

软 X 射线激光偏折法测量激光等离子体 电子密度分布 *

王 琛¹⁾ 顾 援¹⁾ 傅思祖¹⁾ 吴 江¹⁾ 王 伟¹⁾ 孙玉琴¹⁾ 董佳钦¹⁾ 孙今人¹⁾
王瑞荣¹⁾ 倪元龙¹⁾ 万炳根¹⁾ 周关林¹⁾ 黄关龙²⁾ 张国平³⁾ 林尊琪²⁾ 王世绩¹⁾

¹⁾ 上海激光等离子体研究所高功率激光物理国家实验室,上海 201800)

²⁾ 中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理国家实验室,上海 201800)

³⁾ 北京应用物理与计算数学研究所,北京 8009 信箱,北京 100088)

(2001 年 2 月 25 日收到,2001 年 8 月 5 日收到修改稿)

利用脉宽约为 50ps 的类镍-银 13.9nm 软 X 射线激光作为探针,探测由脉宽 80ps 的驱动激光打 C₈H₈ 靶产生的等离子体在 1ns 后的电子密度分布信息,获得了清晰的莫尔条纹图像.对结果的处理,给出了峰值电子密度为 1.1 × 10²¹ cm⁻³,并对在靶面附近莫尔条纹的消失现象作了初步解释.

关键词:软 X 射线激光探针,莫尔条纹,等离子体电子密度

PACC:5270,4255V

1. 引 言

等离子体的应用研究已经发展成为当前一个重要而又活跃的研究领域,与之密切相关的等离子体状态诊断研究也显得非常重要.目前已经发展了一系列等离子体诊断方法:如光谱学方法^[1]、散射方法^[2]、探针方法^[3-7]等.各种方法适用于不同的条件,对于惯性约束聚变(ICF) X 射线激光等前沿学科领域感兴趣的大尺度稠密激光等离子体,使用 X 射线激光探针方法是最直接和有效的.

X 射线激光具有波长短、亮度高、相干性好的特点,因此自从首次实验演示以来^[8],就受到了广泛的重视和研究^[9-12].X 射线激光波长很短,作为探针可以穿越到等离子体对应的驱动激光临界密度面附近,因此非常适合于大尺度稠密等离子体,特别是激光等离子体的诊断.这些等离子体临界面附近的实验数据可以有效地校对理论模型和计算程序,对相关学科领域的研究具有重大意义.同普通探针方法类似,X 射线激光探针方法也可以分为相干法^[3]、偏折法^[4,5]和阴影法^[6]等.

等离子体中,介质折射率与电子密度的关系为

$$\eta = (1 - n_e/n_c)^{1/2}, \quad (1)$$

式中 η 为等离子体的介质折射率; n_e 、 n_c 分别为电子密度和对应驱动激光的临界电子密度.通过探针方法测量介质的折射率,便可以获得相应的等离子体电子密度信息.探针偏折法的实质是通过测量探针穿过介质后,光束指向的偏折来获得折射率信息;而莫尔条纹对微弱的光束偏折有放大作用^[13],能够精确地测量光束的偏折角度,因此可以配合偏折法进行等离子体电子密度的测量.为此,专门研制了用于 X 射线激光探针偏折法使用的莫尔偏折仪^[5].本文中,描述了利用莫尔偏折仪进行偏折法测量激光等离子体电子密度的实验、结果以及相关讨论.

2. 实验条件与结果

实验布局如图 1 所示.利用神光 II 装置的两路脉冲宽度约为 80ps,能量约为 80J,波长为 1.053 μ m 的预-主脉冲激光驱动双靶对接产生的类镍-银饱和 X 射线激光作为探针进行实验.其中驱动激光预脉冲强度约为主脉冲的 4%,时间提前约为 3ns.实验获得了饱和的 13.9nm 软 X 射线激光,其典型参量

* 国家自然科学基金(批准号 69989801)和国家高技术研究发展计划(批准号 863-410-3-3)资助的课题.

为发散角约为 2.5mrad ,脉冲宽度约为 50ps ,输出能量大于 $250\mu\text{J}$,非常适合用作探针光束.待诊断等离子体通过另一路驱动激光打聚对苯乙炔 (C_8H_8) 平面靶产生,其预-主脉冲参量与前两路激光相同,只是能量较低,约为 20J .这一路激光用非球面透镜聚焦成直径约为 $500\mu\text{m}$ 的光斑,靶面辐照光强约为 $1 \times 10^{14}\text{Wcm}^{-2}$.待测等离子体距离 X 射线激光输出端约为 530mm ,调整相关驱动激光光程,使得 X 射线激光探针在驱动待测等离子体的激光主脉冲结束后约为 1ns 时穿过.利用曲率半径为 600mm 的球面 Mo/Si 多层膜成像镜和平面 Mo/Si 多层膜反射镜对待测等离子体进行成像,放大约 9.4 倍.为了降低待测等离子体自发辐射的影响,在成像镜的后焦点附近放置通光口径为 $5\text{mm} \times 1.5\text{mm}$ 的水平光阑,以保证偏折 8mrad 以内的探针光自由通过.莫尔偏折仪由两块口径约为 $\Phi 10\text{mm}$ 的 Ronchi 光栅构成,光栅的刻线周期为 $p = 28.6\mu\text{m}$,刻线夹角为 $\theta \approx 4.5^\circ$,间距为单倍 Talbot 距离 $d = 58.7\text{mm}$,记录用的软 X 射线 CCD 紧贴第二块光栅.根据这些参量,估计实验所得的莫尔条纹间距为 $S = p/\theta \approx 360\mu\text{m}$,空间分辨率约为 $2.5\mu\text{m}$,条纹移动一个周期对应偏转角度约为 4.6mrad .为了防止杂散光入射到 CCD 上,莫尔偏折仪自身光密,并在进光口处放置了衰减 150 倍的镀膜作为滤片.

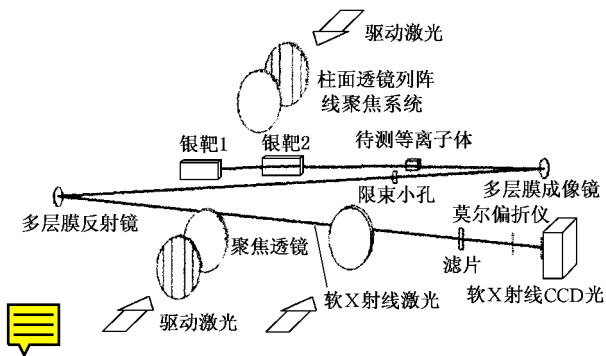


图1 莫尔偏折方法测量等离子体电子密度实验布局

激光探针在未受到待测等离子体扰动时,获得的静态莫尔条纹如图 2(a) 所示,左边为靶的阴影,右边为莫尔条纹,外围的圆框是滤片及光栅外框的阴影,图中标尺单位为 μm .当光路中加入待测等离子体后,激光探针受扰动获得的动态莫尔条纹如图 2(b) 所示,图 2(c) 为局部放大图像.其中条纹的峰值强度大约为等离子体自发辐射峰值强度的 5 倍,因此可以忽略等离子体自发辐射对莫尔条纹形态的影响.在图 2(b) 中下方靶面阴影与条纹的交界面很

清晰,可以作为初始靶面位置.从图 2 中可以清晰地看出,正是由于待测等离子体扰动的引入,使得直且平行的静态莫尔条纹转变成在靶面附近略微弯曲的动态莫尔条纹,其中条纹的弯曲变化包含了待测等离子体的相关信息.

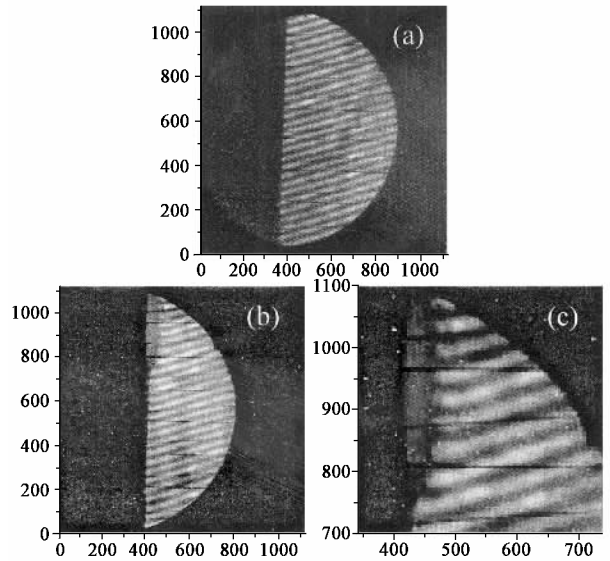


图2 莫尔条纹图像 (a)为无待测等离子体扰动的静态莫尔条纹 (b)为有待测等离子体扰动的动态莫尔条纹 (c)为动态条纹局部放大

3. 分析与讨论

根据莫尔条纹图像(图 2),可以计算出条纹对比度约为 0.6 ,间距约为 $363\mu\text{m}$,倾斜角度约为 15° ,均与相应的理论结果相符,这也表明莫尔条纹确实是由 X 射线激光探针产生的.

对动态莫尔条纹,选择其中比较清晰的几个条纹进行了初步的数据处理.按照靶面方向测量莫尔条纹的移动量^[5],并由此获得了等离子体电子密度梯度的空间分布,如图 3 所示.图 3 中画出了分别根据第 3、5、6 根条纹(从上数起)计算获得的电子密度梯度随靶面距离的分布关系.可以看出,图 3 中几条曲线有着相似的形状,说明在一定的误差范围内,可以认为等离子体电子密度分布在靶法线方向近似地是一维的.在距离靶面 $35\text{--}70\mu\text{m}$ 之间,电子密度分布比较陡峭; $35\mu\text{m}$ 以内,莫尔条纹非常模糊,无法获得精确的数据;大于 $70\mu\text{m}$ 处,莫尔条纹几乎不弯曲,表明此处电子密度的空间分布是相当平坦的.假定在离靶初始表面 $90\mu\text{m}$ 处等离子体电子密度为 0

或 10^{20} cm^{-3} (此处莫尔条纹的移动已经很不明显,可以取作初始电子密度的零点),可以进一步推算出电子密度的空间分布,图 4 为根据第 5 根条纹计算获得的等离子体电子密度随靶面距离的分布情况.由图 4 可以看出,尽管假定的初始密度相差悬殊,在离靶面较远处算出的电子密度差别很大,但在高密度等离子体区域,计算的结果十分接近,并且都趋于 $1.1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.而这个密度已经超过了驱动激光对应的临界密度值 ($1.0 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$).从临界密度面距离靶面约 $40 \mu\text{m}$ 可以估算出等离子体临界面向外的移动速度约为 $4 \times 10^6 \text{ cms}^{-1}$,这也与理论估计的等离子体冕区离开靶面的速度 ($10^6\text{--}10^7 \text{ cms}^{-1}$) 相吻合.

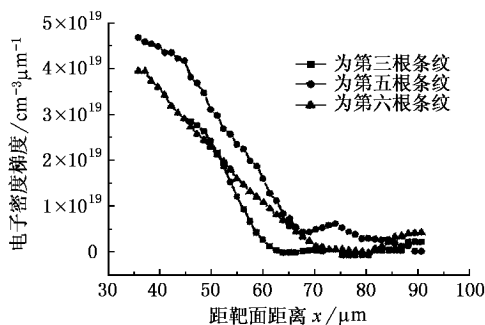


图 3 电子密度梯度分布

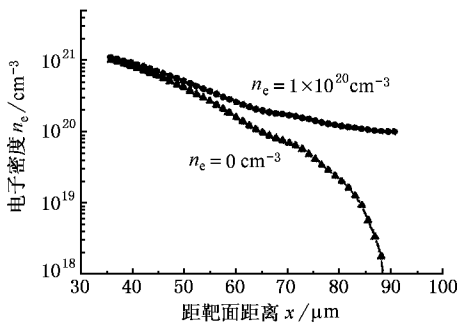


图 4 电子密度分布(根据第 5 根条纹计算所得)

如图 2(b)所示,莫尔条纹在靶面附近模糊直至消失,即莫尔条纹在距离靶面约为 $35 \mu\text{m}$ 处截断.最容易想到的原因是被通光光阑遮挡.实验中光阑在水平方向上宽度为 5 mm ,放置时光路对准光阑的中心位置,在此情况下,可以保证探针经过等离子体偏折 8 mrad 以内的光线自由通过.而根据图 2(b)莫尔条纹图像,最大的移动量小于半个条纹周期,对应的光束偏折角度约为 2 mrad ,并且几个条纹在截断处对应的偏折角度并不相同(参见图 3).这表明,莫尔条纹的截断不是由于通光光阑挡光,而是包含了一

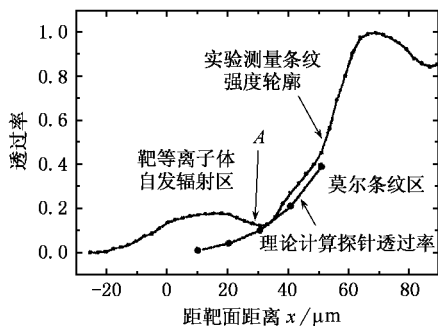


图 5 复合等离子体的吸收,使得莫尔条纹在靶面附近消失

定的物理内容.

文献 [4] 中利用长脉冲 (1 ns) 打靶产生的待测等离子体,并且在 0.9 ns 后激光探针穿过时,驱动激光还没有结束.而本实验有很大不同.实验中待测等离子体是通过脉冲宽度为 80 ps 的驱动激光打靶产生的,并且 X 射线激光探针在驱动激光主脉冲结束 1 ns 后穿过.此时,临界密度面已经向外移动了一定的距离,等离子体也已经开始冷却,同时伴随着剧烈的电离离子和电子的复合.这种复合效应强烈的等离子体对 X 射线激光的吸收比较强.

图 5 中画出了莫尔条纹图像中某一条纹峰值强度随靶面距离的变化(已经归一化),可以看出从 A 点处(距离靶面约为 $30 \mu\text{m}$)明显分为两部分,A 点以内(距离靶面为 $30 \mu\text{m}$ 以内)是待测等离子体自发辐射区,此处莫尔条纹模糊而不可分辨;A 点以外是 X 射线激光探针引起的莫尔条纹区,条纹的强度随靶面距离而增加,表明到达记录面的 X 射线激光的强度的不同.图 5 中还画出了理论模拟的部分结果,理论模拟主要考虑了低温高密度强复合等离子体对 X 射线激光的逆轫致吸收等原子过程,通过粒子模拟计算出 X 射线激光经过 $500 \mu\text{m}$ 厚度等离子体吸收后的透过率,如圆点所示.尽管莫尔条纹的强度变化不单由 X 射线激光探针的透射强度决定,但这是一个主要的原因.图 5 中,A 点以外区域,可以看出理论计算与实验测量的强度符合得很好.而 A 点以内,由于 X 射线激光被吸收太厉害而被待测等离子体的自发辐射淹没.因此可以说明,在靶面附近 ($30 \mu\text{m}$ 以内),正是由于低温高密度强复合等离子体对 X 射线激光探针的吸收,造成了莫尔条纹的消失.

实验中,X 射线激光没有进行准直就直接用作探针,这会给结果带来一定的误差.但考虑到各方面的因素,这部分误差影响相对来说是比较小的.

4. 结 论

利用类镍-银 13.9nm 饱和 X 射线激光作为探针,采用偏折法,利用莫尔偏折仪对 80ps 短脉宽激光打 C_8H_8 靶产生的等离子体进行了电子密度诊断,获得了包含等离子体电子密度信息的动态莫尔条纹图像,并且在图像上清楚地观察到了低温高密度强复合等离子体对 X 射线激光探针的吸收.对图像进

行处理,获得了高密度等离子体电子密度分布的一些相关信息.

衷心感谢神光 II 运行组全体人员,他们保证了高水平的激光器件运行.感谢同济大学陈玲燕小组提供实验用靶和衰减滤片,感谢中国科学院长春光学精密机械研究所曹健林小组和中国科学院上海光学精密机械研究所邵建达小组为实验提供多层膜反射镜.

-
- [1] Xiang Z L *et al* 1992 *Diagnoses Techniques for High Temperature Plasma* (Shanghai : Shanghai Science and Technology Publishing house) p86—92 [in Chinese] [项志遴等 1982 高温等离子体诊断技术(上海:上海科学技术出版社)第 86—92 页]
- [2] Zhai K *et al* 1999 *Acta Phys. Sin.* (Over. Ed.) **8** 351
- [3] DaSilva L B *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3991
- [4] Ress D *et al* 1994 *Science* **265** 514
- [5] Wang C *et al* 2000 *High Power Laser and Particle Beams* **12** 467 [in Chinese] [王琛等 2000 强激光与粒子束 **12** 467]
- [6] Cauble R *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3816
- [7] Yao R H *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 922 [in Chinese] [姚若河等 2000 物理学报 **49** 922]
- [8] Matthews D L *et al* 1985 *Phys. Rev. Lett.* **54** 110
- [9] Wang S J *et al* 1991 *Chin. Phys. Lett.* **8** 618
- [10] Zhang J *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3856
- [11] Nickles P V *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2748
- [12] Li Y J *et al* 2001 *Chin. Phys.* **10** 516
- [13] Kafri O 1980 *Opt. Lett.* **5** 555

Measurement of electron density distribution in a laser plasma with soft X-ray laser deflectometry^{*}

Wang Chen¹⁾ Gu Yuan¹⁾ Fu Si-Zu¹⁾ Wu Jiang¹⁾ Wang Wei¹⁾ Sun Yu-Qin¹⁾
Dong Jia-Qin¹⁾ Sun Jin-Ren¹⁾ Wang Rui-Rong¹⁾ Ni Yuan-Long¹⁾ Wan Bing-Gen¹⁾
Zhou Guan-Lin¹⁾ Huang Guan-Long²⁾ Zhang Guo-Ping³⁾ Lin Zun-Qi²⁾ Wang Shi-Ji¹⁾

¹⁾*National Laboratory of High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Laser Plasma, Shanghai 201800, China*

²⁾*National Laboratory of High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*

³⁾*Beijing Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, P. O. Box 8009, Beijing 100088, China*

(Received 25 February 2001 ; revised manuscript received 5 August 2001)

Abstract

A soft X-ray laser deflectometer was used to measure electron density distribution of a laser-plasma produced with a 80ps duration drive laser pulse ($\lambda = 1.053\mu\text{m}$) irradiating a C_8H_8 plasma target. Using a soft X-ray laser beam ($\lambda = 13.9\text{nm}$) of 50ps pulse duration, a moiré deflectogram was created about 1ns after the end of drive laser pulse. Analysis of moiré deflectogram gave a peak density of $1.1 \times 10^{21}\text{cm}^{-3}$. A preliminary explanation was made on the disappearance of the moiré stripes near the target surface.

Keywords : soft X-ray laser probe, moiré deflectogram, plasma electron density

PACC : 5270, 4255V

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 69989801) and by the National High Technology Development Program of China (Grant No. 863-410-3-3).