

HL-2A 托卡马克电子回旋共振加热调制对湍流驱动和传播的影响*

胡莹欣¹⁾ 赵开君^{1)†} 李继全²⁾ 严龙文²⁾ 许健强²⁾ 黄治辉²⁾
余德良²⁾ 谢耀禹¹⁾ 丁肖冠¹⁾ 温思宇¹⁾

1) (东华理工大学核科学与工程学院, 南昌 330013)

2) (核工业西南物理研究院, 成都 610041)

(2024年9月9日收到; 2024年12月19日收到修改稿)

湍流非线性作用产生的等离子体流可以通过剪切抑制湍流及其驱动的输运, 从而改善等离子体约束。湍流可以由局域梯度驱动及远大于其相关长度的径向位置的湍流传播。采用快速往复朗缪尔探针阵列在中国环流器2号A(HL-2A)托卡马克上观测了电子回旋共振加热(electron cyclotron resonance heating, ECRH)调制对边缘湍流驱动和传播的影响。边缘径向电场、湍流和雷诺协强在ECRH期间均增强且伴随着离子-离子碰撞率降低。分析表明边缘极向流的增强是由于湍流非线性驱动增大和阻尼减弱的共同作用结果。进一步分析发现ECRH开启后湍流驱动和传播率均增大, 且湍流驱动率大于湍流传播率, 并与湍流强度做比较。结果表明ECRH期间边缘湍流驱动和传播共同作用导致湍流强度增加, 进而引起湍流雷诺协强增强并驱动更强的边缘等离子体流。这些结果阐明了ECRH调制期间边缘湍流驱动和传播对边缘等离子体流和湍流的重要影响。

关键词: 托卡马克, 电子回旋共振加热调制, 边缘流和湍流, 朗缪尔探针

PACS: 52.35.Ra, 52.25.Gj, 52.30.-q, 52.35.Kt

DOI: [10.7498/aps.74.20241263](https://doi.org/10.7498/aps.74.20241263)

CSTR: [32037.14.aps.74.20241263](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20241263)

究等离子体电子热输运的重要手段之一^[8,9].

实验研究发现, ECRH 可以明显地改变等离子体的约束性能^[10]. 等离子体的约束性能和输运水平密切相关. 实验中观测到的输运水平远高于新经典理论预测值, 这一现象被称为反常输运^[11–13]. 一般认为, 导致反常输运的主要原因来自于湍流. 湍流是由磁化等离子体中各种自由能(如压强、电流、磁场曲率等梯度)驱动的微观不稳定的非线性发展引起的^[14], 其结构一般随着时间和空间不断发生变化. 一方面, 湍流驱动的输运损失不利于等离子体的约束; 另一方面湍流通过非线性相互作用自发产生的剪切流可以抑制湍流, 甚至可以触发

* 国家自然科学基金(批准号: 12075057)、江西省自然科学基金(批准号: 2020ACBL201002)和国家磁约束核聚变能发展研究专项(批准号: 2019YFE03030002)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: kjzhao@ecut.edu.cn

输运垒, 从而显著改善等离子体的约束性能^[15].

ECRH 对边缘等离子体流和湍流具有重要作用. 在 HL-2A 托卡马克装置上, 观测到 ECRH 期间边缘等离子体中的带状流、径向电场和湍流均增强^[16]. 然而, 局域等离子体湍流既可以由局域的梯度驱动, 也可以来自于远大于其相关长度的径向位置的湍流传播. 同样地, 湍流引起的输运也包括两部分, 一部分由局域梯度驱动的湍流驱动, 而另一部分则通过湍流传播. 在 TJ-II 装置上观测了 ECRH 期间湍流传播和湍流驱动的作用^[17]. 湍流驱动率通常会导致湍流的局部增长, 从而增强湍流活性. 同时, 高的湍流传播率会加速湍流传输过程, 促进能量和粒子的快速输运. 这些过程共同作用, 决定了边缘区域湍流的强度、空间分布和时间演化.

本次实验采用快速往复朗缪尔探针阵列在 HL-2A 装置上研究了 ECRH 调制对边缘湍流驱动和湍流传播的影响. 研究结果对理解等离子体的约束和输运具有重要意义. 论文的内容安排如下: 第 2 节描述实验安排; 第 3 节分析了 ECRH 调制对等离子体流和湍流的影响, 以及对湍流驱动和传播的作用; 最后在第 4 节对全文进行总结.

2 实验装置

HL-2A 是一中型托卡马克装置, 装置的大半径 $R = 1.65$ m, 小半径 $a = 0.4$ m. 本实验在下单一零偏滤器位形下采用氘等离子体放电^[18,19]. 在 HL-2A 托卡马克上已经成功研制了总功率为 5 MW 的 ECRH 系统, 其中包括 68 GHz/3 MW/1—1.5 s 的一次谐波系统以及 140 GHz/2 MW/3 s 的二次谐波系统. ECRH 调制是通过控制回旋管阳极高

压脉冲进行功率调制. 实验中采用 68 GHz/3 MW/1—1.5 s 系统开展实验, 并采用快速往复朗缪尔探针阵列测量边缘等离子体参数, 其结构如图 1 所示. 探针的直径为 2 mm, 高度和相邻台阶之间的间隔均为 3 mm^[20,21]. 第 1 个台阶的探针 1 和探针 3 用于测量悬浮电位 V_{f1} 和 V_{f2} , 正偏压 V_+ 和负偏压 V_- 分别由探针 2 和探针 4 测量. 第 2 个台阶的探针 5, 7, 6, 8 分别为悬浮电位 V_{f3} 和 V_{f4} , 正偏压 V_+ 和负偏压 V_- . 探针 9 和 10, 11 和 12 为测量旋转速度的马赫探针阵列. 采用这种探针阵列, 可以获得局部电子温度 T_e 、电子密度 n_e 、等离子体电位 V_p 、极向电场 E_θ 和径向电场 E_r 等物理参数. 探针的采样频率是 1 MHz, 相应于 500 kHz 的奈奎斯特频率.

3 实验结果与讨论

3.1 边缘等离子体参数

本次分析了 #38317 炮的实验数据, 研究了 ECRH 调制期间对边缘湍流驱动和传播的影响, 基本参数如图 2 所示. ECRH 调制功率 $P_{ECRH} = 480$ kW, 极向注入角度是 0°—18°; 沉积在 r/a 约为 0.3 位置处; 等离子体电流 $I_p = 160$ kA; 环向场 $B_t = 1.3$ T; 线平均电子密度 $\langle N_e \rangle = (2.2—2.6) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. ECRH 脉冲调制时间是 $t_{ECRH} = 902—1302$ ms, 调制周期为 10 ms, 占空比为 1:1. Δr 表示最后闭合磁面 (last closed flux surface, LCFS) 与测量位置之间的距离, 负号和正号分别表示在 LCFS 内部和外部. $t = 930$ ms 时, 探针开始插入等离子体中直至 $t = 1065$ ms 时刻停止运动, 停留在闭合磁面内约 0.5 cm 处.

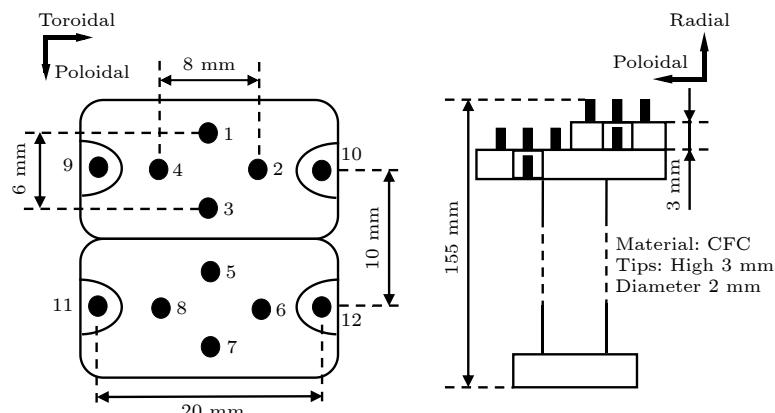


图 1 双台阶静电探针结构图

Fig. 1. Structure of two-step electrostatic probe array.

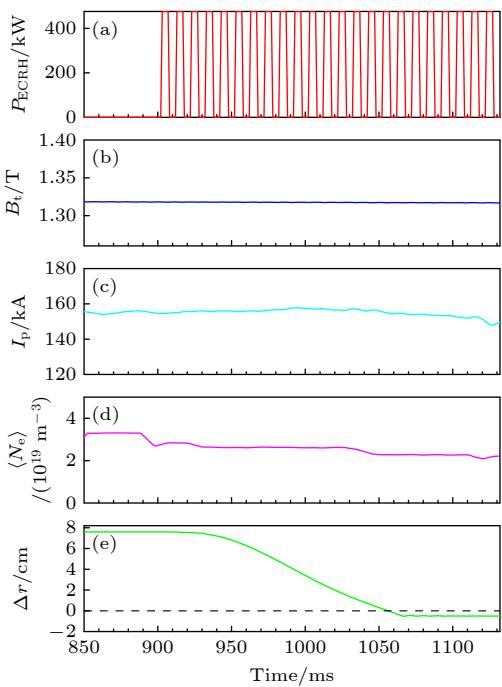


图 2 等离子体参数的时间演化 (a) ECRH 功率; (b) 环向磁场强度 B_t ; (c) 等离子体电流 I_p ; (d) 线平均电子密度 $\langle N_e \rangle$; (e) 探针位移

Fig. 2. Time evolutions of plasma parameters: (a) ECRH power, (b) toroidal magnetic field B_t , (c) plasma current I_p , (d) line-averaged electronic density $\langle N_e \rangle$; (e) probe displacement.

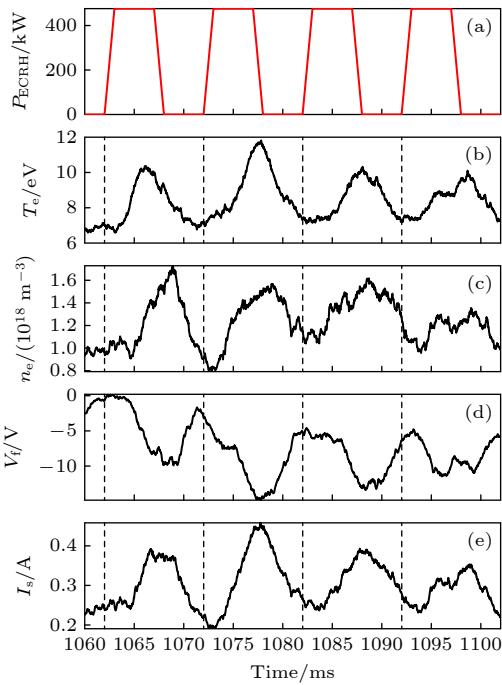


图 3 边缘等离子体参数的时间演化 (a) ECRH 功率; (b) 温度; (c) 密度; (d) 悬浮电位; (e) 离子饱和电流

Fig. 3. Time evolutions of edge plasma parameters: (a) ECRH power; (b) temperature; (c) density; (d) floating potential; (e) ion saturation current.

边缘等离子体参数由静电探针获得, 如图 3 所示. 其中黑色虚线表示 ECRH 开启. 电子温度由 $T_e = (V_+ - V_f) / \ln 2$ 估算得到. 电子密度 $n_e = I_s / [0.49 e A_{\text{eff}} (T_e / m_i)^{1/2}]$, A_{eff} 为探针在磁场方向上的投影面积, m_i 为离子质量. 图 3(b)–(e) 分别表示边缘等离子体参数 T_e , n_e , V_f 和 I_s . 由图 3 可见, 边缘等离子体参数随着 ECRH 功率的开启和关闭而发生变化.

图 4(a)–(c) 描述了有和无 ECRH 调制时等离子体参数的径向分布. 有无 ECRH 调制分别用红色圆圈和蓝色方块曲线表示. 由图 4 可见, 有 ECRH 调制时, 边缘温度和密度均较高, 径向电场更强.

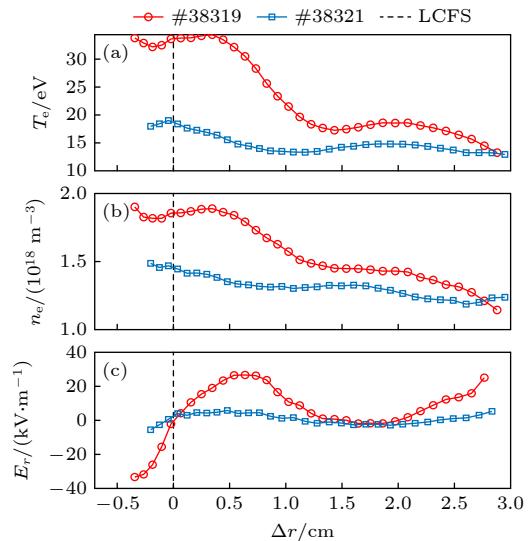


图 4 有无 ECRH 调制的 (a) 温度, (b) 密度和 (c) 径向电场的径向分布

Fig. 4. The radial profiles of (a) temperature, (b) density, and (c) radial electric field with and without ECRH modulation.

3.2 ECRH 调制增强边缘湍流和极向流

通常认为, 托卡马克边缘湍流的强度与剪切流的强度有关, 剪切流能显著地抑制湍流. 剪切流的强度由径向电场决定. 径向电场可以由径向力平衡方程得到:

$$E_r = \frac{1}{n_i Z_i e} \nabla P_i - v_\theta B_t + v_\phi B_\theta, \quad (1)$$

式中, E_r 为径向电场, n_i , Z_i , e , p_i , v_ϕ 和 v_t 分别表示离子密度、离子电荷数、电子电荷、离子压强、极向和环向旋转速度. B_t 和 B_θ 分别表示环向和极向磁场强度. 一般情况下, 极向磁场 B_θ 较小, 环向旋转的贡献可以忽略, 因此径向电场的贡献主要来

自 $\nabla P_i / (n_i Z_i e)$ 和 $v_\theta B_t$ 两项. 由电中性条件以及假设电子与离子温度相等, 径向电场的公式可以简写为: $E_r = \frac{1}{n_e Z_i e} \nabla P_e - v_\theta B_t$.

图 5(b)–(d) 描述了径向电场 E_r , 以及压强梯度项和极向流项对径向电场的贡献. 压强梯度是平衡流的驱动力, 而极向流主要由湍流产生的雷诺协强非线性驱动. 径向电场可以由探针两台阶的等离子体电位相减得到, 即 $E_r = (V_{p1} - V_{p3}) / d_r$, 台阶之间的距离 $d_r = 3 \text{ mm}$, 其中等离子体电位 $V_p = V_f + \alpha T_e$, α 的取值为 2.5. 极向流对径向电场的贡献 $-v_\theta B_t$ 由测得的径向电场减去压强梯度 $\nabla P_e / (en_e Z_i)$ 贡献获得. 由图 5(b)–(d) 可以看出, 径向电场主要由极向流贡献. 当 ECRH 调制开启时, 边缘径向电场出现了负峰, 负峰表示边缘径向电场增强. ECRH 完全关闭后, 径向电场的幅值缓慢减小.

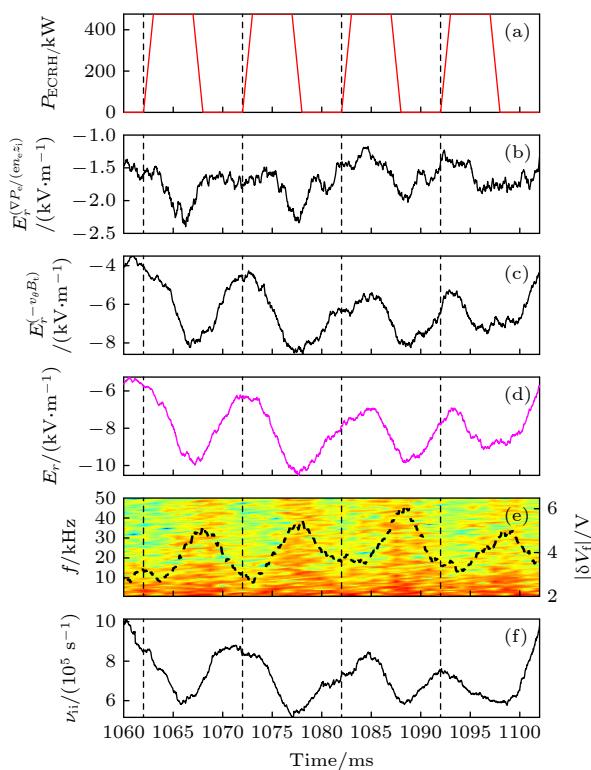


图 5 (a) ECRH 功率, (b) 压强梯度 $\nabla P_e / (en_e Z_i)$ 和 (c) 极向流 $-v_\theta B_t$ 贡献的径向电场, (d) 径向电场 E_r , (e) 悬浮电位涨落 (虚线) 以及其时频图和 (f) 离子-离子碰撞率的时间演化

Fig. 5. Time evolutions of (a) ECRH power, contributions of (b) pressure gradient $\nabla P_e / (en_e Z_i)$ and (c) poloidal flows ($-v_\theta B_t$) to the radial electric field, (d) radial electric field, (e) floating potential fluctuation (dash line) and its spectrogram and (e) ion-ion collision rate.

进一步分析了 ECRH 对湍流的影响. 图 5(e) 的虚线表示 10—150 kHz 范围内悬浮电位涨落强度. 当 ECRH 调制开启后, 湍流强度开始明显增强. 这与图 5(d) 边缘径向电场增强的结果一致. 从湍流的时频谱也可以看出, 湍流的强度随着 ECRH 的开启而增强, 在 ECRH 完全关闭时, 湍流强度达到最大值, 并随后开始下降. 图 5(f) 描述了离子-离子碰撞率 $\nu_{ii} = 4.8 \times 10^{-8} Z^4 \mu^{-1/2} \ln A n_e T_e^{-3/2}$, 其中 Z 为核电荷数, μ 是以质子为单位的离子质量, $\ln A$ 为库仑对数, 这里取 $\ln A = 15$. 从图 5(c), (f) 可以看出, 碰撞可以阻尼等离子体流, 即当离子-离子碰撞频率增大时, 阻尼增强, 极向流减弱, 反之亦然. 这表明 ECRH 调制导致极向流的增强是由于湍流增强和阻尼减弱的共同作用结果.

值得注意的是, 尽管悬浮电位、湍流强度、径向电场以及离子-离子碰撞频率等, 它们各自的时间演化并不是在各个调制周期完全一致, 这可能来源于探针并没有稳定的停留在等离子体中 (如图 5 中第 1 个周期) 和统计分析误差, 但这并不影响我们的观测结果. 接下来将采用条件平均分析方法分析实验数据, 从而降低统计误差, 提高分析的准确度.

3.3 ECRH 调制增强边缘湍流雷诺协强

边缘剪切流增强主要来自于湍流雷诺协强驱动. 为进一步理解湍流和剪切流之间的内在联系, 采用条件平均法分析观测了湍流雷诺协强和 $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}$ 流的时间演化. 这里, ECRH 调制开始关闭的时刻定义为 0 ms. 图 6(b)–(d) 分别给出了雷诺协强及其梯度和 $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}$ 极向速度. 湍流雷诺协强 $R_s = \langle \delta V_\theta \delta V_r \rangle$, 极向速度涨落 $\delta V_\theta = -\delta E_r / B_t$, 径向速度涨落 $\delta V_r = (\delta V_{f1} - \delta V_{f2}) / (d_\theta B_t)$, 这里 $\langle \dots \rangle$ 代表系综平均. 探针的极向间隔为 $d_\theta = 6 \text{ mm}$. $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}$ 极向速度 $V_{\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}} = -E_r / B_t$. 由图 5(d) 和图 6(c) 可知, 当 ECRH 开启后, 雷诺协强及其梯度, 以及 $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}$ 流速均增大, 而当 ECRH 完全关闭时, 达到最大值, 随后逐渐减小. 这与理论预期的雷诺协强梯度越大驱动的流越强的结果一致. 这表明 ECRH 开启可以增强湍流雷诺协强, 从而增强边缘流和径向电场.

雷诺协强也可以写为 $R_s = \langle |\delta V_\theta| \rangle \cdot \langle |\delta V_r| \rangle \cdot \gamma \cdot \cos\langle \alpha \rangle$. 由公式可知, R_s 由极向和径向速度涨落强度, 以及极向和径向速度涨落的相位差和相关系数所决定. 由图 7(b)–(d) 可以看出, 当 ECRH

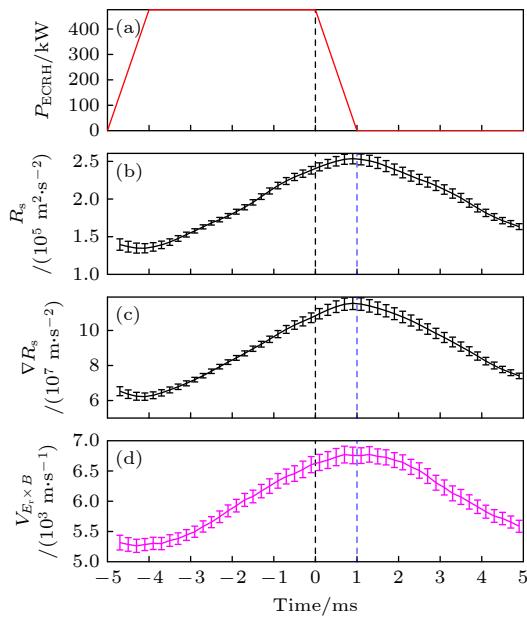


图 6 (a) ECRH 功率, (b) 湍流雷诺协强及其 (c) 梯度和 (d) $E_r \times B$ 极向速度的变化的条件平均

Fig. 6. Conditional averages of (a) ECRH power, (b) Reynolds stress and (c) its gradient, and (d) $E_r \times B$ poloidal velocity.

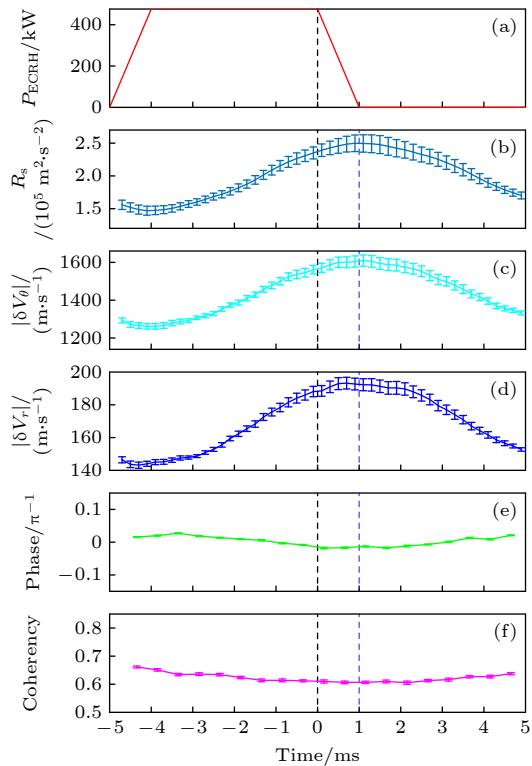


图 7 (a) ECRH 功率, (b) 雷诺协强 (\$R_s\$), (c) 极向速度涨落, (d) 径向速度涨落, 径向和极向速度涨落的 (e) 相位差, 及其 (f) 相关系数的条件平均

Fig. 7. Conditional averages of (a) ECRH power, (b) Reynolds stress (\$R_s\$), (c) poloidal velocity fluctuation, (d) radial velocity fluctuation, (e) the phase difference between the radial and poloidal velocity fluctuations, and (f) their coherencies.

开启后, 雷诺协强以及极向和径向速度涨落强度均增大, 其中极向速度涨落强度增加约为 30%, 径向速度涨落强度增大约为 50%. 当 ECRH 完全关闭后, 雷诺协强以及极向和径向速度涨落强度均开始减少. 图 7(e), (f) 表明, 湍流径向和极向速度涨落的相位差和相关性的变化在 ECRH 调制期间几乎可以忽略不计. 分析表明 ECRH 调制期间雷诺协强的增强主要取决于湍流径向和极向速度涨落强度的增大, 其中径向速度涨落强度增大幅度更大.

3.4 ECRH 调制增强边缘湍流驱动和传播

空间位置的湍流来源主要来自于两个方面, 即局域梯度驱动和湍流传播. 这可以由湍流自由能的演化^[22] 来说明. 湍流自由能的演化方程可以表示为

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \langle \tilde{n}^2 \rangle}{\partial t} = - \left\langle \frac{\partial n}{\partial r} \right\rangle \langle \tilde{v}_r \tilde{n} \rangle - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial r} \left\langle \tilde{v}_r \tilde{n}^2 \right\rangle. \quad (2)$$

公式右边第 1 项构成了传递项, 它将自由能从背景传递到湍流. $\langle \tilde{v}_r \tilde{n} \rangle$ 表示粒子输运, 它是粒子损失的主要原因. 湍流的局域驱动率定义为 $\omega_D = -2 \left\langle \frac{\partial n}{\partial r} \right\rangle \frac{\langle \tilde{v}_r \tilde{n} \rangle}{\langle \tilde{n}^2 \rangle}$, 这里用局域湍流强度 $\langle \tilde{n}^2 \rangle$ 进行归一化. 湍流驱动率主要与密度梯度以及粒子通量相关. 边缘粒子输运的速度: $V_T = \langle \delta v_r \delta n \rangle / \sqrt{\langle \delta n^2 \rangle}$. 第 2 项是传播项, 它可以将湍流能量从不稳定区域传播到稳定区域. 湍流传播率可表示为: $\omega_s = -\frac{\partial \langle \tilde{v}_r \tilde{n}^2 \rangle}{\partial r} / \langle \tilde{n}^2 \rangle$. 由于湍流传播是指湍流强度或能量的空间传播, 所以通常将其定义为湍流强度或能量的空间横越磁场通量. 湍流强度受密度涨落的影响, 而 $\langle \tilde{v}_r \tilde{n}^2 \rangle / 2$ 为相关通量, 利用它们可以计算湍流传播率. 对于湍流内能, $\langle \tilde{v}_r \tilde{n}^2 \rangle / (2 \langle n^2 \rangle)$ 是相关的通量^[23]. 对于湍流动能, $\langle \tilde{v}_r v_\perp^2 \rangle / 2$ 是相关通量. 观测的动能通量比内能通量约小两个数量级^[23,24], 因此这里的计算中动能通量可以忽略不计. 为此, 湍流传播通量可以简单地由 $\langle \tilde{v}_r \tilde{n}^2 \rangle / 2$ 计算. 图 8(b)–(g) 分别给出了 ECRH 调制期间密度梯度、粒子通量、湍流驱动率、湍流传播率、湍流传播通量和湍流强度的条件平均. 在 ECRH 开启前, 湍流传播几乎是湍流驱动的一半; 在 ECRH 调制完全开启后, 湍流驱动率略大于湍流传播率增大, 约 0.2 ms, 而在 ECRH 完全关闭后, 湍流驱动和湍流传播率均减小. 这说明湍流传播和湍流驱动均可能使湍流增强.

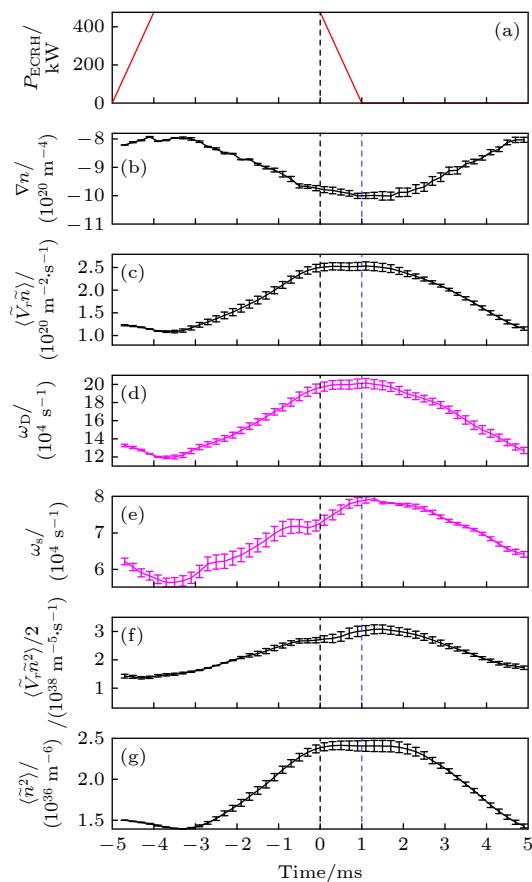


图 8 (a) ECRH 功率, (b) 密度的梯度, (c) 湍流驱动的通量, (d) 湍流驱动率 (ω_D), (e) 湍流传播率 (ω_s), (f) 湍流传播的通量和 (g) 密度涨落的平方的变化的条件平均

Fig. 8. Conditional averages of (a) ECRH power, (b) density gradient, (c) turbulent driven flux, (d) turbulence drive rate (ω_D), (e) turbulence spreading rate (ω_s), (f) turbulent spreading flux, and (g) square of fluctuation intensity.

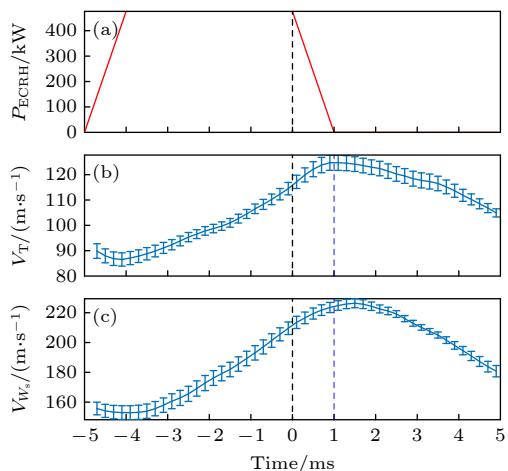


图 9 (a) ECRH 功率, (b) 粒子输运速度和 (c) 湍流传播平均射流度的变化的条件平均

Fig. 9. Conditional averages of (a) ECRH power, (b) particle transport velocity, and (c) mean jet velocity of turbulence spreading.

为了进一步分析湍流传播的特征, 计算了湍流平均射流速度 $V_{W_s} = \langle \delta v_r \delta n^2 \rangle / \langle \delta n^2 \rangle$. 湍流平均射流速度表示湍流内能在空间上传播的特征速度. 图 9(b), (c) 分别表示 ECRH 调制期间边缘粒子输运速度和湍流平均射流速度. 当 ECRH 开启后, 粒子输运和湍流平均射流速度均增大, 而当 ECRH 完全关闭后, 它们均减小. 边缘粒子输运速度的最大值在 120 m/s 左右, 而粒子传播平均射流速度的最大值在 220 m/s 左右, 且后者最大值略滞后于前者, 约 0.5 ms.

总之, ECRH 调制期间湍流的增强由湍流驱动和传播共同决定, 且湍流驱动作用更加显著.

4 总 结

在磁约束核聚变领域, 约束与输运一直都是研究的重点内容. 本文采用快速往复朗缪尔探针阵列研究了在 ECRH 调制期间湍流驱动和传播对边缘湍流的影响. 实验结果总结如下: 在 ECRH 调制期间, 边缘等离子体参数(温度、密度和径向电场等)会随着 ECRH 的开启而升高或增强, 随 ECRH 的关闭而降低或减弱, 这表明 ECRH 功率调制了边缘等离子体参数. ECRH 期间, 等离子体边缘径向电场主要由湍流驱动的极向流贡献. 当 ECRH 开启后, 湍流驱动和传播率均增大, 且湍流驱动率约为湍流传播率的 2 倍. 本研究揭示了湍流驱动和传播在边缘湍流的形成中所扮演的重要角色. 未来的研究应当利用更多的边缘诊断工具进一步深化对边缘湍流的理解, 并且研究不同加热方式对湍流驱动和传播的影响. 这将有助于更全面地揭示湍流驱动与传播之间的相互作用机制, 以及它们对等离子体约束和输运的影响. 这方面的探索不仅对基础研究具有重要意义, 也为核聚变反应堆的设计与优化提供了支持.

参考文献

- [1] Huang M, Rao J, Li B, et al. 2012 EPJ Web Conf. **32** 04012
- [2] Xu H D, Wang X J, Zhang J, Liu F K, Huang Y Y, Shan J F, Xu W Y, Li M H, Lohr J, Gorelov Y A, Anderson J P, Zhang Y, Wu D J, Hu H C, Yang Y, Feng J Q, Tang Y Y, Li B, Ma W D, Wu Z G, Wang J, Zhang L Y, Guo F, Sun H Z, Yan X S, EAST Team. 2019 EPJ Web Conf. **203** 04002
- [3] Xia D H, Chen X X, Li J T, Wang R M, Zheng W, the J-TEXT team. 2024 EPJ Web Conf. **313** 02003
- [4] Wagner D, Grünwald G, Leuterer F, et al. 2008 Nucl. Fusion

48 054006

- [5] Kubo S 2012 *EPJ Web Conf.* **32** 02001
- [6] Kajiwara K, Ikeda Y, Sakamoto K, Kasugai A, Seki M, Moriyama S, Takahashi K, Imai T, Mitsunaka Y, Fujii T 2003 *Fusion Eng. Des.* **65** 493
- [7] Gnesin S, Decker J, Coda S, Goodman T P, Peysson Y, Mazon D 2012 *Plasma Phys. Control. Fusion* **54** 035002
- [8] Mariani A, Mantica P, Brunner S, Fontana M, Karpushov A, Marini C, Porte L, Sauter O, the TCV Team, the EUROfusion MST1 Team 2019 *Nucl. Fusion* **59** 126017
- [9] Yang Z J, Zhang Y P, Ren X H, Li F, Xu X, Yan W, Zhang X Y, Xia D H, Zhang Z C, Gao Y, Zha X Q, Luo Q, Chen Z Y, Cheng Z F, Chen Z P, Gao L, Ding Y H 2021 *Nucl. Fusion* **61** 086005
- [10] Wang S X, Liu H Q, Jie Y X, Zang Q, Lyu B, Zhang T, Zeng L, Zhang S B, Shi N, Lan T, Zou Z Y, Li W M, Yao Y, Wei X C, Lian H, Li G, Xu H D, Zhang X J, Wu B, Sun Y W, the EAST Team 2016 *Plasma Sci. Technol.* **19** 015102
- [11] Baschetti S, Bufferand H, Ciraolo G, Fedorczak N, Ghendrih P, Tamain P, Serre E, the EUROfusion MST1 team, the TCV team 2019 *Nucl. Mater. Energy* **19** 200
- [12] Weiland J, Eriksson A, Nordman H, Zagorodny A 2007 *Plasma Phys. Control. Fusion* **49** A45
- [13] Luo L, Rafiq T, Kritz A H 2013 *Comput. Phys. Commun.* **184** 2267
- [14] Doyle E J, Houlberg W A, Kamada Y, et al., ITPA Transport Physics Topical Group, ITPA Confinement Database, Modelling Topical Group, ITPA Pedestal and Edge Topical Group 2007 *Nucl. Fusion* **47** S18
- [15] Ritz C P, Brower D L, Rhodes T L, Bengtson R D, Levinson S J, Luhmann Jr N C, Peebles W A, Powers E J 1987 *Nucl. Fusion*
- [16] Zhao K J, Dong J Q, Yan L W, Diamond P H, Cheng J, Hong W Y, Huang Z H, Xu M, Tynan G R, Itoh K, Itoh S -I, Fujisawa A, Nagashima Y, Inagaki S, Wang Z X, Wei L, Li Q, Ji X Q, Huang Y, Liu Yi, Zhou J, Song X M, Yang Q W, Ding X T, Duan X R, the HL-2A Team 2013 *Nucl. Fusion* **53** 083011
- [17] Grenfell G, Van Milligen B P, Losada U, Ting W, Liu B, Silva C, Spolaore M, Hidalgo C, The TJ-II Team 2018 *Nucl. Fusion* **59** 016018
- [18] Gao J M, Cai L Z, Zou X L, Eich T, Adamek J, Cao C Z, Huang Z H, Ji X Q, Jiang M, Liu L, Lu J, Liu Y, Shi Z B, Thornton A J, Wu N, Xiao G L, Xu M, Yan L W, Yu L M, Yu D L, Yang Q W, Zhong W L, the HL-2A Team 2021 *Nucl. Fusion* **61** 066024
- [19] Zhao K J, Nagashima Y, Guo Z B, et al. 2022 *Plasma Sci. Technol.* **25** 015101
- [20] Zhao K J, Shi Y J, Hahn S H, Diamond P H, Sun Y, Cheng J, Liu H, Lie N, Chen Z P, Ding Y H, Chen Z Y, Rao B, Leconte M, Bak J G, Cheng Z F, Gao L, Zhang X Q, Yang Z J, Wang N C, Wang L, Jin W, Yan L W, Dong J Q, Zhuang G, J-TEXT team 2015 *Nucl. Fusion* **55** 073022
- [21] Zhao K J, Chen Z P, Shi Y J, et al. 2020 *Nucl. Fusion* **60** 106030
- [22] Manz P, Ribeiro T T, Scott B D, Birkenmeier G, Carralero D, Fuchert G, Müller S H, Müller H W, Stroth U, Wolfrum E 2015 *Phys. Plasmas* **22** 022308
- [23] Wu T, Diamond P H, Nie L, et al. 2023 *Nucl. Fusion* **63** 126001
- [24] Long T, Diamond P H, Ke R, et al. 2021 *Nucl. Fusion* **61** 126066

Effects of electron cyclotron resonance heating modulation on edge turbulence driving and spreading in HL-2A tokamak*

HU Yingxin¹⁾ ZHAO Kaijun^{1)†} LI Jiquan²⁾ YAN Longwen²⁾
 XU Jianqiang²⁾ HUANG Zhihui²⁾ YU Deliang²⁾ XIE Yaoyu¹⁾
 DING Xiaoguan¹⁾ WEN Siyu¹⁾

1) (School of Nuclear Science and Engineering, East China University of Technology, Nanchang 330013, China)

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

(Received 9 September 2024; revised manuscript received 19 December 2024)

Abstract

The plasma flow generated by turbulent nonlinear interaction can improve plasma confinement by suppressing turbulence and its driven transport. Turbulence can be driven by local gradients and propagate radially from far beyond its relevant length. Effects of electron cyclotron resonance heating (ECRH) modulation

* Project supported by National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12075057), the Natural Science Foundation of Jiangxi Province, China (Grant No. 20202ACBL201002), and the National Magnetic Confinement Fusion Energy Development Research Program, China (Grant No. 2019YFE03030002).

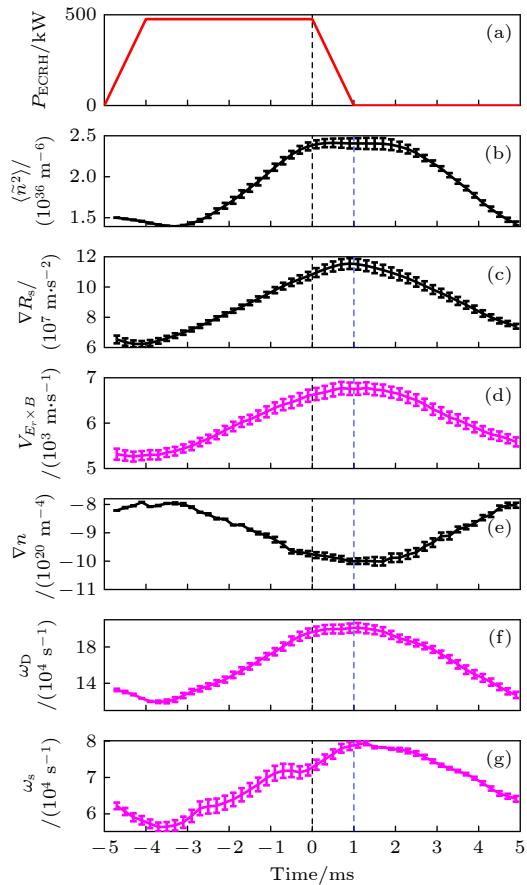
† Corresponding author. E-mail: kjzhao@ecut.edu.cn

on edge turbulence driving and spreading are observed for the first time in the edge plasma of the HL-2A tokamak. These experiments are performed by a fast reciprocating Langmuir probe array. When ECRH modulation is applied, both the edge temperature and the edge plasma density are higher, and the radial electric field is stronger. The edge radial electric field, turbulence, and Reynolds stresses are all enhanced when the ECRH is applied, while the ion-ion collision rate is reduced. Figures (a)–(g) show the conditional averages of the ECRH power, turbulence intensity, turbulent Reynolds stress gradient, $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}$ poloidal velocity, density gradient, turbulence drive rate and turbulence spreading rate, respectively. With ECRH applied, both the turbulence intensity and the Reynolds stress gradients increase. The maximum turbulence intensity appears at the beginning of the ECRH switch-off while the maximum stress gradient occurs at the end of the ECRH. The evolution of the $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}$ poloidal velocity is very similar to that of the Reynolds stress gradient. This observation suggests that the poloidal flow is the result of the combined effect of turbulence nonlinear driving and damping. The enhancement of Reynolds stress during ECRH modulation mainly depends on the increase of the turbulence intensity, with the increase in radial velocity fluctuation intensity being more significant. The turbulence drive and spreading rates also increase with ECRH. The maximum drive rate appears at the beginning of the ECRH switch-off, while the maximum spreading rate occurs at the end of the ECRH. This analysis indicates that turbulence driving and spreading are enhanced, with the former being dominant. This result suggests that the enhancements of turbulence driving and spreading lead the turbulence and Reynolds stress to increase, and thus producing the stronger edge flows.

Keywords: tokamak, electron cyclotron resonance heating modulation, edge flow and turbulence, Langmuir probes

PACS: 52.35.Ra, 52.25.Gj, 52.30.-q, 52.35.Kt

CSTR: 32037.14.aps.74.20241263



DOI: [10.7498/aps.74.20241263](https://doi.org/10.7498/aps.74.20241263)



HL-2A托卡马克电子回旋共振加热调制对湍流驱动和传播的影响

胡莹欣 赵开君 李继全 严龙文 许健强 黄治辉 余德良 谢耀禹 丁肖冠 温思宇

Effects of electron cyclotron resonance heating modulation on edge turbulence driving and spreading in HL-2A tokamak

HU Yingxin ZHAO Kaijun LI Jiquan YAN Longwen XU Jianqiang HUANG Zhihui YU Deliang XIE Yaoyu DING Xiaoguan WEN Siyu

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 74, 055202 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241263

CSTR: 32037.14.aps.74.20241263

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241263>

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装置上电子回旋共振沉积位置影响鱼骨模主动控制效果的实验研究

Effect of deposition location of electron cyclotron resonance heating on active control of fishbone modes in the HL-2A tokamak

物理学报. 2023, 72(21): 215208 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230696>

基于超级电容器的充放电电路系统研制及其在EAST限制器探针测量中的应用

Development of charge-discharge circuitry based on supercapacitor and its application to limiter probe diagnostics in EAST

物理学报. 2024, 73(6): 065203 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231697>

HL-2A托卡马克偏滤器脱靶时边缘极向旋转和湍流动量输运

Studies of edge poloidal rotation and turbulence momentum transport during divertor detachment on HL-2A tokamak

物理学报. 2024, 73(8): 088901 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231749>

托卡马克无碰撞捕获电子模在时空表象中的群速度

Group velocity in spatiotemporal representation of collisionless trapped electron mode in tokamak

物理学报. 2021, 70(11): 115203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202003>

钨杂质辐射对托卡马克等离子体大破裂快速热猝灭阶段热能损失过程的影响

Effects of radiation from tungsten impurities on the thermal energy loss during the fast thermal quench stage of major disruption in tokamak plasmas

物理学报. 2024, 73(18): 185201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240730>

托卡马克理想导体壁与磁流体不稳定性

Ideal conductive wall and magnetohydrodynamic instability in Tokamak

物理学报. 2023, 72(3): 035203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222043>