

EAST 托卡马克钨杂质上下不对称性分布的实验研究*

赵伟宽¹⁾²⁾ 张凌^{1)†} 程云鑫¹⁾ 周呈熙^{3)‡} 张文敏¹⁾²⁾ 段艳敏¹⁾
胡爱兰¹⁾ 王守信¹⁾ 张丰玲¹⁾²⁾ 李政伟¹⁾⁴⁾ 曹一鸣¹⁾⁴⁾ 刘海庆¹⁾

1) (中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230026)

2) (中国科学技术大学研究生院科学岛分院, 合肥 230026)

3) (中国科学技术大学, 合肥 230026)

4) (安徽大学物质科学与信息技术研究院, 合肥 230601)

(2023 年 9 月 6 日收到; 2023 年 10 月 7 日收到修改稿)

基于 EAST 托卡马克装置高性能极紫外空间分辨杂质光谱仪, 本文首次开展了磁约束聚变装置高 Z 杂质上下不对称分布的实验研究。实验结果显示, 在同向中性束注入期间, 等离子体芯部环向旋转速度 V_{t0} 较大, 钨杂质上下不对称性较强, 且辐射(密度)较强的一侧背离离子 $B \times \nabla B$ 漂移方向; 当从上外偏滤器充气口注入氘化甲烷气体后, V_{t0} 迅速下降, 原有上下不对称性发生反转。因此我们针对近似条件下 W^{32+} 杂质离子特征线辐射不对称因子 I_u/I_d 与 V_{t0} 依赖关系开展了进一步的统计分析。结果表明, I_u/I_d 正相关于 V_{t0} , 当 $V_{t0} < 20$ km/s 以下时, 不对称性发生反转。上述现象从实验角度验证了漂移动理学的理论预测, 说明环向旋转带来的离心力影响了杂质离子平行于磁场方向的动量守恒, 作为直接诱因, 造成了高 Z 杂质密度的上下不对称分布, 进而影响辐射的分布。本文对钨杂质上下不对称性分布的实验观测为进一步开展高 Z 杂质极向输运的机理研究打下了坚实的基础, 并为今后聚变堆高 Z 杂质控制提供重要的参考。

关键词: EAST 托卡马克, 杂质上下不对称性, 磁场方向, 偏滤器充气

PACS: 52.55.Fa, 52.25.Vy

DOI: [10.7498/aps.73.20231448](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231448)

1 引言

在磁约束聚变装置中, 金属钨(W)和钼(Mo)由于其高热导率、高溅射阈值以及低氚(T)滞留率等特性常被用作面向等离子体部件(plasma facing component, PFC)材料。EAST 全超导托卡马克第一壁选用了钼^[1], 同时在 2014 年和 2020 年, 上、下偏滤器分别由石墨偏滤器升级成钨偏滤器。在偏滤

器位形下, 等离子体的热流和粒子流会沿着刮削层输运至偏滤器靶板。如果热流和粒子流超过阈值, 靶板将不可避免地被溅射, 从而产生钨杂质^[2]。这些钨杂质进入等离子体区域后被逐步电离, 并被输运到等离子体芯部。由于钨是原子序数较高的重金属杂质($Z = 74$), 输运至等离子体约束区的钨杂质会辐射出大量能量, 进而严重影响等离子体的约束性能, 甚至导致放电破裂^[3,4]。因此, 钨杂质输运及控制研究是磁约束聚变装置稳态高约束运行相关

* 科技部国家磁约束核聚变能发展研究专项青年科学家项目(批准号: 2022YFE03180400) 和国家自然科学基金优秀青年科学基金(批准号: 12322512)资助的课题。

† 通信作者。E-mail: zhangling@ipp.ac.cn

‡ 通信作者。E-mail: cxzhou@ustc.edu.cn

的最重要的研究课题之一。

杂质离子输运可以分为径向输运和极向输运。近年来,由极向输运带来的杂质在磁面上不均匀分布现象引起了研究者们很大的兴趣。基于 EAST 上所搭建诊断系统的特点,本文将着重分析 EAST 上钨杂质的上下不对称分布,即杂质的密度分布及其发射的线辐射谱线在垂直方向的不对称(即关于图 1 中磁轴所在中平面的不对称)。在 EAST 电子温度和密度的参数范围,所观测到的杂质线辐射强度的上下不对称分布直接反映了杂质密度的上下不对称分布。具体分析和说明详见第 2 节,下文将不加区分地使用“上下不对称分布”同时指代杂质密度和辐射强度的上下不对称分布。低 Z 杂质上下不对称分布现象在多个磁约束装置中均有观测,Alcator-A 装置观测到 OVI 线辐射亮度的上下不对称性只会出现在较高的电子密度下^[5]。PDX 装置观测到 CIII 和 CV 线辐射不对称方向相同,但是 CIII 的不对称程度强于 CV^[6]。C-Mod 研究了氩(Ar)杂质辐射不对称性与等离子体参数的依赖关系,发现上下不对称性正比于 $1/(I_p n_e \sqrt{T_e})$ ^[7]。

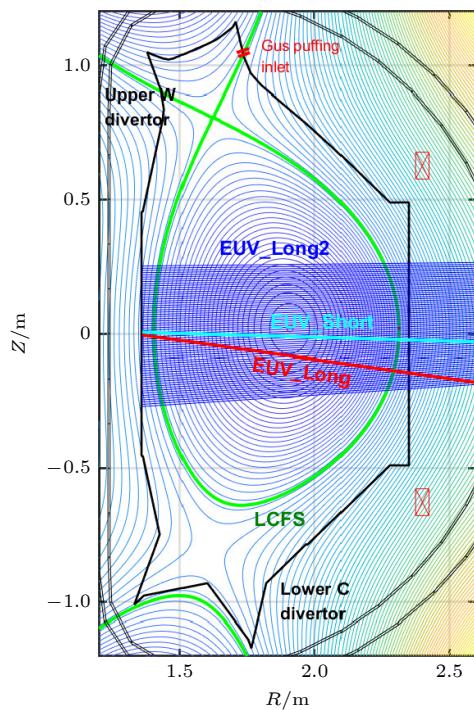


图 1 EAST 极向截面、上单零位形(绿色线为最外磁面)以及 3 套极紫外光谱仪的观测弦(湛蓝色为 EUV_Short, 红色为 EUV_Long, 蓝色为 EUV_Long2)

Fig. 1. Poloidal cross section of EAST tokamak with upper single null (USN) plasma and the lines of sight (LOS) of three EUV spectrometers (azimuthal blue is EUV_Short, red is EUV_Long, blue is EUV_Long2).

W7-X 仿星器上开展了杂质总辐射强度的不对称性的实验研究,发现不对称程度随着等离子体弦平均电子密度和辐射损失比例 f_{rad} 的增大而增强^[8]。这些实验观测显示,杂质的上下不对称分布与背景等离子体参数,尤其是主等离子体的温度密度参数,具有很强的关联性。在上述实验中,杂质离子分布较多的一侧与离子漂移方向相反,并且随着纵场方向的反转而反转。此外,不同装置上开展了杂质上下不对称性分布的机理研究。PDX, W7-X 等多个装置上的实验数据较好地验证了主离子与杂质离子的摩擦力在杂质不对称分布中起重要作用,进而说明新经典理论^[9]在杂质不对称分布机制中的主导地位。到目前为止,受限于装置内的固有杂质种类以及诊断观测能力,国际装置上针对杂质上下不对称分布观察的主要是在等离子体边界($\rho \geq 0.8$, 其中 ρ 表示归一化的磁面坐标, 磁面坐标一般选用磁面所包围的极向磁通)的低 Z 杂质, 缺乏位于等离子体主约束区的高 Z 金属杂质离子上下不对称分布的实验观测。对于低 Z 杂质来说, 环向旋转的影响往往可以忽略, 然而对于高 Z 杂质的磁面不均匀分布, 环向旋转则具有决定性的影响^[10,11]。

因此,针对国际上高 Z 杂质的极向磁面上下不对称分布研究的空白,尤其是针对需要考虑环向转动的复杂情况,本文依托 EAST 托卡马克装置,首次利用工作在极紫外(extreme ultraviolet, EUV)波段(30—520 Å)的高性能空间分辨光谱仪对芯部区域($\rho \leq 0.35$)钨杂质离子分布的上下不对称性开展实验研究。

2 实验装置介绍

EAST (experimental advanced superconducting tokamak) 是全超导托卡马克装置, 等离子体电流 $I_p \leq 1.0$ MA, 电流方向通常为俯视逆时针, 纵场强度 $B_t \leq 3.5$ T, 纵场方向可设置为俯视顺时针或俯视逆时针。EAST 可以根据实验需求灵活调整上单零、下单零及双零放电位形。此外, EAST 上下偏滤器靶板上配备多个充气口, 供实验中充入氖气(Ne)、氩气(Ar)或氘化甲烷(CD4)等中低 Z 杂质气体, 开展辐射偏滤器实验研究^[12]。EAST 装置还发展了多种辅助加热系统, 包括低杂波(lower hybrid wave, LHW) 加热系统^[13]、电子回旋共振(electron cyclotron resonance heating, ECRH) 加

热系统^[14]、离子回旋共振 (ion cyclotron resonance heating, ICRH) 加热系统^[15]以及中性束注入 (neutral beam injection, NBI) 加热系统。EAST 共有两套 NBI 注入系统, 2021 年以前为分别安装在 A 窗口和 F 窗口的 (等离子体电流) 同向束 (NBI1) 和反向束 (NBI2)^[16]。2021 年以后 NBI2 调整为同向束。

为了监测等离子体中的杂质行为以及研究杂质输运过程, 截至 2019 年 EAST 上发展了两套快速极紫外谱仪 (分别工作在 20—500 Å 和 8—138 Å 的波段范围, 称为 EUV_Long^[17] 和 EUV_Short^[18], 时间分辨为 5 ms) 和一套空间分辨极紫外谱仪 (工作在 30—520 Å 的波段范围, 称为 EUV_Long2^[19], 时间分辨为 50—200 ms)。3 套谱仪均为掠入射平场成像光谱仪, 探测器采用背照式电荷耦合器件 (charge-coupled device, CCD) 记录光谱图像。本文中 EUV_Long2 谱仪观测范围为 $-23.5 \leq Z \leq 25$ cm ($\rho \leq 0.35$), 即近似上下对称, 空间分辨率为 $\Delta Z = 2.8$ cm; 本实验中观测波段设在 42—77 Å, 可以覆盖到由 W²⁴⁺—W⁴⁵⁺构成的钨未分解跃迁

系 (tungsten unresolved transition array, W-UTA)。本文中孤立谱线的强度是对该条谱线所占的每个像素点计数值扣除背景计数值 (该谱线边界像素点的计数值) 后累计所得。

在 EAST 等离子体物理实验中, 如图 2 所示, 所观测到的极向空间钨杂质离子特征线辐射强度剖面的形状大致可以分为峰化分布 (图 2(a)) 和中空分布 (图 2(b)—(d))。对于双峰分布, 将辐射剖面上、下半空间峰值点处的强度之比定义为不对称性因子 I_u/I_d , I_u/I_d 与 1 的大小比较可以表征不对称方向, 如图 2(b)—(d) 所示。此外, I_u/I_d 的值越偏离 1 说明不对称程度越强。本文主要研究了以 W²⁷⁺ 51.457 Å, W³²⁺ 52.2 Å 离子谱线为代表的钨杂质离子特征线辐射上下不对称性。选取它们的主要原因有: 1) W²⁷⁺ 和 W³²⁺ 的剖面在上下半空间两个峰值点均在 EUV_Long2 的垂直观测范围之内; 2) 这两条谱线相对独立, 不容易受其他谱线干扰, 有利于计算得到精确的谱线强度。需要指出, 不同离化度 (电离态, 即 q 的大小) 的钨杂质离子位于不同的温度区间, 因此单一 q 的钨杂质离子在径向

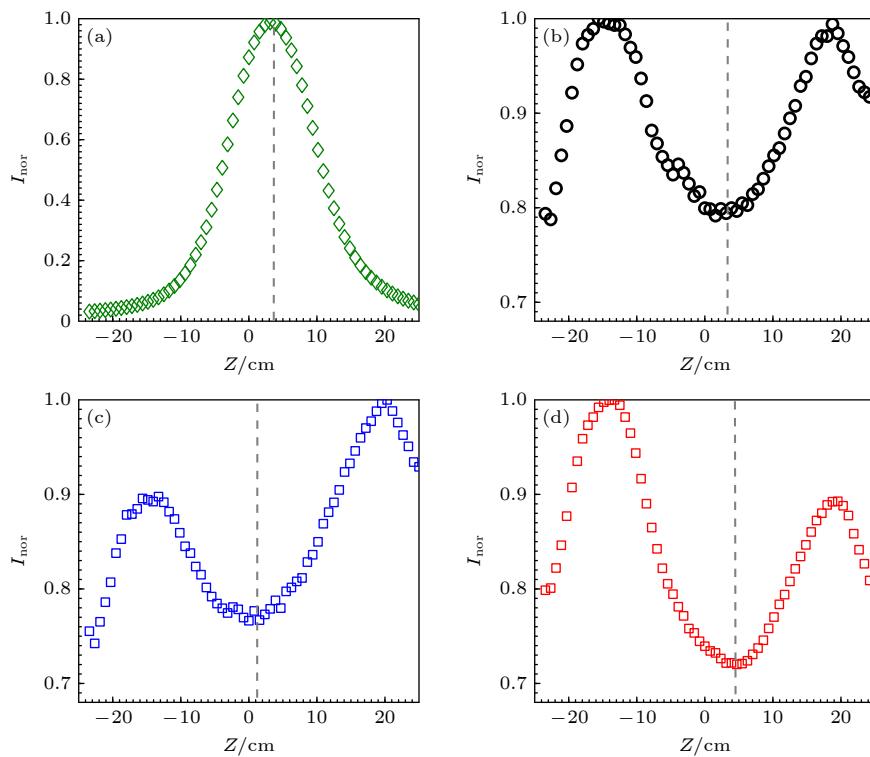


图 2 EAST 上不同类型的典型杂质辐射强度剖面 (a) 芯部峰化分布; (b) 近似对称 ($I_u/I_d = 1$) 的双峰分布; (c) 不对称性朝上 ($I_u/I_d > 1$) 的双峰分布; (d) 不对称性朝下 ($I_u/I_d < 1$) 的双峰分布, 其中灰色虚线表示磁轴 $\rho = 0$ 所在的中平面位置

Fig. 2. Typical vertical profiles of normalized intensity of impurity lines: (a) Peaked profile; (b) symmetrical profile with double peaks ($I_u/I_d = 1$); (c) upward asymmetrical profile ($I_u/I_d > 1$); (d) downward asymmetrical profile ($I_u/I_d < 1$). The gray dash line indicates the mid-plane where $\rho = 0$ locates.

上的分布是较为局域的, 故选取弦积分信号并不会对上下不对称分布的测量带来很大的误差.

磁约束聚变装置杂质特征线辐射的极向不对称性直接反映了杂质离子密度的极向不对称性. 等离子体中某种杂质的特定电离态离子密度 n_{q+} 与其特征线辐射的弦积分强度 I 有如下关系:

$$\begin{aligned} I(Z) &= \int \varepsilon(Z, l) dl \\ &= \int n_{q+}(Z, l) \text{PEC}(T_e(Z, l) + n_e(Z, l)) dl, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 Z 代表观测弦的位置, l 代表观测弦的路径, ε 是谱线的局部发射率, PEC 是依赖电子温度 T_e 和电子密度 n_e 的局部光子发射系数. 通常情况下, 上、下半空间以磁轴对称的位置处于同一磁面, 满足 T_e 和 n_e 均匀分布的假定; 而即使在不对称分布下, 对称位置处的 T_e 和 n_e 差异小 ($< 10\%$), 带来的 PEC 值的差异很小. 因此杂质离子特征线辐射强度的差异直接反映了该杂质离子密度 (n_{q+}) 的差异. 本文直接用杂质离子特征线辐射的弦积分强

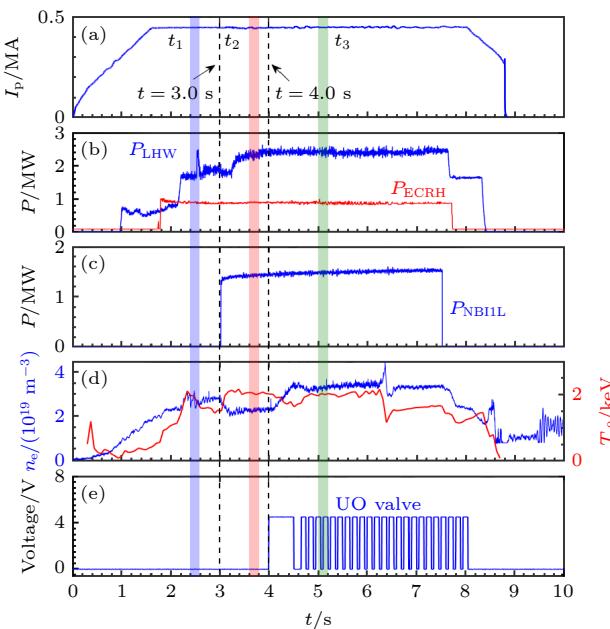


图 3 EAST #93801 放电波形图 (a) 等离子体电流 I_p ; (b) 低杂波加热功率 P_{LHW} 及电子回旋加热功率 P_{ECRH} ; (c) 中性束加热功率 P_{NBHL} ; (d) 弦平均电子密度 n_e 和芯部电子温度 T_{e0} ; (e) O 窗口上外充气口的充气阀门电压; (f) 上偏滤器 D_α 信号; (g) CVI (C^{5+} , 33.73 \AA) 线辐射强度; (h) 钨未分解跃迁系辐射强度 (W-UTA, $45-70 \text{ \AA}$); (i) 芯部环向旋转速度 V_{t0} ; (j) W^{27+} 51.457 \AA , W^{32+} 52.2 \AA 线辐射不对称性因子 I_u/I_d

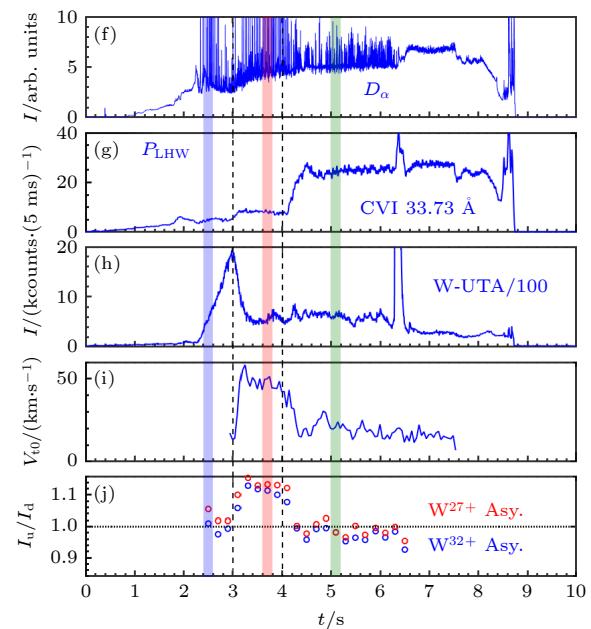
Fig. 3. Time evolution of (a) plasma current, I_p ; (b) heating power from lower hybrid wave, P_{LHW} , and electron cyclotron wave, P_{ECRH} ; (c) heating power from neutral beam injection, P_{NBHL} ; (d) line-averaged electron density, n_e , and central electron temperature, T_{e0} ; (e) valve voltage of upper outboard gas puff inlet located at window “O”; (f) D_α signal of upper divertor; (g) line emission intensity of CVI (C^{5+} at 33.73 \AA); (h) line emission intensity of tungsten in unresolved transition array (W-UTA at $45-70 \text{ \AA}$); (i) central toroidal rotation velocity, V_{t0} ; (j) asymmetry factor I_u/I_d of line emission intensity for W^{27+} at 51.457 \AA , W^{32+} at 52.2 \AA for EAST discharge #93801.

度分布的不对称性表征杂质离子密度分布的不对称性.

除了杂质时间演化和分布的观测外, 等离子体电子密度和电子温度分别由氯化氢 (HCN) 干涉仪和电子回旋 (ECE) 外差辐射计测得. 等离子体芯部旋转速度由电荷复合交换光谱系统测得.

3 钨杂质离子线辐射强度上下不对称性实验研究

图 3 所示为 EAST 典型高约束模 (H-mode) 放电 (#93801) 波形图. 该炮为上单零位形, 纵场方向为俯视顺时针, 离子 $B \times \nabla B$ 漂移方向向下. 辅助加热功率如下: $P_{\text{LHW}} = 0.8-2.4 \text{ MW}$, $P_{\text{ECRH}} = 0.8 \text{ MW}$, $P_{\text{NBHL}} = 1.5 \text{ MW}$. 当 $t = 2.2 \text{ s}$ LHW 功率提高到 2.0 MW (图 3(b)) 后, 等离子体立刻进入 H-mode, 如图 3(f) D_α 信号所示. 在 EAST 典型 H-mode 放电中, L-H 转换后的 $1-2 \text{ s}$ 内存在一个自发的粒子约束加强和逐渐减弱的过程. 当同



向 NBI 于 $t = 3.0$ s 注入 (图 3(c)) 后出现了明显的粒子排出效果, n_e 从 $2.9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 下降到 $2.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 钨杂质辐射也迅速下降; 而当 $t = 4.0$ s 从 O 窗口上外偏滤器靶板充气口注入 CD_4 气体 (图 3(e)) 后, 密度逐渐回升并在 $t = 4.5$ s 之后维持在 $3.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. 从图 3(d) 可以看出, CD_4 加入之后, CVI 线辐射强度迅速上升并于 $t = 4.5$ s 达到峰值, 之后辐射强度保持相对稳定. NBI 注入后, 电荷复合交换光谱可提供芯部旋转的测量, 如图 3(i) 所示, NBI 注入后芯部旋转速度维持在约 50 km/s, 而在充气后迅速下降至约 20 km/s, 这表明上外偏滤器充入 CD_4 气体后大幅降低了等离子体的环向旋转速度.

为了研究不同阶段钨杂质离子分布的上下不对称性变化, 选择了同向 NBI 注入前后、偏滤器充气前后的 3 个时间段 $t_1 = 2.4\text{--}2.6$ s, $t_2 = 3.6\text{--}3.8$ s 和 $t_3 = 5.0\text{--}5.2$ s, 比较了上述 3 个时间段钨杂质不同电离态特征线辐射 W^{27+} 51.457 Å, W^{32+} 52.2 Å 及 W^{44+} 60.93 Å 的强度剖面, 如图 4 所示. 其中图 4(a)–(c) 为归一化辐射强度; 图 4(d)–(f)

为原始辐射强度. 对比不同电离态钨离子特征线辐射强度的剖面分布, 可以发现 W^{27+} , W^{32+} 钨离子的特征线辐射强度呈现出明显的双峰分布, 而 W^{44+} 钨离子由于靠近芯部, 特征线辐射强度的双峰非常接近, 峰值强度相互影响. 在纯射频波加热时 (t_1 时间段), W^{27+} 51.457 Å, W^{32+} 52.2 Å 线辐射上半空间峰值强度略大于下半空间. 在同向束 NBI 注入之后 (t_2 时间段) 线辐射的上半空间峰值强度远大于下半空间, 上下不对称性明显增强, 辐射较强的一侧背离离子 $B \times \nabla B$ 漂移方向. 在 CD_4 气体注入之后 (t_3 时间段), 一方面增加了等离子体的总粒子数; 另一方面, 注入的粒子也与等离子体发生电荷交换, 导致动量损失进而降低 NBI 力矩^[20], 上半空间峰值辐射强度略小于下半空间辐射强度, 即上下不对称性发生了反转. 图 3(f) 显示了 W^{27+} 和 W^{32+} 离子线辐射强度分布上下不对称因子 I_u/I_d 随时间的演化, 可以看出, I_u/I_d 均由约 1.10 迅速下降至约 0.97, 也显示不对称方向发生了反转. 上述现象表明, 钨杂质离子上下不对称性分布与等离子体环向旋转强相关. 这里需要说明的是, 钨杂质

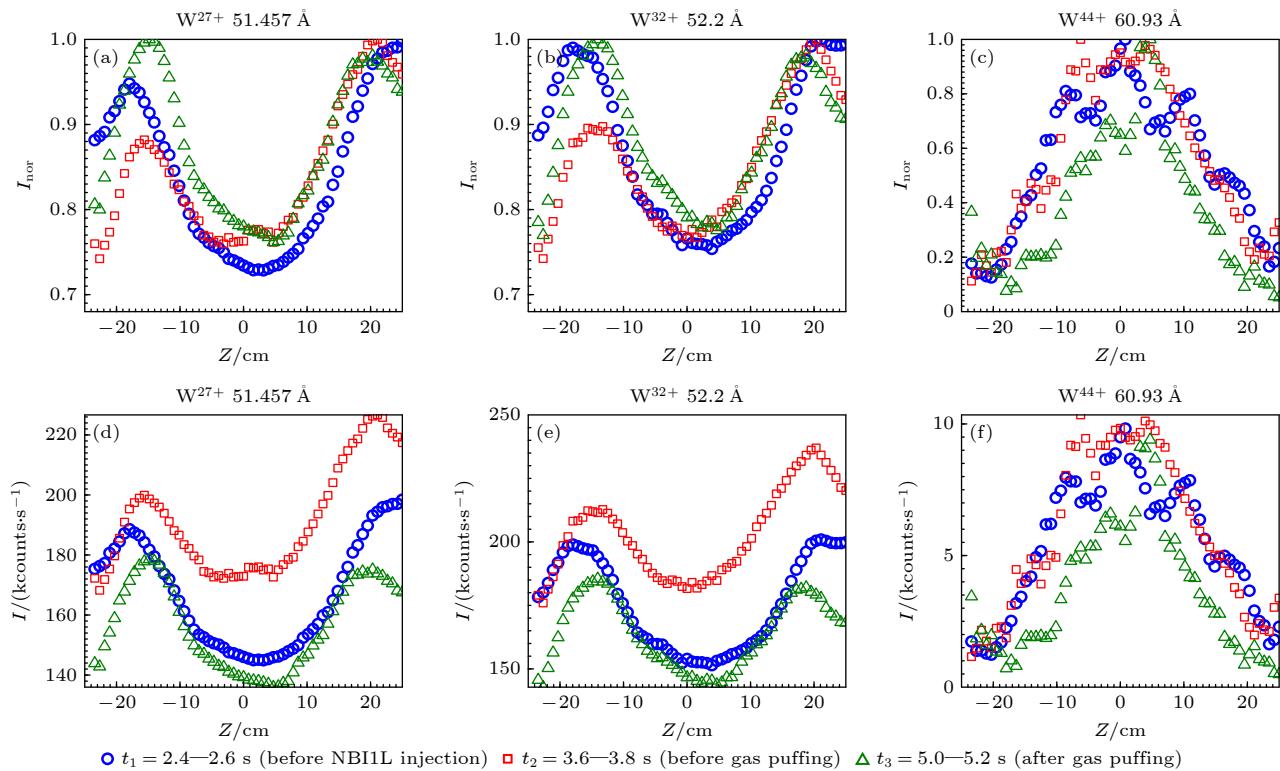


图 4 EAST #93801 在 $t_1 = 2.4\text{--}2.6$ s (蓝色)、 $t_2 = 3.6\text{--}3.8$ s (红色)、 $t_3 = 5.0\text{--}5.2$ s (绿色) 时间段内钨不同电离态线辐射剖面 (a), (d) W^{27+} 51.457 Å; (b), (e) W^{32+} 52.2 Å; (c), (f) W^{44+} 60.93 Å. (a)–(c) 为归一化辐射强度, (d)–(f) 为原始光谱强度计数

Fig. 4. Vertical profiles of line emission intensity for (a), (d), W^{27+} 51.457 Å; (b), (e), W^{32+} 52.2 Å; (c), (f) W^{44+} 60.93 Å during $t_1 = 2.4\text{--}2.6$ s (blue), $t_2 = 3.6\text{--}3.8$ s (red) and $t_3 = 5.0\text{--}5.2$ s (green) in EAST discharge # 93801. Normalized line intensity I_{nor} in (a)–(c), and raw line intensity I in (d)–(f).

在不同时刻下的径向分布的不同导致了图 4 中钨杂质在实验室 Z 坐标下的上下不对称分布, 其峰值位置有所不同.

为了进一步研究离子 $B \times \nabla B$ 漂移向下的相似条件下钨杂质离子辐射(密度)分布上下不对称性与环向旋转的关系, 对 2019 年度 EAST 实验中纵场方向为俯视顺时针(离子 $B \times \nabla B$ 漂移向下)下的上单零位形的高约束模(H-mode)放电数据进行统计分析. 环向旋转用芯部旋转速度值表征, 选择 W³²⁺ 52.2 Å 线辐射研究钨杂质离子上下不对称性. 统计结果如图 5 所示, 可以看出, 当芯部旋转速度 $V_{t0} \geq 30$ km/s 时, 不对称性因子 $I_u/I_d > 1$ (1.03—1.13), 此时 W³²⁺ 离子辐射较强的一侧背离离子 $B \times \nabla B$ 漂移方向; 随着芯部旋转速度的下降 I_u/I_d 随之减小, 即上下不对称性减弱. 当 V_{t0} 下降至约 20 km/s 时, $I_u/I_d \approx 1$ (0.99—1.01). 当芯部旋转速度继续下降时, 不对称性因子也持续下降至小于 1, 即不对称性发生了反转. 当 V_{t0} 降至约 10 km/s 时, I_u/I_d 随之降至 0.96.

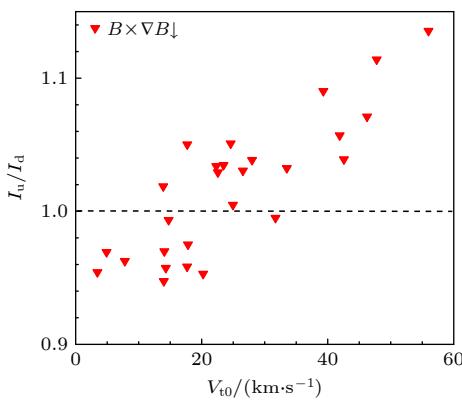


图 5 W³²⁺ 52.2 Å 线辐射强度不对称因子 I_u/I_d 随芯部环向旋转速度 V_{t0} 的变化

Fig. 5. Asymmetry factor I_u/I_d of line emission intensity for W³²⁺ 52.2 Å as a function of central toroidal rotation velocity, V_{t0} .

4 基于漂移动理学的理论预测与实验结果分析

基于漂移动理学, 可以从理论解析的角度预测高 Z 杂质的上下不对称分布, 而考虑环向旋转的高 Z 杂质磁面不均匀分布, 及其对径向输运的影响是现今高 Z 杂质输运理论研究的重点 [21]. 本文展现的实验结果、包括统计得到的规律均能很好地

吻合理论的预测. 下面给出通过求解漂移动理学方程, 结合杂质平行于磁场方向的动量守恒、准中性条件, 假设大环径比近似得到的杂质磁面不均匀分布的表达式 $n(\theta) = 1 + N_s \sin \theta + N_c \sin \theta + O(\varepsilon^2)$, 其中 $n(\theta) = n_z / \langle n_z \rangle$, 这里 N_s , N_c 分别表示上下、内外不对称的密度峰值与极向密度分布平均值之间的比值, θ 表示等离子体极向截面的极向角坐标, $\theta = 0$ 位于中平面外侧与磁面相交的点. 本文所关注的上下不对称分布 N_s 的解析表达式为 [22]

$$N_s = 2\varepsilon g \frac{1 + (1 + \gamma)M_0^2}{1 + (1 + \gamma)^2 g^2}.$$

当磁场为俯视顺时针时, $N_s > 0$ 表示中平面以上的杂质分布高于中平面以下的部分, 对应实验数据的 $I_u/I_d > 1$; 反之, $N_s < 0$ 则对应 $I_u/I_d < 1$. $\varepsilon = a/R$ 为反环径比, 即装置的小半径与大半径的比值. $M_0^2 = M^2 R_0^2 / R^2$, R_0 表示磁轴位置处的大半径, M^2 则表示修正后的杂质环向转动的马赫数, 其表达式为

$$M^2 = \frac{m_z \omega^2 R^2}{2T_z} \left(1 - \frac{Z m_i}{m_z} \frac{T_e}{T_e + T_i} \right),$$

其中 m_i 和 m_z 分别为主离子和杂质离子的质量, T_i 和 T_z 分别为主离子和杂质离子的温度, Z 为杂质离子的带电量, ω 为环向旋转的角速度, 环向速度可表示为 $V_{t0} = \omega R$. 另外 γ 是一个只与背景等离子体相关的无量纲参数:

$$\gamma = 0.33 f_c \frac{a}{L_{Ti}} / \left(\frac{a}{L_{ni}} - \frac{1}{2} \frac{a}{L_{Ti}} \right),$$

其中 a/L_{Ti} 和 a/L_{ni} 分别为归一化的离子温度和密度梯度, $L_{Ti} = T_i / (\partial T_i / \partial \psi)$, $L_{ni} = n_i / (\partial n_i / \partial \psi)$; $f_c \simeq 1 - 1.46\sqrt{\varepsilon}$ 为通行粒子的份额, 在大环径比近似下可约等于 1; 而 g 则是一个无量纲参数, 直接关联主离子对杂质摩擦力的平行于磁场的分量, 通常情况下对于高 Z 杂质有 $|g| \propto Z^2 > 1$ [23]. 这个表达式直观地显示了理论上 N_s 与环向转动正相关. 需要指出, 通常情况下 $1/L_{ni} < 1/2 \cdot 1/L_{Ti}$, 此时 $\gamma < 0$, 当环向旋转速度很大时, 转动带来的湍流致稳作用强, 归一化温度梯度高, 归一化密度梯度低; 当满足 $1/L_{ni} < (0.5 - 0.33 f_c) \cdot 1/L_{Ti}$ 时, 有 $1 + \gamma > 0$, 上下不对称性与转动呈现正相关且 $N_s > 0$. 而当环向旋转速度降低, 转动带来的湍流致稳作用减弱, 归一化密度梯度升高, 归一化温度梯度降低时, 则有可能出现 $1/L_{ni} > (0.5 - 0.33 f_c) \cdot 1/L_{Ti}$, 此时有

$\gamma + 1 < 0$, N_s 可能出现负值, 即发生反转, 但由于环向旋转速度较低, 故反转后上下不对称的幅度往往小于反转前的大小.

值得注意的一点是, 图 3(d) 在 t_2 和 t_3 时间段, 芯部弦积分密度和芯部电子温度很直观地展现出同步于环向旋转速度变化的变化, 即 NBI 之后, 环向旋转速度上升, 芯部温度升高, 密度降低, 而气体注入之后, 环向旋转速度下降, 芯部温度有所降低, 密度升高. 因此除了环向旋转本身的影响外, 背景等离子体离子密度、温度等参数分布的变化可能也间接地调制了钨杂质上下不对称性的强弱乃至方向, 今后将设计专门的实验进行验证.

关于上下不对称分布与离子磁场梯度 $B \times \nabla B$ 漂移方向的关系, 由于托卡马克位形 ∇B 的方向近似实验室坐标 R 的反方向不变, 因此在相等的环向旋转下, 该关系实际上是俯视视角下环向磁场顺、逆时针与上下不对称分布的关系. 实验上观测到的辐射较强(密度较大)的一侧背离离子 $B \times \nabla B$ 漂移方向这一现象, 其原因在于主离子对杂质的摩擦力, 其平行于磁场的分量与磁场方向始终相反, 对于顺时针的环向磁场, $g > 0$; 而对于逆时针的环向磁场则有 $g < 0$, 进而上下不对称分布的强侧始终与离子磁场梯度漂移方向 $B \times \nabla B$ 相反.

5 结 论

本文首次利用在 EAST 上发展的极紫外空间分辨杂质光谱仪 (EUV_Long2), 对离子 $B \times \nabla B$ 漂移向下、上单零位形 H-mode 等离子体中钨杂质离子线辐射上下不对称分布行为开展实验研究. 在有同向束注入的情况下, 观察到钨杂质离子线辐射表现出显著的上下不对称性, 且不对称方向背离离子 $B \times \nabla B$ 漂移方向; 而在充入 CD_4 气体后, 不对称程度随着环向旋转速度迅速下降而下降, 最终发生反转. 除此之外, 统计分析结果也显示了不对称性与等离子体环向旋转速度的强相关性.

本文中钨杂质上下不对称性的观测结果验证了漂移动理学理论所预测的, 上下不对称分布导致辐射较强的一侧始将终背离离子磁场梯度漂移方向这一现象, 以及杂质上下不对称性与等离子体环向旋转之间的强相关性, 即在环向旋转速度很大时, 显著的正相关. 另外伴随环向旋转速度降低时

的背景主离子温度密度等参数分布及梯度的改变, 可能引起不对称反转. 本工作为杂质极向输运研究提供了切入点和实验支持, 为后续进一步研究钨杂质极向输运及其与径向输运的相互作用研究打下了基础. 今后我们将设计专门的实验, 在完备等离子体参数剖面测量的基础上, 对高 Z 杂质极向上下不对称分布开展更深入的机理研究.

EAST 装置的极紫外空间分辨杂质光谱仪系统的一次性空间观测范围已从 $-23.5 \leq Z \leq 25$ cm ($\rho \leq 0.35$) 扩展到 $-40 \leq Z \leq 40$ cm ($\rho \leq 0.65$), 并且新研制了一套覆盖全极向空间的可见波段空间分辨杂质光谱仪, 因此可以进一步针对 EAST 等离子体中不同低、中、高 Z 杂质离子(例如 C, Cu, Fe, Mo 等) 以及高 Z 金属杂质更低电离态的离子开展完整分布剖面的观测, 研究上下不对称性分布对杂质带电量 Z 的依赖关系. 另外, 对不同放电模式下钨杂质不对称分布的变化也是下一步研究的重要方向, 将为未来聚变堆物理设计中不同放电模式下的高 Z 杂质控制提供一定的依据与参考.

参 考 文 献

- [1] Zhang W M, Zhang L, Cheng Y X, Morita S, Wang Z X, Hu A L, Zhang F L, Duan Y M, Zhou T F, Wang S X 2022 *Phys. Scr.* **97** 045604
- [2] Van Rooij G J, Coenen J W, Aho-Mantila L, Brezinsek S, Clever M, Dux R, Groth M, Krieger K, Marsen S, Matthews G F, Meigs A, Neu R, Potzel S, Pütterich T, Rapp J, Stamp M F 2013 *J. Nucl. Mater.* **438** S42
- [3] Wan B N, Gong X Z, Liang Y, Xiang N, Xu G S, Sun Y, Wang L, Qian J P, Liu H Q, Zhang B, Xia T Y, Huang J, Ding R, Zhang T, Zuo G Z, Sun Z, Zeng L, Zhang X J, Zang Q, Lyu B, Garofalo A M, Li G Q, Li K D, Yang Q Q and for the EAST Team and Collaborators 2022 *Nucl. Fusion* **62** 042010
- [4] Gao X, Zeng L, Wu M Q, Zhang T, Yang Y, Ming T F, Zhu X, Wang Y M, Liu H Q, Zang Q, Li G Q, Huang J, Gong X Z, Li Y Y, Li J G, Wan Y X and the EAST team 2020 *Nucl. Fusion* **60** 102001
- [5] Terry J L, Marmar E S, Chen K I, Moos H W 1977 *Phys. Rev. Lett.* **39** 1615.
- [6] Brau K, Suckewer S, Wong S K 1983 *Nucl. Fusion* **23** 1657
- [7] Rice J E, Reinke M L, Cao N, Hughes J W, Ashbourn J M A, Ernst D R, Hubbard A E, Irby J H 2018 *Nucl. Fusion* **58** 126008
- [8] Zhang D, Burhenn R, Beidler C D, Feng Y, Thomsen H, Brandt C, Buller S, Reimold F, Hacker P, Laube R, Geiger J, García Regaña J M, Smith H M, König R, Giannone L, Penzel F, Klingler T, Baldzuhn J, Bozhenkov S, Bräuer T, Brunner J K, Buttenschön B, Damm H, Endler M, Effenberg F, Fuchert G, Gao Y, Jakubowski M, Knauer J, Kremeyer T, Krychowiak M, Kwak S, Laqua H P, Langenberg A, Otte M,

- PablantN, Pasch E, Rahbarnia K, Pavone A, Rudischhauser L, Svensson J, Killer C, Windisch T, the W7-X Team 2021
Nucl. Fusion **61** 116043
- [9] Hinton F L, Hazeltine R D 1976 *Rev. Mod. Phys.* **48** 239
- [10] Hinton F L, Wong S K 1985 *Phys. Fluids* **28** 3082
- [11] Wong S K 1987 *Phys. Fluids* **30** 818
- [12] Wang W Z, Xiang L Y, Wu J H, Yang Z S, Ding F, Wang L, Duan Y M, Hu Z H, Mao H M, Luo G N 2016 *Nuclear Fusion Plasma Phys.* **36** 42 (in Chinese) [王文章, 向玲燕, 吴金华, 杨钟时, 丁芳, 王亮, 段艳敏, 胡振华, 毛红敏, 罗广南 2016 核聚变与等离子体物理 **36** 42]
- [13] Zhao L M, Shan J F, Liu F K, Jia H, Wang M, Liu L, Wang X J, Xu H D, the LHCD team 2010 *Plasma Sci. Technol.* **12** 118
- [14] Xu H D, Wang X J, Liu F K, Zhang J, Huang Y Y, Han J F, Wu D J, Hu H C, Li B, Li M H, Yang Y, Feng J Q, Xu W Y, Tang Y Y, Wei W, Xu L Q, Liu Y, Zhao H L, Lohr J, Gorelov Y A, Anderson J P, Ma W D, Wu Z G, Wang J, Zhang L Y, Guo F, Sun H Z, Yan X S, East Team 2016 *Plasma Sci. Technol.* **18** 442
- [15] Zhao Y P, Zhang X J, Man Y Z, Yuan S, Xue D Y, Deng X, Wang L, Ju S Q, Cheng Y, Qin C M, Chen G, Lin Y, Li J G, Wan B N, Song Y T, Braun F, Kumazawa R, Wukitch S 2014 *Fusion Eng. Des.* **89** 2642
- [16] Liu C Y, Chen M X, Wu B 2017 *Nuclear Fusion Plasma Phys.* **37** 313 (in Chinese) [刘成岳, 陈美霞, 吴斌 2017 核聚变与等离子体物理 **37** 313]
- [17] Zhang L, Morita S, Xu Z, Wu Z W, Zhang P F, Wu C R, Gao W, Ohishi T, Goto M, Shen J S, Chen Y J, Liu X, Wang Y M, Dong C F, Zhang H M, Huang X L, Gong X Z, Hu L Q, Chen J L, Zhang X D, Wan B N, Li J G 2015 *Rev. Sci. Instrum.* **86** 123509
- [18] Xu Z, Zhang L, Cheng Y X, Morita S, Li L, Zhang W M, Zhang F L, Zhao Z H, Zhou T F, Wu Z W, Lin X D, Gao X, Ding X B, Yang Y, Liu H Q 2021 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **1010** 165545
- [19] Zhang L, Morita S, Wu Z W, Xu Z, Yang X D, Cheng Y X, Zang Q, Liu H Q, Liu Y, Zhang H M, Ohishi T, Chen Y J, Xu L Q, Wu C R, Duan Y M, Gao W, Huang J, Gong X Z, Hu L Q 2019 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **916** 169
- [20] Versloot T W, de Vries P C, Giroud C, Brix M, von Hellermann M G, Lomas P J, Moulton D, Mullane M O', Nunes I M, Salmi A, Tala T, Voitsekhovitch I, Zastrow K D, JET-EFDA Contributors 2011 *Plasma. Phys. Control. Fusion* **53** 065017
- [21] Angioni C, Helander P 2014 *Plasma. Phys. Control. Fusion* **56** 124001
- [22] Fillop T, Helander P 1999 *Phys. Plasmas* **6** 3066
- [23] Angioni C 2021 *Plasma. Phys. Control. Fusion* **63** 073001

Experimental study on up-down asymmetry of tungsten impurities in EAST tokamak^{*}

Zhao Wei-Kuan¹⁾²⁾ Zhang Ling^{1)†} Cheng Yun-Xin¹⁾ Zhou Cheng-Xi^{3)‡}
 Zhang Wen-Min¹⁾²⁾ Duan Yan-Min¹⁾ Hu Ai-Lan¹⁾ Wang Shou-Xin¹⁾
 Zhang Feng-Ling¹⁾²⁾ Li Zheng-Wei¹⁾⁴⁾ Cao Yi-Ming¹⁾⁴⁾ Liu Hai-Qing¹⁾

1) (*Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Science, Hefei 230026, China*)

2) (*Department of Science Island, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

3) (*University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

4) (*Institute of Material Science and Information Technology, Anhui University, Hefei 230601, China*)

(Received 6 September 2023; revised manuscript received 7 October 2023)

Abstract

By using the high-performance extreme ultraviolet spatial resolution impurity spectrometer, the up-down asymmetric distribution of tungsten impurity radiation in EAST tokamak is studied experimentally for the first time. The results show that during the co-directional neutral beam injection, the central toroidal rotation velocity is large, the up-down asymmetry is strong, and the side with strong radiation deviates from ion $B \times \nabla B$ drift direction. However, after injecting deuterated methane CD_4 into plasma through the valve of the upper divertor outer plate, the central toroidal rotation velocity decreases rapidly, and the asymmetry of the original tungsten impurity radiation decreases soon and finally reverses. In this work, a further statistical study of the W^{32+} impurity radiation asymmetry factor I_u/I_d depending on the central toroidal rotation velocity V_{t0} is performed. The results show that when V_{t0} is larger than 30 km/s, the side with strong radiation deviates from ion $B \times \nabla B$ drift direction, however, when V_{t0} decreases to below 20 km/s, the asymmetry can be reversed. The relation of toroidal rotation velocity with impurity radiation asymmetry validates the prediction from drift-kinetic theory, and demonstrates that the centrifugal force induced by the toroidal rotation directly causes the asymmetric distribution of tungsten impurities through affecting the momentum conservation parallel to the magnetic field. The experimental observation of the asymmetric distribution of tungsten impurities in this work lays a solid foundation for further studying the poloidal transport of high- Z impurities and provides some important references for controlling the high- Z impurities in future fusion reactors.

Keywords: EAST tokamak, impurity up/down asymmetry, toroidal field direction, divertor gas puffing

PACS: 52.55.Fa, 52.25.Vy

DOI: [10.7498/aps.73.20231448](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231448)

* Project supported by the National Magnetic Confinement Fusion Program of China (Grant No. 2022YFE03180400) and the National Natural Science Foundation for Excellent Young Scholars of China (Grant No. 12322512).

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

‡ Corresponding author. E-mail: cxzhou@ustc.edu.cn