

Gd 靶激光等离子体 6.7 nm 光源的实验研究

窦银萍 谢卓 宋晓林 田勇 林景全

Experimental research on laser-produced Gd target plasma source for 6.7 nm lithography

Dou Yin-Ping Xie Zhuo Song Xiao-Lin Tian Yong Lin Jing-Quan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 235202 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.235202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.235202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I23>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于神光 III 原型的背向散射实验技术研究

Backscattered Light diagnostic technique on Shen Guang-III prototype Laser Facility

物理学报.2013, 62(17): 175202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.175202>

激光-纳米丝靶相互作用过程中超热电子的加热机理研究

Heating mechanism of hot electrons in the interaction between laser and nanolayered target

物理学报.2012, 61(22): 225202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.225202>

驱动激光束间相干性以及对背向散射影响的研究

Research of coherence between driven-laser beams and its influence on backscatter

物理学报.2012, 61(18): 185202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.185202>

Gd靶激光等离子体6.7 nm光源的实验研究*

窦银萍 谢卓 宋晓林 田勇 林景全†

(长春理工大学理学院, 长春 130022)

(2015年4月3日收到; 2015年7月13日收到修改稿)

本文对Gd靶激光等离子体极紫外光源进行了实验研究, 在6.7 nm附近获得了较强的辐射, 并研究了6.7 nm附近光辐射随打靶激光功率密度变化的规律以及收集角度对极紫外辐射的影响. 同时, 对平面Gd靶激光等离子体光源的离子碎屑角分布进行了测量, 发现从靶面的法线到沿着靶面平行方向上Gd离子数量依次减少. 进一步研究结果表明采用0.9 T外加磁场的条件下可取得较好的Gd离子碎屑阻挡效果.

关键词: 极紫外光刻, 极紫外光源, 激光Gd等离子体, 光源碎屑

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

DOI: 10.7498/aps.64.235202

1 引言

随着13.5 nm极紫外光刻研发工作进入尾声^[1-4], 世界众多的研究机构又开始了新一轮的更短工作波长、分辨率可优于8 nm的下一代极紫外光刻的研究工作. 在这方面, 当前采用工作波长为6.7 nm极紫外光刻光源为该领域的研究热点^[5]. 类似于13.5 nm极紫外光刻的情形^[6], 亚-10 nm极紫外光刻工作波长的选择同样依赖于该波段范围内可制备出多层膜反射镜的工作性能. 迄今的研究表明极紫外多层膜反射镜可在6.7 nm附近获得高的反射率: 研究人员已制备出反射率为46.2%的La/B₄C多层膜^[7], 而且, 这个波段工作多层膜的反射率存在着较大的提高空间(其反射率的理论计算值可超过74%)^[8]. 因此6.7 nm被选定为下一代极紫外光刻的工作波长.

工作在6.7 nm附近的强极紫外辐射源的获得是开展下一代极紫外光刻的前提条件. 国外研究人员已开展了相关的研究工作. 爱尔兰都柏林大学的Li等的计算结果表明Gd离子在6.7 nm附近具有密集原子跃迁线列阵^[9]; Cummins等的理论研究结果表明Gd靶等离子体光源在适当的等

离子体条件(电子温度在大约100 eV, 离子密度为 $10^{19}/\text{cm}^3$)下可在6.7 nm处2%光谱带宽内获得高达7%—8%的转换效率^[10]. O'Sullivan等通过对原子序数为 $62 < Z < 74$ 的稀土元素的发射谱进行实验研究, 发现Gd¹⁷⁺—Gd²⁵⁺离子在6.5—6.7 nm附近发生跃迁可产生强窄带辐射^[11]. 近期的Churilov等研究结果表明Gd激光等离子体以及真空放电等离子体在6.7 nm附近可产生强的宽带辐射^[12,13]. 因此, Gd靶激光等离子体极紫外光源的输出波长峰值正好与La/B₄C多层膜的工作波长相匹配. 另一方面, 近期国外的一些研究组对6.7 nm激光等离子体光源的转化效率进行了研究. Otsuka等在使用输出波长为1064 nm的纳秒激光作用Gd靶在6.7 nm处2%带宽范围内获得了近1.3%的转换效率^[14]. Cummins等对纳秒、皮秒以及飞秒脉冲宽度的激光产生Gd等离子体在6.7 nm处的转换效率进行了研究, 发现皮秒激光脉冲较纳秒及飞秒激光脉冲的情况可获得更高的转化效率^[10]. 在以往的激光等离子体光源的研究中通常是首先获得与激光入射方向成一定夹角方向上的绝对极紫外光能量, 并假定光源的辐射强度分布为均一的, 从而估计光源的总体转换效率. 已有13.5 nm光源的研究结果表明^[14], 13.5 nm附近的光强度按

* 国家自然科学基金(批准号: 61178022)和长春市科技局项目(批准号: 14KP007)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: linjingquan@cust.edu.cn

照角度分布具有非均匀性, 因而依据这种方法来获得光源的极紫外光转换效率是不准确的. 因此, 对于 6.7 nm 的光源, 有必要获得其光辐射的角分布情况, 这样可为将来的光源效率的准确评估提供参考.

由于激光等离子体点源的光辐射是向各个方向的, 极紫外光刻应用中需要在光源较近的位置处放置多层膜反射镜对等离子体点源的极紫外光进行收集. 这样, 就对光源的洁净度具有较高的要求. 当强激光作用固体 Gd 靶时, 由于激光的烧蚀作用, 光源会伴随着喷溅出大量 Gd 的离子、中性原子以及熔融材料微滴等靶碎屑, 如果这些快速、高温的碎屑作用到极紫外多层膜上时, 将对多层膜产生严重的撞击或沉积到其表面上, 会导致极紫外多层膜镜反射率的大幅度降低. 由于快速离子的产生是激光等离子体光源工作过程中不可避免的产物, 因此, 有必要对脉冲激光作用 Gd 靶产生的离子碎屑特性进行研究^[15], 并相应地采用适当的技术措施对这些快速离子进行阻挡, 避免其到达多层膜极紫外光收集镜所处的位置处.

基于下一代极紫外光刻(亚-10 nm 工作波长)对光源的要求, 本文开展纳秒 YAG 激光作用 Gd 固体靶产生 6.7 nm 附近极紫外辐射的实验研究. 获得了 Gd 靶激光等离子体在 6.7 nm 附近的极紫外辐射光谱以及打靶激光峰值功率对 6.7 nm 附近辐射光谱影响的实验结果, 比较了与入射激光成 45° 及 90° 夹角的两个方向上的极紫外辐射光谱. 此外, 论文采用飞行时间法对固体 Gd 靶光源的离子辐射角度分布进行了测量, 并开展了采用外加磁场的方法对 Gd 离子碎屑进行阻挡的实验研究.

2 实验装置

6.7 nm 激光等离子体光源研究所采用的实验装置如图 1 所示. 实验用来产生等离子体的光源为一台纳秒调 Q 高功率 YAG 激光器 (Continuum, Powerlite Precision II), 其输出波长为 1064 nm, 最大单脉冲能量为 1 J, 脉宽约为 10 ns. 采用尺寸为 40 mm × 40 mm × 2 mm 的平面固体钽 (Gd, 含量为 99.99%) 作为实验靶材, 平面 Gd 靶放置在真空三维电动平移台上. 脉冲激光通过焦距为 100 mm 的平凸透镜聚焦到固体 Gd 靶上. 实验过程中, 可控制平移台的移动, 以保证每发激光脉冲都能照射

到一个全新的靶面上. 实验中采用不同的激光功率密度 I 打靶. 根据测量得到的打靶脉冲激光能量值 E 、激光在靶上的焦斑大小 S 以及激光的脉宽 t 等参数, 由 $I = E/(S \times t)$ 可得到靶面上的激光功率密度 I 值. 采用电动机械快门控制激光作用靶材脉冲数, 通过由半波片和偏振片组成的激光能量调节器控制打靶激光脉冲能量. Gd 靶激光等离子体所发出光辐射由图 1 中所示平像场极紫外光谱仪在与靶面法线成 45° 角的方向上进行测量. 等离子体源发出的极紫外光进入平像场光栅光谱仪内, 极紫外光束分别以约 87° 的入射角 (与镜面法线夹角) 分别入射到曲率半径为 5000 mm 的镀金球面镜和 30 mm 柱面镜上, 再以 87° 入射角照射到中心刻线密度为 1200 l/mm 的变栅距凹面光栅上, 所获得的衍射光成像到背向照明 X 射线 CCD 上. 光谱仪狭缝中心到光栅中心以及光栅中心到 CCD 探测面的距离分别是 237 mm 和 235 mm. 该光谱仪的工作波长范围为 5—20 nm、光谱分辨率为 0.02 nm. 当测量与激光入射方向成 90° 角的方向上 (即靶面平行方向上) 的极紫外光辐射时, 我们将平像场谱仪连接到靶室的 H 窗口. 光源产生靶室和极紫外平场光栅光谱仪所在的靶室的真空度均可达 10^{-3} Pa. 采用飞行时间法对 Gd 离子角分布测量以及利用外加磁场阻挡 Gd 离子碎屑测量, 实验中我们利用法拉第杯电荷收集器对 Gd 等离子体光源产生的离子碎屑进行收集测量. 考虑到在极紫外光刻机的设计中用于收集等离子体光辐射的极紫外多层膜反射镜与等离子体点光源间的距离通常为 15 cm, 因此, 本实验中, 法拉第杯到 Gd 靶面上激光焦点处的距离选为相同的值. 实验分别在与靶法线 (激光入射的方向上) 所成 10°, 25°, 40°, 55° 角度的方向上分别放置法拉第杯对 Gd 等离子体源所辐射出的离子进行测量. 在 Gd 离子碎屑阻挡的实验中, 我们将磁场放置于 Gd 靶和法拉第杯之间 (距离靶面约 35 mm), 目的是让在 Gd 靶形成等离子体时产生的高速运动带电离子经过磁场、利用洛伦兹力作用使离子偏离其初始运动方向, 进而阻挡其到达法拉第杯 (极紫外多层膜位置处), 从而实现避免 Gd 离子碎屑影响多层膜工作性能的目的. 磁场由两块永磁铁形成, 两块永磁铁可通过装配架保持一定的距离, 可通过调节两块永磁铁的间距来改变磁场强度. 利用该装置在两块磁铁间可产生的最大磁场强度约为 0.9 T.

功率密度的过程中, 7.0 nm 附近这一范围内的长波成分强度增加较快. 仔细观察可以发现, 在激光功率密度增至为 $6.4 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 及其以上时, 光谱在 6.76 和 7.14 nm 附近可分辨出两个明显的强度峰, 它们分别来自于 Gd 的类银离子 (Gd^{17+}) 和类钡离子 (Gd^{18+}) 的共振辐射 [16].

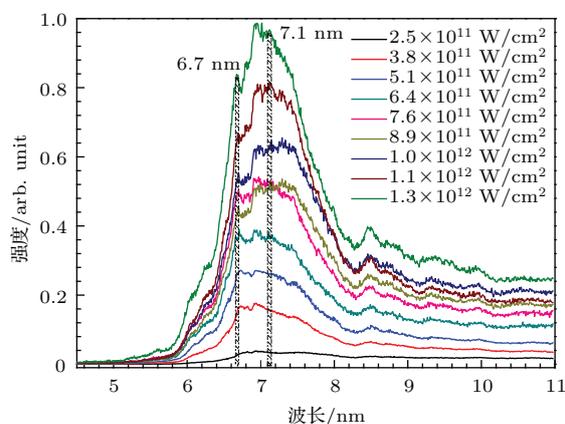


图3 激光 Gd 等离子体极紫外光谱强度随脉冲激光功率密度变化 (图中每个激光功率条件下的光谱对应 10 发打靶激光脉冲)

Fig. 3. EUV emission from laser-produced Gd plasma as a function of the laser intensity. (Each spectral line corresponding 10 laser shots).

实验中观察到的随着打靶激光功率提高该波段内的极紫外辐射整体增强的原因如下. 基于 Gd 靶激光等离子体光谱的计算结果: Gd^{11+} 及 Gd^{23+} 间离子的光谱辐射集中于在 6.5 nm 至 7.5 nm 范围内 [5]. 随着激光峰值功率的提高, 等离子体电子温度提高, 等离子体中高于 Gd^{11+} 电离阶的离子数增多, 因而, 在该波段的光谱辐射增强. 同时, 在光谱中出现的明显凹陷是由于固体 Gd 靶所产生等离子体是光学厚的, 由此产生自吸收现象造成的. 另一方面, 当打靶激光峰值功率密度大于 $6.4 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 时, 实验中观察到的 7.0 nm 附近长波成分随着打靶激光功率密度的加大而快速增强的现象也是由于等离子体中出现更多的高阶离子成分. 对于一般的情况而言, 等离子体中高阶离子的增多将导致光谱中短波成分的增强. 然而, 在 Gd 靶的情况中, 我们观察到的是随着激光功率密度到达 $6.4 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 以后继续增加, Gd^{18+} 离子在 7.14 nm 处共振线增加的幅度要明显大于 Gd^{17+} 离子共振线 6.76 nm 的情况. 也就是说, 实验结果表明随着激光功率密度 (等离子体电子温度) 的提高, Gd 等离子体光谱中长波成分增强幅度较大. Churilov 等的理论计算结果可用来解释我们所观

察到的实验现象. Churilov 等的理论计算表明 [12], Gd 等离子体光谱辐射具有这样的特性, 当离子阶增至 Gd^{17+} 之前, 辐射带的中心波长向短波方向移动; 但当等离子体的电离阶到达 Gd^{17+} 之后, 随着离子的电荷数增加, 辐射的强跃迁带向长波方向移动. 的确, 当激光峰值功率密度增至 $6.4 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 以上时, Gd^{18+} 的共振线 7.14 nm 的增强较 Gd^{17+} 的共振线 6.76 nm 的增强幅度加快. 因此, 所观察到的随着激光功率密度的继续增加, Gd 等离子体光谱中长波成分增强幅度加大与 Churilov 等的理论结果是一致的. 另外, Suzuki 等在使用大螺线管放电器件 (Large helical device) 产生的 Gd 等离子体的极紫外光谱的研究中也获得了与我们类似的实验结果. 当他们提高 Gd 等离子体的电子温度时, 发现 Gd 等离子体的辐射光谱中 7.0 nm 附近的长波成分强度得到了很大的增加 [17]. 因此, 我们在 Gd 激光等离子体实验中获得的 6.7 nm 和 7.0 nm 附近的光谱强度随等离子体电子温度变化的规律与 Suzuki 等采用放电等离子体所获得的实验结果相吻合.

仔细观察我们实验所获得的在不同激光功率条件下光谱结果发现, 在增加打靶激光功率密度的过程中, 各个激光功率密度条件下光谱在 6.8—6.9 nm 的波长区域内均出现了较为明显的凹陷. 它恰好位于 Gd 等离子体光谱强辐射带的短波区域. 凹陷出现的原因是 Gd 金属靶纳秒激光等离子体是光学厚的, 在该波段存在着自吸收造成的. 恰好, 自吸收造成的凹陷位于 Gd 等离子体强窄光谱带 (6.7—7.8 nm 波长) 的短波区域. 因此, 实验没能明显地观察到随激光功率密度提高 (等离子体温度的增加) 光谱峰值分布向短波方向移动的现象.

对于正入射激光打靶条件下, 还进行了与激光入射方向成 45° 以及 90° (即沿着靶面, 即把平像光谱仪连接到靶室窗口 H 上) 两个方向上的极紫外辐射的比较测量, 其结果如图 4 所示. 从图 4 可知, 将沿着靶面方向测得的极紫外谱和与垂直入射激光成 45° 的测量方向上所得到的极紫外谱比较, 强度有一定的减弱, 尤其是在 7—9 nm 的长波成分更为明显. 其原因如下: 10 ns 激光脉冲所等离子体是光学厚的 [18—20], 沿着靶面方向上的所探测到极紫外光较与靶面法线成 45° 角方向上的情况弱的原因与低阶 Gd 离子对该波段的吸收作用有关. 由于激光焦点处的光强空间分布为中心区域高而周

围区域低的形式, 因此, 在靶面上所形成等离子体的外围区域分布着更多的低阶Gd离子. 已有研究结果表明Gd从原子电离成Gd³⁺的状态时, 其在7—9 nm的波段内有着较大的共振吸收, 其吸收截面高达几十Mb^[21,22]. 因此, 在沿着靶面方向上的低阶离子对该波段光的吸收应是在该方向上观察到较弱的(减小的)光信号的主要原因.

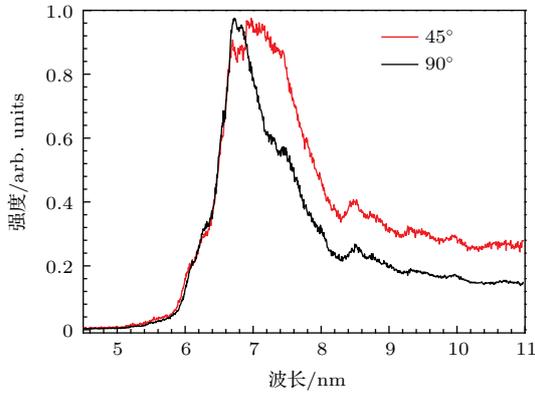


图4 与激光入射方向分别成45°, 90°方向收集极紫外光谱
Fig. 4. EUV emission comparison at the collection angles of 45° and 90° with respect to the direction of laser incidence.

在对Gd靶激光等离子体源极紫外光辐射研究的基础上, 进一步开展了激光产生Gd等离子体的

离子碎屑辐射角分布以及利用外加磁场对离子碎屑阻挡的实验研究. 图5给出了在脉冲激光功率密度为 $5.1 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$, 磁场强度分别为0 T和0.9 T条件下, 与靶面法线成10°, 25°, 40°和55°方向上分别放置的法拉第杯所探测到的Gd离子飞行时间谱. 从图5(黑色线所示)可以看出, 各个角度上的法拉第杯所测得的信号均包含两个脉冲峰, 其中的主峰(即峰值对应于时间轴上的几个微秒的位置的情况)是Gd靶激光等离子体所发出的快速离子所导致的, 其信号强度代表着到达法拉第杯Gd离子数的多少. 对于每个角度的情况, 大约在时间零点附近的飞行时间信号谱中都出现了相对弱的快速峰, 这些快速峰是由等离子体所发出的短波长光辐射作用法拉第杯时所产生的光电效应而引起的^[23], 与Gd离子信号无关. 由图5可见, 在没有外加磁场的条件下, 在与靶面法线成10°的方向上的飞行时间谱的峰值对应的时间最短, 大约为2.48 μs, 该峰值位置所对应离子的动能为2.6 keV. 图5的结果表明, Gd激光等离子体光源所喷射出的离子数量随着与靶面法线方向的夹角增大而依次减少.

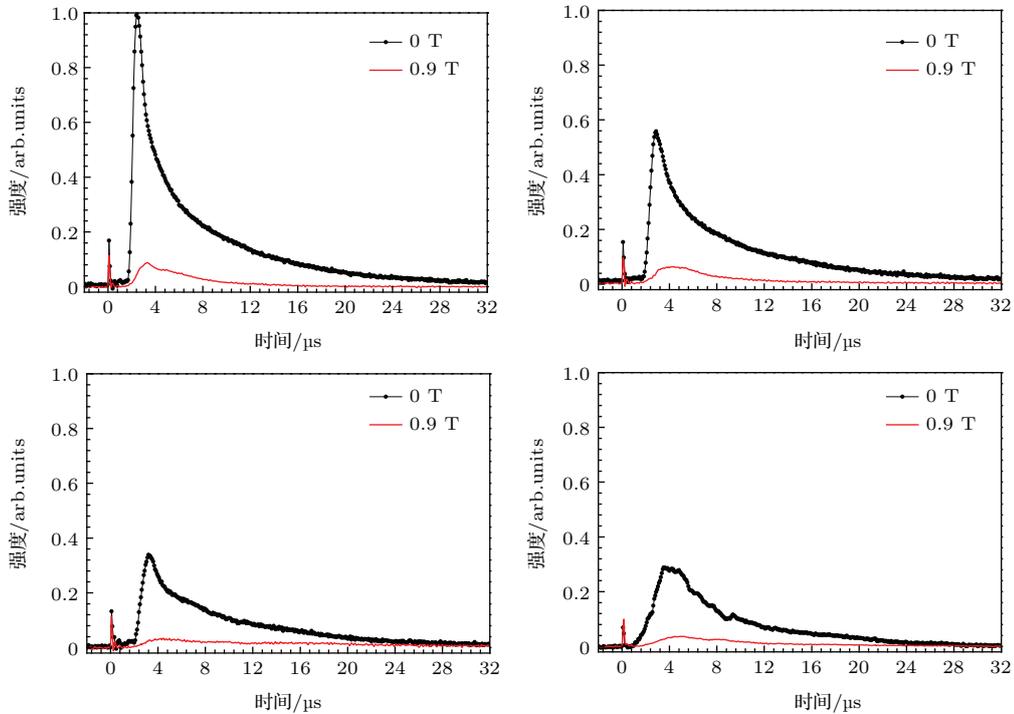


图5 在无磁场和磁场强度为0.9 T情况下, 与靶材法向分别成10°25°40°55°方向Gd离子的飞行时间谱
Fig. 5. The time of flight profiles of ion signal from Gd target plasma at a detecting angles of 10°, 25°, 40°, 55° with respect to the target normal in the absence and presence of 0.9 T of a magnetic field, respectively.

我们在使用外加磁场的条件下, 采用法拉第杯对等离子体所产生的Gd离子飞行经过磁场区域后的信号进行了测量, 其结果如图5中的红色线所示. 由图5可见, 当外加磁场强度为0.9 T时, 在各个探测方向上, Gd离子碎屑的信号强度在磁场加入后较无磁场作用时均呈现出大幅度的降低. 其主要原因是, 在洛伦兹力的作用下, 飞行的离子碎屑发生偏转.

我们知道, 飞行的离子经过磁场区域时, 在洛伦兹力的作用下, 其运动方向将发生变化. 决定飞行的离子能否到达距等离子体点源约15 cm放置的法拉第杯位置处的一个重要物理参量为带电离子在磁场中的莫尔半径 r_g . 拉莫尔半径与离子的质量和速度成正比, 与离子所带的电荷量和磁场强度成反比, 其表达式如下[24]:

$$r_g = \frac{mv_{\perp}}{|q|B}, \quad (1)$$

其中, m 是带电粒子质量, v_{\perp} 垂直于磁场方向的速度分量, q 是粒子的电荷数, B 是磁场强度.

从实验结果可以看出, 虽然等离子体产生的Gd离子在磁场作用下进入法拉第杯的数量大幅度的降低, 但未能完全阻止到达法拉第杯处. 由于法拉第杯无法区分所收集离子的电荷态, 因此, 用该方法很难给出不同离子所对应的拉莫尔半径值. 在此, 仅考虑Gd等离子体中具有最大拉莫尔半径的离子情况, 判断其在所外加磁场作用条件下是否可以被阻止到达法拉第杯位置处, 由此可评价外加磁场对离子碎屑的阻挡效果. 由(1)式可知, 带有一个电荷的Gd离子应具有最大的莫尔半径. 在磁场强度为0.9 T, 离子的速度为 6.05×10^6 c m/s(取自 10° 的数据), 由此计算得到带有单电荷的Gd离子的拉莫尔半径为 $r_g = 11$ cm. 因此, 按照这一计算结果, 如果只考虑磁场对其中飞行的带电离子发生偏转这一效应的话, 那么, 我们所使用的磁场强度完全可使飞行的Gd离子发生偏折, 离子无法到达法拉第杯处, 进而达到阻挡Gd碎屑的目的. 但从我们的实验来看, 仍有一定数量的Gd离子飞行到了距等离子体点15 cm远处而被法拉第杯收集到. 这一结果主要原因是由等离子体流体特性决定的. Gd等离子体羽在膨胀过程中, 等离子体产生的热压和等离子体定向压强等这些推动等离子体快速膨胀的因素超过磁场的约束作用, 导致部分离子运动到达法拉第杯所处的位置处[23].

4 结 论

本文对下一代极紫外光刻所需的6.7 nm附近Gd靶激光等离子体光源进行了实验研究. 结果表明, 在利用纳秒YAG激光作用Gd靶条件下, 可获得6.7 nm附近较强的光辐射. 当激光峰值功率密度从 6.4×10^{11} W/cm²增加到 1.3×10^{12} W/cm²过程中, 发现7.0 nm附近的长波成分较6.7 nm附近的辐射强度增加较快. Gd等离子体光源在不同角度的极紫外辐射测量结果表明, Gd靶激光等离子体光源的光辐射呈非均匀分布. 光源的辐射随探测角度变化的实验结果对未来评价Gd靶激光等离子体光源的转换效率具有一定的意义. 此外, 我们还对Gd靶在形成等离子体时所喷射出的离子碎屑进行了研究. 利用飞行时间法所获得的Gd离子碎屑研究结果表明, 采用外加磁场可较大程度上减小离子碎屑到达法拉第电荷探测器所处的位置, 因而对于多层膜极紫外光收集镜的污染会得到大幅度的抑制.

感谢富江敏尚教授在光谱仪标定方面给予的指导.

参考文献

- [1] Uwe Stamm 2004 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **37** 3244
- [2] Industry Defining EUV Source 2012. http://www.cymer.com/hvm_1/
- [3] 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]
- [4] Chen H, Lan H, Chen Z Q, Liu L N, Wu T, Zuo D L, Lu P X, Wang X B 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 075202 (in Chinese) [陈鸿, 兰慧, 陈子琪, 刘璐宁, 吴涛, 左都罗, 陆培祥, 王新兵 2015 物理学报 **64** 075202]
- [5] Koshelev K, Krivtsov V, Gayasov R, Yakushev O, Chekmarev A, Banine V, Glushkov D, Yakunin A *International Workshop on EUV Sources 2010* Dublin, Ireland Nov. 13–15, 2010
- [6] Wang H C, Wang Z S, Li F S, Qin S J, Du Y, Wang L, Zhang Z, Chen L Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2368 (in Chinese) [王洪昌, 王占山, 李佛生, 秦树基, 杜芸, 王利, 张众, 陈玲燕 2004 物理学报 **53** 2368]
- [7] Platonov Y 2010 *Intl. Workshop on EUV Source 2010* Dublin, Ireland, Nov. 13–15, 2010 p31
- [8] Benschop J 2010 *Proceedings of the 2010 International Workshop on EUVL* Maui, HI

- [9] Li B, Otsuka T, Higashiguchi T, Yugami N, Jiang W, Endo A, Dunne P, O'Sullivan G 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 013112
- [10] Cummins T, Otsuka T, Yugami N, Jiang W, Endo A, Li B, O'Gorman C, Dunne P, Sokell E, O'Sullivan G, Higashiguchi T 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 06118
- [11] O' Sullivan G, Carroll P K 1981 *J. Opt. Soc. Am.* **71** 227
- [12] Churilov S S, Kildiyarova R R, Ryabtsev A N, Sadovsky S V 2009 *Phys. Scr.* **80** 045303
- [13] Otsuka T, Kilbane D, White J, Higashiguchi T, Yugami N, Yatagai T, Jiang W, Endo A, Dunne P, O' Sullivan G 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 111503
- [14] Morris O, O' Reilly F, Dunne P, Hayden P 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 231503
- [15] Dou Y P, Sun C K, Liu C Z, Gao J, Hao Z Q, Lin J Q 2014 *Chin. Phys. B* **23** 075202
- [16] http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html [2015-03-01]
- [17] Suzuki C, Koike F, Murakami I, Tamura N, Sudo S, O'Gorman C, Li B, Harte C S, Donnelly T, O'Sullivan G 2013 *Phys. Scr.* **156** 014078
- [18] Sugar J, Kaufman V, Rowan W L 1993 *J. Opt. Soc. Am. B* **10** 1321
- [19] Sugar J, Kaufman V 1981 *Phys. Scr.* **24** 742
- [20] Sugar J, Kaufman V, Rowan W L 1993 *J. Opt. Soc. Am. B* **10** 799
- [21] Sugar J 1972 *Phys. Rev. B* **5** 1785
- [22] Richter M, Meyer M, Pahler M, Preshler T, Raven E V, Sonntag B, Wetzel H E 1989 *Phys. Rev. A* **40** 7007
- [23] Harilal S S, O' Shay B, Tao Y, Tillack M S 2007 *Appl. Phys. B* **86** 547
- [24] <http://de.wikipedia.org/wiki/Larmor-Radius> [2015-03-01]

Experimental research on laser-produced Gd target plasma source for 6.7 nm lithography*

Dou Yin-Ping Xie Zhuo Song Xiao-Lin Tian Yong Lin Jing-Quan†

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

(Received 3 April 2015; revised manuscript received 13 July 2015)

Abstract

Extreme ultraviolet (EUV) lithography at $\lambda = 6.7$ nm is a challenging subject for next generation semiconductor lithography beyond 13.5 nm. The availability of strong radiation at the operating wavelength and low-debris of the plasma source are the two most important aspects for the development of laser-produced Gd plasma source at 6.7 nm. In this paper, experimental research on the extreme ultraviolet source based on the laser-produced Gd plasma is performed. Strong radiation near 6.7 nm from the source has been obtained, which is attributed to the $n = 4 - n = 4$ transitions in Gd ions that overlap to yield an intense unresolved transition array (UTA). Dependence of spectral variation near the strong emission region of Gd plasma on the incident laser power density and detection angles is given. It is found that the intensity of EUV radiation around 6.7 nm is increased with increasing laser power density, and the emission peak around 7.1 nm increases faster than that of emission peak around 6.7 nm after the laser intensity reaching 6.4×10^{11} W/cm², which is ascribed to the unique spectroscopic behavior of Gd ions. In addition, the energy of the ion debris from laser-produced Gd plasma source as well as the angular distribution of the ion yield off the target normal are measured with Faraday cup. Results show that the ion energy corresponding to the peak position of Gd ion energy distribution is about 2.6 keV at 10° off the target normal, and the yield of Gd ions decreases with the increase of the angle from the target normal. Furthermore, the stopping ability of an ambient magnetic field for ion debris from laser Gd plasma source is evaluated, and the result shows that the energetic Gd ion can be effectively mitigated by applying a 0.9 T magnetic field.

Keywords: extreme ultraviolet lithography, extreme ultraviolet light source, laser-produced Gd plasma, ion debris

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

DOI: 10.7498/aps.64.235202

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61178022) and the Science & Technology Department of Changchun City, China (Grant No. 14KP007).

† Corresponding author. E-mail: linjingquan@cust.edu.cn