

延时可调的双波长激光与 Sn 靶作用的极紫外辐射特性*

王天泽¹⁾²⁾³⁾ 胡桢麟¹⁾²⁾ 何梁¹⁾²⁾ 黄铸¹⁾²⁾³⁾ 刘懿贤¹⁾²⁾³⁾
付轶文¹⁾²⁾³⁾ 林楠^{1)2)3)†} 冷雨欣¹⁾²⁾

1) (中国科学院上海光学精密机械研究所, 超强激光科学与技术全国重点实验室, 上海 201800)

2) (中国科学院上海光学精密机械研究所, 精密光学工程部, 上海 201800)

3) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2025 年 1 月 24 日收到; 2025 年 4 月 21 日收到修改稿)

激光-等离子体极紫外 (LPP-EUV) 光源是先进光刻系统中的核心子系统之一. 近年来, 固体激光逐渐成为新一代 LPP-EUV 光源的候选驱动激光方案. 然而, 由于工作波长较短, 固体激光具有较高的等离子体临界密度和光厚, 导致激光-极紫外光能量转换效率 (CE) 较低. 针对这一问题, 本工作提出采用波长为 $0.532\text{ }\mu\text{m}$ 的预脉冲激光对等离子体密度进行调制, 对预脉冲和波长为 $1.064\text{ }\mu\text{m}$ 的 Nd:YAG 驱动激光 (主脉冲) 在不同延时下与 Sn 靶作用的辐射特性进行了测量. 实验结果证明, $0.532\text{ }\mu\text{m}$ 预脉冲对 Nd:YAG 驱动激光在 26° 和 39° 上 CE 的提升分别达到 4% 和 18%; 实现了极紫外光能量角分布的有效调节, 形成各向同性发射; 实现了光谱形状优化, 在预脉冲作用下光谱纯度达到 12.2%, 相较于仅主脉冲提升 69%. 此外, 实验中还通过对等离子体发光轮廓进行时间分辨成像, 证明了极紫外光能量角分布与等离子体形态的相关性. 这表明 $0.532\text{ }\mu\text{m}$ 预脉冲能够改变等离子体形态, 进而影响 EUV 能量角分布特性. 以上研究结果对固体激光驱动极紫外光源的辐射特性优化具有指导性意义.

关键词: 极紫外光源, 激光-等离子体, 预脉冲, 转换效率, 光谱纯度

PACS: 52.38.-r, 52.38.Dx, 52.50.Jm, 78.70.En

DOI: 10.7498/aps.74.20250113

CSTR: 32037.14.aps.74.20250113

1 引言

激光-等离子体 (laser-produced plasmas, LPP) 极紫外 (extreme ultraviolet, EUV) 光源目前已成功应用于商业化 EUV 光刻技术中^[1], 有力推动了先进集成电路工艺节点的进步. LPP-EUV 光源的基本原理是, 使用高能量脉冲 CO_2 激光轰击直径约 $30\text{ }\mu\text{m}$ 的锡液滴, 将其电离并加热至约 30 eV 后发出 EUV 辐射. 产生的宽带等离子体辐射由

Mo/Si 多层膜反射镜收集, 并经过滤光系统^[2,3] 纯化为 13.5 nm 2% 带宽辐射 (in-band emission, 带内辐射) 后传输到曝光系统中^[4]. 为支撑 100 w/h (wafer per hour) 以上的产率, EUV 光源在中间焦点 (intermediate focus, IF) 的功率需达到 250 W 以上, 对应 CO_2 驱动激光平均功率为 30 kW . 而由于 CO_2 激光的电-光转换效率较低 ($< 5\%$)^[5], EUV 光刻机的整机功耗极高, 目前已达 1 MW 以上.

当前, 学术界对固体激光作为 LPP-EUV 光源下一代驱动激光的可行性进行了广泛的讨论^[6]. 相

* 国家重点研发计划 (批准号: 2023YFF0714905)、国家自然科学基金 (批准号: 62405336)、中国博士后科学基金第 74 批面上资助 (批准号: 2023M743643) 和国家资助博士后研究人员计划 (批准号: GZB20230791) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: nanlin@siom.ac.cn

较于 CO_2 激光, 固体激光在多方面具有显著优势, 如电-光转换效率较高、体积紧凑以及脉冲时域形状调节性好等. 根据 Sistrunk 等^[7] 的研究, 脉冲固体激光的平均功率未来可达到 300 kW, 能够支撑商业化 EUV 光源驱动激光功率需求. 基于此, 研究者对固体激光驱动的 EUV 光源进行了大量研究. 早期研究发现, 对于典型波长为 $1.064\ \mu\text{m}$ 的固体激光, 其所对应的等离子体临界密度 ($n_c \propto \lambda^{-2}$) 高于 CO_2 激光 ($10.6\ \mu\text{m}$), 与 Sn 固体靶作用产生的等离子体具有更高的等离子体密度^[8,9]. 因此 EUV 辐射在等离子体中的衰减也即光厚 (optical depth) 较高, 导致了强烈的 EUV 不透明度效应 (opacity effect)^[10] 和光谱展宽效应^[11]. 并且由于等离子体侧向膨胀效应的影响, EUV 发射表现为各向异性^[12], 对投影曝光时的光束均匀性造成影响.

为克服 $1.064\ \mu\text{m}$ 固体激光光厚较大带来的影响, 研究者们首先尝试了多种 Sn 靶材密度调节方法, 如 Harilal 等^[13] 利用激光与掺 Sn 低 Z 泡沫靶作用, 观察到显著的光谱窄化. Hayden 等^[14] 在陶瓷材料中掺杂 SnO_2 , 在 5% Sn 掺杂比例下与纯 Sn 薄膜靶相比转换效率 (conversion efficiency, CE) 由 2.2% 提高至 2.9%. Lan 等^[15] 对激光与 Sn 和 SnO_2 靶作用的 EUV 辐射特性进行了探究. Si 等^[16] 开展了激光与 SnO_2 靶作用的研究, 发现光谱效率较 Sn 靶提升为 20%. 以上工作表明, 通过改变靶材中 Sn 浓度能够减小等离子体密度并优化 EUV 辐射特性. 除了改变靶材本身的成分, 预脉冲 (pre-pulse) 技术是调节等离子体密度更为直接的手段. 在实验中, 预脉冲提前驱动激光 (主脉冲) 入射, 一般相较于主脉冲能量较小, 光强也较低. 预脉冲烧蚀靶面形成低密度的预等离子体, 在主脉冲入射时部分能量沉积到预等离子体中, 从而降低了发光等离子体的密度. 在预脉冲相关研究中, 主脉冲波长主要为 $1.064\ \mu\text{m}$ 和 $10.6\ \mu\text{m}$, 在使用不同波长预脉冲和 $10.6\ \mu\text{m}$ 主脉冲时^[17-19], CE 获得了显著提升; 但在主脉冲和预脉冲波长均为 $1.064\ \mu\text{m}$ 的情况下^[20,21], CE 和 EUV 光谱并未观测到显著变化. 造成该现象的原因可能为: 首先, $1.064\ \mu\text{m}$ 和 $10.6\ \mu\text{m}$ 激光的临界密度分别为 $1 \times 10^{21}\ \text{cm}^{-3}$ 和 $1 \times 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$, 在相同的预脉冲参数下, $10.6\ \mu\text{m}$ 激光能量更易沉积在低密度的预等离子体中, 而 $1.064\ \mu\text{m}$ 激光能量沉积效果有限, 大部分激光能量仍在靶面附近吸收, 因此与 $1.064\ \mu\text{m}$ 单脉冲作用无实质区别. 其

次, 预脉冲能够增大 $10.6\ \mu\text{m}$ 激光在等离子体中的吸收率, 从而提高 CE, 而 $1.064\ \mu\text{m}$ 激光与固体靶作用时吸收率已经较高^[22], 因此不能提高 CE.

为实现基于预脉冲的固体激光驱动 EUV 光源 CE 的提升, 本工作采用基于 $0.532\ \mu\text{m}$ 预脉冲和 $1.064\ \mu\text{m}$ 主脉冲的双波长激光驱动方案. 首先, 在实验中改变双脉冲间的时间延时, 并利用 EUV 能量计和光谱仪对不同延时下的辐射特性进行测量. 其次, 实验中对比了不同预脉冲光斑大小对 EUV 辐射特性的影响. 最后, 利用 ICCD 对不同延时下等离子体轮廓进行时间分辨成像, 并对 $0.532\ \mu\text{m}$ 预脉冲的作用机制进行探究.

2 实验布局

本实验在中国科学院上海光学精密机械研究所先进光刻技术课题组的 EUV 发光验证实验平台上进行^[23-25]. 实验布局如图 1 所示, 一束 $0.532\ \mu\text{m}$ Nd:YAG 二倍频激光 (预脉冲) 和一束 $1.064\ \mu\text{m}$ Nd:YAG 激光 (主脉冲) 由 f400 凸透镜聚焦, 同轴地入射到真空靶室内, 并聚焦到 Sn 平面靶上同一位置, 入射角为 0° . 预脉冲在靶面上的聚焦光强为 $1 \times 10^9\ \text{W}/\text{cm}^2$. 主脉冲为 p 偏振, 最大能量为 600 mJ, 脉宽为 5.6 ns, 焦斑半高全宽 (FWHM) 为 $250\ \mu\text{m}$, 在靶面上的聚焦光强为 $1 \times 10^{11}\ \text{W}/\text{cm}^2$. 在实验中, 主脉冲与预脉冲之间的延时由快速光电二极管进行测量, 并由一台延时信号发生器 (SRS DG645) 进行调节. Sn 平面靶安装在一个多轴电动位移台上, 每次激光入射后, 均移动到新的靶面, 以确保激光与 Sn 靶作用的可复现性. 每次移动靶面时, 通过长工作距离显微镜对靶面进行观察, 确保激光到靶光强的稳定.

实验中采用两台自主研发的 EUV 能量计对 EUV 带内能量进行测量. 能量计布置在靶室斜上方, 与激光入射平面夹角为 26° , 两能量计间隔角度为 30° . 因此能量计与激光入射方向夹角分别为 26° 和 39° . EUV 能量计由 Mo/Si 多层膜反射镜和 EUV 光电探测器组成, 相关测量原理和校准过程已在此前的工作中进行报道^[23]. 采用自主研发的 EUV 光谱仪^[26] 对 7—23 nm EUV 时间积分光谱进行测量, 光谱仪由 1200 线/mm 平场光栅、X 射线掠入射反射镜和 X 射线 CCD (Andor DO940-BEN) 组成, 其测量角度与激光入射方向夹角为 50° . 由

于 EUV 辐射在空气中的高吸收率, 为保证 EUV 辐射测量的准确性, 靶室和 EUV 测量仪器内部均为真空状态, 真空度小于 10^{-4} Pa. 实验中还对 Sn 等离子体可见光波段的发光轮廓进行了测量, 通过 f200 凸透镜对等离子体进行成像并由 ICCD (Andor iStar DH334T) 进行采集, 放大倍率为 4.8X, 测量角度与激光入射方向夹角为 90° .

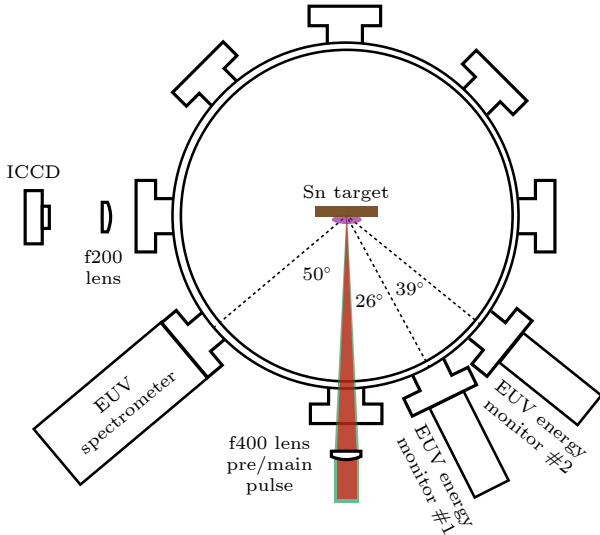


图 1 实验布局示意图, 预脉冲 (绿色) 和主脉冲 (红色) 经 f400 透镜聚焦同轴入射 Sn 靶面, 入射角为 0° , 两台 EUV 能量计与激光入射角度的夹角分别为 26° 和 39° , EUV 光谱仪与激光入射方向夹角为 50° , 等离子体在可见光波段的发射通过 f200 透镜成像并由 ICCD 采集

Fig. 1. Schematic of the experimental layout. The pre-pulse (depicted in green) and the main pulse (depicted in red) are focused by a f400 lens co-axially and are incident onto the Sn target surface, the incident angle is 0° , the angle between the laser incident direction and the two EUV monitors are 26° and 39° , respectively, the observation angle of the EUV spectrometer is 50° , the visible band emission of the Sn plasma is imaged by a f200 lens and captured by an ICCD.

3 实验结果与讨论

CE 定义为激光入射方向的 2π 立体角内 EUV 带内辐射 (2% BW) 能量与激光能量的比值^[27]. 为便于讨论, 本工作中使用的 CE 为特定测量角度推广到 2π 立体角所得到的值, 因此代表该方向上的相对辐射效率. 在计算 CE 时由于预脉冲单独作用时产生的 EUV 辐射较小, 可忽略不计, 故不考虑预脉冲能量. 实验中测量了 0—1000 ns 延时下不同预脉冲光斑大小对 CE 的影响. 如图 2 所示, 在与图中虚线所标识的单脉冲作用 CE 比较时, 在较

小的延时下, 两种预脉冲光斑大小的 CE 均出现一定程度提升. 其中 1 mm 光斑预脉冲的提升幅度更大, 在 10 ns 时 CE 达到 3.1% (26°) 和 20 ns 时达到 2.8% (39°), 相较于单脉冲 CE 提升幅度分别为 4% 和 18%. 在 20—200 ns 时, 双脉冲作用 CE 出现显著下降, 且 26° 的 CE 小于 39° 的 CE. 而在延时大于 200 ns 后, 26° 和 39° 的 CE 逐渐上升, 在 500 ns 后 26° 的 CE 大于 39° 的 CE, 并且逐渐接近单脉冲作用时 26° 和 39° 的 CE (图 2(b) 虚线所示). 在单脉冲作用下, 26° 的 CE 大于 39° 的 CE, 与此前的 EUV 能量角分辨测量吻合^[12], 多数情况下, 越靠近靶面法线方向 CE 越高. 而在预脉冲作用下, 不同角度 CE 的数值关系出现显著变化. 在图 2(a) 中, 预脉冲光斑大小为 0.3 mm 时, 20—150 ns 时 26° 与 39° 的 CE 基本一致. 而在图 2(b) 中, 在 1 mm 光斑预脉冲的作用下, 20—500 ns 时 39° 的 CE 大于 26° 的 CE. 这表明预脉冲光斑较大时对不同角度 EUV 发射的调制作用更为显著.

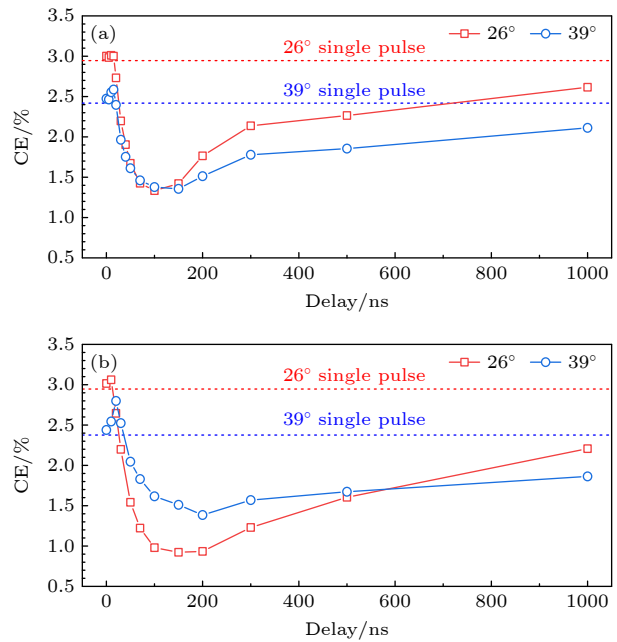


图 2 不同预脉冲光斑大小下的 CE 随延时变化趋势, 虚线为主脉冲单独作用时的 CE 值 (a) 0.3 mm 光斑预脉冲下 26° (红色方块) 和 39° (蓝色圆形) 的 CE 随延时变化趋势; (b) 1 mm 光斑预脉冲下 26° (红色方块) 和 39° (蓝色圆形) 的 CE 随延时变化趋势

Fig. 2. The dependency of CE on delay time for different pre-pulse spot sizes. The dashed lines mark the CE values when the main pulse irradiates the target without the pre-pulse: (a) The dependency of 26° (red square) and 39° (blue circle) CE on the delay time for 0.3 mm pre-pulse spot; (b) the dependency of 26° (red square) and 39° (blue circle) CE on the delay time for 1 mm pre-pulse spot.

为研究不同预脉冲延时对 CE 的影响机制, 实验中对 EUV 光谱进行测量. 图 3 展示了不同预脉冲光斑大小下的 9—19 nm 光谱随延时变化情况. 图中光谱是对光谱强度积分归一化的结果, 因此其强度代表了该波长光谱能量占总光谱能量的比例. 0 ns 时的光谱与主脉冲单独作用时的光谱基本相同, 在 13.5 nm 处出现了显著的 Sn^{11+} 离子吸收峰^[28], 这是 1.064 μm 激光与固体靶作用时较大的光厚造成的. 随着延时增加, 光谱形状出现了显著变化, 在 13.5 nm 附近主要表现为谱峰变窄以及在 14.1 nm 处出现 Sn^{10+} 离子吸收峰. 1 mm 光斑预脉冲对光谱的影响更大, 如图 3(b) 所示, 在 50—150 ns 处出现了显著谱峰窄化以及复杂的光谱调制效果, 在 14—19 nm 出现的吸收特征对应更低价 Sn 离子. 随着延时进一步增加, 光谱的调制效应变弱, 在 1000 ns 时, 光谱形状与单脉冲光谱相似.

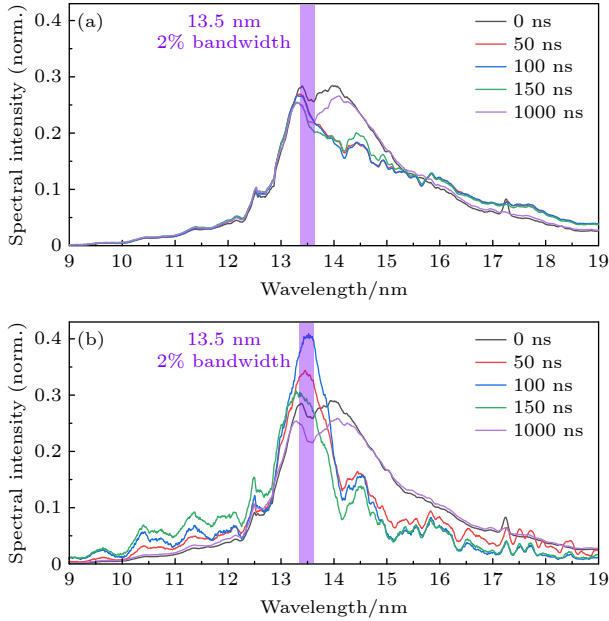


图 3 不同预脉冲光斑大小下的全谱归一化 EUV 光谱, 图中紫色阴影区域对应 EUV 带内辐射波段 (a) 0.3 mm 光斑预脉冲作用时不同延时下的 EUV 光谱; (b) 1 mm 光斑预脉冲作用时不同延时下的 EUV 光谱

Fig. 3. The normalized EUV spectra at different pre-pulse spot sizes, the violet shadow area corresponds to 13.5 nm 2% bandwidth: (a) The EUV spectra at different delay times for 0.3 mm pre-pulse spot; (b) the EUV spectra at different delay times for 1 mm pre-pulse spot.

光谱纯度 (spectral purity, SP) 的定义是 2π 立体角范围内 EUV 带内辐射能量 $E_{\text{ib}, 2\pi}$ 与 EUV 辐射总能量 $E_{\text{rad}, 2\pi}$ 的比值^[27], 其表达式为

$$\text{SP} = E_{\text{ib}, 2\pi} / E_{\text{rad}, 2\pi}. \quad (1)$$

SP 是衡量 EUV 辐射效率的重要参数, 根据 Schupp 等^[29]的研究, 等离子体光厚与 SP 呈负相关, 因此 SP 能够表征光厚大小. 本工作中 SP 采用 EUV 带内辐射能量与 7—23 nm 光谱能量的比值. 如图 4 所示, SP 在 0.3 mm 光斑预脉冲作用下无显著变化. 而在 1 mm 光斑作用下, SP 变化剧烈, 出现先上升后下降的趋势, 最大值达到 11.8%, 相较主脉冲单独作用时 (7%) 提升 69%. 单脉冲 SP 随激光光强等参数变化幅度较小^[23], 这是 1.064 μm 激光固有的高等离子体临界密度造成. EUV 辐射区域的高密度导致了较高的光厚, 造成自吸收和光谱展宽效应, 使得 SP 降低.

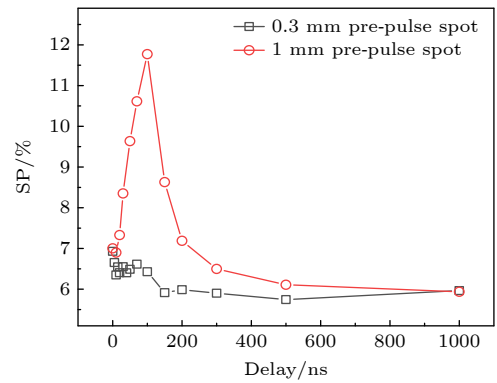


图 4 0.3 mm (黑色方块) 与 1 mm (红色圆形) 预脉冲光斑大小下 SP 随延时变化趋势

Fig. 4. Dependency of SP on delay for 0.3 mm (black square) and 1 mm (red circle) laser spot sizes.

在 1 mm 光斑预脉冲作用下, 0—100 ns 时 SP 逐渐上升, 但在图 2(b) 中 CE 在 10—20 ns 时达到峰值, 随后逐渐下降. SP 与 CE 不同的变化趋势能够利用等离子体发射-吸收双层模型^[23]进行解释, 该模型将 Sn 等离子体分为内层发光等离子体和只存在吸收作用外围冷等离子体. 预脉冲通过其产生的预等离子体密度分布同时影响 EUV 辐射的产生和外围吸收. 首先, 在 0.532 μm 预脉冲作用时, 预等离子体随时间膨胀而密度降低. 主脉冲在入射时与较低密度的等离子体相作用, 降低了 EUV 发光辐射区域的密度, 提高 SP, 因而提升 CE. 其次, 随着预等离子体不断膨胀, 外围的低密度等离子体范围逐渐扩大, 其无法沉积主脉冲能量被有效加热, 不参与 EUV 辐射过程, 但对内层产生的 EUV 辐射存在吸收作用, 因此造成 CE 减小. 在延时高于 200 ns 后, 由于预等离子体的持续耗散, EUV 发光机制重新趋近于单脉冲作用, CE 和 SP 均接近单脉冲作用时的结果.

为研究 $0.532\ \mu\text{m}$ 预脉冲对等离子体形态的调制作用以及对 EUV 辐射的影响规律, 实验中采用 ICCD 对等离子体在可见光波段的发光轮廓进行时间分辨成像. ICCD 的门宽为 $1.6\ \text{ns}$, 采集时刻与主脉冲上升沿之间的延时固定为 $10\ \text{ns}$. 图 5(a)—(c) 所示为等离子体在不同预脉冲延时的发光轮廓. 在 $50\ \text{ns}$ 时, 等离子体发光强度降低, 同时发光区域变大, 等离子体位置离靶面较远. 实验中还对两种预脉冲尺寸不同延时下的等离子体 FWHM 尺寸进行计算, 设定沿激光入射方向为纵向, 平行靶面方向为横向. 图 5(d) 展示了等离子体纵向尺寸随延时变化的趋势, 在两种预脉冲光斑尺寸下, 等离子体尺寸都出现先增大后减小的趋势, 说明 $0.532\ \mu\text{m}$ 预脉冲有效调节了发光等离子体分布. 且 $1\ \text{mm}$ 预脉冲光斑相较于 $0.3\ \text{mm}$, 等离子体尺寸变化更大. 与之对应的是图 2 中 $20\text{--}200\ \text{ns}$ 时

$1\ \text{mm}$ 预脉冲光斑相较于 $0.3\ \text{mm}$ 的 CE 下降幅度更大, 这说明在高延时下更大的外围冷等离子体轮廓产生的 EUV 吸收作用占主导地位, 降低了 CE. 同样地, 在图 5(e) 中等离子体位置随延时也表现出先增后降的变化趋势, 这表明在 $0.532\ \mu\text{m}$ 预脉冲作用下, 主脉冲能量主要沉积在预等离子体内, 使发光等离子体的产生位置远离固体靶靶面. 根据图 5(b) 中等离子体发光强度较低这一现象, 表明在 $0.532\ \mu\text{m}$ 预脉冲作用下发光区域变大而等离子体密度降低, 减小光厚导致 CE 和 SP 的提高. 在更大的延时下, 由于预等离子体的持续膨胀, 其等离子体密度减小导致主脉冲激光吸收减弱, 发光区域重新回到靶面附近, 但背景等离子体对 EUV 光的吸收增强, 导致 CE 下降. 由于背景冷等离子体/Sn 原子对 EUV 辐射不具有复杂的吸收结构, EUV 光谱与单脉冲作用时形状相似, SP 也相接近.

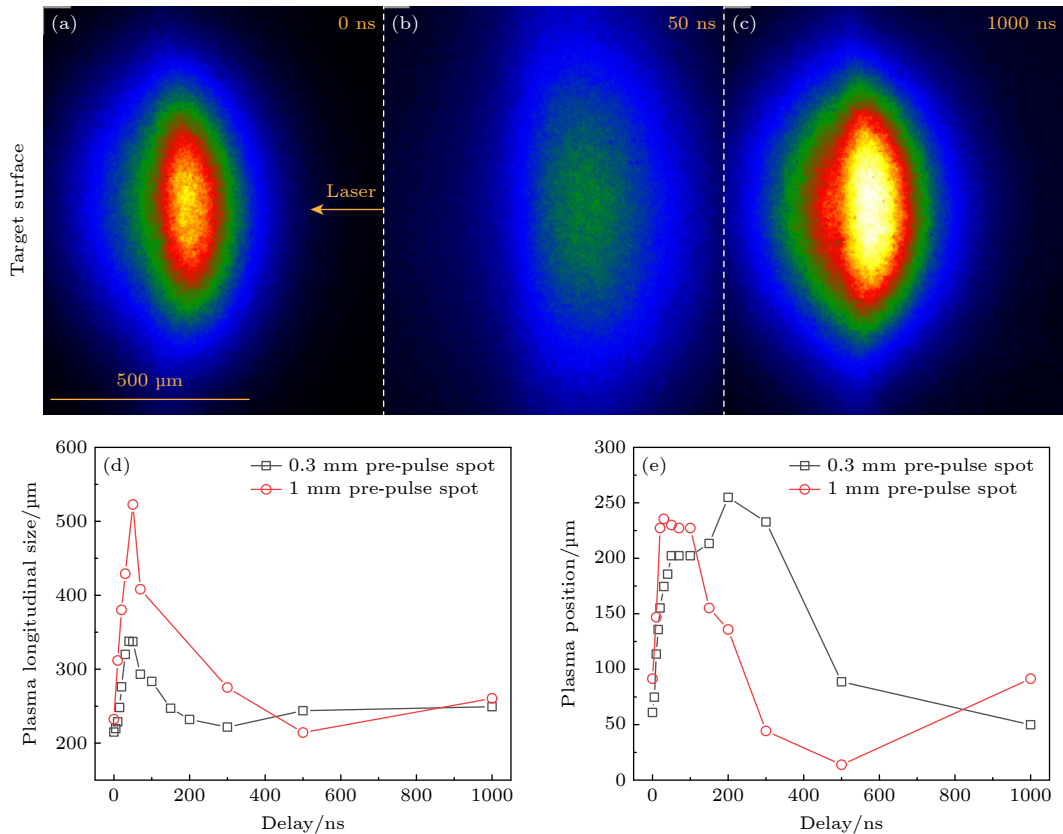


图 5 等离子体成像测量 (a)—(c) 0, 50, 1000 ns 时的等离子体图像, 图像左侧为靶面位置, 激光入射方向为从右到左, 所有图像设置为相同对比度范围; (d) 0.3 mm (黑色方块) 和 1 mm (红色圆形) 预脉冲光斑大小下的等离子体纵向尺寸随延时变化趋势; (e) 0.3 mm (黑色方块) 和 1 mm (红色圆形) 预脉冲光斑大小下等离子体纵向中心位置随延时变化趋势

Fig. 5. The plasma imaging measurements: (a)—(c) The plasma images at 0, 50, 1000 ns, the left side of the image is the target surface, and the laser is incident from the right side, all images are set to the same contrast ratio; (d) the dependency of longitudinal size of the plasma on delay time for 0.3 mm (black square) and 1 mm (red circle) laser spot sizes; (e) the dependency of longitudinal central position of the plasma on delay time for 0.3 mm (black square) and 1 mm (red circle) laser spot sizes.

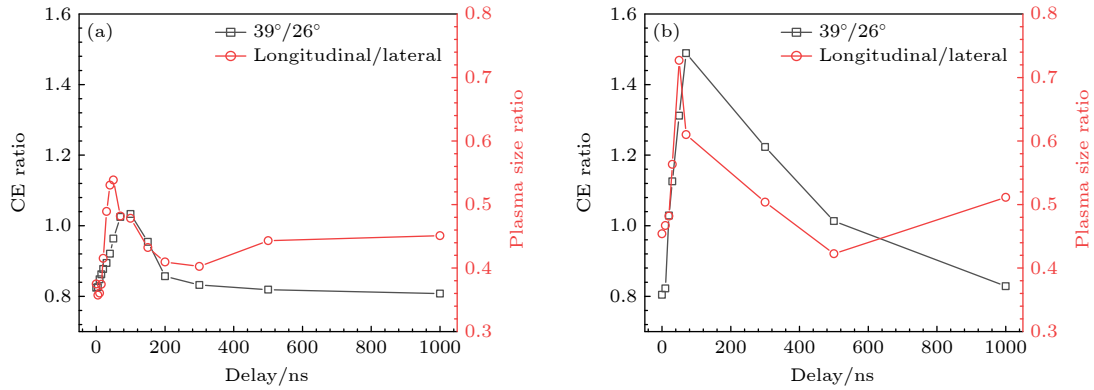


图6 CE比例和等离子体纵向/横向长度比 (a) 0.3 mm 光斑预脉冲下 39°和 26°的 CE 之比和等离子体纵/横比随延时变化趋势; (b) 1 mm 光斑预脉冲下 39°和 26°的 CE 之比和等离子体纵/横比随延时变化趋势

Fig. 6. The CE ratio and the longitudinal/lateral size ratio of the plasma: (a) The dependency of the 39°/26° CE ratio and the longitudinal/lateral size ratio on delay time for 0.3 mm pre-pulse; (b) the dependency of the 39°/26° CE ratio and the longitudinal/lateral size ratio on delay time for 1 mm pre-pulse.

为研究 EUV 能量角分布随延时变化的趋势, 本工作对实验中测量的等离子体轮廓进行了探究, 对其纵向和横向尺寸之比进行计算. 图 6 展示了不同预脉冲光斑下的等离子体纵/横比随延时变化趋势, 同时也对 39°(更靠近横向) 和 26°(更靠近纵向) 间的 CE 比例进行计算并展示. 在两种预脉冲光斑大小下, CE 比例和等离子体纵/横比的变化趋势表现出一致性, 且在纵/横比等于 0.5 时, 两个方向的 CE 比例为 1. 这表明, EUV 能量的角分布特性是由等离子体形态决定的, 这与此前工作中报道的 EUV 能量角分布与等离子体密度测量依赖性相吻合^[23]. 纵/横比越低, 即等离子体越“扁平”, 更有利于激光入射方向的 EUV 发射; 反之, 则更有利于侧向 EUV 发射. 0.532 μm 预脉冲对等离子体轮廓的影响规律可由激光与平面靶作用时的侧向膨胀现象解释, 当激光以较小光斑入射平面靶时, 在沿靶面方向等离子体侧向膨胀占主导地位^[30], 因此造成了较高的侧向吸收率, 降低侧向 CE. 而 0.532 μm 预脉冲产生的预等离子体由于密度梯度较小, 抑制了侧向膨胀, 从而改变等离子体形态, 并在一定延时下对 EUV 能量角分布特性形成优化.

4 结 论

本工作对 0.532 μm 预脉冲和 1.064 μm 主脉冲与 Sn 靶作用产生的等离子体辐射特性进行探究. 实验结果显示, 光斑大小为 1 mm 的 0.532 μm 预脉冲能够在特定延时下提升 1.064 μm 主脉冲 CE, 在 10 ns 和 20 ns 时分别达到 3.1% (26°) 和

2.8% (39°), 相较于单脉冲 CE 提升幅度为 4% 和 18%; 调节 EUV 能量角分布, 在一定延时下形成各向同性发射; 并优化光谱形状, 使 SP 从单脉冲作用时的 7% 提升到 12.2%, 提升幅度为 69%. 实验中还对比了 0.3 mm 和 1 mm 预脉冲光斑大小下 EUV 辐射特性的区别, 结果显示, 在 1 mm 预脉冲光斑大小下对辐射特性的调节效果更好. 最后, 采用 ICCD 对等离子体发光区域进行成像, 通过对比 26°和 39°的 CE 比例和等离子体轮廓纵向/横向尺寸比例在不同延时下的变化趋势, 发现 EUV 能量角分布特性与等离子体形态高度相关. 这表明 0.532 μm 预脉冲能够改变等离子体形态, 进而影响 EUV 能量角分布特性. 本研究对固体激光驱动 EUV 光源的辐射特性优化具有指导性意义.

参考文献

- [1] Fomenkov I, Brandt D, Ershov A, Schafgans A, Tao Y, Vaschenko G, Rokitski S, Kats M, Vargas M, Purvis M, Rafac R, Fontaine B L, Dea S D, LaForge A, Stewart J, Chang S, Graham M, Riggs D, Taylor T, Abraham M, Brown D 2017 *Adv. Opt. Technol.* **6** 173
- [2] Lin N, Chen Y Y, Wei X, Yang W H, Leng Y L 2023 *High Power Laser Sci. Eng.* **11** e64
- [3] Chen Y Y, Liu Z X, Lin N 2025 *Opt. Lasers Eng.* **189** 108946
- [4] Lin N, Yang W H, Chen Y Y, Wei X, Wang C, Zhao J L, Peng Y J, Leng Y X 2022 *Laser & Optoelectronics Progress* **59** 0922002 (in Chinese) [林楠, 杨文河, 陈毓懿, 魏鑫, 王成, 赵娇玲, 彭宇杰, 冷雨欣 2022 激光与光电子学进展 **59** 0922002]
- [5] Nowak T S, Yokotsuka T, Fujitaka K, Moriya M, Ohta T, Kurosu A, Sumitani A, Fujimoto J 2010 *EUVL Workshop* p2
- [6] Versolato O O, Sheil J, Witte S, Ubachs W, Hoekstra R 2022 *J. Opt.* **24** 054014
- [7] Sistrunk E, Alessi D, Bayramian A, Chesnut K, Erlandson A, Galvin T, Gibson D, Nguyen H, Reagan B, Schaffers K,

- Siders C, Spinka T, Haefner C 2019 *Proc. SPIE* **11034** 1103407
- [8] Campos D, Harilal S S, Hassanein A 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 151501
- [9] Harilal S S, Sizyuk T, Hassanein A, Campos D, Hough P, Sizyuk V 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 063306
- [10] 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
- [11] Freeman J R, Harilal S S, Verhoff B, Hassanein A, Rice B 2012 *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 055003
- [12] Ando T, Fujioka S, Nishimura H, Ueda N, Yasuda Y, Nagai K, Norimatsu T, Murakami M, Nishihara K, Miyanaga N, Izawa Y, Mima K, Sunahara A 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 151501
- [13] Harilal S S, O'Shay B, Tillack M S, Tao Y, Paguio R, Nikroo A, Back C A 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** 484
- [14] Hayden P, Cummings A, Murphy N, O'Sullivan G, Sheridan P, White J, Dunne P 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 093302
- [15] Lan H, Wang X B, Zuo D L 2016 *Chin. Phys. B* **25** 035202
- [16] Si M Q, Wen Z L, Zhang Q J, Dou Y P, Li B C, Song X W, Xie Z, Lin J Q 2023 *Acta Physica Sinica* **72** 065201
- [17] Freeman J R, Harilal S S, Hassanein A 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 083303
- [18] Freeman J R, Harilal S S, Hassanein A, Rice B 2013 *Appl. Phys. A* **110** 853
- [19] Cummins T, O'Gorman C, Dunne P, Sokell E, O'Sullivan G, Hayden P 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 044101
- [20] Tao Y, Tillack M S, Harilal S S, Sequoia K L, Najmabadi F 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 023305
- [21] Tao Y, Tillack M S, Harilal S S, Sequoia K L, Burdt R A, Najmabadi F 2007 *Opt. Lett.* **32** 1338
- [22] Garbanlabaune C, Fabre E, Max C E, Fabbro R, Amiranoff F, Virmont J, Weinfeld M, Michard A 1982 *Phys. Rev. Lett.* **48** 1018
- [23] Wang T Z, Hu Z L, He L, Lin N, Leng Y X, Chen W B 2025 *Vacuum* **231** 113805
- [24] Hu Z L, He L, Wang T Z, Lin N, Leng Y X 2025 *Chin. J. Lasers* **52** 0601001 (in Chinese) [胡桢麟, 何梁, 王天泽, 林楠, 冷雨欣 2025 *中国激光* **52** 0601001]
- [25] He L, Hu Z L, Wang T Z, Lin N, Leng Y X 2025 *Laser Optoelectron. Prog.* **62** 0314001 (in Chinese) [何梁, 胡桢麟, 王天泽, 林楠, 冷雨欣 2025 *激光与光电子学进展* **62** 0314001]
- [26] Cai Y, Wang W T, Yang M, Liu J S, Lu P X, Li R X, Xu Z Z 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5100 (in Chinese) [蔡懿, 王文涛, 杨明, 刘建胜, 陆培祥, 李儒新, 徐至展 2008 *物理学报* **57** 5100]
- [27] Versolato O O 2019 *Plasma Sources Sci. Technol.* **28** 083001
- [28] Morris O, O'Reilly F, Dunne P, Hayden P 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 231503
- [29] Schupp R, Torretti F, Meijer R A, Bayraktar M, Sheil J, Scheers J, Kurilovich D, Bayerle A, Schafgans A A, Purvis M, Eikema K S E, Witte S, Ubachs W, Hoekstra R, Versolato O O 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 124101
- [30] Tao Y, Harilal S S, Tillack M S, Sequoia K L, O'Shay B, Najmabadi F 2006 *Opt. Lett.* **31** 2492

Characteristics of extreme ultraviolet emissions from interaction between delay-adjustable dual-wavelength laser and Sn target*

WANG Tianze¹⁾²⁾³⁾ HU Zhenlin¹⁾²⁾ HE Liang¹⁾²⁾ HUANG Zhu¹⁾²⁾³⁾
 LIU Yixian¹⁾²⁾³⁾ FU Liwen¹⁾²⁾³⁾ LIN Nan^{1)2)3)†} LENG Yuxin¹⁾²⁾

1) (*State Key Laboratory of Ultra-intense Laser Science and Technology, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*)

2) (*Department of Precision Optics Engineering, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*)

3) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 24 January 2025; revised manuscript received 21 April 2025)

Abstract

Laser-produced plasma extreme ultraviolet (LPP-EUV) source is one of the key technologies in advanced lithography systems. Recently, solid-state lasers have been proposed as an alternative drive laser for the next-generation LPP-EUV source. Compared with currently used CO₂ lasers, solid-state lasers have higher electrical-optical efficiency, more compact size, and better pulse shape tunability. Although limited to shorter operating wavelengths, the solid-state lasers have higher critical plasma density and optical depth. Consequently, re-absorption and spectral broadening cause lower conversion efficiency (CE). Therefore, to optimize EUV emission features and improve CE, a 0.532- μm pre-pulse laser is utilized in this work to modulate the plasma density distribution. The pre-pulse and a 1.064- μm Nd: YAG laser (the main pulse) are incident on an Sn slab target co-axially. The EUV energy and spectra of the Sn plasma are characterized at various delay times. It is demonstrated that compared with the 1.064- μm single pulse, the 0.532- μm pre-pulse laser with short delay times of 10 ns and 20 ns respectively results in a 4% increase in CE at 26° and 18% increase at 39°. The angular distribution of EUV energy is modulated by the 0.532- μm pre-pulse. An isotropic emission can be obtained within a certain delay time. The spectral feature near 13.5 nm is optimized, and a spectral purity of 12.2% is improved by 69%. The laser spot sizes of 0.3 mm and 1 mm for the pre-pulse are compared in the experiment. The results show that the 1-mm spot size has a better modulation effect on the EUV emission. Moreover, the time-resolved visible-band plasma profile is captured by an ICCD with 1.6-ns gate width. The plasma size and the distance to the target surface are increased by the 0.532- μm pre-pulse, which suggests that the energy of the main pulse is deposited in the low-density pre-plasma plume instead of in the plasma near the target surface. The lower plasma density leads to an increase in CE and spectral purity. The angular distribution of EUV energy is found to be closely related to the plasma morphology, and defined as the ratio of the longitudinal size to lateral size of the plasma. This indicates that the variation of plasma morphology can influence the angular distribution of EUV energy, which is caused by the 0.532- μm pre-pulse. This work has guiding significance for optimizing the emission characteristics of solid-state laser driven EUV sources.

Keywords: extreme ultraviolet sources, laser-produced plasma, pre-pulse, conversion efficiency, spectral purity

PACS: 52.38.-r, 52.38.Dx, 52.50.Jm, 78.70.En

DOI: [10.7498/aps.74.20250113](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250113)

CSTR: [32037.14.aps.74.20250113](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20250113)

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2023YFF0714905), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62405336), the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2023M743643), and the Postdoctoral Fellowship Program of China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. GZB20230791).

† Corresponding author. E-mail: nanlin@siom.ac.cn

延时可调的双波长激光与Sn靶作用的极紫外辐射特性

王天泽 胡桢麟 何梁 黄铸 刘懿贤 付轹文 林楠 冷雨欣

Characteristics of extreme ultraviolet emissions from interaction between delay-adjustable dual-wavelength laser and Sn target

WANG Tianze HU Zhenlin HE Liang HUANG Zhu LIU Yixian FU Liwen LIN Nan LENG Yuxin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 145202 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250113

CSTR: 32037.14.aps.74.20250113

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250113>

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>

低密度SnO₂靶激光等离子体极紫外光及离带热辐射

Radiation of extreme ultraviolet source and out-of-band from laser-irradiated low-density SnO₂ target

物理学报. 2023, 72(6): 065201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222385>

激光锡等离子体的状态参数分布和极紫外波段辐射的模拟研究

Numerical simulation of state parameter distributions and extreme ultraviolet radiation in laser-produced tin plasma

物理学报. 2025, 74(3): 033201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241321>

激光诱导放电等离子体极紫外辐射的模拟

Simulation of extreme ultraviolet radiation of laser induced discharge plasma

物理学报. 2024, 73(1): 015203 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231158>

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

Theoretical investigation on extreme ultraviolet radiative opacity and emissivity of Sn plasmas at local-thermodynamic equilibrium

物理学报. 2023, 72(18): 183101 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230455>

近玻尔速度能区高电荷态离子与激光等离子体相互作用实验研究装置

Experimental setup for interaction between highly charged ions and laser-produced plasma near Bohr velocity energy region

物理学报. 2023, 72(13): 133401 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230214>