

Verification and validation of linear gyrokinetic and kinetic-MHD simulations for internal kink instability in DIII-D tokamak

G. Brochard, J. Bao, C. Liu

Abstract

对托卡马克中的内部回旋不稳定性进行了回旋动理学 (GTC) 和动理学-MHD代码 (GAM求解器, M3D-C1-K, NOVA, XTOR-K) 的验证和线性验证。使用DIII-D放电 # 141216的相同平衡重建中的实际磁场几何和等离子体轮廓, 当抑制了所有动理学效应时, 这些代码在内部回旋波模式的增长率和模式结构方面表现出良好的一致性。线性模拟得到的径向模式结构与归一化的电子回旋辐射测量结果在实验误差范围内达到合理一致, 调整了平衡重建中的安全因子 $q = 1$ 通量面位置。压缩磁扰动强烈不稳定回旋, 而平行方向上的平衡电流密度变化降低了回旋的增长率。此外, 在动理学-MHD模拟中, 热离子的动理学效应发现使回旋增长率降低, 而在回旋动理学模拟中, 由于离子温度梯度和平行电场的附加驱动作用, 回旋增长率增加。动理学热电子对内部扭曲不稳定性几乎没有影响。

1. 介绍

在磁约束等离子体中, 大的平衡电流通常会激发磁流体力学 (MHD) 不稳定, 包括理想扭曲模式[1]和电阻撕裂模式[2], 这些不稳定性可能限制燃烧等离子体的性能并威胁聚变装置的完整性[3]。这些由电流驱动的宏观不稳定性已经通过MHD理论[1,4,5]和模拟[6-8]进行了广泛研究。然而, MHD不稳定性的线性激发和非线性演化通常依赖于微观尺度的动理学效应和多个物理过程的非线性耦合, 例如微湍流、新古典输运和高能粒子效应。因此, 对于这些由电流驱动的MHD模式的全自治模拟需要采用动理学方法。一些动理学效应, 例如动理学对于能量原理的势能贡献 δW_k [9,10]和由环向束缚粒子引起的新古典极化[5,11]已经纳入了动理学-MHD模拟中, 并使用热和/或快离子分布函数计算的电流或压强使流体矩方程闭合[12-17]。

虽然非线性回旋动理学方程完全保留了线性和非线性动理学效应[18], 但大部分回旋动理学模拟都忽略了平衡电流的影响[19]。回旋动理学模拟模型适用于描述低频等离子体不稳定性, 包括微不稳定性[20]、被高能粒子激发的介观尺度阿尔芬本征模[21], 以及由平衡电流和等离子体压力梯度驱动的MHD模式[21,22]。最近, 回旋动理学模拟模型中引入了平衡电流[23]并应用于回旋动理学环向代码 (GTC) [24]。该模型随后被用来线性模拟圆形横截面柱形或高纵横比托卡马克中的内部扭曲模[25]、电阻性[26]和无碰撞[27]撕裂模式, 以及漂移-撕裂模式[28]。在动理学-MHD模拟中, 回旋动理学模拟除了对能量原理势能的动理学贡献以及新古典极化外, 还包含了有限平行电场的影响 (例如模式转换为动理学阿尔芬波和热等离子体压力梯度驱动的漂移波不稳定性) 以及压强张量的非对角项。此外, GTC还引入了可压缩磁扰动以保持垂直力平衡[29], 这在大部分以前的回旋动理学模拟中被忽略。最近的GTC模拟发现, 在托卡马克等离子体中, 这些可压缩磁扰动对于与实际 β (动理学压强与磁压之比) 的类交换模[29,30]是重要的, 与解析理论[31,32]一致。

在这项工作中, 我们开展了对回旋动理学和动理学-MHD模拟实验室托卡马克中的电流驱动内部矩形不稳定性的验证和验证 (V&V) 研究 [33]。验证集中在回旋动理学湍流代码GTC [24,34], 两个动理学-MHD初值代码M3D-C1 [17,35,36] 和XTOR-K [16,37,38], 以及两个动理学-MHD特征值代码GAM求解器 [39-41] 和NOVA-K [42,43] 之间的基准测试上。验证重点是将电流驱动不稳定的线性全局模拟结果与DIII-D放电 # 141216中的实验测量进行比较。在这个实验中, 占主导地位的模式具有一个托卡马克模数 $n = 1$, 首先出现为一个静止的内扭曲模, 然后演化为具有向下啁啾频率的鱼骨模式。当所有动理学

效应被抑制时，这五个代码在 $n = 1$ 内部矩形模式的增长率和模式结构上都表现出极好的一致性。经过调整，在平衡重建中实验不确定性范围内，模拟的线性径向模式结构与标准化电子回旋共振发射（ECE）测量结果基本一致。我们的研究还发现，可压缩的磁扰动会强烈使矩形不稳定，与分析理论[44]一致，而平面变化的平衡电流密度会降低矩形的增长率。此外，热离子的动理学效应会降低动理学-MHD模拟中的矩形增长率，但会增加回旋动理学模拟中矩形的增长率，这是由于离子温度梯度和平行电场的额外驱动。最后，热俘获离子的动理学效应对内部矩形不稳定性几乎没有影响。

我们注意到，这是第一个在真实托卡马克实验中对电流驱动的MHD模式的全局回旋动理学模拟。以前的全局回旋动理学模拟的V&V主要集中在被高能粒子激发的中观尺度阿尔芬模式[45,46]和微湍流[47]上。经过验证的全局回旋动理学模拟将能够进行综合模拟，包括多种物理过程，并将动理学和流体非线性等等对待。这种综合模拟可以对微湍流、中观尺度阿尔芬模式和宏观动理学-磁流体模式之间的非线性相互作用进行模拟，以更真实地预测ITER等燃烧等离子体中高能粒子的约束特性[21,48]。利用最强大的超级计算机有效地进行第一原理模拟还可以提供一个大型数据库，用于训练简化模型和深度学习算法[49]，以用于燃烧等离子体的实时预测和控制。

本文的其余部分按照以下方式组织。第2节介绍了目标DIII-D实验和其平衡重建。第3节介绍了MHD极限下内扭曲模的模拟验证。第4节详细介绍了MHD模拟与实验ECE测量结果的线性验证。第5节讨论了内扭曲不稳定性中热离子和电子的动理学效应。最后，在第6节给出了结论和讨论。

2. DIII-D放电#141216的描述

被选择进行分析的DIII-D放电是一个受束流加热、强塑形的、具有ELM的H模式等离子体。在欧姆相后，从1000 ms开始的束流加热引发了H模式转变；然后从1640 ms开始增加束流功率，导致了增加的MHD活动，包括本研究重点的从1750 ms的扭曲活动。实验放电的光谱图显示在图1中；类似放电的时间演化出现在[50]的图6中。该光谱图是通过多个位于外部的磁探头测量到的极向磁场波动获得的，这些探头能够解析时间-频率和环向模数。等离子体形状为一个下偏滤器，参数为拉长 $\kappa = 1.8$ 上下三角度为 $\delta_a = 0.44$ 和 $\delta_i = 0.61$ 。托卡马克磁场强度为2.0 T，等离子体电流为0.8 MA，包围95%托卡马克流束的表面的安全因子为 $q_{95} = 6.8$ 。等离子体通过能量为75–81 keV的5.8 MW的氖中性束流加热，所有束流都在垂直于等离子体电流的中平面方向注入。磁轴附近的等离子体参数包括电子密度 $n_e = 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ，电子和离子温度分别为 $T_e = 4.0 \text{ keV}$ 和 $T_i = 5.0 \text{ keV}$ ，有效电荷数 $Z_{\text{eff}} = 1.5$ ，碳是主要杂质。托卡马克环向旋转频率在 $q = 1$ 位置为19 kHz。离子温度、托卡马克环向旋转频率和碳密度通过碳杂质的电荷交换重组光谱测量获得[51]。在模拟中没有考虑托卡马克环向旋转，因为在模拟中 $q = 1$ 表面内扭曲模的增长率是实验剪切率的四倍。

DIII-D放电#141216在 $t = 1750 \text{ ms}$ 时的磁场配置由动理学EFIT码[52]重建。重建包括使用运动斯塔克效应（MSE）获得的内部磁场测量来约束平衡状态。EFIT在进行重建时只考虑各向同性平衡。对于当前放电，各向同性假设成立，因为束流加热主要是同向进入，注入角度为 $v_{\parallel}/v \sim 0.6$ ，由TRANSP计算得出。这导致 $P_{f,\parallel}/P_{f,\perp} = 0.93$ ，其中 $P_{f,\parallel}$ 和 $P_{f,\perp}$ 分别为平行和垂直快离子压力。考虑快离子压力的上界 $P_f = 0.5P_{\text{tot}}$ ，得出总平行和垂直压力之间的比值 $P_{\parallel}/P_{\perp} \geq 0.96$ ，这表明重建中使用的各向同性假设是合理的。

在这个基准测试中使用的五个代码中，其中三个代码（NOVA-K、M3D-C1和XTOR-K）无法直接读取和转换EFIT代码提供的输出文件到它们自己的坐标系，因为它们依赖于自己的Grad-Shafranov求解器来提供MHD平衡。因此，每个代码都独立地重构了自己的MHD平衡，要求总压力剖面、 q 剖面和最外闭合磁面与EFIT的几乎完全相同。这种方法的动机在于，如果这三个量固定，轴对称的MHD平衡完全由Grad-Shafranov方程确定。然而，GTC和GAMsolver能够读取和转换EQDSK格式，这是EFIT输出的标准格式。由于用于生成XTOR-K输入的CHEASE平衡求解器代码[53]也将EQDSK格式作为其标准格式之一，因此CHEASE平衡直接用作GAMsolver和GTC的输入，以确保不同代码之间的平衡尽可能相同。出于同样的原因，M3D-C1和NOVA-K的平衡是基于XTOR-K生成的。

放电选择的时间位于两个ELM爆发之间，这就是为什么这种H模式等离子体中没有压强台基。图2显示了从所有代码和EFIT输出的平衡量。用于轮廓的径向坐标是归一化环向通量的平方根 $\rho = \sqrt{\psi_T/\psi_{T,\text{lcfs}}}$ ，其中 ψ_T 是环状通量， $\psi_{T,\text{lcfs}}$ 是最外闭合磁通面的环状通量。各个代码和EFIT之间的压力和安全因子轮廓非常吻合。特别是 $q = 1$ 表面的位置，轴上和最小安全因子值 q_0 和 q_{\min} 在所有代码之间完全相同。磁通面在垂直平面上的位置也非常吻合，对于 $q = 1$ 到4的有理面。对于 $\rho > 0.8$ ，XTOR-K和EFIT的 q 轮廓和磁通面之间存在一些小差异，因为XTOR-K只能使用上下对称的平衡态。然而，这些差异太小，并且离 $\rho = 0.26$ 的 $q = 1$ 位置太远，不会影响内部扭曲模。考虑到内部扭曲不稳定性对于核心

等离子体MHD平衡的细节非常敏感，这一步在确保在DIII-D中能够获得内部扭曲不稳定的精确代码验证方面是至关重要的。

3. 理想磁流体力学极限下内部扭曲模拟的验证

代码验证使用两种扰动特征值代码（GAM-solver, NOVAK）和三种非扰动初始值代码进行线性模拟，其中包括一个回旋动理学代码（GTC）和两种动理学-MHD代码（M3DC1, XTOR-K）。GTC是唯一基于回旋动理学形式实现的代码。每个代码的主要特点在表1中进行了总结。它们在附录A中以各自的模拟设置进行了更详细的讨论。

Table 1: Comparison of the simulation models used for the code verification. PIC stands for particle in cell, GK for gyrokinetic, DKE for drift kinetic equation, and $\delta f / \text{full} - f$ stand for the simulation methods used to evolved respectively the perturbed or total distribution functions.

| Code | Formalism | Type | Fast ions | Thermal ions | Electrons |
|------------|-------------|---------------|------------------------|------------------------------|-------------------|
| GAM-solver | Kinetic-MHD | Eigenvalue | Kinetic | Fluid | Fluid |
| GTC | Gyrokinetic | Initial value | PICGK, δf | PICGK, δf | DKE fluid-kinetic |
| M3D-C1 | Kinetic-MHD | Initial value | PIC GK, δf | Fluid/PIC GK, δf | Fluid |
| NOVA-K | Kinetic-MHD | Eigenvalue | Kinetic | Fluid | Fluid |
| XTOR-K | Kinetic-MHD | Initial value | PIC kinetic, full- f | Fluid/PIC kinetic, full- f | Fluid |

线性模拟是在理想磁流体力学（ideal MHD）极限下进行的。对于动理学-磁流体力学（kinetic-MHD）代码，这构成了使用绝热性为 $5/3$ 时其完整磁流体力学模型的自然极限。然而对于回旋动理学（gyrokinetic）代码，这样的极限则更为不寻常。在GTC中，通过最近对回旋动理学模拟模型的升级，包括考虑平衡电流 $J_{\parallel,0}$ [23] 和平行磁场可压缩性 δB_{\parallel} [29]，实现了这样的极限。当将电子流体视为质量可忽略且忽略所有动理学效应，并假设没有平行电场（ $\phi_{\text{eff}} = 0$ ，其中 $\mathbf{E}_{\parallel} = -\nabla\phi_{\text{eff}}$ ）时，GTC回旋动理学模拟模型化简为理想磁流体力学模型，从而得到以下涡旋方程[23,54]。

$$\frac{\omega^2}{v_A^2} \nabla_{\perp}^2 \phi + i\mathbf{B}_0 \cdot \nabla \left[\frac{\nabla_{\perp}^2 (k_{\parallel} \phi)}{B_0} \right] + i\mathbf{b}_0 \times \nabla (k_{\parallel} \phi) \cdot \nabla \left(\frac{J_{\parallel,0}}{B_0} \right) - i\omega\mu_0 \frac{\mathbf{b}_0 \times \boldsymbol{\kappa}}{B_0} \cdot \nabla \delta P = 0. \quad (1)$$

该模型中， ω 代表模式频率， v_A 代表阿尔芬速度， ϕ 代表静电势， B_0 代表平衡磁场， $\boldsymbol{\kappa}$ 代表磁曲率， δP 代表扰动等离子体压力。请注意，该模型包含了可压缩的磁场扰动 δB_{\parallel} ，以保持垂直力的平衡。在模拟现有和未来托卡马克等离子体的实际 β 下具有低频MHD模式（如交换和扭曲不稳定性）时，即使在适度的 β 下，可压缩的磁场扰动 δB_{\parallel} 的影响也可能非常重要，这在大多数回旋动理学模拟中被忽略掉了[30–32,44]。相同的论证对于长波长漂移-阿尔芬波[55,56]也是成立的。在GTC流体极限中，等离子体是等温的，对应于比热比为 $\Gamma = 1$ 。MHD代码对于 $\Gamma = 5/3$ 和 $\Gamma = 1$ 的内部回旋不稳定性给出几乎相同的结果，这使得回旋动理学代码和MHD代码之间可以进行准确的基准测试。值得注意的是，当包括动理学离子和非绝热电子时，GTC保留了完全的等离子体可压缩性。

为了确保代码基准测试的数量一致性，对内部空间崩溃速率进行了 β 扫描。总压力分布范围从四分之一到完整的EFIT压力。对于所有考虑的情况，通过相应修改输入CHEASE平衡重建中使用的电流分布来保持 q 分布恒定。这样做是为了尽可能改变少量的重要参数，因为内部空间崩溃速率对 q 分布的形状非常敏感。当仅扫描压力分布时，预计随着压力的增加崩溃速率将单调增加[1]，超过阈值 β 值时模式将变得不稳定。

从 β 扫描得到的增长率如图3所示。可以从图中定性地观察到，对于所有的代码，增长率随着轴向 β 的增加而单调增加，并且失稳阈值位于 $\beta_{\text{axis}} \sim 1\%$ 附近。定量上，各个代码之间的结果非常一致。表2中显示了每个 β 情况下的变异系数 $\text{CV}_{\gamma} = \sigma_{\gamma}/\mu_{\gamma}$ ，其中 σ_{γ} 表示标准差， μ_{γ} 表示平均值。最低压力情况下的系数人为较高，因为该MHD平衡接近内部失稳阈值，因此没有包括在表2中。排除该数据点后，系数的平均值为6.6%，试验情况下为2.9%。由于考虑了理想MHD极限，模式频率在所有情况下都为零。总的来说，内部失稳模式的频率是动理学离子效应的结果，例如它们的磁漂移和波粒共振，这将在第5节中讨论。

Table 2: Coefficients of variations for the growth rates from all codes.

| | | | |
|-----------------------|------|------|------|
| β_{axis} | 2.8% | 4.2% | 5.6% |
| CV_γ | 12% | 4.9% | 2.9% |

为了完成代码验证，我们比较了图4和图5中具有实验压力的内部扭性模式的代码之间的模态结构。图4显示了极向平面上的静电势，而图5显示了环向模式为 $n = 1$ 的静电势的极向谐波。从这些图中可以看出，模态结构也得到了很好的一致性。在图4中，可以观察到清晰的 $m = 1$ 结构，在 $q = 1$ 磁面内良好地限制在其中。每种情况下的环向角度已经调整到在所有代码中显示出相同的相位。在每个模拟中，还可以确定 $q = 2$ 磁面内限制的次级 $m = 2$ 谐波。这些结果在图5中得到了证实，其中可以看到 $m = 1$ 谐波确实是占主导地位的。 $m = 1$ 静电势呈线性增长，直到在 $q = 1$ 附近达到峰值，这与线性理论一致。模态峰值的位置在代码之间具有很好的一致性，平均值为 $\rho = 0.23$ ，变异系数为3.9%。在所有模拟中存在次级 $m = 2$ 谐波，其峰值幅度在 $m = 1$ 模式峰值幅度的10%到20%范围内变化。 $m = 2$ 谐波剖面的差异可以通过基准代码使用不同的坐标系(Cartesian, Boozer, flux, equal arc, see appendix A)来解释，这导致了不同的副主导 m 谐波，由于与主导的 $m = 1$ 谐波的耦合。对于 $m = 0$ 谐波，类似的情况也适用。

已识别出两个关键的物理要素是获得有效代码验证的必要条件。第一个要素是准确计算驱动扭曲不稳定性的平衡电流。在动理磁流体力学代码中，平衡电流直接从平衡磁场的旋度中获取，没有任何近似。动理磁流体力学代码不能以不准确的平衡电流运行，因为场不以摄动方式演化，平衡场需要明确满足Grad-Shafranov方程。在回旋动理学代码中，平衡电流也可以从平衡磁场的旋度中计算，这通常作为由EFIT和CHEASE等MHD平衡代码输入。然而，在大多数回旋动理学代码中都忽略了平衡电流的影响（即没有扭曲驱动），通常只计算摄动电流。对于不主要由平衡电流驱动的不稳定性，这种近似是可以接受的，因为在回旋动理学模拟中只演化了摄动场。最近，GTC回旋动理学模拟已经将平衡电流的效应纳入了阿尔文本征模态[23]、扭曲[25]和撕裂[26]模式的模拟中。在GTC中，平衡电流直接从EFIT或CHEASE提供的磁场旋度中导出，在Boozer坐标中表示为

$$\nabla \times \mathbf{B}_0 = \frac{\partial g}{\partial \psi} \nabla \psi \times \nabla \zeta + \left(\frac{\partial I}{\partial \psi} - \frac{\partial \delta}{\partial \theta} \right) \nabla \psi \times \nabla \theta, \quad (2)$$

其中， g, I, δ 分别代表磁场的协变环向、孕角和径向分量。虽然在圆柱几何和具有同心圆截面的高长宽比托卡马克的 $s - \alpha$ 模型中 $\delta = 0$ [23, 25, 26]，但是方程（2）中与 δ 项相关的平衡电流分量在一般几何结构中不能被忽略。它对应于 Boozer 坐标下磁场径向分量的关键环向修正，对于有效的环向平衡非常重要。方程（2）中与 δ 项相关的项代表了平衡电流的孕角变化，它维持了 MHD 模式中压力和电流驱动的自治性。我们发现，当在 GTC 模拟中人工抑制了这个孕角变化时，内部丝结增长速率增加了4倍。因此，在代码验证中，包括 δ 项在平衡电流中是必不可少的。在 GTC 中， δ 项仅出现在平衡电流中，因为根据 GTC 的哈密顿ian推导，该项在定义上被移除了，而将变量改变为新的导引中心位置则在磁场几何上没有做任何近似（见[57]，3.2节，P68，方程（3.16））。

要翻译的文本为：“第二个必要的物理要素是包括可压缩磁波动 δB_{\parallel} ，以恢复完整的磁流体力学（MHD）限制，而不是忽略 δB_{\parallel} 的简化MHD。GTC和M3D-C1都能够在有或无 δB_{\parallel} 的情况下运行，但这些波动在其他代码中是固有内建的。当忽略 δB_{\parallel} 时，在GTC和M3D-C1的模拟中，对于所有轴上 β 情况，内扭曲模是稳定的。对于这个DIII-D实验平衡，轴上 β 量级约为5%，这意味着 δB_{\parallel} 的效应即使对于许多理论和模拟中通常认为的低 β 极限来说，也可能非常重要。在最近的分析工作[44]中， δB_{\parallel} 贡献显示在有限 β 托卡马克等离子体中，对于内扭曲不稳定性具有强烈的破坏性，以至于简化MHD中不太可能激发内扭曲模式。从这个特定的 β 平衡得到的数值结果，在一般几何结构中与分析理论在圆形磁通面和大长宽比极限下定性上是一致的。因此，对于一般几何的实际 β 等离子体来说，内扭曲不稳定性不能忽略压缩磁波动。作为能量原理中电势能的最小化，这是一个众所周知的方面， δB_{\parallel} 波动是必要的。”

为进一步强调在我们的模拟中， δB_{\parallel} 波动的重要性，我们在图6中显示了在极向平面上的扰动平行和垂直磁场。在所有代码中，这两个扰动量的模式结构被发现是相似的，更重要的是， $\delta B_{\parallel} / \max(\delta B_{\perp})$ 的比值也是相同的，约为25%。

4. MHD极限下内扭曲模的线性验证

现在代码验证已经完成，从XTOR-K和GTC得到的模拟结果与DIII-D实验中获得的ECE测量结果进行比较。电子温度的涨落通过一个40通道辐射计测量，该辐射计可以检测40 – 140GHz之间的二次谐波发射[58]。

如图7所示，从原始的EFIT平衡中获得的模拟的 $\delta T_e/T_e$ 模式结构与ECE测量定性一致。 $\delta T_e/T_e$ 与可以表示为线性相位内部旋扭不稳定性期间的MHD位移密切相关，可以表达为 $\xi_r = \delta T_e / \partial_r T_e$ 。值得注意的是，线性模拟得到的特征函数与非线性饱和实验结果进行比较。如果在非线性阶段流体非线性效应占主导，非线性模式结构可能与线性模式有明显的差异。这将是未来工作的主题，因为非线性效应超出了这个讨论的范围。

该文件的翻译如下："通过将剖面归一化为其最大值，可以定量地比较模态结构，而无需考虑饱和和物理过程。每个模态结构中都存在明确的 $m = 1$ 谐波，在磁轴两侧不对称地存在正负扰动的电子温度。由于模态结构在 $q = 1$ 表面附近达到峰值后并未消失，因此还可以观察到其他卫星高 m 谐波。然而，模拟和实验之间并未获得定量的一致性，因为模态结构在不同位置达到峰值。"

鉴于整体仿真模式结构似乎只是相对于实验模式产生了位移，定量不匹配可能来自于重新构建EFIT平衡时对于 $q = 1$ 位置的不确定性。EFIT平衡是使用磁场、MSE和动理学压力数据进行重建的。原始平衡与磁场数据良好一致（减小的卡方约为单位），与MSE数据非常一致（减小的卡方远低于单位），与压力数据一致。计算的磁通面在磁轴两侧具有相同的电子温度。为了获得更好的与模拟的模式结构一致性，通过将 $q = 1$ 磁通面稍微向内平移（在实验不确定性范围内）至 $\rho = 0.16$ 来计算新的平衡。这个向内平移的平衡与磁场数据一致性更好，与压力和 T_e 数据一样良好，但与MSE数据的拟合相对较差（减小的卡方约为2），因此这个重建方法对合理性的限制较大。尽管如此，根据新的 q 剖面从CHEASE中创建了一个新的MHD平衡，保持最外闭合磁面不变。然而，总压力也必须改变，因为使用原始EFIT总压力无法激发内部扭曲不稳定性。使用原始压力剖面 and 修改后的 q 剖面，整个 $q = 1$ 体积中的压力梯度几乎是平坦的，如图8(b)所示，这对于触发解析理论中的内部扭曲不利[1]，因此需要增加压力梯度以激发扭曲不稳定性。

正如图8(b)所示，超过一半的总压力来自快离子。考虑到在核心等离子体中实验测量误差是不可忽略的，原始平衡重构中轴向总压力剖面可能被低估了。为了得到新的磁流体力学平衡，不再使用原始EFIT压力剖面，而是使用TRANSP总压力，该压力对应于实验压力的上界，代表了不同等离子体物种的压力之和。新的磁流体力学平衡则是原始平衡的另一种物理选择，由于核心等离子体测量误差的非可忽略性，存在一定范围的平衡是合理的。

使用改进的磁流体力学(MHD)平衡，模拟和实验模态结构之间得到了合理的一致性。在高磁场侧，一致性非常好，而低磁场侧的模态峰值存在轻微不匹配，考虑到电子回旋共振发射(ECE)测量的误差范围，这仍然是可接受的。在等离子体边缘附近，模态结构在模拟和实验之间存在差异。边缘附近的有限模态结构是由于小的但有限的高 m 谐波的存在。在磁轴处的ECE测量中也出现了一个小的结构，但GTC和XTOR-K模拟并未恢复。考虑到磁轴处的ECE测量分辨率为1.5 cm，这个小结构可能是测量误差。它也可能归因于内部斜平稳定性非线性产生的1,1回旋平移。然而，由于我们并未处理非线性物理，我们将把这个讨论留给未来的工作。

因此，回旋动理学和动理学-MHD代码已在理想MHD情况下通过DIII-D的ECE测量进行了部分验证。正如线性理论所预期的那样，内涡蠕动对参数诸如核心压力和 q 轮廓非常敏感。实验上的不确定性使得从传统的EFIT重建中很难复现内涡蠕动。动理学-MHD和回旋动理学模拟因此也可以用于更精确地定位内涡蠕动不稳定性的一些关键参数，比如 $q=1$ 流束面的位置。要实现模拟和实验结果之间的完全验证，需要在回旋动理学和动理学-MHD模拟中包括所有离子动理学效应和非线性物理。这超出了目前研究的范围，将在未来的工作中进行处理。

5. 热等离子体对内扭曲不稳定性的动理学效应

在理想磁流体力学(MHD)极限下，动理学-MHD和回旋动理学代码的V&V构成了在宏观不稳定性的回旋动理学模拟中研究动理学效应之前的必要步骤。到目前为止，大尺度动理学-MHD不稳定性，如鱼骨模式，主要通过依赖于MHD形式主义的非线性代码进行数值分析[59-61]。在这些代码中，可以通过在MHD动量方程中包括压力/电流矩来添加一些动理学效应。因此，与通过回旋动理学形式主义获得的结果进行比较是有意义的，因为动理学-MHD形式主义在不保留两流体效应，特别是有限平行电场的

情况下，不包括动理阿尔芬波、平行朗道阻尼和漂移波物理学的效应。然而，值得注意的是，动理学-MHD形式主义可以包括这种物理效应和两流体效应，如[62]所示。

在本文中，我们将对初始值动理学磁流体力学（M3D-C1, XTOR-K）代码和回旋动理学代码（GTC）进行比较。如上所述，动理学磁流体力学代码中不考虑两流体效应和压强/电流张量的非对角项，因此无法模拟动理压缩波、平行朗道阻尼和漂移波物理现象。这些效应在GTC模拟中默认存在，其中使用粒子法解决了离子回旋动理学方程[18]。电子漂移动理学方程（DKE）则使用流体-动理混合模型求解[34, 63]，其中扰动电子分布函数按阶展开。在最低阶中，电子响应是绝热的，因此可以简化为无质量流体。电子动理学效应则通过更高阶的非绝热响应来考虑。

因此，回旋动理学代码和具有动理学效应的动理学-MHD代码之间使用的物理模型是不同的，这意味着结果可能在质量上有所不同。此外，为了简单起见，利用各向同性的麦克斯韦分布函数来描述动理学物种。虽然这对于热离子和电子是合理的，但对于高能粒子来说并非如此。这个DIII-D放电中的快速离子分布是通过共旋束注入获得的；因此它与各向同性的分布明显不同。因此，快速离子的动理学效应并未包含在本研究中，并留待未来的工作来研究。

动理学效应对内部回旋振荡的影响被依次包括，以便分离其个别效应。XTOR-K采用6D相空间动理学处理动理学离子，而M3D-C1和GTC使用5D导引中心模型。热离子密度和温度剖面通过实验测量获得。为了研究内部回旋振荡增长率的热离子温度变化情况，进行了温度扫描，如图9(a)所示，范围从 $T_i = 0$ 到测量到的离子温度。在每种情况下，通过调整电子温度来保持总等离子体压力不变。这样可以单独研究热离子的动理学效应。图9(b)提供了离子和电子的剖面。热离子和电子的轴向参数为 $n_{i,0} = n_{e,0} = 4.88 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ， $T_{i,0} = 2.8 \text{ keV}$ ， $T_{e,0} = 7.6 \text{ keV}$ ， $Z_{eff} = 1.48$ ， $m_i = 2m_p$ ，其中 m_p 是质子质量，离子-离子碰撞频率为 $\nu_{ii} = 9.7 \times 10^2 \text{ s}^{-1}$ 。对于这些参数，热离子的平均弹跳频率可以估计为 $\omega_{b,i} \sim 4.0 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ 。因此，热离子处于香蕉区域，因为 $\nu_{ii} \ll \omega_b$ 。由于电子温度高于离子温度，电子也处于香蕉区域。回旋动理学和动理学-MHD模拟中均未考虑碰撞效应。所有模拟中都没有保留环向等离子体旋转，因为在理想MHD极限下，平衡切变率比内部回旋振荡增长率低四倍。在这些回旋动理学/动理学-MHD模拟中，内部回旋振荡对于所有情况都有有限的模频率，但在大多数情况下远小于增长率，因此在合理的模拟时间内无法精确测量这些初值编码。对于 $T_i = T_{i,transp}$ 的情况，GTC得到的模频率大约为 $\omega \sim 4 \times 10^4 \text{ rads}^{-1}$ ，略高于离子示性频率 $\omega_{*,i} = 2.41 \times 10^4 \text{ rads}^{-1}$ 。

如图9(a)所示，在动理学热离子对动理学MHD模拟中的内部扭曲不稳定性起到了稳定作用。M3D-C1和XTOR-K在扭曲增长率方面在定性和定量上达成了一致。这种稳定效应可能是由于已知能量原理中被困热离子通过 δW_k 项[10]和离子惯性增强[5]（或新古典极化[11]）向稳定作出贡献。热离子的磁迫效应对稳定作用的贡献较弱，因为 $\omega_{*,i}^2/4 \ll \gamma_{MHD}^2$ ，其中 γ_{MHD} 是理想MHD极限下的内部扭曲增长率。如果认为热离子的动理学贡献 δW_k 可以忽略不计，那么扭曲增长率为 $\gamma = \sqrt{\gamma_{MHD}^2 - \omega_{*,i}^2/4}$ [64]。另一方面，回旋动理学模拟发现，随着温度的升高，动理学热离子具有破坏性的影响。一个可能的解释是，热离子梯度为内部扭曲模式带来了额外的驱动，就像对漂移波不稳定性一样。这种效应仅在包含漂移波和动理学剪切阿尔文波物理以及有限平行电场的回旋动理学形式中存在。还可以注意到，有限Larmor半径（FLR）效应会随着离子温度的升高而提供有限的破坏效应。

为了验证由离子温度梯度驱动的额外不稳定性，因此进行了具有平坦离子热温度的GTC模拟，同时保持总压力分布不变。图9(a)显示了一个具有均匀离子温度的温度扫描结果。可以看到，具有平坦离子温度分布的回旋动理学热离子对内部钳制有稳定效应，这与动理-MHD模拟得到的结果类似。由于平坦离子温度分布下，来自 W_k 项的主要稳定贡献减小了（因为现在 $|\nabla p_i|$ 更小），因此无法达到定量一致。然而，这种动理学稳定并没有完全被抑制，因为如果稳定主要是由离子悖旋传输引起的，那么在这种情况下就有 $\nabla p_i \approx n_i \nabla T_i$ 。这可能解释了GTC模拟中 $\nabla T_i = 0$ 时稳定性降低的原因。通过将 $\nabla T_i = 0$ 强加给离子热压力，无法保持热离子压力恒定，因为通过改变 T_i 不能通过改变 n_i 来补偿，因为离子密度分布需要与电子密度分布相同以保持准中性。然而，回旋动理学与动理-MHD模拟之间的定性一致性表明，导致钳制稳定的相同物理机制存在于两种形式中。在能量/动量角度图（ $Efi = B_0/E$ ）中，考虑所有的 P_ϕ ，动理-MHD和回旋动理学模拟中都可以观察到捕获粒子的共振相空间结构，从而证实了钳制稳定的动理学性质。即使在这种平坦温度分布和 $T_i \rightarrow 0$ 的极限情况下，回旋动理学模拟中的钳制增长率略大于理想MHD模拟中的增长率，这是由于有限的平行电场（即动理剪切阿尔文波）造成的。这些结果表明，在宏观不稳定性动理学中，包含漂移波和动理剪切阿尔文波物理是必要的以捕获所有动理效应。

从GTC和M3D-C1模拟中得到的动理学热离子内部径扰动的模态结构如图10所示。在GTC中用于回旋动理学模拟的模拟域稍小于流体模拟，其中 $\psi_{edge} = 0.8\psi_{icfs}$ ，其中 ψ_{edge} 是模拟域的边缘通量面。由于边

缘通量面较小，径扰增长速率稍有下降，这是为了避免在边缘等离子体处出现数值不稳定性而选择的。在使用动理学热离子的GTC和M3D-C1模拟中，内部径扰模态的结构与理想磁流体力学极限下得到的模态结构类似。整体的偏角面上的模态结构与图4(b)和(c)中的相同。然而，根据图10(c)，GTC模拟中的动理学热离子使得静电势的 $m = 1$ 谐波稍微展宽了一些。

图9(a)中的热离子温度扫描是在GTC模拟中考虑和不考虑囚禁电子动理学效应的情况下进行的。发现囚禁电子对内部旋转屈曲生长速率、频率以及模式结构没有影响。因此可以得出结论：囚禁电子在内部旋转屈曲的线性动理学中不起作用。

6. 结论与展望

本文使用DIII-D放电#141216进行验证和线性验证研究，对回旋动理学和动理学-MHD代码中的内部回旋不稳定性进行验证。实验放电的EFIT重建通过平衡求解器CHEASE重新处理，以为所有代码提供相同的输入，这对于准确的基准测试至关重要。在理想MHD极限下，所有代码之间获得了优秀的定量一致性。所有代码之间的模态结构也非常一致，所有情况下都出现主导的 $n = m = 1$ 谐波。确定了几个物理要素对于在回旋动理学和动理学-MHD代码之间获得定量一致性是至关重要的。回旋动理学代码中使用的平衡电流需要准确计算，包括磁场径向协变分量 δ ，经常在回旋动理学代码中忽略平衡电流的弧顶变化，即使它们对低 n MHD模式也有重要影响。第二个重要的物理要素是包括可压磁波动 δB_{\parallel} 。当人为压制 δB_{\parallel} 时，在GTC和M3D-C1模拟中都发现内部回旋是稳定的。这一结果与最近的分析工作[44]一致，该工作表明忽略 δB_{\parallel} 对于内部回旋不稳定性具有强大的稳定作用，以至于在约化MHD极限下很难恢复回旋模式。

线性模拟结果在理想MHD极限下，使用GTC和XTOR-K获得，并与实验测量结果进行了比较。经过平衡重建中 $q = 1$ 位置的调整后，模拟得到的 $\delta T_e/T_e$ 模式结构与ECE测量结果基本一致。这在线性极限下构成了部分验证，未来的研究需要将其推广到包括所有离子种类的动理学效果和非线性效应。由于均衡重建存在不确定性，特别是在核心等离子体区域，实验测量最具挑战性，因此可以使用回旋动理学/动理学MHD模拟来限制一些关键参数，如 $q = 1$ 位置。

在理想磁流体动理学的限制下，经过验证和线性验证内部针imulation的热离子和电子的动理学效应使用初始值代码GTC，M3D-C1和XTOR-K进行了研究。在动理学MHD模拟中，动理学热离子被发现具有稳定作用，M3D-C1和XTOR-K之间得到的增长率在数量上是一致的。然而，在回旋动理学GTC模拟中，由于热离子温度梯度和有限平行电场带来的额外驱动，动理学热离子具有解稳作用。观察到被困电子对内部针模态没有任何影响。

未来的工作将集中于ITER方案和相关的DIII-D放电中鲤鱼骨不稳定性，以实际的快离子分布进行研究。目前的皮扭V&V和未来的鲤鱼骨V&V研究都是实现全面GTC模拟的关键步骤，此模拟能够真实地描述等离子体约束特性和高能粒子输运通道。这样的模拟将能够准确预测 α 粒子输运，在ITER实验中具有重要意义。

7. 附录 A. 模拟模型和设置

7.1. 回旋动理学模型

A.1.1. GTC. GTC [24, 34, 47] 是一个全局非线性回旋动理学代码，采用PIC模块来描述同时使用 δf 和全- f 方法回旋动离子和电子。离子种类由回旋动方程描述，而电子动理学由DKE获得。DKE可以通过保持撕裂偶性的保守方案解决[65]，或者通过扩展扰动电子分布函数到最低阶的绝热贡献和较高阶的非绝热效应的流动动理学公式[34]来解决，从而消除撕裂偶性。可以通过忽略离子动理学效应并仅考虑绝热电子来恢复MHD极限。扰动的电磁场由回旋动泊松方程和安培定律得到。压缩性的磁扰动 δB_{\parallel} 已经在GTC中使用回旋动垂直安培定律[29]实现，其在长波长极限下变为垂直力平衡。 δB_{\parallel} 对于扭曲不稳定性可能是重要的，因为它抵消了有限 $-\beta$ 等离子体中与垂直温差电流相关的导线中心梯度 B 漂移的稳定化的“漂移反转”效应。当在模拟中关闭 δB_{\parallel} 时，人为的稳定化效应可能会引入，因为不再强制执行垂直力平衡。GTC最初用于研究托卡马克等离子体中的微观湍流[24]，然后应用于阿尔芬型中尺度不稳定性[45, 46, 66]和最近的大尺度动理学MHD不稳定性[25-28]。在本文中，使用流体电子模型来解决电子DKE。在最低阶，只有绝热电子的情况下，在第3节获得了理想完全MHD的极限。然后在第5节保留更高阶，以恢复被困电子的动理学效应。在第5节中还包括动理学热离子。所有动理学种类都使用

无旋转平衡背景的各向同性的Maxwellian分布来描述。在理想MHD模拟中使用整个模拟域，而具有动理学种类的模拟使用 $\rho \in [0, 0.8]$ 以避免数值不稳定性。在极向网格的中心和等离子体边界处应用迪里切特边界条件。时间步长为 $t = 0.045\tau_A$ ，其中 $\tau_A = V_A/R_0$ 是阿尔芬时间， V_A 是阿尔芬速度， R_0 是主轴半径。GTC使用Boozer坐标和全域径向约束网格[47,67]进行扭曲模拟。径向和极向网格尺寸间距分别为 $\Delta r/\rho_i \sim 3.8, r\Delta\theta\rho_i \sim 7.5$ ，其中 ρ_i 是热离子拉莫半径，并且在平行方向上使用24个网格点。对于每种动理学种类，每个单元格使用200个标记粒子。

7.2. 动理学-磁流体力学混合模型

A.2.1. GAM求解器。 General Alfvénic Mode solver (GAMsolver) 是一种新开发的本征值代码，用于解决实验几何中各种漂移阿尔芬模式的色散关系。在GAM求解器中，扰动场用极向和纵向的傅里叶级数展开表示，径向方向采用有限差分法，极向和纵向方向采用谱方法构建算子矩阵。目前，GAM求解器中的MHD模块建立在使用慢声近似[41]的简化理想MHD模型以及具有完全等离子体可压缩性的漂移和电阻性MHD模型[41]的基础上，已通过阿尔芬本征模、回旋模和动理学球团模式物理验证[41]。GAM求解器中的回旋动理学模块建立在良好环绕和深度束缚近似的基础上，成功应用于解释最近EAST实验中观测到的与阿尔芬本征模式相关的高能电子激发[40]。对于本工作中理想回旋模式的模拟结果，GAMsolver中完全理想MHD模型被用于与其他理想回旋模式物理的代码保持一致，其中包括具有测地线可压缩性的MHD涡量方程[39]和平行声波可压缩效应[41]，同时消除了压强梯度和电阻效应。径向网格数为500，极向傅里叶谐波数在 $m = -10$ 到 $m = 10$ 的范围内为21。在极向网格的中心和等离子体边界处应用迪里希特边界条件。

A.2.2. M3D-C1. M3D-C1是一种动理学-MHD模拟代码，可用于研究磁流体活动与能量粒子带来的动理学效应之间的相互作用。在该模型中，批量等离子体使用MHD方程描述，而能量粒子则通过动理学方程进行建模，并由标记表示。MHD计算基于有限元MHD代码M3D-C1 [17, 35, 36]，它使用高阶有限元在具有笛卡尔坐标的非结构化网格上求解扩展MHD方程。在边缘等离子体中，对于MHD速度使用无滑动边界条件，对于磁场使用迪利克雷边界条件。由于M3D-C1坐标系的笛卡尔性质，在极坐标网格的中心不需要边界条件。粒子使用慢流形Boris算法 [68]进行演进，经测试显示具有良好的长时间保守性质。与MHD方程的耦合使用压力耦合 [59]或电流耦合 [69]进行，其中压力或电流通过使用 δf 方法积分粒子的矩来计算。还开发了包括FLR效应的回旋动理学模型。在M3D-C1中，可以将 δB_ϕ 人为设为零以接近约化MHD模型，其结果与线性理论和GTC结果一致。

在本论文中呈现的基准结果中，使用了一个包含16000个单元和从声波方向进行光谱表示的2D网格进行磁流体力学(MHD)计算。在动理学模拟中使用了 4×10^6 个粒子。该网格在 $q = 1$ 等通量面附近具有较高的密度，以解析理想钳扭不稳定性的模式结构。动理学粒子以各向同性的麦克斯韦分布函数进行初始化。

A.2.3. NOVA-K. NOVA-K [42,43] 是理想MHD代码NOVA [70,71] 的动理学扩展。NOVA代码早先已成功应用于通过等离子体压力引起的 $m/n=1/1$ 理想回旋不稳定化过程中 [71]，并且代码已经与其他几个理想MHD代码进行了基准测试。对于通过等离子体旋转引起的高能离子对理想模态稳定化的摄动方法已经用于JET NBI锯齿稳定化应用 [43,72]。在NOVA-K方法中，通过平坦模式等离子体位移对摄动分布函数响应的考虑可以通过它们的势能实部来包括快离子的贡献。通过JET DT实验中NBI加热高性能放电中NBI热离子对1/1内部回旋模态的稳定化效果已经得到了证实 [43]。研究发现，JET等离子体的剪切旋转减弱了NBI离子对1/1内部模态增长率的稳定化作用。

在本文的基准练习中，径向和极向分别使用了151个和128个点。极向谐波的数量为24个。在等弧坐标系中进行了这些模拟。在等离子体边界处应用了迪利克雷边界条件，并且对于 $m^2 \neq 1$ ，有 $\xi_m = 0$ ，对于 $m^2 = 1$ ，在极向网格的中心处有 $\partial_\psi \xi_m = 0$ ，其中 ξ 是MHD位移[71]。

A.2.4. XTOR-K. XTOR-K [16,37,38]是一个非线性动理学MHD代码，最初用于研究托卡马克等离子体中的宏观流体不稳定性。它被广泛应用于内部扭曲模式的模拟[6,73]，撕裂模式[7]，锯齿循环[8,74]和NTMs [75]。在该代码中，托卡马克等离子体的堆积部分被一组非线性电阻性双流体MHD方程描述，使用流线面坐标 (ψ, θ, ϕ) 用Newton-Krylov算法进行了隐式求解。在等离子体边缘，XTOR-K使用自由滑移边界条件来描述MHD速度，磁场则不需要边界条件。在极向网格的中心，边界条件使用和CHEASE [53]相同的方法施加。

XTOR-K后来被扩展以包括多种离子种类的动理学效应，使用了一个动理学PIC模块。动理学宏粒子以6D来描述，以保留与离子的回旋频率相关的波粒共振，并准确地合并离子FLR效应。XTOR-K使用全

局 f 方法，在长时间非线性混合模拟中捕捉动理学-MHD动理学。动理学离子通过使用Boris-Buneman方案，根据XTOR-K流体模块计算得到的电磁场进行推进。粒子时刻被投影到一个正交网格 (R, φ, Z) 上。粒子的推进是与MHD推进自洽进行的，通过将压力和电流动理学矩对MHD垂直动量方程注入。最近，XTOR-K的动理学-MHD版本被用于研究ITER等离子体中的alpha鱼骨不稳定性[16,61]。

在本论文中提到的基准结果中，MHD模块使用了一个 $(201, 64, 12)$ 的通量网格，动理学模块使用了一个 $(401, 12, 401)$ 的笛卡尔网格。几亿个宏观粒子被用于描述热离子。动理学粒子的初始状态是各向同性的麦克斯韦分布函数。

REFERENCES

- [1] Bussac M.N., Pellat R., Edery D. and Soule J.L. 1975 Internal kink modes in toroidal plasmas with circular cross sections *Phys. Rev. Lett.* 35 1638-41
- [2] Furth H.P., Killeen J. and Rosenbluth M.N. 1963 Finiteresistivity instabilities of a sheet pinch *Phys. Fluids* 6459
- [3] Hender T.C. et al 2007 Disruption the ITPA MHD, and Magnet Group. Chapter 3: MHD stability, operational limits and disruptions *Nucl. Fusion* 47 S128-202
- [4] Connor J.W. and Hastie R.J. 1985 The effect of shaped plasma cross sections on the ideal internal kink mode in a tokamak UKAEA Memorandum
- [5] Graves J.P., Hastie R.J. and Hopcraft K.I. 2000 The effects of sheared toroidal plasma rotation on the internal kink mode in the banana regime *Plasma Phys. Control. Fusion* 42 1049-66
- [6] Bondeson A., Vlad G. and Lütjens H. 1992 Resistive toroidal stability of internal kink modes in circular and shaped tokamaks *Phys. Fluids B* 4 1889-900
- [7] Lütjens H., Luciani J.F. and Garbet X. 2001 Nonlinear three-dimensional MHD simulations of tearing modes in tokamak plasmas *Plasma Phys. Control. Fusion* 43 A339-48
- [8] Halpern F.D., Lütjens H. and Luciani J.-F. 2011 Diamagnetic thresholds for sawtooth cycling in tokamak plasmas *Phys. Plasmas* 18102501
- [9] Kruskal M.D. and Oberman C.R. 1958 On the stability of plasma in static equilibrium *Phys. Fluids* 1275
- [10] Chen L., White R.B. and Rosenbluth M.N. 1984 Excitation of internal kink modes by trapped energetic beam ions *Phys. Rev. Lett.* 521122 – 5
- [11] Rosenbluth M.N. and Hinton F.L. 1998 Poloidal flow driven by ion-temperature-gradient turbulence in tokamaks *Phys. Rev. Lett.* 80724 – 7
- [12] Park W. et al 1992 Three-dimensional hybrid gyrokineticmagnetohydrodynamics simulation *Phys. Fluids B* 4 2033-7
- [13] Todo Y., Sato T., Watanabe K., Watanabe T.H. and Horiuchi R. 1995 Magnetohydrodynamic Vlasov simulation of the toroidal Alfvén eigenmode *Phys. Plasmas* 2 2711-6
- [14] Briguglio S., Vlad G., Zonca F. and Kar C. 1995 Hybrid magnetohydrodynamic-gyrokinetic simulation of toroidal Alfvén modes *Phys. Plasmas* 2 3711-23
- [15] Kim C.C., Sovinec C.R. and Parker S.E. 2004 Hybrid kineticMHD simulations in general geometry *Comput. Phys. Commun.* 164 448-55
- [16] Brochard G., Dumont R., Lütjens H. and Garbet X. 2020 Linear stability of the ITER 15 MA scenario against the alpha fishbone *Nucl. Fusion* 60086002
- [17] Chang L., Jardin S.C., Qin H., Xiao J., Ferraro N.M. and Breslau J. 2021 Hybrid simulation of energetic particles interacting with magnetohydrodynamics using a slow manifold algorithm and GPU acceleration (arXiv:2107.13663)
- [18] Brizard A.J. and Hahm T.S. 2007 Foundations of nonlinear gyrokinetic theory *Rev. Mod. Phys.* 79 421-68
- [19] Lee W.W. 1983 Gyrokinetic approach in particle simulation *Phys. Fluids* 26556
- [20] Tang W.M. 1978 Microinstability theory in tokamaks *Nucl. Fusion* 18 1089-160
- [21] Chen L. and Zonca F. 2016 Physics of Alfvén waves and energetic particles in burning plasmas *Rev. Mod. Phys.* **88** 015008
- [22] Chen L. and Hasegawa A. 1991 Kinetic theory of geomagnetic pulsations: 1. Internal excitations by energetic particles *J. Geophys. Res.* 961503 – 12
- [23] Deng W., Lin Z. and Holod I. 2012 Gyrokinetic simulation model for kinetic magnetohydrodynamic processes in magnetized plasmas *Nucl. Fusion* 52023005
- [24] Lin Z., Hahm T.S., Lee W.W., Tang W.M. and White R.B. 1998 Turbulent transport reduction by zonal flows: massively parallel simulations *Science* **281**1835 – 7
- [25] McClenaghan J., Lin Z., Holod I., Deng W. and Wang Z. 2014 Verification of gyrokinetic particle simulation of currentdriven instability in fusion plasmas: I. Internal kink mode *Phys. Plasmas* 21122519
- [26] Liu D., Zhang W., McClenaghan J., Wang J. and Lin Z. 2014 Verification of gyrokinetic particle simulation of currentdriven instability in fusion plasmas: II. Resistive tearing mode *Phys. Plasmas* 21122520
- [27] Liu D., Bao J., Han T., Wang J. and Lin Z. 2016 Verification of gyrokinetic particle simulation of current-driven instability in fusion plasmas: III. Collisionless tearing mode *Phys. Plasmas* 23022502

- [28] Shi H., Zhang W., Feng H., Lin Z., Dong C., Bao J. and Li D. 2019 Verification of gyrokinetic particle simulation of current-driven instability in fusion plasmas: IV. Drift-tearing mode Phys. Plasmas **26**092512
- [29] Ge D., Bao J., Bhattacharjee A., Brizard A., Lin Z. and Peter P. 2017 Gyrokinetic particle simulations of the effects of compressional magnetic perturbations on drift-Alfvénic instabilities in tokamaks Phys. Plasmas **24**081205
- [30] Choi G.J., Liu P., Wei X.S., Nicolau J.H., Dong G., Zhang W.L., Lin Z., Heidbrink W.W. and Hahn T.S. 2021 Gyrokinetic simulation of low-frequency Alfvénic modes in DIII-D tokamak Nucl. Fusion **61**066007
- [31] Berk H.L. and Dominguez R.R. 1977 Variational method for electromagnetic waves in a magneto-plasma J. Plasma Phys. **18**31 – 48
- [32] Tang W.M., Connor J.W. and Hastie R.J. 1980 Kinetic ballooning-mode theory in general geometry Nucl. Fusion **20** 1439 – 53
- [33] Greenwald M. 2010 Verification and validation for magnetic fusion Phys. Plasmas **17**058101
- [34] Holod I., Zhang W.L., Xiao Y. and Lin Z. 2009 Electromagnetic formulation of global gyrokinetic particle simulation in toroidal geometry Phys. Plasmas **16**122307
- [35] Jardin S.C., Ferraro N., Breslau J. and Chen J. 2012 Multiple timescale calculations of sawteeth and other global macroscopic dynamics of tokamak plasmas Comput. Sci. Disc. **5** 014002
- [36] Ferraro N.M. and Jardin S.C. 2009 Calculations of two-fluid magnetohydrodynamic axisymmetric steady-states J. Comput. Phys. **228**7742 – 70
- [37] Lütjens H. and Luciani J.-F. 2008 The XTOR code for nonlinear 3D simulations of MHD instabilities in tokamak plasmas J. Comput. Phys. **227** 6944-66
- [38] Lütjens H. and Luciani J.-F. 2010 XTOR-2f: a fully implicit Newton-Krylov solver applied to nonlinear 3D extended MHD in tokamaks J. Comput. Phys. **229** 8130-43
- [39] Bao J., Zhang W.L., Li D. and Lin Z. 2020 Effects of plasma diamagnetic drift on Alfvén continua and discrete eigenmodes in tokamaks J. Fusion Energy **39** 382-9
- [40] Zhao N. et al 2021 Multiple Alfvén eigenmodes induced by energetic electrons and nonlinear mode couplings in EAST radio-frequency heated H-mode plasmas Nucl. Fusion **61** 046013
- [41] Bao J. (private communication)
- [42] Gorelenkov N.N., Cheng C.Z. and Fu G.Y. 1999 Fast particle finite orbit width and Larmor radius effects on low- n toroidicity induced Alfvén eigenmode excitation Phys. Plasmas **6** 2802 – 7
- [43] Gorelenkov N.N., Nave M.F.F., Budny R., Cheng C.Z., Fu G.Y., Hastie J., Manickam J. and Park W. 2000 Effect of plasma rotation on sawtooth stabilization by beam ions Technical Report Proc. 27th European Physical Society Conf. Controlled Fusion Plasma Physics
- [44] Graves J.P., Zullino D., Brunetti D., Lanthaler S. and Wahlberg C. 2019 Reduced models for parallel magnetic field fluctuations and their impact on pressure gradient driven MHD instabilities in axisymmetric toroidal plasmas Plasma Phys. Control. Fusion **61**104003
- [45] Spong D.A. et al 2012 Verification and validation of linear gyrokinetic simulation of Alfvén eigenmodes in the DIII-D tokamak Phys. Plasmas **19**082511
- [46] Taimourzadeh S. et al 2019 Verification and validation of integrated simulation of energetic particles in fusion plasmas Nucl. Fusion **59**066006
- [47] Xiao Y., Holod I., Wang Z., Lin Z. and Zhang T. 2015 Gyrokinetic particle simulation of microturbulence for general magnetic geometry and experimental profiles Phys. Plasmas **22** 022516
- [48] Liu P., Wei X., Lin Z., Brochard G., Choi G., Heidbrink W.W. and Nicolau J. H. 2021 Regulation of Alfvén eigenmodes by microturbulence in fusion plasmas Phys. Rev. Lett. (submitted)
- [49] Dong G., Wei X., Bao J., Brochard G., Lin Z. and Tang W. 2021 Deep learning based surrogate models for first-principles global simulations of fusion plasmas Nucl. Fusion **61** 126061
- [50] Heidbrink W.W. et al 2015 Synergy between fast-ion transport by core MHD and test blanket module fields in DIII-D experiments Nucl. Fusion **55**083023
- [51] Gohil P., Burrell K.H., Groebner R.J. and Seraydarian R.P. 1990 High spatial and temporal resolution visible spectroscopy of the plasma edge in DIII-D Rev. Sci. Instrum. **61** 2949 – 51
- [52] Lao L.L., Ferron J.R., Groebner R.J., Howl W., John H.S., Strait E.J. and Taylor T.S. 1990 Equilibrium analysis of current profiles in tokamaks Nucl. Fusion **30** 1035-49

- [53] Lütjens H., Bondeson A. and Sauter O. 1996 The CHEASE code for toroidal MHD equilibria Comput. Phys. Commun. 97 219-60
- [54] Wei X. (private communication)
- [55] Zonca F. and Chen L. 2006 Resonant and non-resonant particle dynamics in Alfvén mode excitations Plasma Phys. Control. Fusion 48 537-56
- [56] Zonca F. and Chen L. 2014 Theory on excitations of drift Alfvén waves by energetic particles: II. The general fishbone-like dispersion relation Phys. Plasmas 21072121
- [57] White R.B. 2014 The Theory of Toroidally Confined Plasmas (London: Imperial College Press)
- [58] Austin M.E. and Lohr J. 2003 Electron cyclotron emission radiometer upgrade on the DIII-D tokamak Rev. Sci. Instrum. 74 1457-9
- [59] Fu G.Y., Park W., Strauss H.R., Breslau J., Chen J., Jardin S. and Sugiyama L.E. 2006 Global hybrid simulations of energetic particle effects on the $n = 1$ mode in tokamaks: internal kink and fishbone instability Phys. Plasmas 13052517
- [60] Vlad G., Fusco V., Briguglio S., Fogaccia G., Zonca F. and Wang X. 2016 Theory and modeling of electron fishbones New J. Phys. 18105004
- [61] Brochard G., Dumont R., Lütjens H., Garbet X., Nicolas T. and Maget P. 2020 Nonlinear dynamics of the fishbone-induced alpha transport on ITER Nucl. Fusion 60126019
- [62] Wang X., Zonca F. and Chen L. 2010 Theory and simulation of discrete kinetic beta induced Alfvén eigenmode in tokamak plasmas Plasma Phys. Control. Fusion 52115005
- [63] Lin Z. and Chen L. 2001 A fluid-kinetic hybrid electron model for electromagnetic simulations Phys. Plasmas 8 1447-50
- [64] Ara G., Basu B. and Coppi B. 1978 Magnetic reconnection and $m = 1$ oscillations in current carrying plasmas Ann. Phys., NY 111504 – 5
- [65] Bao J., Liu D. and Lin Z. 2017 A conservative scheme of drift kinetic electrons for gyrokinetic simulation of kineticMHD processes in toroidal plasmas Phys. Plasmas 24 102516
- [66] Deng W., Lin Z., Holod I., Wang Z., Xiao Y. and Zhang H. 2012 Linear properties of reversed shear Alfvén eigenmodes in the DIII-D tokamak Nucl. Fusion 52043006
- [67] Lin Z., Ethier S., Hahm T.S. and Tang W.M. 2002 Size scaling of turbulent transport in magnetically confined plasmas Phys. Rev. Lett. 88195004
- [68] Xiao J. and Qin H. 2021 Slow manifolds of classical Pauli particle enable structure-preserving geometric algorithms for guiding center dynamics Comput. Phys. Commun. 265 107981
- [69] Todo Y. and Sato T. 1998 Linear and nonlinear particlemagnetohydrodynamic simulations of the toroidal Alfvén eigenmode Phys. Plasmas 5 1321-7
- [70] Cheng C.Z. and Chance M.S. 1986 Low- n shear Alfvén spectra in axisymmetric toroidal plasmas Phys. Fluids 293695
- [71] Cheng C.Z. 1992 Kinetic extensions of magnetohydrodynamics for axisymmetric toroidal plasmas Phys. Rep. 211 1-51
- [72] Graves J.P., Sauter O. and Gorelenkov N.N. 2003 The internal kink mode in an anisotropic flowing plasma with application to modeling neutral beam injected sawtooth discharges Phys. Plasmas 10 1034-47
- [73] Lütjens H., Bondeson A. and Vlad G. 1992 Ideal MHD stability of internal kinks in circular and shaped tokamaks Nucl. Fusion 32 1625-36 [74] Nicolas T., Sabot R., Garbet X., Lütjens H., Luciani J.-F., Guimaraes-Filho Z., Decker J. and Merle A. 2012 Non-linear magnetohydrodynamic simulations of density evolution in tore supra sawtooth plasmas Phys. Plasmas 19112305 [75] Maget P., Février O., Garbet X., Lütjens H., Luciani J.-F. and Marx A. 2016 Corrigendum: extended magneto-hydrodynamic model for neoclassical tearing mode computations (2016 Nucl. Fusion 56086004) Nucl. Fusion 59049501