

# 测量托卡马克装置等离子体电子密度 分布的远红外 HCN 激光干涉仪

童兴德 郭其良 高 翔  
(中国科学院等离子体物理研究所)

## 提 要

本文介绍了用电磁波干涉的方法测量等离子体电子密度的原理、七道远红外 HCN 激光干涉仪的结构及其在 HT-6 M 托卡马克 (TOKAMAK) 装置上的测量结果。干涉仪的光源是一台波长 3.4 m 的连续辉光放电的 HCN 激光器, 波长 337  $\mu\text{m}$ , 输出功率约 100 mW。干涉仪可以给出七道弦上的平均电子密度, 最小可测相移为 1.15 条纹, 时间分辨为 0.1 ms。也可以由七道弦上相移的线积分值通过非对称的 Abel 变换给出不同时刻的电子密度的空间分布或时-空分布的三维图形。

关键词: 等离子体, 电子密度分布, 激光干涉仪。

## 一、引 言

远红外激光干涉测等离子体电子密度是七十年代发展起来的、新的诊断技术。从发表的文章看, 曾用过两种方法。一种是绝对测量, 即直接测量干涉条纹的强度<sup>[1]</sup>。另一种方法是相对测量, 又可称其为“拍频法”。对于这种方法, 若激光功率的起伏不太大, 则不影响测量精度, 对激光器输出功率的稳定性的要求就不那么严格了, 因而被广泛采用<sup>[2]</sup>。

获得拍频的方法最常用的是光泵激光器法<sup>[3,4]</sup>和转动光栅频率调制法。81年作者们研制的单道远红外 HCN 激光干涉仪采用的就是转动光栅频率调制法<sup>[5]</sup>。它用于 HT-6B 装置等离子体电子平均密度测量, 自投入使用以来, 性能稳定, 测量结果直观可靠, 已成为电子密度测量的常规诊断手段。

为了测量 HT-6 M 托卡马克装置的电子密度分布, 作者研制了这台七道远红外 HCN 激光干涉仪, 并于 85 年投入使用, 得到了预期的结果。这是我国第一台多道远红外激光干涉仪。

## 二、原 理

用干涉的方法测量等离子体电子密度是通过测量等离子体的折射率来实现的。当电磁波垂直于磁场方向传播时, 电场方向平行于磁场, 这时等离子体的折射率  $\mu_0$  为

$$\mu_0 = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{1/2}, \quad (1)$$

式中  $\omega$  为电磁波的角频率,  $\omega_p$  为等离子体的频率。当

$$\omega = \omega_p = \left( \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \quad (2)$$

时, 电磁波被等离子体反射。式中  $n_e$  为等离子体电子密度,  $m_e$  为电子质量,  $\epsilon_0$  为真空中的介电常数,  $e$  为电子电荷, 由此求出截止密度  $n_c$  为

$$n_c = \frac{\omega^2 \epsilon_0 m_e}{e^2} = 1.24 \times 10^{-2} f^2 (\text{m}^{-3}), \quad (3)$$

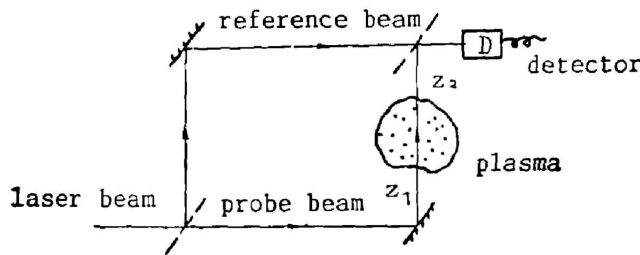


Fig. 1 Schematic diagram

将  $\omega_p$  和  $\omega$  的值代入(1)式得

$$\mu_0 = \left( 1 - \frac{n_e}{n_c} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

若  $n_e \ll n_c$ , 则

$$\mu_0 \approx \left( 1 - \frac{n_e}{2n_c} \right). \quad (5)$$

对于确是频率的电磁波,  $n_c$  为常数,  $\mu_0$  为  $n_e$  的线性函数。

测量等离子体电子密度的干涉原理如图 1 所示。探测光束与参考光束之间的位相差为

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{z_1}^{z_2} [\mu_0 - \mu_0(z)] dz, \quad (6)$$

式中  $\mu_0$  为真空的折射率,  $\mu_0(z)$  为等离子体的折射率,  $z_1$ 、 $z_2$  分别为等离子体中的光程起点和终点。设

$$\mu_0 = 1, \mu_0(z) = \left\{ 1 - [n_e(z)/2n_c] \right\}, n_c = 1.24 \times 10^{-2} f^2 (\text{m}^{-3}),$$

代入(6)式得

$$\varphi = \frac{\pi}{\lambda n_c} \int_{z_1}^{z_2} n_e(z) dz = 2.82 \times 10^{-15} \lambda \int_{z_1}^{z_2} n_e(z) dz, \quad (7)$$

相移的条纹数

$$F = \frac{\varphi}{2\pi} = 4.49 \times 10^{-16} \lambda \int_{z_1}^{z_2} n_e(z) dz. \quad (8)$$

引入平均密度  $\bar{n}_e$  为

$$\bar{n}_e = \frac{1}{S} \int_{z_1}^{z_2} n_e(z) dz. \quad (9)$$

代入(7)式得

$$\bar{n}_e = \frac{\varphi \lambda n_c}{\pi S} = 3.55 \times 10^{14} \frac{\varphi}{\lambda S}, \quad (10)$$

式中  $S = (z_2 - z_1)$  为光程长度, 若已知  $S$  和  $\lambda$ , 测出相移  $\varphi$ , 即可求出平均密度  $\bar{n}_e$ 。为了得到等离子体电子密度分布, 需要测出不同弦上等离子体的相移  $\varphi$ , 再用数学方法, 由不同弦上的相移求出密度分布。

### 三、干 涉 仪

这台干涉仪采用转动光栅“拍频法”, 简单原理见图 2。激光器输出的光束经分光片  $S_1$  分成 A、B 两束光, A 束射到圆柱形转动光栅 G 上, 反射光束产生了都普勒频移, 频率由原来

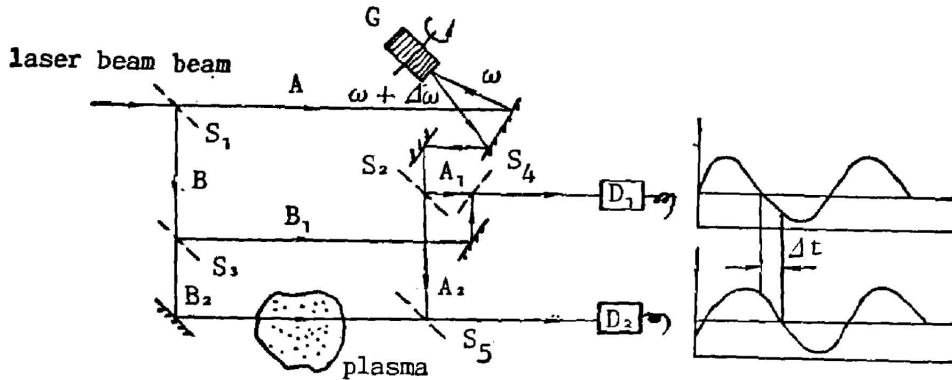


Fig. 2 Schematic diagram of the interference principle

的  $\omega$  变为  $\omega + \Delta\omega$ 。这束光又经分束片  $S_2$  分成  $A_1$ 、 $A_2$  两束光。光束  $B$  经分光片  $S_3$  分成  $B_1$ 、 $B_2$  两束光,  $A_1$  和  $B_1$  两束光射到平方律探测器  $D_1$  上,  $D_1$  输出的信号为

$$x = [a_1 \cos(\omega + \Delta\omega)t + b_1 \cos \omega t]^2, \quad (11)$$

对时间的平均。 $a_1$  和  $b_1$  分别为光束  $A_1$  和  $B_1$  的振幅。光束  $A_2$  和穿过等离子体的光束  $B_2$  射到平方律探测器  $D_2$  上,  $D_2$  输出的信号为

$$y = [a_2 \cos(\omega + \Delta\omega)t + b_2 \cos(\omega t + \varphi)]^2, \quad (12)$$

对时间的平均。 $a_2$  和  $b_2$  分别为光束  $A_2$  和  $B_2$  的振幅,  $\varphi$  为等离子体引起的相移。探测器  $D_1$ 、 $D_2$  输出信号随时间变化的分量分别为拍频信号

$$x = x_0 \cos \Delta\omega t, \quad y = y_0 \cos(\Delta\omega t + \varphi). \quad (13)$$

令  $\varphi = \Delta\omega \Delta t$ , 可得

$$y = y_0 \cos[\Delta\omega(t + \Delta t)]. \quad (14)$$

比较信号  $x$  和  $y$ , 可以求出  $\Delta t$ , 从而求出  $\varphi$ 。

用转动光栅进行频率调制的简单原理如图 3 所示。圆柱形光栅是在金属(如黄铜)圆柱上, 沿圆柱的轴向刻满图 3 所示的条纹。因为条纹的深度(约  $100 \mu\text{m}$ )和条纹的宽度(约  $210 \mu\text{m}$ )远比圆柱的直径(我们用的为  $120 \text{mm}$ )小, 故圆柱的圆周可以近似地看作直线。光束沿闪耀角  $\alpha$  入射(为了使入射光与反射光分开, 使入射光束稍微偏离  $\alpha$  角), 经转动的圆柱光栅反射后, 其都普勒频移为

$$\Delta f = 2f \frac{2\pi RN}{c} \sin \alpha, \quad (15)$$

式中  $f$  为光束的频率,  $R$  为光栅的半径,  $c$  为光速,  $N$  为光栅每秒转动的周数, 因为  $(f/c) = (1/\lambda)$ , 得到:

$$\Delta f = 2 \frac{2\pi R \sin \alpha}{\lambda} N = \frac{2\pi R}{d} N, \quad (16)$$

式中  $d$  为条纹宽度, 因为条纹数  $G = (2\pi R/d)$ , 因此可得  $\Delta f = GN$ 。调节光栅的转速  $N$  可以得到所需要的频率。

干涉仪的光路见图 4。这是根据 HT-6 M 装置的空间结构, 按照文献[8]介绍的方法设计的。HT-6 M 为空芯变压器的托卡马克装置, 大半径  $R = 65 \text{cm}$ , 小半径  $a = 20 \text{cm}$ , 真空室半径  $a_0 = 25 \text{cm}$ , 纵场  $B_z \leq 15 \text{kG}$ , 等离子体电流  $I_p \leq 150 \text{kA}$ , 等离子体电子最高平均密

度  $\bar{n}_0 = 7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , 电子温度  $T_e = 400 \sim 800 \text{ eV}$ , 离子温度  $T_i = 200 \sim 400 \text{ eV}$ , 真空室中心离地面 3.5 m, 上下两个垂直场线圈的距离为 2 m。干涉仪的探测光束必须跨越这两个线圈, 干涉仪的顶端离地面约 5 m, 每条弦上的光程长度约 9 m。装置上提供的可用于多道干涉的窗口为 30 cm 长的跑道形。窗口中心向外偏离真空室中心 6 cm, 故七道探测光束也向外偏离真空室中心, 探测的是真空室外侧的大半部分。一道通过真空室中心, 外侧四道, 内侧两道, 共七道, 均匀分布, 两道间距 4 cm。激光束腰在真空室赤道面上, 直径 1.5 cm, 在窗口上的直径为 1.8 cm。真空室窗口是用  $\alpha$  切向的石英片密封。光路中用 3 分束片, 反射镜和圆柱形转动光栅等三种元件。最大的一片分束片为聚酯膜, 其他都是  $\alpha$  切向的石英片, 反射镜有球面和平面两种, 都是玻璃基底真空镀铝的。圆柱光栅是黄铜的, 直径 12 cm, 厚 1.5 cm, 刻 1800 条纹, 闪耀角为  $53.7^\circ$ 。

在我们的实验中取  $4f = 10 \text{ kHz}$ 。

干涉仪与 HT-6 M 装置无任何机械接触, 装置放电产生的振动对密度测量的影响被有效地消除。

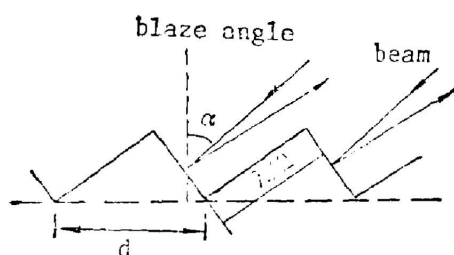


Fig. 3 Schematic diagram of rotating grating

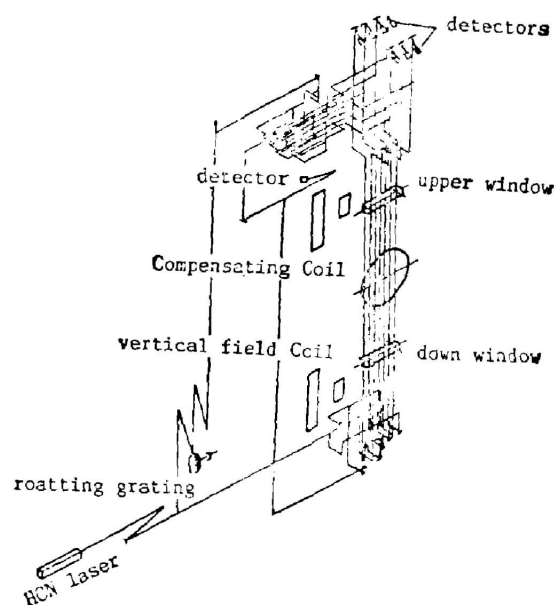


Fig. 4 Schematic of 7-channel FIR laser interferometer system

## 四、激 光 器

激光器的结构如图 5 所示。这是一台连续辉光放电的远红外 HCN 激光器。腔长 3.4 m, 放电管长 3 m, 主放电管内径 5.4 cm, 外套玻璃油套, 用硅油恒温。硅油的温度用超级恒温器控制, 可以根据需要调节温度。我们控制在约  $105^\circ\text{C}$ 。主放电管与玻璃油套间用“O”形橡胶圈密封。阴极是黄铜的, 筒状, 内衬钽片, 以减少溅射, 黄铜外罩的冷却水套, 阳极的结构与阴极相同, 但无水冷外套, 内部不衬钽片。激光腔的一端是镀金的平面反射镜, 玻璃基底。用千分尺调节反射镜的水平位移, 用四个螺钉调节其角度。在反射镜前约 5 mm 处平行地装了三根直径  $50 \mu\text{m}$  的钨丝, 这样可以得到线偏振的激光输出, 偏振方向垂直于钨丝。腔的另一端用金属网作耦合输出, 输出窗口用  $\alpha$  切向石英片密封, 金属网和石英片都可用紧固螺钉调节其角度。用三根直径约 50 mm 的熔石英管将激光器紧紧地连成整

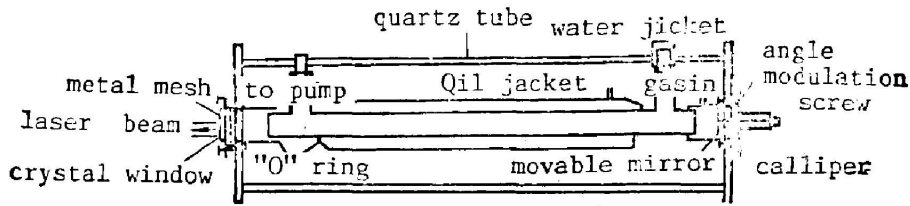


Fig. 5 Schematic of FIR HCN laser

体, 石英管用水恒温, 水的温度用超级恒温器控制, 这样大大地提高了激光器的热稳定性和机械稳定性。激光器用 10kVA 的恒流电源供电。

HCN 激光器最常用的工作物质是  $\text{CH}_4$ ,  $\text{N}_2$  和  $\text{He}$  的混合气体, 这种混合气体在放电过程中很容易产生一种棕色的聚合物, 附着在管壁上, 使激光器的输出功率随着附着物的增加而下降, 这是辉光放电的 HCN 激光器的很严重的问题, 被认为是阻碍这种激光器发展的重大障碍, 当前防止产生聚合物的方法是提高放电温度, 如 Veron 等将放电温度提高到  $140^\circ\text{C}$  以上。就是这样, 仍然不能完全消除聚合物的产生。根据 Veron 等人的实验, 放电温度为  $100^\circ\text{C}$  时, 激光输出功率最大, 提高放电温度将使激光输出功率下降。我们用  $\text{CH}_4:\text{N}_2:\text{H}_2=1:1:5$  的混合气体作激光器的工作气体, 放电温度为  $105^\circ\text{C}$ , 基本上不产生聚合物, 激光器的输出功率也不低于使用  $\text{CH}_4$ ,  $\text{N}_2$  和  $\text{He}$  的混合气体\*。

我们曾对激光的模式及其传播特性进行了实验研究, 观察多种模式, 其中以  $\text{EH}_{11}$  模的功率最大, 线偏振的激光功率约 100mW。距激光器输出窗口大于 1m 的远场, 激光强度高斯分布, 小于 1m 的近场, 分布不规则。激光的束腰距窗口约 1.3m, 其直径约 2cm。

## 五、数据处理及结果

干涉仪的七道探测信号及一道参考信号输入相位差计, 在相位差计中, 将探测信号与参考信号进行过零比较, 得到每道的相移。相位差计是以插件的形式安装于 CAMAC 机箱中,

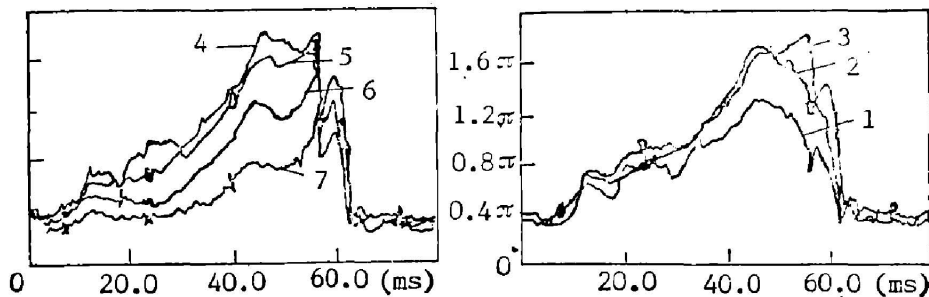


Fig. 6 Line integrals of phase shift of 7 probing chords. The serial numbers in the Fig. are the order of probing channel arranged from inside to outside. Channel 3 passes through the center of plasma chamber. Initial phase in the Fig. is  $0.4\pi$

\* 作者的激光器长期使用, 主放电管有油恒温的区域没有附着物, 只在放电管的端部、无油套的低温区有少量附着物。

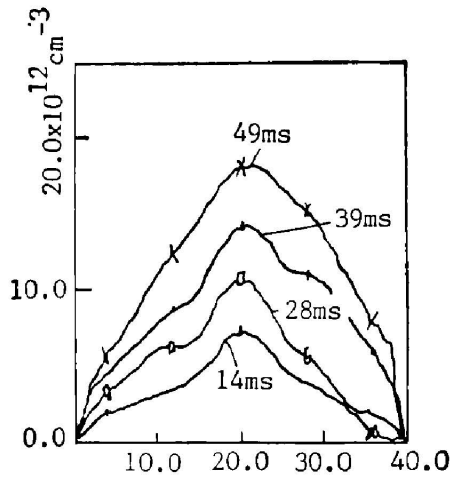


Fig. 7 Space profile of electron density at different time

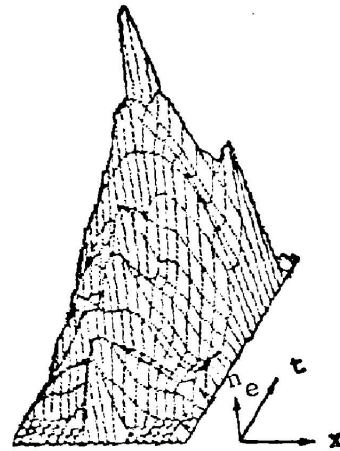


Fig. 8 Space-time profile of electron density  $t$ —time,  $x$ —space, along minor radius of plasma chamber from inside to outside

遵守 CAMAC 规范。可以单独使用,用示波器或函数记录仪显示各道的相移,从而求出各道的等离子体电子的平均密度  $\bar{n}_e$ ; 也可以通过 CAMAC 机箱控制器与计算机联用,由计算机终端显示出各道的相移,或者通过计算机处理,求出等离子体电子密度的时-空分布,由计算机终端显示其结果。为了得到等离子体电子密度的时-空分布,我们根据干涉仪七道探测光束的空间分布,采用非对称的 Abel 变换方法<sup>[9]</sup>,研制出一套计算机程序。在这套程序中采用了“抛物插值”、“最小二乘法拟合”等措施,使数据处理误差大大减小。

干涉仪可测最小相移为(1/15)条纹,时间分辨为 0.1 ms。图 6 为七道等离子体相移的线积分值,图 7 为不同时刻的等离子体电子密度的空间分布,图 8 为等离子体电子密度分布的三锥图形。这三种图形是同一次放电的结果。

郭文康、李文莱同志给了我们大力的支持和帮助; HT-6M 装置组提供了实验条件,给予多方面的配合和帮助; 计算机室同志在数据处理及相位差计的研制方面给予热情的指导和耐心的帮助; 中国科技大学等离子体物理教研室为我们研制了七道相位差计; 上海技术物理所提供了热释电的探测器。这些都有力地促进了我们的研究工作的顺利开展,在此一并表示感谢。

### 参 考 文 献

- [1] A. Nishigawa; *Jap. J. Appl. Phys.*, 1978, **15**, No. 9 (Sep), 1753~1758.
- [2] P. E. Stett et al.; «Diagnostic for fusion reactor conditions», (COMMISSION OF THE EUROPEAN COMMUNITIES, Brussels, Belgium, 1982), 199~205.
- [3] S. M. Wolfe et al.; *Appl. Optics*, 1976, **15**, No. 12 (Dec), 2645~2650.
- [4] D. Veron; *Optics Communications*, 1974, **10**, No. 1 (Jan), 95~99.
- [5] 郭其良, 童兴德, 徐雅芬, 李文莱; «核聚变与等离子体物理», 1982, **2**, No. 4 (Dec), 243~245.
- [6] 项志逸, 俞昌旋; «高温等离子体诊断技术(下册)», (1982, 上海科学技术出版社), 110~113.
- [7] K. J. Button; «Infrared and millimeter waves», (Academic Press Inc., New York, 1979), Chapter 2.
- [8] 李文莱等; «北京光学», 1982, No. 4 (Nov), 1~6.
- [9] Y. Yasutomo et al.; *IEEE Transactions Plasma Sci.*, 1981, **PS-9**, No. 1 (Jan), 18~24.

## 7-channel FIR HCN laser interferometer for determining electron density profile on HT-6M TOKAMAK

TONG XINGDE, GUO QILIANG AND GAO XIANG†  
(*Institute of Plasma Physics, Academia Sinica, Hefei*)

(Received 27 April 1987; revised 19 June 1987)

### Abstract

In this paper, the principle of interferometry for determining electron density of plasma is presented. The structure of 7-channel interferometer and its measurement results on HT-6 M TOKAMAK are described. The light source used in the interferometer is a c. w. glow HCN laser with cavity length of 3.4 M and power output about 100 mW at  $337 \mu\text{m}$ . The averaged electron density of 7 probing chords can be given simultaneously. The detectable sensitivity is  $1/15$  fringe with temporal resolution of 0.1 ms. Through asymmetrical Abel inversion from the line integrals of phase shift of 7 chords, the electron density profile at different time or three dimensional diagram of space-time distributions of electron density can be obtained.

**Key words:** plasma; electron density distribution; laser interferometer.