

# 用远红外 HCN 激光干涉仪测量等离子体电子密度

41-44

揭银先 高翔 方自琛 邓必河 沈哲 廖子英  
谢纪康 卫明生 李广 吕惠娟 郭其良 李建刚

(中国科学院等离子体物理研究所, 合肥, 230031)

A

**【摘要】** 在大多数托克马克 (TOKAMAK) 上, 远红外激光干涉仪是等离子体诊断中一种重要的装置。本文介绍了用远红外 HCN 激光干涉仪测量等离子体电子密度的原理和激光干涉仪结构, 并给出首次在我国第一台大型超导托克马克 HT-7 装置上测到的中心弦等离子体电子平均密度。干涉仪的光源是一台腔长 3.4 m、连续辉光放电的 HCN 激光器, 波长 337  $\mu\text{m}$ , 输出功率 100 mW, 测量的时间分辨率为 100  $\mu\text{s}$ 。

**【关键词】** 等离子体 激光干涉仪 电子密度

TH 744.3 053

## 1 原理

电子密度是等离子体物理研究中一个很重要的物理量, 测量等离子体电子密度主要利用电磁波在等离子体中的传播特性和技术。由于远红外激光的波长范围正好适合用来测量等离子体电子密度, 因此, 这种激光的干涉仪已成为高温等离子体诊断技术的常规诊断装置。

我们采用的“拍频法”对激光器输出的功率稳定性要求不是非常严格, 因而被广泛应用。干涉仪用圆柱形转动光栅来进行频率调制, 从而获得拍频信号, 这种干涉仪被称作 Veron 型干涉仪<sup>[1,2]</sup>。

实际上, 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方向, 这时等离子体的折射率  $\mu_0$  为:

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

式中  $\omega$  为电磁波角频率,  $\omega_p$  为等离子体振荡频率。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,  $\epsilon_0$  为真空介电常数,  $e$  为电子电荷。由此求出截止电子密度

$$n_c = \frac{\omega^2 \epsilon_0 m_e}{e^2} \quad (3)$$

将(2)、(3)式代入(1)式得:

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

若  $n_e \ll n_c$ , 则

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

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

探测等离子体电子密度的干涉原理如图 1 所示。探测光束和参考光束之间的相位差

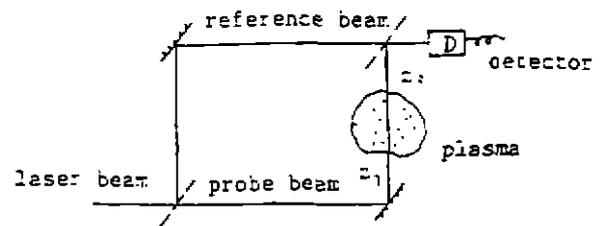


图 1 干涉原理示意图

Fig.1 Schematic diagram of interference principle

收稿日期: 1996-07-19

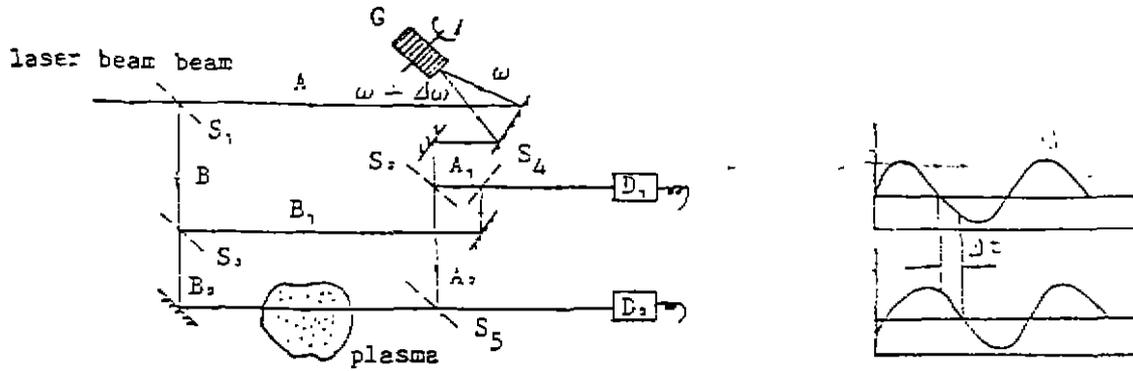


图2 干涉仪原理示意图

Fig.2 Schematic diagram of the interferometer

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

式中,  $\mu_v=1$  是真空的折射率,  $\mu_0(z)$  为等离子体折射率,  $z_2-z_1$  为等离子体中的光程。将(5)式代入(6)式得

$$\varphi = \frac{\pi}{\lambda n_c} \int_{z_1}^{z_2} n_e(z) dz \quad (7)$$

式中,  $\lambda$  为激光波长, 引入平均电子密度  $\bar{n}_e$  为

$$\bar{n}_e = \frac{1}{L} \int_{z_1}^{z_2} n_e(z) dz \quad (8)$$

$L=z_2-z_1$  为光程长度, 将(8)式代入(7)式得

$$\bar{n}_e = \frac{\varphi \lambda n_c}{\pi L} = c \varphi \quad (9)$$

式中,  $c$  为常数。可见, 只要测出相移  $\varphi$ , 即可求出平均电子密度  $n_e$ 。

## 2 相位调制

本干涉仪是采用转动光栅来进行相位调制的, 产生拍频, 原理如图2所示。图中  $S_1, S_2, S_3, S_4, S_5$  为分光束片, 对入射光 50% 透射, 50% 反射。 $S_4, S_5$  为合成片。

激光束经  $S_1$  后分成  $A, B$  两束光,  $A$  束射到转动光栅上, 其反射光产生 Dopple 频移, 频率由  $\omega$  变为  $\omega + \Delta\omega$ 。再经过  $S_2$  分成  $A_1, A_2$  两束光。光束  $B$  经  $S_3$  分成  $B_1, B_2$  两束光,  $A_1$  和  $B_1$  两束光经合成片  $S_4$  射到探测器  $D_1$  上, 其

输出信号为参考信号:

$$x_1 = [A_1 \cos(\omega + \Delta\omega)t + B_1 \cos\omega t]^2 \quad (10)$$

光束  $A_2$  和穿过等离子体的光束  $B_2$  射至探测器  $D_2$  上,  $D_2$  输出信号为探测信号

$$x_2 = [A_2 \cos(\omega + \Delta\omega)t + B_2 \cos(\omega t + \varphi)]^2 \quad (11)$$

$\varphi$  为光束经过等离子体后引起的相移, 即我们要求的量, 由(10)、(11)式得

$$x_1 = A_1^2 \cos^2(\omega + \Delta\omega)t + B_1^2 \cos^2\omega t + A_1 B_1 [\cos(2\omega + \Delta\omega)t + \cos\Delta\omega t] \quad (12)$$

$$x_2 = A_2^2 \cos^2(\omega + \Delta\omega)t + B_2^2 \cos^2(\omega t + \varphi) + A_2 B_2 [\cos(2\omega t + \Delta\omega t + \varphi) + \cos(\Delta\omega t - \varphi)] \quad (13)$$

实际上, 探测器来不及响应高频变化, 所以

$$x_1 = A_1 B_1 \cos\Delta\omega t \quad (14)$$

$$x_2 = A_2 B_2 \cos(\Delta\omega t - \varphi) \quad (15)$$

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

$$x_2 = A_2 B_2 \cos[\Delta\omega(t - \Delta t)] \quad (16)$$

比较(14)、(16)两式, 可以求出  $\Delta t$ , 从而求出  $\varphi$ 。

转动光栅局部放大侧视图如图3所示。在黄铜圆柱面上沿圆柱的轴向刻满条纹。条纹的宽度和深度远远小于圆柱的直径(150 mm), 所以圆柱的圆周可近似地看作直线。光束以闪耀角  $\alpha$  入射, 经转动光栅反射后, 其 Dopple 频移为

$$\Delta f = 2f \frac{2\pi R N}{c} \sin\alpha \quad (17)$$

式中  $f$  为激光频率,  $R$  为光栅半径,  $c$  为光速,

$N$  为光栅每秒转动的周数。由(17)式得

$$\Delta f = 2 \cdot \frac{2\pi R \sin \alpha}{\lambda} N = \frac{2\pi R}{d} N = GN \quad (18)$$

式中  $d$  为条纹宽度,  $G = 2\pi R/d$  为光栅总条纹数。可见, 调节光栅转速即可得到所需的频率  $\Delta f$ 。实验中, 取  $G = 1440$ ,  $\Delta f = 10 \text{ kHz}$ 。

### 3 激光器

干涉仪的光源 HCN 激光器结构如图 4 所示, 其谐振腔长 3.4 m, 放电管长 3 m, 内径 48 cm,

外套玻璃油套, 用硅油恒温。阴极内衬钽片, 以极大地减小辉光放电时的溅射, 延长阴极寿命。激光谐振腔一端是铜平面反射镜, 反射率大于 95%, 用千分尺调节其水平位移以达到调整腔长的目的。

用 4 个螺钉调节其角度。腔的另一端用金属网作耦合输出, 金属网前平行安装了 5 根直径  $40 \mu\text{m}$  的钨丝, 这样就能得到垂直于钨丝的线偏振激光输出。输出窗口用石英片密封。用 3 根直径为 50 mm 的熔石英管将激光器紧紧地连成整体, 大大地提高了激光器的系统机械稳定性和热稳定性(石英管的热膨胀系数很小)。

HCN 激光器是一台连续辉光放电的远红外激光器。实验中, 所用的工作物质是  $\text{CH}_4$ 、 $\text{N}_2$  和  $\text{H}_2$  的混合气体。根据经验, 放电温度在  $100 \text{ }^\circ\text{C}$  左右时, 激光输出功率最大, 提高放电温度将使激光输出功率下降, 但可阻止激光腔内聚合物的产生, 而激光功率会随着腔内聚合物的增加而下降, 所以我们取放电温度为  $110 \text{ }^\circ\text{C}$  为最佳。另外, 单独用  $\text{H}_2$  进行辉光放电, 可用来清洗激光腔。

辉光放电时, 激励电源工作电压  $2 \text{ kV} \sim 5 \text{ kV}$  可调, 工作电流  $0.5 \text{ A} \sim 1.0 \text{ A}$ , 激光波长

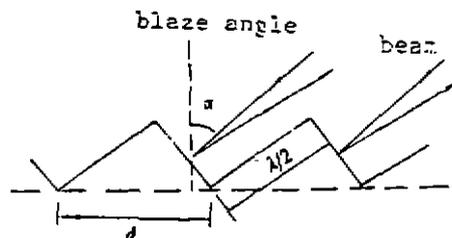


图 3 旋转光栅示意图

Fig.3 The rotating grating

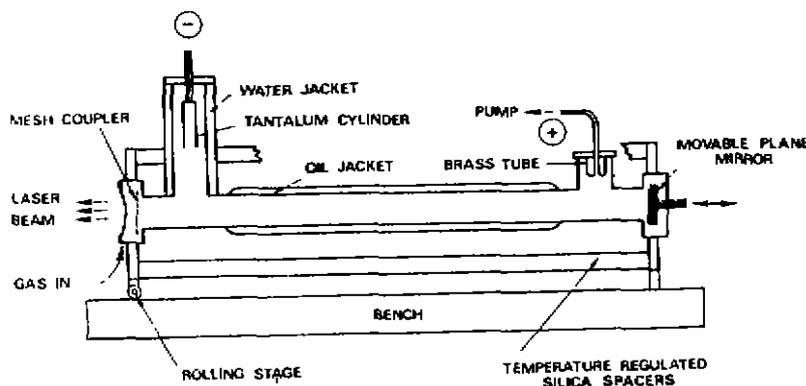


图 4 FIR HCN 激光器示意图

Fig.4 Structure diagram of FIR HCN laser

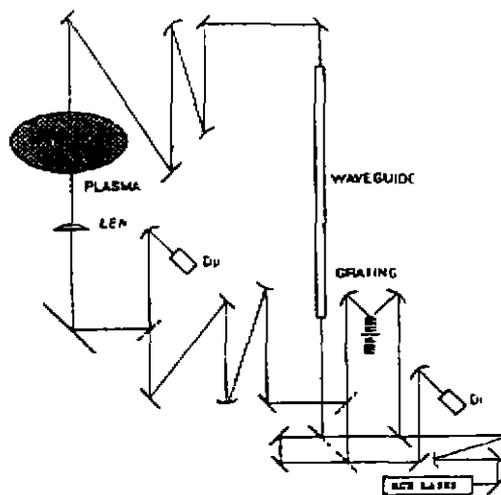


图 5 HT-7 上单道 HCN 激光干涉仪光路安排

Fig.5 Optical arrangement of the HCN laser single-channel interferometer FOR HT-7

$337 \mu\text{m}$ , 最大输出功率  $100 \text{ mW}$ 。输出模式为  $\text{EH}_{11}$  模, 其在远场按高斯光束规律传播。

#### 4 干涉仪

干涉仪的光路如图 5 所示, 该电路是根据 HT-7 装置现场空间, 按照文献 [3] 介绍的方法设计加工的。干涉仪是一个比较庞大的系统, 其顶端离地约 7 m, 整个安装在一个经过减震的车子上, 车子可在两根平行导轨上移动, 给调节光路带来方便。所有的光具座和紧固螺钉以及光学元件, 支撑架本身都采用不受强磁场影响的材料做成, 避免放电时光学元件产生振动, 影响测量精度。因 HT-7 装置庞大, 所以干涉仪光程也相应加长, 为避免不必要的能量损失和过多的光学元件, 我们首次采用了波导传播技术<sup>[4]</sup>, 该波导长约 4 m, 内径 50 mm, 厚 5 mm, 为有机玻璃管。

#### 5 数据处理

干涉仪上参考光束和探测光束经热释电探测器

$D_r$ 、 $D_p$  接收后, 经过前置放大、滤波, 分别进入相位差计的两输入端, 如图 6 所示。两路信号经过零比较、时钟计数, 再经过数模转换、放大后即可求得所要测量的相移  $\varphi$ , 从而求出电子平均密度。用这台干涉仪已首次测出了 HT-7 超导托克马克中等离子体中心道电子平均密度, 时间分辨率为 100  $\mu$ s。图 7 是等离子体电流、电子平均密度随时间变化的曲线。该曲线

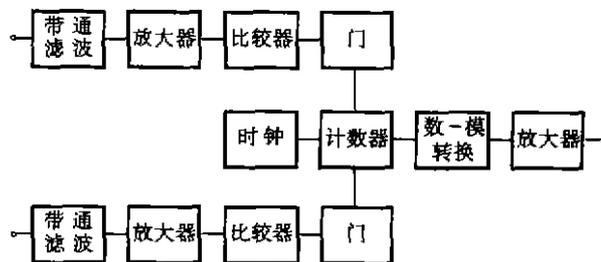


图 6 相位差计电子线路方框图

Fig.6 Block diagram of electronic circuit of the phase comparator

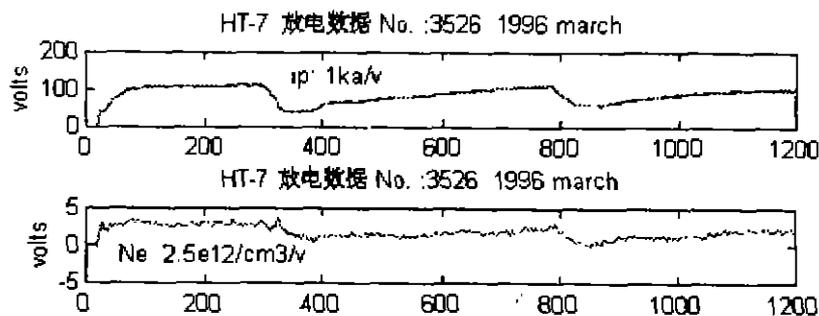


图 7 HT-7 托克马克上 3526 号放电的等离子体电流和平均电子密度波形

Fig.7 Plasma current and average electron density in HT-7 tokamak of shot 3526

是做电流斜升 (Ramp up)、斜降 (Ramp down) 实验中得到的结果。

#### 参 考 文 献

- 1 Veron D. Infrared & Millimeter Waves, 1979, 2: 69-1135
- 2 Veron D. Opt. Commun., 1974, 10: 95
- 3 李文莱. 北京光学, 1982, (4): 1-6
- 4 Rebuffi L. Infrared & Millimeter Waves, 1989: 291

### FIR HCN Laser Interferometer for Electron Density Measurements

Jie Yinxian, Gao Xiang, Fang Zichen, Deng Bihe, Shen Zhe

(Institute of Plasma Physics, Academic Sinica, Hefei, 320031)

**Abstract** FIR laser interferometry has become a standard diagnostic method for electron density measurements on most tokamaks. The principle of interferometry for determining electron density of plasma is introduced. The structure of the interferometer, The first large superconductive tokamak in China, and its measurement results, are described. A HCN laser is used as the light source with 3.4 m cavity length, 100 mW output power and 100  $\mu$ s temporal resolution.

**Key words** Plasma Laser interferometer Electron density