

# 托卡马克等离子体高分辨率光谱诊断

林晓东

(深圳大学应用物理系, 深圳 518060)

魏乐汉\*

(中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

**摘 要** 通过压电晶体驱动法布里-珀罗干涉仪实现波长扫描, 在单次托卡马克放电过程中完成了离子温度的时间分辨测量。实验表明, 该方法光谱分辨率高, 并且避免了因多次重复放电引起的不准确性。

**关键词** 法布里-珀罗干涉仪, 托卡马克等离子体。

## 1 引 言

就磁约束高温托卡马克等离子体而言, 对其离子温度的测量通常采取下述三种方法: 中性粒子能谱法、中子产额测定法以及线光谱的多普勒展宽测量法。其中利用单色仪测定线光谱的多普勒展宽计算离子温度的方法已成为各托卡马克装置边界层离子温度测量的有效手段并被广泛应用<sup>[1, 2]</sup>, 但这种方法的不足之处是: 首先受单色仪分辨率的限制, 难以精确测量谱线轮廓分布; 其次大多数测量设备都还是以逐点扫描方式开展工作, 这要以托卡马克连续的多次重复放电为基础, 否则就会引入较大的测量误差, 然而实际上由于托卡马克等离子体的微观行为非常复杂, 连续的完全重复放电是很难实现的。

本实验以一台压电驱动式法布里-珀罗干涉仪为基础, 采用干涉滤光片作预色散元件建立起一套高分辨率光谱诊断系统, 并利用该系统在 HT-6M 托卡马克装置的单次脉冲放电中实现了离子温度的时间分辨测量。

## 2 测量原理

高温托卡马克等离子体含有大量带电粒子, 它们之间存在着各种复杂的相互作用, 辐射的谱线也相当丰富。一般来说, 这些谱线除自然加宽外还会由于其它因素导致进一步展宽, 其中主要因素有: 多普勒效应、斯塔克效应和塞曼分裂。

多普勒加宽是等离子体中大量的作随机运动的辐射粒子其多普勒频移的集体表现。如果认为辐射粒子的运动纯粹是由热运动引起的, 即其运动速度服从麦克斯韦分布, 那么对光学

\* 现在工作地址: 上海师范大学实验中心, 上海 200234。

收稿日期: 1995年8月3日

薄等离子体, 谱线纯粹由于多普勒效应展宽产生的归一化频谱为<sup>[3]</sup>:

$$I^D(\Delta\lambda) = \left(\frac{Mc^2}{2\pi kT_i \lambda^2}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{Mc^2}{2kT_i \lambda^2}(\Delta\lambda)^2\right] \quad (1)$$

它满足高斯型分布, 半高全宽度表示为:

$$\Delta\lambda_{1/2}^D = \lambda \sqrt{8 kT_i \ln 2 / Mc^2} = 7.68 \times 10^{-5} \lambda \sqrt{kT_i / A} \quad (\text{nm}) \quad (2)$$

式中  $M$  为发射该谱线的粒子质量,  $A$  为粒子质量数,  $kT_i$  和  $Mc^2$  以 eV 为单位,  $k$  为玻尔兹曼常数,  $\lambda$  为光谱线中心波长, 以 nm 为单位。

斯塔克展宽即电场对谱线的影响, 在高温等离子体中主要表现为带电粒子间的碰撞展宽效应。按碰撞理论, 因斯塔克展宽引起的谱线强度分布轮廓为洛仑兹分布, 其半高全宽度为

$$\Delta\lambda_{1/2}^S = 2.50 \times 10^{-13} \alpha_{1/2} N_e^{3/2} \quad (\text{nm}) \quad (3)$$

式中,  $N_e$  为电子密度,  $\alpha_{1/2}$  是归一化轮廓的半高全宽度。

塞曼效应亦即磁场对谱线的影响, 由于外磁场的作用而引起的谱线波长分裂为:

$$\Delta\lambda_Z = 4.668 \times 10^{-8} (M_2 g_2 - M_1 g_1) \lambda^2 B \quad (\text{nm}) \quad (4)$$

式中  $M_1$ 、 $M_2$  为跃迁前后原子所处状态的磁量子数,  $g$  为朗德因子,  $B$  为外磁场强度, 且  $M_1$ 、 $M_2$  满足跃迁的选择定则。

由此可见, 托卡马克等离子体辐射谱线的加宽是上述三种因素共同作用的结果。多普勒展宽的大小主要依赖于离子温度的高低, 斯塔克展宽的大小决定于电子密度, 而塞曼分裂则因磁场的强弱而变化。计算表明<sup>[4]</sup>: 对于高温低密度托卡马克等离子体, 在约束磁场不太高的条件下, 可以忽略斯塔克效应和塞曼分裂的影响, 认为谱线的轮廓只是由多普勒展宽来决定, 因此, 根据(2)式有:

$$kT_i = 1.7 \times 10^8 A \left(\frac{\Delta\lambda_{1/2}^D}{\lambda}\right)^2 \quad (\text{eV}) \quad (5)$$

这样, 对于等离子体内某一特定离子(或原子)的辐射谱线, 只要在实验中测量出该谱线轮廓的半高全宽度  $\Delta\lambda_{1/2}^D$ , 就可以由(5)式计算出离子温度  $kT_i$ 。

### 3 测量装置

实验装置如图1所示。中心器件为一台德国产压电驱动式法布里-珀罗干涉仪。干涉

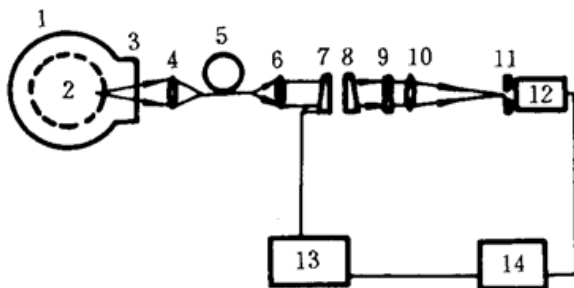


Fig. 1 Experiment set-up

- 1: Vacuum chamber of tokamak; 2: Plasma; 3: Diagnostic window; 5: fiber; 4, 6, 10: Lens; 7, 8: Plate of interferometer; 9: Interference filter; 11: Circular aperture; 12: Detector; 13: Controller; 14: Computer

仪锐度为 22.5, 光谱响应为 400 nm ~ 680 nm, 两镜片 7、8 为玻璃基片, 镀银膜, 间距可在 0.02 mm ~ 100 mm 范围内自由设置, 在镜片 7 的基座内装有一根压电陶瓷棒, 通过控制器 13 调节压电陶瓷棒两端电压可引起棒长伸缩从而带动镜片振荡, 使得干涉仪实现波长的连续扫描, 探测器 12 记录穿过针孔 11 的光强变化。图中 1 为 HT-6M 托卡马克真空室, 大环半径 65 cm, 等离子体柱半径 20 cm。脉冲放电的持续时间约 100 ms。

实验中要确保干涉仪两镜片相互平行, 同时也要严格保持针孔 11 与干涉环同心。另外, 为

了避开托卡马克放电时震动、电磁场以及 X 射线的干扰, 用一根近 30 m 长的光纤将光信号引入远离托卡马克现场的光学实验台上。

## 4 实验结果与分析

实验选择 HT-6M 托卡马克在氢氦混合气体运行期间、当放电电流进入平台区以后  $D_\alpha$  (也包括  $H_\alpha$ ) 谱线轮廓作为测量对象, 由于  $D_\alpha$  的电离电位较低, 同时托卡马克等离子体各电离态离子分布一般符合壳层分布特征, 因此  $D_\alpha$  对应的离子温度反映边界层温度信息。

图 2 是实际测量时计算机采集图, 其中图 2(a) 为光电倍增管记录的  $H_\alpha$  和  $D_\alpha$  谱线轮廓的扫描信号; 图 2(b) 是驱动法布里-珀罗干涉仪压电晶体的正弦波信号。实验中选取干涉仪两镜片间距为 0.5 mm, 对应光谱分辨率  $\Delta\lambda$  为 0.02 nm, 自由光谱区为 0.43 nm。起预色散作用的干涉滤光片中心波长为 656.0 nm, 带宽 2.5 nm, HT-6M 托卡马克装置的摄谱结果表明, 在这一区域, 除  $H_\alpha$  和  $D_\alpha$  谱线外没有其它的强辐射线对实验造成影响。

由图 2(a) 计算谱线轮廓的半高全宽度有两种方法: 一种是根据法布里-珀罗干涉仪压电晶体随驱动电压变化的灵敏度, 由于干涉仪扫过半宽度期间正弦波电压变化来推算波长差; 另一种简便的方法是因为  $H_\alpha$  和  $D_\alpha$  谱线中心波长相差 0.18 nm, 因此在图 2(a) 中可根据比例关系计算出  $H_\alpha$  和  $D_\alpha$  各自轮廓的半高全宽度。

对图 2 进行平滑处理, 按上述方法得到  $D_\alpha$  轮廓的半高全宽度在 0.08 nm~0.09 nm 之间变化, 由(5)式, 相应的离子温度介于 5.0 eV~6.4 eV 之间。

## 5 讨 论

1) 由于图 2 中  $H_\alpha$  谱线轮廓信号的信噪比较差, 因此本文对其不作处理。不过, 一般认为  $H_\alpha$  和  $D_\alpha$  具有相同的离子温度, 这样按(2)式  $H_\alpha$  的半高全宽度应是  $D_\alpha$  的  $\sqrt{2}$  倍;

2) 谱线轮廓的测量要求干涉仪在波长扫描中始终保持线性, 严格地说应该采用三角波或者锯齿波驱动压电晶体, 但实验中发现本仪器中的压电晶体在连续振荡时与上述波形不能很好地匹配, 故改为正弦波并尽量选择其线性段工作。

3) 在图 2 的曲线上  $H_\alpha$  线和  $D_\alpha$  线轮廓的扫描顺序由压电晶体的驱动电压决定, 在电压上升段压电晶体伸长, 镜片间距减小, 因此先扫描波长值小的  $D_\alpha$  线; 而在电压下降段, 结果正好相反。

**结 语** 利用压电驱动式法布里-珀罗干涉仪成功地研制了一套高分辨率测量系统并应用于托卡马克等离子体光谱诊断中。在开展与谱线轮廓相关的测量工作时, 该系统表现出结构简单、时间分辨率和光谱分辨率高等优点, 并且避免了因多次重复放电引起的不准确性。利用这台仪器还可以在托卡马克上开展氢氦含量比测量和由谱线的塞曼分裂测磁场分布等工作。

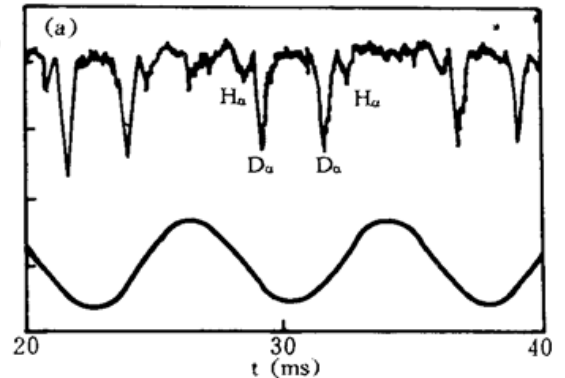


Fig. 2 (a) the profiles of  $H_\alpha$  and  $D_\alpha$  lines,  
(b) sine wave of driving the piezoelectric crystal

本文的实验工作是在中国科学院等离子体物理研究所完成的,感谢 HT-6M 托卡马克装置运行组的大力支持!

### 参 考 文 献

- [1] R. D. Benjamin, High spectral resolution, photon counting detector for Doppler temperature measurement in magnetically confined plasmas. *Rev. Sci. Instrum.*, 1987, **58**(4): 520~529
- [2] 汪舒娅等, 离子温度的光谱法测量. *核聚变与等离子体物理*, 1992, **12**(1): 58~61
- [3] 项志遵、俞昌旋, 高温等离子体诊断技术(上册). 上海, 上海科学技术出版社, 1982: 83~85
- [4] 林晓东, 等离子体高分辨率光谱. 硕士学位论文, 中国科学院等离子体物理研究所, 1988: 13~14

## High Resolution Spectral Diagnostics of Tokamak Plasma

Lin Xiaodong

(Department of Applied Physics, Shenzhen University, Shenzhen 518060)

Wei Lehan

(Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031)

(Received 3 August 1995)

**Abstract** During the single discharge of Tokamak, the time-resolution measurement of ion temperature is performed with a Fabry-Perot interferometer driven by a piezoelectric crystal. The results show that this method has the higher spectral resolution, and that the error for shot-to-shot discharge is avoided simultaneously.

**Key words** Fabry-Perot interferometer, Tokamak plasma.