

文章编号: 0253-2239(2005)04-557-4

光谱法研究等离子体粒子循环和运输*

徐 伟¹ 梁铨廷¹ 万宝年²

(¹ 广州大学物理系, 广州 510405
² 中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

摘要: 介绍了三高斯拟合技术, 首先用单高斯选点拟合了 H_α 线形分布的远翼, 由谱线的多谱勒展宽得出等离子体离子温度为 170 eV, 再对剩余量进行双高斯拟合, 从多谱勒频移求出反射和解吸粒子入射速度分别为 3.0×10^4 m/s 和 1×10^4 m/s, 从谱线辐射强度推出再循环粒子由 60% 反射粒子和 40% 解吸粒子组成。在简化模型下讨论了粒子的输运行为, 算出了氢原子密度、体发射系数和粒子约束时间的分布, 均与实验结果相符。分析了粒子入射速度大小对粒子约束时间的影响, 结果表明, 正常放电下, HT-6M 托卡马克粒子约束时间在 4~8 ms, 反射粒子的速度大小直接决定粒子约束时间的大小和空间分布。

关键词: 光谱学; 等离子体; 高斯拟合; 粒子循环; 粒子运输

中图分类号: O433; O532 文献标识码: A

Study of Plasma Particles Recycling and Transport with Spectroscopic Method

Xu Wei¹ Liang Quanting¹ Wan Baonian²

(¹ Department of Physics, Guangzhou University, Guangzhou 510405
² Institute of Plasma Physics, The Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031)

Abstract: The fitting technique with three Gaussian functions is introduced, The remote wing of H_α line shape is fitted with single Gaussian function at first, the ion temperature of plasma is derived from the Doppler broadening, then the residuals of H_α line shape is fitted with double Gaussian functions. The incident velocity of reflected particles and desorbed particles are 3.0×10^4 m/s and 1×10^4 m/s respectively, which are derived from the Doppler shift of H_α line shape, the recycling particles consist of 60% reflected particle and 40% desorbed particles, which are derived from the intensity of H_α line. The profile of hydrogen atom density, the coefficient of emission and particle confinement time are also obtained from the simplified model of particles transport, agreeing with experimental results. The influence of incident velocity on particle confinement time is analyzed. The result shows that particle confinement time is 4~8 ms with normal discharge in HT-6M Tokamak, the velocity of reflected particles directly dominate the magnitude and the radial profile of particle confinement.

Key words: spectroscopy; plasma; Gaussian fitting; particles recycling; particles transport

1 引 言

光谱测量是研究等离子体重要的手段之一, 传统的诊断手段很多, 如利用线光谱的强度比测量等离子体电子温度^[1], 从光谱线的多谱勒展宽测量等离子体离子温度等^[2]。随着科技的发展, 出现了时间、空间和谱分辨率高的探测系统, 光谱分析才有了新的研究内容, 如利用谱线的线形分析研究等离子

体边界的原子、分子过程^[3,4], 利用多谱勒频移测量等离子体旋转速度等^[5]。本文将介绍多高斯拟合技术, 得出等离子体一些重要参量, 并在简化模型下讨论粒子的输运行为。

2 多高斯拟合

托卡马克中的粒子最终会从等离子体芯部扩散

* 国家自然科学基金(10275014, 1047501)资助课题。

作者简介: 徐 伟(1964~), 男, 江西九江人, 教授, 博士, 主要从事等离子体物理、光谱学与光谱分析方面的研究。

E-mail: gnuxuwei@163.net

收稿日期: 2004-05-10; 收到修改稿日期: 2004-10-26

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,一部分离子将损失掉一定能量,中性化后反射回等离子体中,另一部分被吸附。假定在观测方向,一定时间内,反射后中性粒子速度分布近似满足麦克斯韦分布:

$$n(\mathbf{v}-\mathbf{v}_0)d\mathbf{v} = N\left(\frac{m}{2kT}\right)^{1/2}\exp\left[-\frac{m(\mathbf{v}-\mathbf{v}_0)(\mathbf{v}-\mathbf{v}_0)}{2kT}\right], \quad (1)$$

式中 $n(v)$ 是在某一方向上,速度在 $v \sim v+dv$ 之间的粒子数目, N 是粒子总数, k 是玻尔兹曼常量, m 为粒子质量, T 为绝对温度。

对上式积分则得满足高斯型的谱线线型:

$$I(\lambda-\lambda_c) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\lambda_d}\exp\left\{-\frac{[\lambda-\lambda_c(1-v_0\cos\theta/c)]^2}{\Delta\lambda_d}\right\}, \quad (2)$$

式中 $\Delta\lambda_d = \frac{\lambda_c}{c}\sqrt{\frac{2kT_i}{m}}$, λ_c 是谱线的中心波长, $\Delta\lambda_d$ 为高斯分布的半峰全宽, T_i 是辐射粒子的离子温度。因此在仅考虑多普勒效应的前提下,由多普勒展宽 $\Delta\lambda_d$ 可求得 T_i , 由多普勒频移 $\lambda-\lambda_c$ 得到辐射粒子定向流速,线型分布的面积相当于辐射强度。

对于吸附的那一部分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,在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 谱线线型也是高斯型的。

在上面讨论的两部分粒子中,有一些氢原子由于它速度快,自由程大于等离子体小半径(尤其对于反射回的氢原子),能进入到等离子体芯部。在等离子体中心区,电子温度在 200~600 eV 之间,中性氢原子的电荷交换截面大于电子电离截面,通过电荷交换,这部分中性氢原子能量将与等离子体离子温度相当。也假定这部分粒子在探测的区域和时间内局部热平衡,则它们发射的 H_α 谱线线型也是高斯型的。

因此,光学多道分析器(实验系统、实验仪器和实验安排见文献[5])探测的 H_α 谱线线型是由上述三部分中性氢原子发射谱集体贡献的结果,三个部分相互独立,不能用单高斯拟合。为了避免三高斯拟合带来的偶然性误差,首先拟合 H_α 线型的远翼。结果如图 1 所示。远翼的剩余量几乎为零。这部分辐射占辐射强度的 21%,高斯分布的半峰全宽为 6.5 nm,由此得到等离子体离子温度为 170 eV。

图 2 是对图 1 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。

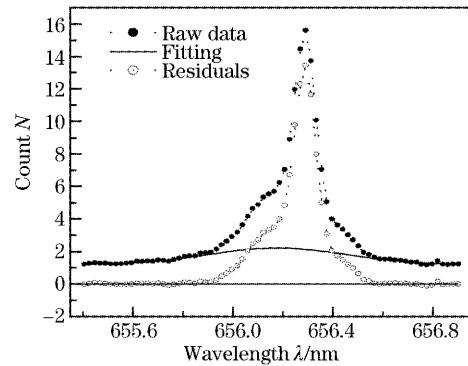


图 1 单高斯拟合 H_α 线型的远翼

Fig. 1 Remote wing simulation of H_α line shape with single Gaussian functions

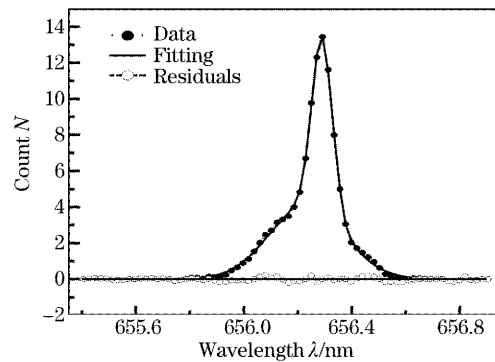


图 2 双高斯拟合 H_α 线型

Fig. 2 The simulation of H_α line shape with double Gaussian functions

第一个分布宽阔的高斯型即由能量较高的反射粒子发射形成 H_α 谱线线型,它占辐射强度的 47%。因为谱线辐射强度大小正比于谱线的体发射系数,因此

$$\frac{I_R}{I} = \frac{n_R n_e \chi_{13}}{m_e \chi_{13} + m_i \langle \sigma v \rangle_{n=3}} \approx \frac{n_R \chi_{13}}{n(\chi_{13} + \langle \sigma v \rangle_{n=3})},$$

在探测区域电子密度 n_e 约等于离子密度 n_i , I_R 和 I 分别表示反射粒子和总辐射强度,其它参量见下文(9)式注释。

$$\frac{n_R}{n} \approx \frac{I_R(\chi_{13} + \langle \sigma v \rangle_{n=3})}{I \chi_{13}} = 60\%,$$

表明这部分粒子数约占探测区域内的氢原子数的 60%。用氢灯标定对它的中心波长,得出多普勒频移 $\Delta\lambda \approx 0.07$ nm,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。第二个分布较窄的高斯型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 谱线线型,占辐射强度的 32%,粒子数约占探测区域内的氢原子数的

40%，它的中心波长向短波方向偏移0.0015 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。

3 粒子输运

在 HT-6M 托卡马克运行参量内，假定进入等离子体的氢原子发生的主要过程是：经典扩散、电子的碰撞电离和激发。电荷交换可以同时存在，但由于这个过程不损失中性氢原子数，因此下面的连续方程成立：

$$\frac{dn}{dt} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma} = S_p, \quad (3)$$

式中 n 为氢原子密度，氢原子入射通量 $\mathbf{\Gamma} = n\mathbf{v}$ ， \mathbf{v} 为氢原子入射速度， S_p 为电离率，即 $S_p = S n_e n$ ， S 为电离系数， n_e 为电子密度。

在稳态时：

$$\frac{d(nv)}{dr} = -S_p = -S n_e n, \quad (4)$$

HT-6M 托卡马克等离子体电子密度可近似为抛物线分布：

$$n_e(r) = n_e(0) \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right), \quad (5)$$

式中 $n_e(0)$ 为等离子体中心电子密度， a 为等离子体小半径，由于电离系数 S 在 $T_e > 30$ eV，变化较缓慢，尤其在 $T_e > 200$ eV 时，几乎保持不变，因此这里取 $S = 3 \times 10^{-8}$ cm³/s^[6]，那么，对于反射回等离子体中的那部分氢原子，由(4)式积分可得

$$n_R(r) = R_N n_0 \times \exp\left[-\frac{S n_e(0)}{v_{10}}(a-r) \left(1 + \frac{(a-r)^2}{3a^2}\right)\right], \quad (6)$$

式中 $n_0 \approx 1.0 \times 10^{11}$ cm⁻³ 为氢原子密度，由实验测得， R_N 是粒子反射率，取 $R_N = 0.6$ ， v_0 为反射粒子速度。

对于来源于氢分子离解的那部分氢原子，分段考虑，在 $20 \text{ cm} \sim (20 - \lambda_0)$ 区域氢分子由电子碰撞离解产生氢原子，即同样可得

$$n_D(r) = (1 - R_E) n_0 \times \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{S_{H_2} n_e(0)}{v_{H_2}}(a-r) \left(1 + \frac{(a-r)^2}{3a^2}\right)\right] \right\}, \quad (7)$$

式中 $S_{H_2} = \langle \sigma v \rangle \approx 1 \times 10^{-8}$ cm³/s 为氢分子的电子碰撞离解系数^[6]， v_{H_2} 为氢分子的入射速度，取室温下的分子热运动速度，约为 1.5×10^5 cm/s，因此有

效截面 $\sigma_{\text{eff}} = \langle \sigma v \rangle / v_{H_2} \approx 6.7 \times 10^{-12}$ cm²，氢分子平均自由程 $\lambda_0 \leq \frac{1}{n(a)\sigma_{\text{eff}}} = 1.4$ cm，这里取 $\lambda_0 = 1$ cm，

式中 $n(a) = 1 \times 10^{11}$ cm⁻³ 为边界电子密度。

在 $19 \text{ cm} \sim 0$ 区域同反射粒子类似。

$$n_D(r) = (1 - R_E) n_0 \times \exp\left[-\frac{S n_e(0)}{v_{20}}(19-r) \left(1 + \frac{(19-r)^2}{3a^2}\right)\right], \quad (8)$$

因此 $n(r) = n_R(r) + n_D(r)$ 。

在日冕模型下， H_α 谱线的体发射系数 $\epsilon(r)$ 为

$$\epsilon(r) = \frac{1}{4\pi} \frac{A_{32}}{A_{32} + A_{31}} \times h\nu [n_e(r)n(r)\chi_{13} + n_i(r)n(r)\langle \sigma v \rangle_{n=3}], \quad (9)$$

式中 h 是普朗克常量， ν 为辐射频率， χ_{13} 为原子从基态激发到 $n=3$ 能态时的激发系数，它仅是电子温度的函数^[7] [$T_e(r) = 600(1 - r^2/a^2) + 15$]， $A_{32}/(A_{32} + A_{31})$ 为谱线的分支比， $n_i(r)$ 为离子密度分布 [$n_i(r) = n_i(0)(1 - r^2/a^2)$ ， $n_i(0) = 1.2 \times 10^{13}$ cm⁻³]。 $\langle \sigma v \rangle_{n=3}$ 为电荷交换后形成处于第三能级氢原子的交换速率系数，这里近似取 5×10^{-9} cm³/s^[6] (仅考虑一次交换，中性氢原子动能近似取 5 eV)。因此上式中第一项为电子碰撞激发辐射，第二项为电荷交换辐射。

另一方面，我们只要用钨带灯绝对标定了 H_α 谱线不同弦积分辐射强度(表面亮度)，就可通过阿贝尔变换求出谱线的体发射系数。图 3 是测量结果和计算结果比较。从图 3 可以看出，理论上推出的 ϵ_T 和实验测的数据基本符合。 ϵ_T 包括电子碰撞激发辐射和电荷交换辐射 ϵ_e ，由于 ϵ_T 和 ϵ_e 分布基本类似，而 ϵ_T 大 ϵ_e 数倍，因此仅用碰撞激发模型描述氢原子的辐射不会带来太大的误差。

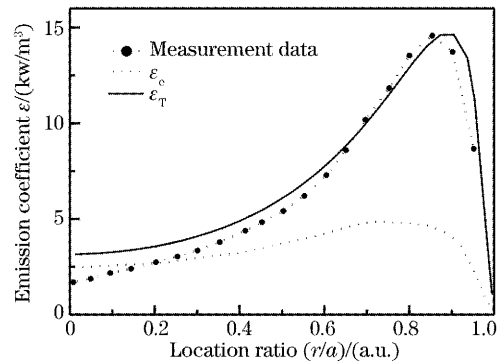


图 3 计算结果与实验结果比较
Fig. 3 Comparison of the calculated result with the experimental one

4 粒子入射速度对粒子约束的影响

忽略杂质对电子密度的贡献,在没有补充气体的情况下,电子密度变化速率由下式确定:

$$dn_e/dt = -\frac{n_e}{\tau_p} + S_p, \quad (10)$$

式中 τ_p 是电子约束时间, S_p 为氢原子的电离率。

在等离子体处于稳态时, $dn_e/dt = 0$, 则

$$\tau_p(r) = \frac{1}{n(r)S}, \quad (11)$$

由于氢原子入射速度决定 $n(r)$ 的空间分布,因此也决定粒子约束时间的大小和空间分布。图 4 给出几种入射速度下的粒子约束时间分布。当粒子入射速度为 30 km/s 时,等离子体芯部粒子约束时间为 4 ms,比入射速度为 15 km/s 时粒子约束时间小十倍。而且入射速度越大, τ_p 分布越平坦。实际上等离子体中心区 $n(r)$ 的分布取决于反射粒子,要使其的入射速度小,从上面的分析能得出,只有减小鞘层电位,也就是降低鞘层的电子温度。当然也可以选用低 Z (外层电子数少) 材料做限制器,以降低能量

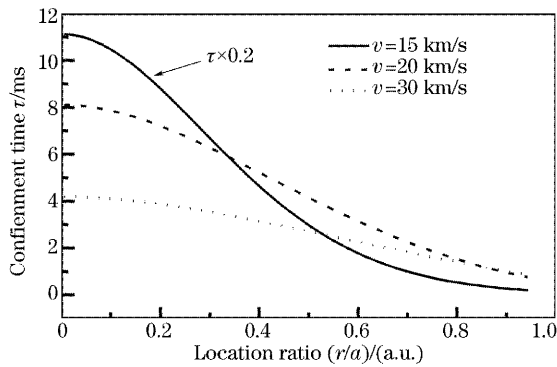


图 4 粒子约束时间与入射速度的关系

Fig. 4 The influence of incident velocity on particle confinement time

反射率。HT-6M 托卡马克是不锈钢限制器,粒子能量反射率较高,反射回等离子体的氢原子速度在 20~30 km/s 之间,决定了正常条件下粒子约束时间在 4~8 ms 之间。

5 结 论

通过多高斯拟合从 H_α 谱线线形分布得出许多等离子体重要参量:等离子体离子温度约为 170 eV,从限制器表面再循环进入等离子体的粒子(中性氢原子)由两部分组成:60% 的反射粒子,以 3.0×10^4 m/s 的速度进入等离子体;40% 来源于氢分子的离解,以 1×10^4 m/s 的速度进入等离子体。通过模拟粒子输运行为可以得出粒子的入射速度直接决定粒子约束时间的大小和空间分布。

参 考 文 献

- 1 Xiang Zhiling, Yu Changxuan. *The Technology of High Temperature Plasma Diagnostics* [M]. Shanghai: Shanghai Science and Technology Press, 1982 (in Chinese)
项志遯,俞昌旋. 高温等离子体诊断技术[M]. 上海:上海科学技术出版社,上海,1982
- 2 I. H. Hutchinson. *Principles of Plasma Diagnostics* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1987
- 3 Xu Wei, Wan Baonian, Zhou Qian *et al.*. Energy distribution of recycling particles in front of the limiter and the wall on the HT-7 Tokamak[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2003, **20**(4): 547~549
- 4 Xu Wei, Wan Baonian, Zhou Qian *et al.*. Study of particle behaviour at the edge in HT-7 Tokamak[J]. *Chin. Phys. Soc.*, 2004, **13**(9): 1510~1515
- 5 Xu Wei, Wan Baonian. Spectroscopic method for measurement of plasma ion temperature and rotation velocity[J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(9): 1115~1118 (in Chinese)
徐伟,万宝年. 光谱测量等离子体粒子温度和旋转速度[J]. 光学学报, 2003, **23**(9): 1115~1118
- 6 Zhu Shirao. *Principles of Nuclear Fusion* [M]. Hefei: University of Science and Technology of China Press, 1992 (in Chinese)
朱士尧. 核聚变原理[M]. 合肥:中国科学技术大学出版社,1992
- 7 P. C. Stangeby, G. M. McCracken. Plasma boundary phenomena in Tokamaks[J]. *Nucl. Fusion*, 1990, **30**(7): 1225~1374