

# HT-6M 托卡马克装置杂质输运<sup>\*</sup>

徐 伟<sup>1 2)</sup> 万宝年<sup>2)</sup> 谢纪康<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>( 广州大学物理系 广州 510400 )

<sup>2)</sup>( 中国科学院等离子体物理研究所 合肥 230031 )

( 2002 年 8 月 9 日收到 2002 年 9 月 9 日收到修改稿 )

利用多道可见光谱探测系统和近紫外转镜系统测量了 HT-6M 托卡马克等离子体中杂质的时空分布. 建立完备的杂质输运程序, 数值模拟碳、氧杂质在欧姆放电时的输运行为, 得出了杂质的扩散和对流系数、不同电离态杂质离子密度、辐射功率密度和有效电荷数的空间分布. 分析低混杂波电流驱动 ( LHCD ) 期间杂质行为, 结果表明等离子体粒子约束、杂质约束和能量约束提高, 辐射功率和有效电荷数减小.

关键词: 托卡马克, 杂质输运, 扩散系数, 对流系数

PACC: 5255, 5225P, 5235

## 1. 引 言

托卡马克等离子体中的杂质不仅会因辐射而损失大量的能量, 影响等离子体能量平衡, 而且也会影响等离子体的约束性质、宏观稳定性以及等离子体空间参数的分布. 因此, 杂质问题一直是托卡马克等离子体最基本的问题之一. 要控制杂质必须弄清楚杂质的产生机制、循环途径和输运行为. 利用杂质光谱进行杂质输运的模拟分析自 1980 年以来已广泛地开展起来. 杂质输运模拟计算中最为重要的问题是杂质通量的描述, 理论上对杂质输运最为清晰的解释是新经典输运模型. 根据新经典理论, 能给出一个重要的推论, 即等离子体中的杂质最终会向等离子体中心聚集, 特别是高  $z$  杂质<sup>[1]</sup>. 但实验中并未观察到杂质的聚集现象. 因此新经典理论也不能很好地解释杂质的输运行为. Hawryluk 等利用新经典理论加反常修正项来描述杂质通量<sup>[2]</sup>, 随后在 TFR 上深入的光谱实验研究验证了这种描述方法的正确性<sup>[3]</sup>. 1981 年在 ASDEX 上用两项分别表示杂质的扩散和对流的经验公式来描述等离子体中的杂质通量, 能很好地描述杂质的分布, 因而被一系列的装置所采用<sup>[4-6]</sup>. 国内发表杂质输运方面文章较少, HT-6B 上曾有过比较简单的输运程序<sup>[7]</sup>. 现有对杂质输

运模拟, 都是对某一杂质进行模拟, 因此不能得出与测量结果可比较的辐射总功率和有效电荷数等参数的分布, 计算结果得不到多方佐证. 本输运程序一方面同时模拟碳、氧杂质输运行为, 另一方面在数值计算结果和实验测量结果比较方面作了改进, 使模拟结果更为可靠.

## 2. 杂质输运理论模型

在我们的模型中忽略环效应, 等离子体假设为半径为  $r_p$  的直圆柱( 图 1 ), 来源于限制器或壁的杂质原子沿  $Po'$  以热运动的速度进入等离子体, 其轨迹在小截面上投影为  $Qo'$ , 在渗透过程中由于碰撞电离, 中性密度不断减少. 任意点中性粒子密度可表示为

$$n_0(r) = \frac{n_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} d\Psi \cos\Psi \times \exp\left[-\frac{1}{v_0} \int_0^{\rho_s} \alpha_i(\rho) n_e(\rho) d\rho\right], \quad (1)$$

式中  $n_0$  为单位面积从限制器和壁中释放的杂质原子数,  $\alpha_i$  为电离率,  $n_e$  为电子密度,  $v_0$  为热运动速度,  $v_0 = \sqrt{\frac{2T_0}{m_z}}$ . 其中  $T_0$  为原子温度,  $m_z$  是原子质

\* 国家自然科学基金( 批准号: 19975013 ) 资助的课题.

量。

坐标系如图 1(a) 所示, 考虑到对称分布 (1) 式可变成

$$n_0(r) = \frac{n_0}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\varphi \int_0^{\rho_0} d\Psi \cos \Psi \times \exp \left[ -\frac{1}{v_0 \cos \Psi} \int_0^{\rho_0} \alpha_1(\rho'_0) n_0(\rho'_0) d\rho'_0 \right]. \quad (2)$$

求解 (2) 式还需要两个关系式, 如图 1(b) 所示

$$\rho_0 = \sqrt{r_p^2 - r^2 \sin^2 \varphi - r \cos \varphi}, \quad (3)$$

$$r' = \sqrt{(\rho_0 - \rho'_0 + r \cos \varphi)^2 + r^2 \sin^2 \varphi}, \quad (4)$$

式中  $r'$  为积分点到  $z$  轴的距离。

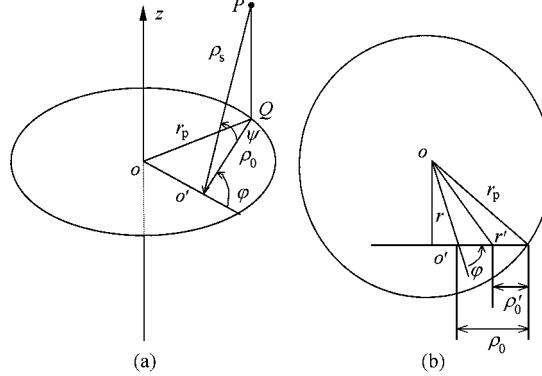


图 1 计算中性杂质密度采用的坐标系(圆为等离子体柱截面)

一般认为, 托卡马克等离子体是处于日冕模型参数范围。在日冕模型的平衡状态下, 离子的自发辐射与电子碰撞激发相平衡, 辐射复合与碰撞电离相平衡, 但杂质不同电离态的平衡分布并不是由稳态日冕模型决定的。考虑扩散过程, 杂质不同电离态离子密度的径向分布, 可由下列微分方程求得:

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_k) - n_k [(1 - \delta_{k-1}) \alpha_k \beta_{k-1} - (\alpha_{k+1} + \beta_k) n_k + \beta_{k+1} n_{k+1}] = \delta_{k,1} n_k \alpha_1 n_0, \quad (k = 1, 2, \dots, N) \quad (5)$$

式中  $n_k$  为杂质  $k$  电离态离子密度,  $\alpha_k$  为  $k-1$  电离态的电离率,  $\beta_k$  为  $k$  电离态复合到  $k-1$  电离态的复合率,  $N$  为总的电离态数。

方程 (5) 中杂质通量  $\Gamma_k$  依赖于扩散系数  $D$ 。根据碰撞频率的大小, 托卡马克等离子体输运可以划分三个区, 即碰撞区、“香蕉区”和平台区。

碰撞区也叫 Pfirsh-Schlüter 区, 这个区域中的粒子平均自由程小于“连接长度”(沿螺旋形磁力线从

圆的内侧到外侧的距离  $qR$ )。粒子碰撞是频繁的, 带电粒子没有走完一个“香蕉”之前就跟其他的粒子碰撞, 能用磁流体力学描述粒子的输运行为。其扩散系数为  $D = \frac{\eta_{\perp}}{B_p^2} \left( 1 + \frac{2\eta_{\parallel}}{\eta_{\perp}} q^2 \right)$ , 其中  $\eta$  为电阻率,  $B_p$  为角向场,  $q$  为安全因子。第一项对应于经典扩散系数, 第二项是 Pfirsh-Schlüter 效应, 它是由环向曲率引起, 与平行电阻率有关。

等离子体碰撞频率随等离子体温度的升高而下降。当温度足够高、碰撞频率足够低时, 不仅  $v_{\parallel}$  大的通行粒子能自由通过连接长度, 即使是俘获粒子也能在一个“香蕉”轨道内不与其他粒子碰撞, 这个区就是所谓的“香蕉区”, 即无碰撞区。描述粒子输运需要动力理论。一般而言, 该输运区的扩散系数是经典扩散系数  $(r/R)^{-3/2} q^2$  倍。

在碰撞区和“香蕉区”之间, 碰撞频率存在一个很大的间隙, 即  $\epsilon^{3/2} v_T / qR < v < v_T / qR$ , 其中  $\epsilon$  为小半径与大半径的比值,  $v_T$  为热运动速度。在这个过渡区, 俘获粒子尚未完成一个“香蕉”轨道就会发生碰撞, 这对俘获粒子产生的影响不能完全忽略, 但这种影响随碰撞频率的增大而减小。在这个区域中扩散的步长既不能像“香蕉区”那样完全按俘获粒子处理, 也不能按碰撞区的通行粒子处理。一般可用动力理论来描述。其扩散系数为  $D \approx \rho^2 v_T / qR$ , 在这个区粒子扩散系数与碰撞频率无关, 因此称之为平台区。

HT-6M 托卡马克等离子体边界电子温度在十几电子伏特, 密度在  $10^{11}/m^3$ — $10^{12}/m^3$  之间, 电子与杂质离子碰撞频率在  $10^6$ — $10^7$  Hz 之间, 边界离子温度为 10 eV, 氧热运动速度约为  $2.4 \times 10^3$  m/s, 很显然, 氧离子在边界区的输运处于碰撞区。在等离子中心区, 电子温度为 600 eV, 杂质离子温度近似等于离子温度, 约为 200 eV, 密度在  $10^{13}/m^3$  到  $1.90 \times 10^{13}/m^3$ , 杂质离子碰撞频率在  $10^4$ — $10^5$  Hz 之间, 离子热运动速度约为  $3.4 \times 10^3$  m/s,  $\epsilon^{3/2} v_T / qR = 0.9 \times 10^3$ , 也是处于碰撞区。对于碳,  $\epsilon^{3/2} v_T / qR = 0.6 \times 10^4$ , 也能满足上面的判据, 因此碳氧杂质输运在碰撞区, 可以用碰撞区粒子输运模型来描述杂质的输运。一般杂质通量的表达式可由扩散项和对流项共同组成。大多数装置上采用经验公式, 将扩散系数和对流系数看成是不随等离子体参数变化的常量或仅是  $r$  的函数,

$$\Gamma_k = -D(r) \frac{\partial n_k}{\partial r} - v(r) \frac{r}{a} n_k, \quad (6)$$

式中  $D$  为扩散系数,  $v$  为杂质朝内的流速, 本文采用常量形式;  $a$  为小半径。

能量损失主要是通过电离、复合、激发辐射和轫致辐射, 将它们近似表示为

$$\begin{aligned} p_i &= 1.6 \times 10^{-19} \sum_{k=1}^N n_e n_{k-1} \alpha_k \left( p_i^k + \frac{3}{2} T_e \right) + p_{rec} , \\ p_{rec} &= 1.6 \times 10^{-19} \sum_{k=1}^N \left( \frac{3}{2} n_e n_k \beta_k T_e \right) , \\ p_{ex} &= 1.73 \times 10^{-31} T_e^{-1/2} n_e \sum_{k=1}^N n_k \sum_{l=1}^L c_{kl} \exp \left( - \frac{p_{ex}}{T_e} \right) , \\ p_{brem} &= 1.5 \times 10^{-38} \bar{z} n_e^2 T_e^{1/2} , \end{aligned} \quad (7)$$

式中  $T_e$  为电子温度, 单位为 eV;  $n_e$  和  $n_k$  分别为电子密度和杂质密度, 单位为  $\text{m}^{-3}$ ;  $p_{ex}$  为激发电位, 单位为 eV; 系数  $\alpha_k$ ,  $\beta_k$  和  $c_{kl}$  分别为电离率、复合率和激发率, 单位均为  $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ , 能从文献[8]查得。总的功率损失定义为

$$P_T = P_{TC} + P_{TO} . \quad (8)$$

在 HT-6M 托卡马克上, 碳、氧杂质占绝对优势, 总含量相近。分立数值计算给出的有效电荷数显然与真实值相差太大, 为此同时考虑碳、氧, 将上面得出的输运系数和杂质含量输入程序, 定义有效电荷数为

$$\bar{z} = \frac{\left( n_i + \sum_{k=1}^n k^2 n_k^0 + \sum_{k=1}^n k^2 n_k^C \right)}{n_e} , \quad (9)$$

式中  $n_i$  为离子密度, 由电中性条件可得

$$n_i = n_e - \sum_{k=1}^n k n_k^0 - \sum_k k n_k^C . \quad (10)$$

解方程(5)还需要下述边界条件:

$$\begin{aligned} [n_0(r)]_{r=a} &= \text{常量} , \\ [n_k(r)]_{r=a} &= 0 , \\ \left[ \frac{\partial n_k}{\partial r} \right]_{r=a} &= 0 , \quad (k = 1, 2, \dots, n) . \end{aligned} \quad (11)$$

背景等离子体参数、电子密度和电子温度等有两种输入方式, 既可以仅输入中心和边界参数, 由分布方程给出空间分布, 也可以直接输入空间分布的数值。

### 3. 杂质空间分布的测量

HT-6M 托卡马克基本参数: 大半径  $R = 0.63 \text{ m}$ , 小半径  $a = 0.2 \text{ m}$ , 纵场  $B_z = 0.8-1.2 \text{ T}$ , 中心和边界电子密度  $n_e(0) = (1.0-2.0) \times 10^{19} / \text{m}^3$ ,  $n_e(a) =$

$(0.1-1.0) \times 10^{18} / \text{m}^3$ , 中心的电子和离子温度分别在 650 和 200 eV 左右。背景等离子体参数的测量主要有下列诊断装置: 5 道 HCN 测量电子密度分布, 两道 ECE 测量电子温度, 中性粒子能谱和光学多道分析仪用于测量离子温度, 辐射量热和多道软 x 射线阵列用于测量辐射功率, 边界参数依赖于边界探针。多道轫致辐射测量系统, 用于测量有效电荷数的分布。

三套装置用于杂质空间分布测量和杂质通量的测量。10 道光学测量系统, 分光元件为 1 m 平面光栅单色仪, 探测器为光电倍增管, 系统空间分辨率为 2 cm, 用于测量 C III 和 O II 体发射系数的空间分布。两套 0.5 m 近紫外凹面光栅单色仪, 利用转镜扫描, 探测器也是光电倍增管, 用于测量 C V 和 O V 体发射系数的分布。三套系统都用钨带灯进行标定, 钨带灯由中国计量科学研究院标定。

下面给出杂质输运模拟分析的基本过程。实验测量出杂质的一个或几个电离态谱线的体发射系数或密度的空间分布, 将它们同输运程序计算的结果进行比较, 通过调整扩散系数、对流系数以及杂质的源项, 使二者相差最小。在本程序中要调整的是扩散系数、流速以及杂质的总含量。我们认为程序本身不要求实验测量出多个电离态的空间分布, 而要求空间分布的可靠, 尤其是峰值的位置和数值。从谱分析可知, HT-6M 主要杂质成分是碳和氧, 因而在输运分析中要同时考虑碳、氧两种杂质。多道光学系统主要是监测 C III 464.7 nm 和 O II 441.5 nm, 两套近紫外系统主要是测量 O V 278.1 nm 和 C V 227.1 nm 两条谱线。虽然 C VI(207.1 nm) 谱线也是非常强的, 但文献[10]表明该谱线主要来源于电荷复合交换辐射, 不能直接用于输运分析。

在对实验数据进行 Abel 变换之前, 将各道信号进行坏值剔除处理。光谱信号存在随机涨落, 尤其利用光电倍增管作探测器, 不除去不合理的点会造成很大的误差。

杂质体发射系数和杂质浓度的测量值与数值计算值以及与实际值之间存在着差异。一方面, 由输运程序给出的某一电离态的体发射系数的空间分布是总的发射系数, 由实验测量的是一个电离态某一条谱线的发射系数, 两者之间有所不同。实际上对于某一电离态虽存在许多跃迁, 但概率却相差很大。一般共振跃迁辐射能很好地代替总体辐射, 但这些谱线多落在真空紫外区。一方面没有空间多道紫外系统,

另一方面真空紫外系统的绝对标定也存在问题. 目前仅能用分支比方法标定几个点, 而且误差难以估计. 因此只能选用处于可见区的分支比较大、辐射较强的谱线. 上面的几条谱线完全满足要求. 这一点也可从紫外可见谱上看出.

从理论上讲, 利用绝对标定的光谱测量系统也不能测量出杂质原子或离子的密度. 对某一谱线的绝对测量, 实际只能得到该谱线对应的原子或离子的基态布居数, 而且必需在一定模型下. 如果基态的布居数占绝对优势, 这个值当然能很好地表示原子或离子数, 一般也是这么做的. 但实际上在托卡马克等离子体中, 许多原子或离子存在一个或几个能级很低的亚稳态, 这时基态的布居数不再占统治地位.

有时亚稳态布居数会与基态相当甚至更多, 如果用基态代替原子或离子数会造成较大误差, 即便是选用共振线测量也一样. 在分支已知的情况下, 用共振线和非共振线求基态布居没有什么区别. 因此, 用可见区谱线作绝对测量完全可行, 只需作相对修正, 就可求出几个亚稳态和基态的相对布居数.

为了减小两方面的差异, 利用实验测得的体发射系数与输运结果作比较, 而不用杂质密度分布进行比较. 具体的做法是利用算出的密度分布, 求出探测谱线的体发射系数的数值结果, 再与该谱线的测量结果进行比较. 这样就可以避免上述的差异. 碳、氧在典型欧姆放电条件下, 两条谱线体发射系数如图2所示.

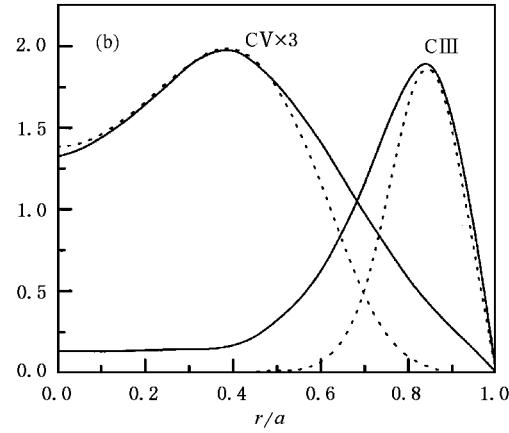
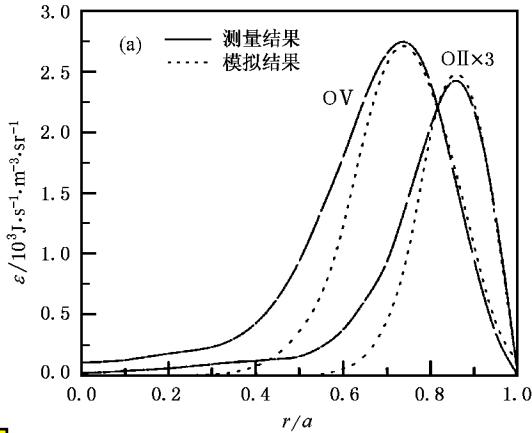


图2 碳、氧两条谱线体发射系数的空间分布 (a)为氧 (b)为碳

#### 4. 数值模拟结果

等离子体基本参数: 环电流  $I_p = 60$  kA, 等离子体中心和边界电子密度分别为  $n_e(0) = 1.5 \times 10^{19}/\text{m}^3$  和  $n_e(a) = 0.5 \times 10^{18}/\text{m}^3$ , 等离子体中心电子温度为  $T_e(0) = 600$  eV, 边界电子和离子温度为  $T_e(a) = T_i(a) = 10$  eV, 中心离子温度为  $T_i(0) = 180$  eV. 杂质原子的温度取 5 eV. 当  $n_0/n_e = 0.04$ ,  $n_C/n_e = 0.03$ ,  $D = 4 \text{ m}^2/\text{s}$ ,  $v = 1.8 \text{ m/s}$ . 模拟结果与实验结果相当, 与国内外同类装置相比偏大. HT-6M 扩散系数偏大, 主要原因是 HT-6M 托卡马克  $a/R$  值偏大、纵场太小以及电子密度较低. 统计不同的欧姆放电实验结果, HT-6M 杂质扩散系数变化范围在  $2\text{--}6 \text{ m}^2/\text{s}$  之间,  $v$  在  $1\text{--}2 \text{ m/s}$  之间.

态的浓度分配是由它们的电离电位和等离子体参数决定的,  $O^{+6}$ ,  $O^{+7}$  和  $O^{+8}$  的电离电位分别为 138, 739 和 871 eV. HT-6M 等离子体电子温度为 600 eV, 氧很容易电离成  $O^{+6}$ . 而进一步电离成  $O^{+7}$  和  $O^{+8}$  离子靠电子温度分布的高能部分则较困难. 因此  $O^{+6}$  保留的浓度最大. 从  $O^{+1}$  到  $O^{+5}$  电离电位分别为 14, 35, 55, 77 和 113 eV, 电离电位都较低, 电离的概率基本相同, 因而浓度分配也基本相同.

碳各电离态密度空间分布也呈现明显的壳层分布. 峰值最大和分布最宽的是完全剥离的  $C^{+6}$  离子, 其峰值约是  $C^{+5}$  和  $C^{+3}$  峰值的 2 倍, 是  $C^{+4}$  的 4 倍、 $C^{+2}$  的 10 倍、 $C^{+1}$  和  $C^0$  的 16 倍. 可见 HT-6M 碳杂质的主要成分是完全剥离的  $C^{+6}$  离子. 这主要是因为  $C^{+6}$  离子的电离电位(489.98 eV)小于 HT-6M 等离子体中心电子温度, 因此较容易完全剥离. 也正是由于  $C^{+6}$  离子丰度高、分布宽, 同时中性氢的穿透深度

图3是碳、氧各电离态离子密度分布. 氧各电离

大<sup>[9]</sup>，产生比较强的电荷符合交换辐射。利用这一特点，我们测量了  $C^{+6}$  的空间分布<sup>[10]</sup>，结果与模拟值

相当。

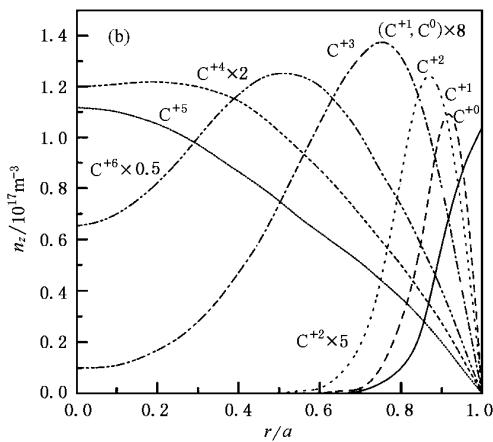
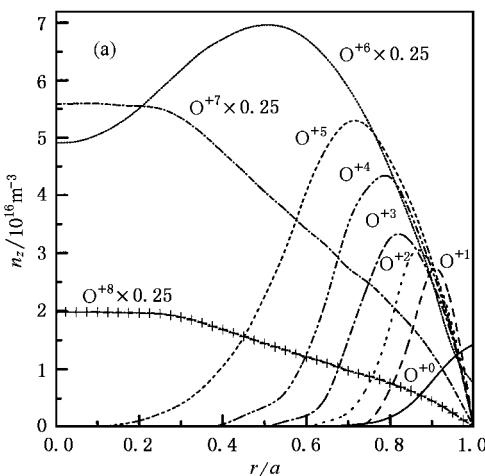


图3 碳氧各电离态离子密度分布(图中所乘系数表示放大倍数) (a)为氧 (b)为碳

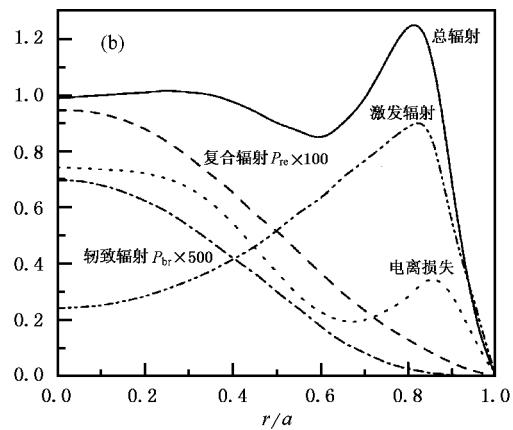
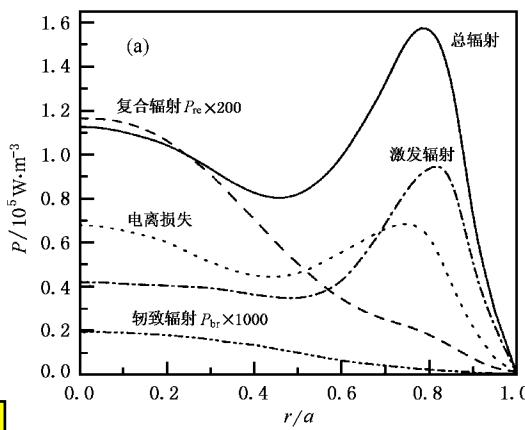


图4 碳氧功率密度的空间分布 (a)为氧 (b)为碳

图4给出了由于碳、氧杂质造成的功率损失(功率密度)的空间分布和有效电荷数的分布。对氧杂质而言，造成的功率损失以电离和激发辐射为主，它们损失的功率大约是复合损失的100倍，是轫致辐射的1000倍。在等离子体边界以激发辐射最强，在等离子体中心区以电离损失最大，总的损失功率分布呈壳层分布，峰值靠近边界。

对碳而言，边界以电子的碰撞激发辐射损失为主，中心以电子的碰撞电离损失为主。由于碳完全剥离的成分大，因而轫致辐射的份额较多。在等离子体中心区其损失的功率仅为激发辐射的1/500。碳杂质总的损失功率密度的空间分布与氧类似，中心区分布平坦，峰值位于边界附近( $r = 16$  cm处)。

欧姆加热功率可表示为<sup>[11]</sup>

$$P_{\Omega} = 7.1 \times 10^4 \frac{1}{T_e^{3/2}} \left( \frac{B_t}{qR} \right)^2 \text{ (W/m}^3\text{)}, \quad (12)$$

式中  $T_e$  为等离子体电子密度， $B_t$  为纵场， $q$  为安全因子， $R$  为大半径。取  $T_e(0) = 600$  eV， $B_t = 1$  T， $q(0) = 1$ ，HT-6M 等离子体中心区欧姆加热功率密度为  $4 \times 10^5$  W/m<sup>3</sup>，因此碳、氧杂质损失总的功率约是欧姆加热功率的 52% (边界区稍小些，约为 46%)。其中碳占 25%，氧占 27%。结果如图 5 所示。

有效电荷数数值在 3.2—4.2 之间，空间分布较平坦，峰值位于边界附近。实验测量的结果可知，空间分布平坦、几乎无峰值，数值与模拟结果相符。

碳、氧杂质的约束时间定义为等离子体中总的杂质含量除以碳、氧原子朝内的通量，

$$\tau_z = \frac{a \bar{n}_z^t}{n_0(a) v_0(a)}, \quad (13)$$

式中  $a$  为等离子体小半径,  $n_0(a)$  是边界杂质原子密度,  $v_0(a)$  是边界处杂质原子朝内的速度,  $\bar{n}_z^t$  为杂质的平均密度. 对于氧,  $v_0(a)_0 = 5.3 \times 10^3$  m/s,  $n_0(a)_0 = 1.67 \times 10^{16}/\text{m}^3$ ,  $\bar{n}_z^t = 4.3 \times 10^{17}/\text{m}^3$ . 故  $\tau_0 = 1.0$  ms. 对于碳,  $v_0(a)_c = 6.1 \times 10^3$  m/s, 由数值计算得出  $n_0(a)_c = 1.0 \times 10^{16}/\text{m}^3$ ,  $\bar{n}_z^t = 3.3 \times 10^{17}/\text{m}^3$ . 故  $\tau_c = 1$  ms, 几乎与氧杂质约束时间相同, 也与粒子约束时间在同一数量级上.

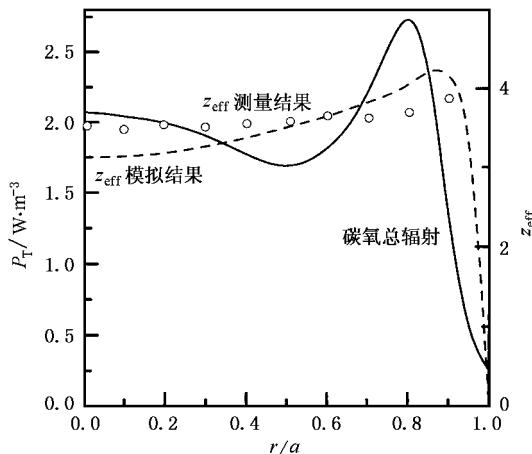


图 5 总功率密度和有效电荷数的空间分布

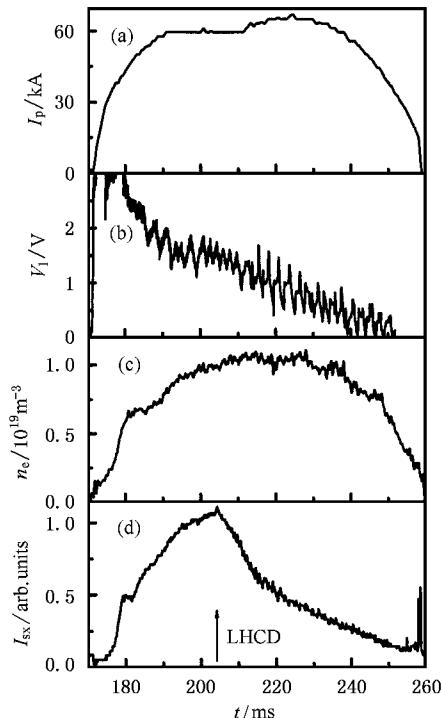
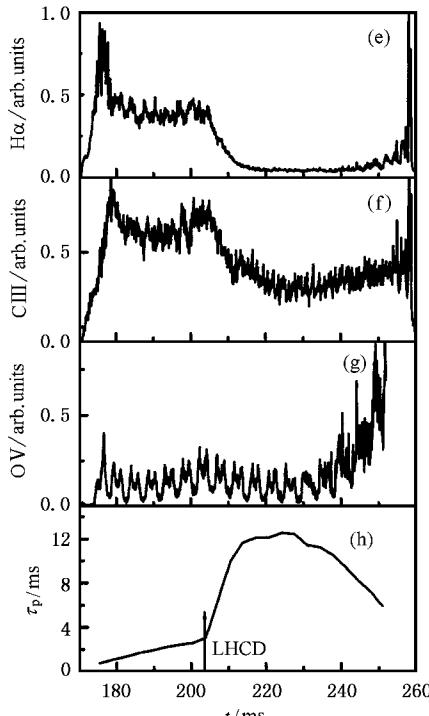


图 6 LHCD 条件下环电流、环电压和电子密度等信号随时间的变化

## 5. 低混杂波电流驱动( LHCD )条件下杂质行为

等离子体中的低杂波很接近于静电波, 注入的射频波( 中等密度托卡马克选用的频率为 2.45 GHz ) 通过朗道衰减就可以使电子获得定向动量, 产生非感应电流, 这就是 LHCD 的基本原理. 1984 年, PLT 托卡马克在低密度下进行 LHCD 实验, 取得了令人鼓舞和信服的结果, 用波驱动了高达 100 kA 的非感应电流<sup>[12]</sup>. 目前, 在 JT-60 上驱动效率达到  $3 \times 10^{15}$  A/m<sup>2</sup>W, JT-60U 上则获得高达 3.6 MA 的驱动电流<sup>[13]</sup>. 我国从 20 世纪 80 年代末开始在 HT-6B, HT-6M, HT-7 和 HL-1, HL-1M 等装置上开展了 LHCD 实验研究, 驱动电流达到 100 kA<sup>[13]</sup>, 在 HT-7 上实现了近 20 s 的全波驱动电流运行<sup>[14]</sup>. HT-6M 托卡马克已具备 120 kW 磁控管发射机, 目前的电流驱动效率已达到  $1.8 \times 10^{15}$  A/m<sup>2</sup>W<sup>[14]</sup>, 仅次于 JT-60 上的实验结果.

HT-6M 托卡马克 LHCD 典型的放电波形如图 6 所示. 大约在 210 ms 时刻开始注入低混杂波, 功率约为 80 kW. 开始时环电流  $I_p$  没有太大的变化, 约 5 ms 后上升了大约 10 kA. 这时环电压  $V_i$  也开始逐渐下降, 最终降至 0 V 左右. 线平均的电子密度  $n_e$  几



乎保持不变.软X射线辐射信号在LHCD投入后逐渐下降.软X射线信号强度可表示为  $I_{\text{sx}} \propto n_e^2 \sqrt{T_e} z_{\text{eff}}$ , 它的强度的减小意味着电子密度、电子温度和有效电荷数至少有一个变小, 由于电子密度信号没有明显的变化, 因此逐渐减小的量只能是电子温度或有效电荷数.

由于杂质和粒子行为密切相关, 图6(b)也给出了  $H\alpha$ ,  $C\text{III}$ ,  $O\text{V}$  和粒子约束时间随时间的变化. 这里定义粒子约束时间为

$$\tau_p = \frac{n_e}{n_e n_0 s - \frac{dn_e}{dt}}, \quad (14)$$

式中  $n_e$  为电子密度,  $n_0$  为氢原子密度.

在 LHCD 投入后,  $H\alpha$ ,  $C\text{III}$  辐射信号大幅度下降,  $O\text{V}$  辐射信号稍稍减小, 粒子约束时间由 LHCD 前的 2.5 ms 上升到 12 ms, 增大 5 倍左右.

图7给出了  $C\text{III}$  空间各道辐射信号随时间的变化. 最外侧  $r = 18$  cm 处大约位于 SOL 附近, 信号在 LHCD 投入后一直减小.  $r = 16, 14$  cm 处辐射信号在 LHCD 投入后减小幅度最大, 其后基本维持不变. 从  $r = 10—4$  cm, 几道信号在 LHCD 投入后都减小, 但下降幅度依次减少, 且在 LHCD 后期它们的辐射信号都逐渐增大.  $O\text{II}$  441.5 nm 辐射信号的空间分布类似于  $C\text{III}$ . 经过 Abel 变换后  $O\text{II}$  和  $C\text{III}$  体发射系

数的空间分布与图2类似. 在 LHCD 期间  $O\text{II}$  和  $C\text{III}$  体发射系数峰值对应的空间位置都向等离子体中心偏移约 0.5 cm, 峰值减小将近一半.  $O\text{V}$  和  $CV$  分布与图2更相近, 峰值空间位置不变, 仅是值减小 1/4. 数值模拟 LHCD 前后碳、氧输运行为, 结果表明 LHCD 期间输运系数稍减小 ( $D = 3.5 \text{ m}^2/\text{s}$ ,  $v = 1.5 \text{ m/s}$ ), 杂质约束时间增大, 碳、氧分别为 4 和 3.5 ms. 总的功率损失在 LHCD 前, 碳、氧杂质在等离子体中心损失的功率为  $1.1 \times 10^5 \text{ W/m}^3$ , 而在 LHCD 期间则为  $0.45 \times 10^5 \text{ W/m}^3$ . 在 LHCD 前损失功率密度分布的峰值为  $1.8 \times 10^5 \text{ W/m}^3$ , 峰值对应的空间位置距等离子体中心 15.8 cm 处, 在 LHCD 期间损失功率密度分布的峰值为  $1.0 \times 10^5 \text{ W/m}^3$ , 峰值对应的空间位置离等离子体中心 15 cm 处. 能量约束尤其在芯部区域明显提高. 一般而言, LHCD 注入的功率沉积于等离子体中心的较多, 因此等离子体中心的内能将比等离子体边界增加得更快. 理论上很容易在  $r = 14—16$  cm 区域形成大梯度电子和离子温度分布, 即输运垒. 由于探测技术限制, 在 HT-6M 上而未得到实验的验证(在 HT-7 上得到证实). LHCD 前, 有效电荷数分布值在 3.1—3.8 之间变化, 峰值位于 16 cm 处. 在 LHCD 期间, 有效电荷数分布值在 1.8—2.4 之间变化, 峰值位于 18 cm 处. 峰值外推是边界电子密度减小的必然结果.

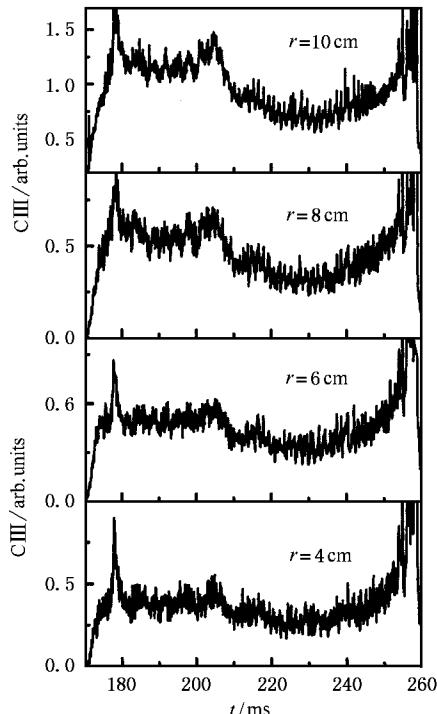
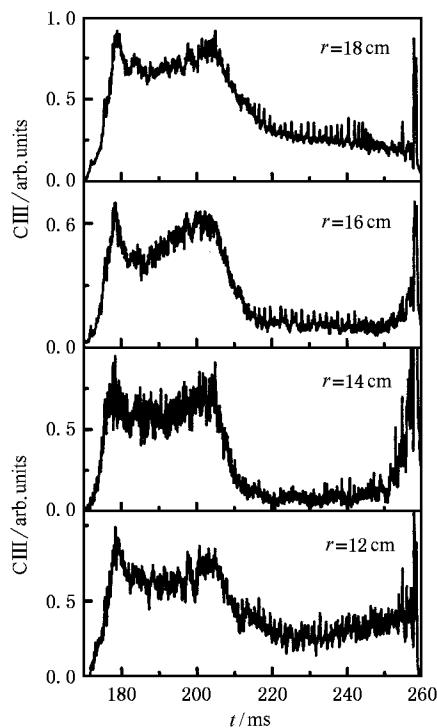


图7  $C\text{III}$  空间各道信号随时间的变化

总之,LHCD 期间碳、氧低电离态辐射大幅度减少的主要原因是:一方面,粒子约束、杂质约束和能量约束提高,使主等离子体与限制器和壁的相互作用减弱,粒子循环和杂质循环减弱,杂质入射通量减少.另一方面是由于等离子体边界参数的降低.

## 6. 结论和讨论

利用计算得到的杂质各电离态离子密度分布,加上电中性条件,可以算出离子密度空间分布,从而算出新经典扩散系数  $D_k = (1 + q^2) \rho_k v_k$  和对流系数  $W_k = k D_k \left( \frac{1}{n_i} \frac{dn_i}{dr} - \frac{1}{2T_i} \frac{dT_i}{dr} \right)$ . 结果表明,HT-6M 扩散系数比新经典扩散系数在  $r = 0$ — $0.8$  cm 区域大 8—15 倍,在  $0.8$ — $17$  cm 区域大 2.5—4 倍,在  $r = 17$ — $20$  cm 区域大 2—6 倍,而对流项大 1.5—2 倍.

杂质输运模型是建立在已知背景等离子体参数

前提下的,然而等离子体参数存在很大的不确定性,尤其是边界参数. 数值模拟了边界参数对输运系数的影响. 结果表明, 边界电子密度和电子温度不确定性对扩散系数影响最小, 对对流系数影响较小, 但对杂质总含量影响较大. 因此选用低电离态谱线作“参照物”时影响就更大. 这也是选用可见谱线作输运分析存在的不足之处. 为了尽可能地减小这种不确定性, 在确定杂质总含量时, 兼顾有效电荷数的测量值. 这也是同时模拟碳、氧输运行为的主要原因之一. 总之, HT-6M 托卡马克杂质输运数值计算给出的杂质扩散和对流系数是可靠的, 但杂质总含量有一定误差.

衷心感谢中国科学院等离子体物理研究所已故李有宜研究员在程序算法上给予的帮助. 感谢放电期间日夜工作在装置旁的 HT-6M 和 HT-7 组全体同志.

- [ 1 ] Isler R C 1984 *Nucl. Fusion* **24** 1599
- [ 2 ] Hawryluk R J 1979 *Nucl. Fusion* **19** 607
- [ 3 ] TFR Group 1982 *Nucl. Fusion* **22** 1173
- [ 4 ] Kaneko H *et al* 1987 *Nucl. Fusion* **27** 1075
- [ 5 ] Perry M E *et al* 1991 *Nucl. Fusion* **31** 1859
- [ 6 ] Dux R *et al* 1999 *Nucl. Fusion* **39** 1509
- [ 7 ] Huang R *et al* 1993 *Acta Phys. Sin. (Overseas Edition)* **2** 22
- [ 8 ] Tazima T *et al* 1977 *Nucl. Fusion* **17** 419
- [ 9 ] Xu W, Wan B N *et al* 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 1360 (in Chinese)
- [ 徐 伟、万宝年等 1997 *物理学报* **46** 1360 ]
- [ 10 ] Xu W, Wan B N 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1804 (in Chinese) [ 徐

- 伟、万宝年 1998 *物理学报* **47** 1804 ]
- [ 11 ] Zhu S R 1992 *Principles of Nuclear Fusion* (Hefei: University of Science and Technology of China Press) p196 (in Chinese) [ 朱士尧 1992 *核聚变原理* (合肥:中国科学技术大学出版社) 第 196 页 ]
- [ 12 ] Jobes F C *et al* 1984 *Phys. Lett.* **52** 1005
- [ 13 ] Fujiwara M *et al* 2001 *Nucl. Fusion* **41** 1355
- [ 14 ] Shi B R 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 2394 (in Chinese) [ 石秉仁 2000 *物理学报* **49** 2394 ]
- [ 15 ] Kuang G L 1999 *Chin. Phys.* **8** 32

# The impurity transport in HT-6M tokamak \*

Xu Wei<sup>1,2)</sup> Wan Bao-Nian<sup>2)</sup> Xie Ji-Kang<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>*Department of Physics, Guangzhou University, Guangzhou 510400, China*

<sup>2)</sup>*Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China*

(Received 9 August 2002; revised manuscript received 9 September 2002)

## Abstract

The space-time profile of impurities has been measured with a multichannel visible spectroscopic detect system and UV rotation-mirror system in the HT-6M tokamak. An ideal impurity transport code has been used to simulate impurities (carbon and oxygen) behaviour during the OH discharge. The profiles of impurities diffusion and convection coefficient, impurities ion densities in different ionized state, loss power density and effective charge number have been derived. The impurity behaviour during low-hybrid current drive has also been analyzed, the results show that the confinement of particles, impurities and energy has been improved, and emission power and effective charge number have been reduced.

**Keywords** : tokamak, impurity transport, diffusion coefficient, convection coefficient

**PACC** : 5255, 5225P, 5235

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19975013).