

东方超环上低杂波驱动等离子体 环向旋转实验研究*

杨进¹⁾²⁾ 陈俊²⁾³⁾ 王福地²⁾ 李颖颖²⁾ 吕波^{2)†} 向东^{1)‡} 尹相辉⁴⁾
张洪明²⁾ 符佳²⁾ 刘海庆²⁾ 臧庆²⁾ 储宇奇²⁾ 刘建文²⁾ 王勋禹¹⁾²⁾
宾斌²⁾ 何梁¹⁾²⁾ 万顺宽²⁾ 龚学余¹⁾ 叶民友³⁾

1) (南华大学核科学技术学院, 衡阳 421001)

2) (中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

3) (中国科学技术大学工程与应用物理系, 合肥 230026)

4) (南华大学电气工程学院, 衡阳 421001)

(2019年11月8日收到; 2019年12月10日收到修改稿)

旋转和旋转剪切能抑制磁流体不稳定性并增强等离子体约束. 低杂波电流驱动作为未来聚变堆上可能的旋转驱动手段, 探索低杂波在现有托卡马克装置上驱动等离子体旋转的驱动机制, 可以为未来的聚变堆上旋转预测提供重要参考. 在东方超环托卡马克装置上, 早期发现了 2.45 GHz 的低杂波能有效驱动等离子体旋转的现象, 认为是边界旋转的改变导致芯部旋转的同电流方向的增加造成的. 更高频率下 4.6 GHz 低杂波电流驱动可以更有效地驱动同电流方向的等离子体旋转. 本论文分析在欧姆背景等离子体下, 不同功率的低杂波对等离子体环向旋转的影响, 研究安全因子剖面变化对环向旋转的关系, 利用功率调制获得了低杂波驱动旋转实验中的环向动量运输系数变化情况, 发现环向动量扩散系数 (χ_φ)、环向动量箍缩系数 (V_{pinch}) 的数值大小趋势是从芯部向靠外的区域逐渐变大. 这与低杂波驱动环向旋转时, 环向旋转速度由靠外的区域向芯部传递的特性吻合.

关键词: 低杂波电流驱动, 环向旋转速度, 安全因子, 环向动量运输

PACS: 52.55.Fa, 52.55.Wq, 52.30.-q, 52.25.Fi

DOI: 10.7498/aps.69.20191716

1 引言

旋转和旋转剪切能抑制磁流体不稳定性并增强等离子体约束, 在托卡马克等离子体稳态和高约束运行中有着很重要的作用^[1]. 在目前的托卡马克装置上, 旋转主要的驱动方式是中性束带来的直接动量注入. 由于 ITER 和未来聚变堆的尺寸更大、

等离子体密度更高, 要求 MV 级的束能量, 相应地需要更高的中性束功率, 因此难以有效地驱动等离子体. 在多个装置上发现射频波 (如低杂波) 是有效的旋转驱动方式. 低杂波注入对环向旋转变化有明显的驱动效果, 这种驱动效果有同电流方向也有反电流方向的驱动, 在 Alcator C-Mod^[2,3]、Tore Supra^[4,5]、EAST^[6,7]、JT-60 U^[8] 和 JET^[9,10] 等装置上都开展了低杂波电流驱动 (lower hybrid current

* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFE0301300)、安徽省自然科学基金 (批准号: 1908085J01)、中国科学院合肥大科学中心重点研发项目 (批准号: 2017HSC-KPRD002) 和中国科学院科研装备研制项目 (批准号: YJKYYQ20180013) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: blu@ipp.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: xiangdong007@163.com

drive, LHCD) 对环向旋转的实验研究.

在东方超环 (experimental advanced superconducting tokamak, EAST) 装置上, 之前的研究表明, 2.45 GHz 的 LHCD 驱动等离子体芯部旋转在同电流方向增加, 并认为是由边界旋转的变化所引起^[6]. EAST 上新发展的 4.6 GHz 的 LHCD 系统, 更加丰富了驱动旋转研究的研究工具. 更高频率的 LHCD 有更好的电流驱动能力, 同时发现可以更有效地驱动等离子体旋转, 也进一步确认了等离子体旋转都是同电流 (co-current) 方向的驱动^[7]. 本文研究了在欧姆背景等离子体下, 不同功率 4.6 GHz 的 LHCD 驱动等离子体旋转的实验结果, 分析了不同 LHCD 功率对等离子体环向旋转的驱动效果, 进一步明确了 EAST 上安全因子 (q) 剖面对 LHCD 驱动等离子体环向旋转的影响. 为探究 EAST 上低杂波对环向旋转实验的变化过程, 引入瞬态动量分析方法, 通过对环向动量平衡方程进行扰动分析处理, 分析了低杂波驱动等离子体环向旋转实验中的动量输运系数.

2 EAST 实验装置

EAST 是世界上第一个非圆形截面全超导托卡马克装置 (大半径 $R \sim 1.85$ m, 小半径 $a \sim 0.45$ m, 磁场 $B_t \leq 3.5$ T, 等离子体电流 $I_p \leq 1$ MA), 具有灵活的磁面位形控制和先进的壁处理技术, 以及适合开展长脉冲高性能运行的全超导磁体技术^[11]. 目前在 EAST 上, 主要开展以射频波加热为主导的长脉冲物理实验, 在电流驱动方面, 配备了两套 LHCD 系统 (2.45 GHz, 4 MW 和 4.6 GHz, 6 MW), 在等离子体加热和电流驱动中取得了丰富的实验结果^[12]. 对于研究等离子体旋转方面, 主要通过 X 射线弯晶谱仪 (X-ray crystal spectrometer, XCS)^[13–15] 和电荷交换复合光谱 (charge exchange recombination spectroscopy, CXRS)^[16] 两套物理诊断装置测量了离子温度和旋转速度分布. XCS 诊断主要利用等离子体中某种杂质离子 (Ar^{17+} , Ar^{18+} 等) 的特征谱线的多普勒展宽和频移测量等离子体温度和旋转速度. CXRS 诊断则是基于中性束注入时, 注入的中性束粒子与等离子体中完全电离的杂质离子发生电荷交换反应, 通过探测到的退激辐射谱线的多普勒展宽和频移来推断等离子体的温度和旋转速度. EAST 上 LHCD 系统

的发展和完善, 以及等离子体诊断的发展, 为本文开展低杂波驱动等离子体旋转物理实验提供了优良的实验平台.

3 EAST 上 LHCD 对等离子体旋转变化的影响实验

随着 EAST 托卡马克装置上 LHCD 系统发展, 辅助加热手段的丰富, 我们能更全面地了解 LHCD 驱动等离子体旋转变化的过程, 本文开展了 LHCD 对等离子体旋转变化的影响实验研究. 在 LHCD 功率调制注入时, 分析了 LHCD 驱动等离子体环向旋转实验中的环向动量输运系数.

3.1 欧姆加热下 LHCD 驱动等离子体同向旋转变化的实验情况

在 EAST 上 LHCD 驱动等离子体旋转实验主要是在欧姆加热的条件下进行的, LHCD 驱动等离子体旋转的效果为同电流方向驱动. 图 1 为欧姆加热条件下的 LHCD 驱动等离子体旋转实验 (#70938) 的主要参数随时间变化的波形图, 其中等离子体电流 $I_p \sim 400$ kA、低杂波功率约为 1.4 MW (调制注入模式), 弦平均电子密度 $n_{e0} \sim 2.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. 从图 1 可以看到随着低杂波功率的调制注入, 环电压、储能、芯部电子温度、芯部环向速度变化等参数出现了明显的周期性变化, 芯部环向速度变化幅度为 ~ 30 km/s, 表明低杂波对等离子体环向旋转有显著的驱动能力. 随着低杂波注入的调制变化, 芯部电子温度出现明显的调制变化, 而芯部离子温度没有出现明显的调制变化, 说明低杂波注入驱动的是等离子体中的电子, 因此旋转变化也应该和电子关系更大, 因为等离子体电流和电子温度等参数与低杂波驱动有很强的的相关性.

为了进一步分析低杂波对等离子体旋转的影响, 实验中保持其他参数基本不变的前提下, 研究了不同低杂波驱动功率对等离子体环向旋转变化影响. 如图 2 所示, 在 $I_p \sim 400$ kA, $n_{e0} \sim 2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 时, 扫描不同低杂波功率, 环向旋转效果都是同电流方向驱动. 通过对低杂波注入后引起旋转变化的时间尺度分析, LHCD 功率为 1.4 MW 时, 等离子体旋转经过约 200 ms 重新达到平衡, LHCD 功率为 1.0 MW 时, 等离子体旋转经过约 250 ms 重新达到平衡, LHCD 功率为 0.6 MW 时, 等离子体旋

转经过约 350 ms 重新达到平衡, 低杂波功率越高等离子体重新达到平衡的时间越短, 对等离子体的驱动效果越明显. 如图 3 所示, 为芯部环向旋转速度变化与低杂波功率关系图, 芯部环向速度增量随

低杂波驱动功率的增加而增加, 呈线性增长趋势, 这之前其他装置上的结果一致, 符合 Rice 定标规律^[17], 表明低杂波驱动旋转主要从影响电子的分布进行^[3].

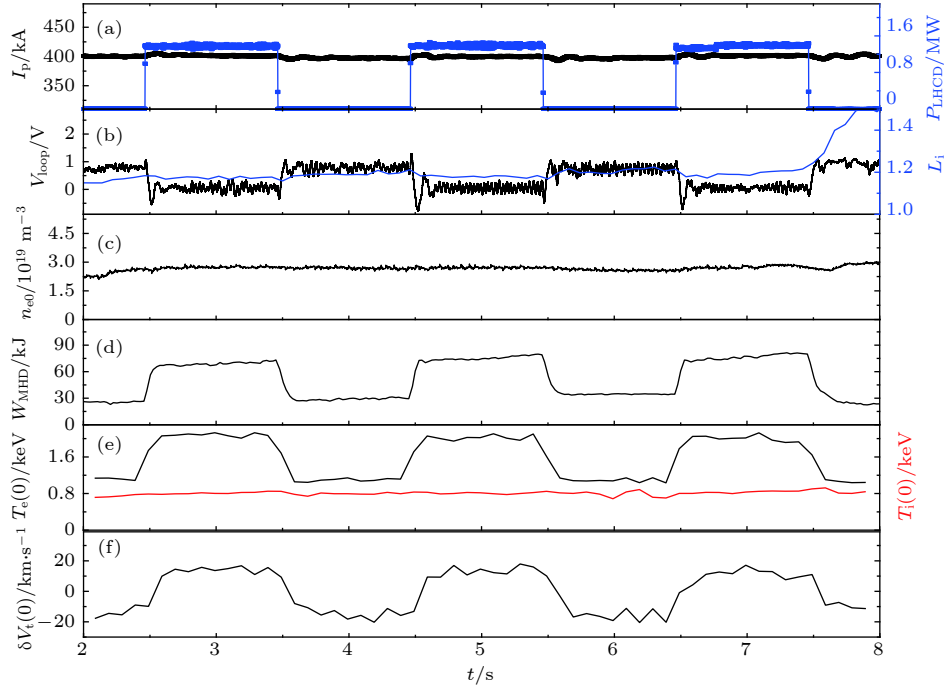


图 1 典型参数随时间变化的波形图 (#70938) (a) 等离子体电流 (黑色), 低杂波功率 (蓝色); (b) 环电压 (黑色) 和内感 (蓝色); (c) 芯部弦平均电子密度; (d) 储能; (e) 芯部电子温度 (黑色) 和芯部离子温度 (红色); (f) 芯部环向速度变化
 Fig. 1. Waveforms of typical parameters of an LHCD shot (#70938) on EAST: (a) Plasma current (black) and LHCD power (blue); (b) loop voltage (black) and internal inductance (blue); (c) central line averaged electron density; (d) stored energy; (e) central ion (red) and electron (black) temperature; (f) the change of core toroidal rotation velocity.

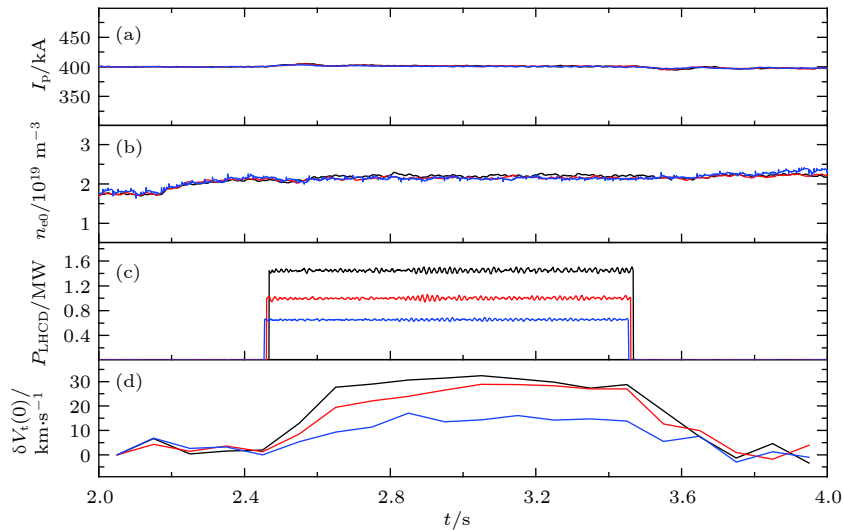


图 2 不同低杂波功率下典型参数随时间变化的波形图 (a) 等离子体电流; (b) 芯部弦平均电子密度; (c) 低杂波功率; (d) 芯部环向旋转速度变化
 Fig. 2. Waveforms of typical parameters at different LHCD power levels: (a) plasma current; (b) central line averaged electron density; (c) LHCD power; (d) the change of core toroidal rotation velocity.

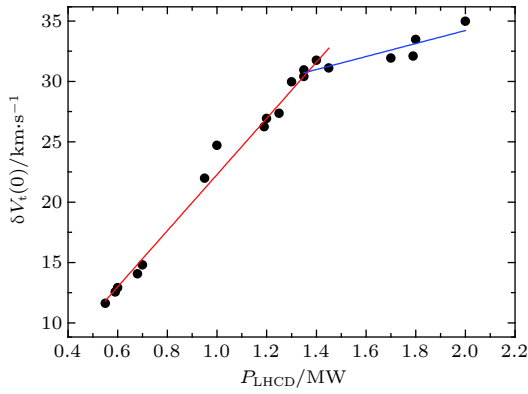


图 3 低杂波功率与芯部环向旋转速度变化关系

Fig. 3. The relationship between the change of core toroidal rotation velocity and LHCD power.

研究发现旋转变化的趋势在功率超过 1.4 MW 后变缓,这可能与不同功率的低杂波驱动等离子体旋转的安全因子剖面变化相对应,如图 4 所示,为不同功率下的由激光偏振干涉仪 (polarimeter-interferometer, POINT)^[18] 测量得到 q 剖面,在低杂波功率增加时, q 值增加,当功率增加到一定值之后就没有明显变化了,这很可能和低杂波功率的电流驱动效率有关.低杂波电流驱动可以有效地改变电流密度分布,但在等离子体电流较小,且低杂波功率较小时, q 分布虽然随低杂波驱动功率增加而增加,但其剖面改变较小,且芯部安全因子 (q_0) 仍然小于 1,但低杂波对等离子体环向旋转的效果为同电流方向驱动,与 C-Mod^[3] 的情况不一致.

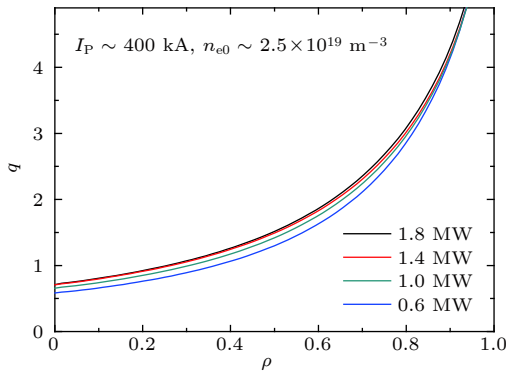


图 4 不同低杂波驱动功率下安全因子剖面

Fig. 4. Profiles of safety factor at different LHCD powers.

3.2 LHCD 驱动等离子体旋转变化实验的动量输运变化

考虑用稳态动量输运方程得出的输运系数计算出的旋转速度剖面,无法解释压力梯度和不能忽

略的快离子纹波损失驱动的自发旋转^[19,20],为了进一步分析低杂波驱动环向旋转变化过程,本文采用瞬态动量分析方法(一种确定源调制实验输运系数的分析方法)对周期性调制的低杂波驱动等离子体旋转变化实验中引起的动量输运变化展开研究^[21],计算环向动量平衡方程中的扩散项系数 (χ_φ) 和箍缩项系数 (V_{pinch}).

环向动量平衡方程为:

$$m_i \frac{\partial n_i V_t}{\partial t} = -\nabla \cdot M + S, \quad (1)$$

$$M = -m_i \chi_\varphi \frac{\partial n_i V_t}{\partial r} + m_i V_{\text{pinch}} n_i V_t, \quad (2)$$

其中 m_i, n_i, M, S 和 V_t 分别为离子质量、粒子密度、环向动量的径向通量、环向动量源和环向旋转速度.

如图 5(c) 所示,可以用正弦函数对环向速度进行拟合,则环向速度 V_t 的扰动展开形式为

$$V_t = V_t^c + \tilde{V}_t = V_t^c(r) + V_{t0}(r) \sin[\omega t - \varphi(r)], \quad (3)$$

其中, V_t^c 为环向旋转速度常量项, V_{t0} 为环向旋转速度扰动项的幅值, ω 为调制频率, φ 为环向旋转速度的相位延迟.

而动量平衡方程的调制部分表示为^[20]

$$n_i^c \tilde{V}_t = n_i^c V_{t0} \sin[\omega t - \varphi(r)]. \quad (4)$$

由 (1) 式—(4) 式,用分离变量的方法得到 $\chi_\varphi, V_{\text{pinch}}$ 的与时间变量无关形式为:

$$\chi_\varphi = - \frac{\omega \left(\int_0^r r V_{t0} \cos \varphi dr \cos \varphi + \int_0^r r V_{t0} \sin \varphi dr \sin \varphi \right)}{r \left(\frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) V_{t0}}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} V_{\text{pinch}} = & -\omega \left\{ \left[(\partial V_{t0} / \partial t) \int_0^r r V_{t0} \sin \varphi dr \right. \right. \\ & \left. \left. - (\partial \varphi / \partial t) V_{t0} \int_0^r r V_{t0} \cos \varphi dr \right] \sin \varphi \right. \\ & \left. + \left[(\partial \varphi / \partial t) V_{t0} \int_0^r r V_{t0} \sin \varphi dr \right. \right. \\ & \left. \left. + (\partial V_{t0} / \partial t) \int_0^r r V_{t0} \cos \varphi dr \right] \cos \varphi \right\} \\ & \times \left\{ r (\partial \varphi / \partial t) V_{t0}^2 \right\}^{-1}. \quad (6) \end{aligned}$$

利用频率为 1 Hz 的低杂波为调制源展开实验, $I_p \sim 400$ kA, $P_{\text{LHCD}} \sim 0.6$ MW (调制注入模式), $n_{e0} \sim 2.5 \times 10^{19}$ m⁻³. 图 5(a),(b),(c) 分别为

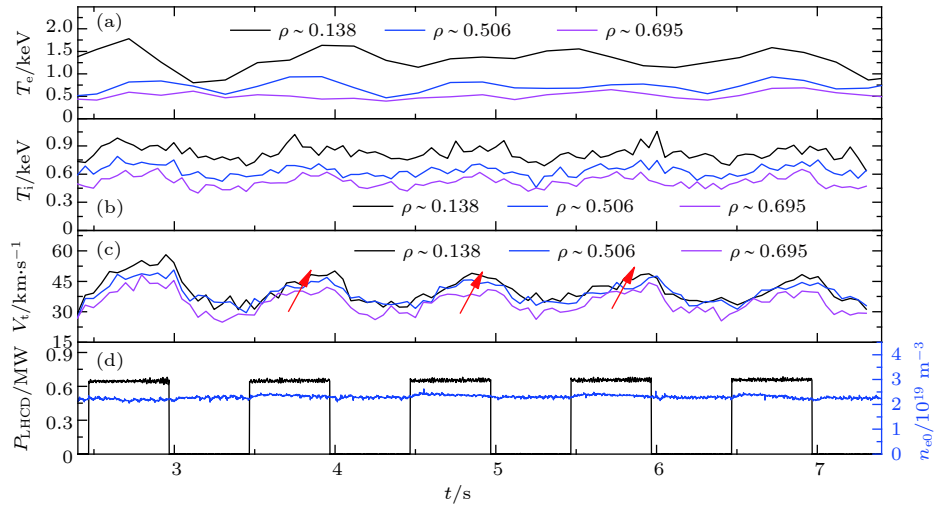


图 5 典型参数随时间变化的波形图 (a) 电子温度; (b) 离子温度; (c) 环向旋转速度对调制束的响应; (d) LHCD 功率 (黑色) 和芯部弦平均电子密度 (蓝色)

Fig. 5. Waveforms of typical parameters: (a) Electron temperature; (b) ion temperature; (c) toroidal rotation velocity; (d) LHCD power (black) and central line averaged electron density (blue).

电子温度、离子温度、环向旋转速度在不同的位置随时间演化的波形图. 在注入低杂波后电子温度、离子温度、环向旋转速度都有所增加, 且都是从靠外的区域向芯部传递. 从图 5(d) 可以看出在注入低杂波后弦平均电子密度 (蓝色) 变化较小, 从图 5(c) 可以看出环向速度在低杂波注入后出现了明显的调制变化, 波形较符合正弦函数, 且从靠外的区域到芯部出现了较明显的相位变化.

用正弦函数拟合不同位置上的环向旋转速度轨迹, 函数频率为调制源的调制频率 (低杂波的调制频率为 1 Hz), 可以得到环向旋转速度在正弦函数上的调制幅度和环向旋转速度相位变换值. 在外部动量源可以忽略的区域, χ_φ , V_{pinch} 由环向速度

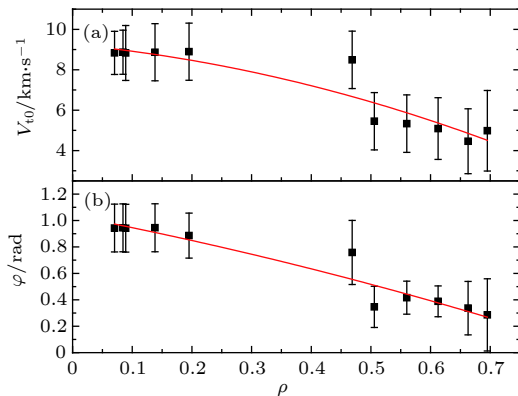


图 6 (a) 环向速度调制幅度 (V_{t0}) 的剖面图; (b) 环向速度相位变换 (φ) 的剖面图

Fig. 6. (a) Profile of toroidal velocity modulation amplitude; (b) profile of toroidal velocity phase transformation.

幅值 V_{t0} 、环向速度的相位延迟 φ 的径向分布决定^[20], 图 6(a) 和图 6(b) 分别为对不同空间位置环向速度轨迹用正弦函数拟合后, 环向速度调制幅值、环向速度相位变换的剖面图. 环向速度调制幅度和环向速度相位变化的整体变化趋势为从芯部向靠外的区域逐渐变小.

得到环向速度调制幅度 (V_{t0}) 和环向速度相位延迟 (φ) 的径向分布后, 根据 (5) 式、(6) 式可得到环向动量扩散系数和箍缩系数的分布. 图 7(a) 为

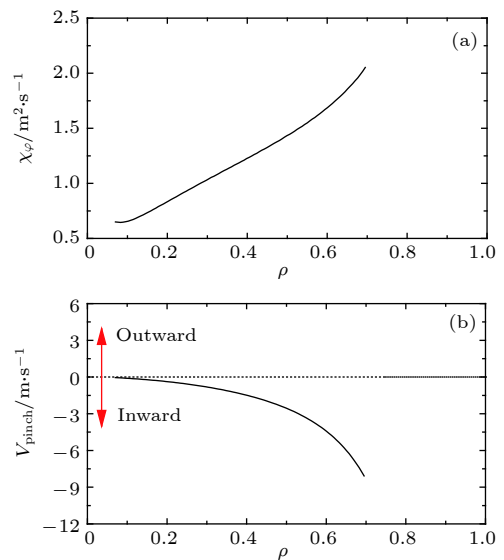


图 7 (a) 环向动量扩散系数 (χ_φ) 的剖面图; (b) 箍缩系数 (V_{pinch}) 的剖面图

Fig. 7. (a) Profile of toroidal momentum diffusion coefficient; (b) profile of toroidal momentum pinch coefficient.

环向动量扩散系数 (χ_φ) 的剖面图, 图 7(b) 为环向动量箍缩系数 (V_{pinch}) 的剖面图. 环向动量扩散系数和环向动量箍缩系数的数值大小都是从芯部向靠外的区域逐渐变大. 这与低杂波驱动环向旋转时, 环向旋转速度由边界向芯部传递的特性吻合.

4 总 结

研究了在 EAST 上欧姆背景等离子体下, 低的等离子体电流时, 低杂波对等离子体环向旋转的驱动情况, 体现为同电流方向的驱动效果. 在其他实验基本参数不变的情况下, 通过扫描不同 LHCD 功率, 发现在一定的 LHCD 功率范围内, LHCD 功率越高等离子体的弛豫时间越短, 对等离子体旋转的驱动效果越好, 研究了安全因子对环向旋转变化的影响, 发现在 EAST 上, 低的等离子体电流时, 低杂波功率变化对安全因子剖面的影响较小, 芯部安全因子 q_0 小于 1, 而低杂波对等离子体环向旋转的驱动为同电流方向的驱动, 与 C-Mod 上的情况 (在低的等离子体电流时, 低杂波功率影响安全因子剖面, 在 $q_0 > 1$ 时, 为同电流方向驱动, 在 $q_0 < 1$ 时, 为反电流方向驱动) 不一样. 本文采用瞬态动量分析方法对低杂波驱动等离子体旋转实验中的动量输运变化展开研究, 发现 χ_φ , V_{pinch} 数值大小趋势基本上是从芯部向靠外的区域逐渐变大, 这与低杂波驱动环向旋转时, 环向旋转速度由靠外的区域向芯部传递的特性吻合. 本文为加深理解 LHCD 驱动等离子体环向旋转的物理机制提供了重要参考, 但对 LHCD 驱动等离子体环向旋转的研究工作还有待加深, 下一步考虑用其他动量源 (如共振磁扰动) 作为调制手段, 进一步验证不同测量手段测量的动量输运特性的一致性.

参考文献

[1] Betti R, Freidberg J P 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 2949
 [2] Rice J E, Podpaly Y A, Reinke M L, Gao C, Shiraiwa S, Terry J L, Theiler C, Wallace G M, Bonoli P T, Brunner D 2013 *Nucl. Fusion.* **53** 093015

[3] Rice J E, Gao C, Mumgaard R, et al. 2016 *Nucl. Fusion.* **56** 036015
 [4] Chouli B, Fenzi C, Garbet X, et al. 2014 *Plasma Phys. Controlled Fusion.* **56** 095018
 [5] Chouli B, Fenzi C, Garbet X, Bourdelle C, Sarazin Y, Rice J, Aniel T, Artaud J F, Baiocchi B, Basiuk V, Cottier P, Decker J, Imbeaux F, Irishkin M, Mazon D, Schneider M, the Tore Supra Team 2015 *Plasma Phys. Controlled Fusion.* **57** 125007
 [6] Shi Y, Xu G, Wang F, Wang M, Fu J, Li Y, Zhang W, Chang J, Lv B, Qian J, Shan J, Liu F, Ding S, Wan B, Lee S G, Bitter M, Hill K 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 235001
 [7] Yin X H, Chen J, Hu R J, Yi Y Y, Wang F D, Fu J, Ding B J, Wang M, Liu F K, Zang Q, Shi Y J, Lyu B, Wan B N, the EAST team 2017 *Chin. Phys. B* **26** 115203
 [8] Koide Y, Tuda T, Ushigusa K, Asakura N, Sakasai A, Ide S, Ishida S, Kikuchi M, Azumi M, Funahashi A 1992 *Plasma Phys. Control. Nucl. Fusion. Res.* **1** 777
 [9] Eriksson L G, Hellsten T, Nave F, Brzozowski J, Holmström K, Johnson T, Ongena J, Zastrow K D 2009 *Plasma Phys. Controlled Fusion.* **51** 044008
 [10] Nave M F F, Kirov K, Bernardo J, Brix M, Ferreira J, Giroud C, Hawkes N, Hellsten T, Jonsson T, Mailloux J, Ongena J, Parra F, JET Contributors 2017 *Nucl. Fusion.* **57** 034002
 [11] Wan B N, Liang Y F, Gong X Z, Li J G, Xiang N, Xu G S, Sun Y W, Wang L, Qian J P, Liu H Q, Zhang X D, Hu L Q, Hu J S, Liu F K, Hu C D, Zhao Y P, Zeng L, Wang M, Xu H D, Luo G N 2017 *Nucl. Fusion.* **57** 102019
 [12] Ding B J, Li Y C, Zhang L, et al. 2015 *Nucl. Fusion.* **55** 093030
 [13] Lyu B, Wang F D, Pan X Y, et al. 2014 *Rev. Sci. Instruments.* **85** 11E406
 [14] Lyu B, Chen J, Hu R J, et al. 2016 *Rev. Sci. Instruments.* **87** 11E326
 [15] Lyu B, Chen J, Hu R J, et al. 2018 *Rev. Sci. Instruments.* **89** 10F112
 [16] Li Y Y, Fu J, Lyu B, Du X W, Li C Y, Zhang Y, Yin X H, Yu Y, Wang Q P, von Hellermann M 2014 *Rev. Sci. Instruments.* **85** 11E428
 [17] Rice J E, Ince-Cushman A, deGrassie J S, Eriksson L G, Sakamoto Y, Scarabosio A, Bortolon A, Burrell K H, Duval B P, Fenzi-Bonizic C, Greenwald M J, Groebner R J, Hoang G T, Koide Y, Marmar E S, Pochelon A, Podpaly Y 2007 *Nucl. Fusion.* **47** 1618
 [18] Liu H Q, Qian J P, Jie Y X, et al. 2016 *Rev. Sci. Instruments.* **87** 11D903
 [19] Yoshida M, Koide Y, Takenaga H, Urano H, Oyama N, Kamiya K, Sakamoto Y, Kamada Y and the JT-60 Team 2006 *Plasma Phys. Control. Fusion.* **48** 1673
 [20] Yoshida M, Koide Y, Takenaga H, Urano H, Oyama N, Kamiya K, Sakamoto Y, Matsunaga G, Kamada Y and the JT-60U Team 2007 *Nucl. Fusion.* **47** 856
 [21] Ida K, Miura Y, Itoh K, Itoh S I, Matsuda T 1998 *J. Phys. Soc. Japan.* **67** 4089

Experimental investigation of lower hybrid current drive induced plasma rotation on the experimental advanced superconducting tokamak*

Yang Jin¹⁾²⁾ Chen Jun²⁾³⁾ Wang Fu-Di²⁾ Li Ying-Ying²⁾ Lyu Bo^{2)†}
 Xiang Dong^{1)‡} Yin Xiang-Hui⁴⁾ Zhang Hong-Ming²⁾ Fu Jia²⁾
 Liu Hai-Qing²⁾ Zang Qing²⁾ Chu Yu-Qi²⁾ Liu Jian-Wen²⁾
 Wang Xun-Yu¹⁾²⁾ Bin Bin²⁾ He Liang¹⁾²⁾ Wan Shun-Kuan²⁾
 Gong Xue-Yu¹⁾ Ye Min-You³⁾

1) (*School of Nuclear Science and Technology, University of South China, Hengyang 421001, China*)

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

3) (*Department of Engineering and Applied Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

4) (*School of Electrical Engineering, University of South China, Hengyang 421001, China*)

(Received 8 November 2019; revised manuscript received 10 December 2019)

Abstract

Rotation and its shear can reduce the magnetohydrodynamic instabilities and enhance the confinement. The LHCD has been proposed as a possible means of rotation driving on a future fusion reactor. Exploring the mechanisms of LHCD rotation driving on the current tokamaks can provide important reference for future reactors. On EAST, it was previously shown that 2.45 GHz LHCD can drive plasma toroidal rotation and the change of edge plasma rotation leads the co-current core rotation to increase. At higher frequency, 4.6 GHz lower hybrid wave can more effectively drive co-current plasma toroidal rotation. On EAST, at the lower current, the effects of different LHCD power on plasma toroidal rotation are analyzed. Higher power LHCD has a better driving efficiency. The effect of safety factor (q) profile on toroidal rotation is also presented. The LHCD can change the profile of safety factor due to current drive. It is found that when the power exceeds 1.4MW, the q profile remains unchanged and the rotation changes only very slightly with LHCD power, suggesting that the current profile is closely related to rotation. In order to further analyze the dynamic process of plasma toroidal rotation driven by lower hybrid current drive on EAST, the toroidal momentum transport due to LHCD is deduced by using the modulated LHCD power injection. Based on the momentum balance equation, the toroidal momentum diffusion coefficient (χ_φ) and the toroidal momentum pinch coefficient (V_{pinch}) are obtained by the method of separation of variables and Fourier analysis for the region where the external momentum source can be ignored. It is found that the momentum diffusion coefficient (χ_φ) and momentum pinch coefficient (V_{pinch}) tend to increase from the core to the outer region. This is consistent with the characteristic that the toroidal rotation velocity first changes in the outer region and then propagates to the core when the toroidal rotation is driven by LHCD.

Keywords: lower hybrid current drive, toroidal rotation velocity, safety factor, toroidal momentum transport

PACS: 52.55.Fa, 52.55.Wq, 52.30.-q, 52.25.Fi

DOI: 10.7498/aps.69.20191716

* Project supported by the National Key Research and Development Plan of China (Grant No. 2017YFE0301300), the Distinguished Young Scholar of Anhui Province, China (Grant No. 1908085J01), the Key Program of Research and Development of Hefei Science Center Chinese Academy of Sciences (Grant No. 2017HSC-KPRD002), and the Instrument Developing Project of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. YJKYYQ20180013).

† Corresponding author. E-mail: blu@ipp.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: xiangdong007@163.com