

# 脉冲激光诱导铪等离子体超极紫外辐射特性研究

何俊, 吴涛\*, 杨李

武汉工程大学光电信息与能源工程学院(光学信息与模式识别湖北省重点实验室), 湖北 武汉 430205

**摘要** 实验上利用  $1.064\ \mu\text{m}$  波长的 Nd:YAG 激光作用在真空腔内的高纯度固体铪(Hf)靶上产生等离子体, 测量了不同功率密度下 Hf 等离子体在  $1.0\sim 8.5\ \text{nm}$  波长范围内的软 X 射线时间积分光谱。首先基于 Cowan 程序计算得到不可分辨跃迁峰(UTA)原子光谱数据, 并将其展宽为 Gaussian 线型与实验光谱进行比较, 两者吻合较好。随后基于碰撞辐射平衡模型(CRM)计算了电子温度在  $0\sim 500\ \text{eV}$  的 Nd:YAG 激光 Hf 等离子体的离子丰度, 结果表明, 随着电子温度的增加, 高价 Hf 离子的丰度增高, 与实验光谱分析结果相吻合。实验与理论计算对比后发现: Hf XXI-Hf XXV 离子的  $4f^n-4f^{n-1}5g$  和 Hf XXVII-Hf XXXV 离子的  $4d^n-4d^{n-1}5p$  不可分辨跃迁峰位于水窗波段。最后基于 MED103 模拟了实验条件下等离子体时空演化过程, 获得了电子密度和电子温度时空分布, 通过不同激光功率密度下电子温度和电子密度分布的分析对比, 进一步验证了实验光谱和 CRM 计算的结果。

**关键词** 激光光学; 激光等离子体; 水窗光源; 不可分辨跃迁峰; 铪

中图分类号 O434.13

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP57.191402

## Study on Ultraviolet Radiation Characteristics of Pulse Laser-Induced Hafnium Plasma

He Jun, Wu Tao\*, Yang Li

*Hubei Key Laboratory Optical Information and Pattern Recognition, School of Optical Information and Energy Engineering, Wuhan Institute of Technology, Wuhan, Hubei 430205, China*

**Abstract** In the experiment of this work, high purity hafnium (Hf) sample are irradiated with the a  $1.064\ \mu\text{m}$  Nd:YAG pulse laser to generate plasmas in a vacuum chamber, and the soft X ray time integral spectra of Hf plasma in the wavelength range of  $1.0\sim 8.5\ \text{nm}$  under different power densities are measured. First, the atomic spectrum data of unresolved transition arrays (UTA) atomic spectrum data is calculated based on Cowan program, and the data are broadened to Gaussian line shape, which is in good agreement with the experimental spectra. Then, the ion abundances of Hf plasma from Nd:YAG laser with electron temperature ranging from 0 to 500 eV are calculated based on the collision radiation balance model (CRM). The results show that the abundance of high valence Hf ions increases with the increase of electron temperature, which is consistent with the experimental spectral analysis. Comparing experimental and theoretical calculations, it is found that the indistinguishable transition arrays of  $4f^n-4f^{n-1}5g$  of Hf XXI-Hf XXV and  $4d^n-4d^{n-1}5p$  of Hf XXVII-Hf XXXV are located in the water window band. Finally, based on MED103, the spatiotemporal evolution of the plasma under the experimental conditions is simulated, and the temporal and spatial distributions of electron density and electron temperature are obtained. Through the analysis and comparison of electron temperature and electron density distribution under different laser power density, the experimental spectrum and CRM calculations results are further verified.

**Key words** laser optics; laser-induced plasmas; water window sources; unresolved transition arrays; hafnium

**OCIS codes** 140.3440; 020.1335; 300.6560

收稿日期: 2020-01-06; 修回日期: 2020-02-15; 录用日期: 2020-02-19

基金项目: 光学信息与模式识别湖北省重点实验室开放课题(201908)、广东省重大基础与应用基础研究项目(2019B030302003)

\* E-mail: wutao@wit.edu.cn

# 1 引言

2.3 nm 和 4.4 nm 分别为 C 和 O 的 K 吸收边<sup>[1]</sup>。在 2.3~4.4 nm 波段,光对于蛋白质等有机物的透过率很低,而水的透过率要高出一个数量级,故而名为“水窗”。用该波段的软 X 射线作为信息载体,可以在较好的对比度条件下观测活体细胞和生物样品<sup>[2]</sup>。水窗波段软 X 射线是目前唯一可以对生物活细胞进行无损伤三维全息成像和显微成像的光源<sup>[3]</sup>。使用脉冲激光聚焦于靶材,会瞬间产生高温高密的等离子体,这种激光等离子体(LPP)发出的高亮度超极紫外辐射在激光核聚变<sup>[4]</sup>、等离子体诊断<sup>[5]</sup>、X 射线吸收光谱<sup>[6]</sup>、极紫外光刻光源<sup>[7]</sup>及水窗成像光源<sup>[8-10]</sup>等领域具有广阔的应用前景。相比电子显微成像等其他方式,软 X 射线辐射光源对生物显微成像时,无需特殊的样品处理,甚至可以对活体生物细胞或者冷冻细胞原始样品进行瞬态成像,且不会对细胞造成破坏。目前 X 射线的候选光源主要有同步辐射光源、自由电子激光、放电等离子体光源和激光等离子体光源。由于同步辐射和自由电子激光光源装置庞大且价格昂贵,很难在一般实验室内应用。由于放电等离子体和激光等离子体软 X 射线光源具有体积小、价格低廉、辐射强度高的优点,因此成为目前水窗成像光源的研究热点。此外,激光等离子体与放电等离子体光源相比,还具有光斑小、辐射收集本领高、成像分辨率高、无电极腐蚀和热负荷问题等优势,因而成为最佳候选水窗成像光源。

国际上对于低 Z、中 Z、高 Z 元素激光等离子体作为水窗光源的可行性均已展开研究,瑞典皇家工学院的 Jansson 等<sup>[11]</sup>成功地将液氮射流激光等离子体在 2.48 nm 处的窄带辐射与成像光学元件相结合,实现了实验室规模的 X 射线显微成像水窗光源。其对生物组织以及土壤样品的成像质量,与同步辐射 X 射线显微成像相当,分辨率可达到 25 nm。都柏林大学的 Osullivan 等<sup>[12]</sup>较早开展了中 Z 元素和高 Z 元素激光等离子体在水窗软 X 射线的光谱理论研究,Li 等<sup>[13-14]</sup>发表的研究论文表明,金(Au,  $Z=79$ )至铋(Bi,  $Z=83$ )高 Z 元素的  $\Delta n=0, 4p-4d+4d-4f$  不可分辨跃迁峰会重叠在波长更短的水窗波段。日本宇都宫大学的 Higashiguchi 等<sup>[15]</sup>也开展了 Nd:YAG 激光诱导 Bi 等离子体软 X 射线辐射特性的研究,探讨了其用于水窗成像光源的可行性。Zakharov<sup>[16]</sup>对锆( $Z=41$ )LPP 在水窗波段的辐射光谱做了研究,证实了锆 LPP 具有作为水窗

光源的潜力。2018 年,吴涛等<sup>[17]</sup>也报道了激光钼等离子体不可分辨跃迁峰(UTA)辐射特性的实验与理论研究,获得了一些有意义的结果。本文利用 Nd:YAG 激光诱导钪靶产生等离子体,获得了 1.0~8.5 nm 波段的实验光谱,并将实验光谱与原子光谱计算、数值模拟仿真结果进行对比分析,研究了激光钪等离子体软 X 射线的辐射特性和作为水窗成像光源的可行性。

## 2 实验部分

实验采用调 Q 脉冲 Nd:YAG 激光器,实验装置示意图如图 1 所示。激光束从图 1 中 Nd:YAG 激光器发射(仪器 4)发射,通过焦距为 10 cm 的聚焦镜(仪器 3)垂直作用在真空腔内的圆形 Hf 靶上,焦斑直径约为 30  $\mu\text{m}$ 。脉冲激光波长为 1.064  $\mu\text{m}$ ,半峰全宽(FWHM)为 150 ps,最大单脉冲能量为 220 mJ。在不改变激光脉冲波形和脉冲宽度的情况下,通过衰减的方式改变脉冲激光的能量,使激光功率密度在  $4.9 \times 10^{13} \sim 1.8 \times 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  范围内变化。通过移动步进电机控制靶材的旋转,使得每个脉冲作用在全新的靶面以获得相同的等离子体条件,采用多次测量取平均的方法提高实验数据的可靠性。光谱仪(仪器 5)放置在与入射激光方向呈  $30^\circ$  角的位置,利用刻线密度为  $2400 \text{ mm}^{-1}$  的掠入射光栅光谱仪结合背感光 X 射线 CCD(仪器 6)测得 1~8.5 nm 波段的激光 Hf 等离子体时间积分发射光谱。

实验中利用激光诱导  $\text{Si}_3\text{N}_4$  等离子体中的 C、Si 和 N 等离子体的谱线对 Hf 等离子体光谱进行标定和校准。图 2 所示为 4 种具有代表性的激光功率密度

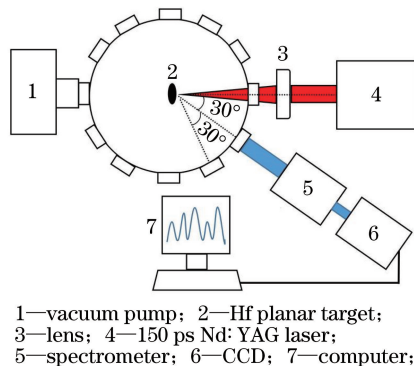


图 1 Nd:YAG 激光诱导钪等离子体辐射光谱测试实验装置示意图

Fig. 1 Schematic of experimental setup used for measurements of radiation spectrum of Nd:YAG laser-produced Hf plasma

作用下的实验光谱结果。从图 2 可以看出,激光 Hf 等离子体的光谱在 1.0~8.5 nm 波段有两个相邻的较强辐射波段,分别处在 2.0~4.5 nm 和 5.0~6.5 nm 波段。随着脉冲激光功率密度的增加,辐射峰的强度整体增强,且辐射峰的轮廓无明显变化,可以发现,其中一个辐射峰几乎全部处在水窗波段(2.34~4.38 nm)。由此可见,Hf 有望作为激光等离子体水窗光源靶材的候选者。

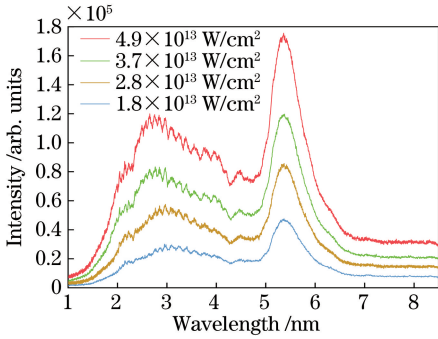


图 2 Nd:YAG 激光铪等离子体 1.0~8.5 nm 波段辐射实验光谱

Fig. 2 Experimental spectra of Nd:YAG laser produced Hf plasmas in the 1.0 nm to 8.5 nm wavelength region

### 3 光谱计算与讨论

首先基于包含组态相互作用的 Cowan 程序<sup>[18]</sup>对高电离态 Hf 在 1.0~8.5 nm 光谱范围内的跃迁谱线进行了理论计算,并与在皮秒激光最大激光功率密度下 Hf 等离子体的实验光谱做了对比,从而分析对光谱有贡献的具体高电荷态铪离子及对应的辐射跃迁。计算结果表明,1.0~8.5 nm 波段有主要贡献的离子及相应的跃迁为 Hf XIV-Hf XXV 离子的  $\Delta n = 1, 4f^n - 4f^{n-1}5g$  的跃迁与部分  $4f^n - 4f^{n-1}5d$  的跃迁,如图 3 所示;Hf XXVII-Hf XXXV 离子的  $\Delta n = 0, 4d^n - 4d^{n-1}4f$  跃迁,  $\Delta n = 1, 4p^6 4d^n - 4p^5 4d^n 5s, 4p^6 4d^n - 4p^5 4d^n 5d, 4d^n - 4d^{n-1}5p, 4d^n - 4d^{n-1}5f$  的跃迁,  $\Delta n = 2, 4p^6 4d^n - 4p^5 4d^n 6s, 4d^n - 4d^{n-1}6p, 4d^n - 4d^{n-1}6f$  的跃迁也有一定贡献,如图 4 所示。图 3 和图 4 中黑色谱线为 Hf 等离子体在功率密度为  $4.9 \times 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  时的实验光谱,红色谱线为各等离子体跃迁理论光谱 Gaussian 展宽 0.01 nm 后的谱线。由于组态相互作用,光谱会发生窄化和蓝移,所以本文在 Cowan 计算的过程中考虑了组态相互作用的影响,Slater-Condon 系数  $F^k, G^k$  和  $R^k$  取为 0.70,自旋轨道积分系数取为 1。

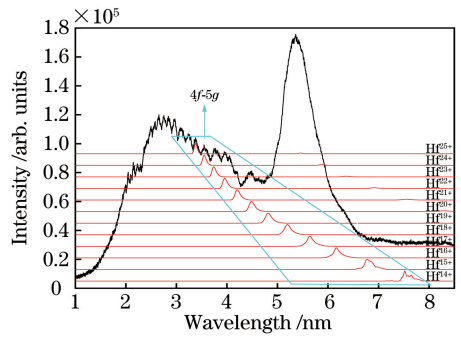


图 3 Hf XIV-Hf XXV 离子理论计算光谱与实验光谱对比图

Fig. 3 Comparison of theoretical calculation spectra and experimental spectra of Hf XIV-Hf XXV

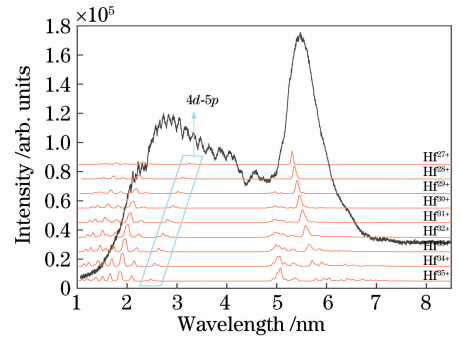


图 4 Hf XXVIII-Hf XXXVI 离子理论计算光谱与实验光谱对比图

Fig. 4 Comparison of theoretical calculation spectra and experimental spectra of Hf XXVIII-Hf XXXVI

总体上来看,实验光谱中各个波段的不可分辨跃迁峰基本能够在理论光谱中找到对应的贡献高电离态离子。随着电离度的增加,光谱的跃迁波长均发生蓝移。图 3 中,各离子的辐射贡献主要由  $4f^n - 4f^{n-1}5g$  跃迁产生,且随着离子电离度的增加,光谱向短波长方向移动,在 3.2~4.8 nm 波段,实验光谱有较明显的辐射峰出现,而  $4f^n - 4f^{n-1}5g$  在此波段的不可分辨跃迁峰正好可以跟锯齿状的辐射峰相对应,而且波峰位置、波峰形状和波峰数量也基本吻合,水窗波段(2.3~4.4 nm)在图 3 中主要由 Hf XXII-Hf XXVI 离子  $4f^n - 4f^{n-1}5g$  跃迁贡献,分布在 3.2~4.8 nm。图 4 中,Hf XXVIII-Hf XXXVI 离子主要贡献在 1.0~3.2 nm 和 4.8~6.5 nm 两个波段,这说明在 3.2~4.8 nm 波段  $4f^n - 4f^{n-1}5g$  有主要贡献,所以实验光谱在 3.2~4.8 nm 波段才会有明显的辐射峰出现。Hf XXVIII-Hf XXXVI 离子在 4.8~6.5 nm 波段的辐射贡献主要归因于  $4d^n - 4d^{n-1}4f$  跃迁,由于有多个价态的离子 UTA 辐射与  $4f^n - 4f^{n-1}5g$  和

$4f^n - 4f^{n-1}5d$  跃迁光谱在较窄的波长范围内重叠,在该波段形成了较强的准连续辐射峰。对 2.4~3.2 nm 波段光谱的主要贡献为 Hf XXVIII-Hf XXXVI 离子的  $4d^n - 4d^{n-1}5p$  跃迁,且全部处在水窗波段。1.0~2.4 nm 波段则是由 Hf XXVIII-Hf XXXVI 离子中除  $4d^n - 4d^{n-1}4f$  和  $4d^n - 4d^{n-1}5p$  跃迁外剩下的所有跃迁共同贡献,由于多个不可分辨跃迁光谱峰的重叠,1.0~2.4 nm 波段同样也出现很多锯齿形辐射峰。在 Cowan 计算出的理论数据中,2.4~3.2 nm 波段光谱主要由  $4d^n - 4d^{n-1}5p$  贡献,且实验光谱在 2.4~3.2 nm 波段也出现了明显的辐射峰,因此本文将实验光谱 2.0~4.0 nm 波段提取出来单独与 Hf XXVIII-Hf XXXVI 离子中  $4d^n - 4d^{n-1}5p$  的不可分辨跃迁峰进行比较,对比结果如图 5 所示。图 5 中,最下端谱线是由 Cowan 计算出的理论线状光谱,为了和实验光谱进行比较,对线状光谱进行高斯非均匀展宽,展宽参数取为光谱仪的仪器分辨率为 0.01 nm;实验光谱下方谱线是由理论线状光谱 Gaussian 展宽后的光谱。可以看出,  $4d^n - 4d^{n-1}5p$  的跃迁光谱全部处在水窗波段,且波峰位置、波峰数量和波峰形状与实验光谱吻合较好。这说明实验光谱的水窗波段主要由 Hf XXII-Hf XXVI 离子中  $4f^n - 4f^{n-1}5g$  跃迁和 Hf XXVIII-Hf XXXVI 离子中  $4d^n - 4d^{n-1}5p$  跃迁贡献。

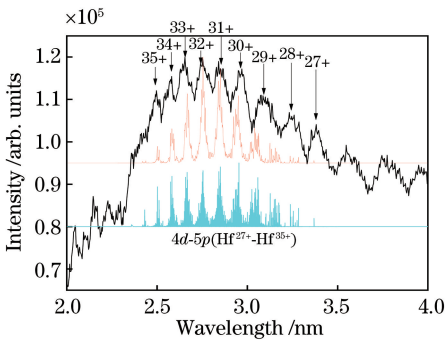


图 5 Hf XXVIII-HfXXXVI 离子  $4d^n - 4d^{n-1}5p$  跃迁光谱与实验光谱对比

Fig. 5 Comparison of transition spectra and experimental spectra of Hf XXVIII-Hf XXXVI  $4d^n - 4d^{n-1}5p$

激光诱导等离子体的状态是随时间变化的,该过程的描述需要运用时变碰撞辐射模型(CRM)和辐射磁流体动力学模拟。但是稳态 CRM 模拟结果也能对激光等离子体的离子丰度和时间积分等离子体光谱给出一定合理的解释。本文测到的是时间积分等离子体光谱,包含各种电子温度,不能用单一的

电子温度讨论。为此,通过碰撞辐射平衡模型计算了 0~500 eV 电子温度下各电荷态离子的丰度,计算结果如图 6 所示。需要指出的是,CRM 模型适用条件有三个<sup>[19-20]</sup>:1)等离子体中电子速率分布为麦克斯韦分布。激光等离子体电子密度很高,且电子弛豫时间远小于其他特征时间,可认为电子速率满足麦克斯韦分布率。2)在利用  $n$  价离子数目对准稳态中各价态离子的比例分布进行估算的过程中,  $(n+1)$  价离子的密度不会发生很大变化。作为一种粗略近似,本文取稳态模型进行计算,因此满足该条件。3)等离子体辐射不透明度低。当电子密度为  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$  时,电子温度在 30 eV 以上,可以认为满足该条件。在本文实验仿真模拟部分中得出等离子体峰值温度远远高于 30 eV,并参考文献[21],在计算中将电子密度取为波长 1.064  $\mu\text{m}$  的 Nd:YAG 激光等离子体临界电子密度  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$ 。从图 6 可以看出,当等离子体温度在 40~425 eV 范围时,Hf XV-Hf XXXVI 离子的丰度占据了绝大部分,且随着电子温度增加,高价钪离子的丰度越高。时间积分的实验光谱测量的是等离子体从产生到冷却整个过程的辐射光谱,在保持激光聚焦光斑不变的情况下,加大入射激光能量会烧灼更多靶材,从而产生电子温度更高的等离子体,所以等离子体中包含的高价离子数也应该更多。在图 2 中,随着激光功率的增大,辐射强度在 2.4~3.2 nm 和 4.8~6.5nm 波段有较为突出的增长,当功率为  $1.8 \times 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  时,2.4~4.8 nm 波段的辐射峰强度变化较平缓,随着功率密度增加,2.4~3.2 nm 波段强度增长的程度明显大于 3.2~4.8 nm 波段,当功率密度到达  $4.9 \times 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  时,2.4~3.2 nm 波段的辐射强度已经远大于 3.2~4.8 nm 波段,而

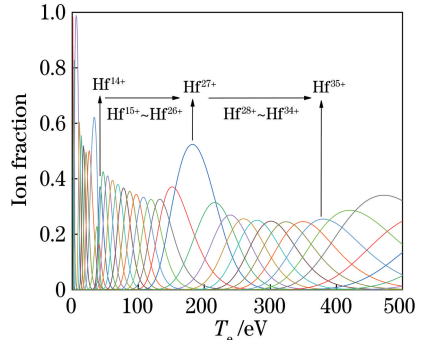


图 6 基于 CRM 模型 Hf 离子丰度随激光等离子体电子温度的变化曲线

Fig. 6 Curves of Hf ion abundance with laser plasma electron temperature based on CRM model

2.4~3.2 nm 波段正是由高价态离子的  $4d^n - 4d^{n-1}5p$  跃迁贡献,3.2~4.8 nm 波段正是由较低价离子的  $4f^n - 4f^{n-1}5g$  跃迁贡献。由此可以推理出实验光谱水窗波段主要是由 Hf XXII-Hf XXVI 离子中  $4f^n - 4f^{n-1}5g$  跃迁和 Hf XXVIII-Hf XXXVI 离子中  $4d^n - 4d^{n-1}5p$  跃迁贡献。

### 4 实验仿真模拟

为了证实上述推理,需要获得激光作用靶材后形成的等离子体的电子温度和电子密度的时空分布。将实验参数导入一维激光等离子体模拟程序包 MED103<sup>[22]</sup> 中进行数值模拟,基本参数设置:波长为  $1.064 \mu\text{m}$ 、高斯脉冲半峰全宽为 150 ps、脉冲激光峰值功率为  $4.9 \times 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 、靶材厚度为  $25 \mu\text{m}$  等,数值模拟结果如图 7 所示。从图 7(a)中

可以看出,当激光作用在靶上时,靶材表面开始膨胀升温,在 230 ps 左右时表面温度达到峰值,约为 800 eV。随后表面温度逐渐降低。可以发现,软 X 射线辐射主要在 150~300 ps 这段时间内产生。对比图 6 后可以发现,当功率密度为  $4.9 \times 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  时,靶材表面的电子温度可以达到 800 eV,完全满足产生高价铪离子水窗软 X 射线辐射的条件。对比图 7(b)可以发现,图 7(a)中电子温度较高部分在图 7 (b)中对应的电子密度为  $10^{20} \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ,这也是激光等离子体对 Nd:YAG 激光能量吸收的主要区域。由模拟结果可以得出,当激光功率密度为  $4.9 \times 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  时,靶材表面在 150 ps 的时间间隔和约  $100 \mu\text{m}$  的空间范围内会产生高价铪离子丰度较高的等离子体,成为产生较强水窗光源辐射光谱的窗口。

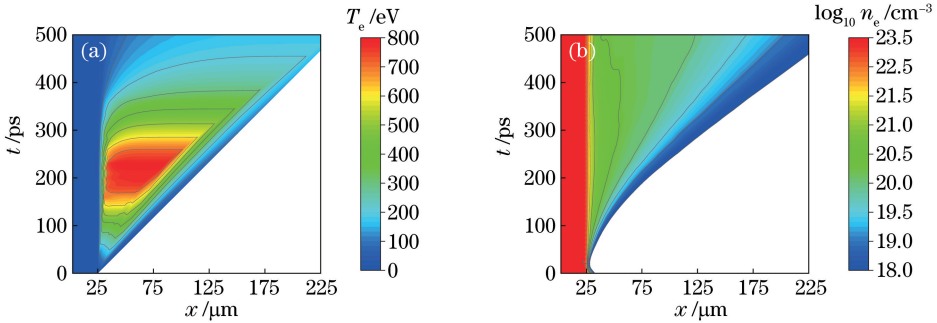


图 7 数值模拟结果。(a)电子温度;(b)电子密度

Fig. 7 Numerical simulation results. (a) Electron temperature; (b) electron density

为了对比其他三种脉冲激光功率密度下的电子温度和电子密度分布情况,图 8 给出了激光功率达到峰值时 ( $t=230 \text{ ps}$  时刻) 四种激光功率密度下的电子温度和电子密度空间分布。从图 8(a)可以看出,这四种激光功率密度的激光产生的 Hf 等离子体电子温度都能超过 400 eV,与图 6 对比后可以发

现,它们都能产生 35 价以上较高丰度的 Hf 离子,因而它们都能产生一定强度的水窗波段辐射光谱,从而可以解释在不同功率密度下所测量的光谱轮廓具有很高的相似性。值得注意的是,更高的等离子体温度能够产生更高价的 Hf 离子,但是这些离子的峰值辐射波段比本文研究的水窗波段波长更短,

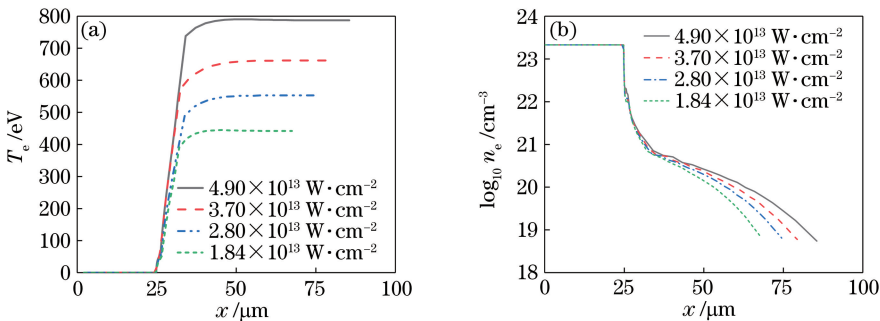


图 8 不同脉冲激光功率密度下电子温度和电子密度的空间分布。(a)电子温度;(b)电子密度

Fig. 8 Spatial distribution of electron temperature and electron density under different pulse laser power densities.

(a) Electron temperature; (b) electron density

因而其辐射光谱在实验测量光谱波段并不能反映出来。从图 8(a)可以看出,随着激光功率密度增加,在同一时刻靶材表面的电子温度会逐渐增加,随着电子温度增加,高价铪离子丰度增大,而高价铪离子的主要共振辐射跃迁波长处于 1.0~3.2 nm 波段和 4.8~6.5 nm 波段,所以此波段的增幅要高于 3.2~4.8 nm 波段。这也证明了光谱在 2.4~3.2 nm 波段强度增长的程度明显大于 3.2~4.8 nm 波段,是高价铪离子丰度增加的原因。激光等离子体对 Nd:YAG 激光能量吸收的最佳电子密度范围为  $10^{20} \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ,从图 8(b)可以看出,激光能量和功率密度越高,等离子体的烧蚀产量也越大,因而在靶材表面上存在的空间位置范围也越大,高温低密度等离子体的存在范围越广,产生的软 X 射线辐射也相对越强,故在实验光谱中,随着激光功率密度增大,辐射峰的强度也随之整体增强。

## 5 结 论

实验上,采用调 Q 开关 Nd:YAG 脉冲激光作用在真空腔内高纯度的 Hf 靶上产生等离子体,利用软 X 射线光谱仪和背感光 X 射线 CCD 获得了 1.0~8.5 nm 的 Hf 等离子体发射光谱。理论上,利用 Cowan 程序计算了 Hf XIV-Hf XXXV 等离子体谱线,发现与实验光谱基本吻合,且 Hf XXI-Hf XXV 中  $4f^n - 4f^{n-1}5g$  的跃迁和 Hf XXVII-Hf XXXV 中的  $4d^n - 4d^{n-1}5p$  跃迁处在水窗波段,理论计算得到的 UTA 峰的位置、数量、形状也能与实验相吻合。基于 CRM 模型得到的离子丰度谱也证实 40~425 eV 含有水窗波段跃迁的离子体丰度很高。最后,在实验给定的参数条件下,通过 MED103 仿真模拟获得了电子温度和电子密度的时空分布,通过分析发现靶材表面确实可以产生软 X 射线辐射,且不同激光功率密度下的电子温度和电子密度的变化规律也与实验光谱以及 CRM 模拟结果相一致。实验和理论结果分析表明,Hf XXI-Hf XXV 离子的  $4f^n - 4f^{n-1}5g$  以及 Hf XXVII-Hf XXXV 离子的  $4d^n - 4d^{n-1}5p$  的不可分辨跃迁峰正好位于水窗波段。值得注意的是,Hf 离子的  $4d^n - 4d^{n-1}5p$  全部处在水窗波段,通过选择合适的多层膜反射镜或者波带片匹配 UTA 的辐射峰,并通过研究确定合适的激光参数和等离子体约束条件实现 Hf 离子丰度的调控,有望将 Hf 等离子体的软 X 射线辐射用于水窗波段超快时间分辨的生物细胞成像光源。

## 参 考 文 献

- [1] Espinal L, Green M L, Fischer D A, et al. Interrogating the carbon and oxygen K-edge NEXAFS of a CO<sub>2</sub>-dosed hyperbranched aminosilica [J]. *The Journal of Physical Chemistry Letters*, 2015, 6(1): 148-152.
- [2] Arai G, Hara H, Hatano T, et al. Intense water-window soft X-ray emission by spectral control using dual laser pulses [J]. *Optics Express*, 2018, 26(21): 27748-27756.
- [3] Hara H, Kawasaki H, Tamura T, et al. Emission of water-window soft X-rays under optically thin conditions using low-density foam targets [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(15): 3750-3753.
- [4] Sano T, Fujioka S, Mori Y, et al. Thermonuclear fusion triggered by collapsing standing whistler waves in magnetized overdense plasmas [EB/OL]. (2020-01-08) [2020-02-15]. <https://arxiv.org/abs/2001.02599>.
- [5] Russo R E, Mao X L, Liu H C, et al. Time-resolved plasma diagnostics and mass removal during single-pulse laser ablation [J]. *Applied Physics A*, 1999, 69(1): S887-S894.
- [6] Nakano H, Goto Y, Lu P X, et al. Time-resolved soft X-ray absorption spectroscopy of silicon using femtosecond laser plasma x rays [J]. *Applied Physics Letters*, 1999, 75(16): 2350-2352.
- [7] Wu T, Wang X B, Lu H, et al. Debris mitigation power of various buffer gases for CO<sub>2</sub> laser produced tin plasmas [J]. *Journal of Physics D*, 2012, 45(47): 475203.
- [8] Wu T, Higashiguchi T, Li B W, et al. Spectral investigation of highly ionized bismuth plasmas produced by subnanosecond Nd:YAG laser pulses [J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2016, 49(3): 035001.
- [9] Kumagai H, Toyoda K, Kobayashi K, et al. Titanium oxide/aluminum oxide multilayer reflectors for water-window wavelengths [J]. *Applied Physics Letters*, 1997, 70(18): 2338-2340.
- [10] Hong W Y, Lu P X, Li Q G, et al. Broadband water window supercontinuum generation with a tailored mid-IR pulse in neutral media [J]. *Optics Letters*, 2009, 34(14): 2102-2104.
- [11] Jansson P A C, Vogt U, Hertz H M. Liquid-nitrogen-jet laser-plasma source for compact soft X-ray microscopy [J]. *Review of Scientific Instruments*,

- 2005, 76(4): 043503.
- [12] Osullivan G, Li B W, Dunne P, et al. Sources for beyond extreme ultraviolet lithography and water window imaging[J]. *Physica Scripta*, 2015, 90(5): 054002.
- [13] Li B W, Higashiguchi T, Otsuka T, et al. Analysis of laser produced plasmas of gold in the 1-7 nm region [J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2014, 47(7): 075001.
- [14] Kilbane D. Transition wavelengths and unresolved transition array statistics of ions with  $Z=72-89$  [J]. *Journal of Physics B*, 2011, 44(16): 165006.
- [15] Higashiguchi T, Otsuka T, Yugami N, et al. Feasibility study of broadband efficient “water window” source[J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 100(1): 014103.
- [16] Zakharov V S . Emission properties of non-equilibrium krypton plasma in the water-window region[J]. *Journal of Physics D Applied Physics*, 2017, 50(3): 035202.
- [17] Wu T, He J, Wang S F, et al. Analysis of UTA spectra of Nd: YAG pulse laser produced Mo plasmas [J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2018, 38(3): 692-696.
- 吴涛, 何俊, 王世芳, 等. 脉冲 Nd: YAG 激光诱导钼等离子体 UTA 辐射特性研究 [J]. *光谱学与光谱分析*, 2018, 38(3): 692-696.
- [18] Cowan R D. The theory of atomic structure and spectra[J]. *Physics Today*, 1982, 35(6): 57-57.
- [19] Colombant D, Tonon G F. X-ray emission in laser-produced plasmas [J]. *Journal of Applied Physics*, 1973, 44(8): 3524-3537.
- [20] Huddleston R H, Leonard S L. Plasma diagnostic techniques[J]. Academic Press, 1965.
- [21] Li B W, Higashiguchi T, Otsuka T, et al. XUV spectra of laser-produced zirconium plasmas [J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2012, 45(24): 245004.
- [22] Djaoui A. A user guide for the laser plasma simulation code: MED103 [EB/OL]. [2020-01-06]. <https://inspirehep.net/files/db38345b92c364544b8cb515390afede>.