

# 激光等离子体密度分布的显微干涉诊断

徐毓光 陈守华 戎忠华  
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

## 一、引 言

本文介绍测量激光等离子体密度分布的实验装置。它由激光器和干涉仪两个部分组成。所用干涉仪的二臂(物光和参考光)能自动保证等光程,可以方便地使用于有极高时间分辨率要求的干涉测量,避免了精密而繁琐的调整。

## 二、激 光 系 统

我们所用的激光系统见图1。图中  $N_1$ ,  $N_2$  是钽玻璃棒,  $P_1$  是普克尔盒(KDP),  $P_2$  是偏振膜 YAG 电光调 Q 振荡器产生的激光脉冲经一级 YAG 器件放大后,一半输入五级钽玻璃放大器,作为产生等离子体的波长为  $1.06 \mu\text{m}$  的主激光;另一半由 KDP 晶体倍频成波长为  $0.53 \mu\text{m}$  的探针光束,它使等离子体密度测量上限可达  $4 \times 10^{21}/\text{cm}^3$ ,并可减小等离子体对探针光束的偏折效应,提高测量精度<sup>[4]</sup>。又因为探针光束是从主激光上分光取得,它与主激光的同步,可通过光程长度的变化方便地予以控制。

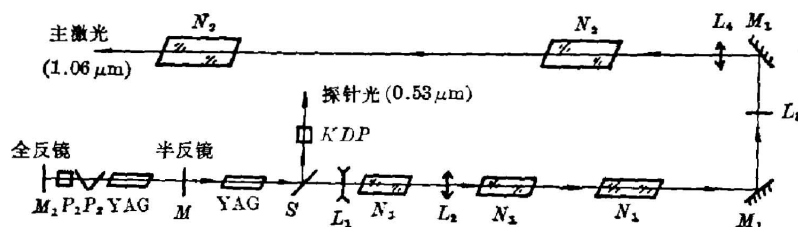


图1 激光系统光路

Fig. 1 Laser system arrangement

本系统激光脉冲宽度为 20 ns, 探针光束能量约为 2 mJ, 主激光束能量为 1~10 J 可调。

## 三、干 涉 系 统

用于激光等离子体密度诊断的干涉系统应有高的空间分辨率和时间分辨率。用高精度非球面透镜对等离子体显微放大,使得系统的空间分辨优于  $2.5 \mu\text{m}$ 。除了受相干光源脉冲

宽度的限制外,干涉系统的时间分辨率主要决定于二臂相干光束的光程差。对于时间分辨率为

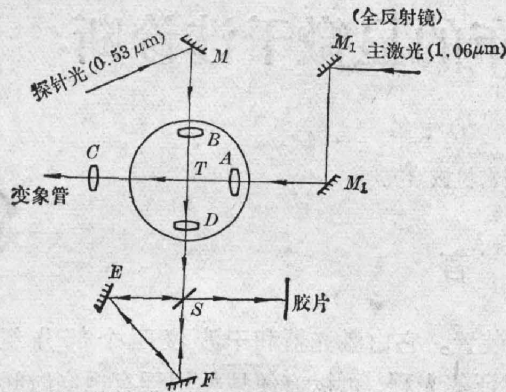


图 2 显微剪切干涉仪

Fig. 2 Shearing micointerferometer

为 10 ps 的干涉系统,二臂相干光束的光程差必须控制在毫米量级。已有报道的超快干涉仪大都通过高精度的调整来达到这一要求<sup>[1~3]</sup>。鉴于环路干涉仪<sup>[5]</sup>能自动保证相干二臂等光程,并具有调整方便、稳定性好等一系列优点,我们以它为基础,设计了几种激光等离子体干涉诊断系统。现介绍于下。

三平板环路显微剪切干涉仪和二次曝光显微剪切全息干涉仪。

干涉系统光路如图 2 所示。主激光由非球面透镜 A 聚焦于钢针尖 T 上,产生等离子体,焦斑尺寸为  $\phi 60 \mu\text{m}$  左右,辐照功率密度平均为  $10^{13} \text{ W/cm}^2$ 。主激光的调焦和对靶通过透镜 C 用红外变象管观测。探针光束经透镜 B 聚焦后对准等离子体 T 照明,然后,经非球面透镜 D 进入由 S、E、F 组成的三平板剪切干涉仪<sup>[6]</sup>,等离子体 T 放大 30 倍后成象于 H 平面。干涉仪剪切量的大小及方向,可以通过三平板干涉仪中的 S 板控制。图 3(a)和(b)是所拍摄的两张干涉照片。因为基本上是波面邻域间的同时刻干涉,对探针光束的空间相干性和时间相干性的要求均可很低,所以容易得到清晰的显微干涉条纹。但是,这种干涉方式在实用中存在两个问题。其一是为了得到波面形状,一般需要同时拍摄两张线性独立方向的剪切干涉图,并需求解高阶的线性差分方程组<sup>[7]</sup>;其二是合适的剪切量颇难事先估计。特别是对于波面有较大起伏的情况,剪切量不能太大,以防止在剪切量范围内的波面位相差超过  $2\pi$ ,使得剪切条纹湮没或散乱。如图 3(b)的中央白区就是这种情形;而剪切量太小又不易使波面较平缓部分的剪切条纹得到显示。虽然如此,用这种干涉仪系统对等离子体进行定性观测是很方便的。

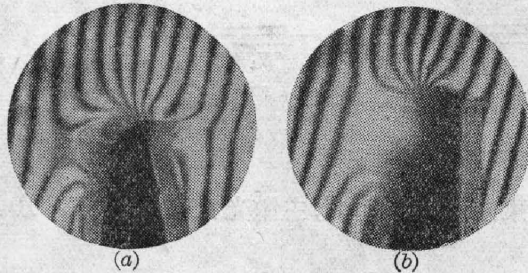


图 3 三平板剪切干涉照片(放大 60 倍)

Fig. 3 Shearing triangle interference photograph (enlarge 60 ×)



图 4 二次曝光干涉照片(放大 60 倍)

Fig. 4 Double exposure interference photograph (enlarge 60 ×)

图 2 的光路也可以作为二次曝光显微剪切全息干涉仪来使用。调整三平板干涉仪的 S 板,增加剪切量,使两束光的等离子体区互相分离,分别在有主激光和无主激光条件下各曝光一次,就可得到激光等离子体的二次曝光显微剪切全息干涉图。由于全息条纹频率(空间载频)很低( $10 \sim 201/\text{mm}$ ),可以使用普通胶片拍摄全息图,降低了对光源亮度的要求。如

同一般二次曝光全息干涉仪一样,所有系统的光源的象差均可自动抵消,复现后所得到的干涉图纯粹表示通过等离子体后波面的畸变。图4是上述系统二次曝光全息图经复现后得到的干涉花样。背景条纹是通过二次曝光之间微调  $S$  板(变换背景)加上去的。

图5所示的双三平板干涉系统实现等光程同波面点相干。 $1.06\ \mu\text{m}$  主激光的打靶和监测光路如前所述。 $0.53\ \mu\text{m}$  的探针光先经过三平板机构  $S_1$  分裂成二束与光轴相互平行的光束,经透镜  $F_1$  转变为平行光束后被透镜  $B$  聚焦,其中一束照明等离子体作为物光束,另一束从等离子区旁边掠过作为参考光束。透镜  $D$  和  $F_2$  对光束进行转换,并将等离子体区显微放大成象于  $H$  平面。三平板机构  $S_{11}$  使物光束和参考光束都分解成二束光,用光阑  $P$  对两种光各取出一束,并使波面重叠,在  $H$  面进行干涉。

该系统的优点是由于参考光束和物光束始终在相同的光学元件上传输,它们自动保证物光波面和参考光波面的等光程和等曲率,免去一系列极为麻烦的调整,降低了对光学元件的要求。此外,通过光路安排,容易实现同波面点相干。因而,系统对于相干光源的时间相干性和空间相干性的要求都是较低的。

图6给出以双三平板干涉系统拍摄的零场背景的一系列干涉图。主激光在钢尖靶上的焦斑尺寸和辐照功率密度分别是  $\phi 60\ \mu\text{m}$  和  $10^{13}\ \text{W}/\text{cm}^2$  左右。主激光和探针光的脉冲宽度为  $20\ \text{ns}$ 。图中所示的  $\Delta t$  表示探针激光与主激光的相对延迟时间。由图可见,在等离子体产生的前期( $\Delta t = -4\ \text{ns}$ (图6(a))和  $\Delta t = 1.5\ \text{ns}$ (图6(b)),等离子体变化很快,使得干涉条纹变得模糊; $\Delta t = 9.5\ \text{ns}$ (图6(c))和  $\Delta t = 17\ \text{ns}$ (图6(d))的两张干涉图结构基本相同,表示主激光到达  $9.5\ \text{ns}$  以后,等离子体的密度结构趋于动态平衡,这种状态可维持  $10\ \text{ns}$  左右;最后一张照片表示  $\Delta t = 25\ \text{ns}$ (图6(d))以后等离子体已基本消散。从干涉图测出动态平衡时的等离子体区尺寸约为  $150\ \mu\text{m}$ ,消散时间是  $5\sim 10\ \text{ns}$ ,由此估计等离子体的膨胀消散速度是  $10^6\ \text{cm}/\text{s}$  的量级。

实验发现的、由  $20\ \text{ns}$  脉宽激光产生的等离子体能够保持约  $10\ \text{ns}$  的动态平衡,这一现象是颇有意义的,在动态平衡状态下所进行的激光与等离子体相互作用的实验结果,使分析变得简单。

#### 四、数据处理

从图6可见,各干涉图形对入射主激光光轴对称分布,这样,可假设等离子体密度对于入射主激光光轴轴对称分布是合理的。数据处理的第一步是从干涉图得到等离子体的折射率空间分布。取主激光光轴为  $Z$  轴,探针光光轴为  $Y$  轴,干涉图平面是  $X-Z$  平面。设轴对称等离子体折射率的空间分布函数是  $n(r,z)$  ( $r^2 = x^2 + y^2$ ),则等离子体对坐标为  $(X, Z)$  的光线附加的光程差  $\delta(X, Z)$  是一个 Abel 积分:

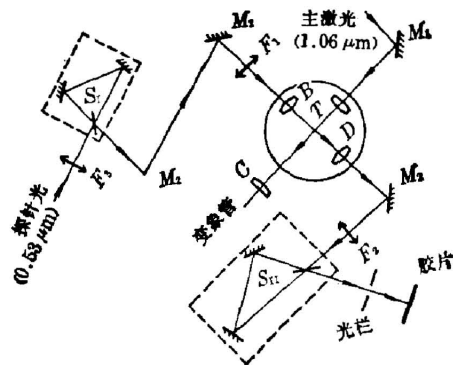


图5 双三平板干涉仪

Fig. 5 Double triangle interferometer

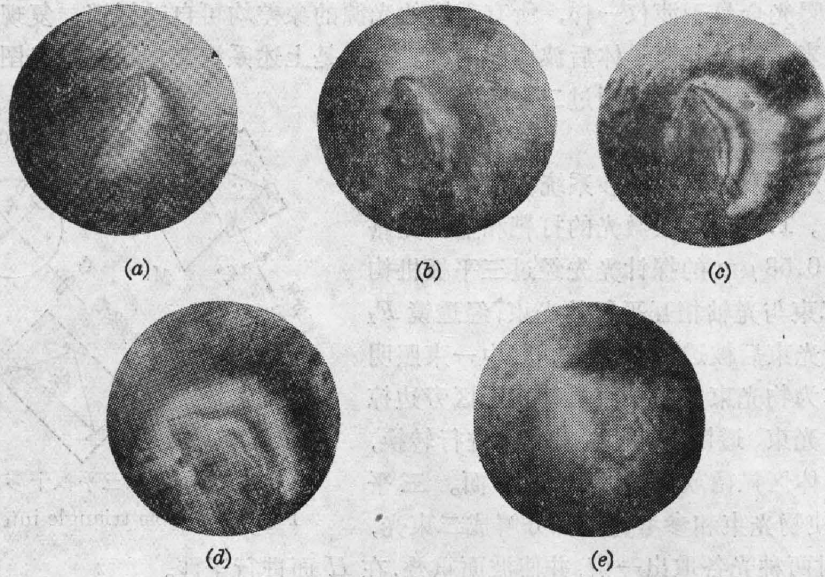


图 6 双三平板干涉照片(放大 80 倍)

Fig. 6 Double triangle interference photograph (enlarge 80×)

$$\delta(X, Z) = 2 \int_x^\infty \frac{r[1-n(r, z)]}{(r^2-x^2)^{\frac{1}{2}}} dr, \quad (1)$$

方程(1)的 Abel 反演是已知的<sup>[8]</sup>

$$1-n(r, z) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{\delta'(X, z) dX}{(X^2-r^2)^{\frac{1}{2}}}. \quad (2)$$

对不同的  $z$  值进行逐一反演, 直至整个折射率分布被确定。折射率场  $n(r, z)$ 、电介质常数场  $\varepsilon(r, z)$  和电子密度分布场之间有如下关系:

$$\varepsilon(r, z) = n^2(r, z), \quad (3)$$

$$\varepsilon(r, z) = 1 - \frac{N(r, z)}{N_c}, \quad (4)$$

式中  $N_c$  是等离子体临界密度, 对于波长为  $0.53 \mu\text{m}$  的探针光束, 它的临界密度是  $N_{c(0.53\mu\text{m})} = 4.48 \times 10^{21}/\text{cm}^3$ 。由以上这些关系式, 可以从  $n(r, z)$  确定电子密度分布  $N(r, z)$ 。

为了从积分(2)式求出  $n(r, z)$ , 首先要确定光程差的分布函数  $\delta(X, Z)$ , 这可以从干涉图上求得。因为我们只能从干涉图确定条纹的中心位置, 所以进行数据处理时, 必须对干涉图作合理的内插。内插可以借助计算机完成。先将  $x$  坐标分割成小区间, 对于任意一个小区间 ( $x=x_1$ ), 从干涉图上读得整数及半整数干涉级次  $m$  所对应的  $z$  值。我们将  $m$  表示为  $z$  的多项式, 即设  $m(x_1, z) = \sum_{n=0}^N a_n(x_1) z^n$ 。各  $a_n$  值可以通过计算机得到, 因此函数  $m(x_1, z)$  被确定。对每一  $x$  小区间作这样的处理, 便可完全确定函数  $m(x, z)$ 。光程差  $\delta = m\lambda$ , 所以  $\delta(x, z)$  被完全确定。内插也可用图解法完成, 即在坐标纸上 ( $m-z$  坐标系) 标上与整数及半整数干涉级  $m$  次所对应的  $z$  值, 然后联成曲线, 这样就得到了  $m(x_1, z)$  的函数曲线。

光程差函数  $\delta(x, z)$  被确定后, 便可在  $X-Z$  平面上获得等位相线族。积分(2)式可以按



被等位相线分隔的区域分别进行数值计算,在每一小区域内, $\delta(x, z)$ 可以认为是  $x$  的抛物函数,这样的处理可合理地克服(2)式形式上的端点积分发散困难。我们的计算结果表明,用以上方法进行数值计算,结果稳定性优于 5%。

图 7 是从图 6 中  $\Delta t=9.5 \text{ ns}$  的干涉图求出的等离子体电子密度分布,虽然主激光辐照功率密度甚低( $\sim 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ),等离子体电子密度值已接近  $10^{20}/\text{cm}^3$ ,但尚远低于与主激光波长  $1.06 \mu\text{m}$  所对应的临界密度  $N_{c(1.06\mu\text{m})}=1.12 \times 10^{21}/\text{cm}^3$ 。等离子体密度分布呈内密外疏,而且密度梯度由内向外逐渐减小,表征等离子体外喷膨胀过程。利用等离子体动力学方程,可以从电子密度分布求出等离子体压力分布和流场速度分布。图 7 中在针尖部位等密度线大量堆积,表明该部位密度梯度甚大,这可能是由针尖对等离子体的吸热和粘滞所形成的。

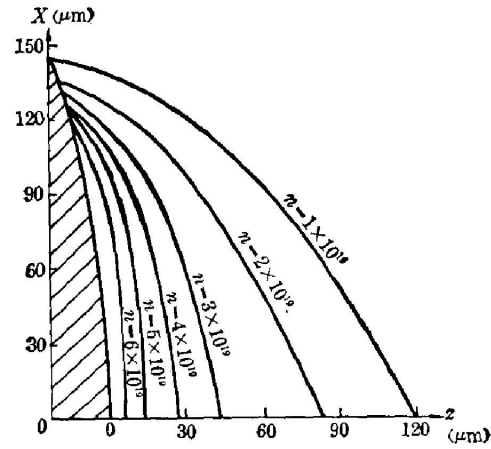


图 7 等离子体电子密度分布  
Fig. 7 Electron density distribution of plasma

王之江同志对本工作进行了指导,谨致谢意。

#### 参 考 文 献

- [1] B. Fedosejevs *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1977, **39**, No. 15 (Oct), 932.
- [2] D. T. Attwood *et al.*; *IEEE J. Q. E.*, 1978, **QE-14**, No. 12 (Dec), 909.
- [3] C. Yamanaka; *Phys. Rev.*, 1975, **A11**, No. 6 (Jun), 2138.
- [4] D. W. Sweeney *et al.*; *Appl. Opt.*, 1976, **15**, No. 5 (May), 1126.
- [5] W. Zi-Jiang, C. Xi-Jie *et al.*, *IEEE J. Q. E.*, 1981, **QE-17**, No. 9 (Sep), 1768.
- [6] 陈守华,徐毓光;《激光》,1980, **7**, No. 10 (Oct), 35.
- [7] 陈钰明等;《激光》,1980, **7**, No. 10 (Oct), 38.
- [8] R. N. Bracewell; *Fourier Transform and its Applications*, (McGraw-Hill, New York, 1965).

### Microinterference diagnosis of the laser plasma density profile

XU YUGUANG CHEN SHOUHUA AND RONG ZHONGHUA  
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 24 May 1982)

#### Abstract

In this paper, the experimental arrangement for measuring laser-plasma density profile is presented. It consists of two parts: a laser system and a interferometer. The two arms of the interferometer can keep equal optical pathes automatically. when time resolving power of a interference diagnosis is demanded to be very high, it is very convenient to use this arrangement instead of precise and complicated adjustment.