

HT-6M 托卡马克 C^{6+} 离子的径向分布

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)

(1998 年 2 月 24 日收到; 1998 年 4 月 28 日收到修改稿)

利用光学多道分析仪测量了 HT-6M 托卡马克 C VI (207.1 nm) 谱线线形分布. 结果表明 C VI 谱线来源于电荷交换复合辐射. 根据对 C VI 谱线时间行为的测量, 进一步证明了这一结果, 并推算出完全剥离 C^{6+} 离子的径向分布.

PACC: 5255; 5225P; 5235

1 引 言

在托卡马克等离子体中, 杂质的存在一方面会因辐射损失大量能量, 影响等离子体的能量平衡、约束性质、宏观稳定性, 以及等离子体参数的径向分布^[1], 另一方面通过对杂质辐射光谱进行分析, 又得出许多等离子体参数, 因此对杂质的研究一直是托卡马克等离子体中一个十分重要的课题. 对于完全剥离的杂质离子的测量, 一般通过电荷交换复合辐射. 由于它能获取完全剥离离子密度^[2]、温度^[3]和旋转速度^[4]等重要等离子体参数, 因此越来越为人们所重视.

2 实验安排

所用测量仪器有光学多道分析(OSMA)仪、多道可见光谱探测系统、单道近紫外系统、多道 $H\alpha$ 测量系统和单道韧致辐射测量系统. 光学多道分析仪配备三块光栅, 实验中采用 3600 g/mm 光栅, 对应的探头谱分辨率为 0.0057 nm/像素. 光学多道分析仪用来测量 C VI 谱线的线形分布, 详细介绍参见文献[5]. 其他 4 套探测系统的探测器都是光电倍增管, 具有较好的时间响应, 分别用来探测 C III, C VI, $H\alpha$ 和有效电荷数随时间的变化.

3 弦积分线形分布的处理

在托卡马克等离子体条件下, 光谱线的加宽机制主要是多普勒加宽、斯塔克效应和塞曼效应, 其中多普勒加宽占绝对优势, 其他几种加宽机制一般可以忽略. 在仅考虑多普勒效应的前提下, 测量出谱线弦积分的分布, 由谱线的半高全宽就可得出辐射粒子的离子温

度,由多普勒频移可以得出辐射粒子的旋转速度.但实际上辐射粒子的密度具有一定的径向分布,辐射分布也随径向位置变化,是温度和速度的函数,因此沿某一方向测量的谱线强度的分布是加权积分的结果,显然具有最强的辐射和最高的温度的那部分弦在积分中占的权重最大.对于圆形小截面的托卡马克弦积分可表示为

$$I(\lambda, r_T) = \int_{-\sqrt{a^2 - r_T^2}}^{\sqrt{a^2 - r_T^2}} \frac{\epsilon(r)}{\sqrt{\pi} \Delta \lambda_D(r)} \exp \left\{ - \frac{\left[\lambda - \lambda_c \left(1 - \frac{v(r)}{c} \cos \alpha(r, r_T) \right) \right]^2}{\Delta \lambda_D(r)} \right\} dl, \quad (1)$$

式中 $\Delta \lambda_D(r) = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT(r)}{m}}$, r_T 是等离子体中心到弦的垂直距离. $\alpha(r, r_T)$ 是旋转速度方向与 r_T 之间的夹角.

加权积分结果是由谱线的体发射系数和多普勒展宽共同决定的谱线的总亮度.对于用高斯拟合的谱线强度应为

$$I(\lambda, r_T) = b(r_T) \exp \left\{ - \frac{[\lambda - \lambda_c(r_T)]^2}{\Delta \lambda_D^2(r_T)} \right\} = b(r_T) \exp \left\{ - \frac{\left[\lambda - \lambda_c \left(1 - \frac{\langle v(r_T) \rangle}{c} \right) \right]^2}{\Delta \lambda_D^2(r_T)} \right\}. \quad (2)$$

(2)式表明拟合结果是由弦的亮度分布 $b(r_T)$, 相对的中心波长 $\Delta \lambda_c(r_T)$, 以及多普勒展宽 $\Delta \lambda_D(r_T)$ 共同决定.式中的旋转速度 $\langle v(r_T) \rangle$, 即等于 $c(\lambda_c(r_T) - \lambda_c)/\lambda_D$, λ_c 是没有多普勒频移的谱线标准中心波长, 辐射粒子的离子温度即可由 $\Delta \lambda_D(r_T)$ 求得.因此虽然(1)和(2)式存在一定的差异,但并不要求具体求解,只需拟合出线型分布就能给出辐射粒子的旋转速度和温度,但问题是怎样得出空间某一点旋转速度和离子温度,处理方法主要有两种,传统的阿贝耳变换^[6]和环带拟合^[7].

4 C VI 谱线线型分析结果

采用选点拟合处理 C VI 谱线的线形分布,这种处理方法的基本思路见图 1.对于沿不同弦测量的线平均的谱线强度分布,通过自己环带的那部分弦在积分中具有较大的权重,将构成谱线分布的两翼,而外面的环带由于温度较低,对谱线分布的贡献主要是峰部,因此可以通过选取一些点参与运算,舍弃一些点不参与运算,以提高弦积分自己环带部分的权重.处理上就是从谱线的峰部开始,有序地去点,每去掉一个点用高斯分布拟合一次,当舍弃到一定的点数,谱线的半高全宽、中心波长和强度基本不变,那么可以认为此时的离子温度和旋转速度就是该环带对应的等离子体离子温度和角向旋

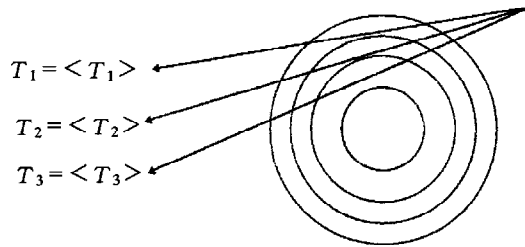


图 1 选点拟合图 T_1 , T_2 和 T_3 分别表示径向位置为 r_1 , r_2 和 r_3 处的离子温度, $\langle T_i \rangle$ ($i=1, 2, 3$) 表示选点拟合得到的离子温度

转速度.

这种拟合方法要求谱线的谱分辨率要高, 否则任意一个点在积分中的权重都不能舍弃.

图 2(a) 是 C VI 双线(206.956 和 207.086 nm)的强度随波长(像素)分布. 它们的波长相差 0.134 nm, 与理论值 0.13 nm 相符, 而且谱线非常强, 因此它们不是 O VI 双线(206.95 和 2070.29 nm, 波长相差 0.037 nm), 也不是较弱的 N III 线(207.109 nm). HT-6M 中心电子温度为 400—600 eV, 金属谱线都非常弱, 因此不是 Mn III (206.902 nm) 和 W II (207.121 nm). 图 2(b) 是用单高斯拟合整个 C VI 线的强度分布. 从剩余量可以看出, 远翼有非随机的剩余量, 表明弦积分的强度分布中包含了不同的环带的贡献.

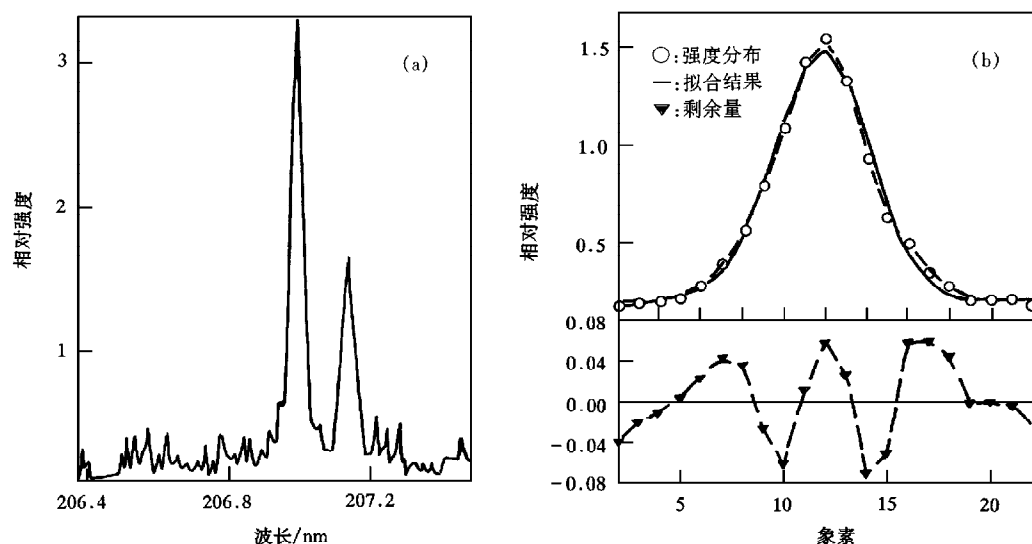


图 2 C VI 谱线强度分布(a)和单高斯拟合(b)

图 3(a) 是高斯分布的三个参量随去点数的变化. 当去掉 6—7 个点时, 高斯分布的三个参数就基本维持不变, 这时的选点拟合结果见图 3(b). 从剩余量可以看出, 远翼剩余量在 5% 的范围内随机变化, 符合得很好. 这时中心弦对应的离子温度仅为 70 eV 左右, 表明辐射粒子靠近等离子体边界. 这一结果与杂质输运给出的 C^{5+} 离子的径向分布不相符^[8], 因此 C VI 辐射可能来源于完全离化的 C^{6+} 离子与 H^0 原子发生的电荷交换复合过程:



从输运结果可知^[8], C^{6+} 离子是 HT-6M 托卡马克碳杂质的主要成份, 它的径向分布类似于电子密度分布, 总的粒子数占绝对优势. 而中性氢原子的径向分布也并非像想像的那样局限于边界附近, 特别是限制器前约有 60% 的氢来源于反射粒子, 其入射速度为 3×10^6 m/s^[5], 因而自由程大于等离子体小半径, 足够穿透到等离子体中心, 为高电离态的杂质离子的电荷交换复合提供了可能.

C VI (207.1 nm) 是类氢 C^{5+} 离子由 $n=6$ 到 $n=5$ 跃时辐射的谱线, 由电子直接碰撞激发产生这一跃迁的截面很小, 而 C^{6+} 离子与氢原子的电荷交换复合截面却较大.

当氢原子能量为 10 eV 时,文献[9,10]给出(3)式电荷交换复合截面为 10^{-17} cm^2 , 电荷交换复合速率 $\langle \sigma v \rangle$ 在 $10^{-11} - 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ 之间,下面取 $\langle \sigma v \rangle = 0.5 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$, 忽略 $\langle \sigma v \rangle$ 在等离子体中的变化,那么电荷交换复合后产生 C^{5+} 离子的径向分布为

$$n_{C^{5+}}(r) \equiv n_{C^{6+}}(r) n_{H^0}(r) \langle \sigma v \rangle, \quad (4)$$

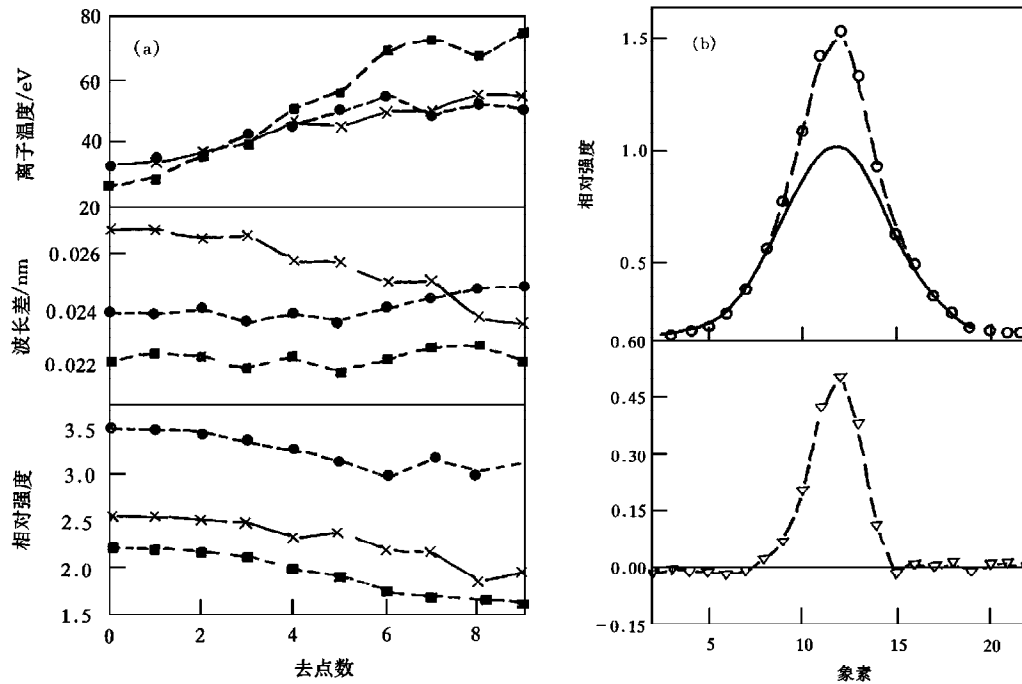


图3 高斯分布的三个参量随去点数的变化(a)及拟合结果(b) ●为 $r=5 \text{ cm}$ 弦;■为 $r=0 \text{ cm}$ 弦;×为 $r=3 \text{ cm}$ 弦;○为强度分布;—为拟合结果;▽为剩余量

式中 $n_{C^{6+}}(r)$, $n_{H^0}(r)$ 分别是 C^{6+} 离子和 H^0 原子密度.图4给出由电荷交换复合产生的 C^{5+} 离子 $n_{C^{5+}}(r)$ 的径向分布理论值,其中 C^{5+} , C^{6+} 离子的径向分布取自杂质输运结果^[7],中性氢原子的径向分布取自 $H\alpha$ 线型分析结果^[5].从图4可以看出 C^{5+} 离子的径向分布的峰值靠近等离子体边界,峰值在 10^{17} 数量级,比由电子碰撞电离产生的 C^{5+} 离子的径向分布的峰值高出一个数量级,因此在 HT-6M 托卡马克上 C VI (207.1 nm) 主要来源于发生电荷交换复合后粒子的辐射,这就能很好地解释为什么由 C VI 谱线的半高全宽得出的离子温度仅为 70 eV .

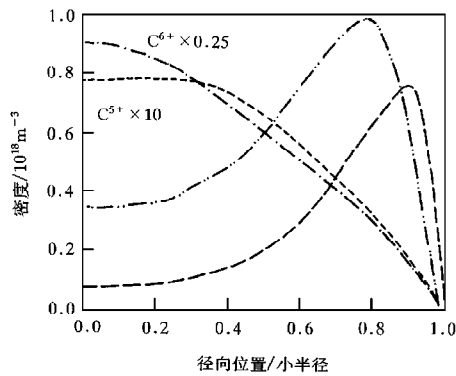


图4 C^{5+} 离子的径向分布理论值 ...为 C^{5+} 离子密度;—·—为 C^{6+} 离子密度;---为氢原子密度;— — —为电荷交换复合产生 C^{5+} 离子密度

5 CⅥ谱线的时间行为

为了证实上面的结论,在 HT-6M 托卡马克上,利用单道近紫外系统,测量了 CⅥ 谱线的时间行为,电子碰撞电离和碰撞激发产生的 CⅥ(207.1 nm)谱线与电荷交换复合产生的 CⅥ(207.1 nm)谱线行为应该不完全相同,因为后者依赖于中性氢的通量。

图 5 给出等离子体环电流 I_p 、电子密度 n_e 、 $H\alpha$ 辐射信号、有效电荷数 Z_{eff} 、CⅢ(464.7 nm)辐射信号、CⅥ(207.1 nm)辐射信号、CⅥ 207.1 nm 与 $H\alpha$ 辐射信号的比值 $I_{\text{CⅥ}}/I_{H\alpha}$,以及 CⅥ(207.1 nm)辐射信号与 $H\alpha$ 辐射信号和线平均电子密度之积的比值 $I_{\text{CⅥ}}/n_e I_{H\alpha}$ 随时间的变化。比较 CⅢ和 CⅥ的辐射信号,可以看出,它们在电流平顶段变化趋势基本相同,这是补充充气实验。随电子密度增大,它们的辐射信号也逐渐增大,但在放电初期, CⅥ的辐射信号十分反常。一般而言,电离态越高,放电初期的电离峰越不明显,

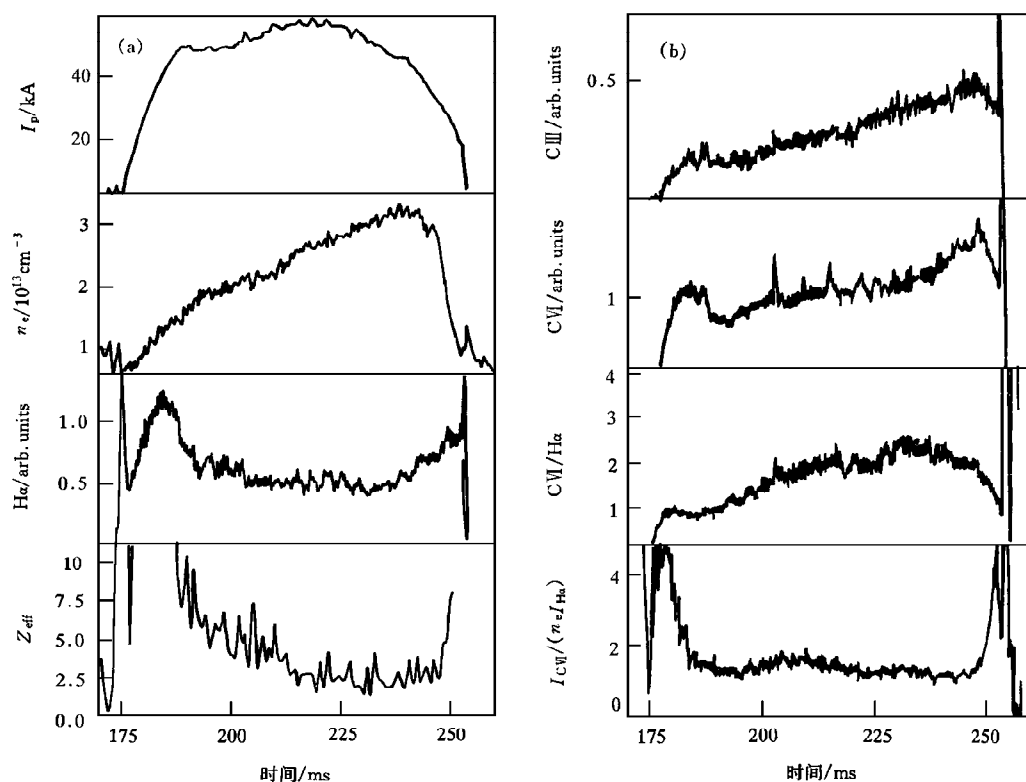


图 5 CⅥ 207.1 nm 信号和相关信号随时间的变化

而 CⅥ 207.1 nm 谱线在放电初期的“电离峰”比 CⅢ强许多。在放电将结束时, CⅥ的辐射信号增加的幅度明显大于 CⅢ。从 $H\alpha$ 辐射信号可以看出,放电初期 $H\alpha$ 辐射信号存在很强的电离峰,放电结束前大幅度增加,电流平顶段则基本维持不变。因此放电初期 CⅥ辐射信号上较强的“电离峰”实际上是由于中性氢的通量增加($H\alpha$ 辐射信号强度正比于氢原

子的入射通量), 电荷交换复合加剧造成的, 并非真正的电离峰. 放电后期 C VI 的增加也是如此. 在放电处于电流平顶段, 由于中性氢的通量基本保持不变, C VI 的行为取决于碳本身的入射通量, 因而这时 C VI 行为与 C III 类似. 图 5 中 C VI 的辐射信号与 $H\alpha$ 辐射信号强度之比随时间变化就类似于 C III 的变化趋势. 实际上这个比值反映的是完全剥离的 C^{6+} 离子的行为, 而完全剥离的离子对有效电荷数的贡献最大, 并且完全剥离碳和氧径向分布和时间行为相似(径向分布都类似于电子密度分布, 电离电位都较高). 从图 5 中 $I_{C VI} / n_e I_{H\alpha}$ 随时间变化与有效电荷数随时间变化趋势相同, 因而更进一步证明了 C VI 207.1 nm 谱线来源于电荷交换复合辐射.

6 完全剥离 C^{6+} 离子径向分布测量

从上面的分析可知 C VI 207.1 nm 谱线来源于电荷交换复合辐射, 这就为测量完全剥离的 C^{6+} 离子径向分布提供了可能. 在 HT-6M 托卡马克上中性氢的径向分布可以由绝对标定的七道 $H\alpha$ 谱线测量系统或多道可见光谱探测系统测出, C VI 的体发射系数可以通过绝对标定的单道近紫外系统逐点扫描方式测出. 忽略电子碰撞激发辐射出的 207.1 nm 谱线, 仅考虑电荷交换复合辐射, 那么 C VI 的体发射系数可表示为

$$\epsilon(r) = \frac{1}{4\pi} n_{C^{6+}}(r) n_{H^0}(r) \langle \sigma v \rangle_{n=6} h\nu B, \quad (5)$$

式中 $n_{C^{6+}}(r)$ 是 C^{6+} 离子密度径向分布, $n_{H^0}(r)$ 是中性氢原子密度径向分布, $\langle \sigma v \rangle_{n=6}$ 是发生电荷交换复合形成的 C^{5+} ($n=6$) 中的电子处于 $n=6$ 能级的速率, $h\nu$ 是光子能量, B 是谱线分支比.

从(5)式可以看出, 存在的最大的问题是 $\langle \sigma v \rangle_{n=6}$ 的值, 如果是注入中性束与离子发生电荷交换, 原子的能量分布是已知的, $\langle \sigma v \rangle_{n=6}$ 的值能从实验中测量到, 但在这里考虑的是再循环的氢原子与离子发生电荷交换复合, 氢原子能量的径向分布并非已知, 因此 $\langle \sigma v \rangle_{n=6}$ 也只能近似给出. 这里作一个合理的假设, 由文献[5]可知, 再循环的中性氢 60% 来源于反射粒子和 40% 来源于分子离解, 来源于分子离解的中性氢以较小的速度进入等离子体, 自由程较小, 反射进入等离子体中的氢原子约以 3×10^4 m/s 的速度进入等离子体, 能渗透到等离子中心. 忽略两部分中性氢原子能量差异造成的 $\langle \sigma v \rangle_{n=6}$ 的不同, 而且仅考虑一次碰撞的交换复合, 那么就能近似确定 $\langle \sigma v \rangle_{n=6}$ 的值. 取 $\langle \sigma v \rangle_{n=6} = 10^{-10}$ cm³/s, 图 6 是完全剥离的 C^{6+} 离子径向分布的测量结果, 其中 $\epsilon(r)$ 是实验测量出的 C VI (207.1 nm) 谱线的体发射系数,

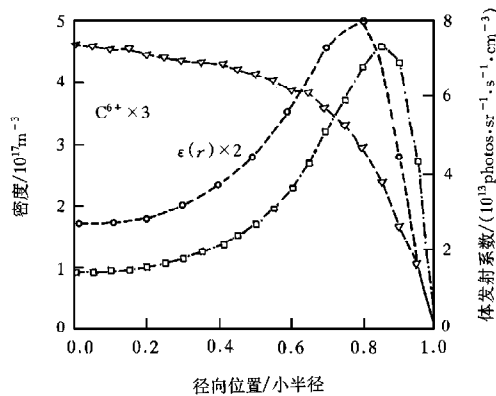


图 6 由 C VI 207.1 nm 辐射测量推算出完全剥离的 C^{6+} 离子的径向分布 ○为体发射系数; □为氢原子密度; △为 C^{6+} 离子密度

H^0 是实验测量的中性氢原子径向分布. 得出的 C^{6+} 离子的径向分布与输运给出的 C^{6+} 离子的径向分布相比, 分布基本相符, 峰值的大小也没有数量级上的差异, 因而较可靠, 也可行. 但要较精确给出 C^{6+} 离子的径向分布, 尤其峰值准确值, 还存在下面几方面的问题. 首先, 目前文献上还不能查到 $\langle \sigma v \rangle_{n=6}$ 较精确的值. 其次, 中性氢原子在中心区域分布从实验上给出的结果也存在较大的误差. 再者, 通过阿贝耳变换给出的 C VI 的体发射系数, 由于峰值位于边界附近, 中部区域的值也存在较大的误差.

通过上面的分析, 对杂质输运中测量谱线的选取有了新的要求, 对于像 HT-6M 托卡马克这样中性氢在等离子体中有较大穿透深度的装置, 不能选用类氢离子发射谱线进行输运分析, 因为这类谱线电荷交换复合辐射占主导地位, 因此不能用电子碰撞激发辐射进行模拟.

总之, 在 HT-6M 托卡马克中, C VI (207.1 nm) 谱线主要来源于电荷交换复合辐射, 这为推算出完全剥离 C^{6+} 离子的径向分布提供了可能.

- [1] H. Ryufuku, T. Watanabe, *Phys. Rev.*, **A20**(1979), 1878.
- [2] R. J. Fonock *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **49**(1982), 737.
- [3] R. C. Isler, L. E. Murray, *Appl. Lett.*, **42**(1983), 355.
- [4] R. J. Fonock *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **42**(1983), 239.
- [5] Xu Wei *et al.*, *Acta Physica Sinica*, **46**(1997), 1360 (in Chinese).
- [6] K. Ida, S. Hidekuma, *Rev. Sci. Instrum.*, **60**(1989), 867.
- [7] A. G. Meiges *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.*, **61**(1990), 2952.
- [8] Xu Wei, Ph.D. Thesis, Institute of Plasma Physics, Academia Sinica, Hefei, 1997 (in Chinese).
- [9] R. A. Phaneut *et al.*, Atomic Data for Fusion, Oak Ridge National Laboratory Report, No. -ORNL-6090, Vol. 5 (1987).
- [10] D. Belkic *et al.*, *At. Data Tables*, **51**(1992), 59.

THE RADIAL PROFILE OF C^{6+} ION IN HT-6M TOKAMAK

XU WEI

(Department of Physics, Guangzhou Normal University, Guangzhou 510400)

WAN BAO-NIAN

(Institute of Plasma Physics, Academia Sinica, Hefei 230031)

(Received 24 February 1998; revised manuscript received 28 April 1998)

ABSTRACT

The line shape of C VI 207.1 nm has been measured with optical spectroscopy multichannel analyzer on HT-6M Tokamak. The result of the analysis of line shape showed that C VI 207.1 nm line emission arised mainly from the charge exchange-recombination processes. The temporal behavior of C VI line emission also proved this conclusion. The radial profile of C^{6+} ion has been deduced from the measurements of neutral hydrogen density and the volume emission coefficient of C VI 207.1 nm line emission.

PACC: 5255; 5225P; 5235