

# 偏滤器运行模式对托卡马克边缘区 等离子体平行流的影响\*

欧靖<sup>1)2)†</sup> 杨锦宏<sup>1)</sup>

1) (中国科学院, 等离子体物理研究所, 合肥 230031)

2) (中国科学院, 磁约束聚变理论中心, 合肥 230031)

(2011年5月14日收到; 2011年6月20日收到修改稿)

我们使用一维流体模型, 根据在不同偏滤器运行模式下静压强沿着磁力线方向的分布变化, 讨论了偏滤器运行模式对托卡马克边缘区等离子体平行流的影响. 低再循环模式下, 静压强从  $X$  点 ( $X$ -point) 附近的刮削层区域开始明显下降, 变化趋势与密度变化趋势一致; 等离子体平行流的马赫数在偏滤器区域逐步变大, 变化从平缓到迅速. 高再循环模式下, 静压强在靶板附近的区域迅速下降, 在其他区域变化非常小; 等离子体平行流的马赫数仅在靠近靶板附近的区域迅速变大, 在其他区域变化平缓. 在弱脱靶模式下的静压强变化与高再循环模式下类似, 不过静压强在  $X$ -point 附近的刮削层区域开始出现下降的趋势, 导致等离子体平行流的马赫数在  $X$ -point 处的值比在高再循环模式下大. 强脱靶模式下, 静压强在刮削层区域开始明显下降, 在远离靶板的偏滤器区域, 静压强迅速下降的地方, 观察到高马赫数等离子体平行流. 静压强迅速下降引起动压强迅速上升来维持总的压强守恒是在强脱靶状态下产生高马赫数平行流的一种可能驱动机理.

**关键词:** 偏滤器运行模式, 等离子体平行流, 刮削层区域, 偏滤器区域

**PACS:** 52.25.Fi, 52.30.-q, 52.25.Fa, 52.65.-y

## 1 引言

在托卡马克装置中, 将中心高温等离子体与真空室器壁隔开的方法包括限制器和偏滤器两种. 目前, 世界上运行的托卡马克绝大多数为偏滤器托卡马克, 如我国的中国环流器 2 号 A 装置 (HL-2A)、东方超环 (EAST) 等. 托卡马克边缘区以及偏滤器主要功能包括大容量排热、控制大量杂质进入主等离子体、大容量排灰等, 因此, 偏滤器托卡马克边缘区的等离子体输运的实验和理论研究显得尤为重要<sup>[1-5]</sup>. 在偏滤器托卡马克边缘区等离子体研究中, 根据边缘区开放磁力线的等离子体温度和压强沿着磁力线方向分布情况, 通常划分为三种不同的运行模式, 分别为低再循环或者鞘限制模式 (low-recycling regime, sheath-limited regime)、高再循环或者热传导限制模式 (high-recycling regime,

conduction-limited regime) 以及脱靶模式 (detachment regime)<sup>[6]</sup>. 在不同的运行模式下, 除了等离子体的温度和压强分布存在差别, 等离子体粒子流、能流、平行流或者刮削层流 (parallel flow, scrape-off layer flow, SOL flow) 同样呈现不同的行为. 比如在脱靶运行模式下, 一些托卡马克装置如 ASDEX-U, JT-60U 在远离靶板的地方, 观察到马赫数为 0.5—1.0 的等离子体平行流<sup>[7,8]</sup>, 而在低再循环与高再循环这两种运行模式下, 在远离靶板的地方, 没有观察到强大的等离子体平行流.

托卡马克边缘区等离子体平行流的研究是当前十分活跃的研究领域, 当中涉及边界等离子体输运、芯区等离子体约束、材料迁徙、杂质输运与屏蔽以及第一壁材料腐蚀等问题<sup>[9]</sup>. 目前, EAST, JET, JT-60U, Alcator C-MOD, ASDEX-U 等一些托卡马克实验装置都开展了对边缘区等离子体平行流

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11105176), 中国科学院知识创新工程青年人才领域专项前沿项目 (批准号: 085FCQ0123) 和 ITER 计划专项国内配套研究项目 (批准号: 2009GB106002) 资助的课题.

† E-mail: ouj@ipp.ac.cn

的研究 [2,7-9]. 基于等离子体平行流的重要性, 理论上对它在不同运行模式下的不同行为已经有一定的研究. 例如, 在低再循环模式下, 等离子体的温度沿着磁力线方向基本不变, 等离子体接近绝热等温状态. 如果不考虑摩擦引起的动量损失, 等离子体平行流的马赫数沿着磁力线方向的分布满足

$$\frac{dM}{dx} = \frac{S_p (1 + M^2)}{nc_s (1 - M^2)} \quad [10]$$

式中, 马赫数  $M = V_{\parallel}/c_s$ ,  $V_{\parallel}$  为等离子体沿着磁力线方向的速度;  $c_s = \sqrt{2T/m_i}$  为离子声速,  $T$  为等离子体温度,  $m_i$  为离子质量;  $n$  为等离子体密度;  $S_p$  为等离子体源项. 如果考虑摩擦引起的动量损失,

$$\frac{dM}{dx} = \frac{S_p (1 + M^2)}{nc_s (1 - M^2)} + \frac{S_m}{nc_s} \frac{M^2}{(1 - M^2)} \quad [11]$$

其中  $S_m$  为动量损失项. 在高再循环模式以及脱靶运行模式下, 等离子体温度沿着磁力线方向存在梯度, 绝热等温条件不再成立, 等离子体平行流的马赫数分布不再满足以上关系. 如果要得到等离子体平行流的马赫数分布, 需要给出等离子体温度的分布或者自恰求解包括连续性方程、动量方程、能量方程在内的等离子体输运方程组. 文献 [6] 采用一维流体模型, 分析在高再循环模式下的等离子体平行流, 讨论了在多种近似条件下等离子体温度分布对等离子体平行流马赫数的影响. 文献 [12] 在给定等离子体温度分布情况下, 采用解析方法, 讨论了处于脱靶状态下的等离子体平行流. 近年来, 采用两维流程序如 B2 对脱靶模式下的等离子体平行流进行了模拟, 并得到了一些与实验趋势一致的结果 [13]. 由于等离子体平行流的复杂性, 即使是采用两维程序模拟, 在分析其驱动机理时也是采用解析方法. 到目前为止, 等离子体平行流在不同运行模式下的分布虽然已有一定的研究, 但都没有系统的分析与比较它们在不同运行模式下的差异以及引起差异的原因. 特别是在强脱靶情况下, 在远离靶板的偏滤器区域, 驱动高马赫数等离子体平行流的机理还没有完全搞清楚. 在本文中, 我们将建立一个一维的流体模型, 采用数值模拟分析方法, 讨论等离子体平行流在不同运行模式下的分布. 与解析方法比较, 我们将自恰求解等离子体输运方程组, 得到沿着磁力线方向的等离子体参量分布; 与二维输运程序相比, 虽然不能得到比较全面的等离子体平行流的分布信息, 但是我们可以得到在不同运行模式下等离子体平行流的变化趋势, 结合理论上的

分析, 可以定性的讨论等离子体平行流驱动机理.

## 2 模拟模型

偏滤器托卡马克装置中, 常应用具有一个 X-point(单零) 或者两个 X-point(双零) 的磁场位形. 在如图 1 所示的单零偏滤器托卡马克中, 从最后一个封闭磁面, 也就是分离面 (separatrix), 到真空室器壁之间的区域分成两个部分. 刮削层区域和芯部区域相连, 芯区等离子体通过径向扩散外流到刮削层区域; 另外一个部分为偏滤器区域, 包括 X-point 到靶板附近的区域, 中性粒子与杂质主要集中在该区域. 在刮削层区域和偏滤器区域中, 磁力线是开放的, 等离子体主要是沿着磁力线方向输运. 因此, 可以用沿着磁力线方向, 或者极向方向 (极向输运受沿着磁力线方向输运的几何投影所控制) 的一维模型研究刮削层区域和偏滤器区域中的等离子体输运等各种问题, 而跨越磁力线的输运可以看成沿磁力线方向输运的源项. 在电中性条件以及双极性条件下, 假定电子温度等于离子温度, 如果不考虑黏滞对输运的影响, 稳态的等离子体输运方程组包括连续性方程、动量方程以及能量方程, 分别如下 [14-16]:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} (nV_{\theta}) + \frac{\partial}{\partial r} \Gamma_r = S_p, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial \theta} (m_i n V_{\parallel} V_{\theta} + 2 \frac{B_{\theta}}{B} n T) = S_m, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left( 5nTV_{\theta} - \left( \frac{B_{\theta}}{B} \right)^2 \kappa_{\parallel}^e \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial r} Q_r = S_E. \quad (3)$$

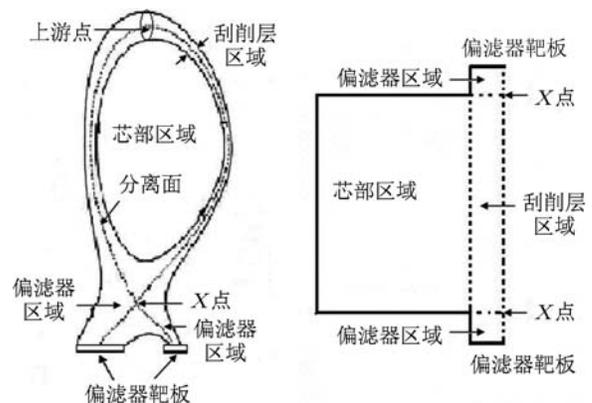


图 1 偏滤器托卡马克中的刮削层区域与偏滤器区域

在动量方程中, 忽略径向动量输运 [15,16]. 在能量方程中, 由于电子的热传导率远远大于离子,  $\kappa_{\parallel}^e \gg \kappa_{\parallel}^i$ ,

因而用电子的平行热传导代替总的平行热传导.  $B$  和  $B_\theta$  分别为环向磁场与极向磁场. 在不考虑垂直输运情况下, 平行方向的速度  $V_\parallel$  与极向方向的速度  $V_\theta$  满足  $V_\theta = \frac{B_\theta}{B}V_\parallel$ . 在本文中, 我们求解极向方向输运, 把径向输运看成为源项, 而且仅考虑刮削层区域存在的径向输运, 也就是存在从芯区向刮削层区域扩散出来的粒子流与能流, 而在偏滤器区域的径向输运不考虑. 从芯区流到刮削层区域的径向粒子流  $\Gamma_r$  和径向能流  $Q_r$  相应的径向偏导可以写成  $\frac{\partial}{\partial r}\Gamma_r = -\frac{\Gamma_r}{\lambda_n}$  和  $\frac{\partial}{\partial r}Q_r = -\frac{1}{\lambda_q}Q_r$ , 其中  $\lambda_n$  和  $\lambda_q$  分别为径向密度衰减长度和能量衰减长度.

方程组中相应的等离子体粒子源、动量源以及能量源为 [17]

$$S_p = nn_n \langle \sigma v \rangle_{\text{SION}} - n^2 \langle \sigma v \rangle_{\text{rec}}, \quad (4)$$

$$S_m = -V_\parallel m_i n (n_n \langle \sigma v \rangle_{\text{cex}} + n \langle \sigma v \rangle_{\text{rec}}), \quad (5)$$

$$S_E = -3Tn^2 \langle \sigma v \rangle_{\text{rec}} - \frac{3}{2}Tnn_n \langle \sigma v \rangle_{\text{cex}} - \varepsilon_{\text{ion}} nn_n \langle \sigma v \rangle_{\text{SION}} - W_{\text{imp}}, \quad (6)$$

$n_n$  为中性粒子密度,  $W_{\text{imp}}$  为杂质辐射损失,  $\langle \sigma v \rangle_{\text{SION}}$ ,  $\langle \sigma v \rangle_{\text{rec}}$ ,  $\langle \sigma v \rangle_{\text{cex}}$  分别为电离率、复合率、电荷交换率 [15-17],  $\varepsilon_{\text{ion}} = 25 \text{ eV}$  为由于电子电离与激发所损失的能量.

求解方程组 (1)–(3), 需要确定边界条件, 我们认为打到靶板的粒子速度满足玻姆判据, 取  $V_{\parallel, T} = c_s$ , 流到靶板的能流为  $q_T = \gamma \Gamma_T T_T$ . 下标 ‘T’ 代表偏滤器靶板处的值;  $\gamma$  为能量穿透系数. 在假定电子温度与离子温度相等的情况下,  $\gamma = 6.5$  [10,17];  $\Gamma_T$  为流到靶板的粒子流.

在偏滤器区域, 特别是在高再循环与脱靶模式下, 中性粒子和杂质输运起到很大的作用, 因而输运模型中需要包括中性粒子输运和杂质输运. 中性粒子采用扩散形式的流体模型 [16,17]

$$-\frac{\partial}{\partial \theta} \left( D_n \frac{\partial n_n}{\partial \theta} \right) = -nn_n \langle \sigma v \rangle_{\text{SION}} + n^2 \langle \sigma v \rangle_{\text{rec}}, \quad (7)$$

式中,  $D_n = \frac{T}{m_i n (\langle \sigma v \rangle_{\text{cex}} + \langle \sigma v \rangle_{\text{SION}})}$  为中性粒子的扩散系数 [16]. 在本文中, 假定中性粒子来源于偏滤器靶板, 是离子打到靶板中性化后重新返回偏滤器区域和刮削层区域, 满足  $\left( D_n \frac{\partial n_n}{\partial x} \right)_{|T} = -R_p \Gamma_T$ , 其中,  $R_p$  是循环系数.

杂质描述在非常简单的情况下, 可以采用如下形式 [10,17]:

$$n_I = \xi n. \quad (8)$$

其中  $n_I$  为杂质离子的密度,  $\xi$  为杂质含量相对值. 如果我们考虑的杂质仅为碳, 那么杂质含量相对值可以取  $\xi = 0.05$  [10,17]. 杂质与等离子体输运相互影响, 主要通过杂质辐射能量体现 [10,17],

$$W_{\text{imp}} = n_I n L(T), \quad (9)$$

其中  $L(T)$  为杂质耦合率, 它依赖于等离子体的电子温度 [10,17].

### 3 计算与讨论

在托卡马克边界等离子体数值模拟中, 存在预测模式与解释模式两种讨论问题的方式, 这两种方式是等价的 [18]. 预言模式通常选取从芯区流到刮削层的能流与粒子流 (或者芯区一边界交界处的温度、密度) 作为程序的控制输入参数; 解释模式通常选取靶板附近的等离子体温度与密度 (或者能流与粒子流) 作为程序的控制输入参数. 本文采用预测模式分析讨论在不同偏滤器运行模式下的等离子体平行流. 模拟参数采用 EAST 装置的参数, 装置的大半径  $R = 1.94 \text{ m}$ , 小半径  $a = 0.46 \text{ m}$ , 拉长比  $\kappa = 1.6$ , 极向场与环向场之比为  $B_\theta/B = 0.1$ . 分离面的表面积  $S_{\text{sep}} = 2\pi R^2 \pi a \kappa^{1/2}$ , 流到刮削层的能量总和为  $P_{\text{SOL}} = S_{\text{sep}} \cdot Q_r$ . 径向能量衰减长度取  $\lambda_q = 0.5 \times 10^{-2} \text{ m}$ . 如果给定从芯区流到刮削层的粒子流  $\Gamma_r$ , 对连续性方程沿着极向方向积分  $\frac{\langle \Gamma_r \rangle}{\lambda_n} + \langle S_p \rangle = 2\Gamma_T$ , 得到  $\lambda_n$  的值, 符号  $\langle \dots \rangle$  表示沿着极向方向积分. 在模拟中, 当改变  $\Gamma_r$ ,  $P_{\text{SOL}}$  和  $R_p$  时, 边缘区的等离子体将处于不同的运行模式. 在不同的偏滤器运行模式下, 等离子体在磁力线上的某一点 ‘s’ 处的压强, 可以表述为

$$P_{\text{dynamic}} + P_{\text{static}} = P_{\text{total}} - P_{\text{loss}}, \quad (10)$$

其中  $P_{\text{dynamic}} = m_i n V_\parallel^2$  为 ‘s’ 处的动压强;  $P_{\text{static}} = 2 \text{ nT}$  为 ‘s’ 处的静压强; 总压强  $P_{\text{total}}$  取  $V_\parallel = 0$  处的值, 根据刮削层区域与偏滤器区域在内外靶板区域的对称性,  $V_\parallel = 0$  位于刮削层区域的中间位置 (也就是上游点 upstream 处), 在上游点, 动压强为零, 由等离子体与中性粒子通过电荷交换引起的动量损失可以忽略不计, 因此在该点处的总压强等于静压强;  $P_{\text{loss}} = \langle S_m \rangle / B_\theta / B$  为沿着磁力线方向从上游点  $V_\parallel = 0$  到任意一点 ‘s’ 处的压强损失量之和.

在磁力线上的某一点 ‘s’ 处, 等离子体平行流的马赫数可以写成

$$M^2 = \frac{V_{\parallel}^2}{2T/m_i} = \frac{P_{\text{dynamic}}}{P_{\text{static}}} = \frac{P_{\text{total}} - P_{\text{loss}} - P_{\text{static}}}{P_{\text{tatic}}}. \quad (11)$$

从(11)式可以看出, 等离子体平行流的马赫数与等离子体总的压强、压强损失以及静压强有关, 等离子体压强的分布决定了等离子体平行流的分布. 由于等离子体温度和压强沿着磁力线变化与流到刮削层的粒子流、能流以及粒子在靶板处的再循环系数有关, 为了方便比较在不同运行模式下等离子体平行流的分布差异, 在本文中, 我们将固定从芯区流到刮削层的粒子流  $\Gamma_r$ , 在逐步减少从芯区流到刮削层的能流  $P_{\text{SOL}}$  的同时, 逐步增大粒子的循环系数  $R_p$ , 使等离子体依次处于低再循环状态、高再循环状态、脱靶状态 (包括强脱靶状态与弱脱靶状态). 由此得到在不同的运行模式下, 等离子体沿着磁力线的压强与温度分布变化趋势: 沿着磁力线方向, 在低再循环模式下, 等离子体温度基本不变, 总的压强守恒; 在高再循环模式下, 等离子体温度出现梯度, 总的压强仍然守恒; 在脱靶模式下, 等离子体温度存在很大的梯度, 总的压强不守恒. 根据压强在不同运行模式下的分布变化, 我们可以分析讨论在不同运行模式下的等离子体平行流.

### 3.1 低再循环模式下的等离子体平行流

低再循环模式下的边缘区等离子体接近等

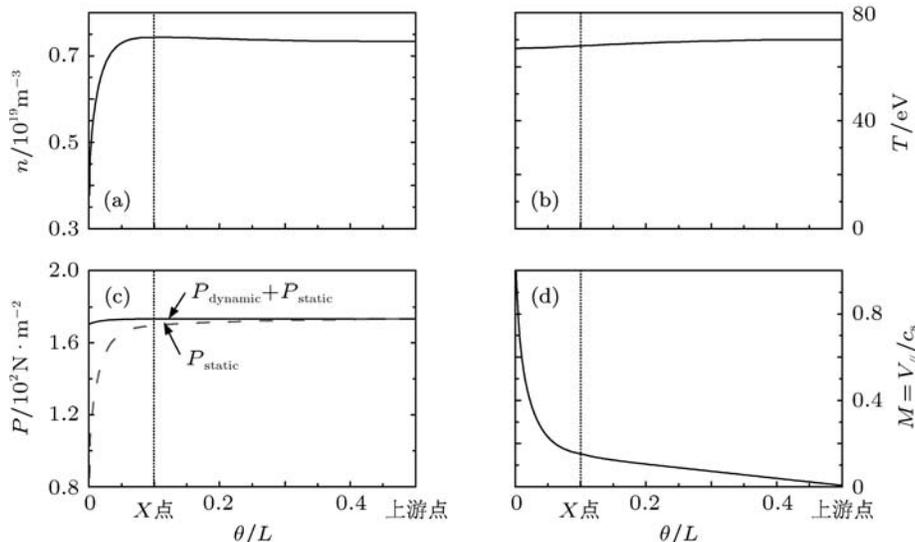


图 2 低再循环模式下的等离子体密度 (a)、温度 (b)、压强 (c) 和平行流的马赫数 (d) 的分布 ( $\Gamma_r = 3.87 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ,  $P_{\text{SOL}} = 1 \text{ MW}$ ,  $R_p = 0.8$ ) (图中  $L$  为联系长度, 由于刮削层区域与偏滤器区域存在内外的对称性, 图中给出一半区域的等离子体参量分布)

温绝热状态. 如图 2 所示的等离子体密度、温度、压强和平行流马赫数分布为模拟参数取  $\Gamma_r = 3.87 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ,  $P_{\text{SOL}} = 1 \text{ MW}$  和  $R_p = 0.8$  所得到的结果. 等离子体温度沿着磁力线方向稍微变小, 接近常数. 等离子体密度在刮削层区域基本不变, 在偏滤器区域迅速下降, 靶板附近的密度大约为处于 X-point 的一半. 由于边缘区域的等离子体密度比较低, 中性粒子与等离子体之间的相互作用不频繁, 由此产生的电离、复合、电荷交换等相互作用过程而引起的粒子源、动量损失很小, 可以忽略不计. 从图 2(c) 看, 等离子体总的压强沿着磁力线方向基本守恒, 静压强沿着磁力线方向在刮削层区域开始出现单调下降. 因为等离子体的温度沿着磁力线方向接近常数, 所以静压强的变化主要是由密度变化引起, 而且与密度的变化趋势一致. 从(11)式可知, 在总压强基本不变的情况下, 静压强的分布决定了等离子体平行流的分布. 平行流的马赫数分布如图 2(d) 所示, 它是单调变化的, 而且依赖静压强分布变化. 在偏滤器区域, 马赫数的值从在 X-point 附近 0.15 左右开始逐步变大, 变化从平缓到迅速, 在靶板处达到 1.0, 也就是等离子体平行流的速度达到声速. 因为在等温绝热条件下, 密度的变化引起静压强的变化, 所以等离子体平行流的马赫数与等离子体密度分布变化有直接的关系, 比如在不考虑摩擦损失情况下, 可以解析得到马赫数沿着磁力线变化分布  $\frac{dM}{dx} = \frac{S_p}{nc_s} \frac{(1+M^2)}{(1-M^2)}$  [10]. 我们模拟得到的马赫数的变化趋势与解析解得到的分布类似 [11].

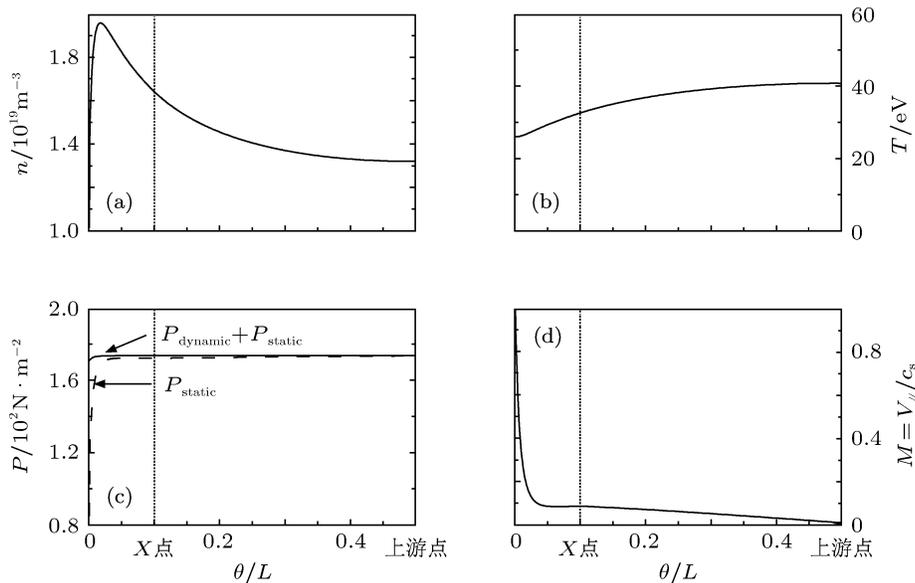


图3 高再循环模式下的等离子体密度 (a)、温度 (b)、压强 (c) 和平行流的马赫数 (d) 的分布 ( $\Gamma_r = 3.87 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ,  $P_{\text{SOL}} = 0.6 \text{ MW}$ ,  $R_p = 0.95$ )

### 3.2 高再循环模式下的等离子体平行流

当模拟参数取  $\Gamma_r = 3.87 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ,  $P_{\text{SOL}} = 0.6 \text{ MW}$  和  $R_p = 0.95$  时候, 偏滤器运行模式为高再循环模式. 在高再循环模式下, 大量中性粒子与等离子体相互作用, 它们之间发生频繁的物理过程如电离、电荷交换, 在靠近靶板附近的区域形成比较强的粒子源的同时, 也导致等离子体能量损失. 因而等离子体密度在靶板附近形成一个峰值, 等离子体温度沿着磁力线方向有比较明显的变化. 与低再循环模式下相比, 在高再循环模式下的动量损失要大, 这是由于中性粒子与等离子体频繁进行的电荷交换缘故. 但从图 3(c) 可以看出, 在高再循环模式下, 沿着磁力线方向, 总的压强还是基本守恒的. 静压强的变化趋势与密度的变化趋势不一样, 它仅在靶板附近的偏滤器区域迅速下降, 在其他区域, 变化非常小, 这是因为等离子体密度上升的同时, 等离子体温度也同时下降, 而且等离子体温度下降幅度与密度上升幅度相当. 在不考虑动量损失的情况下, 也就是总压强守恒的情况下, 静压强的变化决定了平行流马赫数的变化. 从图 3(d) 可以看出, 等离子体平行流与在低再循环情况下的趋势是一样的, 为单调变化. 不过在 X-point 附近, 马赫数的值要比在低再循环模式下要小, 大约为 0.08, 这是因为在高再循环模式下, 静压强在 X-point 处下降的幅度比在低再循环模式小. 在靠近 X-point 的偏滤器区域, 马赫数基本不变, 这是由于静压强分布在相应区域内基本不变. 在靠近

靶板附近的偏滤器区域, 静压强沿着磁力线方向的迅速下降, 导致等离子体平行流的马赫数在靶板附近的区域内迅速上升, 在靶板处等离子体的平行速度达到声速.

### 3.3 弱脱靶模式下的等离子体平行流

在托卡马克实验上, 当靶板的电子温度低于 5.0 eV 时, 通常认为等离子体处于脱靶状态. 脱靶模式分强脱靶模式和弱脱靶模式两种<sup>[18]</sup>. 当等离子体的温度低于 2.0 eV 时, 等离子体与中性粒子之间的电离效应和复合效应相当, 或者复合效应占主导, 等离子体的运行模式认为是强脱靶模式. 当等离子体温度处于 2.0 eV 到 5.0 eV 之间时, 等离子体与中性粒子之间的复合很小, 可以忽略不计, 等离子体的运行模式为弱脱靶模式. 选择模拟参数  $\Gamma_r = 3.87 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ,  $P_{\text{SOL}} = 0.4 \text{ MW}$  和  $R_p = 1.0$ , 模拟得到图 4 所示的等离子体密度、温度、压强与平行流马赫数分布. 等离子体温度沿着磁力线分布变化非常明显, 在靶板附近, 温度低于 5.0 eV, 这时候的等离子体认为是处于弱脱靶状态. 在弱脱靶状态下, 等离子体密度在靶板附近形成很大的峰值, 这是由于大量中性粒子与等离子体相互作用而形成强的粒子源结果. 等离子体压强分布如图 4(c) 所示, 与高再循环模式下相比, 除了靠近偏滤器靶板附近的小区域以外, 总的压强还是基本守恒的. 从静压强的分布看, 仍然是单调下降的, 而且变化趋势与在高再循环情况下类似, 只不过它

的下降趋势在靠近 X-point 附近的刮削层区域就体现出来, 其中的原因是等离子体温度下降的幅度要比等离子体密度上升幅度大. 两种模式下的静压强的分布差异导致等离子体平行流马赫数的分布存在差异, 在 X-point 附近, 模拟得到的马赫数值大约为 0.11, 比在高再循环情况下稍微大. 除此以外, 马赫数的分布以及变化趋势与在高再循环模式下基本类似.

### 3.4 强脱靶模式下的等离子体平行流

当靶板附近的温度进一步降低, 比如低于 2.0 eV 时, 等离子体处于强脱靶状态. 如图 5 所示为模拟参数取  $\Gamma_r = 3.87 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ,  $P_{\text{SOL}} = 0.344 \text{ MW}$  和  $R_p = 1.0$  得到的等离子体密度、温度、压强与平行流马赫数的分布. 模拟得到的结果与两维模拟得到的强脱靶情况下的结果类似<sup>[13]</sup>, 等离子体的温度沿着磁力线分布存在很大梯度, 在靶板附近存在温度基本不变的小区域. 等离子体密度的最大峰值出现在远离靶板的地方, 这是因为在靶板附近的区域, 等离子体复合效应与电离效应相当, 导致粒子源的最大值不是在靶板处. 在强脱靶状态下, 等离子体的压强分布如图 5(c) 所示. 动量损失依然集中在靠近靶板的小区域范围,

因而除了靶板附近的小区域以外, 总的压强是基本守恒的. 静压强分布不再是单调变化的, 它从刮削层区域开始下降, 在远离靶板的地方达到一个峰谷, 然后上升, 在靶板附近区域再次下降. 从等离子体温度和密度分布看, 静压强在远离靶板区域迅速下降, 是由于电子温度迅速下降而等离子体密度缓慢上升的结果; 之后静压强经历峰谷后开始变大, 然后再次下降, 是由于在相应区域内, 等离子体温度基本不变, 密度变化决定静压强的变化. 在静压强迅速下降产生峰谷的地方, 动压强迅速上升来维持总的压强守恒, 因而在远离靶板的区域, 观察到马赫数接近 0.8 的强等离子体平行流. 之后, 静压强迅速上升导致动压强变小而马赫数迅速下降. 在靠近靶板附近的动量损失区域, 静压强再次下降引起平行流马赫数再次变大, 在靶板地方马赫数达到了 1.0. 我们模拟得到的马赫数分布变化与解析方法以及二维模型得到的结果一致<sup>[12,13]</sup>.

为了进一步研究在脱靶情况下的静压强的变化与等离子体平行流的马赫数变化的关系. 我们改变模拟参数, 得到的静压强分布与相应的马赫数分布如图 6 所示. 从图中我们可以看出, 静压强梯度变得越陡, 相应位置的平行流马赫数变得越大. 也就是在远离靶板的静压强迅速下降, 是驱动高马赫数平行流的一种可能的机理.

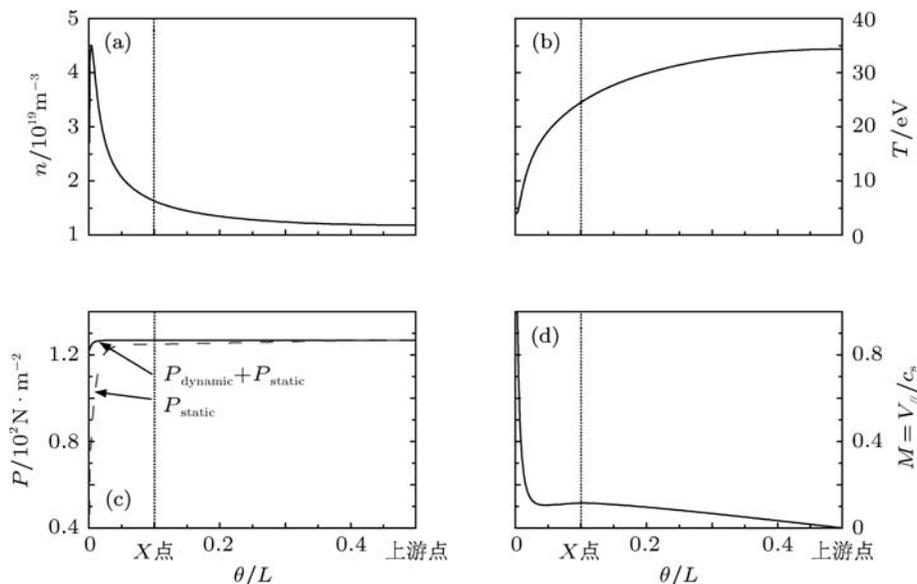


图 4 弱脱靶模式下的等离子体密度 (a)、温度 (b)、压强 (c) 和平行流马赫数 (d) 的分布 ( $\Gamma_r = 3.87 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ,  $P_{\text{SOL}} = 0.4 \text{ MW}$ ,  $R_p = 1.0$ )

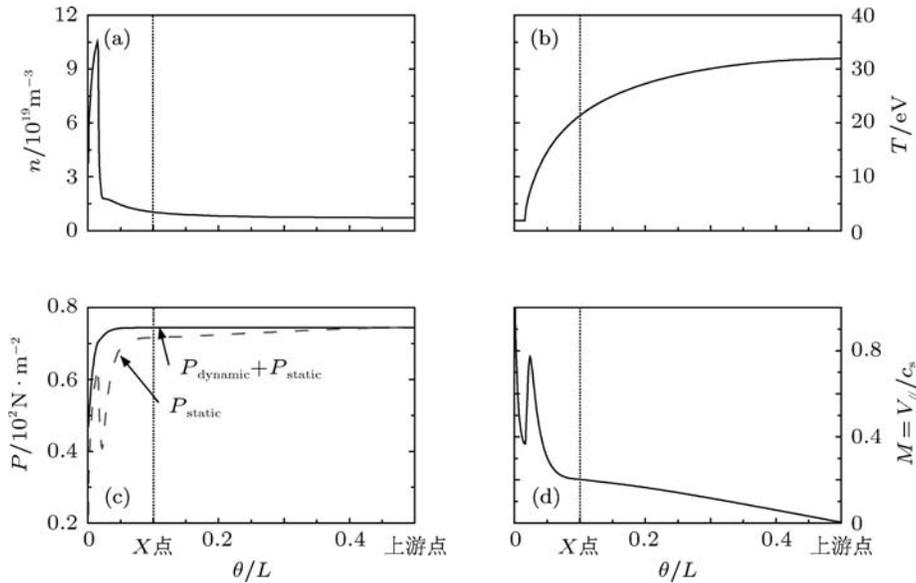


图 5 强脱靶模式下的等离子体密度 (a)、温度 (b)、压强 (c) 和并行流马赫数 (d) 的分布 ( $\Gamma_r = 3.87 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ,  $P_{\text{SOL}} = 0.344 \text{ MW}$ ,  $R_p = 1.0$ )

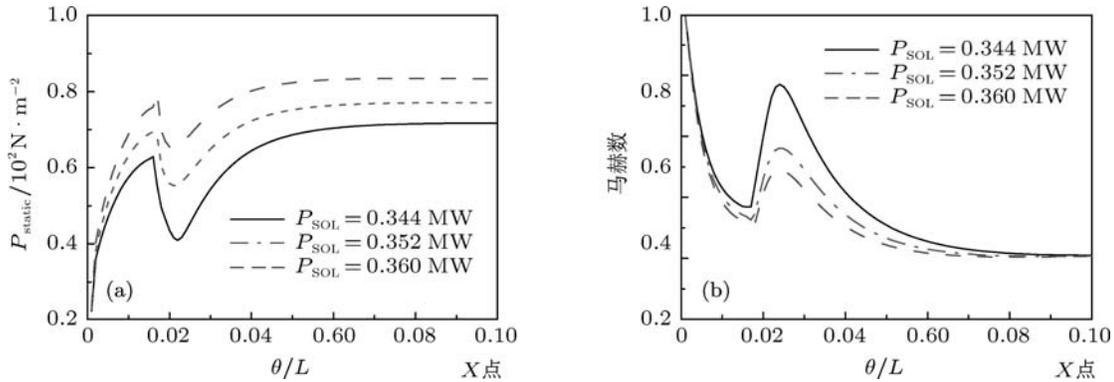


图 6 在强脱靶模式下, 改变输入功率得到的等离子体静压强和并行流的马赫数在偏滤器区域的分布 ( $\Gamma_r = 3.87 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ,  $R_p = 1.0$ )

## 4 结论

托卡马克偏滤器运行模式对边缘区等离子体平行流的分布有着重要的影响. 本文采用一维流体模型, 根据静压强沿着磁力线方向的分布变化, 讨论了在不同偏滤器运行模式下的等离子体平行流的分布, 得到如下的结果:

1. 低再循环模式下, 静压强从靠近 X-point 附近的刮削层区域开始明显变化, 变化趋势与密度变化趋势一致. 等离子体平行流的马赫数在偏滤器区域逐步变大, 变化从平缓到迅速.
2. 高再循环模式下, 静压强在靶板附近的区域迅速变小, 在其他区域变化不大. 等离子体平行流的马赫数在靠近 X-point 的偏滤器区域基本不变,

在靶板附近的区域迅速变大.

3. 弱脱靶模式下, 静压强的分布与在高再循环模式下的情况类似, 只不过在靠近 X-point 附近的刮削层区域开始出现下降趋势, 导致等离子体平行流的马赫数在 X-point 处的值要比在高再循环情况下大.

4. 强脱靶模式下, 静压强的分布在刮削层区域开始明显下降, 在远离靶板的偏滤器区域, 等离子体静压强出现最小值后变大, 然后再变小. 在远离靶板的静压强迅速下降的地方, 观察到高马赫数等离子体平行流. 静压强迅速下降引起动压强迅速上升来维持总的压强守恒是在强脱靶状态下产生高马赫数平行流的一种可能的驱动机理.

- [1] Hong W Y, Yan L W, Wang E Y, Li Q, Qian J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 173 (in Chinese) [洪文玉, 严龙文, 王恩耀, 李强, 钱俊 2005 物理学报 **54** 173]
- [2] Zhang W 2010 *Ph. D Dissertation* (Hefei: Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [张炜 2010 博士学位论文 (合肥: 中科院等离子体物理研究所)]
- [3] Cheng F Y 2004 *Ph. D Dissertation* (Chengdu: Southwestern Institute of Physics) (in Chinese) [程发银 2004 博士学位论文 (成都: 核工业西南物理研究院)]
- [4] Cui Z Y, Sun P, Pan Y D, Li W, Wang Q M, Cao Z, Wang M X 2006 *Chin. Phys.* **15** 585
- [5] Yao L H, Yuan B S, Feng B B, Chen C Y, Hong W Y, Li Y L 2007 *Chin. Phys.* **16** 200
- [6] Stangeby P C 2000 *The Plasma Boundaries of Magnetic Fusion Devices* (London: Institute of Physics Publishing) p487
- [7] taslas M, Herrmann A, Kallenbach A, Müller H W, Neuhauser J, Rohde V, Tsois N, Wischmeier M, ASDEX-U team 2007 *Plasma Phys. Control Fusion* **49** 857
- [8] Asakura N, Sakurai S, Itami K, Naito K, Takenaga H, Higashijima S, Koide Y, Sakamoto Y, Kubo H, Porter G D 2003 *J. Nucl. Mater.* **313-316** 820
- [9] Asakura N 2007 *J. Nucl. Mater.* **363-365** 41
- [10] Wesson J 1997 *Tokamaks* (New York: Oxford University Press) p427
- [11] li Q L, Zheng Y Z, Cheng F Y, Deng X B, Deng D S, You P L, Liu G A, Chen X D 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 507 (in Chinese) [李奇良, 郑永真, 程发银, 邓小波, 邓冬生, 游佩林, 刘贵昂, 陈向东 2001 物理学报 **50** 507]
- [12] Stangeby P C 1993 *Nucl. Fusion* **33** 1695
- [13] Hatayama A, Segawa H, Schneider R, Coster D P, Hayashi N, Sakurai S, Asakura N, Ogasawara M 2000 *Nucl. Fusion* **40** 2009
- [14] Schneider R, Bonnin X, Coster D P, Kastelewicz H, Reiter D, Rozhansky V A, Braams J 2006 *Contrib. Plasma Phys.* **46** 3
- [15] Lehnen M, Brix M, Samm U, Schweer B, Unterberg B, the TEXTOR-team 2003 *Nucl. Fusion* **43** 168
- [16] Ou J, Zhu S Z 2007 *Plasma Sci. & Technol.* **9** 417
- [17] Nakazawa S, Nakajima N, Okamoto M, Ohya N 2000 *Plasma Phys. Control. Fusion* **42** 401
- [18] Fundamenski W, Stangeby P C, Elder J D 1999 *J. Nucl. Mater.* **266-269** 1045

# The effect of the divertor operation regimes on the plasma parallel flow in the edge of a tokamak\*

Ou Jing<sup>1)2)†</sup> Yang Jin-Hong<sup>1)</sup>

1) (*Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China*)

2) (*Center for Magnetic Fusion Theory, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China*)

(Received 14 May 2011; revised manuscript received 20 June 2011)

## Abstract

Based on the variations of the static pressure along the magnetic field line in different divertor operation regimes, the effects of the divertor operation regimes on the plasma parallel flow at the edge of a tokamak are investigated using a one-dimensional fluid model. In low recycling regime, the variation of the static pressure along the field line is obvious from the scrape-off layer (SOL) region near the  $X$ -point, and the variation tendency is the same as that of the density. The Mach number of the plasma parallel flow increases along the magnetic field line and the variation is from gentle to sharp. In high recycling regime, the static pressure does not change much except in the near divertor plate region, as a result, the Mach number of the plasma parallel flow varies gently in the SOL region and the most of the divertor region, and it increases rapidly in the near divertor plate region. The variation of the static pressure in weak divertor detachment regime is similar to that in high recycling regime, but the static pressure shows decrease tendency in the SOL region near the  $X$ -point, consequently, the Mach number of the plasma parallel flow at  $X$ -point is larger than that in high recycling regime. In strong divertor detachment regime, static pressure decreases obviously in the SOL region and away from the divertor plate region, where the static pressure decreases rapidly, and a high Mach plasma parallel flow is observed. Static pressure decreasing while dynamic pressure increasing to keep the total pressure conservation is shown to be a possible cause of the high Mach parallel flow.

**Keywords:** divertor operation regimes, plasma parallel flow, scrape-off layer region, divertor region

**PACS:** 52.25.Fi, 52.30.-q, 52.25.Fa, 52.65.-y

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11105176), the Knowledge Innovation Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. 085FCQ0123), and the Chinese National Fusion Project for ITER (Grant No. 2009GB106002).

† E-mail: ouj@ipp.ac.cn