

# EAST 上 RMP 驱动等离子体自发旋转 物理机制的实验研究\*

金侂飞<sup>1)2)</sup># 张洪明<sup>1)†</sup> 尹相辉<sup>3)</sup> 吕波<sup>1)</sup> Cheonho Bae<sup>4)</sup> 叶凯萱<sup>1)</sup>  
盛回<sup>1)2)</sup> 王士凡<sup>1)5)</sup> 赵海林<sup>1)</sup> 顾帅<sup>1)</sup> 袁泓<sup>1)6)</sup> 林子超<sup>1)2)</sup>  
傅盛宇<sup>1)2)</sup> 卢迪安<sup>1)2)</sup> 符佳<sup>1)</sup> 王福地<sup>1)</sup>

1) (中国科学院合肥物质科学研究院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

2) (中国科学技术大学研究生院科学岛分院, 合肥 230026)

3) (南华大学电气工程学院, 衡阳 421001)

4) (新奥科技发展有限公司, 廊坊 065001)

5) (中国科学技术大学核科学技术学院, 合肥 230026)

6) (南华大学核科学技术学院, 衡阳 421001)

(2024 年 9 月 26 日收到; 2024 年 10 月 22 日收到修改稿)

等离子体自发旋转对托卡马克装置的约束性能和稳定性十分重要. 能否有效地诱导等离子体自发旋转来致稳电阻壁模对国际热核聚变实验堆 (International Thermonuclear Experimental Reactor, ITER) 的稳定运行尤为关键. 在韩国先进超导托卡马克 (Korea Superconducting Tokamak Advanced Research, KSTAR) 装置上首次实验证明了在特定参数下, 共振磁扰动 (resonant magnetic perturbation, RMP) 产生的新经典环向黏滞 (neoclassical toroidal viscosity, NTV) 力矩能够驱动等离子体旋转. 先前在东方超环托卡马克 (Experimental Advanced Superconducting Tokamak, EAST) 的 RMP 实验中同样也观测到了 RMP 加入后等离子体旋转在同电流方向增加的实验现象, 然而与 KSTAR 不同, EAST 上模拟计算的 NTV 力矩比中性束力矩小两个量级, 无法解释环向旋转速度的增加. 本文开展了进一步的研究, 首先通过实验方法测得了 RMP 产生的力矩分布, 与之前模拟得到的 NTV 力矩相比要大两个量级, 说明存在 NTV 以外的机制驱动等离子体旋转. 其次, 在实验中观察到旋转速度增大的同时也伴随有  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  速度的明显变化, 并且, 与实验测量得到的 RMP 产生的力矩分布一致, 表明  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  剪切的变化产生的残余应力可能是导致 RMP 加入后旋转速度增大的原因. 为了解释 RMP 加入后环向旋转速度的增大, 本文分析了 RMP 加入后随机磁场对大尺度湍流的影响, 发现各尺度湍流在随机磁场的背景下, 为了维持准中性条件, 小尺度湍流的生长可能会导致雷诺应力的增大. 在 RMP 加入期间, 雷诺应力驱动  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  剪切的增大会破坏湍流对称性, 产生残余应力驱动环向旋转. 最后, 实验的统计结果也表明, RMP 对环向旋转的驱动效果与湍流强度有关, 进一步验证了 RMP 加入  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  剪切产生的残余应力是驱动环向旋转变化的主要机制.

**关键词:** 托卡马克, 动量输运, 自发旋转, 共振磁扰动

**PACS:** 52.55.Fa, 52.25.Fi, 52.30.-q, 52.35.Ra

**DOI:** 10.7498/aps.73.20241357

**CSTR:** 32037.14.aps.73.20241357

\* 国家自然科学基金 (批准号: 12175278, U23A2077)、湖南省教育厅重点项目和青年项目 (批准号: 21B0439) 和中国科学院国际人才计划 (批准号: 2022VMB0007) 资助的课题.

# 同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: hmzhang@ipp.ac.cn

## 1 引言

对实现聚变能应用这一目标而言, 能否有效地驱动、控制等离子体自发旋转是提高装置稳定性、改善约束性能、预测湍流自组织行为的关键. 电阻壁模 (resistive wall mode, RWM) 不稳定性与等离子体旋转密切相关<sup>[1]</sup>, 然而在未来的大型聚变堆装置如国际热核聚变实验堆 (International Thermonuclear Experimental Reactor, ITER) 中, 仅靠外部动量注入的方式难以在实现  $Q$  增益达到 5 的同时驱动足够大小的等离子体旋转来致稳 RWM<sup>[2]</sup>. 幸运的是在实验中发现, 除了外部动量注入的方式外, 由等离子体参数的空间不均匀性驱动的漂移波湍流产生的残余应力也能驱动等离子体旋转, 这一过程被称为自发旋转<sup>[3-7]</sup>. 因此, 在没有足够的外部动量注入的情况下, 能否诱导足够的等离子体自发旋转来致稳 RWM 对 ITER 的稳定运行尤为关键.

等离子体自发旋转与装置的约束性能密切相关, 自发旋转的产生机制与漂移波-带状流系统的自组织过程密切相关, 旋转剪切能有效地减小漂移波湍流的径向尺度, 从而减弱漂移波湍流产生的径向热流, 提高装置的约束性能. 由泰勒恒等式可知, 漂移波湍流产生的跨越磁力线的极化电荷流与雷诺应力密切相关<sup>[8]</sup>. 一方面雷诺应力会驱动环向、极向对称的带状流 (zonal flow, ZF) 的产生; 另一方面由于平均流剪切以及磁剪切的存在, 雷诺应力在环向上的投影主导了环向动量的输运过程, 并通过径向力平衡反馈到平均流、带状流的演化<sup>[9-15]</sup>.

共振磁扰动 (resonant magnetic perturbation, RMP) 系统作为有效缓解、抑制边界局域模 (edge localized mode, ELM) 的手段, 在未来装置中解决第一壁热沉积问题上扮演着重要的角色<sup>[16-20]</sup>. RMP 也是外部调节等离子体自发旋转的手段之一, 在以往的实验报道中, 通常能观测到 RMP 加入后环向旋转的减速<sup>[21-28]</sup>. RMP 驱动/制动环向旋转的机制主要包括三方面: RMP 产生的  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  力矩、雷诺应力以及新经典环向黏滞 (neoclassical toroidal viscosity, NTV). 如 Waltz 和 Ferraro<sup>[29]</sup> 的研究中的准线性分析结果, RMP 产生的  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  力矩主要由两部分构成: 磁颤振 (magnetic flutter) 和麦克斯韦应力, 在稳态下磁面平均后的径向电流

约为零时, 二者相互抵消, 仅剩下净的麦克斯韦应力. 当 RMP 产生的麦克斯韦应力增大到一定程度时, 其与雷诺应力相互抵消, 从而导致 ZF 的阻尼<sup>[30-35]</sup>. 麦克斯韦应力对 ZF 带来额外的阻尼同样也解释了 RMP 加入后湍流增强、约束变差的实验现象<sup>[36,37]</sup>. 除 RMP 产生的  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  力矩外, J-TEXT 在一系列实验中也观测到过 RMP 产生的磁岛对雷诺应力、径向电场以及环向旋转速度的影响<sup>[38-40]</sup>, 环向旋转速度和径向电场剪切在磁岛附近都有着明显的增大, 同时也伴有雷诺应力的增大. 磁岛的存在以及径向电场剪切都会导致环向对称性的破坏, 从而产生驱动等离子体自发旋转的残余应力. 虽然这一机制很好地解释了磁岛附近环向旋转速度的变化, 但是由于诊断的限制, J-TEXT 上尚未有 RMP 加入后整个旋转速度剖面明显增大的实验报道. 最后, RMP 加入后由于环向不对称产生的 NTV 力矩也会对环向旋转产生影响. 理论与实验研究表明 NTV 会趋向于将环向旋转速度拉向某个特定数值, 这一数值被称作“新经典稳态旋转”, 与等离子体参数密切相关<sup>[21,41-47]</sup>. 在通常的实验中, 与 NTV 力矩相关的“新经典稳态旋转”都与等离子体电流的方向相反, 因此 RMP 加入后 NTV 会制动等离子体旋转. 然而理论预测表明在特定参数下, 存在有同电流方向的“新经典稳态旋转”, 此时 RMP 产生的 NTV 能驱动同电流方向的等离子体旋转<sup>[45-47]</sup>. 韩国先进超导托卡马克 (Korea Superconducting Tokamak Advanced Research, KSTAR) 在实验上首次观测到了 RMP 产生的 NTV 驱动同电流方向等离子体旋转的现象, 验证了利用 RMP 调控自发旋转的可能性<sup>[48]</sup>.

东方超环托卡马克 (Experimental Advanced Superconducting Tokamak, EAST) 上也开展了 RMP 驱动等离子体旋转的实验研究<sup>[49]</sup>. 与 KSTAR 结果不同, EAST 上通过模拟得到的 NTV 力矩大小与实验测量结果相差两个量级, 无法支持 NTV 力矩是 RMP 驱动环向旋转的主导机制这一结论. 本文旨在针对<sup>[49]</sup> 遗留下来的问题, 根据实验测量结果指出 NTV 以外的解释 RMP 驱动环向旋转的物理机制. 本文主要结构如下: 第 2 节介绍实验设计以及相关诊断; 第 3 节介绍实验和定标结果; 第 4 节讨论 RMP 驱动等离子体旋转的可能的机制; 最后第 5 节是总结.

## 2 实验装置

EAST 作为 ITER 相关物理实验托卡马克, 具备有全超导、长脉冲、高参数的独特优势<sup>[50]</sup>, 其大半径约为 1.85 m, 小半径约为 0.45 m, 纵场强度可达 3.5 T, 等离子体电流设计可达 1 MA. EAST 可以实现各种偏滤器位形以及限制器位形, 还配备有射频波加热及电流驱动系统、中性束注入 (neutral beam injection, NBI) 系统, 能有效、准确地满足各种物理实验需求.

EAST 配备有电荷交换符合光谱 (charge exchange recombination spectroscopy, CXRS) 诊断<sup>[51,52]</sup>, 诊断光路如图 1(a) 所示. 通过诊断视线与 NBI 束线交点位置  $C^{6+}$  的电荷交换复合谱, 经过拟合后可以从谱线的多普勒频移及展宽得到  $C^{6+}$  离子的环向旋转速度和离子温度, 为物理实验提供数据支持.

EAST 上安装了 RMP 系统用于缓解、抑制 ELM 的实验研究<sup>[17]</sup>. 共有 8 组 RMP 线圈均匀分布在环向上, 每组包含上下两个线圈, 如图 1(b) 所示. 上下两组 RMP 线圈在环向上的分布都可以用正弦函数表示,  $A \sin(n\phi + n\phi_0)$ , 其中  $A, n, \phi, \phi_0$  分别表示线圈电流的幅值、RMP 产生的扰动磁场的环向模数、环向角度、初始角度. 后文中提及的 RMP 相位差即为上下两组线圈的正弦函数括号内的相位之差, 用  $\delta\phi$  表示. 本文中主要用到的是  $n = 1$ ,  $\delta\phi = 90^\circ$  的 RMP.

除了离子温度和环向旋转速度外, 线平均电子密度及其剖面主要由远红外氰化氢激光诊断和密度剖面反射计测量<sup>[53,54]</sup>. 电子温度剖面及演化由电子回旋辐射诊断测量<sup>[55]</sup>. RMP 产生的扰动磁场强度由低场侧沿环向分布的鞍形线圈测量. 除此之外, 密度涨落由 X 模 W 波段密度涨落反射计测量<sup>[56]</sup>. RMP 加入期间的  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  速度由多普勒背向散射系统 (Doppler backscattering system, DBS) 测量<sup>[57]</sup>.

TRANSP/NUBEAM 作为输运分析程序, 同样也被用于稳态下的离子功率平衡、动量平衡分析<sup>[58,59]</sup>, 其中 NUBEAM 模块被用于模拟 NBI 产生的力矩分布及功率沉积. RMP 产生的力矩的实验测量方法使用 ASDEX 在稳态下测量残余应力的方法<sup>[60]</sup>, 依据普朗特数 ( $Pr = \chi_\phi / \chi_i$ ) 近似等于 1

的假设, 用离子功率平衡得到的热扩散系数来代替动量扩散系数, 从而估计 RMP 产生的力矩分布. 这里  $\chi_i$  和  $\chi_\phi$  分别为离子热扩散系数和动量扩散系数. 上述内容即为本文接下来将用到的数据来源, 下一节将对实验结果展开描述.

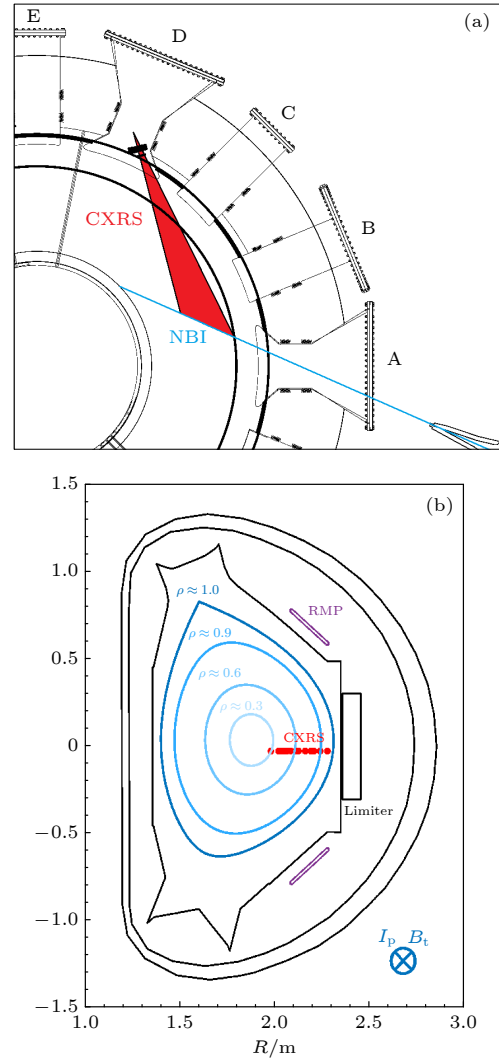


图 1 EAST 上, (a) CXRS 和 NBI 的布局俯视图; (b) CXRS 测量位置和 RMP 线圈的极向分布

Fig. 1. (a) Top view of the CXRS and NBI layout on the EAST tokamak; (b) poloidal distribution of RMP coils on the EAST tokamak.

## 3 实验结果

### 3.1 不同 RMP 相位差的影响

图 2 给出了 RMP 动量调制的实验结果,  $n=1$  的 RMP 脉冲以 1 Hz 的频率、50% 占空比的方式在等离子体电流平顶段对环向旋转速度尝试调制. 4 个脉冲的 RMP 线圈电流相位差分别为  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,

180°, 270°. 调制背景为储能 80 kJ 的 L 模等离子体并伴随 1.25 MW NBI 和 0.8 MW 低杂波的背景加热及电流驱动. 等离子体电流大小为 450 kA, 纵场强度为 2.15 T. 如图 2(c) 和图 2(d) 所示, 线平均电子密度和芯部电子温度分别为  $3.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  和 1.55 keV, 芯部离子温度约为 0.9 keV, 在不同相位 RMP 加入期间, 芯部电子和离子温度在测量误差范围内没有明显变化. 在 0° 和 90° 相位差 RMP 调制期间, 环向旋转速度在同电流方向上有着大约 10 km/s 的增加, 然而在 180° 和 270° 相位差 RMP 调制期间, 环向旋转速度没有明显变化.

为了进一步展示不同相位 RMP 对环向旋转速度的影响, 图 3 对比了不同相位 RMP 加入前后等离子体密度、温度、速度剖面. 从图 3 可以看到不同相位 RMP 加入前后密度剖面并未发生显著变化. 在电子和离子温度剖面的对比中也是如此, 在观测范围内没有发现 RMP 对温度剖面有超出测量误差的影响. 然而与 180° 和 270° 相位差的 RMP 相比, 0° 和 90° 相位差 RMP 加入后旋转速度剖面在同电流方向上整体有 10—15 km/s 的增加. 这一现象表明不同相位差 RMP 与等离子体耦合的区别直接影响了 RMP 对环向旋转的驱动效果.

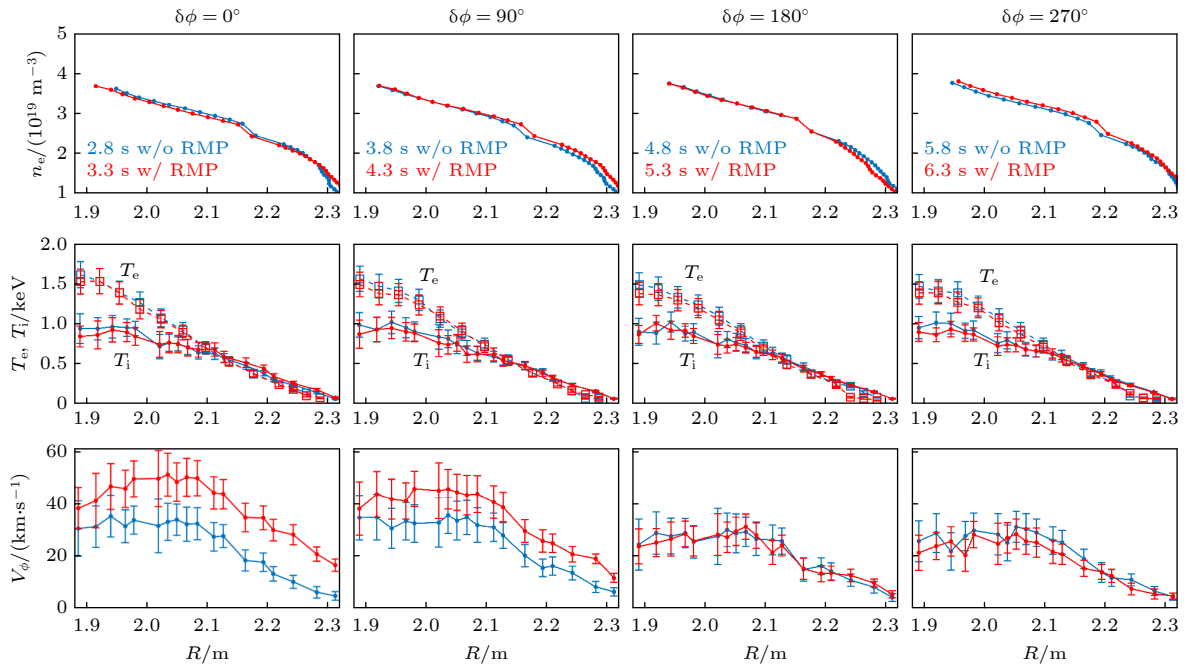


图 3 不同 RMP 相位加入前后的电子密度剖面(上)、电子温度和离子温度剖面(中)、环向旋转速度剖面(下). 蓝色对应 RMP 加入前的时刻, 红色对应 RMP 加入后的时刻

Fig. 3. Electron density (top), electron and ion temperature (middle), and toroidal rotation velocity profiles (bottom) before and after the application of RMP with different phases. The blue curves represent the conditions before RMP application, while the red curves correspond to the conditions after RMP application.

#91771, 450 kA, 2.15 T, 80 kJ, NBI: 1.25 MW, LHW: 0.8 MW

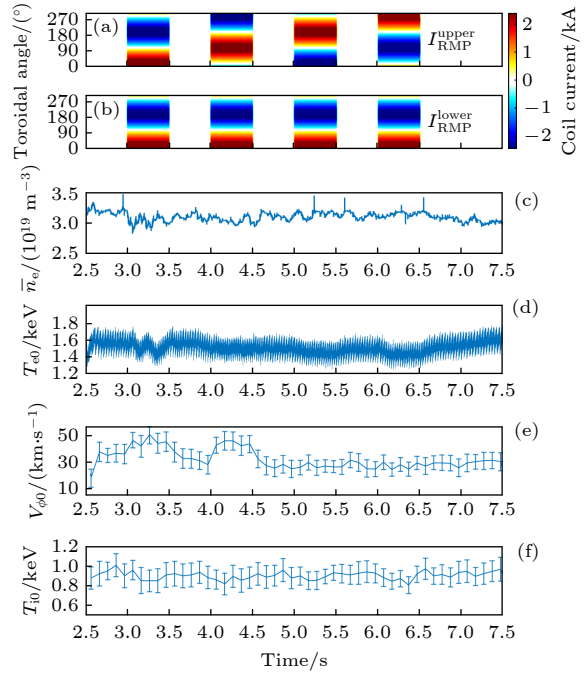


图 2 (a), (b) 上、下 RMP 线圈电流环向分布的时间演化; (c) 线平均密度  $\bar{n}_e$  的时间演化; (d) 芯部电子温度  $T_{e0}$  的时间演化; (e) 芯部旋转速度  $V_{\phi 0}$  的时间演化; (f) 芯部离子温度  $T_{i0}$  的时间演化

Fig. 2. Time evolutions of toroidal distribution for (a) upper and (b) lower RMP coil currents; time evolutions of (c) line-averaged density, (d) central electron temperature, (e) central rotation velocity and (f) central ion temperature.

图 4(a) 给出了低场侧中平面鞍形线圈测量的径向磁扰动的环向分布及时间演化. 可以看到, 等离子体对不同相位差 RMP 的响应明显不同, 主要体现在环向分布和扰动场幅值两方面.  $0^\circ$  和  $90^\circ$  相位差下, RMP 产生的  $n = 1$  扰动场幅值约为 1 G ( $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ ), 相比之下  $180^\circ$  和  $270^\circ$  相位差时扰动场强度约为 2 G. 虽然  $0^\circ$  和  $90^\circ$  相位差 RMP 产生的扰动场环向分布相差很大, 但是扰动场幅度

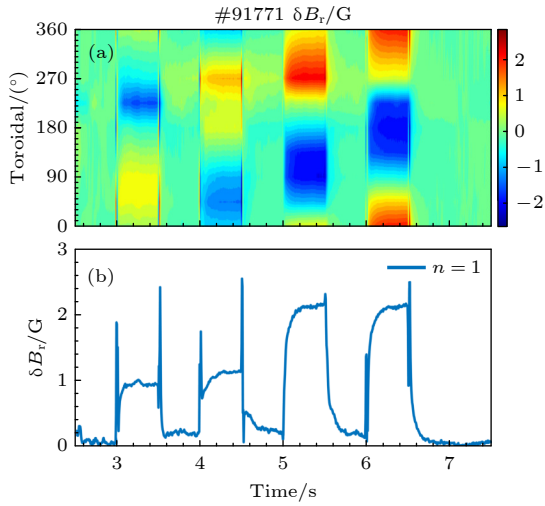


图 4 (a)  $\Delta B_r$  环向分布的时间演化; (b)  $\Delta B_r$   $n = 1$  分量的时间演化

Fig. 4. Time evolutions of (a) toroidal distribution of  $\Delta B_r$  and (b)  $n = 1$  component of  $\Delta B_r$ .

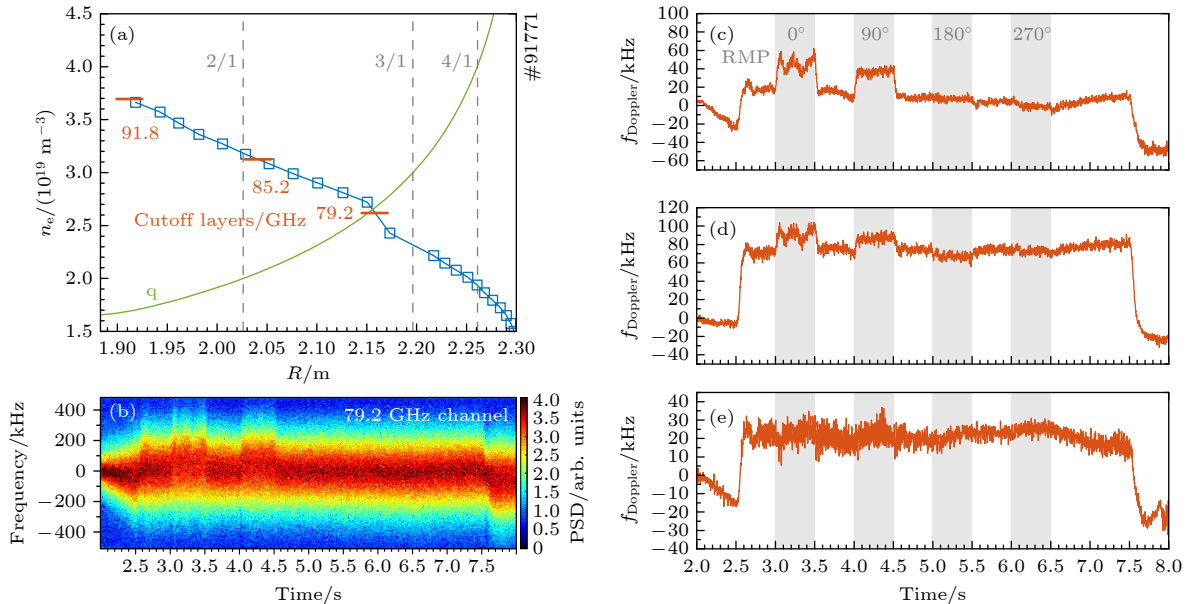


图 5 (a) 不同频率微波密度涨落反射计的截止密度; (b) 79.2 GHz 密度剖面反射计测量的复信号功率谱; (c)–(e) 79.2 GHz, 85.2 GHz 以及 91.8 GHz 三道使用重心法从复信号双边功率谱中计算得到的多普勒频移的时间演化

Fig. 5. (a) Cutoff densities of microwave density fluctuation reflectometry at different frequencies; (b) power spectrum of the complex signal measured by the 79.2 GHz density fluctuation reflectometry; (c)–(e) Doppler shifts deriving from center of gravity of the double-sided power spectrum of 79.2, 85.2, and 91.8 GHz channels.

相接近.  $90^\circ$ ,  $180^\circ$ ,  $270^\circ$  相位差 RMP 产生的扰动场环向分布接近, 但是扰动场幅值存在差别.

为了进一步分析不同相位差 RMP 对环向旋转驱动效果出现差异的原因, 图 5 给出了不同频率密度涨落反射计的测量结果. 图 5(a) 为不同频率 X 模反射计的截止密度剖面, 截止密度剖面与对应时刻点密度剖面的交点即为测量位置. 图 5(b) 为 79.2 GHz 频率密度涨落反射计测量的复信号功率谱密度的时间演化. 可以看到 RMP 相位差为  $0^\circ$  (3—3.5 s) 和  $90^\circ$  (4—4.5 s) 时, 密度涨落的功率谱有着明显的变化. 湍流涨落功率谱整体的多普勒频移与局部的  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  速度变化有关, 使用重心法可以从功率谱中计算得到整体涨落的多普勒频移  $f_{\text{Doppler}} = \sum f \cdot S(f) / \sum S(f)$ , 其中  $f$  和  $S(f)$  分别为涨落频率和对应频率下的双边功率谱密度 [61]. 涨落信号整体多普勒频移的贡献包含两方面: 局部的  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  速度  $V_E$  和湍流相速度  $V_{\text{phase}}$ ,  $f_{\text{Doppler}} = \frac{k_{\perp}}{2\pi} (V_E + V_{\text{phase}})$ , 其中  $k_{\perp}$  为所测量的湍流结构的空

移有明显的变化, 对应  $R \approx 2.05\text{--}2.15\text{ m}$  区域, 表明不同相位差 RMP 加入后端流演化的差异可能是导致环向旋转速度变化截然不同的原因. 结合图 3 和图 4 的结果, 在 RMP 上下相位差为  $0^\circ$  和  $90^\circ$  时, 扰动磁场强度相对较小, 环向旋转速度的增加可能与湍流的变化有关, 如图 5(c) 和图 5(e) 所示, 不同位置的湍流多普勒频移在 RMP 加入后变化不同. 湍流多普勒频移主要由  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  的贡献导致, 而  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  剪切正是破坏湍流对称性产生残余应力驱动自发旋转的主要机制之一. 在 RMP 上下相位差为  $180^\circ$  和  $270^\circ$  条件下, 扰动磁场强度相对更大时, RMP 加入后环向旋转速度和  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  速度都没有发生明显变化. 导致这一结果的原因可能与 RMP 产生的  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  力矩有关, 这一点将会在第 4 节详细讨论.

使用 TRANSP/NUBEAM 计算得到的动量输运系数以及 RMP 产生的力矩分布如图 6 所示,

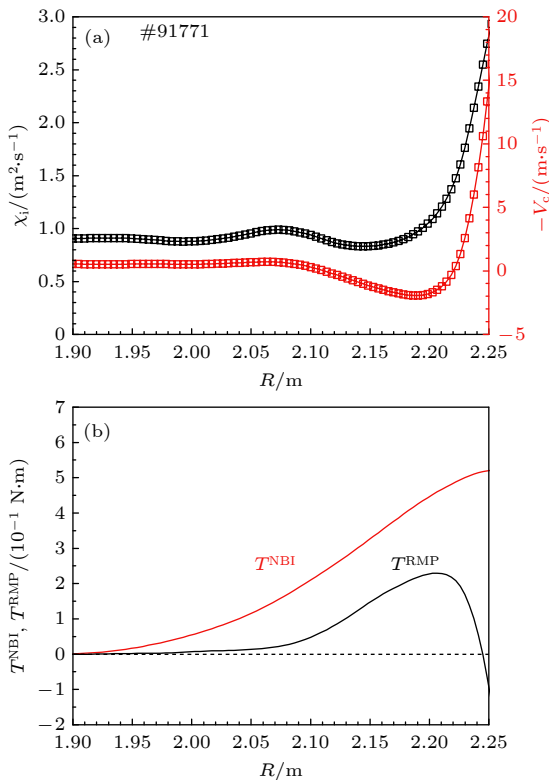


图 6 (a) 在普朗特常数为 1 的假设下, 根据离子功率平衡得到的离子热扩散系数 (黑) 以及动量对流速度 (红) 分布; (b) 估算得到的 RMP 产生的力矩分布

Fig. 6. (a) Ion heat diffusivity (black) and momentum convection velocity (red), obtained from ion power balance using TRANSP/NUBEAM under the assumption of a Prandtl number of 1; (b) estimated torque distribution generated by the RMP.

其中动量扩散系数在普朗特常数为 1 的假设下, 使用离子热扩散系数近似得到. 需要注意的是, 图 6(b) 展示的是力矩密度体积分后的结果  $\int_0^R \tau_{\text{RMP}} dV$ . 从图 6(b) 可以看到, RMP 产生的力矩分布从  $R \approx 2.05\text{ m}$  开始增大, 到  $R \approx 2.2\text{ m}$  处达到峰值, 与图 5(e) 中不同位置湍流多普勒频移的结果一致. 这也进一步验证了 RMP 加入后  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  速度的变化对环向旋转速度有影响这一推论. 并且与之前的模拟结果<sup>[49]</sup>相比, 实验测量的 RMP 产生的力矩也比模拟大两个量级, 再一次核实了 NTV 力矩在 RMP 驱动环向旋转的过程中没有起主导作用这一结论.

### 3.2 电子温度对 RMP 的旋转驱动效率的影响

除了 RMP 线圈相位差对旋转速度有影响外, 在实验中还观测到了 RMP 的旋转驱动效果对等离子体参数的敏感性. #93960 中 RMP 的调制结果见图 7,  $n = 1$ 、相位差为  $90^\circ$  的 RMP 脉冲在等离子体电流平顶段加入. 等离子体电流大小约为  $0.45\text{ MA}$ , 纵场强度  $2.15\text{ T}$ , 线平均密度约为  $3.1 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ .  $1.2\text{ MW}$  同电流方向 NBI 和  $0.8\text{ MW}$  低杂波分别在 RMP 加入期间作为背景加热和电流驱动. 图 7(e) 给出了  $R \approx 2.2\text{ m}$  处环向旋转速度和  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  速度的时间演化, 其中  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  速度由 DBS 诊断测量, 结合上文提到的湍流功率谱的多普勒频移  $f_{\text{Doppler}}$  以及射线追踪程序得到的湍流结构空间波数  $k_\perp$  可得到  $V_E = 2\pi f_{\text{Doppler}} / k_\perp$ , 其中正的  $V_E$  对应低场侧的离子逆磁漂移方向. 从图 7(e) 可以看到, 前四个 RMP 脉冲加入后, 等离子体环向旋转速度在同电流方向上有着约为  $10\text{ km/s}$  的增量, 同时伴随有  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  速度的明显变化, 与之前 #91771 的实验结果一致. 然而, 当把  $4.6\text{ GHz}$  低杂波作为背景电流驱动加入后, 从图 7(e) 可以看到环向旋转速度在同电流方向的变化量从大约  $10\text{ km/s}$  变为  $5\text{ km/s}$ . 虽然低杂波加入后密度也发生了变化, 如图 7(a) 所示, 但是通过对比密度和环向旋转速度变化的幅值可知, 环向旋转速度增量的减小不是因为密度的增大, 也就是说总的环向角动量不同、RMP 产生的力矩发生了变化. 图 7(b) 给出了低杂波加入前后等离子体内感的时间演化, 内感是可以表征等离子体电流密度剖面峰化程度的参数, 内感越大表明电流密度剖面越峰化<sup>[63]</sup>.

可以看到相较于低杂波加入前内感较为平稳的时间演化, 低杂波加入后内感有逐渐增大的趋势, 表明低杂波对电流的驱动效果使得整体电流密度剖面更峰化. 尽管低杂波刚加入后内感仍接近低杂波加入前的大小, 然而低杂波加入后 RMP 脉冲期间环向旋转速度和  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  速度的变化量都有明显的减小 (图 7(e)), 说明电流驱动的变化不是影响旋转速度对 RMP 响应的主要原因.

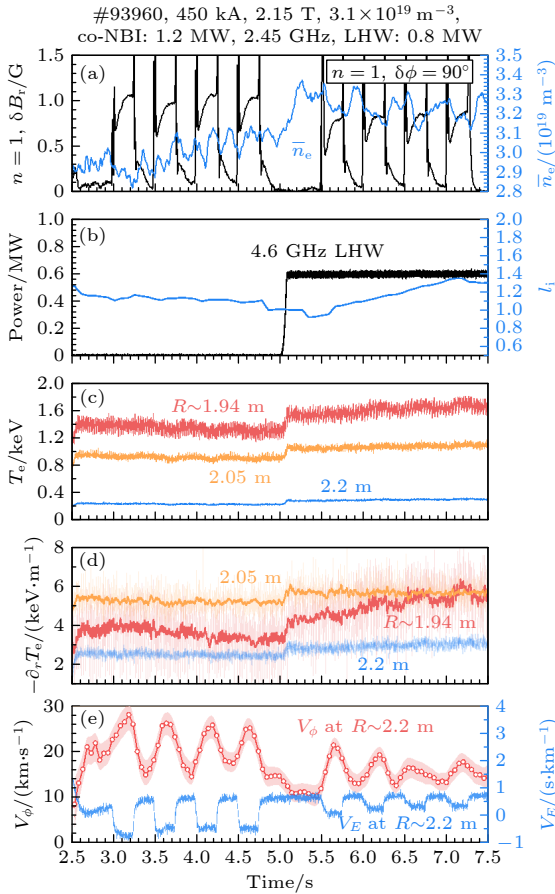


图 7 (a) RMP 线圈电流 (黑) 以及线平均密度 (蓝)、(b) 4.6 GHz 低杂波 (黑) 和内感 (蓝)、(c) 电子温度、(d) 电子温度梯度以及 (e)  $R \approx 2.2 \text{ m}$  处环向旋转速度 (红) 和  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  速度 (蓝) 的时间演化

Fig. 7. Time evolutions of (a) the RMP coil current (black) and line-averaged density (blue), (b) 4.6 GHz lower hybrid wave power (black) and internal inductance (blue), (c) electron temperature and (d) their gradients at various locations, (e) toroidal rotation (red) and  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  (blue) velocities at  $R \approx 2.2 \text{ m}$ .

为进一步说明低杂波加入后电子温度剖面的变化, 图 7(c) 和图 7(d) 给出了不同位置电子温度及其梯度的时间演化. 通常情况下托卡马克中任意标量  $T$  的梯度计算应考虑磁面位形带来的几何效应  $(\nabla T)_r = \frac{1}{h_r} \frac{\partial T}{\partial r}$ , 其中  $h_r$  为径向的标度因数. 由

于本文中电子温度的测量位置在中平面上, 以 Miller 磁面坐标系为例,  $h_r$  在中平面上可简化为  $h_r = 1 + \partial R_0 / \partial r$ , 等号右边第二项为 Shafranov 位移<sup>[64]</sup>. 在忽略 Shafranov 位移的情况下, 中平面处电子温度梯度的计算公式为  $(\nabla T_e)_r = \partial T_e / \partial r$ , 本文在梯度的数值计算中采用的方法为中心差分公式. 为方便表述, 后文中电子温度梯度均代指取负值后的计算结果, 即  $-\partial_r T_e$ . 从图 7(d) 和图 7(e) 可以看到, 低杂波加入后各个位置电子温度及梯度都明显增大, 说明电子温度剖面的变化可能是导致 RMP 驱动环向旋转速度效率降低的原因.

为了验证 RMP 驱动旋转效率对电子温度剖面的相关性, 图 8 为不同放电中 RMP 加入后环向旋转速度增量与电子温度梯度的统计结果. 统计数据主要取自  $n = 1$ , 相位差  $90^\circ$ , 幅值 2.5—3 kA 的 RMP 加入期间, 等离子体电流约 0.45 MA, 纵场 2.15 T, 线平均密度约为  $2.8 \times 10^{19} - 3.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , 背景 NBI 加热功率为 1.2 MW. 不同功率的背景低杂波电流驱动以不同颜色的数据点表示. 从统计结果可以看到, RMP 加入后环向旋转速度的变化量与电子温度梯度成反比, 由于电子温度梯度为湍流增长提供了自由能, 因此电子温度梯度正比于湍流强度. 统计结果表明背景湍流强度越弱, RMP 加入后环向旋转速度增量越大.

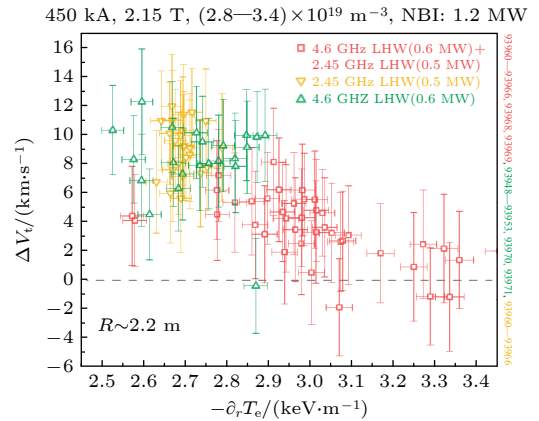


图 8 环向旋转速度增量与电子温度梯度的统计结果  
Fig. 8. Statistical results of the increment in toroidal rotation velocity as a function of the electron temperature gradient.

#### 4 RMP 驱动环向旋转的物理机制分析

在 EAST 的实验中, 模拟得到的 NTV 力矩要比实验测量结果小两个量级<sup>[49]</sup>, 这一结果与 KSTAR

上 NTV 在驱动环向旋转过程中占主导地位结论相反, 导致 NTV 力矩的模拟结果在量级上存在差异的原因可能与归一化比压  $\beta_N$ ,  $T_{i0}/T_{e0}$  的差异有关. EAST 实验中等离子体电流  $I_p \approx 0.45$  MA, 纵场强度  $B_t \approx 2.15$  T; KSTAR 实验中  $I_p \approx 0.6$  MA,  $B_t \approx 2.0$  T. 由于  $\beta_N = \beta a B_t / I_p \propto (I_p B_t)^{-1}$ , 进而导致 EAST 的  $\beta_N$  略大于 KSTAR, 其中  $\beta$  和  $a$  分别为等离子体比压、装置小半径. MARS-Q 的模拟结果表明, NTV 力矩中反电流方向的离子根会随  $\beta_N$  的增大而增大<sup>[65]</sup>, 因此  $\beta_N$  的不同可能是影响 NTV 力矩模拟结果的因素之一. 除此之外,  $T_{i0}/T_{e0}$  也会影响 NTV 力矩的大小, 实验和模拟结果都表明 NTV 力矩会随着  $T_{i0}/T_{e0}$  的增大从同电流方向变为反电流方向<sup>[48]</sup>. EAST 实验中  $T_{i0}/T_{e0} \approx 0.6$ , 而 KSTAR 实验中  $T_{i0}/T_{e0} \approx 0.3-0.45$ , 因此  $T_{i0}/T_{e0}$  的差异可能也是导致模拟得到的 NTV 力矩量级不同的原因之一.

由于 EAST 上模拟得到的 NTV 力矩远小于实验测量得到的 RMP 产生的力矩, 因此 RMP 加入期间环向旋转的增大可能与实验中观测到的湍流变化有关. RMP 加入期间湍流驱动环向旋转的过程与 Cao 和 Diamond<sup>[66]</sup> 的文章中随机场对湍流产生影响的过程相似: RMP 加入前, 磁场曲率、压力梯度以及电阻率等机制驱动了等离子体中的大尺度湍流. 为满足准中性条件  $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ , RMP 加入后磁岛内部的随机场增大了大尺度湍流的惯性, 从而增强了不同尺度湍流之间的能量级联, 使得更多小尺度湍流得以增长. 由 Taylor 恒等式可知, 小尺度湍流在径向上产生的极化电荷流与雷诺应力的散度等价<sup>[8]</sup>, 从而驱动了  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  平均流与带状流. 由于  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  速度剪切是导致湍流对称性破坏的主要机制之一, 从而产生残余应力驱动磁岛附近的环向旋转. 从 ITG 湍流的简化模型可知雷诺应力中残余应力的大小正比于  $\langle k_z k_y \rangle$ <sup>[10]</sup>, 其中  $\langle \cdot \rangle$  表示系综平均,  $k_y$  和  $k_z$  为电势涨落不同方向上的波数. 由于  $k_z \approx \frac{x}{L_s} k_y$ , 所以有  $\langle k_z k_y \rangle = k_y^2 \frac{\langle x \rangle}{L_s}$ , 其中  $L_s$  为磁剪切梯度标长. 当  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  速度剪切存在时,  $\left| \frac{\langle x \rangle}{L_s} \right| \propto \left| \frac{d\bar{v}_{Ey}}{dx} \right|$ , 使得残余应力的磁面平均不为 0, 因而驱动等离子体自发旋转. 这一结论与图 5 和图 7 中环向旋转速度增量正比于局部  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  速度或湍流多普勒频移的现象基本一致.

上述物理过程与 J-TEXT 在一系列 RMP 实

验中的现象基本一致<sup>[38-40]</sup>. J-TEXT 在实验中通过边界探针阵列的测量, 在有无 RMP 两种情况下对比了磁岛附近区域湍流强度、径向电场、雷诺应力以及环向旋转速度的差异, 观测到了 RMP 产生的磁岛能抑制磁岛内部的湍流并产生雷诺应力驱动其附近的径向电场和环向旋转. J-TEXT 在 RMP 实验中同样也发现了 RMP 在 2/1 有理面产生的磁岛会对湍流强度、环向旋转速度和  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  速度产生影响<sup>[26]</sup>, 但尚未给出磁岛内部的随机场对湍流的影响是导致同电流方向旋转速度增大的原因这一结论. 尽管由于缺少对 RMP 产生的雷诺应力的直接测量, 本文也无法给出这一定论, 但是上述物理机制能很好地解释两个主要的实验现象: 1) 在一定扰动场强度范围内, RMP 对环向旋转速度的驱动效果正比于扰动场强度, 并且 RMP 对环向旋转速度的驱动效果反比于电子温度梯度; 2) 当扰动场强度过大时, RMP 加入后环向旋转速度、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  速度几乎不变.

首先是 RMP 对环向旋转速度的驱动效果与扰动场强度、电子温度梯度之间的联系. 上述 RMP 对不同尺度湍流产生影响的物理机制表明, 磁岛与湍流之间的相对尺度是影响这一过程的关键因素, 只有磁岛的相对尺度足够大, 磁岛内部的随机场才会对大尺度湍流产生显著影响. 这一过程解释了为什么在一定范围内, RMP 对环向旋转速度的驱动效果正比于扰动场强度, 同时也解释了为什么 RMP 电流爬坡实验中 RMP 对环向旋转的驱动存在线圈电流阈值<sup>[49]</sup>. 由于电子温度梯度正比于湍流强度, 从图 8 的统计结果可以看出, RMP 加入后环向旋转速度的增量与湍流强度成反比. 从上述论述可以看出, 除了磁岛尺度外, 湍流尺度也会对 RMP 的旋转驱动效果产生影响. 由于图 8 中的统计结果来自于相似 RMP 线圈电流的实验结果, 因此温度梯度越大时大尺度湍流强度越大, 从而磁岛内部随机场对大尺度湍流产生明显影响所需要的磁岛尺度也越大. 导致相同 RMP 线圈电流和相似等离子体参数的前提下, 磁岛内部随机场对大尺度湍流的影响与湍流强度成反比, 这解释了 RMP 对环向旋转的驱动效果反比于电子温度梯度的实验结果.

其次在 180° 和 270° 相位差 RMP 扰动场强度更大的情况下, 没有观测到环向旋转速度、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  速度发生明显变化, 导致这一结果的原因可能与 RMP 加入后产生的麦克斯韦应力有关<sup>[29,31]</sup>. 随着

RMP 线圈电流的增大, RMP 产生的麦克斯韦应力(即  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  力矩)也逐渐增大. 当 RMP 线圈电流足够大, RMP 产生麦克斯韦应力与雷诺应力相抵消, 从而导致 RMP 加入后  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  速度没有明显变化, 也没有  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  剪切产生的残余应力来驱动环向旋转, 如图 3—图 5 所示. 需要注意的是, 上述过程与 KSTAR 上 RMP 实验中的锁模不同<sup>[48]</sup>, RMP 电流爬坡锁模过程中  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  力矩主要贡献由麦克斯韦应力和磁颤振组成. 而在本文所讨论的稳态下, 由于准中性条件, 麦克斯韦应力与磁颤振产生的  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  相互抵消, 只剩下净余的麦克斯韦应力对环向、极向流的演化有贡献<sup>[29]</sup>.

受限于当下的实验条件、诊断与模拟程序, 本文的研究仍有以下不足: 1) 当前  $n = 1$  的 RMP 驱动环向旋转实验的密度区间十分狭窄, 将在未来的实验中进一步分析 RMP 对环向旋转驱动效果与密度的相关性; 2) 尚未观测到由  $n = 2, 4$  的 RMP 加入后驱动环向旋转的实验现象; 3) 实验中没有关于麦克斯韦应力和雷诺应力的直接测量, 尚未统计 RMP 产生的麦克斯韦应力与雷诺应力之间的竞争关系与等离子体参数之间的联系; 4) 尚未取得与揭示 RMP 影响湍流的物理机制相关的实验数据. 针对上述不足, 相关研究将在未来的工作中发表.

## 5 结 论

在 EAST 上的实验中发现特定等离子体参数下, RMP 加入后等离子体环向旋转在同电流方向有 10 km/s 的增加. 与 KSTAR 的分析结果不同, EAST 通过实验测量得到 RMP 产生的力矩要远大于模拟得到的 NTV 力矩, NTV 力矩不是 RMP 驱动同电流放电等离子体旋转的主导机制. 研究表明 RMP 加入后磁岛内部随机场对湍流的影响才是导致环向旋转速度变化的主要原因, 随机场的产生会增大等离子体中原有的大尺度湍流的惯性, 增强小尺度湍流的产生. 在准中性条件下, 小尺度湍流产生的雷诺应力是导致局部  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  速度变化的原因.  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  剪切破坏湍流对称性产生的残余应力是导致 RMP 加入后环向旋转变化的主导机制.  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  发生明显变化的位置与实验测量的力矩分布的对比结果同样也支持这一结论. 当 RMP 线圈电流过大时, RMP 加入后产生的麦克斯韦应力与

雷诺应力相抵消,  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  和环向旋转速度在 RMP 加入后都没有明显变化. 在对实验结果的统计中同样也发现 RMP 对环向旋转速度的驱动效果与湍流强度成反比, 进一步核实了 RMP 产生的磁岛对湍流的影响以及  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  剪切产生的残余应力驱动环向旋转的结论. 针对目前实验在不同等离子体密度、RMP 模数等方面的欠缺, 将在未来的研究报告中补充.

## 参考文献

- [1] Garofalo A M, Strait E J, Johnson L C, La Haye R J, Lazarus E A, Navratil G A, Okabayashi M, Scoville J T, Taylor T S, Turnbull A D 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 235001
- [2] Chapman I T, Liu Y Q, Asunta O, Graves J P, Johnson T, Jucker M 2012 *Phys. Plasmas* **19** 052502
- [3] Peeters A, Angioni C, Bortolon A, Camenen Y, Casson F, Duval B, Fiederspiel L, Hornsby W, Idomura Y, Hein T, Kluy N, Mantica P, Parra F, Snodin A, Szepesi G, Strintzi D, Tala T, Tardini G, De Vries P, Weiland J 2011 *Nucl. Fusion* **51** 094027
- [4] Diamond P, Kosuga Y, Gürçan Ö D, McDevitt C, Hahn T, Fedorczak N, Rice J, Wang W, Ku S, Kwon J, Dif-Pradalier G, Abiteboul J, Wang L, Ko W, Shi Y, Ida K, Solomon W, Jhang H, Kim S, Yi S, Ko S, Sarazin Y, Singh R, Chang C 2013 *Nucl. Fusion* **53** 104019
- [5] Ida K, Rice J 2014 *Nucl. Fusion* **54** 045001
- [6] Rice J E 2016 *Plasma Phys. Control. Fusion* **58** 083001
- [7] Stoltzfus-Dueck T 2019 *Plasma Phys. Control. Fusion* **61** 124003
- [8] Taylor G I, Shaw W N 1915 *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A* **215** 1
- [9] Diamond P H, Itoh S I, Itoh K, Hahn T S 2005 *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** R35
- [10] Gürçan ff D, Diamond P H, Hahn T S, Singh R 2007 *Phys. Plasmas* **14** 042306
- [11] Diamond P H, McDevitt C J, Gürçan Ö D, Hahn T S, Naulin V 2008 *Phys. Plasmas* **15** 012303
- [12] Gürçan Ö D, Diamond P H, Hennequin P, McDevitt C J, Garbet X, Bourdelle C 2010 *Phys. Plasmas* **17** 112309
- [13] Kosuga Y, Diamond P H, Gürçan Ö D 2010 *Phys. Plasmas* **17** 102313
- [14] Fedorczak N, Diamond P, Tynan G, Manz P 2012 *Nucl. Fusion* **52** 103013
- [15] Wang L, Diamond P H 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 265006
- [16] Evans T, Fenstermacher M, Moyer R, Osborne T, Watkins J, Gohil P, Joseph I, Schaffer M, Baylor L, Bécoulet M, Boedo J, Burrell K, deGrassie J, Finken K, Jernigan T, Jakubowski M, Lasnier C, Lehnen M, Leonard A, Lonroth J, Nardon E, Parail V, Schmitz O, Unterberg B, West W 2008 *Nucl. Fusion* **48** 024002
- [17] Sun Y, Liang Y, Liu Y, Gu S, Yang X, Guo W, Shi T, Jia M, Wang L, Lyu B, Zhou C, Liu A, Zang Q, Liu H, Chu N, Wang H, Zhang T, Qian J, Xu L, He K, Chen D, Shen B, Gong X, Ji X, Wang S, Qi M, Song Y, Yuan Q, Sheng Z, Gao G, Fu P, Wan B 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 115001
- [18] Li C Y, Hao G Z, Liu Y Q, Wang L, Liu Y H Z 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 075202 (in Chinese) [李春雨, 郝广周, 刘钺强, 王

- 炼, 刘艺慧子 2022 *物理学报* **71** 075202]
- [19] Xiong J Y, Jiang Z H, Jiao Z X, Li Z, Liang Y F, Chen Z Y, Ding Y H, Team J T 2023 *Chin. Phys. B* **32** 075210
- [20] Pan S S, Duan Y M, Xu L Q, Chao Y, Zhong G Q, Sun Y W, Sheng H, Liu H Q, Chu Y Q, Lü B, Jin Y F, Hu L Q 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 135203 (in Chinese) [潘姗姗, 段艳敏, 徐立清, 晁燕, 钟国强, 孙有文, 盛回, 刘海庆, 储宇奇, 吕波, 金仉飞, 胡立群 2023 *物理学报* **72** 135203]
- [21] Solomon W, Burrell K, Garofalo A, Cole A, Budny R, deGrassie J, Heidbrink W, Jackson G, Lanctot M, Nazikian R, Reimerdes H, Strait E, Van Zeeland M 2009 *Nucl. Fusion* **49** 085005
- [22] Sun Y, Liang Y, Koslowski H R, et al. 2010 *Plasma Phys. Control. Fusion* **52** 105007
- [23] Callen J 2011 *Nucl. Fusion* **51** 094026
- [24] Sun Y, Liang Y, Shaing K, et al. 2012 *Nucl. Fusion* **52** 083007
- [25] Yan W, Chen Z Y, Huang D W, Hu Q M, Shi Y J, Ding Y H, Cheng Z F, Yang Z J, Pan X M, Lee S G, Tong R H, Wei Y N, Dong Y B, J-TEXT Team 2018 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **60** 035007
- [26] Jiang M, Xu Y, Zhong W, Li D, Huang Z, Yang Z, Shi Z, Wang N, Cheng Z, Yang Z, Liang A, Shi P, Wen J, Chen Z, Chen Z, Pan X, Shi P, Ruan B, Guo D, Cai Q, Hu Q, Wang S, Ding Y, Ji X, Li Y, Liu Y, Xu M 2019 *Nucl. Fusion* **59** 046003
- [27] Chen X Y, Mou M L, Su C Y, Chen S Y, Tang C J 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 195201 (in Chinese) [陈擷宇, 牟茂淋, 苏春燕, 陈少永, 唐昌建 2020 *物理学报* **69** 195201]
- [28] Li J, Lin Z, Cheng J, Wu Z X, Xu J, He Y, Huang Z H, Liang A S, Sun T F, Dong J Q, Shi Z B, Zhong W, Xu M, Team H A 2024 *Phys. Plasmas* **31** 042502
- [29] Waltz R E, Ferraro N M 2015 *Phys. Plasmas* **22** 042507
- [30] Sugama H, Watanabe T H 2006 *Phys. Plasmas* **13** 012501
- [31] Leconte M, Diamond P H 2012 *Phys. Plasmas* **19** 055903
- [32] Terry P W, Pueschel M J, Carmody D, Nevins W M 2013 *Phys. Plasmas* **20** 112502
- [33] Leconte M, Diamond P, Xu Y 2014 *Nucl. Fusion* **54** 013004
- [34] Choi G, Hahn T 2018 *Nucl. Fusion* **58** 026001
- [35] Williams Z, Pueschel M, Terry P, Nishizawa T, Kriete D, Nornberg M, Sarff J, McKee G, Orlov D, Nogami S 2020 *Nucl. Fusion* **60** 096004
- [36] Xu Y, Carralero D, Hidalgo C, Jachmich S, Manz P, Martines E, Van Milligen B, Pedrosa M, Ramisch M, Shesterikov I, Silva C, Spolaore M, Stroth U, Vianello N 2011 *Nucl. Fusion* **51** 063020
- [37] Basu D, Nakajima M, Melnikov A, McColl D, Rohollahi A, Elgriw S, Xiao C, Hirose A 2018 *Nucl. Fusion* **58** 024001
- [38] Zhao K, Shi Y, Hahn S, Diamond P, Sun Y, Cheng J, Liu H, Lie N, Chen Z, Ding Y, Chen Z, Rao B, Leconte M, Bak J, Cheng Z, Gao L, Zhang X, Yang Z, Wang N, Wang L, Jin W, Yan L, Dong J, Zhuang G 2015 *Nucl. Fusion* **55** 073022
- [39] Zhao K, Shi Y, Liu H, Diamond P, Li F, Cheng J, Chen Z, Nie L, Ding Y, Wu Y, Chen Z, Rao B, Cheng Z, Gao L, Zhang X, Yang Z, Wang N, Wang L, Jin W, Xu J, Yan L, Dong J, Zhuang G, Team J T 2016 *Nucl. Fusion* **56** 076005
- [40] Zhao K, Chen Z, Shi Y, et al. 2020 *Nucl. Fusion* **60** 106030
- [41] Garofalo A M, Burrell K H, DeBoo J C, deGrassie J S, Jackson G L, Lanctot M, Reimerdes H, Schaffer M J, Solomon W M, Strait E J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 195005
- [42] Callen J D, Cole A J, Hegna C C 2009 *Phys. Plasmas* **16** 082504
- [43] Sun Y, Liang Y, Shaing K C, Koslowski H R, Wiegmann C, Zhang T 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 145002
- [44] Sun Y, Liang Y, Shaing K, Koslowski H, Wiegmann C, Zhang T 2011 *Nucl. Fusion* **51** 053015
- [45] Sun Y, Shaing K, Liang Y, Casper T, Loarte A, Shen B, Wan B 2013 *Nucl. Fusion* **53** 093010
- [46] Shaing K, Ida K, Sabbagh S 2015 *Nucl. Fusion* **55** 125001
- [47] Li H, Sun Y, Wang L, He K, Shaing K C 2021 *Nucl. Fusion* **61** 104002
- [48] Yang S, Park J K, Na Y S, Wang Z, Ko W, In Y, Lee J, Lee K, Kim S 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 095001
- [49] Sheng H, Lyu B, Sun Y W, Li H H, Li Y Y, Bae C, Liu Y Q, Jin Y F, Mao S F, Yan X T, Xie P C, Ma Q, Wang H H, Shi T H, Zang Q, Qian J P, Jia M N, Chu N, Ye C, Chang Y Y, Wu X M, Zhang Y N, Yang H, Wu M F, Ye M Y, EAST Team 2024 *Phys. Plasmas* **31** 032507
- [50] Wan B, Gong X, Liang Y, Xiang N, Xu G, Sun Y, Wang L, Qian J, Liu H, Zhang B, Xia T, Huang J, Ding R, Zhang T, Zuo G, Sun Z, Zeng L, Zhang X, Zang Q, Lyu B, Garofalo A, Li G, Li K, Yang Q, the East Team and Collaborators 2022 *Nucl. Fusion* **62** 042010
- [51] 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, Shi Y J, Ye M Y, Wan B N 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 11E428
- [52] Fu S, Yin X, Fu J, Li Y, Wang F, Zhang H, Bae C, Lyu B, Huang Q, Shen Y, Li Y, He L, Jin Y, Gong X 2022 *Rev. Sci. Instrum.* **93** 043504
- [53] Li G, Wei X, Liu H, Shen J, Jie Y, Lian H, Zeng L, Zou Z, Zhang J, Wang S 2017 *Plasma Sci. Technol.* **19** 084003
- [54] Wang Y, Zhang T, Liu X, Zhao C, Qu H, Li G, Wu M, Ye K, Wen F, Xiang H, Geng K, Zhong F, Huang J, Han X, Zhang S, Liu S, Nan J, Gao X 2019 *Fusion Eng. Des.* **148** 111286
- [55] Zhao H, Zhou T, Liu Y, Ti A, Ling B, Austin M E, Houshmandyar S, Huang H, Rowan W L, Hu L 2018 *Rev. Sci. Instrum.* **89** 10H111
- [56] Wu M, Wen F, Xiang H, Zhang T, Mao G, Liu Z, Wang Y, Li G, Liu Y, Geng K, Zhong F, Ye K, Huang J, Zhou Z, Han X, Zhang S, Zhuang G, Gao X 2020 *JINST* **15** P12009
- [57] Zhou C, Liu A D, Zhang X H, Hu J Q, Wang M Y, Li H, Lan T, Xie J L, Sun X, Ding W X, Liu W D, Yu C X 2013 *Rev. Sci. Instrum.* **84** 103511
- [58] Goldston R J 1981 *J. Comput. Phys.* **43** 61
- [59] Pankin A, McCune D, Andre R, Bateman G, Kritiz A 2004 *Comput. Phys. Commun.* **159** 157
- [60] McDermott R M, Angioni C, Dux R, Fable E, Pütterich T, Ryter F, Salmi A, Tala T, Tardini G, Viezzer E, the ASDEX Upgrade Team 2011 *Plasma Phys. Control. Fusion* **53** 124013
- [61] Zhang X H, Liu A D, Zhou C, Hu J Q, Wang M Y, Yu C X, Liu W D, Li H, Lan T, Xie J L 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 125201
- [62] Conway G D, Schirmer J, Klenge S, Suttrop W, Holzhauser E, the ASDEX Upgrade Team 2004 *Plasma Phys. Control. Fusion* **46** 951
- [63] Lao L, John H S, Stambaugh R, Pfeiffer W 1985 *Nucl. Fusion* **25** 1421
- [64] Miller R L, Chu M S, Greene J M, Lin-Liu Y R, Waltz R E 1998 *Phys. Plasmas* **5** 973
- [65] Ye C, Sun Y W, Wang H H, Liu Y Q, Shi T H, Zang Q, Jia T Q, Ma Q, Gu S, Chu N, He K Y, Jia M N, Wu X M, Xie P C, Sheng H, Yang H, Huang L S, Shen B, Li M H, Qian J P, the EAST Team 2023 *Nucl. Fusion* **63** 076004
- [66] Cao M, Diamond P H 2022 *Plasma Phys. Control. Fusion* **64** 035016

# Experimental investigations on physical mechanisms of RMP-induced intrinsic rotations at EAST\*

Jin Yi-Fei<sup>1)2)</sup># Zhang Hong-Ming<sup>1)#†</sup> Yin Xiang-Hui<sup>3)</sup> Lü Bo<sup>1)</sup>  
 Cheonho Bae<sup>4)</sup> Ye Kai-Xuan<sup>1)</sup> Sheng Hui<sup>1)2)</sup> Wang Shi-Fan<sup>1)5)</sup>  
 Zhao Hai-Lin<sup>1)</sup> Gu Shuai<sup>1)</sup> Yuan Hong<sup>1)6)</sup> Lin Zi-Chao<sup>1)2)</sup>  
 Fu Sheng-Yu<sup>1)2)</sup> Lu Di-An<sup>1)2)</sup> Fu Jia<sup>1)</sup> Wang Fu-Di<sup>1)</sup>

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

2) (*Science Island Branch, Graduate School of University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

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

4) (*Enn Science and Technology Development Co., Ltd., Langfang 065001, China*)

5) (*School of Nuclear Science and Technology, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

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

( Received 26 September 2024; revised manuscript received 22 October 2024 )

## Abstract

Plasma spontaneous rotation significantly affects confinement performance and stability in tokamaks. Effectively inducing this rotation is essential for stabilizing resistive wall modes (RWMs) and ensuring the stable operation of the International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER). Recent experiments conducted on the Korea Superconducting Tokamak Advanced Research (KSTAR) device demonstrated that resonant magnetic perturbations (RMPs) can induce neoclassical toroidal viscosity (NTV) torque under certain conditions, successfully driving plasma rotation. Similarly, on the Experimental Advanced Superconducting Tokamak (EAST), an increase in plasma rotation in the direction of the plasma current has been observed following RMP application. However, unlike the KSTAR findings, the NTV torque simulations for EAST are two orders of magnitude lower than experimental measurements, indicating additional mechanisms beyond NTV may drive the observed plasma rotations. In this paper, to investigate these mechanisms, momentum balance, causality, and statistical analyses are performed at EAST. An increase in rotation velocity is found to correlate with significant changes in the  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  flow, matching the RMP-induced torque distribution. This alignment suggests that residual stress, arising from variations in  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  shear, may cause the observed rotation to increase. The effects of stochastic fields on multi-scale turbulence are considered as a possible explanation for correlations between  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  velocity and toroidal rotation. Stochastic fields appear to enhance the inertia of large-scale turbulence while driving small-scale turbulence to maintain quasi-neutrality. The resulting turbulent Reynolds stress, generated by small-scale turbulence, may account for the increases of the observed  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  velocity during RMP application. Statistical analysis further highlights the importance of island width in understanding the threshold RMP current in ramping-up RMP experiments, supporting the conclusion that turbulence-driven  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  shear-related residual stress is the key mechanism of driving plasma rotation following RMP application.

**Keywords:** tokamak, momentum transport, intrinsic rotation, resonant magnetic perturbation

**PACS:** 52.55.Fa, 52.25.Fi, 52.30.-q, 52.35.Ra

**DOI:** [10.7498/aps.73.20241357](https://doi.org/10.7498/aps.73.20241357)

**CSTR:** [32037.14.aps.73.20241357](https://cstr.cn/32037.14.aps.73.20241357)

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12175278, U23A2077), the Research Foundation of Education Bureau of Hunan Province, China (Grant No. 21B0439), and the Chinese Academy of Science President's International Fellowship Initiative, China (Grant No. 2022VMB0007).

# These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: [hmzhang@ipp.ac.cn](mailto:hmzhang@ipp.ac.cn)

## EAST上RMP驱动等离子体自发旋转物理机制的实验研究

金佺飞 张洪明 尹相辉 吕波 CheonhoBae 叶凯萱 盛回 王士凡 赵海林 顾帅 袁泓 林子超 傅盛宇 卢迪安 符佳 王福地

## Experimental investigations on physical mechanisms of RMP-induced intrinsic rotations at EAST

Jin Yi-Fei Zhang Hong-Ming Yin Xiang-Hui Lü Bo Cheonho Bae Ye Kai-Xuan Sheng Hui Wang Shi-Fan Zhao Hai-Lin Gu Shuai Yuan Hong Lin Zi-Chao Fu Sheng-Yu Lu Di-An Fu Jia Wang Fu-Di

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 245203 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20241357

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241357>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

### 您可能感兴趣的其他文章

#### Articles you may be interested in

HL-2A中环向旋转影响等离子体对共振磁扰动的响应过程

Effect of toroidal rotation on plasma response to resonant magnetic perturbations in HL-2A  
物理学报. 2020, 69(19): 195201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200519>

EAST托卡马克上共振磁扰动对锯齿行为的影响

Influence of resonant magnetic perturbation on sawtooth behavior in experimental advanced superconducting Tokamak  
物理学报. 2023, 72(13): 135203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230347>

托卡马克等离子体中共振磁扰动场放大效应对离子轨道特性的作用

Field amplification effect of resonant magnetic perturbation on ion orbits in tokamak plasma  
物理学报. 2021, 70(9): 095207 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201860>

托卡马克装置中等离子体环向旋转对三维响应场的影响

Influence of toroidal rotation on plasma response to external RMP fields in tokamak  
物理学报. 2022, 71(7): 075202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211975>

等离子体对共振磁扰动的流体和动力学响应的模拟研究

Modelling study of fluid and kinetic responses of plasmas to resonant magnetic perturbation  
物理学报. 2023, 72(7): 075202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222196>

托卡马克边界等离子体中钨杂质运输的多流体及动力学模拟

Multi-fluid and dynamic simulation of tungsten impurity in tokamak boundary plasma  
物理学报. 2023, 72(21): 215213 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230991>