

托卡马克删削层与偏滤器中等离子体输运的解析研究

李齐良[†] 郑永真 程发银 邓小波 邓冬生

(核工业西南物理研究院, 成都 610041)

游佩林 刘贵昂

(湛江海洋大学基础科学系, 湛江 524025)

陈向东

(电子科技大学, 成都 610051)

(2000 年 2 月 4 日收到, 2000 年 7 月 22 日收到修改稿)

研究了托卡马克删削层和部分偏滤器等离子体的输运问题. 利用粒子数守恒和“两点模型”, 计算了在有摩擦的情况下, 删削层中等离子体的密度分布、温度分布和杂质辐射的功率损失.

关键词: 偏滤器区域, 删削层, 等离子体输运

PACC: 5230, 5225

1 引 言

偏滤器的研究目的主要有: 排除和分散来自主等离子体的功率, 排出聚变反应堆废物, 控制杂质密度以提高燃料的纯度, 屏蔽杂质以及维持高约束性能. 对于未来有氦气反应的装置, 在自然边界条件下, 来自芯部流向删削层(scrape-off layer, SOL)的功率, 有 1/3 通过韧致辐射到真空室的壁上, 其余 2/3 沿着开放磁力线最后轰击到靶板上, 偏滤器的热负荷远大于 5 MW/m^2 的技术限制, 必须采取措施, 使得偏滤器靶板附近的热通降低到可接受的水平, 因此, 等离子体的输运问题显得尤为重要.

偏滤器的最初引入的动机是要产生较清洁的等离子体^[1], 尽管早先的实验给出了令人欣喜的结果^[2], 但一旦提高辅助加热的功率等时, 杂质问题显得特别突出. 对于杂质的产生, 除了固有的杂质, 除了壁和偏滤器靶板产生的杂质以外, 还有为了辐射冷却边缘等离子体而注入的外来杂质, 它的目的是通过改变光子能量而将功率排放到较大面积的壁上来减少对靶板的热负荷. 这个方法要求边缘等离子体的杂质水平足够高, 以使边缘辐射功率接近总的排放功率.

杂质辐射功率与等离子体的密度有如下关系:

$$P_{\text{rad}} = n_e n_z L_z V, \quad (1)$$

式中 n_z 为杂质密度, L_z 为辐射功率系数, V 为辐射区域体积. T_e 低时, L_z 往往较大, 特别是对低 Z 杂质元素更是如此.

目前, 对托卡马克芯部等离子体输运的理论和实验已有研究^[3,4], 这种托卡马克不含偏滤器, 对含偏滤器托卡马克 SOL 等离子体的输运理论研究得很少, 对 SOL 等离子体的输运进行了大量的数值^[5]和解析研究, 本文就是在有偏滤器的情况下, 等离子体中存在摩擦时, 对 SOL 中等离子体的输运情况进行解析研究.

2 理论模型

这里介绍一种目前流行的基于平行电子热导和压力平衡的一维模型, 通常叫做“两点模型”^[6]. 下面讨论电子平行功率平衡和压力平衡方程.

2.1 平行功率平衡方程

在 SOL 和偏滤器区域, 热是通过横越场的传导, 由等离子体携带经由分解面到达 SOL 中, 再沿平行磁力线传导输运到偏滤器中. 模型如图 1. 其中分为传导区域, 由 SOL 组成, 再循环区域在偏滤器区域内, 这个区域有很强的电离离子源. SOL 区域

[†] 现在工作单位: 广东省湛江海洋大学基础科学系, 湛江 524025.

的绝热表示体积动能损失较小. 在这种背景下, 根据 Spitzer 和 Hörm 理论^[7], 按照 SOL 的电子热传导方程为

$$q(x) = -k_0 T^{5/2} \frac{dT}{dx}, \quad (2)$$

式中 $q(x)$ 为平行热通量密度, 在靶板附近, 由于体积损失, 它将下降, T 的单位为 eV, k_0 为

$$k_0 = \frac{(4\pi\epsilon_0)^2}{m_e^{1/2} \ln\Lambda e^4 Z}, \quad (3)$$

式中 ϵ_0 为自由空间的介电常数, m_e , e 分别为电子的质量和电荷, $\ln\Lambda \approx 10$ 为库仑对数, Z 为等离子体的有效电荷, 此表达式对于离子也适应.

2.2 压强平衡方程

在无摩擦过程, 靶板上的静压强将为上游处的一半, 在偏滤器中有摩擦时, 总的压强平衡方程为

$$2n_t T_t = f_m n_u T_u = f_m n_r T_r, \quad (4)$$

式中 f_m 为由摩擦引起的压强的部分损失, n_t , n_u 和 n_r 分别为偏滤器靶板附近、上游和偏滤器再循环入口处的等离子体的密度, T_t , T_u 和 T_r 分别为偏滤器靶板附近、上游和偏滤器再循环入口处的等离子体的温度.

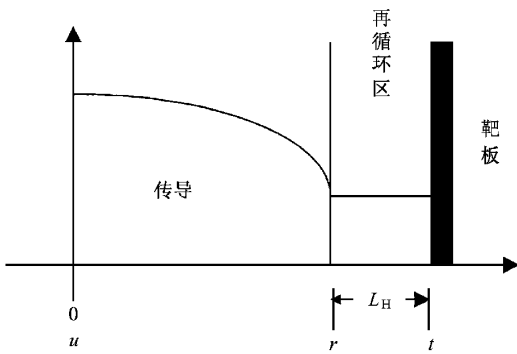


图1 两点模型示意图

3 计算与讨论

现在讨论 SOL 区域等离子体的密度分布、温度分布和杂质辐射功率损失情况.

3.1 SOL 中等离子体的密度分布

在 SOL 区域(不含偏滤器再循环区域), 假定 $n_i = n_e = n$, 一维模型中 x 方向为空间坐标, 下面两个方程分别为粒子和动量守恒方程:

$$\frac{d}{dx}(nv) = S_p, \quad (5)$$

$$mnv \frac{dv}{dx} = -\frac{dP_i}{dx} - mvS_p - mvS_m + enE, \quad (6)$$

式中 P_i 为等离子体的压强, S_p 为中性粒子的电离或横越场扩散率, S_m 为摩擦引起的动量损失率, 分别为

$$S_p = nn_n \sigma v_i, \quad (7)$$

$$S_m = nn_n \sigma v_m, \quad (8)$$

式中 n_n 为中性粒子(氢)的密度. 由玻耳兹曼方程, 得

$$enE = -T_e \frac{dn}{dx}. \quad (9)$$

对于偏滤器的绝热情况:

$$\frac{dP_i}{dx} = T_i \frac{dn}{dx}, \quad (10)$$

这样离子的动量方程为

$$mnv \frac{dv}{dx} = -2T_i \frac{dn}{dx} - mvS_p - mnvS_m. \quad (11)$$

离子声速 $c_s = \sqrt{2T_i/m}$, 代入上式, 得

$$v \frac{dv}{dx} = -\frac{c_s^2}{n} \frac{dn}{dx} - \frac{S_p v}{n} - \frac{S_m v}{n}. \quad (12)$$

马赫数 $M(x) = v(x)/c_s$, 由方程(5)和(12)得

$$\frac{dM}{dx} = \frac{S_p(1+M^2)}{nc_s(1-M^2)} + \frac{S_m}{nc_s} \frac{M^2}{(1-M^2)}, \quad (13)$$

式中当马赫数 M 趋于 1 时, v , m , M 对点 x 的导数为无限大, 这样等离子体的解无法得到. 在没有摩擦损失时, 即 $S_m = 0$ 时, 对于电离源或横越场的扩散

源 $S_p = \frac{D_{\perp} n}{\lambda_n^2}$, 有 $S_p = C_n$ (C 为常数), 利用 $M(0) = 0$, $M(L) = 1$ (L 表示中平面到再循环区的连接长度), 对上式积分得到马赫数和位置 x 之间的关系:

$$M - 2\text{tg}^{-1}M = \frac{x}{L} \left(1 - \frac{\pi}{2}\right). \quad (14)$$

当有动量损失, 即 $S_m \neq 0$ 时, 令 $\beta = \frac{S_p + S_m}{S_p}$,

由 $M(0) = 0$, $M(L) = 1$, 对(13)式积分得到马赫数和位置 x 点的关系:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{\beta}} \text{tg}^{-1}(\sqrt{\beta}M) + \frac{1}{\beta} \frac{1}{\sqrt{\beta}} \text{tg}^{-1}(\sqrt{\beta}M) - \frac{M}{\beta} \\ &= \frac{x}{L} \left[\frac{1}{\sqrt{\beta}} \text{tg}^{-1}(\sqrt{\beta}) + \frac{1}{\beta} \frac{1}{\sqrt{\beta}} \text{tg}^{-1}(\sqrt{\beta}M) - \frac{1}{\beta} \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

由(5)和(13)式可得

$$\frac{dn}{dx} = \frac{M(2S_p + S_m)}{(M^2 - 1)c_s}. \quad (16)$$

由(13)和(16)式有

$$\frac{dn}{dM} = -\frac{nM(1+\beta)}{1+\beta M^2}. \quad (17)$$

利用 $M(0)=0$, 得到马赫数和等离子体的密度的关系:

$$\frac{n}{n_u} = (1+\beta M^2)^{-\frac{1+\beta}{2\beta}}. \quad (18)$$

由(15)和(18)式可以绘出等离子体的密度与马赫数的关系和等离子体的密度与位置的关系.

图2为不同 β 值下, 等离子体的密度与马赫数的关系. 图3为不同 β 值下, 等离子体的密度与位置的关系. 由计算和图3可以得出, β 值越大, 即摩擦越大, 在中平面到再循环处之间, 等离子体的密度越小, 使等离子体的压强变小. 当 $\beta=1$ 时为无摩擦的情况, 再循环区入口处的等离子体的密度是中平面处的一半.

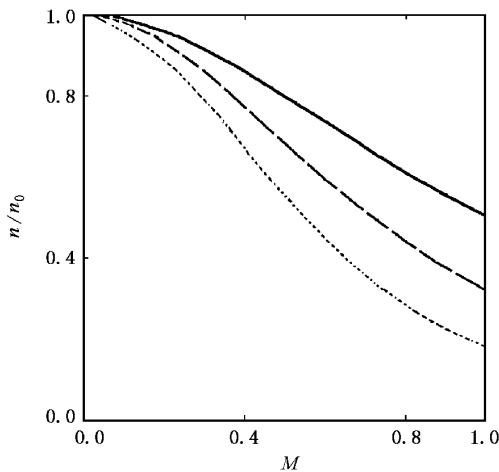


图2 不同 β 值下等离子体的密度与马赫数的关系
——为 $\beta=1$, ---为 $\beta=1.25$, ...为 $\beta=1.5$

3.2 温度分布

对于中平面到再循环区入口处的温度分布, 由两点模型方程(2)得出, 在这个一维模型中, 假定平行热通量密度 q_u 集中在上游的中平面处, 由于 SOL 中韧致辐射很小, 因此可以认为 SOL 中的 q_u 为常量.

由方程(2)得到 SOL 各处的温度:

$$T_x^{7/2} = T_u^{7/2} - \frac{7q_u L_x}{2k_0}, \quad (19)$$

式中 T_u 和 q_u 分别为上游 ($L_x=0$) 的温度和平行热通量密度, T_x 为上游到再循环区入口处中间某一点处的温度. 当 $L_x=L$ 时, 则有

$$T_r^{7/2} = T_u^{7/2} - \frac{7q_u L}{2k_0}, \quad (20)$$

此为再循环区入口处的温度.

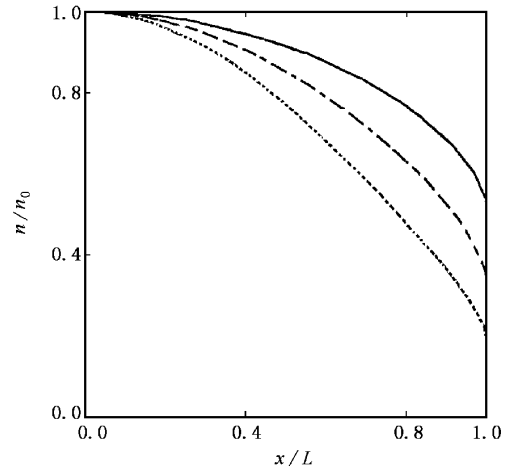


图3 不同 β 值下等离子体的密度与位置的关系
——为 $\beta=1$, ---为 $\beta=1.25$, ...为 $\beta=1.5$

3.3 SOL 中杂质辐射功率损失

对于杂质辐射的简单模型, 由电子热传导方程(2)和杂质辐射引起的体积功率损失为

$$\frac{dq}{dx} = -n_z n L_z = -c_z n^2 L_z, \quad (21)$$

式中 c_z 为杂质浓度, 假定它沿 SOL 管道为一常数. 对于杂质辐射, 存在这样一个阈值温度, 即在这个阈值温度 T_{thr} 以下, 杂质辐射为零, 在其上时为 L_z , 例如对于碳, 阈温度为 5eV.

结合方程(2)和(21), 可以得到上游到再循环区域杂质辐射损失为

$$\begin{aligned} q_{imp} &= q_n - q_r \\ &= q_u - \sqrt{q_u^2 - 1/3k_0 c_z L_z p_u^2 (T_u^{3/2} - T_r^{3/2})}, \end{aligned} \quad (22)$$

式中 q_r 为进入再循环区域的平行热通量密度, p_u 为上游等离子体的压强. 这种计算仅是一种近似.

如果电子热传导方程用下式表示:

$$q = -k_{//}^e \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (23)$$

式中 $k_{//}^e$ 为电子的平行热导系数, 即

$$k_{//}^e = \frac{A_e(Z_{eff}) n_e T_e \tau_e}{Z_{eff} m_e}, \quad (24)$$

$$A_e = 12.5 \{1 - 0.843/1.1311 Z_{eff}^2\}^{8.1}, \quad (25)$$

$$\tau_e = \frac{3\sqrt{m_e} T_e^{3/2}}{4\sqrt{2\pi} \lambda e^4 n_e}, \quad (26)$$

式中 τ_e 为电子-电子碰撞时间. 令 $B = \frac{A_e n \tau}{Z_{\text{eff}} m}$, 由方程 (21) 和 (37) 得到杂质辐射损失为

$$q_{\text{imp}} = q_u - q_r = q_u - \sqrt{q_u^2 - 2B c_z L_z p_u^2} \ln \frac{T_u}{T_x}. \quad (27)$$

计算中假定是在无摩擦的情况下进行, 且 B, c_z, L_z, q_u, p_u 为常量, 知道了这些量, 就可以求出杂质辐射的功率损失. 当然, 这仅仅是作一般性的近似估计, 但对于定性估计 SOL 和部分偏滤器区域杂质辐射功率损失有实际的意义.

4 结 论

本文计算了 SOL 中的等离子体的密度分布、温

度分布和杂质辐射功率损失, 得出了在有摩擦的情况下, 密度与相对位置的关系, 发现摩擦越大, 密度损失也越大. 没有摩擦时, 再循环区入口处的密度是上游处的等离子体的密度的一半. 与文献 [9] 比较, 本文的计算是在有摩擦的情况下进行的, 而文献 [9] 的计算是在假定没有摩擦损失的情况下进行的. 本工作是在文献 [9] 模型基础上, 增加了有摩擦的情况下, 对 SOL 等离子体输运进行的计算.

计算的温度分布和 SOL 区域杂质辐射功率损失, 对于估计边界的温度和杂质辐射功率损失有实际意义. 整个计算对于实验诊断也提供了一定的依据.

对于偏滤器再循环区域, 等离子体的输运计算, 采用二维计算, 这个工作正在研究中.

- [1] L. Spitzer, 1951 US Atomic Energy Commission Report NYO-993 (PM-S-1).
- [2] A. V. Bortnikov *et al.*, Plasma Phys. and Control. Nucl. Fusion Research IAEA-CN-38/O-2 (1980).
- [3] X.J. Meng *et al.*, *Acta Physica Sinica*, **47**(1998), 625 (in Chinese) [孟续军等, *物理学报* **47**(1998), 625].
- [4] C.G. Liu *et al.*, *Acta Physica Sinica*, **47**(1998), 1515 (in Chinese) [刘才根等, *物理学报* **47**(1998), 1515].

- [5] T.D. Rogalien *et al.*, *J. Nucl. Mater.*, **196—198**(1992), 347.
- [6] C. S. Pitchert *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **39**(1997), 1129.
- [7] L. Spitzer, R. Hörm, *Phys. Rev.*, **89**(1953), 977.
- [8] S. I. Braginskij, Review of Plasma Physics, Vol. 1 (Consultants Bureau, New York, 1965), p. 205.
- [9] P.C. Stangeby, G.M. McCracken *et al.*, *Nucl. Fusion*, **30**(1990), 1225.

THE ANALYTIC STUDY OF PLASMA TRANSPORT IN TOKAMAK DIVERTOR REGION AND SCRAPE-OFF LAYER

LI QI-LIANG ZHENG YONG-ZHEN CHENG FA-YIN DENG XIAO-BO DENG DONG-SHENG

(*Southwestern Institute of Physics , Chengdu 610041 , China*)

YOU PEI-LIN LIU GUI-ANG

(*Department of Basic Science , Zhanjiang Ocean University , Zhanjiang 524025 , China*)

CHEN XIANG-DONG

(*University of Electronic Science and Technology of China , Chengdu 610051 , China*)

(Received 4 February 2000 ; revised manuscript received 22 July 2000)

ABSTRACT

This paper has studied plasma transport in scrape-off layer(SOL) , by using ' two-point ' mode and particles continuity equation. We have calculated plasma density distribution , temperature distribution , impurity radiation power loss in SOL with friction.

Keywords : divertor region , scrape-off layer , plasma transport

PACC : 5230 , 5225