

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-动力学混合模拟程序 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运输的物理手段, 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, 引起快粒子运输、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运输和快粒子束驱动的电离剖面的显著展宽^[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运输、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运输水平. 在 JET 上氘等离子体中, 据 Bonofiglio 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运输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, 实验中的快粒子运输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运输的物理机制, 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运输. 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 撕裂模不稳定性影响, 尤其是对快粒子运输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 and 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运输特征, 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运输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 $t = 0.64\text{ s}$, 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.

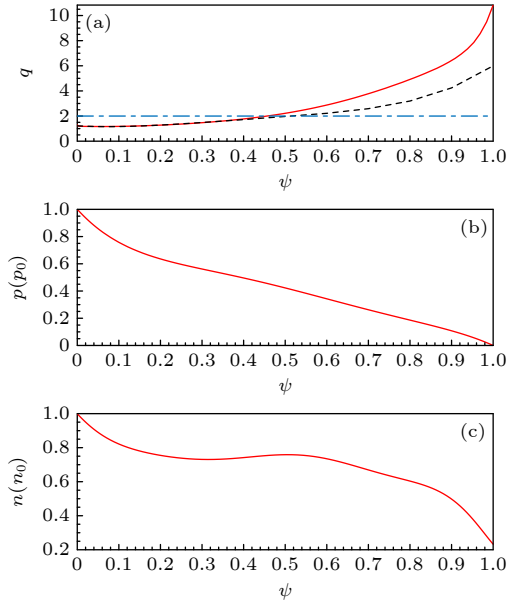


图 1 模拟中采用的平衡剖面——NSTX 上 134020 炮 $t = 0.64\text{ s}$ 的实验剖面 (a) 安全因子剖面 q (红色实线), 对应下文中情况 1, 向下平移后的安全因子剖面 q (黑色虚线), 对应下文中情况 2; (b) 总压强剖面 p , 包括快离子压强和热压强; (c) 等离子体密度剖面 n . 蓝色点划线表示 $q = 2$.
Fig. 1. Equilibrium profiles used in the simulation, namely the experimental profiles at $t = 0.64\text{ s}$ on NSTX 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 $R_0 = 0.85\text{ m}$, 小半径 $a = 0.67\text{ m}$, 磁轴处的环向磁场 $B_0 = 0.5\text{ T}$, 芯部等离子体密度 $n_0 = 10^{20}\text{ m}^{-3}$, 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:

$$f_0 = \frac{c}{(v^3 + v_c^3)} \exp\left[\frac{-(P_\phi - \langle v_{\parallel} I / \Omega_h \rangle)}{\Delta\psi}\right] \times \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{v_0 - v}{\Delta v}\right)\right] \frac{1}{\Delta\Lambda} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{1 - \Lambda_0}{\Delta\Lambda}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{\Lambda_0}{\Delta\Lambda}\right)\right] \exp\left[-\frac{(\Lambda - \Lambda_0)^2}{\Delta\Lambda}\right], \quad (1)$$

式中 c 是归一化因子; $\Delta\Lambda$ 是抛射角分布宽度,

$$\Delta\Lambda = \left[\Delta\Lambda_0^2 + 0.33(1 - \Lambda_0)\right] \times \ln\left(\frac{v^3 + v_c^3}{v^3(1 + v_c^3/v_0^3)}\right)^{-1/2}, \quad (2)$$

其中, v_0 是束离子注入速度, v_c 是临界速度; $P_\phi = \psi + v_{\parallel} I / \Omega_h$ 是环向正则角动量, $I = RB_\phi$, $\Omega_h = ZeB/m_h$, v_{\parallel} 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-动力学混合模型 [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, $v = R^2 \epsilon \nabla_{\perp} U \times \nabla \phi + \nabla \chi + v_{\phi} \nabla \phi$, 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.

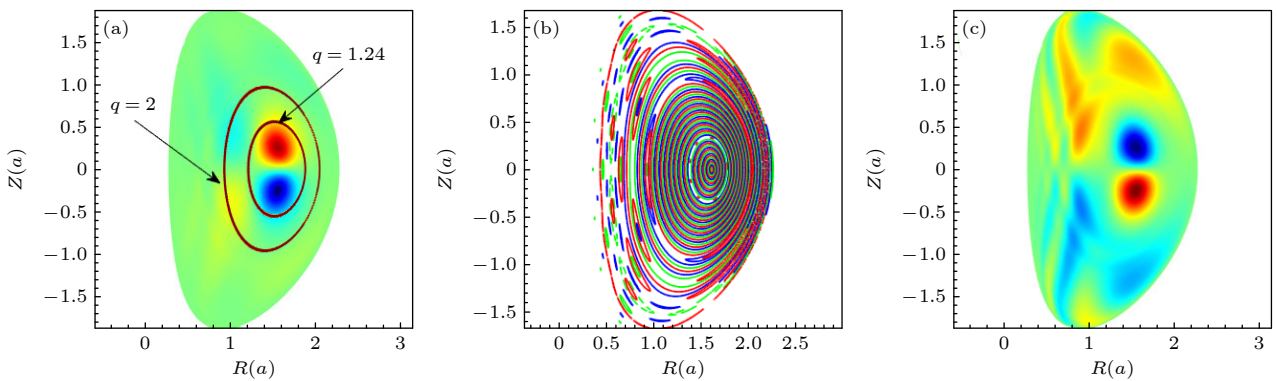


图 2 (a) $t = 300\tau_A$ 时 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模存在协同作用情况时的模结构 U , 图中从内向外的红色圆圈分别表示 $q = 1.24$ 和 $q = 2$ 两个共振面; (b) 扰动磁场在环向角 $\phi = 0$ 位置处的庞加莱图 ($t = 300\tau_A$); (c) $t = 750\tau_A$ 时 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模存在协同作用情况时的模结构 U

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 $t = 750\tau_A$.

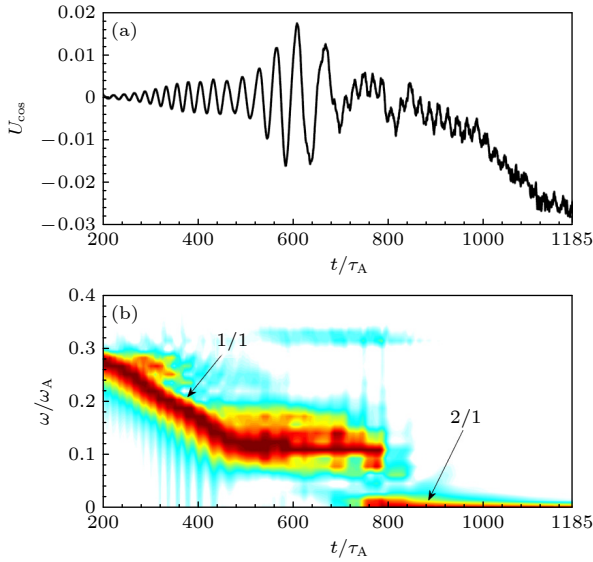


图 3 (a) $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模存在协同作用情况时模幅度非线性演化; (b) $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模存在协同相互作用情况的频谱演化

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运输、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 and 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力学效应, 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: 运输、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

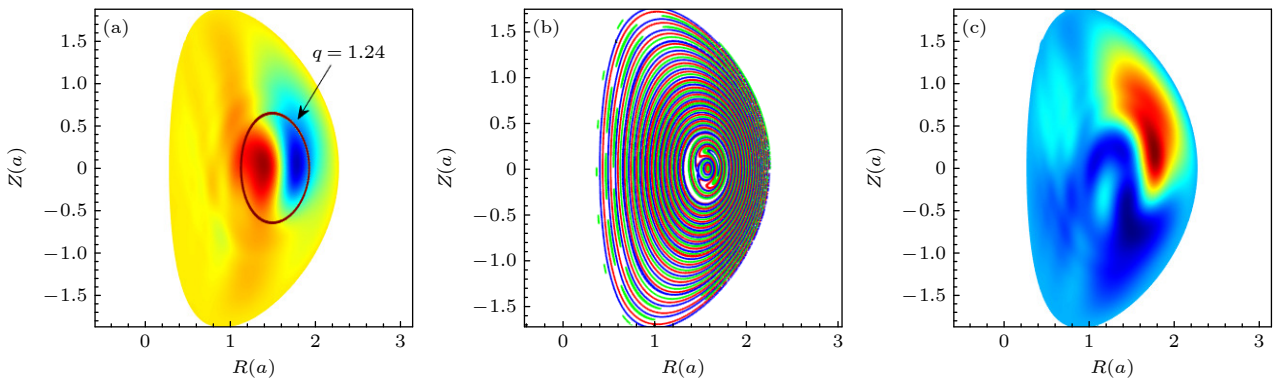


图 4 (a) $t = 150\tau_A$ 时 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模的模结构, 图中的红色圆圈表示 $q = 1.24$ 共振面所在的位置; (b) 扰动磁场在环向角 $\phi = 0$ 位置处的庞加莱图 ($t = 150\tau_A$); (c) $t = 300\tau_A$ 时 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模的模结构

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 $t = 300\tau_A$.

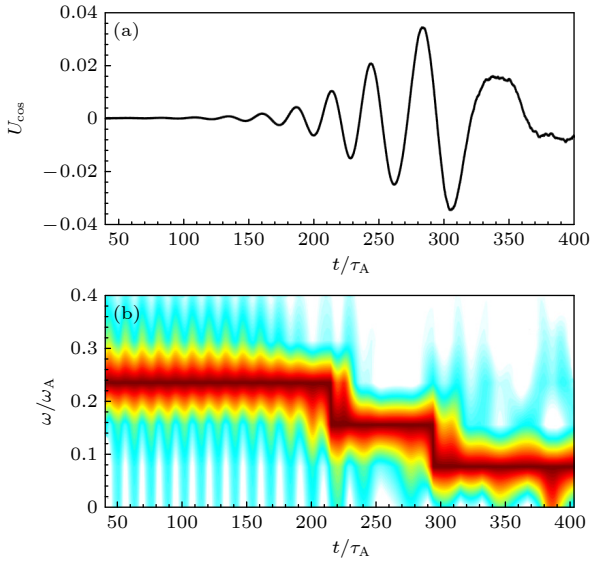


图 5 (a) $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模幅度 U_{\cos} 非线性演化; (b) $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模的频谱演化
 Fig. 5. (a) Nonlinear evolution of amplitude for $m/n = 1/1$ non-resonant kink mode; (b) the evolution of frequency spectrum of $m/n = 1/1$ non-resonant kink mode.

的快粒子运输、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运输、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运输、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运输、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, 运输、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运输, 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运输、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运输、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

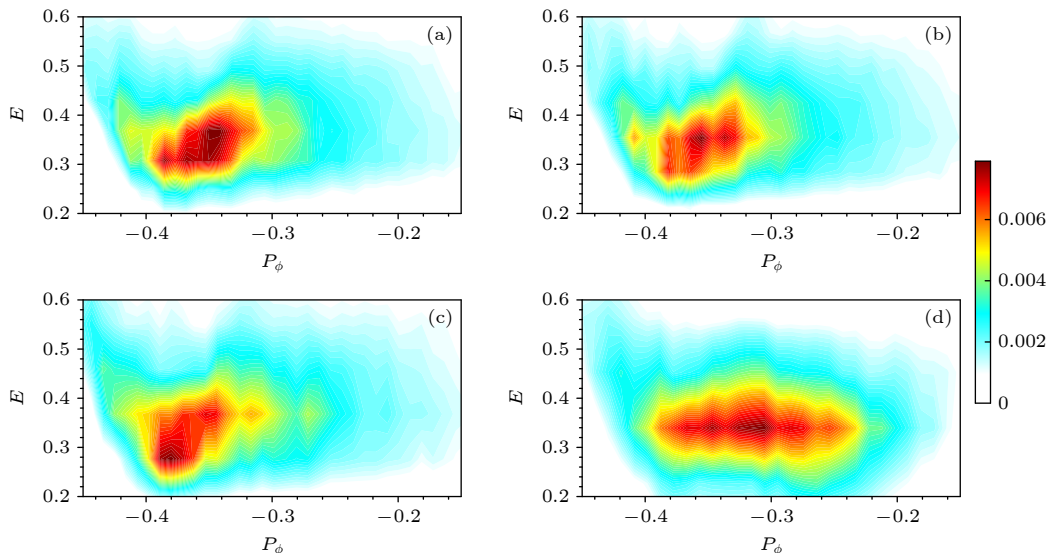


图 6 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模非线性演化过程中, 在初始时刻 (a) $t = 0$, 初始饱和时刻 (b) $t = 201\tau_A$, 非线性饱和前期 (c) $t = 300\tau_A$, 非线性饱和后期 (d) $t = 400\tau_A$, 在 (P_ϕ, E) 空间中磁矩 $\mu = 0.3343$ 附近的快粒子分布函数 F 的演化
 Fig. 6. During the nonlinear evolution of $m/n = 1/1$ non-resonant kink mode, the distribution function F around 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) $t = 400\tau_A$.

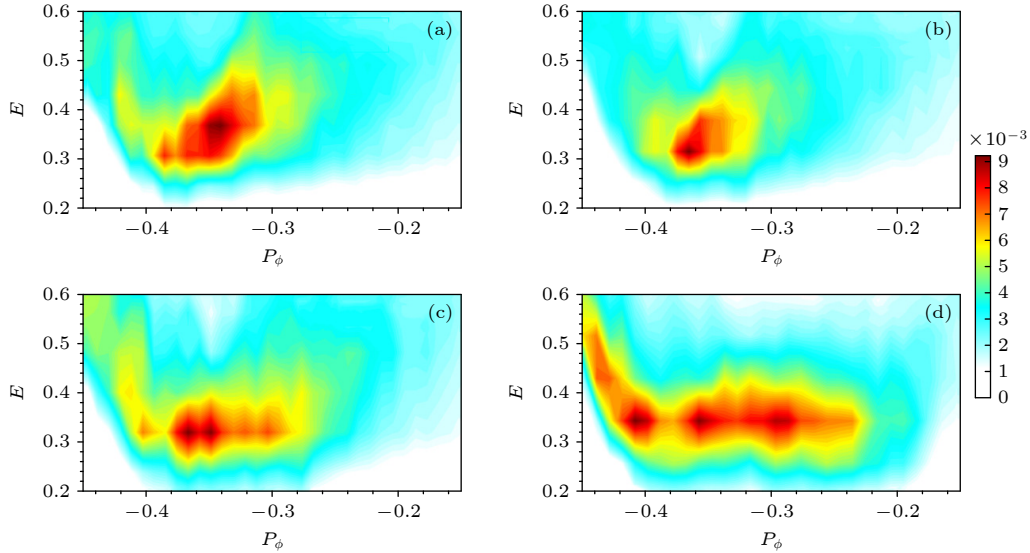


图 7 耦合的 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模非线性演化过程中, 在初始时刻 (a) $t = 0$, 非线性扫频阶段 (b) $t = 400\tau_A$, 出现零频分量的阶段 (c) $t = 600\tau_A$, 非线性饱和和后期只有零频分量的阶段 (d) $t = 900\tau_A$, 在 (P_ϕ, E) 空间中磁矩 $\mu = 0.3343$ 附近的快粒子分布函数 F 的演化

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], 这是快粒子发生运输、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, 快粒子有一定的运输, 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运输. 图 7(d) 显示的是在非线性的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运输进一步增强; 另一方面在靠近等离子体边界的地方 $P_\phi > -0.3$, 有大量的快粒子被运输到了靠近等离子体边界的地方发生快粒子运输、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运输, 也可以将位于芯部的快粒子沿着径向向外运输, 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运输发生损失. 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

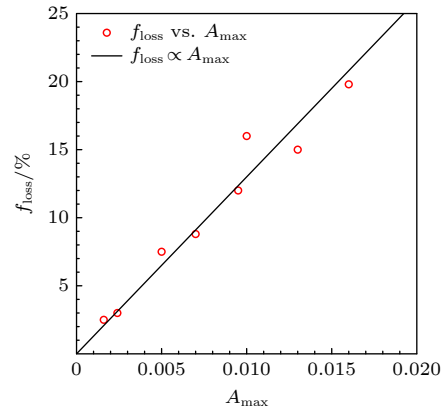


图 8 耦合的 $m/n = 1/1$ 非共振内扭曲模和 $m/n = 2/1$ 撕裂模中, 不同模幅度 A_{\max} 与快粒子损失份额 f_{loss} 的定标关系

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 $t = 0.64\text{--}0.72$ s 的实验剖面 and 参数作为 M3D-K 程序的输入, 进行了较为自治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, 这将作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 王正汹

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: <https://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>