sup>4</sup><sup>1</sup>广东大湾区空天信息研究院, 广东 广州 510530;<sup>2</sup>武汉国家光电研究中心, 湖北 武汉 430074;<sup>3</sup>中国科学院大学, 北京 100049;<sup>4</sup>俄罗斯研究中心库尔恰托夫研究所, 俄罗斯 莫斯科 125047

**摘要** 极紫外光源在半导体制造中的掩模检测、显微成像以及光谱计量等环节中有着重要的应用。激光诱导放电等离子体是产生极紫外光源的重要技术手段之一, 搭建了一套二氧化碳激光诱导放电产生锡等离子体的实验装置, 对产生的极紫外光谱进行了收集探测, 并结合辐射磁流体动力学模拟对极紫外的辐射特性进行了分析。实验对比了激光等离子体和放电等离子体的极紫外辐射特性的区别, 发现放电电压对激光诱导放电等离子体极紫外光的带内辐射强度有着重要影响。模拟发现, 当电压为 15 kV 时, 极紫外辐射总能量达到 65.0 mJ, 转化效率达到 0.23%, 光谱纯度达到 1.69%。

**关键词** 激光光学; 激光诱导放电等离子体; 极紫外光; 辐射磁流体动力学; 转化效率

中图分类号 O434.13

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL231488

## 1 引言

在半导体光刻领域中, 曝光波长决定芯片的特征尺寸, 进而决定芯片的集成度<sup>[1]</sup>。13.5 nm(2% 带宽)波段的极紫外光(EUV)是现阶段可商业化的最短曝光波长<sup>[2]</sup>, 激光等离子体(LPP)<sup>[3-4]</sup>和激光诱导放电等离子体(LDP)<sup>[5]</sup>是产生 EUV 光源最主要的两种技术手段。其中, LDP 光源在早期商业化曝光光源中具有极大优势, 如 Philips Extreme UV 公司的 NovaTin 光源被应用在 ASML 公司的 NXE3100 系列样机上<sup>[6]</sup>。近年来虽然 LDP 技术在曝光光源中的应用逐步被 LPP 技术取代, 但 LDP 结构简单、成本低等特点使其在掩模检测、显微成像、光谱计量等方面焕发新生<sup>[7]</sup>。Ushio 公司开发出的 TinPhoenix 系列商用掩模检测光源<sup>[8]</sup>便是 LDP 的典型应用。

在 LDP 光源中, 如何优化 EUV 输出功率、转化效率(CE)以及光谱纯度(SP)<sup>[9]</sup>一直是国内外研究人员关注的重点。Borisov 等<sup>[10]</sup>发现长波长激光有助于提升 EUV 的 CE; Beyene 等<sup>[11]</sup>研究了纳秒和皮秒激光对 LDP-EUV 光谱的影响, 发现采用皮秒激光有助于提高 EUV 的 CE 和 SP; Xie 等<sup>[12]</sup>研究发现, 当电极间距从 4 mm 增加到 10 mm 时, EUV 强度变弱; Zhu 等<sup>[13]</sup>发现小半径的半球形阳极放电有助于减小箍缩区域的长

度; Watanabe 等<sup>[14]</sup>实验证明了圆锥形阳极放电比平板形阳极放电产生的 EUV 强度更高; Lu 等<sup>[15]</sup>研究发现大电流上升率有助于提高 EUV 辐射强度; Lim 等<sup>[16]</sup>研究发现电流上升速率影响箍缩区域的位置和光源的稳定性; Verbraak 等<sup>[17]</sup>研究发现双脉冲激光 LDP 的 EUV 辐射持续时间长于单脉冲 LDP; Xu 等<sup>[18]</sup>研究发现激光和脉冲电流间的最佳延时为 0.5~3.5  $\mu$ s。

由以上研究可以看到, 电极结构、放电间距、激光波长、电流上升速率等诸多变量使得衡量 EUV 光源性能成为一项复杂的工作, 采用辐射磁流体模拟<sup>[19]</sup>可以对这一工作进行有效的指导。Hassanein 等<sup>[20]</sup>采用 HEIGHTS 软件模拟了 LDP 中箍缩现象与 EUV 的关系; Zakharov 等<sup>[21]</sup>采用软件 Z\* 模拟发现短电极间距有助于提高 EUV 的辐射强度; Sasaki 等<sup>[22]</sup>模拟研究了激光参数对箍缩的影响; Masnavi 等<sup>[23]</sup>通过理论计算发现, 最佳的 LDP 光源的等离子体温度、密度分别在 30 eV(1 eV 对应 11600 K)、 $10^{18}$   $\text{cm}^{-3}$  左右; Tsygvintsev 等<sup>[24]</sup>模拟发现, LDP 存在着 Z 箍缩和微箍缩两种机制, 共同影响 EUV 的产生。

本文首先进行了激光诱导放电等离子体的实验研究, 然后对 LPP 和 LDP 进行了磁流体辐射动力学模拟, 最后探讨了 LPP 和 DPP 的 EUV 辐射特性的区别以及放电电压对 LDP 各项性能指标的影响。

收稿日期: 2023-12-07; 修回日期: 2024-01-11; 录用日期: 2024-01-16; 网络首发日期: 2024-01-26

基金项目: 广州市基础与应用基础研究专题(2023A04J0024)、中科院人才引进计划(E33310030D)、中国科学院空天信息创新研究院自主部署项目(E2Z2D101, E1Z1D101)

通信作者: \*xuanhw@aircas.ac.cn

## 2 实验过程

实验采用波长为  $10.6\ \mu\text{m}$  的  $\text{CO}_2$  激光诱导放电, 激光脉冲能量为  $145\ \text{mJ}$ , 半峰全宽为  $90\ \text{ns}$ , 脉冲有一定的拖尾, 重复频率为  $1\ \text{Hz}$ 。如图 1 所示, 利用中红外光伏探测器探测激光的时域波形, 激光经焦距为  $150\ \text{mm}$  的透镜聚焦后轰击锡靶。放电电容为

$0.25\ \mu\text{F}$ , 回路电感为  $2.6\ \mu\text{H}$ , 在电极两端,  $0\sim 18\ \text{kV}$  的直流电压可调, 阴极为厚度为  $2\ \text{mm}$  的固体圆盘锡靶。为减少多次激光作用下靶材表面凹坑对电极间距的影响, 实验中保证靶材旋转。阳极为半径为  $5\ \text{mm}$  的不锈钢半球, 电极间距为  $8\ \text{mm}$ 。利用高压探头测量电压时域信号, 利用电流线圈测量电流时域信号。

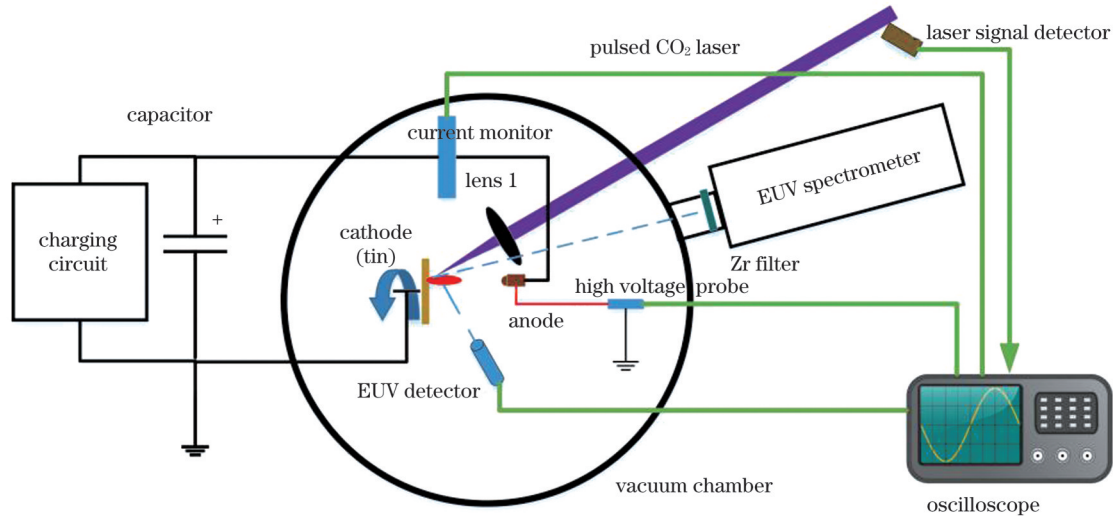


图 1 激光诱导放电等离子体的实验装置图

Fig. 1 Experimental setup for laser-induced discharge produced plasma

当电压为  $15\ \text{kV}$  时, 实验测得的 LDP 的电压、电流波形如图 2 所示, 激光作用约  $300\ \text{ns}$  后, 放电电压下降, 表明电极击穿, 同时电流开始上升, 达到峰值后振荡衰减, 单个电流振荡周期为  $5\ \mu\text{s}$ 。

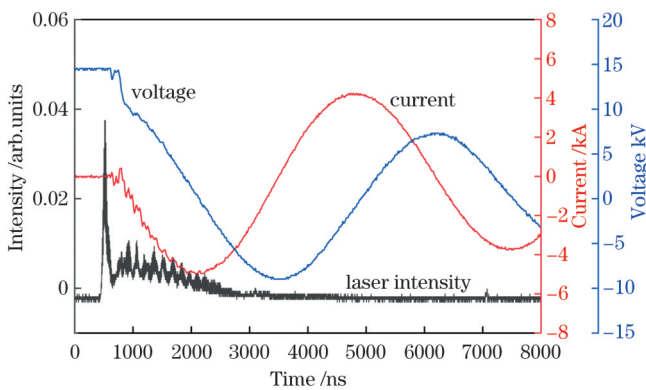


图 2 当电压为  $15\ \text{kV}$  时, LDP 中的激光强度与电压、电流波形  
Fig. 2 Laser intensity and waveforms of voltage and current in LDP when voltage is  $15\ \text{kV}$

掠入射 EUV 光栅光谱仪由真空系统、金属锆 (Zr) 膜、球面反射镜、平面反射镜、狭缝、变栅距凹面光栅和 X 射线电荷耦合器件 (CCD) 组成。光谱仪探测方向与锡靶法线方向的夹角为  $30^\circ$ , 等离子体辐射光信号进入光谱仪后, 先后经过锆膜滤波和光栅分光, 最后成像在 CCD 上。其中, X 射线 CCD 的分辨率为  $1340\ \text{pixel} \times 400\ \text{pixel}$ , 单个像素大小为  $20\ \mu\text{m}$ 。锆膜

厚度为  $500\ \text{nm}$ , 透过波长为  $6\sim 18\ \text{nm}$ , 其在波长  $13.5\ \text{nm}$  处的透过率约为  $18\%$ 。已知光栅常数、入射角以及光栅到 CCD 平面的距离, 确定已知谱线在 CCD 上的相对位置, 即可标定不同位置对应的谱线的波长。实验中采用激光轰击氮化硅 ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) 等离子体产生 EUV 谱<sup>[25]</sup>, 并对其进行标定; 硅 (Si) 离子  $\text{Si}^{4+}$ 、 $\text{Si}^{5+}$  的  $2p \rightarrow 3s$  跃迁在极紫外波段 ( $7\sim 13\ \text{nm}$ ) 产生的分立谱线可作为参考谱线。

在同一装置、同一实验条件下探测 LPP 和 LDP 的 EUV 光谱, 首先在未加放电电压时测得 Sn-LPP-EUV 光谱以及硅离子标定光谱, 接着在电极两端分别加上  $7\ \text{kV}$  和  $15\ \text{kV}$  电压后测得 LDP-EUV 光谱, 结果如图 3 所示, 其中 Si V 和 Si VI 分别表示四价和五价离子谱线。LPP-EUV 光谱在  $13.7\ \text{nm}$  处出现峰值, 当电压为  $7\ \text{kV}$  时, LDP-EUV 在  $13.5\ \text{nm}$  带宽内的光谱强度相较于 LPP-EUV 并未得到显著提升, EUV 峰值反而向长波长方向移动; 当电压为  $15\ \text{kV}$  时,  $13.5\ \text{nm}$  带宽内的光谱强度显著增加, 峰值波长为  $14.0\ \text{nm}$ 。LDP 辐射光谱峰值相较于 LPP 光谱有明显的红移, 这是由于 LDP 电子密度高于 LPP, 电子-电子和电子-离子碰撞速率增大, 激发态占据数增大, 这些离子中多重激发态之间的跃迁贡献超过单激发态到基态之间的跃迁贡献, 而多重激发态之间的平均能级差小于单激发态和基态间的平均能级差。

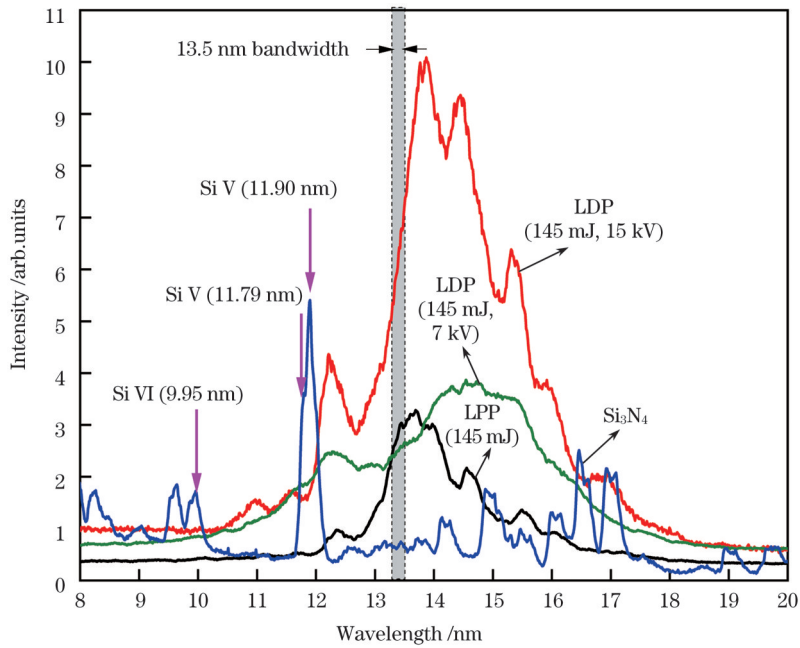


图3 LPP 和不同电压下 LDP 的 EUV 光谱

Fig. 3 EUV spectra of LPP and LDP at different voltages

### 3 模拟分析

LDP-EUV 模拟采用辐射磁流体力学(RMHD)模型。首先利用流体力学方程组和麦克斯韦方程组求解等离子体动力学过程,再利用辐射输运方程计算 EUV 的产生效率以及等离子体中的传输损耗。本文采用 RMHD 程序 Z\* 对实验过程中的激光作用阶段和放电阶段分别进行模拟<sup>[26]</sup>,采用 THERMOS 程序计算不同温度密度范围内锡的辐射以及热力学特性<sup>[27]</sup>。利用 Hartree-Fock-Slater 模型计算能级结构和电子波函数<sup>[28]</sup>,利用碰撞辐射模型计算电离度和激发态分布<sup>[29]</sup>。模拟输入的激光时域波形采用删除拖尾后的实验波形,电流波形、电极形状以及放电间距均与实验一致。

第一阶段:模拟得到激光能量为 145 mJ 时 LPP

的辐射总功率和 EUV 带内辐射功率与激光功率的关系,如图 4 所示。CO<sub>2</sub> 激光焦点位于锡靶表面,光斑直径为 300 μm,峰值功率密度为  $2.83 \times 10^9$  W/cm<sup>2</sup>,激光作用 50 ns 后等离子体开始辐射,辐射总功率和 EUV 带内辐射功率与激光功率密度的变化规律一致, EUV 辐射持续 150 ns,辐射总能量为 34.84 mJ。定义极紫外转化效率为波长 13.5 nm 附近 2% 带宽内的能量除以初始能量,光谱纯度为波长 13.5 nm 附近 2% 带宽内的能量除以全波段光谱能量。LPP-EUV 带内辐射能量为 3.21 mJ, EUV 转化效率为 2.21%,光谱纯度为 9.21%。LPP 中 EUV 的转化效率与激光的功率密度有着重要关系,本文激光峰值功率密度为  $2.83 \times 10^9$  W/cm<sup>2</sup>,还较弱,因此 EUV 光转化效率较低。

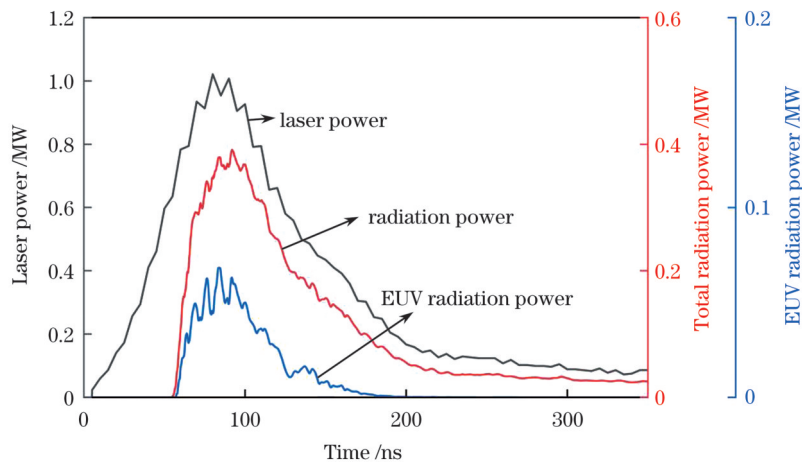


图4 当激光能量为 145 mJ 时,激光等离子体的总辐射功率和 EUV 辐射功率

Fig. 4 Total radiation power and EUV radiation power of laser produced plasma when laser energy is 145 mJ

激光作用 84 ns 时 LPP 平均电离度和 EUV 辐射功率密度如图 5 所示。在 EUV 峰值处, 等离子体平均电离度最高可达 12, 但 EUV 辐射主要区域内的等

离子体平均电离度为 5~8, 最高 EUV 辐射功率密度可达  $2 \times 10^4 \text{ MW/cm}^2$ , EUV 辐射方向主要垂直于靶面。

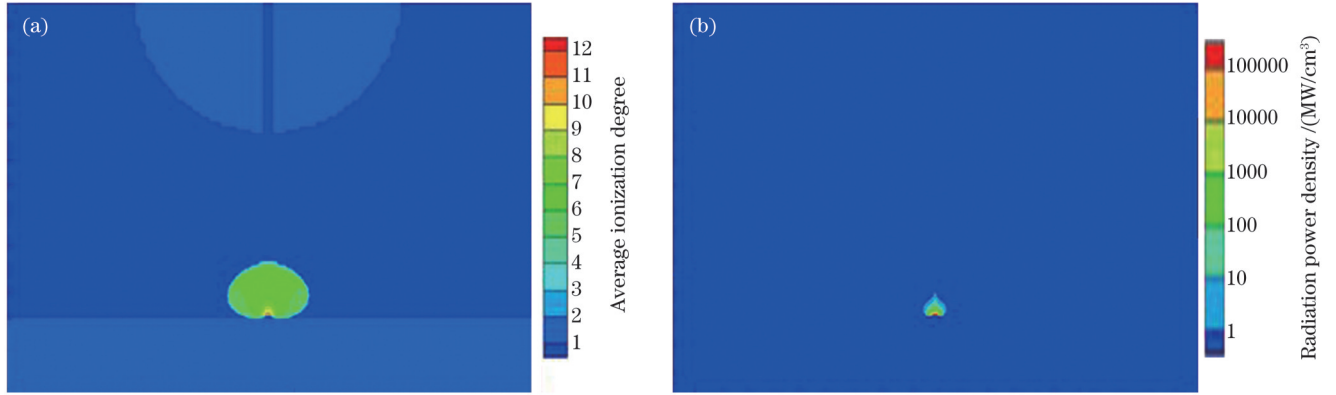


图 5 激光等离子体的辐射分布的模拟结果。(a) 锡离子的平均电离度分布; (b) EUV 辐射功率密度分布

Fig. 5 Simulation results of radiation distribution of laser plasma. (a) Average ionization degree distribution of tin ions; (b) EUV radiation power density distribution

第二阶段: 模拟得到 LDP 的辐射总功率和 EUV 带内辐射功率与放电电流的关系, 如图 6 所示。激光作用 300 ns 后, 激光等离子体诱导电极击穿, 电流开始出现周期性衰减振荡, 放电电压并未影响电流的上升时间。有别于激光等离子体 EUV, 电流振荡导致等离子体温度波动, 因此放电等离子体 EUV 时域信号有着多峰值结构。当电压达到 15 kV 时, 电流产生的焦耳热足够弥补等离子体扩散以及热辐射带走的能量, 使得等离子体温度持续上升, EUV 辐射区域增大, 因此 EUV 辐射的第二个峰值会高于第一个。后

续随着电流强度的衰减, 电极间的等离子体迅速塌缩。辐射总功率和 EUV 辐射功率在电流峰值附近达到最大, 当放电电压由 7 kV 提升到 15 kV 时, 电容储能由 6.48 J 上升到 28.1 J, 辐射总功率和 EUV 辐射功率均得到提升, 其中 EUV 辐射功率最高达到 0.025 MW。辐射能量由辐射功率在 LDP 持续时间内的积分求得, 辐射总能量由 842.00 mJ 上升到 3.85 J, EUV 辐射总能量由 3.5 mJ 上升到 65.0 mJ, EUV 转化效率由 0.054% 上升到 0.23%, 光谱纯度由 0.42% 上升到 1.69%。

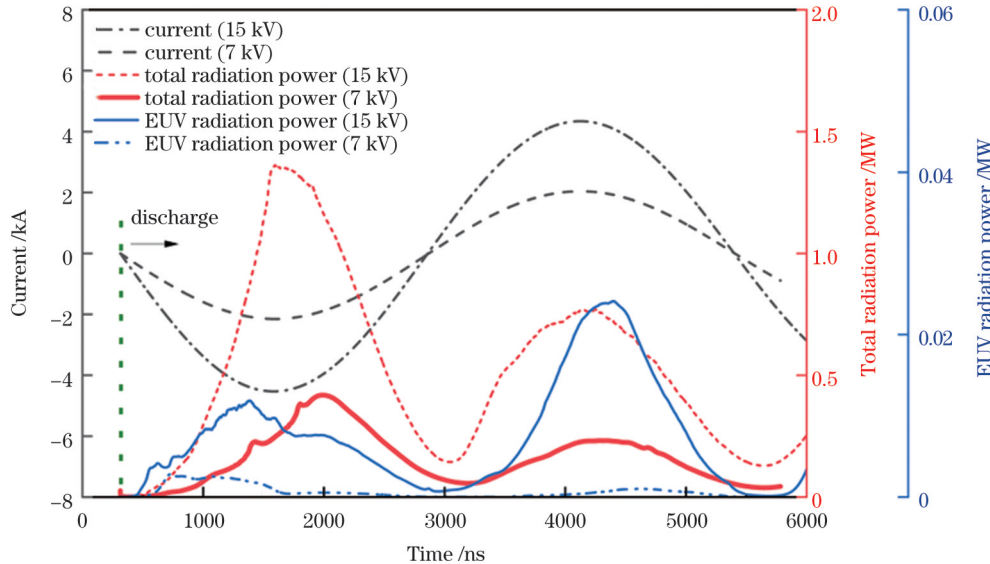


图 6 放电电压为 7 kV 和 15 kV 时的 LDP 总辐射功率和 EUV 辐射功率

Fig. 6 Total radiation powers and EUV radiation powers of LDP when voltages are 7 kV and 15 kV

当电压为 7 kV 时, 激光作用 704 ns 后 LDP 平均电离度和 EUV 辐射功率密度分布如图 7 所示。在 EUV 峰值处, 等离子体平均电离度最高可达 22, 但 EUV 辐射的主要区域内的等离子体平均电离度为 10~12。最

高 EUV 辐射功率密度可达  $0.09 \text{ MW/cm}^2$ , EUV 辐射主要集中在阳极附近。LDP-EUV 的辐射面积更大, 但是功率密度远低于 LPP-EUV。

当电压为 15 kV 时, 激光作用 1350 ns 后 LDP 平均

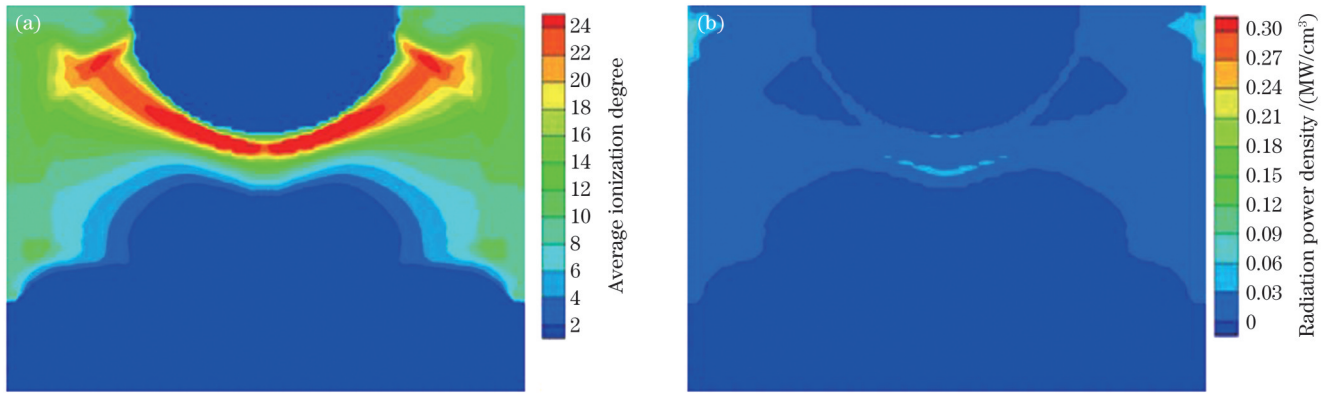


图 7 LDP 辐射分布的模拟结果(电压 7 kV)。(a)锡离子平均电离度;(b)EUV 辐射功率密度分布

Fig. 7 Simulation results of radiation distribution of LDP (voltage is 7 kV). (a) Average ionization degree distribution of tin ions; (b) EUV radiation power density distribution

电离度和 EUV 辐射功率密度分布如图 8 所示。在 EUV 峰值处,等离子体平均电离度最高可达 22,但 EUV 辐射的主要区域内的等离子体平均电离度为 10~12。最高 EUV 辐射功率密度可达  $0.3 \text{ MW/cm}^3$ , EUV 辐射主要集中在电极的两侧。对比 7 kV-LDP-EUV, 15 kV-LDP-EUV 辐射区域更加靠近等离子体膨胀区域外部, EUV 辐射传输距离更短,自吸收的比例更低,因此 EUV 辐射功率会更高。在 LDP-EUV 光源中,激光辐照后,Sn 等离子体面积逐级增大,导致内部高温高密度等离子体产生的 EUV 在向外辐射的过程中会被外部低温低密度等离子体吸收,进而 LDP 光源的发光效率降低。Masnavi 等<sup>[23]</sup>计算得出最佳的电子密度约为  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,理论上放电 Sn 等离子体的最佳箍缩半径一般为  $10^{-2} \text{ cm}$ ,最佳的 Sn 等离子体面积涉及等离子体密度梯度和非热平衡效应,尚未有确切的计算结果。

根据前文 LPP 和 LDP 的平均电离度,结合图 3 的实验光谱,接下来对 EUV 光谱构成进行分析。在高原子序数、高电离度的离子中,辐射谱线有成千上万条,在谱线展宽的影响下,谱线之间会发生重叠,形成不可分辨跃迁阵列(UTA)。对于  $\text{Sn}^{5+}$ 、 $\text{Sn}^{6+}$ 、 $\text{Sn}^{7+}$ 、 $\text{Sn}^{8+}$ 、

$\text{Sn}^{9+}$ 、 $\text{Sn}^{10+}$ 、 $\text{Sn}^{11+}$ 、 $\text{Sn}^{12+}$ 、 $\text{Sn}^{13+}$  离子,主要是  $4p \rightarrow 4d$  以及  $4d \rightarrow 4f$  跃迁形成的 UTA 波长落在  $13.5 \text{ nm}$  附近<sup>[30]</sup>。随着电离度的增加, $4p \rightarrow 4d$  跃迁形成的 UTA 中心波长由  $14.5 \text{ nm}$  逐渐偏移至  $13.3 \text{ nm}$ ,  $4d \rightarrow 4f$  跃迁形成的 UTA 中心波长由  $18.5 \text{ nm}$  逐渐偏移至  $13.4 \text{ nm}$ 。低价离子中  $\text{Sn}^{6+}$  的  $4d \rightarrow 5f$  跃迁以及高价离子中  $\text{Sn}^{12+}$  的  $4d \rightarrow 5p$  跃迁形成的 UTA 对带内跃迁辐射有着额外贡献。在 LPP 光源中,电子温度为  $10 \sim 20 \text{ eV}$ ,  $\text{Sn}^{5+}$ 、 $\text{Sn}^{6+}$ 、 $\text{Sn}^{7+}$ 、 $\text{Sn}^{8+}$  离子占据主导地位,在这一价态范围内的锡离子中,大部分双激发态能级处于第一电离阈之上,多重激发态对带内跃迁的贡献可以忽略,带内跃迁主要为单激发态到基态的跃迁<sup>[31]</sup>。在 LDP 光源中,电子温度可以达到  $40 \sim 50 \text{ eV}$ ,  $\text{Sn}^{10+}$ 、 $\text{Sn}^{11+}$ 、 $\text{Sn}^{12+}$ 、 $\text{Sn}^{13+}$ 、 $\text{Sn}^{14+}$  离子占据主导地位,在这一价态范围的锡离子中,激发态的统计权重远高于基态<sup>[32]</sup>,双电子复合速率增加,导致多重激发态的布居数超过基态和单激发态,多重激发态之间的跃迁逐渐取代单激发态到基态的跃迁。以  $\text{Sn}^{12+}$  离子为例,不考虑组态的相互作用,采用 FAC 程序计算不同激发态之间的加权振子强度( $g_i$ )。图 9(a)、(c)为单激发态跃迁到基态形成的 UTA,图 9(b)、(d)为双激发态跃迁到基态形成的

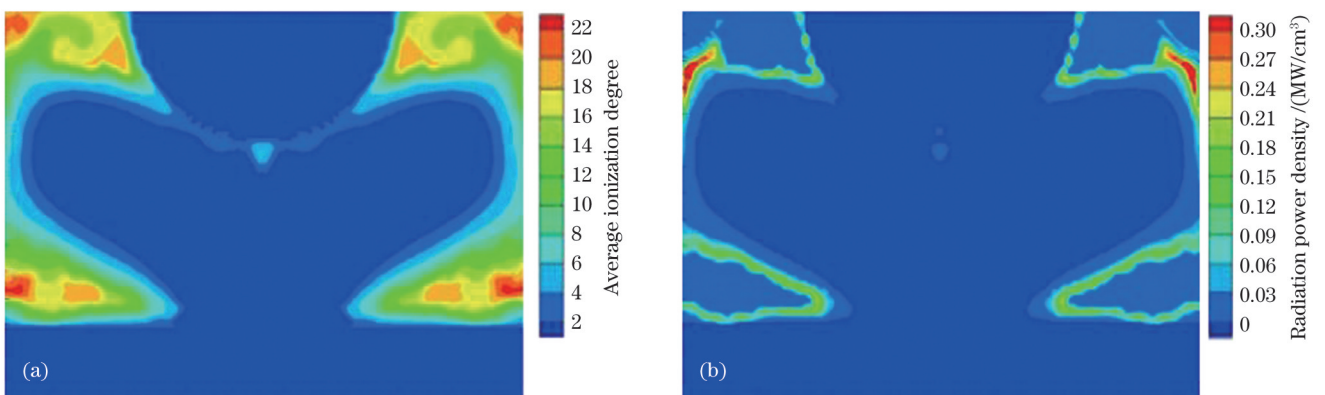


图 8 LDP 辐射分布的模拟结果(电压 15 kV)。(a)锡离子平均电离度;(b)EUV 辐射功率密度分布

Fig. 8 Simulation results of radiation distribution of LDP (voltage is 15 kV). (a) Average ionization degree distribution of tin ions; (b) EUV radiation power density distribution

UTA。可以看到,双激发态跃迁到基态的谱线数量和跃迁强度都大于单激发态跃迁到基态。经过计算, $\text{Sn}^{11+}$ 、 $\text{Sn}^{12+}$ 、 $\text{Sn}^{13+}$ 、 $\text{Sn}^{14+}$ 离子也有相似的规律,因此

LDP-EUV 在 13.5 nm 带宽内的辐射的提升不仅与平均电离度的增加有关,还受到多重激发态间的辐射跃迁的影响。

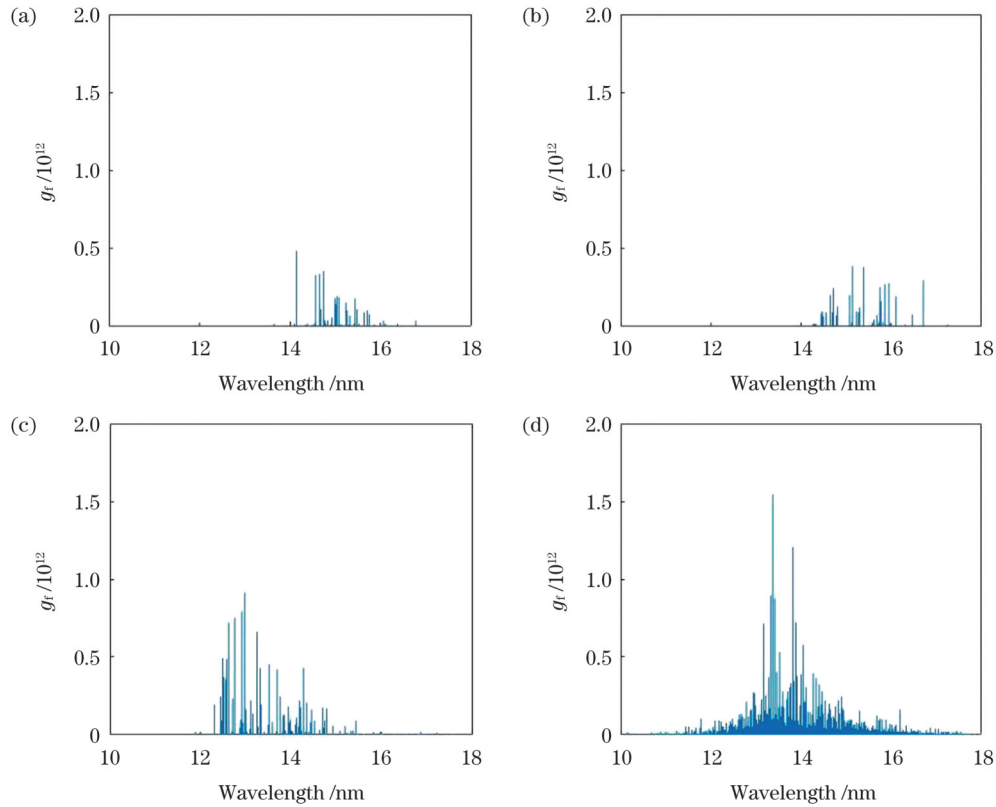


图 9  $\text{Sn}^{12+}$  离子不同激发态间的 UTA。(a)  $4p^6 4d^2 \rightarrow 4p^6 4d 4f$ ; (b)  $4p^6 4d 4f \rightarrow 4p^6 4f^2$ ; (c)  $4p^6 4d^2 \rightarrow 4p^5 4d^3$ ; (d)  $4p^5 4d^3 \rightarrow 4p^4 4d^4$

Fig. 9 UTA between different  $\text{Sn}^{12+}$  excited states. (a)  $4p^6 4d^2 \rightarrow 4p^6 4d 4f$ ; (b)  $4p^6 4d 4f \rightarrow 4p^6 4f^2$ ; (c)  $4p^6 4d^2 \rightarrow 4p^5 4d^3$ ; (d)  $4p^5 4d^3 \rightarrow 4p^4 4d^4$

## 4 结 论

开展了  $\text{CO}_2$  激光诱导放电等离子体的实验,并采用辐射磁流体软件对 EUV 辐射特性进行了分析,实验和模拟结果具有很好的一致性。

相较于 LPP 光源,LDP 光源的电子温度更高,更高价的  $\text{Sn}^{10+}$ 、 $\text{Sn}^{11+}$ 、 $\text{Sn}^{12+}$  离子占据主导地位,多重激发态之间的跃迁逐渐取代单激发态到基态的跃迁,从而成为 13.5 nm 带内辐射的主要来源。但 LDP 光源的辐射面积过大,导致 LDP-EUV 的辐射功率密度太低,而掩模检测对光源亮度有着较高要求,因此进一步研究 LDP-EUV 箍缩机制,减小等离子体尺寸是下一步工作的方向。

研究发现,放电电压对 EUV 辐射特性有着重要影响。当电压为 15 kV 时,EUV 辐射总能量达到 65.0 mJ,EUV 转化效率达到 0.23%,光谱纯度达到 1.69%,这充分证明了 LDP 光源的优势,即通过提高电能注入便可以迅速提升极紫外输出功率。但是转化效率和光谱纯度的提升仍需进一步提升电流上升速率,4.5 kA 的电流峰值足以使锡等离子体达到理想的温度密度条件。缩短电流上升时间、减小放电回路的电感也是下一步工作的方向。

## 参 考 文 献

- [1] Sayan S, Chakravorty K, Teramoto Y, et al. Laser-assisted discharge produced plasma (LDP) EUV source for actinic patterned mask inspection (APMI)[J]. Proceedings of SPIE, 2021, 11609: 116090L.
- [2] 林楠, 杨文河, 陈毓懿, 等. 极紫外光刻光源的研究进展及发展趋势[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(9): 0922002.  
Lin N, Yang W H, Chen Y Y, et al. Research progress and development trend of extreme ultraviolet lithography source[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(9): 0922002.
- [3] 孙海轶, 王关德, 李学红, 等. 100 kHz 重复频率锡液滴靶研究[J]. 激光与光电子学进展, 2023, 60(23): 2314001.  
Sun H Y, Wang G D, Li X H, et al. Study on 100 kHz repetitive frequency tin droplet targets[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2023, 60(23): 2314001.
- [4] 李镇广, 窦银萍, 谢卓, 等. 结构锡靶激光等离子体极紫外光辐射特性研究[J]. 中国激光, 2021, 48(16): 1601005.  
Li Z G, Dou Y P, Xie Z, et al. Characteristics of extreme ultraviolet emission from laser-produced plasma on structured Sn target[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(16): 1601005.
- [5] 吴家志, 谢卓, 窦银萍, 等. 激光辅助放电等离子体极紫外光源研究进展[J]. 应用物理, 2019, 9(1): 1-6.  
Wu J Z, Xie Z, Dou Y P, et al. Research progress of laser assisted discharge produce plasma extreme ultraviolet source[J]. Applied Physics, 2019, 9(1): 1-6.
- [6] Pankert J, Apetz R, Bergmann K, et al. Integrating Philips' extreme UV source in the alpha-tools[J]. Proceedings of SPIE, 2005, 5751: 260-271.
- [7] Teramoto Y, Santos B, Mertens G, et al. High-radiance LDP

- source for mask inspection application[J]. Proceedings of SPIE, 2014, 9048: 904813.
- [8] USHIO[EB/OL]. [2023-11-09]. <https://www.ushio.co.jp/en/news/1002/2019-2019/500481.html>.
- [9] Krücken T, Bergmann K, Juschkin L, et al. Fundamentals and limits for the EUV emission of pinch plasma sources for EUV lithography[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2004, 37(23): 3213-3224.
- [10] Borisov V M, Borisova G N, Vinokhodov A Y, et al. Creation and investigation of powerful EUV sources ( $\lambda \approx 13.5$  nm) [J]. Plasma Physics Reports, 2010, 36(3): 216-225.
- [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 D: Applied Physics, 2016, 49(22): 225201.
- [12] Xie Z, Wu J Z, Dou Y P, et al. Plasma dynamics in the initial stage of a laser-triggered discharge-plasma[J]. Journal of Applied Physics, 2018, 124(21): 213303.
- [13] Zhu Q, 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 D: Applied Physics, 2011, 44(14): 145203.
- [14] Watanabe M, Yamada J, Zhu Q S, et al. Development of extreme ultraviolet radiation source using laser triggered vacuum spark discharge plasma[C]. AIP Conference Proceedings, 2009, 1088: 188-191.
- [15] Lu P, Katsuki S, Tomimaru N, et al. Dynamic characteristics of laser-assisted discharge plasmas for extreme ultraviolet light sources [J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2010, 49(9R): 096202.
- [16] Lim S, Kamohara T, Hosseini S H R, et al. Dependence of current rise time on laser-triggered discharge plasma[J]. Journal of Physics D Applied Physics, 2016, 49(29): 295207.
- [17] Verbraak H, Küpper F, Jonkers J, et al. Angular ion emission characteristics of a laser triggered tin vacuum arc as light source for extreme ultraviolet lithography[J]. Journal of Applied Physics, 2010, 108(9): 093304.
- [18] Xu Q, Deng X L, Tian H, et al. Influence of pre-ionized plasma on the dynamics of a tin laser-triggered discharge-plasma[J]. Applied Sciences, 2019, 9(23): 4981.
- [19] Kruecken T. Plasma and radiation modelling of EUV sources for micro lithography[C]. AIP Conference Proceedings, 2007, 901: 181-190.
- [20] Hassanein A, Sizyuk V A, Tolkach V I, et al. HEIGHTS initial simulation of discharge produced plasma hydrodynamics and radiation transport for extreme ultraviolet lithography[J]. Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS, 2004, 3(1): 130-138.
- [21] Zakharov V S, Juschkin L, Zakharov S V, et al. Laser-initiated discharge produced plasma ablated from liquid metal electrodes [C]//2012 International Workshop on EUV and Soft X-Ray Sources, October 8-11, 2012, Dublin, Ireland. [S.l.: s.n.], 2012.
- [22] Sasaki A, Nishihara K, Sunahara A, et al. Modeling of atomic and plasmas processes in the LPP and LA-DPP EUV source[J]. Proceedings of SPIE, 2010, 7636: 76363D.
- [23] Masnavi M, Nakajima M, Hotta E, et al. Estimation of optimum density and temperature for maximum efficiency of tin ions in Z discharge extreme ultraviolet sources[J]. Journal of Applied Physics, 2007, 101(3): 033306.
- [24] 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.
- [25] 吴磊. 激光等离子体极紫外辐射特性及其波长定标研究[D]. 兰州: 西北师范大学, 2019.
- Wu L. Investigation of the extreme ultraviolet radiation properties and wavelength calibration of laser-produced plasmas[D]. Lanzhou: Northwest Normal University, 2019.
- [26] Zakharov S V, Zakharov V S, Choi P, et al. Next generation of Z\* modelling tool for high intensity EUV and soft X-ray plasma sources simulations[J]. Proceedings of SPIE, 2011, 7969: 796932.
- [27] А.Ф. 尼基弗洛夫, В.Г. 诺维科夫, В.Б. 乌瓦洛夫. 高温等离子体辐射不透明度和状态方程的计算[M]. 李国政, 译. 北京: 国防工业出版社, 2004.
- Никифоров А Ф, Новиков В Г, Уваров В Б. Calculation of radiation opacity and equation of state for high temperature plasma [M]. Li G Z, Transl. Beijing: National Defense Industry Press, 2004.
- [28] Grushin A S, Vichev I Y, Solomyannaya A D, et al. THERMOS Toolkit: software package for radiative properties calculations of LTE and Non-LTE plasmas[C]//2021 EUV Source Workshop, October 23-28, 2021, Held online. [S.l.: s.n.], 2021.
- [29] Florido R, Rodríguez R, Gil J M, et al. Modeling of population kinetics of plasmas that are not in local thermodynamic equilibrium, using a versatile collisional-radiative model based on analytical rates[J]. Physical Review E, 2009, 80(5): 056402.
- [30] Zeng J L, Gao C, Yuan J M. Detailed investigations on radiative opacity and emissivity of tin plasmas in the extreme-ultraviolet region[J]. Physical Review E, 2010, 82(2): 026409.
- [31] 高城, 刘彦鹏, 严冠鹏, 等. 局域热平衡 Sn 等离子体极紫外辐射不透明度和发射谱的理论研究[J]. 物理学报, 2023, 72(18): 183101.
- Gao C, Liu Y P, Yan G P, et al. Theoretical investigation on extreme ultraviolet radiative opacity and emissivity of Sn plasmas at local-thermodynamic equilibrium[J]. Acta Physica Sinica, 2023, 72(18): 183101.
- [32] Torretti F, Sheil J, Schupp R, et al. Prominent radiative contributions from multiply-excited states in laser-produced tin plasma for nanolithography[J]. Nature Communications, 2020, 11(1): 2334.

## Laser-Induced Discharge Plasma Extreme Ultraviolet Source

Wang Junwu<sup>1</sup>, Xuan Hongwen<sup>1,3\*</sup>, Wang Xinbing<sup>2</sup>, Vassily S. Zakharov<sup>4</sup>

<sup>1</sup>GBA Branch of Aerospace Information Research Institute, Chinese Academy of Sciences, Guangzhou 510530, Guangdong, China;

<sup>2</sup>Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, Wuhan 430074, Hubei, China;

<sup>3</sup>University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

<sup>4</sup>Kurchatov Institute, National Research Center, Moscow 125047, Russia

### Abstract

**Objective** With the continuous decrease in feature size in the semiconductor industry, extreme ultraviolet lithography (EUVL) is

becoming increasingly crucial in ultrahigh integrated circuit manufacturing. The emission characteristics of tin (Sn) in terms of its high conversion efficiency (CE) and spectral purity (SP) make it the best choice for current EUVL systems. Laser-produced plasma (LPP) and laser-induced discharge plasma (LDP) are the most important technical methods for generating extreme ultraviolet rays. LDP has the low cost, simple structure, high operation rate, and high energy injection, and it is promising for mask inspection, microscopic imaging, and spectral metrology. Unlike the LPP source, many parameters, such as the electrode structure, discharge gap, laser wavelength, and current rise rate, make it difficult to design an LDP source; therefore, it is necessary to investigate the influence of these parameters on the performance of the LDP EUV source.

**Methods** An experimental setup is designed to investigate the laser-induced discharge of tin plasma. A pulsed carbon dioxide laser is used to ablate a tin plate cathode and produce an expanding pre-ionized plasma as the discharge medium, decreasing the threshold for the breakdown voltage. A vacuum arc gradually forms between the cathode and the stainless-steel hemisphere anode, and the current bombards the electrodes and generates more plasma. The time-domain waveform of the current is recorded, and the extreme ultraviolet spectra of the LPP and LDP are analyzed. A radiative magneto-hydrodynamic program  $Z^*$  is used to simulate the laser plasma and discharge plasma.

**Results and Discussions** The experimental LPP-EUV spectrum shows a peak at 13.7 nm when the laser energy is 145 mJ, whereas the peaks of the LDP spectra show a significant red shift compared to those of the LPP spectrum (Fig. 3). When the voltage is 7 kV, the in-band (bandwidth of 2% at 13.5 nm wavelength) spectral intensity of the LDP does not significantly increase compared with that under the LPP condition. At a voltage of 15 kV, the in-band spectral intensity increases significantly. The simulation results show that the time-domain signals of the LDP-EUV have multiple peaks, and when the voltage reaches 15 kV, the second peak of the EUV radiation is higher than the first peak (Fig. 6). When the current intensity is sufficiently high, the Joule heat generated by the current is sufficient to compensate for the energy transmitted via plasma diffusion and thermal radiation, causing the plasma temperature to increase and the EUV radiation area to extend. Subsequently, the plasma between the electrodes rapidly collapses as the current intensity oscillates and decays. The total and EUV radiation powers reach their maximum values near the current peak. When the discharge voltage increases from 7 kV to 15 kV, the total and EUV radiation powers both increase, and the highest EUV radiation power reaches 0.025 MW. The total radiation energy increases from 842.00 mJ to 3.85 J, and the total EUV radiation energy increases from 3.5 mJ to 65.0 mJ. The CE increases from 0.054% to 0.23%, and the SP increases from 0.42% to 1.69%. At a voltage of 7 kV, the maximum EUV radiation power density is 0.09 MW/cm<sup>3</sup>, and the EUV radiation is mainly concentrated near the anode (Fig. 7). When the voltage is 15 kV, the maximum EUV radiation power density can reach 0.3 MW/cm<sup>3</sup>, and the EUV radiation is mainly concentrated on both sides of the electrodes (Fig. 8). The average ionization degree of the plasma in the main area of EUV radiation is 10–12.

**Conclusions** In this study, the EUV radiation emitted by the LDP and LPP is conducted experimentally and theoretically. Compared to that of the LPP source, the temperature of the LDP source is significantly higher, and more Sn<sup>10+</sup>, Sn<sup>11+</sup>, and Sn<sup>12+</sup> ions are present. Transitions between multiple excited states gradually replace those between single excited and ground states. However, the plasma size of the LDP source is very large, resulting in a low radiation power density. The light source for mask inspection requires strong brightness; therefore, further research on the Z-pinch mechanism is required to reduce the plasma size and improve brightness. The discharge voltage significantly influences the in-band EUV radiation of the LDP source. This phenomenon demonstrates the major advantage of the LDP light source: the extreme ultraviolet output power can be increased by increasing the injection of electrical energy. However, CE and SP still need to be improved by increasing the current rise rate. Shortening the current rise time and reducing the inductance of the discharge circuit can be good approaches.

**Key words** laser optics; laser-induced discharge plasma; extreme ultraviolet; radiative magneto-hydrodynamics; conversion efficiency