

专题: 磁约束等离子体中的高能量粒子

磁约束等离子体中的高能量粒子专题编者按

DOI: [10.7498/aps.72.210101](https://doi.org/10.7498/aps.72.210101)

磁约束聚变等离子体中, 中性束注入或射频波加热能够产生几十千至兆电子伏特能量的高能量粒子, 氦聚变产物阿尔法粒子的初始能量为 3.5 MeV. 高能量离子通常具有较大径向尺度的运动轨道, 一般不会冻结在磁力线上, 可能还出现直接的轨道损失. 由于高能量粒子存在固有的自由能 (压强梯度和速度空间各向异性), 其特征轨道运动会与剪切阿尔芬波及低频磁体不稳定性发生共振相互作用, 激发各种阿尔芬本征模和能量粒子模不稳定性, 如环向阿尔芬本征模和鱼骨模等. 这些不稳定性与高能量粒子之间的非线性相互作用反过来会导致高能量粒子对流及扩散损失. 直接轨道损失和输运损失的高能量粒子有可能轰击在聚变反应堆的第一壁上, 缩短第一壁使用寿命, 甚至会导致反应堆无法正常运行. 在 ITER 和未来聚变示范堆燃烧等离子体中, 氦聚变产物阿尔法粒子具有高能低密度的特点以及与背景热等离子体可比的压强, 并提供比外部注入高得多的加热功率, 因此, 阿尔法粒子对背景等离子体的加热、阿尔法粒子输运与约束、阿尔法粒子与磁流体不稳定性及湍流的相互作用、阿尔法粒子驱动不稳定性等过程变得非常重要, 对这些过程的深刻理解、有效控制和利用将是实现等离子体高效稳定聚变燃烧的核心基础.

应《物理学报》编辑部的邀请, 我们邀请了部分活跃在研究高能量粒子第一线的中青年科学家, 组织了本期专题. 马瑞瑞及其合作者阐述了反磁剪切托卡马克等离子体中低频剪切阿尔芬波的理论研究. 徐明及其合作者综述了 EAST 反磁剪切条件下磁流体不稳定性及内部输运垒物理实验结果. 包健等 13 位青年科学家分别在阿尔芬模稳定性、阿尔芬模非线性行为、磁流体不稳定性协同作用、高能量粒子输运与损失和高能量不稳定性控制等几个方向陈述了磁约束等离子体中高能量粒子有关的理论、模拟和实验, 反映了此领域的一些研究现状, 希望对读者了解此前沿课题有所帮助.

(客座编辑: 陈伟 核工业西南物理研究院; 黄娟 中国科学院等离子体物理研究所;
仇志勇 浙江大学聚变理论与模拟中心; 万宝年 中国科学院等离子体物理研究所)

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

Preface to the special topic: Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

DOI: [10.7498/aps.72.210101](https://doi.org/10.7498/aps.72.210101)

磁约束等离子体中的高能粒子专题编者按

Preface to the special topic: Energetic particles in magnetic confinement fusion

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 210101 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.210101

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.210101>

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

超短超强激光等离子体物理专题编者按

Preface to the special topic: Ultra short ultra intense laser plasma physics

物理学报. 2021, 70(8): 080101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.080101>

等离子体物理及其材料处理专题编者按

Preface to the special topic: Several problems in plasma physics and material treatment

物理学报. 2021, 70(9): 090101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.090101>

面向类脑计算的物理电子学专题编者按

Preface to the special topic: Physical electronics for brain-inspired computing

物理学报. 2022, 71(14): 140101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.140101>

探索凝聚态中的马约拉纳粒子专题编者按

Preface to the special topic: Majorana in condensed matter

物理学报. 2020, 69(11): 110101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.110101>

柔性电子专题编者按

Preface to the special topic: Flexible electronics

物理学报. 2020, 69(17): 170101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.170101>

二维磁性材料专题编者按

Preface to the special topic: Two-dimensional magnetic materials

物理学报. 2021, 70(12): 120101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.120101>

专题: 磁约束等离子体中的高能粒子

EAST 反磁剪切 $q_{\min} \approx 2$ 条件下磁流体力学不稳定性及内部输运垒物理实验结果简述*

徐明^{1)†} 徐立清¹⁾ 赵海林¹⁾ 李颖颖²⁾³⁾ 钟国强¹⁾
郝保龙¹⁾⁴⁾ 马瑞瑞⁴⁾ 陈伟⁴⁾ 刘海庆¹⁾ 徐国盛¹⁾
胡建生¹⁾ 万宝年¹⁾ EAST 团队¹⁾

1) (中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

2) (河北省紧凑型聚变重点实验室, 廊坊 065001)

3) (新奥科技发展有限公司, 廊坊 065001)

4) (核工业西南物理研究院, 成都 610041)

(2023 年 5 月 4 日收到; 2023 年 6 月 5 日收到修改稿)

托卡马克装置内, 建立和维持内部输运垒结构是提高等离子体约束的重要保障. 本文简单概述了 EAST 反磁剪切 $q_{\min} \approx 2$ 实验条件下建立和维持内部输运垒的关联物理过程: “离轴锯齿”和双撕裂模不稳定性; 快离子激发的阿尔芬波不稳定性; 热粒子激发的低频模不稳定性等. 首先, “离轴锯齿”是判断实验条件 $q_{\min} \leq 2$ 的重要依据. 文中详细介绍了“离轴锯齿”的激发条件、分类方式和先兆模结构等基本特征, 其崩塌事件由 $m/n = 2/1$ 双撕裂模磁重联诱发产生. 其次, 在“离轴锯齿”振荡期间, 快离子很容易激发比压阿尔芬本征模和反剪切阿尔芬本征模. 这两类阿尔芬本征模的环向模数为 $1 \leq n \leq 5$, 径向位置为环向区域 $1.98 \text{ m} \leq R \leq 2.07 \text{ m}$ (磁轴 $R_0 \approx 1.9 \text{ m}$, 归一化小半径 $0.2 \leq \rho \leq 0.45$). 简述阿尔芬波的激发条件和 3 种不同物理量 (热压力梯度、快离子分布函数和环向流速剪切) 等之间的关系. 第三, 在“离轴锯齿”振荡期间, 热压力梯度可以诱发低频模不稳定性. 利用一般鱼骨模色散关系很容易得出 EAST 上低频模的基本特征: 1) 离子抗磁漂移频率大小; 2) 阿尔芬波极化方向; 3) 反应型动力学气球模特征. 低频模不稳定性的激发不依赖快离子, 主要发生在高的压力梯度区 $\alpha \propto (1 + \tau)(1 + \eta_i)$, $\tau = T_e/T_i$, $\eta_i = L_{n_i}/L_{T_i}$, 也即是足够高的 τ 和 η_i . 最后, “离轴锯齿”不稳定性的抑制和内部输运垒结构的建立. EAST 内 $q_{\min} \approx 2$ 条件下内部输运垒建立过程中包括 3 个重要过程: 1) 切向 (NBIIL) 注入比垂直方向 (NBIIR) 注入的中性束更容易缓解“离轴锯齿”的爆发周期; 2) 存在“离轴锯齿”的情况高效缓解微观不稳定性, 且此位形更有利于内部输运垒结构的建立; 3) 内部输运垒建立过程中伴随阿尔芬波 ($1 \leq n \leq 5$) 不稳定性的激发, 内部输运垒维持期间存在热离子温度梯度激发的中尺度微观不稳定性 ($5 \leq n \leq 10$) 等. 因此, 理解和掌握“离轴锯齿”实验条件的建立和抑制、阿尔芬波的激发和快离子的再分布、热压力梯度相关不稳定性等物理过程, 对于内部输运垒形成机制的理解具有重要的借鉴意义.

关键词: 双撕裂模不稳定性, 阿尔芬本征模, 低频模不稳定性, 内部输运垒

PACS: 52.30.Cv, 52.35.Bj, 52.35.Py, 52.35.Ra

DOI: 10.7498/aps.72.20230721

* 国家重点研发计划 (批准号: 2019YFE03020000, 2018YFE0304100) 和国家自然科学基金 (批准号: 12175271, 11975267) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: mxu@ipp.ac.cn

1 引言

磁约束聚变装置(包括托卡马克和仿星器),建立和维持内部输运垒(ITBs)结构是提高等离子体约束的重要保障. 内部输运垒建立需要几个重要条件^[1-3]: 1) 径向电场剪切; 2) 反剪切磁位形; 3) $q_{\min}$ 大小接近正整数 ($q_{\min} = 1, 2, \dots$) 等. 最新实验发现, 特定的快离子分布函数在内部输运垒建立过程中同样起到了至关重要的作用^[4,5]. 利用电磁模拟 GENE 代码的结果发现, 快离子的密度梯度分布可以激发一个新的 ITBs 结构, 被称为快离子引起的反常输运垒(F-ATB)^[6]. 内部输运垒结构最先在 JT-60U 装置上发现^[7], 并相继在 TFTR^[8-10], DIII-D^[11], JET^[12,13] C-Mod^[14] 等装置观察到. 一般情况下, ITBs 等离子体常常遭受压力梯度诱发的磁流体力学(MHD) 崩塌事件, 如发生双撕裂模不稳定性^[15]. 本文将利用 EAST 装置 $q_{\min} \approx 2$ 的反剪切磁位形为出发点, 系统研究和内部输运垒相关联的各类物理问题. 文章的总体布局如下: 第 2 部分, 总体介绍反磁剪切 $q_{\min} \approx 2$ 条件下相关物理之间的关系图; 第 3 部分, “离轴锯齿”和双撕裂模的激发条件, 分类和先兆模的基本特征; 第 4 部分, 快离子激发阿尔芬本征模不稳定性; 第 5 部分, 热压力梯度激发低频模不稳定; 第 6 部分, 内部输运垒的相关物理过程; 第 7 部分, 结论部分.

2 反磁剪切 $q_{\min} \approx 2$ 条件下关联物理

在 EAST 托卡马克装置上开展了一系列探索高约束模式放电过程的物理实验. 在反磁剪切最小安全因子 $q_{\min} \approx 2$ 的实验条件下, 几个重要的物理结果如图 1 所示.

1) “离轴锯齿”的定义和由来. 锯齿的先兆模一般发生在磁轴附近 (on-axis), 且磁轴处的安全因子满足条件 $q_0 < 1$, 而“离轴锯齿”(“off-axis” sawteeth, OAS) 的先兆模发生在最小安全因子 $q_{\min}$ 位置, 因此被称为“离轴锯齿”(为了方便, 后面去掉了“离轴锯齿”的引号). 离轴锯齿的爆发诱因是出现了双撕裂模(double tearing mode, DTM) 不稳定性, 即周期性地爆发 $m/n = 2/1$ 双撕裂模, 诱发磁重联崩塌事件, 这里的 m 和 n 分别指极向和环向模数. 一般锯齿的先兆模为 $m/n = 1/1$ 扭

曲撕裂模, 是与离轴锯齿的先兆模存在本质的不同, 具体参考文献^[16]. 严格意义上来说, 离轴锯齿仅仅为周期性崩塌事件.

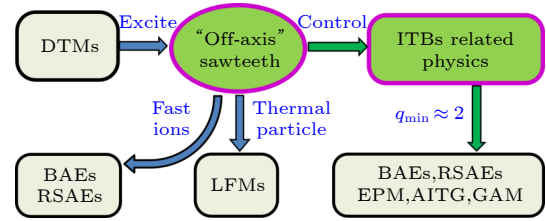


图 1 EAST 托卡马克装置反磁剪切 $q_{\min} \leq 2$ 条件下双撕裂模 (DTM) 和离轴锯齿 (OAS)、快离子激发低频阿尔芬波 (BAEs, RSAEs)、热压力梯度激发低频模 (LFMs) 和内部输运垒 (ITBs) 等物理过程之间的相互关系

Fig. 1. Sketch of different physics phenomena, namely, Double tearing modes (DTM) and “off-axis” sawteeth (OAS), fast ions induced low-frequency Alfvén waves, thermal pressure gradient induced low-frequency mode (LFM) and internal transport barriers (ITBs) under the condition of $q_{\min} \leq 2$ in the EAST tokamak.

2) 离轴锯齿期间的阿尔芬本征模不稳定性. 在离轴锯齿爆发的反磁剪切 $q_{\min} \leq 2$ 的实验条件下, 快离子很容易共振激发阿尔芬波不稳定性, 例如比压阿尔芬波不稳定性 (beta-induced Alfvén eigenmodes, BAEs)、反磁剪切阿尔芬波不稳定性 (reversed shear Alfvén eigenmodes, RSAEs) 等, 具体参考文献^[17,18].

3) 离轴锯齿期间的低频模不稳定性及其命名由来. 反磁剪切 $q_{\min} \leq 2$ 位形下, 高温比 $\tau = T_e/T_i \gg 1$ 的条件下 (T_e 和 T_i 分别指电子和离子温度), 很容易观察到在离子抗磁漂移频率范围下的一类不稳定性, 具有阿尔芬波极化方向的动理气球模特征^[18,19]. 这类模最先被识别为比压阿尔芬声本征模 (beta-induced Alfvén acoustic eigenmode, BAAE)^[20,21]. 随后, DIII-D 的实验结果发现, 这类不稳定性的激发不依赖于是否存在高能离子^[22], 且其频率低于 BAAE 的带隙中心, 是一种与高能离子激发条件无关的反应型不稳定性, 由于其频率小于 BAAE 和 BAE 等不稳定性而重新命名为低频模 (low-frequency modes, LFMs) 不稳定性.

4) 微观不稳定性的抑制和内部输运垒的建立. 在 $q_{\min} \approx 2$ 实验条件下的离轴锯齿振荡期间, 通过改变中性束的注入方向等方法, 可以有效抑制双撕裂模的爆发周期. 当外部注入功率较低时, 常伴随电子温度梯度相关联的微观不稳定性的激发和缓

解现象;而当外部注入功率超过某一阈值时,等离子体进入具有离子内部输运垒(internal transport barriers, ITBs)结构的高约束模状态.在EAST内ITBs建立过程中,可观察到丰富的物理现象,如和压力梯度有关的AITG(Alfvén ion temperature gradient)不稳定性,高能离子再分布有关的高能粒子模(EPM)、BAEs和RSAEs等不稳定性,等离子体旋转效应有关的GAM(geodesic acoustic modes)不稳定性等.

3 离轴锯齿和双撕裂模

离轴锯齿爆发事件最先在TFTR装置反磁剪切放电位形中观察到^[15].随后,针对双撕裂模的结构和相关特征开展了一系列理论和模拟工作^[23–25].快离子可以显著改变双撕裂模的增长率^[26],剪切流可以导致双共振面上撕裂模的解耦并抑制双撕裂模的线性增长率^[27]等.离轴锯齿和一般锯齿拥有很多类似的地方,如两者均表现出周期性崩塌过程.严格意义来说,离轴锯齿不能称为锯齿,因为它不满足锯齿的基本特征.利用EAST上观察到的实验结果,我们把离轴锯齿和一般锯齿进行对比,如表1所列.

1) 爆发条件:离轴锯齿主要发生在反磁剪切位形的实验条件下,存在双有理面如 $q_{\min} \leq 2$ ($q_0 > 2$);而一般锯齿发生在单调 q 分布的条件下,且满足芯部安全因子 $q_0 \leq 1$.

2) 先兆模结构:离轴锯齿崩塌前爆发的先兆模为 $m/n = 2/1$ 撕裂模;而一般锯齿崩塌前的先兆模为 $m/n = 1/1$ 扭曲撕裂模.

3) 先兆模径向位置:离轴锯齿的先兆模出现在远离磁轴的“环形”区域,对应的径向位置为 $1.7 \text{ m} \leq R \leq 1.8 \text{ m}$ (高场侧)和 $2 \text{ m} \leq R \leq 2.1 \text{ m}$ (低场侧);而一般锯齿的先兆模发生 $1.8 \text{ m} \leq R \leq 2 \text{ m}$ (其中磁轴的位置 $R_0 \approx 1.9 \text{ m}$).

4) 对等离子体的影响:离轴锯齿崩塌和一般破裂过程类似,常带来等离子体约束过程的极大破坏作用,如离轴锯齿中心崩塌事件中的电子温度扰动为 $\Delta T_{e0}/T_{e0} \geq 30\%$,等离子体储能下降 $\Delta W_{\text{dia}}/W_{\text{dia}} \geq 10\%$,并在边界 D_α 信号上产生极强的热脉冲信号;而一般锯齿芯部的电子温度扰动约为 $\Delta T_{e0}/T_{e0} \leq 10\%$,且崩塌所产生的脉冲不容易传输到边界 D_α 信号上.主要原因为:锯齿崩塌过程

中同时存在“反转半径”(inversion radius)和“混合半径”(mixing radius),这两个径向位置的存在形成了“护城河”,高效地阻止了粒子和能量的向外输运过程(“混合半径”的定义见文献^[28,29],主要指锯齿崩塌中粒子和能量输运的最外部区域,锯齿崩塌过程中“反转半径”和“混合半径”处的温度扰动均为 $\Delta T_e/T_e \approx 0$,这在3.2节有进一步介绍).

此外,离轴锯齿和边界局域模(ELM)爆发事件均产生类似的 D_α 脉冲信号,但两类事件却代表着完全不同的物理过程,如ELM事件为边界台基区(或外部输运垒)结构崩塌所产生的热量或粒子脉冲信号;而离轴锯齿崩塌为芯部区域双撕裂模发生磁重联过程而产生的热脉冲信号,其传输到边界区域而被 D_α 信号捕获到.

表1 EAST上离轴锯齿和一般锯齿的对比图
Table 1. Direct comparison between the OAS with conventional sawteeth in EAST.

	“锯齿”类型	
	离轴锯齿	一般锯齿
安全因子 q	反磁剪切	单调分布
$q_{\min}$	$q_{\min} \leq 2$ ($q_0 > 1$)	$q_0 \leq 1$
先兆模	$m/n = 2/1$ (D)TM	$m/n = 1/1$ kink
径向位置/m	HFS: $1.7 \leq R \leq 1.8$ LFS: $2 \leq R \leq 2.1$	$1.8 \leq R \leq 2$
$\Delta T_{e0}/T_{e0}$	$\geq 30\%$	$\leq 10\%$
“混合半径”	无	有
D_α 脉冲	有	无

注: EAST上磁轴位置 $R_0 \approx 1.9 \text{ m}$, 小半径 $a \approx 0.45 \text{ m}$.

3.1 离轴锯齿的激发条件

反磁剪切磁位形是建立内部输运垒结构必不可少的实验条件,而 $q_{\min} \leq 2$ 条件下最容易出现的现象是离轴锯齿.因此,探索离轴锯齿的激发条件也是探索反磁剪切出现的实验条件.EAST上激发离轴锯齿的实验条件如图2所示.

首先,离轴锯齿的爆发需要合适的内感 l_i 大小.在#62863中,当离子回旋共振加热(ICRH)系统在 $t \approx 3.15 \text{ s}$ 时刻打开,如图2(a)所示,其注入功率为 $P_{\text{IC}} \approx 0.8 \text{ MW}$.等离子体迅速进入高约束模(H-mode)状态,等离子体芯部的电子密度 n_{e0} 、等离子体储能 W_{dia} 和离子温度 T_{i0} 显著增加,并伴随着等离子体内感 l_i 的下降.当内感 $l_i \leq 1.05$ 时,观察到离轴锯齿崩塌事件的爆发,即满足实验条件 $q_{\min} \leq 2$.在高约束模放电条件下,离轴锯齿崩塌事

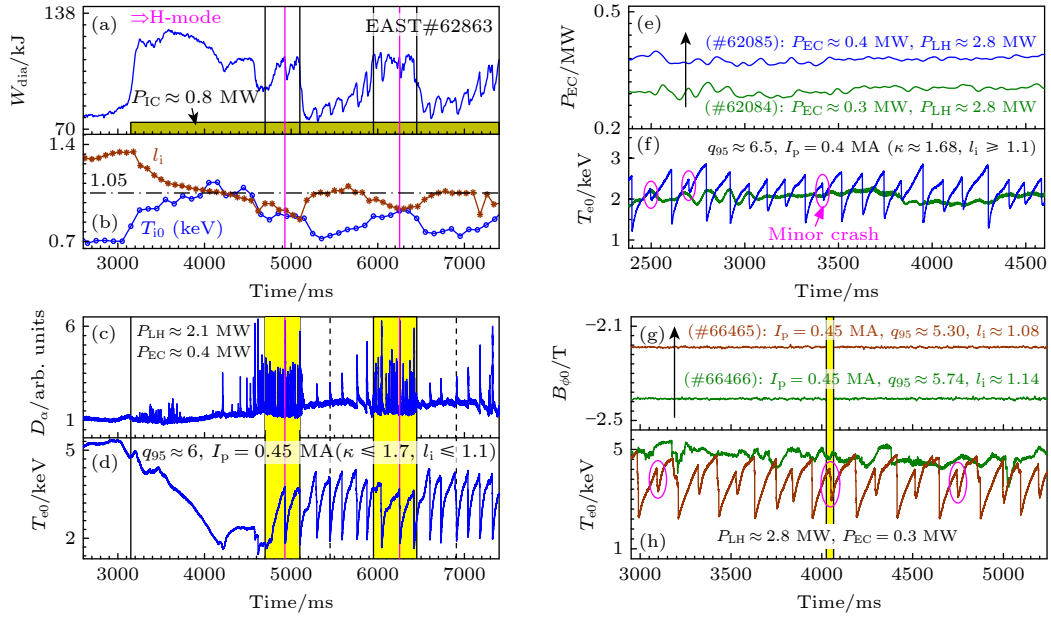


图2 EAST上离轴锯齿的不同激发条件 (a)—(d) ICRH辅助条件下离轴锯齿和边界局域模共存现象 (#62863); (e), (f) 提高 ECRH 功率阈值 (#62085) 和 (g), (h) 降低环向磁场 B_{ϕ} 实现离轴 ECRH 加热 (#66465) 条件下激发的离轴锯齿现象

Fig. 2. Several different conditions for the excitation of OAS: (a)—(d) Coexistence of OAS and ELM instabilities during the ICRH (#62863); (e), (f) effect of ECRH with power threshold (#62085); (g), (h) effect of toroidal field B_{ϕ} on the deposition of ECRH (#66465).

件和边界局域模 (ELM) 爆发事件共存, 如图 2 左列阴影区间所示. 需要说明的是, 离轴锯齿的崩塌事件对等离子体的约束起到破坏作用, 引起等离子体储能 W_{dia} 的下降, 并容易形成高约束模向低约束模 (L-mode) 转换. 在 H-mode 阶段爆发离轴锯齿崩塌事件, 引起的 D_{α} 脉冲强度远大于 ELM 事件或 L-mode 阶段下离轴锯齿崩塌事件, 可能的原因是内破裂诱发了边界运输垒结构的崩塌. 从目前实验结果看, ELM 爆发事件对芯部离轴锯齿的影响情况还不太清楚.

其次, 离轴锯齿的爆发需要合适的 ECRH 功率阈值和注入起始时刻. #62084 和 #62085 相邻两炮的放电参数完全类似: 等离子体电流 $I_p = 0.4$ MA 完全由 LHCD 驱动 ($P_{LH} \approx 2.8$ MW), 最外磁面的拉长比 $\kappa \approx 1.68$, 等离子体内感 $l_i \geq 1.1$, 95% 磁面处的安全因子 $q_{95} \approx 6.5$. 两炮最大的不同为 ECRH 的功率大小, 当 $P_{EC} = 0.3$ MW $\rightarrow$ 0.4 MW 时, 可以有效地激发离轴锯齿现象, 即合适的离轴 ECRH 功率可以有效建立实验条件 $q_{min} \leq 2$. 如图 2(e), (f) 所示, 对比 #62084 和 #66465 两炮发现, LHCD 和 ECRH 功率完全相同 ($P_{LH} \approx 2.8$ MW 和 $P_{EC} \approx 0.3$ MW). 但是, 等离子体电流增加 $I_p = 0.4$ MA $\rightarrow$ 0.45 MA (q_{95} 进一步减小, $q = rB_{\phi}/RB_{\theta}$), 最外磁面的拉长比下降 $\kappa = 1.68 \rightarrow 1.6$, 这些参数

的改变直接影响着 l_i 的大小和 q 剖面的不同, 进一步降低 ECRH 的功率阈值, 并诱发 #66465 中爆发离轴锯齿现象. 此外, 为了更好地修改 q 剖面, ECRH 的注入时刻常常选在电流上升阶段, 将在 6.3 节中进一步的讨论.

第三, 离轴锯齿激发的必要条件——ECRH 加热沉积位置远离磁轴, 如图 2(g), (f) 所示. 当 $B_{\phi} \cdot R \approx 4.16$ T $\cdot$ m (如 $R_0 = 1.9$ m 时, $B_{\phi 0} \approx 2.2$ T), 频率为 $f = 140$ GHz 的电子回旋共振加热 (ECRH) 的沉积位置为高场侧 $0.4 \leq \rho \leq 0.5$. 而当 $B_{\phi} \cdot R \approx 4.58$ T $\cdot$ m ($B_{\phi 0} \approx 2.4$ T) 时, ECRH 功率主要沉积在磁轴位置, 如 #66466 炮所示. 对比 #66465 和 #66466 相邻近两炮发现: LHCD 和 ECRH 功率完全相同, 等离子体电流均为 $I_p = 0.45$ MA, 且最外磁面的拉长比也完全相同. 但当我们把环向磁场 B_{ϕ} 修改为 $B_{\phi 0} = -2.2$ T $\rightarrow$ -2.4 T 时 (“-”表示磁场和电流方向相反), ECRH 加热的沉积位置由高场侧位置移动到芯部磁轴区域 ($R = 1.66$ m $\rightarrow$ 1.89 m), 离轴锯齿现象消失.

从 EAST 上现有的多炮统计数据来看, 单独依靠 LHCD 还不能有效建立离轴锯齿周期性崩塌事件, 必须借助 ECRH 功率的离轴径向位置沉积. 图 2 中多炮不同放电参数的对比可以发现, 激发离轴锯齿 (或建立反剪切 $q_{min} \leq 2$) 的必要条件包括:

1) LHCD 的全波电流驱动 (平均环电压 $\langle U_\phi \rangle \approx 0$ V); 2) ECRH 的共振加热位置, 注入起始时刻和功率阈值大小; 3) 影响等离子体内感 l_i 的多种方式, 如额外 ICRH 加热, 等离子体电流 I_p 大小, 最外磁面拉长比 κ , 重金属杂质的浓度等. 我们把 EAST 上 2016 年离轴锯齿爆发的参数区间进行统计, 可以概括为: 中心线平均电子密度 $\bar{n}_{e0} \approx 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $5.3 \leq q_{95} \leq 6.8$ ($0.4 \text{ MA} \leq I_p \leq 0.45 \text{ MA}$, 磁场强度维持不变 $B_{\phi 0} \approx 2.2 \text{ T}$), LHCD 和 ECRH 功率之和为 $3.2 \text{ MW} \leq P_{LE} \leq 4.2 \text{ MW}$ ($P_{LE} = P_{LH} + P_{EC}$), 最外磁面拉长比 $1.6 \leq \kappa \leq 1.7$ 和等离子体内感 $1 \leq l_i \leq 1.2$. 详细可参看文献 [16].

3.2 离轴锯齿可以分为三类事件

TFTR 装置 [15] 最先给出了离轴锯齿的两个不同过程——环形和中心崩塌事件. 随后, Tore Supra 装置实验结果 [30–32] 和大量数值模拟计算结果 [33–36] 进一步演示了这两类事件. 近期, 双流体模拟结果 [37] 根据双有理面 (这里指双 $q = 2$) 之间的距离大小和模频率的差异性, 把双撕裂模演化过程分为三个参数区间: 1) 中心 (Central) 崩塌区; 2) 环形

(Annular) 崩塌区; 3) 无双撕裂模磁重联崩塌 (No-Crash) 区域, 在 EAST 上表征为“广义锯齿”现象. 需要说明的是, 中心和环形崩塌事件均能产生边界 D_α 脉冲信号, 而“广义锯齿”和常规锯齿相类似, 存在“混合半径”, 所以未产生 D_α 脉冲信号. 如图 3(a) 所示, 当存在 NBI 且满足特定 q 分布的条件下, 离轴锯齿振荡期间交替出现以上三类事件. 定义三类事件爆发过程中温度的变化量: $\Delta T_e / T_e(t_0) = [T_e(t_c) - T_e(t_0)] / T_e(t_0)$, 其中 t_0 和 t_c 分别指崩塌前后的时刻.

1) 中心崩塌事件, 如图 3(b) 和图 3(c) 所示. 双撕裂模磁重联发生在 $q_{\min}$ 内外两侧的双 $q = 2$ 面之间, 当这两个有理面间距较大时或内部有理面靠近磁轴时, 崩塌事件直接导致芯部的电子温度或密度快速向外输运过程. 在中心崩塌前后, 整个芯部区域内的电子温度全部释放出去, 和一般破裂过程类似, 磁轴附近的电子温度变化量 $\Delta T_{e0} / T_{e0} \geq 30\%$ (最高可达到 $\Delta T_{e0} / T_{e0} \approx 50\%$). 崩塌前后表现出强的高低场侧不对称性, 在低场侧可以观察到“反转半径”落在 $q_{\min}$ 区域 $2 \text{ m} \leq R \leq 2.1 \text{ m}$ (这里“反转半径”是借用锯齿的称呼).

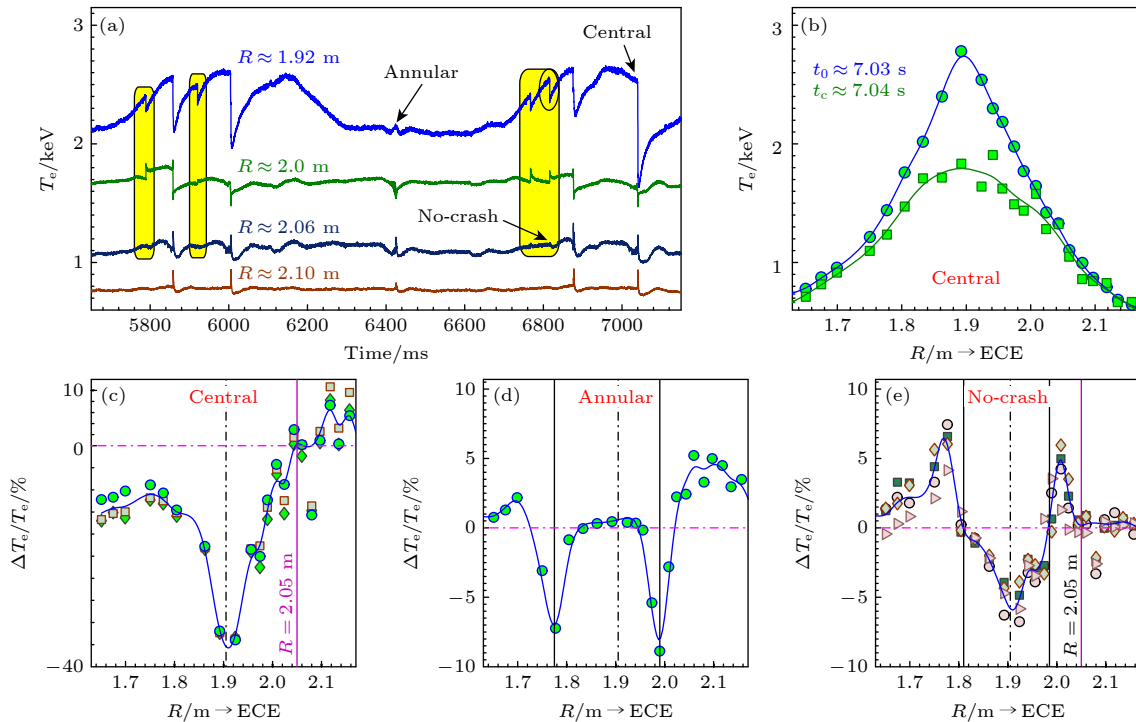


图 3 离轴锯齿可以分为中心 (Central)、环形 (Annular) 和“广义锯齿”崩塌事件三大类 (a) 不同径向 T_e 信号随时间演化; (b) 中心崩塌事件前后的 T_e 剖面的变化; (c)–(e) 三类崩塌事件发生前后的温度变化量 $\Delta T_e / T_e$ (磁轴 $R_0 \approx 1.9 \text{ m}$)

Fig. 3. The OAS can be divided into three categories: Central crash, annular crash and “generalized-sawteeth” crash events. (a) T_e for different radial positions; (b) T_e -profiles before and after the central crash event; (c)–(e) the relative alterations of $\Delta T_e / T_e$ for the three cases (magnetic axis: $R_0 \approx 1.9 \text{ m}$).

2) 环形崩塌事件, 如图 3(d) 所示. 环形崩塌事件发生的条件为: 双 $q = 2$ 面的间距小于中心崩塌事件或双 $q = 2$ 面的径向位置远离磁轴区域. 因此当发生环形崩塌事件时, 内外有理由面发生磁重联对芯部电子温度的影响显著下降, 芯部电子温度的变化量近似为 $\Delta T_{e0}/T_{e0} \approx 0\%$ 或远小于芯部崩塌带来的扰动幅值. 在环形崩塌事件发生前后, 温度释放最大的区域发生在 $q_{\min}$ 区域高场侧 ($1.73 \text{ m} \leq R \leq 1.82 \text{ m}$) 和低场侧 ($1.95 \text{ m} \leq R \leq 2.02 \text{ m}$), 温度变化量约为 $\Delta T_e/T_e \approx 10\%$.

3) 无双撕裂模磁重联崩塌或“广义锯齿”事件, 如图 3(e) 所示. 当双 $q = 2$ 面的距离变大或两个有理由面上撕裂模频率差异性增加时, 双撕裂模的演化进入第 3 个阶段. 和 $q = 1$ 面爆发锯齿现象类似, $q = 2$ 面附近爆发的“广义锯齿”过程中同样存在“反转半径”和“混合半径”, 对应的位置分别在 $R \approx 1.99 \text{ m}$ (内 $q = 2$ 面位置) 和 $R \approx 2.05 \text{ m}$ (外 $q = 2$ 面). 在“广义锯齿”崩塌前后, 由于内 $q = 2$ 面附近磁岛结构的形成, 导致芯部的粒子或能量释放到“反转半径”和“混合半径”组成的环形区域 (即双 $q = 2$ 面之间的区域), 而 $R \approx 2.05 \text{ m}$ 附近的磁岛结构未发生任何改变, 即未发生双撕裂模的磁重联崩塌过程.

在 q 剖面相似的条件下, 经常观察到图 2 右列所示的小崩塌事件. 这些小崩塌过程的“在轴” ($R = 1.87 \text{ m}$) 和“离轴” ($R = 1.98 \text{ m}$) 区域的温度扰动分别为 $\Delta T_e/T_e|_{(R_0 \leq 1.9 \text{ m})} \leq 10\%$ 和 $\Delta T_e/T_e|_{(R=1.98 \text{ m})} \approx 40\%$, 表现出环形崩塌特征, 可参考文献 [16]. 实验上区分环形崩塌事件的边界条件存在相对性. 当不存在快离子的背景条件时, 离轴锯齿表现为中心和环形崩塌事件交替出现, 如 #62085 和 #66465 炮所示; 而在快离子环境下离轴锯齿常常表征为中心崩塌事件, 如 #62863 炮所示; 而“广义锯齿”出现的条件相对苛刻, 偶尔会伴随中心崩塌事件, 并常常出现在内部输运垒结构的形成初期. 因此, 在实验中避免出现环形和中心崩塌事件, 并通过改变等离子体旋转或 q 剖面结构等方式而进入“广义锯齿”的运行区域, 对内部输运垒结构的建立具有重要的物理意义.

3.3 先兆模的形成和双撕裂模的激发

理论模拟中关于双撕裂模形成的各种模结构随时间演化过程, 在实验中均体现在离轴锯齿的先兆模阶段. 因此, 分析先兆模演化过程, 可以更好

地理解双撕裂模的演化进程. 选取 #66465 炮中具有环形崩塌特征的小破裂事件, 该崩塌过程在靠近磁轴位置 $R \approx 1.87 \text{ m}$ 的温度扰动 $\Delta T_e/T_e \approx 15\%$, 而在远离磁轴区域 $R \approx 1.97 \text{ m}$ 为 $\Delta T_e/T_e \approx 40\%$, 如图 2(h) 中的阴影区间所示. 这个崩塌前爆发的 $m/n = 2/1$ 先兆振荡模结构, 如图 4 所示. 需要说明一下, 图 4(b) 为水平 SXR 阵列所有的弦线沿着等离子体极向截面上下分布, $\rho(Z/a)$ 代表弦线和磁面切点的归一化径向位置, $\rho(Z/a) > 0$ 代表切点位置在赤道平面的上半空间. 离轴锯齿崩塌过程可以概括为 3 个阶段.

首先, 发生小破裂事件并引起温度的下降.

1) 小破裂事件引起芯部温度下降最大的区域, 发生在离轴区域 $R \approx 1.97 \text{ m}$, 温度下降幅度达到了 $\Delta T_e/T_e \approx 14\%$, 而在靠近磁轴的区域 $R \approx 1.94 \text{ m}$ 温度下降量仅为 $\Delta T_e/T_e \approx 5\%$ (磁轴 $R_0 \leq 1.9 \text{ m}$). 对比发现, 中心崩塌前也发生类似的小破裂事件, 但其引起的温度下降最大的区域发生在磁轴附近. 2) 磁岛结构的激发是小崩塌事件 ($t \approx 4.043 \text{ s}$) 的主要原因. 如图 4(c) 所示, 边界磁探针测量到的 $m/n = 2/1$ 撕裂模频谱信号随着小破裂的出现而同时被激发起来, 并同时在 SXR 和 ECE 信号上观察到密度或温度扰动.

其次, 先兆振荡模的空间位置以及极向和环向模数. 1) 先兆振荡模主要发生在环形区域 $1.97 \text{ m} \leq R \leq 2.07 \text{ m}$ (低场侧) 和 $1.7 \text{ m} \leq R \leq 1.8 \text{ m}$ (高场侧), 并在环形区域内形成扭曲模结构 (整个区域出现同相位正负变化的温度或密度扰动). 2) 先兆模的极向结构在 SXR 阵列上表现为上下偶对称结构 (一个波峰和两个对称的波谷结构), 类似也可以在 ECE 阵列上看到高低场对称的模结构, 即 $m = 2$. 环向模数 $n = 1$ 很容易被边界磁探针获取, 该模式的传播方向沿着电子抗磁漂移方向. 当存在快离子时, $m/n = 2/1$ 先兆模的传播方向发生改变 (沿着离子抗磁漂移方向).

最后, 先兆振荡模的演化和双撕裂模结构的形成. 1) 先兆模的外 $q = 2$ 面磁岛结构在低场侧 $2.06 \text{ m} \leq R \leq 2.08 \text{ m}$ 最先被观察到. 随着芯部能量或粒子的向外输运, 模式振荡频率不断减小 (图 4(c), $f \leq 2 \text{ kHz}$), 并伴随着磁岛宽度的增加和径向位置向内移动, 如图 4(d) 中的品红色圆圈所示. 2) 先兆模的内 $q = 2$ 面磁岛结构在低场侧 $1.94 \text{ m} \leq R \leq 1.97 \text{ m}$ 可以观察到, 表征为正负相位反转面. 3) 先

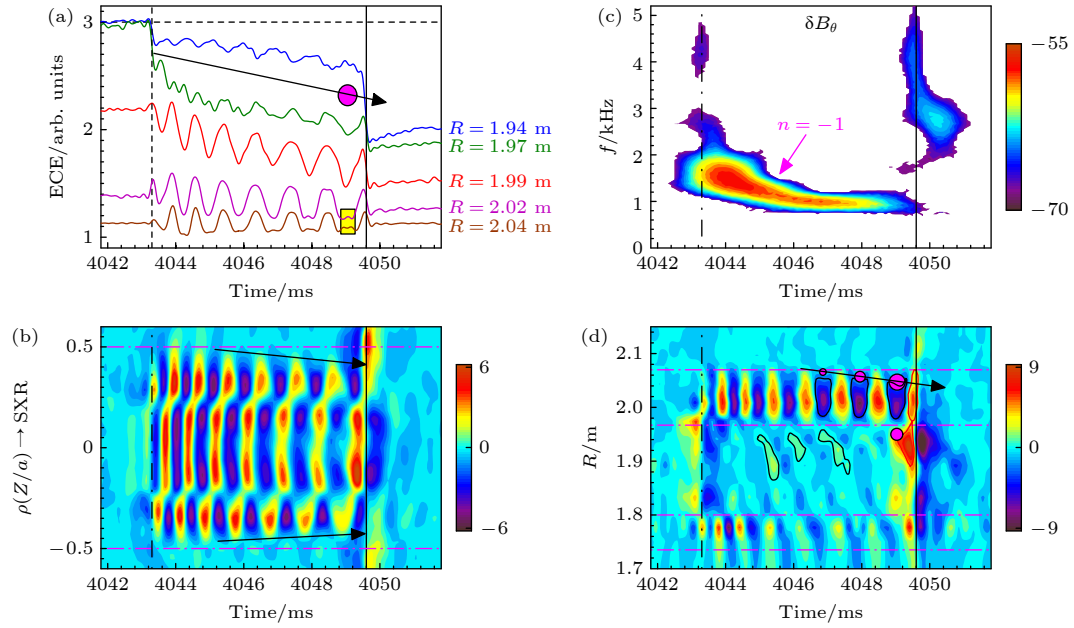


图 4 离轴锯齿崩塌前激发 $m/n = 2/1$ 先兆振荡模 (图 2 #66465 阴影区间放大结果) (a) 不同径向 ECE 信号; (b) SXR 阵列相对扰动信号 ($\delta I_{sx}/I_{sx}$) 沿着 Z 方向随时间演化分布图; (c) 边界磁探针频谱图; (d) ECE 阵列相对扰动信号 ($\delta T_e/T_e$) 沿着 R 方向随时间演化分布图. 说明: 离轴锯齿崩塌前可以观察到两次不同的崩塌事件 ($t \approx 4.043$ s 和 $t \approx 4.05$ s)

Fig. 4. The $m/n = 2/1$ precursor mode is taken place before the final collapse of OAS: (a) ECE signals of different radial positions; (b) relative fluctuation of $\delta I_{sx}/I_{sx}$ for SXR array along Z direction; (c) spectrogram of edge magnetic signal; (d) relative fluctuation of $\delta T_e/T_e$ for the ECE array along R direction. Note: two different collapse events are observed successively ($t \approx 4.043$ s and $t \approx 4.05$ s).

兆振荡模双磁岛链 (主磁岛, $2.02 \text{ m} \leq R \leq 2.06 \text{ m}$; 次磁岛, $1.94 \text{ m} \leq R \leq 1.97 \text{ m}$) 的形成, 即 $m/n = 2/1$ 双撕裂模发生磁重联过程是导致离轴锯齿崩塌的主要原因, 并在崩塌阶段产生强磁扰动信号 (图 4(c) 中高谐频扰动, $2 \text{ kHz} \leq f \leq 5 \text{ kHz}$). 在 EAST 离轴锯齿先兆模实验中, 通常是外 $q = 2$ 面的磁岛最先被激发起来, 随后才是内 $q = 2$ 面磁岛. 可能原因如下: 由于正剪切效应, 外 $q = 2$ 面附近的磁岛结构优先被激发起来; 在 $q_{\min}$ 区域很容易激发并形成自举电流 [38], 并抑制了内 $q = 2$ 面磁岛的激发.

4 高能离子激发阿尔芬本征模不稳定性

比压阿尔芬本征模 (BAEs) 和离子温度梯度模 (ITG) 不稳定性之间的关系 [39,40], 或反剪切阿尔芬本征模 (RSAEs) 和 ITG 不稳定性之间的关系 [41], 均是内部输运垒 (ITBs) 物理需要关注的重要方向. BAE 不稳定性的研究最先可追溯到 DIII-D 装置 [42], 其测量完全符合理想 MHD 代码 GATO 的模拟结果 [43]. BAE 的频率近似为环形阿尔芬本征模 (TAE) 频率的一半, 且 BAE 的本征频率随着等离子体比

压的增加而升高. 当考虑热离子动力学效应时, 如有限拉莫尔半径 (FLR) 和有限轨道宽度 (FOW) 效应, 阿尔芬连续谱可以分裂成多支离散的本征模结构, 即动力学比压阿尔芬本征模 (KBAE) [44,45]. 实验和模拟结果的对比发现 [46,47], 快离子的比压 β_h 、初始速度 v_0 、轨道宽度 ρ_h 等参数对 BAEs 不稳定的激发起到重要的作用, 而 q 剖面的不同又会引起阿尔芬本征模结构的变化. 此外, 等离子体的磁面拉长效应 (或三角形变) 会影响 BAEs 增长率和本征频率 [48,49]. 具有反磁剪切和 ITBs 结构的等离子体运行模式中, 常又会伴随一个类似阿尔芬瀑布 (ACs) 结构的模式, 称为 RSAEs [50]. RSAEs 本征模的一个重要标志为: 频率的起始点为 BAE 频率, 并在很短的时间尺度内 (约 100 ms) 完成向上扫频, TAE 为向上扫频截止频率点, 具体可以参考 GYRO 程序模拟结果 [51]. RSAEs 不稳定性的出现标志着反磁切 q 剖面的建立, 而利用测量 RSAEs 的频率和模数等参数, 可以有效地反推出等离子体背景的参数 (如 $q_{\min}$ 位置和时间演化), 这种方法称为 MHD 光谱仪 [52]. 对 RSAEs 不稳定性已经开展了丰富的理论和实验研究, 这里不再详细讨论.

比较幸运的是, 在 EAST 上离轴锯齿振荡的

实验条件 ($q_{\min} \leq 2$) 下, 中性束产生的快离子可以同时共振激发 BAEs 和 RSAEs 这两类不稳定性. 如图 5 所示, BAEs 和 RSAEs 不稳定性被多道的 ECE 阵列所捕获到, 其径向分布为 $1.98 \text{ m} \leq R \leq 2.07 \text{ m}$ (磁轴 $R_0 \approx 1.89 \text{ m}$, 归一化小半径为 $0.2 \leq \rho \leq 0.45$, 径向覆盖范围约为 $\Delta r \approx 9 \text{ cm}$, $\Delta r/a \approx 0.2$). 模式的中心位置落在 $R \approx 2.025 \text{ m}$, 对应着归一化小半径 $\rho \approx 0.3$, 即为 $q_{\min}$ 的径向位置. BAEs 和 RSAEs 的本征频率可以用下面的公式进行表示 [44,53]:

$$\omega_{\text{RSAE}}^2 = \frac{v_A^2}{R^2} \left(n - \frac{m}{q_{\min}} \right)^2 + \omega_{\text{BAE}}^2 + \Delta\omega^2, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} \omega_{\text{RSAE}}(t) \approx m \frac{v_A}{R} \frac{d}{dt} q_{\min}^{-1}(t), \quad (2)$$

$$\omega_{\text{BAE}} \approx (2T_i/m_i)^{1/2} (7/4 + T_e/T_i)^{1/2} / R, \quad (3)$$

其中, m_i 是指 (氘) 离子的质量, T_e 和 T_i 分别为电子和离子温度, v_A 是阿尔芬速度, ω_{BAE} 是指 BAE 剪切阿尔芬连续谱极值点 (continuum accumulation point, CAP) 附近的角频率, $\Delta\omega$ 是指由于快离子的压力和有限压力梯度等带来的修正效应.

从图 5 可以看出, BAEs 和 RSAEs 两种不稳定性均存在至少 4 支不同环向模数 n (或极向模数 m) 阿尔芬本征结构. 在等离子体坐标系下, 不

同环向模数的 BAEs 频率或 RSAEs 向上扫频的初始频率是相同的. 在实验室坐标系下, 由于多普勒频移效应 f_D 而分裂成多支频率不同的结构. 实验室坐标系下 4 支 BAEs 不稳定性的频率范围为 $50 \text{ kHz} \leq f_{\text{BAE,lab}} \leq 60 \text{ kHz}$, 相邻分支的 BAEs 频率差值为 $\Delta f_{\text{BAE}} \approx 2.5 \text{ kHz}$. 按照 $R \approx 2.02 \text{ m}$ 附近的等离子体参数进行评估, $T_e = 1.5 \text{ keV}$, $T_i = 0.75 \text{ keV}$, $n_e \approx 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $B_\phi \approx 2.06 \text{ T}$, $v_A \approx 5.6 \times 10^6 \text{ m/s}$, $f_D \approx 2.6 \text{ kHz} \approx \Delta f_{\text{BAE}}$ ($f_D = v_\phi/(2\pi R)$, 环向旋转速度 $v_\phi \approx 33 \text{ km/s}$). 利用 (3) 式估算 BAE-CAP 频率为 $f_{\text{BAE-CAP}} = 41 \text{ kHz}$. 考虑多分支 BAEs 的环向模数范围为 $n = 1 - 5$, 利用 (3) 式可以估算 BAE 连续谱极值点的频率值 $44 \text{ kHz} \leq f_{\text{BAE-CAP}} + n f_D \leq 53 \text{ kHz}$, 符合动理学比压阿尔芬本征模 (KBAE) 的频率特征. (3) 式只能估算 BAE 连续谱极值点 (BAE-CAP) 附近的频率, 而快离子效应或热粒子动理学效应带来的频移修正, 需要额外的模拟计算.

从 (1) 式可得出, 当 $q_{\min} = m/n = 2$ 和 $\Delta\omega = 0$ 同时满足时, $\omega_{\text{RSAE,min}} \equiv \omega_{\text{BAE}}$ (RSAEs 的起始频率点, $f_{\text{BAE}} \approx 50 \text{ kHz}$). 从 (2) 式可以得出, 当 $q_{\min}$ 发生改变并随时间减小时, 不同 RSAE 分支的扫频斜率随着 m 的增加而成倍增加. 从图 5 可以看出,

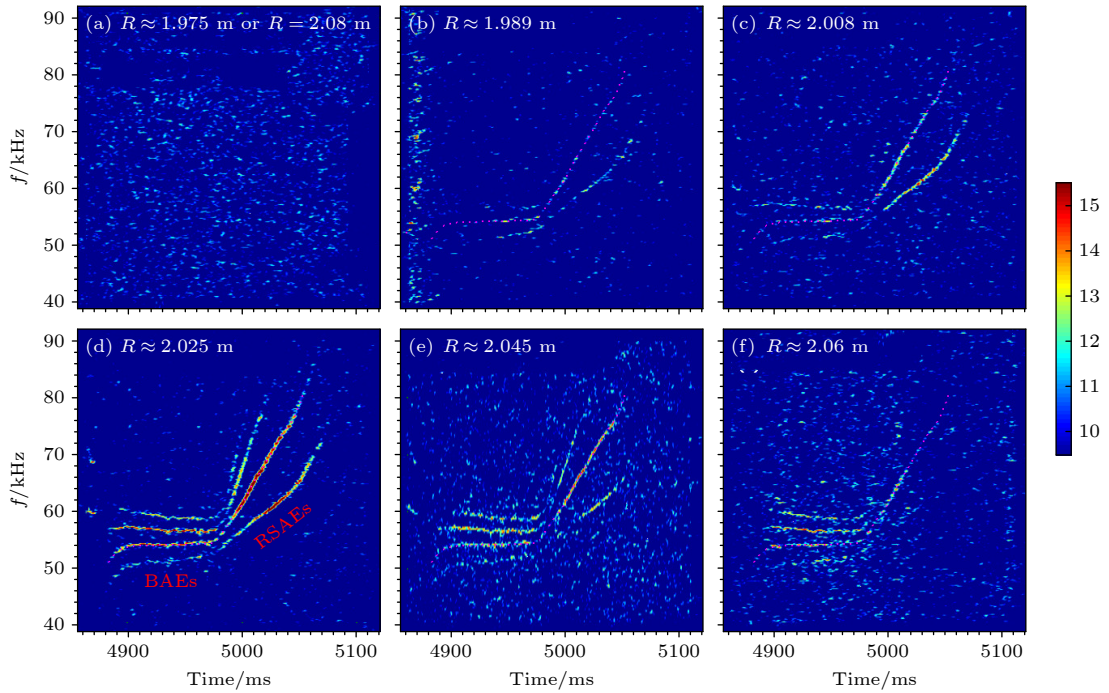


图 5 BAEs 和 RSAEs 的径向位置 $1.98 \text{ m} \leq R \leq 2.07 \text{ m}$ (归一化小半径 $0.2 \leq \rho \leq 0.45$), $q_{\min}$ 位置为 $R \approx 2.025 \text{ m}$ ($\rho \approx 0.3$)

Fig. 5. Radial coverage of the pairs of BAEs-RSAEs is located at $1.98 \text{ m} \leq R \leq 2.07 \text{ m}$ (the radial position of $q_{\min}$ should be located at $R \approx 2.025 \text{ m}$).

离轴锯齿振荡期间的 RSAEs 向上扫频可达到的最高频率约为 $f \approx 85$ kHz ($m/n = 2/1$), 远未达到 TAE 的本征频率 ($f < f_{\text{TAE}} \approx v_A / (4\pi q R) \approx 110$ kHz). 可能的因素包括: 1) 高能束离子的能量偏低 ($E_b \leq 60$ keV), 束离子的初始速度 $v_b \leq 2.4 \times 10^6$ m/s ($v_b \leq 0.4v_A$), 而慢化后束离子的速度将远远小于阿尔芬速度; 2) 在 $q_{\min} = 2$ 的条件且保持 q 剖面不变时, RSAE 模的频率正比于等离子体热压力 [54], 此时等离子体的归一化比压 $\beta_N \leq 1$.

为了更好地理解阿尔芬不稳定性的激发和不同参数之间的依赖关系, 把放电条件相类似的两炮 #60212 和 #60223 进行直接对比分析, 结果如图 6 所示. 由于 #60212 和 #60223 中 NBI 系统的关闭时刻不一样, 为了直观对比, 把 #60212 这一炮的时间轴整体往前移动 $\Delta t \approx 590$ ms. 这两炮中采用不同入射角的中性束束线 NBI1L 和 NBI1R, NBI1L 和 NBI1R 分别沿着平行和垂直等离子体电流方向注入中性束粒子, 其中两条束线的夹角为 8.7° , 具体参考文献 [18,55]. 束输出功率和能量分别为 $P_{\text{NB}} \approx 1.3$ MW 和 $E_b \approx 52$ keV. 在 EAST 条件下, 中子产额代表着氘氘快离子聚变反应的产物, 因此中子产额代表着快氘离子的密度 [56]. 此时两种条件下离轴锯齿的振荡周期和中子产额略有不同, 但仍然拥有相同的等离子体储能 W_{dia} 、芯部

电子温度 T_{e0} 和弦平均密度 n_{e0} 等宏观参数. 比较有意思的是, 阿尔芬本征模不稳定性只有在垂直方向注入 NBI1R 的条件下才能被观察到, 而在平行方向注入 NBI1L 的条件未能激发, 如图 6(e) 中的红线所示. 影响阿尔芬本征模不稳定性的激发因素有很多种: 1) q 剖面分布; 2) 热压力梯度; 3) 快离子分布函数; 4) 径向电场或流剪切等因素, 如图 7 所示. 定义 T_e , T_i 和 v_ϕ 这 3 个物理量的归一化梯度标长分别为 R/L_{T_e} , R/L_{T_i} 和 R/L_{v_ϕ} ($R/L_A = R/A \cdot |dA/dr|$, $A = T_e, T_i, v_\phi$).

首先, q 剖面分布情况相近. 两种放电条件下的等离子体约束状态相当, 离轴锯齿的振荡周期接近, 且等离子体内感相似 ($1.04 \leq l_i \leq 1.1$), 可以推测两种情况下的 q 剖面相似且满足 $q_{\min} \approx 2$. 其次, 压力梯度效应近似相当. 两种不同方向中性束 NBI1L 和 NBI1R 注入条件下, 电子温度的剖面基本上一致, 离子温度的剖面略有不同, 且在 $q_{\min}$ 位置处的电子和离子温度的梯度归一化长度分别为 $R/L_{T_e} \approx 15$ 和 $R/L_{T_i} \approx 5$, 如图 7(a) 和图 7(b) 所示. BAE 的激发条件和压力大小之间的关系, 可见文献 [44,57] 中的讨论. 第三, 快离子分布函数不同. 径向中子相机 (RNC) [58] 测量的快氘离子密度沿着径向的分布情况如图 7(c) 所示. 可以看出, 此时快离子的密度分布完全不同, 即 NBI1L (切向

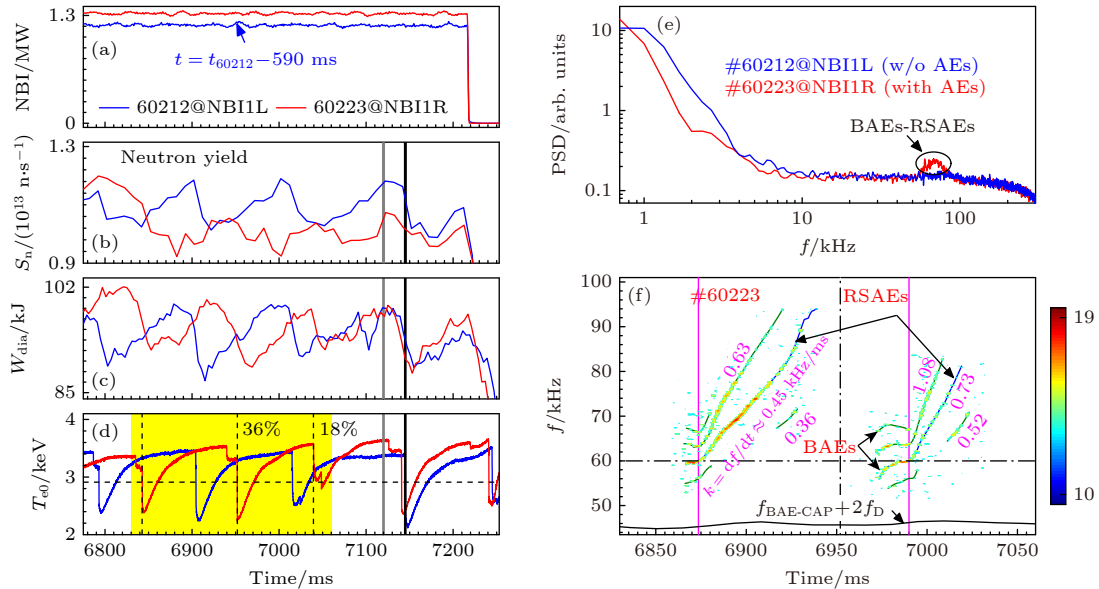


图 6 EAST 上离轴锯齿振荡期间阿尔芬波不稳定性的激发条件对比 (a) NBI 功率; (b) 中子产额 S_n ; (c) 等离子体储能 W_{dia} ; (d) 芯部电子温度 T_{e0} ; (e) 径向 $R \approx 2.02$ m 附近 ECE 信号功率谱; (f) #60223 下 ECE 信号频谱图

Fig. 6. Excitation conditions of Alfvén waves during the oscillation of OAS in EAST: (a) Input powers of NBI; (b) neutron yield S_n ; (c) plasma stored energy W_{dia} ; (d) core electron temperature T_{e0} ; (e) power spectra of ECE signal at $R \approx 2.02$ m; (f) spectrogram of ECE signal for #60223.

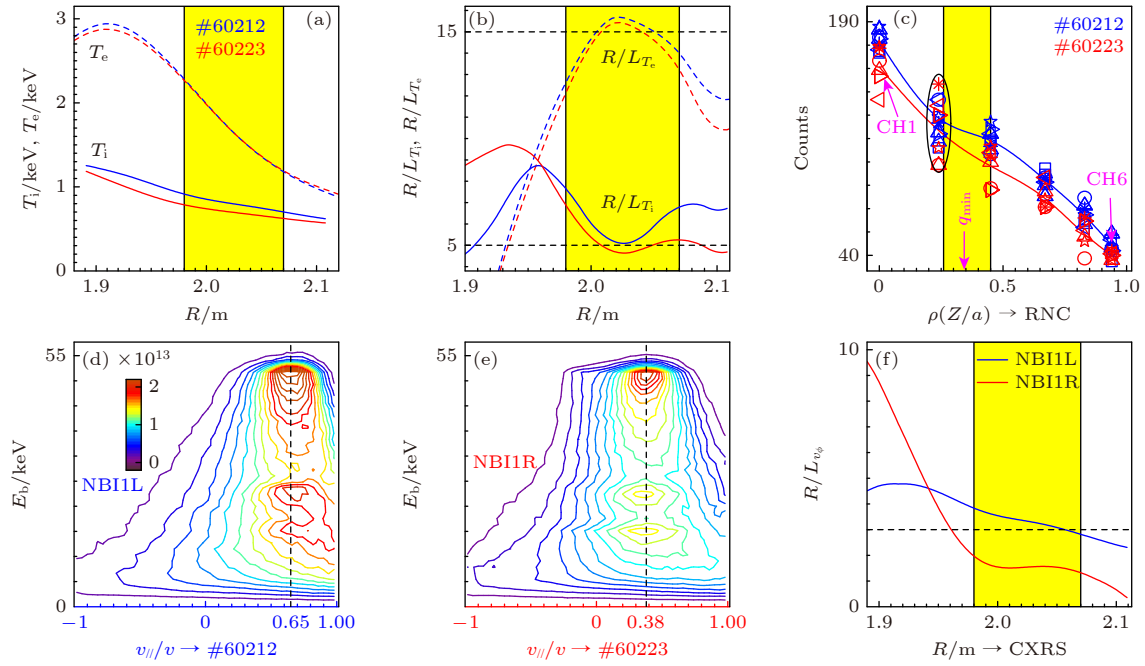


图 7 影响阿尔芬本征模激发的 3 个相关因素 (a) 温度剖面 (T_e 为点划线; T_i 为实线); (b) 温度归一化梯度标长 (R/L_{T_e} 为点划线, R/L_{T_i} 为实线); (c) RNC 诊断测量的中子计数率空间分布 (高能离子密度); (d), (e) NUBEAM/TRANSP 代码计算不同 NBI 束方向下的高能离子的经典分布函数; (f) CXRS 诊断测量的环向速度归一化梯度标长 ($R/L_{v_{\phi}}$)

Fig. 7. Three correlated factors for the excitation of Alfvén eigenmodes: (a) Profiles of T_e and T_i ; (b) normalized temperature gradients of R/L_{T_e} and R/L_{T_i} ; (c) counts of neutron flux measured by RNC; (d), (e) classical distribution functions for the two conditions are estimated by the NUBEAM/TRANSP; (f) the normalized gradient of $R/L_{v_{\phi}}$ measured by CXRS.

束) 要高于 NBI1R (垂直束) 条件下的快离子密度. 利用 NUBEAM/TRANSP 代码, 可以很容易计算出两种条件下高能离子的经典分布函数, 如图 7(d) 和图 7(e) 所示. 两种束线 NBI1R 和 NBI1L 方向下的高能离子偏转角 ($v_{||}/v$) 分别为 $v_{||}/v \approx 0.38$ 和 $v_{||}/v \approx 0.65$ (初始束能量 $E_b \approx 50$ keV). NUBEAM/TRANSP 代码模拟结果中的快离子密度分布趋势和实验测量结果相类似. 但实验测量结果更加精细, 如两种情况下第二道 RNC 弦信号幅值基本上一致, 而其他弦信号均是 NBI1R 注入条件低于 NBI1L. 因此, 垂直束 NBI1R 条件下 $q_{\min}$ 附近的快离子密度的梯度显著提高, 这也是阿尔芬本征模的一个重要激发条件. 最后, 环向旋转速度和速度梯度完全不同. 切向 (NBI1L) 和垂直 (NBI1R) 注入的中性束产生了完全不同的环向动量输入, 如在 $R \approx 2.02$ m 附近产生的环向旋转速度分别为 $v_{\phi}|_{1L} \approx 50$ km/s 和 $v_{\phi}|_{1R} \approx 34$ km/s. 从图 7(f) 可以看出, 切向 NBI1L 注入产生更强的环向流剪切, 并在 $q_{\min}$ 附近流剪切大小为 $R/L_{v_{\phi}} \geq 3$, 这可能会对阿尔芬本征模的抑制起到一定作用. 因此, 阿尔芬本征模不稳定性激发强烈依赖于垂直束 (NBI1R)

注入条件下的快离子分布函数, 而高的压力梯度起到了重要的辅助作用, 但环向旋转或旋转剪切效应还不清楚.

离轴锯齿的“中心”和“环向”崩塌事件与 $q_{\min}$ 之间存在强烈依赖关系. 选择图 6(d) 中阴影区间相邻两个离轴锯齿的振荡周期进行分析, 其频谱如图 6(f) 所示. 这两个离轴锯齿崩塌带来芯部的温度扰动分别为 $\Delta T_{e0}/T_{e0} \approx 36\%$ 和 $\Delta T_{e0}/T_{e0} \approx 18\%$, 对应着“中心崩塌”和“环形崩塌”事件. 两类崩塌事件爆发之前均激发了 RSAEs 不稳定性, 相关结果对比如下. 首先, RSAEs 的径向覆盖范围不同: “环形崩塌”前爆发的 RSAEs 不稳定性只能被 $R \approx 2.02$ m 处的 ECE 信号所捕捉到, 而“中心崩塌”前爆发的 RSAEs 不稳定性同时被 $R \approx 2.02$ m 和 $R \approx 2.06$ m 处的 ECE 信号所捕获. 其次, RSAEs 向上扫频斜率 ($k \equiv df_{\text{RSAE}}/dt$) 不同: “中心崩塌”前和“环形崩塌”前的 3 支 RSAEs 扫频斜率分别标在图 6(f) 中, 把 2 组 RSAEs 的扫频斜率放在一起, 如图 8 所示. 依据 #60223 炮相关分布参数有 $df_{\text{RSAE}}/dt \approx 1.56 \times 10^7 dq_{\min}^{-1}/dt \cdot m$. 利用两种拟合曲线的交点很容易推测出 RSAEs 极向模数 m 分

别为 $m = 2, 4, 6$ (限制条件 $q_{\min} \approx 2$, n 为连续的自然数). 拟合得出“环形”和“中心崩塌”之前的 $q_{\min}$ 随时间的演化速率为 $dq_{\min}^{-1}/dt|_{\text{ann}} \approx 9 \times 10^{-3}$ 和 $dq_{\min}^{-1}/dt|_{\text{cen}} \approx 4.4 \times 10^{-3}$. 因此, “环形崩塌”和“中心崩塌”发生的主要原因是 q 剖面的不同, 并引起了 $q_{\min}$ 附近的梯度 (cavity: $dq/dr|_{\min}$) 和演化速率 ($dq_{\min}^{-1}/dt$) 的不同. 3 个 RSAEs 分支最可能的模结构分别为 $m/n = 2/1$, $m/n = 4/2$ 和 $m/n = 6/3$. 根据 BAEs-RSAEs 频谱的连续性和径向结构的一致性, 进一步证明前面推测 BAEs 的环向模数为 $n = 1-5$ 的合理性.

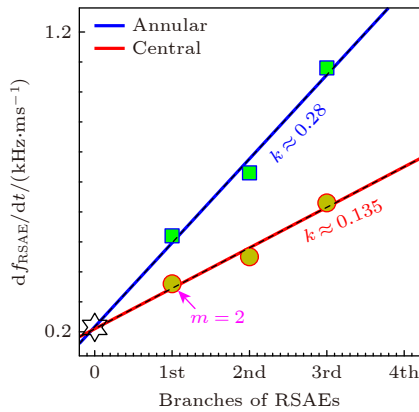


图 8 两种不同类型离轴锯齿崩塌前 RSAEs 向上扫频斜率对比结果

Fig. 8. Upward sweeping rates of RSAEs different branches before the central/annular collapse events.

5 热压力梯度激发低频模不稳定性

动理学热离子带隙 (KTI)^[59] 频率范围内包含了 3 类主要的不稳定性: 1) 有限逆磁漂移效应引起的动理学气球模 (KBM), 在 EAST^[19] 和 DIII-D^[22] 上又称为低频模 (LFMs) 或者低频阿尔芬模 (LFAM)^[60,61]; 2) 热离子可压缩性而引起的比压阿尔芬本征模 (BAE); 3) 由动理学热离子可压缩性及波-粒子共振效应引起的阿尔芬的离子温度梯度模 (AITG). 一般而言, AITG 剪切阿尔芬连续沉积点会转移到复频率平面^[44], 并导致这类不稳定性模具有短波长特征, 而在实验上则表征为高的环向模数.

离轴锯齿振荡期间, 热压力梯度可以激发低频模 (LFMs) 不稳定性. 在 EAST 上 $q_{\min} \approx 2$ 条件下的低频模不稳定性可以分成两大类: 1) 向上扫频 LFMs 不稳定性; 2) 向上跳频 LFMs 不稳定性, 具

体参考文献 [19]. 这两类不稳定性的频谱特征均可分为基频和低频两个部分: 基频部分的频率大小由离子抗磁漂移频率决定, 而高频部分的频率大小和变化趋势与 $q_{\min}$ 紧密相关, 且高频部分的模数远大于基频模数. 两类 LFMs 不稳定性的区别表现为: 第一类的高频部分由基频逐渐向上扫频, 如图 9(b) 所示; 而第二类的高频部分和低频部分是相互分立的, 且在模式由基频向高频跳跃时, 环向模数直接翻倍 ($n = 3 \rightarrow 6$), 这和 DIII-D 上观察的结果相类似^[22,61]. 这里详细介绍 LFMs 不稳定性的第一类情况. 在反磁剪切 $q_{\min} \approx 2$ 的实验条件下, 当存在快离子时, 热压力梯度激发的 LFMs 不稳定性与快离子激发的阿尔芬本征模不稳定性基本上同时发生, 如图 9 所示. LFMs 的演化过程中出现了基频和向上扫频两个阶段, 对应着两类不同的阿尔芬本征模 BAEs 和 RSAEs. LFMs 的基频阶段和 BAEs 不稳定性同时被激发, 拥有相类似的径向覆盖, 且两种不同模式的存在时间基本一致, 如文献 [18,19] 中所描述. 如图 9(c) 所示, 随着离轴锯齿振荡周期的增加, LFMs 和 BAEs 共存时间显著增加. 在 EAST 离轴锯齿的实验中发现, 只要增加 NBI 或 ICRH 的功率, 就可以使得反剪切 q 剖面 ($q_{\min} = 2$) 维持足够长时间不变, 这也是 ITBs 建立和维持的实验条件. 因此, LFMs 和 BAEs 共存的条件为 $q_{\min} = 2$, 当 $q_{\min}$ 偏离有理数 2 并随着时间逐渐减小时, 快离子激发的阿尔芬本征模由 BAEs 转换为 RSAEs 不稳定性, 而压力梯度激发的 LFMs 不稳定性环向模数突然增加. LFMs 和 RSAEs 的频率随着 $q_{\min}$ 减小同时向上扫频, 且 LFMs 拥有和 RSAEs 相类似的色散关系:

$$d\omega_{\text{LFM}}(t)/dt \propto dq_{\min}^{-1}(t)/dt. \quad (4)$$

对比 LFMs 和 RSAEs 频率的扫频斜率可以看出: LFMs 在 $\Delta t \approx 35$ ms 的时间段内频率变化 $\Delta f \approx 12$ kHz, 有 $k = df/dt \approx 0.35$ kHz/ms. 目前, 理论上还没有形成 LFMs 的色散关系. 根据 EAST 上第一类 LFMs 不稳定性, LFMs 和 RSAEs 拥有相类似的扫频斜率大小, 即 (4) 式可以表示成和 (2) 式类似的关系, 例如, $d\omega_{\text{LFM}}(t)/dt \approx (2 \times 0.35/0.5) \times (v_A/R) \times (dq_{\min}^{-1}(t)/dt)$.

在 EAST 上爆发离轴锯齿的多炮结果中发现, 1) 当交替出现环形和中心崩塌事件时, 只有在环形崩塌事件发生之后 (或中心崩塌事件之前) 才更

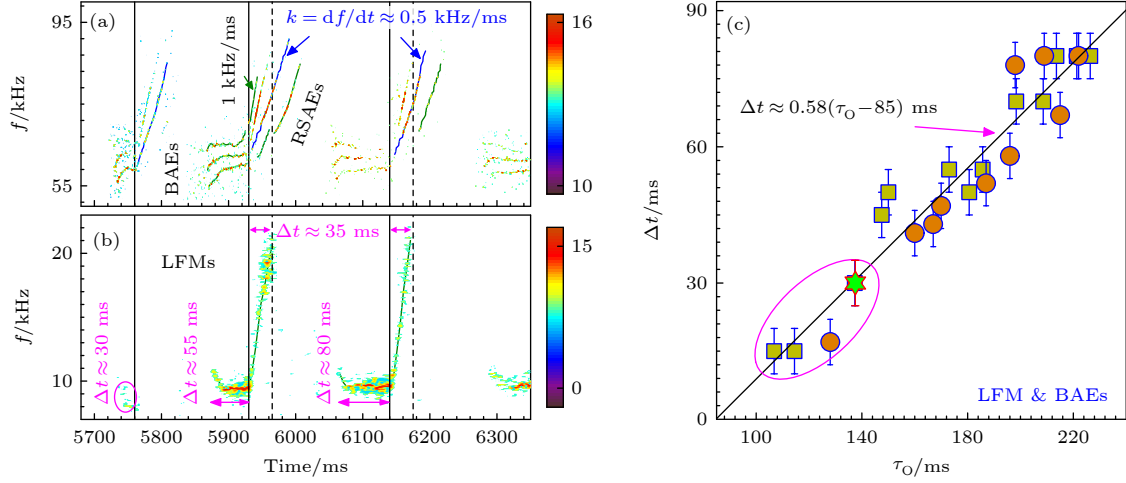


图9 低频模和阿尔芬本征模之间的共存关系 (a), (b) BAEs-RSAEs 和 LFMs 的频谱图; (c) LFMs 和 BAEs 的共存时间正比于离轴锯齿的振荡周期

Fig. 9. Coexistence between LFMs and Alfvén eigenmodes: (a), (b) The spectrogram of the pairs of BAEs-RSAEs and LFMs; (c) the coexistence time between LFMs and BAEs versus the OAS period.

容易激发 LFMs 不稳定性, 即高的温度比 $\tau = T_e/T_i$ 和合适的 q 剖面; 2) 当存在高能离子且振荡周期 $\tau_0 \geq 130$ ms 时, 实验上才比较容易观察到 LFMs 不稳定性的爆发, 如图 9(c) 所示. EAST 典型 LFMs 不稳定性的典型激发条件如图 10 所示. #61960 和 #61970 这两炮的宏观参数基本上相类似, 如 LHCD 和 ECRH 的功率分别为 $P_{\text{LH}} \approx 3.5$ MW 和 $P_{\text{EC}} \approx 0.5$ MW, 垂直束 (NBI1R) 注入功率和能量为 $P_{\text{NB}} \approx 1.7$ MW 和 $E_b \approx 57$ keV. 两炮中快离子激发 BAEs 不稳定性具有相似的频率大小、扰动幅度和径向位置. 但只有在 #61970 炮中, 才能观察到 LFMs 不稳定性的激发. 此时, LFMs 和 BAEs 不稳定性的径向位置基本上一致, 其频率大小约为 $f_{\text{LFM}} \approx 8.5$ kHz, 径向位置为 $1.98 \text{ m} \leq R \leq 2.07 \text{ m}$. LFMs 和 BAEs 均随着束方向 NBI1R $\rightarrow$ NBI1L 的切换而消失, 最大共存时间达到 $\Delta t \approx 500$ ms. 需要说明的是, 这两炮的弦平均密度略有不同, 分别为 $\bar{n}_{e0} \approx 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (#61960) 和 $\bar{n}_{e0} \approx 2.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (#61970), 并引起了温度剖面的改变, 如图 10(b) 和图 10(c) 所示.

为了更好地理解 LFMs 的激发条件和基本特征, 把 EAST 上相关实验参数输入到一般鱼骨模色散关系 (GFLDR), 得出如图 11 所示的结果. 可以看出, LFMs 的激发依赖于两个主要的分布参数 (η_i, τ) , 即足够高的 $\eta_i = L_{n_i}/L_{T_i}$ 和 $\tau = T_e/T_i$, L_{n_i} 和 L_{T_i} 分别为离子密度和离子温度的梯度标长, 这里假设离子密度和电子密度相等. 归一化压力梯度

近似表示为 $\alpha \propto (1 + \tau)(1 + \eta_i)$, 即激发 LFMs 不稳定性所需要的压力梯度效应足够大, 用于克服磁力线弯曲效应带来的致稳效应. 而 #61960 和 #61970 炮中 (η_i, τ) 的实验参数分别为 (2, 0.96)

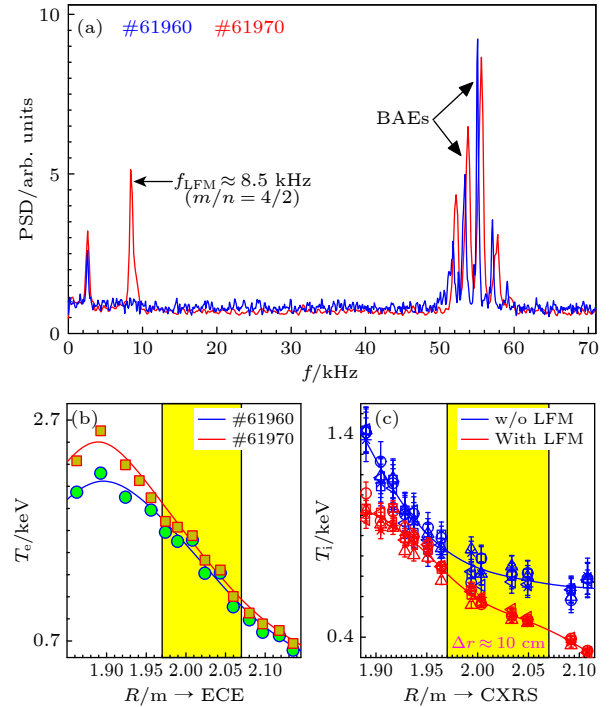


图 10 EAST 上 LFMs 不稳定性激发条件的实验研究 (a) #61960 和 #61970 两炮的功率谱密度; (b), (c) 电子和离子温度剖面, 其中低频模的径向位置为黄色阴影区间所示

Fig. 10. Experimental investigation of the excitation condition of LFMs instability on EAST: (a) Power spectra densities for the two shots #61960 and #61970; (b), (c) profiles of T_e and T_i , where the radial position of LFMs is demonstrated by the yellow shaded region.

和 (2.93, 2.3), 只有 #61970 炮符合 LFM 不稳定性的激发条件, 且其增长率 $\gamma/2\pi \geq 60$ kHz 远大于模的评估频率 $\Omega_{*pi;exp} \approx 0.83$ kHz. 数值求解还发现, LFM 不稳定的激发和 q 剖面剪切度有关, 如二次导数越小 (弱剪切), LFM 越容易被激发. 此外, 利用 GFLDR 代码评估 EAST 上 LFM 的基本特征, 表现如下: 1) LFM 频率落在离子抗磁漂移频率附近, 并表现出反应型动理气球模特征; 2) LFM 符合剪切阿尔芬波的极化方向, 即极化因子满足条件 $|S| \ll 1$. 依据 Chavdarovski 和 Zonca^[62] 建立的试探性标准: 模式频率和物理参数成比例的变化规律 (包括极化因子 S) 均应具有反应型气球模特征. 一般情况下, 当极化因子 $|S| \approx 1$ 时, 表征为剪切阿尔芬波和声波之间的耦合极化方向, 而只有当 $|S| \ll 1$ 时, 才表示剪切阿尔芬波, 详细理论推导可参考文献 [62,63].

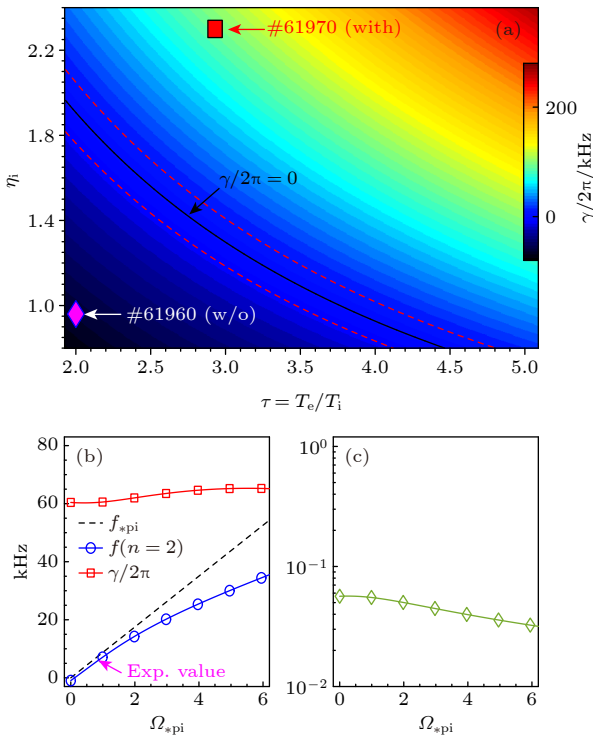


图 11 利用 GFLDR 代码数值求解 EAST 上 LFM 不稳定性的激发条件和基本特征 (a) LFM 增长率 γ 和 ($\eta_i = L_{ni}/L_{Ti}$, $\tau = T_e/T_i$) 之间的依赖关系; (b) LFM 的频率 f 和增长率 γ ; (c) 极化方向 $|S|$ 和 $\Omega_{*pi} \equiv \omega_{*pi}/\omega_{ti}$ 之间的关系

Fig. 11. Excitation conditions and basic features of LFM are numerically calculated by GFLDR in EAST: (a) Growth rate γ of LFM versus ($\eta_i = L_{ni}/L_{Ti}$, $\tau = T_e/T_i$); (b) mode frequency f and growth rate γ ; (c) polarization $|S|$ of LFM on $\Omega_{*pi} \equiv \omega_{*pi}/\omega_{ti}$.

6 微观不稳定性的抑制及内部输运垒建立

在线性 GENE 代码计算中发现, 包含 NBI 快离子效应可以显著抑制 ITG 不稳定性, 而快离子的压力剖面又会激发低环向模数的电磁模不稳定性, 其频率为 BAE/GAM 频率附近^[39,40]. 最新的 GENE 代码模拟^[6], 以及 JET^[4] 和 KSTAR^[5] 装置的实验结果均表明: 快离子对内部输运垒和等离子体的约束起到了重要的作用. EAST 装置建立 ITBs 结构的实验结果, 最早可追溯到 2017 年^[64,65]. 随后, ITBs 建立过程中相继观察到 RSAEs^[17,66,67] 和鱼骨模 (fishbone)^[68–71] 不稳定性的爆发. 此外, 利用微波反射计诊断详细研究了 ITBs 建立前后的湍流变化情况^[72], 发现弱垒情况下, 内部的湍流并不能完全抑制. 接下来将从 EAST 内 $q_{min} \approx 2$ 条件, 简要分析 ITBs 和快离子及热离子压力梯度相关不稳定性.

6.1 双撕裂模的缓解和控制

从图 2(a)–(d) 可以看出, 由于双撕裂模不稳定性的爆发, 高约束态的等离子体很难长时间维持. 因此, 在反磁剪切位形下必须对离轴锯齿现象 (或双撕裂模结构) 进行有效控制. 如图 12 所示, #61959 炮利用 LHCD 和 ECRH 组合的方式 ($P_{LH} \approx 3.1$ MW 和 $P_{EC} \approx 0.4$ MW), 成功建立了 $q_{min} \approx 2$ 反磁剪切位形. 离轴锯齿“中心”和“环形”崩塌事件交替出现, 振荡周期约为 $\tau_0 \approx 100$ ms. 理论分析和数值模拟结果表明, 通过增加旋转速度的方法可以有效解耦双 $q = 2$ 面上的撕裂模不稳定性, 并抑制双撕裂模的线性增长率^[73,27]. 为了探索不同旋转速度对双撕裂模的影响程度, 在 #61962 中交替使用了不同注入方向 NBIIR 和 NBIIL 的中性束, 源功率均为 $P_{NB} \approx 1.7$ MW. 当使用垂直束 NBIIR 时, 芯部等离子体芯部的旋转速度由原来 $v_{\phi 0} \approx 25$ km/s 变成了 $v_{\phi 0} \approx 50$ km/s, 而离轴锯齿的爆发频率也下降了一半以上, 约为 $\tau_0 \approx 260$ ms. 当使用切向束 NBIIL 注入时, 芯部的旋转速度提高到 $v_{\phi 0} \approx 80$ km/s, 并在 NBIIL 注入的时间窗 ($\Delta t \approx 500$ ms) 内, 已经观察不到离轴锯齿的爆发事件, 即 $\tau_0 > 500$ ms. 未来将进一步进行深入研究关于利用旋转速度 (或流剪切) 控制离轴锯齿不稳定性相关物理问题.

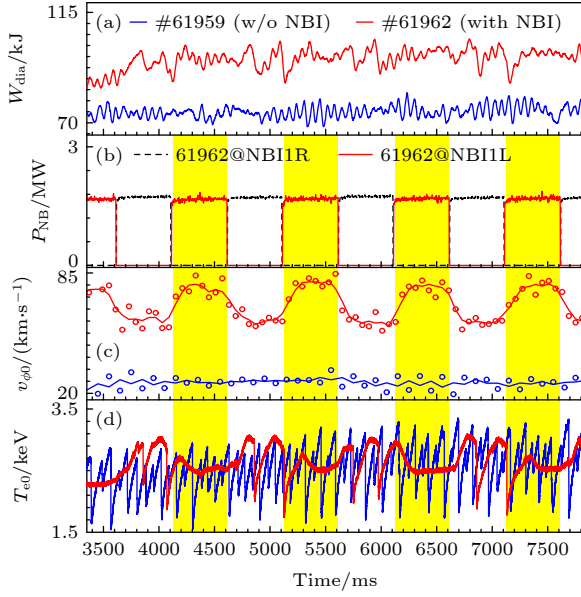


图 12 利用不同注入方向的中性束 (NBI1R 为垂直方向, NBI1L 为切向注入) 实现离轴锯齿的缓解和抑制 (a) 储能 W_{dia} ; (b) #61962 NBI 注入源功率; (c) 芯部的旋转速度; (d) 芯部电子温度 T_{e0}

Fig. 12. Suppression of OAS by the different injection direction of NBI: (a) Stored energy W_{dia} ; (b) source power of NBI in #61962; (c) central rotation velocity $v_{\phi 0}$; (d) central electron temperature T_{e0} .

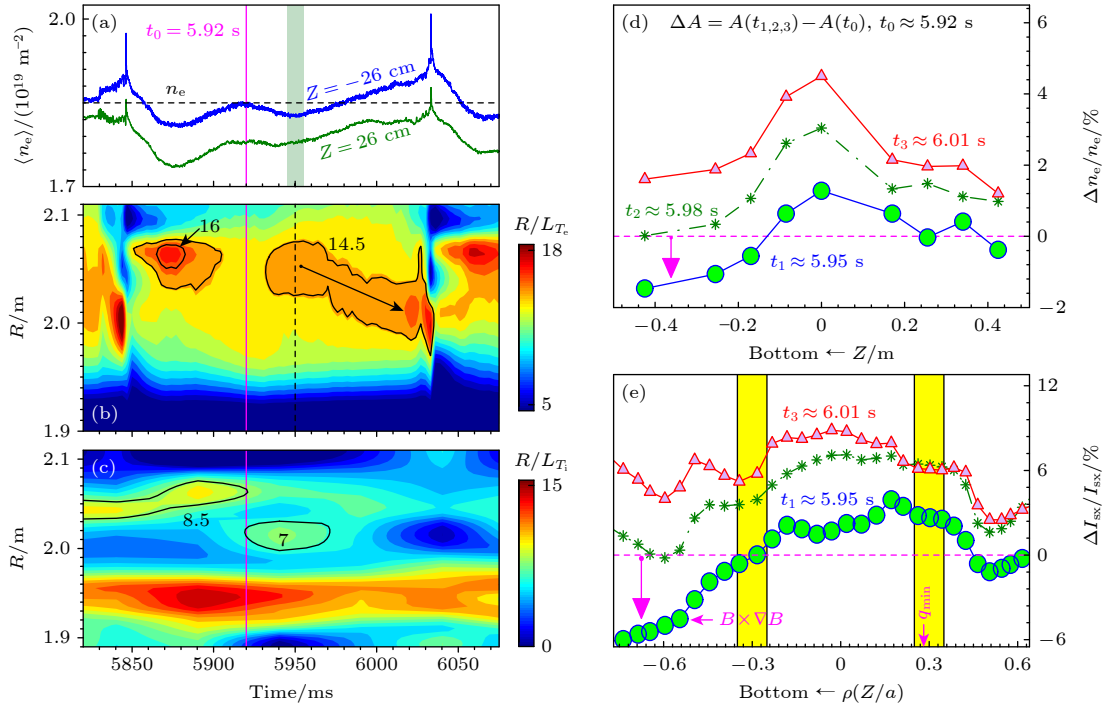


图 13 离轴锯齿振荡期间微观不稳定性的激发和抑制 (a) POINT 诊断不同极向位置测量到的弦平均电子密度 $\langle n_e \rangle$; (b), (c) 电子和离子温度的归一化梯度长度 R/L_{T_e} 和 R/L_{T_i} ; (d), (e) 不同环向位置 POINT 和 SXR 诊断测量到的相对扰动 $\Delta n_e/n_e$ 和 $\Delta I_{\text{SX}}/I_{\text{SX}}$

Fig. 13. One kinds of micro-instability is excited and suppressed during the oscillation of OAS: (a) Line-integrated electron densities $\langle n_e \rangle$ for different chord position of POINT array; (b), (c) normalized gradient of R/L_{T_e} and R/L_{T_i} ; (d), (e) relative fluctuations of $\Delta n_e/n_e$ and $\Delta I_{\text{SX}}/I_{\text{SX}}$ respectively for the different toroidal positions of POINT and SXR arrays.

6.2 电子温度梯度关联微观不稳定性

离轴锯齿振荡期间, 常伴随和电子温度梯度相关的微观不稳定性^[17,18]. 这种微观不稳定性的激发和抑制过程, 可以概括为 4 个不同的阶段, 如图 13 所示.

1) 芯部电子温度的恢复和 BAEs 不稳定性的激发. 在前一次离轴锯齿崩塌 ($t \approx 5.85$ s) 之后, 芯部的电子温度迅速增加, 在 $R \approx 2.06$ m 附近形成的温度梯度 (R/L_{T_e} , R/L_{T_i}) 显著增大. 在 $t \approx 5.87$ s 时, 电子温度梯度 ($R/L_{T_e} \geq 16$) 和离子温度梯度 ($R/L_{T_i} \geq 8.5$) 达到极大值, 并伴随着 BAEs 不稳定性模式的激发 ($q_{\min} = 2$), 如图 7 中的讨论. 可以看出, 压力梯度效应是阿尔芬波不稳定性的激发的一个必要条件.

2) 拐点的形成和 RSAEs 不稳定性的激发. $t \approx 5.92$ s 时刻, 出现拐点并伴随以下物理过程: T_{e0} 维持不变, 但在 $1.95 \text{ m} \leq R \leq 2.1 \text{ m}$ 区域内的电子温度梯度略有下降; T_i 的离轴最大梯度区由 $R \approx 2.06$ m 跳变到 $R \approx 2.02$ m ($q_{\min}$). 随后, 在 $5.92 \text{ s} \leq t \leq 5.93$ s 时间段内, 观察到阿尔芬本征模不稳定性发

生模式转换 (BAEs $\rightarrow$ RSAEs, 如图 5 所示), 表明 $q_{\min}$ 偏离有理数随时间而逐渐减小 ($q_{\min} < 2$).

3) 微观不稳定性的激发和密度上下不对称性结构的出现. 如图 13(a) 所示, EAST 极向截面下半空间 ($Z \approx -26$ cm) 的电子密度在 $t \geq 5.92$ s 后随时间逐渐减小, 而上半空间 ($Z \approx 26$ cm) 的电子密度近似维持不变, 表现为上下 (或极向) 不对称性. 这种不对称性在 EAST 不同环向位置的 POINT 和 SXR 诊断同时观察到, 即在整个环向等离子体中均存在这种微观不稳定性. 这类微观不稳定性引起的电子密度 (或粒子浓度) 在 $t \approx 5.95$ s 时达到最大值, 在电子密度和 SXR 信号上表现为 $\Delta n_e/n_e \approx 2\%$ 和 $\Delta I_{\text{sx}}/I_{\text{sx}} \approx 6\%$ ($I_{\text{sx}} \propto Z_{\text{eff}} n_e^2$), 如图 13(d) 和图 13(e) 中的下半空间品红色箭头所示. 从图 13(e) 可以看出, 粒子向外输运过程仅仅发生在 $q_{\min}$ 外部区域 ($\rho \leq -0.3$, $\Delta I_{\text{sx}}/I_{\text{sx}} < 0$). 这种微观不稳定性引起粒子的输运方向沿着离子 $\mathbf{B} \times \nabla \mathbf{B}$ (垂直向下) 方向, 这和高波数 ($k_\theta, k_\perp \geq 9 \text{ cm}^{-1}$) 低频微观湍流引起的粒子输运方向一致^[74], 即这种微观不稳定性可能是沿着电子抗磁漂移方向传播的高波数微湍流.

4) 微观不稳定性的抑制和密度上下对称结构的恢复. 当 $t \geq 5.95$ s 时, 极向截面下半空间 ($Z \leq -26$ cm) 的电子密度随时间逐渐增加, 并伴随密度上下对称结构的逐渐恢复. 不同环向位置 POINT 和 SXR 信号上同时观察到上下对称结构的恢复, 表明这类微观不稳定性的消失或抑制. 实验上关联的变化有: $q_{\min}$ 随着 RSAEs 向上扫频而缓慢减小; 芯部电子温度梯度 ($R/L_{Te} \geq 14.5$) 向磁轴附近移动 ($R = 2.05 \text{ m} \rightarrow 2 \text{ m}$), 如图 13(b) 中黑色箭头所示. 但是, 这类不稳定性的抑制过程并未观察到离子温度或梯度的显著变化, 进一步表明这类微观不稳定性的抑制和电子温度的梯度直接关联. 电子最大压力梯度区由外部向中心 (磁轴) 区域移动的过程中, 导致了 q 剖面的变化及双撕裂模不稳定性的爆发, 在 $t \approx 6.45$ s 时刻发生离轴锯齿崩塌事件.

微观不稳定性的抑制过程 (或弱 ITBs 结构的建立过程) 对于内部输运垒建立过程的物理理解具有重要的意义. 下面首先讨论内部输运垒建立过程中的两个主要的机制: 反剪切 q 剖面 and $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 剪切. 但是这两种触发机制之间存在比较复杂的关系, 例如 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 流由压力梯度效应通过新经典效应 (neoclassical effect) 和雷诺肋强效应 (Reynolds

stress) 驱动, 而 q 剖面又会受到压力梯度所驱动的自举电流的影响. 因此, 当某种湍流效应被抑制后, 增加的压力梯度将会正反馈并进一步改变 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 流和 q 剖面. 从图 13 可以看出, 在微观湍流抑制过程中, 最大的电子压力梯度区 ($R/L_{Te} \geq 14.5$) 由外部向磁轴附近移动, 同时伴随着自举电流和 q 剖面的改变, 即约束改善过程中两种效应 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 剪切和 q 剖面同时发生改变.

6.3 离子温度梯度输运垒

下面讨论 EAST 上离子输运垒建立过程中的两类不同物理过程. EAST 内 $q_{\min} \approx 2$ 条件下离子温度内部输运垒步骤如下: 根据前面第 3 部分的讨论, 利用 LHCD 和 ECRH 组合的方式建立反磁剪切磁位形, 再注入总源功率 $P \geq 4 \text{ MW}$ 的 NBI 或 ICRH 功率. 图 14 中分别使用了单独的 NBI 注入和 NBI+ICRH 相组合的方式建立了 ITBs 结构.

图 14 中的 Case A (左列) 展示了内部输运垒建立过程中伴随阿尔芬波不稳定性的激发及快离子的再分布过程. 1) 形成内部输运垒结构所需要的基本条件——激发离轴锯齿. 图中蓝色线和深绿色线展示了两种不同的实验条件, 主要区别为 LHCD 和 ECRH 功率不同, 蓝色线 $P_{\text{LH}} \approx 2.8 \text{ MW}$, $P_{\text{EC}} \approx 0.4 \text{ MW}$, 而深绿色线 $P_{\text{LH}} \approx 3.3 \text{ MW}$, $P_{\text{EC}} \approx 0.5 \text{ MW}$. 根据前面第 3 部分的分析和讨论, 优化的 LHCD 和 ECRH 功率组合是激发离轴锯齿的重要条件. 2) 建立内部输运垒的过程——伴随阿尔芬波不稳定性的激发. 当 NBI 的总功率 ($P_{\text{NB}} \approx 4 \text{ MW}$) 台阶式注入等离子体中, 可以观察到等离子体比压 β_N 台阶式增加. 但在 $t \geq 3.1$ s 时, 两种条件下的等离子体约束状态发生了显著分歧——存在离轴锯齿条件下的 β_N 要高于不存在离轴锯齿的情况, 表明内部输运垒结构的建立. 爆发阿尔芬波不稳定性是这类情况下建立内部输运垒结构的另一个标志性事件. 根据前面第 4 部分的分析和讨论, 阿尔芬波不稳定性的激发和背景热粒子及快离子紧密相关, 且阿尔芬波不稳定性引起快离子的再分布, 使得中子产额下降幅度达到 3%. 最新的理论和实验研究均表明, 快离子分布函数的变化对等离子体约束的改善起到了重要的作用^[4,6].

图 14 中的 Case B (右列) 展示了内部输运垒维持过程中伴随着热离子梯度相关不稳定性. 当 NBI ($P_{\text{NB}} \approx 2.5 \text{ MW}$) 以后, 首先在 $t \approx 3.5$ s 附近

观察到向上跳频 LFM 不稳定性, 如图 14(c2) 所示. 当 ICRH ($P_{IC} \approx 1.6$ MW) 注入后, 芯部离子温度 T_{i0} 和 β_N 迅速升高, 标志着内部输运垒结构的形成 (此时 NBI 和 ICRH 的总功率为 4.1 MW). 在 ITBs 建立和维持过程中, 当离子温度梯度超过某一阈值时, 实验上可以观察到频率范围在 $75 \text{ kHz} \leq f \leq 110 \text{ kHz}$ 的多分支不稳定性模式. 这类不稳定性的频率介于 BAEs 和 TAEs 之间, 环向模数约为 $5 \leq n \leq 10$, 且扰动幅值和离子温度梯度关系密切, 初步判定为 AITG-like 不稳定性. 根据前面第 5 部分的分析和讨论, LFM 和 AITG 均位于动理学热离子带隙中的不稳定性. HL-2A 和 DIII-D 的实验结果表明 [75,76], AITG 不稳定性在内部输运垒和将来的反应堆等离子体中起到至关重要的作用. 关于 AITG 不稳定性的论证和内部输运垒之间的相关物理问题还有待进一步深入研究.

图 14 中的两种情况均建立了 $q_{\min} \approx 2$ 反磁剪切实验条件. Case B 实验条件包括: 在 $t \approx 3.5$ s 时爆发 LFM 不稳定性代表反磁剪切放电, 在 $t \approx 3.7$ s 附近出现的 $m/n = 2/1$ 撕裂模进一步证明了此时的实验条件为 $q_{\min} \approx 2$. 但两种情况下反磁剪

切 q 剖面的建立方式不同, 具体表现为: 1) LHCD 的功率不同, 分别为 $P_{LH} \approx 3.3$ MW (Case A) 和 $P_{LH} \approx 2.3$ MW (Case B). 2) 离轴 ECRH 加热功率虽然相同, 均为 $P_{EC} \approx 0.5$ MW, 但注入的初始时刻不同, 分别为 $t_0 = 1.3$ s (Case A) 和 $t_0 = 2.6$ s (Case B). 电流进入平台阶段 ($I_p \approx 0.4$ MA) 的时刻为 $t \approx 2$ s, 则 Case A 在电流分布向内渗透阶段已经开始利用 ECRH 修改 q 剖面, 而 Case B 则是在电流剖面逐渐稳定后再利用 ECRH 调整 q 剖面.

图 15 详细展示了 ITBs 建立前后的温度或环向旋转速度的变化情况. 芯部离子温度由 $T_{i0} \approx 1.4$ keV 增至 $T_{i0} \approx 2.1$ keV, $\Delta T_{i0}/T_{i0} \approx 50\%$, $\Delta T_{e0}/T_{e0} \approx 30\%$, 而最大的离子温度归一化梯度长度由 $R/L_{Ti} \approx 10$ 增加到 $R/L_{Ti} \approx 15$, 表明了约束性能的大幅提升并伴随着内部输运垒结构的形成. 比较有意思的是, 内部输运垒 feet 区域的环向旋转速度显著减小, 可能的原因是与径向电场的变化有关. 这里需要指出, 图 14 中出现的两种情况均为内外双垒的情况, 这里仅仅分析了内部输运垒附近的情况.

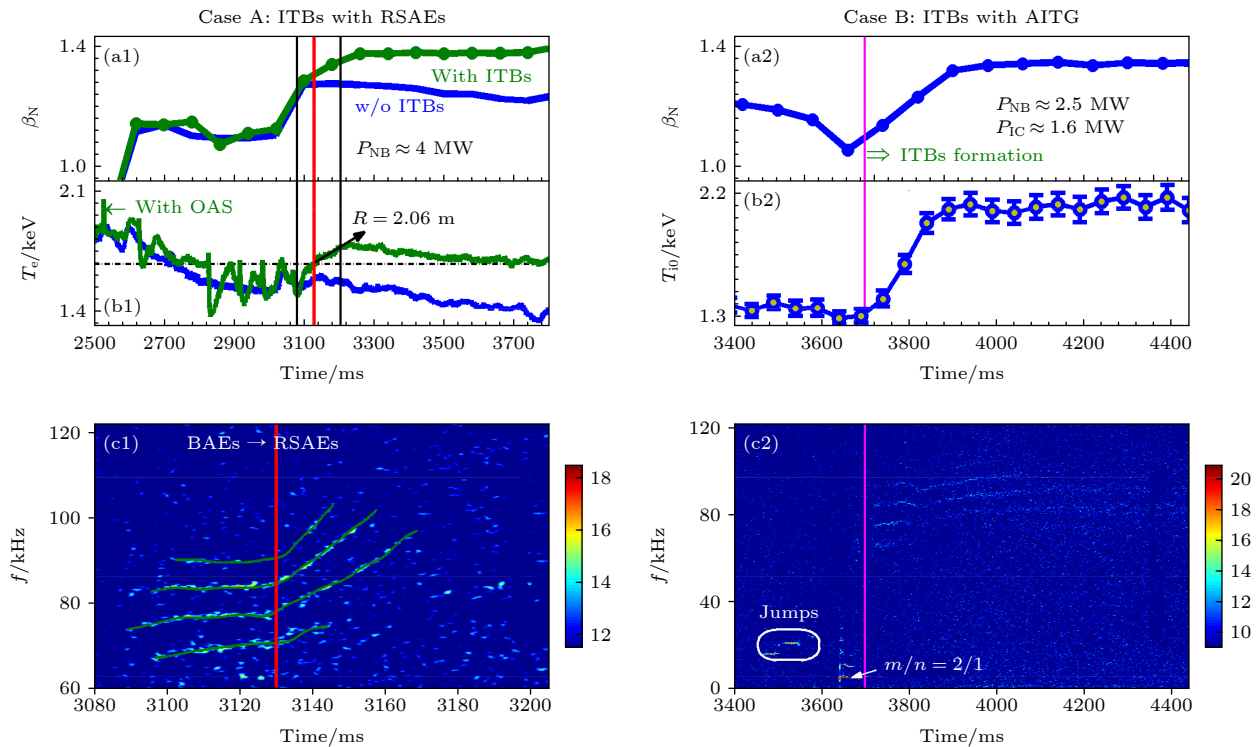


图 14 内部输运垒建立过程中伴随快离子或热粒子不稳定性事件 (a1), (a2) 归一化 β_N ; (b1), (b2) 电子 T_e 和离子 T_{i0} 温度; (c1), (c2) ECE 诊断测量到的频谱图

Fig. 14. Energetic ions and thermal pressure gradient instabilities are observed during the establishment of ITBs: (a1), (a2) Normalized β_N ; (b1), (b2) electron T_e and T_{i0} temperatures; (c1), (c2) spectrogram of ECE signal.

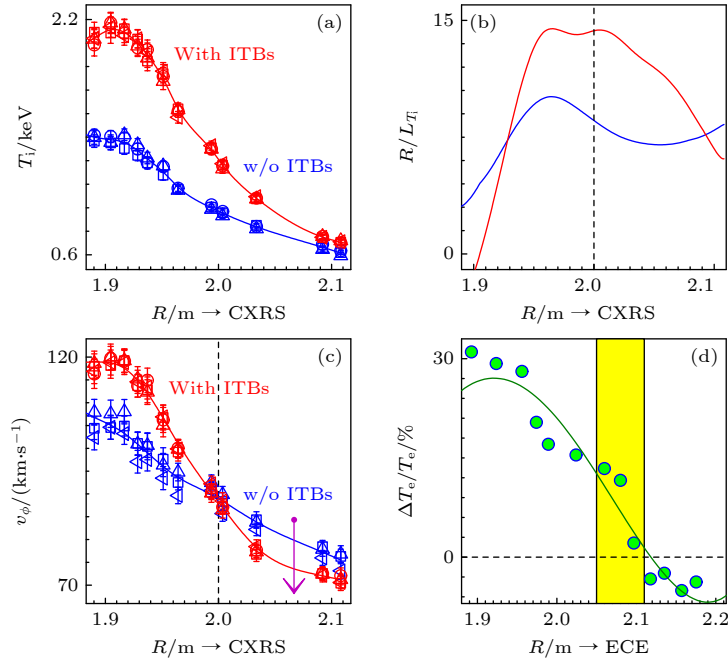


图 15 内部输运垒建立过程中温度和旋转剖面 (a) T_i ; (b) R/L_{T_i} ; (c) v_ϕ ; (d) $\Delta T_e/T_e$

Fig. 15. Profiles of (a) T_i , (b) R/L_{T_i} , (c) v_ϕ , (d) $\Delta T_e/T_e$ for the establishment of ITBs.

7 结 论

本文简单总结了 EAST 上 $q_{\min} \approx 2$ 实验条件的建立方式及表征形式——离轴锯齿和双撕裂模; 并对这类条件下快离子激发的阿尔芬波不稳定性及热压力梯度激发的低频模不稳定性做了整理和分析; 实现对离轴锯齿的抑制和建立内部输运垒结构过程中, 常伴随阿尔芬波不稳定性或热离子梯度激发的相关不稳定性等. 具体总结如下.

首先, 在 $q_{\min} \approx 2$ 条件下最容易爆发离轴锯齿和双撕裂模崩塌事件. 1) 详细讨论了 EAST 上现有条件下这些模式的激发条件. 2) 根据离轴锯齿的特征分为三类: 中心崩塌、环形崩塌和无磁重联小破裂事件. 3) 离轴锯齿崩塌前常出现模结构为 $m/n = 2/1$ 撕裂模的先兆振荡模, 并最终形成双撕裂模的出现和离轴锯齿的崩塌过程.

其次, 离轴锯齿振荡过程中常伴随 BAEs 和 RSAEs 不稳定性. 1) 展示了两类阿尔芬本征模的径向位置, 并利用理论模型对频率进行估算; 2) 详细对比了两类相似放电条件下的阿尔芬波不稳定性的激发条件, 并对关联的 4 个物理参数进行对比; 3) 对比分析了中心和环形崩塌前的 RSAEs 扫频特征, 并反推出两类崩塌事件对应着不同的 $q_{\min}$ 演化曲线.

第三, 离轴锯齿振荡过程中常伴随 LFM 不稳定性激发. 1) EAST 上低频模不稳定性可以分为向上扫频和向上跳频 LFM 不稳定性. 2) EAST 上 LFM 不稳定性的激发条件是需要强的压力梯度 $\alpha \propto (1 + \tau)(1 + \eta_i)$ (高 $\eta_i = L_{n_i}/L_{T_i}$ 或 $\tau = T_e/T_i$). 3) EAST 上 LFM 特征表现为: 离子抗磁漂移频率大小、阿尔芬波极化方向和动理学气球模特征.

最后, 抑制离轴锯齿的爆发可以高效建立内部输运垒结构. 1) 通过增加环向旋转速度 (或快离子分布函数等) 方法可以有效缓解离轴锯齿的爆发频率. 2) 离轴锯齿振荡初期常伴随某种微观不稳定性的激发, 并在后期得到有效的抑制——拉长离轴锯齿振荡周期 (缓解或抑制) 可以获得更好的约束. 3) 内部输运垒建立或维持过程中常伴随快离子或热离子压力梯度相关不稳定性, 因此, 理解快离子或热压力梯度相关不稳定性, 对内部输运垒形成机制的理解具有重要的物理意义.

参考文献

- [1] Ida K, Fujita T 2018 *Plasma Phys. Control. Fusion* **60** 033001
- [2] Connor J W, Fukuda T, Garbet X, et al. 2004 *Nuclear Fusion* **44** R1
- [3] Wolf R C 2003 *Plasma Phys. Control. Fusion* **45** R1
- [4] Mazzi S, Garcia J, Zarzoso D, et al. 2022 *Nat. Phys.* **18** 776
- [5] Han H, Park S J, Sung C, Kang J, Lee Y H, Chung J, Hahn T S, Kim B, Park J K, Bak J G, Cha M S, Choi G J, Choi M

- J, Gwak J, Hahn S H, Jang J, Lee K C, Kim J H, Kim S K, Kim W C, Ko J, Ko W H, Lee C Y, Lee J H, Lee J K, Lee J P, Lee K D, Park Y S, Seo J, Yang S M, Yoon S W, Na Y S 2022 *Nature* **609** 269
- [6] Di Siena A, Bilato R, Görler T, et al. 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 025002
- [7] Koide Y, Kikuchi M, Mori M, Tsuji S, Ishida S, Asakura N, Kamada Y, Nishitani T, Kawano Y, Hatae T, Fujita T, Fukuda T, Sakasai A, Kondoh T, Yoshino R, Neyatani Y 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 3662
- [8] Levinton F M, Zarnstorff M C, Batha S H, Bell M, Bell R E, Budny R V, Bush C, Chang Z, Fredrickson E, Janos A, Manickam J, Ramsey A, Sabbagh S A, Schmidt G L, Synakowski E J, Taylor G 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4417
- [9] Synakowski E J, Batha S H, Beer M A, Bell M G, Bell R E, Budny R V, Bush C E, Efthimion P C, Hammett G W, Hahn T S, LeBlanc B, Levinton F, Mazzucato E, Park H, Ramsey A T, Rewoldt G, Scott S D, Schmidt G, Tang W M, Taylor G, Zarnstorff M C 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2972
- [10] Bell R E, Levinton F M, Batha S H, Synakowski E J, Zarnstorff M C 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 1429
- [11] Strait E J, Lao L L, Mauel M E, Rice B W, Taylor T S, Burrell K H, Chu M S, Lazarus E A, Osborne T H, Thompson S J, Turnbull A D 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4421
- [12] Conway G D, Borba D N, Alper B, Bartlett D V, Gormezano C, von Hellermann M G, Maas A C, Parail V V, Smeulders P, Zastrow K D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 1463
- [13] Crisanti F, Litaudon X, Mailloux J, et al. 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 145004
- [14] Rice J E, Boivin R L, Bonoli P T, Goetz J A, Granetz R S, Greenwald M J, Hutchinson I H, Marmar E S, Schilling G, Snipes J A, Wolfe S M, Wukitch S J, Fiore C L, Irby J H, Mossessian D, Porkolab M 2001 *Nuclear Fusion* **41** 277
- [15] Chang Z, Park W, Fredrickson E D, Batha S H, Bell M G, Bell R, Budny R V, Bush C E, Janos A, Levinton F M, McGuire K M, Park H, Sabbagh S A, Schmidt G L, Scott S D, Synakowski E J, Takahashi H, Taylor G, Zarnstorff M C 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3553
- [16] Xu M, Hu L, Zhou T, Zhang L, Xu L, Duan Y, Zang Q, Liu H, Gong X, Xu G, EAST Team 2021 *Nuclear Fusion* **61** 106008
- [17] Xu M, Zhao H L, Zang Q, Zhong G Q, Xu L Q, Liu H Q, Chen W, Huang J, Hu L Q, Xu G S, Gong X Z, Qian J P, Liu Y, Zhang T, Zhang Y, Sun Y W, Zhang X D, Wan B N 2019 *Nuclear Fusion* **59** 084005
- [18] Xu M, Zhao H, Zhang J, Xu L, Liu H, Li G, Zhong G, Zang Q, Hu L, Gong X, Xu G, Zhang X, Wan B, EAST Team 2020 *Nuclear Fusion* **60** 112005
- [19] Xu M, Ma R, Xu L, Li Y, Zhao H, Chen W, Wang S, Li G, Zhong G, Wang F, Jin Y, Huang J, Zang Q, Liu H, Hu L, Gong X, Xu G, Hu J, Wan B, EAST Team 2022 *Nuclear Fusion* **62** 126041
- [20] Gorelenkov N N, Berk H L, Fredrickson E, Sharapov S E, Contributors J E 2007 *Phys. Lett. A* **370** 70
- [21] Gorelenkov N N, Berk H L, Crocker N A, Fredrickson E D, Kaye S, Kubota S, Park H, Peebles W, Sabbagh S A, Sharapov S E, Stutmat D, Tritz K, Levinton F M, Yuh H, Team T N, Contributors J E 2007 *Plasma Phys. Control. Fusion* **49** B371
- [22] Heidbrink W W, Van Zeeland M A, Austin M E, Bierwage A, Chen L, Choi G J, Lauber P, Lin Z, McKee G R, Spong D A 2020 *Nuclear Fusion* **61** 016029
- [23] Ishii Y, Azumi M, Kishimoto Y 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 205002
- [24] Wang Z, Wang X, Dong J, Lei Y, Long Y, Mou Z, Qu W 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 185004
- [25] Janvier M, Kishimoto Y, Li J Q 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 195001
- [26] Wang X, Wang X 2017 *Nuclear Fusion* **57** 016039
- [27] Zhang W, Ma Z W, Lu X Q, Zhang H W 2020 *Nuclear Fusion* **60** 126022
- [28] Porcelli F, Boucher D, Rosenbluth M N 1996 *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 2163
- [29] Group I P E 1999 *Nuclear Fusion* **39** 2251
- [30] Imbeaux F, Giruzzi G, Maget P, et al. 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 045004
- [31] Maget P, Imbeaux F, Giruzzi G, et al. 2006 *Nuclear Fusion* **46** 797
- [32] Maget P, Huysmans G T A, Garbet X, et al. 2007 *Phys. Plasmas* **14** 052509
- [33] Wei L, Wang Z X 2014 *Phys. Plasmas* **21** 062505
- [34] Wei L, Wang Z X 2014 *Nuclear Fusion* **54** 043015
- [35] Zhang W, Ma Z W, Zhu J, Zhang H W 2019 *Plasma Phys. Control. Fusion* **61** 075002
- [36] Zhang W, Lin X, Ma Z W, Lu X Q, Zhang H W 2020 *Phys. Plasmas* **27** 122509
- [37] Yu Q, Günter S 2022 *Nuclear Fusion* **62** 126056
- [38] Kessel C, Manickam J, Rewoldt G, Tang W M 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 1212
- [39] Citrin J, Garcia J, Görler T, Jenko F, Mantica P, Told D, Bourdelle C, Hatch D R, Hogeweij G M D, Johnson T, Pueschel M J, Schneider M 2015 *Plasma Phys. Control. Fusion* **57** 014032
- [40] Citrin J, Mantica P 2023 *Plasma Phys. Control. Fusion* **65** 033001
- [41] Liu P, Wei X, Lin Z, Brochard G, Choi G J, Heidbrink W W, Nicolau J H, McKee G R 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 185001
- [42] Heidbrink W W, Strait E J, Chu M S, Turnbull A D 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 855
- [43] Turnbull A D, Strait E J, Heidbrink W W, Chu M S, Duong H H, Greene J M, Lao L L, Taylor T S, Thompson S J 1993 *Phys. Fluids B* **5** 2546
- [44] Zonca F, Chen L, Santoro R A 1996 *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 2011
- [45] Wang X, Zonca F, Chen L 2010 *Plasma Phys. Control. Fusion* **52** 115005
- [46] Shi P W, Chen W, Shi Z B, Duan X R, Yang Z C, Ma R R, Zhong W L, Jiang M, Yu L M, Liang A S, Wen J, Yu D L, Liu Y, Yang Q W 2019 *Nuclear Fusion* **59** 066015
- [47] Duan S, Fu G Y, Cai H, Li D 2022 *Nuclear Fusion* **62** 056002
- [48] Kramer G J, Cheng C Z 2023 *Plasma Phys. Control. Fusion* **65** 015015
- [49] Li G, Li Y, Xiao Y 2023 *Nuclear Fusion* **63** 016009
- [50] Breizman B N, Sharapov S E 2011 *Plasma Phys. Control. Fusion* **53** 054001
- [51] Bass E M, Waltz R E 2013 *Phys. Plasmas* **20** 012508
- [52] Fasoli A, Testa D, Sharapov S, Berk H L, Breizman B, Gondhalekar A, Heeter R F, Mantsinen M, contributors to the E J W 2002 *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** B159
- [53] Chen W, Yu L, Liu Y, Ding X T, Xie H S, Zhu J, Yu L M, Ji X Q, Li J X, Li Y G, Yu D L, Shi Z B, Song X M, Cao J Y, Song S D, Dong Y B, Zhong W L, Jiang M, Cui Z Y, Huang Y, Zhou Y, Dong J Q, Xu M, Xia F, Yan L W, Yang Q W, Duan X R, HL-2A Team 2014 *Nuclear Fusion* **54** 104002
- [54] Kramer G J, Gorelenkov N N, Nazikian R, Cheng C Z 2004 *Plasma Phys. Control. Fusion* **46** L23

- [55] Xu M, Zhong G, Hao B, Shen W, Hu L, Chen W, Qiu Z, Zhang X, Hu Y, Li Y, Zhao H, Liu H, Lyu B, EAST Team [2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 085201](#)
- [56] Sharapov S, Alper B, Berk H, Borba D, Breizman B, Challis C, Classen I, Edlund E, Eriksson J, Fasoli A, Fredrickson E, Fu G, Garcia-Munoz M, Gassner T, Ghanous K, Goloborodko V, Gorelenkov N, Gryaznevich M, Hacquin S, Heidbrink W, Hellesen C, Kiptily V, Kramer G, Lauber P, Lilley M, Lisak M, Nabais F, Nazikian R, Nyqvist R, Osakabe M, Thun C P v, Pinches S, Podesta M, Porkolab M, Shinohara K, Schoepf K, Todo Y, Toi K, Zeeland M V, Voitsekovich I, White R, Yavorskij V, ITPA EP TG and JET-EFDA Contributors [2013 *Nuclear Fusion* **53** 104022](#)
- [57] Qi L, Dong J Q, Bierwage A, Lu G, Sheng Z M [2013 *Phys. Plasmas* **20** 032505](#)
- [58] Zhong G Q, Hu L Q, Pu N, Zhou R J, Xiao M, Cao H R, Zhu Y B, Li K, Fan T S, Peng X Y, Du T F, Ge L J, Huang J, Xu G S, Wan B N, EAST Team [2016 *Rev. Sci. Instrum.* **87** 11D820](#)
- [59] Chen L, Zonca F [2007 *Nuclear Fusion* **47** S727](#)
- [60] Ma R, Chen L, Zonca F, Li Y, Qiu Z [2022 *Plasma Phys. Control. Fusion* **64** 035019](#)
- [61] Ma R, Heidbrink W W, Chen L, Zonca F, Qiu Z [2023 *Phys. Plasmas* **30** 042105](#)
- [62] Chavdarovski I, Zonca F [2014 *Phys. Plasmas* **21** 052506](#)
- [63] Chen L, Zonca F [2017 *Phys. Plasmas* **24** 072511](#)
- [64] Yang Y, Gao X, Liu H Q, Li G Q, Zhang T, Zeng L, Liu Y K, Wu M Q, Kong D F, Ming T F, Han X, Wang Y M, Zang Q, Lyu B, Li Y Y, Duan Y M, Zhong F B, Li K, Xu L Q, Gong X Z, Sun Y W, Qian J P, Ding B J, Liu Z X, Liu F K, Hu C D, Xiang N, Liang Y F, Zhang X D, Wan B N, Li J G, Wan Y X, EAST Team [2017 *Plasma Phys. Control. Fusion* **59** 085003](#)
- [65] Gao X, Yang Y, Zhang T, Liu H, Li G, Ming T, Liu Z, Wang Y, Zeng L, Han X, Liu Y, Wu M, Qu H, Shen B, Zang Q, Yu Y, Kong D, Gao W, Zhang L, Cai H, Wu X, Hanada K, Zhong F, Liang Y, Hu C, Liu F, Gong X, Xiao B, Wan B, Zhang X, Li J, EAST Team [2017 *Nuclear Fusion* **57** 056021](#)
- [66] Chu Y Q, Liu H Q, Zhang S B, Jie Y X, Lian H, Wu M Q, Zhu X, Wu C B, Xu L Q, Wang Y F, Wang S X, Zhang T, Yang Y, Hanada K, Lyu B, Li Y Y, Zang Q [2021 *Plasma Phys. Control. Fusion* **63** 105003](#)
- [67] Han X, Liu Y, Zhou T F, Zhang T, Shi T H, Li Y Y, Yuan Y, Mao S T, Jin Y F, Wu X H, Wang S X, Yang Y, Wen F, Huang J, Liu S C, Ye K X, Wu M F, Geng K N, Li G S, Zhong F B, Xiang H M, Gao X, EAST Team [2022 *Nuclear Fusion* **62** 064005](#)
- [68] Liu Z X, Ge W L, Wang F, Liu Y J, Yang Y, Wu M Q, Wang Z X, Zhang X X, Li H, Xie J L, Lan T, Mao W, Liu A D, Zhou C, Ding W X, Zhuang G, Liu W D [2020 *Nuclear Fusion* **60** 122001](#)
- [69] Zhang B, Gong X, Qian J, Zeng L, Xu L Q, Duan Y M, Zhang J Y, Hu Y C, Jia T Q, Li P, Liang R R, Wang Z H, Zhu X, Wang S X, Ma Q, Ye L, Huang J, Ding R, EAST Team [2022 *Nuclear Fusion* **62** 126064](#)
- [70] Ge W, Wang Z X, Wang F, Liu Z, Xu L [2023 *Nuclear Fusion* **63** 016007](#)
- [71] Wang S, Cai H, Chen X, Li D [2023 *Plasma Phys. Control. Fusion* **65** 055018](#)
- [72] Wu M, Liu Z, Li G, Han X, Zhang T, Li Y, Zhou T, Chao Y, Wang S, Wu X, Geng K, Xiang H, Zhong F, Ye K, Huang J, Zhou Z, Yang S, Wen F, Wang Y, Zhang S, Zhuang G, Gao X, East Team [2023 *Nuclear Fusion* **63** 016008](#)
- [73] Wang J, Wang Z X, Wei L, Liu Y [2017 *Nuclear Fusion* **57** 046007](#)
- [74] Brower D L, Peebles W A, Luhmann N C, Savage R L [1985 *Phys. Rev. Lett.* **54** 689](#)
- [75] Chen W, Yu D L, Ma R R, Shi P W, Li Y Y, Shi Z B, Du H R, Ji X Q, Jiang M, Yu L M, Yuan B S, Li Y G, Yang Z C, Zhong W L, Qiu Z Y, Ding X T, Dong J Q, Wang Z X, Wei H L, Cao J Y, Song S D, Song X M, Yi L, Yang Q W, Xu M, Duan X R [2018 *Nuclear Fusion* **58** 056004](#)
- [76] Du X D, Hong R J, Heidbrink W W, et al. [2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 025001](#)

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

Summary of magnetohydrodynamic instabilities and internal transport barriers under condition of $q_{\min} \approx 2$ in EAST tokamak*

Xu Ming^{1)†} Xu Li-Qing¹⁾ Zhao Hai-Lin¹⁾ Li Ying-Ying²⁾³⁾ Zhong Guo-Qiang¹⁾ Hao Bao-Long¹⁾⁴⁾ Ma Rui-Rui⁴⁾ Chen Wei⁴⁾ Liu Hai-Qing¹⁾
Xu Guo-Sheng¹⁾ Hu Jian-Sheng¹⁾ Wan Bao-Nian¹⁾ the EAST Team¹⁾

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

2) (*Hebei Key Laboratory of Compact Fusion, Langfang 065001, China*)

3) (*ENN Science and Technology Development Co., Ltd., Langfang 065001, China*)

4) (*Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041, China*)

(Received 4 May 2023; revised manuscript received 5 June 2023)

Abstract

Establishment and sustainment of the structure of internal transport barriers (ITBs) is an important guarantee for the magnetic fusion plasma. The related physics processes for the establishing and sustaining of ITBs with $q_{\min} \approx 2$ are simply summarized as follows: the “off-axis sawteeth” (OAS) mode instability and double tearing mode (DTM) instability, fast ions induced Alfvén eigenmode instability, thermal pressure gradient induced low-frequency modes (LFMs) instability, etc. Firstly, the burst of OAS is an important criterion for evaluating reversed q -profile with $q_{\min} \approx 2$. The excitation conditions, classifications and the structures of precursor modes of OAS are given in detail, and the collapse event is triggered off by the magnetic reconnection of $m/n = 2/1$ DTM. Secondly, the beta-induced Alfvén eigenmode and reversed shear Alfvén eigenmode are easily excited by the fast ions during the oscillation of OAS. The toroidal mode numbers of the two kinds of Alfvén waves are $1 \leq n \leq 5$, respectively, which are located at $1.98 \text{ m} \leq R \leq 2.07 \text{ m}$ with normalized minor radius $0.2 \leq \rho \leq 0.45$. The excitation conditions are investigated for the condition of $q_{\min} \approx 2$, and three different physical variables, i.e. thermal pressure gradient, fast ions distribution function, and the toroidal flow or flow shear are considered. Thirdly, the LFMs instabilities are excited by the pressure gradient during the oscillation of OAS. The general fishbone-like dispersion relationship (GFLDR) is adopted for solving the basic features of LFMs: 1) the frequency of LFMs scales with ion diamagnetic frequency; 2) the LFMs has the Alfvén polarization direction; 3) the LFMs are a reactive-type kinetic ballooning mode. The excitation of LFMs does not depend on the fast ions, which is taken place in a higher pressure gradient regime $\alpha \propto (1 + \tau)(1 + \eta_i)$, $\tau = T_e/T_i$, $\eta_i = L_{n_i}/L_{T_i}$. In the end, the suppression of OAS and establishment of ITBs are achieved. Three important processes appear under the condition of $q_{\min} \approx 2$ in EAST: 1) the tangential injection (NBI1L) of NBI is easier for the suppression of OAS than the perpendicular injection (NBI1R); 2) the micro-instability can be suppressed during the oscillation of OAS, and the reversed shear q -profile is more favorable in the establishment of the structure of ITBs; 3) the establishment of ITBs is accompanied by the excitation of Alfvén wave instability (bigger toroidal mode number: $1 \leq n \leq 5$), the sustainment of ITBs is accompanied by the thermal ion temperature gradient induced instability (median size: $5 \leq n \leq 10$). Therefore, for the establishment of ITBs, it is important to understand the establishment and suppression of OAS, the excitation of Alfvén wave instability and the redistributed fast ions, and the related instability of thermal pressure gradient.

Keywords: double tearing mode, Alfvén eigenmodes, low-frequency instability, internal transport barriers

PACS: 52.30.Cv, 52.35.Bj, 52.35.Py, 52.35.Ra

DOI: 10.7498/aps.72.20230721

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2019YFE03020000, 2018YFE0304100) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12175271, 11975267).

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



专题: 磁约束等离子体中的高能粒子

反磁剪切托卡马克等离子体中低频剪切阿尔芬波的理论研究*

马瑞瑞^{1)†} 陈骝²⁾³⁾ 仇志勇²⁾

1) (核工业西南物理研究院, 成都 610041)

2) (浙江大学物理系, 杭州 310027)

3) (加州大学欧文分校物理与天文学系, 加州 CA 92697-4574)

(2023 年 2 月 21 日收到; 2023 年 6 月 14 日收到修改稿)

位于动理学热离子带隙附近的低频阿尔芬扰动因可以与高能粒子或背景热粒子发生相互作用而引起广泛的关注. 本文在一般鱼骨模色散关系的理论框架下, 针对反磁剪切托卡马克等离子体中观测到的由高能粒子或者背景热粒子激发的低频剪切阿尔芬波的线性特性进行了一系列的理论研究. 由于这些低频剪切阿尔芬波与 2019 年 DIII-D 开展的专门研究高能离子驱动低频不稳定的实验密切相关, 因此本文通过采用 DIII-D 具有代表性实验的平衡参数, 证明了实验上观测的低频模和比压阿尔芬本征模分别是以阿尔芬极化为主的反应型和耗散型不稳定模, 因此, 将前者称为低频阿尔芬模更准确. 由于受逆磁和捕获粒子动理学效应的影响, 低频阿尔芬模既可以在低频区 (频率小于热离子的渡越或反弹频率) 与比压阿尔芬声模耦合, 又可以在高频区 (频率大于或近似等于热离子的渡越频率) 与比压阿尔芬本征模耦合. 此外, 由于受到不同激发机制的影响, 与局域在安全因子最小值有理面附近的低频阿尔芬模相比, 驱动比压阿尔芬本征模的高能离子的压强梯度在偏离安全因子最小值的有理面时达到最大值, 相应的比压阿尔芬本征模的本征函数在能量离子驱动最大的径向位置处出现峰值. 通过改变安全因子最小值理论上重现了实验上观测的比压阿尔芬本征模和低频阿尔芬模的上升频谱特征. 研究还表明, 比压阿尔芬声模由于受到强烈的朗道阻尼, 因而很难被高能粒子激发, 这与基于第一性原理的理论预测和模拟结果一致. 本文证明了一般鱼骨模色散关系在解释和预测实验和数值模拟结果方面的强大能力.

关键词: 低频剪切阿尔芬波, 高能粒子, 不稳定性, 回旋动理学**PACS:** 52.35.Bj, 52.55.Pi, 52.35.Py, 52.30.Gz**DOI:** 10.7498/aps.72.20230255

1 引言

高能粒子 (energetic particle, EP) 在聚变等离子体中的约束特性对决定当前和未来接近或在反应堆参数区间运行的托卡马克的性能具有重要意义. 例如, 为了点燃氘-氚 (D-T) 等离子体, 必须对在 D-T 聚变反应中产生的阿尔法粒子进行良

好的约束. 同样地, 在射频或中性束注入实验中产生的高能粒子也必须受到良好的约束才能成功地实现等离子体加热和/或电流驱动. 尽管目前基于库仑碰撞理论对 EP 约束性的评估是可行的, 但这一理论仍然存在严重的问题, 问题主要来自于由 EP 激发的集体振荡所引起的 EP 的反常输运损失. 这是由于携带着足够强的来自压强梯度自由的 EP, 其特征频率 (例如渡越/反弹频率) 与剪

* 国家磁约束核聚变发展研究 (批准号: 2022YFE03040002, 2018YFE0304103)、国家自然科学基金 (批准号: 12261131622, 12175053) 和四川省自然科学基金 (批准号: 2022NSFSC1814) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: rrma@swip.ac.cn

切阿尔芬波 (shear Alfvén wave, SAW) 的频率在同一量级 (均在 MHz 范围内), 并且 SAW 的群速度与磁场平行, 因此通过波-粒共振相互作用, 可以直接激发多种 SAW, 并引起 EP 的反常输运. 在聚变装置中, 由于磁场和等离子体的不均匀性, 使得各种阿尔芬本征模 (Alfvén eigenmode, AE) 存在于 SAW 连续谱的带隙中. 这些 AE 因不受连续谱阻尼的影响, 很容易被 EP 激发, 因此通常被认为是 EP 输运的主要因素^[1].

在这些由不同效应引起的 AE 中, 其中由有限比压引起的阿尔芬本征模 (beta-induced Alfvén eigenmode, BAE) 存在于由热等离子体可压缩效应产生的间隙中^[2,3]. 自首次观测到 BAE 以来^[2,3], 动理学热离子带隙频率^[4] 范围内的低频阿尔芬波谱一直是人们研究的热点. 这些模的频率 (ω) 与热离子逆磁频率 (ω_{*pi}) 同一量级, 且与热离子渡越 (ω_{ti}) 和/或反弹 (ω_{bi}) 频率相当, 因而可以与背景热粒子和 EP 发生相互作用^[1,5-9]. 由这种相互作用引起的有限电磁扰动和带状场结构会对相应粒子的输运过程产生正面或负面的影响^[1,4,10]. 这类低频 SAW 扰动包括但不限于: 考虑了有限逆磁漂移效应的动理学气球模 (kinetic ballooning mode, KBM)^[11-13]、由热离子可压缩性而引起的 BAE^[2,3]、由动理学热离子可压缩性及波-粒共振效应引起的阿尔芬的离子温度梯度 (Alfvénic ion temperature gradient, AITG) 模^[6,14]、以及由两个边带声模相互耦合再与 SAW 耦合而产生的比压阿尔芬声模 (beta-induced Alfvén acoustic eigenmode, BAAE)^[15,16]. 对于这些低频 SAW, 由于热等离子体的可压缩效应会对其色散关系产生重要的修正, 因此, 低频 SAW 的线性性质往往与已被广泛研究的环向阿尔芬本征模 (toroidal Alfvén eigenmode, TAE)^[17] 和反磁剪切阿尔芬本征模 (reversed shear Alfvén eigenmode, RSAE)^[18,19] 等高频阿尔芬本征模的线性性质不同. 一般地, 包含任何热粒子动理学效应的由高能粒子激发的 Alfvén 波的不稳定性, 均可以在由 Zonca 和 Chen^[20,21] 发展的一般类鱼骨模色散关系 (general fishbone-like dispersion relation, GFLDR) 的理论框架下进行统一的描述. GFLDR 是类比磁流体能量原理的推导方法, 将描述波色散关系的式子表示为类能量形式的方程. 它首先要求扰动量在空间上存在两个径向尺度, 然后采用模分解^[22] 和 WKB (Wentzel-Kramers-

Brillouin)^[23,24] 渐进匹配的方法将涡量方程表示成能量函数的形式. 该理论已成功用于鱼骨模、有限磁剪切下 BAE 等相关实验的解释和模拟的验证^[25-27]. 在动理学处理中, 低频 SAW 连续谱的极化可以迅速变化, 模之间的耦合对热离子的温度和密度的比值以及热离子逆磁频率与渡越频率的比值非常敏感^[5,28]. 因此, 与低频间隙相关的各种特征频率变得非常重要. 例如, 通行粒子共振条件取决于渡越频率, 而捕获粒子的共振条件取决于反弹频率和环向进动频率. 为了直观地说明与低频间隙相关的特征频率对低频 SAW 连续谱的影响, 我们采用 GFLDR 理论^[5,7,14,20,21,29,30] 画出了环向模数 $n = 3$ 、极向模数 $m = 4-8$ 的低频 SAW 和声波分支的连续谱, 结果如图 1 所示. 这里采用了 DIII-D 第 #178631 次放电在 1200 ms 的平衡剖面. 其中图 1(a1)—(c1) 的连续谱包含了逆磁效应和热通行离子可压缩效应, 以及通过波-热离子相互作用和逆磁效应而产生的漂移阿尔芬波和漂移波边带模的耦合^[7]. 因此, 该连续谱可以描述模频率满足 $|\omega_{bi}| < \omega < |\omega_A|$ (ω_A 代表 Alfvén 频率) 的低频模. 图 1(a2)—(c2) 则包含了逆磁效应与热通行和热捕获离子的可压缩效应, 能够描述更低频 ($0 < |\omega| < |\omega_A|$) 的 SAW 分支^[5,8,28]. 根据 GFLDR, 我们可以通过模的频率 ($\text{Re}(\omega/\omega_{ti})$)(a)、增长率 ($\text{Im}(\omega/\omega_{ti})$)(b) 和极化性质 ($|S_f|$)(c) 对各种分支进行分类, 这一点将在下文详细阐述. 这里要强调的是, 通过对比图 1(a1)—(c1) 和图 1(a2)—(c2) 可知, 捕获粒子的动理学效应对相对高频的 BAE 的连续谱无明显影响, 而对低频的 BAAE 和 KBM 的连续谱 (如频率、增长率及极化性质) 产生了重大的影响.

最近关于 EP 对这些低频 SAW 影响的实验和模拟研究涵盖了最新开发的创新诊断方法对实验测量的解释和建模^[31-35], 以及在将数值研究和/或模拟结果与观察到的现象进行比较方面的最新进展^[28,36-40]. 尤其是 2019 年 Heidbrink 等^[33-35] 在 DIII-D 上进行的一系列实验专门研究了低频 SAW 的不稳定性. 这些实验中发现: 之前被识别为 DIII-D 中由高能离子驱动的低频 BAAE 不稳定性其实与高能离子的驱动无关, 而且这种环向模数 $n = 3-12$ 的不稳定性强烈地依赖于电子的参数 (如电子温度 T_e 及其梯度), 其频率与离子逆磁频率相当, 并低于 BAAE 的带隙中心. 此外, 在 $T_e \geq 2.1$ keV

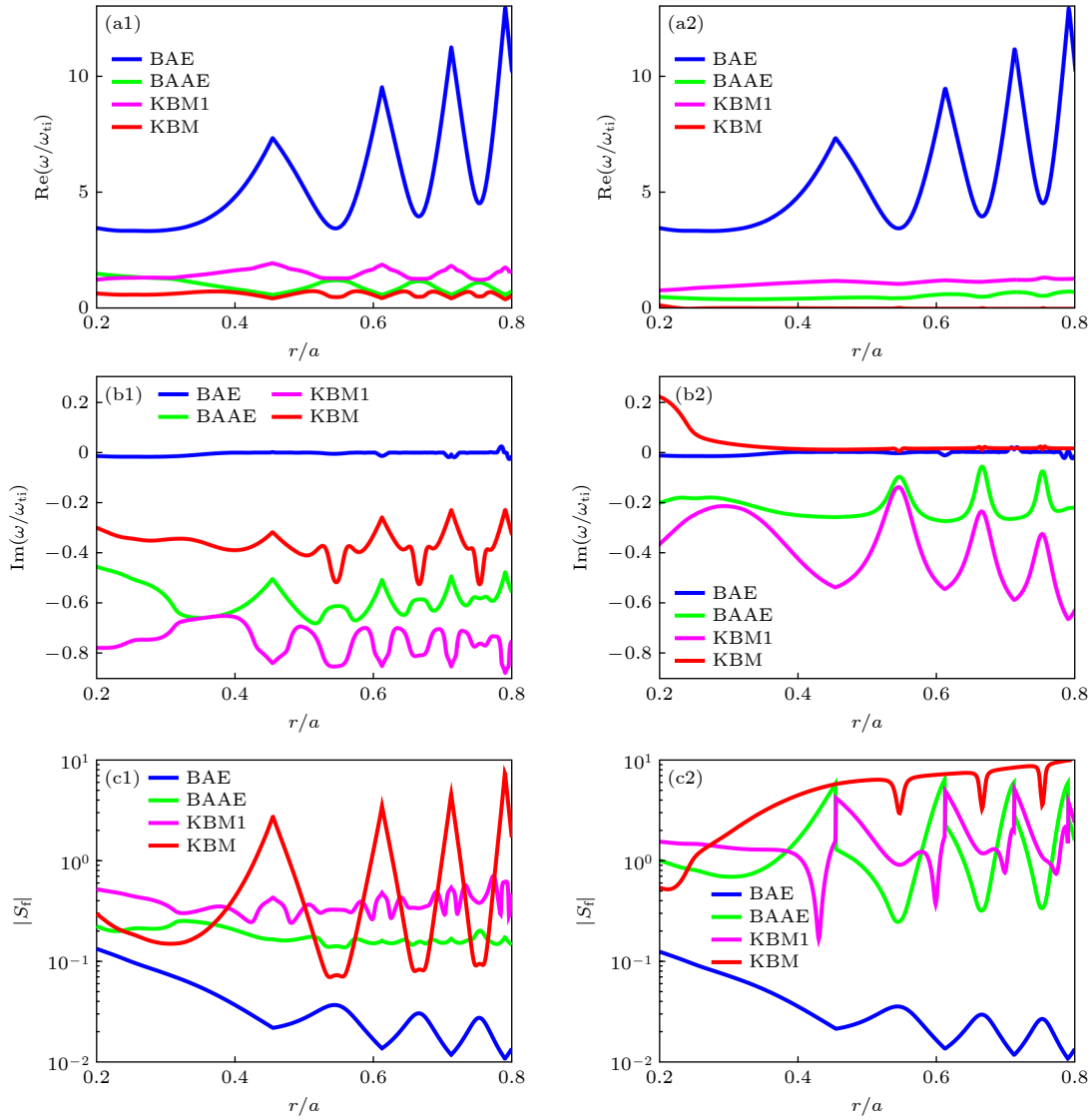


图 1 $n = 3$, $m = 4-8$ 的低频 SAW 和声波分支的连续谱, 此处采用了 DIII-D 第 #178631 次放电在 1200 ms 的平衡分布 (a1)–(c1) 考虑了逆磁效应和热通行离子可压缩效应, 以及通过波-热离子相互作用和逆磁效应而产生的漂移阿尔芬波和漂移波边带模的耦合^[7]的低频 SAW 连续谱; (a2)–(c2) 包含了逆磁效应与热通行和热捕获离子的可压缩效应^[5,8,28]

Fig. 1. Continuous spectra of low-frequency shear Alfvén and acoustic branches for $n = 3$, $m = 4-8$: (a1)–(c1) Considering the diamagnetic effects and thermal ion compressibility as well as drift Alfvén wave and drift wave sideband coupling via the wave-thermal-passing-ion interaction and diamagnetic effect^[7]; (a2)–(c2) considering the diamagnetic effects and thermal ion compressibility (well passing and deeply trapped particle dynamics)^[5,8,28]. The equilibrium profiles of DIII-D #178631 at 1200 ms are adopted.

且比压 β 值适中的实验条件下, 这类低频模呈现出“圣诞彩灯”和“山峰”的频谱特征, 即: 这种低频模与安全因子 q 的演化有关, 局域在安全因子最小值 $q_{\min}$ 的径向位置附近, 并在 $q_{\min}$ 接近有理数时出现. 针对这种现象, 陈骝^[41]首次从理论上预测: 这一低频模并不是通常所指的 BAAE, 而是一种与高能离子激发无关的反应型不稳定性. 关于反应型不稳定性的描述, 将在下文进行直观且详细的阐述 (图 6). 现在起将低频模称为低频阿尔芬模 (LFAM), 它属于以阿尔芬极化为主的低频 SAW.

请注意, 这个术语与 DIII-D 实验中观察到的低频模 (low-frequency mode) 相同^[33]. 此外, 在 DIII-D 实验研究中还发现, 当注入平行方向的中性束注入 (neutral beam injection, NBI) 时, 除了以上的 LFAM 不稳定性外, 还观测到了由高能离子共振激发的、且不稳定性对 NBI 的功率和注入方向非常敏感的 BAE. 这里为了方便读者阅读, 选取文献^[34]中典型的实验结论, 如图 2 所示, 其中图 2(a) 为布局在 DIII-D 大半径 $R = 192-201$ cm 之间的 ECE 通道的互功率谱图; 图 2(b) 为 EFIT

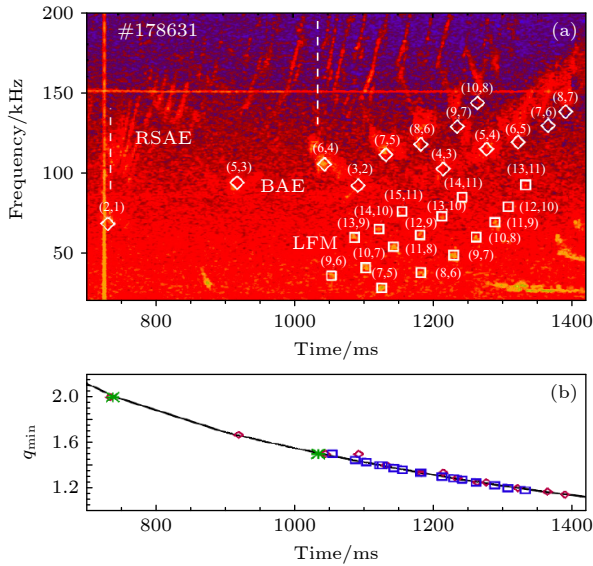


图2 Heidbrink 等^[34]对 DIII-D 参考炮数#178631 分析的实验结果 (a) 布局在大半径 $R = 192\text{--}201\text{ cm}$ 之间的 ECE 通道的互功率谱图; (b) EFIT 重建得到的 $q_{\min}$ 与时间的关系. 其中频谱图上所示的不同符号分别对应不同 m/n 值的不同模式: RSAE(*), BAE(◇) 及 LFAM(□)

Fig. 2. The DIII-D experimental results from Ref. [34] by Heidbrink et al.: (a) Cross-power spectrogram in the reference shot for ECE channels between 192–201 cm; (b) measured $q_{\min}$ from EFIT reconstructions vs. time. The RSAE (*), BAE(◇), and LFAM(□) symbols represent the values of m/n shown on the spectrogram.

重建得到的 $q_{\min}$ 与时间的关系. 其中频谱图中所示的不同符号分别对应不同 m/n 值的不同模式: RSAE(*), BAE(◇) 及 LFAM(□). 这些不稳定的高频 BAE 和 LFAM 均出现在 $q_{\min}$ 附近, 并且它们的频谱特征随着环向模数的增加呈现出上升的趋势, 而且相邻环向模数的模频率近似被环向旋转频率 (f_{rot}) 分隔. 这些高频的 BAE 和低频的 LFAM 之间的细微差别在于: 对于 LFAM 而言, 当 $q_{\min}$ 为有理值时, LFAM 才被观测到; 此外, ECE 测得的模结构也局域在 $q_{\min}$ 的径向位置. BAE 虽也出现在当 $q_{\min}$ 接近有理数时, 但其不稳定性发生的时间不如 LFAM 精确. 此外, 与 LFAM 相比, BAE 的本征函数在空间上偏离 $q_{\min}$ 的径向位置. 针对以上实验观察, 基于第一性原理的数值模拟已对 BAE 和 LFAM 的线性性质进行了大量的模拟研究^[40,42], 但上述实验现象仍未得到完全解释. 引用与 Heidbrink 教授讨论问题时的原话 “*That question has troubled me since 2019 when we did the experiment: why do these modes that seem so similar (in some ways) differ so much in*

others?”. 因此, 本文将基于 GFLDR 的理论框架^[5,20,21,25,43–46], 从理论上提供对 DIII-D 实验观测和数值模拟中低频 SAW 不稳定性的本质和主要特征 (如 LFAM, BAE 及 BAAE 稳定性和极化) 的分析; 同时也再次验证 GFLDR 理论框架的预测能力及其对实验和数值模拟结果的解释能力^[20,21].

本文从不考虑^[47]以及考虑 EP^[48]的效应来研究低频 SAW 的线性特征. 在这种情况下, 不同种类粒子的动理学效应将通过其压强特征尺度线性地进入低频 SAW 的色散关系并影响其行为. 对于 DIII-D 第 178631 次放电, 图 3 所示为热粒子和高能粒子的压强特征尺度 ($L_{P_{\text{th}}}$ 和 $L_{P_{\text{E}}}$), 以及在弱和/或零磁剪切情况下 ($|s| = |(r/q)(dq/dr)| \lesssim 0.05$) 模的宽度 (Δ_m) 的径向依赖关系. 这里, r 为沿着小半径方向的径向位置. 具体而言, EP 的压强分布由 “弛豫的 (relaxed)” EP 剖面 and “经典的 (classical)” EP 剖面这两种极限情况给出. “弛豫的” EP 剖面由 EFIT^[49] 重建提供, 其中快离子的压强是通过计算平衡压强与热粒子压强之差得到的. 另一种由 TRANSP/NUBEAM^[50] 给出, 是指在考虑由不稳定性引起的快离子输运的情况下得到的 “经典的” EP 分布. 对于这两种极限情况, EP 的压强特征尺度分别由 $L_{P_{\text{E,rel}}}$ 和 $L_{P_{\text{E,cl}}}$ 表示. 当模失稳时, 真实的 EP 分布可能介于这两个极限之间, 且最接近基于 EFIT 获得的结果. 在弱和/或零磁剪切区域, 对于给定的环向和极向模数 (n, m), 其归一化平行波矢 $\Omega_{A,m} = k_{\parallel n0} q_{\min} R = n q_{\min} - m$, 模的径向度可以用 $\Delta_m \simeq 1/|n q''|^{1/2}$ ^[45,46] 来估算. 这里, $k_{\parallel n0}$ 表示在 r_0 处的平行波矢, 其中 q 剖面具有最小值并由 $q_{\min}$ 给出, q'' 表示 q 在径向上的二次导数, R 是托卡马克的大半径. 由图 3 可知, 在弱和/或零磁剪切的区域, $L_{P_{\text{th}}} \gg \Delta_m$. 这一关系通常对应于将全局问题简化为求解模的局域色散关系的前提条件. 因此, 对于与高能粒子激发无关的 LFAM 的分析, 可以通过求解低频 SAW 的局域色散关系来处理^[47]. 然而, 对于高能离子驱动的 BAE, 需要讨论两种不同的情况^[48]: 一种是在适中的 EP 压强梯度下, 即仍有 $L_{P_{\text{E,rel}}} > \Delta_m$ 的关系, 这种情况可近似通过求解局域的 GFLDR^[5,20,21,25,43–46] 来研究 EP 激发的 BAE 的性质; 另一种是当系统中存在强的 EP 压强梯度时, 则有 $L_{P_{\text{E,rel}}} \simeq \Delta_m$, 对于这种情况, 需要求解低频 SAW 的全局色散关系. 关于这部分的讨论将在理论模型中具体展开.

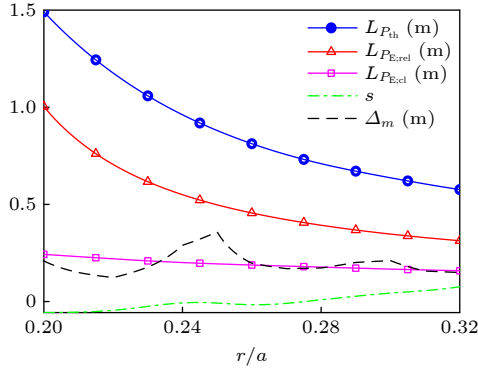


图 3 热粒子和高能粒子压强特征尺度 ($L_{P_{th}}$ 和 L_{P_E}), 以及在弱和/或零磁剪切 ($s = r q' / q$) 情况下模宽度 (Δ_m) 的径向依赖关系

Fig. 3. Radial dependences of the typical scale lengths of thermal and energetic particle pressure ($L_{P_{th}}$ and L_{P_E}), magnetic shear (s) as well as the estimated radial mode width (Δ_m).

本文的结构如下: 首先, 第 2 节讨论弱磁剪切和/或零磁剪切附近低频 SAW 的局域和全局色散关系, 这些色散关系的选取取决于 L_P 和 Δ_m 的相对大小; 紧接着, 第 3 节详细讨论不包含及包含 EP 效应的低频 SAW 的数值结果和相应的理论分析, 并进一步与实验结果进行比较; 最后第 4 节对本文进行总结和讨论.

2 理论模型

本节将讨论具有弱反磁剪切 DIII-D 放电中低频 SAW 的色散关系. 正如第 1 节所讨论的, 我们将依据 $L_{P_{th}}$ 及 L_{P_E} 与 Δ_m 的相对大小, 讨论以下两种情况来研究低频 SAW 的稳定性. 情况 I: 不考虑 EP 的作用 ($L_{P_{th}} \gg \Delta_m$) 以及考虑适中 EP 梯度 ($L_{P_{E,rel}} > \Delta_m$) 情形下, 描述低频 SAW 的局域 GFLDR 模型; 情况 II: 考虑强 EP 压强梯度 ($L_{P_{E,cl}} \approx \Delta_m$) 情形下, 适用于描述低频 SAW 的全局 GFLDR 模型.

2.1 局域模型

对于情况 I: 不考虑 EP 的作用 ($L_{P_{th}} \gg \Delta_m$) 以及考虑适中 EP 梯度 ($L_{P_{E,rel}} > \Delta_m$) 情形下, 背景热离子的压强特征尺度及 EP 的特征压强尺度均可以与模结构的径向宽度很好地分开, 因此描述 SAW 的涡量方程 [1,5,20,21,43,44] 可以简化为通常局域极限下的 SAW 色散关系. 关于这一点, 已有大量文献进行了详细的推导和讨论 [1,20,21,25,43,44], 此

处将不再赘述. 我们只需注意, 针对 DIII-D 的实验, 在应用局域 GFLDR 时需要考虑两个关键点. 首先, 对于描述 $|\omega| \ll \omega_{bi}$ 的低频 SAW, 需要考虑热粒子的可压缩效应, 即考虑包括波-粒子 (包含通行和捕获的热粒子) 的相互作用 [8]; 其次, 还需处理 DIII-D 芯部具有反磁剪切的位形特征. 因此, 对于局域在 r_0 处, 磁剪切 $s = 0$ 但 $S \equiv (r/q)[q'']^{1/2}$ 具有有限值的低频 SAW 的局域 GFLDR 可表示为 [20,21,25,46,51]

$$\begin{aligned} & iS(\Lambda_n^2 - k_{//n0}^2 q_{min}^2 R^2)^{1/2} (1/n)^{1/2} \\ & [k_{//n0} q_{min} R - i(\Lambda_n^2 - k_{//n0}^2 q_{min}^2 R^2)^{1/2}]^{1/2} \\ & = \delta \hat{W}_{nf} + \delta \hat{W}_{nk}(\omega), \end{aligned} \quad (1)$$

其中, $\Lambda_n(\omega)$ 为广义的惯性项, 它既包括逆磁效应, 也包括通行热粒子和捕获热粒子的动理学效应. 关于 $\Lambda_n(\omega)$ 的具体推导请参考文献 [8]. 这里将主要结果总结于附录 A 中以方便读者阅读. 此外, 方程 (1) 的右边包含了对理想区域势能的“流体” ($\delta \hat{W}_{nf}$) 和“动能” ($\delta \hat{W}_{nk}$) 贡献. 对于低频模 ($|\Lambda_n^2| \ll 1$), $\delta \hat{W}_{nf}$ 与频率无关, 考虑圆截面近似并采用 (s, α) 模型 [52], 则 $\delta \hat{W}_{nf}$ 的表达方程可表示为

$$\begin{aligned} \delta \hat{W}_{nf} \approx & \frac{\pi}{4} \left(\frac{S^2 k_{//0} q_{min} R}{n} \right. \\ & \left. - \frac{3}{2} \alpha^2 S \left| \frac{k_{//0} q_{min} R}{n} \right|^{1/2} + \frac{9}{32} \alpha^4 \right), \end{aligned} \quad (2)$$

其中, $\alpha = \alpha_c + \alpha_E$, $\alpha_c = -R q_{min}^2 d\beta_c / dr$, $\alpha_E = -\frac{1}{2} \times R q_{min}^2 d(\beta_{E//} + \beta_{E\perp}) / dr$, 这里 β_c 为背景热粒子的比压, $\beta_{E//}$ 和 $\beta_{E\perp}$ 分别为平行于磁场方向和垂直于磁场方向的高能量离子的比压. 方程 (2) 中包括高能粒子的绝热和对流响应的贡献 [53]. $\delta \hat{W}_{nk}$ 反映了共振和非共振的波-粒相互作用, 因而是模频率的函数. 简单起见 (但仍与 DIII-D 情况相关), 我们假设高能离子的平衡分布函数 F_{0E} 遵从具有单一俯仰角 ($\lambda = \mu / \varepsilon$) 的慢化分布, 即 $F_{0E} = \frac{B_0 \beta_E(r)}{2^5 \sqrt{2} \pi^2 m_E \varepsilon_b} \sqrt{(1 - \lambda_0 B_0)} \varepsilon^{-3/2} \delta(\lambda - \lambda_0)$. 其中, m_E 是高能离子的质量, λ_0 是初始俯仰角, $\beta_E(r) \equiv 8\pi P_E(r) / B_0^2$ 是热压 (P_E) 和磁压的比值, B_0 是磁轴上平衡磁场, $\delta(x)$ 是狄拉克函数, μ 是磁矩, $\varepsilon = v^2 / 2 \leq \varepsilon_b$, ε_b 是单位质量 EP 初始能量. 那么, 高能通行离子的非绝热贡献的表达方程可写为 [43,44]

$$\delta\hat{W}_{nku} \approx \frac{\pi\alpha_E}{2^{5/2}}(1 - \lambda_0 B_0/2)\bar{\omega} \left[2 - \bar{\omega} \ln \left(\frac{\bar{\omega} + 1}{\bar{\omega} - 1} \right) \right], \quad (3)$$

其中 $\bar{\omega} = \omega/\omega_{tEm}$, $\omega_{tEm} \equiv \sqrt{2\varepsilon_b}/qR$ 是粒子能量最大时 EP 的渡越频率.

这里需要注意的是, 方程 (1) 的中括号的第一项代表在 $r = r_0$ 处有限的 $k_{//n0}q_{min}R$, 它来自有限的场线弯曲效应, 并在方程中起着重要的稳定作用 [20,21,25]. 此外, 通过 $S_f \equiv (i\delta E_{//}/k_{//})_{a.c.}/\delta\phi_{d.c.}$ 来定义模的极化. 这里的 a.c. 和 d.c. 分别对应于平行电场、波矢和标势扰动的正弦分量和几乎恒定的分量. S_f 的详细表达方程也在附录 A 中给出. 根据文献 [8, 28, 51] 中的讨论, $|S_f|$ 的值远远小于 1, 表示模具有 SAW 的极化特征; 而 $|S_f|$ 的值与 1 可比拟或大于 1 则代表模具有离子声波的极化特征.

当粒子压强特征尺度与模的径向宽度可以很好区分开时, 我们得到了描述低频 SAW 的局域 GFLDR, 即方程 (1). 进一步, 可以借助数值方法研究方程 (1) 中涉及的各项, 来描述实验观测和模拟中低频 SAW 的基本物理. 然而, 在强 EP 压强梯度存在的情况下, 如上述讨论的情况 II, 此时描述低频 SAW 的局域 GFLDR 将不再适用, 需要借助全局的 GFLDR 来处理.

2.2 全局模型

针对情况 II, 即 $L_{P_{E;cl}} \approx \Delta_m$, 此时两个特征尺度 $L_{P_{E;cl}}$ 和 Δ_m 不再能很好地区分, 即 EP 的特征平衡参数相对于模的宽度不再是缓变量, 因此, 模在径向局域的位置将受高能离子分布的影响, 因而需要全局的色散关系来描述低频 SAW 的性质. 要解决这个问题, 需要采用傅里叶逆变换将涡量方程变回至实空间 [46], 相应地, 描述由单个环向和极向模数 (m, n) 主导的低频 SAW 的全局色散关系为

$$\begin{aligned} & (\mathbf{e}_\theta - \mathbf{e}_r\xi) \cdot \left[\Lambda^2 - \Omega_{A,m}^2 \left(1 + \frac{x^2}{\Omega_{A,m}} + \frac{x^4}{4\Omega_{A,m}^2} \right) \right] \\ & \times (\mathbf{e}_\theta - \mathbf{e}_r\xi)\delta\phi_m - (F + K)\delta\phi_m = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $\mathbf{k}_\perp/\mathbf{k}_\theta = -(\mathbf{e}_\theta - \mathbf{e}_r\xi)$, 这里的 $\mathbf{e}_r$ 和 $\mathbf{e}_\theta$ 分别为径向和极向的单位矢量, $x^2 = nq_{min}''(r - r_0)^2$, $\xi \equiv (i/n^{1/2})S(\partial/\partial x)$, $\delta\phi_m$ 是标量场扰动的 m 次极向谐波. 值得注意的是, 不同极向谐波之间的环向耦合对于局域在反磁剪切区域的模方程通常并不重

要. 此外, 方程 (4) 中的 F 和 K 项分别表示类流体粒子和高能离子的贡献, 其表达方程为

$$\begin{aligned} F & \approx D_S^2 - 4\alpha^2 D_S + 2\alpha D_S^2 - (\alpha + 1)\alpha + 2\alpha^3, \\ K & \approx \frac{2\pi q_E^2 q^2 R^2 \omega}{m_E c^2} \left\langle \frac{\Omega_{dE}^2 Q F_{0E}}{\omega_{tE}^2 - \omega^2} \right\rangle_v = \frac{2}{\pi} \delta\hat{W}_{nku}, \end{aligned} \quad (5)$$

其中 $D_S = S\sqrt{\Omega_{A,m}/n}$, q_E 为高能离子的电荷. $\Omega_{dE} = (v_{E\perp}^2/2 + v_{E\parallel}^2)/\omega_{cE}R$, $\omega_{tE} = v_{E\parallel}/qR$, $QF_{0E} = (\omega\partial_\varepsilon + \hat{\omega}_{*E})F_{0E}$, $\hat{\omega}_{*E}F_{0E} = \omega_{cE}^{-1}(\mathbf{k} \times \mathbf{b}) \cdot \nabla F_{0E}$, $\omega_{cE} = q_E B/m_E c$, $\langle (\cdot) \rangle_v = \int d^3v (\cdot)$, 代表对速度空间 v 的积分, 下标 $\parallel$ 和 $\perp$ 分别表示相对于平衡磁场 $\mathbf{b}$ 的平行和垂直分量.

求解常微分方程 (4) 一般需要借助数值方法. 然而, 对于 DIII-D 的情形, 如图 4 中的黑色曲线所示的“经典”分布下高能离子归一化压强梯度的径向关系, 它可以用红色曲线所示的解析方程 $\alpha_E(\rho) = c_1 [1 - (\rho - c_2)^2/c_3^2]$ 来很好地拟合. 这里 $c_1 = 0.7099$, $c_2 = 0.3018$, $c_3 = 0.2944$. 这一方法使得我们可以解析得到描述低频 SAW 的全局色散关系. 需要注意的是, 高能离子的最大驱动位于 $\rho = c_2 = 0.3018$ 附近, 它偏离了 q_{min} 的径向位置. 此外, 方程 (3) 中 α_E 为 r 的函数:

$$\alpha_E(r) = \delta_a \alpha_{E0} \left[1 - \frac{(r - r_0 + \delta_b)^2}{\delta_c^2 L_{P_{E;cl}}^2} \right], \quad (6)$$

其中 $\delta_a = c_1/\alpha_{E0}$, $\delta_b = r_0 - c_2a$, a 为等离子小半径, $\delta_c = c_3a/L_{P_{E;cl}}$, α_{E0} 和 $L_{P_{E;cl}}$ 表示在 $r = r_0$ 的值.

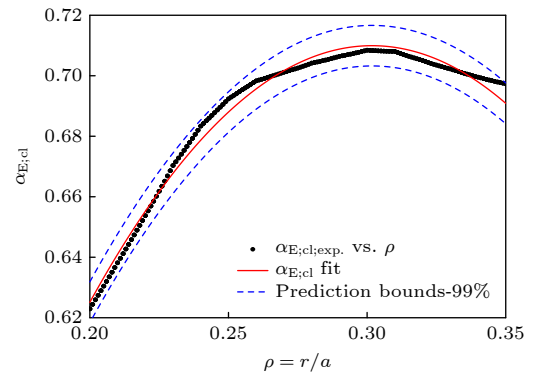


图 4 “经典”EP 分布下 EP 归一化压强梯度的径向关系. 其中红线是解析拟合曲线, q_{min} 的归一化径向位置为 $\rho_0 \equiv r_0/a = 0.28$

Fig. 4. Radial dependence of the normalized pressure gradient of EPs with the classical profile. Here, the normalized radial position of q_{min} is $\rho_0 \equiv r_0/a = 0.28$.

进一步, 引入变量代换 $x = r - r_0 = \sigma z - \Delta_b$, 则方程 (4) 可进一步简化为

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \delta \phi_m - \frac{n \sigma^2}{S^2} \left(1 - \frac{F + \frac{2\delta_a}{\pi} \delta \hat{W}_{nku0}}{\varepsilon_{A0}} \right) \delta \phi_m - \frac{1}{4} z^2 \delta \phi_m = 0,$$

$$\frac{2n\sigma^4 \delta_a \delta \hat{W}_{nku0}}{\varepsilon_{A0} \pi S^2 \delta_c^2 L_{P_{E;cl}}^2} = \frac{1}{4}, \quad (7)$$

其中,

$$\varepsilon_{A0} = A^2 - \Omega_{A,m}^2,$$

$$\delta \hat{W}_{nku0} = \frac{\pi \alpha_{E0}}{4\sqrt{2}} \left[2 - \bar{\omega} \ln \left(\frac{\bar{\omega}+1}{\bar{\omega}-1} \right) \right].$$

则由方程 (7) 可导出描述低频 SAW 的全局色散关系:

$$\frac{-n^{1/2} \pi^{1/2} \delta_c L_{P_{E;cl}} \varepsilon_{A0}^{1/2}}{2\sqrt{2} S \delta_a^{1/2} \delta \hat{W}_{nku0}^{1/2}} \left(1 - \frac{F + \frac{2\delta_a}{\pi} \delta \hat{W}_{nku0}}{\varepsilon_{A0}} \right) = 2L + 1, \quad L = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (8)$$

式中的正整数 L 表示径向本征模数. 相应的本征函数为

$$\delta \phi_m(r) = H_L(z) e^{-z^2} \propto \exp \left[-\frac{(r - r_0 + \delta_b)^2}{4\sigma^2} \right], \quad (9)$$

其中, $H_L(z)$ 表示 L 次厄密多项式. 对于离散模, 其因果限制条件要求 $\text{Re}(\sigma^2) > 0$; 这里的 σ^2 由方程 (7) 中的第二个方程求解, 且满足色散关系——方程 (8). 此外, $\delta \phi_m(r)$ 的典型径向宽度 w 则由 $w^2 = 4\sigma^2$ 给出.

方程 (1) 和方程 (8) 组成了本节理论模型的主要结论, 即由高能离子激发的低频 SAW 的局域和全局的 GFLDR. 根据各项的具体表达式, 就可以计算方程中的各项, 分析它们对色散关系的影响, 进而研究实验观察到的低频 SAW 的线性性质.

3 数值结果与分析

本节将分别给出低频 SAW 局域的和全局的 GFLDR 的数值结果, 其色散关系分别由方程 (1) 和方程 (8) 给出.

这里的数值研究采用了如图 5 所示的 DIII-D 第 #178631 次放电 $t = 1200$ ms 的平衡分布 [33], 其中 q 剖面具有反磁剪切的位形, 并在 $r_0/a = 0.28$ 时具有最小值 $q_{\min} = 1.37$. 此外, 在 1050 ms $< t < 1350$ ms 的时间窗口内, $q_{\min}$ 从 1.49 降至 1.18, 具

体可参考文献 [33] 中的图 6(b). 此处应注意, 快粒子的温度是通过慢化分布快粒子的平均动能定义的等效温度.

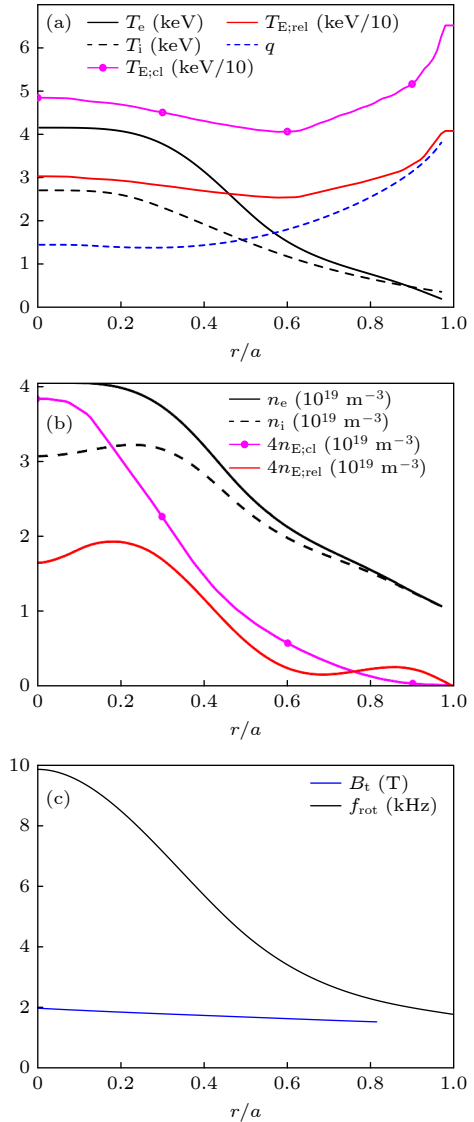


图 5 DIII-D 第 #178631 次放电的 (a) 温度和 q 的径向分布, (b) 密度的径向分布, 以及 (c) 环向磁场 B_t 和环向旋转频率 f_{rot} 的径向分布

Fig. 5. Radial profiles of (a) temperature and q , (b) density and (c) B_t as well as toroidal rotation frequency f_{rot} of DIII-D shot #178631 used for numerical studies.

3.1 局域数值结果和分析

首先研究局域低频 SAW 的线性性质, 即情况 I. 在数值研究中所采用的局域平衡参数均在 $q_{\min}$ 的径向位置 $r_0/a = 0.28$ 处取值: $S = 0.5895$, $\tau = T_e/T_i = 3.86$ keV/2.37 keV = 1.62, $n_e = 3.80 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $n_i = 3.19 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $\varepsilon_r = r_0/R = 0.10$, $\beta_i \approx 0.01$, $\varepsilon_{ni} = L_{ni}/R = 0.414$, $\eta_i = L_{ni}/L_{Ti} = 0.8324$,

$\omega_{*ni}/\omega_{ti} = 0.1919$, $(m, n) = (8, 6)$, $k_{\theta}\rho_{Li} = 0.2555$, $k_{\theta}\rho_{Le} = 0.0054$. 此外, 其他固定的平衡量为: $a = 0.64$ m, 等离子体磁轴处的大半径 $R_0 = 1.74$ m, $B_0 = 1.8$ T. 这里的 k_{θ} 为极向波数, ρ_{Li} 和 ρ_{Le} 分别是热离子和热电子的拉莫尔半径.

首先, 研究低频 SAW 在不考虑 EP 效应时的 (a) 模频率、(b) 增长率和 (c) 模极化对归一化热离子逆磁频率 $\Omega_{*pi} \equiv \omega_{*pi}/\omega_{ti}$ 的依赖关系, 如图 6 所示. 根据模频率和 $|S_f|$ 的值, 可将图中的 3 个分支分类为: 1) KBM (用圆圈标记的红色曲线), 且 $\omega \propto \omega_{*pi}$; 2) BAE 及其谐波分支 BAE1 和 BAE2 (蓝色

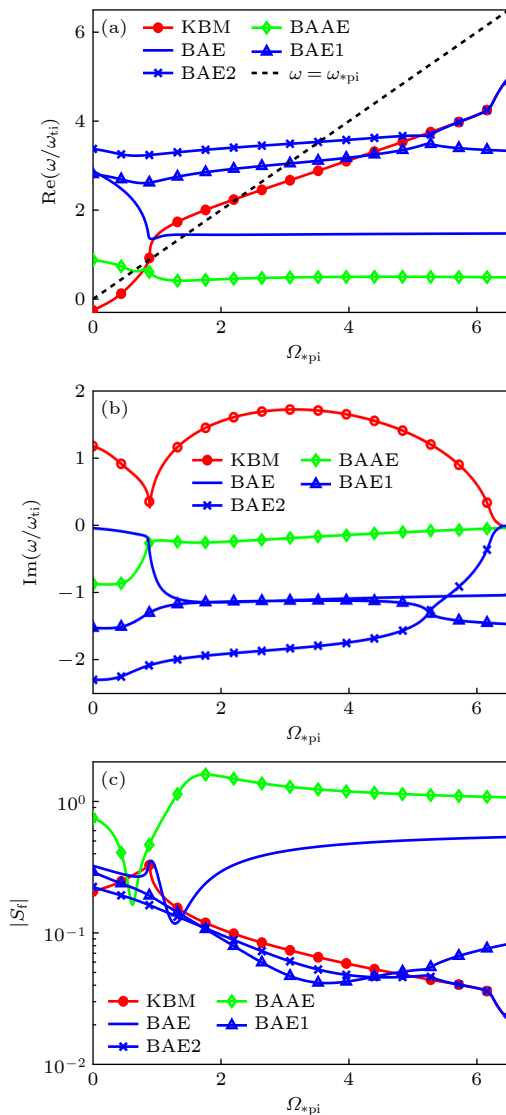


图 6 在不包含 EP 效应的情况下, 低频 SAW 的 (a) 频率、(b) 增长率和 (c) 极化性质对 $\Omega_{*pi} \equiv \omega_{*pi}/\omega_{ti}$ 的依赖关系

Fig. 6. Dependence of (a) mode frequencies, (b) growth rates and (c) polarization of modes on $\Omega_{*pi} \equiv \omega_{*pi}/\omega_{ti}$ without EP effect.

曲线), 频率接近 MHD 极限值 $\omega/\omega_{ti} = q_{\min}\sqrt{7/4+\tau} \approx 2.51$; 3) BAAE (用钻石标记的绿色曲线), 频率约为 BAE 的一半, 并经历强的朗道阻尼. 此处需要注意的是, BAE1 和 BAE2 均是 BAE 谐波的分支, 它们来自于惯性项 $A_n(\omega)$ (方程 (A1)) 中的超越函数, 由于不同的平行模结构, 它们通常具有更强的朗道阻尼, 因此需要更多的自由能来激发. 由图 6 可知, 即使在不考虑 EP 效应的情况下, KBM 在低频区和高频区都不稳定 (见图 6(b) 中红色曲线). 随着 $\omega \propto \omega_{*pi}$ 的增加, KBM 的频率先增大, 然后约在 $\Omega_{*pi} = 0.75$ 附近与强阻尼的 BAAE 耦合, 两者发生耦合后 BAAE 的阻尼明显减弱. 随着 Ω_{*pi} 的进一步增大, KBM 的频率也随之增加, 不稳定的 KBM 与强阻尼的 BAE2 (如图 6(a) 和图 6(b) 中带“×”标记的蓝色曲线所示) 耦合, 同时降低了 BAE2 的阻尼率, 相应的频率和增长/阻尼率呈现出典型的复共轭特征, 这是线性反应型不稳定性的一个基本特征 [54,55]. 请注意, 在这种情况下, KBM 的频率始终随 Ω_{*pi} 而变化. 此外, 图 6(c) 所示的极化曲线表明, BAAE 具有 SAW 和声波混合的极化特征; 而 BAE 和 KBM 本质上都是 SAW 的极化. 这里需要指出, 所谓的反应型不稳定性涉及两种振荡模方程的耦合: 一种是正能波, 另一种是负能波. 正、负能波的定义为: 如果用 $D(\omega, k) = D_h(\omega, k) + iD_a(\omega, k)$ 表示模方程的色散关系, 其中 D_h 和 D_a 分别表示色散关系中的厄米和反厄密分量, 那么正能波满足 $\partial(\omega_r D_h)/\partial\omega_r > 0$; 负能波满足 $\partial(\omega_r D_h)/\partial\omega_r < 0$. 其中 ω_r 代表模的实频. 在不稳定的临界点 (如方程 (13) 所讨论的), 这两支正负能波之间发生能量交换而简并, 没有任何净能量转移到等离子体介质中.

进一步研究了 EP 对低频 SAW 稳定性的影响. 为了便于对比, 画出了包含 EP 效应和不包含 EP 效应的数值结果, 如图 7 所示, 其中虚线代表无 EP 效应, 而实线代表包含 EP 效应. EP 对低频 SAW 稳定性的影响由图 7(b) 中紫色曲线所示的区域标出, 可以明显看出: KBM 在没有 EP 的情况下是唯一不稳定的模, 而 KBM 和 BAE 在有 EP 存在时, 在低频区域同时不稳定. 根据实验参数计算出的离子逆磁频率为 $\Omega_{*pi;exp} = 0.3517$, 如图 7(b) 的垂直虚线所示. 在这种情况下, 方程 (1) 在离子逆磁频率方向上根的分布如图 8 所示, 其中横轴和纵轴分别表示根的实频和增长/阻尼率.

图 8 再次表明: 在 EP 存在的情况下 (如图 8(b) 所示), KBM 和 BAE 都是不稳定的. 经计算, 在等离子体框架下 KBM 和 BAE 的频率分别为 5.6 kHz 和 63.7 kHz; 该理论预测结果与实验观测结果一致. 此外, 图 7(c) 所示的极化曲线表明: 对于 KBM 和 BAE, 其 $|S_f| \lesssim 0.1$, 这表明 KBM 和 BAE 本质上是 SAW 极化的模.

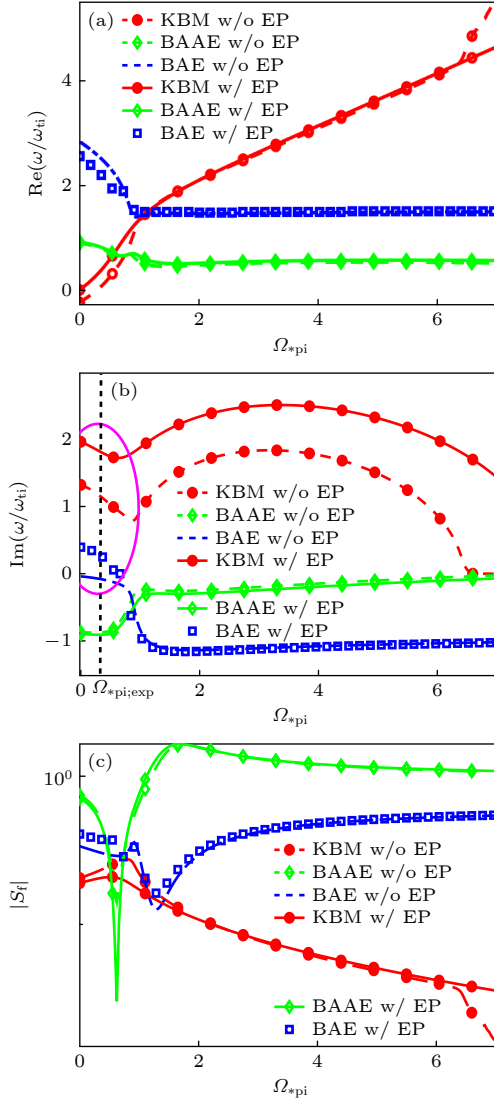


图 7 在不包含 (w/o) 和包含 (w/) EP 效应情况下, 低频 SAW 的 (a) 频率、(b) 增长率和 (c) 极化性质对 $\Omega_{*pi} \equiv \omega_{*pi}/\omega_{ti}$ 的依赖关系. 图中所示的垂直虚线表示 $\Omega_{*pi;exp}$ 的实验值, 约为 0.35

Fig. 7. Dependence of the (a) real frequencies, (b) growth rates and (c) polarization of the low-frequency SAWs on $\Omega_{*pi} \equiv \omega_{*pi}/\omega_{ti}$ for the cases without (w/o) and with (w/) EP effects. Here, a dashed vertical line represents the experimental value of $\Omega_{*pi;exp}$ of about 0.35.

值得注意的是, 与对 EP 效应不敏感的频率相比, 在有和没有 EP 效应的情况下, KBM 的增长

率发生了显著的变化. 这是因为在本文的理论模型中, EP 的绝热和对流贡献通过 α 修改了 $\delta\hat{W}_f$ 的值, 如方程 (2) 所示. 在这一点上, 为了获得更加令人信服的理论预测和实验观测的对比, 有必要提供更精确的理论模型和更全面的实验分析. 这里还应注意到, 即使在足够强的 Ω_{*pi} 效应下, BAAE 由于逆磁和捕获粒子效应而与 KBM 耦合变得弱阻尼, 但 BAAE 的稳定性和性质仍不受高能离子的影响, 如图 7 中带有符号 (没有 EP 效应) 的绿色虚线和带有符号 (具有 EP 效应) 的实线所示, 它们在 3 个图中显然是重叠的. 此外, 从图 8 中根的分布也可以清晰地看出 BAAE 的稳定性不受 EP 的影响. 本文的数值计算结果与文献报道的数值模拟结果 [37,39,40] 以及理论预测 (“EPs preferentially excite the BAE over the BAAE branch due to the stronger wave-EP interaction”) [51] 相符合.

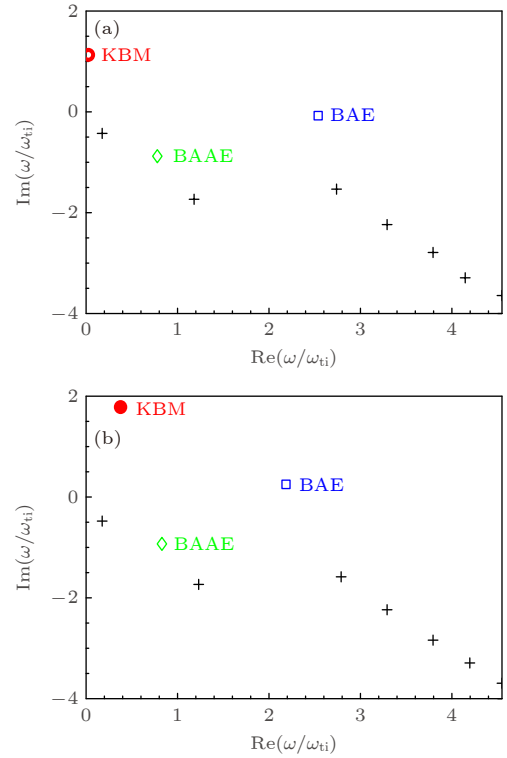


图 8 (a) 无 EP 效应和 (b) 有 EP 效应的情况下, 色散关系方程 (1) 在复平面上的本征值分布

Fig. 8. Eigenvalues of the dispersion relation Eq. (1) in the complex- ω plane for the cases (a) without and (b) with EPs

接下来, 将 q_{min} 作为扫描参数来研究在 DIII-D 中观察到如图 2 所示的高频 BAE 和 LFAM 上升频谱的潜在不稳定性机制. 图 9 给出了 KBM (红色曲线) 和 BAE (蓝色、绿色、紫色和橙色曲线)

的模频率 (带标记的实线曲线) 和增长率 (带标记的虚线曲线) 在不同极向和环向模数 (m, n) 下对 $q_{\min}$ 的依赖关系.

图 9 表明, 高频的 BAE 和低频的 KBM 在上升方向上的模频率间隔均约为 7.5 kHz, 此频率正好对应于 $\rho = 0.28$ 处的等离子体旋转频率 f_{rot} (见图 5(c) 中黑色实线). 对于 KBM, 其不稳定性的最大值正好出现在当 $q_{\min}$ 为有理数时, 如图 9 中红色虚线. 对于 BAE, 其不稳定性出现的时间不像 KBM 那样精确, 表现为 BAE 增长率的最大值偏离 $q_{\min}$ 有理面的位置. 此外, 相对于高 n 的 BAE (如橙色曲线), 低 n 的 BAE (如蓝色曲线) 偏离 $q_{\min}$ 有理值的距离更大. 图中同时标记出了理论预测的频率 (彩色曲线) 与实验测量值 (带“★”的黑线) 的比较, 清晰可见这些数值结果与实验观测结果能够较好地符合. 我们将在结论部分中对理论预测和实验结果的比较进行详细的总结与讨论.

为了从理论上深入理解图 9 中不稳定性的激

发机制, 我们进一步分析了一般鱼骨模色散关系 (GFLDR) 在高频 ($|\omega| \gg \omega_{\text{ti}}$) 和低频 $|\omega| \ll \omega_{\text{bi}}$ 两种极限下的行为.

当 $|\omega| \gg |\omega_{\text{ti}}|$ 时, 对应的 BAE 的惯性项可简化为 $\Lambda^2 \approx \frac{\omega^2 - \omega_{\text{BAE}}^2}{\omega_A^2}$ [5,14,25], 式中的 $\omega_{\text{BAE}}^2 = \left(\frac{7}{4} + \tau\right) \frac{v_i^2}{R^2}$ 是 BAE 频率在流体极限下的表达方程, 其中 v_i 是背景热离子的热速率. 做如下展开: $\omega = \omega_r + i\gamma$ (其中 γ 为模的增长率), $\delta \hat{W}_{ku} = \text{Re} \delta \hat{W}_{ku} + i \text{Im} \delta \hat{W}_{ku}$, 并假设 $|\gamma/\omega_r| \ll 1$, 则可得到 $\left| \frac{\text{Im} \delta \hat{W}_{ku}}{\text{Re} \delta \hat{W}_{ku}} \right| \ll 1$. 对于带隙模的存在要求 $\delta \hat{W}_{nf} + \text{Re}(\delta \hat{W}_{nk}(\omega_r)) < 0$, 那么其频率和增长率分别满足:

$$\omega_r^2 = \omega_{\text{BAE}}^2 \left\{ 1 + \frac{\omega_A^2}{\omega_{\text{BAE}}^2} \left[k_{\perp}^2 / n_0 q_{\min}^2 R^2 - \frac{n}{|k_{\perp} / n_0 q_{\min} R|} \right] \right. \\ \left. \times \frac{(\delta \hat{W}_{nf} + \text{Re}(\delta \hat{W}_{nk}(\omega_r)))^2}{S^2} \right\}, \quad (10)$$

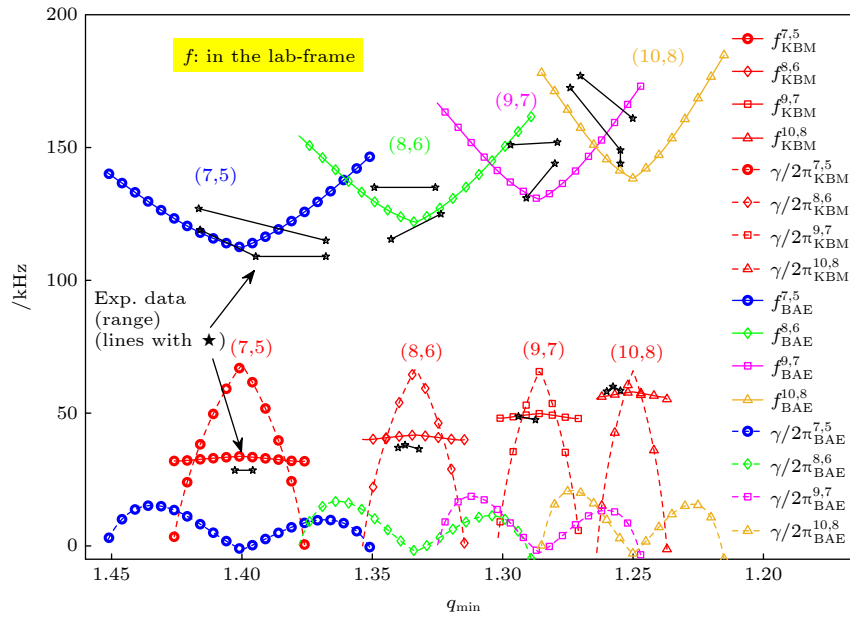


图 9 KBM (红色曲线) 和 BAE (蓝色、绿色、紫色和橙色曲线) 的模频率 (带标记的实线) 和增长率 (带标记的虚线) 在不同 (m, n) 下对 $q_{\min}$ 的依赖关系. 图中还给出了实验观测的频率. 对于 BAE, 由于模跨越了一个频率范围, 因此这些线表示不稳定区域的上、下限; 对于 LFAM, 实验频率变化小于 0.5 kHz. 横坐标为 $q_{\min}$ 的变化, 是依据参考文献 [34] 的图 8 所示的实验测量的 $q_{\min}(t)$, 将时间 t 转换为 $q_{\min}$ 的变化, 与此相关的不确定度为 $\Delta q_{\min} \approx 0.01$. 纵坐标为理论实验室框架下的频率, 已将多普勒频移合并到计算的等离子体框架下的频率 $n f_{\text{rot}}$, 相关的不确定度为 $\sim 0.5 \times n$ kHz.

Fig. 9. Dependence of mode frequencies (solid curves with markers) and growth rates (dashed curves with markers) on $q_{\min}$ of the KBMs (red curves) and the BAEs (blue, green, purple and orange curves) for different (m, n). The experimentally observed frequencies are also shown. For the BAE, since the modes span a range of frequencies, the lines indicate the upper and lower limits of the unstable bands; for the LFAM, the experimental frequency variation is < 0.5 kHz. In the abscissa, the experimentally measured $q_{\min}(t)$ fit shown in Fig. 8 of Ref. [34] is used to convert time to $q_{\min}$, with an associated uncertainty of $\Delta q_{\min} \approx 0.01$. In the ordinate, the theoretical lab-frame frequency incorporates a Doppler shift to the calculated plasma-frame frequency of $n f_{\text{rot}}$, with an associated uncertainty of $\sim 0.5 \times n$ kHz.

$$\gamma = -\text{Im}(\delta\hat{W}_{nk}(\omega_r)) \frac{\omega_A^2}{\omega_r} \frac{n \left(\delta\hat{W}_{nf} + \text{Re}(\delta\hat{W}_{nk}(\omega_r)) \right)}{|k_{//n0} q_{\min} R| S^2}. \quad (11)$$

从方程 (10) 可以很容易地得到 BAE 频率与 $|k_{//n0} q_{\min} R|$ 正相关. 因此, 偏离 $q_{\min}$ 的有理面越大, BAE 的频率就越大, 如图 9 所示. 此外, 还需注意的是, BAE 具有正的频率, 则 $\text{Im}(\delta\hat{W}_{nk}(\omega_r)) > 0$ 对应于 EP 通过波-粒子共振相互作用激发 BAE. 因此, BAE 的持续时间不仅受到 EP 的共振激发的

影响, 还受到 $q_{\min}$ 的影响. 这一结论与文献 [34] 中的结论一致.

同样地, 对于 KBM, 当频率满足 $|\omega| \ll |\omega_{bi}|$, 其惯性项可简化为

$$\Lambda^2 \approx c_0 \frac{q_{\min}^2}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{(\omega - \bar{\omega}_{di})(\omega - \omega_{*pi})}{\omega_A^2}, \quad [8,25,28,33,41],$$

式中的 $\bar{\omega}_{di}$ 代表热离子的平均进动频率. 由于仅考虑了捕获的和接近循环的粒子, 此处 $c_0 \approx 1.6$ [56,57]. KBM 的频率满足:

$$\omega = \frac{1}{2}(\bar{\omega}_{di} + \omega_{*pi}) \pm \frac{1}{2} \left\{ (\omega_{*pi} - \bar{\omega}_{di})^2 - \frac{4\omega_A^2 \sqrt{\varepsilon}}{q_{\min}^2 c_0} \left[\frac{n \left(\delta\hat{W}_{nf} + \text{Re}(\delta\hat{W}_{nk}(\omega_r)) \right)^2}{|k_{//n0} q_{\min} R| S^2} - k_{//n0}^2 q_{\min}^2 R^2 \right] \right\}^{1/2}, \quad (12)$$

并且系统在满足以下情况时出现反应型不稳定性:

$$\frac{|\omega_{*pi} - \bar{\omega}_{di}|^2}{\omega_A^2} < \frac{4\sqrt{\varepsilon}}{q_{\min}^2 c_0} \left[\frac{n \left(\delta\hat{W}_{nf} + \text{Re}(\delta\hat{W}_{nk}(\omega_r)) \right)^2}{|k_{//n0} q_{\min} R| S^2} - k_{//n0}^2 q_{\min}^2 R^2 \right]. \quad (13)$$

由方程 (13) 可知, 对于反应型不稳定性, 当 $k_{//n0} q_{\min} R \rightarrow 0$ 时, 方程 (13) 的右侧出现最大值, 对应于不稳定性在 $q_{\min}$ 为有理数时达到峰值, 当偏离有理面时, KBM 被有限的 $k_{//n0} q_{\min} R$ (代表的场线弯曲致稳效应) 迅速致稳. 因此, $q_{\min}$ 中的不稳定窗口也非常窄, 大约为 $|\Delta q_{\min}| \approx 0.02-0.04$, 将 $q_{\min}$ 的变化与 t 的变化对应起来, Δt 大约 7.5 ms, 这种频谱特征正是实验上观测到的“圣诞彩灯”的现象. 此外, 对于 $T_e \gg T_i$, 主要的驱动项来自热电子, 而来自 EP 的驱动由于其特征频率 (如进动共振频率) 远大于模的频率而忽略不计.

另外还研究了在保持电子温度 T_i 不变的情况下, KBM 的模频率和增长率对电子温度 T_e 的依赖关系, 结果如图 10 所示. 可以清楚地看出, 不稳定性驱动随着 T_e 的增加而增加. 这是由于较大的 T_e 通过 (2) 式中的 $d\beta/dr$ 使得负数 $\delta\hat{W}_{nf}$ 的绝对值更大, 而负的 $\delta\hat{W}_{nf}$ 提供了 MHD 不稳定性的驱动. 因此, 在保持 T_i 不变的情况下, KBM 的增长率将随着 T_e 的增加而增加, 这与实验观测的 LFAM 不稳定性与电子温度成正相关的结论一致.

上述的数值结果和理论分析解释了实验观测结果: 1) 理论预测的 KBM 与实验观测的 LFAM 对 T_e 的依赖关系一致; 2) 与 KBM 相比, BAE 在时间上偏离有理 $q_{\min}$ 值的程度更大. 为进一步解释

这种偏差及其对径向模结构的影响, 需要对低频 SAW 的全局模型进行数值研究.

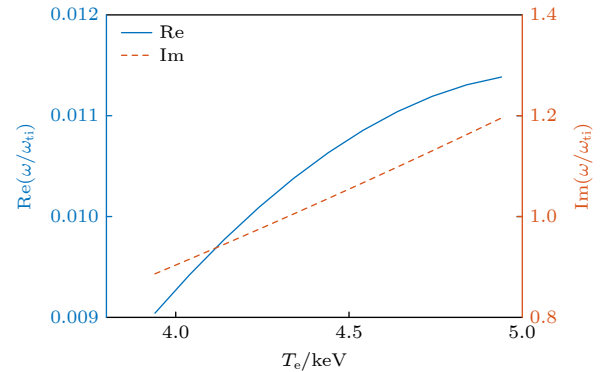


图 10 模频率 ($\text{Re}(\omega/\omega_i)$) 和增长率 ($\text{Im}(\omega/\omega_i)$) 对 T_e 的依赖关系, 其中 $T_i = 2.45$ keV

Fig. 10. Dependence of mode frequency and growth rate on T_e . Here, $T_i = 2.45$ keV.

3.2 全局数值结果和分析

本节将应用方程 (8) 来研究“经典”高能离子分布下的全局低频 SAW 的稳定性.

图 11 所示为 KBM (三角形标记) 和 BAE (带标记的线) 的频率 (蓝色标记) 和增长率 (红色标记) 与径向模方程数 L 的关系. 结果表明: 1) 对于 BAE 和 KBM, 基本征态 ($L = 0$) 最不稳定; 2) 对于 BAE, 等离子体框架下的频率和增长率为

(80.7 + 15.2i) kHz, 增长率与实频之比为 $\gamma/\omega_r \approx 0.19$, 这是 EP 激发的临界不稳定带隙模的典型特征; 对于 KBM, 等离子体框架下的频率和增长率为 $(-3.2 + 5.7i)$ kHz, $\gamma/\omega_r \approx 1.8$; 这是反应型不稳定性的典型特征. 这一数值结果与文献 [40] 中报道的模拟结果一致.

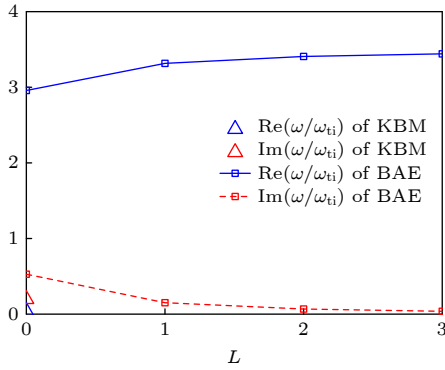


图 11 KBM(三角形标记) 和 BAE(带标记的曲线) 的频率 (蓝色标记) 和增长率 (红色标记) 与径向模数 L 的依赖关系
Fig. 11. Dependence of the real frequencies (blue markers) and growth rates (red markers) of the KBM (triangle markers) and BAE (line with markers) on the radial mode number L .

相应地, 图 12 为 $L = 0$ 的 BAE 的径向模结构 $\delta\phi_m(r)$. 可以看出, 当 $L = 0$ 时, BAE 的径向本征函数 $\delta\phi_m$ 具有与实验测量的径向模结构相似的高斯型. 在这种情况下, 理论上预测的 $\delta\phi_m$ 的径向宽度为 $w = 0.2107$, 与高能离子压强的特征度相当, 即 $L_{P_{Ei,cl}} = 0.1773$, 这一点与图 3 的分析一致. 此处值得注意的是, 由 EP 分布决定, BAE 的本征函数在最大高能粒子压强梯度的径向位置处出现峰值, 这导致与 q_{min} 的径向位置出现较大的偏差. 由此可以预期, KBM 的本征函数应该在在稳定性驱动最大的 q_{min} 有理值处达到峰值.

最后, 采用局域理论模型 (当 EP 由“弛豫”分布给出时) 与全局理论模型 (当 EP 由“经典”分布给出时) 分别计算的模数为 $(m, n) = (8, 6)$ 的 LFAM, BAAE 及 BAE 的频率汇总至表 1 中, 通过对比发现: 两种模型下得到的 LFAM 和 BAE 均为不稳定性模, 而 BAAE 为稳定性模; 并且两种模型下计算得到低频 SAW 的归一化角频率结果非常接近. 这里需要说明的是, 角频率前的负号 (“-”) 代表模式沿着热电子逆磁漂移方向传播. 对于 LFAM, 由于其本质是与 EP 驱动无关的反应型不稳定的 KBM, 因此, 只要满足 (13) 式的反应

型不稳定性条件, LFAM 就可以在沿着热离子或者热电子逆磁漂移方向上进行传播. 这一结论与文献 [33] 中的实验观测 (对六炮具有相似放电条件的不同环向模数 ($n = 5-11$) LFAM 频率的统计分析发现, 在零频附近既有沿热电子逆磁漂移方向传播的模, 又有沿热离子逆磁漂移方向传播的模) 一致.

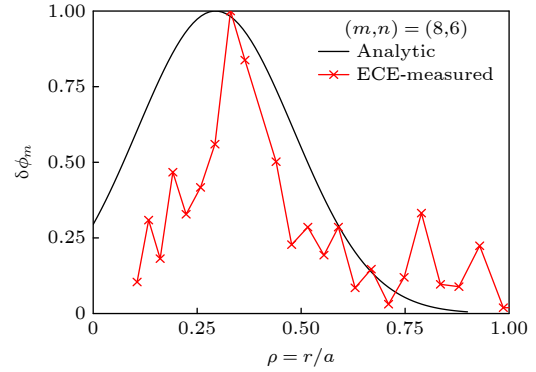


图 12 $L = 0$ 的 BAE 的径向模结构 $\delta\phi_m(r)$. 图中还给出了 BAE 模结构的近似实验测量结果, 如带 ‘x’ 的红线所示
Fig. 12. Radial mode structure $\delta\phi_m(r)$ for the $L = 0$ BAE. The approximate experimental measurement of the mode structure of BAE is also shown.

表 1 采用局域模型与全局模型计算 $(m, n) = (8, 6)$ 低频 SAW 频率 (ω/ω_{ii}) 的对比
Table 1. Comparison of the low-frequency SAW frequencies (ω/ω_{ii}) with $(m, n) = (8, 6)$ calculated by local and the global models.

模式	局域模型	全局模型
LFAM	0.224 + 0.704i	-0.111 + 0.197i
BAAE	0.824 - 0.908i	0.971 - 0.734i
BAE	2.537 + 0.251i	2.807 + 0.527i

4 结 论

本文研究了 DIII-D 反磁剪切托卡马克实验中低频剪切 Alfvén 波 (SAW) 的线性特性. 通过分析实验平衡分布, 基于广义的鱼骨模色散关系 (GFLDR) 的统一理论框架, 讨论了弱和/或零磁剪切低频 SAW 的局域和全局模型. 通过数值和理论分析, 描述了模的频率、增长率和极化性质对安全因子最小值 (q_{min}) 的依赖关系以及低频 SAW 在不同粒子分布下的失稳机制. 研究结果表明, 在 DIII-D 实验中观察到的 LFAM 和 BAE 分别是反应型和耗散型不稳定模, 且以阿尔芬波的极化为主. 由于不同的失稳机制, 相比于局域在有理 q_{min}

面的 LFAM, BAE 的本征函数在空间上位于高能离子驱动最强的径向位置, 导致偏离 $q_{\min}$ 的径向位置.

此外, 本文的理论分析解释了许多实验观察结果, 总结如下.

1) 基于 GFLDR 理论, 成功解释了 BAE 和 LFAM 两个不稳定频率范围的时间模式, 这两个不稳定频谱都出现在 $q_{\min}$ 的有理值附近, 但具有明显不同的不稳定性性质.

2) 理论上 KBM 的频率与实验中 LFAM 的频率符合得很好; 即使在没有高能粒子 (EP) 的情况下 KBM 也可能是不稳定的; 对于 BAE 而言, 其频率的理论预测值与实验值的范围也相同; 该理论还证明了 BAAE 是稳定的, 即 BAAE 与 DIII-D 中观测的不稳定的低频模无关.

3) 对于 LFAM 和 BAE 而言, 其共同特征是: 环向模数较大的不稳定模的持续时间都比环向模数较低的环模的持续时间短, 随着 n 的增加, 图 9 中较窄的增长率曲线成功地解释了这一特征.

4) 理论上成功预测了实验上观测的单个不稳定的 BAE 比不稳定的 LFAM 跨越的频率范围要大得多的特征. 除此之外, 实验上不稳定的 LFAM 持续时间很短, 大约只有几毫秒, 这与理论上得到的 KBM 增长率对 $q_{\min}$ 的强烈依赖是一致的; 而不稳定的 BAE 比 LFAM 持续的时间更长, 这与理论上得到的 BAE 增长率对 $q_{\min}$ 的依赖性较弱是一致的.

5) 实验中的 LFAM 出现在 $q_{\min}$ 为有理值时; 而 BAE 虽也出现在接近有理值时, 但出现的时间不如 LFAM 精确. 理论对稳定性的预测重现了这一特征: 即 KBM 的增长率在有理 $q_{\min}$ 值处急剧增加, 而 BAE 增长率的峰值相对有理 $q_{\min}$ 值略有偏离.

6) 在实验上, BAE 的径向本征函数具有近似

的高斯分布, 这与理论预测的 $L = 0$ 的径向谐波最不稳定是一致的. 此外, 实验中 LFAM 在含氢等离子体中比在纯氖等离子体中更不稳定^[35]; 这一特征可通过方程 (13) 得知: 在含氢的等离子体中, 较大的 $\omega_A (\propto 1/m_i)$ 会降低不稳定性阈值.

感谢 Fulvio Zonca 教授 (意大利国家新技术、能源和可持续发展研究机构非线性等离子体中心) 和 William Walter Heidbink 教授 (加州大学欧文分校物理与天文学系) 对本工作提供的技术指导和支持, 感谢 DIII-D 团队提供的实验数据, 感谢杨磊博士 (中国工程物理研究院) 和邹云鹏博士 (核工业西南物理研究院) 的有益讨论. 同时, 作者也非常感谢意大利 ENEA 非线性等离子体中心 (Center for Nonlinear Plasma Science, CNPS) 为本工作的开展提供的富有启发性的学术讨论氛围和宝贵的科学引导.

附录 A Λ_n^2 和 S_f 的表达式

广义惯性项 Λ_n^2 和极化 S_f 的详细推导请见文献 [8]. 这里只列出结果. 在低 β ($\beta = 8\pi P/B_0^2 \approx \varepsilon^2$) 轴对称托卡马克等离子体中,

$$\Lambda_n^2 = I_\phi \left[\frac{\omega^2}{\omega_A^2} \left(1 - \frac{\omega_{*pi}}{\omega} \right) + \Lambda_{\text{cir}}^2 + \Lambda_{\text{tra}}^2 \right], \quad (\text{A1})$$

式中, Λ_{cir}^2 和 Λ_{tra}^2 分别表示修正的通行离子和捕获离子的响应; I_ϕ 描述了受捕获热粒子的进动共振影响下平行电场的非零的“笛状”分量 ($\delta E_{//}$)^[8,28]; $\omega_A = v_A/qR$ 为 Alfvén 频率, 其中 v_A 是 Alfvén 速度, $\omega_{*ps} = (T_s c/e_s B)(\mathbf{k} \times \mathbf{b}) \cdot (\nabla n_s/n_s + \nabla T_s/T_s) \equiv \omega_{*ns} + \omega_{*Ts}$ 是由于密度和温度梯度引起的热粒子逆磁漂移频率. 这里的下标“s”为粒子种类“species”的英文缩写, $s = i, e$, n_s 和 T_s 分别为粒子“s”的密度和温度, e_s 为“s”粒子的电荷量, c 为光速.

对于 Λ_n^2 , 方程 (A1) 中涉及的各项表示为^[8]

$$\Lambda_{\text{cir}}^2 = q^2 \frac{\omega \omega_{ti}}{\omega_A^2} \left[\left(1 - \frac{\omega_{*ni}}{\omega} \right) \left(F\left(\frac{\omega}{\omega_{ti}}\right) + \Delta F\left(\frac{\omega}{\omega_{ti}}\right) \right) - \frac{\omega_{*ti}}{\omega} \left(G\left(\frac{\omega}{\omega_{ti}}\right) + \Delta G\left(\frac{\omega}{\omega_{ti}}\right) \right) + \frac{\omega \omega_{ti}}{4\omega_{di}^2} \left(N_1\left(\frac{\omega}{\omega_{ti}}\right) + \Delta N_1\left(\frac{\omega}{\omega_{ti}}\right) \right) S_f(\omega, \bar{\omega}_{Di}, \omega_{bi}, \omega_{ti}) \right], \quad (\text{A2})$$

$$\Lambda_{\text{tra}}^2 = \frac{\omega^2 \omega_{bi}^2}{\omega_A^2 \omega_{di}^2} \frac{q^2}{\sqrt{2\varepsilon}} [P_3 + (P_2 - P_3) S_f(\omega, \bar{\omega}_{di}, \omega_{bi}, \omega_{ti})], \quad (\text{A3})$$

$$I_\phi = 1 + \frac{\sqrt{2\varepsilon}(L(\omega/\bar{\omega}_{di}) + \tau^{-1}L(\omega/\bar{\omega}_{De}))}{1 + \tau \omega_{*ni}/\omega + \sqrt{2\varepsilon}\tau[1 - \omega_{*ni}/\omega - M(\omega/\bar{\omega}_{di}) - \tau^{-1}M(\omega/\bar{\omega}_{De})]}. \quad (\text{A4})$$

此外, $S_f \equiv (i\delta E_{//}/k_{//})_{\text{a.c.}}/\delta\phi_{\text{d.c.}}$ 的表达方程^[8]为

$$S_f = -\frac{N_1(\omega/\omega_{ti}) + \Delta N_1(\omega/\omega_{ti}) + \sqrt{2\varepsilon}P_2}{1 + \frac{1}{\tau} + D_1(\omega/\omega_{ti}) + \Delta D_1(\omega/\omega_{ti}) + \sqrt{2\varepsilon}(P_1 - P_2)}, \quad (\text{A5})$$

式中的函数 $F(x)$, $\Delta F(x)$, $G(x)$, $\Delta G(x)$, $N_1(x)$, $\Delta N_1(x)$, $D_1(x)$, $\Delta D_1(x)$, P_1 , P_2 , P_3 , $L(\omega/\bar{\omega}_{Ds})$ 及 $M(\omega/\bar{\omega}_{Ds})$, $x = \omega/\omega_{ti}$

均为等离子体色散函数 $Z(x)$ 的函数, 它们的定义如下:

$$\begin{aligned}
 Z(x) &= \pi^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2}}{y-x} dy, \\
 F(x) &= x(x^2 + 3/2) + (x^4 + x^2 + 1/2)Z(x), \\
 \Delta F(x) &= \frac{1}{\pi^{1/2}} \int_0^{\infty} e^{-y} \ln \left(\frac{x + \sqrt{2\varepsilon y}}{x - \sqrt{2\varepsilon y}} \right) \frac{y^2}{4} dy, \\
 G(x) &= x(x^4 + x^2 + 2) + (x^6 + x^4/2 + x^2 + 3/4)Z(x), \\
 \Delta G(x) &= \frac{1}{\pi^{1/2}} \int_0^{\infty} e^{-y} \ln \left(\frac{x + \sqrt{2\varepsilon y}}{x - \sqrt{2\varepsilon y}} \right) \frac{y^2}{4} \left(y - \frac{3}{2} \right) dy, \\
 N_1(x) &= 2 \frac{\bar{\omega}_{Di}}{\omega_{ti}} \left\{ \left(1 - \frac{\omega_{*ni}}{\omega} \right) [x + (1/2 + x^2)Z(x)] - \frac{\omega_{*ti}}{\omega} [x(1/2 + x^2) + (1/4 + x^4)Z(x)] \right\}, \\
 \Delta N_1(x) &= \frac{\bar{\omega}_{Di}/\omega_{ti}}{\pi^{1/2}} \int_0^{\infty} y e^{-y} \ln \left(\frac{x + \sqrt{2\varepsilon y}}{x - \sqrt{2\varepsilon y}} \right) \left[1 - \frac{\omega_{*ni}}{\omega} - \frac{\omega_{*ti}}{\omega} \left(y - \frac{3}{2} \right) \right] dy, \\
 D_1(x) &= x \left(1 - \frac{\omega_{*ni}}{\omega} \right) Z(x) - \frac{\omega_{*ti}}{\omega} [x + (x^2 - 1/2)Z(x)], \\
 \Delta D_1(x) &= \frac{\bar{\omega}_{Di}/\omega_{ti}}{\pi^{1/2}} \int_0^{\infty} e^{-y} \ln \left(\frac{x + \sqrt{2\varepsilon y}}{x - \sqrt{2\varepsilon y}} \right) \left[1 - \frac{\omega_{*ni}}{\omega} - \frac{\omega_{*ti}}{\omega} \left(y - \frac{3}{2} \right) \right] dy, \\
 P_1 &= -2 \frac{\omega^2}{\bar{\omega}_{Di}^2} \left[\left(1 - \frac{\omega_{*ni}}{\omega} + \frac{3}{2} \frac{\omega_{*ti}}{\omega} \right) G_2 - \frac{\omega_{*ti}}{\omega} G_4 \right], \\
 P_2 &= -2 \frac{\omega}{\bar{\omega}_{Di}} \left[\left(1 - \frac{\omega_{*ni}}{\omega} + \frac{3}{2} \frac{\omega_{*ti}}{\omega} \right) G_4 - \frac{\omega_{*ti}}{\omega} G_6 \right], \\
 P_3 &= -2 \left[\left(1 - \frac{\omega_{*ni}}{\omega} + \frac{3}{2} \frac{\omega_{*ti}}{\omega} \right) G_6 - \frac{\omega_{*ti}}{\omega} G_8 \right], \\
 G_n &= \frac{1}{\pi^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-x^2} x^n}{(\omega/\bar{\omega}_{Di} - x^2)^2 - (\omega_{bi}/\bar{\omega}_{Di})^2 x^2} dx, \\
 M \left(\frac{\omega}{\bar{\omega}_{Ds}} \right) &= -2 \frac{\omega}{\bar{\omega}_{Ds}} \left\{ \left(1 - \frac{\omega_{*ni}}{\omega} + \frac{3}{2} \frac{\omega_{*ti}}{\omega} \right) \left[1 + \sqrt{\frac{\omega}{\bar{\omega}_{Ds}}} Z \left(\sqrt{\frac{\omega}{\bar{\omega}_{Ds}}} \right) \right] \right. \\
 &\quad \left. - \frac{\omega_{*ti}}{\omega} \left[\frac{1}{2} + \frac{\omega}{\bar{\omega}_{Ds}} + \left(\frac{\omega}{\bar{\omega}_{Ds}} \right)^{3/2} Z \left(\sqrt{\frac{\omega}{\bar{\omega}_{Ds}}} \right) \right] \right\}, \\
 L \left(\frac{\omega}{\bar{\omega}_{Ds}} \right) &= -2 \left\{ \left(1 - \frac{\omega_{*ni}}{\omega} + \frac{3}{2} \frac{\omega_{*ti}}{\omega} \right) \left[\frac{1}{2} + \frac{\omega}{\bar{\omega}_{Ds}} + \left(\frac{\omega}{\bar{\omega}_{Ds}} \right)^{3/2} Z \left(\sqrt{\frac{\omega}{\bar{\omega}_{Ds}}} \right) \right] \right. \\
 &\quad \left. - \frac{\omega_{*ti}}{\omega} \left[\frac{3}{4} + \frac{1}{2} \frac{\omega}{\bar{\omega}_{Ds}} + \left(\frac{\omega}{\bar{\omega}_{Ds}} \right)^2 + \left(\frac{\omega}{\bar{\omega}_{Ds}} \right)^{5/2} Z \left(\sqrt{\frac{\omega}{\bar{\omega}_{Ds}}} \right) \right] \right\}. \tag{A6}
 \end{aligned}$$

这里, 对深捕获粒子而言, 其磁漂移轨道的进动频率为 $\bar{\omega}_{ds} = \bar{\omega}_{Ds} m_s v^2 / 2T_s$, $\bar{\omega}_{Ds} = (nq/r)T_s/m_s R\omega_{cs}$, $\omega_{cs} = e_s B/m_s c$; 深捕获离子的反弹频率为 $\omega_{bi} \equiv (r/R)^{1/2} (T_i/m_i)^{1/2} / (qR) \approx \varepsilon^{1/2} \omega_{ti}$, 其中, $\omega_{ti} = (2T_i/m_i)^{1/2} / qR$, $\tau \equiv T_e/T_i$.

参考文献

- [1] Chen L, Zonca F 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 015008
- [2] Heidbrink W W, Strait E J, Chu M S, et al. 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 855
- [3] Turnbull A D, Strait E J, Heidbrink W W, et al. 1993 *Phys. Fluids B* **5** 2546
- [4] Chen L, Zonca F 2007 *Nucl. Fusion* **47** S727
- [5] Zonca F, Chen L, Santoro R A 1996 *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 2011
- [6] Zonca F, Chen L, Dong J Q, et al. 1999 *Phys. Plasmas* **6** 1917
- [7] Zonca F, Biancalani A, Chavdarovski I, et al. 2010 *J. Phys. Conf. Ser.* **260** 012022
- [8] Chavdarovski I, Zonca F 2009 *Plasma Phys. Control. Fusion* **51** 115001
- [9] Lauber P, Brudgam M, Curran D, et al. 2009 *Plasma Phys. Control. Fusion* **51** 124009
- [10] Zonca F, Chen L, Falessi M V, et al. 2021 *J. Phys. Conf. Ser.* **1785** 012005
- [11] Cheng C 1982 *Phys. Fluids* **25** 1020
- [12] Tang W, Connor J, Hastie R 1980 *Nucl. Fusion* **20** 1439
- [13] Biglari H, Chen L 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 3681
- [14] Zonca F, Chen L, Botrugno A, et al. 2009 *Nucl. Fusion* **49** 085009
- [15] Gorelenkov N, Berk H, Fredrickson E, et al. 2007 *Phys. Lett. A* **370** 70
- [16] Gorelenkov N N, Zeeland M A V, Berk H L, et al. 2009 *Phys. Plasmas* **16** 056107
- [17] Cheng C Z, Chen L, Chance M S 1985 *Ann. Phys.* **161** 21
- [18] Kimura H, Kusama Y, Saigusa M, et al. 1998 *Nucl. Fusion* **38**

- 1303
- [19] Sharapov S E, Testa D, Alper B, et al. 2001 *Phys. Lett. A* **289** 127
- [20] Zonca F, Chen L 2014 *Phys. Plasmas* **21** 072120
- [21] Zonca F, Chen L 2014 *Phys. Plasmas* **21** 072121
- [22] Lu Z X, Zonca F, Cardinali A 2012 *Phys. Plasmas* **19** 042104
- [23] Berk H L, Pfirsch D 1980 *J. Math. Phys.* **21** 2054
- [24] Connor J, Hastie R, Taylor J 1979 *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **365** 1
- [25] Zonca F, Buratti P, Cardinali A, et al. 2007 *Nucl. Fusion* **47** 1588
- [26] Chen W, Ding X T, Yang Q W, et al. 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 185004
- [27] Ma R, Qiu Z, Li Y, et al. 2021 *Nucl. Fusion* **61** 036014
- [28] Chavdarovski I, Zonca F 2014 *Phys. Plasmas* **21** 052506
- [29] Falessi M V, Carlevaro N, Fusco V, et al. 2019 *Phys. Plasmas* **26** 082502
- [30] Falessi M V, Carlevaro N, Fusco V, et al. 2020 *J. Plasma Phys.* **86** 845860501
- [31] Sharapov S, Alper B, Berk H, et al. 2013 *Nucl. Fusion* **53** 104022
- [32] Gorelenkov N, Pinches S, Toi K 2014 *Nucl. Fusion* **54** 125001
- [33] Heidbrink W, Zeeland M V, Austin M, et al. 2021 *Nucl. Fusion* **61** 016029
- [34] Heidbrink W, Zeeland M V, Austin M, et al. 2021 *Nucl. Fusion* **61** 066031
- [35] Heidbrink W, Choi G, Zeeland M V, et al. 2021 *Nucl. Fusion* **61** 106021
- [36] Curran D, Lauber P, Carthy P J M, et al. 2012 *Plasma Phys. Control. Fusion* **54** 055001
- [37] Lauber P 2013 *Phys. Rep.* **533** 33
- [38] Fasoli A, Brunner S, Cooper W, et al. 2016 *Nat. Phys.* **12** 411
- [39] Bierwage A, Lauber P 2017 *Nucl. Fusion* **57** 116063
- [40] Choi G, Liu P, Wei X, et al. 2021 *Nucl. Fusion* **61** 066007
- [41] Chen L, Hasegawa A 1991 *J. Geophys. Res.* **96** 1503
- [42] Varela J, Spong D, Garcia L, et al. 2018 *Nucl. Fusion* **58** 076017
- [43] Tsai S, Chen L 1993 *Phys. Fluids B* **5** 3284
- [44] Chen L 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1519
- [45] Zonca F, Chen L 2000 *Phys. Plasmas* **7** 4600
- [46] Zonca F, Briguglio S, Chen L, et al. 2002 *Phys. Plasmas* **9** 4939
- [47] Ma R, Chen L, Zonca F, et al. 2022 *Plasma Phys. Control. Fusion* **64** 035019
- [48] Ma R, Heidbrink W, Chen L, et al. 2023 *Phys. Plasmas* **30** 042105
- [49] Lao L L, John H St, Stambaugh R D, et al. 1985 *Nucl. Fusion* **25** 1611
- [50] Pankin A, McCune D, Andre R, et al. 2004 *Comput. Phys. Commun.* **159** 157
- [51] Chen L, Zonca F 2017 *Phys. Plasmas* **24** 072511
- [52] Connor J W, Hastie R J, Taylor J B 1978 *Phys. Rev. Lett.* **40** 396
- [53] Chen L, White R B, Rosenbluth M 1984 *Phys. Rev. Lett.* **52** 1122
- [54] Hasegawa A 1968 *Phys. Rev.* **169** 204
- [55] O'Neil T, Malmberg J 1968 *Phys. Fluids* **11** 1754
- [56] Rosenbluth M N, Hinton F L 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 724
- [57] Graves J P, Hastie R J, Hopcraft K I 2000 *Plasma Phys. Control. Fusion* **42** 1049

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

Theoretical studies of low-frequency shear Alfvén waves in reversed shear tokamak plasmas^{*}

Ma Rui-Rui^{1)†} Chen Liu²⁾³⁾ Qiu Zhi-Yong²⁾

1) (*Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041, China*)

2) (*Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China*)

3) (*Department of Physics and Astronomy, University of California, Irvine, California 92697-4574, USA*)

(Received 21 February 2023; revised manuscript received 14 June 2023)

Abstract

The low-frequency Alfvénic fluctuations in the kinetic thermal-ion gap frequency range have aroused the interest of researchers since they can interact with background thermal particles and/or energetic particles. In the theoretical framework of the general fishbone-like dispersion relation (GFLDR), we theoretically investigate and delineate the linear wave properties of the low-frequency shear Alfvén wave excited by energetic and/or thermal particles observed in tokamak experiments with reversed magnetic shear. These low-frequency shear Alfvén waves are closely related to the dedicated experiment on energetic ion-driven low-frequency instabilities conducted on DIII-D in 2019. Therefore, adopting the representative experimental equilibrium parameters of DIII-D, in this work we demonstrate that the experimentally observed low-frequency modes and beta-induced Alfvén eigenmodes (BAEs) are, respectively, the reactive-type unstable mode and dissipative-type unstable mode, each with dominant Alfvénic polarization, thus the former being more precisely called low-frequency Alfvén modes (LFAMs). More specifically, due to diamagnetic and trapped particle effects, the LFAM can be coupled with the beta-induced Alfvén-acoustic mode (BAAE) in the low-frequency range (frequency much less than the thermal-ion transit frequency and/or bounce frequency), or with the BAE in the high frequency range (frequency higher than or comparable to the thermal-ion transit frequency), resulting in reactive-type instabilities. Moreover, due to different instability mechanisms, the maximal drive of BAEs occurs in comparison with LFAMs, when the minimum of the safety factor ($q_{\min}$) deviates from a rational number. Meanwhile, the BAE eigenfunction peaks at the radial position of the maximum energetic particle pressure gradient, resulting in a large deviation from the $q_{\min}$ surface. The ascending frequency spectrum patterns of the experimentally observed BAEs and LFAMs can be theoretically reproduced by varying $q_{\min}$, and they can also be well explained based on the GFLDR. In particular, it is confirmed that the stability of the BAAE is not affected by energetic ions, which is consistent with the first-principle-based theory predictions and simulation results. The present analysis illustrates the solid predictive capability of the GFLDR and its practical applications in enhancing the ability to explain experimental and numerical simulation results.

Keywords: low frequency shear Alfvén waves, energetic particles, instabilities, gyrokinetic

PACS: 52.35.Bj, 52.55.Pi, 52.35.Py, 52.30.Gz

DOI: 10.7498/aps.72.20230255

^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2022YFE03040002, 2018YFE0304103), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12261131622, 12175053), and the Natural Science Foundation of Sichuan Province, China (Grant No. 2022NSFSC1814).

[†] Corresponding author. E-mail: rrma@swip.ac.cn

反磁剪切托卡马克等离子体中低频剪切阿尔芬波的理论研究

马瑞瑞 陈骥 仇志勇

Theoretical studies of low-frequency shear Alfvén waves in reversed shear tokamak plasmas

Ma Rui-Rui Chen Liu Qiu Zhi-Yong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 215207 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230255

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230255>

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

中国环流器2号A托卡马克弹丸注入放电中空电流与反磁剪切位形

Hollow current and reversed magnetic shear configurations in pellet injection discharges on Huanliuqi 2A tokamak

物理学报. 2021, 70(18): 185201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210641>

剪切振动下湿颗粒的力学谱

Wet granular matter mechanical spectroscopy under low-frequency shear

物理学报. 2018, 67(20): 206402 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180966>

磁场对激光驱动Kelvin-Helmholtz不稳定性影响的二维数值研究

Two-dimensional numerical study of effect of magnetic field on laser-driven Kelvin-Helmholtz instability

物理学报. 2020, 69(24): 244701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201167>

变声速弹性沉积层下压缩波与剪切波的耦合影响

Compressional-shear wave coupling induced by velocity gradient in elastic medium

物理学报. 2018, 67(23): 234303 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181600>

基本非线性波与调制不稳定性的精确对应

Quantitative relations between fundamental nonlinear waves and modulation instability

物理学报. 2020, 69(1): 010501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191385>

正三角型三芯光纤中等腰对称平面波的调制不稳定性分析

Modulation instabilities in equilateral three-core optical fibers for isosceles-triangle symmetric continuous waves

物理学报. 2018, 67(5): 054203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171650>

专题: 磁约束等离子体中的高能粒子

EAST 上离子回旋波与中性束注入协同加热产生的
高能粒子分布及输运研究*张伟¹⁾ 张新军^{1)†} 刘鲁南¹⁾ 朱光辉²⁾ 杨桦¹⁾张华朋³⁾ 郑艺峰¹⁾ 何开洋¹⁾ 黄娟¹⁾

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) (深圳大学物理与光电工程学院, 深圳 518060)

3) (中国科学技术大学核科学技术学院, 合肥 230026)

(2023 年 3 月 29 日收到; 2023 年 5 月 31 日收到修改稿)

在磁约束聚变等离子体中, 离子回旋共振加热 (ICRF) 与中性束注入 (NBI) 是两种主要的加热方法. 它们的协同加热一直都是聚变领域研究的重点. 本文首先阐明了 ICRF 高次谐波加热以及 ICRF 与 NBI 协同加热的基本原理. 通过 EAST 托卡马克上实验和相应的 TRANSP 模拟, 发现了 ICRF 与 NBI 的协同加热不仅可以显著提高等离子体参数 (极向比压、等离子体储能、离子温度、中子产额等), 而且能产生大量高能粒子, 形成高能粒子尾巴. 例如, 1 MW 的 ICRF 三次谐波可将初始能量为 60 keV 的 NBI 高能氘离子加速至 600 keV. 通过改变氢少子含量、提高 ICRF 和 NBI 加热功率、使用 ICRF 在轴加热、优化 NBI 注入角度等, 可以有效地提高协同加热效率以及高能粒子的能量. 进一步地, 将协同加热产生的高能粒子分布代入粒子轨道程序中, 计算了高能粒子的输运以及其在第一壁上的损失. 结果表明, 损失的高能粒子的初始位置位于低场侧, 且损失轨道大部分为捕获粒子轨道. 高能粒子损失位置主要位于主限制器以及 ICRF 和低杂波限制器的中上平面. 这些损失的高能粒子被认为是造成限制器上热斑的主要原因之一.

关键词: 离子回旋共振加热, 中性束注入, 协同加热, 高能粒子分布**PACS:** 52.25.Xz, 52.20.Dq, 52.35.Hr, 52.50.Gj**DOI:** 10.7498/aps.72.20230482

1 引言

自 20 世纪 90 年代以来, 离子回旋共振加热 (ICRF) 与中性束注入 (NBI) 的协同加热一直都是磁约束聚变研究的重点. 在世界著名的磁约束聚变装置如 JET^[1,2], ASDEX Upgrade^[3,4], DIII-D^[5], TEXTOR^[6], JT-60^[7-9] 上, 都开展了大量的协同加热的实验和理论研究. 比如, 日本 JT-60 托卡马克装置上的实验表明 ICRF 和 NBI 的协同加热可以

产生高能离子尾巴, 并将等离子体能量约束时间提高到了只有 NBI 或 ICRF 单独加热时的 3 倍^[7]. 欧盟 JET 托卡马克上的实验表明 NBI 的高能氘离子与 ICRF 二次^[2,10] 或三次^[11,12] 谐波的协同可以产生能量达 2 MeV 的高能氘离子. 最近的 JET 实验发现可以将 NBI 产生的氘高能粒子视为第三种离子, 通过 ICRF 将其在 D-³He^[13,14] 或 H-D^[1,15] 等离子体中的离子-离子混杂共振处进一步加速, 产生协同效应. 德国 ASDEX Upgrade 托卡马克上的实验和模拟表明 NBI 与 ICRF 的协同加热可以将 NBI

* 国家磁约束核聚变能发展研究专项 (批准号: 2022YFE03190200, 2019YFE03070000, 2019YFE03020004) 和国家自然科学基金 (批准号: 12175273, 12105184, 11975265, 11975276) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xjzhang@ipp.ac.cn

约 50 keV 的高能离子能量提高至 500 keV^[4,16].

ICRF 与 NBI 的协同加热不仅可以大幅提高注入的 NBI 高能粒子能量,也能提高等离子体的参数,包括离子温度、储能、极向比压、中子产额等.在 JET 的 DT 实验中,通过使用 5.5 MW ICRF 与 23.5 MW NBI 获得了 36 keV 的离子温度,这相对于单纯使用 29 MW NBI 获得的离子温度提高了 10 keV^[17]. EAST 托卡马克上的实验也表明,通过 ICRF 和 NBI 的协同加热,可以大幅提高等离子体的极向比压、等离子体储能、离子温度和中子产额^[18].特别是在欧盟 JET 和美国 TFTR 装置上,都曾广泛使用了 ICRF 与 NBI 的协同加热来提高等离子体的性能,并分别产生了 15 MW 和 10 MW 的聚变输出功率^[19,20].

本文重点分析 EAST 托卡马克上 ICRF 与 NBI 协同加热产生的高能粒子分布及输运.通过协同加热产生的大量高能粒子,可以有效地提高等离子体性能和聚变反应率.然而,未经充分慢化的高能粒子损失则可能对装置器壁造成损伤.因此,理解这些高能粒子的行为对提高未来聚变堆的聚变输出功率、实现高参数等离子体的安全运行尤为重要.

2 协同加热基本原理

由于有限拉莫尔半径效应,ICRF 的电场可有效加速位于高次谐波共振层附近的 NBI 高能离子,产生协同效应.协同加热利用 ICRF 快波电场梯度来加速 NBI 高能离子,其基本物理图像如图 1 所示.当高能离子能量越大(即回旋半径越大)时,其经历的电场梯度越大,从 ICRF 电场中获得的能量

也越大,进而更容易被加速.当回旋轨道直径等于半波长时,高能粒子可以从 ICRF 电场中获得最大的能量.通过计算可知,1 MeV 的氖离子其回旋轨道直径(7.2 cm)仍远小于半波长(dm 到 m 量级).而目前聚变装置中能产生的高能粒子最大能量也在 MeV 量级.因此,一般认为能量越大的离子越容易被 ICRF 高次谐波加热.

ICRF 与 NBI 协同加热产生的高能离子分布(f_i)可以用 Fokker-Planck 方程来计算^[21]:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} = C(f_i) + Q(f_i) + S(v) + L(v), \quad (1)$$

其中 $C(f_i)$, $S(v)$ 和 $L(v)$ 分别为碰撞项、源项和损失项.两种加热的协同作用则是通过波与粒子相互作用项 $Q(f_i) = \frac{1}{2} D_{\text{RF}} v^2 \frac{\partial f}{\partial v}$ 来实现.这里 v 为离子速度; D_{RF} 是波准线性算法,与 ICRF 的电场、垂直波矢、能量密度以及共振离子的回旋频率和垂直速度相关.本文中使用的 TRANSP 集成模拟,通过 TORIC(ICRF 程序)、NUBEAM(NBI 程序)和 FPP(计算 Fokker-Planck 方程模块)的自洽迭代,可以很好地计算协同加热产生的高能离子分布.

ICRF 与 NBI 的协同加热一般要求选定的高次谐波共振层位于磁轴附近,这样才能使 NBI 高能粒子尽可能多地处于共振层的多普勒展宽内,并获得加速.ICRF 波与粒子共振关系为

$$\omega = n\omega_{cj} + k_{\parallel}v_{\parallel j} \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (2)$$

其中 ω 是 ICRF 天线加热频率, ω_{cj} 是共振粒子回旋频率, $k_{\parallel}$ 和 $v_{\parallel}$ 是波数和速度, n 则代表了谐波数.对于 D 离子,常用的高次谐波加热为二次($n = 2$)和三次($n = 3$)谐波加热.从波与粒子

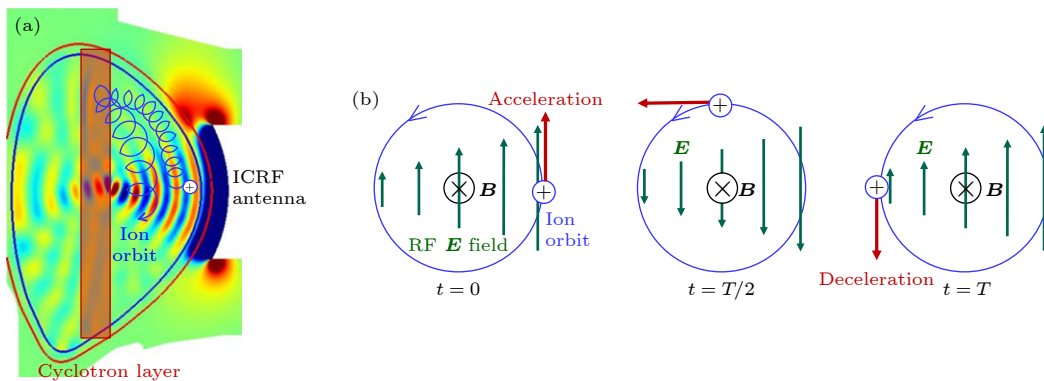


图 1 (a) 捕获离子在离子回旋共振加热层被加速示意图; (b) 高次谐波加热基本原理图

Fig. 1. (a) Demonstration of trapped ion acceleration at the ion cyclotron resonance layer; (b) demonstration of basic mechanism of high harmonic ICRF heating.

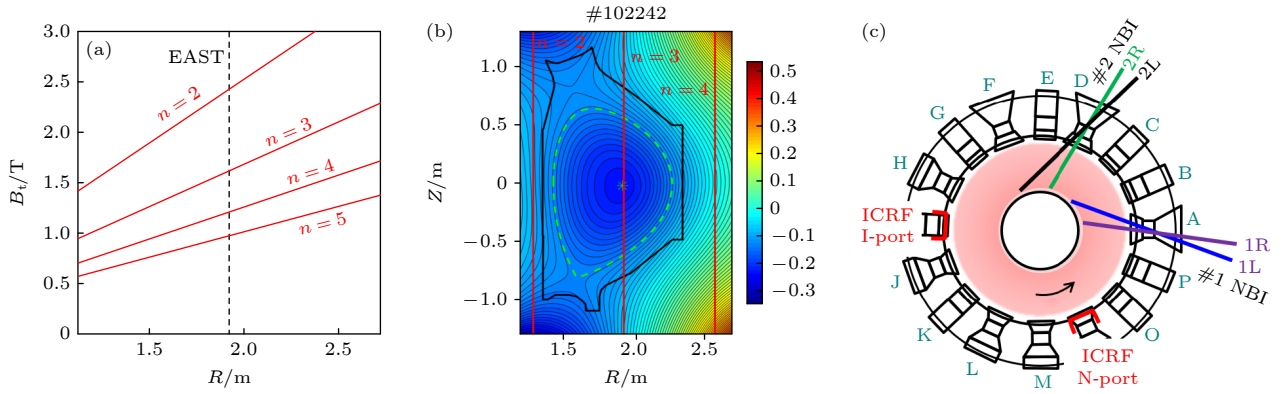


图 2 (a) 高次谐波对应的环向磁场. 其中 n 来自方程 (2), 代表第 n 次谐波加热, 虚线为 EAST 磁轴 $R_0 = 1.92$ m 处; (b) 当环向磁场 $B_t = 1.63$ T 时 $n = 2-4$ 次谐波共振所在位置; (c) EAST 上四条 NBI 束线和两个 ICRF 天线的环向位置

Fig. 2. (a) Toroidal magnetic field for high harmonic ICRF heating. The integer n comes from Eq. (2) and represents the n^{th} high harmonic heating. The vertical dashed line represents the magnetic axis at $R_0 = 1.92$ m; (b) high harmonic resonance positions for $n = 2-4$ with $B_t = 1.63$ T. (c) toroidal locations of the four NBI lines and two ICRF antennas.

共振关系, 可得谐波共振的位置为

$$R_{\text{res}} \approx (nq_i B_0 R_0) / (\omega m_i), \quad (3)$$

其中 B_0 和 R_0 分别为磁轴处的磁场和大半径, q_i 和 m_i 分别为带电粒子的电荷和质量. 因此, 在已知天线加热频率的前提下, 离子的回旋共振层可以通过环向磁场来确定. 对于 NBI 高能氦离子来说, 还会存在较大的多普勒展宽 $\delta x = (k_{\parallel} v_{Ti} / \omega_{ci}) R_0$, 位于其内的高能离子都能获得有效加速. 其中, v_{Ti} 为背景离子的速度, ω_{ci} 为离子回旋频率.

基于 (3) 式, 可得出 EAST 的氦离子谐波共振层位置随磁场的变化, 如图 2(a) 所示. 为使谐波共振层位于磁轴 ($R_0 = 1.9$ m) 处, 二次到五次谐波加热所需的环向磁场分别为 $B_t = 2.43, 1.62, 1.21, 0.97$ T. EAST 常用的磁场为 2.4—2.5 T, 因而氦离子二次谐波是最常用的高次谐波加热模式. 然而, 氦离子的二次谐波与 H 离子的基频 ($n = 1$) 共振位置是相同的, 在存在氢少子的情况下, 这两种加热模式是相互竞争的. 一般说来, 当氢少子的含量大于 1% 时, 氢少子加热模式占主导, ICRF 电场主要加速氢离子; 当氢少子含量少于 1% 时, 氦离子的二次谐波加热模式占主导, ICRF 电场主要加速背景和注入的氦离子. 氢高能离子相对氦高能离子在慢化过程中更易加热电子.

当磁场降低至 1.6 T 时, 此时氦离子三次谐波位于磁轴, 而二次和四次谐波共振层位于装置外, 如图 2(b). 因而不管主等离子中氢离子含量如何, 氦离子的三次谐波一直占主导, 这样可以使三次谐波加热最大化. 但是在 EAST 上, 使用低纵场容易

导致等离子体的约束变差, 放电不稳定, 因此不经常使用. 值得一提的是, 在 ASDEX-U 等装置中还尝试过改变天线频率和环向磁场, 使二次谐波和三次谐波共振层同时位于装置内, 实现了多种谐波同时与 NBI 协同加热.

EAST 目前共有两个 ICRF 天线, 最大耦合功率共为 4 MW. 配有四条 NBI 束线, 源功率共 8 MW, 注入等离子体的最大功率共为 4—5 MW. 这些加热系统的环向位置如图 2(c) 所示. 此外, EAST 还有多项高能粒子诊断, 包括中子发射谱仪 (NES)、中子飞行时间谱仪 (TOFED)、快离子 D_α 光谱仪 (FIDA) 和高能粒子损失探针 (FILD). 因此, EAST 具备了开展 ICRF 与 NBI 协同加热的实验条件.

3 协同加热产生的高能粒子分布

在 EAST 上, 开展了大量的 ICRF 二次或三次谐波与 NBI 协同加热的实验, 重点研究了协同加热产生的高能粒子分布和输运, 并取得了一系列成果. 研究发现, ICRF 电场极大地提高了 NBI 注入的高能粒子能量, 并产生高能氦离子尾巴. 图 3 给出了 ICRF 二次谐波与 NBI 协同加热的一些实验设置和结果. 结果表明, 通过 1.5 MW 的 ICRF 和 1.0 MW 的 NBI 协同加热, 可以将等离子体极向比压、等离子体储能、离子温度和中子产额分别提高约 35%, 33%, 22% 和 80%. 实验中还发现可以通过降低少子含量、优化共振层位置、提高 ICRF 功率、提高 NBI 束压、改变 NBI 注入角度等方法来

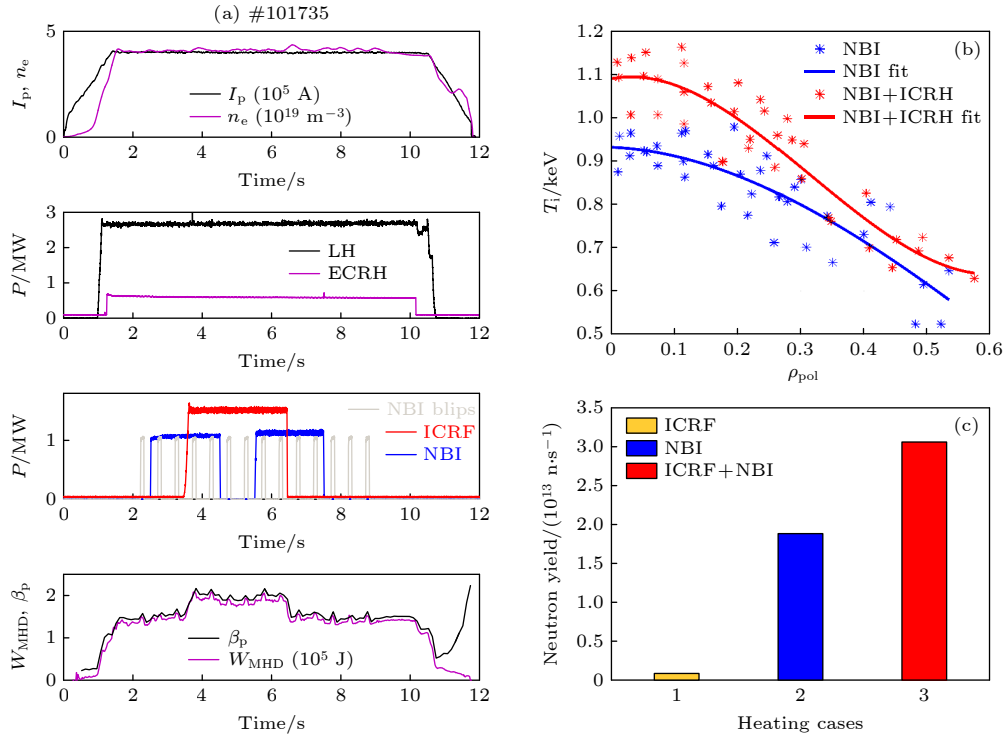


图 3 (a) ICRF 二次谐波与 NBI 协同加热的实验设置; (b) 协同加热对离子温度的影响; (c) 协同加热对 neutron 产额的影响. 图中 NBI 的功率设置成两个脉冲是为了获得更多的协同加热和 NBI 单独加热的数据. 设置 NBI blips 是为了获得 FIDA 的诊断数据
Fig. 3. (a) Experimental setups of the ICRF second harmonic heating and NBI synergetic heating; (b), (c) influences of synergetic heating on the (b) ion temperature and (c) neutron yield. The NBI heating power is set with two separate pulses in order to obtain more data for cases with synergetic heating and NBI heating alone. The NBI blips is set to facilitate the FIDA diagnostics.

增大 NBI 高能离子吸收的 ICRF 波能量, 有效提高 ICRF 与 NBI 的协同效应, 增大高能粒子能量, 并获得更高参数等离子体.

在实验中, 通过 NES 和 FIDA 测得了高能中子关于能量的分布, 并用 FIDA 测得了 D 离子在低能段 (10—80 keV) 的能谱. 从这些实验可知, 在有协同加热时, 高能中子产生了能量大于 3 MeV 的高能尾巴. 然而, 高能粒子的位置和速度分布等却无法从实验诊断中获得. 因此, 使用实验测得的电流、环电压、磁场以及电子、离子密度和温度等作为 TRANSP 的输入, 并计算了不同 ICRF 谐波和 NBI 协同加热产生的高能粒子分布. 不管是对二次谐波加热还是三次谐波加热模式, 都确保模拟得到的中子产额和实验测量在定量上保持一致.

在 TRANSP 模拟中, 首先计算了在协同加热条件下 ICRF 波场对等离子体中各种带电粒子的加热情况, 结果如图 4(a) 所示. 在三次谐波加热中, ICRF 的能量基本被 NBI 高能氦离子吸收了. NBI 高能离子吸收的 ICRF 功率密度如图 4(b) 所示. 由于约 80% 的 NBI 高能离子能量在 66 keV, 这些高能离子会使共振层形成比较大的多普勒展宽,

并在芯部形成较宽的波能量沉积区域. 而对于背景的氦离子, 虽然其共振层也在磁轴处, 但由于其 1 keV 的能量导致其回旋半径和多普勒展宽都较小, 因而在有 NBI 高能离子竞争加热的情况下, 其吸收的波能量并不显著. 此外, 氢离子其共振层不在装置内, 故其吸收的波能量可忽略不计. 背景电子则通过朗道加热 (电场平行分量) 和磁泵加热 (平行磁场梯度) 来吸收很少的波能量.

基于 ICRF 三次谐波与 NBI 协同加热实验数据 (#102242), 用 TRANSP 模拟得到的氦高能粒子在能量和投掷角上的分布如图 5 所示. 结果表明, 相对于 2 MW NBI 加热, 2 MW NBI 与 1 MW ICRF 的协同加热可以大幅提高氦离子分布的高能尾巴, 甚至将初始 60 keV 的 NBI 高能氦离子的能量提升至约 600 keV. 这些被加速的离子投掷角的主要区间为 $v_{\parallel}/v = 0.2-0.4$. 在离子能量 $E < 180$ keV 时, 该投掷角区间的离子主要为捕获粒子. 而当 $E > 320$ keV 时, 该投掷角区间的离子则基本为通行粒子. 对于捕获离子, 一般是当其反弹点位于共振层 (包括多普勒展宽) 时, 其被波电场加速. 对于通行离子, 当其轨道穿过共振层

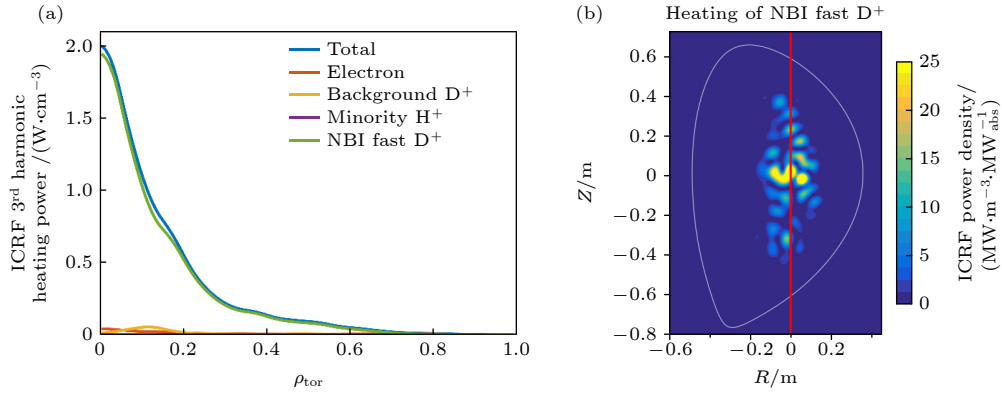


图 4 (a) 不同粒子吸收的 ICRF 三次谐波能量, 可以看出 ICRF 能量主要被 NBI 高能氘离子吸收; (b) NBI 高能离子吸收的三次谐波能量密度

Fig. 4. (a) ICRF third harmonic heating power absorbed by different charged particles. The dominant ICRF power is absorbed by NBI fast Deuterium ions. (b) The ICRF power density absorbed by NBI fast Deuterium ions.

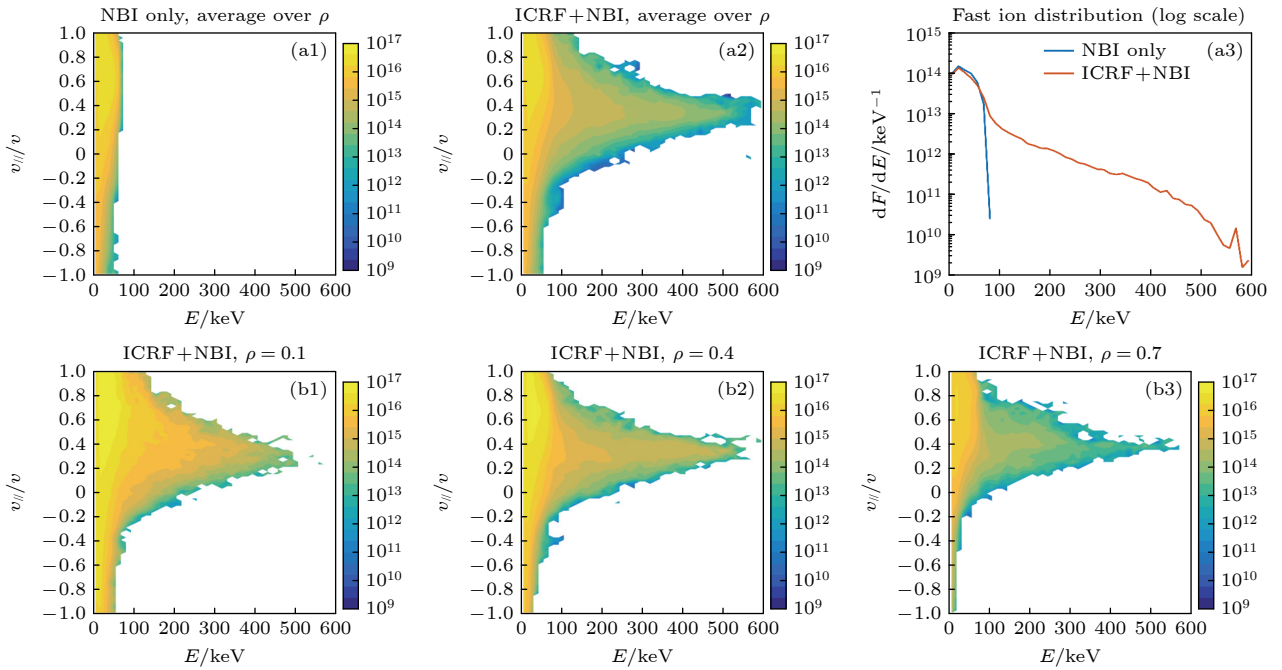


图 5 (a1) 2 MW NBI 和 (a2) 2 MW NBI + 1 MW ICRF 协同加热下的高能氘离子在能量-投掷角上的二维分布以及 (a3) 高能氘离子关于能量的一维分布, 其中 F 是高能氘离子的密度, E 是能量; 计算这些分布时对不同径向位置做了平均; (b1)–(b3) 2 MW NBI + 1 MW ICRF 协同加热下高能粒子在不同径向位置的分布

Fig. 5. (a1) 2 MW NBI and (a2) 2 MW NBI + 1 MW ICRF synergistic heating induced fast Deuterium ion distribution as a function of the energy and pitch angle and (a3) 1D distribution as a function of energy. (b1)–(b3) 2 MW NBI + 1 MW ICRF synergistic heating induced fast Deuterium ion distribution at different radial locations.

被波电场加速, 且在极向上越靠近中平面时获得的加速也越大. 这是因为最大的波功率沉积位置在中平面附近的区域, 如图 4 所示.

通过 TRANSP 计算的高能粒子分布如图 5 所示. 其中, 图 5(a1)–(a3) 中高能粒子的分布在径向上做了一个平均. 为了弄清在不同径向位置的分布, 分别计算了不同径向位置的高能氘离子在能量-投掷角空间的分布, 如图 5(b1)–(b3). 显然, 在

越靠近等离子体芯部 (如 $\rho = 0.1$) 的位置, 高能氘离子被加速的份额越大, 且其在投掷角上的分布更宽. 这说明不仅是反弹点位于共振层的捕获离子获得了加速, 而且与磁场同向的通行粒子由于其轨道可以长时间停留在共振层内, 因而也获得了加速. 而在靠近等离子体边界 (如 $\rho = 0.7$) 的位置, 一方面由于在这个径向区间的离子数相对较少, 另一方面由于捕获离子其反弹点不能经过共振层, 或者捕获

和通行离子穿过共振层的轨道远离中平面, 因而被加速的高能粒子较少.

通过对高能离子分布作进一步的统计分析, 可以得到高能氘离子关于投掷角和径向位置的分布, 如图 6 所示. 该结果进一步证实了 ICRF 加速的 NBI 高能离子主要集中在芯部, 且加速的离子的投掷角多为 $v_{\parallel}/v = 0.2-0.4$. 总体来说, 由于初始的 NBI 高能离子主要为通行离子, 所以 NBI 与 ICRF 协同加热后的高能粒子也以通行离子为主.

进一步地, 可以计算得到不同能量段的高能氘离子在磁矩-环向动量上的分布, 从而理解产生与损失的是哪种类型的离子, 结果如图 7 所示. 从图 7 可以看出, 被约束或损失的高能粒子可以分为捕获、同向通行 (与等离子体电流同向) 和反向通行三大类. 显然, 对 $E = 60$ keV 和 100 keV 附近的高能粒子, 其都在捕获和同向通行区间. 由于 NBI

单独加热产生的离子最大能量为 80 keV, 所以 $E > 80$ keV (如图 7(b) 中的 $E=100$ keV) 的高能粒子只有 NBI 和 ICRF 协同加热才会产生. 从结果可以看出, 协同加热对捕获和通行离子都有加速作用. 而对于能量更高的离子 (如 $E > 400$ keV), 其只落在同向通行区间, 即协同加热只加速了通行离子. 这是因为更高能量的离子更容易穿透环向磁场产生的磁阱而成为通行粒子.

4 高能粒子输运与损失

通过 TRANSP 计算得到高能粒子分布后, 可以将其代入粒子轨道程序如 SOFT^[22] 和 ISSDE^[23] 中做进一步的计算, 从而分析高能粒子的轨道及其在第一壁上的损失. 在该计算中, 考虑了包括主限制器以及 ICRF 和低杂波天线限制器的第一壁结

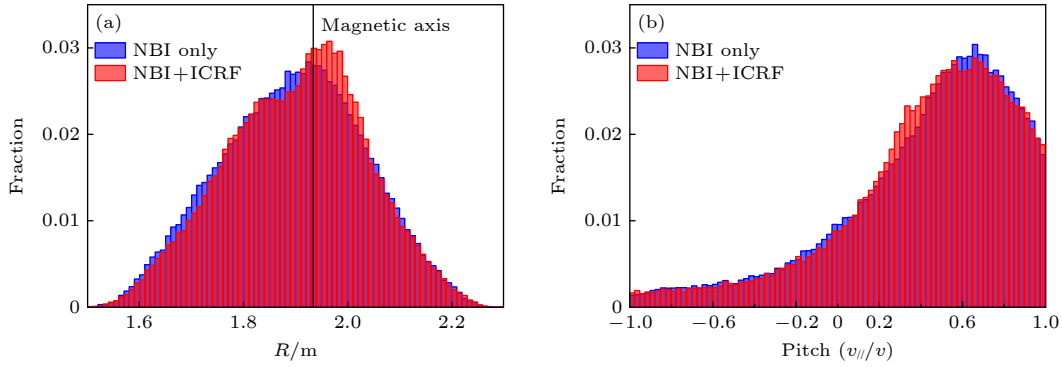


图 6 NBI 单独加热 (蓝色) 及 NBI 与 ICRF 协同加热 (红色) 情况下产生的高能氘离子关于 (a) 径向和 (b) 投掷角的分布. 图中蓝色和红色重叠区域显示为深红色

Fig. 6. NBI heating alone (blue) and NBI-ICRF synergetic heating (red) induced fast Deuterium ion distribution as a function of (a) radial position and (b) pitch angle. The dark red color in the figure is due to the overlap of the blue and red colors.

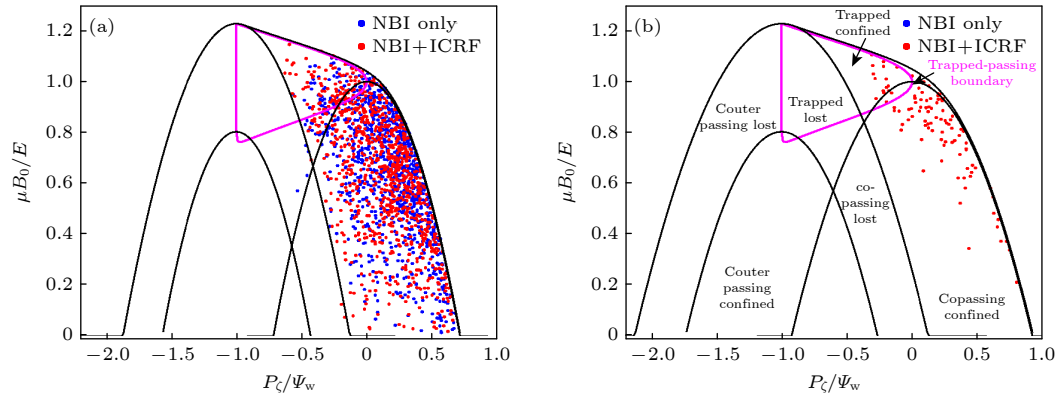


图 7 NBI 单独加热及 NBI 与 ICRF 协同加热情况下产生的氘离子在磁矩-环向动量二维图上的分布, 其中氘离子能量为 (a) 60 keV 和 (b) 100 keV; 可以看出, 当粒子能量不同时, 其粒子分区也不一样

Fig. 7. NBI heating alone and NBI-ICRF synergetic heating induced fast Deuterium ion distribution in the 2D magnetic torque and toroidal momentum map with energy of (a) 60 keV and (b) 100 keV, respectively. It can be inferred from the figure that when the energy of the fast ions are different, their distributions in the 2D map are also different.

构. 损失机制包含了碰撞和环向波纹场, 模拟时间为 0.5 s 时. 计算结果表明, NBI 与 ICRF 协同加热相对于 NBI 单独加热产生了更多的高能粒子, 且引起的高能粒子损失也更大. NBI 单独加热可引起约 3% 的高能粒子损失, 而 NBI 与 ICRF 协同加热 (H 少子含量为 1%) 可引起约 4% 的高能粒子损失. 由于主限制器以及 ICRF 与 LH 天线限制器最靠近等离子体, 因而高能粒子也主要损失在这些第一壁部件上. 大部分高能粒子损失在中平面上, 而剩余的少部分高能粒子则损失在第一壁的中上平面上, 如图 8(a) 所示. 这些损失高能粒子的初始位置位于低场侧, 损失轨道大部分为捕获粒子轨道.

从三维粒子轨道程序 ISSDE 的模拟结果

(图 8(b)) 也可以看出, 高能粒子主要损失在中平面上, 且会在限制器的中平面位置引起明显的热斑. 高能粒子在主限制器和 ICRF 限制器上产生的能量沉积与 EAST 上由可见光相机观测得实验结果 (图 8(c)) 一致. 由于主限制器相对于 I 窗口的 ICRF 天线限制器更靠近等离子体, 因而主限制器上产生的热斑更大. 而由于等离子体电流为逆时针方向, ICRF 天线左限制器上高能粒子的能量沉积大于右限制器上的能量沉积.

除了环向波纹场, 磁流体不稳定性也是引起高能粒子损失的重要原因. 为了理解它对高能粒子损失轨道的影响, 使用了粒子导心轨道程序 ORBIT^[24] 对无磁扰动、有磁扰动和同时存在磁扰动和波纹场

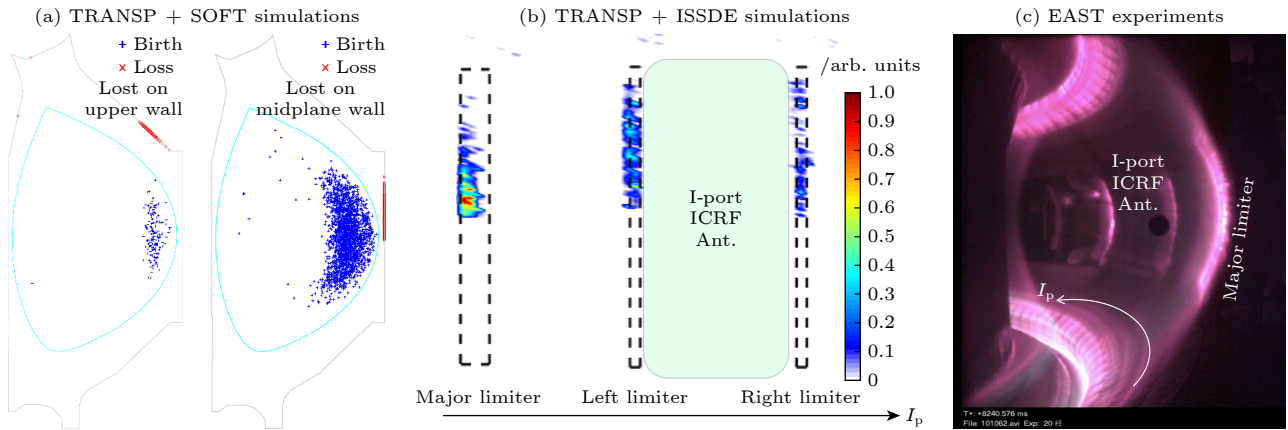


图 8 NBI 与 ICRF 协同加热产生的高能氘离子 (a) 初始位置 (蓝色) 与第一壁损失 (红色); (b) 在第一壁上的能量沉积; (c) 实验上观测到的 D_α 信号. 其中, 在 SOFT 和 ISSDE 模拟计算中都只考虑了碰撞和环向波纹场

Fig. 8. (a) Initial position (blue) and first wall loss (red) of the NBI-ICRF synergistic heating induced fast Deuterium ions; (b) power deposition of the fast ions on the first wall and its comparison with (c) observed D_α signal in experiments. Here, both collision and toroidal field ripple are considered in the SOFT and ISSDE calculations.

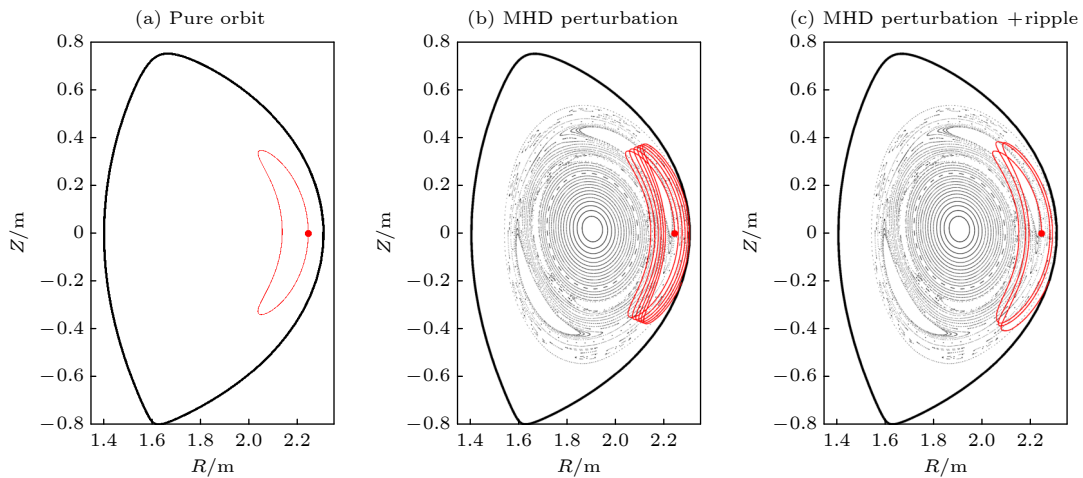


图 9 单个高能 D 离子 ($E = 60$ keV) 在 (a) 无磁扰动, (b) 有磁扰动, (c) 有磁扰动和环向波纹场时的粒子导心轨道

Fig. 9. Guiding center orbit of a fast Deuterium ion with energy of $E = 60$ keV in the presence of (a) no magnetic field perturbation, (b) magnetic field perturbation, (c) both magnetic field perturbation and toroidal magnetic field ripple.

这三种情况进行了计算. 在该计算中, 高能氘离子的能量为 60 keV, 初始位置为 0.8ψ , 投掷角 ($v_{\parallel}/v$) 为 0.3. 其中 ψ 为归一化磁通, $v_{\parallel}$ 为平行于磁力线的速度. 磁扰动使用了理想磁岛模型^[25], 磁扰动幅度为 2×10^{-4} , 频率为 10 kHz, 模数为 (2, 1) 模. 计算结果表明, 该捕获离子在磁扰动的影响下, 其粒子轨道会在径向上发生向外的偏移, 并最终损失在第一壁. 轨道偏移最大的地方为离子进动到捕获轨道反弹点时. 当磁扰动和环向波纹场同时存在时, 粒子轨道的径向偏移量更大, 粒子损失得越快 (如图 9). 从高能粒子损失方面来说, 这两种机制也存在协同作用. 因此, 在磁约束聚变等离子体中, 当环向电流线圈及其产生的环向波纹场不可改变时, 应尽量减少磁流体不稳定性 (包括各种高能粒子模) 及其引起的磁扰动, 从而减小高能粒子损失.

5 结 论

ICRF 与 NBI 不仅是现有磁约束聚变装置广泛使用的两种加热方法, 也是未来聚变堆将使用的主要加热方法. ICRF 与 NBI 的协同加热可以产生大量的高能粒子, 这些高能粒子在提高等离子体参数的同时也能提高聚变反应率和中子产额. 然而, 未经充分慢化的高能粒子损失会对装置器壁造成损伤. 因此, 协同加热条件下高能粒子的产生和输运一直都是磁约束核聚变研究的重点.

本文首先对 ICRF 与 NBI 协同加热的基本原理做了介绍. 由于有限拉莫尔半径效应, ICRF 波的电场梯度可有效加速位于高次谐波共振层的 NBI 高能离子, 从而实现协同加热. EAST 实验表明, 通过 1.5 MW 的 ICRF 和 1.0 MW 的 NBI 协同加热, 可以将等离子体极向比压、等离子体储能、离子温度和中子产额分别提高约 35%, 33%, 22% 和 80%. 同时, 协同加热也大量产生了能量在约 100 keV 量级的高能粒子, 形成了高能氘离子尾巴.

通过基于实验的 TRANSP 模拟可知, 初始能量为 60 keV 的 NBI 高能氘离子可被协同加热提高至 600 keV. 协同加热下加速的高能离子主要集中在等离子体芯部, 且投掷角主要为 $v_{\parallel}/v = 0.2 - 0.4$. 被加速后的离子在 $E < 400$ keV 时既有捕获离子, 又有同向通行离子. 而被加速后的离子在 $E > 400$ keV 时则只有同向通行离子. 这是因为对于投掷角相同的离子来说, 当粒子能量越大时, 其平行

方向的速度也越大, 粒子更容易穿透磁阱而成为通行离子. 研究中还发现, 当 EAST 使用常用的环向磁场 ($B_t = 2.5$ T) 时, 氘离子的二次谐波共振层和氢离子的基频共振层重叠. 此时当氢少子含量越低时, ICRF 的二次谐波与 NBI 的协同加热效果越强, 所产生的高能粒子能量也越大. 而当 EAST 降低磁场至 $B_t = 1.7$ T 时, 氘离子的三次谐波共振层位于磁轴附近, 氢离子的基频共振层位于托卡马克外. 此时氢少子含量对 ICRF 的三次谐波与 NBI 的协同加热不产生影响. 除了改变氢少子含量外, 提高 ICRF 和 NBI 加热功率、使用 ICRF 在轴加热、优化 NBI 注入角度等都可以进一步提高协同加热以及氘离子分布的高能尾巴.

进一步地, 我们将 TRANSP 计算得到高能粒子分布代入到粒子轨道程序 ORBIT 和 ISSDE 中, 计算了高能粒子的输运和损失. 研究表明, NBI 与 ICRF 协同加热产生的更多的高能粒子, 因此在考虑存在环向波纹场和碰撞的情况下, 其引起的高能粒子损失也越多. 而当进一步考虑磁流体不稳定性时, 高能粒子向外偏移的轨道更大, 输运更强, 损失的高能粒子越多. 这些损失高能粒子的初始位置都位于低场侧, 且损失轨道大部分为捕获粒子轨道. 这是因为位于低场侧的粒子才能落到磁阱中成为捕获粒子. 相对于通行粒子, 位于低场侧的捕获粒子会在反弹点附近平行速度变得非常小, 因而受环向波纹场 (ripple) 和碰撞的影响越大, 向外的轨道漂移也更大, 更容易损失掉. 计算结果和实验结果都表明, 高能粒子主要损失在主限制器以及 ICRF 和低杂波限制器的中上平面. 这主要是由于这些限制器的中平面最靠近等离子体, 因而最容易受到高能粒子的轰击. 其次, 由于等离子体电流从装置顶部俯视为逆时针方向, 因而同向捕获粒子轨道的外半圈在极向上是向下的, 捕获粒子更容易落到限制器的中上平面. 这些损失的高能粒子是造成限制器上热斑的主要原因之一. 因此, 为了保障装置的安全稳定运行, 亟需减小高能粒子的径向输运和损失. 在未来的研究中, 将进一步在实验和理论上探索控制高能粒子分布以及减小高能粒子损失的方法.

参考文献

- [1] Ongena J, Kazakov Y O, Baranov, et al. 2017 *EPJ Web of Conferences* **157** 02006
- [2] Gallart D, Mantsinen M J, Challis C, et al. 2018 *Nucl. Fusion*

- 58 106037
- [3] Bilato R, Brambilla M, Maj O, et al. 2011 *Nucl. Fusion* **51** 103034
 - [4] Tardini G, Bilato R, Fischer R, et al. 2019 *Nucl. Fusion* **59** 046002
 - [5] Choi M, Chan V S, Chiu S C, et al. 2003 *AIP Conference Proceedings* **694** 86
 - [6] Koch R, Van Wassenhove G, Van Eester D, et al. 1995 *Plasma Phys. Control. Fusion* **37** A291
 - [7] Kimura H, Fujii T, Tobita K, et al. 1991 *Nucl. Fusion* **31** 83
 - [8] Hamamatsu K, Azumi M, Kishimoto Y, et al. 1989 *Nucl. Fusion* **29** 147
 - [9] Yamagiwa M, Kishimoto Y, Fujii T, et al. 1993 *Nucl. Fusion* **33** 493
 - [10] Hellesen C, Mantsinen M, Conroy S, et al. 2018 *Nucl. Fusion* **58** 056021
 - [11] Eriksson J, Nocente M, Binda F, et al. 2015 *Nucl. Fusion* **55** 123026
 - [12] Salewski M, Nocente M, Jacobsen A S, et al. 2017 *Nucl. Fusion* **57** 056001
 - [13] Mantsinen M J, Mayoral M L, Van Eester D, et al. 2004 *Nucl. Fusion* **44** 33
 - [14] Van Eester D, Lerche E, Andrew Y, et al. 2009 *Plasma Phys. Control. Fusion* **51** 044007
 - [15] Kazakov Y O, Nocente M, Mantsinen M J, et al. 2020 *Nucl. Fusion* **60** 112013
 - [16] Weiland M, Bilato R, Geiger B, et al. 2017 *Nucl. Fusion* **57** 116058
 - [17] Start D, Adams J M, Ageladarakis P, et al. 1998 *Plasma Phys. Control. Fusion* **40** A87
 - [18] Zhang W, Zhu G H, Zhang X J, et al. 2023 *Nucl. Fusion* **63** 056015
 - [19] Jacquinot J, the JET team 1999 *Plasma Phys. Control. Fusion* **41** A13
 - [20] Gibney E 2022 *Nature* **602** 371
 - [21] Stix T H 1975 *Nucl. Fusion* **15** 737
 - [22] He K, Sun Y, Wan B N, et al. 2021 *Nucl. Fusion* **61** 016009
 - [23] Zheng Y F, Xiao J Y, Wang Y P, et al. 2021 *Chin. Phys. B* **30** 095201
 - [24] White R B 1990 *Phys. Fluids B* **2** 845
 - [25] Mynick H E 1993 *Phys. Fluids B* **5** 1471

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

Investigation of ICRF-NBI synergetic heating induced fast ion distribution and transport in EAST tokamak^{*}

Zhang Wei¹⁾ Zhang Xin-Jun^{1)†} Liu Lu-Nan¹⁾ Zhu Guang-Hui²⁾
 Yang Hua¹⁾ Zhang Hua-Peng³⁾ Zheng Yi-Feng¹⁾ He Kai-Yang¹⁾
 Huang Juan¹⁾

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

2) (*College of Physics and Optoelectronic Engineering, Shenzhen University, Shenzhen 518060, China*)

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

(Received 29 March 2023; revised manuscript received 31 May 2023)

Abstract

In magnetic confinement fusion plasmas, radio-frequency wave heating in the ion cyclotron range of frequencies (ICRF) and neutral beam injection (NBI) are two main heating methods. Their synergetic heating has long been a key topic in fusion research. In this work, we clarify the basic principles of ICRF high harmonic heating and the synergetic heating between ICRF and NBI. Then, we perform a series of experiments on EAST tokamak and carry out the corresponding TRANSP simulations. The results indicate that the ICRF-NBI synergetic heating not only significantly increases the plasma parameters (including poloidal beta, plasma stored energy, ion temperature and neutron yield), but also generates a large number of energetic particles and develops an energetic particle tail in its distribution function. For instance, the ICRF third harmonic heating with 1 MW of power can increase the energy of NBI fast ions from 60 to 600 keV. By changing the hydrogen minority concentration, improving the ICRF and NBI heating power, using the on-axis ICRF heating or optimizing the NBI injection angle, the ICRF-NBI synergetic heating effect can be further enhanced, accompanied with an increase of fast ion energy. Moreover, by using the fast ion distribution as input in the orbit tracing code, the transport and loss of energetic particles are calculated. The results show that the initial positions of the lost energetic particles are on the low field side, and their orbits are mainly trapped orbits. The loss of energetic particles is mainly located in the middle and upper plane of the main limiter, ICRF and LH antenna limiters. The lost of these energetic particles are considered as one of the main reasons why hot spots occur on the limiters.

Keywords: ion cyclotron resonance heating, neutral beam injection, synergetic heating, fast ion distribution

PACS: 52.25.Xz, 52.20.Dq, 52.35.Hr, 52.50.Gj

DOI: [10.7498/aps.72.20230482](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230482)

^{*} Project supported by the National Magnetic Confinement Fusion Energy Development Research Project of China (Grant Nos. 2022YFE03190200, 2019YFE03070000, 2019YFE03020004) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12175273, 12105184, 11975265, 11975276).

[†] Corresponding author. E-mail: xjzhang@ipp.ac.cn

EAST上离子回旋波与中性束注入协同加热产生的高能粒子分布及输运研究

张伟 张新军 刘鲁南 朱光辉 杨桦 张华朋 郑艺峰 何开洋 黄娟

Investigation of ICRF–NBI synergetic heating induced fast ion distribution and transport in EAST tokamak

Zhang Wei Zhang Xin-Jun Liu Lu-Nan Zhu Guang-Hui Yang Hua Zhang Hua-Peng Zheng Yi-Feng
He Kai-Yang Huang Juan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 215201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230482

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230482>

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

磁路和天线位置对2 cm电子回旋共振离子推力器性能影响的实验研究

Experimental study of magnetic circuit and antenna position influence on performance of 2 cm electron cyclotron resonance ion thruster

物理学报. 2019, 68(23): 235202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191122>

微型电子回旋共振离子源的全局模型

Global model of miniature electron cyclotron resonance ion source

物理学报. 2022, 71(14): 145204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212250>

2 cm电子回旋共振离子推力器离子源中磁场对等离子体特性与壁面电流影响的数值模拟

Numerical simulation of influence of magnetic field on plasma characteristics and surface current of ion source of 2-cm electron cyclotron resonance ion thruster

物理学报. 2021, 70(7): 075204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201667>

容性耦合等离子体中电子加热过程及放电参数控制

Electron heating dynamics and plasma parameters control in capacitively coupled plasma

物理学报. 2021, 70(9): 095214 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210473>

HL-2A上NBI加热H模实验的集成模拟分析

Transport analysis of NBI heating H-mode experiment on HL-2 A with integrated modeling

物理学报. 2022, 71(7): 075201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211941>

2 cm电子回旋共振离子源猝灭现象模拟

Numerical study on abnormal flameout of 2-cm electron cyclotron resonance ion source

物理学报. 2022, 71(8): 085203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212151>

专题: 磁约束等离子体中的高能粒子

负三角形变托卡马克位形下高能离子
激发鱼骨模的模拟研究*任珍珍¹⁾ 申伟^{2)†}

1) (安徽大学物理与光电工程学院, 合肥 230601)

2) (中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

(2023 年 4 月 23 日收到; 2023 年 7 月 17 日收到修改稿)

负三角形变位形下的托卡马克具有更低的湍流输运和更好的能量约束, 被认为是未来聚变堆一个更好的选择. 为了探索负三角形变位形下高能离子激发不稳定性的特征, 使用动理学-磁流体混合模型程序 M3D-K 开展了此位形下高能离子激发鱼骨模的线性不稳定性及非线性演化的模拟研究. 基于类 EAST 参数条件, 模拟发现负三角形变解稳理想内扭曲模不稳定性, 但会致稳鱼骨模不稳定性. 非线性模拟发现在没有磁流体非线性效应时, 负三角形变位形下的鱼骨模更不容易饱和, 可能的解释是相比于正三角形变位形, 在负三角形变位形下的高能离子轨道更接近与芯部, 因而更容易驱动鱼骨模不稳定性. 这些结果表明考虑高能离子激发的鱼骨模不稳定性后, 负三角形变位形相比于正三角形变位形并没有明显优势.

关键词: 负三角形变, 高能离子, 鱼骨模**PACS:** 52.25.Xz, 52.35.Bj, 52.30.Gz, 52.35.Py**DOI:** 10.7498/aps.72.20230650

1 引言

托卡马克是最有前景的磁约束聚变装置之一, 其中等离子体截面的形变对于其约束与稳定性具有显著的影响. 因此, 对于未来的聚变装置, 形变参数是关键的设计参数之一^[1-4]. 近年在 TCV 托卡马克装置上的研究发现相比于传统的正三角形变, 负三角形变可降低湍流进而改善等离子体约束^[5,6]. 随后, DIII-D 托卡马克装置上也采用了负三角形变位形在 L 模下放电, 发现达到了较高的归一化比压值 ($\beta_N = 2.7$) 以及相当于 H 模的约束性能 ($H_{98y2} = 1.2$), 并且没有边界局域模发生^[7]. 另外, 负三角形变位形可以降低偏滤器的热负载, 这些优点使其被认为是未来聚变堆的一个更好的选择^[8].

高能粒子物理对于未来聚变堆中的燃烧等离子体来说是一个很重要的研究方向^[9]. 这是由于在未来的磁约束核聚变堆中, 实现自持燃烧的等离子体中的氦氦聚变反应会产生大量的快阿尔法粒子. 此外, 辅助加热下如中性束注入、离子回旋加热等也会产生大量的快粒子. 这些快粒子可以激发出各种不稳定性, 这些不稳定性反过来会引起很强的快粒子输运并导致快粒子损失到装置的第一壁, 大量的快阿尔法粒子输运会严重降低其对背景等离子体的加热效率. 另外, 快粒子可能对磁流体不稳定性如新经典撕裂模、内扭曲模、电阻壁模等有显著的影响, 而这些磁流体不稳定性有可能严重降低等离子体约束性能甚至会导致托卡马克破裂.

高能离子激发的不稳定性包括阿尔芬本征模不稳定性、快粒子模、鱼骨模等. 其中, 鱼骨模不

* 国家磁约束核聚变能发展研究专项 (批准号: 2019YFE03050002)、国家自然科学基金 (批准号: 12005003, 11975270) 和等离子体所科学基金 (批准号: DSJJ-2022-04) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: shenwei@ipp.ac.cn

稳定性最早在 PDX 装置上有中性束注入的条件下被观测到^[10], 是环向模数和极向模数都为 1 的一种芯部不稳定性. 鱼骨模不稳定性在实验中被观测到之后, 有两种理论被用来解释鱼骨模不稳定性形成的物理机制. 1984 年 Chen 等^[11] 认为鱼骨模是捕获高能量离子通过进动频率共振激发的. 另外, 1986 年, Coppi 和 Porcelli^[12] 在考虑热离子逆磁效应后认为鱼骨模是一种类磁流体模, 其频率与热离子逆磁漂移频率相当. 随后, 鱼骨模在多个装置上被观测到^[13–20], 因此鱼骨模是一种常见的高能量粒子激发的不稳定性.

然而, 目前针对负三角形变位形的磁约束等离子体开展的高能量粒子物理相关的工作较少, DIII-D 装置上开展了负三角形变位形下的高能量粒子激发阿尔芬本征模不稳定性的实验, 发现相比于正三角形变位形阿尔芬本征模引起的高能量粒子输运并没有明显减弱^[21], 但是相关的工作没有理论模拟方面的分析, 主要是实验观测结果. 因此, 本工作针对负三角形变位形等离子体, 使用动理学-磁流体混合模型程序 M3D-K 开展了高能量粒子激发的鱼骨模不稳定性的模拟研究, 线性模拟结果发现负三角形变位形解稳理想内扭曲模不稳定性, 但会致稳鱼骨模不稳定性. 然而, 非线性模拟发现在没有磁流体非线性效应时, 负三角形变位形下的鱼骨模更不容易饱和. 这些结果表明考虑高能量粒子激发的鱼骨模不稳定性后, 负三角形变位形相比于正三角形变位形并没有明显优势.

本文分为以下几个部分, 第 2 节简单介绍了 M3D-K 程序所用的物理模型以及模拟所用的主要参数. 第 3 节展示了负三角形变下鱼骨模不稳定性的线性模拟结果. 第 4 节展示了负三角形变下鱼骨模不稳定性的非线性模拟结果. 最后, 第 5 节给出了本工作的结论.

2 M3D-K 程序模型以及参数设置

2.1 M3D-K 程序模型

本文使用了动理学-磁流体混合模型程序 M3D-K^[22,23]. 该程序使用电阻磁流体模型描述热等离子体, 使用漂移动理学或者回旋动理学模型描述高能量粒子. 磁流体方程组在极向截面采用有限元方法求解, 在大环方向采用 4 阶有限差分或者拟谱法. 由于 M3D-K 代码采用柱坐标系, 在磁轴处

不存在奇异点, 因而适用于等离子体芯部磁流体不稳定性的数值模拟. 对于高能离子部分, 为了降低粒子噪声以及模拟所需粒子数量, 程序采用了 δf 方法. M3D-K 程序通过在动量方程中包含高能离子压强张量, 将高能离子与背景磁流体自洽耦合. 对于背景等离子体部分, 程序还可以包含双流体效应, 以及包括热离子逆磁漂移、电子压强等物理效应. M3D-K 程序已经成功被用来模拟各种磁流体不稳定性与高能离子的相互作用^[24–35], 是模拟高能离子不稳定性的有力工具.

M3D-K 程序所用的方程组如下, 高能量粒子效应通过压强耦合进入动量方程:

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla P - \nabla \cdot \mathbf{P}_h + \nu \nabla^2 \mathbf{v}. \quad (1)$$

连续性方程:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0. \quad (2)$$

能量方程:

$$\frac{dp}{dt} = -\gamma p \nabla \cdot \mathbf{v} + \rho \nabla \cdot \boldsymbol{\kappa} \cdot \nabla \frac{p}{\rho}. \quad (3)$$

法拉第定律:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}. \quad (4)$$

安培定律:

$$\mu_0 \mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B}. \quad (5)$$

欧姆定律:

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{J}. \quad (6)$$

这里 ρ , P , $\mathbf{v}$, $\mathbf{E}$, $\mathbf{B}$, $\mathbf{J}$, γ , μ_0 , $\boldsymbol{\kappa}$, η , ν 分别表示质量密度、压强、流体速度、电场、磁感应强度、电流密度、绝热系数、真空磁导率、热传导系数张量、电阻率、黏滞系数. $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$.

高能量粒子压强张量在忽略非对角项的情况下使用 Chew-Goldberger-Low (CGL) 形式:

$$\mathbf{P}_h = P_\perp \mathbf{I} + (P_\parallel - P_\perp) \mathbf{b} \mathbf{b}, \quad (7)$$

式中, $\mathbf{I}$ 表示单位矩阵; $\mathbf{b}$ 是磁场方向单位矢量; 平行和垂直磁场方向的压强利用高能量粒子分布函数 F 在回旋中心坐标 $(\mathbf{X}, v_\parallel, \mu)$ 中计算,

$$P_\parallel(\mathbf{x}) = \int m v_\parallel^2 \delta(\mathbf{x} - \mathbf{X} - \boldsymbol{\rho}_h) F(\mathbf{X}, v_\parallel, \mu) \times B^{**} d^3 \mathbf{X} dv_\parallel d\mu d\theta, \quad (8)$$

$$P_{\perp}(\mathbf{x}) = \int \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 \delta(\mathbf{x} - \mathbf{X} - \boldsymbol{\rho}_h) F(\mathbf{X}, v_{\parallel}, \mu) \times B^{**} d^3 \mathbf{X} dv_{\parallel} d\mu d\theta, \quad (9)$$

其中 $\boldsymbol{\rho}_h = \mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{b} / \Omega$ 是回旋半径矢量, $\Omega = eB/m$ 是回旋频率, e 是电子电荷量, $(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ 是高能粒子相空间坐标, μ 是磁矩, θ 是回旋角.

高能粒子回旋中心分布函数 F 可以表示为

$$F = F(\mathbf{X}, v_{\parallel}, \mu) = \sum_i \delta(\mathbf{X} - \mathbf{X}_i) \delta(v_{\parallel} - v_{\parallel,i}) \delta(\mu - \mu_i), \quad (10)$$

其中 δ 是狄拉克函数.

高能粒子的运动用回旋动力学或者漂移动力学来描述:

$$\frac{d\mathbf{X}}{dt} = \frac{1}{B^{**}} \left\{ v_{\parallel} \mathbf{B}^* - \mathbf{b}_0 \left[\langle \mathbf{E} \rangle - \frac{1}{e} \mu \nabla (B_0 + \langle \delta B \rangle) \right] \right\}, \quad (11)$$

$$m \frac{dv_{\parallel}}{dt} = \frac{e}{B^{**}} \mathbf{B}^* \left[\langle \mathbf{E} \rangle - \frac{1}{e} \mu \nabla (B_0 + \langle \delta B \rangle) \right], \quad (12)$$

其中, $\mathbf{E}$ 是总的电场, $\mathbf{B}$ 是总的磁场, $\mathbf{b}_0$ 是沿平衡磁场方向的单位矢量, B_0 和 δB 分别是平衡和扰动的磁场. $\langle \cdot \rangle$ 表示回旋平均, 如果是漂移动力学的话直接用粒子导心处的电磁场. 变量 $\mathbf{B}^*$ 和 B^{**} 分别表示为

$$\mathbf{B}^* = \mathbf{B}_0 + \langle \delta \mathbf{B} \rangle + \frac{m v_{\parallel}}{e} \nabla \times \mathbf{b}_0, \quad (13)$$

$$B^{**} = \mathbf{B}^* \cdot \mathbf{b}_0. \quad (14)$$

2.2 初始参数与平衡剖面设置

主要的平衡剖面 and 参数根据 EAST 托卡马克装置的 #71320 炮设置 [36], 主要参数如下: 小半径 $a = 0.45$ m, 大半径 $R_0 = 1.86$ m, 椭圆形变 $\kappa = 1.63$, 三角形变 $\delta = -0.436$, 磁轴处磁场 $B_0 = 1.615$ T, 磁轴处电子密度 $n_{e0} = 5.52 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 阿尔芬速度 $v_A = B_0 / (\mu_0 \rho_0)^{1/2} = 3.35 \times 10^6$ m/s, 阿尔芬时间 $\tau_A = R_0 / v_A = 5.55 \times 10^{-7}$ s, 磁轴处包括热等离子体和快离子的总压强 $\beta_{\text{total},0} = 4.61\%$. 这里 μ_0 是真空磁导率, ρ_0 是磁轴处的热等离子体质量密度. 平衡的安全因子剖面和压强剖面如图 1 中蓝线所示, 其中 Ψ 是归一化极向磁通, 其在磁轴处值为 0, 在等离子体最外闭合磁面处为 1. $q = 1$ 面的位置如图 1 中红色虚线所示, 在 $\Psi = 0.171$ 处. 在本工作中为了简化分析, 热等离子体密度的径向分布取为常数.

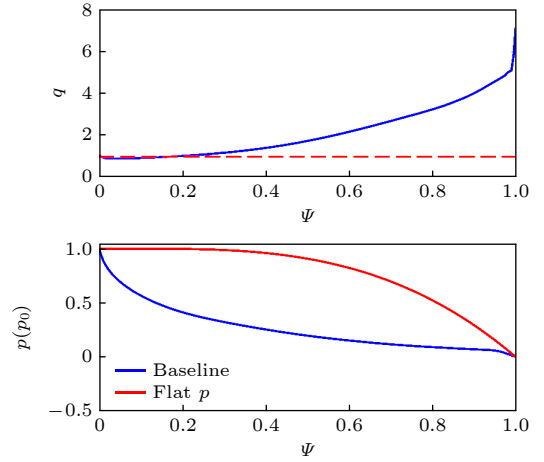


图 1 安全因子与总压强平衡剖面

Fig. 1. Equilibrium profiles of safety factor and total pressure.

考虑中性束注入产生的高能离子, 其入射能量为 $E_0 = 58$ keV. 高能离子在速度方向以及在实空间的径向分布表达式为

$$f = \frac{cH(v_0 - v)}{v^3 + v_c^3} \exp[-(\Lambda - \Lambda_0)^2 / \Delta \Lambda^2] \times \exp(-\langle \Psi \rangle / \Delta \Psi), \quad (15)$$

其中 c 是常数, H 是阶跃函数, $v_0 = \sqrt{2E_0/m_D} = 2.36 \times 10^6$ m/s 是高能离子的入射速度, m_D 是氘离子质量, $\Lambda \equiv \mu B_0 / E$, $\Lambda_0 = 0.8$, $\Delta \Lambda = 0.2$, $\Delta \Psi = 0.27$, $\langle \Psi \rangle$ 是高能离子轨道平均的极向磁通, $v_c \equiv (0.75 \sqrt{\pi m_e / m_i})^{1/3} (2T_e / m_e)^{1/2} = 1.93 \times 10^6$ m/s 是临界速度, m_e 是电子质量, m_i 是离子质量, T_e 是电子温度.

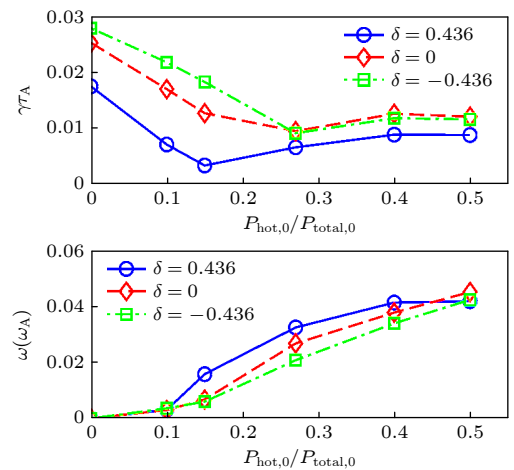


图 2 不同三角形变下模频率和线性增长率与快离子压强比值 $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0}$ 的关系

Fig. 2. Mode frequency and linear growth rate as a function of the fast ion pressure fraction $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0}$.

3 线性模拟结果

首先分析在负三角形变条件下的鱼骨模的线性不稳定性结果. 图 2 对比了正三角形变 $\delta = 0.436$, 无三角形变 $\delta = 0$, 负三角形变 $\delta = -0.436$ 位形下快离子激发内扭曲模以及鱼骨模的情况, 图中 $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0}$ 是快离子压强与总压强比值, $P_{\text{hot},0}$ 是磁轴处快离子压强值, $P_{\text{total},0}$ 是磁轴处总压强值. 可以看出, 当没有快离子效应时, 三种位形下的理想内扭曲模都是不稳定的, 并且负三角形变对理想内扭曲模不稳定性起解稳作用, 正三角形变对理想内扭曲模起致稳作用. 当快离子压强比值 $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0}$ 增大时, 快离子的动理学效应会致稳内扭曲模^[37–39]. 然而, 当快离子压强增大到超过一定阈值时, 鱼骨模不稳定性被快离子共振激发. 另外, 从图 2 可以看出, 无三角形变或者负三角形变下鱼骨模很难激发 (激发阈值值比较高), 但一旦被激发则增长更快; 正三角形变下激发鱼骨模的阈值比较低, 但被激发后却增长得慢一些. 对于三角形变影响内扭曲模的分析, 之前 Eriksson 和 Wahlberg^[40] 的工作发现正的椭圆形变和正的三角形变对理想内扭曲模起稳定作用. Martynov 等^[41] 发现三角形变对理想内扭曲模的势能 δW 有重要的贡献, 考虑到三角形变后解析结果与 KINX 程序结果一致. 另外, 他们使用 KINX 磁流体本征程序模拟发现一定参数条件下负三角形变对理想内扭曲模起解稳作用. 这些理论分析结果与本文模拟的结果一致.

图 3 给出了不同高能离子压强比值的模结构. 在负三角形变位形下, 当快离子压强比值 $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0} = 0$ 时, 理想内扭曲模频率为 0, 且模结构是上下对称的 (图 3(a)); 当快离子压强比值 $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0} = 0.15$ 时, 模结构变得扭曲并且有一定大小的模频率 (图 3(b)); 当快离子压强比值 $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0} = 0.4$ 时, 模式变为鱼骨模不稳定性, 并且有更高的模频率 (图 3(c)). 作为对比, 图 3(d) 给出了正三角形变位形下的鱼骨模, 可以看出模结构与负三角形变位形下的鱼骨模很相似.

另外, 由于未来聚变堆运行时需要先稳定磁流体模式, 选取了没有高能粒子影响下理想内扭曲模稳定的算例开展研究. 考虑到环效应对内扭曲模稳定性的影响时, 当 $q = 1$ 面之内的压强梯度足够小时, 内扭曲模会趋于稳定^[42]. 因此, 选取了一个

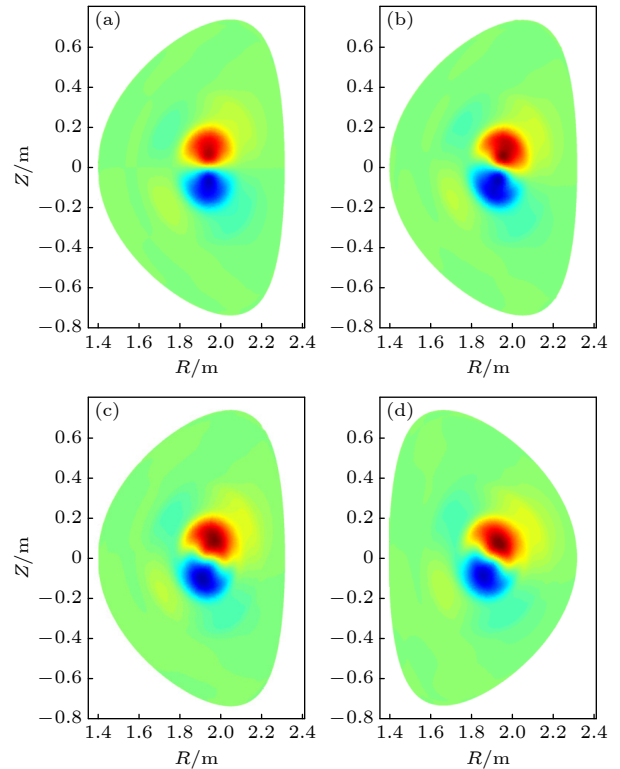


图 3 不同高能离子压强比值 $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0}$ 下的流函数 U (a) $\delta = -0.436$, $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0} = 0$; (b) $\delta = -0.436$, $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0} = 0.15$; (c) $\delta = -0.436$, $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0} = 0.4$; (d) $\delta = 0.436$, $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0} = 0.4$

Fig. 3. Velocity stream function U at different fast ion pressure fraction $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0}$: (a) $\delta = -0.436$, $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0} = 0$; (b) $\delta = -0.436$, $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0} = 0.15$; (c) $\delta = -0.436$, $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0} = 0.4$; (d) $\delta = 0.436$, $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0} = 0.4$.

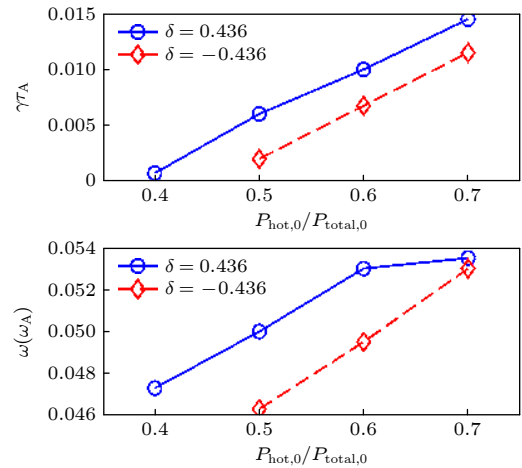


图 4 芯部压强剖面平坦下模频率和线性增长率与快离子压强比值 $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0}$ 的关系

Fig. 4. Mode frequency and linear growth rate as a function of the fast ion pressure fraction $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0}$ with flat pressure profile.

芯部压强剖面平坦并且磁轴处压强值保持不变的算例, 重新计算了不同快粒子驱动时 3 个三角形变

参数下的内扭曲模的线性稳定性, 压强剖面如图 1 的红线所示. 新压强剖面下的鱼骨模增长率以及模频率如图 4 所示. 可以看出, 在新压强剖面下鱼骨模的激发阈值更高, 并且正三角形变下鱼骨模的激发阈值仍然低于负三角形变.

4 非线性模拟结果

本部分考虑没有磁流体非线性效应下的鱼骨模非线性演化, 这里将热等离子体的磁流体响应通过只保留 $n = 1$ 环向扰动而限制为线性的. 由于线性部分中 $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0} = 0.4$ 条件下负三角形变位形的鱼骨模比正三角形变位形的鱼骨模增长率高. 为了更好地对比, 选取了一个更低总比压值 $\beta_{\text{total},0} = 3.91\%$ 的负三角形变位形下的鱼骨模算例, 并且快离子压强比值仍保持为 $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0} = 0.4$, 如图 5 所示. 可以看出, 图 5(a) 中正三角形变鱼骨模与负三角形变鱼骨模的线性增长率基本一样, 增长率均为 $\gamma\tau_A = 0.00906$. 但是正三角形变的鱼骨模可以非线性饱和, 而负三角形变的鱼骨模不能饱和. 图 5(b) 给出了两种三角形变位形下鱼骨模向下扫频的特征, 正三角形变位形下鱼骨模频率从

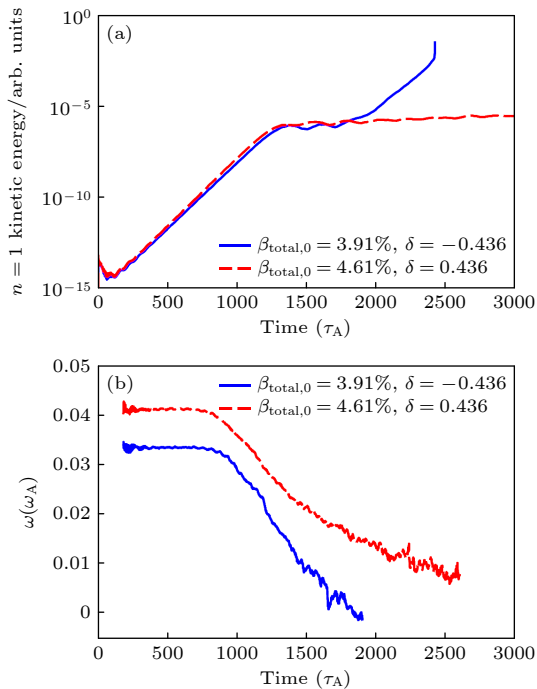


图 5 没有磁流体非线性效应的鱼骨模非线性演化 (a) 动能的 $n = 1$ 分量的演化; (b) 模频率演化

Fig. 5. Time evolution of the fishbone without fluid nonlinearity: (a) $n = 1$ kinetic energy; (b) mode frequency.

$\omega = 0.0413\omega_A$ 向下扫频到 $\omega = 0.00707\omega_A$, 负三角形变位形下鱼骨模频率从 $\omega = 0.0336\omega_A$ 向下扫频到 0. 图 6 为 $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0} = 0.4$, $\beta_{\text{total},0} = 4.61\%$, $\delta = -0.436$ 算例的动能和磁能的 $n = 1$ 分量随时间演化. 可以看出, 它们都随时间线性增长随后饱和, 线性增长率一致. 但是, 由于本文的非线性模拟是考虑没有磁流体非线性效应下的演化, 在演化中磁能的 $n = 0$ 分量被限制为不变而只演化 $n = 1$ 分量.

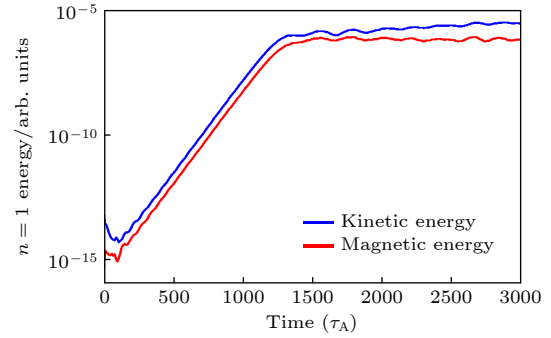


图 6 动能和磁能的 $n = 1$ 分量随时间演化

Fig. 6. Time evolutions of $n = 1$ kinetic energy and magnetic energy.

为了进一步确认三角形变对于鱼骨模非线性演化的影响, 分析了不同三角形变参数下鱼骨模的非线性演化特征. 图 7(a) 给出了在 $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0} = 0.4$ 以及 $\beta_{\text{total},0} = 4.61\%$ 条件下三角形变参数从 $\delta = 0$ 增大到 $\delta = 0.436$ 时鱼骨模的非线性演化. 可以看出, 当没有三角形变时, 鱼骨模非线性并不能饱和; 当三角形变从 $\delta = 0$ 增大到 $\delta = 0.3$ 时, 鱼骨模的线性增长率逐步降低, 但是鱼骨模在非线性和非线性阶段仍然不能饱和; 当三角形变增大到 $\delta = 0.436$ 时, 鱼骨模的增长率进一步减小, 其非线性演化到饱和状态. 作为对比, 图 7(b) 给出了 $P_{\text{hot},0}/P_{\text{total},0} = 0.4$ 以及 $\beta_{\text{total},0} = 3.91\%$ 条件下三角形变参数从 $\delta = 0$ 减小到 $\delta = -0.436$ 时鱼骨模的非线性演化. 当三角形变 $\delta = 0$ 时, 鱼骨模的非线性演化到饱和状态, 与图 7(a) 中 $\delta = 0$ 的算例对比说明总比压值降低有利于鱼骨模非线性演化趋于饱和. 当三角形变从 $\delta = 0$ 减小到 $\delta = -0.2$ 时, 鱼骨模的非线性演化仍然是饱和状态, 当三角形变进一步减小至 $\delta = -0.3$ 以下时, 鱼骨模的非线性演化趋于无法饱和. 值得注意的是, 三角形变参数从 $\delta = -0.2$ 降低到 $\delta = -0.436$ 时, 鱼骨模的线性增长率增幅不大, 但是非线性演化却变化非常明显.

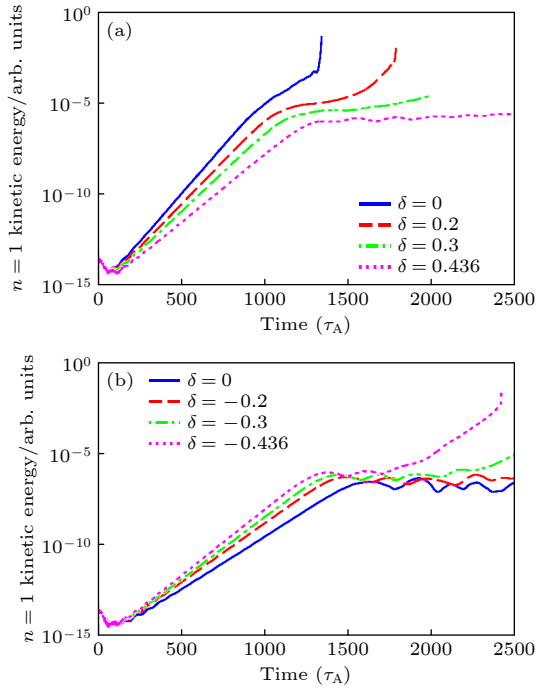


图7 不同三角形变参数下的鱼骨模动能的 $n = 1$ 分量的演化 (a) $\beta_{\text{total},0} = 4.61\%$; (b) $\beta_{\text{total},0} = 3.91\%$

Fig. 7. The $n = 1$ kinetic energy evolution of the fishbone with different triangularity: (a) $\beta_{\text{total},0} = 4.61\%$; (b) $\beta_{\text{total},0} = 3.91\%$.

为了解释负三角形变参数下鱼骨模非线性演化不容易饱和的原因, 分别在图5的两个算例中取了两组快离子对比, 每组快离子的能量、抛射角以及所在的平均径向位置都基本相同, 如图8所示. 图中红色的粒子轨道对应粒子能量 $E = 57.7 \text{ keV}$, $\Lambda = 1.05$, $P_\phi = -0.27$, 其中 P_ϕ 是快离子的环向角动量, 对应于快离子在径向的位置, $P_\phi = Ze\Psi +$

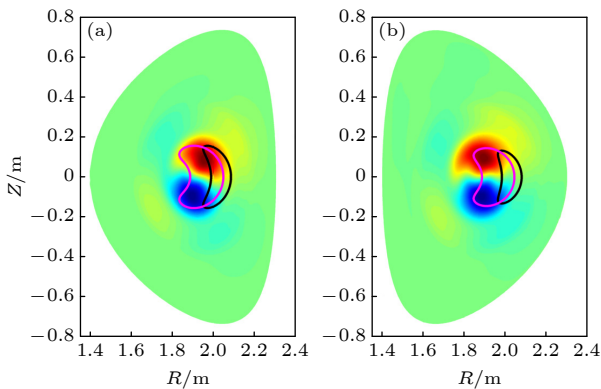


图8 不同三角形变变形下的捕获高能离子轨道 (a) $\delta = -0.436$, $\beta_{\text{total},0} = 3.91\%$; (b) $\delta = 0.436$, $\beta_{\text{total},0} = 4.61\%$

Fig. 8. Orbits of trapped fast ions with different triangularity: (a) $\delta = -0.436$, $\beta_{\text{total},0} = 3.91\%$; (b) $\delta = 0.436$, $\beta_{\text{total},0} = 4.61\%$.

$mv_{\parallel}RB_\phi/B$. 另外, 黑色的粒子轨道对应粒子能量 $E = 49.8 \text{ keV}$, $\Lambda = 0.985$, $P_\phi = -0.33$. 可以看出, 两组高能离子都是捕获粒子且位于等离子体芯部, 与鱼骨模结构的位置基本相同. 研究发现, 在负三角形变变形下的高能离子轨道更接近芯部, 因此更有利于快离子与鱼骨模之间的能量交换, 这可能是在负三角形变变形下鱼骨模更不容易饱和的原因.

5 结 论

本文使用动理学-磁流体混合模型程序 M3D-K 研究了负三角形变变形下高能离子激发鱼骨模的线性特征以及非线性演化. 基于类 EAST 参数条件, 线性模拟结果发现负三角形变对内扭曲模起解稳作用, 正三角形变对内扭曲模起致稳作用. 当快离子压强增大到超过一定阈值时, 不同三角形变变形下的鱼骨模不稳定性都会被快离子共振激发, 并且正三角形变下鱼骨模的快离子压强激发阈值更低. 另外, 正三角形变会致稳鱼骨模不稳定性, 而负三角形变对鱼骨模起轻微的致稳作用. 非线性模拟研究结果发现降低总比压值有利于鱼骨模非线性演化趋于饱和. 另外, 发现负三角形变下鱼骨模非线性演化不容易饱和, 其可能的原因在于负三角形变变形下的高能离子轨道更接近芯部, 因此更有利于高能离子驱动鱼骨模时将能量传输给鱼骨模不稳定性.

本研究没有考虑热等离子的磁流体非线性, 因而在鱼骨模的非线性演化中没有考虑模耦合以及 $n = 0$ 带状流, 这些效应应该有助于鱼骨模的非线性演化趋于饱和, 这将成为以后工作考虑的物理效应. 另外, 本文采用的是类 EAST 参数条件, 未来可以对 ITER 装置下做进一步的负三角形变鱼骨模不稳定性的理论模拟分析.

感谢浙江大学傅国勇教授的讨论. 本文的数值计算是在中国科学院等离子体物理研究所的“神马”大型高性能计算集群上开展的.

参考文献

- [1] Hofmann F, Sauter O, Reimerdes H, et al. 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 2918

- [2] Camenen Y, Pochelon A, Behn R, et al. 2007 *Nucl. Fusion* **47** 510
- [3] Solomon W M, Snyder P B, Burrell K H, et al. 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 135001
- [4] Snyder P B, Solomon W M, Burrell K H, et al. 2015 *Nucl. Fusion* **55** 083026
- [5] Reimerdes H, Pochelon A, Sauter O, et al. 2000 *Plasma Phys. Control. Fusion* **42** 629
- [6] Marinoni A, Brunner S, Camenen Y, et al. 2009 *Plasma Phys. Control. Fusion* **51** 055016
- [7] Austin M E, Marinoni A, Walker M L, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 115001
- [8] Medvedev S, Kikuchi M, Villard L, et al. 2015 *Nucl. Fusion* **55** 063013
- [9] Chen W, Wang Z X 2020 *Chin. Phys. Lett.* **37** 125001
- [10] McGuire K, Goldston R, Bell M, et al. 1983 *Phys. Rev. Lett.* **50** 891
- [11] Chen L, White R B, Rosenbluth M N 1984 *Phys. Rev. Lett.* **52** 1122
- [12] Coppi B, Porcelli F 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 2272
- [13] Heidbrink W W, Bol K, Buchenauer D, et al. 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 835
- [14] Heidbrink W W, Sager G 1990 *Nucl. Fusion* **30** 1015
- [15] Nave M F F, Campbell D J, Joffrin E, et al. 1991 *Nucl. Fusion* **31** 697
- [16] von Goeler S, Roquemore A L, Johnson L C, et al. 1996 *Rev. Sci. Instrum.* **67** 473
- [17] Kass T, Bosch H S, Hoenen F, et al. 1998 *Nucl. Fusion* **38** 807
- [18] Chen W, Ding X T, Liu Y, et al. 2010 *Nucl. Fusion* **50** 084008
- [19] Xu L Q, Zhang J Z, Chen K Y, et al. 2015 *Phys. Plasmas* **22** 122510
- [20] Shi P W, Chen W, Duan X R 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 035202
- [21] Van Zeeland M A, Collins C S, Heidbrink W W, et al. 2019 *Nucl. Fusion* **59** 086028
- [22] Park W, Belova E V, Fu G Y, et al. 1999 *Phys. Plasmas* **6** 1796
- [23] Fu G Y, Park W, Strauss H R, et al. 2006 *Phys. Plasmas* **13** 052517
- [24] Lang J Y, Fu G Y, Chen Y 2010 *Phys. Plasmas* **17** 042309
- [25] Cai H S, Fu G Y 2012 *Phys. Plasmas* **19** 072506
- [26] Shen W, Fu G Y, Sheng Z M, et al. 2014 *Phys. Plasmas* **21** 092514
- [27] Shen W, Wang F, Fu G Y, et al. 2017 *Nucl. Fusion* **57** 116035
- [28] Wang F, Fu G Y, Shen W 2017 *Nucl. Fusion* **57** 016034
- [29] Wang F, Yu L M, Fu G Y, et al. 2017 *Nucl. Fusion* **57** 056013
- [30] Ren Z Z, Wang F, Fu G Y, et al. 2017 *Phys. Plasmas* **24** 052501
- [31] Ren Z Z, Fu G Y, Van Zeeland M A, et al. 2018 *Phys. Plasmas* **25** 122504
- [32] Shen W, Porcelli F 2018 *Nucl. Fusion* **58** 106035
- [33] Chen W, Zhu X L, Wang F, et al. 2019 *Nucl. Fusion* **59** 096037
- [34] Shen W, Wang F, Fu G Y, et al. 2020 *Nucl. Fusion* **60** 106016
- [35] Xu L Q, Shen W, Ren Z Z, et al. 2021 *Nucl. Fusion* **61** 076005
- [36] Ren Z Z, Shen W, Li G Q, et al. 2022 *AIP Advances* **12** 075318
- [37] Porcelli F 1991 *Plasma Phys. Control. Fusion* **33** 1601
- [38] Wang X Q, Wang X G 2016 *Nucl. Fusion* **56** 036024
- [39] Wang X Q, Wang X G 2017 *Nucl. Fusion* **57** 016039
- [40] Eriksson H G, Wahlberg C 2002 *Phys. Plasmas* **9** 1606
- [41] Martynov A, Graves J P, Sauter O 2005 *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** 1743
- [42] Bussac M N, Pellat R, Edery D, et al. 1975 *Phys. Rev. Lett.* **35** 1638

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

Numerical simulations of fishbones driven by fast ions in negative triangularity tokamak^{*}

Ren Zhen-Zhen¹⁾ Shen Wei^{2)†}

1) (*School of Physics and Optoelectronic Engineering, Anhui University, Hefei 230601, China*)

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

(Received 23 April 2023; revised manuscript received 17 July 2023)

Abstract

The discharges with negative triangularity have lower turbulence induced transport and better energy confinement, so the tokamak with negative triangularity is recognized to be a better choice for future fusion device. In order to explore the features of the energetic particle driven instabilities with negative triangularity, the kinetic-magnetohydrodynamic hybrid code M3D-K is used to investigate the linear instability and nonlinear evolution of the fishbone driven by energetic ions with different triangularity. Based on EAST-like parameters, it is found that the negative triangularity destabilizes the ideal internal kink mode, but stabilizes the fishbone instability. Nonlinear simulations show that the fishbone instability with negative triangularity is hard to saturate without fluid nonlinearity. The possible explanation is that the orbits of fast ions are located more centrally with negative triangularity, so the energy exchange between energetic ions and the fishbone is more efficient than that with positive triangularity. These simulation results demonstrate that the negative triangularity does not have an obvious advantage over the positive triangularity, with the fishbone driven by energetic particles considered.

Keywords: negative triangularity, fast ions, fishbone instability

PACS: 52.25.Xz, 52.35.Bj, 52.30.Gz, 52.35.Py

DOI: [10.7498/aps.72.20230650](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230650)

^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2019YFE03050002), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12005003, 11975270), and the Science Foundation of Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences (Grant No. DSJJ-2022-04).

[†] Corresponding author. E-mail: shenwei@ipp.ac.cn

负三角形变托卡马克位形下高能离子激发鱼骨模的模拟研究

任珍珍 申伟

Numerical simulations of fishbones driven by fast ions in negative triangularity tokamak

Ren Zhen-Zhen Shen Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 215202 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230650

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230650>

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

基于嵌套三角形包层结构负曲率太赫兹光纤的研究

Research on negative curvature terahertz fiber based on nested triangle structure cladding

物理学报. 2020, 69(16): 167801 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200457>

三角形结构中磁涡旋自旋波模式的研究

Study of magnetic vortex spin wave mode in triangular structures

物理学报. 2022, 71(19): 194703 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221128>

磁控条件下激波冲击三角形气柱过程的数值研究

Numerical investigations of interactions between shock waves and triangular cylinders in magnetic field

物理学报. 2018, 67(20): 204701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181127>

等腰直角三角形光阱中的电子束手性衍射辐射

Electron beam chiral diffraction radiation in isosceles right triangle light-well

物理学报. 2022, 71(24): 247801 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221417>

高能粒子测地声模与Dimits区漂移波相互作用

Nonlinear interaction of EGAM with DW turbulence in the Dimits shift region

物理学报. 2022, 71(1): 015201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211430>

高超声速三角翼上横流不稳定性的实验研究

Experimental study of crossflow instability in a Mach 6 delta wing flow

物理学报. 2021, 70(13): 134701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201777>

专题: 磁约束等离子体中的高能粒子

EAST 上中性束注入和离子回旋共振加热下
快离子分布函数层析反演*孙延旭¹⁾²⁾ 黄娟^{1)†} 高伟¹⁾ 常加峰¹⁾ 张伟¹⁾ 史唱¹⁾ 李云鹤³⁾

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, 合肥 230026)

3) (北京大学, 核物理与技术国家重点实验室, 北京 100871)

(2023 年 5 月 24 日收到; 2023 年 6 月 30 日收到修改稿)

聚变等离子体中快离子分布函数的速度空间层析反演 (tomography) 是研究磁约束核聚变装置中快离子分布和输运的重要手段. 在东方超环 (experimental advanced superconducting tokamak, EAST) 中性束注入 (neutral beam injection, NBI) 与离子回旋共振加热 (ion cyclotron range of frequencies heating, ICRF) 协同加热实验中, 快离子诊断测量信号以及 TRANSP 模拟获得的快离子分布函数中观测到协同效应产生的高于中性束注入能量的高能粒子. 为了研究快离子分布行为, 获得不同加热条件下诊断测量的快离子分布函数, 采用不同的正则化方法, 增加先验信息以及将快离子 D_α 光谱诊断 (fast-ion D_α spectroscopy, FIDA) 与中子发射谱仪 (neutron emission spectrometers, NES) 相结合等方式, 有效提高快离子诊断信噪比以及在速度空间权重覆盖率, 实现在单独 NBI 加热以及 NBI 和 ICRF 协同加热条件下基于诊断测量的层析反演, 获得真实可靠的快离子分布函数. 这为下一步提高 NBI 与 ICRF 协同加热效率, 研究协同加热机制以及相关的快离子分布和输运行为奠定基础.

关键词: 速度空间层析反演, 快离子 D_α 光谱诊断, 中性束注入, 离子回旋共振加热**PACS:** 52.25.Xz, 52.35.Hr, 52.55.Fa, 52.70.Nc**DOI:** 10.7498/aps.72.20230846

1 引言

在磁约束核聚变装置中, 由中性束注入 (NBI) 和离子回旋共振加热 (ICRF) 等辅助加热产生的快离子在提高电流驱动和等离子体加热效率中起着重要作用^[1]. 协同效应是通过 ICRF 的快波电场梯度加速位于高次谐波共振层附近的束离子, 而协同效应产生高能离子尾巴, 提高等离子体性能的机制在 DIII-D^[2], ASDEX Upgrade^[3], JET^[4,5] 等各大装置上得到实验验证. 各种高能粒子诊断, 如快离子 D_α (FIDA) 诊断^[6,7]、相干汤姆逊散射 (CTS)^[8,9]、

伽马射线光谱 (GRS)^[10,11] 和中子发射光谱 (NES)^[12] 等被应用于协同加热下的快离子分布信息的测量.

高能粒子诊断获得的是快离子分布函数局部的一维投影或其他衍生量, 无法直接得到分布函数. 通过速度空间层析反演 (tomography) 方法^[13,14] 对快离子诊断测量进行反演获得速度空间二维快离子分布函数已经成功应用于各大托卡马克装置, 包括 ASDEX Upgrade^[15–17], DIII-D^[18] 和 MAST^[19]. 特别是在 ASDEX Upgrade, 拥有五视场 FIDA 诊断, 为反演提供丰富的数据集, 在速度空间有足够的覆盖率, 提高了反演的精度. 以前的研究表明, 在速度空间探测范围不完全覆盖的情况下, 从诊断

* 国家磁约束聚变能源研究专项 (批准号: 2019YFE03020004) 和国家自然科学基金 (批准号: 11975276) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: juan.huang@ipp.ac.cn

系统中重建速度分布函数是十分困难的. 而通过在快离子速度空间层析反演方法中结合不同诊断方法的测量, 可以提高速度空间的分辨率和覆盖率, 在 ASDEX Upgrade 上结合 FIDA 和 CTS 诊断^[20]、JET 上已经成功地结合 NES 和 GRS 诊断实现速度空间分布函数的反演^[21]. 在 EAST 托卡马克上, 尽管双视场 FIDA 诊断的速度空间覆盖率有限, 但通过在零阶 Tikhonov 正则化层析反演方法中添加先验信息以及将 FIDA 与 NES 诊断结合, 实现了 NBI 加热下快离子分布函数重建^[22,23]. 同时, 随着 EAST 上 NBI 以及 ICRF 加热效率的提高^[24], 最近在 EAST 进行的实验中观察到通过 NBI-ICRF 协同加热, NBI 的能量低于 80 keV 的束离子被加速至 300 keV 以上, 同时提高了储能、中子产额等等离子体参数, 进一步扩展了 EAST 装置运行区间^[25], 相应的协同加热下的快离子分布的测量与反演亟待解决.

为了提高 EAST 上基于快离子诊断测量的速度空间层析反演方法的可靠性, 获得 NBI-ICRF 协同加热下的快离子分布函数. 本文基于快离子诊断实验测量数据采用一阶 Tikhonov 正则化方法, 通过加入额外的先验信息, 例如空值测量 (null measurement)、速度空间 NBI 峰值位置 (known peaks) 等, 以及将 FIDA 与 NES 诊断相结合的方法提高 EAST 上反演快离子分布函数的精度, 获得 NBI 单独加热以及 NBI-ICRF 协同加热下的快离子分布函数, 验证 EAST 上 NBI-ICRF 协同加

热效应, 为开展协同加热下快离子行为物理研究, 探索提高协同效应以及加热效率的方法奠定基础.

2 快离子速度空间层析反演

2.1 FIDA 和 NES 诊断

FIDA 诊断系统通过测量快离子与注入的中性束发生电荷交换反应后发出的 Balmer-alpha 辐射, 从测量光谱中的多普勒频移获得关于快离子速度分布的信息. 而安装在 H 窗口的 NES 诊断可以测量从视线中逃出的聚变产生的中子^[26]. 图 1(a) 俯视图和图 1(b) 极向截面图描述了 EAST 上 FIDA 和 NES 诊断系统的总体布局, 以及本文中使用的放电. 在 EAST 上包括安装在 O 窗口的切向视图和 B 窗口的垂直视图两套 FIDA 诊断系统^[27], FIDA 以 A 窗口 NBIIL 为诊断束, 诊断视场与托卡马克内局部磁场的夹角范围是 10° — 20° (O 窗口), 75° — 84° (B 窗口), 中平面上的测量光斑尺寸为 3 cm. 分别覆盖径向位置 177—237 cm 和 177—205 cm 的区域, 两个窗口观测位置重叠以实现快离子分布函数的反演. 由于 FIDA 测量的信噪比通常在靠近等离子体芯部区域较好, 同时那里的快离子密度通常是最高的, 所以本文采用 O 窗口和 B 窗口 FIDA 视图的芯部测量, 其大半径 R 分别约为 195 cm 和 194 cm (归一化小半径 $\rho \sim 0.2$), 对应图 1 中红色视线观测位置. EAST 上 FIDA 诊断使用 NBIIL 束调制的时间片减法 (束开-束关) 去

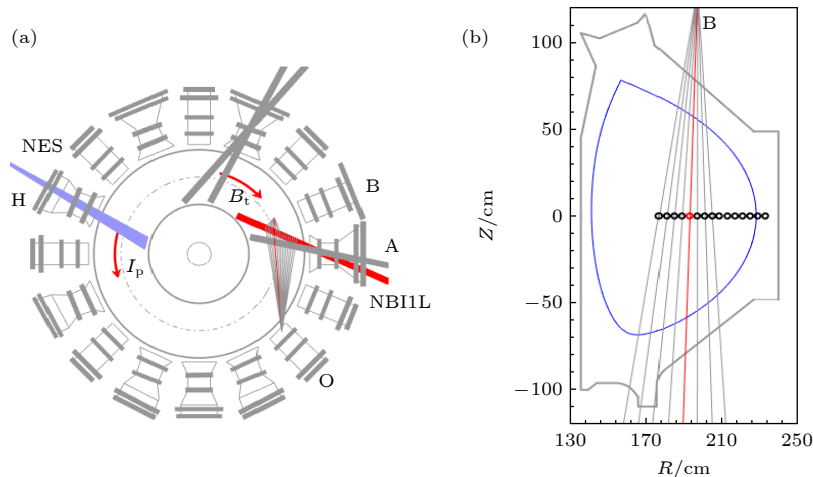


图 1 EAST 托卡马克上四条中性束束线位置、O 和 B 窗口 FIDA 视图以及 NES 的布局 (a) 俯视图; (b) 极向截面图. 视场中的红线是本文所分析的信号的观测位置

Fig. 1. Layout of four neutral beams, the O and B-port view of FIDA, the location of the NES on EAST: (a) Top view; (b) poloidal view. The red lines-of-sight are analyzed in this paper for shot #113648.

除复杂的背景辐射, 同时在光谱仪中使用 2 nm 宽的陷波滤波器过滤掉来自边界的波长为 656.1 nm 的冷 D_α 光.

为了从诊断测量光谱中获得快离子分布函数, 需要引入一个权重函数 $\mathbf{W}$, 权重函数代表诊断测量的速度空间灵敏度, 在特定速度空间的快离子与注入的中性束发生电荷交换反应被中和, 并在特定波长范围内发射 D_α 光子的概率. 通过构建的权重函数 $\mathbf{W}$ 将快离子速度空间分布函数与特定光谱范围内的信号联系起来:

$$\mathbf{S}(\lambda) = \int_0^\infty \int_{-1}^{+1} \mathbf{W}(\lambda, E, p) f(E, p) dE dp, \quad (1)$$

式中 $\mathbf{S}(\lambda)$ 为测量信号; $f(E, p)$ 是任意的快离子速度分布函数; E 代表快离子能量; p 是俯仰角 ($v_{\parallel}/v$), 其中 v 为快离子速度, $v_{\parallel}$ 是与磁场平行的速度分量, λ 代表波长. 图 2(a)、图 2(b) 和图 2(c) 分别为 NES 诊断以及 FIDA 切向视图、垂直视图在速度空间权重覆盖率, 由该视图的所有测量相关的权重函数相加得到. 以前的研究表明, 速度空间权重函数的充分覆盖对于利用层析反演提供可靠的重建至关重要^[9].

2.2 速度空间快离子分布函数层析反演

速度空间层析反演需要解决一个不适定问题, 依赖于确定寻求方程 $\mathbf{F}^*$, $\mathbf{S} = \mathbf{W}\mathbf{F}^*$ 的数学上不稳定的解. 在这个方程中 $\mathbf{S}$ 代表测量信号和快离子分布函数 $\mathbf{F}^*$ 之间的关系, 传递矩阵 $\mathbf{W}$ 为已知的权重函数. 为了获得这个不适定问题的稳定解决方案, 需要进行正则化. 以前的研究表明, 使用 Tikhonov 正则化方法^[28] 可以在托卡马克等离子体中实现快离子分布函数的可靠反演. 这种方法的关键

在于解决最小化问题:

$$\mathbf{F}^* = \underset{\mathbf{F}}{\operatorname{argmin}} \left\| \begin{pmatrix} \mathbf{W} \\ \lambda_1 \mathbf{L} \end{pmatrix} \mathbf{F} - \begin{pmatrix} \mathbf{S} \\ 0 \end{pmatrix} \right\|_2. \quad (2)$$

这里, $\mathbf{F}$ 是任意的快离子速度分布函数, 根据惩罚矩阵 $\mathbf{L}$ 的不同分为零阶 ($\mathbf{L}$ 为单位矩阵) 和一阶 ($\mathbf{L}$ 是对梯度进行有限差分近似的矩阵算子) 正则化^[28], 而 λ_1 表示自由正则化参数. 正则化参数平衡解对含有噪声的测量数据的拟合程度和对正则化约束的服从程度. 但是由于测量光谱经常受到韧致辐射和杂质线辐射的背景干扰, 以及 FIDA 诊断视场、实验测量数据集不足的限制, 基于标准的 Tikhonov 正则化反演方法一直受到伪影的困扰, 出现负的快离子相空间密度等情况. 因此通过添加各种已知的先验信息, 弥补测量数据的缺乏, 改善伪影问题^[13]. 为了增强反演的效果, 尤其是在 EAST 上双视图 FIDA, 权重函数在速度空间覆盖率不足的情况下, 在使用正则化方法时添加额外的先验信息. 聚变等离子体中快离子的速度空间层析反演已经考虑了非负值、空测量和已知峰值位置等先验信息^[19]. 首先, 为了解决使用 Tikhonov 正则化方法带来的负相空间密度, 需要施加非负性的约束条件, 即不允许负相空间密度的区域的出现, 即 $F^* \geq 0$. 此外实验上 FIDA 诊断测量到的多普勒频移是有上限的. 在光谱中观察到的低于噪声底线的 FIDA 光的部分被称为空值测量, 其波长范围可以通过权重函数与速度空间区域相关, 与空值测量区域对应的速度空间内不可能出现较高的快离子密度. 而 NBI 注入粒子的全能量、半能量和三分之一能量成分比值以及能量大小已知, 以之可获得中性束已知峰值位置的先验信息.

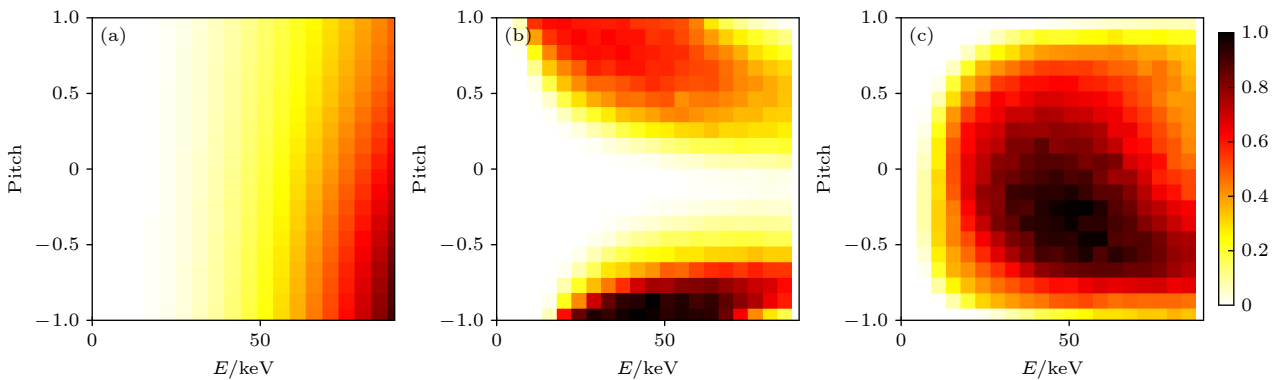


图 2 归一化的权重函数总和 (a) NES H 窗口; (b) FIDA O 窗口; (c) FIDA B 窗口

Fig. 2. Normalized weight function coverage: (a) NES H-port; (b) FIDA O-port; (c) FIDA B-port.

空值测量曾被作为硬约束纳入反演. 确定速度空间的空值测量区域, 忽略空测量权重函数所覆盖区域的快离子相空间密度, 使用 $F(E_0, p_0) = 0$, 其中 E_0 和 p_0 是空测权重函数覆盖的能量和间距^[19]. 虽然这种约束可以避免空值测量区域伪影的出现, 并减少反演中的未知数, 但不能排除空值测量区域的快离子的存在, 因此采用另一种方法, 通过引入一个旨在抑制速度空间空值测量区域中规范解的惩罚函数, 允许在速度空间的空测区域存在快离子^[19]:

$$F^* = \min_F \left\| \begin{pmatrix} W \\ \lambda_1 L \\ \lambda_0 \xi L_0 \end{pmatrix} F - \begin{pmatrix} S \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right\|_2. \quad (3)$$

单位矩阵用 L_0 表示, 而惩罚强度由正则化参数 λ_0 决定, $\xi = \xi(E, p)$ 代表空值测量区域的惩罚函数. 惩罚函数 ξ 被选择为随着空值测量区域能量的增加而呈指数增长, 有效地抑制了空值测量区域的速度空间中的明显伪影. 这种方法也实现了密集和稀疏速度空间区域之间的平滑过渡, 消除了空值测量速度空间内的尖锐边界^[13,19]. 一阶 Tikhonov 正则化, 对速度空间的陡峭梯度进行惩罚, 可能会减少 NBI 的峰值, 因此反演在 NBI 条件下产生的快离子的分布函数的峰值, 特别是在 NBI 能量的全量、半量和三分之一处是十分困难的. 由于 NBI 峰值位置的 E, p 是已知的. 通过采用二维函数 $\kappa(E, p)$ 来编码 NBI 的已知几何形状, 减少了峰值位置的惩罚强度, 允许分布函数中更大梯度的存在^[13]. 结合非负性和空值测量的约束, 分布函数的解表示为

$$F^* = \min_F \left\| \begin{pmatrix} W \\ \lambda_1 L \\ \lambda_0 \xi L_0 \end{pmatrix} F - \begin{pmatrix} S \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right\|_2, \quad \text{subject to } F \geq 0 \quad (4)$$

3 NBI 以及 NBI-ICRF 协同加热下的快离子分布函数

在 EAST 中性束注入系统以及 ICRF 天线升级后, 针对 NBI 单独加热以及 NBI-ICRF 协同加热开展了实验研究, 基于快离子诊断测量数据开展协同加热以及 NBI 单独加热下的快离子分布函数反演工作, 研究表明 ICRF 对注入的束离子进行加速, 产生了高于 NBI 能量的快离子, EAST 上协同加热效果得到实验验证. 图 3 为 EAST 上 #113648

放电的实验参数设置以及中子产额和极向比压 β_p 的测量结果. 此炮放电的等离子体电流 I_p 是 400 kA, 环向磁场 B_t 是 2.43 T, 电流方向和磁场方向标注于图 1(a), 分别是逆时针方向和顺时针方向.

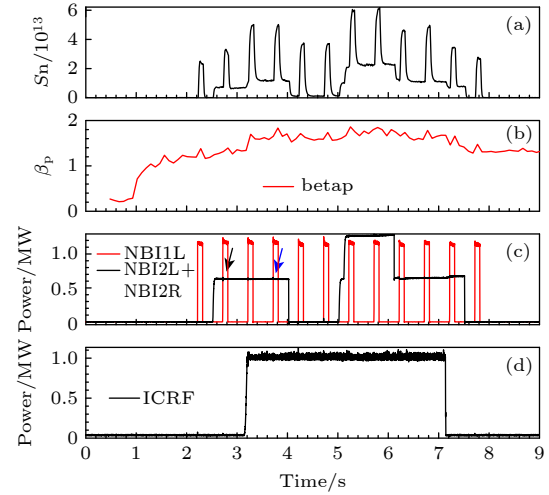


图 3 #113648 放电参数时序演化图 (a) 中子产额; (b) 极向比压; (c) 中性束注入功率; (d) ICRF 加热功率

Fig. 3. Time traces of shot #113648: (a) Neutron yield; (b) poloidal beta; (c) neutral beam injection power; (d) ICRF heating power.

诊断束 NBI1L 以调制注入的方式实现 FIDA 诊断的有效测量, NBI2L 和 NBI2R 以 40 keV 的束压注入进行加热, ICRF 功率为 1 MW, 通过对加热时序的调整, 在保持其他等离子体参数不变的情况下实现一炮内 NBI 单独加热 (图 3(c) 中黑色箭头, 2.72 s) 和 NBI-ICRF 协同加热 (图 3(c) 中蓝色箭头, 3.72 s). 实验发现在 NBI-ICRF 协同加热时等离子体中子产额和 β_p 分别提高约 57% 和 32%, 等离子体性能得到提高. 为了验证 ICRF 加速束离子的协同加热机制, 研究不同加热下的快离子分布函数的区别, 接下来将对 NBI 单独以及协同加热下的诊断测量数据进行反演.

NBI-ICRF 协同加热时, 利用 FIDA 以及 NES 测量协同效应产生的高能粒子的分布信息, 如图 4 双视图 FIDA 测量结果所示, 相较于 NBI 单独加热, 协同加热时 FIDA 光谱强度的提升反映快离子密度的增加, 图中误差棒为诊断束打开区间内测量光谱的整体标准差. 同时 NBI 能量为 40 keV 的快离子在忽略斯塔克分裂的情况下最大多普勒频移为 4.1 nm, 对应于 D_α 线左侧的 652 nm 和右侧的 660.2 nm. 在 NBI 单独注入时, 仅在这些波

长范围内测量到 FIDA 光. 在 NBI-ICRH 加热阶段, 可以观测到这些边界 (图 4 中蓝色虚线) 以上的 FIDA 光谱尾巴, 尤其在对捕获离子敏感的垂直观测方向, 这表明存在高于注入能量的快离子. 同时, 如图 5 所示, 在 NBI-ICRF 加热阶段, NES 测量到快离子与背景热离子反应产生的中子, 在强度和能量上限上都远超于 NBI 单独加热阶段, EAST 上协同加热效果得到验证. 由于 #113648 放电过程

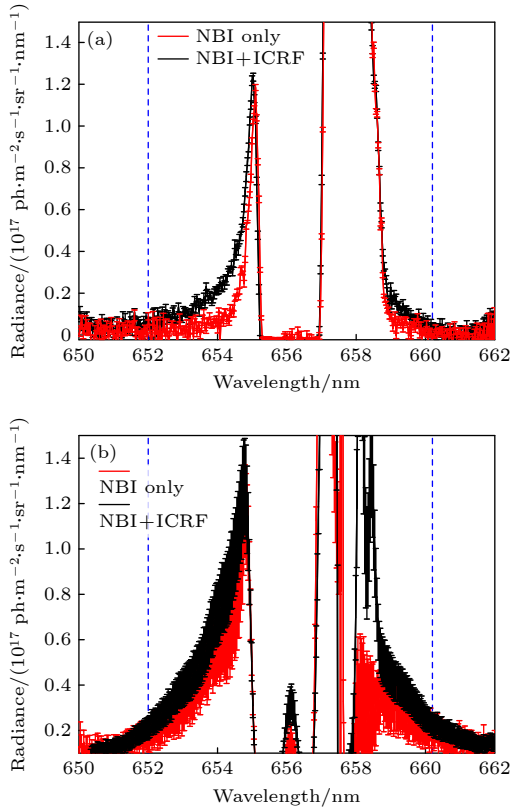


图 4 单独 NBI 以及 NBI-ICRF 协同加热时双视图 FIDA 测量光谱 (a) 切向 FIDA 信号; (b) 垂直 FIDA 信号; 误差棒为诊断束打开区间测量光谱的整体标准差

Fig. 4. Dual view FIDA measurement spectrum of NBI only and NBI-ICRF synergetic heating: (a) Tangential view; (b) vertical view.

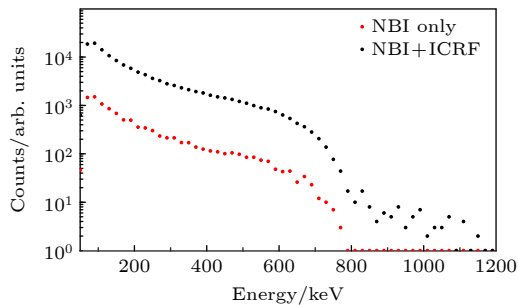


图 5 单独 NBI 以及 NBI-ICRF 协同加热时 NES 能谱

Fig. 5. NES spectrum of NBI only and NBI-ICRF synergetic heating.

中没有磁流体不稳定性 (MHD) 行为的出现, 不用考虑快离子的反常输运, 因此, 可以认为此次放电满足新经典输运模型. 在完成动理学平衡处理后, 将汤姆孙散射诊断测量的电子温度、弯晶谱仪测量的离子温度剖面以及偏振干涉仪、微波反射计系统测量的电子密度剖面等基本的剖面分布以及电流、环电压等放电基本信息输入至 TRANSP, 利用 NUBEAM^[29], TORIC 模块对不同加热阶段的快离子分布函数进行模拟, 获得的速度空间快离子分布函数如图 6 所示.

由于 EAST 上的中性束皆为同电流方向注入, 单独 NBI 加热时, 快离子主要分布在负的俯仰角区域 (以 B_t 方向为正), 图中的黑色实线为 NBI 单独加热阶段快离子分布函数的能量上限, 从图 6(b) 模拟的分布函数以及图 7 沿负俯仰角积分的快离子分布能谱图也可以看出, NBI-ICRF 协同加热产生了高于 NBI 能量的快离子, 提高了高能快离子的份额.

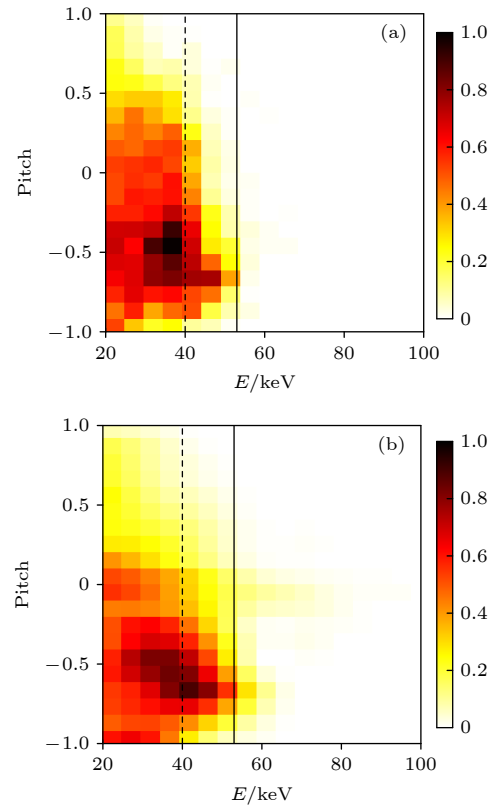


图 6 TRANSP 模拟的快离子分布函数 (a) 单独 NBI 加热; (b) NBI-ICRF 协同加热; 黑色虚线为 NBI 能量, 黑色实线为单独 NBI 加热时快离子能量上限

Fig. 6. TRANSP simulation of fast ion distribution function: (a) NBI only heating; (b) NBI-ICRF synergetic heating. Black dashed line is the NBI injection energy, black solid line is the upper limit of fast ion energy for NBI only.

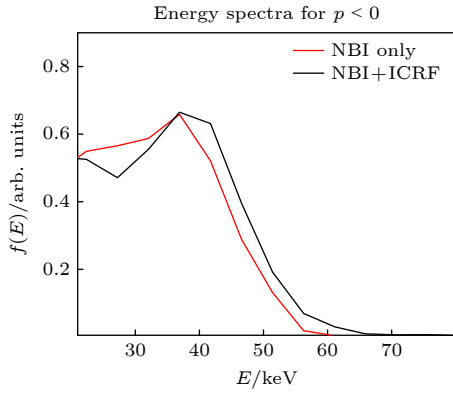


图 7 沿负俯仰角积分的快离子分布能谱图.

Fig. 7. Fast ion distribution energy spectrum integrated along the negative pitch angle.

利用 2.2 节的速度空间层析反演方法, 对 NBI 单独加热阶段的双视角的 FIDA 测量数据, 在不添加先验条件的情况下, 分别利用零阶和一阶 Tikhonov 正则化方法进行反演, 由于层析反演方法获得的分布函数的能量、俯仰角分辨率即描述分布函数的速度空间 (E, p) 网格大小, 取决于用于反演的实验数据测量点的数量^[14], 如果网格点多于测量值, 权重函数的特征也会出现在层析成像反演

中^[30], 影响反演结果的真实性的. 而 EAST 上 FIDA 诊断仅有两个视场, 用于反演的实验数据点为 446, 因此设置速度空间 (E, p) 反演分布函数的网格大小为 20×20 (小于测量数据点 446), 此时能量分辨率为 5 keV. 如图 8(a) 和图 8(b) 所示, 无论是零阶或一阶 Tikhonov 正则化方法, 其反演结果都存在严重的伪影问题, 即在高能量区域存在较高的远大于 NBI 能量的快离子密度. 但是一阶 Tikhonov 正则化反演结果在较低能量区域 (E 小于 50 keV) 反演精度要高于零阶正则化方法. 在一阶 Tikhonov 正则化方法的基础上, 通过添加非负性条件以及基于 FIDA 诊断测量光谱获得的空值测量区域的先验信息, 反演带来的伪影问题得到了解决, 如图 8(c), 反演与 TRANSP 模拟的新经典的快离子分布函数基本一致 (图 6(a)). 但是一阶正则化导致在速度空间中 NBI 峰值位置的陡峭梯度被削弱, 峰值信息未能反演出来. 通过引入已知的 NBI 的中性粒子的全能量、半能量、三分之一能量信息作为先验条件, 能够有效地重建出 NBI 峰值信息, 如图 8(d) 所示. 采用这种方法, 实现了在 EAST 上 NBI 单

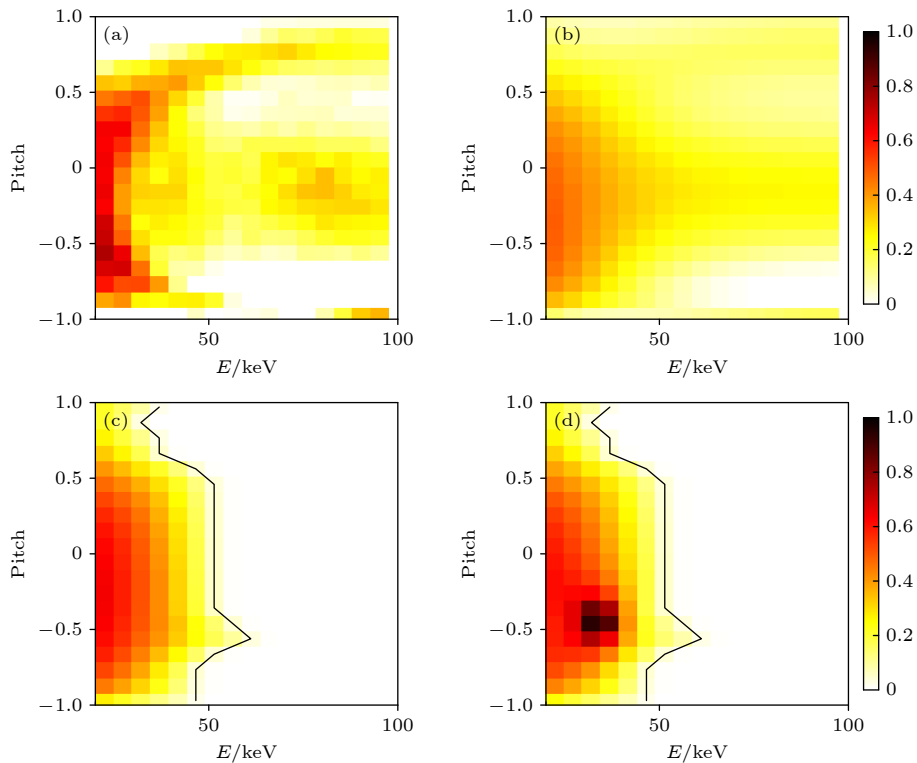


图 8 单独 NBI 时基于 FIDA 诊断测量的快离子分布函数层析反演 (a) 零阶 Tikhonov 正则化; (b) 一阶 Tikhonov 正则化; (c) 一阶 Tikhonov 正则化, 空值测量区域; (d) 一阶 Tikhonov 正则化, 已知峰值位置

Fig. 8. Reconstructions of the fast ion distribution function based on FIDA diagnostic measurements during NBI only heating: (a) Zero-order Tikhonov regularization; (b) first-order Tikhonov regularization; (c) first-order Tikhonov regularization, null measurement; (d) first-order Tikhonov regularization, known peak.

独注入条件下实现快离子分布函数的可靠重建, 提高了反演的精度, 但是由于分布函数的能量、俯仰角分辨率由实验测量数据点的数量决定, 因此能量分辨率并未提高.

FIDA 诊断数据空值测量区域这个先验信息适用于快离子速度分布函数中存在一个较为急剧的跃变到零的情况. 这个条件在 NBI 单独加热时得到了满足. 而在 NBI-ICRF 协同加热的实验中, 由于产生了高于 NBI 能量的快离子, 在 FIDA 测量的能量范围内快离子分布函数不会有跃变, 此时空值测量区域不再适用于基于 FIDA 诊断测量的层析反演. 由于 #113648 放电, 加热束的束压较低仅为 40 keV, 同时基于 TRANSP 模拟和 FIDA 测量发现了在百 keV 量级内快离子分布的能量上限, 因此, 本文在对 NBI-ICRF 协同加热阶段快离子分布函数反演中, 使用 TRANSP 模拟的快离子分布函数能量上限作为空值测量的约束条件, 验证 EAST 上速度空间层析反演算法在协同加热时的可行性.

首先采用合成信号进行反演, 即根据 (1) 式将 TRANSP 模拟的快离子分布函数与权重函数结合, 获得合成信号, 并添加 10% 的噪声进行反演. 在 NBI-ICRF 协同加热阶段, 在不添加先验信息的情况下, 如图 9(b) 所示, 基于一阶 Tikhonov 正则化方法的层析反演效果优于零阶 (图 9(a)), 反演结果与模拟结果基本一致, 反演的误差在 20% 以内, 但是在俯仰角为 -0.5 的区域, 仍然存在较大的伪影, 这个问题在添加基于 TRANSP 模拟的空值测量区域后得到改善 (图 9(c)). 进一步基于 EAST 上双视图 FIDA 测量数据展开一阶 Tikhonov 正则

化层析反演, 不添加先验信息的反演结果如图 10(a) 所示, 图中虚线代表 TRANSP 模拟的快离子能量上限. 由于 EAST 上仅有两个视场的 FIDA, 如图 2(a) 和图 2(b) 所示, 在速度空间俯仰角为 0 附近, 仅有垂直 B 窗口一个视场覆盖, 这给反演带来了挑战. 图 10(a) 中, 在权重函数覆盖不足的俯仰角 0 至 1 范围内, 反演存在严重的伪影问题. 在权重覆盖率相对较大的俯仰角为 -0.7 附近, 伪影相对较小且反演与 TRANSP 模拟吻合. 为了增加速度空间的权重覆盖率, 采用将 FIDA 与 NES 诊断测量相结合进行反演, 结果如图 10(b) 所示, 在速度空间内反演的伪影问题得到了明显的改善, 与模拟的快离子分布函数误差进一步减小, 但是由于 NES 在百 keV 内的探测效率较低 (从图 2(a) NES 的总的权重函数可以看出), 因此在这种快离子能量上限较低的情况下, 并不能从 NES 测量中获得空值测量的先验信息, 伪影并不能完全消除, 因此, 使用 TRANSP 模拟的能量上限作为空值测量的先验条件, 极大地提升了反演的精度, 如图 10(c) 和图 10(d) 所示, 同时结合 FIDA 与 NES 诊断提升了反演在较高能量范围 (50 keV) 的反演效果. 因此, 基于 EAST 上现有的 FIDA 与 NES 诊断, 利用一阶 Tikhonov 正则化, FIDA 与 NES 相结合的层析反演方法, 实现在 NBI-ICRF 协同加热条件下, 获得真实可靠的快离子分布函数.

4 结 论

聚变等离子体中通过速度空间层析反演方法获得快离子分布函数通常受到快离子 D_α (FIDA) 诊断视场和信噪比的限制. 本文在单独中性束加热

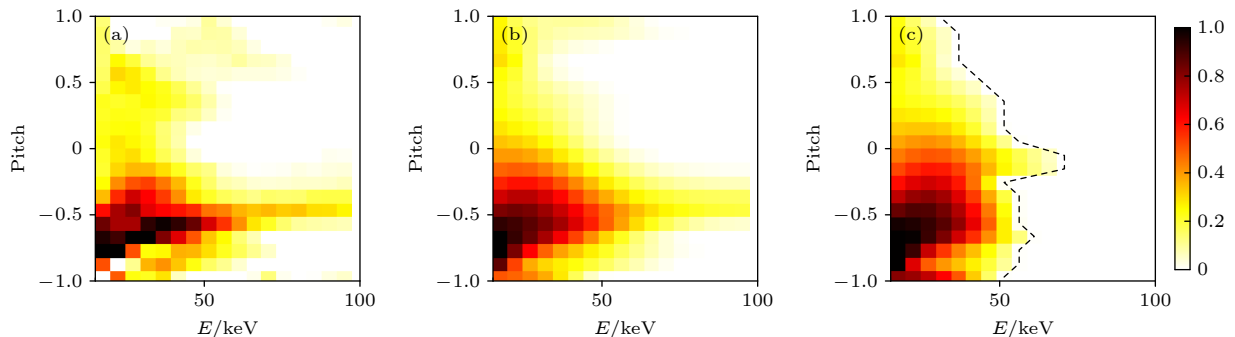


图 9 NBI-ICRF 协同加热阶段基于 TRANSP 模拟合成信号的层析反演 (a) 零阶 Tikhonov 正则化; (b) 一阶 Tikhonov 正则化; (c) 一阶 Tikhonov 正则化, 空值测量区域

Fig. 9. Reconstructions of synthetic signal based on the TRANSP distributions: (a) Zero-order Tikhonov regularization; (b) first-order Tikhonov regularization; (c) first-order Tikhonov regularization, null measurement.

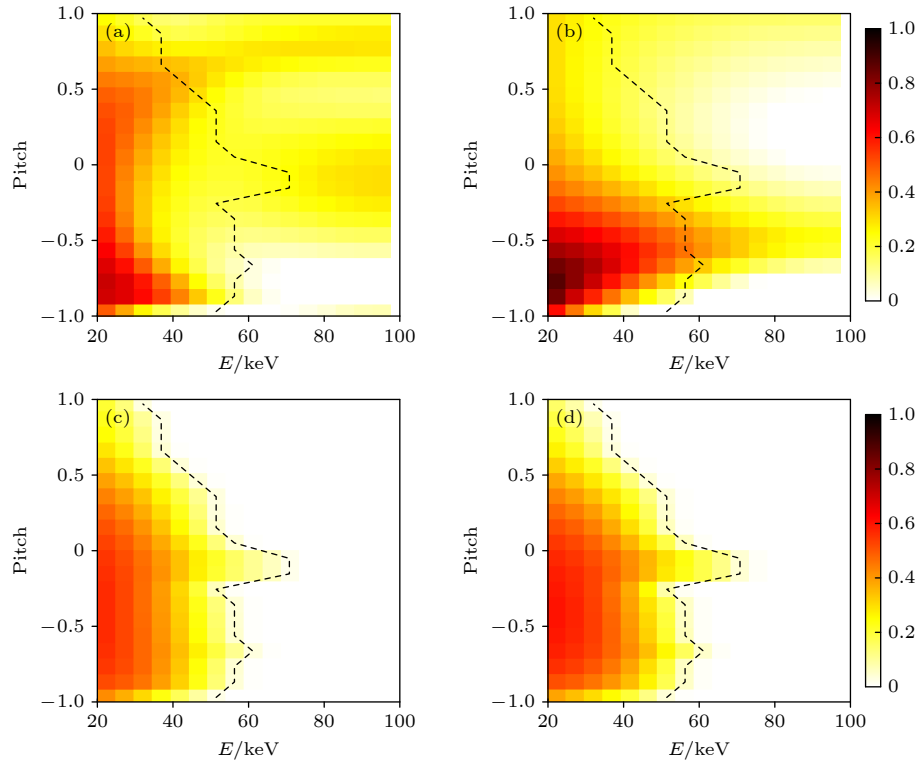


图 10 基于快离子诊断数据的分布函数层析反演 (a), (b) 不添加先验信息; (c), (d) TRANSP 模拟的快离子能量上限作为先验信息; 其中 (a), (c) 仅使用 FIDA 测量; (b), (d) FIDA 与 NES 测量结合

Fig. 10. Reconstructions based on fast ion diagnostic data: (a), (b) Without adding a priori information; (c), (d) fast ion energy upper bounds for TRANSP simulations as prior information. Only FIDA measurement is used in panel (a) and (c); FIDA in combination with NES measurements are used in panel (b) and (d).

的情况下, 通过对比不同正则化方法, 采用反演精度更高的一阶 Tikhonov 正则化层析反演方法, 进一步通过添加空值测量区域, 已知的 NBI 峰值位置等先验信息, 弥补 EAST 上双视图 FIDA 在速度空间测量数据的不足, 解决伪影问题, 在速度空间预期的位置上重建了 NBI 峰, 反演结果得到了明显的改善. 同时, 随着 EAST 上中性束注入与离子回旋共振加热系统的性能, 加热效率的提升, 快离子诊断 FIDA 和 NES 等测量发现了明显的 NBI-ICRF 协同效应, 产生了远高于中性束注入能量的快离子. 为了验证 NBI-ICRF 协同效应, 研究协同加热下快离子分布机制, 本文在一阶 Tikhonov 正则化层析反演方法的基础上, 通过将 FIDA 与 NES 诊断结合, 伪影问题得到改善, 获得了真实可靠的基于实验测量的快离子速度空间分布函数, 并将 TRANSP 模拟得到的快离子能量上限作为先验信息, 弥补 NES 诊断在百 keV 内探测效率的不足, 提升了反演获得的快离子分布函数精度, 对协同加热效果进行了验证. 证明层析反演方法在 EAST 协同加热高参数运行条件下获得快离子分布函数

的可行性, 为下一步开展氢氦比、中性束注入能量对协同加热效率的影响, 协同加热下快离子分布和输运机制的实验研究奠定基础.

感谢丹麦科技大学的 Mirko Salewski 教授对速度空间层析反演方法研究的支持, 感谢 EAST 团队对实验运行和数据获取的支持.

参考文献

- [1] Fasoli A, Gormenzano C, Berk H L, Breizman B, Briguglio S, Darrow D S, Gorelenkov N, Heidbrink W W, Jaun A, Konovalov S V, Nazikian R, Noterdaeme J M, Sharapov S, Shinohara K, Testa D, Tobita K, Todo Y, Vlad G, Zonca F 2007 *Nucl. Fusion* **47** S264
- [2] Heidbrink W W, Luo Y, Burrell K H, Harvey R W, Pinsker R I, Ruskov E 2007 *Plasma Phys. Control. Fusion* **49** 1457
- [3] Reisner M, Fable E, Stober J, Bock A, Bañón Navarro A, Di Siena A, Fischer R, Bobkov V, McDermott R 2020 *Nucl. Fusion* **60** 082005
- [4] Huynh E A L P, Van Eester D, Bilato C R, Varje J, Johnson T, Sauter O, Villard L, Ferreira J, JET contributors and the EUROfusion-IM Team 2020 *AIP Conf. Proc.* **2254** 060003
- [5] Hillairet J, Gallart D, Mantsinen M, Challis C, Frigione D, Graves J, Hobirk J, Belonohy E, Czarnicka A, Eriksson J,

- Goniche M, Hellesen C, Jacquet P, Joffrin E, Krawczyk N, King D, Lennholm M, Lerche E, Pawelec E, Sips G, Solano E, Tsalias M, Valisa M **2017** *EPJ Web Conf.* **157** 02006
- [6] Heidbrink W W **2010** *Rev. Sci. Instrum.* **81** 10D727
- [7] Michael C A, Conway N, Crowley B, Jones O, Heidbrink W W, Pinches S, Braeken E, Akers R, Challis C, Turnyanskiy M, Patel A, Muir D, Gaffka R, Bailey S **2013** *Plasma Phys. Control. Fusion* **55** 095007
- [8] Nielsen S K, Stejner M, Rasmussen J, Jacobsen A S, Korsholm S B, Leipold F, Maraschek M, Meo F, Michelsen P K, Moseev D, Salewski M, Schubert M, Stober J, Suttrop W, Tardini G, Wagner D **2015** *Plasma Phys. Control. Fusion* **57** 035009
- [9] Salewski M, Nocente M, Madsen B, Abramovic I, Fitzgerald M, Gorini G, Hansen P C, Heidbrink W W, Jacobsen A S, Jensen T, Kiptily V G, Klinkby E B, Korsholm S B, Kurki-Suonio T, Larsen A W, Leipold F, Moseev D, Nielsen S K, Pinches S D, Rasmussen J, Rebai M, Schneider M, Shevelev A, Sipilä S, Stejner M, Tardocchi M **2018** *Nucl. Fusion* **58** 096019
- [10] Nocente M, Källne J, Salewski M, Tardocchi M, Gorini G **2015** *Nucl. Fusion* **55** 123009
- [11] Eriksson J, Nocente M, Binda F, Cazzaniga C, Conroy S, Ericsson G, Giacomelli L, Gorini G, Hellesen C, Hellsten T, Hjalmarsson A, Jacobsen A S, Johnson T, Kiptily V, Koskela T, Mantsinen M, Salewski M, Schneider M, Sharapov S, Skiba M, Tardocchi M, Weiszflog M **2015** *Nucl. Fusion* **55** 123026
- [12] Jacobsen A S, Salewski M, Eriksson J, Ericsson G, Korsholm S B, Leipold F, Nielsen S K, Rasmussen J, Stejner M **2015** *Nucl. Fusion* **55** 053013
- [13] Salewski M, Geiger B, Jacobsen A S, Hansen P C, Heidbrink W W, Korsholm S B, Leipold F, Madsen J, Moseev D, Nielsen S K, Nocente M, Odstrčil T, Rasmussen J, Stagner L, Stejner M, Weiland M **2016** *Nucl. Fusion* **56** 106024
- [14] Salewski M, Geiger B, Jacobsen A S, García-Muñoz M, Heidbrink W W, Korsholm S B, Leipold F, Madsen J, Moseev D, Nielsen S K, Rasmussen J, Stejner M, Tardini G, Weiland M **2014** *Nucl. Fusion* **54** 023005
- [15] Weiland M, Geiger B, Jacobsen A S, Reich M, Salewski M, Odstrčil T **2016** *Plasma Phys. Control. Fusion* **58** 025012
- [16] Geiger B, Weiland M, Jacobsen A S, Rittich D, Dux R, Fischer R, Hopf C, Maraschek M, McDermott R M, Nielsen S K, Odstrčil T, Reich M, Ryter F, Salewski M, Schneider P A, Tardini G **2015** *Nucl. Fusion* **55** 083001
- [17] Weiland M, Bilato R, Geiger B, Schneider P A, Tardini G, García-Muñoz M, Ryter F, Salewski M, Zohm H **2017** *Nucl. Fusion* **57** 116058
- [18] Madsen B, Salewski M, Heidbrink W W, Stagner L, Podestà M, Lin D, Garcia A V, Hansen P C, Huang J **2020** *Nucl. Fusion* **60** 066024
- [19] Madsen B, Salewski M, Huang J, Jacobsen A S, Jones O, McClements K G, MAST Team **2018** *Rev. Sci. Instrum.* **89** 10D125
- [20] Jacobsen A S, Salewski M, Geiger B, Korsholm S B, Leipold F, Nielsen S K, Rasmussen J, Stejner M, Weiland M **2016** *Plasma Phys. Control. Fusion* **58** 042002
- [21] Salewski M, Gorini G, Jacobsen A S, Kiptily V G, Korsholm S B, Leipold F, Madsen J, Moseev D, Nielsen S K, Rasmussen J, Stejner M, Tardocchi M, JET Contributors **2016** *Nucl. Fusion* **56** 046009
- [22] Su J, Wan B, Huang J, Madsen B, Salewski M, Sun Y, Wang J, Fu J, Chang J, Wu C, Liang L, Chen Y, Zhong G, Liu H, Zang Q, Li Y, Lyu B, Qian J, Gong X **2021** *Plasma Sci. Technol.* **23** 095103
- [23] Madsen B, Huang J, Salewski M, Järleblad H, Hansen P C, Stagner L, Su J, Chang J F, Fu J, Wang J, Liang L Z, Zhong G, Li Y, Lyu B, Liu H, Zang Q, Luo Z, Nocente M, Moseev D, Fan T, Zhang Y, Yang D, Sun J, Liao L **2020** *Plasma Phys. Control. Fusion* **62** 115019
- [24] Zhang X J, Yang H, Qin C M, Yuan S, Zhao Y P, Wang Y S, Liu L N, Mao Y Z, Cheng Y, Gong X Z, Xu G S, Song Y T, Li J G, Wan B N, Zhang K, Zhang B, Ai L, Wang G X, Guo Y Y **2022** *Nucl. Fusion* **62** 086038
- [25] Zhang W, Zhu G H, Zhang X J, Zhong G Q, Ai L, Chu Y Q, Fan T S, Fan H C, Guo Y Y, Hao B L, Huang J, Jin Y F, Liu L N, Liao L Y, Li Y H, Liang Q C, Sun Y X, Wang G X, Yang D K, Yang H, Zhang H P **2023** *Nucl. Fusion* **63** 056015
- [26] Ge L J, Hu Z M, Zhang Y M, Sun J Q, Yuan X, Peng X Y, Chen Z J, Du T F, Gorini G, Nocente M, Tardocchi M, Hu L Q, Zhong G Q, Lin S Y, Wan B N, Li X Q, Zhang G H, Chen J X, Fan T S **2018** *Plasma Phys. Control. Fusion* **60** 095004
- [27] Hou Y M, Wu C R, Huang J, Heidbrink W W, von Hellermann M G, Xu Z, Jin Z, Chang J F, Zhu Y B, Gao W, Chen Y J, Lyu B, Hu R J, Zhang P F, Zhang L, Gao W, Wu Z W, Yu Y, Ye M Y, Team E **2016** *Rev. Sci. Instrum.* **87** 11E552
- [28] Jacobsen A S, Stagner L, Salewski M, Geiger B, Heidbrink W W, Korsholm S B, Leipold F, Nielsen S K, Rasmussen J, Stejner M, Thomsen H, Weiland M **2016** *Plasma Phys. Control. Fusion* **58** 045016
- [29] Pankin A, McCune D, Andre R, Bateman G, Kritiz A **2004** *Comput. Phys. Commun.* **159** 157
- [30] Salewski M, Geiger B, Nielsen S K, Bindslev H, García-Muñoz M, Heidbrink W W, Korsholm S B, Leipold F, Meo F, Michelsen P K, Moseev D, Stejner M, Tardini G, Team A U **2012** *Nucl. Fusion* **52** 103008

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

Tomography of fast ion distribution function under neutral beam injection and ion cyclotron resonance heating on EAST*Sun Yan-Xu¹⁾²⁾ Huang Juan^{1)†} Gao Wei¹⁾ Chang Jia-Feng¹⁾Zhang Wei¹⁾ Shi Chang¹⁾ Li Yun-He³⁾¹⁾ (*Institute of Plasma Physics, Hefei Institutes of Physical Science, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China*)²⁾ (*University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)³⁾ (*State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology, Peking University, Beijing 100871, China*)

(Received 24 May 2023; revised manuscript received 30 June 2023)

Abstract

In magnetic confinement fusion devices, velocity-space tomography of fast-ion velocity distribution function is crucial for investigating fast-ion distribution and transport. In the neutral beam injection (NBI) and ion cyclotron resonance heating (ICRF) synergistic heating experiments in Experimental Advanced Superconducting Tokamak (EAST), high-energy particles with energy exceeding the particle energy in NBI are observed. Simulations of synergistic effect on fast-ion velocity distribution function given by TRANSP also show the existence of particles with energy higher than the particle energy in NBI. To investigate the behaviors of fast ion distribution and calculate the velocity distribution functions under different heating conditions, the first-order Tikhonov regularization tomographic inversion method with higher inversion accuracy is introduced by comparing various regularization techniques. The limitations of the dual-view fast-ion D_α (FIDA) diagnostic measurements in velocity space are addressed by incorporating prior information such as null measurement and the known peaks and effectively mitigate the occurrence of artifacts. This method is first employed in the case of NBI heating. The NBI peak is successfully reconstructed at the expected location in velocity space, which shows significant improvement in the inversion results. In order to further validate the synergistic effect of NBI-ICRF heating and study the mechanism of fast ion distribution under synergistic heating, the combination of FIDA and neutron emission spectrometer (NES) is applied to the first-order Tikhonov regularization tomographic inversion method for enhancing the coverage of velocity space, through which the issue of artifacts in the inversion results is significantly improved, and thus the precision of the obtained fast-ion velocity distribution functions is enhanced. Based on the benefit described above, the method of combining NES diagnosis and FIDA diagnosis is used to obtain fast-ion velocity distribution functions in the NBI and ICRF synergistic heating discharge. The synergistic heating effect is manifested in the fast-ion velocity distribution. The availability of this inversion method in reconstructing fast-ion velocity distribution functions during high-performance operation of NBI-ICRF synergistic heating in the EAST experiment is confirmed. In the next-step EAST research, high performance discharge will demand more efficiency NBI and ICRF synergistic heating, the present work builds the stage for investigating the underlying mechanism of synergistic heating and the intricate behaviors associated with fast ion distribution and transport.

Keywords: velocity-space tomography, fast-ion D_α spectroscopy, neutral beam injection, ion cyclotron resonance heating.

PACS: 52.25.Xz, 52.35.Hr, 52.55.Fa, 52.70.Nc**DOI:** [10.7498/aps.72.20230846](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230846)

* Project supported by the Special Project for National Magnetic Confinement Fusion Energy Research of China (Grant No. 2019YFE03020004) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11975276).

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

EAST上中性束注入和离子回旋共振加热下快离子分布函数层析反演

孙延旭 黄娟 高伟 常加峰 张伟 史唱 李云鹤

Tomography of fast ion distribution function under neutral beam injection and ion cyclotron resonance heating on EAST

Sun Yan-Xu Huang Juan Gao Wei Chang Jia-Feng Zhang Wei Shi Chang Li Yun-He

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 215203 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230846

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230846>

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

微型电子回旋共振离子源的全局模型

Global model of miniature electron cyclotron resonance ion source

物理学报. 2022, 71(14): 145204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212250>

磁路和天线位置对2 cm电子回旋共振离子推力器性能影响的实验研究

Experimental study of magnetic circuit and antenna position influence on performance of 2 cm electron cyclotron resonance ion thruster

物理学报. 2019, 68(23): 235202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191122>

2 cm电子回旋共振离子推力器离子源中磁场对等离子体特性与壁面电流影响的数值模拟

Numerical simulation of influence of magnetic field on plasma characteristics and surface current of ion source of 2-cm electron cyclotron resonance ion thruster

物理学报. 2021, 70(7): 075204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201667>

2 cm电子回旋共振离子源猝灭现象模拟

Numerical study on abnormal flameout of 2-cm electron cyclotron resonance ion source

物理学报. 2022, 71(8): 085203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212151>

电子束离子阱光谱标定和Ar¹³⁺离子M1跃迁波长精密测量

Spectral calibration for electron beam ion trap and precision measurement of M1 transition wavelength in Ar¹³⁺

物理学报. 2022, 71(3): 033201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211663>

电四极跃迁对电子束离子阱等离子体中离子能级布居的影响

Effects of electric quadrupole transitions on ion energy-level populations of in electron beam ion trap plasma

物理学报. 2022, 71(19): 195201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220489>

专题: 磁约束等离子体中的高能粒子

CFQS 准环对称仿星器低 β 等离子体中
三维磁岛的抑制机制*苏祥 王先驱[†] 符添 许宇鸿

(西南交通大学物理科学与技术学院, 聚变科学研究所, 成都 610031)

(2023 年 4 月 6 日收到; 2023 年 7 月 18 日收到修改稿)

环形磁约束等离子体中产生的磁岛因为磁场的旋转变换而具有三维螺旋结构, 特别是仿星器位形下平衡磁面就呈三维螺旋性质. 因此, 仿星器磁岛形成及其不稳定性是环形磁约束三维物理的典型问题, 也是仿星器物理研究的重点课题之一. 早期研究表明, 非感应电流驱动 (如电子回旋电流驱动 (ECCD)) 所产生的环向电流对磁岛具有一定的抑制/控制作用. 为弄清中国首台准环对称仿星器 CFQS 低参数运行模式下三维磁岛物理, 本文聚焦在低比压 (β) 等离子体, 忽略自举电流并通过调控环向场线圈电流以产生旋转变换 ($\iota/2\pi$) 为 0.4 的有理面, 利用 HINT 代码模拟研究低比压等离子体中环向电流驱动对 $m/n = 5/2$ 磁岛的影响, m 为极向模数, n 为环向模数. 研究表明, 在常数电流情况下, 当电流方向为正/负方向时, 电流对磁岛具有较强的激发/抑制作用. 当负方向的电流大于 6 kA 时, 磁岛将被完全被抑制, 主要原因是环向电流驱动通过改变旋转变换剖面, 使其避开 $\iota/2\pi = 0.4$ 的有理面, 导致 $m/n = 5/2$ 三维磁岛不满足共振激发条件, 最终磁岛的增长被抑制. 而在局域电流分布情况下, 磁岛的抑制主要是 $\iota/2\pi = 0.4$ 有理面处磁剪切的改变所导致的. 此外, 本文对电流幅度、宽度以及峰值位置等参数对磁岛的影响给予了深入探讨.

关键词: 准环对称仿星器, 三维磁岛, 环向电流

PACS: 52.30.Cv, 52.35.Py, 52.55.Hc

DOI: 10.7498/aps.72.20230546

1 引言

随着聚变参数的提高, 人们发现在托卡马克中当等离子体电流接近极端条件时, 将引起等离子体的大破裂, 从而导致装置损坏, 这为未来聚变堆的运行带来极大的安全风险. 磁约束核聚变的另一类装置——仿星器的磁场完全由外置磁场线圈的电流产生^[1,2]. 因此, 仿星器没有等离子体电流 (或电流很小), 从而不会引起大破裂, 可以实现长时间稳态运行^[3,4]. 作为一种优化的仿星器——准环对称仿星器 (QAS) 充分结合了托卡马克和传统仿星器

的优点, 其磁位形既不需要等离子体电流, 又能够最大程度地降低等离子体的新经典输运损失^[5,6]. 因此, 准环对称仿星器被认为是目前国际上最先进的一种磁约束位形之一, 如日本的 CHS-qa、美国的 NCSX 等装置的物理设计均采用 QAS 磁位形^[7–15]. 2017 年, 西南交通大学聚变科学研究所与日本国家核融合科学研究所 (NIFS) 签署了联合共建中国首台准环对称仿星器 (CFQS) 的合作协议, 共同设计并在中国西南交通大学建造当前世界上磁场位形最先进的仿星器. CFQS 装置的主要参数如下: 大半径为 1 m, 环向周期数为 2, 磁场强度为 1 T, 小半径为 0.25 m^[16–18].

* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFE03070000, 2022YFE03070001, 2019YFE03020002)、国家自然科学基金 (批准号: 11975188, U22A20262) 和四川省科技计划 (批准号: 2022JDJQ0036) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: xianquwang@swjtu.edu.cn

虽然仿星器磁场不需要感应等离子体电流来激发,但是与传统仿星器不同,准环对称仿星器中自举电流份额通常较大,因而可以激发一定程度的磁流体(MHD)不稳定性,导致三维磁岛的产生和磁力线的随机化等,最终使等离子体约束变坏.此外,与托卡马克二维物理不同,仿星器磁场是三维的(含有一定大小的径向磁场),即使在真空条件下,磁岛依然可能存在.因此,弄清仿星器三维磁岛的激发和抑制机制,并与二维托卡马克物理互补,对全面理解磁约束核聚变中不稳定性的产生和控制具有重要意义.此外,如何通过外部控制手段和等离子体参数分布的优化,抑制磁流体不稳定性并最终实现准环对称仿星器的高约束性能也是当前仿星器研究中的关键物理问题之一.

早期的实验研究表明,托卡马克中利用辅助加热手段,如电子回旋电流驱动(ECCD)所产生环向电流对新经典撕裂模(NTM)等具有较好的抑制作用.但在QAS中,环向电流是否对三维磁岛也具有抑制或控制作用,相关机制尚不清楚.本文采用HINT代码^[19],研究了外部环向电流对CFQS装置中低比压条件下三维平衡磁岛的抑制机制.相比于高比压情况,低比压等离子体中忽略了自举电流对平衡磁岛的影响.研究表明,在CFQS磁位形下,适度的环向电流将通过改变旋转变换及磁剪切的大小,进而对 $m/n = 5/2$ 三维磁岛产生明显的激发或抑制作用(依赖于电流大小和方向).另外,本文还研究了不同电流密度剖面条件下电流大小、方向以及其他分布参数对磁岛的影响,并探讨了相关物理机制.

2 模型与参数设置

VMEC (Variational Moment Equilibrium Code) 与 HINT (Helical INitial value solver for Toroidal equilibria) 是目前比较流行的两个计算三维MHD平衡的模拟代码.两个代码具有一定的区别,前者VMEC代码基于理想磁流体模型及其特有的磁面坐标系,该模型的数值求解需要磁面的完整性,因此非理想效应以及磁重联过程被忽略;后者HINT代码则基于非理想磁流体模型,通过松弛迭代的方法计算三维MHD平衡方程,无需完整磁面,即允许磁岛的存在^[20].因此,在处理具有明显磁岛结构的仿星器装置中,HINT的计算结果也

更加趋近于真实情况.最新版本的HINT代码建立在柱标(R, ϕ, Z)下求解磁场和压强^[21,22],该过程分为两步:1) 固定磁场 $\mathbf{B}$ 求解方程 $\mathbf{B} \cdot \nabla p = 0$ 得到等离子体压强 p .2) 固定等离子体压强 p 通过求解下列方程解出磁场^[19],

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p + (\mathbf{j} - \mathbf{j}_0) \times \mathbf{B}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times [(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \eta(\mathbf{j} - \mathbf{j}_0 - \mathbf{j}_{\text{net}})], \quad (2)$$

$$\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}. \quad (3)$$

上述方程中, t 为时间, $\mathbf{v}$ 为等离子体速度, $\mathbf{j}$ 为总电流密度, $\mathbf{j}_0$ 为初始背景电流密度(由初始外部激励磁场产生,仿星器中此项很小), $\mathbf{j}_{\text{net}}$ 为环向净电流,包括如欧姆电流、中性束电流、自举电流等, η 为耗散系数.方程(1)–(3)的计算均采用松弛迭代方法,当系统达到力学平衡且速度及磁场达到稳态后输出模拟结果.需要指出,与一般非线性MHD不稳定性计算程序不同,HINT是一个平衡计算程序,由于本工作中并没有考虑平衡流影响,所以在方程(1)中忽略了包含非线性效应的对流项.其他HINT代码及其模型的说明可详见文献^[23].

在真空情况下,为避免低阶有理面和真空磁岛,CFQS的物理设计中旋转变换介于 $2/6$ 和 $2/5$ 之间^[24–27],相应安全因子值从芯部 $q_0 = 2.5$ 单调地增大到边界 $q_{\text{edge}} = 3$,属于弱正剪切分布.然而,在有限等离子体比压 β 、等离子体流、中性束电流等因素,尤其是自举电流的作用下,最初设计的平坦旋转变换分布将被改变,低阶有理面和磁岛也可能随之产生.本文针对CFQS装置低参数运行模式下的磁岛,研究外加电流驱动对磁岛的抑制和控制研究.为不失一般性,通过设置等离子体比压 $\langle\beta\rangle = 0.5\%$ 以及30 kA环向磁场线圈电流从而获得如图1的平衡分布以模拟 $m/n = 5/2$ 磁岛,这里 $\langle\beta\rangle$ 为体平均的等离子体比压.图1(a)可见,旋转变换保持了单调变化和弱正剪切,且经过0.4有理面(即安全因子 $q = 2.5$),压强为抛物线分布.通过VMEC和HINT代码模拟结果的对比,当 $\langle\beta\rangle$ 较低时,在非磁岛区域两个代码计算结果符合得较好.需要指出,在 $\langle\beta\rangle$ 较高时, $\langle\beta\rangle \geq 1\%$,受自举电流的影响,磁岛将严重破坏磁面的完整性,导致两代码计算结果区别较大,相关讨论超出了本文所涉及的范围.图1(b)展示了磁面的庞加莱图,证实

了 $m/n = 5/2$ 的磁岛位于 $1\% \leq p/p_0 \leq 10\%$ 区间, 并大幅缩减了等离子体有效约束区域 (红色部分).

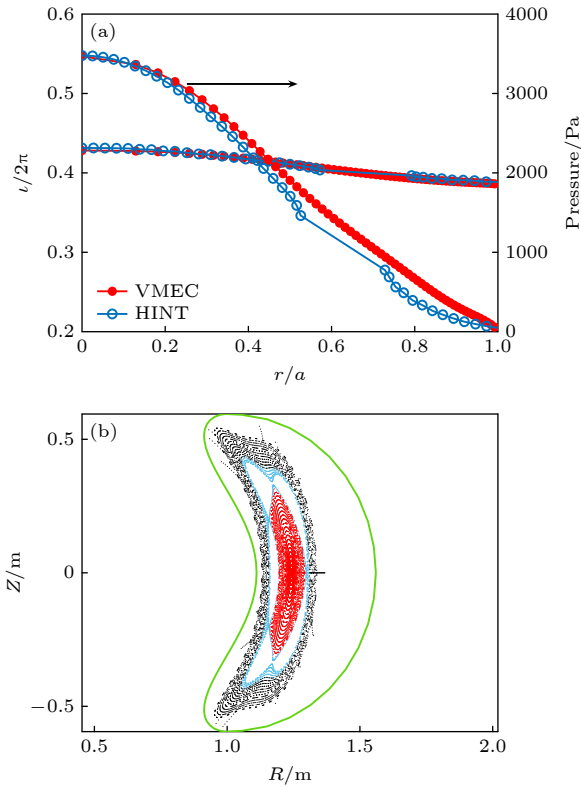


图 1 (a) $\langle\beta\rangle = 0.5\%$ 时旋转变换以及压强的径向分布; (b) $\langle\beta\rangle = 0.5\%$ 、环向角 $\phi = 0^\circ$ 时所对应的初始庞加莱图. 黑色点表示 $p/p_0 < 1\%$ 的区域, 蓝色点表示 $1\% \leq p/p_0 \leq 10\%$ 的区域, 红色点表示 $p/p_0 > 10\%$ 的区域, 绿色线为真空室

Fig. 1. (a) Comparison of the radial dependence of the rotational transform and pressure, $\iota/2\pi$ with $\langle\beta\rangle = 0.5\%$, between the HINT and VMEC codes; (b) the Poincaré plots of initial magnetic surfaces with $\langle\beta\rangle = 0.5\%$ at toroidal angle $\phi = 0^\circ$, where the black, blue and red colors mark the regions of $p/p_0 < 1\%$, $1\% \leq p/p_0 \leq 10\%$, and $p/p_0 > 10\%$, respectively. The green line denotes the boundary of the vacuum vessel.

因此, 研究磁岛的抑制机制并探索不稳定性的控制方法, 对提高 QAS 等离子体约束性能具有重要意义. 下面将通过外加电流驱动来模拟环向电流对磁岛的抑制和控制, 以实现 QAS 等离子体约束性能的提升.

3 磁岛模拟结果

在典型的 CFQS 装置低参数运行模式下, 如果考虑到环向电流的影响, 那么旋转变换可以写成如下形式:

$$\iota = \iota_0 + \Delta\iota_{\text{plasma}} + \Delta\iota_{\text{curr}}. \quad (4)$$

外部线圈所产生的旋转变换为 ι_0 , 有限等离子体 β 导致旋转变换的改变表示为 $\Delta\iota_{\text{plasma}}$, 由于本文中 β 值是固定的, 相应的 $\Delta\iota_{\text{plasma}}$ 为定值, 而环向电流所产生的旋转变换 $\Delta\iota_{\text{curr}}$ 则依赖于电流大小、分布等参数. 需要指出, 这里环向电流主要包括等离子体中的自举电流、中性束电流、电子回旋驱动电流等.

图 2(a) 给出了两种不同的电流密度剖面, 常数分布电流密度范围存在于 $r/a = 0-1$ 之间, 高斯分布电流密度范围在 $r/a = 0.6-0.8$ 之间 (磁岛所在位置). 图 2 中高斯电流密度分布形式的电流驱动所对应的是 ECCD 驱动电流的局域分布, 而常数电流密度分布为高斯电流密度分布无限宽的理想情况. 通过电流密度剖面进行积分 $I(r) = \int_0^r J(r) r dr$ 可得电流大小分布, 在电流增长阶段, 两种分布所积分出的电流大小增长趋势是不同的, 如图 2(b) 所示. 由图 2(b) 可以看出, 在常数电流密度全局分布时, 电流在整个径向上呈抛物线分布. 而在考虑高斯分布电流密度时, 电流在空间分布的展宽以及峰值位置, 将对电流大小的分布产生显著的影响. 下面将研究上述两种电流密度分布对磁岛的抑制作用并讨论了相关机制.

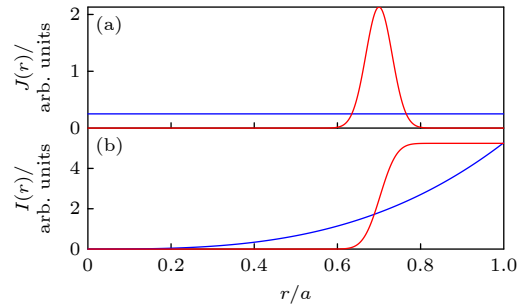


图 2 (a) 环向电流密度剖面、(b) 电流大小分布, 红色线为高斯电流密度分布, 蓝色线为常数电流密度分布

Fig. 2. Profiles of (a) toroidal current density, (b) toroidal current, where the blue line is constant current and the red line is the Gaussian current.

首先研究了常数电流密度对 CFQS 中磁岛的影响, 并采用如图 1 所示所谓“基准”平衡位形中等离子体比压 $\langle\beta\rangle = 0.5\%$, $r/a = 0.7$ 位置处存在 $m/n = 5/2$ 的磁岛进行研究. 图 3 给出平均磁岛宽度 $\langle W \rangle$ 随电流大小 I_0 以及方向变化关系图, 红色虚线标记了无电流时磁岛的平均宽度. 研究表明,

当电流方向为正方向时 (与柱坐标中 ϕ 方向相同) 随着电流的增大, 平均磁岛宽度增加, 此时电流对磁岛具有一定激发作用. 当电流反向时, 环向电流对磁岛产生了较好的抑制效果, 这时磁岛宽度随电流的增加几乎呈线性地减小, 直至 I_0 达到 -6 kA 时, 磁岛被完全抑制.

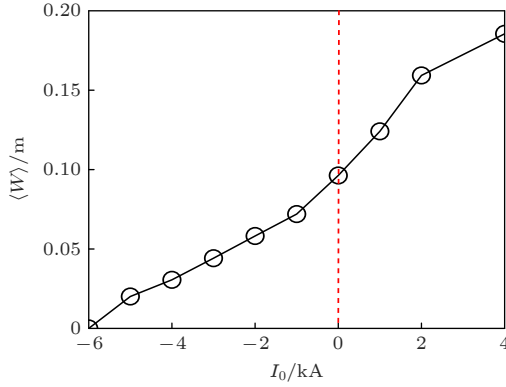


图 3 平均磁岛宽度 $\langle W \rangle$ 随电流大小 I_0 变化关系图
Fig. 3. Average width of magnetic islands $\langle W \rangle$ as a function of toroidal current (I_0).

为了更直观地了解磁岛结构并探明磁岛对电流的依赖关系, 图 4 展示了不同电流大小以及方向时磁岛的庞加莱图. 初始磁岛在图 1(b) 给出, 红色和蓝色区域表示等离子体主要约束区域. 由图 4 可以看出, 与图 1(b) 相比, 图 4(a) $I_0 = 2$ kA 时, 磁岛向等离子体边界移动, 磁岛宽度明显增加且芯部主

要等离子体约束区域面积减小. 当 $I_0 = 4$ kA 时, 由于真空室的存在, 磁岛与真空室相互作用其结构的整体性遭到破坏. 在 $I_0 = 6$ kA 时, 磁岛完全移至有效约束区域以外, 整个内部磁面保持完整. 在电流方向为反方向时, 由图 4(d) 和图 4(e) ($I_0 = -2$ kA, $I_0 = -4$ kA) 可以看出, 磁岛向磁轴靠拢, 其宽度随之减小. 当 $I_0 = -6$ kA 时, 磁岛结构完全消失, 等离子体有效约束区域的拓展较为明显, 但在等离子体边界处出现了 $m/n = 11/4$ 的高模数磁岛链.

众所周知, 在非理想等离子体中, 等离子体电阻将导致有理面附近磁力线重联并形成磁岛, 因此旋转变换 $\iota/2\pi$ 值对磁岛结构具有重要影响. 图 5 给出了不同电流大小以及方向所对应的旋转变换 $\iota/2\pi$ 剖面. 在无电流时, $\iota/2\pi$ 经过 $m/n = 5/2$ 有理面. 当存在正向电流时, $\iota/2\pi$ 剖面整体上升, $m/n = 5/2$ 有理面向边界靠拢, 这一结果为图 4(a)–(c) 中磁岛结构变化提供了一个可能的解释. 尤其是 $I_0 = 6$ kA 时, 旋转变换剖面不再经过 $\iota/2\pi = 0.4$ 有理面, 进而磁岛结构消失. 而当电流方向为反方向时, $\iota/2\pi$ 整体向下移动. 在电流不断增大的过程中, $m/n = 5/2$ 有理面朝芯部移动, 从而导致了磁岛向磁轴处靠拢, 即磁岛被压缩. 当 $I_0 = -6$ kA 时, 磁轴处旋转变换值 $\iota/2\pi$ 约为 0.4, 因此该有理面消失, 磁岛被完全抑制. 同时在边界处, 由于 $\iota/2\pi$ 经过了 $m/n = 11/4$ 有理面, 因此, 边界区域产生了 $11/4$ 的磁岛链结构. 为了进一步

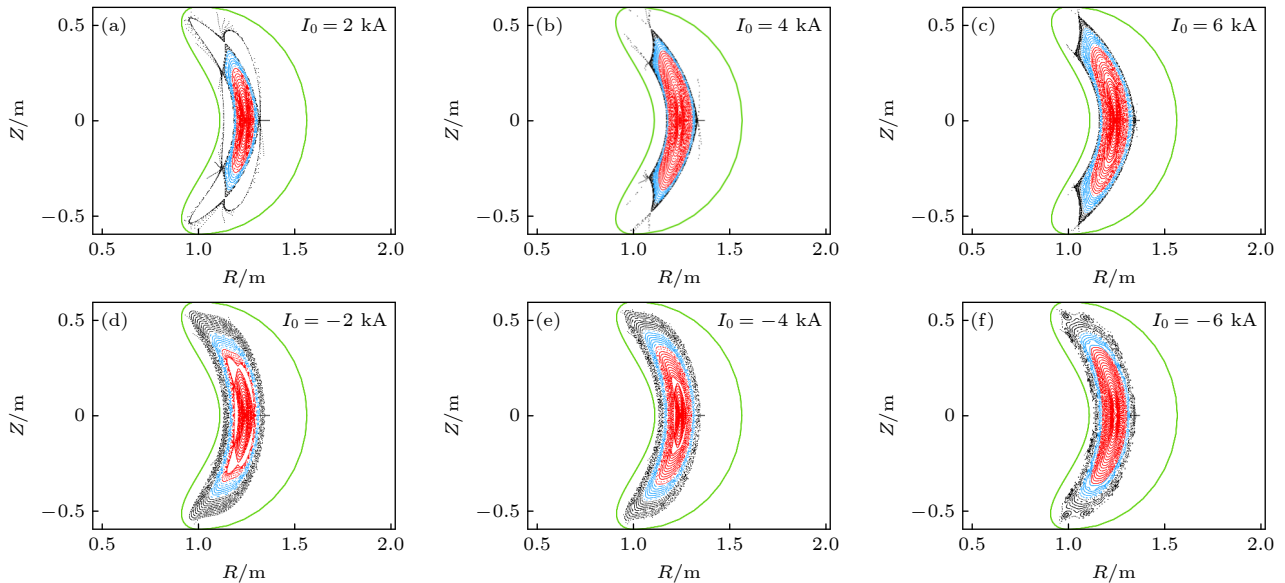


图 4 (a)–(c) $I_0 = 2, 4, 6$ kA 时庞加莱磁面; (d)–(f) 为 $I_0 = -2, -4, -6$ kA 时庞加莱磁面

Fig. 4. (a)–(c) Poincaré plots of magnetic surfaces with $I_0 = 2, 4, 6$ kA; (d)–(f) the Poincaré plots of magnetic surfaces with $I_0 = -2, -4, -6$ kA.

定性地理解常数分布所导致的电流密度分布整体地上下移动, 从理论上做了简单分析: 在圆柱位形近似下, 通过环向电流估计出极向磁场, 并利用安全因子与极向磁场的关系反推出旋转变换与电流的关系, 即 $\Delta\iota(r)_{\text{curr}} \propto I(r)/r^2$, 其中 $I(r)$ 环向电流密度的积分, 满足 $I(r) = \int_0^r J(r)rdr$, 故当电流密度为常数分布 $J(r) = J_0$ 时, $\Delta\iota(r)_{\text{curr}} = C$, 模拟结果与理论相符.

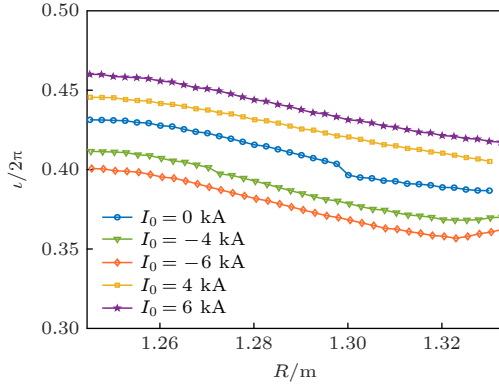


图 5 电流大小对旋转变换的影响

Fig. 5. Rotational transforms with different constant current.

ECCD 在仿星器运行过程扮演了十分重要的角色. 为模拟 ECCD 所产生的局部电流对磁岛的影响, 研究了图 2 所示的高斯电流密度分布 $J(r) = J_0 e^{-(r-b)^2/c}$, 并分析了电流大小及分布参数对磁岛的抑制作用, 这里 J_0 为电流密度幅度, r 为小半径, b 为电流密度分布的峰值位置, c 为分布宽度. 图 6 给出了平均磁岛宽度以及 5/2 有理面处的磁剪切对电流的依赖关系, 这里采用 $b = 0.7$, $c = 0.01$. 结果表明, 在高斯电流密度分布情况下, 电流的大小对平均磁岛宽度也存在较为显著的影响, 即随着电流的不断增大, 磁岛宽度减小. 为解释这一结果, 图 6 还展示了不同电流大小所对应的

磁剪切, 分析发现随着电流增大, 5/2 有理面处的磁剪切也在增加, 当剪切增大到一定程度时, 磁岛宽度减小到最小值. 早期的理论研究表明, 磁岛宽度可近似表示为: $W = 4 \left(\frac{rqB_r}{mq'B_\theta} \right)^{1/2}$ [28], 其中 W 为磁岛宽度, r 为小半径, q 为安全因子, B_r 为径向磁扰动, m 为极向模数, q' 为磁剪切, B_θ 为极向磁场. 定性来看, 磁岛宽度与磁剪切成反比关系. 因此, 磁剪切的增大可以使磁岛宽度减小.

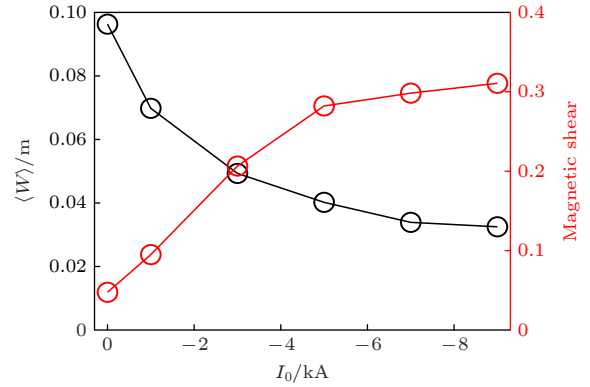


图 6 平均磁岛宽度以及 $m/n = 5/2$ 有理面处磁剪切随电流大小的变化

Fig. 6. Average width of magnetic islands and magnetic shear as a function of toroidal current I_0 .

此外, 通过图 7 给出的不同电流大小所对应的庞加莱图可以看出, 随着电流增大, 磁岛被抑制, 其径向位置无显著变化, 等离子体的约束提高. 而图 8 给出的不同电流大小所对应的旋转变换剖面也表明, 高斯电流密度分布导致旋转变换局部改变. 在芯部区域, 旋转变换几乎不变 (对比图 2 来看, 因为在这一区域电流密度为零, 电流大小也为零), 但在有理面附近 ($r/a = 0.7$, 对应大半径 $R = 1.29$ m), 电流的增加, 引起了有理面及以外区域 $\iota/2\pi$ 值的变化, 这也导致在有理面处磁剪切的增大且 5/2 有理面位置几乎不变.

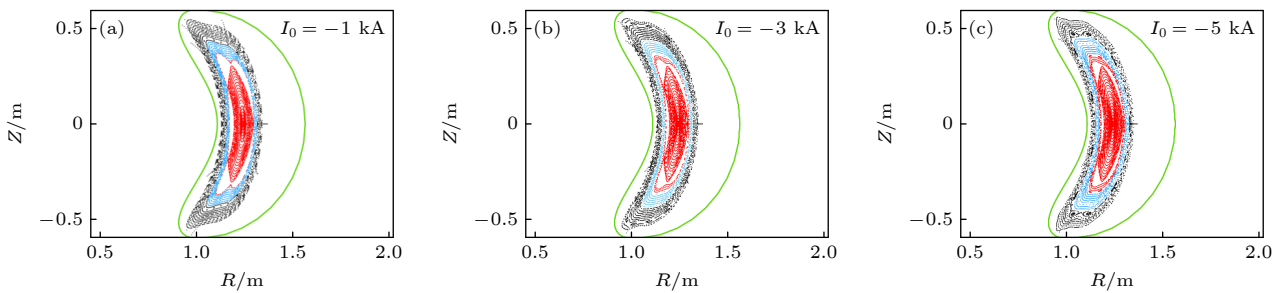


图 7 不同电流大小下的庞加莱磁面 (a) $I_0 = -1$ kA; (b) $I_0 = -3$ kA; (c) $I_0 = -5$ kA

Fig. 7. Poincaré plots of magnetic surfaces with different amplitude of current: (a) $I_0 = -1$ kA; (b) $I_0 = -3$ kA; (c) $I_0 = -5$ kA.

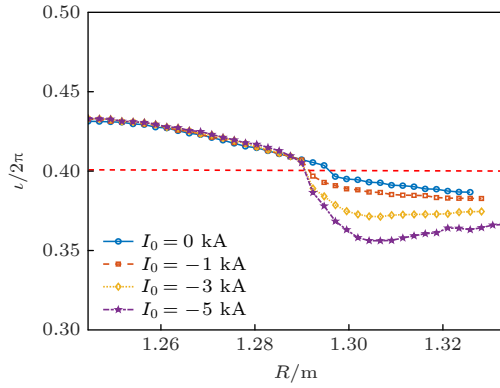


图 8 不同反向电流大小所对应的旋转变换剖面, 其中红色虚线为 $m/n = 5/2$ 有理面位置

Fig. 8. Rotational transform corresponding to Gaussian current density profile with different amplitude of current (opposite to the initial current). The red dotted line is $m/n = 5/2$ rational surface.

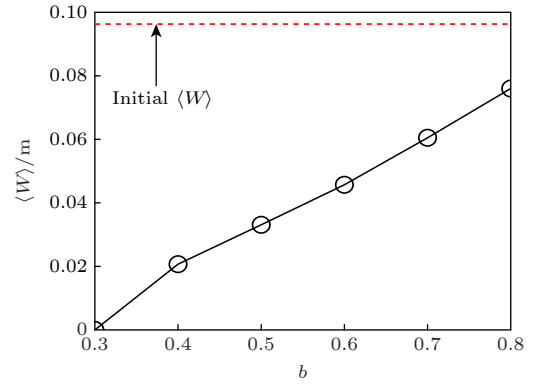


图 9 平均磁岛宽度随分布峰值的变化, 其中红色虚线为初始磁岛宽度

Fig. 9. Average width of magnetic islands $\langle W \rangle$ as a function of radial injection location. The red dotted line is the initial average width of magnetic islands.

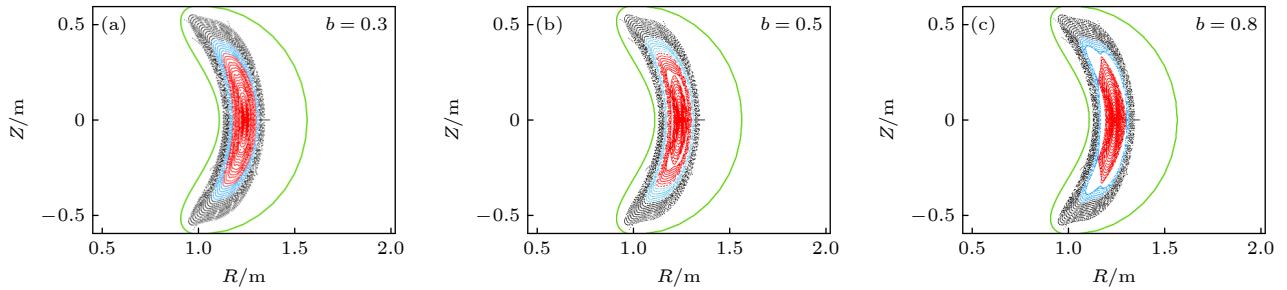


图 10 不同分布峰值 b 所对应的庞加莱磁面 (a) $b = 0.3$; (b) $b = 0.5$; (c) $b = 0.8$

Fig. 10. Poincaré plots of magnetic surface with different radial injection location: (a) $b = 0.3$; (b) $b = 0.5$; (c) $b = 0.8$.

早期实验表明, ECCD 功率沉积位置对磁岛的抑制也有明显的影响^[29]. 因此, 本文还研究了 CFQS 装置 $\langle \beta \rangle = 0.5\%$, 环向电流大小 $I_0 = -2$ kA, $c = 0.01$ 时不同分布峰值 b 对磁岛的影响. 图 9 展示了不同分布峰值所对应的平均磁岛宽度. 红色虚线为初始磁岛宽度. 当 b 减小 (峰值位置向芯部移动), 平均磁岛宽度几乎线性地减小, 在 $b = 0.3$ 时磁岛被完全抑制. 不难判断, 不同峰值位置对磁岛宽度的影响较大. 从整体趋势来看, 在加上高斯分布电流之后, 平均磁岛宽度始终低于初始磁岛宽度, 因此高斯电流对磁岛起到了较好的抑制效果.

图 10(a)–(c) 分别给出了 $b = 0.3, 0.5, 0.8$ 所对应的庞加莱磁面. 相较于无电流时的磁岛 (图 1), 可以看出: $b = 0.8$ 时磁岛结构的位置变化不明显, 但大小略微减小; $b = 0.5$ 时, 磁岛朝芯部区域有明显的移动迹象; $b = 0.3$ 时磁岛更靠近磁轴, 展示出较好的抑制效果且磁面整体保持较为完整. 综上所述,

随着 b 的减小, 磁岛朝磁轴处快速移动, 并引起了磁岛的缩小甚至消失. 关于这一点在图 11 也可看出, 在 b 减小后, 旋转变换分布不仅变陡, 而且 $5/2$ 有理面位置越靠近磁轴, 这为图 9 磁岛抑制的结果提供了一个合理的解释.

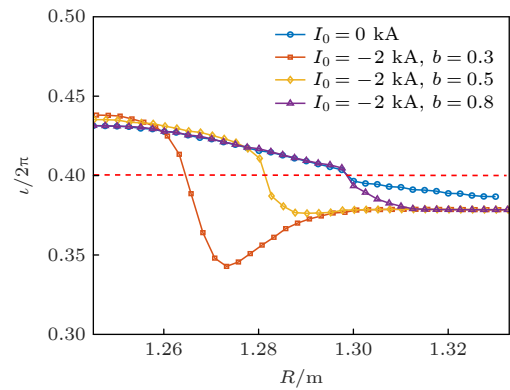


图 11 不同高斯分布峰值 b 所对应的旋转变换剖面.

Fig. 11. Rotational transform corresponding to Gaussian current density profile with different radial injection location b .

4 结 论

本文采用 HINT 代码模拟研究了准环对称仿星器 CFQS 低 β 运行模式中环向电流对三维平衡磁岛的抑制机制. 在忽略自举电流 (低 β) 的情况下, 通过调整环向场线圈电流以产生 $m/n = 5/2$ 有理面, 并聚焦在该含磁岛的平衡位形, 分别讨论了常数电流密度剖面以及高斯电流密度剖面对磁岛的抑制/控制作用. 研究结果表明, 在准环对称仿星器中三维磁岛的抑制机制可能包括以下三方面:

1) 采用常数电流密度分布时, 外部驱动电流导致旋转变换剖面的上、下移动, 当旋转变换避开低阶有理面时 (如 $m/n = 5/2$), 磁岛被完全抑制;

2) 采用高斯电流密度分布, 电流对旋转变换产生局部的影响, 有理面处局部磁剪切的增加是最终导致磁岛宽度减小的重要因素;

3) 通过研究电流密度峰值位置对磁岛的影响, 发现改变峰值位置将引起磁岛 (或有理面) 的移动, 当有理面靠近磁轴时, 磁面缩小、磁岛生长空间被压缩, 进而磁岛被有效地抑制.

上述三种机制的揭示, 为 CFQS 仿星器中磁岛以及托卡马克中撕裂模的抑制/控制实验提供了理论参考. 但仍需要指出, 本文针对的是低 β 运行模式, 并未考虑自举电流的影响, 因此其结果虽具一般性但并不完善. 通常而言, 当 β 较高时, CFQS 仿星器中自举电流对磁岛的尺寸和等离子体约束具有较大影响, 尤其是在反磁剪切位形下, 弄清双有理面上磁岛的产生和耦合机制, 进而寻找有效抑制和控制磁岛的手段将是仿星器三维物理研究的重点之一.

感谢哈尔滨工业大学王晓钢教授在理论分析方面所提供的帮助. 感谢广岛大学 Suzuki 教授在代码方面的支持和帮助. 感谢日本国家核融合科学研究所 Okamura 教授、Shimizu 教授以及 Isobe 教授的有益讨论.

参考文献

- [1] ITER Physics Expert Group on Disruptions, Plasma Control, MHD and ITER Physics Basis Editors 1999 *Nucl. Fusion* **39** 2251
- [2] Boozer A H 2012 *Phys. Plasmas* **19** 058101
- [3] Hirsch M, Baldzuhn J, Beidler C, Brakel R, Burthenn R, Dinklage A, Ehmler H, Endler M, Erckmann V, Feng Y 2008 *Plasma Phys. Control. Fusion* **50** 053001
- [4] Yamada H, Kawahata K, Mutoh T, et al. 2010 *Fusion Sci. Technol.* **58** 12
- [5] Garabedian P R 1996 *Phys. Plasmas* **3** 2483-2485.
- [6] Xu Y 2016 *Matter and Radiation at Extremes* **1** 192
- [7] Nemov V V, Isobe M, Kernbichler W, et al. 2003 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **45** 1829
- [8] Okamura S, Murakami S, Shimizu A, et al. 2000 *J. Plasma Fusion Res. SERIES* **3** 73
- [9] Okamura S, Matsuoka K, Nishimura S, et al. 2001 *Nucl. Fusion* **41** 1865
- [10] Matsuoka K, Okamura S, Nishimura S, et al. 2004 *Fusion Sci. Technol.* **46** 378
- [11] Okamura S, Matsuoka K, Nishimura S, et al. 2004 *Nucl. Fusion* **44** 575
- [12] Reiman A, Ku L, Monticello D, et al. 2001 *Phys. Plasmas* **8** 2083
- [13] Reiman A, Fu G, Hirshman S, et al. 1999 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **41** B273
- [14] Neilson G H, Reiman A H, Zarnstorff M C, et al. 2000 *Phys. Plasmas* **7** 1911
- [15] Zarnstorff M C, Berry L A, Brooks A, et al. 2001 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **43** A237
- [16] Xu Y, Shimizu A, Liu B, et al. 2018 27th IAEA Fusion Energy Conference Gandhinagar, India, October 22–27, 2018, EX/P5-23
- [17] Huang J, Li M S, Qin C, Wang X Q 2022 *Acta Phys. Sin* **71** 185202 (in Chinese) [黄捷, 李沫杉, 覃程, 王先驱 2022 物理学报 **71** 185202]
- [18] Su C Y, Chen S Y, Liu H F, et al. 2020 *AIP Adv.* **10** 015004
- [19] Hara-fuji K, Hayashi T, Sato T 1989 *J. Comput. Phys.* **81** 169
- [20] Hirshman S P, Whitson J C. 1983 *Phys. Fluids* **26** 3553
- [21] Suzuki Y 2017 *Plasma Phys. Control. Fusion* **59** 054008
- [22] Suzuki Y 2020 *Plasma Phys. Control. Fusion* **62** 104001
- [23] Suzuki Y, Nakajima N, Watanabe K, et al. 2006 *Nucl. Fusion* **46** L19
- [24] Liu H F, Shimizu A, Isobe M, et al. 2018 *Plasma Fusion Res.* **13** 3405067
- [25] Liu H F, Shimizu A, Xu Y, et al. 2021 *Nucl. Fusion* **61** 016014
- [26] Shimizu A, Liu H F, Isobe M, et al. 2018 *Plasma Fusion Res.* **13** 3403123
- [27] Wang X Q, Xu Y, Shimizu A, et al. 2021 *Nucl. Fusion* **61** 036021
- [28] Wesson J, Campbell D J, Connor J W, et al. 2004 Tokamaks (3rd Ed.) (New York: Oxford University Press) pp358–359
- [29] Isayama A 2006 *Plasma Sci. Technol.* **8** 36

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

Suppression mechanism of equilibrium magnetic islands in CFQS low- β plasma^{*}

Su Xiang Wang Xian-Qu[†] Fu Tian Xu Yu-Hong

(Institute of Fusion Science, School of Physical Science and Technology, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China)

(Received 6 April 2023; revised manuscript received 18 July 2023)

Abstract

Magnetic island produced in toroidal magnetic confinement plasma has a three-dimensional helical structure because of the rotational transform, especially the equilibrium magnetic surface of the stellarator is three-dimensional helical structure. Thus, the formation and instability of the magnetic island of the Stellarator is a typical issue of the three-dimensional physics and is also one of the key topics of the physics research of the Stellarator. Magnetic islands and related tearing mode physics are major issues in stellarator. The non-inductively current drive, i.e. electron cyclotron current drive (ECCD) can be used as one of the approaches to adjusting the rotational transform, and hence, affecting the generation of magnetic islands. In this study, we use an additional toroidal magnetic field to generate $m/n = 5/2$ magnetic islands in the low- β operation on the Chinese First Quasi-axisymmetric Stellarator (CFQS) so that the influence of the bootstrap current is negligible. Then, we investigate the suppression mechanism of magnetic islands in low- β plasma by using the HINT code. It is found that in the case of the constant current, when the current direction is positive, with the increase of current, the width of island increases. When the direction of current is reversed, the island is suppressed when the current is larger than 6 kA. The main reason is that the rotational transform is away from $\iota/2\pi = 0.4$ rational surface and the $m/n=5/2$ magnetic island does not meet the resonance conditions. In the case of local current profile, the magnetic island width decreases as a result of the enhanced magnetic shear at $\iota/2\pi = 0.4$ rational surface. Moreover, effects of the direction and the amplitude of the current on the suppression of magnetic islands are also discussed in more detail.

Keywords: quasi-axisymmetric stellarator, three-dimensional magnetic islands, toroidal current

PACS: 52.30.Cv, 52.35.Py, 52.55.Hc

DOI: [10.7498/aps.72.20230546](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230546)

^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2022YFE03070000, 2022YFE03070001, 2019YFE03020002), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11975188, U22A20262), and the Science and Technology Plan Project of Sichuan Province, China (Grant No. 2022JDJQ0036).

[†] Corresponding author. E-mail: xianquwang@swjtu.edu.cn



专题: 磁约束等离子体中的高能粒子

临界梯度模型的优化及集成模拟中
高能粒子模块的搭建*邹云鹏^{1)†} 陈锡熊²⁾³⁾ 陈伟¹⁾

1) (核工业西南物理研究院, 成都 610041)

2) (通用原子能, 加州 CA 92186-5608)

3) (中国科学技术大学核科学与技术学院, 合肥 230026)

(2023 年 4 月 27 日收到; 2023 年 7 月 4 日收到修改稿)

基于临界梯度模型, 使用 TGLFEP 和 EPtran 两个程序可以模拟分析阿尔芬本征模引起的高能粒子输运问题. 本文在原有模型的基础上, 加入了两点改进使模拟结果更接近实验. 其一, 考虑阈值剖面的演化过程. 判断阈值的物理量由密度梯度 (dn/dr) 改为归一化的密度梯度 ($(dn/dr)/(n/a)$), 并且使用 TGLFEP 模拟证明阈值与高能粒子密度成反比例关系, 也就是说, 当密度降低时, 阈值会增大. 第二, 考虑有限轨道宽度效应. 使用 OBRIT 程序计算高能粒子的损失锥, 并输入到 EPtran 程序中, 从而增加了一种高能粒子的损失通道. 利用 DIII-D#142111 和 #153071 进行实验验证, 结果表示改进后的模型更接近实验. 最后, 利用神经网络代替 TGLFEP 计算临界梯度, 并实现 EPtran 的并行计算以缩短运行时间. 以此建立一个 EP 模块并加入到 OMFIT 集成模拟中, 模拟结果表示当阿尔芬本征模驱动高能粒子输运, 会导致芯部的压强和电流降低, 从而提升当地的安全因子, 改变平衡位形.

关键词: 高能粒子, 阿尔芬本征模, 临界梯度模型, 输运**PACS:** 52.35.Bj, 52.55.Pi, 52.35.Py, 52.30.Gz**DOI:** 10.7498/aps.72.20230681

1 引言

中国聚变工程实验堆 (CFETR)^[1,2] 的主要目的之一是实现自持燃烧, 因此高能粒子 (EP) 分布的预测成为了一个重要课题. 在过去的研究中, 通常使用经典慢化分布 (classical slowing down)^[3,4] 模型, 但是 DIII-D 的实验表明在不稳定的阿尔芬本征模 (AE) 存在时, 诊断得到的 EP 剖面与经典慢化分布预测的剖面相差甚远^[5,6]. 类似的现象在其他实验装置上^[7-9] 也同样被观测到. 在理论上, EP 在实空间的梯度会驱动 AE, 而不稳定的 AE

会反过来增强 EP 的径向输运, 从而导致 EP 密度剖面变平. 当考虑多个不稳定的 AE 时, 在实空间会产生岛状结构的重叠, 这会导致粒子的随机扩散^[10], 当然这种现象需要 AE 的振幅足够大时才会发生, 因此本文重点讨论的是单模影响 EP 分布的情况. 此外, AE 还会改变 EP 的运动轨迹从而增加轨道损失, 当 AE 驱动 EP 向外输运时会将粒子推进损失锥中, 从而增大 EP 的损失份额. 因此, 在实际托卡马克中, EP 分布和 AE 稳定性构成了一个复杂的负反馈系统.

为了解释经典慢化模型与实验结果的区别, 并使模拟结果更接近实验, 国际上研发 (或改进) 了,

* 国家磁约束核聚变发展研究 (批准号: 2019YFE03020000, 2018YFE0304103) 和国家自然科学基金 (批准号: 12105084) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zouyunpeng@swip.ac.cn

例如 ORBIT^[11], MEGA^[12] 和 kick model^[13] 等模型. 然而自洽的数值模拟需要大量的计算资源, 因此本文选择一个简化的模型来预测 EP 输运和再分布, 即临界梯度模型. 该模型的主要思路为 AE 的不稳定性主要由 EP 压强梯度驱动, 那么 EP 的压强梯度应该存在一个阈值使 AE 达到临界稳定 (这个阈值的存在已经在理论^[14] 和实验中被证实^[15]), 当 EP 压强梯度超过这个阈值时, AE 的振幅快速上升, EP 输运系数快速增大 (stiff transport), 直到 EP 压强梯度降回到阈值. 基于这个理论, 本文使用 TGLFEP 和 EPtran 的组合来计算 EP 的输运和再分布, 其中 TGLFEP 用来计算临界梯度剖面, 而 EPtran 用来计算 EP 的再分布. 并在此基础上, 增加两个改进点: 第一, 优化临界阈值的计算方法. EP 梯度的阈值不再是一个固定值, 而是与 EP 密度成反比例关系, 当 EP 密度降低时, 阈值会随之增大; 第二, 考虑有限轨道宽度效应 (FOW) 造成的 EP 损失. 旧模型仅考虑 EP 在最外层闭合磁面 (LCFS) 处, 由于扩散而造成的损失, 本文使用 ORBIT 程序计算 EP 的运动轨迹并确定其相空间的损失锥.

采用两次安全因子剖面不同 DIII-D 放电实验来验证改进后的临界梯度模型, 其中 #142111 为反磁剪切^[16], #153071 为单调递增^[17]. EP 的初始分布使用 TRANSP^[18] 无输运的模型计算得到. 使用临界梯度模型模拟环向阿尔芬本征模 (toroidal Alfvén eigenmode, TAE) 引起的 EP 输运, 并将输运后的损失份额和沉积剖面与实验进行对比. 最后, 利用神经网络模型替代 TGLFEP 计算临界梯度, 并配合 EPtran 程序的并行化, 缩短计算时间. 基于 OMFIT 集成模拟框架, 搭建一个高能粒子模块 (module of EP, MOE), 从而实现集成模拟中高能粒子压强自洽的迭代.

2 临界梯度模型

2.1 临界梯度计算

TGLF 程序基于回旋朗道流体模型, 主要用来计算湍流物理, 但是程序本身采用局域的流管 (flux-tube) 模型, 因此同样可以用于 AE 的计算. 由于 TGLF 使用准线性模型, 因此其计算速度要远大于回旋动理学程序. 基于 DIII-D 的 H 模放电

实验, TGLF 程序已经用 GYRO 程序线性和非线性模拟校准. TGLF 程序主要求解 6 个矩方程, 即密度、平行速度、平行压强、总压强、平行能量流和总能量流. 本征方程采用系列厄密函数表示. 过去研究结果表明, TGLF 的模拟结果对基函数中的高斯宽度 θ_w 的设置非常敏感^[19,20], 通常选择对应增长率最大的 θ_w . 因为程序自动寻找该值的方法仅对湍流适用, 并不适用于 AE 的计算, 所以改为扫描一定区间内的增长率并选择对应最大值的 θ_w . 以 #142111 为例, 扫描高斯宽度 0.4—2.0 区间. 另外还有一个原则是模的频率和增长率在一定区间内有良好的鲁棒性. 图 1 展示了 3 个环向模数 $n = 3$ 的模的增长率和频率随高斯宽度的变化. 因为橙色和紫色曲线均在一定区间内表现出良好的鲁棒性, 所以被认为是 TAE. 而蓝色曲线的波动过大, 且不满足输出边界条件 (outgoing boundary condition)^[21], 因此被认为是一种数值噪声. TGLF EP 是 TGLF 的并行的封装程序, 可以自动求解多个磁面的高斯宽度并计算 AE 的频率和增长率.

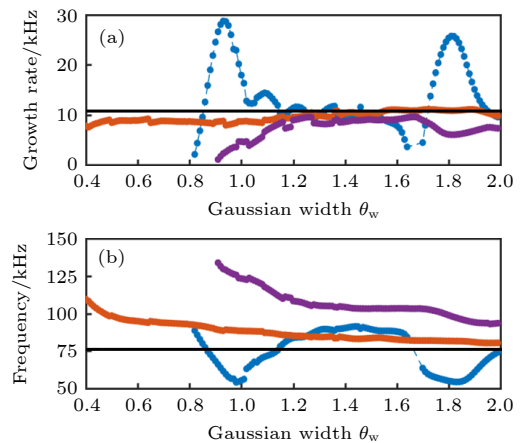


图 1 (a) 增长率和 (b) 频率与高斯宽度的关系, 其中橙色和紫色的曲线表示 TAE, 蓝色线被认为是一种数值噪声, 作为参考, 黑色实线为 MEGA 的模拟结果

Fig. 1. (a) Growth rate and (b) frequency as a function of Gaussian width. The orange and purple curves represent acceptable TAE calculated using TGLFEP. Because the blue curve has a strong perturbation, the mode is treated as polluted by numerical noise. For comparison, the MEGA results are depicted by the black lines.

2.2 高能粒子输运

在临界梯度剖面确定下来之后, 就可以使用 EPtran 程序来计算 EP 的再分布. EP 在 (r, E, λ, σ) 空间的输运方程如下:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f_{EP}}{\partial t} + \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial r} (V' \Gamma^r) + \frac{1}{V^E} \frac{\partial}{\partial E} (V^E \Gamma^E) \\ &= \frac{2}{\tau_s \sqrt{E}} \frac{\partial [(E^{3/2} + E_c^{3/2}) f_{EP}]}{\partial E} \\ &+ \frac{S_0}{2\pi \sqrt{E}} \delta(E - E_0) + v_d \frac{\partial}{\partial \xi} (1 - \xi^2) \frac{\partial f_{EP}}{\partial \xi}, \quad (1) \end{aligned}$$

$$\Gamma^r = -D_{EP}^{rr} \partial f_{EP} / \partial r - (T_{EP}/a) D_{EP}^{rE} \partial f_{EP} / \partial E, \quad (2)$$

$$\Gamma^E = (T_{EP}/a) D_{EP}^{Er} \partial f_{EP} / \partial r - (T_{EP}/a)^2 D_{EP}^{EE} \partial f_{EP} / \partial E. \quad (3)$$

空间坐标 r , E , λ , σ 分别为径向位置、能量、投掷角和运动方向 (沿着磁场方向为正, 逆着磁场方向为负). 方程 (1) 等号右边包括慢化项、源项和螺旋角空间的散射项 [22]. 其中 f_{EP} 表示高能粒子分布函数, ν_d 表示螺旋角散射率, S_0 表示 EP 源, E_0 为初始能量 (α 粒子为 3.5 MeV, 中性束则为注入能量), τ_s 为慢化时间, E_c 为临界能量, T_{EP} 为等效麦克斯韦温度, a 是小半径. $V' = \partial_r V$, $V^E = 1/\sqrt{E(1-\lambda)}$, $\xi = \sqrt{1-\lambda} = v_{//}/v$, $\lambda = \mu B/E$, 这里 v 表示粒子的速度, $v_{//}$ 表示平行磁场方向的速度, μ 为磁矩, B 为磁感应强度. 在外中平面, $0 \leq \lambda < \lambda_{TP}$ 表示通行粒子, $\lambda_{TP} \leq \lambda \leq 1$ 表示捕获粒子, 其中 $\lambda_{TP}(r) = B(0)/B(\pi)$ [23].

考虑 AE 的影响后, 扩散系数 D_{EP}^{rr} 可以写为

$$\begin{aligned} D_{EP}^{rr} &= D_{AE} \left(\frac{a}{n_{EP}} \right) \left[\left(-\frac{\partial n_{EP}}{\partial r} \right) - \left(-\frac{\partial n_{EP}}{\partial r} \right)^{th} \right]_{>0} \\ &+ D_{ITG/TEM}, \quad (4) \end{aligned}$$

其中, 当 $x < 0$ 时, $[x]_{>0} = 0$, 为局域临界梯度; n_{EP} 为高能粒子密度; $D_{ITG/TEM}$ 为湍流输运系数; D_{AE} 并不是从物理推导的, 通常将其设置得足够大以驱动 EP 快速的输运. 在过去的研究中, ITER 模拟设置为 0.3 [24], DIII-D 模拟设置为 10 [25]. 实际上, 再分布剖面对 D_{AE} 的设置并不敏感. 因此根据已经发表的文献 [24,25], 在计算 DIII-D 的实验时, 设置 $D_{AE} = 10$, 在计算 CFETR 时, 设置 $D_{AE} = 0.3$.

扩散系数的矩阵是一个正定的对称矩阵, $D_{EP}^{rE} = D_{EP}^{Er} = -A_{EP} D_{EP}^{rr}$, $D_{EP}^{EE} = A_{EP}^2 D_{EP}^{rr}$, 其中 A_{EP} 是 EP 温度的函数, 详细的表达式在文献 [26] 的附录 A 中, 对于 DIII-D 来说, A_{EP} 总是小于 1. $D_{ITG/TEM}$ 是根据 Angioni 模型计算的背景湍流的扩散系数, 其中氦灰和 EP 采用两种不同的方程描述. 湍流扩散系数有能量相关/不相关两种模型, 模型也同样

在文献 [26] 的附录 A 中. 图 2 是基于 #142111 实验对比两种模型的结果, ρ 为归一化环向磁通的平方根, D_α 为等效输运系数. 可以看到, 能量相关模型计算的扩散系数在内部较低, 而在外部较高, 两者比值如图 2 中的紫色曲线所示. 本文使用能量相关的模型.

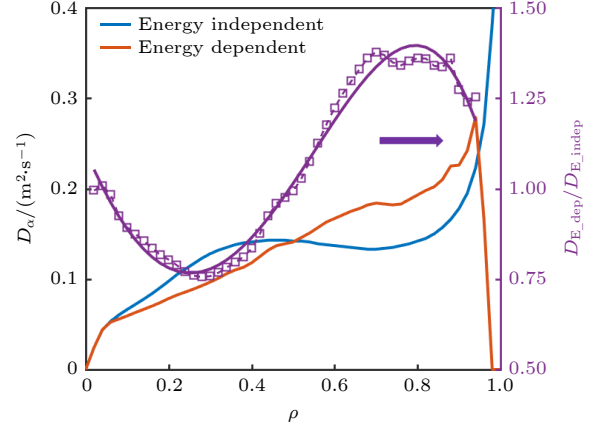


图 2 能量相关 (橙)/不相关 (蓝) Angioni 模型对比
Fig. 2. Comparison between energy dependent (orange) and energy independent (blue) Angioni diffusion coefficients.

根据 AE 增长率表达式 [27], 方程 (4) 改写为

$$D_{EP}^{rr} = D_{AE} \left[\left(\frac{a}{L_{nEP}} \right) - \left(\frac{a}{L_{nEP}} \right)^{th} \right]_{>0} + D_{ITG/TEM}, \quad (5)$$

其中, L_{nEP} 为 EP 密度的特征长度, 将在 3.1 节详细说明此改动.

利用方程 (1) 计算 EP 的分布后, 对其积分可以得到 EP 的密度和等效麦克斯韦温度

$$\begin{aligned} \left[n_{EP}, \frac{3}{2} n_{EP} T_{EP} \right] &= \frac{1}{4} \sum_{\sigma=\pm 1} \int_0^\infty 2\pi \sqrt{E} dE \\ &\times \int_0^1 \frac{1}{\sqrt{1-\lambda}} d\lambda [1, E] f_{EP}. \quad (6) \end{aligned}$$

EP 的初始分布采用经典慢化分布:

$$f_s(r, E) = \frac{S_0 \tau_s}{4\pi} \frac{H(E_0 - E)}{E^{3/2} - E_c^{3/2}}. \quad (7)$$

根据方程 (6) 可知, EP 密度剖面为 $n_{sd}(r) = S_0 \tau_s I_2(v_c/v_0)$, 温度为 $T_{sd} = (2I_4/3I_2) E_0$. 其中积分函数被定义为 $I_n(a) = \int_0^1 x^n dx / (a^3 + x^3)$. 对于 α 粒子, S_0 由背景 DT 密度和相应的反应截面计算; 对中性束注入来说, S_0 由 NUBEAM 程序 [28] 计算.

3 临界梯度模型的优化

3.1 阈值剖面演化

在已经发表的研究中, Waltz 等^[23–25] 讨论了多种临界稳定的判据, 本文使用判据 $\gamma_{\text{AE+ITG/TEM}} = \gamma_{\text{ITG/TEM}}$ 来判断是否达到临界稳定 ($\gamma_{\text{AE+ITG/TEM}}$ 指考虑背景等离子体时 AE 的增长率, $\gamma_{\text{ITG/TEM}}$ 指湍流的增长率). 在旧模型中, EP 密度的特征长度 (L_{nEP}) 保持不变, 不断降低 EP 密度 (密度梯度成比例降低), 直到达到临界稳定的判据, 此时的密度梯度则被视为临界梯度. 在这个假设下, 密度剖面的形状是不变的, 显然这不符合实际情况. 因此使用 TGLFEP 计算一个二维矩阵 (a/L_{nEP} , n_{EP}) 来确定临界的归一化梯度与 EP 密度的对应关系, 利用这个矩阵, 可以在 EP 密度下降时, 使 a/L_{nEP} 上升. 为了说明我们的改进, 选择一个解析的 AE 增长率的表达式^[27]:

$$\frac{\omega_i}{k_{\parallel}/v_A} = -q_0^2 \left[\frac{\beta_c}{2} (G_{\text{mi}}^T + G_{\text{me}}^T) + \beta_{\alpha} (G_{s\alpha}^T - nq_0\delta_{\alpha}H_{s\alpha}^T) \right], \quad (8)$$

其中, ω_i 为增长率, $k_{\parallel}$ 为平行波矢, v_A 为阿尔芬速度, n 为环向模数, β_c 和 β_{α} 分别为背景粒子和高能粒子的比压. G 和 H 是与粒子速度相关的拟合函数, 具体表达式见文献^[27]. 等式右边的第 1 项为背景离子和电子的朗道阻尼, 当假设平衡不变时, 其为常数. 第 2 项包括了 EP 对 AE 的阻尼和驱动, 其中 β_{α} 和 δ_{α} ($\propto dp_{\alpha}/(p_{\alpha}dr)$, 这里 p_{α} 为高能粒子压强) 两个量会在 EP 输运时改变. 由于

EP 的驱动中同时包含压强和压强梯度, 因此应随着 EP 剖面变化而变化. 令方程 (8) 等于 0, 则可以得到如下形式:

$$\frac{a}{L_{\text{nEP}}^{\text{th}}} = \frac{k_1}{n_{\text{EP}}} + k_2, \quad (9)$$

其中 k_1 包含了背景粒子的朗道阻尼, k_2 包含了 EP 本身的阻尼和温度梯度驱动, 在忽略温度变化时, 这两个系数在每个磁面上都是固定的. 到此为止, 我们证明了 $a/L_{\text{nEP}}^{\text{th}}$ 与 n_{EP} 成反比例关系. 图 3(a) 中, 红色虚线表示对应初始 EP 密度的 a/L_{nEP} , 黑色实线表示经典慢化分布的 a/L_{nEP} , 黑色实线高于红色虚线的区域表示 AE 是不稳定的. 针对这个不稳定区域, 使用 TGLFEP 扫描 a/L_{nEP} 与 n_{EP} , 图 3(b) 展示了 3 个不同位置, TGLFEP 的模拟结果也验证了这种反比例关系. 当 EP 输运时, 芯部的 EP 密度是降低的, 那么阈值则会相应的上升. 以 $\rho = 0.4$ 为例 (图 3(c)), 红色的叉表示初始时刻, 黑色和红色箭头分别表示旧模型和改进后的模型下随 EP 密度的变化轨迹, 这可以明显看到两个模型的差别.

3.2 有限轨道宽度 (FOW) 效应

磁场的非均匀性导致粒子导心轨道的漂移被称为有限轨道宽度 (FOW) 效应, 在等离子体边界附近, 能量越高的粒子就越容易在 FOW 效应的作用下从 LCFS 损失掉, 这种现象在实验中是普遍存在的^[16]. 然而旧模型并没有考虑这种损失机制, 因此只有很少的 EP 会损失, 而大量的粒子都沉积在等离子体边界附近. 本文使用 ORBIT 程序计算 EP 在相空间中的损失锥, 并将其加入到输运模型中.

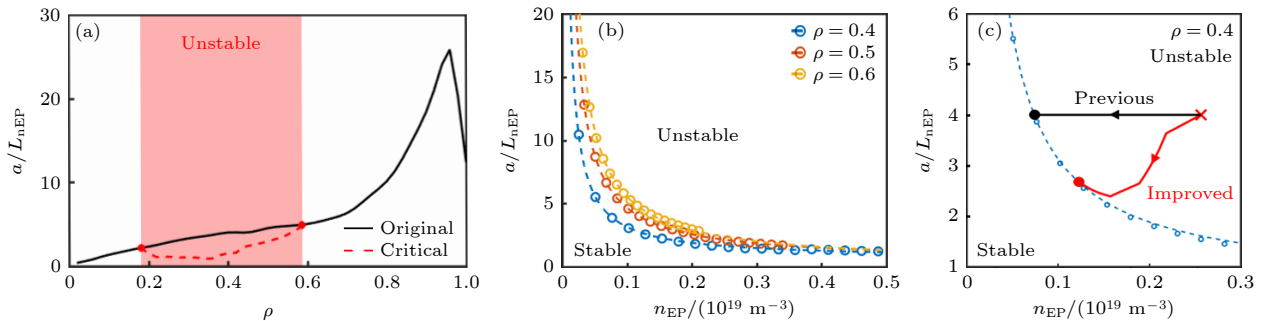


图 3 (a) 输运前的 AE 不稳定区间; (b) 在 $\rho = 0.4, 0.5, 0.6$ 处, a/L_{nEP} 与 n_{EP} 的反比例关系; (c) $\rho = 0.4$ 处, 旧模型和改进模型模拟的密度演化轨迹

Fig. 3. (a) Unstable AE region of $n = 3$ without transport. Critical a/L_{nEP} is depicted by dash red curve, and a/L_{nEP} of classical slowing down distribution is depicted by solid black curve; (b) inverse proportional function between critical a/L_{nEP} and n_{EP} at $\rho = 0.4, 0.5, 0.6$; (c) density evolution trajectories of previous CGM (black) and improved CGM (red) at $\rho = 0.4$.

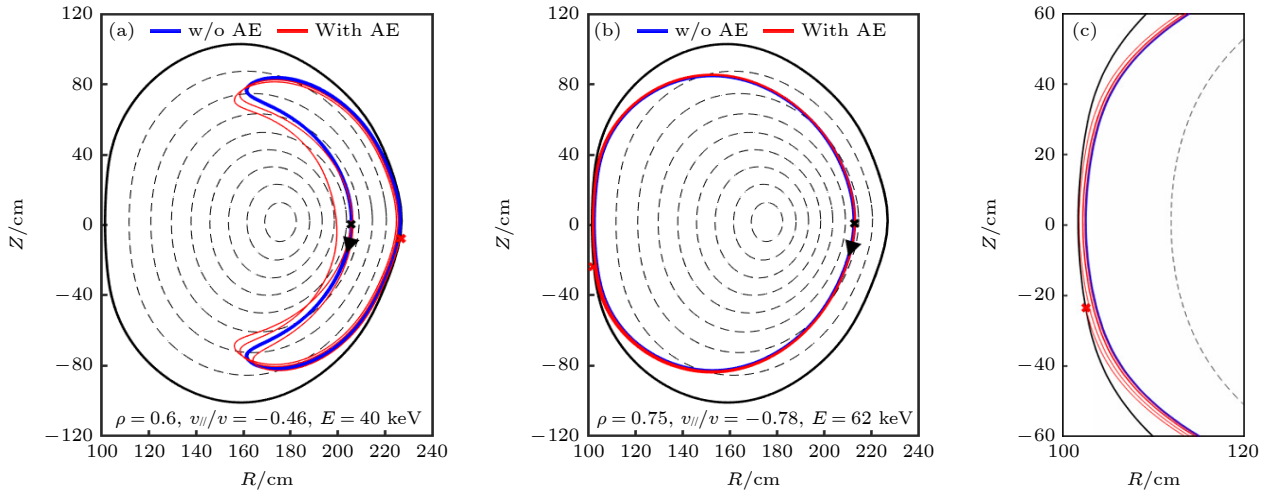


图 4 (a) 捕获粒子和 (b) 通行粒子在 AE 扰动下的运动轨迹示例; (c) 图 (b) 在高场侧的放大图

Fig. 4. Representative trajectories of (a) trapped and (b) counter passing particles by including AE perturbation; the high magnetic field side of (b) is enlarged in (c) to reveal trajectory variations.

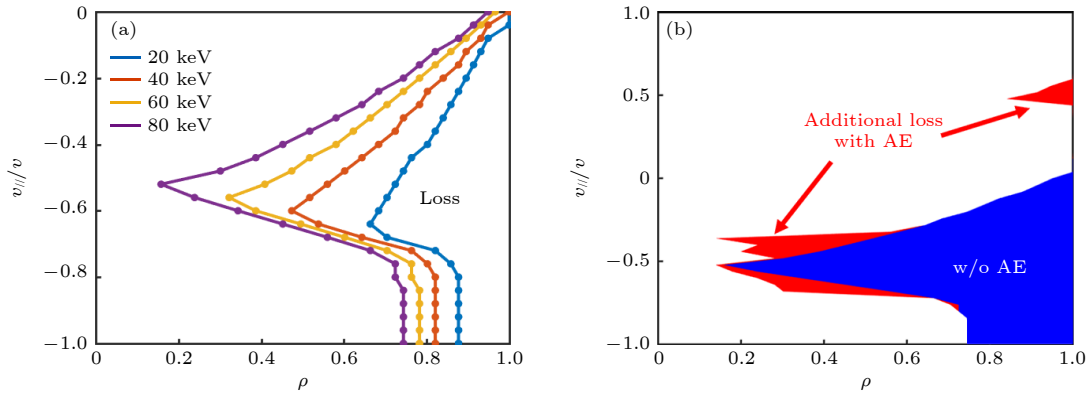


图 5 (a) 无扰动时, 不同能量 EP 在 $(\rho, v_{||}/v)$ 空间的损失锥; (b) 有无 AE 扰动下, 80 keV 的 EP 损失锥对比图

Fig. 5. (a) Loss boundary in $(\rho, v_{||}/v)$ space with different energies; the loss region is on the right side of the curve. (b) loss cone without/with AE perturbation. The blue area represents the loss cone without AE, and the additional loss by including AE is highlighted by the red area.

在 ORBIT 计算中, 初始 EP 分布选择在 (ρ, E, ξ) 空间的均匀分布, 且仅考虑外中平面的粒子. 由于 ORBIT 程序采用二维空间坐标, 因此这里仅考虑外中平面. 当然, 由于粒子更容易在低场侧损失, 因此这会导致过度的估计 EP 的损失份额. 此外, 在 AE 扰动下, 一部分原本可以约束的粒子会转变为损失粒子, 即 AE 会增大 EP 的损失锥. 以 #142111 为例, 图 4(a) 和图 4(b) 分别展示了捕获粒子和通行粒子在无扰动 (蓝色) 和有 AE 扰动 (红色) 下的运动轨迹. 其中通行粒子在高场侧的轨迹被放大到图 4(c) 中. 在每幅图中, 黑色叉表示粒子的初始位置, 红色叉表示粒子从 LCFS 逃逸的位置, 黑色箭头表示运动方向.

图 5(a) 展示了无 AE 扰动时不同能量的 EP 的损失边界, 在该边界的右侧表示粒子的损失区

域. 由于初始粒子均选择在外中平面上, 因此所有的损失粒子都具有负的螺旋角. 损失锥的面积随粒子能量增大而增大. 对于能量为注入能量 80 keV 的粒子, 其损失锥的峰靠近磁轴. 图 5(b) 展示了 AE 扰动下损失锥的进一步增大. 根据文献 [5,16], AE 的扰动幅度设为 $dB/B \approx O(10^{-4})$. 将得到的损失锥输入到 EPtran 程序中, 令损失锥内的 EP 分布函数为零, 从而等效的考虑 EP 由于 FOW 效应的损失.

4 临界梯度模型的实验验证

4.1 #142111 放电实验

实验中利用 ECE 测量到 525 ms 时刻频率为 70—90 kHz 的低 n TAE, 这些模在空间上重叠,

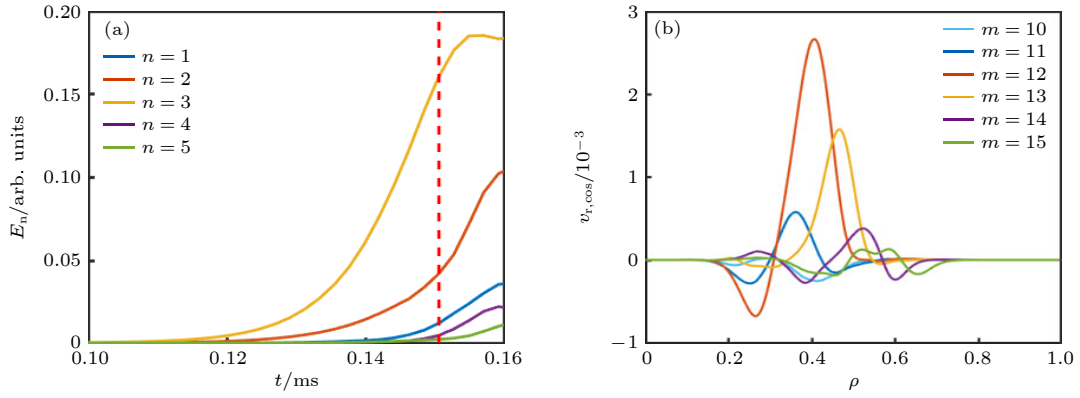


图6 MEGA 模拟结果 (a) $n=1-5$ 的 TAEs 的能量演化过程; (b) $n=3$ 的 TAE 的模结构, $v_{r,\cos}$ 为径向扰动速度的 $\cos$ 分量, 不同的极向谐波用不同的颜色区分

Fig. 6. (a) Evolution of energy with $n=1-5$ TAEs by MEGA; (b) cosine part of radial velocity for the most unstable $n=3$ TAE.

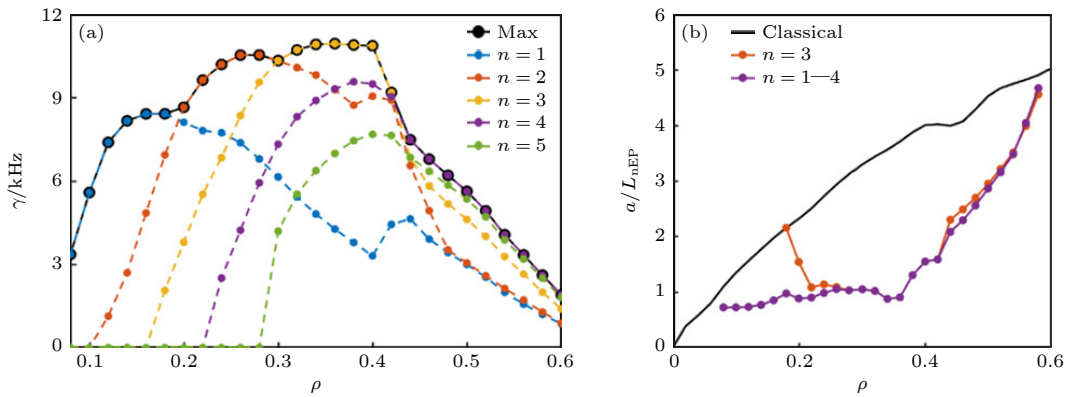


图7 (a) $n=1-5$ 的 TAEs 在不同磁面的增长率; (b) 单 n 和多 n 计算的临界梯度剖面的对比

Fig. 7. (a) Growth rate in each flux surface of $n=1-5$ TAEs by TGLFEP; (b) comparison between critical a/L_{nEP} profiles with $n=1-4$ and $n=3$.

径向位置均在 $\rho \approx 0.4$. MEGA 程序的模拟表示, $n=1-5$ 的 TAE 的能量演化如图 6(a) 所示, $n=3$ 的 TAE 增长率最大且最先达到饱和. 该 TAE 在线性阶段 ((a) 中红色虚线对应的位置) 的模结构如图 6(b) 所示. 图 7(a) 展示了 TGLFEP 程序计算的 $n=1-5$ 的模的增长率在径向上的分布情况, 可以看到从 $\rho \approx 0.1$ 到 0.6 这个范围内, $n=1-4$ 分别占主导, 因此不同径向位置的临界梯度均考虑当地增长率最大的模 (图 7(b)).

输运后的 EP 径向密度剖面如图 8(a) 中的紫色曲线所示, 为了可以更清晰比较, 图 8 中还加入了经典慢化分布, 即输运前的剖面 (黑色)、实验结果 (红色)、旧临界梯度模型的模拟结果 (蓝色)、改进后的临界梯度模型但不考虑 AE 对损失锥影响的模拟结果 (绿色) 以及 MEGA 的结果 [29]. 从图 8(a) 可以看出, 改进后的临界梯度模型的模拟结果比旧模型更接近实验结果. 这里定义 EP 的损失份额为损失的粒子数与经典慢化分布预测的约

束的总粒子数之比, 那么旧模型的损失份额为 15%, 而改进后模型的模拟结果超过 40%, 这与实验的约 50% 的损失份额非常接近. 而且 AE 区域梯度过小和 EP 堆积在边界附近的问题也都有所改善. 在临界梯度模型中, EP 的输运过程可以理解为: 不稳定的 AE 不仅增强 EP 的径向输运, 而且会轻微增大损失锥, EP 向外输运进入损失锥中后, 由于 FOW 效应而直接从 LCFS 逃逸出去. 最后, 由于考虑了负螺旋角的分布, 模型可以计算 EP 在螺旋角空间的分布 (图 8(b)), 黑色曲线对应 60 keV 的 EP 的分布, 红色曲线则为 0—80 keV 全部 EP 的分布.

4.2 #153071 放电实验

在 #153071 放电实验中, 频率在 100—200 kHz 的低 n TAE 在靠外侧的位置被激发, 但是忽略等离子体旋转, 模拟得到了一个在 $\rho=0.2-0.6$ 范围内的一个较宽的模. 增长率最大的 $n=4$ 的 TAE

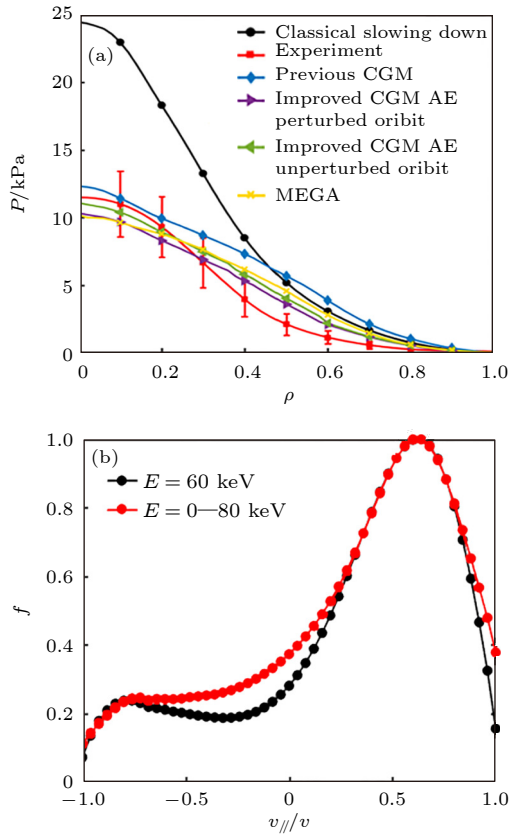


图 8 (a) EP 密度剖面对比图, 经典慢化分布 (黑色)、实验 (红色)、旧临界梯度模型 (蓝色)、考虑 (紫色)/不考虑 (绿色) AE 扰动对损失锥影响的改进的临界梯度模型、MEGA (黄色); (b) EP 在螺旋角空间的分布

Fig. 8. (a) Density profile comparison: Black curve represents classical slowing down; the red curve is inferred from experiment data; blue curve represents original CGM without loss cone effect; purple/green curve is improved CGM with loss cone from AE perturbed/unperturbed orbits; yellow curve represents MEGA results. (b) EP redistribution in pitch angle space.

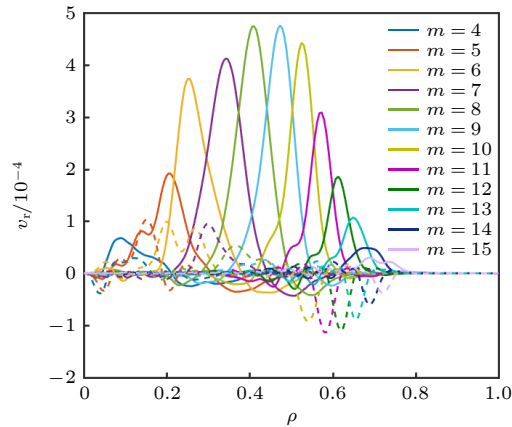


图 9 $n = 4$ 的 TAE 的模结构, 实线和虚线分别表示扰动速度的余弦和正弦分量

Fig. 9. Spatial profile of $n = 4$ TAE, where cosine and sine part of radial velocity are depicted by solid and dash curve, respectively.

如图 9 所示, 图中实线和虚线分别为扰动速度的余弦和正弦分量. FOW 效应引起的损失锥如图 10 所示, 由于本次实验 AE 振幅较弱, 且 AE 的径向宽度与损失锥的重叠较小, 因此在计算损失锥时没有考虑 AE 扰动的影响.

将模拟得到的阈值剖面 and 损失锥代入到 EPtran 程序中后, 计算得到的 EP 再分布剖面如图 11 中的红线所示, 同样, 为了便于比较, 图中还给出了经典慢化分布 (黑色)、实验分布 (绿色) 及旧模型的模拟结果 (蓝色). 改进后的模拟结果呈类似高斯分布的形式, 与实验结果非常吻合, 模拟曲线几乎都在误差棒内.

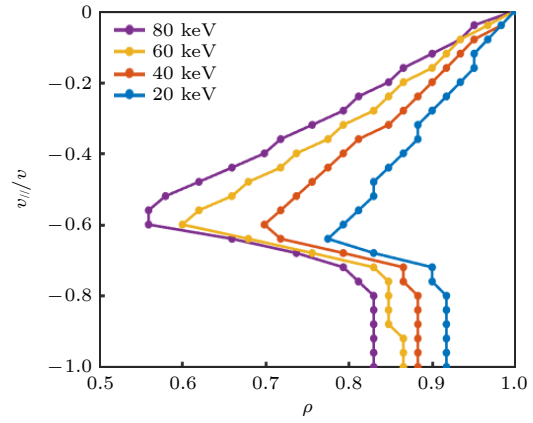


图 10 不同能量的 EP 在 $(\rho, v_{||}/v)$ 空间的损失锥

Fig. 10. Loss boundary in $(\rho, v_{||}/v)$ space with different energies.

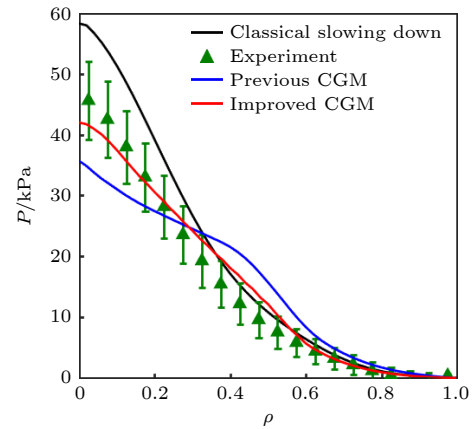


图 11 压强剖面对比图, 经典慢化分布为黑色曲线, 旧临界梯度模型为蓝色曲线, 改进的临界梯度模型为红色曲线, 实验结果为绿色三角并配有误差棒

Fig. 11. Pressure profile of classical slowing down (black), previous (blue) and improved (red) CGM. For comparison, experimental data is depicted by green triangles with error bar.

4.3 基于神经网络构建 HL-3 的高能量粒子模拟模块

目前 OMFIT 集成模拟中, EP 的计算主要是用 ONETWO (α 粒子) 和 NUBEAM (NBI) 程序实现. 但这两个程序使用的是经典慢化模型, 模拟结果与实际分布相差很大. 因此本章重点讨论如何将临界梯度模型嵌入集成模拟中. 根据第 2 节的模型, 可知利用临界梯度模型预测 EP 分布分为两步, 第 1 步是利用 TGLFEP 计算临界梯度, 第 2 步是利用 EPtran 程序计算 EP 的再分布. 目前 EPtran 程序已经改写为并程序, ~ 5 min 就可以完成计算, 因此, 只有缩短第 1 步的运行时间, 才有可能将临界梯度模型加入到集成模拟的迭代中, 这里就选用神经网络的方法来实现.

搭建神经网络第 1 步需要合适的数据库, 样本的输入太多会导致模型预测不准确, 因此从物理出发, 尽量减少输入变量. 这里不考虑杂质的影响, 因此有效电荷数 $Z_{\text{eff}} = 1$, 而 EP 的密度是扫描量, 因此离子的密度可以通过准中性条件来计算. 为了方便, 认为离子温度与电子温度相同. 参考 TGLFEP 的输入后, 共有 18 个输入变量 (表 1). 模型的输入

表 1 神经网络输入变量
Table 1. Variables for NN input.

	变量	符号	表达式
1	电子密度	n_e	
2	电子温度	T_e	
3	电子密度特征长度	$rlns_e$	$-\frac{a}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial r}$
4	电子温度特征长度	$rlts_e$	$-\frac{a}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial r}$
5	磁面对应的小半径	$r_{\min}$	r/a
6	安全因子	q	
7	磁剪切	q_prime	$\frac{q^2 a^2}{r^2} s$
8	压强梯度	p_prime	$\frac{q a^2}{r B^2} \frac{\partial p}{\partial r}$
9	高能量粒子温度	$taus_EP$	T_{EP}/T_e
10	高能量粒子温度特征长度	$rlts_EP$	$-\frac{a}{T_{EP}} \frac{\partial T_{EP}}{\partial r}$
11	磁场强度	B	
12	磁面对应的大半径	r_{maj}	R/a
13	拉长比	$kappa$	κ
14	拉长比的剪切	s_kappa	$\frac{r}{\kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial r}$
15	三角形变	$delta$	δ
16	三角形变的剪切	s_delta	$\frac{r}{\delta} \frac{\partial \delta}{\partial r}$
17	Shafranov 位移	$drmajdx$	$\frac{\partial R}{\partial x}$
18	小半径	a	

则为 3.1 节中方程 (9) 中的两个系数 k_1 和 k_2 . 根据输入输出, 参照中国环流 3 号 (HL-3) 的参数范围, 利用 EFIT 生成 150 个不同的平衡, 每个平衡随机选取 8 个磁面的参数作为样本, 因此总共生成 1200 个样本.

神经网络模型采用最简单的线性结构, 主要有两个功能: 1) 预测是否存在不稳定的 AE; 2) 对于存在不稳定 AE 的磁面, 计算 k_1 和 k_2 . 流程图如图 12 所示.

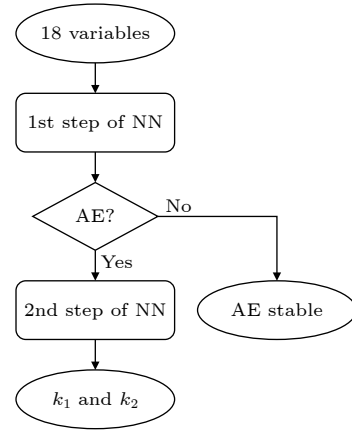


图 12 神经网络流程图, 第 1 步判断 AE 是否被激发, 第 2 步计算系数 k_1 和 k_2

Fig. 12. Flow chart of the neural network (NN). The NN estimates if the AE can be excited at first, and calculates the two coefficients k_1 and k_2 for AE unstable location.

将 1200 个样本进行随机洗牌, 80% 用来训练模型, 剩下的 20% 用来对模型进行检验. 第一阶段是判断是否存在不稳定的 AE, 图 13 表示在模型学习 200 次之后, 均方差大约收敛为 0.1, 准确率收敛到 0.9 左右. 继续训练会发生过拟合. 对于存在 AE 的样本, 同样选择 80% 作为训练集, 20% 为验证集. 图 14 展示了预测值与目标值之间的差距 ((a) k_1 和 (b) k_2), 圆点越接近对角线 (虚线) 表示预测值越接近目标值. 从图 14 可以看到, 迭代次数越高, 预测值就越接近, 但总体变化不大.

此外, 还额外制作了 3 个 HL-3 的平衡来验证这个神经网络模型, 3 个平衡具有不同的安全因子剖面, 分别为单调递增、芯部弱反磁剪切、强反磁剪切, 这 3 个平衡的压强和安全因子剖面如图 15 所示. 此外, 还根据高能量粒子临界梯度与高能量粒子密度成反比这一物理, 采用了一个自定义的损失函数作为对比. 图 16 为 k_1 和 k_2 的预测值和目标值 (TGLFEP 计算值) 的径向分布, 可以看到预

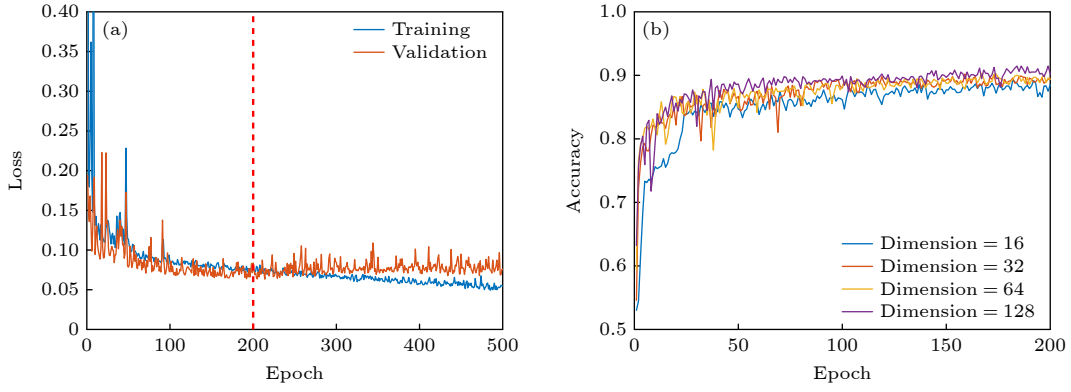


图 13 (a) 训练集和验证集的均方差随学习次数的变化; (b) 准确度随学习次数的变化

Fig. 13. (a) Loss (mean square error) and (b) accuracy for AE stability estimation versus training epoch.

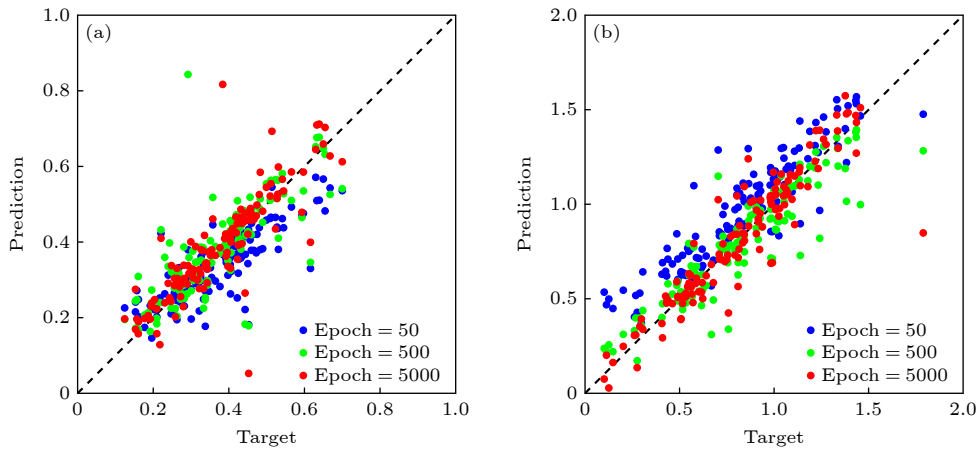

 图 14 预测值与目标值的对比图 (a) k_1 ; (b) k_2

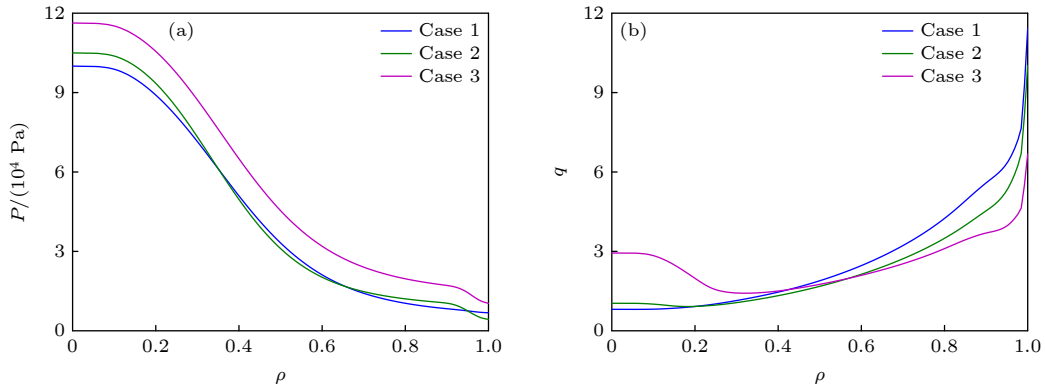
 Fig. 14. Predicted (a) k_1 and (b) k_2 compared with the targets.


图 15 用来验证神经网络的 3 个平衡的 (a) 压强剖面 and (b) 安全因子剖面

Fig. 15. (a) Pressure and (b) safety factor profile of three additional equilibria for NN validation.

测值与目标值相比误差不大, 判断的 AE 的范围基本相同. 将二者代入 EPtran 中计算的高能量粒子剖面如图 17 所示, 这说明训练的神经网络可以替代 TGLFEP.

最后采用神经网络模型代替 TGLFEP 程序,

与并行的 EPtran 程序组合, 构建 MOE. 为了提高运行速度, MOE 中使用解析公式^[30]代替 ORBIT 程序计算 EP 的损失锥. 图 18 为 OMFIT workflow, 右侧的 TGYRO, ONETWO 和 EFIT 三个程序构成了目前常用的集成模拟 (不考虑台基区). TGYRO

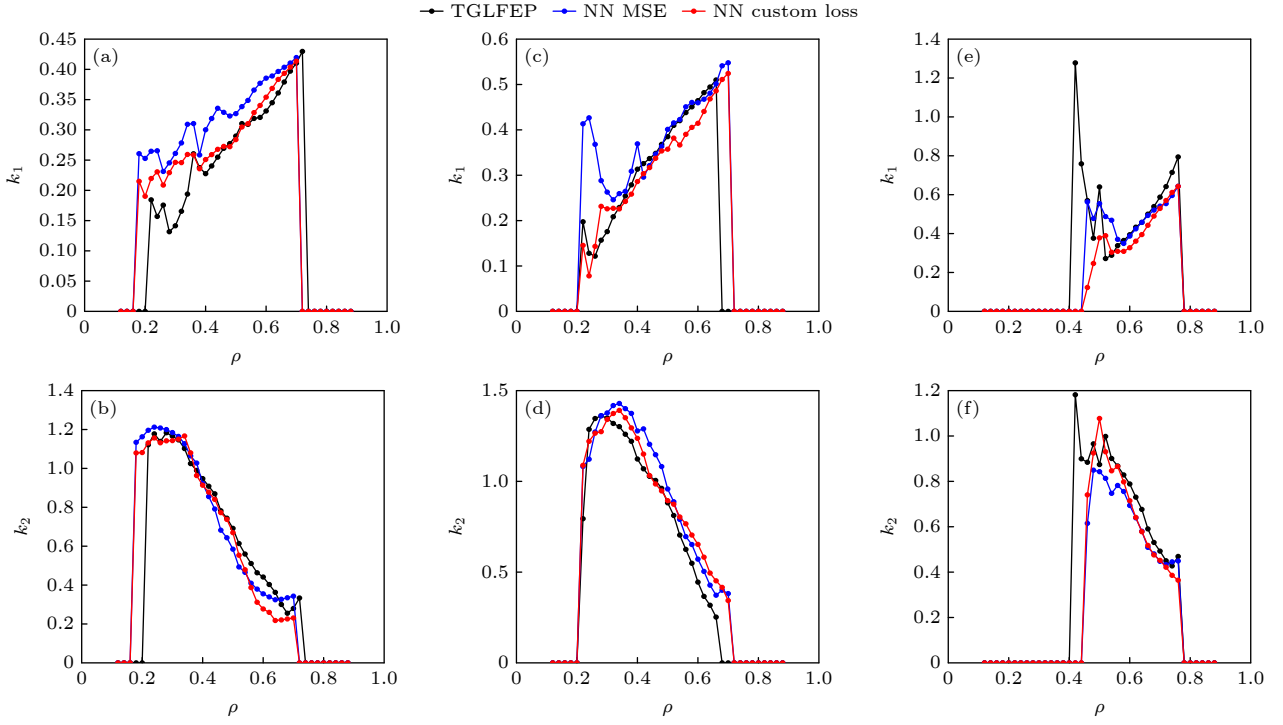


图 16 HL-3 神经网络预测值 (MSE 为蓝色, 自定义损失函数为红色) 与 TGLFEP 计算值 (黑色) 对比图 (a), (b) Case 1; (c), (d) Case 2; (e), (f) Case 3

Fig. 16. Coefficients of k_1 and k_2 predicted by NN with loss function of MSE (blue) and custom loss function (red): (a), (b) Case 1; (c), (d) Case 2; (e), (f) Case 3. For comparison, TGLFEP results are depicted by black curve.

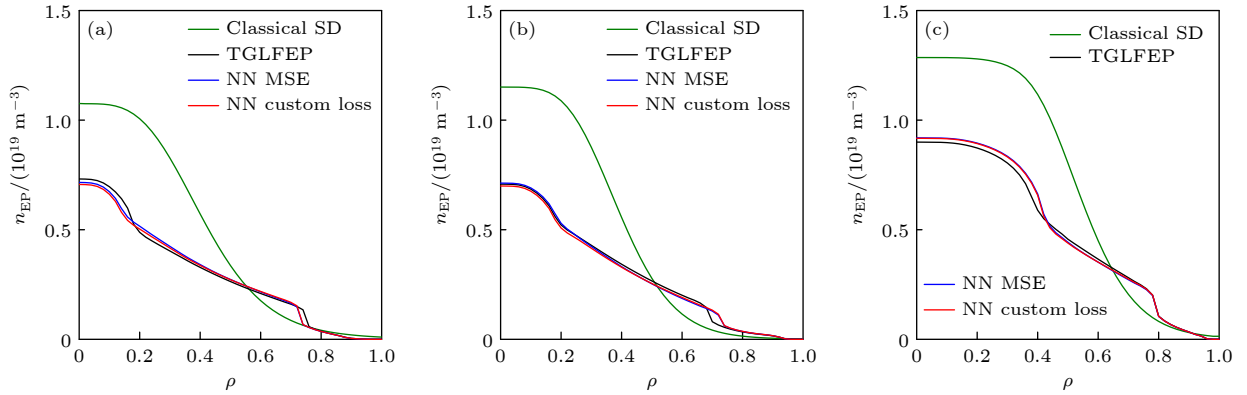


图 17 具有 (a) 单调递增、(b) 芯部弱反磁剪切和 (c) 强反磁剪切安全因子剖面的平衡位形下, 高能粒子剖面对比图. 绿色曲线为经典慢化模型计算的初始 EP 剖面, 黑色、蓝色、红色曲线分别为根据 TGLFEP、MSE 和自定义损失函数得到的临界梯度计算的 EP 剖面

Fig. 17. EP profile comparison for the equilibrium with (a) monotonic, (b) weak and (c) strong shear q -profile. In each panel, green curve depicts initial EP profile with classical slowing down distribution and black curve depicts EP profile with the critical gradient calculated by TGLFEP. The blue and red curves depict EP profiles by NN with loss function of MSE and custom loss function, respectively.

计算各粒子的密度、温度剖面; ONETWO 计算电流和粒子源; EFIT 构建等离子体平衡. 我们搭建的 MOE 则读取 TGYRO 计算的粒子剖面信息、EFIT 生成的平衡的磁场信息, 以及 ONETWO 计算的中性束粒子源 (α 粒子源则根据 DT 的剖面进

行计算), 计算得到 EP 的压强和电流剖面传递给 ONETWO, 然后计算得到总压强和总电流 (P' 为压强的导数, 即压强梯度, F 是一个与极向电流相关的函数, F' 为 F 的导数) 再传递给 EFIT 完成迭代.

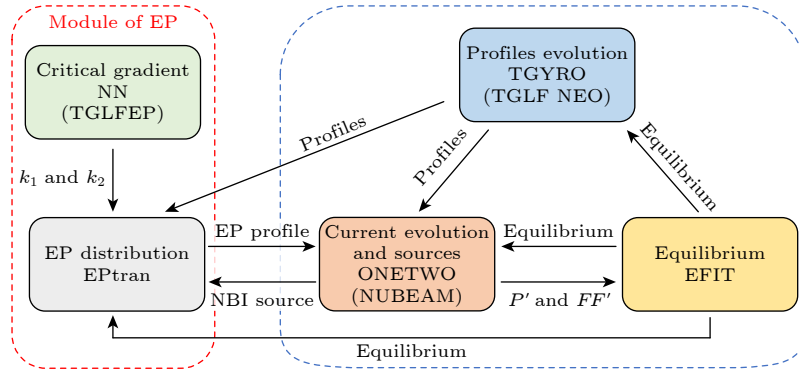


图 18 OMFIT 集成模拟流程图, 蓝色框里是旧 OMFIT 迭代流程, 红色框中的是高能粒子模块
Fig. 18. OMFIT workflow with MOE. The typical iteration is in the blue border, and MOE is in the red border.

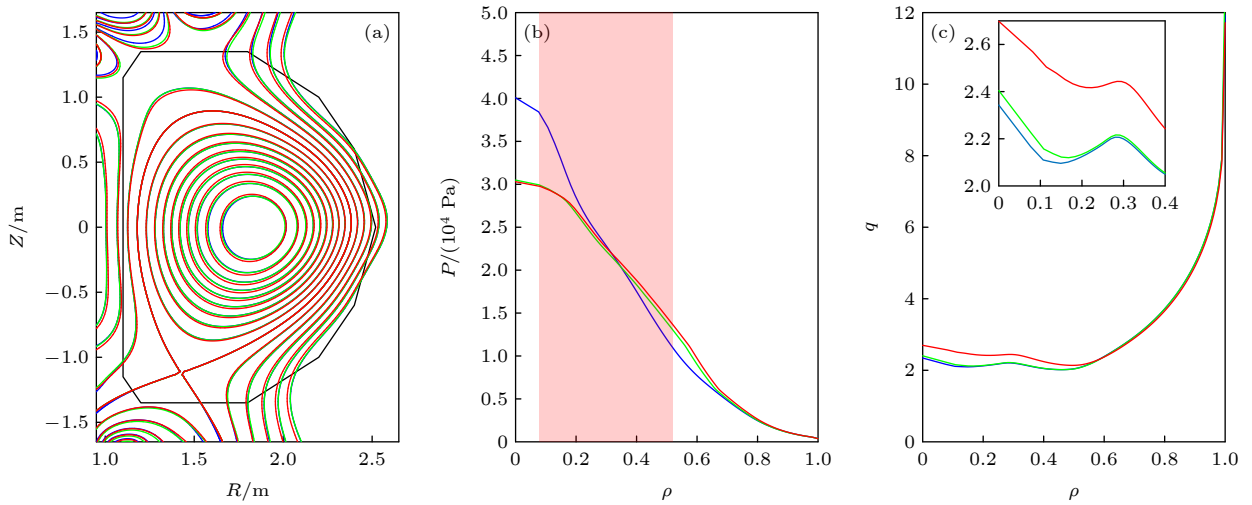


图 19 利用带有 MOE 的集成模拟计算的 (a) 磁面、(b) 总压强、(c) 安全因子剖面, 其中绿线仅考虑了 EP 输运对总压强的影响, 红线考虑了 EP 输运对压强和电流的影响, 蓝线则为不包含 MOE 的集成模拟的结果

Fig. 19. (a) Flux surface, (b) total pressure and (c) safety factor profile calculated by the OMFIT integrated simulation with MOE. Green curve only considers pressure modification, red curve considers both pressure and current modification, and blue curve is calculated without MOE.

利用带有 MOE 的集成模拟计算的等离子体平衡如图 19 所示, 其中绿线仅考虑 EP 输运对总压强的影响, 红线考虑 EP 输运对压强和电流的影响, 蓝线则为不包含 MOE 的集成模拟的结果. 可以看到 EP 输运导致芯部的总压强和总电流下降, 从而使得芯部的安全因子增大, 在一定程度上有利于反磁剪切位形的形成.

5 结 论

本文介绍了临界梯度模型以及使用 TGLFEP 和 EPtran 的组合模拟 AE 导致 EP 再分布的方法. 两点改进使模拟结果更接近实验结果: 第一, 根据解析理论, 将判断临界稳定的物理量从密度梯度改为归一化的密度梯度, 并修改相应的扩散系数

表达式. 同时优化阈值扫描的数值方法, 令临界的归一化密度梯度成为 EP 密度的反比例函数, 系数由 TGLFEP 计算得到, 从而使阈值可以随着 EP 的变化而变化. 第二, 使用 ORBIT 计算 EP 在相空间的损失锥, 并输入到 EPtran 程序中, 从而增加一种由 FOW 效应导致的 EP 损失通道. 改进后的临界梯度模型使用 #142111 和 #153071 两次实验进行验证, 模拟得到的 EP 剖面与 MEGA 结果类似, 与旧模型相比更接近实验结果. EP 的损失率也达到 42%, 这与实验观测的结果很接近.

在此基础上, 还利用神经网络代替 TGLFEP, 实现了 EPtran 程序的并行计算, 加快了整个流程的计算速度, 并为 HL-3 的集成模拟搭建了一个高能粒子模块 (MOE). 集成模拟的结果表示当 AE

驱动 EP 输运, 使得芯部压强和电流减小, 从而影响整个平衡.

参考文献

- [1] Wan Y X, Li J G, Liu Y, Wang X L, Chan V, Chen C G, Duan X R, Fu P, Gao X, Feng K M, Liu S L, Song Y T, Weng P D, Wan B N, Wan F R, Wang H Y, Wu S T, Ye M Y, Yang Q W, Zheng G Y, Zhuang G, Li Q 2017 *Nucl. Fusion* **57** 102009
- [2] Zhuang G, Li G Q, Li J, Wan Y X, Liu Y, Wang X L, Song Y T, Chan V, Yang Q W, Wan B N, Duan X R, Fu P, Xiao B J 2019 *Nucl. Fusion* **59** 112010
- [3] Gaffey J D Jr 1976 *J. Plasma Phys.* **16** 149
- [4] Estrada-Mila C, Candy J, Waltz R E 2006 *Phys. Plasmas* **13** 112303
- [5] Van Zeeland M A, Heidbrink W W, Fisher R K, García Muñoz M, Kramer G J, Pace D C, White R B, Aekasolompolo S, Austin M E, Boom J E 2011 *Phys. Plasmas* **18** 056114
- [6] Heidbrink W W, Collins C S, Podestà M, Kramer G J, Pace D C, Petty C C, Stagner L, van Zeeland M A, White R B, Zhu Y B 2017 *Phys. Plasmas* **24** 056109
- [7] Garcia-Munoz M, Classen I G J, Geiger B, Heidbrink W W, van Zeeland M A, Aekasolompolo S, Bilato R, Bobkov V, Brambilla M, Conway C D, Schneller M, da Graça S, Igochine V, Lauber Ph, Luhmann N, Maraschek M, Meo F, Park H, Tardini G 2011 *Nucl. Fusion* **51** 103013
- [8] Kiptily V G, von Thun C P, Pinches S D, Sharapov S E, Borba D, Cecil F E, Darrow D, Goloborod'ko V, Craciunescu T, Johnson T, Nabais F, Reich M, Salmi A, Yavorskij V, Cecconello M, Gorini G, Lomas P, Murari A, Parail V, Popovichev S, Saibene G, Sartori R, Syme D B, Tardocchi M, de Vries P, Zoita V L 2009 *Nucl. Fusion* **49** 065030
- [9] Fredrickson E D, Cheng C Z, Darrow D, Fu G, Gorelenkov N N, Kramer G, Medley S S, Menard J, Roquemore L, Stutman D, White R B 2003 *Phys. Plasmas* **10** 2852
- [10] Collins C S, Heidbrink W W, Austin M E, Kramer G J, Pace D C, Petty C C, Stagner L, Van Zeeland M A, White R B, Zhu Y B, DIII-D Team 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 095001
- [11] White R B, Chance M S 1984 *Phys. Fluids* **27** 2455
- [12] Todo Y, Shinohara K, Takechi M, Ishikawa M, 2005 *Phys. Plasmas* **12** 012503
- [13] Podestà M, Gorelenkova M, Gorelenkov N N, White R B 2017 *Plasma Phys. Control. Fusion* **59** 095008
- [14] Bass E M, Waltz R E 2010 *Phys. Plasmas* **17** 112319
- [15] Collins C S, Heidbrink W W, Podestà M, White R B, Kramer G J, Pace D C, Petty C C, Stagner L, van Zeeland M A, Zhu Y B 2017 *Nucl. Fusion* **57** 086005
- [16] van Zeeland M A, Gorelenkov N N, Heidbrink W W, Kramer G J, Spong D A, Austin M E, Fisher R K, García Muñoz M, Gorelenkova M, Luhmann N, Murakami M, Nazikian R, Pace D C, Park J M, Tobias B J, White R B 2012 *Nucl. Fusion* **52** 094023
- [17] Heidbrink W W, Ferron J R, Holcomb C T, van Zeeland M A, Chen X, Collins C M, Garofalo A, Gong X, Grierson B A, Podestà M, Stagner L, Zhu Y 2014 *Plasma Phys. Control. Fusion* **56** 095030
- [18] Podestà M, Gorelenkova M, White R B 2014 *Plasma Phys. Control. Fusion* **56** 055003
- [19] He S, Waltz R E, Staebler G M 2017 *Phys. Plasmas* **24** 072305
- [20] Staebler G M, Kinsey J E, Waltz R E 2005 *Phys. Plasmas* **12** 102508
- [21] Chen L, Cheng C Z 1980 *Phys. Fluids* **23** 2242-2249.
- [22] Lang J, Fu G Y, Chen Y 2010 *Phys. Plasmas* **17** 042309
- [23] Waltz R E, Bass E M, Staebler G M 2013 *Phys. Plasmas* **20** 042510
- [24] Waltz R E, Bass E M 2014 *Nucl. Fusion* **54** 104006
- [25] Waltz R E, Bass E M, Heidbrink W W, van Zeeland M A 2015 *Nucl. Fusion* **55** 123012
- [26] He S, Waltz R E 2016 *Nucl. Fusion* **56** 056004
- [27] Betti R, Freidberg J P 1992 *Phys. Fluids B Plasma Phys.* **4** 1465
- [28] Pankin A, McCune D, Andre R, Bateman G, Kritiz A 2004 *Comput. Phys. Commun.* **159** 157
- [29] Todo Y, Van Zeeland M A, Bierwage A., Heidbrink W W 2014 *Nucl. Fusion* **54** 104012
- [30] White R B 2014 *The Theory of Toroidally Confined Plasmas* (3rd Ed.) (Imperial College Press) pp82–90

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

Improvement of critical gradient model and establishment of an energetic particle module for integrated simulation^{*}

Zou Yun-Peng^{1)†} Chan Vincent²⁾³⁾ Chen Wei¹⁾

1) (*Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041, China*)

2) (*General Atomics, California 92186-5608, USA*)

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

(Received 27 April 2023; revised manuscript received 4 July 2023)

Abstract

Based on the critical gradient model, the combination of the TGLFEP code and EPtran code is employed to predict energetic particle (EP) transport induced by Alfvén eigenmodes (AEs). To be consistent with the experimental results, the model was improved recently by taking into consideration the threshold evolution and orbit loss mechanism. The threshold is modified to be the normalized critical gradient $((dn/dr)/(n/a))$ instead of the critical gradient (dn/dr) , and the new threshold is defined as a function inversely proportional to the EP density as obtained by the TGLFEP code. Additionally, the EP loss cone calculated by ORBIT is added into the EPtran code, which provides an important additional core loss channel for EPs due to finite orbits. With these two improvements, the EP redistribution profiles are found to very well reproduce the experimental profiles of two DIII-D validation cases (#142111 and #153071) with multiple unstable AEs and large-scale EP transport. In addition, a neural network is established to replace TGLFEP for critical gradient calculation, and EPtran code is rewritten with parallel computing. Based on this, a module of EP is established and it is added into the integrated simulation of OMFIT framework. The integrated simulation of HL-3 with AE transported neutral beam EP profile indicates that EP transport reduces the total pressure and current as expected, but under some condition it could also raise the safety factor in the core.

Keywords: energetic particle, Alfvén eigenmode, critical gradient model, transport

PACS: 52.35.Bj, 52.55.Pi, 52.35.Py, 52.30.Gz

DOI: 10.7498/aps.72.20230681

^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2019YFE03020000, 2018YFE0304103) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12105084).

[†] Corresponding author. E-mail: zouyungpeng@swip.ac.cn



临界梯度模型的优化及集成模拟中高能量粒子模块的搭建

邹云鹏 陈锡熊 陈伟

Improvement of critical gradient model and establishment of an energetic particle module for integrated simulation

Zou Yun-Peng Chan Vincent Chen Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 215206 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230681

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230681>

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

高能透射电子束照射聚合物薄膜的带电效应

Charging effect of polymer thin film under irradiation of high-energy transmission electron beam

物理学报. 2019, 68(23): 230201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191112>

高能带电粒子束对陡峭密度梯度区照相的散射效应解析模型

Analytical model for scattering effect of energetic charged-particle beam in radiography of steep density gradient region

物理学报. 2022, 71(11): 115201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20212269>

电介质/半导体结构样品电子束感生电流瞬态特性

Transient characteristics of electron beam induced current in dielectric and semiconductor sample

物理学报. 2020, 69(6): 060201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191543>

高能粒子测地声模与Dimits区漂移波相互作用

Nonlinear interaction of EGAM with DW turbulence in the Dimits shift region

物理学报. 2022, 71(1): 015201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211430>

II型射电暴射电增强与太阳高能粒子事件关系的统计

Statistical analysis of the relationship between type II radio enhancement and solar energetic particle event

物理学报. 2020, 69(16): 169601 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200041>

II型射电暴分类及其与太阳高能粒子事件的关系

Statistical analysis of characteristics of classified type II radio bursts and their associated solar energetic particle events

物理学报. 2021, 70(9): 099601 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201800>

专题: 磁约束等离子体中的高能粒子

HL-2A 装置上电子回旋共振加热沉积位置影响
鱼骨模主动控制效果的实验研究*施培万¹⁾ 朱霄龙²⁾ 陈伟^{1)†} 余鑫¹⁾ 杨曾辰¹⁾ 何小雪¹⁾ 王正涵²⁾

1) (核工业西南物理研究院, 成都 610041)

2) (大连理工大学物理学院, 三束材料改性教育部重点实验室, 大连 116024)

(2023 年 4 月 28 日收到; 2023 年 7 月 20 日收到修改稿)

近期, 在中国环流器 2 号 A (HL-2A) 装置上利用电子回旋共振加热 (electron cyclotron resonance heating, ECRH) 开展了鱼骨模主动控制的实验研究. 结果发现, 鱼骨模的主动控制效果与射频功率沉积位置密切相关. 在相同的注入功率条件下, ECRH 离轴加热的效果比在轴的效果更好, 甚至可以实现对鱼骨模的完全抑制. 分析表明, 大功率离轴射频波通过提升电子温度进而使得等离子体压强梯度和等离子体电流密度变化, 随后导致安全因子改变并使得最小安全因子 $q_{\min} > 1$. M3D-K 程序模拟表明, 鱼骨模的增长率随着 $q_{\min}$ 增大而减小, 这意味着 ECRH 通过提高安全因子导致 $q = 1$ 有理面的缺失并使得鱼骨模被完全抑制.

关键词: 电子回旋共振加热, 沉积位置, 鱼骨模, 主动控制**PACS:** 52.35.Mw, 52.35.Bj, 52.35.Py, 52.35.Fp**DOI:** 10.7498/aps.72.20230696

1 引言

鱼骨模是一种由高能粒子和内扭曲模相互作用激发的不稳定性模式, 其在 PDX 装置上首次被发现^[1], 后被理论证实^[2]. 鱼骨模具有进动分支和逆磁分支两大类, 前者频率与高能粒子进动频率相当, 后者频率取决于离子逆磁漂移频率. 尽管频率大小不同, 两者都呈现周期性扫频的特征; 时域振幅都具有类似鱼骨的特征, 因此得名鱼骨模. 根据不同的共振粒子种类, 鱼骨模又可以分为离子鱼骨模和电子鱼骨模. 离子鱼骨模主要由快离子提供驱动自由能, 在中性束注入 (neutral beam injection, NBI) 或者离子回旋共振加热等离子体中十分常见^[3-5]; 电子鱼骨模则由快电子提供自由能, 在电子回旋波加热的环境中极易被激发^[6], 通

常伴随着跳频行为^[7]. 鱼骨模是一种低频的宏观不稳定性, 能够引起强烈的扰动, 这使得鱼骨模对快离子约束性能具有很大的影响. 鱼骨模由高能粒子激发, 反过来它会引起高能粒子再分布并导致大量粒子损失^[8,9]. JET 装置甚至发现了鱼骨模导致聚变产物 α 粒子损失的实验现象^[10]. 因为能增强芯部粒子输运, 鱼骨模也被认为可能是一种用于氦灰排除或者钨杂质排出的备选技术方案^[11,12]. 为了能够充分利用鱼骨模而不损坏快离子约束性能, 需要对鱼骨模进行适当的控制. 目前, 可用于鱼骨模等高能粒子不稳定性主动控制的手段主要包括大角度中性束注入、共振磁扰动线圈和电子回旋波三种. 大角度中性束注入能够改变高能粒子分布特征, 增加等离子体中的稳定共振粒子从而缓解高能粒子不稳定性^[13]; 共振扰动线圈则可通过耗散快粒子或增强连续谱阻尼抑制能量粒子模^[14]; 电子回旋波被认为是最可靠的控制手段. 自从 2003

* 国家重点研发计划 (批准号: 2019YFE03020000)、国家自然科学基金 (批准号: 12125502, 12205034)、中央引导地方科技发展专项 (批准号: 2022ZYD0019) 和四川省自然科学基金 (批准号: 2022NSFSC1823) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: chenw@swip.ac.cn

年首次成功利用射频波控制阿尔芬本征模以来^[15], 国内外多个装置都在探索电子回旋波控制高能量粒子不稳定性的最佳技术方案. TJ-II 装置的实验发现, 当电子回旋共振加热 (electron cyclotron resonance heating, ECRH) 功率增加时, 阿尔芬本征模的振幅明显减小; 在轴加热比离轴加热对阿尔芬本征模的缓解效果更加明显^[16]. DIII-D 装置也开展了类似的研究, 结果发现当 ECRH 沉积位置在最小安全因子 ($q_{\min}$) 附近时反剪切阿尔芬本征模 (reversed shear Alfvén eigenmode, RSAE) 活性增强, 与前期实验结果 RSAE 被抑制截然不同^[17]. Zeeland 等^[18] 认为增强的模已不是本征模, 而是一种与 RSAE 具有类似结构的不具备扫频特征的不稳定模式, 这是由于 ECRH 改变 $q_{\min}$ 处电子温度及其梯度引起的. Heliotron J 装置实验表明电子回旋电流驱动 (electron cyclotron current drive, ECCD) 也能够缓解高能量粒子不稳定性^[19]. 高能量粒子不稳定性的归一化磁扰动幅值与 ECCD 注入角度及磁剪切密切相关: ECCD 注入角度越大, 磁扰动幅值越小; 磁剪切越大, 磁扰动幅值越小. 这意味着选取合适的 ECCD 注入角度和磁剪切可以使得高能量粒子不稳定性被完全抑制. 中国环流器二号 A (HL-2A) 装置也观察到了 ECRH 抑制鱼骨模的现象, 实验发现 ECRH 的功率大小和沉积位置都会影响抑制效果^[20,21]. 在相同的沉积位置条件下, ECRH 的功率越高控制效果越好. 在相同的注入功率条件下, ECRH 功率沉积在归一化半径 $\rho = 0.42$ 处 ($q = 1$ 有理面附近) 时控制效果最佳; 沉积位置靠内或者靠外, 效果都会变差. 理论分析表明, 这是 ECRH 通过改变电子温度和密度从而提高磁雷诺数引起的, 但是磁雷诺数改变并不能解释沉积位置对鱼骨模控制效果的影响. 尽管多个装置都证实了电子回旋波主动控制高能量粒子不稳定性的可行性, 然而射频波注入往往会引起很多的参数变化, 从而使得其影响不稳定性模式的物理机制多样化和复杂化. 为了理解电子回旋波沉积位置对高能量粒子不稳定性控制效果的影响, 在 HL-2A 装置上开展了 ECRH 主动控制鱼骨模的实验研究.

2 ECRH 主动控制鱼骨模

HL-2A 装置是我国第一个具有偏滤器位形的托卡马克, 大/小半径为 $R/a = 1.65 \text{ m}/0.4 \text{ m}$. HL-2A 具有良好的灵活性和等离子体可近性, 其极向场

线圈全部位于环向场线圈之内, 可以建立双/单零偏滤器位形和孔栏位形. 目前, 该装置配备了功率为 3 MW 的切向氖束中性束注入系统和 68 GHz (2.5 MW)、140 GHz (2 MW) 的电子回旋共振加热系统; 发展了微波干涉系统、多通道微波反射计、电荷交换谱仪、电子回旋辐射计等多种多套先进等离子体诊断系统. ECRH 抑制鱼骨模的实验在 HL-2A 偏滤器位形中开展, 具体的参数见图 1, 其中黑色和红色曲线分别为第 27214 次和第 27216 次等离子体放电的参数. 两次放电的等离子体电流、电子密度、离子温度和旋转频率、中性束和电子回旋共振加热的功率基本一致, 主要的不同之处有两点: 1) 环向磁场不同, 第 27214 次和第 27216 次放电的磁场分别是 1.22 T 和 1.32 T; 2) ECRH 注入期间电子回旋辐射计测量的电子温度演化特征不同, 在第 27214 次放电过程中经过 20 ms 就不再上升, 在第 27216 次放电过程中上升时间更长. 值得注意的是: 1) 相比于离子温度, 电子温度对归一化比压 $\beta_N = 2\mu_0 a K n_e (T_i + T_e) / (I_p B_t)$ 的贡献更大, 其中 I_p 为等离子体电流, B_t 为环向磁场, n_e 为电子密度, T_e 为电子温度, T_i 为离子温度. 因此, β_N 和电子温度变化趋势一致, 即在 ECRH 注入期间, 随着电子温度的提高, β_N 有所提升. 2) 为了减弱 ECRH 的泵出效应, 在射频波系统开启期间利用反馈送气系统进行送气. 由于不同 ECRH 沉积位置对泵出效应的影响不同, 第 27214 次放电需要送入更大的气量才能保证电子密度保持与 27216 的一致. 3) ECRH 注入期间, 等离子体旋转频率和离子温度都降低. 这可能是因为射频波注入产生新经典环向黏滞力矩, 从而使得等离子体旋转降低, 随着旋转降低, $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 剪切率下降并使得湍流水平提升 ($\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{B}$ 分别为电场和磁场矢量), 最终导致输运增强并使得离子温度降低^[22,23]. 图 2 为利用 TORAY 程序计算的 ECRH 功率沉积分布. 结果表明, 在第 27214 次放电过程中, ECRH 功率主要沉积在磁轴处, 沉积效率为 $2.0 \times 10^{-5} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{MW}^{-1}$; 在第 27216 次放电中沉积在归一化半径 $\rho = 0.36$ 处, 沉积效率为 $4.5 \times 10^{-6} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{MW}^{-1}$. 需要指出的是, 影响 ECRH 加热效率的主要因素包括加热功率、磁场、电子密度和入射角度^[24]. 不同的沉积位置主要是由不同磁场决定的, 而不同的沉积效率则是 ECRH 沉积处具有不同电子密度导致. 不同的背景电子温度也可能影响 ECRH 加热效率, 由于超出本文范畴, 这里不深入分析.

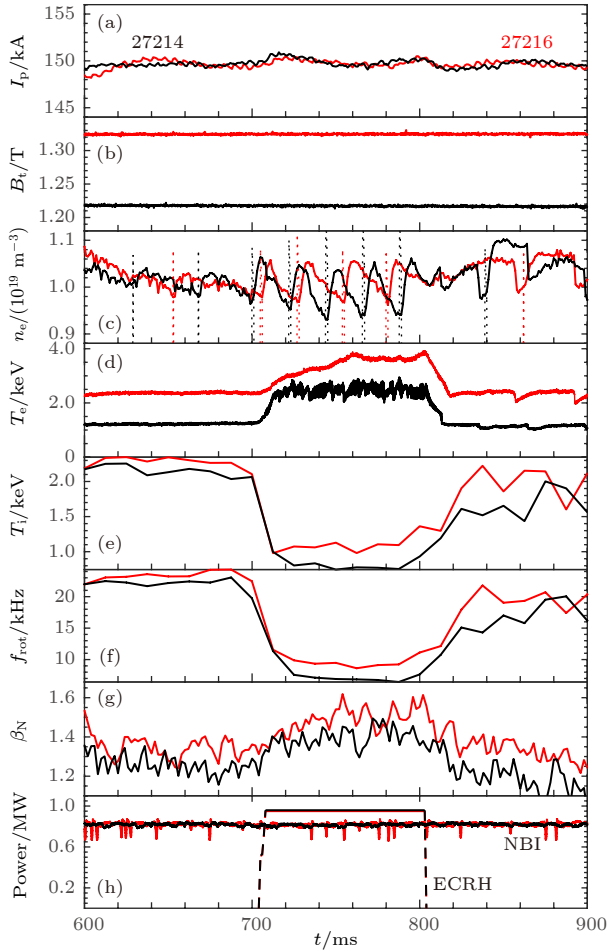


图1 HL-2A装置第27214次(黑)和第27216次(红)放电的实验参数 (a) 等离子体电流; (b) 环向磁场; (c) 电子线平均密度(实线)及反馈送气电压信号(点线); (d) 电子温度; (e) 离子温度; (f) 旋转频率; (g) 等离子体比压; (h) 中性束注入功率(实线)和电子回旋共振加热功率(虚线)

Fig. 1. History evolution of basic parameters during the 27214 and 27216 discharges on HL-2A tokamak: (a) Plasma current; (b) toroidal magnetic field; (c) line-averaged electron density (solid) and voltage signal of gas puffing (dot); (d) electron temperature; (e) ion temperature; (f) rotation frequency; (g) plasma beta; (h) power of NBI and ECRH.

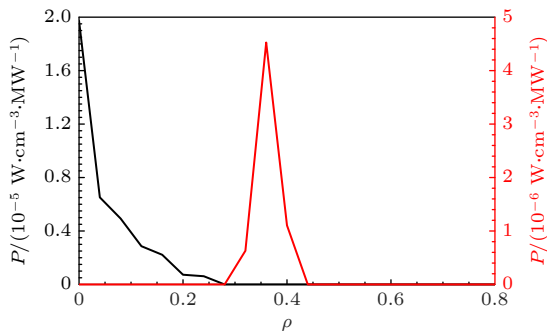


图2 第27214次(黑)和27216次(红)放电过程中ECRH功率沉积分布

Fig. 2. Power deposition position of ECRH during the 27214 (black) and 27216 (red) discharges.

图3为两次实验过程中米尔诺夫探针测量的频谱, 其中快速向下扫频(短时间内从25 kHz降到15 kHz)的不稳定性是模数为 $m/n = 1/1$ 的鱼骨模, 这里 m 和 n 分别为极向模数和环向模数. 分析表明, 这些鱼骨模是由捕获高能离子驱动的[25]. 鱼骨模的激发条件[2]包括: 1) 高能捕获粒子的环向运动速度与不稳定性波的环向传播速度相当, 即满足最基本的波粒共振条件 $\omega = n\omega_\phi - p_n\omega_\theta$, ω_ϕ 和 ω_θ 分别为捕获粒子的进动频率和跳跃频率, p_n 为任意有理数; 2) 快粒子的比压超过鱼骨模激发的临界比压. 在第27214次放电过程中, 当功率为1.0 MW的ECRH注入时, 鱼骨模频率整体降低约10 kHz. 一般地, 不稳定性实验频率(f_{ex})等于模式理论频率(f_{th})和旋转频率(f_{rot})之和, 即 $f_{\text{ex}} = f_{\text{th}} \pm n f_{\text{rot}}$. 这里“+”和“-”分别表示模式在离子和电子逆磁漂移方向上运动. f_{th} 由高能离子的进动频率决定, 在中性束注入参数不变的情况下基本不会发生变化, 即鱼骨模的实验频率降低主要是由等离子体旋转频率降低引起的. 在第27216

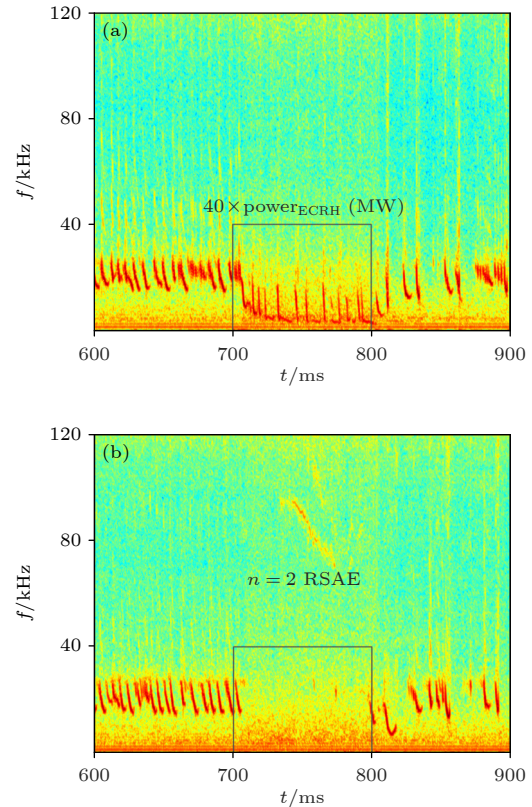


图3 第27214次(a)和27216次(b)放电的磁探针频谱, 其中黑色曲线为ECRH注入功率($\times 40$)

Fig. 3. Magnetic spectrum for the 27214 (a) and 27216 (b) discharges. Noted that, the black curves are the power of ECRH ($\times 40$).

次放电过程中, ECRH 注入时鱼骨模完全被抑制, 但是出现频率向下扫频的、环向模数 $n = 2$ 和 $n = 3$ 的反剪切阿尔芬本征模. RSAE 是反剪切位形等离子体中特有的不稳定性模式, 其主要特征是模频率随着最小安全因子 ($q_{\min}$) 变化而变化^[26,27]. 因此, 可根据 RSAE 的频率反推最小安全因子. 为了获取 $q_{\min}$ 信息, 引入了 Van Zeeland 创立的 RSAE 频率演化模型^[18], 具体如下:

$$f_{\text{RSAE}} = f_{\text{RSAE-min}} + f_s \frac{f_{\text{TAE}} - f_{\text{RSAE-min}}}{\sqrt{2} - 1} + n f_{\text{rot}}, \quad (1)$$

其中 $f_{\text{RSAE-min}}$ 为最小 RSAE 频率, 前期的实验表明, RSAE 的频率下限与比压阿尔芬本征模频率 $f_{\text{BAE}} = \frac{1}{2\pi R} \sqrt{\frac{7}{4} + \frac{T_e}{T_i}} \sqrt{\frac{2T_i}{m_i}}$ 相当^[28], 故取 $f_{\text{RSAE-min}} = f_{\text{BAE}} \approx 40$ kHz; f_{TAE} 为环向阿尔芬本征模的频率, 根据实验参数可得 $f_{\text{TAE}} \approx 250$ kHz; $f_{\text{rot}} = 10$ kHz;

$$f_s = \sqrt{\left\{ \frac{2(m - nq_{\min})}{[(2m - 2nq_{\min})^p + 1]^{1/p}} \right\}^2 + 1} - 1, \quad p = 9,$$

式中最小安全因子 $q_{\min}$ 决定反剪切阿尔芬本征模频率的变化. 图 4 给出了根据上述模型得到的 RSAE 频率和最小安全因子, 其中红色“ $\diamond$ ”为 $q_{\min}$, 蓝色“ $\circ$ ”和“ $\times$ ”分别为环向模数 $n = 2$ 和 $n = 3$ 的 RSAE 频率. 值得指出的是, 米尔诺夫探针可以确定 RSAE 的环向模数但是无法测量极向模数, 由于 HL-2A 装置最小安全因子都在 $q = 1$ 附近并且 RSAE 局域在 $q_{\min}$ 处, 模型中极向模数取 $m = n$. 在假定相同最小安全因子的条件下, 模型计算出来的 $n = 2$ 和 $n = 3$ RSAE 频率与实验频率基本相符. 由此可推断, 在 RSAE 频率从 95 kHz 下降至 75 kHz 过程中, $q_{\min}$ 从 1.085 下降至 1.035. 这与前期研究结论^[29,30]“当 $q_{\min} > 1$ 且 $nq_{\min} - m > 0$ 时, RSAE 随着 $q_{\min}$ 减小而呈现向下扫频的特征”一致. 该结果意味着, 当 ECRH 注入时安全因子发生剧烈变化, 即由原来的 $q_{\min} < 1$ 变成 $q_{\min} > 1$. 不同于电子回旋电流驱动直接作用于等离子体电流密度, ECRH 主要功能是加热等离子体而不会对等离子体电流产生直接影响. 通常情况下, 等离子体电流密度、压强和安全因子通过 Grad-Shafranov 方程耦合在一起, 具体如下^[31]:

$$J_\phi = RP' + \frac{1}{\mu_0 R} FF', \quad (2)$$

其中, P 为等离子体压强和 $F = RB_\phi$ 为磁面函数, B_ϕ 为环向磁场, P' 为等离子体压强梯度, J_ϕ 为环

向等离子体电流密度, μ_0 为真空磁导率. 由 (2) 式可知, P' 的变化会引起 J_ϕ 的变化. 由于安全因子与 J_ϕ 密切关联, 这意味着可以通过改变等离子体压强进而影响等离子体电流密度和安全因子.

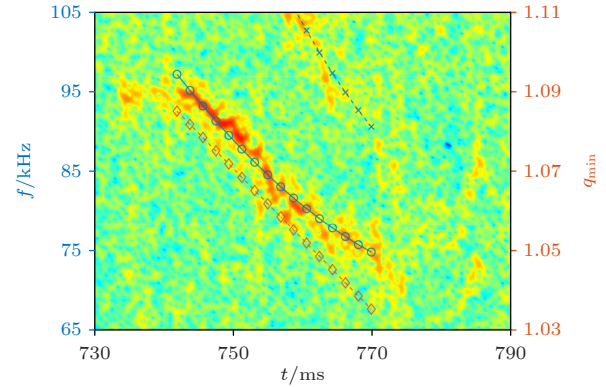


图 4 第 27216 次等离子体放电过程中反剪切阿尔芬本征模频率和最小安全因子

Fig. 4. Temporal frequency of reversed shear Alfvén eigenmode and minimum safety factor during the 27216 discharge.

为了确定最小安全因子在 ECRH 注入期间发生变化的原因, 对基本平衡参数进行分析. 图 5 为第 27214 次和 27216 次放电过程中 750 ms 时刻的平衡参数剖面. 图 5(c) 为电子温度 T_e , 不难发现两次放电都形成内部输运垒, 其根部位置可根据温度二次导数的最大值判定, 分别位于 $\rho = 0.33$ 和 $\rho = 0.42$ 处. 图 5(f) 为 ONETWO 程序基于实验基本平衡参数计算得到的安全因子, 两次放电的安全因子分布都具有反剪切的特征, 不同的地方在于前者最小安全因子小于 1 而后者大于 1. 为了表述电子密度、离子温度和电子温度对等离子体压强的贡献, 计算了 3 个参量的归一化梯度特征长度, 结果如图 6 所示. 在 ECRH 注入期间, R/L_p 和 R/L_{T_e} 趋势几乎一致, 与 R/L_{T_i} 及 R/L_{n_e} 差别较大. 这意味着电子温度梯度的变化特征决定着压强梯度的变化特征. 接下来, 重点分析电子温度及其对等离子体压强的影响. 图 7 为第 27214 次和 27216 次放电 700—750 ms 期间的电子温度、电子温度梯度和压强梯度. 可以看出, 当 ECRH 在轴加热时, 电子温度在射频波注入 20 ms 后基本保持不变; 当 ECRH 离轴加热时, 电子温度在射频波注入 50 ms 后仍然上升. 电子温度梯度和压强梯度也有类似的特征. 两次放电的最大电子温度梯度和压强梯度的局域位置不同: 前者在 $\rho \approx 0.3$ 处; 后者在更加靠外

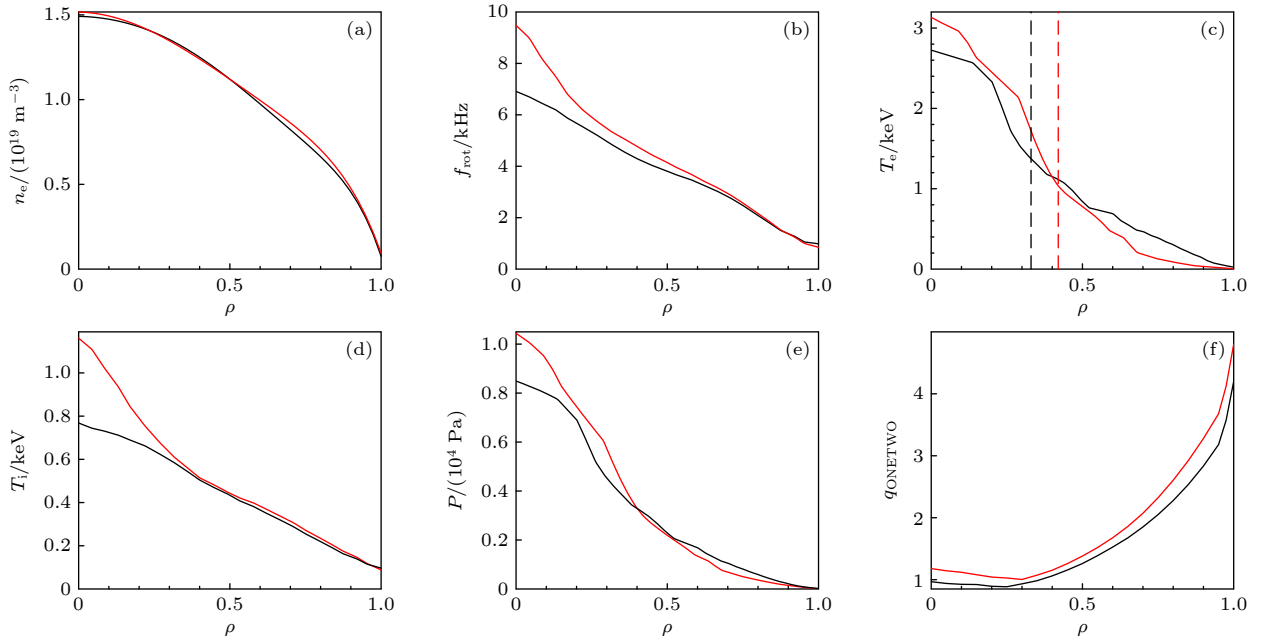


图 5 第 27214 次 (黑) 和 27216 次 (红) 放电 750 ms 时刻的平衡参数剖面 (a) 电子密度 n_e ; (b) 旋转频率 f_{rot} ; (c) 电子温度 T_e , 虚线为电子温度内部输运垒的根部位置; (d) 离子温度 T_i ; (e) 等离子体压强 $P = n_e(T_e + T_i)K$, K 为开尔文常数; (f) 安全因子

Fig. 5. Basic profiles at 750 ms for the 27124 (black) and 27216 (red) discharges: (a) Electron density n_e ; (b) plasma rotation frequency f_{rot} ; (c) electron temperature T_e , the dotted lines indicate locations of internal transport barrier in electron temperature; (d) ion temperature T_i ; (e) plasma pressure $P = n_e(T_e + T_i)K$, K is the Kelvin constant; (f) safety factor.

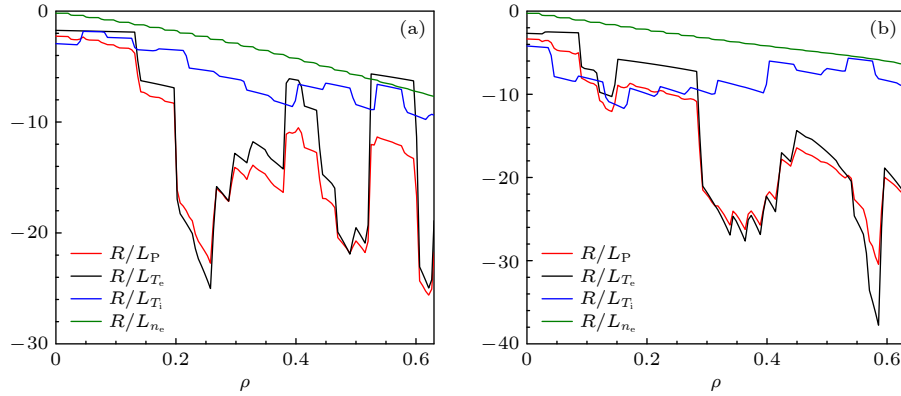


图 6 第 27214 (a) 和 27216 (b) 次放电过程中 750 ms 时刻归一化压强梯度 (R/L_P , 红)、电子温度梯度 (R/L_{T_e} , 黑)、离子温度梯度 (R/L_{T_i} , 蓝) 和电子密度梯度 (R/L_{n_e} , 绿) 的特征长度

Fig. 6. Normalized scale length of pressure gradient (R/L_P , red), electron temperature gradient (R/L_{T_e} , black), ion temperature gradient (R/L_{T_i} , blue), electron density gradient (R/L_{n_e} , green) at 750 ms for the 27214 (a) and 27216 (b) discharges.

的 $\rho \approx 0.4$ 处, 与 ECRH 沉积位置基本一致. 特别值得指出的是, 在第 27216 次放电 700—750 ms 期间, 压强梯度在不断增大. 由 (2) 式可知, 在这个过程中等离子体电流密度在不断增大进而使得安全因子在不断减小, 安全因子的变化进一步导致 RSAE 的激发, 如图 3(b) 所示. 上述众多实验现象表明, 垂直注入的 ECRH 改变电子温度和等离子体压强, 进而改变安全因子并影响不稳定性的特征. 安全因子和磁剪切对鱼骨模不稳定性具有重要

影响. 图 8 为基于 M3D-K 程序得到的最小安全因子与鱼骨模增长率 (γ/ω_A) 的关系. 图 8(a) 中蓝色曲线为第 27214 次放电 750 ms 时刻的安全因子. 为了研究 q_{min} 对鱼骨模的影响, 在保持密度剖面等其他参数不变的情况下, 对安全因子剖面进行上下平移, 其中上下方两曲线的偏移量分别为 $\Delta q = 0.09$, $\Delta q = 0.06$, $\Delta q = -0.02$, $\Delta q = -0.05$. 由图 8(b) 可知, 鱼骨模的增长率随着 q_{min} 增大而减小. 当 $q_{\text{min}} = 0.89$ 时, $\gamma/\omega_A = 3.8 \times 10^{-3}$; 当 q_{min}

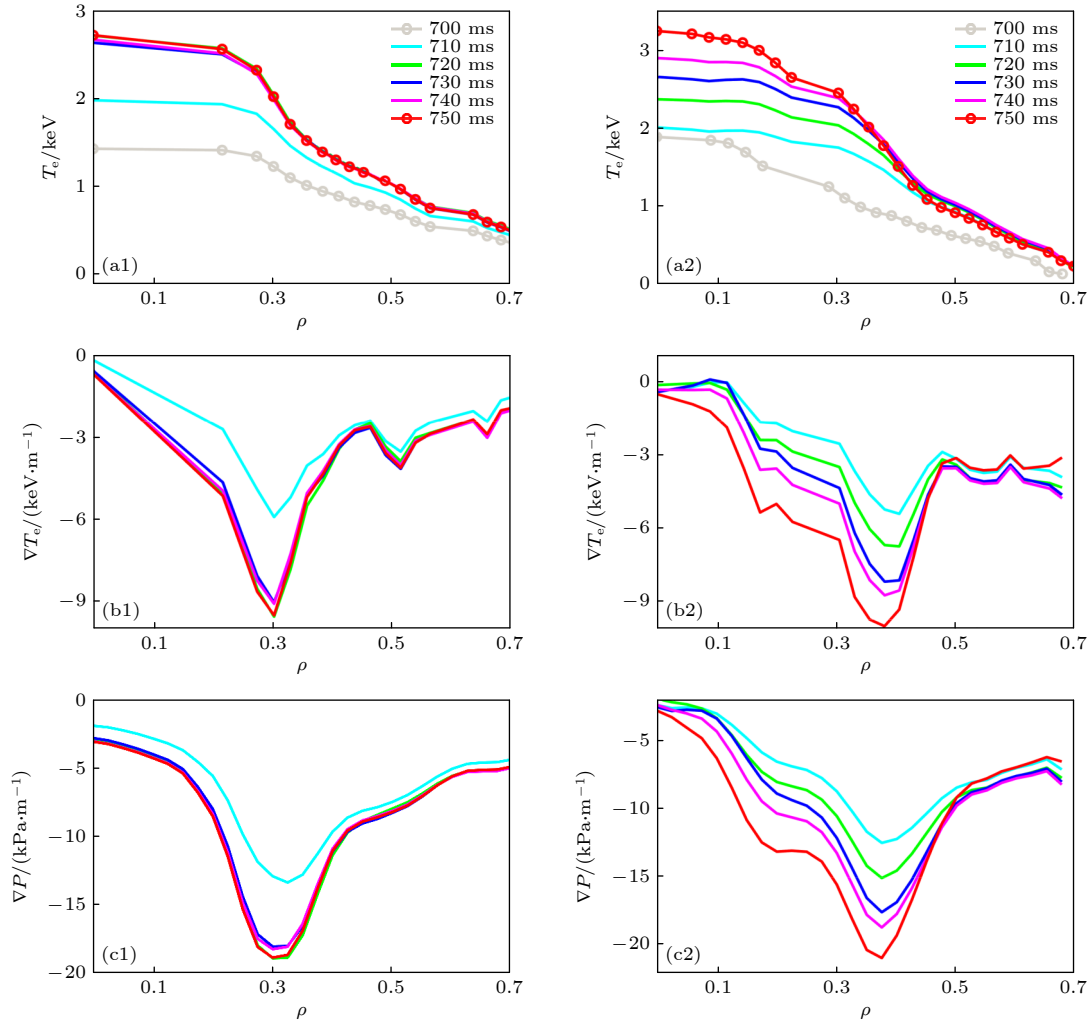


图 7 第 27214 次 (左) 和 27216 次 (右) 放电 700—750 ms 之间的 (a1), (a2) 电子温度分布、(b1), (b2) 电子温度梯度、(c1), (c2) 等离子体压强梯度

Fig. 7. (a1), (a2) Electron temperature profile, (b1), (b2) temperature gradient and (c1), (c2) pressure gradient during 700—750 ms for the 27124 (left) and 27216 (right) discharges.

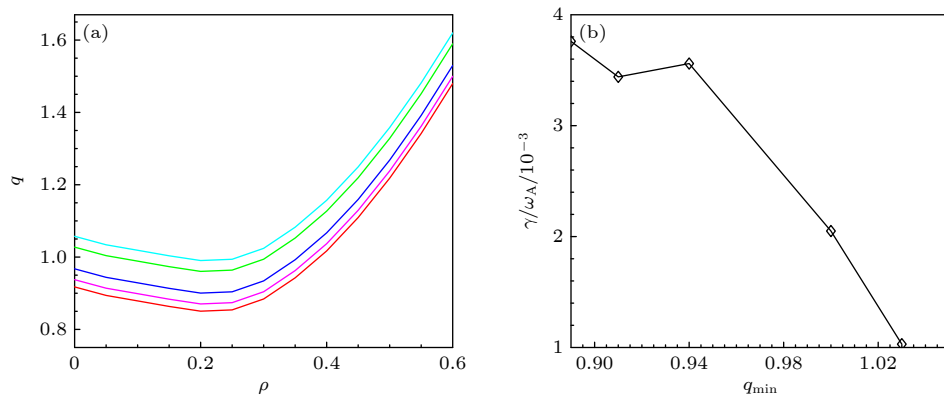


图 8 (a) 具有不同最小值的安全因子分布, 其中蓝色曲线为第 27214 次放电 750 ms 时刻的安全因子分布, 上下方两曲线的偏移量分别为 $\Delta q = 0.09$, $\Delta q = 0.06$, $\Delta q = -0.02$, $\Delta q = -0.05$; (b) 鱼骨模增长率与最小安全因子的关系

Fig. 8. (a) Safety factor profiles with different minimum safety factors, the blue one is the safety factor profile at 750 ms for the 27214 discharge, the two upper and below curves are the safety factors with a offset of $\Delta q = 0.09$, $\Delta q = 0.06$, $\Delta q = -0.02$, $\Delta q = -0.05$; (b) relationship between the growth rate of fishbone mode and minimum safety factors.

增至 1.03 时, γ/ω_A 降低为 1.0×10^{-3} , 比 $q_{\min}=0.89$ 时降低了 1/3. 不难推断, 如果最小安全因子进一步增大, 鱼骨模的增长率将变成 0, 即鱼骨模被完全抑制. 值得注意的是, 鱼骨模根据有无 $q=1$ 有理面可分为共振鱼骨模和非共振鱼骨模两类 [32]. 这里, $q_{\min} > 1$ 但是又偏离 $q=1$ 不远, M3D-K 模拟得到的鱼骨模是非共振的. 非共振鱼骨模的频率特征与共振鱼骨模具有很大的区别, 前者长时间维持不变或小幅变化; 后者通常快速扫频.

3 总结与讨论

本文主要介绍了 HL-2A 装置上电子回旋共振加热通过改变安全因子影响鱼骨模控制效果的现象. 在相同的注入功率条件下, 离轴加热的效果比在轴的效果更好. 当沉积位置与最小安全因子局域位置或者内部输运垒根部位置基本一致时, 射频波才能实现对鱼骨模的完全抑制. 可能的物理机制是, 大功率离轴电子回旋波注入时, 等离子体压强梯度变化使得安全因子大于 1, 最终 $q=1$ 有理面的缺失导致鱼骨模被完全抑制. 然而, 这仅仅只是 ECRH 影响鱼骨模的一种可能性之一. ECRH 也可能通过影响磁雷诺数来影响鱼骨模, 还可能通过改变高能电子分布特征从而影响模式的增长率, 甚至可能是多种因素综合作用的结果. 由于 ECRH 改变的参数太多, 这使得其主动控制高能粒子不稳定性的物理机制非常复杂, 也决定着其无法成为最优的控制手段. 此外, 在研究过程中仍有几个问题尚未清楚. 1) ECRH 注入时, $q=1$ 有理面的消失与射频波沉积位置是如何关联在一起的? 实验发现, 在相同注入功率条件下, 只有沉积在内部输运垒根部时, $q=1$ 有理面才会消失. 当 ECRH 更加靠内或者靠外的区域时, $q=1$ 有理面依然存在. 由于缺乏安全因子诊断 (如动态斯塔克效应偏振仪或者激光极化偏振仪), 我们无法对芯部安全因子进行测量, 只能利用共振鱼骨模和下扫 RSAE 判定 $q=1$ 有理面是否存在. 至于 ECRH 沉积在不同位置时或 ECRH 刚刚注入时, 安全因子具体如何变化则难于确定. 2) ECRH 不同沉积位置对电子热输运有何影响? 实验结果表明, 在轴加热时, 电子温度快速增长然后维持稳定; 离轴加热时电子温度具有更长的增长过程. 这涉及电子热输运过程, 可能对提升 ECRH 加热效率具有重要意义, 值得进一步分析. 3) 如何消除或者降低 ECRH 主动

控制鱼骨模过程中给等离子体约束性能带来的负面影响? 特别值得指出的是, ECRH 注入时离子温度从原来的 2 keV 降低到 1 keV, 电子密度也因为泵出效应而降低, 这对于要求具有高离子温度和高电子密度的燃烧等离子体非常不利. 因此, 为了保持高能粒子不稳定性的控制效果, 同时又要最大程度减小控制手段带来的不良影响, 需要采取更加有效的主动控制技术方案. 随着国际热核聚变试验堆的建设不断完善, 高能粒子在未来燃烧等离子体扮演着越来越重要的作用 [33,34], 而高能粒子不稳定性被认为是制约高能粒子约束性能的关键因素 [35], 其主动控制将成为备受关注的研究热点.

参考文献

- [1] McGuire K, Goldston R, Bell M, et al. 1983 *Phys. Rev. Lett.* **50** 891
- [2] Chen L, White R B, Rosenbluth M N 1984 *Phys. Rev. Lett.* **52** 1122
- [3] Heidbrink W W, Sager G 1990 *Nucl. Fusion* **30** 1015
- [4] Nave M F F, Campbell D J, Joffrin E, et al. 1991 *Nucl. Fusion* **31** 697
- [5] Zonca F, Chen L, Botrugno A, et al. 2009 *Nucl. Fusion* **49** 085009
- [6] Wong K L, Chu M S, Luce T C, et al. 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 996
- [7] Yu L M, Ding X T, Chen W, et al. 2013 *Nucl. Fusion* **53** 053002
- [8] Perez von Thun C, Perona A, Johnson T, et al. 2010 *Nucl. Fusion* **50** 084009
- [9] Perez von Thun C, Salmi A, Perona A, et al. 2012 *Nucl. Fusion* **52** 094010
- [10] Kiptily V G, Fitzgerald M, Goloborodko V, et al. 2018 *Nucl. Fusion* **58** 014003
- [11] Anderson D, Elevant T, Hamnén H, et al. 1993 *Fusion Sci. Tech.* **23** 5
- [12] Hender T C, Buratti P, Casson F J, et al. 2016 *Nucl. Fusion* **56** 066002
- [13] Fredrickson E D, Belova E V, Battaglia D J, et al. 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 265001
- [14] Bortolon A, Heidbrink W W, Kramer G J, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 265008
- [15] Maslovsky D, Levitt B, Mauel M E, et al. 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 185001
- [16] Nagaoka K, Ido T, Ascasibar E, et al. 2013 *Nucl. Fusion* **53** 072004
- [17] Van Zeeland M A, Heidbrink W W, Nazikian R, et al. 2009 *Nucl. Fusion* **49** 065003
- [18] Van Zeeland M A, Heidbrink W W, Sharapov S E, et al. 2016 *Nucl. Fusion* **56** 112007
- [19] Yamamoto S, Nagasaki K, Kobayashi S, et al. 2017 *Nucl. Fusion* **57** 126065
- [20] Chen W, Yu L M, Shi P W, et al. 2018 *Nucl. Fusion* **58** 014001
- [21] Shi P W, Chen W, Duan X R 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 035202
- [22] Seol J, Lee S G, Park B H, et al. 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109**

- 195003
- [23] Shi P W, Zhu X L, Liang A S, et al. 2022 *Nucl. Fusion* **62** 106009
- [24] Wei W, Li M H, Wang X J 2018 *Nucl. Fusion Plasma Phys.* **38** 144
- [25] Chen W, Ding X T, Yu L M, et al. 2010 *Nucl. Fusion* **50** 084008
- [26] Berk H L, Borba, D N, Breizman B N, et al. 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 185002
- [27] Shi P W, Yang Y R, Chen W, et al. 2022 *Chin. Phys. Lett.* **39** 105201
- [28] Shi P W, Chen W, Shi Z B, et al. 2019 *Nucl. Fusion* **59** 066015
- [29] Chen W, Yu L M, Liu Y, et al. 2014 *Nucl. Fusion* **54** 104002
- [30] Yang Y R, Chen W, Ye M Y, et al. 2020 *Nucl. Fusion* **60** 106012
- [31] Chen W J, Ma Z W, Zhang H W, et al. 2022 *Plasma Sci. Tech.* **24** 035101
- [32] Yu L M, Chen W, Jiang M, et al. 2017 *Nucl. Fusion* **57** 036023
- [33] Chen L, Zonca F 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 015008
- [34] Chen W, Wang Z X 2020 *Chin. Phys. Lett.* **37** 125001
- [35] Heidbrink W W 2002 *Phys. Plasmas* **9** 2113

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

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

Shi Pei-Wan¹⁾ Zhu Xiao-Long²⁾ Chen Wei^{1)†} Yu Xin¹⁾
Yang Zeng-Chen¹⁾ He Xiao-Xue¹⁾ Wang Zheng-Xiong²⁾

¹⁾ (*Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041, China*)

²⁾ (*Key Laboratory of Materials Modification by Laser, Ion, and Electron Beams, School of Physics, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China*)

(Received 28 April 2023; revised manuscript received 20 July 2023)

Abstract

Experiment on suppressing fishbone activities is carried out in HL-2A tokamak by electron cyclotron resonance heating (ECRH). To achieve multiple deposition locations of ECRH, the magnetic field is in a range of 1.22–1.4 T from shot to shot. It is found that the fishbone modes exhibit different characteristics at different radial deposition locations. With the same injected power, the effect of off-axis ECRH is much better than that of on-axis heating. The fishbone modes can be completely suppressed when ECRH is deposited nearby the $q = 1$ rational surface, but would only mitigate in other cases. Further analysis indicate that injection of high power ECRH leads the electron temperature to increase, then the pressure gradient and plasma current density to change, finally safety factor to change and the minimum safety factor to reach a value larger than 1. Meanwhile, M3D-K simulation results show that the growth rate of fishbone mode declines with the increase of $q_{\min}$. In other words, the growth of safety factor and disappearance of $q = 1$ rational surface induced by ECRH contribute to the suppression of fishbone activities. The experimental results reported here may not only help to better understand complex effects of ECRH on magnetohydrodynamic instability, but also provide a physics basis for actively controlling the energetic particle driven modes in the future magnetic confined fusion devices.

Keywords: electron cyclotron resonance heating, deposition location, active control, fishbone modes

PACS: 52.35.Mw, 52.35.Bj, 52.35.Py, 52.35.Fp

DOI: [10.7498/aps.72.20230696](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230696)

^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2019YFE03020000), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12125502, 12205034), the Sichuan Science and Technology Program, China (Grant No. 2022ZYD0019), and the Natural Science Foundation of Sichuan Province, China (Grant No. 2022NSFSC1823).

[†] Corresponding author. E-mail: chenw@swip.ac.cn

HL-2A装置上电子回旋共振加热沉积位置影响鱼骨模主动控制效果的实验研究

施培万 朱霄龙 陈伟 余鑫 杨曾辰 何小雪 王正汹

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

Shi Pei-Wan Zhu Xiao-Long Chen Wei Yu Xin Yang Zeng-Chen He Xiao-Xue Wang Zheng-Xiong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 215208 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230696

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230696>

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

基于滑模鲁棒算法的超低频主动隔振系统

Ultra-low frequency active vibration control for cold atom gravimeter based on sliding-mode robust algorithm

物理学报. 2018, 67(2): 020702 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171884>

磁路和天线位置对2 cm电子回旋共振离子推力器性能影响的实验研究

Experimental study of magnetic circuit and antenna position influence on performance of 2 cm electron cyclotron resonance ion thruster

物理学报. 2019, 68(23): 235202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191122>

HL-2A上NBI加热H模实验的集成模拟分析

Transport analysis of NBI heating H-mode experiment on HL-2 A with integrated modeling

物理学报. 2022, 71(7): 075201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211941>

微型电子回旋共振离子源的全局模型

Global model of miniature electron cyclotron resonance ion source

物理学报. 2022, 71(14): 145204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212250>

2 cm电子回旋共振离子源猝灭现象模拟

Numerical study on abnormal flameout of 2-cm electron cyclotron resonance ion source

物理学报. 2022, 71(8): 085203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212151>

容性耦合等离子体中电子加热过程及放电参数控制

Electron heating dynamics and plasma parameters control in capacitively coupled plasma

物理学报. 2021, 70(9): 095214 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210473>

专题: 磁约束等离子体中的高能粒子

CFETR 参数下 α 粒子慢化过程的数值模拟*吴相凤 王丰[†] 林展宏 陈罗玉 于召客 吴凯邦 王正涵

(大连理工大学物理学院, 大连 116024)

(2023 年 4 月 29 日收到; 2023 年 6 月 8 日收到修改稿)

氘氚聚变产生的高能 α 粒子是维持未来托卡马克反应堆等离子体高温的主要加热源, 良好的 α 粒子约束对于维持稳态燃烧等离子体至关重要. 在持续发生聚变反应的系统中, α 粒子远离热平衡, 呈现非麦克斯韦分布. 如果忽略轨道效应, 基于局域库仑碰撞的假设可以得到 α 粒子的经典慢化分布, 然而由于 α 粒子存在较大的漂移轨道宽度, 空间输运不容忽视, 为得到更为准确的 α 粒子分布函数, 需要开展相关的数值计算. 本文使用模拟程序 PTC (particle tracer code) 在中国聚变工程试验堆 (CFETR) 不同的放电模式下, 采用粒子轨道跟踪和蒙特卡罗碰撞方法, 对 α 粒子慢化过程进行了数值模拟, 获得了更为真实的 α 粒子分布函数, 并将其与经典慢化分布进行了对比. 结果显示分布函数在中等能量附近和经典慢化分布存在较大差异. 进一步的分析表明, 这是由于中等能量下 α 粒子的较强的径向输运引起的. 本文的研究结果对准确评估 α 粒子加热背景等离子体的能力具有重要参考价值.

关键词: 托卡马克, α 粒子, 慢化分布**PACS:** 52.50.Gj, 52.55.Fa, 52.55.Pi, 52.65.-y**DOI:** 10.7498/aps.72.20230700

1 引言

氘氚聚变反应是目前最有希望实现商业化应用的聚变反应之一^[1,2]. 随着国际热核聚变实验堆 (ITER) 工程的持续推进, 人们开始关注在 ITER 之后的聚变装置的设计和建造问题, 以便尽早地实现聚变能源商业化^[3,4]. 中国聚变工程试验堆 (CFETR) 将作为 ITER 和聚变电站商用示范堆 (DEMO) 之间的关键衔接点, 以推进中国聚变能源发展, 推动聚变能源商业化进程, 以及实现可持续地清洁能源方面发挥重要作用^[5,6].

在 CFETR 燃烧等离子体中, 因聚变生成的携带有 200 MW 聚变功率的 α 粒子是加热等离子体的主要方式之一, 然而, 这些高能量的 α 粒子只有被有效慢化才能起到维持等离子体自持燃烧的作用

用^[7-10]. 在氘氚等离子体中关于 3.5 MeV 的 α 粒子在等离子体中的慢化分布或能量沉积的研究已经进行了半个多世纪^[11-15]. α 粒子慢化过程中, 在非均匀磁场中漂移并受到电子和离子的摩擦以及与背景离子的角度散射, 基于局域库仑碰撞假设求解福克-普朗克方程的稳态解可以得到经典慢化分布^[16,17], 它被广泛应用于包括 α 粒子、中性束注入粒子等在内的快离子相关物理研究, 如加热、电流驱动、快离子与 Alfvén 本征模的相互作用及快离子输运等^[18-21]. 然而这种慢化分布具有一定局限性, 在真实情况下, 轨道效应和空间输运是不可忽略的, 同时, 粒子漂移轨道宽度也会影响 α 粒子在等离子体中的输运^[20-22]. 这种简化模型无法准确描述 α 粒子的行为, 有必要采用更丰富的物理模型描述非局域的 α 粒子慢化过程^[23,24].

为了探索 α 粒子的慢化过程, 本文回顾了经

* 国家磁约束核聚变能发展研究专项 (批准号: 2022YFE03090000)、国家自然科学基金 (批准号: 11975068) 和大连理工大学基本科研业务费 (批准号: DUT22LK18) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: fengwang@dlut.edu.cn

典慢化分布理论模型并采用数值模拟方法进行对比分析. 在数值模拟方面使用粒子轨道追踪耦合蒙特卡罗模拟程序 PTC (particle tracer code)^[25] 在 CFETR 稳态运行模式和混杂运行模式下对 α 粒子的慢化过程进行了计算, 模型考虑了粒子的有限轨道效应以及新经典输运, 采用蒙特卡罗方法计算 α 粒子与背景等离子体之间的库仑碰撞, 得到了等离子体平衡条件下 α 粒子的慢化分布函数. 同时, 统计了 α 粒子热化和损失的比例, 计算了 α 粒子对背景等离子体的加热功率, 并得到了 α 粒子的总体粒子约束时间和能量约束时间. 本研究通过在不同运行模式下对 α 粒子整个慢化过程中的 α 粒子的产生、约束、对背景等离子体的加热以及整个分布演化的数值模拟分析, 还有理论和程序模拟的对比分析, 为 CFETR 的物理设计提供了有价值的参考依据.

本文第 2 节描述了经典慢化分布理论模型、CFETR 稳态和混杂运行模式下的等离子体参数、PTC 程序物理模型. 第 3 节是两种运行模式下 α 粒子慢化过程的模拟结果, 包括 α 粒子的粒子数变化、对背景等离子体的加热功率、 α 粒子的能量变化、 α 粒子的慢化分布函数等. 第 4 节是讨论分析, 包括两种运行模式下慢化过程的分析、约束时间的分析、理论与程序模拟的慢化分布函数的分析. 第 5 节是总结.

2 经典慢化分布与 PTC 模型

2.1 经典慢化分布

经典慢化分布是指高能粒子与热背景等离子体碰撞导致高能粒子的经典减速形成的速度或能量分布, 它可以作为描述 α 粒子慢化过程的一种理论模型. 经典慢化分布的推导基于忽略速度扩散项和轨道效应的假设, 根据这个假设, 可以简化福克-普朗克方程, 得到如下式子^[16]:

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} = C[f_\alpha] + S_\alpha, \quad (1)$$

其中 f_α 为 α 粒子速度分布函数, S_α 为 α 粒子源项. 此外, 假设 $v_i \ll v_\alpha \ll v_e$, 其中 v_i 和 v_e 为背景离子和背景电子的热速度, v_α 为典型的 α 粒子速度, 并假设背景电子温度与背景离子温度相等, 即 $T_i = T_e$, 有高能 α 粒子的慢化碰撞算子:

$$C[f_\alpha] \approx \tau_s^{-1} v^{-2} (\partial/\partial v)(v_c^3 + v^3) f_\alpha, \quad (2)$$

其中 Spitzer 慢化时间 $\tau_s = \frac{3(2\pi)^{3/2} \varepsilon_0^2 m_\alpha T_e^{3/2}}{Z_\alpha^2 e^4 m_e^{1/2} n_e \ln \Lambda}$; ε_0 为真空介电常数; m_α 为 α 粒子质量; T_e 为背景电子温度; Z_α 为 α 粒子核电荷数; e 为单位电荷量; m_e 为电子质量; n_e 为电子密度; $\ln \Lambda$ 为碰撞参数; 临界慢化速度 $v_c = \left(\frac{3\sqrt{\pi} m_e}{4m_\alpha} Z \right)^{1/3} v_{te}$, Z 为有效电荷数, v_{te} 为电子热速度. 接着, 基于源项是各向同性的假设, 同时 α 粒子都以初始能量 3.5 MeV 诞生, 形成一个以初始速度为中心的 δ 函数, 给出源项:

$$S_\alpha = \frac{S_0 \delta(v_b - v)}{4\pi v^2}, \quad (3)$$

其中聚变反应速率 $S_0 = n_D n_T \langle \sigma v \rangle$, n_D 为氘的粒子数密度, n_T 为氚的粒子数密度, σ 为反应截面, v 为相对速度大小. 对于能量为 3.5 MeV 的 α 粒子, 初始速度 $v_b = 1.3 \times 10^7$ m/s. 将 (2) 式和 (3) 式代入 (1) 式并进行计算, 得到稳态时三维的 α 粒子速度慢化分布函数:

$$f^{3D}(v) = \frac{S_0 \tau_s}{4\pi} \frac{H(v_b - v)}{v^3 + v_c^3}. \quad (4)$$

其中 $H(v_b - v)$ 为阶跃函数, 将 (4) 式乘以 $4\pi v^2$, 得到一维的 α 粒子速度慢化分布:

$$f(v) = S_0 \tau_s \frac{v^2 H(v_b - v)}{v^3 + v_c^3}. \quad (5)$$

根据能量 E 与速度 v 之间的变换关系以及阶跃函数的定义, 得到一维的 α 粒子能量慢化分布:

$$f(E) = \frac{S_0 \tau_s}{2} \frac{E^{1/2} H(E_b - E)}{E^{3/2} + E_c^{3/2}}. \quad (6)$$

其中, E_b 为 α 粒子初始能量, E_c 为临界能量, 根据 (6) 式, 可得到 CFETR 稳态运行模式下的局域稳态能量慢化分布如图 1 所示.

接下来, 利用各向同性的 α 粒子慢化分布计算出 α 粒子的密度 n 和总能量 nE , 对分布函数 (4) 在三维空间积分, 得到

$$n = \frac{S_0 \tau_s}{3} \ln \left[1 + (E_b/E_c)^{3/2} \right], \quad (7)$$

$$\begin{aligned} nE = S_0 \tau_s E_c \left[-\frac{1}{6} \ln \left(\frac{1 - \sqrt{E_b/E_c} + E_b/E_c}{(1 + \sqrt{E_b/E_c})^2} \right) \right. \\ \left. - \frac{1}{\sqrt{3}} \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{E_b/E_c} - 1}{\sqrt{3}} \right) \right. \\ \left. - \frac{1}{\sqrt{3}} \tan^{-1} \left(\frac{1}{\sqrt{3}} \right) \right] + \frac{S_0 \tau_s E_b}{2}. \end{aligned} \quad (8)$$

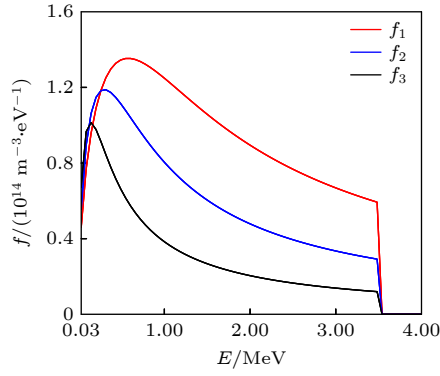


图 1 电子温度分别为 27.78, 14.4 和 6.7 keV, 对应电子密度分别为 1.14×10^{20} , 9.34×10^{19} 和 $7.47 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 参数下得到的经典能量慢化分布 f_1 , f_2 , f_3

Fig. 1. Classical energy slowing-down distributions f_1 , f_2 and f_3 obtained for the electron temperatures of 27.78, 14.4 and 6.7 keV, and their corresponding electron densities of 1.14×10^{20} , 9.34×10^{19} and $7.47 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

根据粒子平衡方程和能量平衡方程:

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} = S_0 - \frac{n_\alpha}{\tau_p}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial(n_\alpha E_\alpha)}{\partial t} = S_0 E_b - \frac{n_\alpha E_\alpha}{\tau_E}, \quad (10)$$

其中 τ_p 和 τ_E 为 α 粒子的粒子约束时间和能量约束时间, 稳态时由 $\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} = 0$, $\frac{\partial(n_\alpha E_\alpha)}{\partial t} = 0$ 可计算得到

$$\tau_p = \frac{\tau_s}{3} \ln \left(1 + (E_b/E_c)^{3/2} \right), \quad (11)$$

$$\tau_E = \frac{\tau_s E_c}{E_b} \left[-\frac{1}{6} \ln \left(\frac{1 - \sqrt{E_b/E_c} + E_b/E_c}{(1 + \sqrt{E_b/E_c})^2} \right) - \frac{1}{\sqrt{3}} \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{E_b/E_c} - 1}{\sqrt{3}} \right) - \frac{1}{\sqrt{3}} \tan^{-1} \left(\frac{1}{\sqrt{3}} \right) \right] + \frac{\tau_s}{2}. \quad (12)$$

接下来的模拟中, 将使用 PTC 程序对 α 粒子的慢化过程进行模拟, 并与理论模型进行比较分析.

2.2 CFETR 参数与 PTC 物理模型

基于 CFETR 稳态运行模式和混杂运行模式 (v201903) 参数下进行了 α 粒子慢化过程的模拟, 具体等离子体参数如图 2 所示. 由图 2 可看到, 在稳态运行参数下, 芯部区域和边界区域等离子体参数相对比较均匀, 混杂运行模式下的温度略高于稳态模式, 密度量级与稳态参数一致.

CFETR 稳态运行模式是一种基于等离子体稳定性和安全性的非感应电流驱动的运行模式, 混杂运行模式是感应和非感应电流混杂驱动的脉冲式的运行模式. 这两种运行模式不是独立的, 它们可以相互转换和组合, 以实现更优秀的聚变反应效果和能量输出.

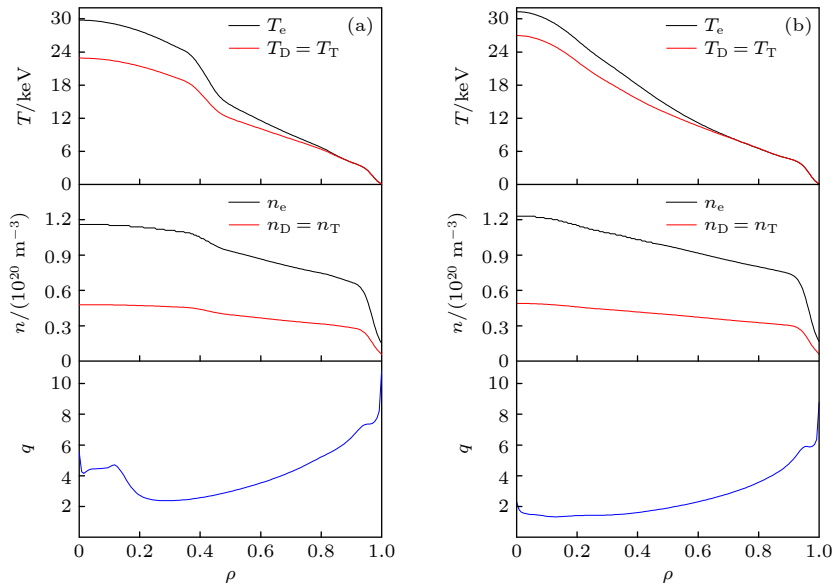


图 2 CFETR 中的背景等离子体参数 (a) 稳态运行模式下的密度、温度和安全因子剖面; (b) 混杂运行模式下的密度、温度和安全因子剖面

Fig. 2. Background plasma profiles in CFETR: (a) Density, temperature, and safety factor profiles in steady-state scenario; (b) density, temperature and safety factor profiles in hybrid scenario.

PTC 程序是一个拥有自主知识产权的粒子追踪程序, 可以模拟聚变反应中产生的 α 粒子在等离子体中的慢化过程^[25]. PTC 程序可以利用全轨道模型和漂移轨道模型来追踪粒子运动, 在 α 粒子慢化过程模拟中, 由于全轨道计算较为耗时, 而且根据 α 粒子的能量和位置估算出 α 粒子的回旋半径在 0.5—5 cm, 回旋半径对慢化过程的影响是可以忽略不计的, 因此, 可以采用漂移轨道的导心运动方程追踪 α 粒子.

在模拟过程中, α 粒子源由单位体积的聚变速率来定义^[25], 粒子运动方程采用经典的四阶龙格库塔方法求解, 粒子与背景等离子体的碰撞通过蒙特卡罗方法求解. PTC 程序将慢化过程看作一系列弹性散射, 在每个弹性散射中, PTC 先根据 α 粒子的初始速度和位置, 利用含时演化的轨道方程计算 α 粒子的运动轨迹和所处的空间位置; 然后, 根据该位置区域内的背景电子和离子的密度、温度, 计算出散射截面; 接下来, 使用概率分布函数来模拟碰撞过程中的能量和动量转移. 同时, 在每个小时时间段内会随机采样一定数量的 α 粒子进行统计, 记录 α 粒子的位置、能量等信息, 通过大量的随机采样和弹性碰撞模拟, 就可以得到 α 粒子慢化过

程中的分布函数. 相较于经典慢化分布理论模型, PTC 程序在轨道运动的基础上, 考虑了粒子的新经典输运过程, 包括考虑径向扩散和粒子漂移轨道宽度等因素, 从而能够更全面、准确地模拟 α 粒子的慢化过程.

3 模拟结果

3.1 α 粒子慢化过程

首先, 在 PTC 程序的输入模块中输入 CFETR 稳态运行模式下的平衡磁场和热等离子体剖面、扰动电磁场以及 α 粒子初始分布; 然后在极向截面划分三角形网格, 将背景等离子体信息插值到网格, 载入 α 粒子源; 接着, 使用漂移轨道模型追踪粒子, 使用蒙特卡罗方法求解粒子与背景等离子体的弹性碰撞; 在模拟过程中, 程序会统计 α 粒子数量、计算每个 α 粒子的能量损失率、根据碰撞截面计算 α 粒子对背景的加热功率. 同样利用 CFETR 混杂运行模式下的平衡磁场、等离子体剖面等参数模拟 α 粒子的慢化过程, 得到两种模式下慢化过程中的物理量变化对比如图 3 所示.

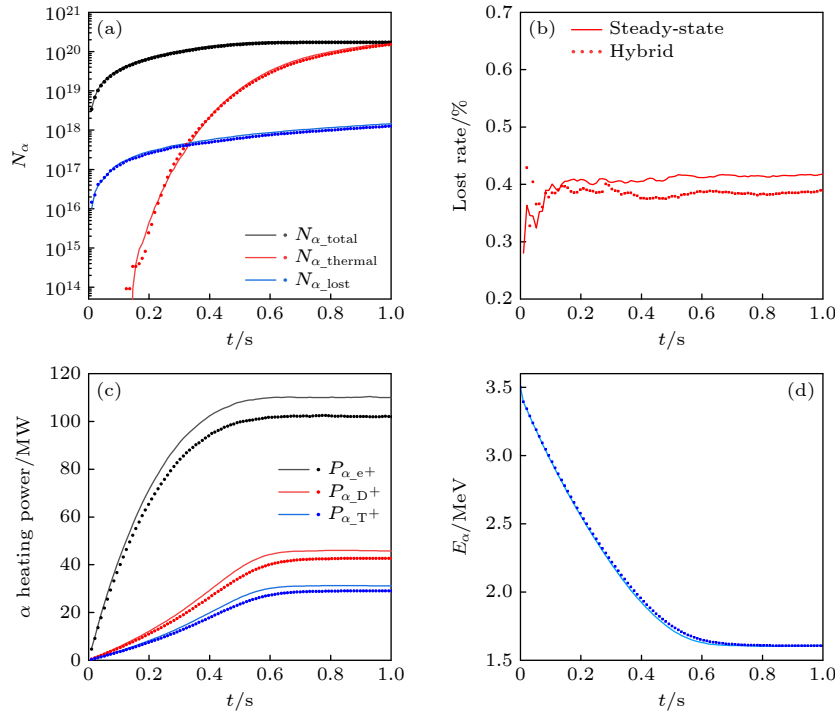


图 3 CFETR 稳态运行模式 (实线) 和混杂运行模式 (虚线) 下的各个物理量随时间的变化 (a) α 粒子数量; (b) α 粒子损失率; (c) α 粒子对背景等离子体的加热功率; (d) α 粒子平均能量

Fig. 3. Time evolution of various physical quantities in CFETR steady-state scenario (solid lines) and hybrid scenario (dashed lines): (a) Number of α particles; (b) loss rate of α particles; (c) heating power of α particles to the background plasma; (d) average energy of α particles.

由图3可以看到,在两种运行模式下,被统计的在等离子体中的 α 粒子数量、热化的等离子体数量、损失的 α 粒子数量变化趋势几乎一致,分别在0.68 s和0.73 s时,稳态运行模式和混杂运行模式下在等离子体中的 α 粒子数量趋于平稳,达到稳态时的 α 粒子数量在稳态运行模式和混杂运行模式下分别为 1.795×10^{20} 和 1.709×10^{20} ,稳态运行模式下的数量略高于混杂运行模式. 稳态运行模式下 α 粒子损失率最后维持在0.41%,混杂运行模式下 α 粒子损失率最后维持在0.38%. 稳态运行模式和混杂运行模式下对背景等离子体的加热功率分别在0.57 s和0.59 s时开始保持不变,稳态运行模式下 α 粒子对背景电子的加热功率达到110 MW,对背景氦离子和氟离子的加热功率分别为45.7 MW和31.1 MW,整体略高于混杂运行模式结果. 稳态运行模式和混杂运行模式下 α 粒子的平均能量大约经过0.64 s和0.72 s由初始的3.5 MeV趋于稳定的1.61 MeV,即 α 粒子经过慢化过程达到稳态.

此外,也在归一化极向磁通 ψ 空间对 α 粒子

的加热功率密度进行了模拟计算,结果如图4所示,根据图4发现,在两种运行模式下 α 粒子对背景电子和背景离子的加热功率密度量级一致,在不同的 ψ 位置有所不同. 根据粒子追踪结果也得到了在两种运行模式下达到稳态时 α 粒子密度分布和在能量空间、极向磁通空间的分布,如图5和图6所示.

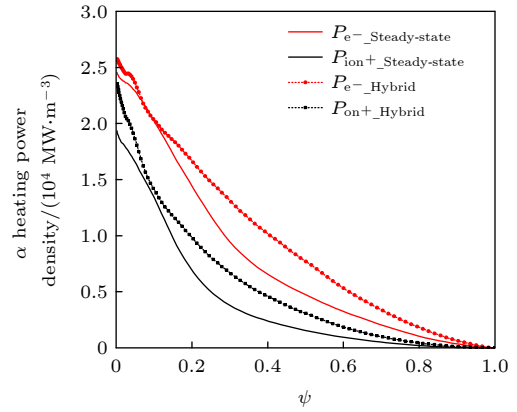


图4 ψ 空间的加热功率密度

Fig. 4. Heating power density in the ψ space.

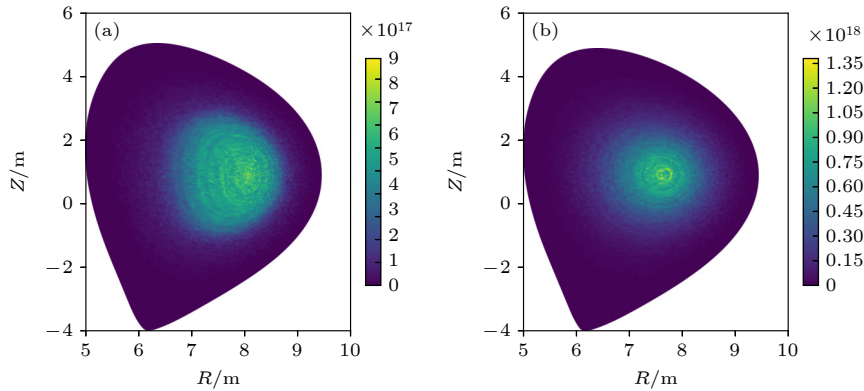


图5 稳态时 α 粒子的密度分布 (a) CFETR 稳态运行模式; (b) CFETR 混杂运行模式

Fig. 5. The α particle density in steady-state: (a) CFETR steady-state scenario; (b) CFETR Hybrid scenario.

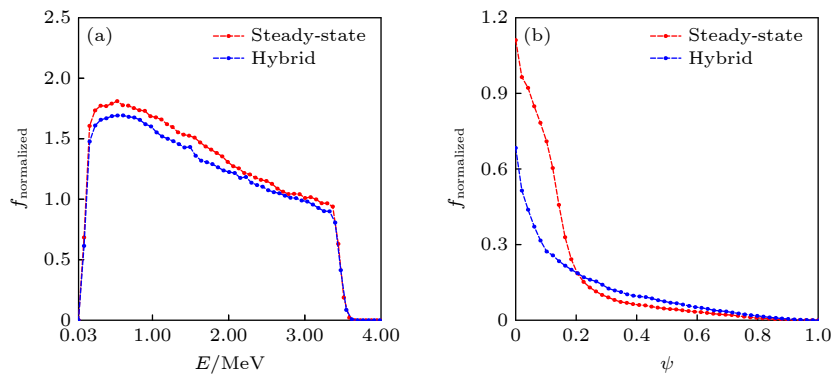


图6 α 粒子分布函数 (a) 能量空间; (b) 归一化极向磁通空间

Fig. 6. The α particle distribution function: (a) Energy space; (b) normalized poloidal magnetic flux space.

3.2 约束时间的计算

根据模拟结果, 由粒子平衡方程和能量平衡方程可以得到程序模拟得到总体的 α 粒子约束时间和能量约束时间, α 粒子源项每秒钟产生的总粒子数在稳态运行模式和混杂运行模式下分别为 3.5×10^{20} 和 3.24×10^{20} , 稳态时在等离子体中的粒子总数在稳态运行模式和混杂运行模式下分别为 1.795×10^{20} 和 1.709×10^{20} , 计算得到 α 粒子总体粒子约束时间分别为 0.51 s 和 0.52 s. 同样, 根据 α 粒子初始总能量和稳态时总能量计算得到 α 粒子的总体能量约束时间在稳态运行模式和混杂运行模式下分别为 0.24 s 和 0.22 s.

4 讨论

4.1 慢化分布对比分析

当 α 粒子在非均匀磁场中运动时, 粒子在轨道上的漂移会导致粒子的输运方向发生变化, 对于高能量 α 粒子, 由轨道效应引起的输运是可以忽略的, 而对于中等能量下的 α 粒子, 轨道效应引起的 α 粒子速度扩散较强, 输运不可忽略. 如图 7 所示, 在中等能量 $E = 0.2\text{--}2\text{ MeV}$ 附近, α 粒子输运较强, α 粒子在径向的扩散较为明显, PTC 模拟结果较为平缓. 在高能量尾部 ($> 3.5\text{ MeV}$), 在模拟中考虑了库仑碰撞的热化效应, 存在一定的能量扩散^[26]. 在不同的空间位置, 由于磁场的不同, 轨道效应对速度扩散的影响也不同, 导致在不同位置处的局部分布函数与理论分布函数符合程度不一致, 在本文中, 不同空间位置由不同的归一化极向磁

通 (ψ) 表示, ψ_a 和 ψ_b 为稳态运行参数下的两个不同位置, ψ_c 和 ψ_d 为混杂运行参数下的两个不同位置. 从图 7 可以看到, PTC 模拟结果与经典慢化分布在稳态运行模式 $\psi_b = 0.5\text{--}0.6$ 的符合程度高于 $\psi_a = 0.1\text{--}0.2$, 混杂运行模式下 $\psi_d = 0.4\text{--}0.5$ 的符合程度高于 $\psi_c = 0\text{--}0.1$.

为了进一步验证分布函数的不同是由输运效应引起的, 分析并对比了 Wilkie^[27] 使用回旋动理学方法考虑存在径向输运得到的修正慢化分布函数. 其中, 利用高能量下以径向扩散项占主导的扩散系数 D_π , 得到的动理学方程为

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} - \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial r} \left(V' D_\pi \frac{\partial f_\alpha}{\partial r} \right) = C[f_\alpha] + S_\alpha. \quad (13)$$

经过修正的三维的稳态慢化分布函数为

$$f_{\text{mod}} = \frac{S_0 \tau_s}{4\pi} \frac{1}{v_c^3 + v^3} \left(\frac{v^3 v_b^3 + v_c^3}{v_b^3 v^3 + v_c^3} \right)^{b/3} H(v_b - v). \quad (14)$$

将其乘以 $4\pi v^2$ 并根据能量 E 与速度 v 之间的变换关系以及阶跃函数的定义, 得到修正的一维的 α 粒子能量慢化分布:

$$f(E) = \frac{S_0 \tau_s}{2} \frac{E^{1/2}}{E^{3/2} + E_c^{3/2}} \left(\frac{E^{3/2} E_b^{3/2} + E_c^{3/2}}{E_b^{3/2} E^{3/2} + E_c^{3/2}} \right)^{b/3} \times H(E_b - E), \quad (15)$$

其中 $D_\pi = D_\alpha \frac{v_b^3}{v^3}$, $b \equiv \frac{D_\alpha \tau_s}{L_\alpha^2} \frac{v_b^3}{v_c^3}$, L_α 为径向时空尺度, D_α 为散射角为 0 时的径向扩散系数. 通过分析并选取合适的参数, 得到修正慢化分布函数与经典慢化分布的对比以及修正慢化分布、经典慢化分布与 PTC 模拟结果对比如图 8 所示. 从与 Wilkie^[27]

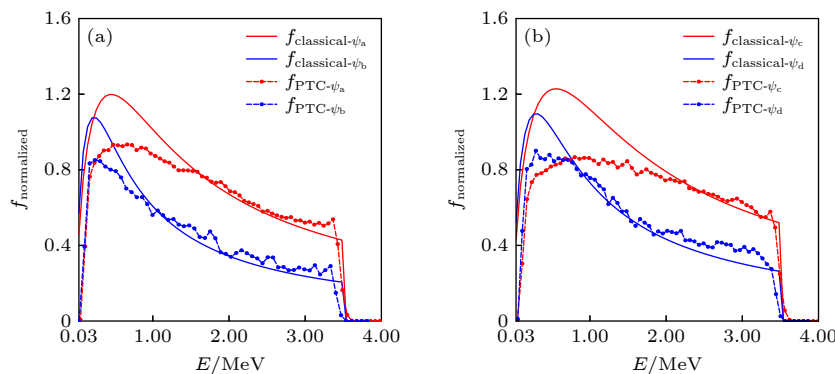


图 7 PTC 程序得到的能量慢化分布与理论能量慢化分布的对比 (a) 稳态运行模式下 $\psi_a = 0.1\text{--}0.2$ 和 $\psi_b = 0.5\text{--}0.6$; (b) 混杂运行模式下 $\psi_c = 0\text{--}0.1$ 和 $\psi_d = 0.4\text{--}0.5$

Fig. 7. Comparison between the energy slowing-down distribution obtained by PTC code and the classical energy slowing-down distribution: (a) In steady-state scenario at $\psi_a = 0.1\text{--}0.2$ and $\psi_b = 0.5\text{--}0.6$; (b) in hybrid scenario at $\psi_c = 0\text{--}0.1$ and $\psi_d = 0.4\text{--}0.5$.

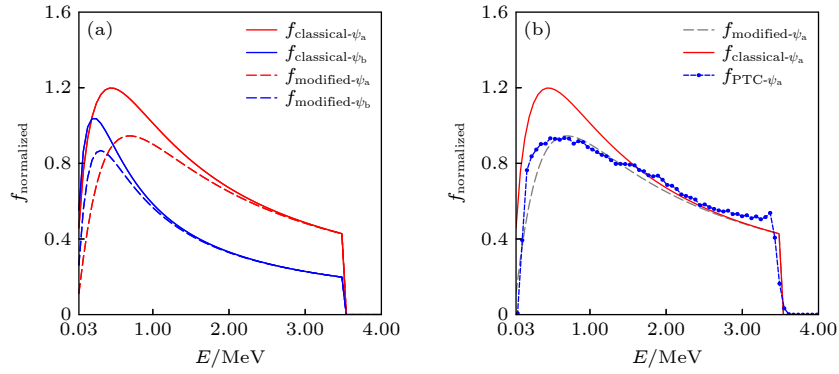


图 8 稳态运行模式下的慢化分布函数对比 (a) $\psi_a = 0.1-0.2$ 和 $\psi_b = 0.5-0.6$ 下经典慢化分布与修正慢化分布; (b) $\psi_a = 0.1-0.2$ 下修正慢化分布、经典慢化分布与 PTC 模拟的慢化分布

Fig. 8. Comparison of slowing-down distribution functions in steady-state scenario: (a) Modified slowing-down distribution and classical slowing-down distribution at $\psi_a = 0.1-0.2$ and $\psi_b = 0.5-0.6$; (b) modified slowing-down distribution, classical slowing-down distribution, and PTC slowing-down distribution at $\psi_a = 0.1-0.2$.

的修正慢化分布函数的对比中发现, 在中等能量下径向运输对慢化分布有一定的影响, 使其在中等能量下峰值变低. 修正慢化分布与 PTC 程序模拟结果中的平缓变化相一致, 进一步说明经典慢化分布在中等能量下存在缺陷.

在其他一些研究中, 也发现中等能量下的径向运输是不可忽略的. Hauff 等^[22]的研究发现, 经典慢化分布中的局域慢化假设在中等能量下失效, 需要考虑轨道效应引起的径向运输, 通过垂直去相关机制的研究发现, 漂移轨道和拉莫尔轨道导致粒子通量是个关于能量 E 的函数, 粒子扩散系数随着能量增大以 $1/E$ 减小, 中等能量下, 粒子扩散系数很大, 径向运输很强. Wilkie 等^[21]也发现经典慢化分布中的通量面局域碰撞导致慢化的假设不成立, 碰撞和运输相关的时间尺度会相互竞争, 在中等能量下, 粒子径向运输时间小于碰撞特征时间, 因此经典慢化分布不再适用. 同样, 在 JET 的 D-T 实验中^[28], 也观测到中等能量下的径向通量较大, 运输较强. 因此准确的 α 粒子慢化分布函数, 需要考虑径向扩散, 更真实的模拟结果有助于更好地预测 α 粒子的输运行为和能量沉积分布.

4.2 约束时间的讨论分析

根据经典慢化分布, 可得到理论的 α 粒子的粒子约束时间和能量约束时间的表达式. 选取稳态运行模式下 $\psi = 0.1-0.2$ 内的平均电子温度和密度, 得到理论 α 粒子慢化时间为 0.93 s, 粒子约束时间和能量约束时间分别为 0.76 s 和 0.31 s. $\psi = 0.5-0.6$ 内 α 粒子慢化时间为 0.42 s, 粒子约束时

间和能量约束时间分别为 0.48 s 和 0.17 s. 对比 PTC 稳态运行模式下的模拟结果, α 粒子总体慢化时间约为 0.68 s, 总体粒子约束时间为 0.51 s, 能量约束时间为 0.24 s, 理论计算结果与程序模拟结果量级一致.

同样局部选取混杂运行模式下 $\psi = 0.1-0.2$ 内的平均电子温度和密度, 计算得到理论 α 粒子慢化时间为 1.01 s, 粒子约束时间和能量约束时间分别为 0.79 s 和 0.33 s, $\psi = 0.5-0.6$ 内 α 粒子理论慢化时间为 0.43 s, 粒子约束时间和能量约束时间分别为 0.48 s 和 0.17 s. 稳态运行模式下芯部的电子温度和密度较为平缓, 混杂运行模式下芯部的电子温度和密度变化较快, 使得芯部区域的约束性能有所不同, 此外, 稳态运行模式下的聚变功率略大于混杂运行模式, 单位时间内产生的 α 粒子更多, 慢化时间也有所不同.

5 结 论

本研究在 CFETR 参数下用 PTC 程序模拟研究了聚变产物 α 粒子的慢化过程, 对比分析了 α 粒子在慢化过程中不同运行模式下对背景等离子体的加热功率、粒子数变化、约束时间、能量变化的区别, 并得到了考虑轨道效应和运输之后更准确的 α 粒子慢化分布函数. 经过 PTC 模拟结果与经典慢化分布的对比发现, 在中等能量下二者分布的峰值和能量变化存在不一致, 径向运输会抹平中等能量下的能量慢化分布, 使慢化分布峰值降低. 本文进一步对比了考虑运输之后的修正慢化分布, 发

现考虑径向扩散之后,修正慢化分布只在中等能量下与慢化分布存在差异,且修正结果与PTC模拟结果符合程度较好.研究表明,经典慢化分布在中等能量下具有较大误差,PTC程序考虑了轨道效应与运输过程,可以得到更为准确的 α 粒子分布函数,尤其在中等能量下的分布更符合真实的 α 粒子的行为.本文的研究结果对于准确预测 α 粒子沉积分布和评估 α 粒子加热背景等离子体的能力具有重要参考价值.

参考文献

- [1] Jhang H, Chang C S 1996 *Phys. Plasmas* **3** 3732
- [2] Zhao H L, Xiao B, Wang G H, Wang Q, Zhang Z W, Sun Q Z, Deng J J 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 035203 (in Chinese) [赵海龙, 肖波, 王刚华, 王强, 章征伟, 孙奇志, 邓建军 2020 *物理学报* **69** 035203]
- [3] Wan Y X, Li J G, Liu Y, Wang X L, Chan V, Chen C A, Duan X R, Fu P, Gao X, Feng K M 2017 *Nucl. Fusion* **57** 102009
- [4] Li X X, Li G Z, Liu H B 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 145201 (in Chinese) [李新霞, 李国壮, 刘洪波 2020 *物理学报* **69** 145201]
- [5] Chen J L, Jian X, Chan V S, Li Z Y, Deng Z, Li G Q, Guo W F, Shi N, Chen X 2017 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **59** 75005
- [6] Hao B L, Chen W, Li G Q, Wang X J, Wang Z L, Wu B, Zang Q, Jie Y X, Lin X D, Gao X, CFETR T 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 115201 (in Chinese) [郝保龙, 陈伟, 李国强, 王晓静, 王兆亮, 吴斌, 臧庆, 揭银先, 林晓东, 高翔, CFETR TEAM 2021 *物理学报* **70** 115201]
- [7] McKee G R, Fonck R J, Stratton B C, Budny R V, Chang Z, Ramsey A T 1997 *Nucl. Fusion* **37** 501
- [8] Kolesnichenko Y I 1980 *Nucl. Fusion* **20** 727
- [9] Gorelenkov N N, Budny R V, Duong H H, Fisher R K, Medley S S, Petrov M P, Redi M H 1997 *Nucl. Fusion* **37** 1053
- [10] Shi L M, Wu X K, Wan D, Li H D, Fan Q C, Wang Z T, Feng H, Wang Z H, Ma J 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 105201 (in Chinese) [石黎明, 吴雪科, 万迪, 李会东, 樊群超, 王中天, 冯灏, 王占辉, 马杰 2019 *物理学报* **68** 105201]
- [11] He B, Wang Z G, Wang J G 2018 *Phys. Plasmas* **25** 12704
- [12] Jhang H 2021 *Phys. Plasmas* **28** 94501
- [13] Liberman M A, Velikovich A L 1984 *J. Plasma Phys.* **31** 369
- [14] Hsu C T, Catto P J, Sigmar D J 1990 *Phys. Fluids B* **2** 280
- [15] Chen Z, Zhao Z J, Lü Z L, Li J H, Pan D M 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 215201 (in Chinese) [陈忠, 赵子甲, 吕中良, 李俊汉, 潘冬梅 2019 *物理学报* **68** 215201]
- [16] Moseev D, Salewski M 2019 *Phys. Plasmas* **26** 20901
- [17] Jhang H 1998 *Phys. Plasmas* **5** 4498
- [18] Dai Y Z, Cao J J, Xiang D, Yang J H 2023 *Phys. Plasmas* **30** 42501
- [19] Wilkie G J, Abel I G, Highcock E G, Dorland W 2015 *J. Plasma Phys.* **81** 905810306
- [20] Angioni C, Peeters A G 2008 *Phys. Plasmas* **15** 52307
- [21] Wilkie G J, Abel I G, Landreman M, Dorland W 2016 *Phys. Plasmas* **23** 60703
- [22] Hauff T, Pueschel M J, Dannert T, Jenko F 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 75004
- [23] Sigmar D, Gormley R, Kamelander G 1993 *Nucl. Fusion* **33** 677
- [24] Pueschel M J, Jenko F, Schneller M, Hauff T, Günter S, Tardini G 2012 *Nucl. Fusion* **52** 103018
- [25] Wang F, Zhao R, Wang Z X, Zhang Y, Lin Z H, Liu S J 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 55201
- [26] Gaffey Jr J D 1976 *J. Plasma Phys.* **16** 171
- [27] Wilkie G J 2018 *J. Plasma Phys.* **84** 745840601
- [28] Team J 1999 *Nucl. Fusion* **39** 1619

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

Numerical simulation of α particle slowing-down process under CFETR scenario^{*}

Wu Xiang-Feng Wang Feng[†] Lin Zhan-Hong Chen Luo-Yu
Yu Zhao-Ke Wu Kai-Bang Wang Zheng-Xiong

(*Dalian University of Technology, Dalian 116024, China*)

(Received 29 April 2023; revised manuscript received 8 June 2023)

Abstract

The high-energy α particles produced by deuterium-tritium fusion are the primary heating source for maintaining high temperatures in future tokamak plasma. Effective confinement of α particles is crucial for sustaining steady-state burning plasma. The initial energy of α particles is 3.5 MeV. According to theoretical calculations, it takes approximately 1 second to slow down α particles through Coulomb collisions to an energy range similar to the energy range of the background plasma. In the slowing-down process, some α particles may be lost owing to various transport processes. One significant research problem is how to utilize α particles to effectively heat fuel ions so as to sustain fusion reactions in a reactor. Assuming local Coulomb collisions and neglecting orbital effects, a classical slowing-down distribution for α particles can be derived. However, considering the substantial drift orbit width of α particles and the importance of spatial transport, numerical calculations are required to obtain more accurate α particle distribution function. In this study, the particle tracer code (PTC) is used to numerically simulate the slowing-down process of α particles under different scenarios in the Chinese Fusion Engineering Test Reactor (CFETR). By combining particle orbit tracing method with Monte Carlo collision method, a more realistic α particle distribution function can be obtained and compared with the classical slowing-down distribution. The results show significant differences between this distribution function and the classical slowing-down distribution, particularly in the moderate energy range. Further analysis indicates that these disparities are primarily caused by the strong radial transport of α particles at these energy levels. The research findings hold profound implications for the precise evaluating of ability of α particles to heat the background plasma. Understanding and characterizing the behavior of α particles in the slowing-down process and their interaction with the plasma is critical for designing and optimizing future fusion reactors. By attaining a deeper comprehension of the spatial transport and distribution of α particles, it becomes possible to enhance the efficiency of fuel ion heating and sustain fusion reactions more effectively. This study establishes a foundation for subsequent investigations and evaluation of α particles as a highly efficient heating source for fusion plasmas.

Keywords: tokamak, α particles, slowing-down distribution

PACS: 52.50.Gj, 52.55.Fa, 52.55.Pi, 52.65.-y

DOI: [10.7498/aps.72.20230700](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230700)

^{*} Project supported by the National Special Project for Magnetic Confinement Fusion Energy Research and Development Program of China (Grant No. 2022YFE03090000), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11975068), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities of Dalian University of Technology, China (Grant No. DUT22LK18).

[†] Corresponding author. E-mail: fengwang@dlut.edu.cn



专题: 磁约束等离子体中的高能粒子

托卡马克中低频磁流体不稳定性协同作用引起快粒子运输的混合模拟研究*

朱霄龙¹⁾ 陈伟²⁾ 王丰¹⁾ 王正涵^{1)†}

1) (大连理工大学物理学院, 三束材料改性教育部重点实验室, 大连 116024)

2) (核工业西南物理研究院, 成都 610041)

(2023 年 4 月 17 日收到; 2023 年 5 月 30 日收到修改稿)

在托卡马克实验中, 通常会有多种磁流体不稳定性同时存在并与快粒子发生相互作用, 引起非常显著的快粒子运输和损失, 破坏装置第一壁导致放电淬灭. 因此, 理解磁流体不稳定性引起快粒子运输的物理机制, 对未来聚变堆稳态长脉冲运行是亟需解决的重要物理问题. 本文基于球形托卡马克装置 NSTX 上观测到的非共振内扭曲模与撕裂模发生协同相互作用的实验现象, 采用全局非线性磁流体-动理学混合模拟程序 M3D-K, 比较了两种情况下的快粒子损失、运输和再分布的特征, 包括情况 1: 非共振内扭曲模与撕裂模同时存在并且发生协同相互作用, 研究了这种协同作用引起快粒子运输的物理机理; 情况 2: 只有非共振内扭曲模存在. 研究结果表明, 非共振内扭曲模与撕裂模的协同相互作用可以显著提升快粒子损失和运输水平, 主要原因是这种协同作用可以提供一种快粒子沿径向从等离子体芯部向等离子体边界运动的通道, 从而提升了快粒子运输、损失和再分布水平. 这些结果有助于理解未来聚变堆中低频磁流体不稳定性协同作用引起快粒子运输和损失的物理机理, 为寻找控制和缓解未来聚变堆中快粒子损失和运输水平的策略提供一定的新思路.

关键词: 托卡马克, 撕裂模, 非共振内扭曲模, 协同作用, 快粒子运输**PACS:** 52.55.Fa, 52.35.Py, 52.55.Pi**DOI:** 10.7498/aps.72.20230620

1 引言

快粒子在未来聚变反应堆中是一种非常重要的组分, 它可以由多种方式产生, 例如, 聚变反应产生的阿尔法粒子、中性束注入加热、射频波加热等. 因为快粒子具有很大的速度或者很高的能量, 托卡马克中粒子的导心漂移正比于粒子能量, 所以相对于背景等离子体而言, 快粒子具有比较大的轨道宽度^[1], 更容易跨越磁力线拓扑边界. 不同的快粒子的轨道通常由定义拓扑边界的运动守恒量来描述, 包括环向正则角动量 P_ϕ 、快粒子能量 E 和快粒子磁矩 μ . 当存在不稳定性产生电磁场扰动

时, 这些运动守恒量就会被破坏, 快粒子轨道会发生改变, 在相空间和几何空间发生运输、损失和再分布. 快粒子约束和运输对未来的聚变堆 (例如, 国际热核聚变实验堆) 是一个非常重要的关键物理问题, 一方面快粒子在被运输出等离子体约束区之前可以通过碰撞加热背景等离子体, 并且未来聚变堆的点火也依赖于阿尔法粒子的自持加热; 另一方面, 被运输出等离子体约束区的快粒子会直接撞击到托卡马克聚变装置器壁上, 在快粒子能量足够高、撞击面积足够集中的情况下, 会对第一壁材料产生极大的损坏, 有时甚至会导致托卡马克放电淬灭, 严重阻碍托卡马克稳态长脉冲运行. 因此, 准确理解托卡马克中快粒子运输、损失和再分布的物

* 国家自然科学基金 (批准号: 12205034, 11925501, 12125502) 和中国博士后科学基金 (批准号: 2021M700674) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zzwang@dlut.edu.cn

理机理, 设计出实验上控制快粒子损失和输运的物理手段, 对实现托卡马克稳态长脉冲运行并早日实现聚变商业发电具有非常重要的现实意义.

在托卡马克实验中, 存在非常丰富的低频磁流体不稳定性族谱^[2], 例如有内扭曲模^[3]、非共振内扭曲模^[3-5]、撕裂模^[6,7]、比压阿尔芬本征模^[8,9]、低频鱼骨模^[10-13]等. 低频磁流体不稳定性可以与快粒子发生相互作用, 引起快粒子输运、损失和再分布. 在过去的几十年中, 针对单一低频磁流体不稳定性与快粒子相互作用进行了很多实验、理论和数值模拟方面的研究, 对单一低频磁流体不稳定性影响快粒子行为的物理问题有了相对比较深入的理解. 例如, 在非共振内扭曲模与快粒子相互作用方面, HL-2A 上的实验首次发现快电子激发的非共振内扭曲模, 与共振内扭曲模相比, 非共振内扭曲模具有稳定的饱和幅度和缓慢变化甚至基本保持不变的模频率^[3]. NSTX 上在反磁剪切位形并且安全因子最小值 $q_{\min}$ 略高于 1 的情况下, 很容易观测到非共振内扭曲模, 并且这种模饱和以后还会非线性激发 2/1 种子磁岛, 从而导致新经典撕裂模被激发. 除此之外, 这种模式还会导致大量的快粒子输运和快粒子束驱动电流剖面的显著展宽^[14]. 在撕裂模与快粒子相互作用方面, 在 HL-2A 上中性束加热的等离子体中, 观测到不稳定的 2/1 撕裂模与快粒子相互作用, 伴随着 2/1 撕裂模幅度爆发增长并且模频率快速扫频的实验现象^[6]. 基于该实验现象的磁流体动力学混合模拟研究表明, 同向同行的快粒子与撕裂模发生了波-粒子共振相互作用, 并且这个过程导致的快粒子损失是对流损失^[15]. 基于低比压托卡马克等离子体的全域磁流体动力学混合模拟表明, 反向同行快粒子的非绝热响应对撕裂模具有很强的退稳效应, 绝热响应具有致稳效应; 而同向同行快粒子的非绝热响应对撕裂模具有较弱的致稳效应, 绝热响应具有退稳效应^[16,17]. Ferrari 等^[18]采用全轨道程序 FOCUS^[19]研究表明, 考虑 2/1 新经典撕裂模与捕获快粒子的环向进动频率之间的共振的情况下, 可以引起快粒子损失显著增强.

然而, 在真实的实验条件下, 通常是多种低频磁流体不稳定性同时被激发, 并且发生协同作用, 这种情况下导致的快粒子输运、损失和再分布通常是非常显著的. 最近, 在 HL-2A 实验中观测到鱼骨模/锯齿垮塌事件与快粒子相互作用导致快粒子

再分布, 与靠近等离子体边界的 2/1 撕裂模发生共振相互作用, 触发了快速向下扫频的 2/1 共振撕裂模, Zhu 等^[20]基于该实验现象采用磁流体动力学混合模拟程序 M3D-K 揭示了该实验现象的本质: 鱼骨模/锯齿垮塌事件与撕裂模发生了协同相互作用, 与没有协同相互作用的只有 2/1 撕裂模的情况相比, 显著提升了快粒子损失和输运水平. 在 JET 上氘等离子体中, 据 Bonfigli 等^[21]报道, 饱和的内扭曲模可以与快粒子发生共振相互作用, 锯齿垮塌事件会产生快粒子相空间再分布, 二者可以驱动很强的快粒子输运并且对快粒子的能量和抛射角有很强的依赖关系; 基于 ORBIT-kick 模型的数值模拟分析表明, 实验中的快粒子输运是持续时间较长的共振的内扭曲模与非共振的锯齿垮塌事件协同作用的结果, 该事件具有典型的多模本质. 在 NSTX 上 134020 炮放电实验中, Yang 等^[22,23]研究了同时出现的非共振内扭曲模和 2/1 撕裂模可以引起快粒子输运的物理机制, 在考虑非共振内扭曲模和 2/1 撕裂模协同作用的情况下, 以相关的实验结果和参数作为输入, 通过 TRANSP 程序并结合 kick 模型^[24,25]的模拟计算得到的中子产率与实验测量的中子产率基本符合, 进一步证明了扭曲模与撕裂模之间存在协同作用, 并且二者的相对相位和在相空间的共振重叠会影响快粒子输运. 但是, 需要指出的是, 上述工作中采用的 kick 模型是一种简化模型, 并不是基于第一性原理的物理模型, 该模型固定模的饱和幅度和模频率, 忽略了快粒子对具有协同相互作用的 1/1 非共振内扭曲模和 2/1 撕裂模不稳定性的影响, 尤其是对快粒子输运有很重要影响的模饱和幅度不能较为自治的评估, 不能同时模拟非共振内扭曲模与 2/1 撕裂模并考虑它们之间的非线性相互作用.

基于此, 本文针对 NSTX 上 134020 炮放电实验中发现的 1/1 非共振内扭曲模与 2/1 撕裂模共存的实验现象, 将二者发生相互耦合作用 $t = 0.64 - 0.72$ s 的实验剖面参数作为数值模拟的输入, 采用磁流体-动力学全域混合模拟初值程序 M3D-K, 进行较为自治的非线性数值模拟研究, 比较了 1) 1/1 非共振内扭曲模和 2/1 撕裂模发生协同作用、2) 只有 1/1 非共振内扭曲模这两种情况下的快粒子输运特征, 揭示了 1/1 非共振内扭曲模和 2/1 撕裂模发生协同作用导致快粒子输运和损失增强的物理机制, 这些结果有助于进一步理解真实的

托卡马克实验中多模协同相互作用引起快粒子损失和输运增强的物理, 为设计当前的托卡马克实验和未来聚变堆中控制和缓解快粒子损失的实验方案提供一定的理论参考.

2 数值模型和参数设置

模拟中采用的平衡剖面来源于 NSTX 上 134020 炮放电实验 $t = 0.64$ s, 如图 1 所示, 其中图 1(a) 给出了安全因子 q 剖面, 图 1(b) 给出了总压强剖面 p 剖面, 这里 p 是快粒子压强 p_h 和背景等离子体压强 p_{MHD} 之和, 图 1(c) 给出了等离子体密度 n 剖面.

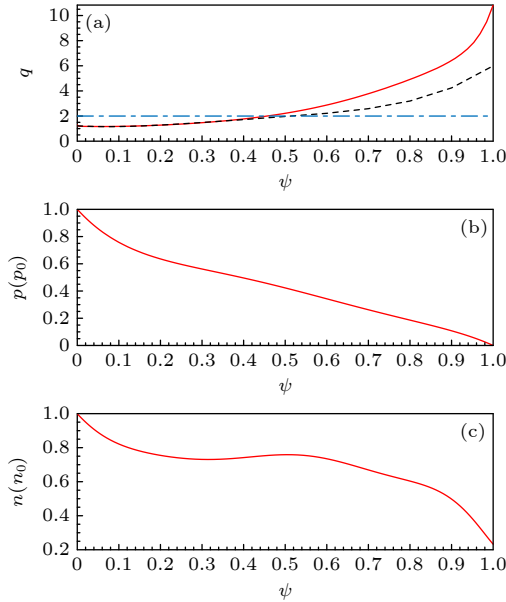


图 1 模拟中采用的平衡剖面——NSTX 上 134020 炮 $t = 0.64$ s 的实验剖面 (a) 安全因子剖面 q (红色实线), 对应下文情况 1, 向下平移后的安全因子剖面 q (黑色虚线), 对应下文情况 2; (b) 总压强剖面 p , 包括快离子压强和热压强; (c) 等离子体密度剖面 n . 蓝色点划线表示 $q = 2$.
Fig. 1. Equilibrium profiles used in the simulation, namely the experimental profiles at $t = 0.64$ s on NSTX shot 134020: (a) Safety factor profile q denoted by red solid line corresponding to case 1, the down-shifted q profile denoted by black dotted line corresponding to case 2; (b) total pressure profile p including fast ion pressure and thermal plasma pressure; (c) plasma density profile n . Blue dotted line denotes $q = 2$.

模拟中主要的参数包括: 大半径 $R_0 = 0.85$ m, 小半径 $a = 0.67$ m, 磁轴处的环向磁场 $B_0 = 0.5$ T, 芯部等离子体密度 $n_0 = 10^{20}$ m $^{-3}$, 阿尔芬速度 $v_A = B_0/(\mu_0 \rho_0)$, 阿尔芬时间 $\tau_A = R_0/\varepsilon v_A$, 环径比

$\varepsilon = R_0/a$, 阿尔芬频率 $\omega_A = \varepsilon v_A/R_0$, 拉长比 $\kappa = 1.88$, 三角形变 $\delta = 0.38$, 这里 μ_0 为真空中的磁导率, ρ_0 为等离子体质量密度. 模拟中电阻剖面采用的形式为 $\eta = \eta_0(T/T_0)^{-3/2}$, 其中 T_0 和 η_0 分别是磁轴处的温度和电阻, $\eta_0 = 10^{-5}$. 快粒子中性束输入速度 $v_h = 2.464v_A$, 快粒子最大的回旋半径 $\rho_h/a = 0.173$. 模拟中所采用的分布函数在能量 E 空间是慢化分布的, 在抛射角 $\Lambda = \mu B/E$ 空间是峰化的, 这里 μ 是磁矩, B 是磁轴处的磁场, E 是束离子能量. 分布函数形式如下:

$$f_0 = \frac{c}{(v^3 + v_c^3)} \exp \left[\frac{-(P_\phi - \langle v_{//} I / \Omega_h \rangle)}{\Delta \psi} \right] \times \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{v_0 - v}{\Delta v} \right) \right] \frac{1}{\Delta \Lambda} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{1 - \Lambda_0}{\Delta \Lambda} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{\Lambda_0}{\Delta \Lambda} \right) \right] \exp \left[-\frac{(\Lambda - \Lambda_0)^2}{\Delta \Lambda} \right], \quad (1)$$

式中 c 是归一化因子; $\Delta \Lambda$ 是抛射角分布宽度,

$$\Delta \Lambda = \left[\Delta \Lambda_0^2 + 0.33(1 - \Lambda_0) \times \ln \left(\frac{v^3 + v_c^3}{v^3(1 + v_c^3/v_0^3)} \right) \right]^{-1/2}, \quad (2)$$

其中, v_0 是束离子注入速度, v_c 是临界速度; $P_\phi = \psi + v_{//} I / \Omega_h$ 是环向正则角动量, $I = R B_\phi$, $\Omega_h = ZeB/m_h$, $v_{//}$ 为快粒子平行于平衡磁场的速度, B_ϕ 为环向磁场, Z 为电荷数, B 为总磁场, m_h 为快粒子质量, $\langle \cdot \rangle$ 代表轨道平均, Λ_0 是抛射角分布中心值. 模拟中初始的快离子分布函数中, 抛射角分布中心值为 $\Lambda_0 = 0.8$, 抛射角宽度为 $\Delta \Lambda_0 = 0.25$. $\Delta \psi = 0.3(\psi_{\max} - \psi_{\min})$ 是快粒子径向分布宽度. 该分布函数中还考虑了快粒子散射效应, 不同能量的粒子具有不同的抛射角宽度. 模拟中总的比压值为 $\beta_t = 35\%$, 包括快粒子比压 β_h 和背景等离子体比压 β_{MHD} , $\beta_h/\beta_t = 0.6$.

M3D-K 采用全域的磁流体-动理学混合模型 [26], 模型中跟踪了磁约束聚变等离子体的非线性演化, 主要包括模幅度和快粒子分布函数的非线性自洽演化, 采用完整的电阻磁流体方程来表述背景等离子体和漂移动理学方程来描述快粒子效应. M3D-K 程序在二维柱坐标 R - Z 平面内采用基于非结构化三角形网格的有限元方法. M3D-K 程序目前发展非常成熟, 可以研究磁约束核聚变等离子体

中许多重要的物理现象, 例如快粒子激发的环向阿尔芬本征模^[27]以及环向阿尔芬本征模雪崩^[28]、长寿模^[29]、锯齿模^[30]、鱼骨模^[31,32]、比压阿尔芬本征模^[33]、阿尔芬级联模^[34,35]、鱼骨模与内部输运垒的相互作用^[36]等。

3 模拟结果

3.1 情况 1: $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模与 $m/n = 2/1$ 撕裂模协同作用

首先基于第 2 节介绍的平衡剖面 and 参数, 采用 M3D-K 进行了大规模非线性混合模拟研究. 图 2(a) 为 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模存在协同相互作用时的模结构 U , 这里 m 为环向模数; n 为极向模数; U 表示等离子体速度流函数, 与等离子体速度 v 的不可压缩分量有关, $v = R^2 \varepsilon \nabla_{\perp} U \times \nabla \phi + \nabla \chi + v_{\phi} \nabla \phi$, 其中 ϕ 是环向角, χ 表示压缩效应, v_{ϕ} 为等离子体速度 v 的环向分量. 从图 2(a) 可以看到, $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模的模结构位于 $q_{\min} = 1.24$ 位置处, $m/n = 2/1$ 模结构位于 $q = 2$ 共振面处; $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模的模幅度要强于 $m/n = 2/1$ 撕裂模的模幅度, 这与 NSTX 上 134020 炮实验中的观测结果一致^[23]. 图 2(b) 为扰动磁场在环向角 $\phi = 0$ 位置的庞加莱图, 可以清楚地看到 $m/n = 2/1$ 磁岛, NSTX 上 134020 炮放电实验中也能很清楚观测到 $m/n = 2/1$ 磁岛^[23], 这一点模拟结果与实验结果是

相互吻合的. $m/n = 1/1$ 磁岛的结构在模拟中并没有看到, 这与实验上的观测结果是有一定偏差的, 非共振内扭曲模不一定会出现磁岛结构. 模拟结果和实验产生偏差的主要原因可能是芯部的 q 分布很难准确测量. 图 2(c) 是非线性阶段后期 $t = 750\tau_A$ 时的模结构 U , 模结构变得很不规整.

图 3(a) 给出了 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模存在协同相互作用情况下的模幅度 $U_{\cos}$ 演化情况, 这里 $U_{\cos}$ 表示流函数 U 的余弦分量, 可以看到在 $t = 600\tau_A$ 时刻达到饱和状态, 在非线性后期 $t = 800\tau_A$ 之后模幅度又开始逐渐增长. 图 3(b) 给出了 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模存在协同相互作用情况下的频谱图, 可以观察到 $m/n = 1/1$ 很明显的向下扫频现象, 然后频率基本保持不变, 在 $t = 750\tau_A - 800\tau_A$ 时刻, 出现有限频率的接近零频的低频模, 即 $m/n = 2/1$ 撕裂模, 直到非线性后期零频模一直存在. 这可能是因为位于芯部的快粒子被 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模输运到 $q = 2$ 共振面, 与 $m/n = 2/1$ 撕裂模发生了共振相互作用, 触发了接近于零频的低频 $m/n = 2/1$ 撕裂模, 也叫共振撕裂模^[20]. 关于低频磁流体不稳定性 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模协同相互作用导致的快粒子输运和再分布情况, 为了方便与情况 2: 只有一种低频磁流体不稳定性 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模的情况相比, 将在本文 3.3 节一并介绍.

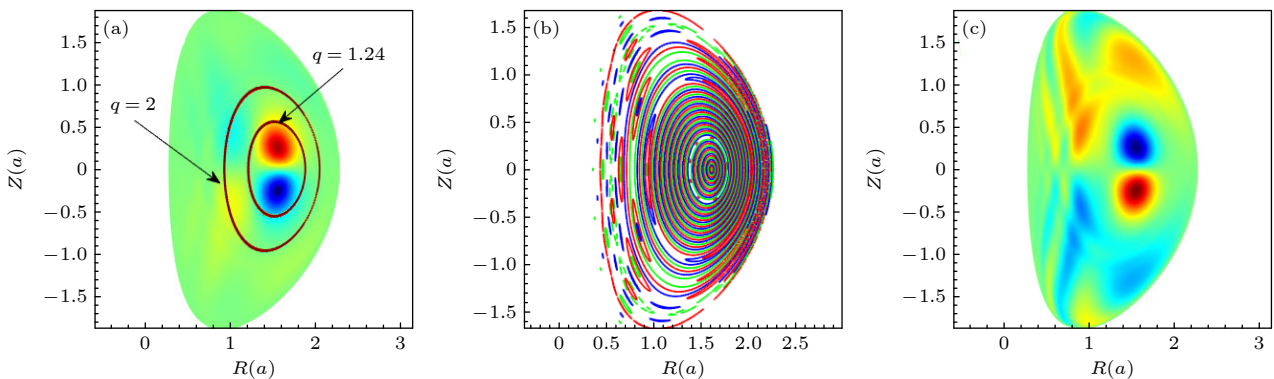


图 2 (a) $t = 300\tau_A$ 时 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模存在协同作用情况时的模结构 U , 图中从内向外的红色圆圈分别表示 $q = 1.24$ 和 $q = 2$ 两个共振面; (b) 扰动磁场在环向角 $\phi = 0$ 位置处的庞加莱图 ($t = 300\tau_A$); (c) $t = 750\tau_A$ 时 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模存在协同作用情况时的模结构 U

Fig. 2. (a) Mode structure U of coupled $m/n = 1/1$ non-resonant kink mode and $m/n = 2/1$ tearing mode at $t = 300\tau_A$, the two red circles from inner to outer respectively denotes $q = 1.24$ and $q = 2$ resonant surfaces; (b) the Poincaré plot for the perturbed magnetic field line at toroidal angle $\phi = 0$ ($t = 300\tau_A$); (c) the mode structure U of coupled $m/n = 1/1$ non-resonant kink mode and $m/n = 2/1$ tearing mode at $t = 750\tau_A$.

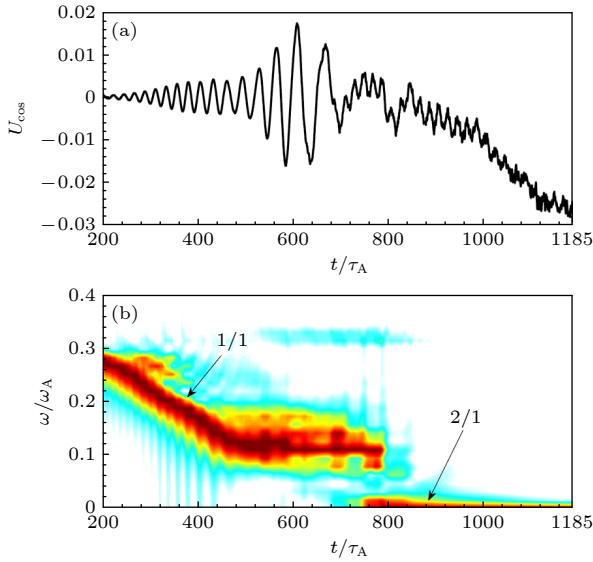


图 3 (a) $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模存在协同作用情况时模幅度非线性演化; (b) $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模存在协同相互作用情况的频谱演化

Fig. 3. (a) Nonlinear evolution of amplitude for coupled $m/n = 1/1$ non-resonant kink mode and $m/n = 2/1$ tearing mode; (b) the evolution of frequency spectrum of coupled $m/n = 1/1$ non-resonant kink mode and $m/n = 2/1$ tearing mode.

3.2 情况 2: 只有 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模

为了与 3.1 节介绍的情况 1 进行比较, 更好地突显 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模协同作用对快粒子输运、损失和再分布的影响, 在 3.2 节通过整体上下平移第 2 节中介绍的安全因子 q 剖面来得到情况 2: 只有 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模的情况. 需要说明的是情况 2 与情

况 1 相比, 除了安全因子 q 剖面之外的其他剖面和参数均保持一致. 图 4(a) 为线性阶段 $t = 150\tau_A$ 时 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模的模结构 U , 扰动结构位于 $q = 1.24$ 共振面内, 由于考虑了快粒子动理学效应, 模结构表现出一定程度的扭曲. 图 4(b) 显示的是 $t = 150\tau_A$ 时扰动磁场在环向角 $\phi = 0$ 位置的庞加莱图, 可以清楚地看到 $m/n = 1/1$ 磁岛. 图 4(c) 为非线性阶段 $t = 300\tau_A$ 时 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模的模结构 U , 可以明显地看到模结构沿径向向外展宽.

图 5(a) 给出了 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模的模幅度 $U_{\cos}$ 演化情况, 可以看到在 $t = 285\tau_A$ 时刻达到饱和状态, 与 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模与 $m/n = 2/1$ 撕裂模存在协同相互作用的情况相比, 不同的是在非线性后期模幅度逐渐衰退到一个很低的水平, 这可能是导致快粒子再分布和损失水平降低的一个重要原因, 关于快粒子再分布和损失的讨论同样也放在 3.3 节重点讨论. 图 5(b) 给出了 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模的频谱图, 可以观察到开始模频率保持 $\omega = 0.24\omega_A$ 基本不变直到 $t = 210\tau_A$ 时刻, 出现很明显的向下扫频现象, 扫频速度与情况一相比相对缓慢一些, 没有出现零频模.

3.3 非共振内扭曲模与撕裂模协同相互作用对快粒子行为的影响: 输运、损失与再分布

在 3.3 节, 着重分析和比较 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模非线性演化和耦合的 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模非线性演化导致

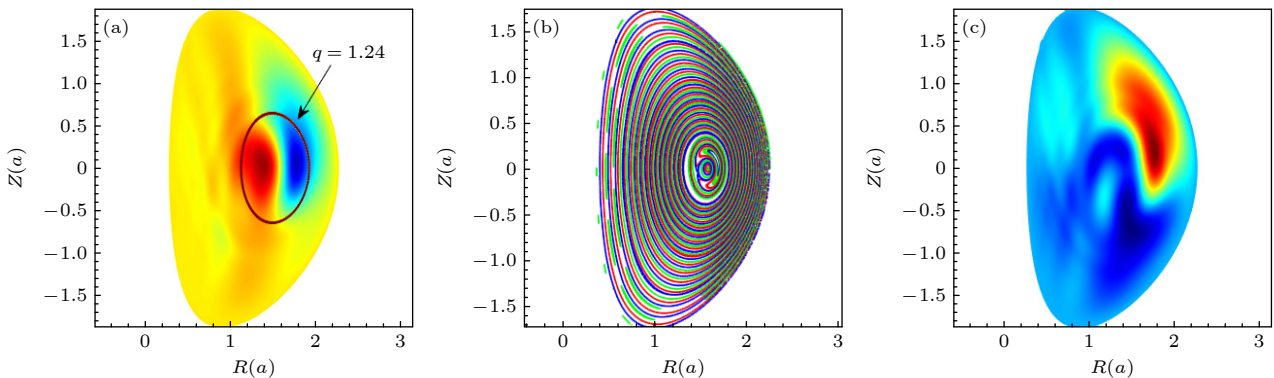


图 4 (a) $t = 150\tau_A$ 时 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模的模结构, 图中的红色圆圈表示 $q = 1.24$ 共振面所在的位置; (b) 扰动磁场在环向角 $\phi = 0$ 位置处的庞加莱图 ($t = 150\tau_A$); (c) $t = 300\tau_A$ 时 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模的模结构

Fig. 4. (a) Mode structure of coupled $m/n = 1/1$ non-resonant kink mode at $t = 150\tau_A$, the red circle denotes the location of $q = 1.24$ resonance surface; (b) the Poincaré plot for the perturbed magnetic field line at toroidal angle $\phi = 0$ ($t = 150\tau_A$); (c) the mode structure of coupled $m/n = 1/1$ non-resonant kink mode at $t = 300\tau_A$.

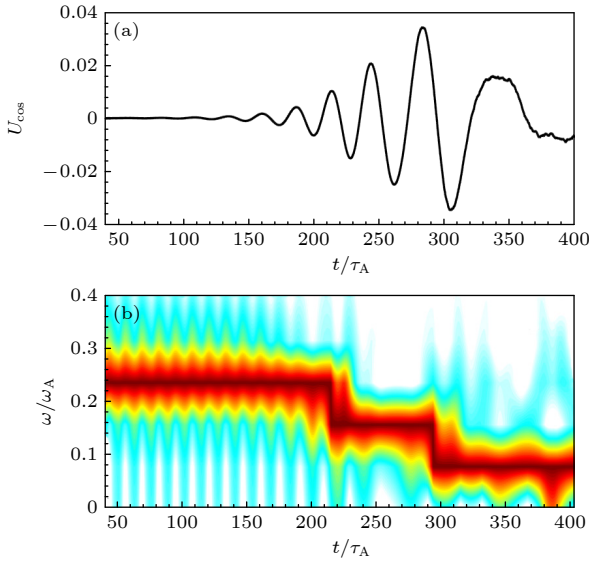


图 5 (a) $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模幅度 $U_{\cos}$ 非线性演化; (b) $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模的频谱演化

Fig. 5. (a) Nonlinear evolution of amplitude for $m/n = 1/1$ non-resonant kink mode; (b) the evolution of frequency spectrum of $m/n = 1/1$ non-resonant kink mode.

的快粒子输运、损失和再分布情况. 图 6 为 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模非线性演化导致的快粒子输运、损失和再分布的情况. 图中横坐标是环向正则角动量 P_ϕ , 由于它的定义与极向磁通 ψ 有关, 所以 P_ϕ 可以看作是一个表示径向位置的变量, 较大的 P_ϕ 表示靠近等离子体边界的地方, 较小的 P_ϕ 表示靠近等离子体芯部的地方. 在单一环向模数扰动

存在的情况下, 可以用公式 $dP_\phi/dt = -(\omega/n)dE/dt$ 来很好地描述快粒子在相空间的运动, 其中 ω 表示低频扰动的模频率, n 表示扰动的环向模数, E 表示快粒子的能量. 为了更好地比较非线性演化过程中各个阶段的快粒子输运、损失和再分布水平的情况, 图 6 中使用了同一个颜色图, 同样在图 7 中分析耦合的 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模非线性演化过程导致的快粒子输运、损失和再分布中也使用了同一个颜色图.

图 6(a) 为初始时刻的分布函数, 图 6(b) 为初始饱和时刻 $t = 201\tau_A$ 的分布函数, 从图 5(b) 可以看到在此之前模频率基本保持不变, 与图 6(a) 相比, 快粒子分布函数变化不是很大, 快粒子从芯部往边界的迁移不是很明显, 输运、损失和再分布不显著. 图 6(c) 显示的是 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模扫频阶段的分布函数, 可以看到在快粒子能量 E 的方向上有一定数量的快粒子向能量较低的方向发生了输运, 同时在 P_ϕ 方向也有一定数量的快粒子向靠近边界的方向发生了迁移. 到了非线性后期, 如图 6(d) 所示, 在径向向外的方向上可以看到较为明显的快粒子输运、损失和再分布.

图 7 为耦合的 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模非线性演化过程中导致的快粒子输运、损失和再分布情况. 图 7(a) 是初始时刻的分布函数, 图 7(b) 是非线性向下扫频阶段的分布

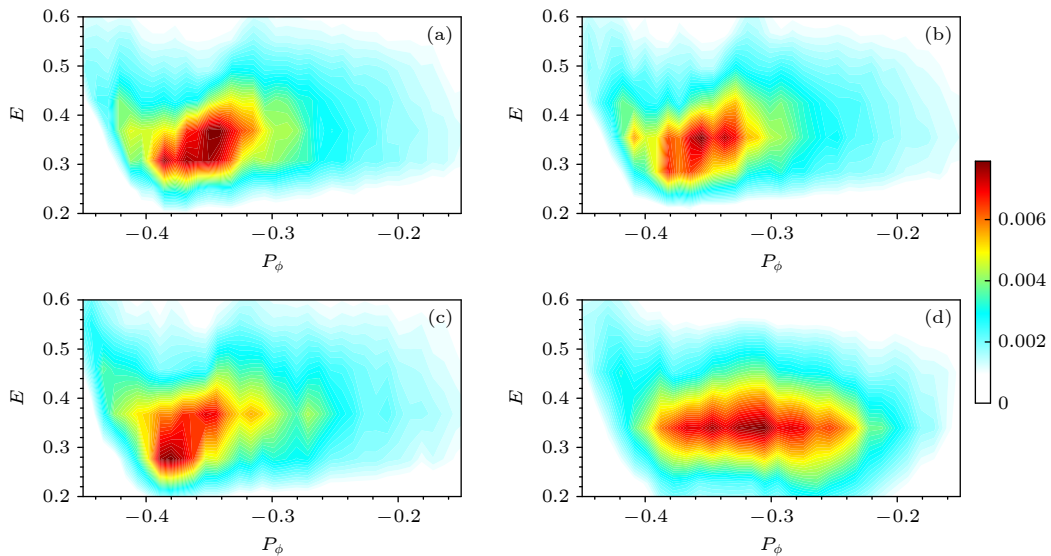


图 6 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模非线性演化过程中, 在初始时刻 (a) $t = 0$, 初始饱和时刻 (b) $t = 201\tau_A$, 非线性饱和前期 (c) $t = 300\tau_A$, 非线性饱和后期 (d) $t = 400\tau_A$, 在 (P_ϕ, E) 空间中磁矩 $\mu = 0.3343$ 附近的快粒子分布函数 F 的演化

Fig. 6. During the nonlinear evolution of $m/n = 1/1$ non-resonant kink mode, the distribution function F around magnetic moment $\mu = 0.3343$ in (P_ϕ, E) space at the initial moment (a) $t = 0$, the initial saturation moment (b) $t = 201\tau_A$, the late saturation moments (c) $t = 300\tau_A$ and (d) $t = 400\tau_A$.

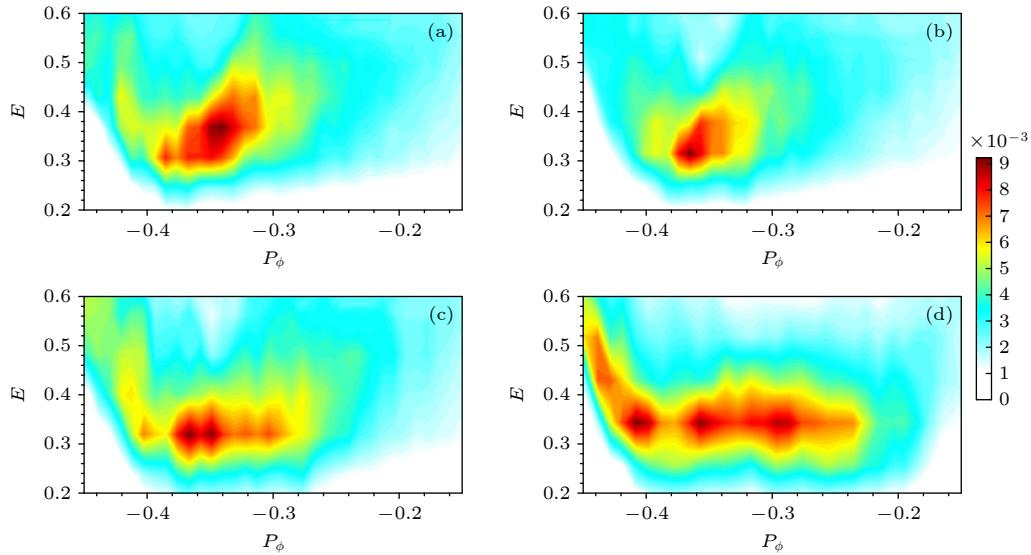


图 7 耦合的 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模非线性演化过程中, 在初始时刻 (a) $t = 0$, 非线性扫频阶段 (b) $t = 400\tau_A$, 出现零频分量的阶段 (c) $t = 600\tau_A$, 非线性饱和和后期只有零频分量的阶段 (d) $t = 900\tau_A$, 在 (P_ϕ, E) 空间中磁矩 $\mu = 0.3343$ 附近的快粒子分布函数 F 的演化

Fig. 7. During the nonlinear evolution of coupled $m/n = 1/1$ non-resonant kink mode and $m/n = 2/1$ tearing mode, the distribution function F around magnetic moment $\mu = 0.3343$ in (P_ϕ, E) space at the initial moment (a) $t = 0$, the initial saturation moment (b) $t = 400\tau_A$, the late saturation moments (c) $t = 600\tau_A$ and (d) $t = 900\tau_A$.

函数, 可以看到靠近芯部 $-0.42 < P_\phi < -0.38$ 区域的快粒子分布函数有很明显的下降, 说明位于这个相空间的快粒子发生了明显的损失. 扫频是发生共振相互作用的重要证据, 扫频可以导致相空间中快粒子轨道运动产生的岛发生漂移和宽度展宽^[37], 同时也可以导致波粒子共振相互作用产生的共振岛的漂移和宽度展宽^[38], 这是快粒子发生输运、损失和再分布的重要物理原因. 图 7(c) 是非线性扫频结束进入频率基本保持不变阶段的分布函数, 可以看到在沿着能量变大的方向上, 快粒子有一定的输运, 例如在 $0.3 < E < 0.6$ 区域, 相对于初始时刻的图 7(a) 和非线性向下扫频阶段的图 7(b), 在沿着能量变大的方向有明显的输运. 图 7(d) 显示的是在非线性后期出现零频模阶段的分布函数, 一方面与图 7(a), (b) 和 (c) 相比, 可以看到在等离子体芯部 $P_\phi < -0.4$ 的区域, 沿着能量变大的方向上快粒子输运进一步增强; 另一方面在靠近等离子体边界的地方 $P_\phi > -0.3$, 有大量的快粒子被输运到了靠近等离子体边界的地方发生快粒子输运、再分布和损失, 这一现象相对于其他 3 个时刻图 7(a), (b) 和 (c) 是非常明显的. 其原因主要在于耦合的 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模之间的协同相互作用, 由于扰动存在于不同的有理面上, 可以与位于不同有理面位置附近的快粒子发生

共振, 一方面靠近芯部的 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模可以将位于芯部的快粒子向能量变大的方向上输运, 也可以将位于芯部的快粒子沿着径向向外输运, 另一方面 $m/n = 2/1$ 撕裂模可以进一步将快粒子沿着径向向外的方向输运发生损失. 这是与只有 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模的情况相比有区别的主要原因. 图 8 为对于耦合的 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模情况, 通过调整快粒子

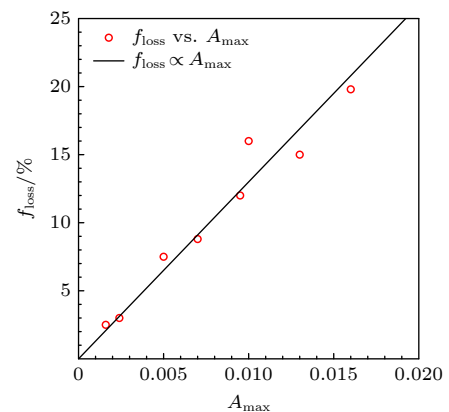


图 8 耦合的 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模中, 不同模幅度 $A_{\max}$ 与快粒子损失份额 f_{loss} 的定标关系

Fig. 8. In the case of coupled $m/n = 1/1$ non-resonant kink mode and $m/n = 2/1$ tearing mode, lost particle fraction f_{loss} as a function of the mode amplitude.

比压 β_h 从 15% 到 23%, 来改变模幅度 $A_{\max}$, 得到的快粒子损失份额 f_{loss} , 可以看到有较大份额的快粒子损失, 通过 f_{loss} 与模幅度 $A_{\max}$ 的定标关系发现二者满足线性的定标关系, 说明耦合的 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模引起的快粒子损失主要以对流为主.

4 结论与讨论

本文主要针对 NSTX 上发现的 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 裂模协同作用的实验现象, 采用全域的磁流体-动理学混合初值程序 M3D-K, 将二者发生相互耦合作用 $t = 0.64\text{--}0.72\text{ s}$ 的实验剖面 and 参数作为 M3D-K 程序的输入, 进行了较为自洽的非线性数值模拟研究. 本文主要分析了只有 $1/1$ 非共振内扭曲模的情况、 $1/1$ 非共振内扭曲模和 $2/1$ 撕裂模发生协同作用这两种情况下的快粒子输运, 发现耦合的 $1/1$ 非共振内扭曲模和 $2/1$ 撕裂模即二者发生了协同作用的情况会导致快粒子输运、损失和再分布显著增强, 揭示了其中的物理机理, 主要是因为多模协同相互作用会打通从等离子体芯部到等离子体边界的输运通道, 从而进一步提升了快粒子的输运和损失水平, 这些结果有助于进一步理解真实的托卡马克实验中多模协同相互作用引起快粒子损失和输运增强的物理, 为设计当前的托卡马克实验和未来聚变堆中控制和缓解快粒子损失的实验方案提供一定的理论参考. 通过快粒子损失份额 f_{loss} 与模幅度 $A_{\max}$ 的定标关系发现二者满足线性的定标关系, 说明耦合的 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模引起的快粒子损失主要以对流为主. 在磁约束核聚变等离子体中, 快粒子的输运、损失和再分布是一个极其重要但又非常复杂的物理问题, 通常会受到多种物理因素的影响^[39–41], 例如微观湍流也是一个影响快粒子输运的非常重要的物理因素, 但是如果考虑微观湍流会涉及到包括宏观尺度和微观尺度在内的多尺度相互作用的问题, 此时本文使用的漂移动理学模型不再适用, 需要采用回旋动理学模型来描述这种多模多时空尺度的物理问题, 所以在本工作由于技术原因并没有考虑真实的实验条件下微观尺度的湍流对快粒子输运的影响, 这将成为我们的后续工作进一步展开.

参考文献

- [1] Heidbrink W W, White R B 2020 *Phys. Plasmas* **27** 030901
- [2] Chen W, Yu L M, Xu M, Ji X Q, Shi Z B, He X X, Li Z J, Li Y G, Wang T B, Jiang M, Gong S B, Wen J, Shi P W, Yang Z C, Fang K R, Li J, Wei L, Zhong W L, Sun A P, Cao J Y, Bai X Y, Li J Q, Ding X T, Dong J Q, Yang Q W, Liu Y, Yan L W, Wang Z X, Duan X R 2022 *Fundam. Res.* **2** 667
- [3] Yu L M, Chen W, Jiang M, Shi Z B, Ji X Q, Ding X T, Li Y G, Ma R R, Shi P W, Song S D, Yuan B S, Zhou Y, Ma R, Song X M, Dong J Q, Xu M, Liu Y, Yan L W, Yang Q W, Xu Y H, Duan X R, HL-2A Team 2017 *Nucl. Fusion* **57** 036023
- [4] Zhu X L, Wang F, Chen W, Wang Z X 2022 *Plasma Sci. Technol.* **24** 025102
- [5] Li E Z, Igocine V, Dumbrajs O, Xu L, Chen K, Shi T, Hu L 2014 *Plasma Phys. Control. Fusion* **56** 125016
- [6] Chen W, Zhu X L, Wang F, Jiang M, Ji X Q, Qiu Z Y, Shi Z B, Yu D L, Li Y G, Yu L M, Shi P W, Ding X T, Xu M, Wang Z X 2019 *Nucl. Fusion* **59** 096037
- [7] Wang Z X, Tang W K, Wei L 2022 *Plasma Sci. Technol.* **24** 033001
- [8] Yu L M, Chen W, Shi Z B, Wang T B, Ding X T, Ji X Q, Ma R R, Shi P W, Bai X Y, Li J X, Yuan B S, Li Y G, Yang Z C, Zhang Y P, Ma R, Song X M, Lu B, Dong J Q, Zhong W L, Liu Y, Yan L W, Yang Q W, Xu M 2021 *Nucl. Fusion* **61** 026019
- [9] Chen W, Shi Z B, Qiu Z Y, Yu L M, Shi P W, Jiang M, Ji X Q, Li Y G, He X X, Fang K R, Zou Y P, Ma R R, Zhu X L, Zhong W L, Ding X T, Yang Q W, Wang Z X, Li J Q, Xu M, Duan X R 2020 *Nucl. Fusion* **60** 094003
- [10] Liu D, Heidbrink W W, Podesta M, Ren Z Z, Bardoczi L, Fredrickson E D, Fu G Y, Petty C C, Thome K E, Turco F, Van Zeeland M A 2020 *Nucl. Fusion* **60** 112009
- [11] Chen W, Wang Z X 2020 *Chin. Phys. Lett.* **37** 125001
- [12] Shi P W, Chen W, Duan X R 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 035202
- [13] Chen W, Yu L M, Shi P W, Ma R, Ji X Q, Jiang M, Zhu X L, Shi Z B, Yu D L, Yuan B S, Li Y G, Yang Z C, Cao J Y, Song S D, Zhong W L, He H D, Dong J Q, Ding X T, Yan L W, Liu Y, Yang Q W, Xu M, Duan X R 2018 *Nucl. Fusion* **58** 014001
- [14] Breslau J A, Chance M S, Chen J, Fu G Y, Gerhardt S, Gorelenkov N, Jardin S C, Manickam J 2011 *Nucl. Fusion* **51** 063027
- [15] Zhu X L, Chen W, Wang F, Wang Z X 2020 *Nucl. Fusion* **60** 046023
- [16] Cai H S, Fu G Y 2012 *Phys. Plasmas* **19** 072506
- [17] Gao B F, Cai H S, Gao X, Wan Y X 2021 *Nucl. Fusion* **61** 116070
- [18] Ferrari H E, Farengo R, Garcia-Martinez, Clauser C F 2023 *Plasma Phys. Control. Fusion* **65** 025001
- [19] Clauser C, Farengo R, Ferrari H 2019 *Comput. Phys. Commun.* **234** 126
- [20] Zhu X L, Yu L M, Chen W, Shi P W, Ge W L, Wang F, Luan Q B, Sun H E, Wang Z X 2023 *Nucl. Fusion* **63** 036014
- [21] Bonfigli P J, Podesta M, Vallar M, Gorelenkov N N, Kiptily V, White R B, Giroud C, Brezinsek S, JET Contributors 2022 *Nucl. Fusion* **62** 112002
- [22] Yang J, Fredrickson E D, Podesta M, Poli F M 2022 *Plasma Phys. Control. Fusion* **64** 095005
- [23] Yang J, Podesta M, Fredrickson E D 2021 *Plasma Phys.*

- Control. Fusion* **63** 045003
- [24] Podesta M, Gorelenkova M, White R B 2014 *Plasma Phys. Control. Fusion* **56** 055003
- [25] Podesta M, Gorelenkova M, Teplukhina A A, Bonofiglio P J, Dumont R, Keeling D, Poli F M, White R B, Jet Contributors 2022 *Nucl. Fusion* **62** 126047
- [26] Park W, Belova E V, Fu G Y, Tang X Z, Strauss H R, Sugiyama L E 1999 *Phys. Plasmas* **6** 1796
- [27] Zhu X L, Wang F, Wang Z X 2020 *Chin. Phys. B* **29** 025201
- [28] Zhu X L, Chen W, Podesta M, Wang F, Liu D, Wang Z X 2022 *Nucl. Fusion* **62** 016012
- [29] Shi P W, Zhu X L, Liang A S, Chen W, Shi Z B, Wang T B, Yang Z C, Yu L M, Jiang M, He X X, Bai X Y, Ji X Q, Zhong W L, Xu M, Wang Z X, Duan X R 2022 *Nucl. Fusion* **62** 106009
- [30] Shen W, Fu G Y, Sheng Z M, Breslau J A, Wang F 2014 *Phys. Plasmas* **21** 092514
- [31] Wang F, Fu G Y, Breslau J A, Liu J Y 2013 *Phys. Plasmas* **20** 102506
- [32] Wang F, Fu G Y, Shen W 2017 *Nucl. Fusion* **57** 016034
- [33] Duan S Z, Fu G Y, Cai H S, Li D 2022 *Nucl. Fusion* **62** 056002
- [34] Yang Y R, Chen W, Ye M Y, Yuan J B, Xu M 2020 *Nucl. Fusion* **60** 106012
- [35] Ge W L, Wang J L, Wang F, Wang Z X 2021 *Nucl. Fusion* **61** 116037
- [36] Ge W L, Wang Z X, Wang F, Liu Z X 2023 *Nucl. Fusion* **63** 016007
- [37] Mynick H E 1993 *Phys. Fluids B* **5** 1471
- [38] Briguglio S, Wang X, Zonca F, Vlad G, Fogaccia G, Di Troia C, Fusco V 2014 *Phys. Plasmas* **21** 112301
- [39] Zhang H W, Ma Z W, Zhu J, Zhang W, Oiu Z Y 2022 *Nucl. Fusion* **62** 026047
- [40] Zhu J, Ma Z W, Wang S, Zhang W 2018 *Nucl. Fusion* **58** 046019
- [41] Cai H S, Li D 2022 *Natl. Sci. Rev.* **9** nwac019

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

Hybrid numerical simulation on fast particle transport induced by synergistic interaction of low- and medium-frequency magnetohydrodynamic instabilities in tokamak plasma^{*}

Zhu Xiao-Long¹⁾ Chen Wei²⁾ Wang Feng¹⁾ Wang Zheng-Xiong^{1)†}

1) (*Key Laboratory of Materials Modification by Laser, Ion, and Electron Beams, School of Physics,*

Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)

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

(Received 17 April 2023; revised manuscript received 30 May 2023)

Abstract

In tokamak experiments, various magnetohydrodynamic (MHD) instabilities usually co-exist and interact with fast particles. It can cause the fast particles to significantly transport and lose, which results in damaging the first wall and quenching discharge in tokamak. Therefore, the understanding of the physical mechanism of fast particle transport caused by MHD instabilities is crucial and this physical problem needs solving urgently for the steady-state long pulse operation of future reactor-graded devices. According to the phenomenon of synergy between non-resonant internal kink mode and tearing mode, observed experimentally on NSTX, a spherical tokamak device, we utilize the global nonlinear hybrid-kinetic simulation code M3D-K to study and compare the characteristics of loss, transport and redistribution of fast particles in the two cases: 1) the synergy between the non-resonant internal kink mode and tearing mode and 2) only non-resonant internal kink modes. The physical mechanisms of transport, loss, and redistribution of fast particles caused by such synergy are studied, respectively. The results show that the synergy between the non-resonant internal kink mode and the tearing mode can significantly enhance the loss and transport of fast particles. The main reason is that such a synergy can provide a radial channel for fast particles to migrate from the plasma core to the plasma boundary accompanied with the total stochasticity of the magnetic topology. These results can help understand the physical mechanism of the transport and loss of fast particles caused by the synergy of low-frequency MHD instabilities in future fusion reactors, and provide some new ideas for finding strategies to control and mitigate the loss and transport level of fast particles in future fusion reactors.

Keywords: tokamak, tearing mode, non-resonant internal kink mode, synergy, fast-particle transport

PACS: 52.55.Fa, 52.35.Py, 52.55.Pi

DOI: [10.7498/aps.72.20230620](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230620)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12205034, 11925501, 12125502) and the Post-doctoral Science Foundation of China (Grant No. 2021M700674).

[†] Corresponding author. E-mail: zxwang@dlut.edu.cn



托卡马克中低频磁流体不稳定性协同作用引起快粒子输运的混合模拟研究

朱霄龙 陈伟 王丰 王正涵

Hybrid numerical simulation on fast particle transport induced by synergistic interaction of low- and medium-frequency magnetohydrodynamic instabilities in tokamak plasma

Zhu Xiao-Long Chen Wei Wang Feng Wang Zheng-Xiong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 215210 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230620

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230620>

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

中国聚变工程试验堆上新经典撕裂模和纵场波纹扰动叠加效应对alpha粒子损失影响的数值模拟

Numerical simulation of synergistic effect of neoclassical tearing mode and toroidal field ripple on alpha particle loss in China Fusion Engineering Testing Reactor

物理学报. 2021, 70(11): 115201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201972>

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>

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>

预测HL-2A托卡马克台基结构的MHD稳定性数值研究

Numerical study on predicting MHD stability of HL-2A tokamak pedestal structure

物理学报. 2022, 71(22): 225201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221098>

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>

黏性各向异性磁流体Kelvin-Helmholtz不稳定性: 二维数值研究

Kelvin-Helmholtz instability in anisotropic viscous magnetized fluid

物理学报. 2019, 68(3): 035201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181747>

专题: 磁约束等离子体中的高能粒子

HL-2A 装置高能离子驱动的比压阿尔芬本征模的扫频行为*

侯玉梅 陈伟[†] 邹云鹏 于利明 石中兵 段旭如

(核工业西南物理研究院, 成都 610041)

(2023 年 5 月 4 日收到; 2023 年 7 月 7 日收到修改稿)

利用混合磁流体-动理学模拟程序 MEGA 对中国环流器二号装置观测到的具有频率啁啾行为的比压阿尔芬本征模进行分析. 区别于动理论方法 Berk-Breizman 模型, MEGA 程序采用真实的实验参数, 如平衡位形、电子密度、电子温度和离子温度等, 再现了具有向上和向下扫频特性的比压阿尔芬本征模. 实验观测到下扫频行为出现时背景等离子体的参数和比压值相对更高. 据此设置 MEGA 程序的输入参数: 在下扫频行为模拟中, 高能离子的螺距角初始分布宽度和芯部比压值, 以及扩散系数均更高. 模拟结果显示快离子相空间的分布影响了扫频行为. 当上扫频行为占主导时, 平行于磁场的离子发挥主要作用; 而下扫频行为占主导时, 垂直于磁场的离子密度显著上升. 实验与模拟均表明: 下扫频行为占主导的比压阿尔芬本征模激发对比压值和高能离子的密度要求更高, 这与之前的模拟分析得到的结论一致.

关键词: MEGA 程序, 比压阿尔芬本征模, 频率啁啾行为**PACS:** 52.55.Fa, 52.55.Pi, 52.35.Mw**DOI:** 10.7498/aps.72.20230726

1 引言

可控磁约束聚变装置中, 高能离子主要源于中性束注入 (neutral beam injection, NBI)、离子回旋共振加热以及聚变反应. 具有较大梯度的高能离子速度空间分布或压强分布均可提供自由能, 并通过波-粒相互作用激发阿尔芬本征模 (Alfvén eigenmodes, AEs)^[1]. 高能离子驱动的阿尔芬本征模可能将高能离子从等离子体芯部驱至边缘, 从而影响电流剖面, 降低装置的等离子体约束能力与聚变反应效率, 甚至破坏装置的第一壁^[2,3]. 随着波振幅的增长, 实验中观测到了非线性特征, 并伴随着高能离子长时间尺度输运过程^[4]. 在未来的燃烧等离子体实验中, 阿尔芬本征模与高能离子

之间的相互作用不容忽视, 因此, 开展高能离子与阿尔芬不稳定性的线性和非线性相互作用研究, 也为将来国际热核实验堆的相关工作提供参考依据.

比压阿尔芬本征模 (beta-induced Alfvén eigenmodes, BAEs) 是一种典型的离散阿尔芬本征模, 比压值 β ($\beta = P/(B^2/2\mu_0)$, 其中, P 为等离子体压强; $B^2/2\mu_0$ 为磁压力, B 为磁场, μ_0 为真空磁导率) 对 BAEs 的激发至关重要. 此外, 高能离子的密度梯度、有限拉莫尔半径和有限轨道宽度效应对 BAEs 的激发也有着重要影响^[5,6]. 1993 年, Heidbrink 等^[7] 于 DIII-D 装置中首次发现了 BAEs, 并观测到该不稳定性导致了高能离子的损失. 中国环流器二号 (HL-2A) 装置上高能电子激发的 e-BAEs 于 2010 年第一次发现, 研究表明 e-BAEs

* 国家磁约束核聚变发展研究 (批准号: 2019YFE03020003, 2019YFE03010004) 和国家自然科学基金 (批准号: 12005054, 12125502, 12105084) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: chenw@swip.ac.cn

的激发与高能电子的密度、能量和螺距角密切相关^[8,9]; 此后, 在正、反向的低杂波电流驱动的条件下, 均观测到高能电子激发的 e-BAEs^[10]; 中性束注入条件下, 在 HL-2A 装置上观测到了高能离子激发的 BAEs, 并利用鱼骨模色散理论 (general fishbone-like dispersion relation, GFLDR) 进行深入分析^[11]. 2018 年, 在 EAST 装置上首次观测到了与高 Z_{eff} (有效电荷数) 杂质注入密切相关的低频率且成对出现的 BAEs^[12].

可控磁约束聚变装置中, 一种常见的高能粒子驱动的非线性不稳定性——频率啁啾 (chirping) 行为: 在频谱图中表现为非常快速的扫频现象 (一般为 ms 量级). 具有频率啁啾行为的不稳定性是非线性波-粒相互作用的结果, 对研究高能离子输运过程具有重要意义. 在 DIII-D^[13], JT-60 U^[14], MAST^[15], NSTX^[16], AUG^[17], START^[18], HL-2A^[19] 等装置中均观测到了高能离子驱动的具有频率啁啾行为的剪切阿尔芬波.

关于频率啁啾现象的理论研究, Berk 等^[20,21] 提出了动理论模型——Berk-Breizman 理论, 其基于 Vlasov-Poisson 模型和 Bump-On-Tail 模型, 考虑了碰撞项及外部波阻尼, 描述一维的等离子体中高能粒子与静电波的非线性波-粒相互作用. 并揭示了频率啁啾行为的成因: 与相空间洞 (hole)-块 (clump) 对 (hole-clump pairs) 的运动有关. 在非稳态系统中, 共振粒子被波的势阱捕获, 能量从粒子转移到波, 波被激发. 不稳定的波振幅会非线性饱和, 由共振粒子的驱动项、外部阻尼、粒子弛豫过程和捕获过程间的相互作用共同决定. 基于 Berk-Breizman 理论, 具有频率啁啾行为的阿尔芬不稳定性模拟研究相继展开. Lilley 等^[22] 和 Lesur 等^[23] 分别利用 BOT 及 δf -COBBLES 程序深入研究了速度空间扩散项、动力摩擦项 (Fokker-Plank 碰撞模型包含了速度空间扩散项与摩擦项) 及 Krook 碰撞算子 (Krook 碰撞模型) 对 hole-clump pairs 运动的影响, 对 Berk 等^[20,21] 的工作进行了延伸. Zhang 等^[24] 利用回旋动理学代码 GTC 重建了 BAEs 在相空间的相干结构, 并指出相空间岛的产生 (由于非线性粒子捕获) 与破坏 (由于自由流) 存在着竞争关系, 并影响着该结构. Zhu 等^[25] 利用动理学代码 EAC, 讨论了粒子的螺距角对环效应阿尔芬本征模 (toroidal Alfvén eigenmodes, TAEs) 非对称扫频现象的影响. 非线性混合磁流

体 (magnetohydrodynamic, MHD)-回旋动理学代码 XHMGC 用于研究 BAEs 的非线性饱和机制, 发现由于径向非均匀性与模结构, 饱和振幅的变化尺度被证明与径向共振失谐一致^[26]. 本文利用混合磁流体-动理学模拟程序 MEGA^[27] 探究具有上、下扫频行为的 BAEs, 区别于之前的模拟, 采用了真实的平衡位形与等离子体参数.

对于 HL-2A 装置具有频率啁啾行为的阿尔芬本征模, 在过去的工作中, 本课题组利用 δf -COBBLES 和 BOT 程序进行了定性和定量的分析^[28,29]. 在理想的无碰撞、临界条件下, 再现了 hole-clump pairs 的产生与运动过程, 揭示了与频率啁啾行为的关系, 并阐明了摩擦系数和扩散系数对具有对称、向上和向下扫频特性的影响. 此外, 从 Bump-On-Tail 分布函数 (主要包括共振区被波势场所捕获的粒子) 的变化, 揭示了 hole-clump pairs 的产生原理: 在耗散系统中 (阻尼率 $\gamma_d \neq 0$), 波-粒非线性相互作用产生的 hole-clump pairs 运动导致了分布函数的改变, 并释放能量以平衡耗散系统所缺失的部分. 当波从高能粒子中获得能量, 高能区捕获粒子分布函数形成凹陷的 hole, 频率向上扫; 当低能区的捕获粒子获得能量, 低能区的粒子分布函数形成堆积的 clump, 波的表现向下扫频. 但是, 在实验中很难获得基于 Berk-Breizman 理论的非线性动理学模型中使用的参数, 因此, 本文采用了磁流体-动理学混合模拟程序 MEGA^[27]. 结合 HL-2A 装置真实的等离子体参数和平衡位形等, 进一步探究具有频率啁啾行为的 BAEs. 利用 MEGA 程序, Wang 等^[30] 对具有频率啁啾行为的 TAEs 与高能粒子模 (energetic particle mode, EPM) 进行了深入研究, 发现阿尔芬连续谱影响了扫频的对称性. Bierwage 等^[31] 利用扩展版的 MEGA 程序再现了 JT-60U 装置的频率啁啾行为, 发现增大比热容比值有利于向下扫频行为的激发. 需要注意的是, 对于常规版的 MEGA, 动理学方程只应用于高能粒子, 背景等离子体用磁流体力学方程来描述; 对于扩展版的 MEGA, 高能粒子与背景等离子体行为均用动理学方程描述.

本文的结构如下: 第 2 节介绍典型的 HL-2A 装置具有频率啁啾行为的 BAEs, 并简要分析其模结构与频率; 第 3 节主要介绍 MEGA 程序的物理模型; 第 4 节介绍利用 MEGA 程序, 结合实验参

数得到的模拟结果, 并与实验结果进行对比分析; 第 5 节则对全文进行总结.

2 HL-2A 装置具有频率啁啾行为的 BAEs

HL-2A 装置是我国第一个具有偏滤器位形的托卡马克实验装置, 其大半径和小半径分别为 $R = 165$ cm, $a = 40$ cm. 有两套同向的正离子源 (氖) 中性束注入加热系统, 束与磁轴呈 31.9° 角切向注入等离子体, 目前, 单套源的功率和束能量最高可达 1 MW、45 keV. HL-2A 装置具备各种高时空分辨率的诊断系统, 可对磁流体不稳定性的观测及模结构的测量等研究提供技术支持, 如利用 Mirnov 磁探针、软 X 射线阵和微波干涉等诊断手段从磁扰动、密度扰动以及电子温度扰动等多方面来探究磁流体不稳定性. 此外, HL-2A 装置发展了电子回旋辐射诊断^[32]、汤姆逊激光散射^[33]、甲酸激光干涉仪^[34]、调频连续波反射计^[35]以及电荷交换复合光谱^[36]等测量电子温度、电子密度和离子温度等参数的诊断.

典型的具有向上和向下快速扫频行为的 BAEs 频谱见图 1. 其中, HL-2A 装置实验第 35491 次放电的等离子体基本参数如下: 环向磁场 $B_t = 1.38$ T; 中性束功率 $P_{\text{NBI}} \approx 0.45$ MW, 束能量 $E_{\text{NBI}} \approx 40$ keV, 中性束注入时刻 $t = 900$ ms. 图 1(a), (b) 分别为电流和 NBI 功率随时间的演化, 随着时间的推移电流呈现出逐渐上升的趋势; 图 1(c) 为 Mirnov 探针的原始信号, 主要测量高能离子激发的磁流体不稳定性引起的磁扰动; 图 1(d) 为利用 Mirnov 探针信号进行傅里叶变换得到的频谱图.

以上扫频特性为主的 BAEs 在中性束注入等离子体极短的时间内 (~ 2 ms) 激发, 持续时间较短 $t = 902$ — 909 ms. 此时, BAEs 的本征频率约为 60 kHz, 向上扫频的尺度较小 $\delta f \approx 5$ kHz, 扫频的周期较短 $\delta t \sim 1$ ms. 在上扫频特性占主导的 BAEs 存在期间, 电流的变化尺度较小. 芯部电子密度和离子温度随着中性束注入逐渐攀升, 出现了以强下扫频特征占主导的 BAEs. 其本征频率约为 65 kHz, 扫频的尺度更大 $\delta f \sim 10$ kHz, 扫频的周期更长 $\delta t \sim 1.5$ ms, 持续时间也 longer $t = 913$ — 930 ms. 相较于上扫频行为, 下扫频的 BAEs 本征频率更高, 且 Mirnov 探针的信号更强. 在 HL-2A

装置实验中观测到了丰富的以下扫频特性占主导的非线性不稳定性, 如鱼骨模^[37]、EPM^[38]、TAEs^[39]和 BAEs^[28]等. 具有上扫频特性的阿尔芬本征模出现的频率较低, 常于中性束注入前期被激发, 电流和等离子体参数处于爬升阶段. 此外, 对中性束的功率要求不高 (约 0.45 MW), 但需保持相对较高的等离子体密度.

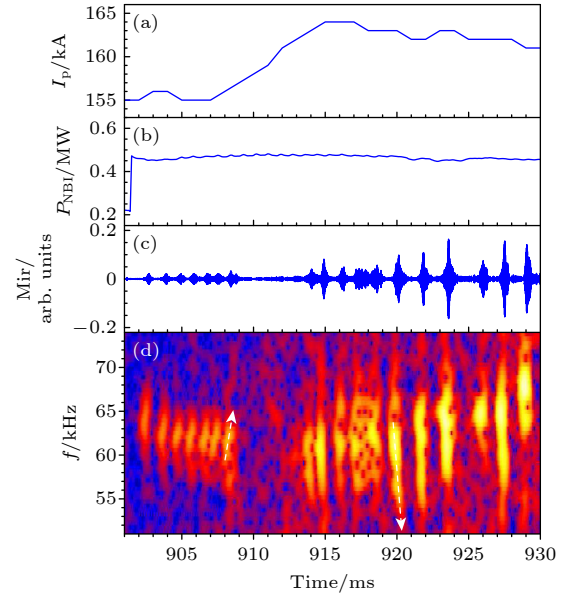


图 1 (a) 电流和 (b) 中性束功率随时间的演化; (c) Mirnov 探针的原始信号; (d) 利用 Mirnov 探针信号进行傅里叶变换获得的 BAEs 的频谱图

Fig. 1. Evolution of (a) electric current and (b) the power of NBI; (c) the original signal of Mirnov probes; (d) the frequency spectrogram of BAEs obtained by using Fourier transform with Mirnov probes' signal.

利用软 X 射线阵列得到的频谱见图 2. 软 X 射线主要用于测量等离子体的韧致辐射 ($P_b \propto Z_{\text{eff}} n_e^2 T_e^{1/2}$, 其中, P_b 为韧致辐射功率, Z_{eff} 为有效电荷数, n_e 为电子密度, T_e 为电子温度). 高能离子激发的不稳定性会引起等离子体的热起伏, 从而导致等离子体热辐射的变化, 故软 X 射线阵列也常用于高能离子激发的不稳定性研究. 由于软 X 射线探测阵列一般由多个阵列组成, 使用适当的层析照相技术还可以反演得到磁岛的局域位置、极向模数以及传播方向等重要特征. HL-2A 装置第 35491 次放电实验中, 仅靠近芯部的软 X 射线通道 ($\rho \sim 0$ — 0.4) 观测到了以上扫频行为占主导的 BAEs. 软 X 射线各通道对应的位置见图 2(a) SX51, $r = 2.5$ cm, $\rho \sim 0.065$; 图 2(b) SX49, $r = -7.3$ cm, $\rho \sim -0.1825$; 图 2(c) SX53, $r = 12$ cm,

$\rho \sim 0.3$; 图 2(d) SX54, $r = 16.3$ cm, $\rho \sim 0.4075$. 其中, r 表示位置半径, ρ 表示归一化半径. 由于 SX52 通道信号缺失, 选用了对称位置的位于高场侧的通道 SX49. 由图 2(b) 可知, 具有频率啁啾行为的 BEAs 主要处于等离子体芯部区, 且具有相对较宽的模结构.

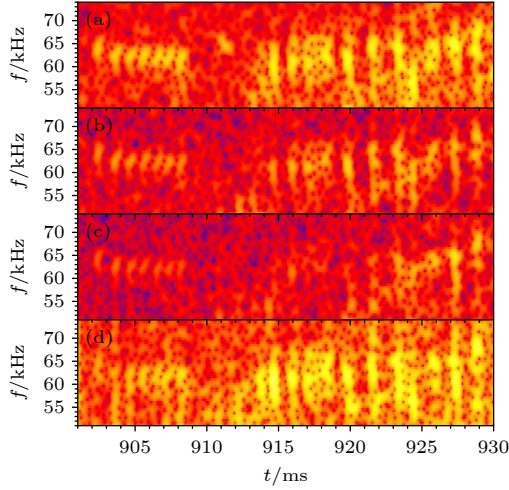


图 2 利用软 X 射线阵列信号得到的频谱图 (a) SX51, $r = 2.5$ cm, $\rho \sim 0.065$; (b) SX49, $r = -7.3$ cm, $\rho \sim -0.1825$; (c) SX53, $r = 12$ cm, $\rho \sim 0.3$; (d) SX54, $r = 16.3$ cm, $\rho \sim 0.4075$

Fig. 2. Frequency spectrogram obtained with soft X-ray arrays' signal: (a) SX51, $r = 2.5$ cm, $\rho \sim 0.065$; (b) SX49, $r = -7.3$ cm, $\rho \sim -0.1825$; (c) SX53, $r = 12$ cm, $\rho \sim 0.3$; (d) SX54, $r = 16.3$ cm, $\rho \sim 0.4075$.

磁探针信号的实验波形见图 3, 从上到下分别表示的是各个相邻的磁探针拾取的信号. 环向和极向磁探针在 HL-2A 装置上的详细安装位置见参考文献 [37] 的图 1. 从第一道信号的某相位点 (图中选取幅值最高点) 垂直画一条直线 (相同时刻), 判断落到最后一个通道 (2π) 时相位变化经过了几个

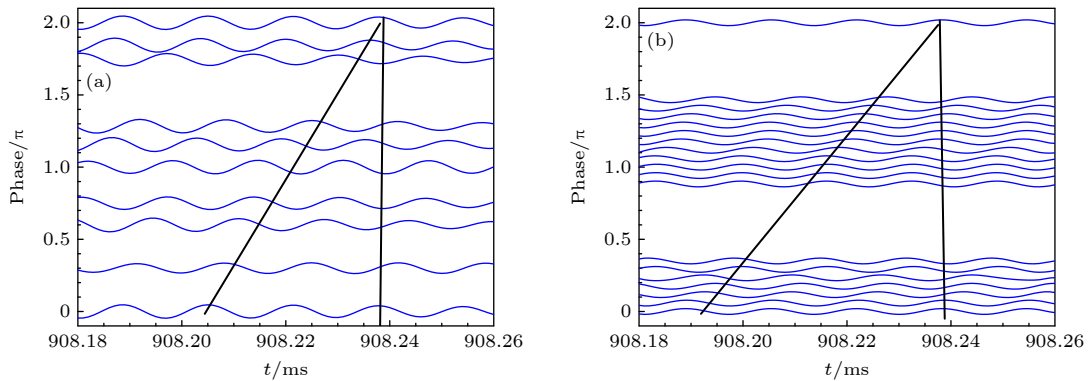


图 3 (a) 环向和 (b) 极向磁探针信号. 可判断环向模数 $n = 2$, 极向模数 $m = 3$

Fig. 3. (a) Toroidal and (b) poloidal Mirnov probe signal. Toroidal and poloidal mode number are confirmed as $n = 2$ and $m = 3$ by using the phase shift method with toroidal filtered Mirnov signal arrays.

周期, 以此确定磁扰动的环向模数 n 和极向模数 m 以及传播的方向. 由图 3(a), (b) 可确定具有频率啁啾行为的 BAEs 的环向和极向模数分别为 $n = 2$, $m = 3$, 其极化传播方向为离子逆磁漂移方向.

已知 BAEs 的频率计算公式:

$$\omega_{\text{BAE}}^2 \equiv \frac{2}{m_i R^2} \left(T_e + \frac{7}{4} T_i \right), \quad (1)$$

其中, m_i 为离子质量, HL-2A 装置中主要为氖离子, $m_i \approx 3.34 \times 10^{27}$ kg. 将等离子体参数电子温度 $T_e \approx 1.1$ keV、离子温度 $T_i \approx 0.5$ keV、离子旋转频率 $f_{\text{rot}} \approx 5$ kHz 代入 (1) 式, $t = 908$ ms 时, BAEs 频率的理论值为 $f_{\text{BAE}} = \omega_{\text{BAE}}/2\pi + n f_{\text{rot}} \approx 55$ kHz; $T_e \approx 1.2$ keV, $T_i \approx 0.75$ keV, $f_{\text{rot}} \approx 7$ kHz, $t = 920$ ms 时, $f_{\text{BAE}} \approx 60$ kHz. 理论计算得到的值稍低于实验值, 误差可能来自于电子温度、离子温度以及离子旋转速度的诊断测量误差.

图 4(a) 为 HL-2A 装置第 35491 次放电实验, $t = 908$ ms 对应的等离子体平衡位形, 来源于 EFIT 程序反演计算. 最外闭合磁面用红色实线表示, BAEs 的激发位置: $q = 1.5$ (安全因子) 面用绿色实线标注. 图 4(b) 分别为 $t = 908$ ms 和 $t = 920$ ms 两个时刻对应的总的压强 (包含了快离子的贡献) 和 q 剖面. 已知具有频率啁啾行为的阿尔芬本征模是波-粒相互作用、能量交换的结果, 上、下扫频行为分别对应着相空间 hole-clump pairs 的反向运动. 实验观测到上、下扫频行为出现时刻间隔较短, q 分布的变化较小, 但是背景等离子体参数和比压值随着中性束注入变化相对较大. 压强、扩散系数以及快离子密度上升对于 BAEs 的扫频方向有着重要的影响.

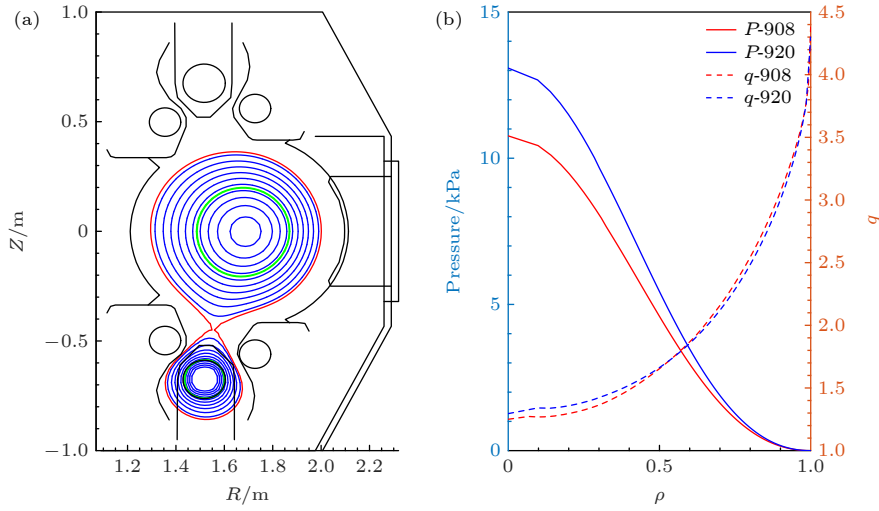


图 4 (a) HL-2A 装置第 35491 次放电实验, $t = 908$ ms 对应的等离子体位形, 最外闭合磁面和 $q = 1.5$ 面分别用红色、绿色线标注; (b) $t = 908$ ms 与 $t = 920$ ms 时刻分别对应的总压强和 q 剖面分布

Fig. 4. (a) Magnetic surface shape of HL-2A discharge #35491 at 908 ms, the last-closed-flux-surface and $q = 1.5$ surface are indicated in red and green, respectively; (b) radial profiles of the total pressure and safety factor at $t = 908$ ms and $t = 920$ ms.

3 物理模型

磁流体-动理学混合模拟程序 MEGA 由 Todo 团队开发, 对背景等离子体采用理想的磁流体力学方程组描述, 对高能粒子采用漂移-动理学方程描述 [27]. 高能粒子的效应通过高能粒子电流项耦合, 高能粒子的电流密度包括了平行速度、磁曲率、梯度漂移和磁化电流的贡献. MEGA 程序采用的数值方法包括了非线性的粒子模拟 (PIC) 方法、 δf 方法、有限差分法 (空间和时间上) 和显式的龙格库塔法等 [27]. 当高能粒子的密度远小于背景等离子体时 MEGA 物理模型成立. MEGA 程序采用了柱坐标 (R, ϕ, Z) , 其中 R, ϕ, Z 分别表示大半径、环向角和垂直坐标. 为了模拟中性束注入产生的高能粒子, 本文采用了各向异性慢化分布函数 [40]:

$$f_{\text{eq}}(\bar{\psi}, v, \Lambda) = C \exp\left(-\frac{\bar{\psi}}{\Delta\bar{\psi}}\right) \frac{1}{v^3 + v_{\text{crit}}^3} \frac{1}{2} \text{erfc}\left(\frac{v - v_{\text{inj}}}{\Delta v}\right) \times \exp\left[-\frac{(\Lambda - \Lambda_{\text{peak}})^2}{\Delta\Lambda^2}\right], \quad (2)$$

其中, $\bar{\psi}$ 表示归一化的极向磁通; v 表示快离子的速度; $\Lambda = \mu B_0 / E_k$ 是一个螺矩角变量, μ 为磁矩, B_0 为磁轴处的磁场强度, E_k 为动能; Λ_{peak} 表征螺矩角分布的峰值; $\Delta\Lambda$ 则主要用以表征螺矩角分布

的宽度; C 为一个常量, 决定快离子的储能; v_{crit} 表示临界速度, $v_{\text{crit}} = (3\sqrt{\pi}m_e/4m_D)^{1/3}v_{\text{te}}$, m_e 与 m_D 分别表示电子和氘的质量, v_{te} 表示达到热平衡的电子的速度; v_{inj} 表示中性束注入粒子的速度.

4 模拟结果

本文利用 MEGA 程序分别对 HL-2A 装置具有上、下扫频特性的 BAEs 进行模拟分析, 选取了对应的 $t = 908$ ms 与 $t = 920$ ms 两个时刻. 模拟所必需的平衡位形、压强和 q 分布等详见图 4, 其中, 模拟区域包含了最外闭合磁面. 由于实验已确定 BAEs 的模数 $m = 3/n = 2$, MEGA 模拟中只考虑了高能离子激发的 $n = 2$ 的阿尔芬不稳定性.

图 5 为 HL-2A 装置第 35491 次放电实验 $t = 908$ ms 和 $t = 920$ ms 两个时刻分别对应的等离子体参数剖面. 图 5(a) 为电子密度的剖面, 芯部 (空心圆) 和边界 (加号) 的电子密度分别来源于甲酸激光干涉仪以及调频连续波反射计, 两者分别采用不同的符号区分. 图 5(b) 为电子温度剖面, 由于芯部电子密度较高, 电子回旋辐射诊断信号 (空心三角形) 在芯部发生了截止. 因此, 芯部的电子温度来源于汤姆逊激光散射 (空心正方形). 由于汤姆逊激光散射诊断的时间分辨只有 30 ms, 故选取邻近时刻点的数据, 使得芯部电子温度的数值存在一定

的误差. 图 5(c) 离子温度剖面来源于电荷交换复合谱. 由图 5 可知, 随着中性束的注入, 离子温度的芯部变化较大; 而电子密度和温度在芯部只有小幅度的上升, 在边界变化较小.

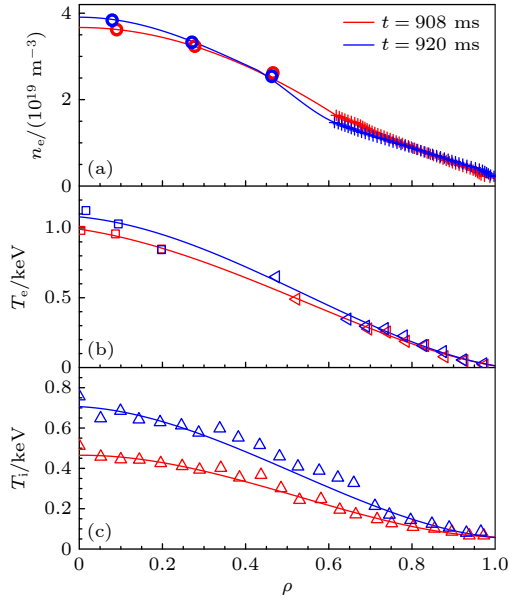


图 5 HL-2A 装置第 35491 次放电实验, $t = 908$ ms (红) 与 $t = 920$ ms (蓝) 两个时刻对应的等离子体参数剖面 (a) 电子密度; (b) 电子温度; (c) 离子温度

Fig. 5. Profile of plasma parameters at $t = 908$ ms (red) and $t = 920$ ms (blue) in the shot #35491 of HL-2A Tokamak: (a) Electron density; (b) electron temperature; (c) ion temperature.

4.1 上扫频行为

HL-2A 装置的中性束主要为切向注入, 平行于磁场运动的高能量离子占比相对更高, 高能量离子的相空间分布见参考文献 [41] 的图 4(a). 故上扫频行为的模拟中, 参数设置如下: $A_{\text{peak}} = 0.4$, $\Delta A = 0.15$; 初始的高能量离子芯部比压 $\beta_0 = 1.2\%$; 黏滞系数和扩散系数相等, $\nu = \nu_n = 10^{-6} v_A R_0$; 电阻率 $\eta = 10^{-6} \mu_0 v_A R_0$, 其中 v_A 表示芯部的阿尔芬速度, R_0 表示装置大半径; 中性束的能量 $E = 40$ keV. 柱坐标 (R, ϕ, Z) 对应的网格设置分别为 (128, 32, 128), 采用了磁面坐标系下的均匀网格, 模拟的粒子数目为 2^{19} , 时间步长 $\Delta t = 6.81 \times 10^{-4}$ ms.

利用 MEGA 程序与 $t = 908$ ms 时刻的等离子体参数, 再现了典型的强向上扫频的 BAEs. 极向速度与相对应的频率随时间的演化见图 6. 模拟得到的 BAEs 本征频率 $f \approx 60$ kHz, 扫频尺度值 $\delta f \approx 40$ kHz. 考虑到模拟中没有加入等离子体旋

转的参数, 模拟得到的频率误差约有 $n f_{\text{rot}} \approx 10$ kHz. 图 7 为上扫频 BAEs 的二维模结构与径向模结构, 分别截取了 $t = 0.122$ ms (线性) 和 $t = 0.166$ ms (饱和) 两个时刻 (图 6, 黑色虚线标注), 均与实验测量值吻合 ($n = 2/m = 3$), 且主要位于 $\rho \sim 0.4$ 的位置, 这与图 4(b) 中 $q = 1.5$ 面对应的径向位置吻合. 由图 7 可知, 该不稳定性具有相对较宽的模结构. 线性至饱和阶段没有明显的径向偏移, 但是饱和阶段的模结构尺度更宽.

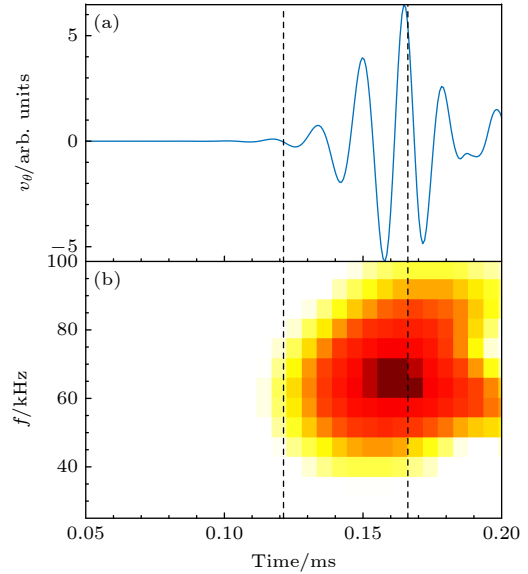


图 6 利用 MEGA 程序模拟得到的具有上扫频特性的 BAEs (a) 极向速度; (b) 频谱图

Fig. 6. (a) Poloidal velocity and (b) the frequency spectrogram of up-chirping BAEs obtained by MEGA code.

基于 Berk-Breizman 理论的模拟结果表明, 向上扫频的阿尔芬本征模对应着相空间 hole 向上运动, 而摩擦项增强了该运动, 当摩擦项值较大 (大于下扫频行为) 时使得频率呈现出上扫频占主导的现象 [29]. 可解释 HL-2A 装置中上扫频行为发生于密度较高, 中性束的能量和功率相对较低, 且注入时间较短的条件下. 此时的背景等离子体与高能量离子的能量差距较大, 碰撞效应影响相对较小. 上扫频行为占主导的 BAEs 出现既要求高能量离子的密度阈值满足共振激发, 又保持相对较低的碰撞效应与比压值, 条件相对较苛刻, 故该现象在 HL-2A 装置出现的频率较低.

4.2 下扫频行为

利用 MEGA 程序对 HL-2A 装置下扫频 BAEs

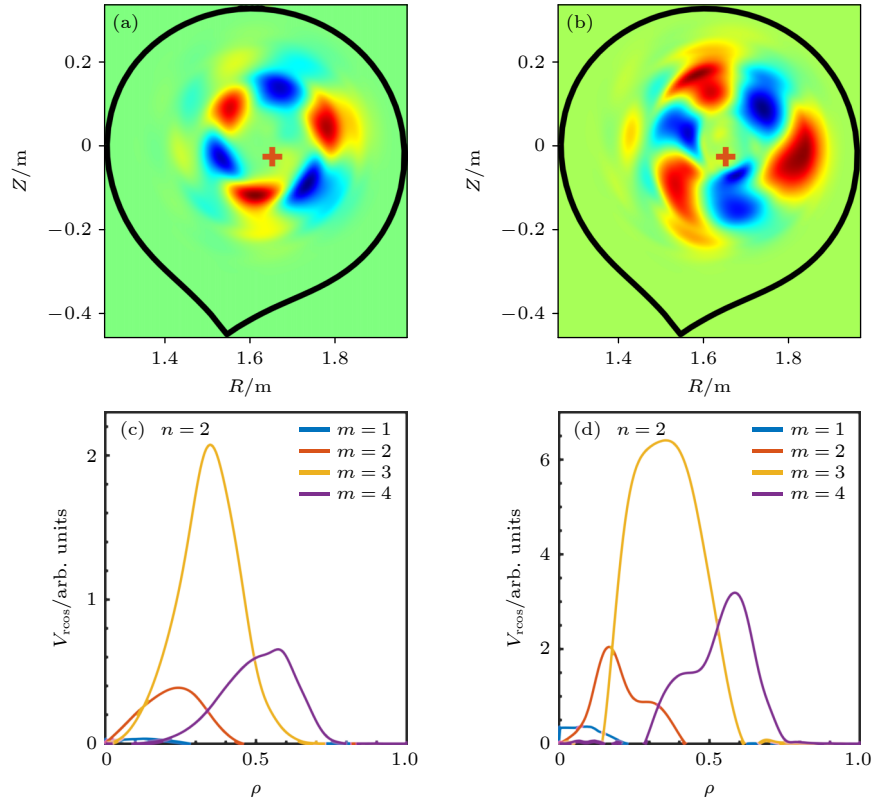


图7 图6两个时刻 (a), (c) $t = 0.122$ ms (线性阶段), (b), (d) $t = 0.166$ ms (非线性阶段) 分别对应的二维模结构与径向模结构
Fig. 7. The 2D mode structure and radial mode structure for different times of (a), (c) $t = 0.122$ ms (the linear growth phase) and (b), (d) $t = 0.166$ ms (the nonlinear phase) corresponding to Fig. 6.

进行模拟时, 参数设置如下: $A_{\text{peak}} = 0.65$, $\Delta A = 0.25$; 初始的高能量离子芯部比压 $\beta_0 = 1.25\%$; 黏滞系数和扩散系数相等, $\nu = \nu_n = 1.25 \times 10^{-6} v_A R_0$; 电阻率 $\eta = 10^{-6} \mu_0 v_A R_0$. 极向速度与相对应的频率随时间的演化见图8. 模拟得到的BAEs本征频率 $f \approx 60$ kHz, 扫频尺度值 $\delta f \approx 30$ kHz. 考虑到模拟中未导入等离子体旋转速度的信息, 模拟得到的频率误差约有 $n f_{\text{rot}} \approx 14$ kHz. 图9为下扫频BAEs的二维模结构与径向模结构, 分别截取了 $t = 0.147$ ms (线性) 和 $t = 0.203$ ms (饱和) 两个时刻 (图8, 黑色虚线标注). 由于选取的两个时刻的 q 分布变化较小, 故与上扫频行为模拟结果近似, 模数与实验测量值吻合, 主要位于 $\rho \sim 0.4$ 的位置, 线性至饱和阶段也没有明显的径向偏移, 饱和阶段的模结构尺度更宽.

下扫频行为占主导的BAEs出现时, 背景等离子体的参数更高, 故MEGA程序模拟时对黏滞系数、扩散系数和快离子的初始比压值选取相对更大. 这表明下扫频行为的出现, 需要更高的比压值, 该结果与之前的模拟结果一致. Bierwage等^[31]通过增加背景等离子体的比热容比影响 β 值, 使得阿

尔芬连续谱间隙发生上偏移, 增强了EPM的下扫频行为. 该结果可解释HL-2A装置中, 下扫频行为发生时对电子密度、中性束的能量和功率要求相对

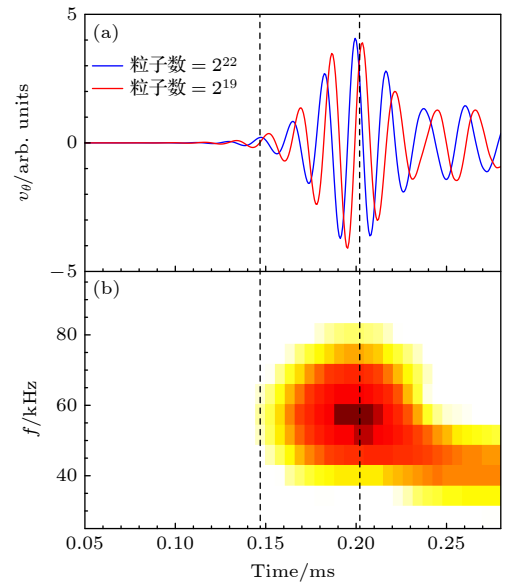


图8 利用MEGA程序得到的下扫频BAEs (a) 极向速度; (b) 频谱图

Fig. 8. (a) Poloidal velocity and (b) the frequency spectrogram of down-chirping BAEs obtained by MEGA code.

较低. 随着中性束加热背景等离子体, 比压值增大, 碰撞效应增强, 高能离子的相空间分布发生显著变化, 垂直于磁场的高能离子的密度增加. 该条件相对较容易满足, 所以 HL-2A 装置下扫频行为的不稳定性出现的频率较高.

在下扫频行为占主导的 BAEs 模拟中, 螺距角的选取与上扫频行为模拟明显不同. 两种条件下的高能离子初始相空间分布见图 10 (纵轴 $v_{\parallel}/v$ 表

示螺距角, $v_{\parallel}$ 表示平行于磁场运动的粒子速度), 均是平行于磁场的高能离子 ($v_{\parallel}$) 占主导, 这与 HL-2A 装置中性束切向入射的情况相吻合. 上扫频模拟中, $\Lambda_{\text{peak}} < 0.5$, 几乎是平行于磁场运动的离子占主导; 而下扫频行为模拟中, $\Lambda_{\text{peak}} > 0.5$, 垂直于磁场方向的离子密度显著增加, 并发挥了重要的作用. 在未来的工作中, 将进一步深入研究离子轨道对扫频方向的影响. 该结果与 Zhu 等^[25] 利用

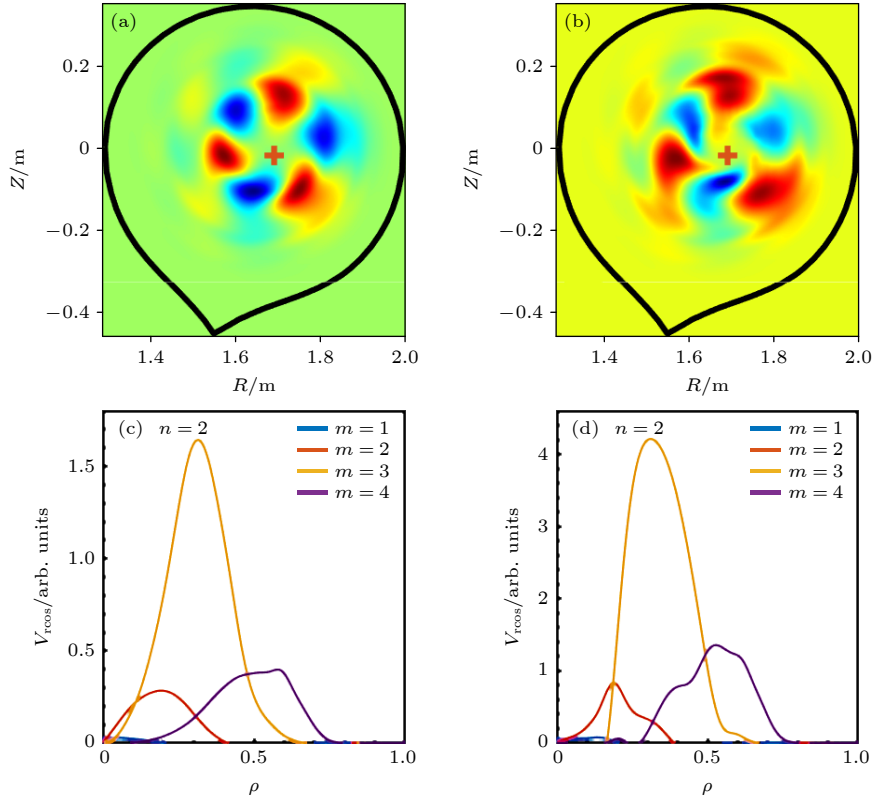


图 9 图 8 两个时刻 (a), (c) $t = 0.147$ ms (线性阶段), (b), (d) $t = 0.203$ ms (非线性阶段) 分别对应的二维模结构与径向模结构
Fig. 9. The 2D mode structure and radial mode structure for different times of (a), (c) $t = 0.147$ ms (the linear growth phase) and (b), (d) $t = 0.203$ ms (the nonlinear phase) corresponding to Fig. 8.

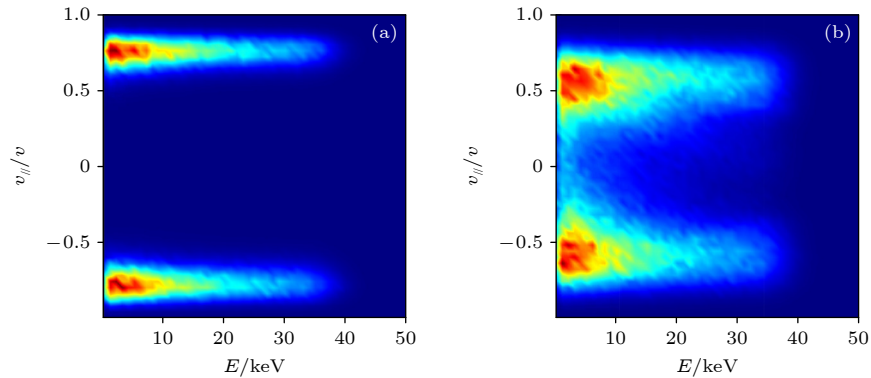


图 10 (a) 上扫频和 (b) 下扫频模拟时高能离子的相空间初始分布

Fig. 10. Initial distribution of energetic ions in phase space, in the simulation of (a) the up- and (b) down-chirping, respectively.

EAC 模拟分析上、下扫频行为的 TAEs 结果不同, 出现该结果的原因可能是 MEGA 程序采用了实验中获取的非均匀的背景等离子体分布, 且背景压强对于 BAEs 的影响较大.

考虑到计算时间和计算效率, 本文中主要用到的粒子数为 2^{19} , 图 8(a) 分别展示了不同粒子数条件下极向速度随时间的演化: 2^{19} (红), 2^{22} (蓝). 两条曲线在线性增长率、频率等几乎一致, 因此, 在粒子数目为 2^{19} 时系统已经达到很好的收敛度.

5 结 论

本文利用混合模拟程序 MEGA 对 HL-2A 装置具有频率啁啾行为的 BAEs 进行了分析. 区别于之前的动理论方法, 模拟过程中采用了真实的实验参数, 如平衡位形、电子密度、电子温度、离子温度等. 通过 Mirnov 探针信号确定了 BAEs 的环向和极向模数 $n/m = 2/3$. 利用软 X 射线阵列进行频谱分析, 表明该不稳定性主要位于芯部, 且具有相对较宽的模结构. 实验观测到具有下扫频特性的 BAEs 激发时等离子体的参数和模强度更高. 利用 MEGA 程序再现了具有向上、向下扫频特性的 BAEs, 模数与实验测量值吻合. 与实验结果相比, 虽然模拟得到的频率具有一定误差, 但是依旧能定性地解释: 上扫频特性为主的 BAEs 激发时, 平行于磁场的离子占主导. 这既要求快离子的密度阈值满足波-粒共振激发 BAEs, 又需要保持相对较低的碰撞效应与比压值. 该条件相对较苛刻, 故可解释 HL-2A 装置中该现象发生的频率较低, 发生于等离子体密度较高, 中性束的能量和功率相对较低, 注入时间较短的条件下. 而下扫频特性为主的 BAEs 激发时, 垂直于磁场运动的离子密度显著增大, 且需要更高的比压值与高能量离子密度以增强碰撞效应, 使得高能量离子的相空间分布发生变化, 这与之前的模拟分析得到的结论一致. 该结果可解释 HL-2A 装置中, 下扫频行为发生时对等离子体密度、中性束的能量和功率要求相对较低, 该条件更容易满足, 故更容易观测到丰富的具有下扫频行为的不稳定性.

衷心感谢 Todo 团队研发的 MEGA 程序. 感谢论文筹备过程中, 日本国立聚变科学研究所的 Y. Todo、王灏、王佳磊、李政瀚老师, 西南交通大学的王先驱老师, 核工业西南物理研究院的王雍钦同学给予的帮助.

参考文献

- [1] Chen L, Zonca F 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 015008
- [2] Wong K L 1999 *Plasma Phys. Control. Fusion* **41** R1
- [3] Heidbrink W W, Strait E J, Doyle E, et al. 1991 *Nucl. Fusion* **31** 1635
- [4] Podestà M, Bell R E, Crocker N A, et al. 2011 *Nucl. Fusion* **51** 063035
- [5] Wang X, Zonca F, Chen L 2010 *Plasma Phys. Control. Fusion* **52** 115005
- [6] Qi L Y, Dong J Q, Bierwage A, et al. 2013 *Phys. Plasmas* **20** 032505
- [7] Heidbrink W W, Strait E J, Chu M S, et al. 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 855
- [8] Chen W, Ding X T, Yang Q W, et al. 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 185004
- [9] Ding X T, Chen W 2018 *Plasma Sci. Technol.* **20** 094008
- [10] Yu L M, Chen W, Shi Z B, et al. 2021 *Nucl. Fusion* **61** 026019
- [11] Shi P W, Chen W, Shi Z B, et al. 2019 *Nucl. Fusion* **59** 066015
- [12] Xu M, Zhou T, Xu L Q, et al. 2018 *Nucl. Fusion* **58** 124004
- [13] Heidbrink W W 1995 *Plasma Phys. Control. Fusion* **37** 937
- [14] Shinohara K, Kusama Y, Takechi M, et al. 2001 *Nucl. Fusion* **41** 603
- [15] Pinches S D, Berk H L, Gryaznevich M P, et al. 2004 *Plasma Phys. Control. Fusion* **46** S47
- [16] Fredrickson E D, Gorelenkov N N, Bell R E, et al. 2006 *Nucl. Fusion* **46** S926
- [17] Classen I G J, Lauber Ph, Curran D, et al. 2011 *Plasma Phys. Control. Fusion* **53** 124018
- [18] Gryaznevich M P, Sharapov S E 2006 *Nucl. Fusion* **46** S942
- [19] Chen W, Yu L M, Liu Y, et al. 2014 *Nucl. Fusion* **54** 104002
- [20] Berk H L, Breizman B N, Pekker M 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 1256
- [21] Berk H L, Breizman B N, Petviashvili N V 1997 *Phys. Lett. A* **234** 213
- [22] Lilley M K, Breizman B N, Sharapov S E 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 195003
- [23] Lesur M, Idomura Y, Shinohara K, et al. 2010 *Phys. Plasmas* **17** 122311
- [24] Zhang H S, Lin Z H, Holod I 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 025001
- [25] Zhu J, Ma Z W, Fu G Y 2014 *Nucl. Fusion* **54** 123020
- [26] Wang X, Briguglio S, Chen L, et al. 2012 *Phys. Rev. E* **86** 045401
- [27] Todo Y 2006 *Phys. Plasmas* **13** 082503
- [28] Hou Y M, Chen W, Yu Y, et al. 2018 *Nucl. Fusion* **58** 096028
- [29] Hou Y M, Chen W, Yu L M, et al. 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 045202
- [30] Wang X Q, Wang H, Todo Y, et al. 2021 *Plasma Phys. Control. Fusion* **63** 015004
- [31] Bierwage A, Shinohara K, Todo Y, et al. 2017 *Nucl. Fusion* **57** 016036
- [32] Shi Z B, Jiang M, Huang X L, et al. 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 023510
- [33] Liu C H, Wang Y Q, Feng Z, et al. 2015 *JINST* **10** C12026
- [34] Li Y G, Zhou Y, Li Y, et al. 2017 *Rev. Sci. Instrum.* **88** 083508
- [35] Yang Z C, Jiang M, Shi Z B, et al. 2021 *JINST* **16** P05020
- [36] Wei Y L, Yu D L, Liu L, et al. 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 103503
- [37] Chen W, Ding X T, Liu Y, et al. 2010 *Nucl. Fusion* **50** 084008

- [38] Yu L M, Chen W, Ji X Q, et al. 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 055202
 [39] Shi P W, Chen W, Shi Z B, et al. 2017 *Phys. Plasmas* **24** 042509
 [40] Pei Y B, Xiang N, Hu Y J, et al. 2017 *Phys. Plasmas* **24** 032507
 [41] Hou Y M, Zhou H Y, Chen W, et al. 2023 *Rev. Sci. Instrum.* **94** 033508

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

Beta-induced Alfvén eigenmodes with frequency chirping driven by energetic ions in the HL-2A Tokamak^{*}

Hou Yu-Mei Chen Wei[†] Zou Yun-Peng Yu Li-Ming
 Shi Zhong-Bing Duan Xu-Ru

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

(Received 4 May 2023; revised manuscript received 7 July 2023)

Abstract

The beta-induced Alfvén eigenmodes (BAEs) with frequency chirping, observed in the HL-2A Tokamak, are analysed by a MHD-kinetic hybrid code MEGA. Realistic parameters are applied to the code, such as equilibrium, electron density and temperature, ion temperature, which is different from the kinetic Berk-Breizman theory. The BAEs are observed by Mirnov probes and soft X-ray arrays. Toroidal and poloidal mode number are confirmed to be $n/m = 2/3$ by using the phase shift method with toroidal filtered Mirnov signal arrays. And the soft X-ray arrays' signal shows that BAEs are located at the core of the plasma and they have a relatively broad mode structure. The BAEs with up- and down-chirping are reproduced with MEGA code. The simulation results of mode structure accord well with experimental observations. Compared with up-chirping BAEs, the down-chirping BAEs are excited with higher plasma parameters and beta value, thus the energetic ion distribution in pitch angle has a broader width, and the beta value of energetic ions in the core of plasma and diffusion value are higher in the down-chirping simulation. The simulation results show that the phase space distribution of energetic ions affects the wave chirping direction. The energetic ions parallel to the magnetic field drive the up-chirping behavior. When the down-chirping behavior dominates, the density of energetic ions perpendicular to the magnetic field increases significantly. It shows that the down-chirping BAEs require higher beta and energetic ion density, which is consistent with the previous simulation result.

Keywords: MEGA code, beta-induced Alfvén eigenmodes, frequency chirping

PACS: 52.55.Fa, 52.55.Pi, 52.35.Mw

DOI: 10.7498/aps.72.20230726

^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2019YFE03020003, 2019YFE03010004) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12005054, 12125502, 12105084).

[†] Corresponding author. E-mail: chenw@swip.ac.cn



HL-2A装置高能离子驱动的比压阿尔芬本征模的扫频行为

侯玉梅 陈伟 邹云鹏 于利明 石中兵 段旭如

Beta-induced Alfvén eigenmodes with frequency chirping driven by energetic ions in the HL-2A Tokamak

Hou Yu-Mei Chen Wei Zou Yun-Peng Yu Li-Ming Shi Zhong-Bing Duan Xu-Ru

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 215211 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230726

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230726>

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

频率啁啾对强场下真空正负电子对产生的增强效应

Enhancement effect of frequency chirp on vacuum electron-positron pair production in strong field

物理学报. 2022, 71(13): 131201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220148>

预测HL-2A托卡马克台基结构的MHD稳定性数值研究

Numerical study on predicting MHD stability of HL-2A tokamak pedestal structure

物理学报. 2022, 71(22): 225201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221098>

HL-2A高约束先进运行模式等离子体电流剖面集成模拟

Integrated simulation of plasma current profile in HL-2A high confinement mode(H mode)

物理学报. 2021, 70(23): 235203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210945>

ITER装置中等离子体旋转和反馈控制对电阻壁模影响的数值研究

Numerical study of effect of plasma rotation and feedback control on resistive wall mode in ITER

物理学报. 2021, 70(4): 045201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201391>

HL-2A上NBI加热H模实验的集成模拟分析

Transport analysis of NBI heating H-mode experiment on HL-2 A with integrated modeling

物理学报. 2022, 71(7): 075201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211941>

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>

专题: 磁约束等离子体中的高能粒子

HL-2A 装置上成像型中性粒子分析器的
物理设计和初步实验结果*颜筱宇¹⁾²⁾ 何小斐²⁾ 于利明^{2)†} 刘亮²⁾ 陈伟²⁾ 石中兵²⁾ 卢杰²⁾
魏会领²⁾ 韩纪锋¹⁾ 张轶泼²⁾ 钟武律²⁾ 许敏²⁾

1) (四川大学原子核科学技术研究所, 辐射物理及技术教育部重点实验室, 成都 610065)

2) (核工业西南物理研究院, 成都 610041)

(2023 年 5 月 11 日收到; 2023 年 7 月 25 日收到修改稿)

在 HL-2A 装置上发展了基于硫化锌银闪烁体的成像型中性粒子分析器, 对磁约束聚变等离子体中高能粒子 (EP) 的分布、能量和螺距角等关键信息, 以及 EP 与磁流体不稳定性之间的相互作用等物理问题进行了研究. 在中性束注入路径上逃逸出的具有等离子体中快离子能量和螺距角信息的中性粒子, 通过由入射孔和碳微晶体膜片组成的准直系统后转化为离子, 在装置边缘磁场中受洛伦兹力偏转而撞击到闪烁体屏上. 通过分析发光点的位置和光强度, 可以推断出装置中快离子的位置、能量和螺距角等关键信息. 在 HL-2A 装置高能粒子物理实验中, 通过该诊断和理论计算初步证实了长寿模不稳定性是由能量、螺距角和位置分别为 $E = 12.5\text{--}32\text{ keV}$, $\theta \sim 149.2^\circ$ ($v_{\parallel}/v \sim 0.86$) 和 $R = 170.5\text{--}171.5\text{ cm}$ 的芯部快离子激发.

关键词: 快离子, 成像型中性粒子分析器, 长寿模不稳定性**PACS:** 52.55.Fa, 52.55.Pi, 52.70.-m**DOI:** 10.7498/aps.72.20230768

1 引言

磁约束聚变装置中的大功率辅助加热和电流驱动系统 (如中性束注入 (NBI)、离子回旋波加热、电子回旋波加热/电流驱动和低混杂波电流驱动 (LHCD) 等), 以及氘氚聚变反应会产生大量的能量偏离等离子体温度的高能粒子 (EP), 包括快离子 (FI)、快电子和阿尔法 (α) 粒子等. 一方面, EP 可以有效地提高等离子体的温度, 驱动等离子体无感电流, 维持等离子体燃烧等. 另一方面, EP 会和磁流体力学波通过波-粒子相互作用而产生各种高能粒子的不稳定性^[1-5]. 这些不稳定性反过来会与 EP 相互作用导致其发生显著的扩散、对流

等输运和损失, 进而引起辅助加热和电流驱动效率下降, 而携带着大量能量的损失 EP 会对装置第一壁造成破坏, 甚至会导致其过热的融化^[6]. 因此, 了解 EP 在等离子体中的分布、能谱、输运和损失对理解等离子体加热、电流驱动、能量、粒子输运以及约束等至关重要. 为了实现对热离子和快离子的深入研究, 国际上已发展了中性粒子分析器 (NPA)^[7]、快离子损失探针^[8]、快离子 α 辐射测量 (FiD α)^[9]、法拉第筒^[10] 和汤姆孙相干散射^[11] 等诊断系统.

NPA 诊断系统的工作原理是使用准直系统收集通过电荷交换从等离子体中逃逸出来的携带有离子信息的中性粒子, 此后利用气体或者固体电荷剥离器使中性粒子变成带电离子, 最终使用能量分析器等对离子的能量、质量和通量等进行分析,

* 国家重点研发计划 (批准号: 2019YFE03020000, 2018YFE0304100)、四川省科技计划 (批准号: 2022NSFSC1823, 2022ZYD0019) 和核工业西南物理研究院西物创新行动人才项目 (批准号: 202103XWCXRC003) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yulm@swip.ac.cn

得到离子温度/能量 (E)、径向位置 (R)、通量和螺距角 (θ , 实验上一般用 $v_{\parallel}/v$ 表示, 即 $\cos \theta = v_{\parallel}/v$, 其中 $v_{\parallel}$ 表示快离子平行于磁场的速度, v 表示离子的总速度) 等离子体的关键信息. 自 20 世纪 70 年代 T-10 托卡马克^[12] 发展 NPA 测量等离子体中的离子温度和快离子的速度分布函数以来, NPA 通过对各种功能模块的优化, 已经发展出了测量离子温度 (及分布)、快离子的分布和能谱、等离子体中粒子的质谱等功能. 目前, NPA 已经作为一种常规诊断被广泛应用于托卡马克和仿星器上^[13–18]. 欧洲联合环 (JET) 装置上的 $E//B$ (粒子分析功能单元中电场 (E) 平行于磁场 (B)) NPA 不仅可以实现 5–740 keV 范围的快离子能量测量, 还可得到氘-氦粒子的质谱^[19]. 在未来的 ITER 装置上已经设计了两套 NPA 诊断系统, 分别用于测量燃烧等离子体中氘氦离子的能量和质谱, 以及能量在 MeV 量级的 α 粒子分布函数和电荷剥离 (He^{1+} 和 He^{2+} 的比例) 情况等重要信息, 并作为关键诊断来监测燃烧等离子体的性能^[20]. 国内的 HL-1M 装置发展了一套基于平行板探测器的 NPA, 用于测量等离子体的平均温度. HL-2A 装置沿用了平行板 NPA, 还开发了一套 11 通道的具有空间分辨能力的紧凑型 NPA (CP-NPA)^[21], 可以对平均离子温度分布和非热离子分布等进行测量. 除此之外, 还在 HL-2A 装置上发展了一套电流型固态 NPA (ssNPA) 对能量大于 22.5 keV 的快离子进行了测量.

近些年, 美国 Heidbrink 教授的 EP 物理研究团队^[22,23] 研发了一种基于闪烁体成像探测, 并可以放置在装置真空室内部的成像型 NPA (INPA), 用于测量快离子的能谱、空间分布和螺距角等关键信息. 相对于放置于装置真空室外, 并额外需要真空维持、电荷剥离和粒子分析和探测等复杂功能模块的传统 NPA, INPA 具有结构和原理简单、造价较低和实用性强等优势, 已在 NSTX, ASDEX-U^[24] 与 EAST^[25] 等装置上得到了广泛应用并取得了较好的实验结果.

在 HL-2A 装置上已经发展了一套 INPA 诊断系统^[26], 并在相关高能量粒子物理实验中取得了初步的实验结果. 本文第 1 部分 (引言) 简要介绍了 NPA 诊断系统及发展. 第 2 部分介绍 INPA 诊断系统的测量原理、物理设计和主要结构. 第 3 部分介绍 INPA 诊断系统在 HL-2A 装置上的安装布局 and 初步实验结果. 第 4 部分为总结.

2 INPA 诊断系统的物理设计

INPA 诊断系统固定于 HL-2A 装置的真空室弱场侧内壁, 其测量原理如图 1 所示. 由粒子入射孔和具有电荷剥离作用的碳微晶体膜片组成准直器, 与 NBI 电荷交换后从背景等离子体中逃逸出携带有快离子信息的大量中性粒子通过该准直系统, 并被碳微晶体膜片剥离电子重新变成带电离子 (D^+), 透射出剥离膜片的带电离子在装置边缘磁场中受洛伦兹力 ($\boldsymbol{f} = e\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}$, 其中, e 为单电荷电量, $\boldsymbol{B}$ 为装置边缘磁场强度) 作用偏转 180° 后打击到闪烁体上产生荧光. 粒子的能量越高, 则偏转半径 ($r_d = \sqrt{2Em_i}/(eB)$, 其中, m_i 表示 D^+ 的质量) 越大, 在闪烁体上轰击点与剥离膜片的纵向距离越大, 闪烁体上光斑的亮度反映了轰击到闪烁体上的粒子通量. 从 6 个准直测量通道透射出的粒子束及其入射轨迹分别用红色、蓝色、黄色、绿色、紫色和棕色曲线表示, 并分别被命名为第 1—6 通道.

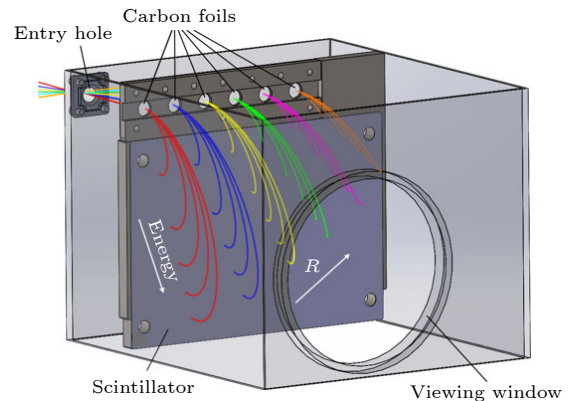


图 1 HL-2A 装置 INPA 诊断系统的主要结构及快离子的测量轨迹示意图

Fig. 1. Structure of the INPA and flight trajectories of FIs on HL-2A.

图 2 给出了包括了 $2^\#$ NBI 方向和 INPA 安装窗口在内的 HL-2A 装置部分俯视图. 在本次放电中, HL-2A 的等离子体电流 (I_p) 方向为逆时针, 纵向磁场 (B_t) 方向为顺时针. 图 2 中用两条粗黑色直线表示 $2^\#$ NBI 系统的左右两个注入分束, 而 INPA 系统 6 个测量通道通过准直系统测量到的中性粒子主要来自于 NBI 右注入分束. INPA 系统准直线在装置法兰中平面的理想情况下, 第 1—6 通道具体的测量位置见图 2 中红色、蓝色、黄色、绿色、紫色和棕色粗直线与 NBI 右注入分束的交

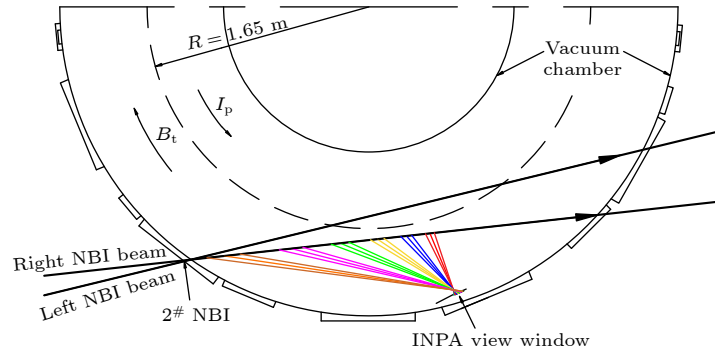


图 2 HL-2A 装置上 2# NBI 的注入路径和 INPA 诊断系统中 6 个测量通道所对应的观测位置

Fig. 2. Injection path of 2# NBI system and the observed positions for 6 channels of INPA on HL-2A.

表 1 INPA 诊断系统的 6 个测量通道所观测粒子的位置和粒子特征信息

Table 1. Observed positions and characteristic information of particles from the 6 channels of the INPA system.

测量通道(No.)	1	2	3	4	5	6
R/cm	172.6	170.6	170.9	175.8	180.5	211.8
Z/cm	-10.5	-10.5	-10.5	-10.5	-10.5	-10.5
$\theta/(^{\circ})$	90.0	121.9	149.2	170.9	172.0	158.4
$v_{//}/v$	0	0.53	0.86	0.98	0.99	0.93

叉点. INPA 诊断系统 6 个观测位置的中心分别位于大半径 $R \approx 172.6, 170.6, 170.9, 175.8, 180.5$ 和 211.8 cm 处. 另外, 受到窗口位置和可操作空间等实际限制因素, INPA 系统安装在 HL-2A 装置的中平面下方, 粒子入射孔在装置中平面下方 $Z = -10.5 \text{ cm}$ 处.

计算通过 6 个测量通道进入准直系统的粒子速度方向与测量位置处磁场方向之间的夹角即可得到快离子的螺距角. 图 3 给出了 HL-2A 装置在第 38140 次放电 (第 3 节的展示放电) 实验中 $B_t = 1.3 \text{ T}$ 和 $I_p = (155 \pm 3) \text{ kA}$ 的实际情况下, 利用 EFIT 代码反演的装置磁位形数据, 计算得到了理想情况下快离子的产生位置和对应的螺距角信息, 其螺距角 $v_{//}/v \approx 0, 0.53, 0.86, 0.98,$

0.99 和 0.93 , 即 $\theta \approx 90.0^{\circ}, 121.9^{\circ}, 149.2^{\circ}, 170.9^{\circ}, 172.0^{\circ}$ 和 158.4° ($v_{//}/v = \cos\theta$). 根据 HL-2A 装置和 INPA 系统安装位置的工程信息, 以及 38140 次放电的实验参数, 可以得知该 INPA 系统在理想情况下所测量粒子的位置范围和螺距角等信息, 如表 1 所列.

INPA 诊断系统原理图 (图 1) 对应的实物结构如图 4 所示. INPA 的外部结构为 304 不锈钢制成的长方形封闭腔体, 外部尺寸为 $10.6 \text{ cm} \times 12.0 \text{ cm} \times 9.5 \text{ cm}$, 其封闭结构可以屏蔽等离子体中的各种杂散光和杂质粒子等. 在 INPA 外部腔体上, 设有一个面向装置等离子体的直径 $\phi = 3 \text{ cm}$ 的粒子入射孔, 在 INPA 腔室内入射孔后方 3 cm 处则水平排布有 6 个间距为 1.2 cm 的电荷剥离膜片, 从观测孔望去从右向左将其编号为 1—6. 电荷剥离模块采用的是 10 nm 厚、 $\phi = 5 \text{ mm}$ 的圆形碳微晶体膜片. 为了增加该膜片的耐久性, 不仅将膜片固定在内/外径 $1.0/0.5 \text{ cm}$ 、厚 0.5 mm 的无氧铜环上, 而且其底部还固定在了每英寸 300 格的密铜网上, 如图 4(c) 所示. 碳微晶体膜片的厚度会使入射粒子的能量产生一定的能量衰减 (δE), δE 、入射粒子的能量 (E) 和膜片厚度 (d) 满足公式 $\delta E \approx 4.4 \times 10^{-2} d \sqrt{E}$, 其中 E 和 d 分别以 keV 和 nm 为单位. HL-2A 装置上 NBI 粒子的最高能量约为 42 keV , 因此当膜的厚度为 10 nm 时, 粒子经过剥离膜片后产生的最大能量衰减 $\delta E = 2.85 \text{ keV}$.

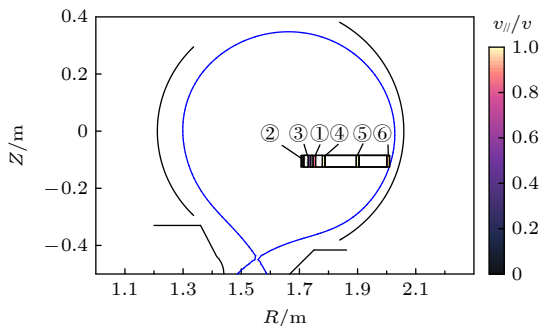


图 3 在 HL-2A 装置极向截面显示的 INPA 系统观测到的粒子位置和螺距角

Fig. 3. Positions and pitch angles of the observed particles from INPA system in the poloidal cross section in HL-2A.

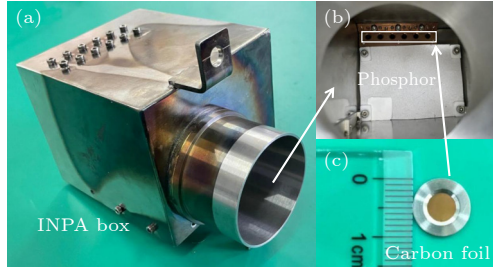


图4 HL-2A装置上INPA诊断系统主要部件的实物及内部布置图 (a) INPA的外观图; (b) 内部剥离膜片和闪烁体的布局图; (c) 碳微晶体膜片尺寸和结构

Fig. 4. External figure and arrangement inside the chamber of INPA diagnostics on HL-2A: (a) External figure; (b) arrangement of carbon microcrystal diaphragm and scintillator inside the chamber; (c) detail structure of carbon microcrystal diaphragm.

硫化锌掺杂银 (ZnS(Ag)) 闪烁体可以发射波长峰值为 450 nm 的蓝色可见光, 且发光效率约为蒽晶体的 300%, 光衰减时间约为 200 ns, 能够在中性粒子通量较低时提高 INPA 的信噪比, 所以 INPA 内部显示粒子轰击位置和通量等信息的闪烁屏采用了 ZnS(Ag) 闪烁体. 基于 HL-2A 装置的常规运行磁场强度和约 42 keV 的离子能量上限, ZnS(Ag) 闪烁体的尺寸为 7.0 cm × 10.0 cm.

由于直径为 $\phi = 5$ mm 的圆形碳微晶体膜片尺寸相对较大 (不能被看作理想的点), 因此能量相同、入射方向稍有不同粒子在入射并击打到荧光屏的过程中会存在如图 5(a) 所示的发散情况, 即在横向和纵向形成具有一定宽度的椭圆形轰击斑. 轰击斑的尺寸随入射粒子能量以及测量通道的变化如图 5(b) 所示, 并将椭圆型光斑在纵向的短轴长度对应的能量范围称作能量分辨率 ΔE . 6 个通道上粒子的落点与剥离膜片中心的距离 D ($D = 2r_d$) 和粒子入射能量的关系如图 5(c) 所示, 研究发现二者成指数相关. 对 2—42 keV 能量范围的粒子在 6 个通道中的能量分辨率计算结果如图 5(d) 所示. 在 HL-2A 的 INPA 系统内, 经第 1 测量通道对入射粒子能量分辨率最差, 在测量粒子能量为 42 keV 的情况下 $\Delta E \approx 4.5$ keV. 另外, 由于碳微晶体膜片和入射孔的实际尺寸会造成准直系统的观测位置偏离理想位置的展宽, 如图 2 中理想观测粗线两侧的细线所示. 由此造成的各通道所测量的最大半径 $R_{\max}$ 、最小半径 $R_{\min}$ 、以及立体张角 ϕ 见表 2 所列.

INPA 系统在真空室内的实际安装位置如图 6(b) 所示. 由于理想的中平面窗口已经被其他

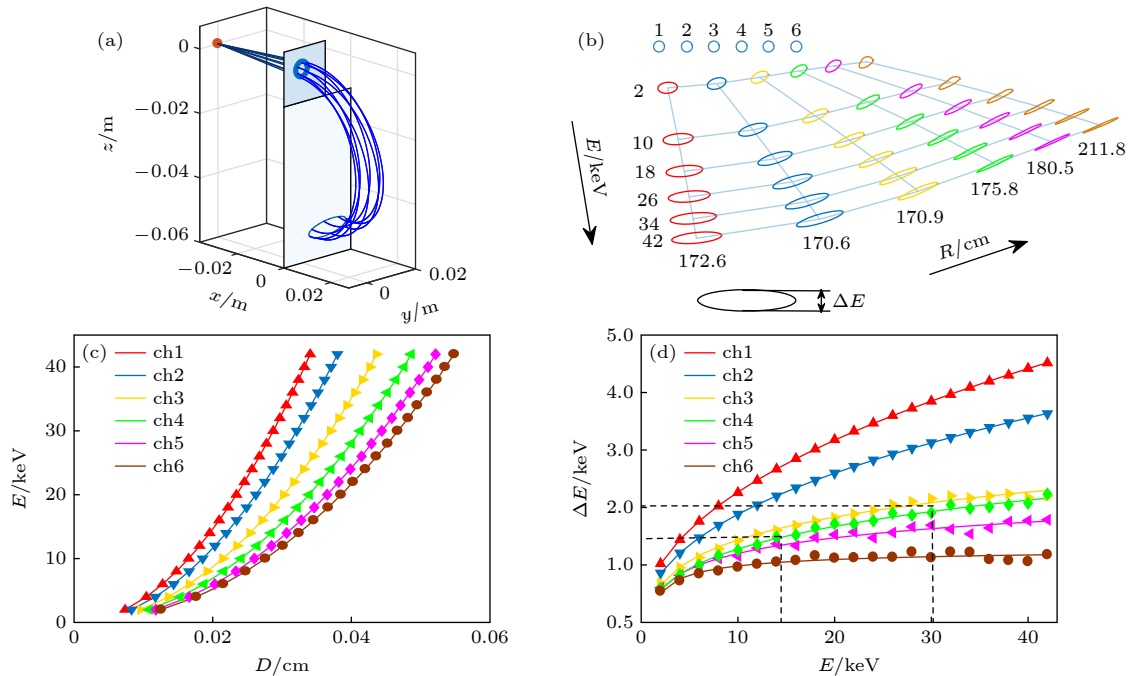


图5 INPA诊断系统中几何机构引起的误差分析 (a) 粒子束在磁场中的偏转及在闪烁体上的轰击斑; (b) INPA诊断系统6个测量通道的粒子在闪烁体上的落点; (c) 粒子在闪烁体上的落点位置和入射能量的关系; (d) 能量分辨率与粒子能量的关系

Fig. 5. Analysis of errors caused by geometric mechanisms of diagnostic systems: (a) Flight orbits and impact spots of the measured particles on scintillator; (b) positions of impact spots from the particles from 6 channels in INPA; (c) relationship between the position of the particle's landing point on the scintillator and the incident energy; (d) relationship between energy of particles and energy resolution.

表 2 INPA 诊断系统的 6 个通道对应的测量范围
Table 2. Measurement ranges corresponding to the 6 channels of the INPA diagnostic system.

测量通道(No.)	1	2	3	4	5	6
$R_{\min}/\text{cm}$	172.1	170.4	170.6	174.3	185.5	201.5
$R_{\max}/\text{cm}$	173.2	170.9	171.5	177.8	194.1	219.1
$\phi/(^{\circ})$	1.25	1.00	0.59	0.33	0.19	0.11

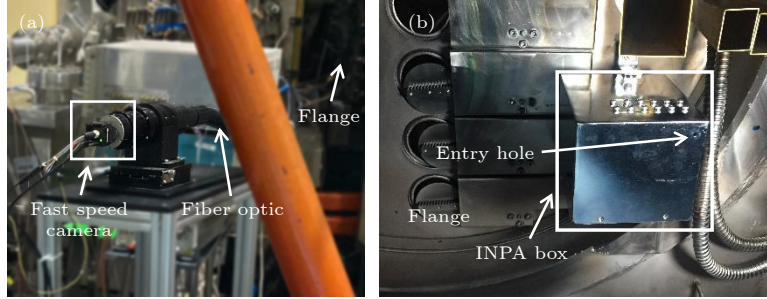


图 6 HL-2A 装置上 INPA 诊断系统的安装 (a) INPA 诊断系统在真空室内的安装位置; (b) INPA 诊断系统在真空室外的高速相机、光纤束和法兰等

Fig. 6. Installation of INPA system on HL-2A: (a) Installation of the INPA on the flange inside the vacuum chamber; (b) arrangement of the fast speed camera, light fiber bundle and flange.

诊断占用, INPA 所在直径为 63 cm 的法兰位于中平面下 15 cm 处. 经过安装和核实, 粒子入射孔位于中平面下 10.5 cm 处. 在真空室外, 通过成像光纤束将真空室内闪烁体上的轰击亮斑图像信息传输给高速相机, 如图 6(a) 所示. 实验中采用了量子效率峰值与 ZnS(Ag) 闪烁体发光波长峰值较为符合的工业高速相机 (LUMENERA Lt225) 记录闪烁体的发光信息, 其曝光时间范围和最大全画幅帧频可以在 26 μs —500 ms 和 170 fps 范围内根据实验情况 (如 NBI 束线强度、逃逸粒子的通量和闪烁体的发光强度等) 进行调节.

3 INPA 诊断系统的物理实验结果及分析

在 HL-2A 装置中有 NBI 加热提供中性粒子媒介的情况下, INPA 诊断系统被应用于快离子与高能量不稳定性之间的相互作用研究, 确定激发各种不稳定性快离子的特征. 在第 38140 次放电实验中, 在 INPA 诊断系统上得到了有效的实验数据, 并确定在这次放电实验中激发了长寿模 (LLM) 不稳定性快离子的能量、位置和螺距角等特征信息.

第 38140 次放电中主要的实验参数、等离子体运行状态和快离子激发的不稳定性等见图 7. 在这次放电中, 等离子体电流和纵向磁场强度分别为 $I_p =$

(155 $\pm$ 3) kA 和 $B_t = 1.3$ T, 它们随时间的演化如图 7(a) 中红色和蓝色曲线所示. 1[#]NBI, 2[#]NBI 和 LHCD 功率分别为 $P_{\text{NBI}_1} = 0.42$ MW, $P_{\text{NBI}_2} = 0.38$ MW 和 $P_{\text{LHCD}} = 0.6$ MW, 2[#]NBI 注入粒子的能量 $E_b \approx 30$ —32 keV, 其加热时序如图 7(b) 所示. 在 NBI 加热期间的 850—1100 ms 和 1500—1750 ms 时间段内, 等离子体处于高约束运行模式 (H 模), D_α 辐射本底突然降低并且出现了边缘局域模 (ELM) 引起的周期性振荡; 而在 1100—1500 ms 期间, 等离子体处于低约束运行模式 (L 模), D_α 辐射本底相对较高, 如图 7(c) 所示. 由于等离子体在 H 模运行情况下的约束性能优于 L 模, 因此等离子体平均密度 (n_e) 从 L 模情况下的 $1.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 上升到 H 模情况下的 2.2×10^{19} — $2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 如图 7(a) 中绿色曲线所示. 在整个 NBI 加热的 800—1800 ms 期间可在米尔诺夫 (Mirnov) 磁探针信号上观测到由快离子激发的高能量不稳定性中常见的 LLM, LLM 在 Mirnov 磁探针信号上引起的明显磁扰动信号和其频率谱图分别如图 7(d) 和图 7(e) 所示, LLM 的频率 (f_{LLM}) 基本稳定在 10—12 kHz 之间, 并且在 L 模运行期间 LLM 引起的磁扰动基本处于较高幅度且饱和状态; 而在 H 模运行期间, LLM 会被周期性爆发的 ELM 影响而出现磁扰动幅度的明显减小甚至被致稳的状态, 表现在频率上则是被周期性地打断和消失.

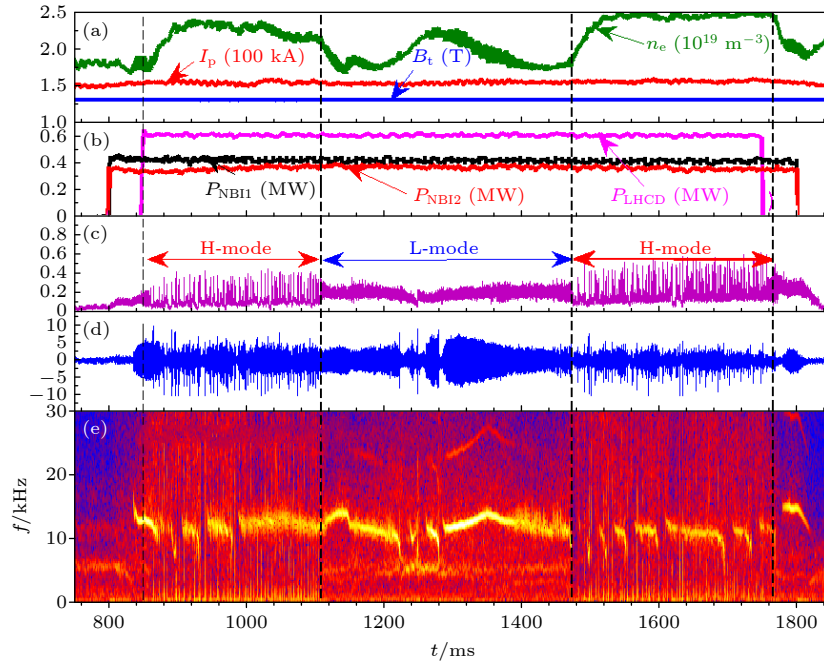


图 7 HL-2A 装置上第 38140 次放电的实验参数及观测到的 LLM 不稳定性 (a) 等离子体主要放电参数, 即 I_p 、等离子体平均密度 n_e 和 B_t ; (b) 1[#] 和 2[#] NBI 束线的加热功率和时序; (c) 氘 α (D_α) 辐射信号; (d) Mirnov 磁探针信号及 (e) 频率谱图

Fig. 7. Discharge parameters and the observed LLM instabilities in shot 38140 on HL-2A: (a) Main discharge parameters, I_p , line-averaged electron density n_e and B_t ; (b) heating power of 1[#] and 2[#] NBI systems and evolution; (c) D_α signal; (d) Mirnov signal and (e) its spectrogram.

通过调节快速相机记录了 NBI 加热期间与 LLM 引起的与快离子分布等相关的实验图像, 如图 8 所示. 图 8(a)—(l) 给出了快速相机记录的在 1096—1504 ms 期间内与 12 个时间点相对应的粒子轰击到闪烁体屏幕上的图像数据, 其中左上角位置的圆形亮点是等离子体放电发出的通过入射孔与第 1 个电荷剥离膜片直接被高速相机记录的可见光, 左上角蓝色圆点为第 3 个剥离膜片的实际位置. 在 LLM 扰动幅度相对较强且等离子体约束性能相对较差的 L 模运行期间, 在闪烁屏右侧观测到了与 LLM 相关的明显的粒子轰击斑, 如图 8(b)—(j) 所示. 而在 LLM 扰动幅度较弱的 H 模运行期间未在闪烁屏上观测到轰击斑, 如图 8(a) 和图 8(l) 所示. 在 L 模运行模式下与 LLM 不稳定性有关的原因可能是: 1) H 模运行期间装置对等离子体整体的约束水平要远高于 L 模, 如 n_e 在 H 模运行期间高于 L 模, 装置对快离子的约束能力也相对较高; 2) 在 H 模运行期间的高 n_e 情况下, 逃逸的中性粒子与等离子体碰撞再次被电离的概率远高于 L 模运行低 n_e 情况; 3) LLM 不稳定性的强度 (Mirnov 磁探针的扰动幅度) 在 L 模运行模式

下要高于 H 模运行情况, 并且在 L 模运行期间 LLM 不会被频繁出现的 ELM 打断. 在这次实验中, 由于 2[#] NBI 的注入功率和束强度很低, 中性粒子束注入等离子体较浅, 能为快离子电荷交换逃逸提供的媒介中性粒子较少, 因此能打击到闪烁体上的粒子数目较少, 轰击斑光强较弱. 采用光纤束对闪烁体闪光图像进行传输的方案会使光通量损失约 30%. 根据闪烁体的粒子轰击闪光效果, 高速相机的曝光时间和采样时间分别被调整约为 30 ms 和 37 ms.

通过 EFIT 文件给出的第 38140 次放电过程中在 INPA 位置的具体磁场强度和分布情况可以计算出来自 INPA 诊断系统不同测量通道 (位置) 的粒子在闪烁屏上的落点网格, 即纵向和横向分别表示测量粒子的能量和位置. 图 9 给出了在 1356 ms 时刻高速相机记录到的闪烁体的粒子轰击斑图像 (对应于图 8(h)) 以及经过计算后得到的能量和位置网格. 通过对比发现, LLM 不稳定性被激发期间闪烁屏上的粒子轰击斑是由 INPA 诊断第 3 通道测量到的. 根据亮斑在水平方向的位置和纵向分布范围可知被测量粒子主要来自于大半径 $R = 170.9$ cm 处, 其能量范围和螺距角分别为

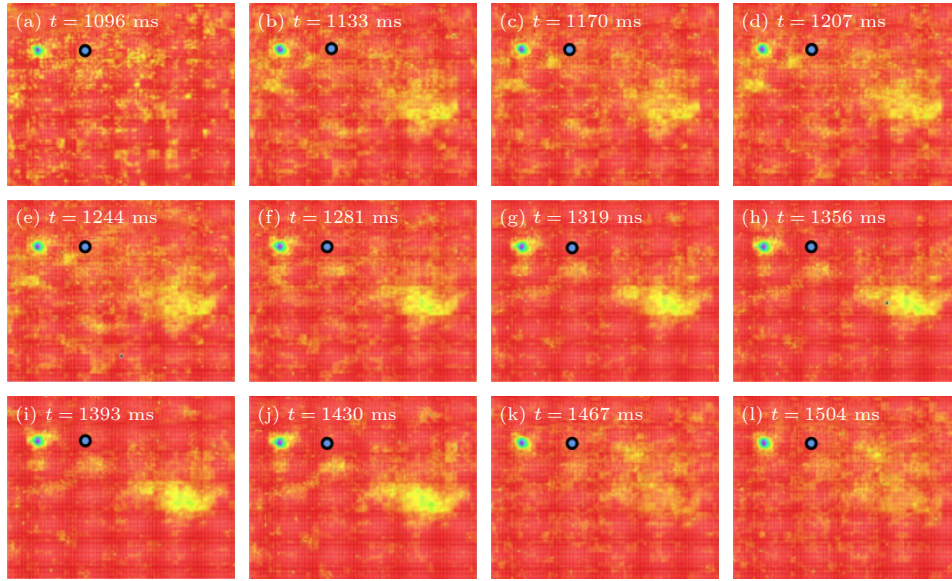


图 8 NBI 期间的 LLM 引起的粒子轰击图像 (a)—(l) LLM 在 H 模和 L 模运行期间的不同时刻在 INPA 闪烁体上观测到的粒子轰击图像及演化

Fig. 8. Impact spots caused by LLM instabilities on scintillator screen: (a)—(l) impact light spots of measured particles caused by LLM on scintillator screen in different time during H- and L-mode operation scenarios.

$E \approx 14\text{--}30\text{ keV}$ 和 149.2° ($v_{\parallel}/v \sim 0.86$). 因此, LLM 主要由来自等离子芯部的通行快离子激发. 考虑到 INPA 诊断的系统误差问题 (图 5(d)), 激发 LLM 不稳定性的快离子的可能位置和能量范围分别为 $R \approx 170.6\text{--}171.5\text{ cm}$ 和 $E \approx 12.5\text{--}32.0\text{ keV}$.

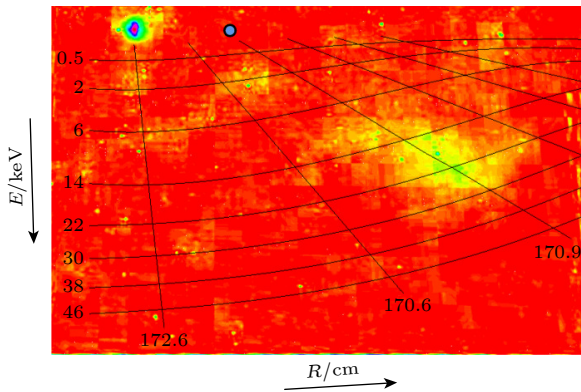


图 9 通过闪烁屏上的轰击斑位置得到的快离子能量和位置

Fig. 9. Energy and birthplace of FIs based on the impact light spot on scintillator screen.

LLM 又被称为“非共振鱼骨模”或“饱和鱼骨模”,也是由快粒子与内扭曲模通过进动共振而激发. 与典型的鱼骨模相比, LLM 一般发生在安全因子 q 分布具有反剪切或弱剪切, 以及最小安全因子 $q_{\min}$ 稍大于 1 的等离子体中 [27,28]. LLM 不仅可以引起 Mirnov 磁探针的扰动 (如图 7(d) 所示), 还可以

引起电子温度和等离子体密度等的扰动. 图 10(a)—(d) 给出了具有一定空间分辨率的远红外激光干涉仪诊断系统 (FIR₁—FIR₄) 分别在距离等离子体中心弦距 $d = 3.5, 10.5, 17.5$ 和 24.5 cm 处探测到的 LLM 不稳定性引起的密度扰动. LLM 在 $d = 10.5\text{ cm}$ 处引起的扰动最强, 在 $d = 3.5\text{ cm}$ 处较弱, 而在 $d = 17.5$ 和 24.5 cm 处 LLM 则不会引起密度扰动. 该现象说明 LLM 不稳定性大致局域在距离等离子体芯部 $r \approx 10.5\text{ cm}$ 处.

通过计算得到的 LLM 不稳定性的频率 (f_{Lab}) 与等离子体的环向旋转频率 (f_t) 以及激发 LLM 的快离子的进动频率 (f_p) 满足以下关系:

$$f_{\text{Lab}} = f_p + n f_t, \quad (1)$$

其中, n 表示不稳定性的环向模数, 对于属于内扭曲模的 LLM, 其环向模数为 1, 即 $f_{\text{Lab}} = f_p + f_t$.

粒子的进动频率公式 [29] 为

$$f_p = \frac{Eq}{2\pi e B_t R_0 r} H(\kappa, s) (1 + 0(\varepsilon)), \quad (2)$$

其中, e 表示单电子电荷量; $\kappa = \sqrt{\frac{1+\varepsilon}{2\varepsilon}} \cos \vartheta_0$, ϑ_0 为粒子螺距角; 磁剪切 $s = \frac{r}{q} \frac{dq}{dr}$; 反环径比 $\varepsilon = \frac{r}{R_0}$; $0(\varepsilon)$ 表示零阶小量, 一般可忽略.

通行粒子 ($\kappa^2 > 1$) 的进动公式中的 $H(\kappa, s)$ 因子可表示为

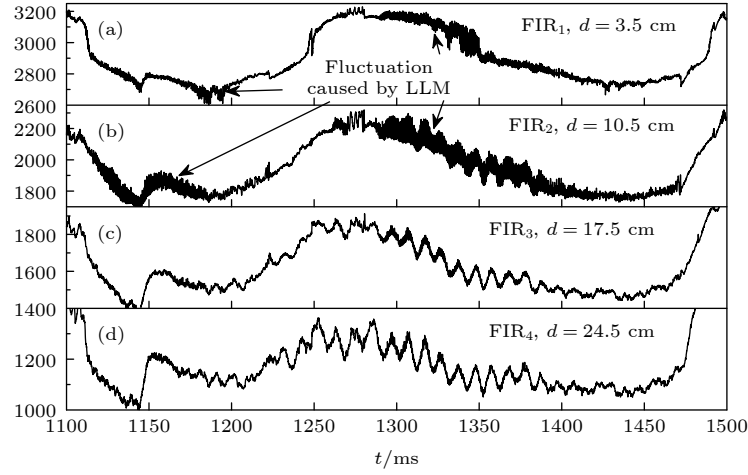


图 10 通过具有空间分辨率的远红外密度干涉仪的密度扰动确定 LLM 的局域位置

Fig. 10. Locations of LLM confirmed by the fluctuations in electron-density by far-infrared laser interferometer with a rough spatial resolution.

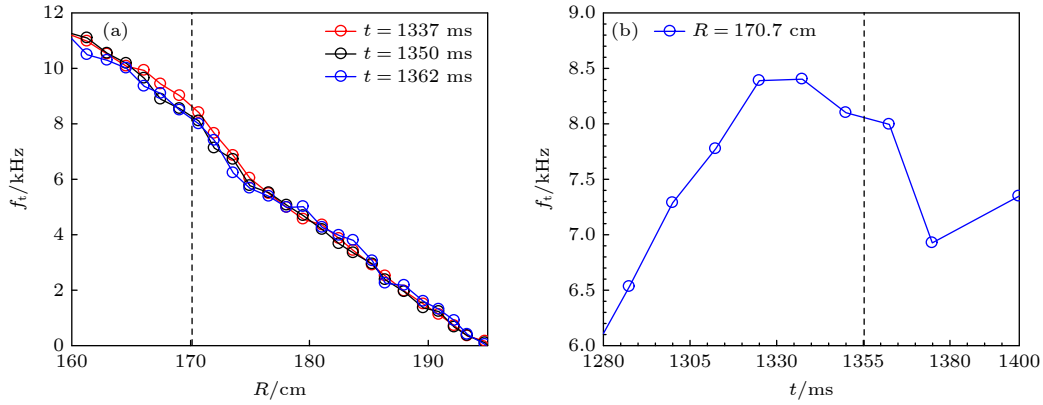


图 11 (a) 1356 ms 前后等离子体转动频率随大半径的变化; (b) 大半径在 170 cm 附近, 等离子体转动频率随时间的变化

Fig. 11. (a) Variations of plasma rotation frequency with R around 1356 ms; (b) variations of plasma rotation frequency with time for R around 170 cm.

$$H(\kappa, s) = 1 + 2\kappa^2 \left[\frac{E(1/\kappa^2)}{K(1/\kappa^2)} - 1 \right] + 4\kappa^2 s \left(\frac{E(1/\kappa^2)}{K(1/\kappa^2)} - \frac{\pi}{2K(1/\kappa^2)} \sqrt{1 - \frac{1}{\kappa^2}} \right). \quad (3)$$

这里 $E(1/\kappa^2)$ 和 $K(1/\kappa^2)$ 表示第一类和第二类不完全椭圆积分.

通过 INPA 诊断系统, 在实验中得到了激发 LLM 不稳定性的快离子能量范围、螺距角和位置分别为 $E = 12.5\text{--}32.0$ keV, $\theta \approx 149.2^\circ$ ($v_{//}/v \approx 0.86$) 和 $R = 170.6\text{--}171.5$ cm. 按照通行粒子的进动公式对 INPA 测量到的 $E \approx 12.5\text{--}32.0$ keV 快离子的进动频率进行计算, 取 LLM 不稳定性局域位置 $r \approx 10.5$ cm 处, $R_0 = 1.6$ m, $q \approx 1.05$, $s = 0.25E = 12.5\text{--}32$ keV 的通行离子的进动频率 $f_p \approx 2.4\text{--}6.2$ kHz. 另外, 通过电荷交换谱仪得到了在 NBI

注入期间等离子体的环向旋转频率信息, 如图 11 所示. 图 11(a) 给出了在 $t = 1350$ ms 附近 (接近实验分析的 $t = 1356$ ms 时刻) 等离子体的环向旋转频率的空间分布. 在 LLM 不稳定性局域位置处 $r \approx 10.5$ cm ($R = 170.9$ cm) 的等离子体环向旋转频率 $f_t \approx 8.1$ kHz, 如图中虚线所对应的位置. 图 11(b) 给出了在 LLM 不稳定性局域位置附近的等离子体环向旋转频率随时间的演化. f_t 的变化趋势与 LLM 频率变化大体一致, 因此, LLM 不稳定性频率的变化主要是由 f_t 的变化引起的.

将上述计算得到的能量 $E = 12.5\text{--}32.0$ keV 的通行离子的进动频率 ($f_p \approx 2.4\text{--}6.2$ kHz) 和实验得到的在 LLM 不稳定性局域位置等离子体环向旋转频率 ($f_t = 8.1$ kHz) 代入 (1) 式可得, f_{Lab} 范围在 $10.5\text{--}14.3$ kHz, 见表 3. 该结果与频谱图中

表 3 通行快离子的理论计算频率值与实验观测 LLM 不稳定性频率对比
Table 3. Comparisons between the calculated frequency of EIs and f_{LLM} .

E/keV	f_p/kHz	f_i/kHz	$f_{\text{Lab}} = f_p + f_i/\text{kHz}$	$f_{\text{LLM}}/\text{kHz}$
12.5	2.4	8.1	$2.4 + 8.1 = 10.5$	13.4
32	6.2	8.1	$6.2 + 8.1 = 14.3$	13.4

观测到在 $t = 1356$ ms 时刻的 LLM 不稳定性的频率 $f_{\text{LLM}} = 13.4$ kHz 接近. 因此, 在误差范围内可以证明实验中的 LLM 不稳定性是由能量 $E = 12.5\text{--}32.0$ keV、螺距角 $\theta \approx 149.2^\circ$ ($v_{\parallel}/v \approx 0.86$) 和局域位置在 $R = 170.6\text{--}171.5$ cm 处的通行快离子激发的.

4 总结与讨论

根据 HL-2A 装置的运行参数和实际空间位置等条件, 设计了一套 INPA 诊断系统用于高能粒子物理研究中快离子的空间分布、能量和螺距角等关键信息的测量, 以及高能粒子不稳定性与快离子相互作用的研究. 在 HL-2A 装置物理实验中, 使用 INPA 诊断系统对快离子进行了观测, 得到了 LLM 不稳定性主要由能量、螺距角和位置分别为 $E = 12.5\text{--}32.0$ keV, $\theta \approx 149.2^\circ$ ($v_{\parallel}/v \approx 0.86$) 和 $R = 170.1\text{--}171.5$ cm 处的芯部快离子激发, 并通过理论计算对该结果进行了验证. 由于 INPA 诊断系统的安装位置距离 NBI 束线较远, NBI 粒子束在注入到等离子体中所观测位置后的衰减比较严重, 所能提供给背景等离子体中快离子进行电荷交换的中性粒子很少. 另外, 采用对光传输效率较差的成像光纤束对闪烁屏上的光斑图像进行传输, 这些都造成了 INPA 系统的有效信号较弱. 目前, HL-2A 装置上的 INPA 系统主要适用于在 NBI 条件下, 对快粒子约束条件较差的 L 模运行模式的低密度等离子体进行测量. 在此条件下, INPA 诊断系统的时间分辨率约为 37 ms. 在下一轮的实验中将设计专门的图像传输光路提高 INPA 诊断系统的信噪比和时间分辨率. INPA 系统在 HL-2A 装置上的设计和实验为该诊断在 HL-2M 装置上的发展积累了重要的物理设计、工程安装和实验运行经验. 根据 HL-2M 装置高能粒子物理实验需求, INPA 诊断系统已经开始在 HL-2M 装置上进行设计和加工.

参考文献

- [1] Heidbrink W W 2002 *Phys. Plasmas* **9** 2113
- [2] Chen L, Zonca F 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 015008
- [3] Ding X T, Chen W 2018 *Plasma Sci. Technol.* **20** 094008
- [4] Shi P W, Chen W, Duan X R 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 035202
- [5] Chen W, Wang Z X 2020 *Chin. Phys. Lett.* **37** 125001
- [6] Fasoli A, Gormenzano C, Berk H L, Breizman B, Briguglio S, Darrow D S, Gorelenkov N, Heidbrink W W, Jaun A, Konovalov S V 2007 *Nucl. Fusion* **47** S264
- [7] Afanasyev V I, Chernyshev F V, Kozlovsky S S, et al. 2022 *JINST* **17** C07001
- [8] Kocan M, Garcia-Munoz M, Ayllon-Guerola J, et al. 2017 *JINST* **12** C12027
- [9] Zhang J, Huang J, Chang J F, Wu C R, Heidbrink W W, Salewski M, Madsen B, Zhu Y B, von Hellermann M G, Gao W, Xu Z, Wan B 2018 *Rev. Sci. Instrum.* **89** 10D121
- [10] Saquilayan G M Q, Wada M 2018 *Jpn. J. Appl. Phys.* **57** 01AA01
- [11] Shang J, Huang Y, Yang K, Chen B W, Liu C H, Yang Y 2021 *Spectroscopy and Spectral Analysis* **41** 333 (in Chinese) [商洁, 黄渊, 杨凯, 陈宝维, 刘春华, 杨屹 2021 *光谱学与光谱分析* **41** 333]
- [12] Berezovsky E L, Efremov S L, Izvozchikov A B, Petrov, M P, Petrov S Y 1981 *10th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics* Moscow, Russian Republic, September 14–19, 1981 p67
- [13] Medlley S S, Donne A J H, Kaita R, Kislyakov A I, Petrov M P, Roquemore A L 2008 *Rev. Sci. Instrum.* **79** 011101
- [14] Medlley S S, Bell R E, Petrov M P, Roquemore A L, Suvorkin E V 2003 *Rev. Sci. Instrum.* **74** 1896
- [15] Bracco G, Betello G, Mantovani S, Moleti A, Tilia B, Zanza V 1992 *Rev. Sci. Instrum.* **63** 5685
- [16] Karpushov A N, Duval B P, Schlatter C 2006 *Rev. Sci. Instrum.* **77** 033504
- [17] Chernyshev F V, Afanasyev V I, Dech A V, Kick M, Kislyakov A I, Kozlovskii S S, Kreter A, Mironov M I, Petrov M P, Petrov S Y 2004 *Instr. Exp. Tech.* **47** 214
- [18] Zhu Y B, Bortolon A, Heidbrink W W, Celle S L, Roquemore A L 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 10D304
- [19] Afanasiev V I, Gondhalekar A, Babenko P Y, et al. 2003 *Rev. Sci. Instrum.* **74** 2338
- [20] Stott P E, Gorini G, Prandoni P, Sindoni E 2012 *Diagnostics for Experimental Thermonuclear Fusion Reactors 2* (New York: Springer)
- [21] Xia Z W, Li W, Yang Q W, Lu J, Yi P, Gao J M 2013 *Plasma Sci. Technol.* **15** 101
- [22] Du X D, Van Zeeland M A, Heidbrink W W, Su D 2018 *Nucl. Fusion* **58** 082006
- [23] Van Zeeland M A, Du X D, Heidbrink W W, Stagner L, Su D 2019 *JINST* **14** C09027
- [24] Rueda-Rueda J, Garcia-Munoz M, Viezzer E, Schneider P A, Garcia-Dominguez J, Ayllon-Guerola J, Galdon-Quiroga J, Herrmann A, Du X D, Van Zeeland M A, Oyola P,

- Rodriguez-Ramos M, ASDEX Upgrade team 2021 *Rev. Sci. Instrum.* **92** 043554
- [25] Liu Y, Xu M, Cai H S, et al. 2023 *The 8th Conference on Fusion Plasma Diagnostics Zhuhai China*, March 25–27, 2023 (in Chinese) [刘洋, 徐明, 蔡辉山, 等 2023 第八届等离子体诊断会议 中国珠海, 2023 年 5 月 25—27 日]
- [26] Yan X Y, He X F, Yu L M, et al. 2023 *The 8th Conference on Fusion Plasma Diagnostics Zhu Hai, China*, March 25–27, 2023 (in Chinese) [颜筱宇, 何小斐, 于利明, 等 2023 第八届等
- 离子体诊断会议 中国珠海, 2023 年 5 月 25—27 日]
- [27] Zhang R B, Wang X Q, Xiao C J, Wang X G, Liu Y, Deng W, Chen W, Ding X T, Duan X R, HL-2A Team 2014 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **56** 095007
- [28] Wang X Q, Zhang R B, Qin L, Wang X G 2014 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **56** 095013
- [29] Peeters A 1994 *Ph. D. Dissertation* (Eindhoven: Technische Universiteit Eindhoven)

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

Physical design and primary experimental results of imaging neutral particle analyzer on HL-2A tokamak^{*}

Yan Xiao-Yu¹⁾²⁾ He Xiao-Fei²⁾ Yu Li-Ming^{2)†} Liu Liang²⁾ Chen Wei²⁾
Shi Zhong-Bing²⁾ Lu Jie²⁾ Wei Hui-Ling²⁾ Han Ji-Feng¹⁾
Zhang Yi-Po²⁾ Zhong Wu-Lü²⁾ Xu Min²⁾

1) (*Key Laboratory of Radiation Physics and Technology of the Ministry of Education, Institute of Nuclear Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610065, China*)

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

(Received 11 May 2023; revised manuscript received 25 July 2023)

Abstract

The imaging neutral particle analyzer (INPA) based on scintillator (ZnS(Ag)) is designed and used on HL-2A tokamak to investigate the distribution of energetic particles (EPs) and even their interactions with magnetohydrodynamic instabilities. The collimation system is composed of a pinhole of 3 mm in diameter and six circular carbon microcrystal diaphragms each with a thickness of 10 nm. The neutral particles escape from six definite positions in the neutral beam injection path and pass through the collimator system at a certain pitch angle, and the neutral particles become fast ions after passing through the carbon microcrystal diaphragm. The fast ions will hit the scintillator after a 180° deflection by the edge magnetic field. The energy, pitch angle and birthplace can be calculated by the position and light intensity of the impact spots. The images of impact spots caused by long-lived mode are recorded by a high-speed camera through the fiber optic bundle. The long-lived mode instabilities approve to be excited by the core EPs with energy value in a range of $E \sim 12.5\text{--}32$ keV, pitch angle of $v_{\parallel}/v \sim 0.86$, and the birthplace in a range of $R \sim 170.5\text{--}171.5$ cm.

Keywords: fast ions, imaging neutral particle analyzer, long-lived mode instability

PACS: 52.55.Fa, 52.55.Pi, 52.70.-m

DOI: 10.7498/aps.72.20230768

^{*} Project supported by the the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2019YFE03020000, 2018YFE0304100), the Science and Technology Program of Sichuan Province, China (Grant Nos. 2022NSFSC1823, 2022ZYD0019), and the Innovation Program of SWIP, China (Grant No. 202103XWCXRC003).

[†] Corresponding author. E-mail: yulm@swip.ac.cn



HL-2A装置上成像型中性粒子分析器的物理设计和初步实验结果

颜筱宇 何小斐 于利明 刘亮 陈伟 石中兵 卢杰 魏会领 韩纪锋 张轶波 钟武律 许敏

Physical design and primary experimental results of imaging neutral particle analyzer on HL-2A tokamak

Yan Xiao-Yu He Xiao-Fei Yu Li-Ming Liu Liang Chen Wei Shi Zhong-Bing Lu Jie Wei Hui-Ling
Han Ji-Feng Zhang Yi-Po Zhong Wu-Lü Xu Min

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 215212 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230768

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230768>

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

正三角型三芯光纤中等腰对称平面波的调制不稳定性分析

Modulation instabilities in equilateral three-core optical fibers for isosceles-triangle symmetric continuous waves

物理学报. 2018, 67(5): 054203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171650>

预测HL-2A托卡马克台基结构的MHD稳定性数值研究

Numerical study on predicting MHD stability of HL-2A tokamak pedestal structure

物理学报. 2022, 71(22): 225201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221098>

经典瑞利-泰勒不稳定性界面变形演化的改进型薄层模型

Improved thin layer model of classical Rayleigh-Taylor instability for the deformation of interface

物理学报. 2018, 67(9): 094701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172613>

HL-2A上NBI加热H模实验的集成模拟分析

Transport analysis of NBI heating H-mode experiment on HL-2 A with integrated modeling

物理学报. 2022, 71(7): 075201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211941>

双锥对撞点火机制2020年冬季实验中的瑞利-泰勒不稳定性分析

Analytical studies of Rayleigh-Taylor instability growth of double-cone ignition scheme in 2020 winter experimental campaign

物理学报. 2022, 71(3): 035204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211172>

界面动力学参数对深胞晶界面形态整体波动不稳定性影响

Influence of interface kinetics parameters on the overall fluctuation instability of the interface morphology of deep cell crystal

物理学报. 2022, 71(16): 168101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220322>

专题: 磁约束等离子体中的高能粒子

EXL-50U 球形环中快离子磁场波纹损失的
优化模拟研究*郝保龙¹⁾ 李颖颖^{2)3)†} 陈伟¹⁾ 郝广周¹⁾ 顾翔²⁾³⁾ 孙恬恬²⁾³⁾
王岬民²⁾³⁾ 董家齐²⁾³⁾ 袁保山²⁾³⁾ 彭元凯²⁾³⁾ 石跃江²⁾³⁾
谢华生²⁾³⁾ 刘敏胜²⁾³⁾ ENN TEAM

1) (核工业西南物理研究院, 成都 610041)

2) (河北省紧凑型聚变重点实验室, 廊坊 065001)

3) (新奥科技发展有限公司, 廊坊 065001)

(2023 年 5 月 8 日收到; 2023 年 8 月 3 日收到修改稿)

EXL-50U 装置高参数等离子体的实现中性束注入 (NBI) 加热的依赖非常敏感, 期望 NBI 快离子约束良好并通过碰撞慢化把能量传给背景等离子体. 本文基于集成模拟给出的平衡位形、快离子分布和装置波纹度数据对快离子波纹损失开展了模拟研究. 发现快离子波纹损份额约为 37%, 局域热斑约 0.6 MW/m^2 , 对装置实验运行来说不可接受. 其优化方案包括移动等离子体位置和加 FI(铁素体钢插件) 降低波纹度, 增大 I_p (等离子体电流) 以及优化 NBI 角度. 结果显示必须控制波纹度分布且增大 I_p 到 600 kA 以上, 才能使快离子损失降低到 3%—4%, 局域热斑降低一个量级. 本文总结了装置设计时快离子波纹损失评估的方法, 包括相空间快离子分布和波纹损失区重合度, 全要素慢化时间尺度粒子跟踪. 还总结了降低波纹损失的工程和物理途径, 为集成模拟迭代优化和装置运行提供模拟支持.

关键词: 磁约束核聚变, 球形环, 快离子, 磁场波纹

PACS: 52.20.Dq, 52.55.Pi, 52.65.Cc

DOI: 10.7498/aps.72.20230749

1 引言

中国磁约束核聚变经过半个多世纪的实验和物理研究取得了巨大成就, 以及不断刷新参数记录的进展. 除专业科研院所外, 高校和企业也在理论模拟和装置建设运行上也出现了多点开花的有利局面, 为我国聚变能开发利用实现从无到有、从有到优打下坚实基础. 传统托卡马克的大环径比为 3—4 或稍高, EAST 约 4.2. 小环径比 (~ 2 或更低) 装置更紧凑, 没有中心螺线管, 有望实现更高的等离

子体比压, 即更高的约束效率, 位于廊坊新奥科技有限公司的 EXL-50U 即属此类磁约束核聚变装置, 表 1 是其主机参数. EXL-50U 设计有 $\sim 7 \text{ MW}$ 辅助加热和电流驱动系统, 包括 $50 \text{ keV}/1.5 \text{ MW}$ 的 NBI 和 2 MW 的离子回旋波, 经过前期集成模拟设计, 背景离子温度可达 $T_i(0) \sim 40 \text{ eV}$, 如图 1 所示. EXL-50U 的参数实现主要依靠 NBI 芯部加热, 因此, NBI 快离子的良好约束是实现装置目标的前提. 与传统托卡马克一样, 分立的有限数目纵场线圈 (TF) 引入磁场波纹扰动可引起快离子显著损失. 理论上, 任何破坏环对称约束平衡位形的电

* 国家磁约束核聚变能发展研究专项 (批准号: 2019YFE03020000)、河北省高端人才计划 (批准号: 2021HBQZYCSB006) 和自然科学基金 (批准号: 11905142) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liyinying@enn.cn

磁扰动都会引起快离子约束变差, 损失是否可接受的判据是加热功率的损失不影响装置目标实现, 且损失粒子局域沉积的热斑不影响装置安全 [1,2].

表 1 EXL-50U 与其他托卡马克装置主机参数对比
Table 1. Main parameters comparison of EXL-50U and other tokamak facilities.

参数	CFETR	ITER	HL-2M	EAST	EXL-50U
磁轴场强 B_{T0} /T	6.5	5.3	3	2	0.6–0.8
等离子体大半径 R_0 /m	7.2	6.2	1.78	1.9	0.9
等离子体小半径 a /m	2.2	2.0	0.62	0.5	0.45
等离子体电流 I_p /MA	14	15	3	1	0.5–1
纵场磁体柄数 N	16	18	20	16	12

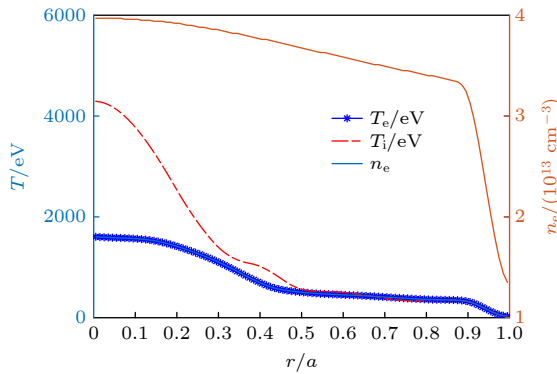


图 1 EXL-50U 集成模拟设计中背景电子密度 n_e 、温度 T_e 和离子温度分布 T_i

Fig. 1. Distribution of bulk electron density n_e , electron temperature T_e and bulk ion temperature T_i in EXL-50U integrated modeling.

磁场波纹扰动引起的快离子损失主要有两种机制: 波纹磁阱俘获和随机波纹扩散. 波纹磁阱是装置局域的波纹扰动较大时, 如外中平面附近, 形成二级磁阱, 平行速度较小的捕获粒子经过该区域时就环向俘获在该局域磁阱内, 通过径向漂移快速损失掉或经碰撞和漂移逃出该损失区, 该损失机制和位形、波纹度分布和快离子分布有关, 损失的时间尺度在几个极向回弹周期内. 当波纹度较小不足以形成局域磁阱时, 有限的波纹扰动也会使捕获粒子极向投影不闭合, 香蕉轨道转折点在平衡位置附近小位移振荡, 当香蕉轨道转折点在 TF 周期扰动下形成的相空间共振岛相互重叠超过随机判据时, 即发生连续周期运动之间解耦, 形成随机波纹扩散, 碰撞效应可降低该随机扩散阈值. 通行粒子因沿磁力线回旋变换会平均该扰动, 因此仅有捕获粒

子有波纹损失. 快离子波纹损失是装置设计和实验运行需要开展的必要课题, 因为纵场波纹扰动是始终存在的 [3,4].

本文基于 EXL-50U 集成模拟设计参数, 利用中性束沉积计算模块 NUBEAM 得到 NBI 快离子分布函数和碰撞率, 在哈密顿导心轨道跟踪程序 Orbit 中构建平衡叠加波纹扰动后的总磁场位形, 一个慢化时间内跟踪蒙卡样本粒子, 统计损失信息. NUBEAM 是 20 世纪 70 年代开发维护至今的经典成熟 NBI 模块, 可单机或集成在随时演化输运程序中运行, 可计算 NBI 和聚变产物的功率沉积、电流驱动、动量输运和加料等. 在轴对称位形中跟踪蒙卡粒子, 可计算多种成分的初始和经典稳态慢化分布, 也可考虑反常输运效应, 如 Sawtooth, Fishbone 和 Ripple loss, 但相应的模块粗糙, 需要设定人为经验系数, 如 Ripple loss 中可以直接指定捕获粒子的损失时间和随机扩散阈值, 定量分析受限. 近年在 NUBEAM 中实现的 RF-kick, MHD-kick 和 CGM 等简化模型在实验分析中得到不断发展和完善 [5–8].

程序 Orbit 是 20 世纪 80 年代开发升级至今的经典成熟快粒子跟踪程序, 基于直线磁面坐标系读入轴对称数值平衡或解析构建圆截面平衡, 在二维 (2D) 样条插值构建的背景场中叠加磁场波纹扰动得到总磁场位形, 读入仿星器三维平衡版本为 Orbit-3D. 在总磁场位形基础上, Orbit 可选择读入 $\delta B = \nabla \times \alpha B_0$ 或 $\delta B = \nabla \times (\xi \times B_0)$ 形式的磁流体力学不稳定性 (MHD) 扰动, 其中 α 是扰动函数的标量形式, ξ 是矢量形式的扰动位移, 粒子的空间坐标为 (ψ_p, θ, ζ) , 分别是极向磁通、极向角和广义环向角. Orbit 中粒子导心哈密顿量表达为 $H = \rho_{||}^2 B^2 / 2 + \mu B + \Phi$, $\rho_{||} = v_{||} / B$ 是归一化的平行磁场速度, B 是总磁场强度, $\mu = v_{\perp}^2 / 2B$ 是粒子磁矩, $v_{\perp}$ 是粒子垂直磁场速度, Φ 是静电势. 粒子的速度由能量 E 、磁矩 μ 和螺距角正负号决定, Orbit 程序求解 $(\dot{\rho}_{||}, \dot{\theta}, \dot{\psi}_p, \dot{\zeta})$. 跟踪粒子哈密顿导心轨道时考虑碰撞修正, 导心方程中表达磁场扰动的是总磁场强度的空间导数 $(\partial B / \partial \zeta, \partial B / \partial \theta, \partial B / \partial \psi_p)$, 而无需矢量分量, Orbit 中根据磁场散度为零的条件和不同函数形式构建扰动场 [9–11].

本文第 2 节根据 EXL-50U 装置的波纹场工程数据, 在 Orbit 程序中数值重建, 判定波纹损失区,

分析相空间中 NBI 快离子初始分布函数和波纹损失区的重合度. 第 3 节全要素计算, 即在总磁场中跟踪大量样本粒子分布一个慢化时间, 统计粒子信息, 针对波纹损失计算结果, 提出并论证多个优化方向, 对 EXL-50U 设计建设提供数值支持. 第 4 节总结本文工作并讨论一般托卡马克装置波纹损失评估流程.

2 EXL-50U 装置波纹场数值重建和 NBI 快离子分布函数

2.1 纵场波纹扰动重建

EXL-50U 环向磁场由 12 柄瘦 D 形线圈实现, 对比其他托卡马克装置, 柄数较少, 有较大磁场波纹扰动. 定义在极向截面的波纹度为 $\delta(r, \theta) = (B_{\max} - B_{\min}) / (B_{\max} + B_{\min})$, $B_{\max}$ 和 $B_{\min}$ 分别是同一极向位置不同环向角处的磁场最大值和最小值. 工程设计中没考虑包层铁素体钢材料, 仅有纵场线圈时的波纹度分布见图 2(b), 波纹度在等离子体外中平面 $R_{\max} \sim 1.4$ m 附近最大, 约 3%, 波纹扰动幅度从芯部到边界呈自然指数增大. 托卡马克纵场磁体设计的一般要求是 TF 线圈在 16—24 柄, 等离子体约束区波纹度最大值即外中平面处小于 0.5%, EXL-50U 由于特殊的主机和等离子体尺寸设计不满足此要求.

在 Orbit 程序中引入波纹扰动时, 在磁面坐标系中叠加纵场波纹后的总磁场可表达为 $B(\psi_p, \theta, \phi) = B_0(\psi_p, \theta)[1 + \delta \cos(N\phi)]$, 其中 $B_0(\psi_p, \theta)$ 是平衡场. 本文采用解析公式 $\delta(R, Z) = \delta_0 \exp\{[(R - R_{\text{rip}})^2 + b_{\text{rip}} Z^2]^{0.5} / w_{\text{rip}}\}$ 来拟合工程设计值, 该解析函数的初始形式是针对 TFTR 类似圆截面 TF 线圈产生的一系列波纹度同心标准圆等高线提出的, 后在 ITER 等装置的 D 形线圈波纹度几何分布发展为包含椭圆形变和等高线圆心位移的现在形式, 在一系列装置上应用成熟, 包括 EAST 和 CFETR^[12–14]. 基于 EXL-50U 装置波纹度工程数据, 数学含义和拟合系数分别为波纹度最小值 $\delta_0 = 4.19 \times 10^{-8}$, 波纹度不同值的等高线几何圆心位置 $R_{\text{rip}} = 1.77 \times 10^{-3} + 0.106 Z^2$ m, 椭圆率 $b_{\text{rip}} = 0.297$ 和波纹扰动特征空间尺度 $w_{\text{rip}} = 0.103$ m. 波纹扰动的解析函数实现和工程设计值对比见图 2—4. 由图 2 可知解析函数重建的波纹度几何轮廓和幅值较大精度还原了工程设计; 由图 3 和图 4 的不同纵横截面对比可知解析函数重建的波纹场与工程数据有一定差距, 图 3 中不同 Z 截面的波纹度基本不变, 这是 EXL-50U 特殊的 TF 线圈引起的, 即瘦长 D 形而非传统托卡马克的胖 D 形或圆形. 本文解析函数重建波纹场的整体符合程度稍差于传统托卡马克^[3,15], 但仍精确重建了等离子体约束区的波纹场, 即

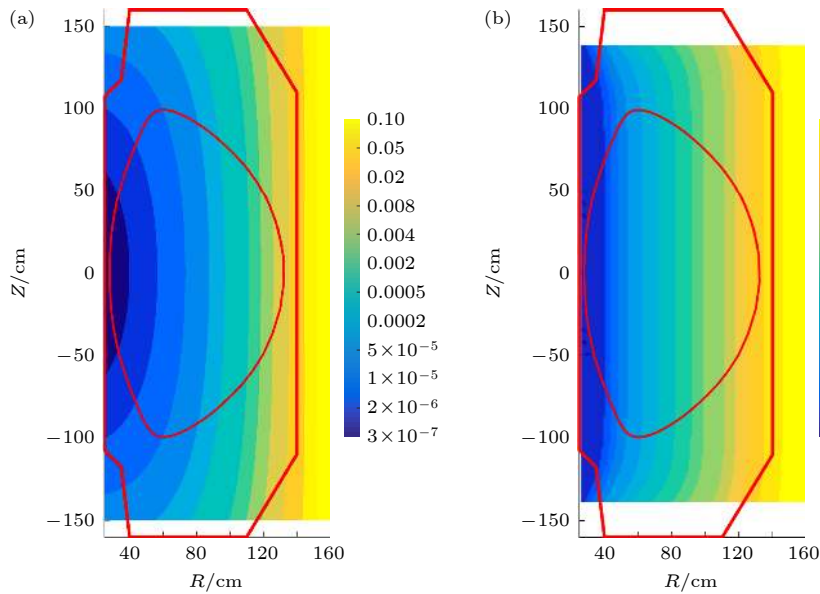


图 2 EXL-50U 纵场波纹度分布 (a) 解析函数实现值; (b) 工程设计值

Fig. 2. Distribution of toroidal field ripple perturbation amplitude in EXL-50U: (a) Ripple data by analytical equation; (b) engineering data in design.

LCFS (最后一个闭合磁面) 内的拟合精确度足够高, $10^{-5} \sim 10^{-4}$, 鉴于该函数形式有清晰的几何

含义, 如表 2 所列, 优于高阶多项式拟合, 本文工作沿用。

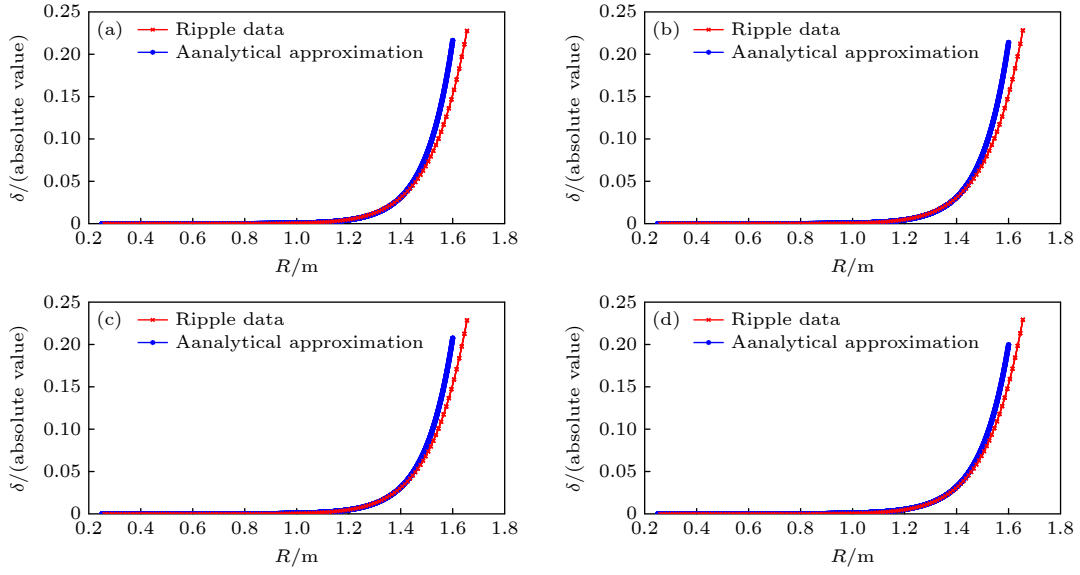


图 3 EXL-50U 装置波纹度不同 Z 截面工程数据和数值拟合结果对比 (a) $Z = 0$ m; (b) $Z = 0.3$ m; (c) $Z = 0.6$ m; (d) $Z = 0.9$ m
Fig. 3. Ripple comparison between engineering design and fitting curve in different Z plane of EXL-50U: (a) $Z = 0$ m; (b) $Z = 0.3$ m; (c) $Z = 0.6$ m; (d) $Z = 0.9$ m.

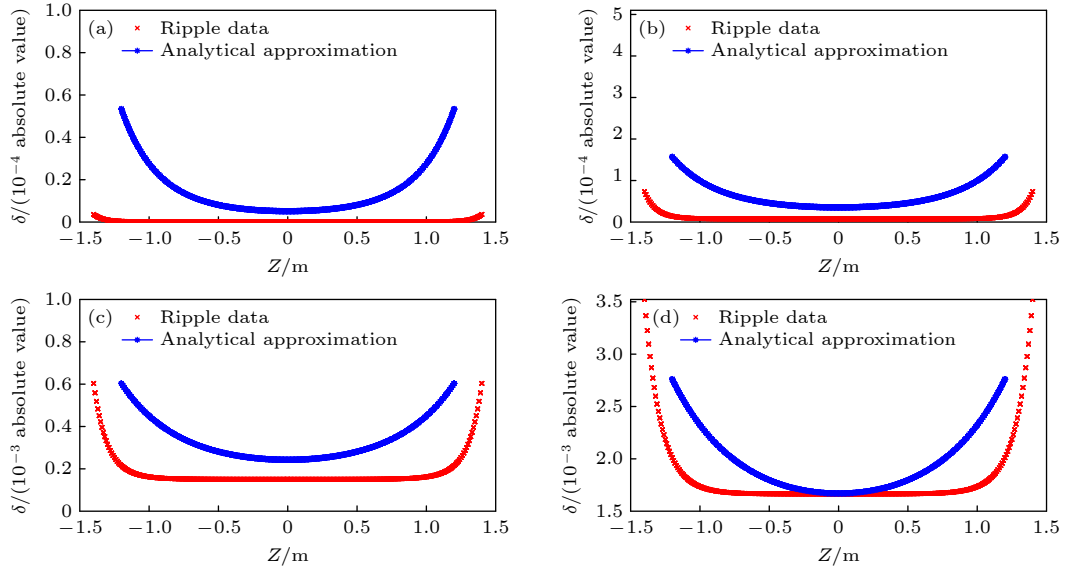


图 4 EXL-50U 装置波纹度不同 R 截面工程数据和数值拟合结果对比 (a) $R = 0.5$ m; (b) $R = 0.7$ m; (c) $R = 0.9$ m; (d) $R = 1.1$ m
Fig. 4. Ripple comparison between engineering design and fitting curve in different R plane of EXL-50U: (a) $R = 0.5$ m; (b) $R = 0.7$ m; (c) $R = 0.9$ m; (d) $R = 1.1$ m.

表 2 EXL-50U 与其他托卡马克装置纵场波纹数据拟合结果对比

Table 2. Ripple field fitting parameters comparison of EXL-50U and other tokamak facilities.

Item	CFETR	ITER	EAST	EXL-50U
δ_0	1.57×10^{-5}	3.75×10^{-6}	1.26×10^{-4}	4.19×10^{-8}
$R_0 = a + bZ^2$ (m)	$6 + 0.062Z^2$	$6.75 - 0.034 Z^2$	$1.71 - 0.18 Z^2$	$1.77 \times 10^{-3} + 0.106 Z^2$
b_{rip}	0.021	0.26	0.26	0.297
w_{rip}/m	0.63	0.53	0.15	0.1034

2.2 NBI 快离子分布函数

利用 NUBEAM 程序计算得到的快离子初始分布函数一般用于长时间尺度的粒子跟踪损失, 包含相空间梯度信息的稳态慢化分布用于分析波粒非线性相互作用. 本文基于 EXL-50U 集成模拟中的平衡和背景参数剖面计算得到的 NBI 初始分布函数如图 5 和图 6 所示, 可以看出, NBI 有良好的芯部沉积和微弱的穿透损失. 不同于传统超导托卡马克, EXL-50U 的 NBI 束线路径不经过高场侧靶板, 为标准的切向注入, 快离子 pitch(螺距) 角较大, 由于整体安全因子剖面较高, 平衡位形中快离子分布有捕获粒子份额约 30%. NBI 设计运行束能量在 20—50 keV, 进窗口功率在 0.25—1.5 MW, NBI 系统建成后的束能和束流强度对应关系类似伏安特性曲线. 本文评估快离子损失的初始能量设定为 45 keV/1.0 MW, 平衡位形的纵场方向都是

俯视逆时针, 等离子体电流俯视顺时针.

2.3 波纹损失区

在装置设计初期, 工程和物理设计迭代速度快, 无法通过耗时的慢化时间尺度内全要素粒子跟踪进行快离子损失计算. 为直观高效讨论 EXL-50U 上快离子波纹损失, 本节采用相空间损失区域和粒子分布重合度来评估. 图 7 是在平衡位形叠加磁场波纹后的总磁场位形中刻画得到的波纹损失区, 其中波纹磁阱俘获区由磁阱形成条件 $\varepsilon |\sin \theta| < q N \delta$ 确定, 无碰撞波纹随机扩散区的确定依据是简化判据 $GWB(\text{Goldston-White-Boozer})$ $\delta_s = (\varepsilon / N \pi q)^{1.5} / \rho_L q'$, 其中 ε 是当地的纵横比倒数, ρ_L 是拉莫尔回旋半径, $q' = dq/dr$ 是安全因子导数, 快离子分布相空间对应的波纹幅度大于 GWB 判据即认为捕获粒子转折点在此被随机扩散损失掉,

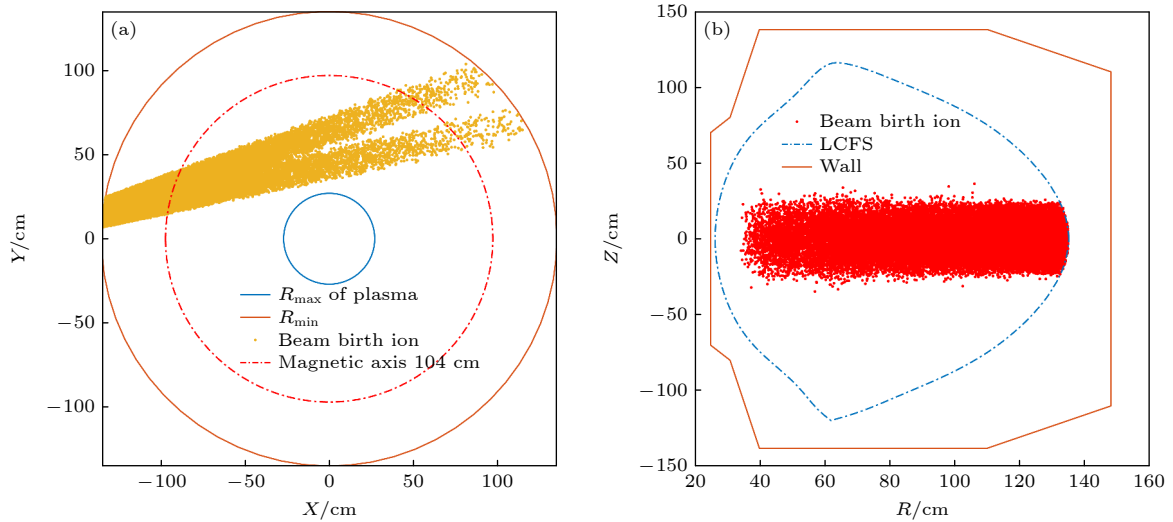


图 5 EXL-50U 上 NBI 快离子初始分布的粒子空间位置俯视图 (a) 和极向投影 (b)

Fig. 5. Initial distribution of beam ions in EXL-50U: (a) Bird's view; (b) poloidal cross section.

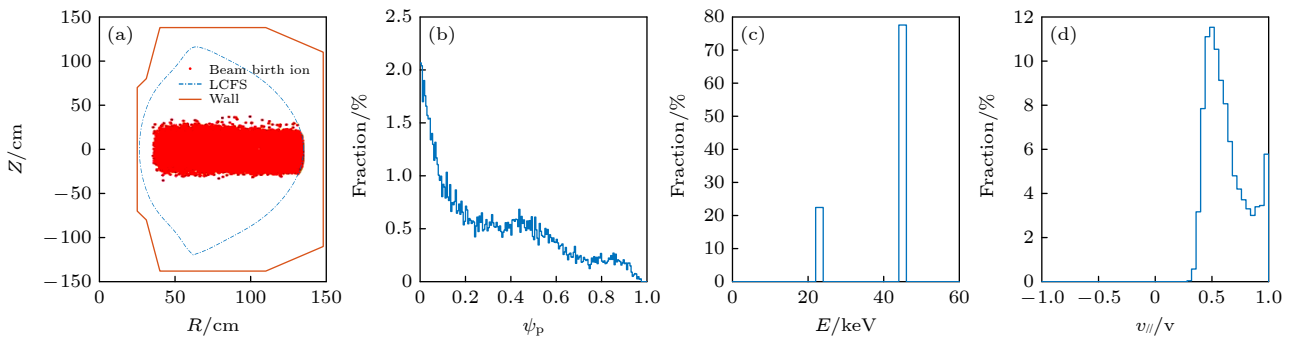


图 6 Orbit 程序中读入的 NBI 快离子初始分布函数 (a) RZ 空间分布; (b) 粒子密度的极向磁通分布; (c) 能量分布; (d) pitch 角分布

Fig. 6. Initial distribution of NBI fast ions read by Orbit code: (a) Particle location in RZ coordinate; (b) particle density distribution in poloidal flux; (c) energy distribution; (d) pitch angle distribution.

因此波纹随机扩散损失和快离子能量、pitch 角、安全因子剖面等有关。由于 EXL-50U 装置的整体波纹度较大, 且等离子体约束区位置靠外, 波纹损失区基本占满空间, 意味着捕获粒子基本都会损失^[16]。

初始分布的 NBI 快离子能量可认为是单值分布, 即决定粒子轨道的 3 个物理量中固定 E , 可以得到一个二维平面 $(P_\zeta, \mu B_0/E)$, 其中 B_0 是磁轴处磁场强度, 为 Orbit 程序中的磁场强度单位; P_ζ 是正则环向角动量。在轴对称位形和能量守恒下可以在 $(P_\zeta, \mu B_0/E)$ 平面内得到由一系列曲线分割开的不同轨道类型区域, 如图 8(a), 其中 T-C 指约束捕获粒子轨道, T-L 指损失捕获粒子轨道, $P_\pm$ -L 指损失通行粒子轨道, $P_\pm$ -C 指约束通行粒子轨道, 下标的正负号指螺距角符号^[10,17]; 横轴题 P_ζ/ψ_w 是被 LCFS 处环向磁通归一化的正则环向角动量。该平面中还有一些特殊的轨道没有标记出, 如土豆轨道和极向静止轨道, 不同平衡位形和快离子分布下的轨道类型区域占比不同, 但拓扑结构不变。图 8(b) 为波纹损失区的分布, 同图 7 类似, 捕获粒子空间几乎被波纹损失区占满。捕获粒子的香蕉轨道转折点落入波纹损失区即表示快离子会损失, 快离子损失可能会反复经历两个损失通道。随机碰撞会改变快离子运动的螺距角, 可能让快离子提前进入或者逃出波纹损失区, 因此下文通过判断快离子是否位

于波纹损失区来判断粒子损失与否时, 忽略了随机碰撞, 一般来说现有装置参数水平下, 碰撞波纹随机扩散是主要的快离子波纹损失通道; 聚变堆参数下, 无碰撞波纹随机扩散是主要的损失通道, 因此图 8 中只用 GWB 判据, 即无碰撞波纹随机扩散标记的波纹损失区来评估和快离子密度分布的重合情况。

图 8(c) 和图 8(d) 是原始设计下两个离子源初始快离子的相空间分布。由图 8 可知, NBI 沉积芯部峰化, 因两个离子源注入角度不同, 快离子分布中捕获粒子份额不同, co-perp (较垂直) 源的捕获粒子份额较多, 初始轨道损失份额较多。根据相空间的波纹损失区和快离子分布重叠情况, 可以判断目前的设计参数下, NBI 快离子的波纹损失较显著, 主要原因是波纹损失区太大, 且快离子分布中捕获粒子份额太大, 为后续定量的全要素计算结果和优化方向提供清晰物理图像的支持。

3 NBI 快离子初始分布慢化时间尺度的导心轨道跟踪

3.1 基于集成模拟设计中平衡和快离子分布的计算结果

本节计算输入即基于前述集成模拟平衡位形

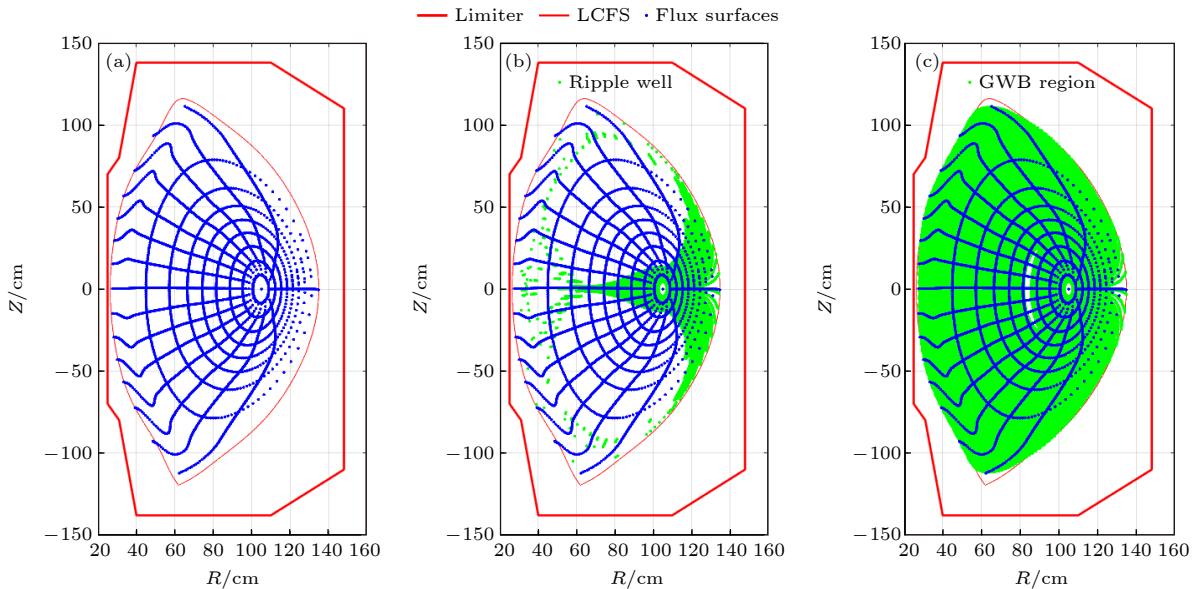


图 7 EXL-50U 集成模拟中使用的平衡位形和波纹场重建后的波纹损失区 (a) Boozer 坐标系磁面; (b) 波纹磁阱俘获损失区, 香蕉粒子转折点位于此区即损失; (c) 无碰撞波纹随机扩散损失区, GWB 判据

Fig. 7. Equilibrium and ripple loss region in EXL-50U integrated modeling: (a) Magnetic flux surface in Boozer coordinate; (b) ripple well loss region, where banana tips in here will lost; (c) collisionless ripple stochastic diffusion region, plot with GWB criterion.

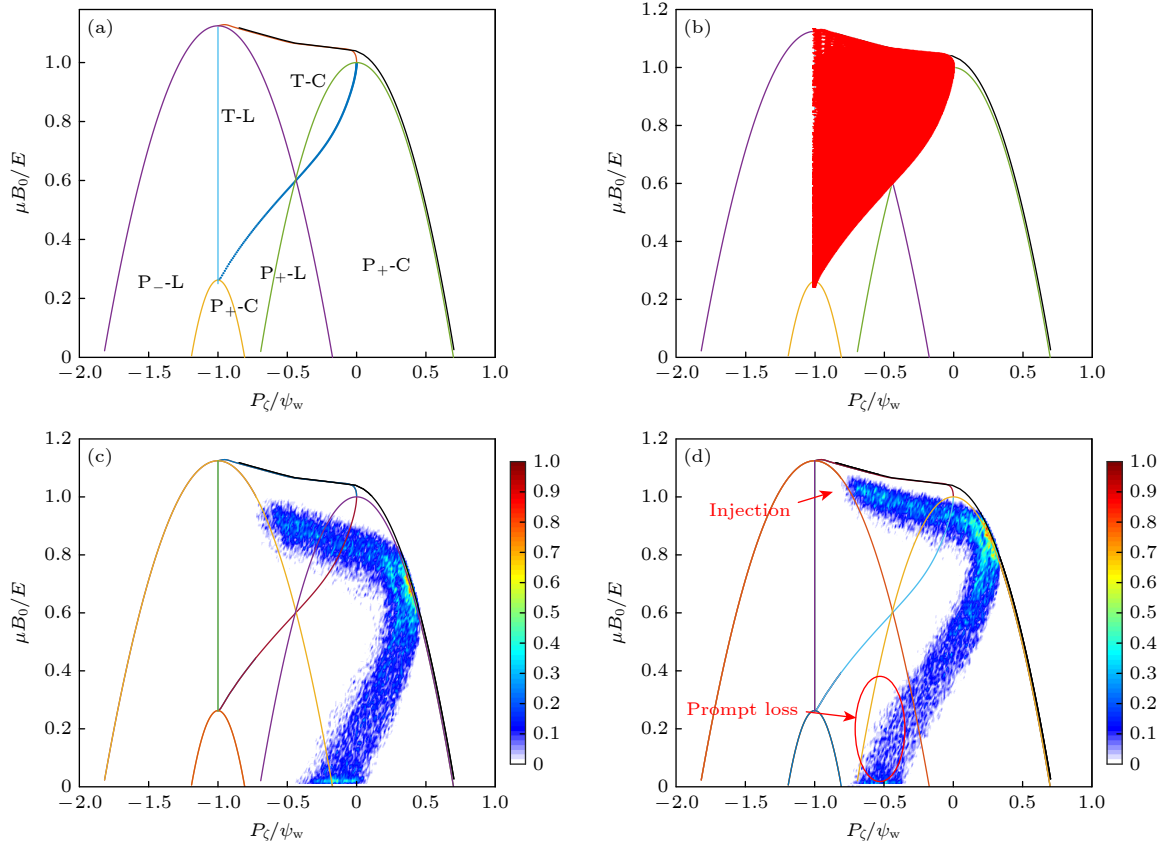


图 8 (a) 初始能量固定时, 在 $(P_z, \mu B_0/E)$ 平面 NBI 快离子相空间的轨道类型分布; (b) 波纹损失区 (随机波纹扩散 GWB 判据); (c) co-tang (较切向) 的 NBI 快离子初始分布; (d) co-perp (较垂直) 的 NBI 快离子初始分布

Fig. 8. (a) Orbit classification in the plane of $(P_z, \mu B_0/E)$ with fixed initial energy of NBI fast ions; (b) region of stochastic ripple diffusion by GWB criterion; (c) co-tang initial NBI fast ion distribution; (d) co-perp initial NBI fast ion distribution.

和快离子分布函数, 在一个慢化时间内跟踪波纹扰动叠加后的总磁场位形中 NBI 快离子初始分布样本, 碰撞频率分布由 NBUEAM 程序基于背景等离子体参数计算得到, 计算取径向中间位置为典型值, 初始能量的能量慢化率 $\nu_{\epsilon 0} = 0.015 \text{ s}^{-1}$, 螺距角散射率为 $\nu_{\text{pa}0} = 0.05 \text{ s}^{-1}$. 一个计算步长 Δt 后, Orbit 程序对粒子即时能量 E_i 和螺距角 $\lambda_i = v_{\parallel}/v$ 的修正分别为

$$E_n = E_i - (2\nu_{\epsilon}\Delta t) \left[E_i - \left(\frac{3}{2} + \frac{E}{\nu_{\epsilon}} \frac{d\nu_{\epsilon}}{dE} \right) T \right] \pm 2[T E_i (\nu_{\epsilon}\Delta t)]^{0.5},$$

$$\lambda_n = \lambda_i (1 - \nu_{\text{pa}}\Delta t) \pm [(1 - \lambda_i^2)\nu_{\text{pa}}\Delta t]^{0.5},$$

其中 $T(\text{eV})$ 是等离子体温度^[18]. 程序中对 NBI 快离子初始分布跟踪一个慢化时间后的分布信息如图 9 所示, 对比初始分布图 6 可知, 粒子能量在一个慢化时间内从初始能量慢化到接近背景温度, pitch 角分布从特殊的典型集中值到基本各向同性, 符合物理实际.

考虑纵场波纹扰动和碰撞效应的粒子损失份额如表 3 所列, 其中捕获粒子份额为在平衡位形叠加波纹场后的总磁场位形中得到, 损失粒子份额基本接近捕获粒子份额, 印证了前述分析中波纹损失区基本占满捕获粒子相空间的结论. 损失粒子信息见图 10, 纵场俯视顺时针, 损失粒子因梯度漂移和曲率漂移方向集中在外中平面附近偏下, 初始轨道损失后的损失份额随着碰撞和波纹扰动的时间累计逐渐增加. Orbit 程序定义 LCFS 为损失边界, 由于装置空间有限且射频天线等第一壁部件需要尽可能贴合 LCFS 以获得良好的功率耦合, 因此 LCFS 与第一壁形貌和距离接近, 因此可以根据该处的粒子沉积位置、数量和能量信息评估局域热负荷. 图 11 是 EXL-50U 集成模拟参数下, 假设 co-perp 离子源对应 0.5 MW 的快离子损失在 LCFS 上形成的局域热斑, 峰值约 0.2 MW/m^2 , 一共有 12 个热斑, 和装置 TF 线圈数目对应, 位置位于相邻两柄线圈中间. 考虑到 co-tang 离子源损失的粒子沉积在相近位置, 热负荷叠加, 总的热斑峰值约

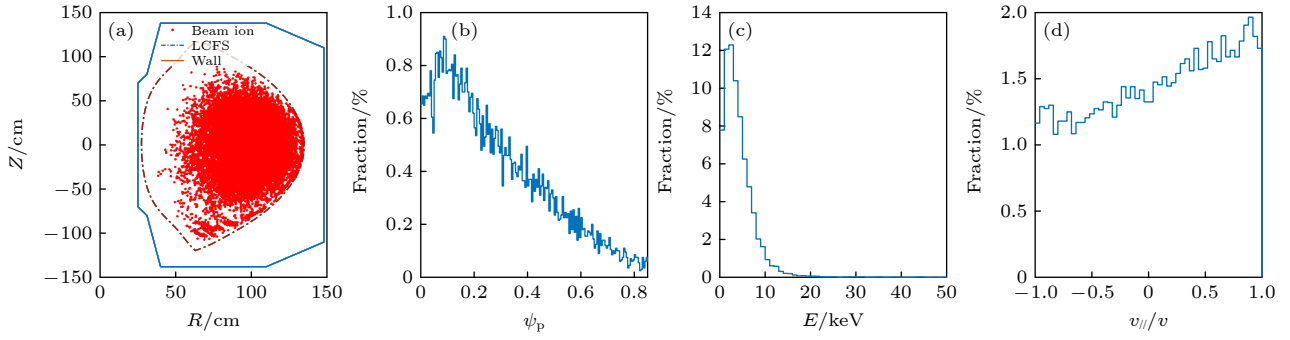

 图 9 一个慢化时间后 NBI 快离子分布信息 (a) RZ 空间分布; (b) 径向坐标统计; (c) 末态粒子能量; (d) pitch 角统计

Fig. 9. NBI fast ions distribution after one slowing down time calculation: (a) Particle location in RZ coordinate; (b) poloidal flux distribution; (c) particle energy in final time; (d) pitch angle distribution in final time.

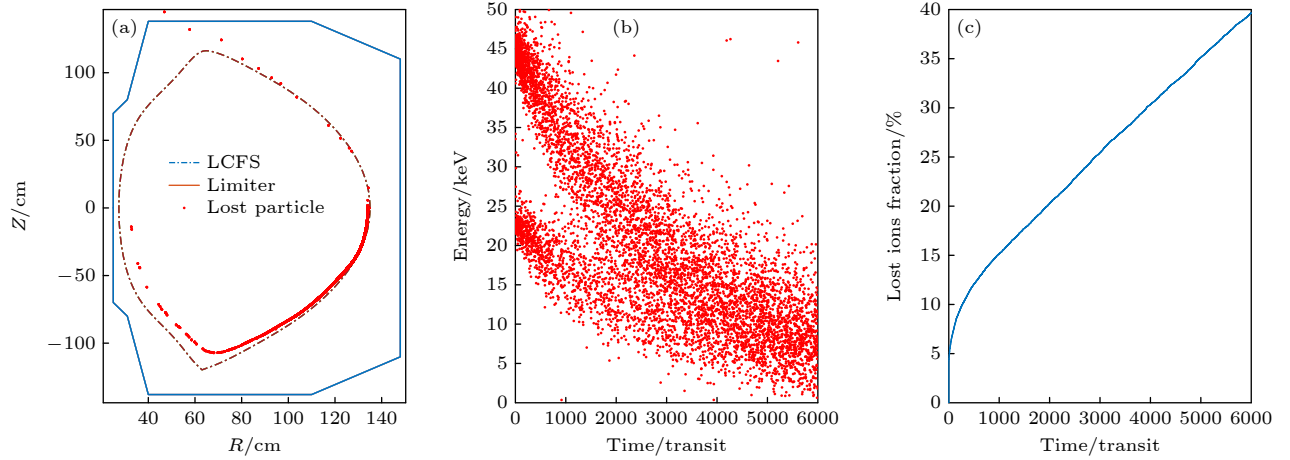


图 10 Co-perp 快离子分布下的 (a) 损失粒子极向位置分布, (b) 损失时间和能量记录, (c) 损失份额的随时演化

Fig. 10. (a) Poloidal distribution of lost particle, (b) lost time and energy record, (c) time evolution of loss fraction for co-perp beam ion distribution.

0.4 MW/m², 因此对装置运行安全十分不利. NBI 快离子损失份额过大意味着辅助加热效率低, 且考虑局域热斑危害需要进一步优化快离子约束. 按一般研究经验, 假设 EXL-50U 第一壁部件的热负荷安全阈值在 0.5 MW/m², 考虑到 NBI 多个离子源的波纹损失局域热负荷叠加, 粗估 EXL-50U 的 NBI 快离子波纹损失份额上限为 15% 作为优化计算的参照.

表 3 基于集成模拟平衡位形和快离子分布的波纹损失全要素计算结果

Table 3. Ripple loss results of full calculation based on integrated modeling equilibrium and beam ion distribution.

	Trapped fraction/%	Prompt loss/%	Non-prompt loss/%	Total loss/%
Co-perp	39	3.3	33.7	37
Co-tang	33	0.8	32.2	34

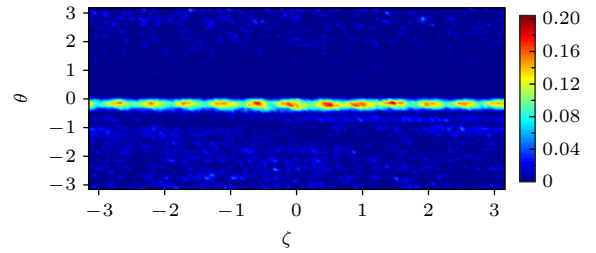


图 11 一个慢化时间后损失的 NBI 快离子局域沉积在 LCFS 处得到的热负荷

Fig. 11. Heat load at the last closed flux surface due to NBI fast ions loss after a slowing down time.

3.2 降低波纹度: 移动等离子体位置和加 FI(铁素体钢插件)

前述计算的快离子份额过大的显著原因是装置波纹度较大, 且 NBI 快离子的捕获粒子份额较大. 托卡马克装置的波纹度是从芯部到边界 e 指数增大, 由图 2 可知, 等离子体约束区位于波纹度轮

廓中心的偏低场侧, 往高场侧移动等离子体即可降低波纹度分布, 即减小 LCFS 的最大径向位置 $R_{\max}$. 图 12 是 LCFS 的 $R_{\max}$ 移动到 1.32 m 时的波纹损失区, 对比图 7 和图 8 中 $R_{\max}$ 在 1.35 m 的分布可知, LCFS 移动 3 cm, 等离子体约束区的波纹度就有显著下降. 为定量对比移动 LCFS 的 $R_{\max}$ 对 NBI 快离子波纹损失影响, 保持等离子体电流 $I_p = 500$ kA 固定, 仅移动 $R_{\max}$ 的计算结果如表 4 所列. 为方便对比, 表中计算输入的快离子分布来自 2.2 节平衡位形 $R_{\max} \sim 1.35$ m 两个离子源同时注入, 快离子在不同 LCFS 位置下的 RZ 平面分布不同, 表 4 仅用于定量对比说明 LCFS 移动可显著降低波纹度和波纹损失.

工程上解决托卡马克 TF 线圈尺寸和柄数有限时波纹度较大的主要办法是引入 FI, 在模拟和实验上证实效果显著^[19]. EXL-50U 引入 FI 后可显著降低装置波纹度, 以波纹度最大的外中平面处 $R_{\max} \sim 1.226$ m 为例, 波纹度可从 0.63% 降低到 0.34%. 工程上 FI 降低波纹度的效果取决于所加材料的多少, 聚变堆由于空间有限, FI 效果有限. EXL-50U 的 FI 材料有充分设计空间, 效果显著, 图 13 是固定平衡位形下加 FI 前后的波纹损失区对比.

3.3 优化 NBI 注入角度和束能

EXL-50U 初始设计中 NBI 的两个离子源注入的切向半径 R_{tang} 分别为 0.428 m 和 0.607 m, 在赤道面水平注入, 如图 5 所示, 快离子分布中捕获粒子份额较大. 本节优化 NBI 注入角度包括在装置窗口空间允许范围内扫描切向半径 R_{tang} , 保证

NBI 束线穿过窗口时法兰中心不动且沿垂直方向移动离子源位置 Z_{elev} , 注入布局改变即改变 NBI 角度, 优化的前提条件是保证 NBI 功率主要沉积在芯部. 通常, NBI 角度小更容易加热芯部, 尤其是高密度聚变堆在有限束能工程能力限制下, NBI 不能过于切向, 否则功率无法芯部沉积. 同时, NBI 角度小引入的捕获粒子份额多, 不利于快离子约束和慢化加热, 需要数值模拟找到最优方案. 表 5 是利用 NUBEAM 程序扫描不同 NBI 角度时的捕获粒子份额, 可知垂直方向移动离子源基本不改变捕获粒子份额, 其与 NBI 整体束线长度和等离子体尺寸有关. 改变 NBI 几何布局会影响沉积剖面, 一般情况下 NBI 芯部沉积优先级最高, 本文优化模

表 4 EXL-50U 中固定 $I_p = 500$ kA, 不同 $R_{\max}$ 时波纹损失计算结果

Table 4. Ripple loss results of different $R_{\max}$ of LCFS equilibrium with $I_p = 500$ kA in EXL-50U.

	Trapped fraction/%	Total loss/%
$R_{\max} = 1.323$ m	53.7	30.5
$R_{\max} = 1.298$ m	52.5	28.4
$R_{\max} = 1.163$ m	45.8	20.8

表 5 不同 NBI 角度下的快离子分布中的捕获粒子份额

Table 5. Trapped particle fraction of beam ions with different NBI geometry.

Trapped fraction	Z_{elev}/m			
	0	0.2	0.4	0.6
$R_{\text{tang}} = 0.407$ m	0.37	0.385	0.39	0.39
$R_{\text{tang}} = 0.607$ m	0.30	0.30	0.295	0.305
$R_{\text{tang}} = 0.807$ m	0.255	0.245	0.245	0.25
$R_{\text{tang}} = 1.007$ m	0.295	0.285	0.27	0.27

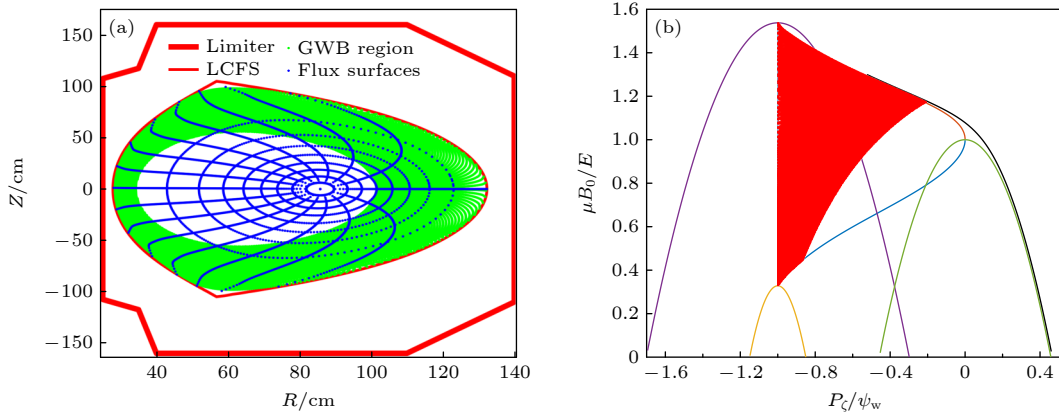


图 12 LCFS 的 $R_{\max}$ 移动到 1.32 m 时的波纹损失区 (GWB 判据) (a) RZ 平面; (b) $(P_z, \mu B_0/E)$ 平面

Fig. 12. The GWB stochastic ripple diffusion regime: (a) RZ poloidal cross section; (b) in the plane of $(P_z, \mu B_0/E)$.

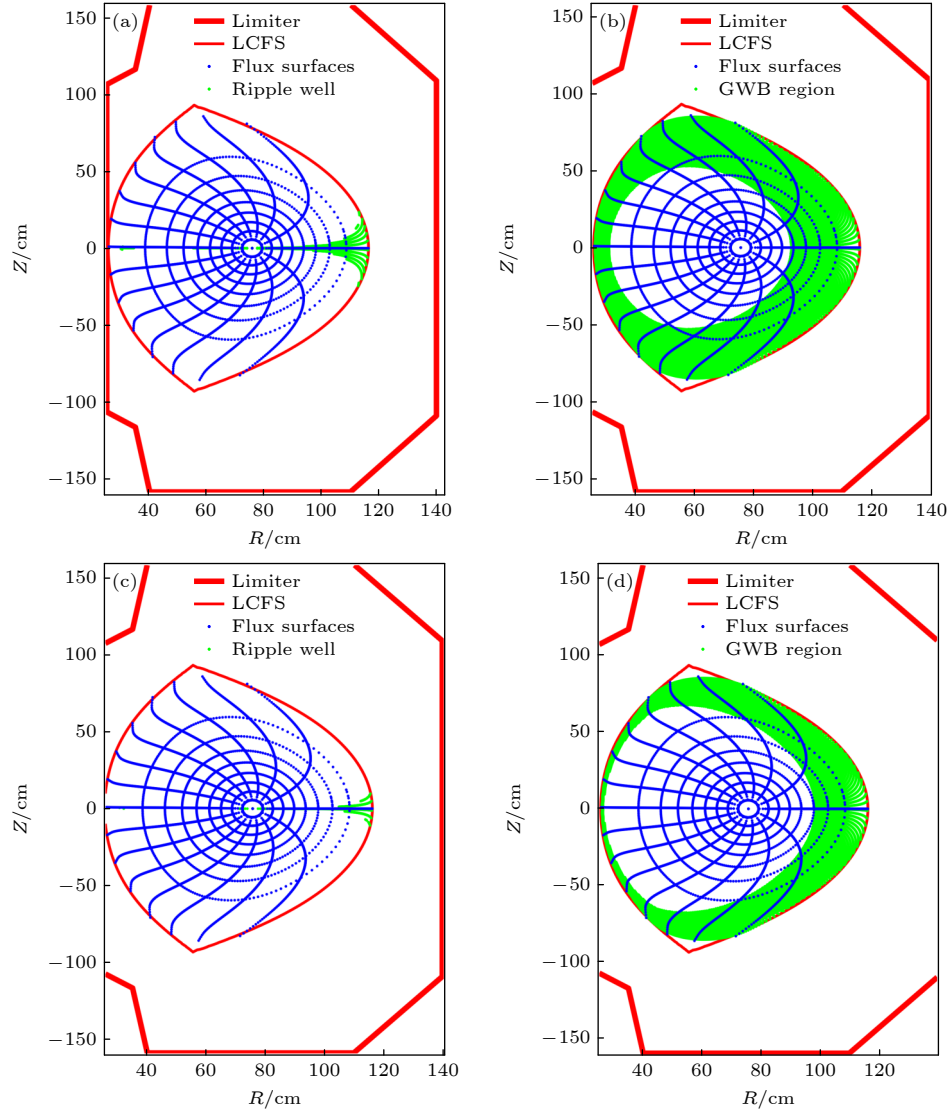


图 13 500 kA 平衡位形 LCFS $R_{\max} \sim 1.16$ 时的 (a), (c) 波纹磁阱区和 (b), (d) 随机波纹扩散区 (a), (b) 单独 TF 波纹场; (c), (d) TF+FI 波纹场

Fig. 13. Ripple well regime (a), (c) and stochastic ripple diffusion regime (b), (d) in 500 kA, $R_{\max} \sim 1.16$ m equilibrium: (a), (b) TF ripple; (c), (d) TF+FI ripple.

表 6 平衡位形 LCFS $R_{\max} \sim 1.16$ m, $I_p = 500$ kA 时不同 NBI 角度和束能 E_{nb} 下的快离子损失份额

Table 6. Loss fraction of NBI fast ions with different NBI geometry and beam energy in LCFS $R_{\max} \sim 1.16$ m, $I_p = 500$ kA equilibrium.

Total loss	E_{nb}/keV						
	20	25	30	35	40	45	50
$R = 0.428$ m	0.1988	0.2157	0.2319	0.2433	0.2588	0.2687	0.2766
$R = 0.607$ m	0.125	0.1286	0.1343	0.1432	0.1455	0.15	0.1547
$R = 0.807$ m	0.1148	0.1179	0.1197	0.1214	0.125	0.1293	0.127

拟中对离轴沉积算例舍弃. 如图 14 所示, 切向半径在 $R_{\text{tang}} \sim 1$ m 附近时就有 NBI 沉积大幅度偏离芯部, 因此物理上最优的 NBI 注入角度在 $R_{\text{tang}} \sim 0.8$ m 附近.

为了探索优化波纹度后的 NBI 合适运行区间, 表 6 列出了 $I_p = 500$ kA 时不同 NBI 切向半径和

束能下的快离子损失结果, 其中 NBI 切向半径 $R_{\text{tang}} = 0.428$ m, 0.607 m 和 0.807 m 时的捕获粒子份额分别为 0.514, 0.433 和 0.352. 快离子损失份额随着束能增大而增大, 物理图像是快离子能量增大, 回旋半径增大, 进而粒子运动的轨道宽度增大, 初始轨道损失和波纹损失显著依赖轨道宽度.

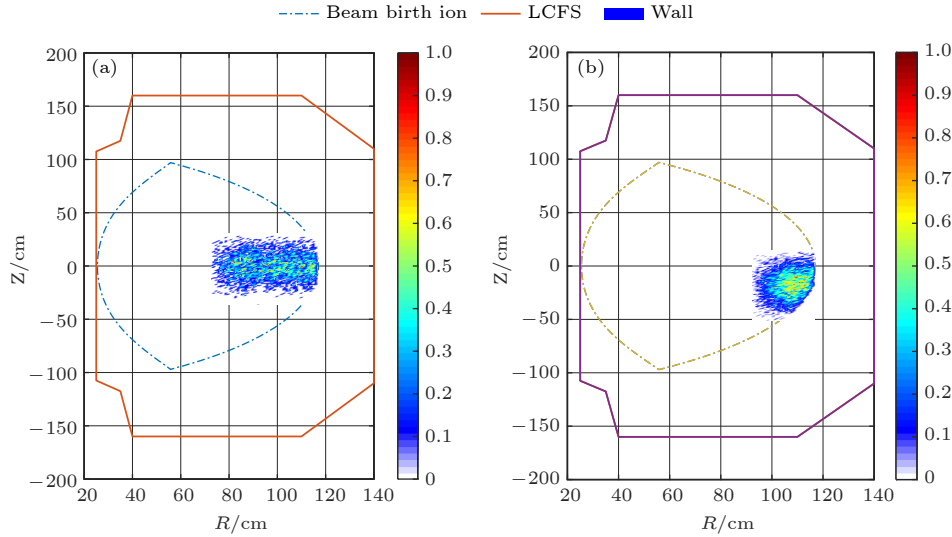


图 14 不同 NBI 注入角度下的 NBI 沉积路径的极向截面 (a) 切向半径 $R_{\text{tang}} = 0.8$ m, 离子源垂直中平面抬升 $Z_{\text{elev}} = 0$ m; (b) 切向半径 $R_{\text{tang}} = 1.0$ m, 离子源垂直中平面抬升 $Z_{\text{elev}} = 0.6$ m

Fig. 14. Cross section of NBI deposition trajectory with different NBI geometry: (a) Beam tangency radius $R_{\text{tang}} = 0.8$ m, elevation of beam ion source above midplane $Z_{\text{elev}} = 0$ m; (b) beam tangency radius $R_{\text{tang}} = 1.0$ m, elevation of beam ion source above midplane $Z_{\text{elev}} = 0.6$ m.

基于表 6 结果可知, 原 EXL-50U 设计中的 NBI 两个离子源的切向半径仅有 $R_{\text{tang}} = 0.607$ m 的 co-tang 源的损失份额在允许范围内. $R_{\text{tang}} = 0.428$ m 的离子源损失份额过大, 降低束能意味着降低束功率, 虽然可使热负荷降低, 但集成模拟研究显示装置的设计目标敏感依赖 NBI 加热功率, 降低束能得不偿失. 增大 NBI 切向半径到 $R_{\text{tang}} = 0.807$ m 后可以允许满功率, 但对装置窗口条件要求高, 且快离子损失份额仍有优化空间, 需要探索其他方向, 在工程和物理上折中选择, 避免某一个方向极端.

3.4 提高运行电流 I_p 降低快离子损失

快离子初始轨道损失来源于快离子初始位置太靠近损失边界, 且轨道宽度过大, 以至于无法完成完整的极向运动周期即损失掉, 一般参数下的捕获粒子轨道宽度比通行粒子大几倍甚至一个量级, 降低初始轨道损失需要使快离子分布剖面尽可能聚芯, 远离损失边界且捕获粒子成分少. 捕获粒子的轨道宽度近似为 $\Delta_{\text{width}} (8/\varepsilon)^{1/2} q \rho_L$, 其中 $q \rho_L$ 为极向磁场强度对应的粒子回旋半径, 和电流 I_p 反比. 降低快离子波纹损失的途径类似, 即使等离子体尽可能处在低波纹度区域, 快离子分布剖面尽可能聚芯, 减少捕获粒子份额. 现在托卡马克装置设计之初即尽可能降低波纹度, 波纹磁阱区域一般很小. 波

纹随机扩散损失中, 捕获粒子轨道转折点的扰动位移近似为 $\Delta r (N\pi/|\sin \theta_b|)^{1/2} (q/\varepsilon)^{2/3} \rho_L \delta \cos(N\Delta\phi_b)$, 其中 θ_b 是转折点的极向角, $\Delta\phi_b$ 是相邻转折点的环向角度差, 该表达式同样敏感依赖轨道宽度.

初始轨道损失和波纹损失的物理图像显示, 在工程优化前提下, 提高等离子体电流是效果最显著的方法. 表 7 计算结果是基于 LCFS 都在 $R_{\text{max}} < 1.18$ m, 稍有不同的是, 不同 I_p 下对应的平衡位形不同的, 在 TF+FI 波纹场中, 采用同一 NUBEAM 快离子分布计算结果, 包含原始设计 NBI 切向半径的 45 keV 两个离子源. 表 7 中同一快离子分布的捕获粒子份额没有明显规律, 是因为 NBI 束线和等离子体相对空间位置和安全因子 q 剖面没有单调规律, 而非纯解析对比捕获粒子份额对损失的影响, 只是用来说明 I_p 提高可显著降低损失, 对比波纹损失区也会发现随着 I_p 增大其明显减少.

表 7 不同 I_p 下的 NBI 快离子损失粒子份额
Table 7. Trapped particle fraction of NBI fast ions with different I_p .

Plasma current I_p/kA	Trapped fraction/%	Prompt loss/%	Total loss/%
500	46.5	4.2	20
600	38.2	3.6	12.4
700	38.6	1.9	9.4
800	39	1.09	7.8
1000	43.4	0.43	7.7

I_p 在 600 kA 以上的快离子损失份额在允许范围, 以 $I_p = 700$ kA 的平衡位形为例, 单个 NBI 离子源快离子分布下的损失份额在 $R_{\text{tang}} = 0.607$ m 时为 5.3%, $R_{\text{tang}} = 0.707$ m 时为 4.3%, 局域热负荷比原始设计低一个量级, 损失份额满足加热效率和第一壁热负荷安全.

4 总结和讨论

本文基于 EXL-50U 集成模拟设计中的平衡位形、NBI 快离子分布和装置波纹度, 利用导心程序 Orbit 在一个慢化时间内跟踪粒子损失份额, 并评估局域热负荷, 结果显示原始设计损失过大. 优化措施包括往高场侧移动 LCFS 和加 FI 降低波纹度, 增大 I_p , 优化 NBI 角度, 计算结果证实优化措施效果显著, 同时在多种优化方法下的快离子份额可降到 4.3%, 局域热斑降低一个量级. 本文给出的局域热斑评估方法有几点限制, 即定义损失边界为 LCFS 会高估损失, 忽略有限回旋半径会低估损失, 现有装置的 LCFS 和第一壁形貌的贴合度不如聚变堆, 如果有第一壁部件突出、形变, 会有更局域的热斑. 此外, 第一壁部件的热负荷引起的温升和等离子体运行时间有关, EXL-50U 的运行时间约 1 s, 因此同样的材料能承受的热负荷比长脉冲或稳态运行时高, 本文假定的热负荷安全阈值完全能确保装置运行时的安全.

优化快离子损失采取的措施需要在工程和物理上统筹折中、反复迭代, 本文计算仅限于固定平衡和背景参数的粒子损失, 更自治的模拟需要多次集成模拟迭代, 本文结论为更进一步设计和实验运行提供参考. 数值模拟和放电实验一样, 都不是一劳永逸, 能一次性从物理逻辑和数值程序都自治给出结果, 需要多个小方向和集成模拟之间的互相迭代改进.

快离子损失的另一个主要损失通道是 MHD 不稳定性引起的损失和再分布, 类似本文通过相空间中快离子密度和损失区的重合度来评估快离子输运, MHD 扰动模式信息也可以用来在相空间二维平面 (P_ζ, E) 中刻画随机区域, 通过对比快离子在该平面的密度分布评估是否损失或者局域再分布. 快离子 KAM 面破缺位置位于 (P_ζ, E) 边界, 且有 $\omega_n P_\zeta - nE = \text{constant}$ 斜线连接快离子主分布区和损失边界, 即表示 MHD 会引起快离子直接损

失. 如果 KAM 破缺标记的随机区域位于芯部, 即表示有局域的再分布.

聚变装置中快离子损失是否在合理范围内主要有两大判据, 第一是损失的辅助加热或聚变自加热功率是否影响背景参数性能的实现; 第二是损失的快离子沉积在第一壁部件上, 是否引起的局域热斑损失工程部件, 如射频波天线, 或者杂质问题. 聚变界对快离子损失份额有个经典的说法, 即 ITER 概念设计在 21 世纪 10 年代指出 α 粒子损失份额超过 5% 即对第一壁造成破坏性损伤, 超过 25% 无法完成聚变点火, 第一壁热斑的承受阈值在 0.5 MW/m^2 , 背景辐射约占 0.2 MW/m^2 , 允许的快离子损失沉积热斑约 0.3 MW/m^2 , 该说法一直被广泛采用, 出处见参考文献 [20, 21]. ITER 第一壁可承受热斑阈值 0.5 MW/m^2 在文献 [22] 中也再次明确, 说明 ITER 更新设计中保留了该阈值. 考虑到 EXL-50U 非稳态运行和工程实际, 第一壁热斑安全阈值假定 0.5 MW/m^2 合理. 国内聚变堆设计中的第一壁热负荷阈值约 1.0 MW/m^2 , 具体数值还要根据设计更新组织专家讨论. 值得指出的是, 聚变堆聚焦的是 α 粒子损失份额, 由于 α 粒子分布天然比 NBI 快离子分布剖面聚芯, 装置波纹度是从芯部到边界 e 指数增大, NBI 从低场侧边界开始沉积, 因此 NBI 快离子波纹损失份额一般要远比 α 粒子大. 因此, 除了第一壁局域热斑阈值可参考, NBI 快离子损失份额不能简单限定在 5%, 需要根据具体装置设计计算. 简而言之, 判定 NBI 快离子损失份额是否可接受, 一是看损失的 NBI 功率是否影响运行目标实现, 二是看损失粒子是否打坏部件. 通常, 降低快离子波纹损失有以下办法.

1) 优化降低等离子体区域的装置波纹度, 如增加 TF 线圈柄数、加铁素体钢插件. 往高场侧移动等离子体, 第一壁部件需要跟随设计. 一般来说 FI 效果取决于所加材料量的多少, 在聚变堆设计阶段, 因第一壁空间限制, FI 效果有限, EXL-50U 第一壁空间充足, FI 降低波纹度的效果较好.

2) 保证 NBI 功率芯部沉积的前提下优化 NBI 角度, 一般较切向注入有更少的捕获粒子份额, 但需要窗口空间, 超导装置的窗口狭长, 优化 NBI 角度的空间有限, 需要主机参数设计初期即完成物理和工程的快速迭代, 尽可能在集成模拟阶段发挥 NBI 加热能力.

3) 优化背景等离子体参数, 使电子密度 n_e 聚

芯、峰化分布, 以使 NBI 沉积聚芯, n_e 剖面基本决定了 NBI 的沉积剖面. 快离子越靠近芯部, 一般约束越好, 此外 NBI 离轴沉积也有电流驱动、输运垒和抑制 MHD 不稳定性等方面的可能, 需要满足基本加热目前的情况下综合考虑.

4) 增大 n_e 以缩短慢化时间, 减少因碰撞和时间累积产生的粒子损失, 以使快离子更快的慢化. 增大装置纵场, 减小快离子回旋半径. 降低束能以降低慢化时间和波纹扰动步长, 同时意味着降低功率, 限制参数提高.

5) 增大等离子体运行电流. 在工程设计基本确定时, 增大 I_p 是效果最显著的优化方案, 可有效降低快离子轨道宽度和波纹扰动步长, 但需要更高的电流驱动能力. 在主机参数设计时, 增加中心螺线管伏秒数比增加昂贵、复杂的辅助系统能力收益大, 是托卡马克类装置作为电物理设备产生感应电流的核心.

参考文献

- [1] Chen J L, Jian X, Chan V S, Li Z Y, Deng Z, Li G Q, Guo W F, Shi N, Chen X, CFETR Physics Team 2017 *Plasma Phys. Control. Fusion* **59** 075005
- [2] Gorelenkov N N, Pinches S D, Toi K 2014 *Nucl. Fusion* **54** 125001
- [3] Hao B L, Chen W, Cai H S, Li G Q, Wang F, Wu B, Wang J F, Chen J L, Wang Z L, Gao X, Chan V, CFETR TEAM 2020 *Sci. Sin. -Phys. Mech. Astron.* **50** 065201 (in Chinese) [郝保龙, 陈伟, 蔡辉山, 李国强, 王丰, 吴斌, 王进芳, 陈佳乐, 王兆亮, 高翔, Chan Vincent, CFETR TEAM 2020 *中国科学:物理学 力学 天文学* **50** 065201]
- [4] Wu B, Hao B L, White R B, Wang J F, Zang Q, Han X F, Hu C D 2017 *Plasma Phys. Control. Fusion* **59** 025004
- [5] Podesta M, Gorelenkova M, Gorelenkov N N, White R B 2017 *Plasma Phys. Control. Fusion* **59** 095008
- [6] Taimourzadeh S, Bass E M, Chen Y, Collins C, Gorelenkov N N, Kónies A, Lu Z X, Spong D A, Todo Y, Austin M E, Bao J, Biancalani A, Borchardt M, Bottino A, Heidbrink W W, Kleiber R, Lin Z, Mishchenko A, Shi L, Varela J, Waltz R E, Yu G, Zhang W L, Zhu Y 2019 *Nucl. Fusion* **59** 066006
- [7] Duarte V N, Lestz J B, Gorelenkov N N, White R B 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 105101
- [8] Pankin A, McCune D, Andre R, Bateman G, Kritiz A 2004 *Comput. Phys. Commun.* **159** 157
- [9] White R B, Rutherford P H, Colestock P, Bussac M N 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 2038
- [10] White R B 2014 *The Theory of Toroidally Confined Plasmas* (3rd Ed.) (Singapore: World Scientific Publishing Company)
- [11] White R B, Boozer A H, Hay R 1982 *Phys. Fluids* **25** 575
- [12] Redi M H, White R B, Batha S H, Levinton F M, McCune D C 1997 *Phys. Plasmas* **4** 4001
- [13] Redi M H, Zarnstorff M C, White R B, Budny R V, Janos A C, Owens D K, Schivell J F, Scott S D, Zweben S J 1995 *Nucl. Fusion* **35** 1191
- [14] Redi M H, Budny R V, McCune D C, Miller C O, White R B 1996 *Phys. Plasmas* **3** 3037
- [15] Hao B L, Chen W, Li G Q, Wang X J, Wang Z L, Wu B, Zang Q, Jie Y X, Lin X D, Gao X, CFETR Team 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 115201 (in Chinese) [郝保龙, 陈伟, 李国强, 王晓静, 王兆亮, 吴斌, 臧庆, 揭银先, 林晓东, 高翔, CFETR Team 2021 *物理学报* **70** 115201]
- [16] Wesson J Tokamaks 2011 (New York: Oxford University Press)
- [17] Hao B L, White R B, Gao X, Li G Q, Chen W, Wang X J, Wu B, Wu M Q, Zhu X, Lin X D, Jie Y X, Zang Q, Li J G, Wan Y X, CFETR Physics Team 2021 *Nucl. Fusion* **61** 046035
- [18] Boozer A H, Kuo-Petravic G, 1981 *Phys. Fluids* **24** 851
- [19] Kramer G J, McLean A, Brooks N, Budny R V, Chen X, Heidbrink W W, Kurki-Suonio T, Nazikian R, Koskela T, Schaffer M J, Shinohara K, Snipes J A, Van Zeeland M A 2013 *Nucl. Fusion* **53** 123018
- [20] ITER Physics Expert Group on Energetic Particles, Heating and Current Drive and ITER Physics Basis Editors 1999 *Nucl. Fusion* **39** 2495
- [21] Tobita K, Nakayama T, Kononov S V, Sato M 2003 *Plasma Phys. Control. Fusion* **45** 133
- [22] Pinches S D, Chapman I T, Lauber P W, Oliver H J C, Sharapov S E, Shinohara K, Tani K 2015 *Phys. Plasmas* **22** 021807

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

Optimizing numerical simulation of beam ion loss due to toroidal field ripple on EXL-50U spherical torus^{*}

Hao Bao-Long¹⁾ Li Ying-Ying^{2)3)†} Chen Wei¹⁾ Hao Guang-Zhou¹⁾
Gu Xiang²⁾³⁾ Sun Tian-Tian²⁾³⁾ Wang Yu-Min²⁾³⁾ Dong Jia-Qi²⁾³⁾
Yuan Bao-Shan²⁾³⁾ Peng Yuan-Kai²⁾³⁾ Shi Yue-Jiang²⁾³⁾
Xie Hua-Sheng²⁾³⁾ Liu Min-Sheng²⁾³⁾ ENN TEAM

1) (*Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041, China*)

2) (*Hebei Key Laboratory of Compact Fusion, Langfang 065001, China*)

3) (*ENN Science and Technology Development Co., Ltd., Langfang 065001, China*)

(Received 8 May 2023; revised manuscript received 3 August 2023)

Abstract

Realization of high performance plasma of EXL-50U is very sensitive to NBI (neutral beam injection) heating, and it is expected that the fast ions of NBI are confined well and their energy is transferred to the background plasma by collision moderating. In this paper, the loss of fast ion ripple is simulated based on the equilibrium configuration, fast ion distribution and device waviness data given by the integrated simulation. It is found that the loss fraction of fast ion ripple is about 37%, and the local hot spot is about 0.6 MW/m², which is unacceptable for the experimental operation of the device. The optimization method includes moving the plasma position and adding FI (ferritic steel plug-in) to reduce the ripple degree, increasing the I_p (plasma current) and optimizing the NBI injection angle. The results show that the ripple distribution must be controlled and the I_p must be increased to more than 600 kA, so that the fast ion loss can be reduced to 3%–4% and the local heat spot can be reduced by an order of magnitude. In this paper, the evaluation methods of fast ion ripple loss in device design are summarized, including the fast ion distribution in phase space, the overlap degree of ripple loss area, and the particle tracking on the time scale of total factor slowing down. The engineering and physical ways to reduce ripple loss are also summarized to provide simulation support for integrated simulation iterative optimization and plant operation.

Keywords: magnetic confinement for nuclear fusion, spherical torus, fast ions, magnetic ripple

PACS: 52.20.Dq, 52.55.Pi, 52.65.Cc

DOI: [10.7498/aps.72.20230749](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230749)

^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2019YFE03020000), the Talent Program of Hebei Province, China (Grant No. 2021HBQZYCSB006), and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11905142).

[†] Corresponding author. E-mail: liyyinge@enn.cn

EXL-50U球形环中快离子磁场波纹损失的优化模拟研究

郝保龙 李颖颖 陈伟 郝广周 顾翔 孙恬恬 王岬民 董家齐 袁保山 彭元凯 石跃江 谢华生 刘敏胜 ENN TEAM

Optimizing numerical simulation of beam ion loss due to toroidal field ripple on EXL-50U spherical torus

Hao Bao-Long Li Ying-Ying Chen Wei Hao Guang-Zhou Gu Xiang Sun Tian-Tian Wang Yu-Min Dong Jia-Qi Yuan Bao-Shan Peng Yuan-Kai Shi Yue-Jiang Xie Hua-Sheng Liu Min-Sheng ENN TEAM

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 215215 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230749

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230749>

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

中国聚变工程试验堆上新经典撕裂模和纵场波纹扰动叠加效应对alpha粒子损失影响的数值模拟

Numerical simulation of synergistic effect of neoclassical tearing mode and toroidal field ripple on alpha particle loss in China Fusion Engineering Testing Reactor

物理学报. 2021, 70(11): 115201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201972>

HL-2A上NBI加热H模实验的集成模拟分析

Transport analysis of NBI heating H-mode experiment on HL-2 A with integrated modeling

物理学报. 2022, 71(7): 075201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211941>

磁化套筒惯性聚变中轴向磁场演化特征与Nernst效应影响

Evolution characteristic of axial magnetic field and Nernst effect in magnetized liner inertial fusion

物理学报. 2021, 70(13): 135201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202215>

超强磁场下中子星壳层的电导率和磁星环向磁场欧姆衰变

Conductivity of neutron star crust under superhigh magnetic fields and Ohmic decay of toroidal magnetic field of magnetar

物理学报. 2019, 68(18): 180401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190760>

2 cm电子回旋共振离子推力器离子源中磁场对等离子体特性与壁面电流影响的数值模拟

Numerical simulation of influence of magnetic field on plasma characteristics and surface current of ion source of 2-cm electron cyclotron resonance ion thruster

物理学报. 2021, 70(7): 075204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201667>

环形磁场金属等离子体源冷却流场的数值模拟与优化

Numerical simulation and optimization of cooling flow field of cylindrical cathode with annular magnetic field

物理学报. 2021, 70(7): 075203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201368>

专题: 磁约束等离子体中的高能粒子

高能电子激发比压阿尔芬本征模的全域模拟研究*

包健[†] 张文禄 李定

(中国科学院物理研究所, 软物质物理实验室, 北京 100190)

(2023 年 5 月 16 日收到; 2023 年 10 月 10 日收到修改稿)

采用自主开发的本征值程序 MAS, 基于朗道流体-漂移动理学混合物理模型, 针对近期实验上观测到的高能电子激发比压阿尔芬本征模 (e-BAE) 开展动理学模拟研究. 通过在全域环几何位形下非微扰求解 e-BAE 色散关系, 得到了 e-BAE 实频率、增长率和模结构随环向模数的变化特征, 并发现 e-BAE 在高能电子密度-温度参数空间下存在不稳定岛, 而在传统微扰理论下则不存在不稳定岛. 进一步分析了高能电子非微扰效应对 e-BAE 模结构对称性破缺的影响, 结果表明: 增大高能电子温度可以引起显著的极向对称性破缺; 移动高能电子密度剖面使其驱动强度关于有理面不对称时, e-BAE 模结构产生径向对称性破缺, 并且扰动幅度在平行波数谱空间下分布不对称, 从而引起等离子体自发旋转. 本文研究结果为理解实验上 e-BAE 的激发与传播特征具有参考意义.

关键词: 高能电子, 比压阿尔芬本征模, 非微扰效应, 对称性破缺**PACS:** 52.35.Bj, 52.35.-g, 52.30.Ex, 52.30.Gz**DOI:** 10.7498/aps.72.20230794

1 引言

随着托卡马克上中性束和射频波加热功率的提升, 大量高能粒子 (energetic particles, EP) 会在辅助加热过程中产生^[1], 不同能量和投掷角的 EP 可以通过波-粒子共振激发各类阿尔芬本征模^[2,3], 进一步造成 EP 输运和等离子体约束水平下降^[4]. 近期, 我国 HL-2A 装置上电子回旋波加热实验首次证实了高能电子可以激发比压阿尔芬本征模 (energetic electron driven beta-induced Alfvén eigenmode, e-BAE)^[5], EAST 装置在相似实验条件下也观测到类似 e-BAE 的磁流体不稳定性^[6], 由于高能电子的归一化轨道及特征频率与未来聚变堆等离子体中的 α 粒子相接近, 理解高能

电子激发低频磁流体不稳定性对研究 α 粒子物理具有重要借鉴意义^[7].

针对 e-BAE 的激发机制和饱和机制已开展了一系列理论和初始值模拟研究, 发现深度捕获高能电子通过进动共振激发 e-BAE^[8-11], 并且共振高能电子的非线性响应对 e-BAE 产生带状流具有重要贡献^[12]. 然而, 由于不同研究手段的局限性, e-BAE 的线性性质尚未被完全理解. 例如理论上采用气球模表象求解 e-BAE 色散关系, 其要求平衡剖面和模结构具有较大的尺度分离^[13], 无法准确描述低环向模数的情况; 而初始值模拟采用粒子-网格方法, 包含高能电子的动理学效应, 一方面时空步长受到真实电子质量的严格约束^[14], 另一方面需要模拟大量粒子降低数值噪声, 由于计算量大难以在参数空间中进行大量扫描.

* 国家自然科学基金 (批准号: 12275351, 11905290, 11835016) 和国家磁约束核聚变能发展研究专项 (批准号: 2018YFE0304100) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: jbao@iphy.ac.cn

本征值模拟是研究 e-BAE 线性物理性质的有效方法, 一方面将物理方程在托卡马克全域环几何位形下离散并转换为矩阵本征值问题进行求解, 不依赖于空间尺度分离假设; 另一方面对时间进行傅里叶变换, 无需在时域上演化物理量, 极大节省了计算量. 基于朗道流体物理模型的 MAS 本征值程序可以包含主等离子体的动理学效应, 已被用于分析常见的阿尔芬本征模, 包括环形阿尔芬本征模、反磁剪切阿尔芬本征模和比压阿尔芬本征模等^[15–17]. 近期 MAS 程序中加入了高能量电子物理, 通过求解漂移动理学方程得到扰动分布函数, 包含重要的动理学非绝热响应和流体对流响应, 并且经过与第一性原理粒子-网格程序 GTC 校验, MAS 程序可以准确计算 e-BAE 的模结构和色散关系. 围绕目前实验上重点关注的高能量电子激发 e-BAE 温度/密度阈值及模结构对称性破缺两个重要问题, 本文采用 MAS 程序在参数空间下开展 e-BAE 的动理

学模拟研究.

本文第 2 节介绍模拟采用的朗道流体-漂移动理学混合物理模型; 第 3 节分析了 e-BAE 实频率和增长率对环向模数、高能量电子温度和密度的依赖关系, 以及高能量电子非微扰效应引起的 e-BAE 模结构对称性破缺; 第 4 节是总结和讨论.

2 物理模型

MAS 程序采用朗道流体模型描述主等离子体, 漂移动理学模型描述高能量电子, 二者构成一个非微扰的混合物理模型, 自洽包含主等离子体抗磁漂移、朗道阻尼、有限拉莫尔半径, 以及捕获高能量电子进动共振等重要动理学效应. MAS 程序求解的方程组包括涡量方程、平行方向欧姆定律、离子压强方程、平行方向动量方程和离子连续性方程, 具体形式依次为^[15,16]

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} (1 + 0.75 \rho_i^2 \nabla_{\perp}^2) + i \omega_{*p,i} \right] \frac{c}{V_A^2} \nabla_{\perp}^2 \delta \phi + \mathbf{B}_0 \cdot \nabla \left(\frac{1}{B_0} \nabla_{\perp}^2 \delta A_{//} \right) - \frac{4\pi}{c} \delta \mathbf{B} \cdot \nabla \left(\frac{J_{//0}}{B_0} \right) - 8\pi (\nabla \delta P_i + \nabla \delta P_e) \cdot \frac{\mathbf{b}_0 \times \boldsymbol{\kappa}}{B_0} - 8\pi \nabla \delta P_h^A \cdot \frac{\mathbf{b}_0 \times \boldsymbol{\kappa}}{B_0} - i \frac{8\pi q_e}{c T_{h0}} \omega_{D0} \delta P_h^{NA} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \delta A_{//}}{\partial t} = -c \mathbf{b}_0 \cdot \nabla \delta \phi - \frac{c T_{e0}}{q_e n_{e0}} \mathbf{b}_0 \cdot \nabla \delta n_e - \frac{c T_{e0}}{q_e n_{e0} B_0} \delta \mathbf{B} \cdot \nabla n_{e0} - \frac{c m_e}{q_e} \sqrt{\frac{\pi}{2}} v_{the} |k_{//}| \delta u_{//e} + \frac{c^2}{4\pi} \eta_{//} \nabla_{\perp}^2 \delta A_{//}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \delta P_i}{\partial t} + \frac{c \mathbf{b}_0 \times \nabla \delta \phi}{B_0} \cdot \nabla P_{i0} + 2 \Gamma_{i\perp} P_{i0} c \nabla \delta \phi \cdot \frac{\mathbf{b}_0 \times \boldsymbol{\kappa}}{B_0} + \Gamma_{i//} P_{i0} \mathbf{B}_0 \cdot \nabla \left(\frac{\delta u_{//i}}{B_0} \right) + 2 \Gamma_{i\perp} P_{i0} \frac{c}{Z_i} \nabla \delta T_i \cdot \frac{\mathbf{b}_0 \times \boldsymbol{\kappa}}{B_0} + 2 \Gamma_{i\perp} T_{i0} \frac{c}{Z_i} \nabla \delta P_i \cdot \frac{\mathbf{b}_0 \times \boldsymbol{\kappa}}{B_0} + n_{i0} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{2} v_{thi} |k_{//}| \delta T_i - i \Gamma_{i\perp} \omega_{*p,i} Z_i n_{i0} \rho_i^2 \nabla_{\perp}^2 \delta \phi = 0, \quad (3)$$

$$m_i n_{i0} \frac{\partial \delta u_{//i}}{\partial t} = \frac{Z_i n_{i0}}{q_e n_{e0}} \left(\mathbf{b}_0 \cdot \nabla \delta P_e + \frac{1}{B_0} \delta \mathbf{B} \cdot \nabla P_{e0} \right) - \left(\mathbf{b}_0 \cdot \nabla \delta P_i + \frac{1}{B_0} \delta \mathbf{B} \cdot \nabla P_{i0} \right) + Z_i n_{i0} \frac{m_e}{q_e} \sqrt{\frac{\pi}{2}} v_{the} |k_{//}| \delta u_{//e} - Z_i n_{i0} \frac{c}{4\pi} \eta_{//} \nabla_{\perp}^2 \delta A_{//}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \delta n_i}{\partial t} + \frac{c \mathbf{b}_0 \times \nabla \delta \phi}{B_0} \cdot \nabla n_{i0} + 2 c n_{i0} \nabla \delta \phi \cdot \frac{\mathbf{b}_0 \times \boldsymbol{\kappa}}{B_0} + n_{i0} \mathbf{B}_0 \cdot \nabla \left(\frac{\delta u_{//i}}{B_0} \right) + \frac{2c}{Z_i} \nabla \delta P_i \cdot \frac{\mathbf{b}_0 \times \boldsymbol{\kappa}}{B_0} - i \omega_{*p,i} \frac{Z_i n_{i0}}{T_{i0}} \rho_i^2 \nabla_{\perp}^2 \delta \phi = 0, \quad (5)$$

其中 $\delta \phi$, $\delta A_{//}$, δP_i , $\delta u_{//i}$, δn_i 分别代表静电势、平行方向磁矢势、离子扰动压强、离子平行方向扰动速度和离子扰动密度. 这里, Z_i 和 q_e 分别为离子和电子电荷数, m_i 和 m_e 分别为离子和电子质量; $\Gamma_{i//}$ 和 $\Gamma_{i\perp}$ 分别为离子平行和垂直方向绝热系数, T_{i0} , T_{e0} 和 T_{h0} 分别代表离子、热电子和高能量电子平衡温度; n_{i0} , n_{e0} 和 n_{h0} 分别代表离子、热电子和高能量电子平衡密度, 并满足准电中性条件 $Z_i n_{i0} + q_e (n_{e0} + n_{h0}) = 0$; $P_{i0} = n_{i0} T_{i0}$ 代表离子平衡压强; $\mathbf{B}_0$ 和 B_0 分别为平衡磁场强度及其大小, $\mathbf{b}_0 = \mathbf{B}_0/B_0$ 为平衡磁场单位矢量, $k_{//} = -i \mathbf{b}_0 \cdot \nabla$ 为平行方向波矢; $\rho_i = \frac{v_{thi}}{\Omega_{ci}}$ 为离子拉莫尔半径, $v_{thi} = \sqrt{\frac{T_{i0}}{m_i}}$ 为离子热速度, $\Omega_{ci} = \frac{Z_i B_0}{(cm_i)}$ 为离子回旋频率; $v_{the} = \sqrt{\frac{T_{e0}}{m_e}}$ 为热电子热速度; $V_A = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi n_{i0} m_i}}$ 为阿尔芬速度; $\omega_{*p,i} = \omega_{*n,i} + \omega_{*T,i}$ 为离子抗磁

漂移频率 ($\omega_{*n,i} = -i \frac{cT_{i0}}{Z_i B_0} \mathbf{b}_0 \times \frac{\nabla n_{i0}}{n_{i0}} \cdot \nabla$, $\omega_{*T,i} = -i \frac{c}{Z_i B_0} \mathbf{b}_0 \times \nabla T_{i0} \cdot \nabla$); $J_{//0} = \frac{c}{4\pi} \mathbf{b}_0 \cdot \nabla \times \mathbf{B}_0$ 为平行方向平衡电流密度; $\kappa = \mathbf{b}_0 \cdot \nabla \mathbf{b}_0$ 为平衡磁场曲率; $\eta_{//} = 0.51 m_e \nu_{ei} / (n_{e0} e^2)$ 为平行方向电阻率. 为了封闭方程 (1)–(5) 式, 电子压强 δP_e 、电子温度 δT_e 和离子温度 δT_i 由以下状态方程确定:

$$\delta P_e = \delta n_e T_{e0} + n_{e0} \delta T_e, \quad (6)$$

$$\mathbf{b}_0 \cdot \nabla \delta T_e + \frac{1}{B_0} \delta \mathbf{B} \cdot \nabla T_{e0} = 0, \quad (7)$$

$$\delta T_i = \frac{1}{n_{i0}} (\delta P_i - \delta n_i T_{i0}). \quad (8)$$

电子扰动密度 δn_e 和电子平行方向扰动速度 $\delta u_{//e}$ 分别通过准电中性条件和平行方向安培定律进行求解:

$$\delta n_e = -\frac{Z_i}{q_e} \delta n_i - \frac{c^2}{4\pi q_e V_A^2} \nabla_\perp^2 \delta \phi - (\delta n_h^A + \delta n_h^{NA}), \quad (9)$$

$$q_e n_{e0} \delta u_{//e} = -Z_i n_{i0} \delta u_{//i} - \frac{c}{4\pi} \nabla_\perp^2 \delta A_{//} - q_e n_{h0} \delta u_{//h}. \quad (10)$$

高能电子扰动密度 δn_h 、平行方向扰动速度 $\delta u_{//h}$ 和扰动压强 δP_h 由其扰动分布函数在速度空间积分得出, 并且通过 (1) 式、(9) 式和 (10) 式与主等离子体朗道流体模型进行耦合, 具体形式是

$$\delta n_h^A = -\frac{q_e n_{h0}}{T_{h0}} (\delta \phi - \delta \psi) - \frac{q_e n_{h0}}{T_{h0}} \frac{\omega_{*n,h}}{\omega} \delta \psi, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \delta n_h^{NA} = & -f_t \frac{q_e n_{h0}}{T_{h0}} \left[2 \left(1 - \frac{\omega_{*n,h}}{\omega} + \frac{3}{2} \frac{\omega_{*T,h}}{\omega} \right) \zeta R_1(\sqrt{\zeta}) - 2 \frac{\omega_{*T,h}}{\omega} \zeta R_3(\sqrt{\zeta}) \right] (\delta \phi - \delta \psi) \\ & - f_t \frac{q_e n_{h0}}{T_{h0}} \left[2 \left(1 - \frac{\omega_{*n,h}}{\omega} + \frac{3}{2} \frac{\omega_{*T,h}}{\omega} \right) R_3(\sqrt{\zeta}) - 2 \frac{\omega_{*T,h}}{\omega} R_5(\sqrt{\zeta}) \right] \delta \psi, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\delta u_{//h} = -\frac{q_e}{T_{h0}} \frac{\omega}{k_{//}} (1 - f_t) \left(1 - \frac{\omega_{*n,h}}{\omega} \right) (\delta \phi - \delta \psi) - 2 \frac{q_e}{T_{h0}} \frac{\omega}{k_{//}} \left(\frac{\omega_D}{\omega} - f_t \frac{3}{4} \frac{\omega_{D0}}{\omega} \right) \left(1 - \frac{\omega_{*n,h}}{\omega} - \frac{\omega_{*T,h}}{\omega} \right) \delta \psi, \quad (13)$$

$$\delta P_{//h}^A = \delta P_{\perp h}^A = -q_e n_{h0} (\delta \phi - \delta \psi) - q_e n_{h0} \left(\frac{\omega_{*n,h}}{\omega} + \frac{\omega_{*T,h}}{\omega} \right) \delta \psi, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \delta P_h^{NA} = & -f_t q_e n_{h0} \left[\left(1 - \frac{\omega_{*n,h}}{\omega} + \frac{3}{2} \frac{\omega_{*T,h}}{\omega} \right) \zeta R_3(\sqrt{\zeta}) - \frac{\omega_{*T,h}}{\omega} \zeta R_5(\sqrt{\zeta}) \right] (\delta \phi - \delta \psi) \\ & - f_t q_e n_{h0} \left[\left(1 - \frac{\omega_{*n,h}}{\omega} + \frac{3}{2} \frac{\omega_{*T,h}}{\omega} \right) R_5(\sqrt{\zeta}) - \frac{\omega_{*T,h}}{\omega} R_7(\sqrt{\zeta}) \right] \delta \psi. \end{aligned} \quad (15)$$

(11)–(15) 式中, 上角标“A”和“NA”分别表示绝热部分和非绝热部分; $\delta \psi = \omega \delta A_{//} / (ck_{//})$; $f_t = \sqrt{1 - \lambda_{\text{low}}(B_0/B_a)}$ 为捕获粒子比例, 其中 $\lambda_{\text{low}} = B_a/B_{\text{max}}$ 为投掷角, B_a 为磁轴处磁场, B_{max} 为磁面上最大磁场. 各种漂移频率定义为 $\omega_{*n,h} = -i \frac{cT_{h0}}{q_e B_0} \mathbf{b}_0 \times \frac{\nabla n_{h0}}{n_{h0}} \cdot \nabla$, $\omega_{*T,h} = -i \frac{c}{q_e B_0} \mathbf{b}_0 \times \nabla T_{h0} \cdot \nabla$, $\omega_{D0} = -i \frac{cT_{h0}}{q_e} \frac{\mathbf{b}_0 \times \kappa}{B_0} \cdot \nabla \Big|_{\theta=0}$, 注意 $\theta = 0$ 代表为外中平面处的值. 关于 $\zeta = \omega/\omega_{D0}$ 的响应函数定义为 $R_1(x) = 1 + xZ(x)$, $R_3(x) = 0.5 + x^2 + x^3Z(x)$, $R_5(x) = 0.75 + 0.5x^2 + x^4 + x^5Z(x)$ 和 $R_7(x) = 1.875 + 0.75x^2 + 0.5x^4 + x^6 + x^7Z(x)$, 其中 $Z(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-t^2) dt}{t - x}$ 为等离子体色散函数.

3 模拟结果

3.1 平衡参数

为了分析 e-BAE 的主要物理特点, 本文采用文献 [10] 中的同心圆截面解析平衡参数进行计算,

具体包括: 磁轴处磁场强度大小 $B_0 = 1.91$ T、大半径 $R_0 = 0.65$ m、小半径 $a = 0.333 R_0$, 安全因子 q 和磁剪切 $s = (1/q)(dq/dr)$ 剖面如图 1(a) 所示. 采用质子为主离子 (电荷为 $Z_i = e$), 主离子和主电子、高能电子温度均匀分布, 分别为 $T_{i0} = T_{e0} = 500$ eV

和 $T_{h0} = 25T_{e0}$. 主电子密度均匀分布 $n_{e0} = 1.3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, 高能电子密度 n_{h0} 剖面如图 1(b) 所示. 在 $q = 2$ 有理面处驱动强度最大 $|R_0/L_{n,h}|_{\max} = 12.7$, 其中 $L_{n,h} = (\nabla n_{h0}/n_{h0})^{-1}$ 为梯度特征长度, 主离子密度 n_{i0} 则由准电中性条件 $Z_i n_{i0} + q_e(n_{e0} + n_{h0}) = 0$ 确定.

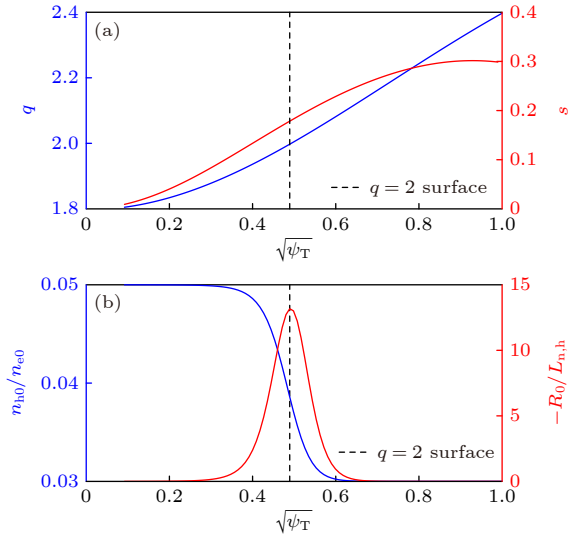


图 1 模拟采用的平衡参数 (其中 ψ_T 表示归一化环向磁通) (a) 安全因子 q 和磁剪切 $s = \frac{1}{q} \frac{dq}{dr}$ 剖面; (b) 高能电子密度 n_{h0} 及其梯度特征长度 $L_{n,h}^{-1} = \frac{1}{n_{h0}} \frac{dn_{h0}}{dr}$ 剖面

Fig. 1. Simulation equilibrium parameters: (a) Radial profiles of safety factor q and magnetic shear $s = \frac{1}{q} \frac{dq}{dr}$; (b) radial profiles of energetic electron density n_{h0} and corresponding gradient scale length $L_{n,h}^{-1} = \frac{1}{n_{h0}} \frac{dn_{h0}}{dr}$.

3.2 阿尔芬连续谱与 e-BAE 特征

首先在不同环向模数 n 下, 计算理想磁流体连续谱和 e-BAE 本征模, 如图 2 所示. 在 $q = 2$ 有理面附近, $m = nq$ 的极向分量形成连续谱势阱, 其最低极值点是 BAE 连续谱积累点 (continuum accumulation point, CAP)^[18], 并且 BAE-CAP 的频率不随 n 变化. 结合图 2 和图 3 可以发现, 在 $n = 2$ 增大到 $n = 5$ 的过程中, 连续谱势阱逐渐变窄, 由于 BAE 本征模是动理学阿尔芬波束缚在连续谱势阱内形成的^[19], 因此 e-BAE 模结构的径向宽度也相应变窄. 在图 3(a1)—(d1) 中, e-BAE 静电势 $\delta\phi$ 的二维模结构呈现“回旋镖”形状, 这是由高能电子非微扰效应造成的: 即 (15) 式代入 (1) 式后, 涡量方程 (1) 包含反厄米分量贡献, 引起 e-BAE 极向模结构具有上-下不对称性, 这与近期 e-BAE 的

气球模理论研究结论相似^[9], 并且在高能离子激发 BAE 的理论和模拟研究中也观察到对称性破缺现象^[20,21]; 另一方面, 如图 3(a2)—(d2) 所示, e-BAE 由一个主极向分量和两个边带极向分量组成, 主极向分量在 $q = 2$ 有理面处满足共振条件 $m = nq$ 且幅度远大于边带极向分量, 因此 e-BAE 呈现弱气球模结构.

进一步分析 e-BAE 色散关系: 实频率主要是由 BAE-CAP 决定的, 几乎不随 n 变化, 如图 4 蓝线所示. 尽管高能电子抗磁漂移频率 $\omega_{*n,h}$ 和 $\omega_{*T,h}$ 与 n 成正比, 自由能在高 n 时更容易释放, 但由于捕获高能电子通过进动共振驱动 e-BAE, 因此共振条件匹配度 $\zeta = \omega/\omega_{D0}$ 与 n 成反比, 最终使得 e-BAE 增长率随 n 先增大后降低, 如图 4 红线所示.

3.3 高能电子温度和密度对 e-BAE 色散关系的影响

传统研究通常采用微扰方法计算高能粒子激发阿尔芬本征模, 即求解主等离子体方程计算阿尔芬本征模实频率和模结构, 再代入到 EP 贡献项中计算增长率^[22]. 随着实验上加热功率的提高, EP 与主等离子体的比压已经接近, 实验和第一性原理模拟研究均表明 EP 对阿尔芬本征模实频率和模结构的非微扰效应不可忽略^[23–25]. 为了更加符合当前 EP 实验情况, MAS 程序采用非微扰模拟方法, 自洽包含高能电子贡献项对模结构、实频率和增长率的影响. 这里选取图 4 中最不稳定的 $n = 3$ e-BAE, 计算实频率和增长率在 $n_{h0,a} - T_{h0}$ 参数空间中的分布, 这里 $n_{h0,a}$ 代表磁轴处的高能电子密度值, 另外本文模拟中高能电子温度分布均匀, 因此采用 T_{h0} 代表其温度值. 如图 5(a) 所示, 实频率 ω_r 随着 $n_{h0,a}$ 和 T_{h0} 增大而降低, 这是由于方程 (14) 代入 (1) 式后磁流体交换模项增大造成的^[18]; 另一方面, 由于 ω_r 随 $n_{h0,a}$ 的变化影响了共振条件匹配度 $\zeta = \omega/\omega_{D0}$, 因此增长率 γ 不再随 $n_{h0,a}$ 单调增大, 而是随 $n_{h0,a}$ 先增大后降低, 形成图 5(b) 中的不稳定岛; 另外 MAS 模拟同时包含高能电子驱动效应和背景等离子体阻尼效应, 只有对于图 5(b) 中青蓝色实线 ($\gamma = 0$) 边界内的 $n_{h0,a}$ 和 T_{h0} 参数区间, e-BAE 才可以不稳定, 激发 e-BAE 的最低高能电子比压 $\min(\beta_{h,crit})$ 对应的 $n_{h0,a}$ 和 T_{h0} 如图 5(b) 中红色五角星所示.

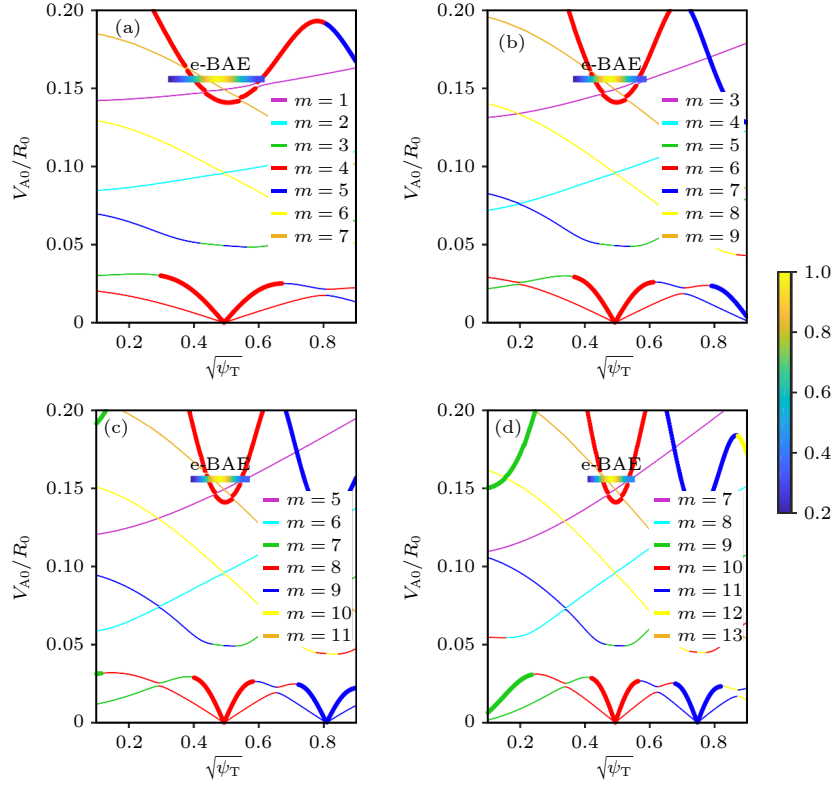


图 2 (a)–(d) 环向模数 $n = 2$, $n = 3$, $n = 4$ 和 $n = 5$ 的连续谱, 其中细线代表声波, 粗线代表阿尔芬波, 彩色代表归一化的 e-BAE 振幅强弱; 纵轴刻度单位是 V_{A0}/R_0 (即磁轴处阿尔芬频率), 其中 $V_{A0} = B_{0,a}/\sqrt{4\pi n_{i0,a} m_i}$ 为磁轴处阿尔芬速度, R_0 为磁轴处大半径, $B_{0,a}$ 为磁轴处磁场, $n_{i0,a}$ 为磁轴处离子密度

Fig. 2. (a)–(d) Continuous spectra of toroidal mode numbers $n = 2$, $n = 3$, $n = 4$ and $n = 5$, where the thin line represents the acoustic branch, the thick line represents the Alfvénic branch, and the colorbar represents the normalized radial amplitude of e-BAE.

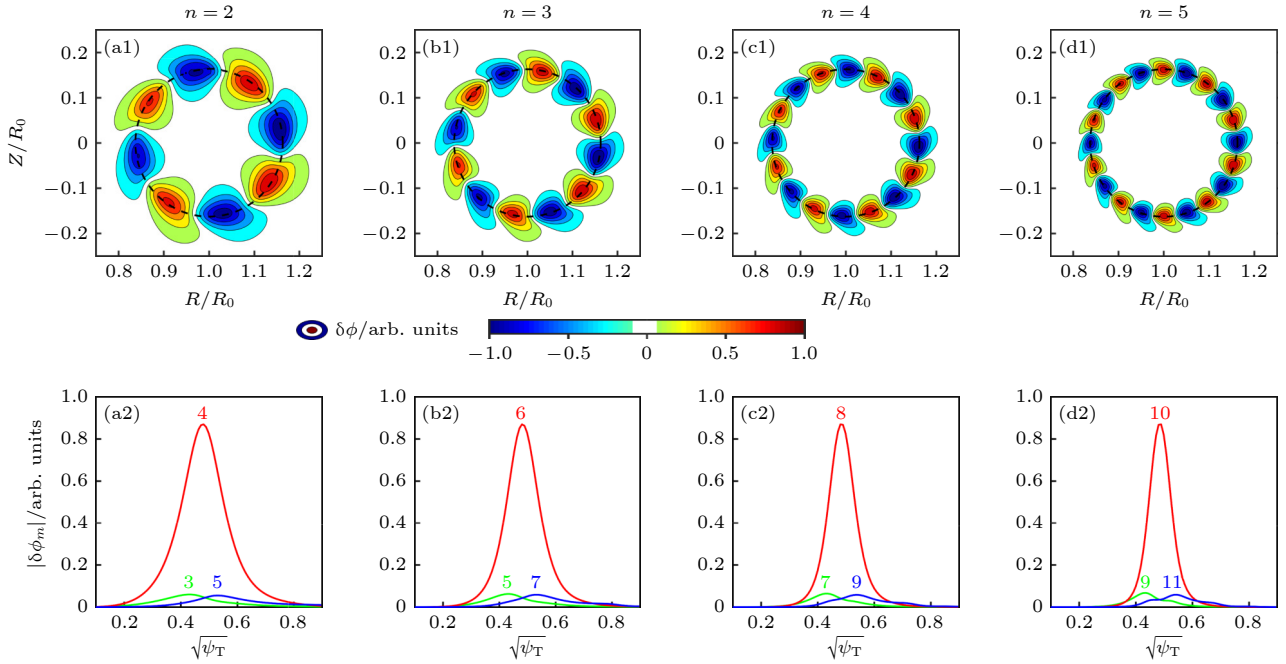


图 3 (a1)–(d1) 环向模数 $n = 2$, $n = 3$, $n = 4$ 和 $n = 5$ 的 e-BAE 静电势 $\delta\phi$ 二维模结构; (a2)–(d2) 各极向傅里叶分量剖面

Fig. 3. (a1)–(d1) The 2D poloidal mode structures of electrostatic potential $\delta\phi$ of toroidal mode numbers $n = 2$, $n = 3$, $n = 4$ and $n = 5$; (a2)–(d2) radial profiles of each poloidal harmonics.

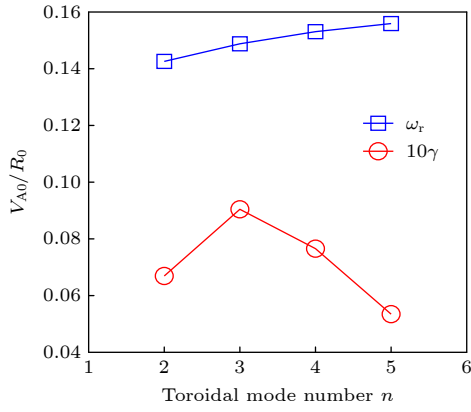


图 4 e-BAE 实频率和增长率随环向模数 n 的变化, 其中纵轴刻度单位是 V_{A0}/R_0 (即磁轴处阿尔芬频率)

Fig. 4. The e-BAE real frequency and growth rate dependences on the toroidal mode number n .

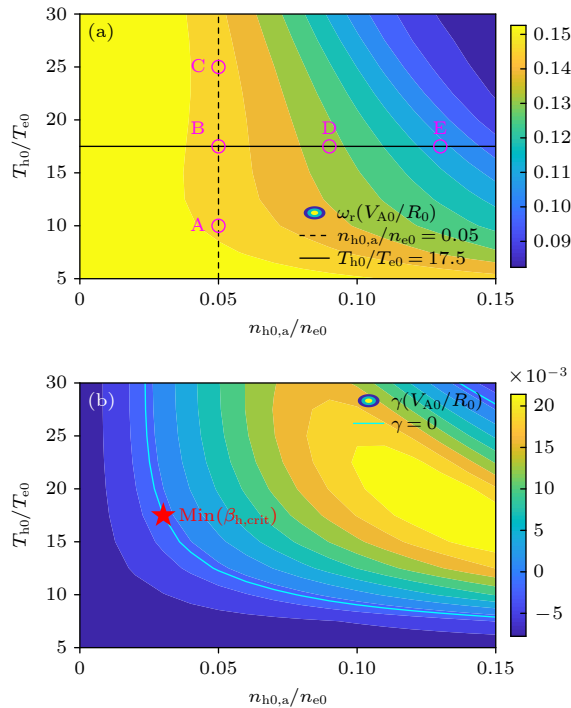


图 5 e-BAE (a) 实频率和 (b) 增长率随高能电子密度和温度的依赖关系. A—E 为参数空间下的 5 个代表算例, 用于下一步模结构分析. 青蓝色实线为 e-BAE 临界不稳定边界 ($\gamma = 0$), 五角星为激发 e-BAE 需要的最小高能电子比压对应的密度和温度值

Fig. 5. The e-BAE (a) real frequency and (b) growth rate dependences on energetic electron (EE) density and temperature. A—E are five typical cases for next mode structure analysis. Cyan solid line represents the boundary of marginal stable e-BAEs with $\gamma = 0$, and the pentagram marks the EE density and temperature locations of the minimal value of EE β_h required for e-BAE excitation.

3.4 e-BAE 模结构对称性破缺

如前文所述, e-BAE 模结构具有“回旋镖”形

状特征, 属于典型的极向对称性破缺, 为了进一步明确 $n_{h0,a}$ 和 T_{h0} 对 e-BAE 模结构的影响, 将图 5(a) 中 A—E 五个算例分为两组进行内部比较: 算例 A, B, C 中高能电子密度相同 $n_{h0,a} = 0.05n_{e0}$, 温度分别为 $T_{h0}/T_{e0} = 10$, $T_{h0}/T_{e0} = 17.5$ 和 $T_{h0}/T_{e0} = 25$; 算例 B, D, E 中高能电子温度相同 $T_{h0}/T_{e0} = 17.5$, 密度分别为 $n_{h0,a} = 0.05n_{e0}$, $n_{h0,a} = 0.09n_{e0}$ 和 $n_{h0,a} = 0.13n_{e0}$. 如图 6 所示: 算例 A, B, C 中模结构的“回旋镖”形状特征依次增强, 并且对于 $m = 6$ 的主极向分量, 其相位角 $\theta_r = \arctan \left[\frac{\text{Im}(\delta\phi_{m=6})}{\text{Re}(\delta\phi_{m=6})} \right]$ 沿着径向的变化增大 (蓝色实线), 说明有限 T_{h0} 对应的非微扰效应既导致 ω_r 降低, 也加剧了模结构的极向对称性破缺. 如图 7 所示, 算例 B, D, E 中模结构的“回旋镖”形状相似, $m = 6$ 主极向分量的相位角 θ_r 变化也基本一致, 说明有限 n_{h0} 对应的非微扰效应主要引起 ω_r 降低, 而对 e-BAE 模结构的影响很小.

高能电子非微扰效应不仅使 e-BAE 模结构产生极向对称性破缺, 当其密度或温度梯度的特征长度剖面 (即 $|R_0/L_{n,h}|$ 或 $|R_0/L_{T,h}|$) 关于有理面不对称时, 还会引起模结构的径向对称性破缺. 通过变化最强驱动 $|R_0/L_{n,h}|_{\max}$ 与 $q = 2$ 有理面的相对位置, 选取了 3 个算例分析径向对称性破缺, 如图 8(a) 所示, 采用图 5 中算例 C 的 $n_{h0,a} = 0.05n_{e0}$ 和 $T_{h0}/T_{e0} = 25$ 参数作为“零偏移 (zero shift)”算例, 向左和向右移动 n_{h0} 剖面作为“左偏移 (left shift)”和“右偏移 (right shift)”算例. 如图 8(b) 所示: “左偏移”、“零偏移”和“右偏移”算例中 $|R_0/L_{n,h}|_{\max}$ 对应的径向位置分别为 $r_{\max}(-R_0/L_{n,h})/a = 0.41$, $r_{\max}(-R_0/L_{n,h})/a = 0.49$ 和 $r_{\max}(-R_0/L_{n,h})/a = 0.57$, 并且只有“零偏移”算例的 $|R_0/L_{n,h}|_{\max}$ 位置与 $q = 2$ 有理面重合. 图 9(a1)—(c1) 分别为“左偏移”、“零偏移”和“右偏移”算例的 $\delta\phi$ 二维模结构: 当最强驱动 $|R_0/L_{n,h}|_{\max}$ 的径向位置向左和向右偏离 $q = 2$ 有理面时, $\delta\phi$ 模结构强度分布也向左和向右偏移, “回旋镖”模结构产生显著的径向不对称性. 图 9(a2)—(c2) 为 $m = 6$ 主极向分量及其相位角 θ_r , 发现只有“零偏移”算例中相位角变化 $\Delta\theta_r$ 的极值点在灰色阴影区域的中间 (即关于 $q = 2$ 有理面对称), 而“左偏移”和“右偏移”算例中 $\Delta\theta_r$ 极值点分别在灰色阴影区域的右侧和左侧, 与 $\delta\phi$ 模结构强度分布偏移正好相反.

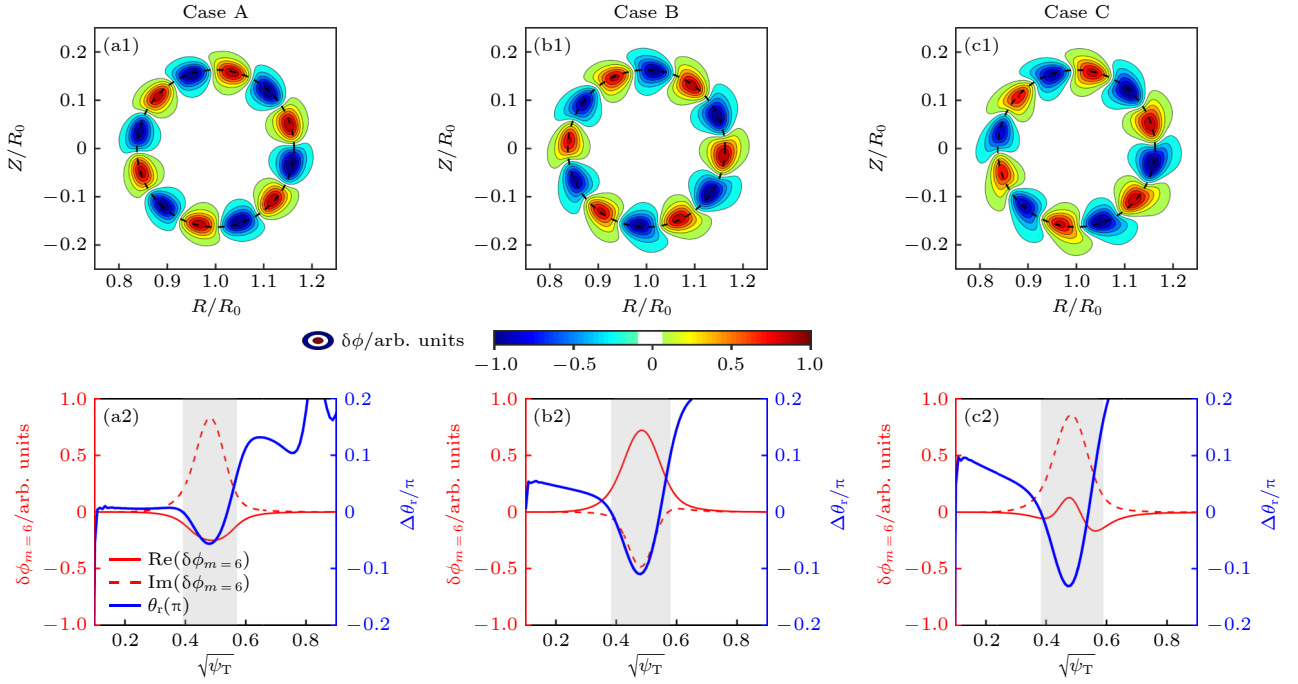


图 6 (a1)–(c1) 图 5 中 A, B, C 算例的静电势 $\delta\phi$ 二维模结构; (a2)–(c2) A, B, C 算例中主极向分量 $\delta\phi_{m=6}$ 及其相位角 $\theta_t = \arctan \frac{\text{Im}(\delta\phi_{m=6})}{\text{Re}(\delta\phi_{m=6})}$ 的径向剖面, 灰色阴影部分表示 e-BAE 有限振幅区域

Fig. 6. (a1)–(c1) The 2D poloidal mode structures of electrostatic potential $\delta\phi$ for cases A, B and C in Fig. 5; (a2)–(c2) the radial profiles of dominant principal poloidal harmonic of $\delta\phi_{m=6}$ and corresponding phase angle $\theta_t = \arctan \frac{\text{Im}(\delta\phi_{m=6})}{\text{Re}(\delta\phi_{m=6})}$, and the gray shaded region represents the radial domain with finite e-BAE amplitude.

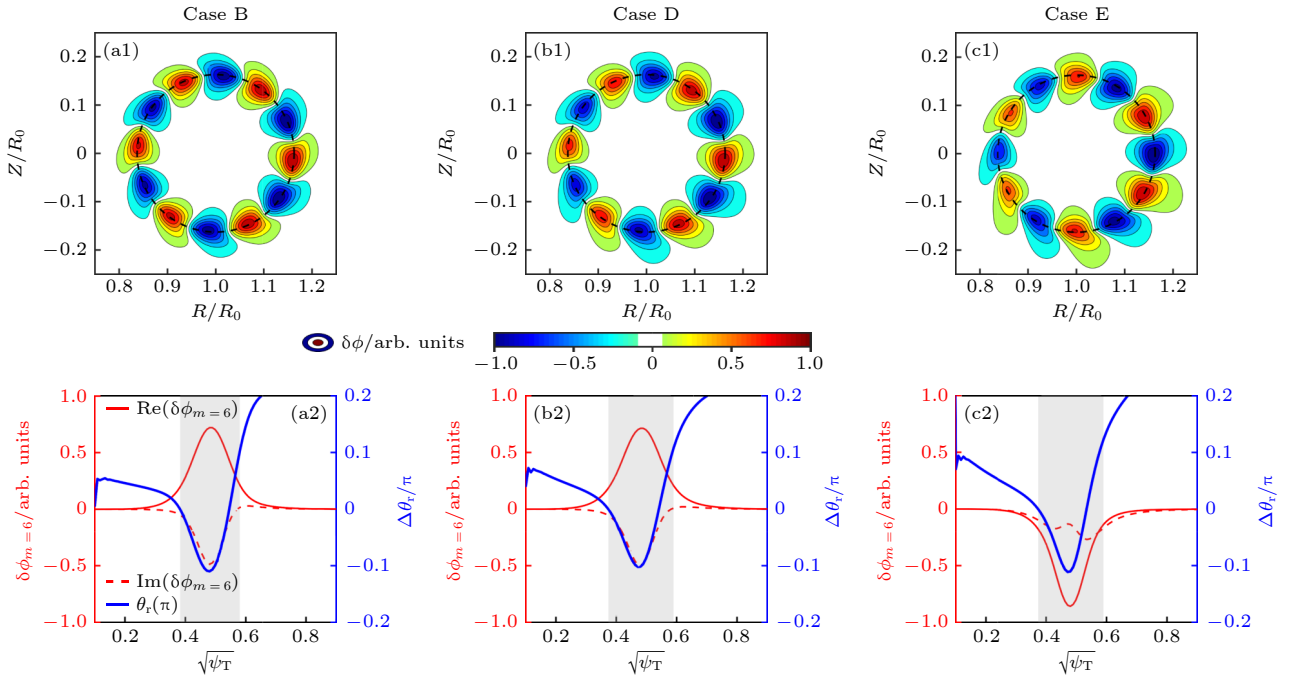


图 7 (a1)–(c1) 图 5 中 B, D, E 算例的静电势 $\delta\phi$ 二维模结构; (a2)–(c2) B, D, E 算例中主极向分量 $\delta\phi_{m=6}$ 及其相位角 $\theta_t = \arctan \frac{\text{Im}(\delta\phi_{m=6})}{\text{Re}(\delta\phi_{m=6})}$ 的径向剖面, 灰色阴影部分表示 e-BAE 有限振幅区域

Fig. 7. (a1)–(c1) The 2D poloidal mode structures of electrostatic potential $\delta\phi$ for cases B, D and E in Fig. 5; (a2)–(c2) the radial profiles of dominant principal poloidal harmonic of $\delta\phi_{m=6}$ and corresponding phase angle $\theta_t = \arctan \frac{\text{Im}(\delta\phi_{m=6})}{\text{Re}(\delta\phi_{m=6})}$, and the gray shaded region represents the radial domain with finite e-BAE amplitude.

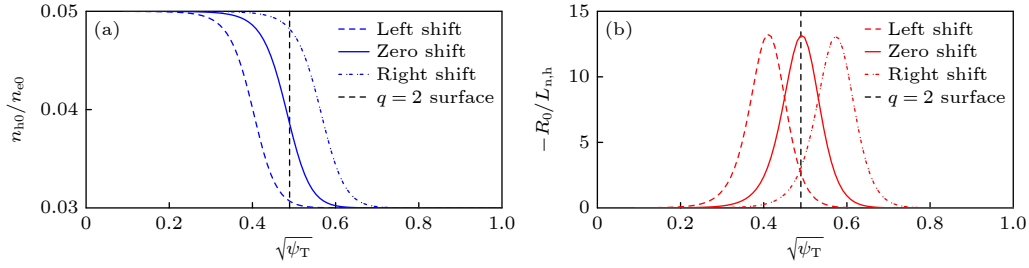


图 8 (a) 固定高能电子在磁轴处的密度 $n_{h0,a}/n_{e0} = 0.05$, 向左和向右移动高能电子密度剖面; (b) 对应的密度梯度特征长度剖面
Fig. 8. (a) Fix the on-axis EE density with $n_{h0,a}/n_{e0} = 0.05$ and shift the density profile left and right; (b) the corresponding gradient scale length profiles.

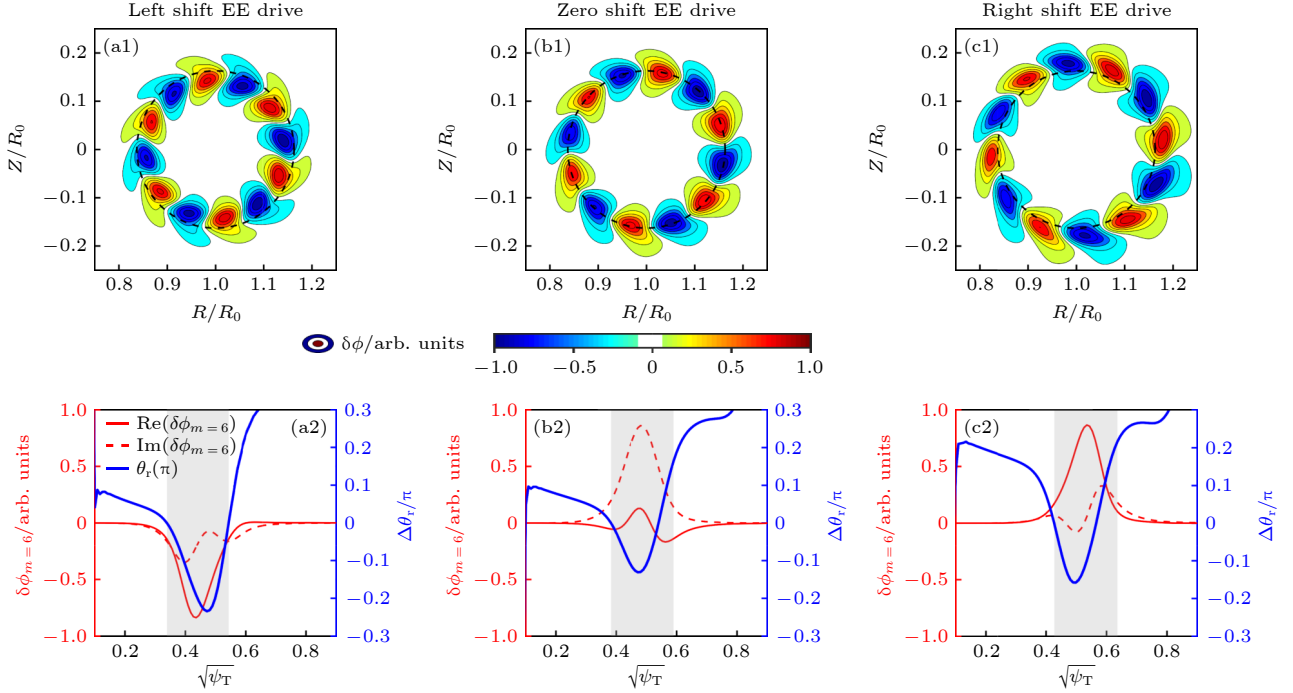


图 9 (a1)–(c1) 向左移动、未移动和向右移动高能电子密度分布的 e-BAE 算例下静电势 $\delta\phi$ 的二维模结构; (a2)–(c2) 主极向分量 $\delta\phi_{m=6}$ 及其相位角 $\theta_r = \arctan(\text{Im}(\delta\phi_{m=6})/\text{Re}(\delta\phi_{m=6}))$ 的径向剖面.

Fig. 9. (a1)–(c1) The 2D poloidal mode structures of e-BAE electrostatic potential calculated using left-shifted, zero-shifted and right-shifted EE density profiles in Fig. 8; (a2)–(c2) the radial profiles of dominant principal poloidal harmonic of $\delta\phi_{m=6}$ and corresponding phase angle $\theta_r = \arctan(\text{Im}(\delta\phi_{m=6})/\text{Re}(\delta\phi_{m=6}))$.

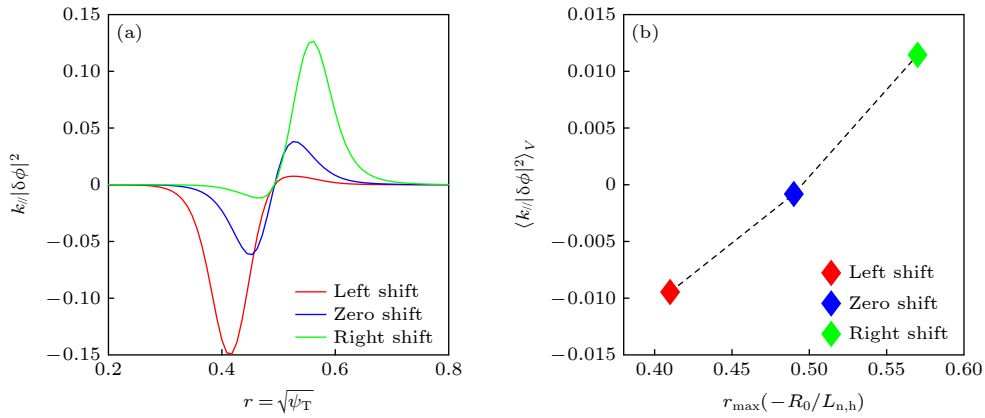


图 10 (a) 向左移动、未移动和向右移动高能电子密度分布算例下 $k_{\parallel}|\delta\phi|^2$ 的径向剖面; (b) 对应的体积平均值 $\langle k_{\parallel}|\delta\phi|^2 \rangle_V$.

Fig. 10. (a) Radial profiles of $k_{\parallel}|\delta\phi|^2$ for cases using left-shifted, zero-shifted and right-shifted EE density distributions; (b) corresponding volume-averaged value of $\langle k_{\parallel}|\delta\phi|^2 \rangle_V$.

径向对称性破缺还会导致 $\delta\phi$ 扰动在平行波数 $k_{\parallel} = (nq - m)/(qR_0)$ 谱空间中分布不对称, 从而产生有限 $\langle k_{\parallel} |\delta\phi|^2 \rangle_V$ 及相应的残余协强 ($\langle \cdot \rangle_V$ 代表体积平均值), 是驱动等离子体自发旋转的重要机制之一^[26]. 基于图 9 中 3 个算例的模结构, 计算相应的 $k_{\parallel} |\delta\phi|^2$ 径向剖面 and 体积平均值 $\langle k_{\parallel} |\delta\phi|^2 \rangle_V$, 如图 10(a) 和图 10(b) 所示, 发现“左偏移”和“右偏移”算例的 $k_{\parallel} |\delta\phi|^2$ 剖面关于 $q = 2$ 有有理面对称, 并且 $\langle k_{\parallel} |\delta\phi|^2 \rangle_V$ 具有有限值; “零偏移”算例具有对称的 $k_{\parallel} |\delta\phi|^2$, 由于正负区域相互抵消导致 $\langle k_{\parallel} |\delta\phi|^2 \rangle_V$ 接近于零. 以上计算表明当高能量电子驱动强度关于有理面分布不对称时, e-BAE 可以引起有理面附近局域的等离子体自发旋转.

4 总结和讨论

为了深入理解 e-BAE 不稳定性特征, 本文利用自主开发的 MAS 本征值程序开展全域动理学模拟研究. 模拟采用朗道流体模型描述主等离子体, 漂移动理学模型描述高能量电子, 非微扰地在参数空间下计算 e-BAE 模结构、实频率和增长率. 主要结果和发现如下:

1) 随着环向模数 n 增大, e-BAE 所在的阿尔芬连续谱势阱宽度变窄, 从而导致 e-BAE 径向模结构宽度变窄; 但 BAE-CAP 频率不随 n 变化, 因此 e-BAE 频率随 n 变化很小; e-BAE 增长率受到进动共振匹配条件的影响, 随 n 先增大后降低.

2) 本文的亮点是通过计算不同 $n_{h0,a}$ 和 T_{h0} 下 e-BAE 实频率和增长率, 发现高能量电子非微扰效应可以定性改变 e-BAE 色散关系图谱: 即 e-BAE 实频率随 $n_{h0,a}$ 增大而显著降低, 进而影响共振条件导致增长率随 $n_{h0,a}$ 先增大后降低. 而传统微扰方法则认为阿尔芬本征模实频率不受 $n_{h0,a}$ 的影响, 增长率随 $n_{h0,a}$ 单调增大. 另一方面, e-BAE 实频率和增长率随 T_{h0} 的变化与 n_{h0} 趋势相似, 导致 e-BAE 增长率在 $n_{h0,a} - T_{h0}$ 参数空间存在不稳定岛, 而微扰方法下则不存在不稳定岛.

3) 高能量电子非微扰效应引起 e-BAE 模结构对称性破缺. 当驱动强度剖面 $|R_0/L_{n,h}|$ 关于有理面对称时, $\delta\phi$ 二维模结构仅产生极向对称性破缺, 呈现沿极向上-下不对称但关于有理面对称的“回旋镖”特征; 当 $|R_0/L_{n,h}|$ 剖面关于有理面对称时, $\delta\phi$ 二维模结构同时存在极向和径向对称性破缺,

即“回旋镖”模结构不再关于有理面对称, 通过计算发现径向对称性破缺可以产生有限 $\langle k_{\parallel} |\delta\phi|^2 \rangle_V$ 并引起等离子体自发旋转.

本文重点分析了高能量电子非微扰效应对 e-BAE 线性性质的影响. 下一步计划研究主等离子体温度、密度以及高能量电子各向异性分布函数的影响, 并结合机器学习在参数空间下训练高效代理模型^[27], 为理解和预测实验上 e-BAE 不稳定性提供支持.

感谢核工业西南物理研究院陈伟研究员和浙江大学仇志勇教授的讨论.

参考文献

- [1] Fasoli A, Gormenzano C, Berk H L, Breizman B, Briguglio S, Darrow D S, Gorelenkov N, Heidbrink W W, Jaun A, Konovalov S V, Nazikian R, Noterdaeme J M, Sharapov S, Shinohara K, Testa D, Tobita K, Todo T, Vlad G, Zonca F 2007 *Nucl. Fusion* **47** S264
- [2] Chen L, Zonca F, 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 015008
- [3] Heidbrink W W 2008 *Phys. Plasmas* **15** 055501
- [4] Heidbrink W W 2020 *Phys. Plasmas* **27** 030901
- [5] Chen W, Ding X T, Yang Q W, Liu Y, Ji X Q, Zhang Y P, Zhou J, Yuan G L, Sun H J, Li W, Zhou Y, Huang Y, Dong J Q, Feng B B, Song X M, Shi Z B, Liu Z T, Song X Y, Li L C, Duan X R, Liu Y 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 185004
- [6] Zhao N, Bao J, Chen W, Shi T H, Wang Z X, Yan N, Liu S C, Liu H Q, Zang Q, Lin S Y, Wu X H, Chu Y Q, Wang Y M, Wang S X, Hu W H, Chu N, Li M H, Zhai X M, Jie Y X, Jiang M, Lin X D, Gao X 2021 *Nucl. Fusion* **61** 046013
- [7] Zonca F, Buratti P, Cardinali A, Chen L, Dong J Q, Long Y X, Milovanov A V, Romanelli F, Smeulders P, Wang L, Wang Z T, Castaldo C, Cesario R, Giovannozzi E, Marinucci M, Ridolfini V Pericoli 2007 *Nucl. Fusion* **47** 1588
- [8] Ma R R, Qiu Z Y, Li Y Y, Chen W 2020 *Nucl. Fusion* **60** 056019
- [9] Ma R R, Qiu Z Y, Li Y Y, Chen W 2021 *Nucl. Fusion* **61** 036014
- [10] Cheng J Y, Zhang W L, Lin Z, Holod I, Li D, Chen Y, Cao J T 2016 *Phys. Plasmas* **23** 052504
- [11] Wang J L, Todo Y, Wang H, Wang Z-X 2020 *Nucl. Fusion* **60** 112012
- [12] Qiu Z Y, Chen L, Zonca F, Ma R R 2020 *Plasma Phys. Control. Fusion* **62** 105012
- [13] Connor J, Hastie R J, Taylor J B 1979 *Proc. Roy. Soc. London A* **365** 1720
- [14] Lee W W, Lewandowski J L V, Halm T S, Lin Z 2001 *Phys. Plasmas* **8** 4435
- [15] Bao J, Zhang W L, Li D, Lin Z, Dong G, Liu C, Xie H S, Meng G, Cheng J Y, Dong C, Cao J T 2023 *Nucl. Fusion* **63** 076021
- [16] Bao J, Zhang W L, Li D, Lin Z, Qiu Z Y, Chen W, Zhu X, Cheng J Y, Dong C, Cao J T 2023 *Nucl. Fusion* DOI: 10.1088/1741-4326/ad0598
- [17] Bao J, Zhang W L, Li D, Lin Z 2020 *J. Fusion Energ.* **39** 382
- [18] Zonca F, Chen L, Santoro R A 1996 *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 2011

- [19] Wang X, Zonca F, Chen L 2010 *Plasma Phys. Control. Fusion* **52** 115005
- [20] Ma R R, Zonca F, Chen L 2015 *Phys. Plasmas* **22** 092501
- [21] Lu Z X, Wang X, Lauber Ph, Zonca F 2018 *Nucl. Fusion* **58** 082021
- [22] Cheng C Z 1992 *Phys. Rep.* **211** 1
- [23] Heidbrink W W, Hansen E C, Austin M E, Kramer G J, van Zeeland M A 2022 *Nucl. Fusion* **62** 066020
- [24] Wang Z X, Lin Z, Holod I, Heidbrink W W, Tobias B, van Zeeland M, Austin M E 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 145003
- [25] Liu Y Q, Lin Z, Zhang H S, Zhang W L 2017 *Nucl. Fusion* **57** 114001
- [26] Diamond P H, Kosuga Y, Gürcan Ö D, McDevitt C J, Hahn T S, Fedorczak N, Rice J E, Wang W X, Ku S, Kwon J M, Dif-Pradalier G, Abiteboul J, Wang L, Ko W H, Shi Y J, Ida K, Solomon W, Jhang H, Kim S S, Yi S, Ko S H, Sarazin Y, Singh R, Chang C S 2013 *Nucl. Fusion* **53** 104019
- [27] Dong G, Wei X, Bao J, Brochard G, Lin Z, Tang W M 2021 *Nucl. Fusion* **61** 126061

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

Global simulations of energetic electron excitation of beta-induced Alfvén eigenmodes^{*}

Bao Jian[†] Zhang Wen-Lu Li Ding

(*Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

(Received 16 May 2023; revised manuscript received 10 October 2023)

Abstract

The energetic electron (EE) excitation of beta-induced Alfvén eigenmodes is investigated by using the newly developed global eigenvalue code MAS, which is based on a hybrid model that consists of Landau fluid bulk plasma and drift kinetic EE. Specifically, the bulk plasma kinetic effects such as finite Larmor radius, diamagnetic drifts and Landau dampings, and the EE adiabatic fluid response of convection and non-adiabatic kinetic response of precessional drift resonance are incorporated in the simulations. The global eigenmode equation is solved for e-BAE mode structure and linear dispersion relation in tokamak non-perturbatively. The radial width of e-BAE mode structure becomes narrower as the toroidal mode number increases, which can be explained by the change of Alfvén continuous spectra that interact with kinetic Alfvén waves for corresponding eigenmode formation. The e-BAE growth rate exhibits a non-monotonic variation with toroidal mode number for precessional drift resonance destabilization, while the e-BAE real frequency is close to the continuum accumulation point that almost remains the same. The parametric dependence of e-BAE stability on EE density and that on temperature are analyzed by MAS non-perturbative simulations, which shows that the EE density can affect e-BAE real frequency and thus changes the resonance condition, resulting in e-BAE stabilization in the strong EE drive regime. Further, the EE non-perturbative effect on the symmetry breaking of e-BAE mode structure is reported. The poloidal symmetry breaking characterized by the ‘boomerang’ shape two-dimensional (2D) structure can be greatly enhanced by increasing EE temperature, together with the large radial variation of the poloidal phase angle of dominant principal poloidal harmonic. The radial symmetry breaking of e-BAE mode structure arises when EE density/temperature drive is not symmetric with respect to corresponding rational surface, which can lead to a net volume-averaged value of e-BAE parallel wave number which drives plasma intrinsic rotation. These results are helpful in understanding the e-BAE dynamics observed in recent experiments.

Keywords: energetic electron, beta-induced Alfvén eigenmode, non-perturbative effect, symmetry breaking

PACS: 52.35.Bj, 52.35.-g, 52.30.Ex, 52.30.Gz

DOI: 10.7498/aps.72.20230794

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12275351, 11905290, 11835016) and the National MCF Energy R&D Program of China (Grant No. 2018YFE0304100).

[†] Corresponding author. E-mail: jbao@iphy.ac.cn

高能电子激发比压阿尔芬本征模的全域模拟研究

包健 张文禄 李定

Global simulations of energetic electron excitation of beta-induced Alfvén eigenmodes

Bao Jian Zhang Wen-Lu Li Ding

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 215216 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230794

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230794>

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

高能粒子测地声模与Dimits区漂移波相互作用

Nonlinear interaction of EGAM with DW turbulence in the Dimits shift region

物理学报. 2022, 71(1): 015201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211430>

单层硅烯表面的CoPc分子吸附研究

Adsorption of CoPc molecules on silicene surface

物理学报. 2022, 71(4): 040501 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211607>

柔性棘轮在活性粒子浴内的自发定向转动

Spontaneous rotation of ratchet wheel with soft boundary in active particle bath

物理学报. 2019, 68(16): 161101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190425>

洛伦兹对称破缺框架下的广义克莱因-戈尔登谐振子

Generalized Klein-Gordon oscillator in Lorentz symmetry violation framework

物理学报. 2022, 71(6): 060301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211733>

中国首台准环对称仿星器中离子温度梯度模的模拟研究

Simulation of ion temperature gradient mode in Chinese First Quasi-axisymmetric Stellarator

物理学报. 2022, 71(18): 185202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220729>

利用X射线衍射技术对压电材料本征与非本征起源探究的研究进展

Research progress of the investigation of intrinsic and extrinsic origin of piezoelectric materials by X-ray diffraction

物理学报. 2020, 69(12): 127711 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200301>

专题: 磁约束等离子体中的高能量粒子

径向电场对离子温度梯度模稳定性的影响*

陈凝飞¹⁾ 魏广宇¹⁾ 仇志勇^{1)2)†}

1) (浙江大学物理学院, 聚变理论与模拟中心, 杭州 310027)

2) (Center for Nonlinear Plasma Science and ENEA C.R. Frascati, Frascati, Italy)

(2023 年 5 月 17 日收到; 2023 年 9 月 26 日收到修改稿)

为了解托卡马克装置中给定径向电场对离子温度梯度模 (ITG) 稳定性的影响, 基于非线性回旋动理学理论和气球模表象推导了环位形下包含径向电场引起的极向流和密度扰动影响的 ITG 的本征模方程, 并分别在长/短波长极限下研究了高能量粒子诱发测地声模 (EGAM) 所伴随的径向电场对 ITG 的本征频率、增长率和平行模结构的影响. 不仅对该本征模方程进行了理论研究, 还使用本征矩阵法对其进行数值求解, 以便对理论结果进行验证. 研究发现 EGAM 伴随的电场引起的极向转动会大幅降低 ITG 的增长率, 而极向模数 $m = 1$ 的密度扰动对 ITG 的线性稳定性影响很小. 这一结果与一般认为的带状流通过极向流剪切抑制湍流的结果是一致的. 除此之外, 使用本文发展的一般性方法也可以研究高能量粒子激发的阿尔芬不稳定性与漂移波湍流通过阿尔芬不稳定性激发带状结构发生的间接非线性相互作用, 即带状结构所伴随的径向电场通过极向转动和密度扰动影响 ITG 的稳定性. 该间接非线性通道可以作为对主导背景等离子体运输的微观湍流和主导高能量粒子运输的阿尔芬不稳定性之间的直接相互作用通道的补充.

关键词: 离子温度梯度模, 径向电场, 高能量粒子诱发测地声模, 非线性回旋动理学理论**PACS:** 52.35.Kt, 52.35.Mw, 52.25.Fi, 52.55.Fa**DOI:** 10.7498/aps.72.20230798

1 引言

由磁约束聚变装置中普遍存在的压强梯度驱动的漂移波湍流 (drift wave, DW) 被认为是引起等离子体反常运输的可能原因之一^[1], 从而导致等离子体约束性能降低. 在众多漂移波模式中, 由离子温度梯度驱动的离子温度梯度模 (ion-temperature gradient driven mode, ITG) 是被研究得最多的漂移波之一, 这是由于它会造成离子的热运输, 而离子的约束对于未来磁约束装置极为重要. 因此, 需要对 ITG 的线性稳定和非线性饱和机制进行研究. 其中, ITG 非线性饱和机制的研究对提升磁约束聚变装置的热离子约束性能和加深对低-高约束模转换的理解具有重要意义.

径向电场引起的 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 极向剪切流可以破坏 ITG 的径向相干结构, 从而降低其幅度及相应的离子热运输^[2]. Hahm 等^[3]通过两点非线性理论分别研究了大纵横比或有限纵横比的托卡马克位形中的 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 极向剪切流对湍流的抑制作用, 并发现当流剪切率大于背景湍流的去相关率时 (正比于增长率), 湍流就会被大幅抑制. 随后, 他们还发现虽然极向流的振荡分量 (如本文中重点讨论的测地声模) 对剪切率的贡献很大, 但是它对背景湍流的抑制效果不如零频带状流. 这可能是由于有限频率的剪切流在湍流涡旋还未被扭曲时就改变方向, 从而使其平均效果没有零频分量强. 但是, 这些径向电场与 DW 相互作用的模型都没有包含可能会产生定性影响的环耦合效应. 因此, 需要研究环耦合效应存在时, 径向电场对 ITG 稳定性和平行模结构的影响.

* 国家自然科学基金 (批准号: 12275236, 12261131622) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zqiu@zju.edu.cn

这些径向电场有多种来源, 包括湍流自发激发的带状流 (zonal flows, ZFs) 和外源产生的径向电场. 带状流是环向模数 $n = 0$ 、极向模数 $m \approx 0$ 的介观尺度径向电场. 它包含零频带状流 (zero-frequency ZF, ZFZF) 和有限频率的测地声模 (geodesic acoustic mode, GAM). ITG 可以通过非线性雷诺胁强自发激发带状流, 这是 ITG 非线性饱和的重要通道. 在该过程中 ITG 一方面会将一部分能量非线性地传递给带状流, 另一方面, 也会被带状流散射到线性稳定的短波长区间^[4,5]. 因此, ITG 具有自调制的过程, 即 ITG 自发激发的带状流会对 ITG 自身性质产生影响. 另外, 未来及现有的众多托卡马克中通过中性束加热或聚变反应产生的高能粒子 (energetic particle, EPs) 对自持燃烧具有重要意义. 由于 GAM 具有有限频率, 可被速度空间各向异性的高能粒子共振激发, 即高能粒子诱发测地声模 (energetic-particle-induced GAM, EGAM)^[6–9]. 由于带状流可以通过非线性雷诺胁强抑制湍流, Qiu 等^[10] 提出用中性束注入激发 EGAM, 进而对湍流进行主动控制. 但是, Zarzoso 等^[11] 的回旋动理学模拟表明, EGAM 被 EPs 注入激发后, 反而将 ITG 湍流从 Dimits 临界稳定区间中激发起来^[12], 从而破坏等离子体约束, 这与人们普遍认为的带状流抑制湍流的图像矛盾. 一个可能的机制是, 对于临界稳定的背景湍流, 当 EGAM 被 EPs 强烈激发时, 耦合的非线性系统将会把能量传递给背景湍流, 这一机制可类比化学中的勒夏特列原理^[5,13,14].

除此之外, EPs 的特征拉莫半径尺度与 ITG 湍流尺度之比 $\sqrt{T_E/T_i} \gg 1$ (其中 T_E 为 EP 温度, T_i 为离子温度), 因此之前都认为 EPs 和微观湍流之间的相互作用较弱. 同时, 未来燃烧等离子体中产生的 α 粒子的速度抛射角各向同性, 因此, EGAM 与湍流之间的相互作用和主要依靠 α 粒子加热的燃烧等离子体不完全相关. 但是大量实验^[15,16] 和模拟结果发现 EPs 的注入可能会对湍流幅度进行调制, 使得背景等离子体约束改善^[17–19]. 针对这一现象, 人们提出了各种假说, 其中高能粒子直接或间接产生的径向电场可能会在其中发挥重要作用. 一方面, EPs 可以通过轨道损失机制直接产生边缘径向电场^[20], 以此抑制湍流及其输运, 并可能导致低-高约束模转换. 另一方面, 未来的燃烧等离子体中, EPs 的速度接近阿尔芬速度 $v_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$,

其中 $\rho = n_i m_i$ 为等离子体质量密度 (m_i 是离子质量, n_i 是离子密度), 因此会激发各种阿尔芬本征模式 (Alfvén eigenmodes, AEs)^[21] 或高能粒子模 (energetic particle mode, EPM)^[22]. 这些阿尔芬本征模式可能通过参量衰变或调制不稳定性激发带状结构 (zonal structures, ZSs)^[23,24], 并通过带状结构与 ITG 发生间接相互作用. 这一间接非线性相互作用通道与二者的直接相互作用通道一起构成了主导热等离子体输运的微观湍流和主导高能粒子输运的阿尔芬湍流的非线性相互作用图像^[25]. 因此, 在环位形中研究 ITG 与径向电场, 尤其是与高能粒子激发的径向电场之间的非线性相互作用对理解 ITG 的非线性饱和, 以及 ITG 与 AEs 之间的间接相互作用都具有重要意义.

综上所述, 本文基于非线性回旋动理学理论在环位形中研究给定的径向电场对 ITG “线性”稳定性的影响. 首先推导了描述一般径向电场影响下的 ITG “线性”局域本征模方程, 并将其变换到气球模空间以便对环耦合效应进行处理. 这里的局域指本文只考虑沿磁力线的平行模结构, 并且包含了环效应和平行可压缩性, 但忽略了径向波包效应. 研究发现, 在本模型中, 径向电场通过密度扰动和电势扰动引起的极向转动对 ITG 的线性稳定性产生影响. 为了契合本文的主题, 我们以 EGAM 的径向电场为例进行了具体分析. 研究发现无论在短波长还是长波长极限下, EGAM 的电势扰动引起的极向转动都会使得 ITG 的线性增长率和实频的绝对值大幅降低. 与此同时, EGAM 的密度扰动对 ITG 的线性稳定性影响较小. 本文的结构安排如下: 第 2 节引入一般理论模型; 第 3 节在短波长和长波长极限下求解并分析 ITG 的本征模方程; 第 4 节给出简单的总结和讨论. 本文发展的一般模型, 适用于频率远低于 ITG 频率的径向电场对其稳定性的影响, 因此, 不仅适用于研究线性激发的带状流对 ITG 稳定性的影响, 也可以应用于理解平衡的平均流与湍流的相互作用, 还可以应用于高能粒子激发的阿尔芬不稳定性与漂移波湍流通过带状流结构的 “间接” 相互作用.

2 基本模型

为了突出径向电场对 ITG 稳定性的影响, 本文采用具有同心圆磁面的托卡马克位形, 并使用

右手系 (r, θ, ξ) , 其中 r, θ 和 ξ 分别是小半径、极向和环向角. 在此位形中, 平衡磁场由 $\mathbf{B} = B_0[(1 - \varepsilon \cos \theta)\mathbf{e}_\xi + \varepsilon \mathbf{e}_\theta/q]$ 给出, 其中 $\varepsilon \equiv r/R$ 是逆环径比, R 是大半径, $q \equiv rB_\xi/(RB_\theta)$ 是安全因子, 它代表磁力线在极向和环向环绕的圈数之比. 由于 ITG 一般具有较高的环向模数 n , 平衡参数剖面 (密度、温度等) 的特征长度远大于有理由面之间的距离 ($\Delta r = 1/(nq')$), 因此可以将扰动电势写为

$$\delta\phi = e^{in\xi - i\omega t} \sum_j \hat{\phi}(s-j) e^{-i(m_0+j)\theta}, \quad (1)$$

其中, $s \equiv (r - r_0)/\Delta r = nq - m_0$ 表示用相邻有理由面间距离 $\Delta r = 1/(nq')$ 归一化的径向坐标, $q' = \partial q/\partial r$ 表示安全因子的径向梯度, r_0 为参考磁面的径向位置, 它满足 $nq(r_0) - m_0 = 0$, 且满足 m_0 为远大于 j 的整数; $\hat{\phi}$ 表示 ITG 的径向精细结构.

ITG 和 EGAM 都是频率远低于回旋频率的低频扰动, 因此二者之间的非线性相互作用可用非线性回旋动理学理论进行研究. 为了更加关注离子温度梯度模的物理, 这里假设托卡马克密度剖面是平的, 即 $\eta_i \equiv L_{n_i}/L_{T_i} \rightarrow \infty$, 其中 $L_{n_i} \equiv -n_i/(\partial n_i/\partial r)$, $L_{T_i} \equiv -T_i/(\partial T_i/\partial r)$ 分别为密度和温度不均匀性的特征长度. 同时, 假设在高约束模等离子体的台基区内, 径向电场的频率一般远低于 ITG 的频率. 描述 ITG 离子响应的非线性回旋动理学方程由下式给出:

$$\begin{aligned} & (\omega - k_{//}v_{//} + \omega_D + k_\theta v_\theta) \delta H_i \\ &= \frac{e}{T_i} J_0 (\omega - \omega_{*i}^T) F_{0i} \delta\phi_1 \\ & - i \frac{c}{B_0} \mathbf{b}_0 \times \nabla \delta\phi_1 \cdot \nabla \delta H_E. \end{aligned} \quad (2)$$

其中, $k_{//} \equiv (nq - m)/(qR)$ 是平行波数; $\omega_D \equiv 2\omega_d C(x_\perp^2/2 + x_\parallel^2)$ 为磁漂移频率, $\omega_d \equiv k_\theta c T_i/(eBR)$, $x_\perp \equiv v_\perp/v_{ti}$ 和 $x_\parallel \equiv v_{//}/v_{ti}$ 分别为由热速度 $v_{ti} \equiv \sqrt{2T_i/m_i}$ 归一化的垂直和平行速度, $C \equiv \cos \theta - k_r \sin \theta/k_\theta$ 中第一二项分别表示法曲率和测地曲率, c 表示光速; δH 为粒子扰动分布函数的非绝热分量; $J_0(k_\perp \rho_i)$ 为零阶贝塞尔函数, 它体现了有限拉莫尔半径效应, 其中 $\rho_s = m_s v_{\perp,s} c/(eB)$ 是粒子种类 s 的拉莫尔半径 ($s = i, e$); F_{0i} 是离子的平衡分布函数; $\omega_{*i}^T \equiv \omega_{*T_i}(x_\perp^2 + x_\parallel^2 - 3/2)$ 是平密度极限下的粒子逆磁漂移频率, 且 $\omega_{*T_i} \equiv k_\theta c T_i/(eBL_{T_i})$; $\mathbf{b}_0$ 为平衡磁场单位矢量. 另外, 方程 (2) 左边的最后一项为径向电场引起的极向旋转对应的多普勒

频移 ($\propto k_\theta v_\theta$), 其中 $v_\theta \equiv -c \mathbf{b}_0 \times \partial_r \delta\phi_E/B_0$ 为径向电场的 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 漂移速度. 相比之下, 方程 (2) 右边最后一项代表径向电场的密度扰动 ($\propto \delta\phi_1 \delta H_E$). 本文中, 下标 “E” 和 “I” 表示与径向电场和 ITG 相关的量. 非线性回旋动理学方程由电荷准中性条件进行闭合:

$$\frac{eN_0 \delta\phi}{T_e} + \langle \delta H_e J_0 \rangle = -\frac{eN_0 \delta\phi}{T_i} + \langle \delta H_i J_0 \rangle, \quad (3)$$

其中, 左右两边的第一项分别为电子和离子的绝热响应, 即对应无惯性的玻尔兹曼分布, $\langle \cdot \rangle$ 代表速度空间积分, N_0 表示粒子数密度, T_s 表示粒子 s 的温度. 典型的 ITG 模通常满足 $k_{//}v_{//,e} \gg \omega \sim \omega_{*T_i} \gg \omega_d$, $k_{//}v_{//,i}$, 即忽略电子的惯性, 其扰动分布函数的非绝热分量 $\delta H_{i,e} = 0$. 在该量级下, 离子的扰动分布函数的非绝热分量为

$$\begin{aligned} \delta H_{i,i} \approx & \frac{\Lambda}{\omega} \left[-\left(\frac{e}{T_e} + \frac{e}{T_i}\right) F_{0i} \delta\phi_E + \delta H_E \right] \delta\phi_i \\ & + \frac{e}{T_i} J_0 F_{0i} \left(1 - \frac{\omega_{*i}^T}{\omega}\right) \left(1 + \frac{k_{//}v_{//}}{\omega}\right. \\ & \left. + \frac{k_{//}^2 v_{//}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_D}{\omega} + \dots\right) \delta\phi_i, \end{aligned} \quad (4)$$

其中, $\Lambda \equiv ick_r k_\theta/B_0$ 为非线性耦合系数. 将 ITG 的离子非绝热响应 (4) 代入准中性条件 (3), 即可得到 ITG 的色散关系. 同时, 垂直波数可以分解为径向和极向分量, 即 $k_\perp^2 = k_\theta^2 - \partial^2/\partial r^2$, 则第 j 个极向模式在实空间内的本征模方程可写为

$$\begin{aligned} & \left(b_\theta \hat{s}^2 \frac{d^2}{dz^2} - \frac{1}{\tau(1 + \omega_{*T_i}/\omega)} - b_\theta + \frac{k_{//}^2 v_{ti}^2}{2\omega^2} \right) \hat{\phi}_z \\ &= \frac{\omega_d}{\omega} \left[\hat{\phi}_{z+1} + \hat{\phi}_{z-1} + \hat{s} \frac{d}{dz} (\hat{\phi}_{z+1} - \hat{\phi}_{z-1}) \right] \\ & + \frac{\Lambda}{(\omega + \omega_{*T_i})} \left[\left(1 + \frac{1}{\tau}\right) \delta\phi_E - \left\langle \frac{T_i \delta H_{E,i}}{eN_0} \right\rangle \right] \hat{\phi}_z. \end{aligned} \quad (5)$$

在方程 (5) 中, $\hat{s} \equiv r(\partial q/\partial r)/q$ 是磁剪切, $\tau \equiv T_e/T_i$ 是电子和离子温度之比, $b_\theta \equiv k_\theta^2 \rho_{ti}^2/2$, $z \equiv s - j = nq - m$. 方程 (5) 右边第一项为磁漂移引起的相邻极向模式之间的环耦合效应, 这是托卡马克这样的环形磁约束装置上特有的效应. 另外, 离子对径向电场的非绝热响应 $\langle \delta H_{E,i} \rangle$ 可能也有极向不均匀性, 因此可能造成额外的环耦合. 例如, 对于本文研究的 EGAM 来说, 其密度扰动在环向截面为上下反对称, 正比于 $\sin \theta$, 而 ZFZF 的密度扰动正比于 $\cos \theta$ [26].

方程 (5) 是一个涉及径向和极向的二维微分-差分方程, 很难进行理论分析. 为了更好地研究环耦合效应带来的影响, 采用气球模表象将方程 (5) 分解为两个耦合的一维本征值方程, 即描述 ITG 平行模结构的方程和缓变的径向包络的方程. 气球模表象基于平移不变性, 即有理面之间的距离 Δr 远小于等离子体平衡参数变化的尺度 L_{n_i} 或 L_{T_i} , 可以认为不同有理面上的极向分量的模结构形状一致. 此时, 扰动电势可以写为傅里叶积分的形式:

$$\delta\phi = e^{-i\omega t} e^{im\xi} A(r) \sum_m e^{-im\theta} \int \Phi(\eta) e^{i(nq-m)\eta} d\eta, \quad (6)$$

其中, η 为沿磁力线的极向坐标, 又被称为扩展极向角, 其取值范围为 $\eta \in (-\infty, +\infty)$; $\Phi(\eta)$ 为 ITG 的平行模结构; $A(r)$ 为极向分量的缓变径向包络. 本文将基于局域模型研究 ITG 的径向模结构, 并不包含其径向波包效应^[27], 因此也不会涉及 EGAM 的全局模结构^[8]. 基于 (6) 式给出的傅里叶积分形式, ITG 在气球模空间的本征模方程可写为

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Phi(\eta)}{d\eta^2} + q^2\Omega^2 b \left[\frac{\tau\Omega}{1 + \tau\Omega\varepsilon_{T_i}^{1/2}} + b(1 + s^2\eta^2) \right] \\ + \frac{2}{\Omega} (\cos\eta + \hat{s}\eta \sin\eta) + (1 + \tau) \Delta_E \delta\phi_E \\ - \tau \Delta_E \left\langle \frac{T_i \delta H_{E,i}}{eN_0} \right\rangle \Phi(\eta) = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

(7) 式中使用了文献 [28] 中的一系列归一化参量, 即 $\Omega \equiv \omega / (\tau \sqrt{\omega_{*T_i} \omega_d})$, $b \equiv \tau b_\theta / \sqrt{\varepsilon_{T_i}}$, $\varepsilon_{T_i} \equiv L_{T_i}/R$ 和 $\Delta_E \equiv \Lambda / [\omega_{*T_i} \sqrt{\varepsilon_{T_i}} (1 + \tau \Omega \sqrt{\varepsilon_{T_i}})]$. 上述的推导过程没有假定径向电场的形式, 只要求径向电场的振荡频率远低于 ITG 的频率, 因此方程 (7) 普遍适用各种给定的径向电场. 为了研究由 EP 激发的 EGAM 的径向电场对 ITG 湍流“线性”稳定性的影响, 同时也是作为对文献 [29] 的推广, 本文将采用 EGAM 形式的径向电场. GAM 的离子非绝热响应中 $m = 0$ 和 $m = 1$ 的分量占主导地位:

$$\delta H_{E,i} = \frac{eF_{0i} \delta\phi_E}{T_i} \left[1 - \frac{\omega_{Dr}}{\omega_G} \left(\frac{x_\perp^2}{2} + x_\parallel^2 + \tau \right) \right]. \quad (8)$$

同时, 只取电势扰动 $m = 0$ 的分量, 即 $\delta\phi_E = \overline{\delta\phi_E}$, 其中, $\overline{(\cdot)} \equiv \int_0^{2\pi} (\cdot) d\theta / 2\pi$ 代表磁面平均量. 在方程 (8) 中, $\omega_G = \sqrt{7/4 + \tau v_{ti}/R}$ 是 GAM 最低阶的实频, 测地曲率的贡献由磁漂移频率 $\omega_{Dr} = 2\omega_{dr} \sin\theta$ 引入, 其中 $\omega_{dr} \equiv k_r c T_i / (eBR)$.

3 径向电场对 ITG 线性稳定性的影响

基于方程 (8) 给定的 EGAM 的径向电场, 方程 (7) 可进一步写为如下类薛定谔方程的形式:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Phi}{d\eta^2} + q^2\Omega^2 b \left[\frac{\tau\Omega}{1 + \tau\Omega\varepsilon_{T_i}^{1/2}} + b(1 + s^2\eta^2) + \Delta_E \overline{\delta\phi_E} \right] \\ + \frac{2}{\Omega} (\cos\eta + \hat{s}\eta \sin\eta) + \Delta'_E \overline{\delta\phi_E} \sin\eta \Big] \Phi = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

式中, $\Delta_E \overline{\delta\phi_E}$ 是静电势的贡献, $\Delta'_E \overline{\delta\phi_E}$ 为 EGAM 的 $m = 1$ 密度扰动的贡献, 其中 $\Delta'_E \equiv (2\omega_{dr}/\omega_G) \tau(1 + \tau)\Delta_E$. 方程 (9) 是一个典型的一维本征值方程, 它主要包含由有限拉莫半径效应引起的缓变抛物线势阱 $(1 + s^2\eta^2)$ 和由环效应引起的快变周期性势阱 $(\cos\eta + \hat{s}\eta \sin\eta)$, 以及径向电场引入的修正. 下面将分别在短波长和长波长极限下解析求解方程 (9), 以得出其最不稳定模的模结构和本征值. 另外, 会用本征矩阵法对方程 (9) 直接进行数值求解, 以便与理论结果进行对照.

3.1 短波长极限

从文献 [28] 可知, ITG 的平行模结构在实空间的宽度正比于 $b^{1/2}$, 这说明短波长极限下 ($b \sim O(1)$), ITG 的模结构在径向较宽, 相邻极向模式之间的耦合较强, 即在气球模空间中局域在 $\eta = 0$ 附近, 形成气球模结构. 因此, 短波长极限也被称为强耦合/气球近似 (strong coupling/ballooning approximation). 在这一近似下, 周期性势阱可在 $\eta = 0$ 附近泰勒展开. 值得注意的是, EGAM 正比于 $\sin\eta$ 的贡献会改变原方程的偶对称性, 从而使 ITG 的本征模结构不再关于 $\eta = 0$ 对称. 当偏离过大时, 上述在原点附近进行的展开将可能不再适用. 这里先验地假设该偏离 $\Delta\eta \ll 1$, 从而使得上述展开依然有效. 此时, ITG 的本征模方程可写为

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Phi}{d\eta^2} + q^2\Omega^2 b \left[\frac{\tau\Omega}{1 + \tau\Omega\varepsilon_{T_i}^{1/2}} + b + \frac{2}{\Omega} + \Delta_E \overline{\delta\phi_E} \right] \\ + \left(b\hat{s}^2 + \frac{2\hat{s}-1}{\Omega} \right) \eta^2 + \Delta'_E \overline{\delta\phi_E} \eta \Big] \Phi = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

方程 (10) 可通过平移变换 $\eta' = \eta + \Delta\eta$ 和尺度变换 $\eta' = \alpha\eta$ 改写为标准的韦伯方程, 其中, $\Delta\eta = \Delta'_E \overline{\delta\phi_E} / [2b\hat{s}^2 + 2(2\hat{s}-1)/\Omega]$ 表示 ITG 的平行模结构相对 $\eta = 0$ 的偏离值. 尺度变换到韦伯方程的条件为

$$\alpha^2 q^2 \Omega^2 b \left\{ \frac{\tau \Omega}{1 + \tau \Omega \varepsilon_{T_i}^{1/2}} + b + \frac{2}{\Omega} + \Delta_E \bar{\delta \phi_E} - \frac{\Delta'_E \bar{\delta \phi_E}}{4 [b \hat{s}^2 + (2 \hat{s} - 1) / \Omega]} \right\} = \lambda, \quad (11)$$

$$q^2 \Omega^2 b \left(b \hat{s}^2 + \frac{2 \hat{s} - 1}{\Omega} \right) \alpha^4 = -1, \quad (12)$$

其中, $\lambda = (2l + 1)$ 为该本征值方程的本征值, l 为非负整数. 将方程 (11) 代入方程 (12) 即可得出能级为 l 的本征态的色散关系:

$$q^2 \Omega^2 b \left\{ \frac{\tau \Omega}{1 + \tau \Omega \varepsilon_{T_i}^{1/2}} + \frac{2}{\Omega} + b + \Delta_E \bar{\delta \phi_E} - \frac{(\Delta'_E \bar{\delta \phi_E})^2}{4 [b \hat{s}^2 + (2 \hat{s} - 1) / \Omega]} \right\}^2 + (2l + 1)^2 \left(b \hat{s}^2 + \frac{2 \hat{s} - 1}{\Omega} \right) = 0. \quad (13)$$

此时, 韦伯方程中的谐振子势阱存在一系列本征值和本征函数, 如图 1 所示. 从图 1(a) 和图 1(b)

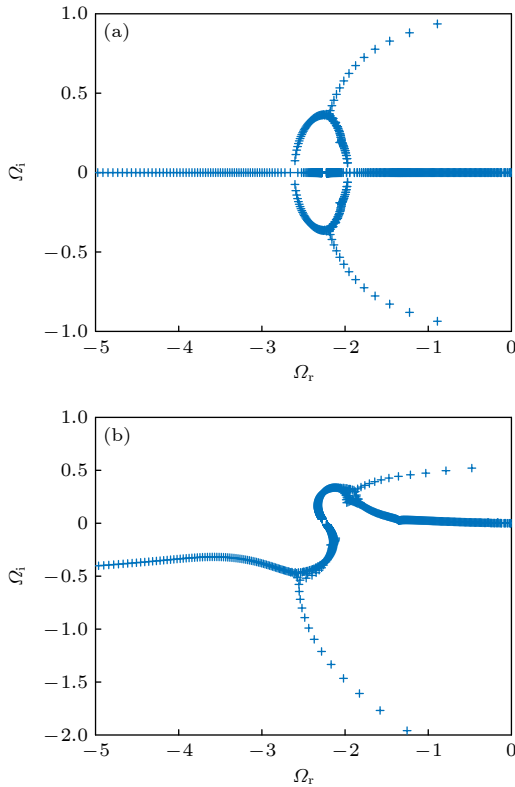


图 1 短波长极限下, $e\delta\phi_E/T_i = 0$ (a) 和 0.1 (b) 时, ITG 本征值的实部 (Ω_r) 和虚部 (Ω_i) 的分布. 在两种情况下, 最不稳定的都是 $l = 0$ 的基态

Fig. 1. Distribution of the real (Ω_r) and imaginary (Ω_i) parts of eigenvalues of ITG when $e\delta\phi_E/T_i = 0$ (a) and 0.1 (b) in the short-wavelength limit. In both cases, the ground state with $l = 0$ is the most unstable eigenstate.

可以看出, 无论是否存在径向电场, 最不稳定的本征态 (本征值虚部最大) 都是 $l = 0$ 的基态, 其本征函数由高斯函数给出为 $\Phi(\eta) = \exp[-\sigma(\eta + \Delta\eta)^2]$, 其中

$$\sigma = \frac{q^2}{2} \left(\frac{\tau b \Omega^3}{1 + \tau \Omega \varepsilon_{T_i}^{1/2}} + 2b\Omega + b^2 \Omega^2 \right) + \frac{q^2 \Omega^2 b}{2} \left\{ \Delta_E \bar{\delta \phi_E} - \frac{(\Delta'_E \bar{\delta \phi_E})^2}{4 [b \hat{s}^2 + (2 \hat{s} - 1) / \Omega]} \right\}.$$

因此, 在不存在径向电场时 ($\Delta\eta = 0$), ITG 的基态本征模在气球模空间的平行模结构是局域在附近的高斯函数, 其宽度正比于 $1/b$, 即实空间模宽度正比于 b ; 相反, 在系统中存在有限的径向电场时 ($\Delta\eta \neq 0$), ITG 的平行模结构相对原点有有限的偏移, 如图 2 所示. 此外, 从图 2 发现由 EGAM 引起的 ITG 平行模结构的偏移 $\Delta\eta \ll 1$, 这说明了前文中将势阱在 $\eta = 0$ 附近展开的自治性. 同时, 基态对应的色散关系 ($l = 0$) 为

$$q^2 \Omega^2 b \left\{ \frac{\tau \Omega}{1 + \tau \Omega \varepsilon_{T_i}^{1/2}} + \frac{2}{\Omega} + b + \Delta_E \bar{\delta \phi_E} - \frac{(\Delta'_E \bar{\delta \phi_E})^2}{4 [b \hat{s}^2 + (2 \hat{s} - 1) / \Omega]} \right\}^2 + \left(b \hat{s}^2 + \frac{2 \hat{s} - 1}{\Omega} \right) = 0. \quad (14)$$

色散关系 (14) 除了大括号里的最后两项表示由 EGAM 的径向电场引起的修正, 其他项与文献 [28]

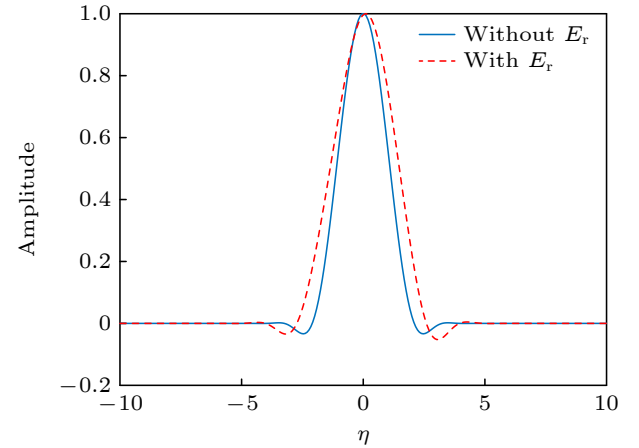


图 2 短波长极限下, $e\delta\phi_E/T_i = 0.1$ 和 0 时, ITG 最不稳定的基态的平行模结构. 其中, 蓝色实线表示径向电场为零时 ITG 的模结构, 红色虚线表示有限径向电场时 ITG 的模结构

Fig. 2. Mode structure of the most unstable mode of ITG. The blue solid and red dashed lines represent the cases with $e\delta\phi_E/T_i = 0$ and $e\delta\phi_E/T_i = 0.1$, respectively.

中的 ITG 线性色散关系一致. 通过求解基态色散关系 (14), 可以得到基态本征值的解析解, 它的实部和虚部分别为 ITG 的实频和增长率; 同时, 本文也使用本征矩阵法直接求解方程 (9) 从而得到本征值的数值解, 并将二者所得的结果进行比较. 图 3(a) 和图 3(b) 分别是 ITG 的增长率和实频对 EGAM 幅度的依赖关系, 可以看到红线代表的理论解和蓝线代表的数值解符合得很好. 从图 3(a) 可以看出, 当径向电场从 0 增强到 0.1 时, ITG 的增长率大幅下降约 50%, 同时, 实频的绝对值也下降约 50%. 从方程 (2) 可知, 径向电场对 ITG 稳定性的影响

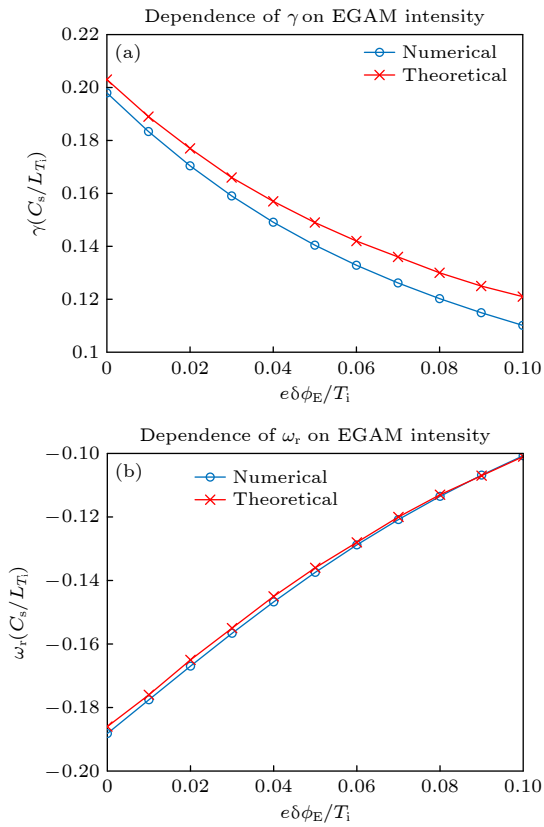


图 3 短波长极限下, ITG 的增长率 (a) 和实频 (b) 与 EGAM 幅度 $e\delta\phi_E/T_i$ 的关系. 蓝色圆点表示直接数值求解本征值方程 (9) 得到的数值解, 红色叉号表示求解基态色散关系 (14) 得到的理论解. 实频和增长率都是用 C_s/L_{Ti} 进行归一化, 其中, $C_s^2 = 2T_e/m_i$ 表示声速; 这两幅图所用的参数为 $\varepsilon_{Ti} = 0.2$, $b = 1$

Fig. 3. Dependence of the growth rate (a) and real frequency (b) of ITG on the amplitude of EGAM $e\delta\phi_E/T_i$ in short-wavelength limit. The blue circles represent the numerical value obtained by directly solving the eigenmode equation (9); while the red crosses represent the theoretical value obtained by solving the dispersion relation (14). The real frequency and growth rate of ITG are normalized to C_s/L_{Ti} , with $C_s^2 = 2T_e/m_i$ representing sound velocity. The parameters used here are $\varepsilon_{Ti} = 0.2$ and $b = 1$.

有两个通道: 一是电势扰动引起的极向旋转; 二是密度扰动. 为了研究两个效应各自对 ITG 增长率降低的贡献, 可在研究一个效应时将另一个效应关闭. 首先, 当开启密度扰动, 同时关闭电势扰动时, ITG 的增长率基本不随 EGAM 幅度变化而变化, 如图 4 中的绿色实线所示. 考虑相反的情形, 即只包含极向旋转的影响而不包含密度扰动时, ITG 的增长率与将二者都包含的情况十分接近, 分别如图 4 中的红色虚线和蓝色实线所示. 综上, 我们发现径向电场的电势扰动 (即极向旋转) 是引起 ITG 增长率下降的主要原因.

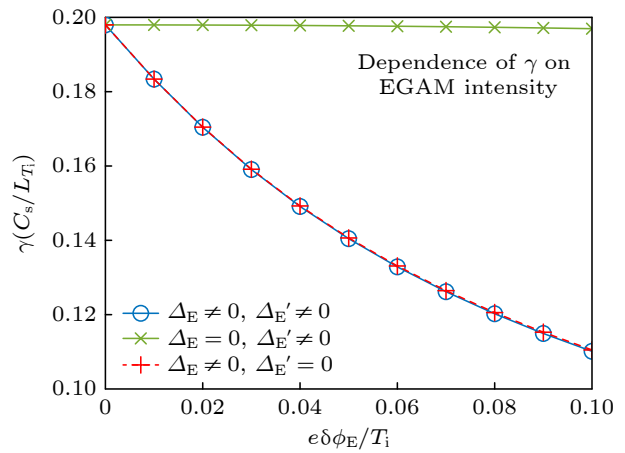


图 4 短波长极限下, 极向旋转和密度调制共同作用和分别作用时 ITG 增长率对 EGAM 幅度的依赖关系. 图中绿色实线表示只有密度扰动的情形, 红色虚线表示只有电势扰动的情形, 蓝色实线表示两种扰动都存在的情形

Fig. 4. Dependence of the growth rate of ITG in presence of poloidal rotation and/or density modulation in short-wavelength limit. The green solid and red dashed lines represent the cases with only density modulation and poloidal rotation, respectively; while the blue line represents the case with both effects.

3.2 长波长极限

3.1 节讨论的强耦合近似要求 $b \gg 1$, 这是一个很强的约束条件. 当 b 逐渐减小时, ITG 极向分量的径向宽度也逐渐减小, 因此在 $b \lesssim 1$ 的长波长极限下, 强耦合近似不再成立. 由于在长波长近似下 ITG 极向分量的实空间宽度很小, 相邻极向分量之间的耦合相比强耦合近似弱, 因此也被称为中等/弱耦合近似. 长波长近似下存在平板 ITG 和环形 ITG 两个分支, 而本文更关注激发阈值更低的环形分支. 环形 ITG 的平行模结构是环效应引起的快变势阱 ($\eta \sim O(1)$) 的响应和慢变的平衡剖面

的响应的叠加. 自洽性分析给出环分支是由平行可压缩性 (正比于 η 二阶导的项) 与绝热电子响应 (正比于 Ω^3 的项) 平衡得到, 由此可以得出 $\Omega = O(b^{-1/3})$. 此时, 可以定义环分支的模结构为

$$\Phi(\eta) = \sum_l \left[C_l(\hat{\varepsilon}\eta) \cos\left(\frac{2l+1}{2}\eta\right) + S_l(\hat{\varepsilon}\eta) \sin\left(\frac{2l+1}{2}\eta\right) \right], \quad (15)$$

其中, $\hat{\varepsilon} = b^{1/3}$, C_l 和 S_l 为平行模结构的慢变包络. 将模结构 (15) 代入方程 (9) 后令 $\sin \eta/2$ 和 $\cos \eta/2$ 的系数为 0, 长波长极限下 ITG 的本征模方程即可写为

$$\frac{dS_0}{d\eta_1} + \left(\frac{b^{2/3}q^2\Omega^3\tau}{1 + \tau\Omega\varepsilon_T^{1/2}} - \frac{1}{4b^{1/3}} + q^2\Omega^2b^{2/3}\Delta_E\overline{\delta\phi_E} \right) C_0 + q^2\Omega b^{1/3}\hat{s}\eta_1 S_0 + \frac{1}{2}q^2\Omega^2b^{2/3}\Delta'_E\overline{\delta\phi_E}S_0 = 0, \quad (16)$$

$$\frac{dC_0}{d\eta_1} - \left(\frac{b^{2/3}q^2\Omega^3\tau}{1 + \tau\Omega\varepsilon_T^{1/2}} - \frac{1}{4b^{1/3}} + q^2\Omega^2b^{2/3}\Delta_E\overline{\delta\phi_E} \right) S_0 - q^2\Omega b^{1/3}\hat{s}\eta_1 C_0 - \frac{1}{2}q^2\Omega^2b^{2/3}\Delta'_E\overline{\delta\phi_E}C_0 = 0. \quad (17)$$

将方程 (16) 对 η_1 求微分后代入方程 (17), 并作坐标变换 $\eta' = \eta + b^{1/3}\Delta_E\overline{\delta\phi_E}/2\hat{s}$ 后即可得到关于 S_0 的韦伯方程:

$$\frac{d^2S_0}{d\eta_1'^2} + \left[\left(\frac{b^{2/3}q^2\Omega^3\tau}{1 + \tau\Omega\varepsilon_T^{1/2}} - \frac{1}{4b^{1/3}} \right)^2 + q^2\Omega b^{1/3}\hat{s} + q^2\Omega^2b^{2/3}\Delta_E\overline{\delta\phi_E} \right] S_0 - q^4\Omega^2b^{2/3}\hat{s}^2\eta_1'^2 S_0 = 0. \quad (18)$$

同样将方程 (18) 做尺度变换 $\hat{\eta} = \alpha\eta'$, 以便将其变换为标准形式 $y'' - \lambda y + \hat{\eta}^2 y = 0$, 其中, $\lambda = (2l+1)$ 为该本征值方程的本征值, l 为非负整数. 同样, 从图 5(a) 和图 5(b) 可知最不稳定的本征态也是基态, 其色散关系由下式给出:

$$\Omega^3 + \frac{A\overline{\delta\phi_E}}{\tau\omega_*T\varepsilon_T^{1/2}}\Omega^2 - \frac{\varepsilon_T^{1/2}}{4bq^2}\Omega = \frac{1}{4bq^2\tau}. \quad (19)$$

方程 (19) 左边第二项由径向电场电势 $m=0$ 分量贡献, 而密度扰动对长波长极限下的 ITG 色散关系没有贡献, 这可能是由于在长波长极限下 ITG 的平行模结构很宽, 如图 6 所示, 从而将 EGAM 的 $m=1$ 的密度扰动平均了. 图 7 给出了 ITG 的

增长率和频率对径向电场幅度的依赖关系, 可以发现理论解和数值解符合得较好. 具体来说, 当径向电场强度 $e\delta\phi_E/T_i$ 从 0 增强到 0.1 时, ITG 的增长率从 0.028 下降到 0.020, 下降约 28%. 与此相比, 短波长情形下, ITG 的增长率大幅下降约 50%. 这

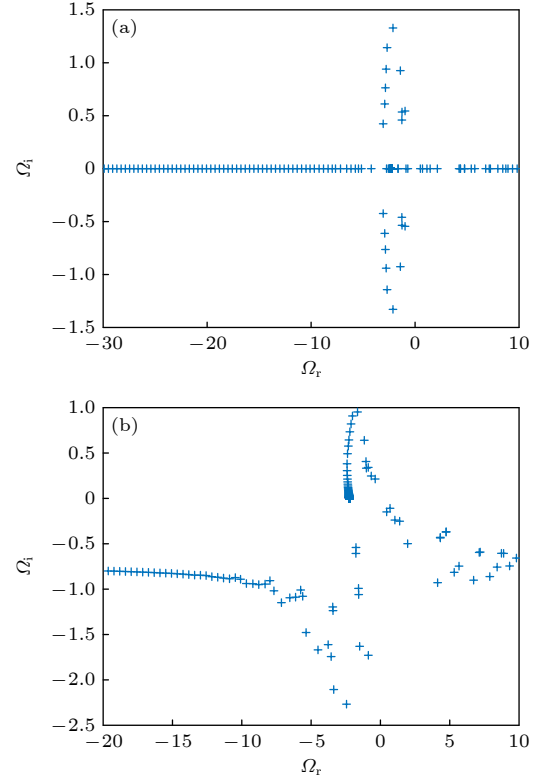


图 5 长波长极限下, $e\delta\phi_E/T_i=0$ (a) 和 0.1 (b) 时, ITG 的本征值分布. 在两种情况下, 最不稳定的都是 $l=0$ 的基态
Fig. 5. Distribution of eigenvalues of ITG when $e\delta\phi_E/T_i=0$ (a) and 0.1 (b) in the long-wavelength limit. In both cases, the ground state with $l=0$ is the most unstable eigenstate.

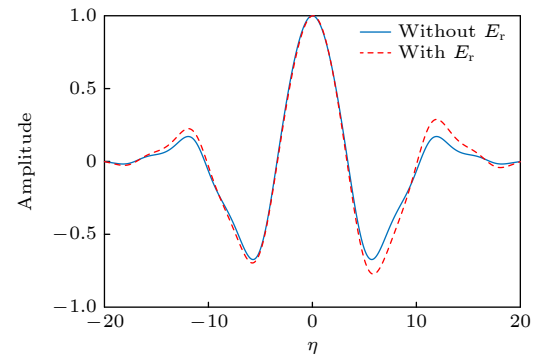


图 6 长波长极限下, $e\delta\phi_E/T_i=0.1$ 和 0 时, ITG 最不稳定的基态的平行模结构. 其中, 蓝色实线表示径向电场为零时 ITG 的模结构, 红色虚线表示有限径向电场时 ITG 的模结构
Fig. 6. Mode structure of the most unstable mode of ITG. The blue solid and red dashed lines represent the cases with $e\delta\phi_E/T_i=0$ and $e\delta\phi_E/T_i=0.1$, respectively.

说明,在同样幅度下,径向电场对短波长极限的 ITG 的致稳效果比对长波长极限的 ITG 强,但是我们并不清楚造成该现象的原因. 方程 (19) 中不包含密度调制的贡献,这说明长波长极限下密度调制可能不会对 ITG 的增长率造成影响. 同样,解析的色散关系 (19) 说明密度扰动不对 ITG 的线性色散关系造成影响,为了验证这一点,采用与短波长极限时相同的做法,即在研究一个效应时将另一个关闭,结果如图 8 所示. 结果表明,只存在极向旋转和两种非线性效应都存在时,ITG 增长率对 EGAM 幅度的依赖关系基本一致,同时,只存在密度扰动时,ITG 增长率不随 EGAM 幅度变化. 因此,在长波长极限下,EGAM 的电势扰动会导致

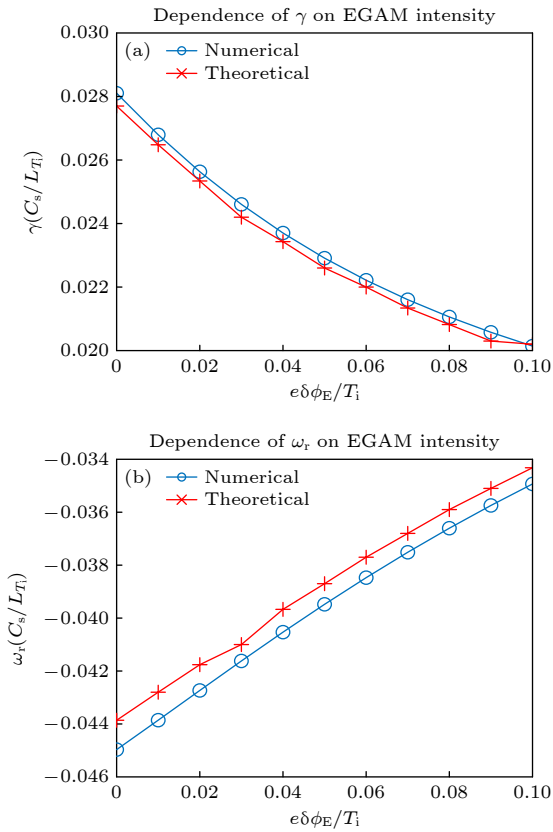


图 7 长波长极限下, ITG 的增长率 (a) 和实频 (b) 与 EGAM 幅度 $e\delta\phi_E/T_i$ 的关系. 蓝色圆点表示直接数值求解本征值方程 (9) 得到的数值解, 红色叉号表示求解基态色散关系 (19) 得到的理论解. 这两幅图所用的参数为 $\varepsilon_{T_i} = 0.2$, $b = 0.01$

Fig. 7. Dependence of the growth rate (a) and real frequency (b) of ITG on the amplitude of EGAM $e\delta\phi_E/T_i$ in long-wavelength limit. The blue circles represent the numerical value obtained by directly solving the eigenmode equation (9); while the red crosses represent the theoretical value obtained by solving the dispersion relation (19). The parameters used here are $\varepsilon_{T_i} = 0.2$ and $b = 0.01$.

ITG 增长率下降, 而密度扰动对 ITG 的增长率没有影响. 长波长极限下, ITG 的平行模结构的偶对称性也会被径向电场破坏, 使其从坏曲率区产生微小的偏移, 如图 6 所示. 值得一提的是, 这些结果是在 $b = 0.01$ 时得到的, 这会导致 ITG 的频率小于 EGAM 的频率, 从而破坏理论的自洽性, 但是为了将快慢尺度充分分离, 依然采用了这一非典型参数.

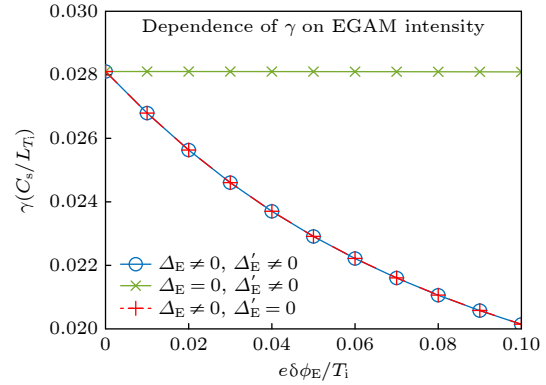


图 8 长波长极限下, 极向旋转和密度调制共同作用和分别作用时 ITG 增长率对 EGAM 幅度的依赖关系. 图中绿色实线表示只有密度扰动的情形, 红色虚线表示只有电势扰动的情形, 蓝色实线表示两种扰动都存在的情形

Fig. 8. Dependence of the growth rate of ITG in presence of poloidal rotation and/or density modulation in long-wavelength limit. The green solid and red dashed lines represent the cases with only density modulation and poloidal rotation, respectively; while the blue line represents the case with both effects.

4 结 论

为了研究径向电场对 ITG“线性”稳定性的影响, 本文基于非线性回旋动理学理论和气球模表象, 在环位形下推导了可以描述在一般径向电场影响下的 ITG 本征模方程. 该模型适用于频率远低于 ITG 的径向电场. 另外, 为了理解高能量粒子激发的 EGAM 的电场对 ITG 的影响, 将 EGAM 作为示例进行研究, 并在短/长波长极限下分别对其进行解析求解. 不仅对该本征模方程进行理论研究, 还基于本征矩阵法对其进行数值求解以便对解析结果进行验证.

从一般模型可知径向电场主要通过密度扰动和电势扰动引起的极向转动对 ITG 造成影响. 无论是在短波长还是长波长极限, EGAM 的电势扰动引起的极向转动都会导致 ITG 的线性增长率和

实频的绝对值大幅降低. 同时, EGAM 的密度扰动对 ITG 的线性稳定性几乎没有影响, 尤其在长波长极限下, 快变的密度扰动在慢变平行模结构尺度上被平均, 从而不会进入 ITG 的色散关系. 另外, EGAM 的密度扰动正比于 $\sin \eta$, 因此会破坏原有势阱的偶对称性, 并最终导致 ITG 的平行模结构偏离 $\eta = 0$. 虽然本文得到的结果与一般的极向剪切流抑制湍流的模型所得到的结果一致, 但是本文中极向流可以直接降低 ITG 的线性增长率, 且不依赖流的剪切.

本研究不仅给出了径向电场为 EGAM 时 ITG 的增长率、实频和平行模结构等的具体结果, 也提供了研究径向电场对 ITG 不稳定性的影响的一般理论模型, 这些径向电场不仅可以是由外部注入的高能量粒子直接激发的电场, 也可以是由阿尔芬本征模等不稳定性自发激发的介观尺度带状结构. 带状结构同样可通过极向转动和密度扰动对 ITG 的稳定性产生影响, 因此, ITG 与高能量粒子激发的阿尔芬不稳定性可以通过介观尺度带状结构为中介发生间接相互作用. 该间接相互作用通道将与两者的直接非线性相互作用通道一起构成主导背景等离子体输运的微观湍流和主导高能量粒子输运的阿尔芬不稳定性之间的相对完整的非线性作用图像, 有助于人们理解等离子体中多尺度的非线性相互作用. 同时, 本工作也存在一些不足之处. 首先, 所做的分析都是假设了 ITG 的频率远大于径向电场的频率, 这一点对靠近芯部的 EGAM 来说并不一直成立. 因此, 未来可以将此模型推广到有限频率的径向电场的情形. 另外, 只考虑了径向的局域理论, 没有研究 ITG 的径向包络效应的影响. 但是, 托卡马克中的径向电场具有径向不均匀性, 如本文中研究的 EGAM 就具有全局模结构. 因此, 本文给出的局域模型无法包含径向电场的梯度及其产生的极向流的剪切对 ITG 造成的影响. 因此, 需要继续在本工作的基础上包含 ITG 的径向包络并进而研究径向电场的梯度和流剪切对 ITG 稳定性的影响.

感谢浙江大学陈骥教授分享的原始想法.

参考文献

- [1] Horton W 1999 *Rev. Mod. Phys.* **71** 735
- [2] Lin Z H, Hahm T S, Lee W W, Tang W, White R 1998 *Science* **281** 1835
- [3] Hahm T S, Beer M, Lin Z H, Hammett G, Lee W W, Tang W 1999 *Phys. Plasmas* **6** 922
- [4] Chen L, Lin Z H, White R 2000 *Phys. Plasmas* **7** 3129
- [5] Zonca F, Chen L 2008 *Europhys. Lett.* **83** 35001
- [6] Nazikian R, Fu G Y, Austin M, Berk H, Budny R, Gorelenkov N, Heidbrink W, Holcomb C, Kramer G, McKee G, Makowski M, Solomon W, Shafer M, Strait E, Van Zeeland M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 185001
- [7] Fu G Y 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 185002
- [8] Qiu Z Y, Zonca F, Chen L 2010 *Plasma Phys. Control. Fusion* **52** 095003
- [9] Berk H, Zhou T 2010 *Nuclear Fusion* **50** 035007
- [10] Qiu Z Y, Chen L, Zonca F, Chen W 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 135001
- [11] Zarzoso D, Sarazin Y, Garbet X, Dumont R, Strugarek A, Abiteboul J, Cartier-Michaud T, Dif-Pradalier G, Ghendrih P, Grandgirard V, Latu G, Passeron C, Thomine O 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 125002
- [12] Dimits A, Bateman G, Beer M, Cohen B, Dorland W, Hammett G, Kim C, Kinsey J, Kotschenreuther M, Kritiz A, Lao L L, Mandrekas J, Nevins W, Parker S, Redd A, Shumaker D, Sydora R, Weiland J 2000 *Phys. Plasmas* **7** 969
- [13] Qiu Z Y, Chen L, Zonca F 2014 *Phys. Plasmas* **21** 022304
- [14] Qiu Z Y, Chen L, Zonca F 2015 *Phys. Plasmas* **22** 042512
- [15] Tardini G, Hobirk J, Igochine V, Maggi C, Martin P, McCune D, Peeters A, Sips A, Stäbler A, Stober J, the ASDEX Upgrade Team 2007 *Nuclear Fusion* **47** 280
- [16] Mantica P, Strintzi D, Tala T, Giroud C, Johnson T, Leggate H, Lerche E, Loarer T, Peeters A, Salmi A, Sharapov S, Van Eester D, de Vries P, Zabeo L, Zastrow K 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 175002
- [17] Romanelli M, Zocco A, Crisanti F, JET-EFDA Contributors 2010 *Plasma Phys. Control. Fusion* **52** 045007
- [18] Garcia J, Challis C, Citrin J, Doerk H, Giruzzi G, Görler T, Jenko F, Maget P. JET Contributors 2015 *Nuclear Fusion* **55** 053007
- [19] Citrin J, Jenko F, Mantica P, Told D, Bourdelle C, Garcia J, Haverkort J, Hogeweij G, Johnson T, Pueschel M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 1
- [20] Chankin A, McCracken G 1993 *Nuclear Fusion* **33** 1459
- [21] Cheng C Z, Chen L, Chance M 1985 *Ann. Phys.* **161** 21
- [22] Chen L 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1519
- [23] Qiu Z Y, Chen L, Zonca F 2016 *Nuclear Fusion* **56** 106013
- [24] Qiu Z Y, Chen L, Zonca F 2017 *Nuclear Fusion* **57** 056017
- [25] Chen L, Qiu Z Y, Zonca F 2022 *Nuclear Fusion* **62** 094001
- [26] Chen L, Qiu Z Y, Zonca F 2014 *Europhys. Lett.* **107** 15003
- [27] Romanelli F, Zonca F 1993 *Phys. Fluids B* **5** 4081
- [28] Chen L, Briguglio S, Romanelli F 1991 *Phys. Fluids B* **3** 611
- [29] Chen N F, Hu H Y, Zhang X Y, Wei S Z, Qiu Z Y 2021 *Phys. Plasmas* **28** 042505

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

Effect of radial electric field on ion-temperature gradient driven mode stability^{*}

Chen Ning-Fei¹⁾ Wei Guang-Yu¹⁾ Qiu Zhi-Yong^{1)2)†}

1) (*Institute for Fusion Theory and Simulation, School of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China*)

2) (*Center for Nonlinear Plasma Science and ENEA C.R. Frascati, Frascati, Italy*)

(Received 17 May 2023; revised manuscript received 26 September 2023)

Abstract

To understand the effect of given radial electric field on ion-temperature gradient driven mode (ITG) stability in tokamak plasmas, we derive the eigenmode equation for ITG including the poloidal rotation and density modulation associated with radial electric field by using nonlinear gyrokinetic theory. The equation is solved for the eigenfrequency, growth rate and parallel mode structure of ITG both in short- and long-wavelength limit with energetic-particle-induced geodesic acoustic mode (EGAM) as a specific form. The eigenmode equation is not only solved analytically, but also solved numerically to validate the analytic solutions. It is found that, the radial electric field induced poloidal rotation can significantly stabilize ITG, while the density perturbation of the radial electric field may slightly distort the ITG parallel mode structure, but has little effect on ITG stability. The result is consistent with the common picture of turbulence suppression by poloidal shear flow. The general model is also applicable to the investigation of the indirect interaction of ITG and energetic particle driven Alfvén instabilities via zonal structures generation, by introducing poloidal rotation and density modulation associated with zonal structures spontaneously excited by Alfvén instabilities. The indirect channel is supplement to the direct interaction of microturbulences and energetic particle driven Alfvén instabilities.

Keywords: ion-temperature gradient driven mode, radial electric field, energetic-particle induced geodesic acoustic mode, nonlinear gyrokinetic theory

PACS: 52.35.Kt, 52.35.Mw, 52.25.Fi, 52.55.Fa

DOI: [10.7498/aps.72.20230798](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230798)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12275236, 12261131622).

[†] Corresponding author. E-mail: zqiu@zju.edu.cn

径向电场对离子温度梯度模稳定性的影响

陈凝飞 魏广宇 仇志勇

Effect of radial electric field on ion-temperature gradient driven mode stability

Chen Ning-Fei Wei Guang-Yu Qiu Zhi-Yong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 215217 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230798

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230798>

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

先进磁镜装置中径向电场对高能粒子的约束性能研究

Effects of radial electric field on confinement of high energy particles in advanced fusion mirror reactor

物理学报. 2019, 68(10): 105201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181983>

中国首台准环对称仿星器中离子温度梯度模的模拟研究

Simulation of ion temperature gradient mode in Chinese First Quasi-axisymmetric Stellarator

物理学报. 2022, 71(18): 185202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220729>

托卡马克离子温度梯度湍流输运同位素定标修正中杂质的影响

Role of impurities in modifying isotope scaling law of ion temperature gradient turbulence driven transport in tokamak

物理学报. 2018, 67(19): 195203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180703>

高能量粒子测地声模与Dimits区漂移波相互作用

Nonlinear interaction of EGAM with DW turbulence in the Dimits shift region

物理学报. 2022, 71(1): 015201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211430>

温度梯度区域熔化作用下熔池迁移的元胞自动机模拟

Cellular automaton simulation of molten pool migration due to temperature gradient zone melting

物理学报. 2019, 68(4): 048102 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181587>

固体氧化物燃料电池温升模拟中入口异常高温梯度研究

Study on extremely high temperature gradient at entrance of solid oxide fuel cell by preheating model

物理学报. 2022, 71(16): 164401 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220031>