

热锂束荧光探测电子密度

于 宜 君

中国科学院安徽光学精密机械研究所, 合肥, 230031

1989 年 3 月 6 日收到

使用基于锂原子与电子碰撞激励产生荧光以测量电子密度的新方法, 并用 CCD 摄象机和 S20 光电倍增管同时观察了锂原子 $6708 \text{ \AA}$ ($^2P^o - ^2S$) 的荧光信号, 并从光强分布曲线推算出电子密度的径向分布.

PACC: 5270; 3480D; 3250

一、引 言

为了测量 TEXTOR 托卡马克装置^[1]等离子体边界层的电子密度 n_e , 采用将热锂束注入等离子体的诊断技术, 连续的热锂束使我们能连续地观察等离子体放电时 n_e 随距离和时间的变化. 由于边界层处 n_e 的空间变化率很大, 在实验中安排了能提供高空间分辨力 ($< 1 \text{ mm}$) 的探测元件 CCD (象元 450×370).

二、实 验 安 排

见图 1. 热锂束从装置底部(非常靠近等离子体柱剖面的垂直轴)连续注入等离子体

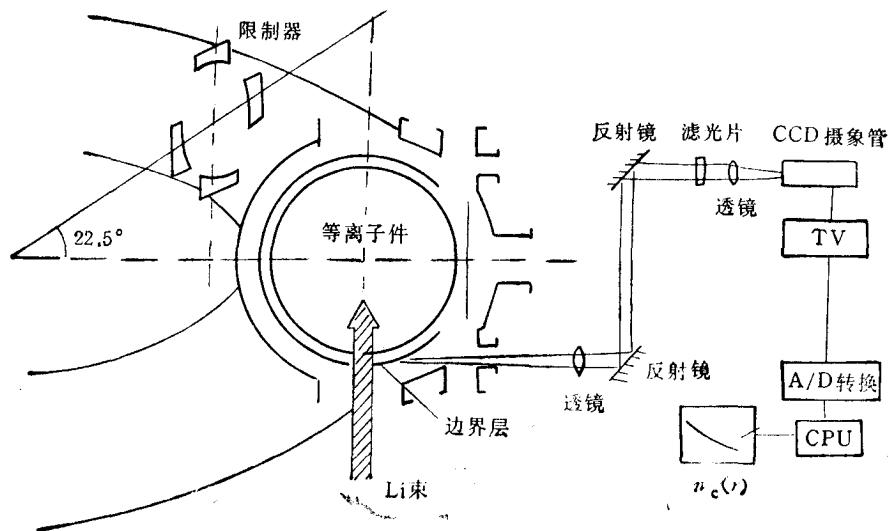


图 1 实验安排示意图

中,观察锂束荧光的位置设在剖面边界层的切线方向.

锂原子束由上端开口的热管炉中产生.因为锂在 180°C 时熔化, 500°C 时开始蒸发气化,为了保证提供连续均匀的锂蒸气,调节炉的电热丝电压使锂温度维持在 800K . 锂蒸气射出后,向上通过几个限经器,然后进入等离子体边界层 (scrape-off layer). 在距炉 140cm 处(边界层内)用 CCD 摄象管测得锂原子束直径约 3.5cm ,束密度为 $10^9\text{atom}/\text{cm}^3$. 在锂原子束的路径上设有一个快速挡板,以使锂原子束在不工作时与等离子体隔离.

CCD 摄象管工作在普通的 TV 模式(见图 2),屏幕上显示的为 40ms 积分的光信号. 光学系统中,收集光信号的场镜的焦距为 33cm . 光信号先通过一个干涉滤光片(中心波长为 $6708\text{\AA}$,带宽为 $10\text{\AA}$)及透镜($f=5\text{cm}$),再进入 CCD 摄象管. 图象也可以同时被存贮到录象带上,经过图象处理系统将图象数字化,供计算机进行数据分析. 计算机屏幕上显示的光强的径向分布曲线示于图 3.

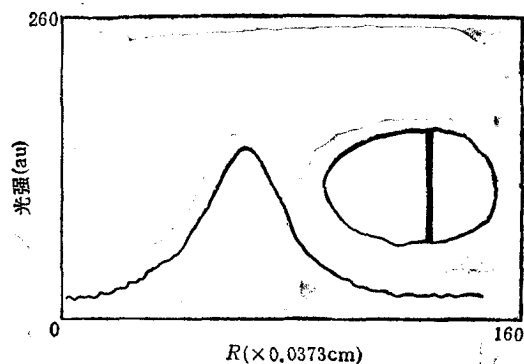


图 2 TV 屏幕上显示的 CCD 摄象机接收到的锂原子荧光 ($6708\text{\AA}$) 图象
左下给出由暗线所示位置的光强分布曲线

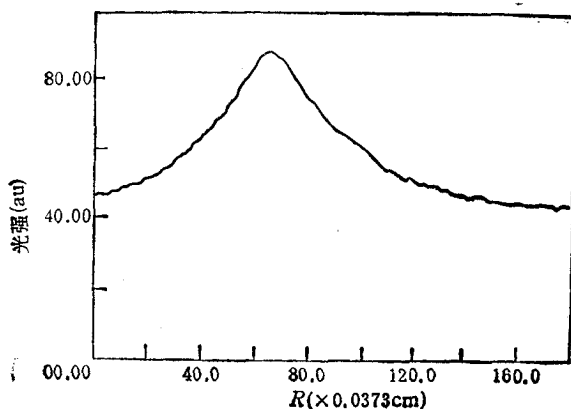


图 3 计算机屏幕上显示的 CCD 摄象机接收到的径向光强分布曲线(放电开始后 1.2s 时)

用 CCD 摄象管接收光信号虽然准确,但需处理的数据太多,曾尝试用 8 个 S20 光电倍增管接收光信号,荧光经过多孔光栏和干涉滤光片,再经过光纤 (4m) 的传输进入光电

倍增管。8 个光电倍增管沿径向布置, 然后由测量到的 8 个光强信号(其中之一是本底背景)可以拟合出一条光强的径向分布曲线, 参见图 4 和图 5。下面将根据光强的径向分布曲线, 计算出电子密度的径向分布曲线。

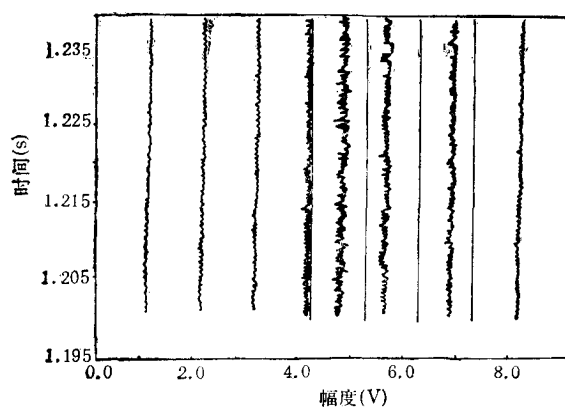


图 4 S20 光电倍增管(8 道)接收到的信号随时间的变化

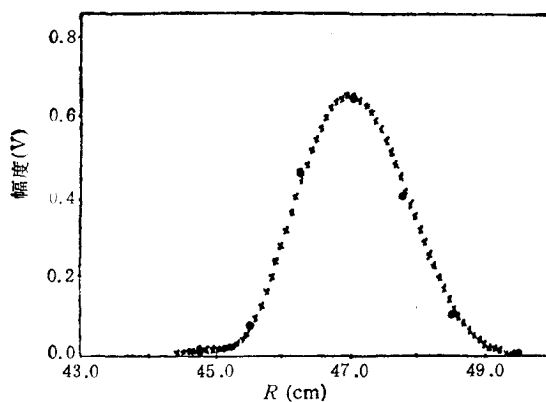


图 5 根据测量值拟合出的光强径向分布曲线(放电开始后 1.2s 时)小圈表示 S20 光电倍增管的测量值

三、原理简介

当锂原子束注入等离子体边界时, 中性锂原子密度会由于与电子的碰撞电离而衰减, 见(1)式; 同时, 由于电子的碰撞, 一部份原子会被激励到较高电子态, 然后自发跃迁到低能级而发射荧光。假设激发态(2p)的布居仅由于电子碰撞从基态(2s)而来, 而反布居仅是由于自发辐射。在测量的电子能量范围内(10—100eV), 可以测到强的锂原子 6708 Å ($^2P^0 \rightarrow ^2S$) 的荧光, 局域辐射光通量 $I(r)$ 可写成^[2]

$$\frac{1}{N_A(r)} \cdot \frac{dN_A(r)}{dr} = -n_e \frac{\langle \sigma_j v_e \rangle}{\bar{v}}, \quad (1)$$

$$I(r) = \frac{A}{4\pi} N_A(r) n_e(r) \langle \sigma_{ex} v_e \rangle h\nu \quad (2)$$

式中 $N_A(r)$ 为 r 处的束密度, $\bar{v}$ 为锂原子的平均速度, $\langle\sigma_{ex}v_e\rangle$, $\langle\sigma_i v_e\rangle$ 分别为按 Maxwell 速度分布平均的电子碰撞激励和电离的速率系数, A 为自发跃迁几率. 由(1), (2) 式可得

$$n_e(r) = I(r)\bar{v}/\langle\sigma_{ex}v_e\rangle \int_0^r \frac{\langle\sigma_i v_e\rangle}{\langle\sigma_{ex}v_e\rangle} \cdot I(r')dr'. \quad (3)$$

在我们感兴趣的电子能量范围内 (10—100 eV), $\langle\sigma_i v_e\rangle/\langle\sigma_{ex}v_e\rangle$ 几乎为常数 ($\pm 15\%$), $\langle\sigma_i v_e\rangle$ 可从短波长激光泵浦的实验中得到^[3-7], 参见图 6. 在实际处理(3)式时, 首先将(3)式积分简化为

$$n_e(r) = I(r)\bar{v}/\langle\sigma_i v_e\rangle \int_0^r I(r')dr'. \quad (4)$$

计算中, 假设锂原子束维持热管炉(800K)内的速度分布, 可得 $\bar{v} = 1.5 \times 10^3 \text{ cm/s}$, 为了得到电子密度径向分布, 只须测出辐射光通量的径向分布 $I(r)$, 即求出(4)式中的积分值就可. 计算出的电子密度径向分布曲线见图 7(a) 和 (b). 比较图 7(a) 与 7(b) 可见, 采用的两种方法在限制器阴影区范围内 ($46.5 \text{ cm} < r < 50 \text{ cm}$) 符合得较好, 误差在 20% 以内.

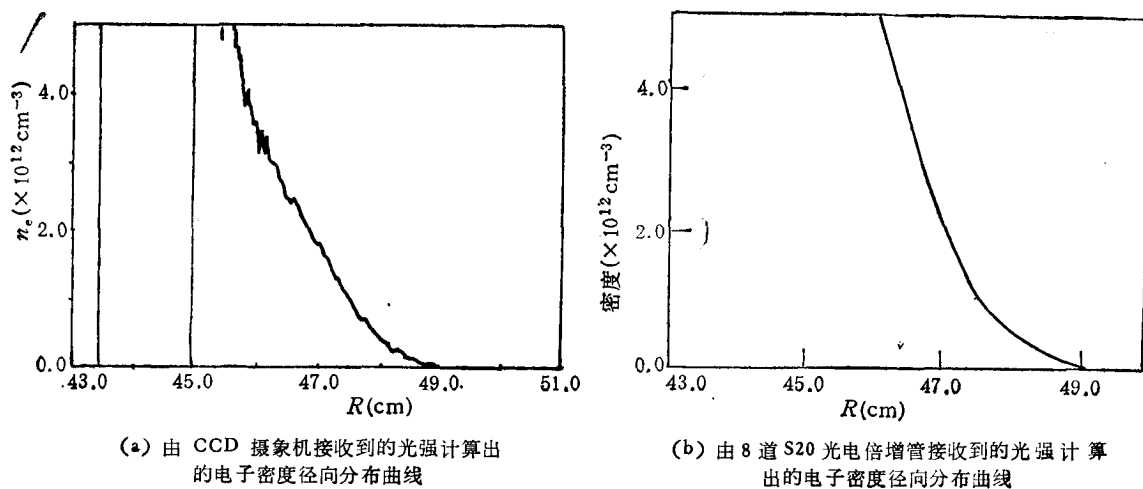


图 7

四、涨落误差与测量结果

现以第二种方法所得的电子密度径向分布曲线为例进行分析.

首先进行测量值涨落误差分析, n_e 测量值的绝对涨落和相对涨落曲线, 见图 8 和图

9. 从图 8 和图 9 中可以看出, 这种测算 $n_e(r)$ 值的方法在边界层的一段距离内(距中心 46.5—48.5cm, TEXTOR 小半径为 $a = 50\text{cm}$)是可靠的. 为了减小误差, 可将注意力放

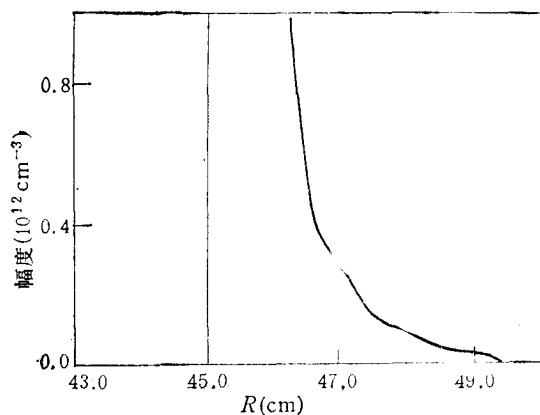


图 8 电子密度涨落曲线(光电倍增管接收)

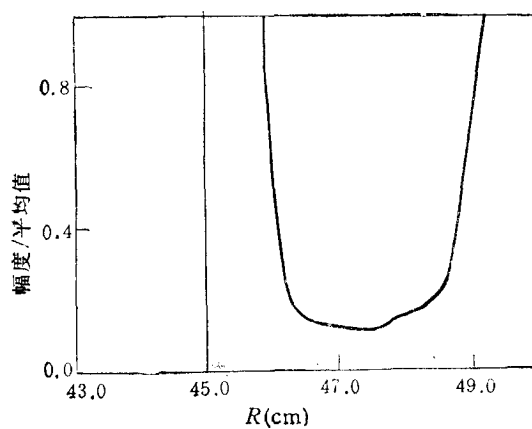


图 9 电子密度涨落水平曲线(光电倍增管接收)

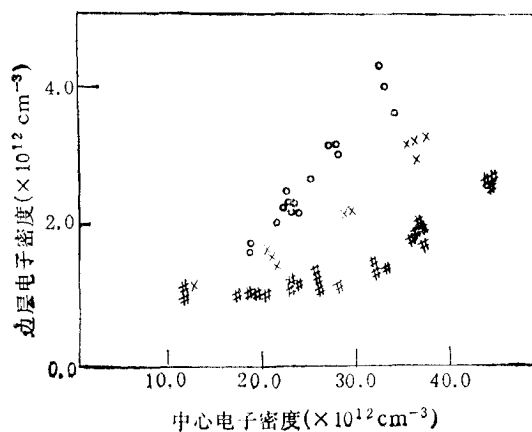


图 10 边界层电子密度 (NEL 465, 46.5cm 处)与中心电子密度的关系
○ 为工作物质 H_2 ; × 为工作物质 D_2 ; # 为工作物质 He

在 n_e 测量误差较小的范围内来讨论 TEXTOR 上的限制器对等离子体放电参数的影响.

对不同放电条件下的 n_e 值进行了比较,图 10 表示距等离子体小截面中心 46.5cm 处电子密度与中心电子密度的关系.图 10 中三种符号分别代表 He, D₂, H₂ 放电的情形.当中心电子密度 n_{e0} 增加时,边界层电子密度 $n_{e46.5}$ 也相应增加,但增加的幅度与放电气体种类有关,而且当电子密度增加到一定程度时就明显发生脱离 (detached) 现象,即 D 模,表明等离子体的能量和粒子约束有了明显的改善(见文献[8]),这种现象在 H₂ 放电时最明显, D₂ 放电时次之.

五、讨 论

选择锂原子束作为荧光探针,是由于锂原子能级结构相对简单,并在可见光区存在激发谱线.通过对锂原子 6708 Å 的探测(在电子能量为 10—100eV 范围内)测量到的电子密度 n_e ,与干涉仪测量所得的结果符合得很好,证实热锂束为测定 n_e 剖面提供了一个有吸引力的实验工具.但这种方法的精度有赖于所用的原子数据 ($\langle\sigma_{ji}v_e\rangle$, $\langle\sigma_{ex}v_e\rangle$) 的精度,因而在电子密度变大时 ($n_e > 1 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$) 要考虑到激励态的布居和衰减也要受到电子碰撞的影响,在计算总电离速率时,须在从基态的电离速率上加上一个激励态考虑到光子发射与电离的分枝比的附加项:

$$\langle\sigma_{ji}v_e\rangle_i = \langle\sigma_{ji}v_e\rangle + \langle\sigma_{im}v_e\rangle \frac{\langle\sigma_{exm}v_e\rangle n_e(r)}{\langle\sigma_{exm}v_e\rangle n_e(r) + A_{mn}^i} \quad (5)$$

式中 $\langle\sigma_{ji}v_e\rangle$ 及 $\langle\sigma_{im}v_e\rangle$ 为从基态和 m 激励态的电离速率, $\langle\sigma_{exm}v_e\rangle$ 为从基态到 m 激励态的激励速率, A_{mn}^i 为从 m 激励态到所有的较低态的跃迁的总几率.如果采用考虑到密度相关效应的模型,则密度计算更为精确.

本文是作者在德意志联邦共和国于利希核研究中心等离子体研究所作的工作,工作期间,得到 E. Hintz 教授, Y. T. Lie 博士及 A. Pospieszczyk 博士的帮助,在此表示感谢.

- [1] E. Hintz, *J. Nucl. Mat.* **93** (1980), 86.
- [2] A. Pospieszczyk, G. Ross, *Rev. Sci. Instr.*, **59** (1988), 505.
- [3] D. Leep, A. Gallagher, *Phys. Rev.* **A10** (1974), 1082.
- [4] I. P. Zapesochnyi, I. S. Aleksakhin, *Sov. Phys. JETP*, **28**(1969), 41.
- [5] R. Jacin *et al.*, *J. Chem. Phys.*, **59** (1973), 952.
- [6] L. L. Shimon *et al.*, *Sov. Phys. Tech. Phys.*, **20** (1975), 434.
- [7] W. Lotz, *Zeits. Phys.* **220** (1969), 466.
- [8] U. Samm, Y. J. Yu *et al.*, Proc. of 8th International PSI Conf. Juelich, May, (1988).

MEASUREMENT OF ELECTRON DENSITY BY MEANS OF THE FLUORESCENCE OF A THERMAL LITHIUM BEAM

YU YI-JUN

Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Hefei, 230031

(Received 6 March 1989)

ABSTRACT

We use a new method to measure electron density in the boundary layer of plasma, which is based on the fluorescence resulting from the collision of electron and lithium atom. We observe the fluorescence signal of lithium atom at $6708\text{\AA}$ ($^2P^0 \rightarrow ^2S$) with both CCD-camera and S20 photo-multipliers simultaneously. From the received radial intensity distribution, we deduce the radial distribution of electron density.

PACC: 5270; 3480D; 3250