

# 低密度 SnO<sub>2</sub> 靶激光等离子体极紫外光及 离带热辐射\*

司明奇<sup>1)</sup> 温智琳<sup>1)</sup> 张齐进<sup>1)</sup> 窦银萍<sup>1)</sup> 李博超<sup>1)</sup>  
宋晓伟<sup>1)</sup> 谢卓<sup>1)2)†</sup> 林景全<sup>1)‡</sup>

1) (长春理工大学物理学院, 长春 130022)

2) (长春理工大学重庆研究院, 重庆 401120)

(2022 年 12 月 14 日收到; 2023 年 1 月 7 日收到修改稿)

极紫外光刻技术是我国当前面临 35 项“卡脖子”关键核心技术之首. 极紫外光转换效率和低离带热辐射的激光等离子体极紫外光源是极紫外光刻系统的重要组成部分. 本文通过采用激光作用固体 Sn 和低密度 SnO<sub>2</sub> 靶对极紫外光源及其离带热辐射进行研究. 实验结果表明, 两种形式 Sn 靶在波长为 13.5 nm 附近产生了强的极紫外光辐射. 由于固体 Sn 靶等离子体具有较强自吸收效应, 在光刻机中心工作波长 13.5 nm 处的辐射强度处于非光谱峰值位置. 而低密度 SnO<sub>2</sub> 靶具有较弱的自吸收效应, 其所辐射光谱的峰值恰好位于 13.5 nm 处. 相比于固体 Sn 靶, 低密度 SnO<sub>2</sub> 靶中处于激发态的 Sn 离子发生跃迁所产生的伴线减弱, 使其在 13.5 nm 处的光谱效率提升了约 20%. 另一方面, 开展了极紫外光源离带热辐射 (400—700 nm) 的实验研究, 光谱测量结果表明离带热辐射主要是由连续谱所主导, 低密度 SnO<sub>2</sub> 靶中含有部分低 Z 元素 O (Z = 8), 导致其所形成的连续谱强度低, 同时离带辐射时间短, 因而激光作用低密度 SnO<sub>2</sub> 靶所产生的离带热辐射弱于固体 Sn 靶情况. 离带热辐射角分布测量结果表明, 随着与靶材法线夹角逐渐增加, 离带热辐射强度逐渐减弱, 且辐射强度与角度满足  $A\cos^\alpha\theta$  的关系.

**关键词:** 低密度靶, 极紫外光源, 离带热辐射, 光谱效率

**PACS:** 52.38.-r, 52.59.Px

**DOI:** 10.7498/aps.72.20222385

## 1 引言

极紫外光刻技术是目前制造高端芯片所采用的最先进光刻技术, 其可实现 5 nm 甚至更小光刻节点芯片的制造<sup>[1]</sup>. 输出波长为 13.5 nm 的极紫外光源正好处于 Mo/Si 多层膜反射峰附近 (反射率高达 70% 左右)<sup>[2]</sup>, 该特点使 13.5 nm Sn 靶极紫外光源成为了目前极紫外光刻机所需的曝光光源. 目

前, 荷兰 ASML 公司在极紫外光刻领域具有领先的技术, 其采用工作波长为 10.6 μm、重复频率 50 kHz 的 CO<sub>2</sub> 激光与液滴锡靶作用来产生功率为 250 W 的 13.5 nm 极紫外光源, 满足商业化生产对光源功率的要求<sup>[3]</sup>. 为了满足大规模量产的需求, 进一步提高极紫外光源的输出功率仍是未来光刻工业亟需解决的问题. 然而在激光等离子体 13.5 nm 极紫外光源中, 激光等离子体的自吸收效应严重影响了极紫外光向外辐射<sup>[4]</sup>. 基于此, 研究

\* 国家自然科学基金 (批准号: U22A2070, 62005021, 62105040, 62175018)、重庆市自然科学基金 (批准号: cstc2021jcyj-msxmX0735)、吉林省科技厅项目 (批准号: YDZJ202201ZYTS301, YDZJ202102CXJD028, 20210402072GH) 和吉林省教育厅 (批准号: JJKH20220721KJ) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [zxie@cust.edu.cn](mailto:zxie@cust.edu.cn)

‡ 通信作者. E-mail: [linjingquan@cust.edu.cn](mailto:linjingquan@cust.edu.cn)

人员通过优化激光波长<sup>[5,6]</sup>、聚焦光斑大小<sup>[7]</sup>、激光脉冲宽度<sup>[8]</sup>、双脉冲<sup>[9,10]</sup>以及靶材结构<sup>[11]</sup>等方式优化自吸收效应来实现较高的极紫外光源转换效率.

研究人员发现,通过降低靶材密度可有效减小等离子体光学厚度,进而减弱自吸收效应,实现了较高的光源转换效率. Okuno等<sup>[12]</sup>的研究结果表明低密度 Sn 靶产生的极紫外光源转换效率可以达到 2.2%,是平面 Sn 靶的 1.7 倍. Harilal等<sup>[13]</sup>的实验结果表明低密度 Sn 靶产生的转换效率接近于固体 Sn 靶材产生的情况,并获得了较窄的极紫外光谱辐射. 此外, O'Sullivan 和 Faulkner<sup>[14]</sup>以及 Fujioka等<sup>[15]</sup>的研究结果均表明了低密度 Sn 靶所产生的极紫外光谱要窄于固体 Sn 靶所产生的情况. 虽然研究人员对低密度 Sn 靶所产生的极紫外光源进行了大量的研究,但是低密度 Sn 靶的光谱效率研究尚少.

在激光等离子体极紫外光源实验中,除了在 13.5 nm(2% 带宽)产生较强的极紫外光源输出之外,在其他波段(紫外-可见-红外)也会产生较强的离带(out of band, OOB)热辐射<sup>[16]</sup>. 同时, Mo/Si 多层膜反射镜除了对 13.5 nm 具有较高的反射率,对离带辐射也有强烈的反射<sup>[17,18]</sup>. 当可见或者红外波段的光经过光刻机中的光学器件时,由于热效应使极紫外多层膜发生热损伤和形变,缩短光刻机中多层膜反射镜的使用寿命<sup>[19]</sup>. 因此,研究离带辐射的产生原因以及如何降低离带热辐射是至关重要的.

Namba等<sup>[20]</sup>的实验结果表明采用最小质量 Sn 靶可有效减小离带热辐射. Sakaguchi等<sup>[21]</sup>在平面和球型表面镀有不同厚度的金属 Sn,来研究靶材形状和提供的烧蚀锡质量对离带热辐射的影响. 结果表明球型靶产生的离带热辐射远小于平面靶,

并且提供烧蚀 Sn 质量越小离带热辐射越少. Mbanaso等<sup>[22]</sup>向真空冲入 SF<sub>6</sub> 气体来减弱波长为 10.6 μm 的激光(作为产生极紫外光源的驱动光源)对光学元件的热损伤. 宋晓林等<sup>[23]</sup>开展了 Gd 靶等离子体光源的离带辐射研究,结果表明低密度 Gd 靶可有效减弱离带辐射. Morris等<sup>[24]</sup>对 Sn 靶激光等离子体离带辐射的角分布进行研究,发现随着与靶材表面法线的角度逐渐增大,离带热辐射的强度逐渐减弱. 然而,目前为止,低密度 SnO<sub>2</sub> 靶对等离子体光源离带热辐射及其角分布的研究尚未开展.

基于此,本文开展了低密度 SnO<sub>2</sub> 靶激光等离子体极紫外光及其离带热辐射研究. 对比研究了固体 Sn 靶和低密度 SnO<sub>2</sub> 靶两种情况. 首先采用平像场光栅光谱仪对两种靶材在波长为 13.5 nm 附近的极紫外光辐射进行测量,测量两种靶形成等离子体所产生的极紫外光谱强度以及光谱宽度,给出了两种形式靶所产生极紫外光谱效率与激光脉冲能量的变化规律. 其次,对激光作用两种形式靶所产生可见波段(400—700 nm)的离带热光谱辐射进行了研究. 最后,给出了两种靶形式所产生离带热辐射的角分布.

## 2 实验装置

分别采用固体 Sn 靶与低密度 SnO<sub>2</sub> 靶(物质的量浓度是 78.8%)进行激光等离子体极紫外光源及其离带热辐射研究,实验装置如图 1 所示. 实验中所用到的低密度 SnO<sub>2</sub> 靶是将 SnO<sub>2</sub> 粉末装至液压机的模具中,在压强为 60 MPa 下加压 30 min 制成样品胚. 将制成的样品胚放入管式炉中,在温

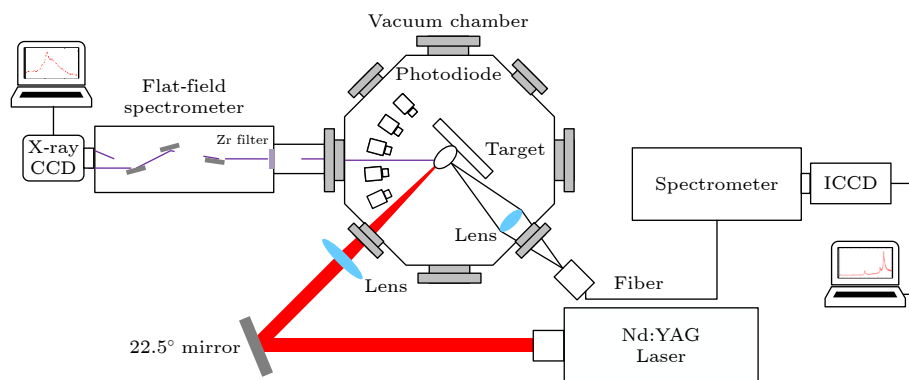


图 1 激光等离子体极紫外光源与其离带热辐射实验装置图

Fig. 1. Experimental setup for the radiation of extreme ultraviolet (EUV) source and out-of-band from plasma produced by a laser.

度为 1100 °C 加热 1 h 之后再保温 10 h, 最终烧制成直径为 30 mm、厚度为 2 mm 的块状 SnO<sub>2</sub> 靶. 固体 Sn 靶 (纯度为 99.9%) 的长、宽均为 400 mm, 厚度为 1 mm 的锡薄片, 表面经过机械抛光处理. 实验过程中采用输出波长 1064 nm、重复频率 10 Hz、脉冲宽度 10 ns、最大输出能量 1 J 的 Nd:YAG 激光器 (Continuum, Power8000) 作为产生极紫外光源的驱动光源. 入射激光首先经过反射镜, 最终通过焦距为 400 mm 的聚焦透镜聚焦在真空腔内的靶表面. 靶固定在三维电控平移台上, 通过调节平移台上下、左右位置来实现每发激光作用于全新靶表面, 以确保实验结果的准确性.

采用平像场光栅光谱仪对激光作用两种靶形式光源所产生的极紫外光辐射进行测量. 极紫外光首先经过厚度为 200 nm 的 Zr 膜 (滤掉其他波段的杂散光), 再经过镀金球面镜和柱面镜, 最后以 87°角入射至中心刻线密度为 1200 lines/mm 的变栅距凹面光栅上, 所获得的衍射光成像到背向照明的 X-ray CCD (Andor, iKon-MSO) 相机上面.

激光等离子体光源的离带热辐射经聚焦透镜 ( $f = 75$  mm) 聚焦在光谱仪 (Princeton, ISO Plane-SCT320) 的光纤探头表面, 然后经过光纤进入到光谱仪中, 再经过光栅分光后由增强电荷耦合器件 (intensified charge-coupled device, ICCD) 成像, 最终给出离带热辐射光谱. 此外, 采用带通滤波片 (GCC-300212, GCC-300214, GCC-300215) 及光电二极管 (Thorlabs, 型号: DET-10 AM) 组成的收集系统对不同角度 (30°—90°, 角度间隔为 10°) 的离带热辐射进行测量. 采用示波器对测到的

时间分辨曲线进行记录. 采用数字延时发生器 (Stanford Research, DG645) 对激光器、光谱仪及极紫外光谱仪进行同步, 同步精度小于 1 ns. 整个实验过程中, 真空度维持在  $10^{-3}$  Pa.

### 3 实验结果与讨论

首先, 对激光作用两种形式 Sn 靶所产生的极紫外光辐射进行研究, 实验结果如图 2 所示. 图 2(a) 表示为固体 Sn 靶产生的极紫外光谱, 图 2(b) 表示为低密度 SnO<sub>2</sub> 靶产生的极紫外光谱. 从图 2 可以看出两者在输出波长 13.5 nm 附近产生了较强的极紫外光辐射, 其主要是由于 Sn<sup>9+</sup>-Sn<sup>13+</sup>离子在  $4p^64d^n-4p^54d^{n+1}+4p^64d^{n-1}4f$  跃迁过程中产生不可分辨跃迁阵列 (unresolved transition array, UTA) 而形成的宽带光谱<sup>[1]</sup>. 且两者的极紫外光辐射强度随着激光能量的增大而逐渐增大. 这主要是由于等离子体的光辐射强度与电子密度的平方成正比, 当激光能量逐渐增大时, 烧蚀靶材所产生的材料增加, 产生电子密度随之逐渐增大, 进而导致极紫外光辐射强度的增大. 此外, 低密度 SnO<sub>2</sub> 靶中含有氧元素, 致使在波长为 17.3 nm (O<sup>5+</sup>, 2p-3d) 附近出现了较弱的光辐射峰.

实验还发现激光作用固体 Sn 靶产生的极紫外光谱在峰值之后出现凹陷的现象, 且随着激光能量的逐渐增大, 凹陷现象越来越明显, 如图 2(a) 中插图所示. 而激光作用低密度 SnO<sub>2</sub> 靶所产生的极紫外光谱谱线随波长缓慢下降, 并随着激光能量的增大光谱轮廓线形不发生变化, 如图 2(b) 中插图

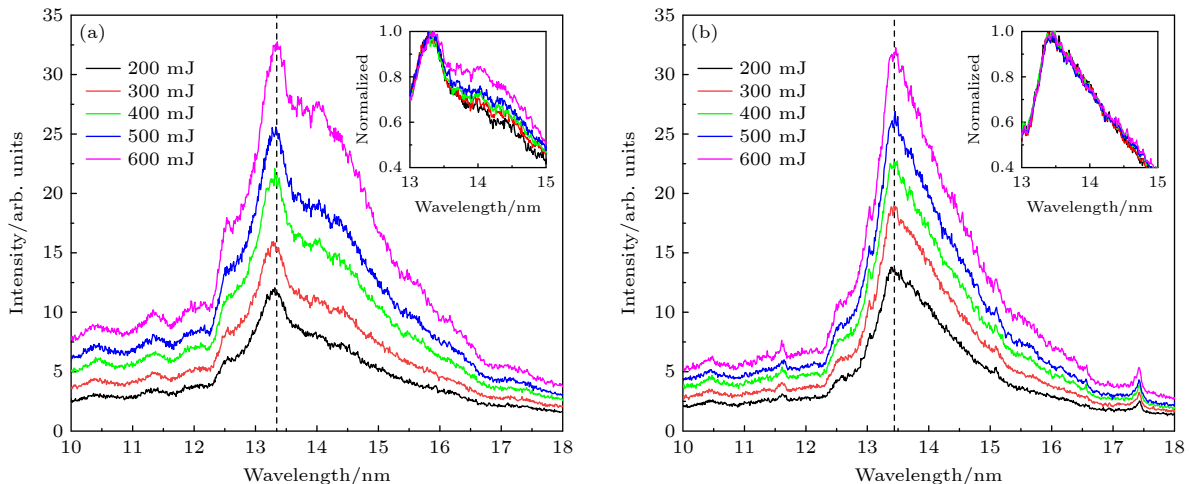


图 2 不同激光能量下的极紫外光谱曲线图 (a) 固体 Sn 靶; (b) 低密度 SnO<sub>2</sub> 靶

Fig. 2. The EUV spectra under different laser energy: (a) Solid Sn target; (b) low-density SnO<sub>2</sub> target.

所示. 这是由于激光作用固体 Sn 靶产生等离子体是光学厚的, 吸收向外辐射的极紫外光而产生自吸收效应导致凹陷现象<sup>[4]</sup>. 随着激光能量的逐渐增大, 等离子体中的离子和电子密度也在增大, 导致等离子体对 13.5 nm 处极紫外光的吸收增加, 因而产生的凹陷现象较为明显. 对于低密度 SnO<sub>2</sub> 靶, 其形成的激光等离子体的密度较小, 自吸收效应较弱, 不会产生自吸收带来的谱线凹陷.

同时, 实验发现两种靶形式所产生极紫外光谱峰值位置略有不同, 这是由于等离子体的自吸收效应, 固体 Sn 靶在光刻机中心工作波长 13.5 nm 处产生了较强的自吸收效应, 使 13.5 nm 处的强度低于实验获得光谱峰值波长为 13.3 nm 处的强度. 而低密度 SnO<sub>2</sub> 靶因其较小的等离子体自吸收效应, 其所辐射的光谱峰值恰在中心工作波长 13.5 nm 附近.

此外, 从实验结果可以看出在相同激光能量情况下, 两种靶形式所产生的光谱宽度有着明显的不同. 为了便于比较, 将能量为 400 mJ 的脉冲激光作用两种形式的 Sn 靶所产生的极紫外光谱放在一起进行对比, 结果如图 3 所示. 从图 3 可以看出, 两种形式 Sn 靶所产生的极紫外光谱辐射强度差不多, 但是低密度 SnO<sub>2</sub> 靶所产生的极紫外光谱半高全宽 (full width half maximum, FWHM) 明显窄于固体 Sn 靶所产生的极紫外光谱, 相比于固体 Sn 靶情况窄了约 1/3. 这是由于低密度靶处于激发态中不同价态 Sn 离子发生相互跃迁所产生的伴线减弱, 导致极紫外光辐射所对应的 UTA 连续辐射减弱, 使低密度靶情况下所产生的极紫外光谱宽度变窄.

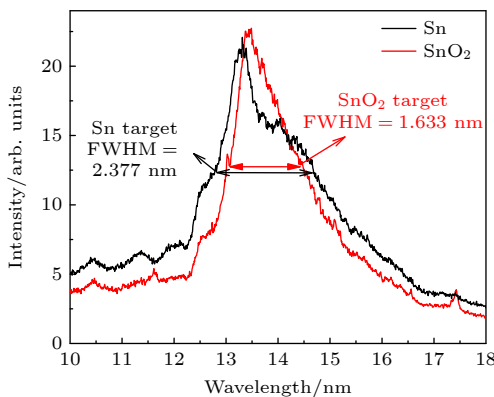


图 3 激光能量为 400 mJ 时, 固体 Sn 靶和低密度 SnO<sub>2</sub> 靶激光等离子体极紫外光谱对比图

Fig. 3. Comparison of EUV spectra of laser produced Sn and SnO<sub>2</sub> plasma at laser energy of 400 mJ.

根据 Tomie 等<sup>[25]</sup> 的研究可知极紫外光源的转换效率可由下面公式表示:

$$\eta_{total} = \eta_{abs}\eta_{rad}\eta_s\eta_G, \quad (1)$$

其中,  $\eta_{total}$  为极紫外光源的转化效率,  $\eta_{abs}$  为能量吸收效率,  $\eta_{rad}$  为辐射效率,  $\eta_s$  为光谱效率,  $\eta_G$  为收集效率. 由此可见, 极紫外光谱效率是影响极紫外光源转换效率的一个因素, 因此, 对不同激光能量下两种形式的 Sn 靶所产生的光谱效率进行研究, 定义峰值 13.5 nm (2% 带宽) 附近的光辐射与宽带辐射 (10—18 nm) 的比值为光谱效率, 公式如下:

$$\eta_s = \frac{\sum E_{inband}}{\sum E_{all}}. \quad (2)$$

计算结果如图 4 所示, 发现在不同激光能量下, 固体 Sn 靶激光等离子体的极紫外光谱效率随着激光的增加而逐渐减小, 最大的光谱效率约为 5.1%. 低密度 SnO<sub>2</sub> 靶激光等离子体的极紫外光谱效率均高于固体 Sn 靶情况, 能量为 400 mJ 时产生的光谱效率最佳约为 6.2%, 相比于固体 Sn 靶光谱效率提高了约 20%, 进一步表明低密度 SnO<sub>2</sub> 靶可有效地提高转换效率. 此外, 根据 (1) 式和 (2) 式可知, 全带宽辐射是由带内辐射与带外辐射 (离带热辐射) 两者决定, 因而极紫外波段的离带热辐射强度对光谱效率影响也很大.

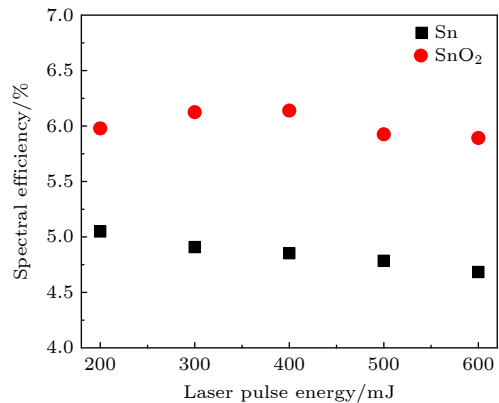


图 4 激光能量在 200—600 mJ 范围内, 固体 Sn 靶与低密度 SnO<sub>2</sub> 靶激光等离子体极紫外光谱效率对比图

Fig. 4. Spectral efficiency of the radiation around 13.5 nm (2% bandwidth) to the total radiation between 10—18 nm under laser produced Sn and SnO<sub>2</sub> plasma with laser energy from 200—600 mJ.

固体 Sn 靶与低密度 SnO<sub>2</sub> 靶激光等离子体光源的离带热辐射结果如图 5 所示, 实验过程中采用激光脉冲能量为 400 mJ, 激光作用靶材之后 90 ns,

采用光谱仪对波长 400—700 nm 的离带热辐射光谱进行采集. 从图 5 可以看出, 离带热辐射主要是连续谱, 这是由于等离子体形成前期的光谱由连续谱线为主导, 连续谱线的强度大于原子和离子产生线状谱线的强度. 此外, 实验发现相比于固体 Sn 靶, 低密度 SnO<sub>2</sub> 等离子体产生的可见波段的离带热辐射强度有着明显的减弱, 这是由于激光等离子体形成的连续谱主要由韧致辐射和复合辐射构成, 并且连续光谱的强度随着靶材元素的  $Z$ (核电荷数) 增大而增强 [26]. 相较于固体 Sn 靶 ( $Z = 50$ ) 而言, 低密度 SnO<sub>2</sub> 靶中含有部分低  $Z$  元素 O ( $Z = 8$ ), 这就导致低密度 SnO<sub>2</sub> 靶激光等离子体形成的连续光谱强度相对较低.

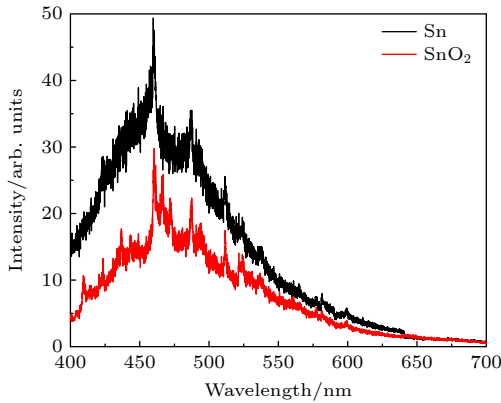


图 5 激光能量为 400 mJ 作用下, 两种靶材等离子体光源离带热辐射对比图

Fig. 5. Comparison of out-of-band radiation of laser produced Sn and SnO<sub>2</sub> plasma at laser energy of 400 mJ.

对两种形式靶所产生离带热辐射的角分布进行研究. 采用光电二极管与不同波长的带通滤波片所组成的探测系统对离带热角分布进行测量, 光电二极管放置在与靶材法线方向成 30°, 40°, 50°, 60°, 70°, 80°, 90°等 7 个位置. 滤波片的通过区间分别是 325—385 nm(透过率为 72%)、435—500 nm(透过率为 62%) 和 485—565 nm(透过率为 48%). 图 6 所示为激光能量为 400 mJ、探测角为 30°, 不同波长带通滤波片所测量的离带热辐射. 从图 6 可以看出, 低密度靶的离带辐射光信号的峰值强度并不明显低于全密度固体 Sn 靶, 但持续时间明显短于全密度靶. 这是由于相比于固体 Sn 靶, 低密度 SnO<sub>2</sub> 靶的初始密度较低, 形成等离子体的离子密度较小, 使等离子体中电子-离子碰撞和离子-离子碰撞的概率降低, 因此, 导致碰撞辐射时间较短, 进而得到的离带辐射信号出现持续时间短 [27].

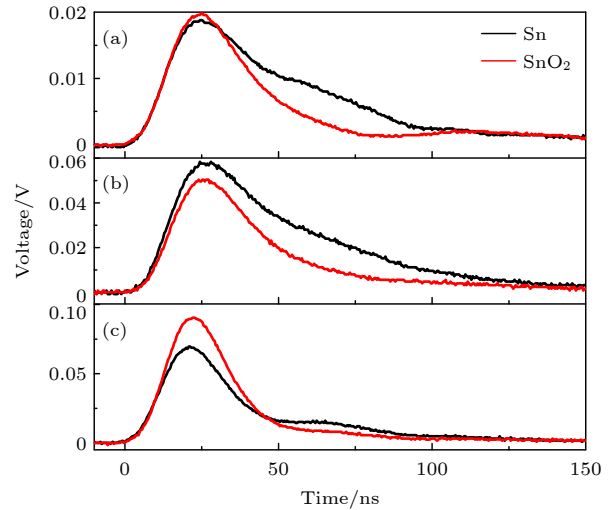


图 6 激光能量为 400 mJ、探测角度为 30°时所测量的时间分辨离带热辐射 (a) 带通滤波片波长 325—385 nm; (b) 带通滤波片波长 435—500 nm; (c) 带通滤波片波长 485—565 nm

Fig. 6. Out-of-band radiation of laser produced Sn and SnO<sub>2</sub> plasma was measured at the detection angle of 30° when laser energy of 400 mJ: (a) Band pass filter wavelength of 325—385 nm; (b) band pass filter wavelength of 435—500 nm; (c) band pass filter wavelength of 485—565 nm.

通过对测量得到的信号进行积分来获得不同角度下所对应的离带热辐射强度, 并利用公式  $I(\theta) \propto A \cos^\alpha \theta$  对所得到的离带辐射强度随角度的变化进行拟合, 结果如图 7 所示, 其中,  $I$  表示光电二极管探测离带热辐射的强度,  $A$  表示拟合公式系数,  $\alpha$  表示拟合公式幂指数,  $\theta$  表示探测位置与入射激光之间的夹角. 随着探测角度的增大, 两种靶材所产生的离带热辐射强度逐渐减少. 在 325—385 nm 和 435—500 nm 波段区间内, 低密度 SnO<sub>2</sub> 靶等离子体产生的离带热辐射强度均弱于 Sn 靶所对应的离带热辐射强度, 与图 5 所得到的结果吻合. 该研究结果也与低密度 SnO<sub>2</sub> 靶产生等离子体光源的离带光辐射持续时间较固体 Sn 的情况短的实验结果一致, 即持续时间短离带热辐射较弱. 而在 485—535 nm 波段区间内, 两种靶材在角度为 60°—90°区间内所对应的离带热辐射强度几乎相近, 而在角度 30°—50°区间内, 低密度 SnO<sub>2</sub> 靶产生的离带热辐射强度要高于 Sn 靶情况, 这可能是由于低密度 SnO<sub>2</sub> 靶中的 O 元素在该波段产生了谱线. 此外, 根据拟合结果可知, 低密度 SnO<sub>2</sub> 靶所对应的  $\alpha$  值均大于固体 Sn 靶情况, 且数值更靠近于 1, 表明低密度 SnO<sub>2</sub> 靶离带热辐射角分布与固体 Sn 靶的情况相比更加均匀 [24].

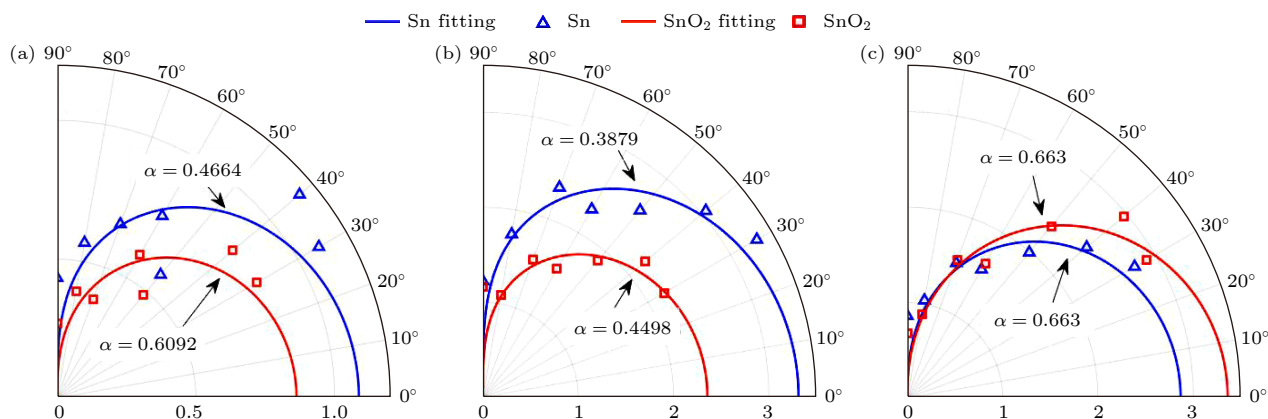


图7 激光能量为400 mJ,两种靶材所产生离带热辐射强度的角分布 (a)带通滤波片波长325—385 nm; (b)带通滤波片波长435—500 nm; (c)带通滤波片波长485—565 nm

Fig. 7. Angle distribution of out-of-band radiation of laser produced Sn and SnO<sub>2</sub> plasma at laser energy of 400 mJ: (a) Band pass filter wavelength of 325–385 nm; (b) band pass filter wavelength of 435–500 nm; (c) band pass filter wavelength of 485–565 nm.

## 4 结 论

本文对低密度 Sn 靶激光等离子体极紫外光及其离带热辐射进行了研究. 实验结果表明, 两种形式的 Sn 靶均在输出波长为 13.5 nm 附近产生较强的极紫外光辐射, 其主要是由不可分辨跃迁阵列主导而形成的宽带光谱. 由于固体 Sn 靶产生的等离子体具有严重的自吸收效应, 导致产生的极紫外谱线出现凹陷现象, 使在光刻机中心工作波长 13.5 nm 处的辐射强度处于非光谱峰值位置. 而低密度 SnO<sub>2</sub> 靶具有较弱的自吸收效应, 其所辐射光谱的峰值恰好位于 13.5 nm 处. 此外, 相比于固体 Sn 靶, 由于低密度 SnO<sub>2</sub> 靶中处于激发态的不同 Sn 离子发生相互跃迁所产生的伴线减弱, 使其在 13.5 nm 附近的极紫外光谱效率提升约 20%, 可进一步提高极紫外光源转换效率. 离带热辐射实验结果表明, 离带热辐射主要来源于等离子体连续谱, 且强度随着靶材元素的  $Z$ (原子序数) 值增大而增强. 由于低密度 SnO<sub>2</sub> 靶中含有部分低  $Z$  元素 O( $Z = 8$ ), 导致形成的连续光谱强度相对较低, 且辐射时间短, 进而获得了较弱的离带热辐射. 两种形式 Sn 靶的离带辐射角分布的实验结果表明, 整体上两者的离带热辐射均呈现随着角度增大而其辐射强度逐渐减弱的现象, 且低密度 SnO<sub>2</sub> 靶产生的离带热辐射低于固体 Sn 靶情况. 进一步, 发现离带热辐射强度的角分布满足公式  $A\cos^\alpha\theta$ , 低密度 SnO<sub>2</sub> 靶离带热辐射分布更加均匀. 综上可知, 低密度 SnO<sub>2</sub> 靶即可获得较高的极紫外光源转换效率, 又可以降低离

带热辐射. 本文研究结果可获得启示, 如果能在液滴锡靶中加入少量的二氧化锡粉末来降低靶材的密度, 预计能对进一步优化液滴靶来获得更高的极紫外光转换效率方面有所帮助. 此外, 由于掺入二氧化锡粉(低  $Z$  材料成分), 将会减小等离子体光源的离带热, 因而可带来延长光刻机中多层膜收集镜的使用寿命的好处. 本研究可为我国开发高端芯片制造所需的极紫外光源以及优化极紫外光刻机光源等方面提供理论支撑和技术保障.

## 参考文献

- [1] Torretti F, Sheil J, Schupp R, Basko M M, Bayraktar M, Meijer R A, Witte S, Ubachs W, Hoekstra R, Versolato O O, Neukirch A J, Colgan J 2020 *Nat. Commun.* **11** 2334
- [2] Huang Q, Medvedev V, van de Kruijs R, Yakshin A, Louis E, Bijkerk F 2017 *Appl. Phys. Lett.* **4** 011104
- [3] van de Kerckhof M, Liu F, Meeuwissen M, Zhang X Q, de Kruijff R, Davydova N, Schifflers G, Wählisch F, van Setten E, Varenkamp W, Ricken K, de Winter L, Mcnamara J, Bayraktar M 2020 *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS San Jose, California, United States, September 22, 2020* p033801
- [4] Fujioka S, Nishimura H, Nishihara K, Sasaki A, Sunahara A, Okuno T, Ueda N, Ando T, Tao Y, Shimada Y, Hashimoto K, Yamaura M, Shigemori K, Nakai M, Nagai K, Norimatsu T, Nishikawa T, Miyanaga N, Izawa Y, Mima K 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 235004
- [5] Behnke L, Schupp R, Bouza Z, Bayraktar M, Mazzotta Z, Meijer R, Sheil J, Witte S, Ubachs W, Hoekstra R, Versolato O O 2021 *Opt. Express* **29** 4475
- [6] Freeman J R, Harilal S S, Verhoff B, Hassanein A, Rice B 2012 *Plasma Sources Sci. T.* **21** 055003
- [7] Harilal S S, Coons R W, Hough P, Hassanein A 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 221501
- [8] Higashiguchi T, Rajyaguru C, Kubodera S, Sasaki W, Yugami N, Kikuchi T, Kavata S, Andreev A 2005 *Appl. Phys.*

- Lett.* **86** 231502
- [9] Higashiguchi T, Kawasaki K, Sasaki W, Kubodera S 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 161502
- [10] Xie Z, Wen Z L, Si M Q, Dou Y P, Song X W, Lin J Q 2022 *Acta. Phys. Sin.* **71** 035202 (in Chinese) [谢卓, 温智琳, 司明奇, 窦银萍, 宋晓伟, 林景全 2022 物理学报 **71** 035202]
- [11] Li Z G, Dou Y P, Xie Z, Wang H J, Song X W, Lin J Q 2021 *Chin. J. Lasers.* **48** 1601005 (in Chinese) [李镇广, 窦银萍, 谢卓, 王海建, 宋晓伟, 林景全 2021 中国激光 **48** 1601005]
- [12] Okuno T, Fujiokaa S, Nishimura H, Tao Y, Nagai K, Gu Q, Ueda N, Ando T, Nishihara K, Norimatsu T, Miyanaga N, Izawa Y, Mima K 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 161501
- [13] Harilal S S, Tillack M S, Tao Y, O'Shay B, Paguio R, Nikroo A. 2006 *Opt. Lett.* **31** 1549
- [14] O'Sullivan, G D, Faulkner R 1994 *Opt. Eng.* **33** 3978
- [15] Fujioka S, Nishimura H, Okuno T, Tao Y, Ueda N, Ando T, Kurayama H, Yasuda Y, Uchida S, Shimada Y, Yamaura M, Gu Q, Nagai K, Norimatsu T, Furukawa H, Sunahara A, Kang Y G, Murakami M, Nishihara K, Miyanaga N, Izawa Y 2005 *Emerging Lithographic Technologies IX* San Jose, California, United States, May 6, 2005 p578
- [16] Torretti F, Schupp R, Kurilovich D, Bayerle A, Scheers J, Ubachs W, Hoekstra R, Versolato O O 2018 *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.* **51** 045005
- [17] Stuik R, Scholze F, Tümmeler J, Bijkerk F 2002 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **492** 305
- [18] Louis E, van de Kruijs R W E, Yakshin A E, Alonso van der Westen S, Bijkerk F, van Herpen M M J W, Klunder D J W, Bakker L, Enkisch H, Müllender S, Richter M, Banine V 2006 *In Emerging Lithographic Technologies X* San Jose, California, United States, March 24, 2006 p887
- [19] Parchamy H, Szilagyi J, Masnavi M, Richardson M 2017 *J. Appl. Phys.* **122** 173303
- [20] Namba S, Fujioka S, Sakaguchi H, Nishimura H, Yasuda Y, Nagai K, Miyanaga N, Izawa Y, Mima K, Sato K, Takiyama K 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 013305
- [21] Sakaguchi H, Fujioka S, Namba S, Tanuma H, Ohashi H, Suda S, Shimomura M, Nakai Y, Kimura Y, Yasuda Y, Nishimura H, Norimatsu T, Sunahara A, Nishihara K, Miyanaga N, Izawa Y, Mima K 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 111503
- [22] Mbanaso C, Antohe A O, Bull H, Denbeaux G, Goodwin F, Hershcovitch A 2012 *J. Micro/Nanolithogr. MEMS. MOEMS.* **11** 021116
- [23] Song X L, Song X W, Dou Y P, Tian Y, Xie Z, Gao X, Lin J Q 2016 *Spectrosc. Spect. Anal.* **36** 3114 (in Chinese) [宋晓林, 宋晓伟, 窦银萍, 田勇, 谢卓, 高勋, 林景全 2016 光谱学与光谱分析 **36** 3114]
- [24] Morris O, Hayden P, O' Reilly F, Murphy N, Dunne P, Bakshi V 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 081506
- [25] Tomie T 2012 *J. Micro-nanolith. Mem.* **11** 021109
- [26] O'Sullivan G 1983 *J. Phys. B At. Mol. Phys.* **16** 3291
- [27] Cummings A, O'Sullivan G, Dunne P, Sokell E, Murphy N, White, Hayden J P, Sheridan P, Lysaght M, O'Reilly F 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** 73

# Radiation of extreme ultraviolet source and out-of-band from laser-irradiated low-density SnO<sub>2</sub> target\*

Si Ming-Qi<sup>1)</sup> Wen Zhi-Lin<sup>1)</sup> Zhang Qi-Jin<sup>1)</sup> Dou Yin-Ping<sup>1)</sup> Li Bo-Chao<sup>1)</sup>  
 Song Xiao-Wei<sup>1)</sup> Xie Zhuo<sup>1)2)†</sup> Lin Jing-Quan<sup>1)‡</sup>

1) (*School of Science, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China*)

2) (*Chongqing Research Institute, Changchun University of Science and Technology, Chongqing 401120, China*)

( Received 14 December 2022; revised manuscript received 7 January 2023 )

## Abstract

The extreme ultraviolet (EUV) lithography technology required for high-end chip manufacturing is the first of 35 “bottleneck” key technologies that China is facing currently. The high conversion efficiency EUV source and low out-of-band radiation play a significant role in the application of the EUV lithography system. In this work, the EUV source and out-of-band radiation are studied by using laser irradiated solid Sn target and low-density SnO<sub>2</sub> target. The result shows that a strong EUV radiation at a wavelength of 13.5 nm is generated when the laser irradiates the two forms of Sn targets. Owing to the self-absorption effect of the solid Sn target plasma, the maximum intensity of the wavelength is not located at the position of 13.5 nm, which is working wavelength of EUV lithography system. However, the peak radiation spectrum is located at the position of 13.5 nm with low-density SnO<sub>2</sub> target due to its weaker plasma self-absorption effect. In addition, the satellite lines are weaker in low-density SnO<sub>2</sub> target than in the solid Sn target, so that the spectrum efficiency of the EUV at 13.5 nm (2% bandwidth) is increased by about 20%. On the other hand, the experimental study of the out-of-band radiation is carried out. The out-of-band radiation spectral results show that the out-of-band radiation is mainly dominated by the continuum spectrum. Compared with the solid Sn target, the low-density SnO<sub>2</sub> target contains a part of the low  $Z$  element O ( $Z = 8$ ), resulting in a low-intensity continuum spectrum. In addition, the collision probability of ion-ion and electron-ion both become low when the laser irradiates the low-density SnO<sub>2</sub> target, resulting in a short out-of-band radiation duration time. Therefore, the out-of-band radiation generated by the laser irradiated on the low-density SnO<sub>2</sub> target is weak based on the above reasons. The angular distribution of out-of-band radiation measurement results shows that the intensity of out-of-band radiation decreases with the angle increasing. A cosine function  $A \cos^\alpha \theta$  can fit the angular distribution of the total radiation.

**Keywords:** low-density target, extreme ultraviolet source, out-of-band radiation, spectral efficiency

**PACS:** 52.38.-r, 52.59.Px

**DOI:** 10.7498/aps.72.20222385

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. U22A2070, 62005021, 62105040, 62175018), the Natural Science Foundation of Chongqing, China (Grant No. cstc2021jcyj-msxmX0735), the Science and Technology Department of Jilin Province, China (Grant Nos. YDZJ202201ZYTS301, YDZJ202102CXJD028, 20210402072GH), and the Educational Department of Jilin Province, China (Grant No. JJKH20220721KJ).

† Corresponding author. E-mail: [zxie@cust.edu.cn](mailto:zxie@cust.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [linjingquan@cust.edu.cn](mailto:linjingquan@cust.edu.cn)

低密度SnO<sub>2</sub>靶激光等离子体极紫外光及离带热辐射

司明奇 温智琳 张齐进 窦银萍 李博超 宋晓伟 谢卓 林景全

Radiation of extreme ultraviolet source and out-of-band from laser-irradiated low-density SnO<sub>2</sub> target

Si Ming-Qi Wen Zhi-Lin Zhang Qi-Jin Dou Yin-Ping Li Bo-Chao Song Xiao-Wei Xie Zhuo Lin Jing-Quan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 065201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222385

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222385>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

双激光脉冲打靶形成Gd等离子体的极紫外光谱辐射

Characteristics of extreme ultraviolet emission from Gd plasma produced by dual pulse laser

物理学报. 2022, 71(3): 035202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211450>

桌面飞秒极紫外光原子超快动力学实验装置

A tabletop experimental system for investigating ultrafast atomic dynamics based on femtosecond extreme ultraviolet photons

物理学报. 2020, 69(23): 234208 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201035>

EAST等离子体Mo V–Mo XVIII极紫外光谱的识别

Line identification of extreme ultraviolet spectra of Mo V to Mo XVIII in EAST tokamak

物理学报. 2022, 71(11): 115203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212383>

基于极紫外光的Ne, Xe原子电离

Photoionization of Ne and Xe atoms induced by extreme ultraviolet photons

物理学报. 2022, 71(14): 143201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220341>

基于高次谐波产生的极紫外偏振涡旋光

Extreme ultraviolet polarization vortex beam based on high harmonic generation

物理学报. 2020, 69(4): 044203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190834>

高功率激光辐照平面靶后辐射冷却效应对等离子体成丝的影响

Influence of radiative cooling effect on the plasma filamentations in the interaction of high-power laser with planar targets

物理学报. 2022, 71(23): 235202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220870>