

# HT-7 超导托卡马克边界等离子体参量 及其涨落的实验研究\*

王文浩<sup>1)</sup> 俞昌旋<sup>1)</sup> 许宇鸿<sup>2)</sup> 闻一之<sup>1)</sup> 凌必利<sup>2)</sup> 宋 梅<sup>2)</sup> 万宝年<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> 中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230027)

<sup>2)</sup> 中国科学院等离子体研究所, 合肥 230031)

(2000 年 10 月 5 日收到, 2001 年 3 月 26 日收到修改稿)

利用径向可移动朗缪尔三探针和马赫探针对 HT-7 超导托卡马克边界等离子体参量及其涨落进行了空时空分辨测量. 给出了欧姆放电及其与低杂波电流驱动共同作用下边界等离子体电位  $\phi_p$ 、电子温度  $T_e$  和电子密度  $n_e$  及其涨落的径向分布. 实验表明, 在限制器附近, 存在一由  $E_r \times B$  确定的极向旋转速度剪切层. 在剪切层内,  $T_e$  和  $n_e$  分布较陡, 且  $\phi_p$ 、 $T_e$  和  $n_e$  的相对涨落水平下降明显. 这说明剪切层对边界区的等离子体涨落具有抑制作用. 低杂波驱动使径向电场梯度变陡, 从而使剪切程度加深但对剪切层宽度无影响. 此外, 测量表明等离子体环向速度马赫数  $M_\phi$  存在径向梯度. 环向流的这种径向梯度可能是形成径向电场所需的平均极向流的一种重要驱动源.

关键词: 托卡马克, 边界涨落, 低杂波驱动

PACC: 5240, 5225, 5255

## 1 引 言

HT-7 超导托卡马克的目标之一, 是通过改变和控制等离子体边界条件, 以研究改善约束的途径. 多年来, 许多装置上的实验<sup>[1-5]</sup>及其相关理论<sup>[6,7]</sup>已表明, 磁约束装置的反常输运主要由以静电或电磁涨落为特征的边界等离子体湍流造成的粒子和能量的径向损失构成. 通过多种途径在边界形成大的径向电场剪切, 可以有效抑制这种反常输运损失, 实现约束改善. 另一方面, JT-60 和 ASDEX 等装置上的实验结果均显示<sup>[8]</sup>, 低混杂波电流驱动 (LHCD) 具有改善约束的效果. 因此通过 LHCD 来寻求约束改善成为 HT-7 实验的一项重要内容. 为了弄清 LHCD 改善约束的机理, 以及弄清 HT-7 边界湍流与反常输运之间的关系, 边界参量诊断尤其是边界静电涨落的诊断十分必要. 它可以为边界条件的控制提供定量参考依据. 静电探针诊断技术以其高时间高空间分辨性能被广泛应用于各类磁约束装置的边界静电涨落的局域测量. 在大装置上由于可近性原因甚至已成为唯一可行的边界诊断手段. 本项目研究即是利用径

向可移动朗缪尔三探针和马赫探针对 HT-7 超导托卡马克边界层的等离子体参量及其涨落进行系统测量, 给出欧姆放电 (OH) 及其与 LHCD 共同作用下 (低约束模, L 模) 边界等离子体电位  $\phi_p$ 、电子温度  $T_e$  和电子密度  $n_e$  及其涨落的径向分布. 并通过对等离子体环向速度马赫数  $M_\phi$  的径向分布测量, 说明这一分布与径向电场剪切形成可能存在的关联.

## 2 装置描述与实验安排

HT-7 超导托卡马克是由纵场超导线圈提供主约束磁场、圆形小截面的一种中型装置<sup>[9]</sup>. 其大半径为  $R = 122$  cm, 不锈钢内衬位置距小截面中心 32 cm. 在本实验过程中, 纵向磁场  $B_z = 1.8$  T, 等离子体电流为  $I_p = 120$  kA, 弦平均密度为  $\bar{n}_e = 1.8 \times 10^{19}$  m<sup>-3</sup>, 电子弦平均温度为  $\bar{T}_e = 1.0$  keV, 小半径为  $a = 27.5$  cm 由钨限制器确定. 放电长度约为 550 ms, 等离子体电流及其水平位移坪区位于 170—500 ms, 其中 LHCD (250 kW, 2.45 GHz,  $1 \leq N_{\parallel} \leq 4$ ) 自 300 ms 投入. 图 1 为典型炮 (shot 28126) 的宏观参量的时间演化图. 由图 1 可见, 等离子体环电压  $V_l$ , 边界  $H_e$  水

\* 国家自然科学基金 (批准号: 10075046) 和高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 1999035809) 资助的课题.

平等信号在 LHCD 投入前后均无明显变化. 这说明在本实验中 LHCD 的运行参量尚未达到触发 H 模的阈值, 属 L 模运行状态( HT-7 上 LHCD 的进一步实验表明, LHCD 触发 H 模有一定的参量区域, 如  $P_{LH} \geq 200 \text{ kW}$ ,  $I_p \geq 120 \text{ kA}$ ,  $3 \leq q_a \leq 5$ ,  $2.4 \leq N_{p//} \leq 4$  等, 详见文献[10]). 故本文仅分析欧姆放电段(180—280 ms)及 L 模 LHCD(400—500 ms)下的边界参量分布.

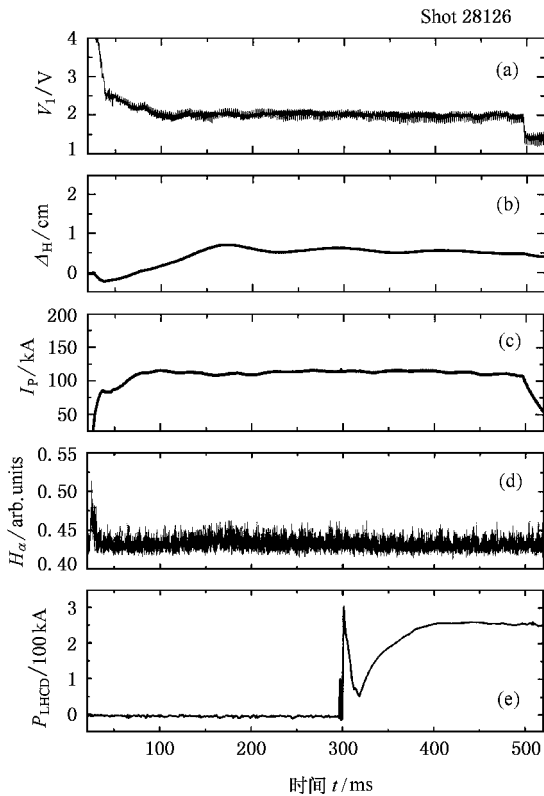


图 1 HT-7 典型放电(shot 28126)的宏观参量波形图 (a)为环电压 (b)为水平位移 (c)为等离子体电流 (d)为边界  $H_\alpha$  信号; (e)为 LHCD 功率

一般而言, 边界等离子体区在限制器位置按最后有理磁面划分为两个区域: 等离子体边界层(plasma edge layer, PEL,  $r < a$ )和刮削层(scrape-off layer, SOL,  $r > a$ ). 等离子体一旦进入 SOL, 将很快被限制器俘获, 从而在限制器和主等离子体柱之间形成一电位降(静电鞘层). 因此, 等离子体在限制器内外将表现出不同的行为模式. 故后文中将以限制器位置为参考零点, 径向测量范围  $-1.5 \leq r - a \leq 3.4 \text{ cm}$ .

本实验中静电探针系统安装在装置大环的赤道面外侧. 两套探针(朗缪尔三探针和马赫探针)置于同一套沿径向可移动的磁力推杆装置的端部, 两者相对位置如图 2 所示. 三探针由 4 根直径为 1 mm 的

钨丝构成. 钨丝穿过紧固在不锈钢扩套内的四芯陶瓷( $\text{Al}_2\text{O}_3$ )座, 沿径向露出长度为 2 mm, 芯间相邻距离为 2 mm, 呈正方形分布. 探头 1, 3 间加偏压 150 V, 用于测量离子饱和流  $I_{si}$  及其涨落  $\tilde{I}_{si}$ , 两者沿环向

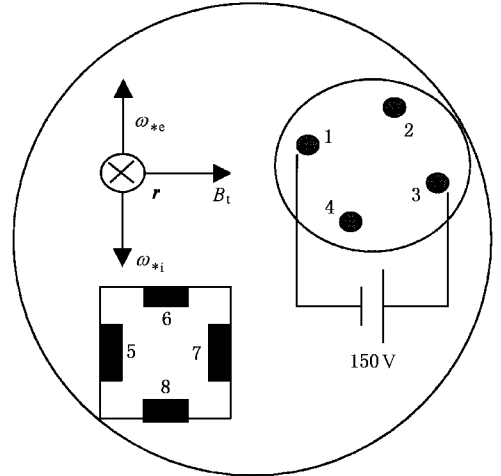


图 2 静电探针结构及各种方向示意图

不在同一条磁力线上以避免探头 1 对探头 3 的屏蔽效应<sup>[11]</sup>. 探头 2, 4 测量悬浮电位( $\phi_{j2}, \phi_{j4}$ )及其涨落( $\tilde{\phi}_{j2}, \tilde{\phi}_{j4}$ ), 然后分别以两者的平均值  $\phi_f = \frac{1}{2}(\phi_{j2} + \phi_{j4})$  和  $\tilde{\phi}_f = \frac{1}{2}(\tilde{\phi}_{j2} + \tilde{\phi}_{j4})$  作为与探头 1, 3 在同一条磁力线附近的点的悬浮电位及其涨落值, 以补偿由探针极向距离产生的相位延迟所带来的测量误差<sup>[11]</sup>. 由两两相对(背靠背)的 4 个全同的不锈钢圆接收面(镶嵌在  $\text{Al}_2\text{O}_3$  陶瓷棒端部的正方体顺轴向表面)组成沿环向和极向的两套马赫探针, 接收面直径为 2 mm, 相对距离(隔离体宽度)为 6 mm, 分别用于接收来自环向的上、下游(探头 5 和探头 7); 极向方向(探头 6 面向电子逆磁漂移方向  $\omega_{*e}$ , 探头 8 面向离子逆磁漂移方向  $\omega_{*i}$ )的离子饱和流( $I_{\phi u}, I_{\phi d}; I_{*i}, I_{*e}$ ). 每个接收面对装置真空室壁加偏压 -150 V. 马赫探针的 4 个接收面的中心与三探针的 4 个探头处于同一径向位置且环向上互不遮蔽. 实验中放电条件基本相同. 每个径向位置取 2—3 炮重复放电, 以保证有足够多的样本作系综平均. 探针步进间距为 3 mm, 所获信号经光电隔离器隔离后, 由采集速率为 1 MHz, 12 bit 精度的多道采集卡进行数字化转换后记录到计算机硬盘. 对比实验表明, 在实验测量的径向范围内探针系统对等离子体边界区的宏观参量分布没有明显影响(即探针引起的扰动可忽略

不计)。

### 3 各物理量导出原理简述

由于本文主要讨论各物理量的空间分布特性,故除个别地方需要用到瞬时值(以  $f(t)$  示)外,各物理量的时间平均值  $\bar{f} = \langle f(t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(t_i)$  (这里  $f$  表示下述各量中的任一物理量时间均值,  $N$  为数据样本长度)代表其相应的平衡量。相应的涨落量  $\tilde{f}$  定义为  $\tilde{f} = \sqrt{\langle (f(t) - \bar{f})^2 \rangle}$  相对涨落为  $\tilde{f}/\bar{f}$ 。

由朗缪尔三探针工作原理<sup>[12]</sup>可知,电子温度的瞬时值可由所加偏压的正极端(探头 1)电位  $\phi_+$  与其附近的悬浮电位  $\phi_f$  之差确定:  $T_e = (\phi_+ - \phi_f) / \ln 2$ 。电子密度的瞬时值则可由磁场中的离子饱和流表达式<sup>[13]</sup>确定:  $I_{si} = 0.49en_e A_{\text{eff}} \sqrt{T_e/m_i}$  (其中  $e$  为电子电荷,  $A_{\text{eff}}$  为探头 3 的有效接收面积,  $m_i$  为离子质量)。根据文献<sup>[14]</sup>, 等离子体电位  $\phi_p$  可由  $\phi_p = \phi_f + \mu T_e$  确定, 其中  $\mu$  为鞘层电位降系数, 一般取 2.5。

数据处理中  $n_e$  和  $e\phi_p/kT_e$  的相对涨落量中均忽略温度涨落的贡献, 即  $\tilde{n}_e/n_e = \tilde{I}_{si}/I_{si}$ ,  $e\tilde{\phi}_p/T_e = e\tilde{\phi}_f/T_e$ 。由此带来的最大相对误差对  $\tilde{n}_e/n_e$  为 (20—30)% , 对  $e\tilde{\phi}_p/T_e$  为 (30—50)% , 但不影响本文中各量比较结果的性质。

马赫探针是朗缪尔静电探针的另一种应用形式。对于环向等离子体流速的流量, 理论上已有两种一维流体模型——Stangeby 模型<sup>[15]</sup>和 Hutchinson 模型<sup>[16]</sup>——可用于实验数据分析。前者较为简明, 后者主要考虑了强磁场情形下预鞘区通量管内外的粒子交换效应, 即黏滞效应。但有文献表明<sup>[17]</sup>, Hutchinson 模型尽管更合理但黏滞效应的修正实际上并不大, 一般可忽略不计。因此我们取 Stangeby 模型来计算环向等离子体流速。Stangeby 模型的应用条件是: 探针接收面尺寸应远大于离子的回旋半径  $l_i$ , 同时探针的预鞘区必须是自由预鞘区(即限制器的预鞘长度  $L$  远大于探针预鞘长度  $L_{//}$ )。下列计算表明, 本实验中的马赫探针设计参量满足模型要求的应用条件。  $l_i = 4.55 \times 10^{-3} T_i^{1/2} / B_{t, \text{edge}}$  ( $T_i$  单位为 keV,  $B_{t, \text{edge}} = B_t R(R+a)$ ),  $L_{//} = c_s d^2 / D_{\perp}$ , 其中  $c_s = \sqrt{(T_i + T_e) / m_i}$  为离子声速 ( $T_i, T_e$  为边界离子和电子温度),  $d$  探针接收面所在平面线径 (6 mm),

$D_{\perp}$  横向 Bohm 扩散系数,  $D_{\perp} = 0.13 \times (T_e [\text{eV}])^2 / (n_e [10^{18} \text{ m}^{-3}]) [\text{m}^2/\text{s}]^{18}$ 。为了估计  $L_{//}$ , 通常取  $T_i \approx T_e$ 。测量可知,  $T_e \approx 20 \text{ eV}$ ,  $n_e \approx 1.8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ , 故  $l_i \approx 0.5 \text{ mm}$ ,  $c_s \approx 60 \text{ km/s}$ ,  $D_{\perp} = 25 \text{ m}^2/\text{s}$ ,  $L_{//} \approx 0.08 \text{ m}$ 。而限制器的预鞘长度为  $L \approx 5\text{—}10 \text{ m}$ , 远大于探针预鞘长度, 故探针预鞘区可视为自由预鞘区, 满足模型要求。由 Stangeby 模型给出的马赫数  $M_{\phi} = (I_{\phi u} - I_{\phi d}) / \bar{I}$  (这里  $\bar{I} = (I_{\phi u} + I_{\phi d}) / 2$ ), 由于边界离子温度分布未测, 故离子声速  $c_s(r)$  不能精确给出, 本文仅给出  $M_{\phi}(r)$  的分布。

马赫探针测极向等离子体流速尚无标准模型可依。但文献<sup>[19]</sup>的实验表明, 特征量比值  $\delta = (I_{*e} - I_{*i}) / (I_{*e} + I_{*i})$  与实际极向流速基本成正比, 故仍可用这一比值来说明极向方向上流速的某些特征。

### 4 结果与分析

图 3 为 OH 及其后 LHCD 两个时间段  $T_e, \phi_p$  和  $n_e$  的径向分布比较。误差棒(下文同)取自复放电数据平均的标准误差。由图 3(a)—(c)可知, LHCD 对  $n_e$  分布影响不大, 但对  $T_e$  的影响随径向位置向内移动逐步变得显著, 而对  $\phi_p$  的影响则在整个测量范围内均显著, 不仅整体被抬高, 而且峰值处曲率亦变陡。边界参数的上述分布变化是由 LHCD 的驱动机制决定的。在等离子体边界层附近, 低杂波通过朗道阻尼将平行于纵场方向的动量传递给电子从而驱动等离子体电流。因此, LHCD 总是首先改变边界区的电子温度分布和等离子体电位分布。对图 3(c)给出的  $\phi_p$  分布进行样条插值多项式拟合后再数值微商可得径向电场  $E_r(r)$  的分布  $E_r = -\Delta\phi_p/\Delta r$  (图 3(d))。由图 3(d)可见, 在限制器阴影区内 ( $r > a$ ),  $E_r > 0$ 。随着探针向内移动到限制器外 6 mm 处 ( $\phi_p$  分布在此达到峰值),  $E_r$  方向由径向向外 ( $E_r > 0$ ) 转为径向向内 ( $E_r < 0$ ), 且在此位置附近约 1.2 cm 宽的范围内皆有  $\partial E_r / \partial r \neq 0$ 。因此由  $E_r \times B_t$  引起的等离子体极向旋转速度  $v_E = -E_r / (B_t R(R+r))$  的方向, 亦随着  $E_r$  由负转正而由电子逆磁漂移方向 ( $\omega_{*e}$ ) 转向离子逆磁漂移方向 ( $\omega_{*i}$ ), 即在此范围形成极向速度剪切层(参见下图 5)。LHCD 使剪切程度加深, 但不改变剪切位置和宽度。一般认为, 剪切层位置决定于装置的宏观参量(磁场位形、限制器结构

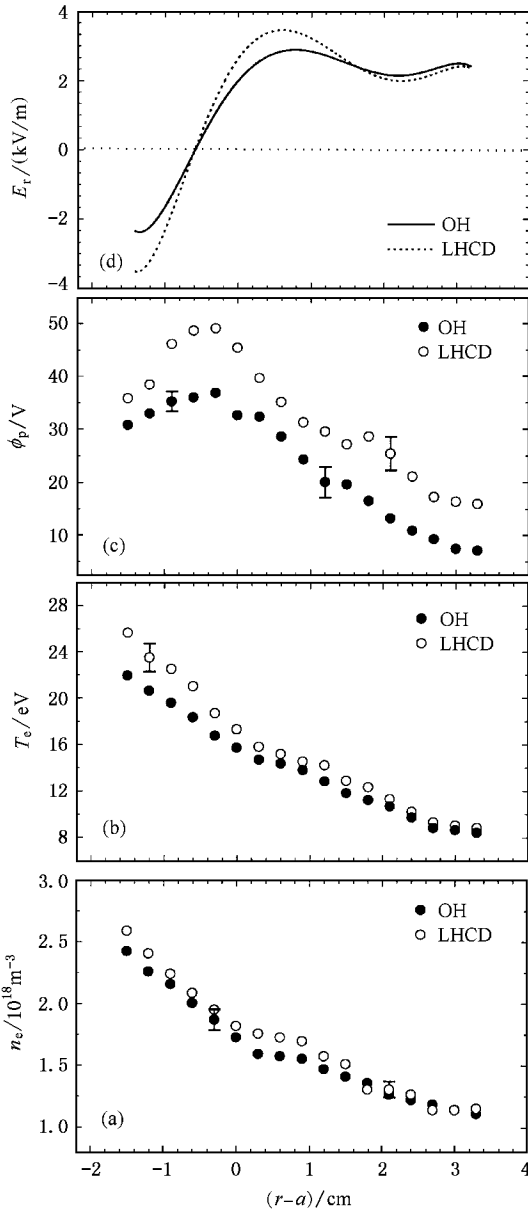


图3 边界参数的径向分布 (a)为电子密度 (b)为电子温度 (c)为等离子体电位 (d)为径向电场

等等.而 LHCD 的投入则使三者的相对涨落水平在 SOL 区域有几乎相同的提高,在 PEL 区域也有所提高但程度不同.值得注意的是,在 OH 和 LHCD 两种情形下,三者的相对涨落均在速度剪切层区域呈较明显的下降.如果再仔细观察图 3(a)和(b)亦可见,在剪切层( $r - a = -1.05 \sim -0.2$  cm)内  $n_e$  和  $T_e$  分布均变得较陡.这些证据说明, L 模下的极向速度剪切虽较弱不足以触发模转换但对涨落仍具有一定的抑制作用.在 TEXT<sup>[23]</sup>, DITE<sup>[24]</sup>等装置上也均观察到类似结果.

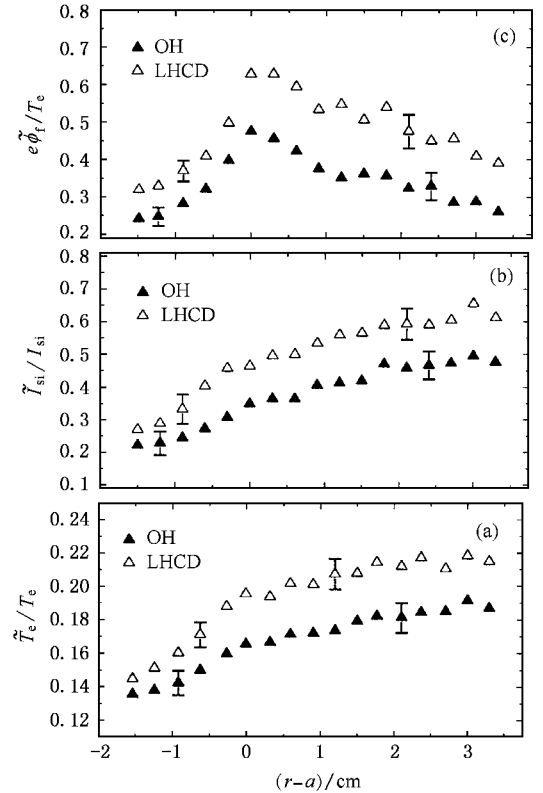


图4 边界参量相对涨落的径向分布 (a)为电子温度相对涨落 (b)为饱和离子流的相对涨落 (c)为悬浮电位的相对涨落

等<sup>[20]</sup>而剪切层宽度则决定于湍流的内在性质(自组织临界性)而与装置运行参量无关<sup>[21]</sup>.

L 模下低杂波的驱动机理还使边界区电子的各种涨落增大从而使电子逃逸和能量损失加快.这从图 4 的  $T_e$ ,  $n_e$  和  $\phi_p$  的相对涨落  $\tilde{T}_e/T_e$ ,  $\tilde{J}_{si}/I_{si}$  和  $e\tilde{\phi}_f/T_e$  得到切实反映(限于篇幅,本文不给出涨落的绝对幅度分布).在 OH 阶段,三种涨落行为与其他装置上观察到的结果类似<sup>[22]</sup>,即在边界区线性的玻耳兹曼关系  $e\tilde{\phi}_p/T_e = \tilde{n}_e/n_e$  不成立,但  $\tilde{n}_e/n_e = (2 \sim 4)\tilde{T}_e/T_e$  基本满足,且  $e\tilde{\phi}_p/T_e$  在限制器附近达到峰值

剪切层的另一个特征是在实验室坐标系下涨落传播的极向相速度  $v_{ph}$  在此反向.涨落的极向相速度  $v_{ph}$  定义为  $v_{ph} = \sum_{k, f} (2\pi f/k) S(k, f) / \sum_{k, f} S(k, f)$ , 这里  $k, f$  分别为局域波数和频率,  $S(k, f)$  为两空间点关联估计技术<sup>[25]</sup>给出的湍流谱密度分布函数.为简明起见,这里仅对 OH 下情形加以讨论.由于等离子体存在由  $E_r \times B_t$  引起的极向旋转,因此,  $v_{ph}$  应等于等离子体坐标系下波模的相速度  $v_{de}$  与实验室坐标系下等离子体极向旋转速度  $v_e$  的矢量和.而目前理论上多认为边界湍流属电子漂移波模,故  $v_{de}$  为电子

逆磁漂移速度, 即  $v_{dc}(r) = \nabla_r P(r) / (n_e(r) e B(r))$  (这里  $\rho(r) = n_e(r) T_e(r)$ ,  $B(r) = B_0 R / (R + r)$ ). 图 5 给出了 OH 情形下  $v_{ph}$ ,  $v_{de}$  和  $v_E$  的径向分布. 由图 5 可见, 在剪切层内  $v_E = 0$  位置附近  $v_{ph}$  反向,  $v_{ph}$  主要由  $v_E$  决定, 且在整个测量范围内三者关系与  $v_{ph} = v_{de} + v_E$  均有较好的符合. 这说明 HT-7 实验边界湍流主要仍属静电漂移波湍流, 因此现有的有关静电漂移波湍流作用机理的理论可用于解释 HT-7 边界涨落现象. 顺便指出, 计算表明在 LHCD 情形下  $v_{ph} = v_{de} + v_E$  这一关系在剪切层内也基本满足, 只是误差稍大. 限于篇幅, 涨落的其他谱特征以及输运性质不在此赘述, 将另文讨论.

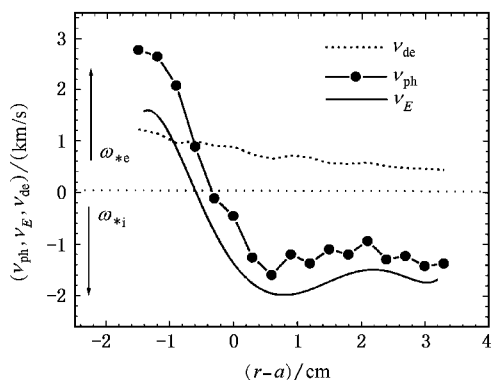


图 5 欧姆加热阶段极向旋转速度  $v_E$ 、极向相速度  $v_{ph}$  和电子逆磁漂移速度  $v_{dc}$  的径向分布

欧姆放电下自然形成的环向流的径向剪切曾在 TEXT-U, CT-6B 等装置上观察到<sup>[26, 27]</sup>. 理论上认为<sup>[28]</sup> 这种环向速度剪切引起的不稳定性可通过雷诺协强转化为平均极向流的驱动源, 并在与新经典黏滞力(磁泵阻尼)作用机理的竞争下使系统达到新的平衡, 而在有外界驱动源(沿环向磁场方向的射频波或中性粒子注入)情形下, 这种作用机理可能还是实现模转换的途径之一. 因此, 环向流速的测量具有重要意义. 图 6 是用马赫探针测出的 OH 和 LHCD 两种情形下环向马赫数  $M_\phi(r)$  分布和极向特征量比值  $\delta = (I_{*e} - I_{*i}) / (I_{*e} + I_{*i})$  的径向分布. 由图 6(a) 可见, 在限制器内, 两种情形下环向马赫数变动不大, 总在 0.4—0.5 之间(按  $T_i \approx T_e \approx 15$  eV 估计, 环向流速  $v_\phi \approx 21$  km/s). 但在极向速度剪切层,  $M_\phi$  则迅速增大至 0.6—0.7, 形成一较明显的径向梯度(径向剪切). LHCD 使这一剪切变得更陡. 环向流剪切与极向流剪切在径向位置和宽度上的这种一致性有

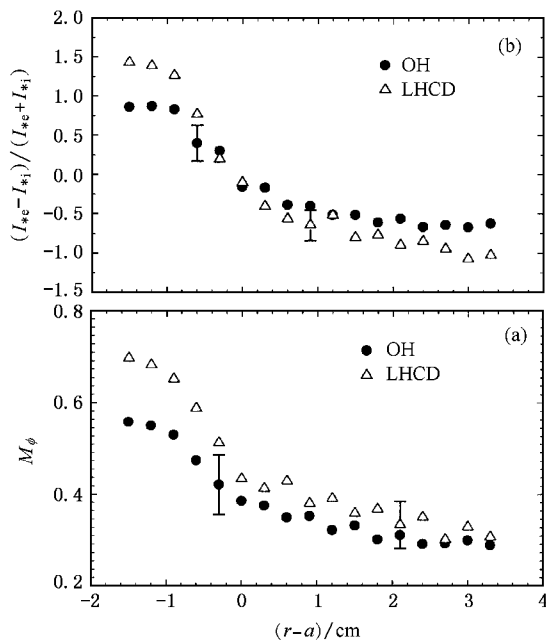


图 6 环向马赫数 (a) 和极向流特征参数 (b) 的径向分布

着深刻的物理背景. 文献<sup>[28]</sup> 通过二维模拟证实, 环向流剪切所具有的自由能会不断释放出来驱动静电漂移波湍流, 使涨落幅度增大. 经充分发展后涨落通过雷诺协强梯度产生一径向电流与环向磁场作用, 从而驱动起一剪切的平均极向流. 这种极向流剪切会对湍流产生抑制, 同时由极向流产生的新经典黏滞力(磁泵效应)也将阻尼这种平均极向流的生长. 因此, 稳态下出现的环向剪切层和极向剪切层实际上是雷诺协强梯度与新经典黏滞力相互竞争取得平衡的结果. 我国学者董家齐曾根据这一思路并引入离子温度梯度效应在磁剪切位形下对平行流剪切驱动极向低频漂移波湍流进行了模拟, 并将结果与 TEXT-U 的实测结果进行了比较, 取得了很好的一致<sup>[29]</sup>. 因此, 这一理论应可用于解释本实验的结果. 同时, LHCD 的加入使环向流剪切和径向电场梯度均变陡(图 6(a), 图 3(d)) 则可看作是外部驱动源引入使系统重新调整后达到一新的平衡的结果. 由于实验中径向电场涨落  $\tilde{E}_r$  未测, 无法给出雷诺协强梯度表式, 故定量比较无法进行. 我们将通过进一步试验完善这一工作.

极向马赫数测量(图 6(b)) 主要是为了检验文献<sup>[19]</sup> 的推论在强场高密度情形下是否成立. 作为粗略估计, 在所测径向范围内均取  $T_i \approx T_e$ . 由  $T_e(r)$  给出离子声速  $c_s(r)$  分布, 并取极向马赫数  $M_\theta = \mu \delta / \mu_i$  为一待定比例常数, 由此给出极向速度分布

估计  $v_{\theta} = M_{\theta} c_s$ . 图 7 为 OH 情形下  $v_{\theta}$  与实测极向旋转相速度  $v_{ph}$  (与离子速度同量级) 的比较. 结果表明, 取  $\mu = 0.048$ , 两者基本成正比. 这一方面说明通过马赫探针的极向测量来估计极向速度分布是可行的, 另一方面也映证了谱分析给出的极向相速度分布的正确性. 由图 6(b) 可见, LHCD 使极向流速分布变陡, 这与三探针给出的 LHCD 使径向电场梯度变陡相一致.

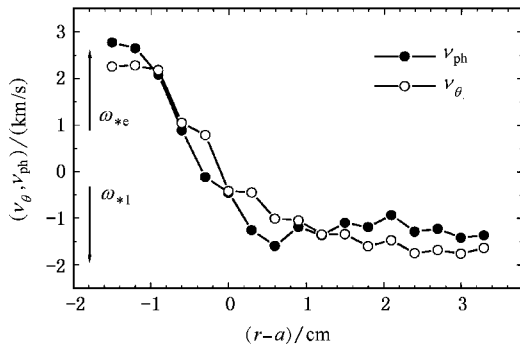


图 7 极向流速估计  $v_{\theta}$  与极向相速度  $v_{ph}$  的径向比较

文献 [10] 曾指出, HT-7 上 LHCD 实现的约束改善可能与磁剪切变化有关. 本文给出的边界参量分布说明, 这种约束改善可能同样属边缘 H- 模类型, 即模转换是通过加强极向旋转剪切从而加大输运位垒减小反常输运来实现的. 因此, 就约束改善而言, 将提高环向流剪切作为调整 LHCD 和边界控制的内容之一或许与等离子体电流分布控制同样重要.

## 5 结 论

利用径向可移动朗缪尔三探针和马赫探针诊断系统, 本实验对 HT-7 超导托卡马克边缘区的等离子体参量及其涨落进行高时间高空间分辨的局域测量, 给出了欧姆放电及其与低杂波驱动共同作用下下边界等离子体电位  $\phi_p$ 、电子温度  $T_e$  和电子密度  $n_e$  及其涨落的径向分布. 实验表明, 在限制器附近, 存在一由  $E_r \times B$  确定的极向旋转速度剪切层. 剪切层位置在限制器外约为 6 mm 处, 剪切层宽约为 1.2 cm. 在剪切层内,  $T_e$  和  $n_e$  分布较陡, 且  $\bar{T}_e/T_e$ ,  $\bar{I}_{si}/I_{si}$  和  $e\bar{\phi}_f/T_e$  下降明显. 这说明剪切层对边界区的等离子体涨落具有抑制作用. 低杂波驱动使径向电场梯度变陡, 从而使剪切程度加深但对剪切层位置和宽度无影响. 等离子体环向速度马赫数  $M_{\phi}$  测量表明,  $M_{\phi}$  存在径向梯度. 环向流的这种径向梯度剪切可能是形成径场所需的平均极向流的一种重要的驱动源, LHCD 加强了这一机理的作用. 而 HT-7 上由 LHCD 实现的约束改善可能是这种机理的直接结果.

本项实验是在 HT-7 装置上进行的, 在此对 HT-7 运行组的全体工作人员表示感谢. 特别要感谢与匡光力研究员就 LHCD 实现约束改善进行的多次有益探讨, 感谢罗家融研究员在诊断信号采集处理方面提供的大量帮助, 感谢鲍抑博士在数据处理方面给予的热情支持.

- [1] P. C. Liewer, *Nucl. Fusion* **25** (1985), 543.
- [2] A. J. Wootton et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **30** (1988), 1470.
- [3] R. Groebner, *Phys. Fluids* **B5** (1993), 2343.
- [4] M. Endler et al., *Nucl. Fusion* **35** (1995), 1307.
- [5] K. H. Burrell, *Phys. Plasmas* **A** (1997), 1499.
- [6] H. Biglari, P. H. Diamond, P. W. Terry, *Phys. Fluids* **B2** (1990), 1.
- [7] K. C. Shaning, E. J. Crume, W. A. Houlberg, *Phys. Fluids* **B2** (1990), 1492.
- [8] S. Tsuji et al., *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990), 1023; F. X. Söldner et al., *Nucl. Fusion* **34** (1994), 985.
- [9] J. K. Xie, the HT-7 Group, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 16th Int. Conf. Montreal, 1996)*, Vol. 1 (IAEA, Vienna, 1997), p. 685.
- [10] G. Kuang et al., *Nucl. Fusion* **39** (1999), 1769.
- [11] H. Lin et al., *Rev. Sci. Instrum.* **63** (1992), 4611.
- [12] S. L. Chen, T. Sekiguchi, *J. Appl. Phys.* **36** (1965), 2363.
- [13] I. H. Hutchinson, *Principles of Plasma Diagnostics* (Cambridge University Press, 1987), p. 67.
- [14] P. C. Stangeby, G. M. McCracken, *Nucl. Fusion* **30** (1990), 1225.
- [15] P. C. Stangeby, *Phys. Fluids* **27** (1984), 2699.
- [16] I. H. Hutchinson, *Phys. Fluids* **30** (1987), 3777.
- [17] M. Laux et al., *J. Nucl. Mater.* **162-164** (1989), 200.
- [18] G. Proudfoot et al., *J. Nucl. Mater.* **128-129** (1984), 180.
- [19] R. J. Armstrong, D. S. Darrow, *Nucl. Fusion* **34** (1994), 1532.
- [20] C. Hidalgo et al., *Nucl. Fusion* **31** (1991), 1471.
- [21] D. E. Newman et al., *Phys. Plasmas* **3** (1996), 1858; B. A. Carreras *ibid.* **4** (1999), 1885.
- [22] Ch. P. Ritz et al., *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989), 1844; A. J. Wootton et al., *Phys. Fluids* **B2** (1990), 2879; P. C. Liewer et al., *Phys. Fluids* **29** (1986), 309.
- [23] Ch. P. Ritz et al., *Phys. Rev. Lett.* **65** (1989), 2543.

- [ 24 ] G. Vayakis *et al.* , *Nucl. Fusion* **33** ( 1993 ) , 547 .  
 [ 25 ] J. M. Beall *et al.* , *J. Appl. Phys.* **53** ( 1982 ) , 3933 .  
 [ 26 ] Ch. P. Ritz *et al.* , *Phys. Fluids* **27** ( 1984 ) , 2956 .  
 [ 27 ] G. Wang *et al.* , *Plasma Phys. Control. Fusion* **40** ( 1998 ) , 429 .  
 [ 28 ] X. N. Su *et al.* , *Phys. Plasmas* **1** ( 1994 ) , 1905 .  
 [ 29 ] J. Q. Dong *et al.* , *Phys. Plasmas* **1** ( 1994 ) , 3250 .

## MEASUREMENT OF EDGE PLASMA PARAMETERS AND THEIR ELECTROSTATIC FLUCTUATIONS ON THE HT-7 SUPERCONDUCTING TOKAMAK \*

WANG WEN-HAO<sup>1)</sup> YU CHANG-XUAN<sup>1)</sup> XU YU-HONG<sup>2)</sup> WEN YI-ZHI<sup>1)</sup> LING BI-LI<sup>2)</sup> SONG MEI<sup>2)</sup> WAN BAO-NIAN<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> *Department of Modern Physics ,University of Science and Technology of China ,Hefei 230027 ,China )*

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

( Received 5 October 2000 ;revised manuscript received 26 March 2001 )

### ABSTRACT

The radial profiles of the electron temperature  $T_e$  ,the electron density  $n_e$  ,the plasma potential  $\phi_p$  ,the toroidal Mach number  $M_{//}$  and their electrostatic fluctuations in the plasma boundary region of the HT-7 superconducting tokamak have been measured with a multiarray of Langmuir probes and a set of Mach probes ,under the conditions of both ohmic discharge and a lower hybrid current drive. The experimental results show that ,under ohmic discharge condition ,there is a poloidal velocity shear layer located in the vicinity of the limiter radius ,which has a suppression effect on the fluctuations and results in the increase of the radial gradients of  $T_e$  and  $n_e$  . LHCD intensifies the shear. In the same radial position of the poloidal shear layer ,there is also a radial shear with the toroidal velocity ,which could be the drive source of the mean poloidal flow needed by the formation for radial electric field.

**Keywords** : tokamak , edge fluctuation , LHCD

**PACC** : 5240 , 5225 , 5255

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10075046 ) and by the Doctoral Program Foundation of Institutions of Higher Education of China ( Grant No. 1999035809 ).