

⑫ 1019-1022

第 27 卷第 11 期
1998 年 11 月光子学报
ACTA PHOTONICA SINICAVol. 27 No. 11
November 1998

光谱法研究氢等离子体循环机制

徐伟

(广州师范学院物理系, 广州 510400)

万宝年

(中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

TL612

TL651

摘要 利用多道光学分析仪测量 H_α 线形分布, 从线形的分布推出再循环的氢原子主要来源于离子中性化后的反射和氢分子的离解. 通过双高斯拟合 H_α 线形分布, 由多普勒频移得出了氢原子的入射速度. 从氢原子能量分布上的特征峰得出氢分子的离解方式主要是电离和直接离解.

关键词 等离子体; 光辐射线形; 高斯拟合

光谱法 氢

0 引言

大多数托卡马克等离子体的密度是靠限制器和壁表面循环的中性氢的通量来维持, 这些粒子不仅给等离子体加料, 而且会影响粒子约束时间, 甚至主导整个等离子体的行为¹. 因此对再循环粒子的研究是十分重要的.

1 实验仪器

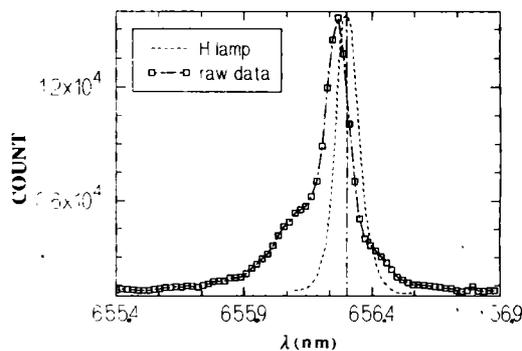
本实验所用的仪器是光学多道分析仪(OSMA), 它的分光元件为 0.75m 单色仪, 实验中所用的光栅是 1200g/mm 的全息光栅, 它的线色散为 0.8nm/mm. OSMA 系统的探头是增强型面光电耦合器件(578 像素×384 像素), 探头的谱分辨率为 0.023nm/像素.

为了避免等离子体旋转对线形的影响, 我们直接分析通过中心弦对限制器进行 H_α 线形分析.

2 实验结果与分析

欧姆放电时典型的 H_α 线形见图 1, 它的峰部强、分布窄, 两翼很不对称, 蓝移一侧强, 分布较宽, 红移一侧较弱, 远翼分布十分宽阔, 与氢灯辐射 H_α 谱线线形比较, 峰部分布相似, 中心波长稍向短波方向偏移, 但两翼相差太大.

托卡马克中的粒子(氢离子或氢原子)最终会从等离子体芯部扩散到等离子体边缘, 在经过鞘层时离子被加速, 获得一个定向的速度, 当碰撞到限制器表面时, 一部分将损失掉一定能量, 中性化后反射回等离子体中, 另一部分被吸附. 假定在我们的观测方向, 一定时间内, 反射后中性粒子速度分布近似满足 Maxwell 分布

图 1 H_α 线形分布Fig. 1 The distribution of H_α line

$$h(\nu - \nu_{10})d\nu = N \left(\frac{m}{2\pi k T_{10}} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{m(\nu - \nu_{10})(\nu - \nu_{10})}{2k T_{10}} \right] \quad (1)$$

式中 $n(\nu)$ 是在某一方向上, 速度在 $\nu \sim \nu + d\nu$ 之间的等离子体数目, N 是离子总数, k 是 Boltzman 常数, m 原子质量, T 是绝对温度, 定义粒子的平均能量反射率为 R_E , 则有 $2^{-1}m\nu_{10}^2 = R_E 3kT_e$, T_e 为鞘层电子温度.

对上式积分则得满足高斯型的谱线线形

$$I_1(\lambda - \lambda_{1c}) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_{1d}} \exp \left[-\frac{\lambda - \lambda_{1c} (1 - v_{10}c^{-2} \cos\theta)}{\Delta\lambda_{1d}} \right] \quad (2)$$

式中 $\Delta\lambda_{1d} = (\lambda_{1c}/c)(2kT_{1i}/m)^{1/2}$, λ_{1c} 是谱线的中心波长, $\Delta\lambda_{1d}$ 是高斯分布的半高全宽, T_{1i} 是辐射粒子的离子温度. 因此在仅考虑 Doppler 效应的前提下, 由 Doppler 展宽 $\Delta\lambda_{1d}$ 可求得 T_{1i} , 由 Doppler 频移 $\lambda - \lambda_{1c}$ 得到辐射粒子定向流速, 线形分布的面积相当于辐射强度.

对于吸附的氢将会以分子形式由热解吸进入等离子体. 氢分子在刮鞘层 (SOL) 附近就会被离解, 形成中性氢原子, 可以近似认为这部分氢原子也是处于热平衡, 或至少在观测方向一定的时间间隔内处于局部热平衡, 则这部分氢原子发射的 H_α 谱线线形也是满足式 (2) 的高斯型的线形分布.

因此整个线形分布来源于二方面的贡献, 来源氢分子离解的氢原子辐射形成线形的中间部分, 强而宽的蓝翼归因于反射氢原子的辐射. OSMA 系统探测的 H_α 谱线线形是由上述二部分中性氢原子发射谱集体贡献的结果. 第一部分反映的是粒子反射前整体行为, 由于包含了一个未知的反射率, 仅能由多普勒频移得出它们入射速度, 第二部分反映的主要是边界行为, 能从谱线的多普勒展宽和频移分别得出边界等离子体离子温度和粒子入射速度. 由于二个部分相互独立, 不能用单高斯拟合.

图 3 是对图 2 的剩余量进行双高斯拟合, 拟合后的剩余量在正负 2% 范围内随机变化, 吻合得很好.

用氢灯标定对它的中心波长, 得出 Doppler 频移 $\Delta\lambda = 0.07 \pm 0.002$ (nm) (H_α 谱线的半高全宽大于 0.1nm, 利用高斯拟合出谱线的中心波长的精度将比探头的谱分辨率高一个量级, 因此精度达到 0.002nm) 因此这部分中性氢原子大约以 3.0×10^4 m/s ($v = \Delta\lambda \times c / \lambda$) 的速度进入等离子体. 从相对强度 (线形分布的面积) 推算这部分粒子数约占探测区粒子数的 60%.

第二个分布较窄的高斯是从限制器表面解吸而进入等离子体的中性氢原子发射的 H_α 谱线线形, 它的中心波长向短波方向偏移 0.015 ± 0.002 (nm), 因此这部分中性氢原子以将近 1×10^4 m/s 的速度进入等离子体 (相当于 0.3~0.4eV 的动能), 粒子数约占探测区粒子数 40%. 由于氢分子是从壁表面被解吸的, 它的温度相当于室温, 因此离解后氢原子获得的动能远大于热能. 那么氢原子能量来源于何处?

另一方面, 在离谱线中心 $\Delta\lambda$ 范围内, H_α 谱线的强度可以表示为

$$I(\Delta\lambda) \propto n_0 n_e \langle \sigma v \rangle \int_{E(\Delta\lambda)} \frac{f(E)}{E^{1/2}} dE dV \quad (3)$$

式中 n_0 是中性氢的密度, n_e 是电子温度, $\langle \sigma v \rangle$ 为激发系数, $E = mc^2(\Delta\lambda)^2 / 2\lambda^2$, 空间积分定义为探测区的体积. 当电子温度高于 10eV 时, 每电离一个氢原子所辐射的 H_α 光子数几乎为恒量, 误差² 小于 10%, 因此上式可写成

$$I(\Delta\lambda) \propto \Gamma_0 \int_{E(\Delta\lambda)} \frac{f(E)}{E^{1/2}} dE \quad (4)$$

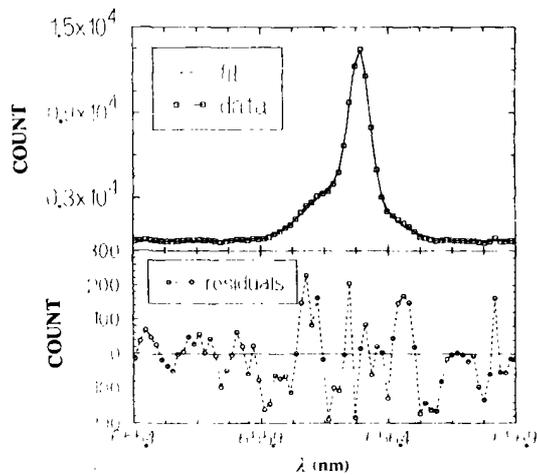


图 2 双高斯拟合
Fig. 2 Double Gaussian fitting

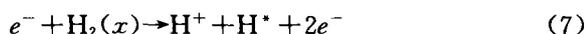
式中 Γ_0 为中性氢的通量, 上式可变为³

$$f(E) \propto \frac{dI(\Delta\lambda)}{d\lambda} \quad (5)$$

在只考虑 Doppler 效应的前提下, H_α 谱线的分布实际上就是在观测方向上中性氢原子的速度分布的线积分的结果, 对它求梯度就能得到中性氢原子的能量分布。

图 3 给出图 1 蓝移一侧的能量分布, 从图 3 中可以看出, 欧姆放电时能量分布上有两个明显的特征峰, 一个在 0.3eV 处, 另一个在 4.0eV 左右, 在 6~12eV 之间 $f(E)$ 值较高, 而且分布较平坦。

根据能量分布上的两个特征峰, 我们能确定 HT-6M 在欧姆放电时在 SOL 内发生主要的分子过程是



式(6)是氢分子的离解激发, 即氢分子首先被激发到激发分子态, 而后分子离解, 留一个原子在激发态, 在这过程中中性氢原子获得动能在 0 到达 1.4eV 之间, 峰值在 0.3eV, 即形成所谓的慢原子。电子损失 15.3eV 能量。式(7)是氢分子的电离离解, 这一过程中产生的中性氢原子的能量, 依赖于 H_2^+ 的振动激发态, 有人认为 $H_2^+(v)$ 的 $v=0\sim 8$ 数目占统治地位, 理论上计算出中性氢原子获得

的动能峰值在 4.3eV 左右⁴, 电子损失能量为 25eV。 $f(E)$ 5eV 到 20eV 间分布较高、较平, 这是能量较高、分布较宽的反射粒子形成。从能量分布上还能看出 0.3eV 能量峰占主导地位, 因此氢分子离解激发产生慢原子是边界发生的主要分子过程, 这也是上述氢分子离解产生的氢原子的动能来源。

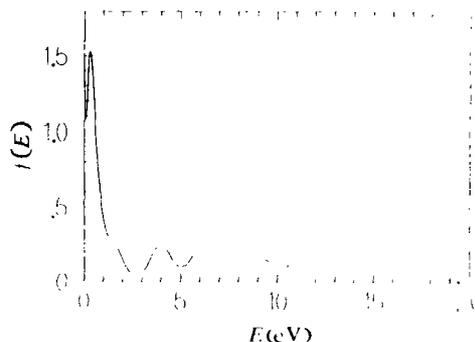


图 3 氢原子能量分布

Fig. 3 The energy distribution of hydrogen atoms

3 结论

通过上面的分析可以得出如下结论: 再循环的氢原子包括两大部分, 60% 的反射原子以 3.0×10^4 m/s 速度进入等离子体; 来源于氢分子离解的 40% 氢原子大约以 1×10^4 m/s 的速度进入等离子体, 这部分的动能来源于氢分子激发离解。

参考文献

- 1 Wagner F, et al. J Nucl Mater, 1984, 121: 103~108
- 2 Johnsn L C. J Quant Spectrosc Radiat Transf, 1973, 13: 333~339
- 3 Ogawa T, Higo M. Chem Phys Lett, 1979, 65: 610~614
- 4 JaneV R K, Post D E, et al. J Nucl Mater, 1984, 121: 10~15

THE RESEARCH OF RECYCLING MECHANISM OF HYDROGEN PLASMA WITH SPECTRAL METHOD

Xu Wei

Department of Physics, Guangzhou Normal University, Guangzhou 510400

Wan Baonian

Institute of Plasma Physics, Academia Sinica, Hefei 230031

Received date: 1998-04-24

Abstract The distribution of H_α line shape has been derived with Optical Multichannel Analysis (OSMA). That shows that recycling hydrogen atoms stem from the reflection of ion neutralized and the dissociation of hydrogen molecular. The incident velocity of hydrogen atoms have been obtained from Doppler shift with double Gaussian fitting. The peak on the energy distribution of hydrogen atoms shows that the way of hydrogen molecular dissociation are direct and ionic disdissociation.

Keywords Plasma; Line shape of optical emission; Gaussian fitting



Xu Wei was born in 1964. He received Ph. D. degree from Institute of plasma Physics, Academia Sinica in 1997. His research interests are in spectral diagnostics, spectral analysis and plasma physics.