

Energetic ions in ITER plasmas

S. D. Pinches, I. T. Chapman

Abstract

本文讨论了ITER等离子体中预期的高能离子种群的行为和后果。文章首先仔细分析和数值考虑了ITER 15MA基准情景中Alfven本征模的稳定性。稳定阈值是通过平衡高能离子驱动与主导阻尼机制来确定的，发现只有在等离子体的外半部分 ($r/a > 0.5$) 才能使快离子克服热离子朗道阻尼。尽管这个区域的Alfven本征模引起的重新分布的 α 粒子和束流离子数量减少，但预计不会影响聚变燃烧过程。文章还回顾了高能离子对ITER主要操作情景中预期的主要全局MHD现象（包括锯齿、新古典撕裂模式和阻抗壁模）的影响。讨论了由于托卡马克场线圈数量有限、铁磁插入物的引入、包含铁磁材料的试验堆块模块以及ITER中边界局部模式（ELM）控制线圈所产生的非轴对称场引起的快离子损失。最大的损失和与之相关的热负荷来自于ELM控制线圈的使用，以及在等离子体边缘电离的中性束流离子。

1 简介

在ITER中创建燃烧等离子体将是一个具有挑战性的物理研究领域的开始，这需要理解与超Alfven速度融合产生的 α 粒子存在相关的许多基本问题[1,2]。目前使用中性束注入（NBI）和离子回旋共振加热（ICRH）辅助加热系统的实验已经揭示了在广泛频率范围内被激发的一系列快离子驱动的Alfven不稳定性。快离子传输和约束方面的后果从无关紧要的善良模式饱和到高振幅爆发模式会有很大的影响（例如参考文献3和其中的参考文献）。在理解Alfven不稳定性方面取得了很大进展[4]，特别是在从许多不同装置的实验观测的理论解释方面。然而，在ITER等离子体中出现的尺度，预期有许多模式，并且通过快离子轨道宽度和小半径之间的比值 $\rho_\alpha/a \cong 10^{-2}$ ，远远超出了现有实验中发现的尺度。因此，向ITER进行外推并不简单，而Alfven不稳定性仍然是高Q操作的一个重要问题。由于ITER只能容忍少数几个百分点的快粒子损失，主要是由于它们导致的相关壁面功率通量，所以确保任何燃烧等离子体实验都有一个操作窗口，其中快离子驱动的Alfven模式稳定，或者如果不稳定，不稳定性效应只会引起快粒子分布的轻微重新排列至关重要。

除了直接激发快离子驱动模式外，高能粒子还可能影响其他等离子体模式的稳定性，对聚变性能产生进一步影响。一个特别的例子是锯齿不稳定性，其持续时间和幅度可能会受到快离子的影响。快离子可以稳定内部 $n = 1$ 条件，导致更长的锯齿周期和更大的锯齿崩溃，这可能引发新古典撕裂模式（NTM），从而降低等离子体的约束性能，包括快离子的约束。在超过无壁稳定性约束的高 β 工况中，外部的 $n = 1$ 条件的稳定性取决于周围壁的电阻性以及动理学效应，包括来自快离子的效应。理解这种电阻壁模式（RWMs）的稳定性，包括高能粒子的影响，对于控制方法的发展和在ITER中实现稳态工况将非常重要。[5-7]

除了上述讨论的各种模式和不稳定性产生的轴对称约束磁场配置中的自我生成的缺陷外，对国际热核聚变实验堆（ITER）中边缘局部模（ELM）的控制设想之一是应用3D磁场，它本身会影响高能离子的约束。尽管这种ELM控制方法在操作上对利用H模式约束特性同时确保等离子体面临部件适当寿命和排出杂质很重要，但其使用程序必须考虑到对高能离子约束的影响。

为了支持ITER的运行准备和执行ITER研究计划，需要一套能够评估能量粒子行为的数值代码。这包括计算系统中Alfven本征模（AEs）的线性稳定性，以及预测这些和其他模式（包括由ELM线圈引起的三维平衡场畸变）的（非线性）后果，这些后果包括局部快离子再分布、损失或热负荷的大小和时间演化。

本文介绍了等离子体物理学中理论和数值模拟的最新进展，主要关注ITER 15 MA基线情景的平顶燃烧阶段[8]，该情景是ITER主要任务的核心，即提供 $Q = 10$ 燃烧等离子体。也简要讨论了一个9 MA的稳态情景，该情景在无壁 β 极限以上运行时，高能粒子与RWMs的相互作用变得重要。对于在早期非核操作阶段以降低等离子体电流和磁场运行的各种情景的详细评估将留待未来研究。

2 ITER 15MA 基准：剖面和平衡

我们考虑使用ASTRA传输代码预测的ITER基线方案[8,9]的等离子参数和轮廓，其中等离子电流 $I_p = 15\text{MA}$ 、 $R_0 = 6.2\text{ m}$ 、 $a = 2\text{ m}$ 和 $B_0 = 5.3\text{ T}$ 。该模型基于这个ITER等离子体的2D SPIDER平衡，并且等离子轮廓的预测是从基于1D扩展的电子和氢同位素离子的传输模型中得到的，其中包括电子和离子温度 T_e, T_i 、电流密度 j 、电子和离子密度 $n_e, n_D, n_T, n_{He}, n_{Be}$ 。由于ITER中的低核心粒子源，假设电子密度轮廓是平坦的，而燃料离子种类假定为接近最佳的氘-氚（DT）混合，即 $n_D : n_T \approx 50 : 50$ ，而由于聚变反应产生的氦离子密度会随着聚变反应性变化，而来自第一壁的铍杂质离子则被认为是

$$n_{Be} = 0.02n_e \quad (1)$$

辅助加热和电流驱动包括两个氘负离子束注入源， $E_{\text{beam}} = 1\text{MeV}$ ，注入功率为 $P_{\text{beam}} = 16.5\text{MW}$ （轴向）和 16.5 MW （轴外）。从上部发射装置照射的电子回旋共振加热（ECRH）瞄准在 $q = 3/2$ 表面附近，被沉积的功率为 $P_{\text{ECRH}} = 6\text{MW}$ ，用于控制NTMs。这个ITER等离子体的聚变增益为 $Q = 10$ ，总等离子体加热水平为 40MW 。

图1-4显示了热等离子体的密度和温度的分布情况，以及 α 粒子和其他粒子的分布情况。需要注意的是根据图3，在等离子体的中心区域内（ $r/a \leq 0.5$ ），几乎所有的 α 粒子都被约束在其中，而 α 粒子压力的最大梯度出现在 $r/a \approx 0.42$ 。另外值得注意的是，离子温度呈现出明显的峰值，在中心位置 $T_D(0) = T_T(0) \approx 22\text{keV}$ ，而在半径一半的位置，温度要比中心位置低将近一倍，即 $T_D(r/a = 0.5) = T_T(r/a = 0.5) \approx 12\text{keV}$ 。与温度相反，电子密度的分布非常平坦，一直到等离子体的边缘区域（ $r/a \approx 0.9$ ）。氦灰烬的密度在轴线上达到峰值，而氘-氚离子的密度在轴线上减少相应的。

ITER中的基准锯齿情景预计在等离子体核心区域具有平坦的安全因子分布 $q(r)$ 。对于固定总电流值 $I_p = 15\text{MA}$ ，我们考虑了三种 $q(r)$ 分布，具有弱正、弱负磁剪切以及轴向值 $q(0) = 0.9, 0.986, 1.15$ ，如图5和图6所示。同样，关于 α 粒子压力，还应该注意到两个非常不同的等离子体区域，即低剪切核心区域， $r/a \leq 0.5$ ，和外部高剪切区域， $0.5 \leq r/a \leq 1$ 。

3 环向ALFVEN 本征模 (TAE) 和椭圆ALFVEN 本征模 (EAE) 间隙、核心局部和全局 TAE 和 EAE 模式的结构

了解Alfven不稳定性的分析，从研究不同的环向模数和极向模数 n 和 m 对Alfven（TAE）[10]和等离子体等节（EAE）[11]间隙的径向局域区域是很有启发性的。这些局域区域 r_{TAE} 和 r_{EAE} 是由 $q(r)$ 分布决定的。

$$q(r_{TAE}) = \frac{m - 1/2}{n}, \quad (2)$$

$$q(r_{EAE}) = \frac{m - 1}{n}, \quad (3)$$

每个间隙的径向宽度，也是AE极向谐波的特征宽度，由 r_{AE} 表示，其中 r_{AE} 是间隙的径向定位。

$$\Delta_{AE} \cong r_{AE}/m, \quad (4)$$

在ITER中应该考虑的环向模数的相关范围由 α 粒子驱动的效率确定。当共振穿越的 α 粒子的漂移轨道宽度 Δ_α 与模宽度 Δ_{AE} 相当时， α 粒子与AE之间的最大功率传递被实现。

$$\Delta_\alpha \cong \frac{qV_A}{\omega_{B\alpha}} \cong \Delta_{AE} \cong \frac{r_{AE}}{m} \approx \frac{r_{AE}}{nq}, \quad (5)$$

其中， $\omega_{B\alpha}$ 是 α 粒子的回旋频率。从方程(5)可以估计得到，在半径的一半处（例如），最容易激发的AE的环向模数 $r_{AE} \cong a/2$ 。

$$n \cong 30. \quad (6)$$

对于更高的模数，驱动减小为 m^{-2} （参考文献12），从而使得环形模数为 $n \cong 100$ 的AE的数量级降低。图7-9展示了三个上述介绍的 $q(r)$ 曲线以及模数在 $1 \leq n \leq 100$ 范围内的TAE间隙的径向定位。

可以看到在图7-9中存在两个明显不同的区域，其TAE间隙的密度差异很大。在核心区域，即 $r/a \leq 0.5$ ，几乎所有的 α 粒子都存在，但是TAE间隙较少。在该区域，TAE的存在本身就是有问题的，除了在该区域边缘（例如，在 $0.4 \leq r/a \leq 0.5$ 的位置）可见具有5-10个相邻环向模态数的TAE间隙“带”。中心区域的TAE间隙之间的距离小于 Δ_{AE} ，因此可望在该区域形成低剪切TAE（LSTAE）[13-15]。LSTAE由两个耦合的环向谐波组成，但每个间隙可能有几个特征频率。外部区域，即 $r/a > 0.5$ ，具有非常高的TAE间隙密度。在该区域，间隙之间的距离与间隙的宽度相当，甚至更小，因此不同的环向谐波（对于任意固定的 n ）可以相互耦合并形成全局径向扩展的TAE模式。图3和图4表明，虽然在此外部区域预计的 α 粒子和束流离子数量不多，但在该区域可用于驱动Alfven不稳定性的 α 粒子和束流压力的径向梯度却相当高。

比较图8和图9，我们可以看到在 $q(0) = 1.15$ 的情况下，核心区域更密集地分布着TAE间隙，而在图7中展示的 $q(0) = 0.9$ 的情况下，在 $0.25 < r/a < 0.4$ 的区域完全没有TAE间隙。

现在让我们考虑一些特定的环形模数，例如 $n = 20$ ，在该模的 $r/a \cong 0.2$ 处存在一个TAE间隙，对应 $q(0) = 0.9$ 的平衡情况。图7显示了使用CSCAS代码计算的此情况下 $n = 20$ Alfven连续的径向结构[16]。在核心区域 $r/a \cong 0.2$ ，磁剪切非常低， $S \cong 0.016$ ，因此可能存在一些需要非常低剪切量级 $\varepsilon/S \geq 1$ 的LSTAE模。实际上，通过谱MHD MISHKA代码，可以找到这样的模式[17]，图11显示了一个具有频率接近TAE间隙顶部的反对称LSTAE模式。由于这种LSTAE的辐射阻尼比它们的对称LSTAE对应模式的辐射阻尼要弱[18]，并且它们的阻尼与等离子体压强相对不敏感[13]，所以这些模式在核心区域是有意义的。然而，需要注意的是，由于图11所示的LSTAE的径向宽度很窄，并且在这个区域存在TAE间隙的托卡马克模式数带也相对较窄（参见图7），如果确实激发了这样的LSTAE模式，TAE诱导的 α 粒子的径向输运将仅限于模式局域的区域。在这种情况下，主要影响可能是将 α 粒子和束离子从 $q = 1$ 面内部重新分布到外部。在这种情况下，主要的结果可能是锯齿稳定性的变化，该稳定性可以通过高能离子来稳定，这在JET中已经观察到[19]。

在外部区域， $r/a > 0.5$ ，磁剪切变得很高， $S \cong 1$ 在 $r/a \cong 0.6$ 处， $S \cong 1.5$ 在 $r/a \cong 0.7$ 处。在这里，TAE间隙之间的距离变得小于TAE的极向谐波的宽度，即 $r_{TAE}/(nS) < r_{TAE}/m$ ，因此可以存在横跨等离子体小半径的全局TAE。图12显示了MISHKA代码计算的 $n = 20$ 的一个TAE结果，它由大约10个极向谐波组成。这些模式在径向上非常广泛，对于每个 n 值，都存在许多稍微不同的固有频率。应当注意的是，由于图11和图12是固有模式分析的结果，固有矢量(V_i 在这种情况下)的幅度是不确定的，不能进行比较。

EAE间隙的研究可以采用类似于TAE的方法进行，如图13所示的实例。对于电子弧发射（EAE）间隙，在等离子体核心和外部区域都存在两个独特的径向区域，类似于TAE间隙。在核心区域中存在低剪切EAE（LSEAE）模式，类似于上述的低剪切TAE模式。图14显示了一个在MISHKA代码中使用15MA ITER基线平衡态和 $q(0) = 0.9$ 计算出的 $n = 20$ LSEAE的例子。与LSTAE不同，LSEAE可以存在于TAE频率间隙的底部和顶部，每个间隙中TAE频率的数量为

$$p_{TAE} \approx \varepsilon/S. \quad (7)$$

LSEAEs只在EAE间隙的顶部附近具有特征频率，其中每个EAE间隙具有的特征值个数为[20]。

$$p_{EAE} \approx \sqrt{e/S} \quad (8)$$

其中

$$e \equiv \frac{\kappa^2 - 1}{\kappa^2 + 1} = \frac{(b/a)^2 - 1}{(b/a)^2 + 1}$$

是在直接磁力线坐标系中的椭圆度参数。此外，类似于TAE，全域EAE可以在外部区域形成。图15展示了这样一个 $n = 20$ EAE。

在本节的总结中，有必要指出，核心区域中几乎恒定的密度和较弱的磁剪切显著减小了满足剪切Alfven波（SAW）色散方程的“本地”Alfven波包的（通常较高的）Alfven连续阻尼。这种Alfven型“准模式”的剩余阻尼可以以与引用文献21中描述的类似方式进行评估。此外， α 粒子和束流离子梯度的影响可能为存在高能粒子模式（EPMs）[22]提供了条件。除了弱阻尼的TAE和EAE之外，还应对这些模式进行调查。

4 热离子导致的Landau阻尼

声波模式的阻尼主要由热D离子和热T离子引起，这与 α 粒子的驱动效应相竞争。本节介绍了热离子阻尼效应的局部估算，这些效应在决定总体TAE稳定性方面起着重要作用。还研究了热离子朗道阻尼对

离子温度和离子组成的敏感性，这两个参数在ITER放电过程中都会变化。在考虑燃烧状态下的ITER等离子体中，热离子种类主要有四种类型[8]。

$$\begin{aligned} \text{D: } m_D &= 2m_H, & e_D &= e_H; \\ \text{T: } m_T &= 3m_H, & e_T &= e_H; \\ \text{He: } m_{He} &= 4m_H, & e_{He} &= 2e_H; \\ \text{Be: } m_{Be} &= 9m_H, & e_{Be} &= 4e_H; \end{aligned}$$

其中 m_H 和 e_H 分别表示氢离子的质量和电荷。对于这些离子，准中性条件可表示为

$$n_e = n_D + n_T + 2n_{He} + 4n_{Be}, \quad (9)$$

主等离子体的离子耗尽效应可以通过以下方式引入：

$$(n_D + n_T) / n_e = 1 - \mu. \quad (10)$$

此处考虑耗尽因子在范围内

$$0.08 \leq \mu \ll 1, \quad (11)$$

在等离子体中，下边界由假设始终存在于等离子体中的Be杂质离子所确定，其浓度为2%（如方程（1）所示）。另一个主要影响因素是核聚变产生的He灰烬，其密度由DT聚变的强度和He灰烬排出的效率（运输和抽出）所确定。燃烧等离子体中的D:T混合物的目标是接近50:50，以便

$$n_T / n_D = 1 - \delta, \quad |\delta| \ll 1. \quad (12)$$

由(9)-(12)式可得，离子密度与电子密度之间存在关系。

$$\frac{n_D}{n_e} = \frac{1 - \mu}{2 - \delta}; \quad \frac{n_T}{n_e} = \frac{(1 - \delta) \cdot (1 - \mu)}{2 - \delta}; \quad \frac{n_{He}}{n_e} = \frac{\mu}{2} - 0.04; \quad (13)$$

并且Be密度由公式(1)给出。Alfven速度的值是

$$V_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 m_H (2n_D + 3n_T + 4n_{He} + 9n_{Be})}} = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 m_H n_e \cdot 2.43 \cdot (1 - 0.2\mu - 0.08\delta)}}, \quad (14)$$

显示对等离子体耗尽的敏感度略高于与D:T混合物偏离最佳值50:50的敏感度。对于最佳ITER参数，即 $\mu = 0.08$ 和 $\delta = 0$ ，我们有

$$V_A = 7 \times 10^6 \text{ m/s} < V_{\text{beam}}(t=0) = 10^7 \text{ m/s} < V_\alpha(t=0) = 1.3 \times 10^7 \text{ m/s}.$$

热离子的阻尼由具有麦克斯韦分布函数的D离子在 $V_{||D} = V_A/3$ 处的兰道共振以及T离子在 $V_{||T} = V_A/3$ 处的Landau共振来决定，而由于He离子的低密度和较大质量，麦克斯韦氦离子的贡献较小。总的热离子阻尼是D离子和T离子的线性贡献之和，

$$\gamma_i = \gamma_D + \gamma_T \quad (15)$$

其中[23,24]

$$\frac{\gamma_D}{\omega} \cong -\frac{\sqrt{\pi}}{4} q^2 \beta_D x_D \left(1 + (1 + 2\tau_D + 2x_D^2)^2 \right) \exp(-x_D^2), \quad (16)$$

并且 γ_T 的表达式相似，只是将D替换为T。在这里， $\tau_D = T_e/T_D$ 项是由于TAE的有限平行电场引起的。

$$x_D = \frac{V_A}{3V_D}. \quad (17)$$

在此考虑的ITER基准情形中，热等离子体的贝塔值为 $\beta_{\text{therm}}(0) = 6.84\%$ ，因此可以估算出热粒子的 β 值（忽略杂质），如下：

$$\beta_e(0) = 3.68\%, \quad \beta_D(0) = \beta_T(0) = 1.58\%,$$

对于 $n_T/n_D = 1$ ，D和T之间的比例随方程（12）变化。可以通过结合D和T离子的阻尼效应来实现

$$\frac{\gamma_i}{\omega} = \frac{\gamma_D}{\omega} \cdot \left[1 + \frac{n_T}{n_D} \sqrt{\frac{3}{2}} \left(\frac{1+x_D^2}{1+(2/3)x_D^2} \right)^2 \exp\left(-\frac{x_D^2}{2}\right) \right], \quad (18)$$

因此，可以很容易地确定T离子的相对贡献。有趣的是，由方程（18）中第二项给出的T离子贡献的相对权重呈指数级依赖于离子温度。特别地，随着离子温度的降低，由于T离子而导致的离子朗道阻尼在D离子之前变得可以忽略。在物理上，这是由于T离子的质量较大，这意味着它们的热速度比D离子要低（在相同温度下， $T_T = T_D$ ），因此由于T离子而引起的阻尼要小于具有相同密度的D离子。对于典型的ITER参数， $B_0 = 5.3 \text{ T}$ ， $n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ，和 $T_T = T_D = 20 \text{ keV}$ ，有

$$x_D = 1.74, \quad x_T = x_D \sqrt{3/2} = 2.1, \quad (19)$$

因此，T离子的贡献约为D离子贡献的一半。

$$\frac{\gamma_i}{\omega} = \frac{\gamma_D}{\omega} \cdot \left[1 + 0.484 \frac{n_T}{n_D} \right] \quad (20)$$

图16显示了离子温度对于D离子阻尼和T离子阻尼的相对重要性，针对一系列的D：T浓度和等离子体耗尽因子进行刻画。对于 δ 和 μ 很小的情况，在对应于 $x_{D0} = 1.74$ 的热D速度附近，离子朗道阻尼可以表示为：

$$\frac{\gamma_i}{\omega} \approx -\frac{\sqrt{\pi}}{8} \beta_e q^2 x_{D0} (1 + 2\tau_D + 2x_{D0}^2)^2 e^{-x_{D0}^2} \times (1 - 1.3\mu + 0.26\delta) [1 + 0.5(1 - 1.1\delta - 0.24\mu)]. \quad (21)$$

再次可以看到，主要离子消耗 μ 的影响对离子阻尼的影响比偏离最佳D:T混合比 δ 的影响更强。方程（16）显示总的（D和T）热离子朗道阻尼对热离子的温度具有指数敏感性，因此在图2所示的感兴趣区域中， $2.2 \text{ keV} \leq T_D = T_T \leq 22 \text{ keV}$ ，离子朗道阻尼的作用从“非常稳定”， $\gamma_{D+T}/\omega > 1\%$ ，变得微不足道， $\gamma_{D+T}/\omega < 0.1\%$ 。图18说明了这种温度依赖关系。

5 α 粒子和NBI产生的D离子驱动TAE

α 粒子驱动可以使用在[12]中计算的局部估计来评估。

$$\frac{\gamma_\alpha}{\omega} = -\frac{3}{32\pi} \epsilon q \frac{d\beta_\alpha}{dr} \frac{V_A^2}{V_0^2} \int_{V_A}^{V_0} dV \frac{V_A^2 + V^2}{V^2} \cdot \frac{I(D)}{D}, \quad (22)$$

其中 V_0 是 α 粒子的初始速度（ $1.3 \times 10^7 \text{ m/s}$ ），通过与TAE共振的 α 粒子经过的有限漂移轨道参数 D 给出，而在低剪切近似下计算得到的TAE的耦合积分 $I(D)$ 如图17所示。

$$D = \frac{qm(V_A^2 + V^2)}{2V_A r_{AE} \omega_{B\alpha}}, \quad (23)$$

对于考虑的ITER 15 MA基准情景，其剖面如图1-3所示，热离子朗道阻尼如图18所示。在图19和20中，将热离子朗道阻尼与预期的 α 粒子激发进行了比较。图19和图20表明，对于TAE而言， α 粒子驱动的估计值只有在外区域（ $r/a > 0.5$ ）可能超过热离子朗道阻尼，最大净驱动度数为 $(\gamma_\alpha - |\gamma_D + \gamma_T|)/\omega \cong (1.5 \div 2) \times 10^{-3}$ 。然而，由于在外区域预期的TAE模式具有全局径向结构，因此应进行全局数值稳定性分析，并考虑整个径向扩展的TAE模式结构的所有贡献。

考虑到1 MeV的氦束将以切向注入方式，还应评估束离子对TAE稳定性的影响。根据文献12的方法，可以估计由束引起的局部驱动。

$$\frac{\gamma_\alpha}{\omega} = -\frac{15}{16\pi} q^2 r_{AE} \frac{d\beta_{\text{beam}}}{dr} \cdot \frac{V_A^2}{V_0^2} \cdot \frac{I(D)}{D}, \quad (24)$$

有限漂移轨道参数 D 由以下给出

$$D = \frac{qmV_A}{r_{AE} \omega_{Bb}}, \quad (25)$$

并且耦合积分如图17所示。由于束流呈强各向异性分布函数，因此束流驱动与 α 粒子驱动相当，尽管束流功率较低。图21显示了束流驱动与 α 粒子驱动的比较，而图22显示了两种驱动的总和与热离子朗道阻尼的比较。可以看到，束流能够扩大TAE不稳定区域，从 $r/a \geq 0.5$ 到 $r/a \geq 0.4$ 。在第六节和第七节中，讨论了一些影响TAE的额外阻尼机制。

6 俘获电子碰撞阻尼

俘获电子碰撞阻尼[24,25]与TAE扰动存在时的电子投影角碰撞散射相关。尽管这种阻尼通常很小，但它与 m^2 成正比，因此在从具有短波长尺度的波中提取能量方面起着重要作用。阻尼可以估计为[24]。

$$\frac{\gamma_e}{\omega} = -\sqrt{\frac{v_e}{\omega}} \left(3.9\beta_e q^2 + 0.44 \left(\frac{\rho_s m}{r} \right)^2 \right) \left[\ln \left(16 \sqrt{\frac{\epsilon \omega}{v_e}} \right) \right]^{-3/2}. \quad (26)$$

图23显示了在图1-3中显示的ITER剖面的局部估算值，以及离子利用阻尼和 α 粒子和束驱动。可以看出，在考虑到最不稳定的TAE的 $n=30$ 情况下，阱获电子碰撞阻尼的整体效应很小，可以忽略不计，除了在等离子体边缘，它可能会克服 α 粒子驱动（ $r/a \geq 0.8$ ），但不是束驱动。

7 TAE的辐射和连续阻尼效应

辐射性TAE阻尼[25-27]由TAE和动理学Alfven波(KAWs)之间的小而有限的耦合引起，这些波以逐渐增加的径向 $k_r, k_r \rightarrow \infty$ 带走波能。这种阻尼对模式宽度以及模式特征频率是在相应的TAE间隙的顶部还是底部的情况都非常敏感[18]。辐射阻尼对模态宽度的敏感性意味着等离子体压力可以通过缩小模态宽度来增加

$$\frac{\gamma_{\text{rad}}}{\omega} = -\frac{\pi^2}{8} \epsilon S^2 \exp \left(-\frac{\pi^3 S^2}{27^{1/2} \lambda} \right), \quad S \ll 1, \quad (27)$$

$$\frac{\gamma_{\text{rad}}}{\omega} = -\frac{\pi^{3/2}}{48} \epsilon \frac{\lambda^a}{S^4} \exp \left(-\frac{2^{5/2}}{3\lambda} \right), \quad a \cong \frac{\pi^2 \sqrt{2}}{144 S^4 \lambda}, \quad S \geq 1, \quad (28)$$

其中

$$S = \frac{r q'(r)}{q(r)} \quad \epsilon \approx \frac{5}{2} \frac{r}{R} \quad \lambda^2 \equiv 16 \left(\frac{m \rho_i}{r} \right) \frac{S^2}{\epsilon^3} \left(\frac{3}{4} + \frac{T_e}{T_i} (1 - i \delta(v_e)) \right) \quad (29)$$

$$\delta(v_e) \cong 0.44 \sqrt{\frac{v_e}{\omega}} \left(\ln 16 \sqrt{\frac{\epsilon \omega}{2 v_e}} \right)^{-\frac{3}{2}}$$

和 v_e 是电子碰撞频率。在感兴趣的外围区域，即 $r/a \geq 0.5$ ，如图24所示，辐射阻尼的解析估计很小。

最后，TAE的连续阻尼可以通过TAE与Alfven连续的共振相互作用而发生，如果Alfven连续的径向结构在某个半径上穿越了TAE的本征频率。这种阻尼的大小可以从零变化，在开放的TAE频率间隙的情况下为零，到当TAE频率间隙关闭时达到很高的值，即在任何半径上都无法找到与连续线相交的TAE频率。这个效应在JET实验中得到了验证，用外部的TAE天线测得的TAE阻尼从开放的TAE间隙情况下的0.6%，到关闭的TAE间隙情况下的很高的值5%。在非常高的模数和TAE间隙关闭的极限情况下，连续阻尼的一个表达式在参考文献28和29中给出。

$$\frac{\gamma_{\text{cont}}}{\omega} \cong -0.8 \frac{S^2}{m^{3/2} \sqrt{\epsilon}}. \quad (30)$$

如果要关闭所考虑的ITER基线情况中的TAE频率差距（与图10中发现和显示的情况相反），则方程：(30)确实会在外部感兴趣区域提供相当高的阻尼率。图24显示，在这种情况下，阻尼可能在1.2%~1.9%的范围内，即超过图23中所示的净驱动

8 Alfven本征模稳定性解析估计的总结

总之，解析估计识别出与 $Q = 10$ ITER基准运行点和15MA相对应的等离子体中的两个非常不同的径向区域。

(1) 一个核心等离子体区域， $r/a \leq 0.5$ ，其中大部分 α 粒子群体受限， $q(r)$ 相对平坦，并且TAE和EAE的间隙很少。在这个区域，热离子朗道阻尼完全占主导地位，超过了 α 粒子和束流离子群带来的能量驱动总和；

(2) 一个外部等离子体区域， $r/a \geq 0.5$ ，其中 α 粒子的数量减少，但TAE频率间隙密度较高（意味着所有TAE都是全局模式）。在这个区域内，由于 α 粒子和NBI产生的离子的总驱动力超过了离子朗道阻尼，从而产生了净驱动力 $\gamma/\omega \sim 10^{-2}$ 。

考虑到外部区域中TAE和EAE间隙的多样性，需要进行 $r/a \geq 0.5$ 的全局分析以提高局部估计的准确性。在这个区域评估TAE的非线性演化将需要进一步研究，涉及多个模式和多个频率。然而，外部区域的 α 粒子种群相对较低，因此不太可能出现由TAE引起的重新分布影响燃烧过程；只有能量离子对第一壁的损失可能是个问题。

9 超越解析估计

在本节中，我们采用线性回旋动理学代码LIGKA [30-32]来进行局部和全局计算，研究第二节中讨论的TAE线性性质。由于全局模式的稳定性对于背景数量和能量粒子分布函数的径向剖面具有敏感性，不可能对该情景进行完整的分析；然而，我们首先研究了一组具有代表性的参数，也考虑到对该代码进行基准测试。

LIGKA求解的方程组为准中性（QN）方程和回旋运动矩方程（GKM），这两个方程与粒子分布函数的回旋运动方程一起构成了等离子体在托卡马克几何中的一致模型，从而保证了离子和电子的朗道阻尼、辐射阻尼和连续阻尼在分析中的一致性。从LIGKA中实现的方程直接出发，可以得到一个相当一般的色散关系[33-36]，允许分析连续解以及由电子和离子朗道阻尼导致的局部阻尼：

$$\frac{\omega^2}{\omega_A^2} \left(1 - \frac{\omega_p^*}{\omega} \right) - \bar{k}_{\parallel m}^2 R_0^2 = \sum_{a=i,e} 2 \frac{v_{th,a}^2}{\omega_A^2 R_0^2} \left(-[H(x_{a,m-1}) + H(x_{a,m+1})] \right. \\ \left. + \tau_a \left[\frac{N^m(x_{a,m-1}) N^{m-1}(x_{a,m-1})}{D(x_{a,m-1})} + \frac{N^m(x_{a,m+1}) N^{m+1}(x_{a,m+1})}{D(x_{a,m+1})} \right] \right) \quad (31)$$

其中 a 是对电子和所有背景离子种类进行求和的索引， $\bar{k}_{\parallel m}^2$ 表示包括环向耦合的平行波矢在 ϵ 的主要量级，例如，

$$\bar{k}_{\parallel m}^2 = \frac{k_{\parallel m}^2 + k_{\parallel m+1}^2 \pm \sqrt{(k_{\parallel m}^2 - k_{\parallel m+1}^2)^2 + 4\hat{\epsilon}^2 r^2 k_{\parallel m}^2 k_{\parallel m+1}^2}}{2(1 - \epsilon^2 r^2)}$$

其中 $\epsilon = (5r)/(2R_0)$

$$x_{a,m} = \frac{\omega}{|k_{\parallel m}| v_{th,a}}; \quad v_{th,a} = \sqrt{\frac{2T_a}{m_a}} \\ \omega_p^* = \sum_i \frac{k_\theta}{eB n_i} \frac{\partial p_i}{\partial r} \frac{m_i n_i}{m_{eff} n_e}; \quad \text{and} \quad \tau = T_e/T_a.$$

多项式 H, N 和 D 的定义，包括复等离子体色散函数，可以在例如第33和第36参考文献中找到。上标 m 在 $N^m(x_{m-1})$ 中表示极向模式数 m ，用于

$$\omega_m^* = \frac{T_i}{eB} k_{m,\theta} \frac{\nabla n}{n}$$

这个非常普遍的色散关系在第(31)式中描述了托卡马克几何中剪切Alfven波的线性物理（左边）以及它们在一阶 ϵ 耦合到声波和动力球形波时的修正（右边）。由于这个色散关系可以直接从构成LIGKA基

础的方程中推导出来，如果GKM和QN方程的系数和矩阵元素是通过数值计算得到的，那么在展开漂移算子时关于几何和 v_{\perp} ($v_{\perp} = 0$)的简化假设都可以被忽略。[36]虽然发现流面的延展[39]和深度捕获粒子[40]对色散关系的影响进行了分析，但通常需要通过数值计算来评估方程(31)中的系数。LIGKA代码已经进行了验证[36, 41]以恢复适当极限下的分析色散关系。

正如方程(31)右手边的求和所示，根据 ω_p^* 的定义，在这个色散关系的版本中，独立地处理了热离子物种，即明确地考虑了它们的轨道和剖面特性，以便考虑氘-氚混合物和氦燃料的稀释效应和杂质铍的影响。

Table 1: 不同等离子体成分的Alfven频率

Plasma composition	Alfven frequency
100% deuterium	196kHz
100% tritium	160kHz
50 : 50 D-T	175kHz
50:50 D-T, He ash, Be	178kHz
66:33 D-T, He ash, Be	183kHz
22:66 D-T, He ash, Be	176kHz

作为参考，在表1中列出了不同等离子体组分的轴上数值，其中 $f_A = v_A/(2\pi R_0)$ 。请注意，在D-T混合物不同的情况下，氦的浓度保持不变。此外，为了满足准中性，D-T情况下假设 $n_D = n_T = n_e/2$ ，而在其他情况下假设第II节中给出的密度分布。为了准确满足准中性要求，对Be密度进行了非常小的修正。

9.1 理想MHD频谱和TAE位置

为了与第三至第七节的解析结果进行比较，我们分别绘制了三个不同 q 轮廓（见图25）下的理想磁流体力学激发振荡谱： $q_0 = 0.986, 0.9$ 和 1.15 。第一种情况与第三节的MISHKA代码计算结果完全一致，而其他两种情况则通过在相同平衡基础上以不同的 q_0 进行缩放得到，即总电流并非保持恒定，而是变化约10%。与此同时，剪切保持恒定，也就是说与第三节中($q_0 = 0.9$)情况相比， $q = 1$ 面向外移动。因此，对于 $q_0 = 0.9$ 的情况可以视为对 q 轮廓的敏感性分析：其中 $s = 0.1$ 可能是 $q = 1$ 面位置的下限，而 $s = 0.58$ 则是上限。类似的考虑也适用于 $q = 1.15$ 的情况。

三种情况的不可压缩剪切Alfven连续体如图25和图26所示。当 $q_0 = 0.986$ 时，由于 q 接近于1，低 n TAE的TAE间隙位于 $s \geq 0.45$ 之外。对称TAE的间隙在 $s \sim 0.8$ 附近关闭，而反对称TAE的间隙在 $s \sim 0.6$ 附近关闭。在总电流保持不变的情况下，由于更陡或更平的 q 剖面，这个交点位置可能会稍微变化，但是，这种修改不会打开已关闭的间隙。

9.2 局域动理学分析

在方程(31)给出的色散关系中，使用数值确定的系数来识别局域的离子和电子Landau阻尼。以下引用的阻尼以实模频率的百分比给出。在图27中展示了 $n = 8, q_0 = 0.9$ 的例子。与理想的减少的MHD结果相比，可以看到由于与声波的耦合而产生的相当大的修正。然而，这些修正无法通过恒定的可压缩性来正确捕捉，因为它们是频率相关的。如第VII节所讨论的那样，在这种情况下，反对称模式的局部阻尼要小得多，因为它具有更高的频率，并且连续积累点比对称TAE的积累点更远($s = 0.55$)，因此温度较低。在这里，假设TAEs接近各自的积累点，稍后将会展示。计算出的局部阻尼还包括电子、旁带和背景梯度效应，与方程(18)中给出的分析公式给出的值相当接近。观察更高的模式数（见图28），可以看到由于不同的空间位置和频率，相邻的 n 之间可能存在相当大的差异，这取决于 q 剖面。

阻尼对于低 n 模式来说也可以非常小，正如在图28中所示的 $n = 8$ 模式，反对称TAE分支（较高频率）在频率最小值处显示出非常小的阻尼率，即在连续积累点处。假设在这一点附近存在一个全局模式，这个 $n = 8$ 反对称TAE是系统中阻尼最小的模式之一，其 γ/ω 约为0.3%。位于中半径处， $s \sim 0.5$ ，该模式仍处于能量粒子激发相对较强的区域。

下一个要回答的问题是对背景离子混合物的依赖性。对于上述计算，与之前一样，包括了四种不同的离子种类：氘、氚、热氦和铍。为了提高模拟效率，还值得关注的是是否可以用质量为2.5个质子质

量 m_H 的混合粒子代表D-T背景离子。这种本地阻尼计算（ $n=8$ ）的结果如图29所示。对于反对称TAE分支，在阻尼本来就很低的情况下，背景同位素效应对阻尼几乎没有影响。事实上，只用一个混合种类进行的最简单计算与包括四种种类的全面计算相比，误差非常小（小于0.05%）。（在所有情况下，如果少于四种种类，则稍微调整了密度以确保粒子总电荷为零。还要注意，由于质量密度的变化会导致Alfven速度的差异，这一点也被考虑在内。）对于对称分支，在积累点的阻尼被高估了2.5%，如果忽略了背景的稀释效应：较重离子的Maxwell尾与TAE频率之间的共振（即朗道阻尼）比D对应的共振要弱得多，因为它们的质量较重。当研究与贝塔诱导Alfven本征模态（BAEs）、Alfven离子温度梯度模态（AITGs）和动力膨胀模态（KBM）相关的低频分支的稳定性和激发时，这种效应将更加明显。

D-T成分的变化不会引起阻尼的显著差异。图30（左）显示出对同位素混合物的局部阻尼具有弱依赖性。尽管由于质量不同，实际频率发生变化，但在上部（对称分支）和下部（反对称分支）积累点的阻尼变化不明显。这与第四节的发现一致，该节表明主离子耗尽效应 μ 对离子阻尼的影响比最佳D-T混合物偏离效应 δ 更强。

在图30的右边，显示了包含困离子的影响：发现了一个小的频率下移（约5%），连续谱向衰减较小的区域移动约1%。这种修正对于TAE频率范围来说相对较小，但对于低频模式如BAEs是重要的。[41]

在对TAEs进行MHD分析时，通常会忽略偶极磁能效应；然而，由于相关量 ω_p^* 与偶极模数成比例，因此预计大模数将对偶极式频率显示一定程度的依赖性。图31显示了 $n=8$ 和 $n=30$ 时对动力学频谱的影响。如明显可见，对于高模数，偶极磁能频率具有相当大的不稳定效应，而对于低模数，差异非常小，如预期的TAEs。

作为局部分析这一节的总结，可以说这里考虑的所有动力学效应都会降低局部阻尼。特别是，同位素效应被发现具有相当大的影响。因此，这些数值结果与III-VII节中的分析工作非常吻合，定性和定量都是。

9.3 全局分析

在图32和33中，展示了上述平衡态下一些典型的TAE模式结构。可以找到核心局部化对称TAE、边界局部化TAE和反对称TAE。例如，对于 $q_0 = 0.9$ 的对称TAE（见图33），频率范围在 $\omega_{TAE, \text{even}} = 0.44 - 0.50\omega_A \approx 78 - 90\text{kHz}$ 之间，而反对称TAE的频率范围在 $\omega_{TAE, \text{odd}} = 0.67 - 0.70\omega_A \approx 118 - 125\text{kHz}$ 之间。模式结构与MHD模式结构非常接近，只是由于不同的声波耦合和流密度修正导致了轴向谐波的微小频率偏移以及由有限Larmor半径效应引起的短波长特征略有不同的振幅。

无论是否可以被激发，特别关注具有大径向范围或密集模式聚集引起相空间重叠谐振的低 n 模式。在这两种情况下，能量粒子可以在大径向范围内有效重分布。要确定这种输运的大小，需要进行全局非线性计算。任何局部模型只对高 n 模式正确，并且尽管这些模式通常是最不稳定的模式（ $n \sim 30$ ），即具有最大驱动力且没有连续阻尼的模式，但不能排除低 n 模式将被激发在相空间中未受高 n 模式影响的区域内 - 特别是当它们稀疏且只影响相空间的一小部分时。理想的谱表明，仅在 $q_0 = 0.985$ 的情况下，即 q 非常接近1时， $n = 5$ 至35之间的TAE才以密集的方式填充区域 $0.35 < s < 0.6$ 。在其他情况下，相邻的 n 不连续重叠（见图28和33）。当然，这种“稀疏性”关键取决于 q 剖面的形状。

此外，在非线性阶段，具有最大线性增长率的模式未必具有最大振幅。[42,43] 所以，这个线性分析旨在分析全局和中等 n 模式在不同 q 剖面下与稳定约束的距离。这些信息可用于未来的混合非线性多模式研究，例如使用HAGIS模型。[44]

对于不同的情景，进行全面分析超出了本文的范围。因此，选择一个典型案例来展示重要趋势。首先，在 $q = 0.9$ 情景中，系统的一些阻尼较低的模式具有较低的 n ，例如 $n = 8$ 模式，因为它局域在 $s = 0.5$ 处，从而避免了任何强离子兰道阻尼。这些模式在 $q = 1$ 表面内通常被称为“龙卷风”模式，因为随着 q_0 的降低，最不稳定的模式数会变小。由于相邻的托卡马克模式存在更大的阻尼（更核心局域化）或更小的驱动（更边缘局域化），所以不会有密集的不稳定模式聚类，因此预计能量粒子输运会相对较小。

在 $q_0 = 0.985$ 的情况下，TAE模式形成了一个相对密集的模式簇，其中模式峰值位置随着模式数的减小而向外移动（见图32）。这些模式的阻尼遵循上面的讨论：随着模式向径向向内移动，即随着托卡马克模式数的增加，离子的朗道阻尼因核心离子温度较高而增加。与此同时，模式频率增加，即TAE间隙的位置（如图25所示）向更大的频率移动。这实际上稍微减小了离子朗道阻尼。另一方面，辐射阻尼通过其对 $k_\perp \rho_i$ 的依赖，对于更局域的模式结构来说更大，而当模式移到低切变区域时，辐射阻尼对于较高的 n 模式来说减小。最后，对于 $n \approx 20$ ，模式变得非常局域化，并且不会通过多个间隙耦合（见图32）。因此，它们与等离子体边缘（ $s \approx 0.85$ ）的连续体没有相互作用。对于较低的模式数，连续体阻尼倾向于更

高，因为封闭边缘连续体与主要TAE间隙之间的距离缩小，且模式结构更全局。图34给出了图32模式的依赖关系。值得注意的是，在本研究中只考虑了具有占优势正弦谐波($m, m+1$) (其中 $m=n$)的“主要”或“最内层”的TAE分支。其他具有相同 n 但较高 m 的分支对于某些托卡马克模式数可以具有较低的阻尼(如将在其他地方报道)。

包括 α 粒子和NBI驱动对这些情况的影响导致了弱不稳定模式：对于 $n=25$ ，由于对于更高的 $|k_\theta| \approx m/r$ ， $k_\theta \Delta_\alpha$ 更接近于1，驱动效率更高，增长率为 $\gamma/\omega = 1.1\%$ ；对于 $n=11$ ， $\gamma/\omega = 0.07\%$ 。由于后一种情况的模式结构已经相当广泛，从 $s=0.5$ 到等离子体边缘可能存在粒子转运。然而，由于中半径处能量粒子密度已经相对较小，对于此的影响较小。总之，这个数值分析支持在第III至第VIII节中所描述的分析工作得出的结论。相对较好的一致性在于由于同位素混合效应引起的约化局部离子兰道阻尼估计。由于 α 粒子和NBI引起的驱动相差无几，对于 $s > 0.4$ 和 $n \sim 15-30$ 导致了弱不稳定模式。

在第X至XII节中，考虑了高能离子对其他全球磁流体动力学现象的影响。

10 高能粒子与锯齿振荡的相互作用

等离子体物理学中的锯齿不稳定性导致了等离子体核心的周期性重组。典型的锯齿周期包括一个静止期，在此期间等离子体密度和温度增加，然后是螺旋磁扰动的增长，随后是中央压力的快速崩溃。已经观察到具有长静止期的锯齿在低等离子体压强下导致新古典撕裂模式(Neoclassical Tearing Mode, NTM)的早期触发，进而明显降低束流效果。预测在ITER中，聚变产生的 α 粒子将导致非常长的锯齿周期。的确，通过JET对 ^4He 束流离子进行ICRF加热得到的 α 尾部产生证实了高能 α 粒子导致“怪兽”锯齿-周期长于能量束流时间，从而饱和中央等离子体温度。JET中的高功率ICRH实验显示，锯齿不稳定性被抑制了许多秒，并且长静止期的锯齿突然在ICRH关断后崩溃。此外，ICRH还被应用于有选择性地增强锯齿不稳定性的情况，当施加优选传播的波时。最后，还显示了聚变产生的 α 粒子对锯齿的强稳定作用。

这种快速离子对锯齿的稳定是ITER中的一个问题，因为来自辅助加热的 α 粒子和能量粒子的组合将导致较长的锯齿周期，这更有可能触发降低约束性磁流体力学(NTMs)。“这种稳定被归因于由核心的高能离子困禁效应引起的动力学效应。这种由困禁快速离子对低频磁流体力学扰动的稳定机制是由第三绝热不变矩守恒而产生的。” [61] Porcelli [62] 提出，在托卡马克平衡中，这种运动的第三个绝热不变矩， $^{63}\Phi_{ad}$ ，与通过困禁粒子轨道中心定义的地垒磁场的通量相当。为了使 Φ_{ad} 被保持恒定，困禁离子完成一个环向轨道所需的时间必须短于模式的时间尺度 $2\pi/\omega$ 。

在JT-60U中注入的350keV负离子中性束流(N-NBI)也导致锯齿的强烈稳定化，尽管所得到的快离子群体主要是通过型的[64]。这引出了这样一个假设，即循环离子也会影响 $n=1$ 内部kink模式的稳定性，而这正是锯齿振荡的基础。如在文献[65]和[66]中所述，当 $\partial f_{fast}(v_{||} > 0)/\partial r < \partial f_{fast}(v_{||} < 0)/\partial r$ 时，内部kink是稳定的。这发生在高能离子被注入到轴外($\partial f_{fast}/\partial r > 0$)并与等离子体电流相反方向取向，或者当快离子群体主要位于轴上($\partial f_{fast}/\partial r < 0$)且与等离子体电流同向时。这个效应已经通过实验得到了证明，在JET中，注入的NBI无论是顺 I_p 方向，还是逆 I_p 方向，在MAST中，以及在TEXTOR中，都会导致锯齿行为的非对称性[67,68,69,70]。此外，轴外的NBI由于在 $q=1$ 面外部加强了快离子分布，从而缩短了锯齿周期[71-73]。在这些实验证明了通过过型高能离子对锯齿行为的影响之后，通过在JET中使用离子回旋共振加热和 ^3He 少数方案的实验，证明可以通过调整能量离子分布函数来有效地调控锯齿行为，在无驱动电流的情况下分布函数是对称的[74,75]。图35显示了在H模式等离子体中使用 ^3He 少数的ICRH能够减小锯齿周期。这种去稳定化现象可以单独归因于几乎通过型的快离子的影响，因为局部磁剪切几乎没有变化；这已经通过少数浓度扫描得到了证实，这些扫描通过改变尾部温度和快离子分数来改变快离子的影响，与数值建模非常吻合[66,75]。这个实验证明了在ITER中，ICRH可以被视为锯齿控制的执行器[76]。

早期在JET和TFTR上的实验表明，切齿振荡会将超热离子从等离子体核心驱逐出去。[77,78]不久之后，发展出一种理论，即快速离子在崩溃过程中会因其沿着演化的磁通面的运动而重新分布，这意味着高能离子和批量等离子体粒子的重新分布具有相同的机制。[79]在TFTR的氘氦等离子体中，观察到切齿崩溃会导致 α 粒子流向壁面的非常不均匀。[80]已经测量了能量在0.15至0.6MeV范围内的约束 α 粒子的径向密度剖面，在切齿崩溃后观察到核心 α 密度显著减小，与超热离子重新分布的理论模型一致。[79,82]类似的高能离子重新分布也在JET上观察到，在JET中，JET中子剖面监测仪的测量数据已经进行了地形分析，以推断NBI加热期间切齿崩溃前后的中子发射的二维空间分布。在一个全局中子发射率略微降低到切齿崩溃前速率的5/6的放电中，轴向发射率降至仅为切齿崩溃前值的1/6。[83]中子谱学还表

明，在JET中，ICRH产生的100keV能量范围内的快离子在切齿崩溃时会重新分布，而1MeV的三重离子在切齿崩溃时只会有轻微的新分布。[85]在其他ICRF加热的JET放电中，中子发射谱学已被用来展示不同能量的快氦离子在切齿周期内的行为，其中包括能量超过1.3MeV的离子减少和能量大于500keV的离子增加，这是由于核心局部化的TAE（在 $q = 1$ 面内）在一个（“怪物”）切齿崩溃之前。[86]

随着对再中和高能离子发出的多普勒频移快离子 D_α 光（FIDA）和集体汤姆森散射等诊断技术的发展[87,88]，关于锯齿波引起的快离子重新分布获得了更加精确的信息。例如，DIII-D中锯齿事件期间FIDA发射成像显示崩溃后出现大范围的中心消耗，表明快离子发生了广泛的新分布。图36显示，在DIII-D中，通过观察到通过的快离子与捕获的快离子相比，在新分布方面经历的变化更大[89]，这也在TEXTOR中观察到[90]。虽然所有能量的通过快离子都发生了重新分布，但只有低能捕获的快离子在锯齿波崩溃期间发生了重新分布，与依赖于环向漂移大小的传输一致。同样，通过集体汤姆森散射测量的快离子分布，在磁场垂直方向附近没有明显的降低，而在离垂直方向较远的角度附近观察到了显著的减少。这表明快离子的重新分布可能与入射角度或能量有关，或者二者兼而有之[91]。

最后，锯齿崩溃引起的粒子重新分布也具有有益的结果。例如，通过调整锯齿周期来避免杂质的积累，提高了JET的束流效果[92]。人们认为，在燃烧等离子体中频繁发生的小型锯齿崩溃可以通过将氦核排出等离子体核心来达到同样的目的[92-94]。

11 高能粒子与新古典撕裂模式的相互作用

新古典撕裂模式是由螺旋扰动驱动的，该扰动减少了局部的引气电流——即在强压力梯度和低碰撞性地区自行产生的等离子体电流。这种引气电流的局部减少是由于在磁岛存在时压力轮廓变平的结果。NTM增强了横向输运并降低了约束，有时甚至会导致等离子体的终止。据观察，NTM还会导致快离子的损失增加。[5-7]快离子的损失以与模式相同的频率调制，如图37所示。对粒子轨迹的详细分析解释了通过以下机制导致的潜在损失：(i)由漂移岛形成引起的通过粒子的损失，以及(ii)由于随机扩散导致的困离子的损失。[95,96]然而，在NTM存在的情况下，对ITER中丢失的高能离子进行快速离子轨道建模表明，壁负荷的变化微不足道。[97]

还有一种猜想，即高能粒子效应也在NTMs的稳定性中发挥作用[JET98]。JET的最新结果表明，在它们在其他托卡马克中不稳定的参数区域内，NTMs是稳定的。这些几乎相同的放电的无量纲参数中，最显著的差异是 β_{fast} ，JET中的快离子分数超过30%，而DIII-D和JT-60U通常低于20%。后来通过数值计算表明，快离子在实验相关的 β_{fast} 处提供了显著的阻尼效应。相反，高能粒子可以将不稳定的NTM模式推动进入磁流体动力学稳定区域内的 $(q_{\text{min}}, \beta_N)$ 空间[100]。在两种情况下，与仅考虑磁流体动力学的结果相比，发现高能粒子会改变NTM的稳定性。已经评估了各个粒子种类的影响，相对于相同 β_N 值下循环粒子的影响，被束缚高能粒子对撕裂模式的影响要更加破坏稳定性[101]。

12 高能粒子和电阻壁模的相互作用

在本节中，我们考虑ITER恒定状态场景，[102,103]该场景旨在在9MA、 $\beta_N = 2.9$ 的no-wall beta极限上运行，并实现 $Q = 5$ 的聚变增益因子，这意味着RWM的稳定性控制是一个重要问题。[104]安全因子轮廓明显倒置， $q_0 = 2.6$, $q_{\text{min}} = 1.5$ ，和 $q_{95} = 4.8$ 。pedestal高度假设为60kPa，在压力轮廓中没有内部输运屏障。在没有周围墙壁的情况下，等离子体对于螺旋扭曲模式是稳定的，直到归一化等离子体压力 $\beta = 2\mu_0 \langle p \rangle / B^2$ 超过临界值 β^∞ ，即无壁 β 极限。在理想导电壁存在的情况下，等离子体对于临界值 β^b 是稳定的，且范围为 $\beta^\infty < \beta < \beta^b$ ，称为壁稳定区域。实际上，容器壁具有有限电阻率。因此，在涡流阻尼衰减所需的时间尺度上，外部扭曲模式的磁扰动能够穿透壁壁，从而失去壁稳定性。一些托卡马克设备已经在 β^∞ 极限之上运行，[105-111]即使旋转速度非常低。[112,113]因此，为了对ITER进行可靠的外推，理解由动理学效应提供的RWM的被动稳定性是至关重要的。

已经提出了各种模型来解释由动理学效应引起的RWM衰减，例如声波衰减[114]、离子朗道衰减[115]或与热离子的进动漂移共振而引起的衰减[116,117]。数值模拟随后表明，与热离子[118-120]或快离子[121,122]的进动频率共振引起的衰减可以显著提高RWM的稳定性。快离子的重要作用在NSTX中得到了证明，旋转提供的稳定化效果与多普勒频移模式频率与快离子频率共振之间得到了精确平衡，这解释了观察到的RWM在较低旋转时变得更稳定的有些违反直观的现象[113]。图38显示了在NSTX中RWM的

增长率如何随着旋转的变化而变化,表明随着旋转增加,RWM的稳定性改善,然后恶化,然后在高速度下再次改善[120],这取决于模式是否与大量离子的进动频率共振。此外,故意改变快离子分布的实验也表明,通过共振场放大来测量的RWM的衰减发生了变化[123,124],这同样被归因于波粒共振。

广义托卡马克几何形状中考察了热运动及热动理学效应对可控磁扰动(RWM)稳定性的自洽处理,参见文献125和126,然后在参考文献121和122中探讨了ITER 9MA情景下 α 粒子的影响。这些研究中,无论是对快离子与RWM位移相互作用进行摄动分析还是自洽研究,都发现热粒子和 α 粒子的存在会使得RWM在理想无壁约束之上获得被动稳定化。最近,甚至还考虑了能量粒子的有限轨道宽度效应,并显示了快离子对稳定效果的重要贡献[75,127,128]。图39显示了ITER 9MA稳态情景中的热粒子、 α 粒子和辅助加热诱导的高能粒子在稳定RWM和提高有效 β 约束方面的作用。

13 非轴对称场(ELM控制线圈、测试毯模块(TBMS)和环形场(TF)纹波)导致的快粒子损失

在对ITER等离子体研究堆的快粒子动理学进行大多数理论分析时,磁场被假定为轴对称的。然而,实际上,任何实际的等离子体研究堆都无法满足这种对称性。众所周知,TF线圈的有限数量和有限环向范围会导致一种称为托卡马克磁涟波的环向磁场周期性变化。这种涟波可以提供快粒子泄漏的通道,导致等离子体组件上的局部热负荷。对于ITER,希望快离子对ITER第一壁板的热负荷尽可能低(典型的指导上限值为 $0.5\text{MW}/\text{m}^2$),以使第一壁板有足够的余量来处理等离子体在相同区域沉积热负荷的问题。ITER中第一壁板的热负荷设计值在低负荷区为 $1-2\text{MW}/\text{m}^2$,在高负荷区为 $4.7\text{MW}/\text{m}^2$ 。[130]为了减小环向磁场涟波,在ITER真空容器的双壁结构中嵌入了含有铁磁钢的铁磁插入件。在ITER中,离散的铁磁结构(用于三氢化锂示范堆)进一步增加了环向磁场扰动,并且在负离子注入孔所在的区域,能够插入较少的铁磁材料。因此,在ITER的平衡磁场配置中存在复杂的托卡马克对称破缺,可能导致局部的快粒子损失。图40显示了ITER中等离子体外中平面附近点的环向磁场和其涟波的变化。[132]ITER有18个TF线圈,负离子注入孔位于环向角度在 50° 和 100° 之间,而TBMs安装在 30° 、 310° 和 350° 附近的三个孔口。通过安装铁磁插入件,涟波可能会减小到没有铁磁插入件时的三分之一,如图40所示的 110° 到 290° 之间的区域。在安装TBMs的区域,如果没有铁磁插入件,涟波会在局部增加到比TF涟波更大的值。铁磁插入件在低磁场侧具有径向延伸的分布,而TBMs位于靠近中面的赤道口。这意味着图40所示的环向磁场变化在极向方向也会发生变化。因此,所得到的扰动磁场具有复杂的结构,无法用简单的分析场模型来描述。

除了由于TF线圈的有限性和ITER设计中的铁磁元件引起的环向场不对称之外,还存在其他期望用于ITER情景中ELM控制的附加三维场,这些场将进一步扰动磁场结构。仅由ITER ELM控制线圈产生的三维真空场的一个示例如图41(a)-41(c)所示[133]。图41(d)-41(f)显示了ELM控制线圈产生的磁场扰动,可以看出与由TF线圈和FI有限性产生的磁场相比,ELM控制线圈产生的扰动是不可忽略的。

在非轴对称磁场中,导致快离子传输的两个重要因素是:第一个来自快离子的无碰撞行为,第二个来自与等离子体的大块碰撞效应。对于第一个因素,快离子轨道与扰动场的共振是必要的。这可以被视为“波粒相互作用”,就像从引入ELM控制线圈的磁场结构中发生的那样。[140,145]在这些研究中,由于缺乏更好的代表等离子体响应的表示,使用了真空场近似。在图41所示的情况下,负离子束的损失功率分数达到了7.5%,如果ELM线圈电流增加到 45kAt ,¹⁴⁶,则上升到16.8%,这远大于仅由于TF线圈有限性引起的TF波幅引起的泄露损失分数,对比来说该数值只有0.8%。实际上,发现这个很大的损失分数对应于仅由ELM控制线圈产生的磁场,因为具有ELM控制线圈磁场但没有任何TF波幅的模拟显示类似的NBI(中性束注入)损失分数。这些失去的NBI离子首选地进入溢流区域,导致ELM控制电流为 30kAt 时的峰值热负荷达到 $0.27\text{MW}/\text{m}^2$,如图43的浅绿色点所示。该图还描述了流失束离子的起源或产生点,这些离子在进入等离子体并电离后的20ms内主要在此之内失去。之所以在边缘区域产生这么多NB离子,是因为ITER在15 MA基线方案中的高密度条件,如果等离子体的边缘密度较低,那么外围电离可能会更低。由于ELM控制线圈电流产生的强扰动磁场(在真空近似中,ELM控制线圈的最高电流为 $r/a=0.6$),使得在外围区域沉积的NBI离子可以沿着磁力线方便地输运到与等离子体接触的组件上,这样在这些研究中评估的热负荷就会很大;在真实情况下,当考虑到等离子体响应时是否会发生这样的损失,仍然需要进一步研究。尽管还有这些未解之谜,但这项研究表明,当以ELM控制和最大边缘磁场扰动化为目标来优化ELM控制线圈所创建的三维场配置时,快离子的传输可以增加。这个结果突显了自洽考虑平衡磁场的非轴对称组分的影响以评估融合设备真实磁场配置中的快粒子损失的重要性。

对于快速离子的重新分布、损失以及与之相关的壁负荷的计算，考虑到等离子体对三维场扰动的响应，目前还处于初始阶段。然而，在DIII-DL型等离子体中，早期的计算报告包括等离子体响应效应，并经由快速离子损失探测器 (FILD) 测量进行验证，是有希望的。[147] ITER的初步评估表明，考虑到等离子体对ELM控制线圈场的屏蔽作用，相对于以上真空近似的评估，NBI离子的损失可以显著减少[148]。这与当包含等离子体屏蔽时，磁场边缘区的伊尔戈蒂化宽度显著减小的情况是一致的[149]。在ITER中，关于应用于ELM控制线圈的真空场在等离子体边缘处将如何被等离子体的响应屏蔽或放大，这个问题仍然没有明确的答案。

在这一节的结论中，先前有人怀疑等离子体平衡的三维变形可能会导致聚变 α 粒子以不可接受的水平泄漏出来的额外机制。然而，对于ITER中预计的TF纹波水平（包括FIs和TBM）和预计应用于ELM控制目的的磁场扰动，等离子体平衡的三维变形被证明非常小，对核心等离子体区域中快离子的束缚效果可以忽略不计。然而，与ELM控制线圈的使用相关的等离子体边缘损失较高，据报道，ELM控制线圈电流为45 kA时的束流功率损耗分数高达16.8%（尽管使用真空近似来描述引起的扰动场）。这激发了未来的研究，包括对该区域等离子体平衡和背景参数的更自治处理，包括等离子体对外加三维场的响应。

14 总结

本文描述了通过仔细的解析和数值考虑得出的15 MA ITER基准方案中Alfven特征模稳定性的一致图景。分析估计表明，只有在等离子体的外部区域($r/a > 0.5$)，Alfven连续谱缺陷的密度才足够高，能产生全局TAE模（即具有许多偏轴谐波，由于位于广泛范围的径向位置的连续谱缺陷而耦合）。尽管这一区域的 α 粒子和束流离子群的数量相对较低，但只有在这里，快速粒子驱动预计会超过离子兰道阻尼速率，给出一个 $\gamma/\omega \sim 0.15\%$ 的净驱动。此外，由于外部区域的 α 粒子数量相对较低，不期望TAE引起的重分布会影响燃烧过程。相反，来自这个外围区域的NBI离子的损失可能更重要，因为它们的沉积在小半径上更均匀分布。因此，在TAE导致的高能离子损失到第一壁方面仍然是一个待解决的问题，应该使用非线性混合模型进行研究。本文中提供的分析结果得到了使用磁流体线性稳定性代码LIGKA进行的详细数值分析的支持，该分析还发现了 $s > 0.4$ 和 $n \sim 15 - 30$ 的弱不稳定模式。

应该指出，本文中所提出的AE稳定性分析主要集中在15MA ITER基准方案的平顶相上。未来应该进行全面分析，对该操作点的路径进行评估，包括在一个单一放电中以及作为ITER研究计划更广泛发展的一部分，最初预计放电将以降低的磁场和电流运行。由于热离子Landau阻尼TAE对离子温度呈指数敏感性（见图18），这意味着具有 $T_i \leq 15\text{keV}$ 的等离子体对TAE可能比 $Q = 10$ 操作点本身更不稳定，这需要进一步研究。实际上，应该对将等离子体加热到所需温度的方法进行全面详细的调查，以达到整个通向 $Q = 10$ 的操作路径。

另外，除了高能离子驱动Alfven-平行模之外，本文还回顾了它们对ITER主要运行情景中其他全局磁流体动力学现象的影响：锯齿状扰动、NTMs和RWMs。

由于托卡马克装置中有限数量的托卡马克场线圈引起的非轴对称磁场、铁磁插入物的引入、带有铁磁材料的TBM存在以及ITER的ELM控制线圈产生的磁场的作用，快离子损失已经进行了回顾。与等离子体面部零件相关的损失和热负荷的最大来源来自于ELM控制线圈和用于ELM控制的优化电流配置下的NBI离子。在这种情况下，丢失的NBI离子起源于等离子体的边缘，并沿着磁场扰动后的模拟表面损失到等离子体面部零件（在真空近似下评估）。这促使未来的工作更加自治地处理等离子体平衡和背景参数，包括等离子体对外加三维磁场的响应的研究。

这篇论文没有涵盖同时发生的现象可能带来的潜在协同效应。例如：(i) 轮廓锯齿过程期间，核内局限的TAE对 $q = 1$ 曲面内的快速离子的重新分布以及对 $n = 1$ 内部扭结稳定性的影响；(ii) 在等离子体外区域，应用三维ELM控制线圈场对AE谱和稳定性的影响，以及它对任何相关快速离子丢失的定位的影响。

References

- [1] ITER Physics Expert Group on Energetic Particles, ITER Physics Expert Group on Heating and Current Drive and ITER Physics Basis Editors, "ITER Physics Basis, Chapter 5," Nucl. Fusion 39, 2471 (1999).
- [2] A. Fasoli, C. B. H. L. Gormenzano, B. N. Breizman, S. Briguglio, D. S. Darrow, N. Gorelenkov, W. W. Heidbrink, A. Jaun, S. V. Konovalov et al., "Progress in the ITER Physics Basis, Chapter 5," Nucl. Fusion 47, S264 (2007).
- [3] S. E. Sharapov, B. Alper, H. L. Berk, D. N. Borba, B. N. Breizman, C. D. Challis, I. G. J. Classen, E. M. Edlund, J. Eriksson, A. Fasoli et al., "Energetic particle instabilities in fusion plasmas," Nucl. Fusion 53(10), 104022 (2013).
- [4] N. N. Gorelenkov, S. D. Pinches, and K. Toi, "Energetic particle physics in fusion research in preparation for burning plasma experiments," Nucl. Fusion 54(12), 125001 (2014).
- [5] E. Poli, M. I. García-Muñoz, H.-U. Fahrbach, S. Günter, and ASDEX Upgrade Team, "Observation and modeling of fast trapped ion losses due to neoclassical tearing modes," Phys. Plasmas 15(3), 032501 (2008).
- [6] M. García-Muñoz, P. Martin, H.-U. Fahrbach, M. Gobbin, S. Günter, M. Maraschek, L. Marrelli, H. Zohm, and ASDEX Upgrade Team, "NTM induced fast ion losses in ASDEX Upgrade," Nucl. Fusion 47(7), L10 (2007).
- [7] S. Günter, G. Conway, S. daGraça, H.-U. Fahrbach, C. Forest, M. GarcíaMuñoz, T. Hauff, J. Hobirk, V. Igochine, F. Jenko et al., "Interaction of energetic particles with large and small scale instabilities," Nucl. Fusion 47(8), 920 (2007).
- [8] A. R. Polevoi, S. Y. Medvedev, V. S. Mukhovatov, A. S. Kukushkin, Y. Murakami, M. Shimada, and A. A. Ivanov, "ITER confinement and stability modelling," J. Plasma Fusion Res. 5, 82-87 (2002).
- [9] F. M. Levinton, L. Zakharov, S. H. Batha, J. Manickam, and M. C. Zarnstorff, "Stabilization and onset of sawteeth in TFTR," Phys. Rev. Lett. 72(18), 2895-2898 (1994).
- [10] G. Y. Fu and J. W. Van Dam, "Excitation of the toroidicity-induced shear Alfvén eigenmode by fusion alpha particles in an ignited tokamak," Phys. Fluids B 1(10), 1949 (1989).
- [11] R. Betti and J. P. Freidberg, "Ellipticity induced Alfvén eigenmodes," Phys. Fluids B 3(8), 1865 (1991).
- [12] B. N. Breizman and S. E. Sharapov, "Energetic particle drive for toroidicity-induced Alfvén eigenmodes and kinetic toroidicity-induced Alfvén eigenmodes in a low-shear tokamak," Plasma Phys. Controlled Fusion 37(10), 1057 (1995).
- [13] G. Y. Fu, "Existence of core localized toroidicity-induced Alfvén eigenmode," Phys. Plasmas 2(4), 1029 (1995).
- [14] J. Candy, B. N. Breizman, J. W. Van Dam, and T. Ozeki, "Multiplicity of low-shear toroidal Alfvén eigenmodes," Phys. Lett. A 215(5-6), 299 (1996).
- [15] H. L. Berk, J. W. Van Dam, D. Borba, J. Candy, G. T. A. Huysmans, and S. E. Sharapov, "More on core-localized toroidal Alfvén eigenmodes," Phys. Plasmas 2(9), 3401 (1995).
- [16] S. Poedts and E. Schwarz, "Computation of the ideal-MHD continuous spectrum in axisymmetric plasmas," J. Comput. Phys. 105(1), 165 (1993).
- [17] A. B. Mikhailovskii, G. T. A. Huysmans, W. Kerner, and S. E. Sharapov, "Optimization of computational MHD normal-mode analysis for tokamaks," Plasma Phys. Rep. 23(10), 844 (1997).
- [18] R. Nyqvist and S. E. Sharapov, "Asymmetric radiative damping of low shear toroidal Alfvén eigenmodes," Phys. Plasmas 19(8), 082517 (2013).
- [19] T. Gassner, K. Schoepf, S. E. Sharapov, V. G. Kiptily, S. D. Pinches, C. Hellesen, J. Eriksson, and JET-EFDA contributors, "Deuterium beam acceleration with 3rd harmonic ion cyclotron resonance heating in Joint European Torus: Sawtooth stabilization and Alfvén eigenmodes," Phys. Plasmas 19(3), 032115 (2012).
- [20] S. E. Sharapov and A. B. Mikhailovskii, in 5th IAEA Technical Meeting on Energetic Particles, JET, Abingdon, UK, 1997.
- [21] I. G. Abel, B. N. Breizman, S. E. Sharapov, and JET-EFDA Contributors, "Resonant excitation of shear Alfvén perturbations by trapped energetic ions in a tokamak," Phys. Plasmas 16(10), 102506 (2009).
- [22] F. Zonca and L. Chen, "Destabilization of energetic particle modes by localized particle sources," Phys. Plasmas 7(11), 4600 (2000).
- [23] R. Betti and J. P. Freidberg, "Stability of Alfvén gap modes in burning plasmas," Phys. Fluids B 4(6), 1465 (1992).

- [24] J. W. Connor, R. O. Dendy, R. J. Hastie, D. Borba, G. Huysmans, W. Kerner, and S. Sharapov, "Non-ideal effects on toroidal alfvén eigenmode stability," in 21st EPS Conference, Montpellier, 1994.
- [25] N. N. Gorelenkov and S. E. Sharapov, "On the collisional damping of TAE-modes on trapped electrons in tokamaks," *Phys. Scr.* 45(2), 163 (1992).
- [26] R. R. Mett and S. M. Mahajan, "Kinetic theory of toroidicity-induced Alfvén eigenmodes," *Phys. Fluids B* 4(9), 2885 (1992).
- [27] J. Candy and M. N. Rosenbluth, "Continuum damping of high-modenumbers toroidal Alfvén waves," *Plasma Phys. Controlled Fusion* 35(8), 957 (1993).
- [28] M. N. Rosenbluth, H. L. Berk, J. W. Van Dam, and D. M. Lindberg, "Continuum damping of high-mode-number toroidal Alfvén waves," *Phys. Rev. Lett.* 68(5), 596 (1992).
- [29] F. Zonca and L. Chen, "Resonant damping of toroidicity-induced shear-Alfvén eigenmodes in tokamaks," *Phys. Rev. Lett.* 68(5), 592 (1992).
- [30] P. Lauber, "Linear gyrokinetic description of fast particle effects on the MHD stability in tokamaks," Ph.D. thesis (TU München, 2003).
- [31] P. Lauber, S. Günter, A. Könies, and S. D. Pinches, "LIGKA: A linear gyrokinetic code for the description of background kinetic and fast particle effects on the MHD stability in tokamaks," *J. Comput. Phys.* 226(1), 447-465 (2007).
- [32] P. Lauber, S. Günter, and S. D. Pinches, "Kinetic properties of shear Alfvén eigenmodes in tokamak plasmas," *Phys. Plasmas* 12(12), 122501 (2005).
- [33] F. Zonca, L. Chen, and R. A. Santoro, "Kinetic theory of low-frequency Alfvén modes in tokamaks," *Plasma Phys. Controlled Fusion* 38(11), 2011-2028 (1996).
- [34] F. Zonca, L. Chen, A. Botrugno, P. Buratti, A. Cardinali, R. Cesario, and V. P. Ridolfini, "High-frequency fishbones at JET: theoretical interpretation of experimental observations," *Nucl. Fusion* 49, 085009 (2009).
- [35] P. Lauber, M. Brüdgam, D. Curran, V. Igoshine, K. Sassenberg, S. Günter, M. Maraschek, M. García-Muñoz, N. Hicks, and the ASDEX Upgrade Team, "Kinetic Alfvén eigenmodes at ASDEX Upgrade," *Plasma Phys. Controlled Fusion* 51, 124009 (2009).
- [36] P. Lauber, "Super-thermal particles in hot plasmas: kinetic models, numerical solution strategies, and comparison to tokamak experiments," *Phys. Rep.* 533(2), 33-68 (2013).
- [37] G. Y. Fu and J. W. Van Dam, "Stability of the global Alfvén eigenmode in the presence of fusion alpha particles in an ignited tokamak plasma," *Phys. Fluids B* 1(12), 2404 (1989).
- [38] J. Candy and M. N. Rosenbluth, "Nonideal theory of toroidal Alfvén eigenmodes," *Phys. Plasmas* 1(2), 356-372 (1994).
- [39] Z. Gao, L. Peng, P. Wang, J. Dong, and H. Sanuki, "Plasma elongation effects on temperature gradient driven instabilities and geodesic acoustic modes," *Nucl. Fusion* 49(4), 045014 (2009).
- [40] I. Chavdarovski and F. Zonca, "Effects of trapped particle dynamics on the structures of a low-frequency shear Alfvén continuous spectrum," *Plasma Phys. Controlled Fusion* 51(11), 115001 (2009).
- [41] P. Lauber, I. G. Classen, D. Curran, V. Igoshine, B. Geiger, S. da Graca, M. García-Muñoz, M. Maraschek, P. McCarthy, and the ASDEX Upgrade Team, "NBI-driven Alfvénic modes at ASDEX Upgrade," *Nucl. Fusion* 52(9), 094007 (2012).
- [42] M. Schneller, P. Lauber, M. Brüdgam, S. D. Pinches, and S. Günter, "Double-resonant fast particle-wave interaction," *Nucl. Fusion* 52(10), 103019 (2012).
- [43] S. D. Pinches, "Nonlinear interaction of fast particles with Alfvén waves in tokamaks," Ph.D. thesis (The University of Nottingham, UK, 1996).
- [44] S. D. Pinches, L. C. Appel, J. Candy, S. E. Sharapov, H. L. Berk, D. Borba, B. N. Breizman, T. C. Hender, K. I. Hopcraft, G. T. A. Huysmans, and W. Kerner, "Nonlinear interaction of fast particles with Alfvén waves in tokamaks," *Comput. Phys. Commun.* 111(1-3), 133-149 (1998).
- [45] S. D. Pinches, V. G. Kiptily, S. E. Sharapov, D. S. Darrow, L.-G. Eriksson, H.-U. Fahrbach, M. García-Muñoz, M. Reich, E. Strumberger, A. Werner, the ASDEX Upgrade Team and JET-EFDA Contributors, "Observation and modelling of fast ion loss in JET and ASDEX Upgrade," *Nucl. Fusion* 46(10), S904-S910 (2006).
- [46] I. T. Chapman, R. J. Buttery, S. Coda, S. Gerhardt, J. P. Graves, D. F. Howell, A. Isayama, R. J. La Haye, Y. Liu, P. Maget et al., "Empirical scaling of sawtooth period for onset of neoclassical tearing modes," *Nucl. Fusion*

50(10), 102001 (2010).

- [47] B. Hu, R. Betti, and J. Manickam, "Kinetic stability of the internal kink mode in ITER," *Phys. Plasmas* 13(11), 112505 (2006).
- [48] F. Porcelli, D. Boucher, and M. N. Rosenbluth, "Model for the sawtooth period and amplitude," *Plasma Phys. Controlled Fusion* 38(12), 2163 (1996).
- [49] I. T. Chapman, S. D. Pinches, J. P. Graves, R. J. Akers, L. C. A. Appel, R. V. Budny, S. Coda, N. J. Conway, M. de Bock, L.-G. Eriksson et al., "The physics of sawtooth stabilization," *Plasma Phys. Controlled Fusion* 49(12B), B385 (2007).
- [50] D. J. Campbell, D. F. H. Start, J. A. Wesson, D. V. Bartlett, V. P. Bhatnagar, M. Bures, J. G. Cordey, G. A. Cottrell, P. A. Dupperex, A. W. Edwards et al., "Stabilization of sawteeth with additional heating in the JET tokamak," *Phys. Rev. Lett.* 60(21), 2148 (1988).
- [51] C. K. Philipps, J. Hosea, E. Marmar, M. W. Phillips, J. Snipes, J. Stevens, J. Terry, J. R. Wilson, M. Bell, M. Bitter et al., "Ion cyclotron range of frequencies stabilization of sawteeth on Tokamak Fusion Test Reactor," *Phys. Fluids B* 4(7), 2155 (1992).
- [52] M. J. Mantsinen, M.-L. Mayoral, V. G. Kiptily, S. E. Sharapov, B. Alper, A. Bickley, M. de Baar, L.-G. Eriksson, A. Gondhalekar, T. Hellsten et al., "Alpha-tail production with ion-cyclotron-resonance heating of 4he-beam ions in JET plasmas," *Phys. Rev. Lett.* 88(10), 105002 (2002). [53] M. L. Mayoral, R. J. Buttery, T. T. C. Jones, V. G. Kiptily, S. E. Sharapov, M. J. Mantsinen, S. Coda, O. Sauter, L.-G. Eriksson, F. Nguyen et al., "Studies of burning plasma physics in the Joint European Torus," *Phys. Plasmas* 11(5), 2607 (2004).
- [54] J. Jacquinot, H. Altmann, R. J. Anderson, J. Arbez, W. Bailey, D. V. Bartlett, B. Beaumont, G. Beaumont, K. Behringer, P. Bertoldi et al., "Radiofrequency heating on JET," in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Kyoto, Japan, 1986.
- [55] D. Start et al., in 29th Annual Meeting of APS Division of Plasma Physics, San Diego, 1987.
- [56] M. F. F. Nave, N. N. Gorelenkov, K. G. McClements, S. J. Allfrey, B. Balet, D. N. Borba, P. J. Lomas, J. Manickam, T. T. C. Jones, and P. R. Thomas, "Fast particle effects on the sawtooth stability of JET DT discharges," *Nucl. Fusion* 42(3), 281 (2002).
- [57] O. Sauter, E. Westerhof, M. L. Mayoral, B. Alper, P. A. Belo, R. J. Buttery, A. Gondhalekar, T. Hellsten, T. C. Hender, D. F. Howell et al., "Control of neoclassical tearing modes by sawtooth control," *Phys. Rev. Lett.* 88(10), 105001 (2002).
- [58] E. Westerhof, O. Sauter, M. L. Mayoral, D. F. Howell, M. J. Mantsinen, M. F. F. Nave, B. Alper, C. Angioni, P. Belo, R. J. Buttery et al., "Control of sawteeth and triggering of NTMs with ion cyclotron resonance frequency waves in JET," *Nucl. Fusion* 42(11), 1324 (2002).
- [59] L.-G. Eriksson, A. Mueck, O. Sauter, S. Coda, M. J. Mantsinen, M.-L. Mayoral, E. Westerhof, R. J. Buttery, D. McDonald, T. Johnson, J.-M. Noterdaeme, and P. de Vries, "Destabilization of fast-ion-induced long sawteeth by localized current drive in the JET tokamak," *Phys. Rev. Lett.* 92(23), 235004 (2004).
- [60] L.-G. Eriksson, T. Johnson, M.-L. Mayoral, S. Coda, O. Sauter, R. J. Buttery, D. McDonald, T. Hellsten, M. J. Mantsinen, A. Mueck et al., "On ion cyclotron current drive for sawtooth control," *Nucl. Fusion* 46(10), S951 (2006).
- [61] J. W. Van Dam, M. N. Rosenbluth, and Y. C. Lee, "A generalized kinetic energy principle," *Phys. Fluids* 25(8), 1349 (1982).
- [62] F. Porcelli, "Fast particle stabilisation," *Plasma Phys. Controlled Fusion* 33(13), 1601 (1991).
- [63] T. Northrop and E. Teller, "Stability of the adiabatic motion of charged particles in the Earth's field," *Phys. Rev.* 117(1), 215 (1960).
- [64] G. Kramer, M. Iwase, Y. Kusama, A. Morioka, M. Nemoto, T. Nishitani, K. Shinohara, S. Takeji, K. Tobita, T. Ozeki et al., "Fast particle experiments in JT-60U," *Nucl. Fusion* 40(7), 1383 (2000).
- [65] J. P. Graves, "Influence of asymmetric energetic ion distributions on sawtooth stabilization," *Phys. Rev. Lett.* 92(18), 185003 (2004).
- [66] J. P. Graves, I. Chapman, S. Coda, L.-G. Eriksson, and T. Johnson, "Sawtooth-control mechanism using toroidally propagating ion-cyclotron-resonance waves in tokamaks," *Phys. Rev. Lett.* 102(6), 065005 (2009).
- [67] M. F. F. Nave, H. R. Koslowski, S. Coda, J. P. Graves, M. Brix, R. J. Buttery, C. Challis, C. Giroud, M. Stamp, P. de Vries et al., "Exploring a small sawtooth regime in Joint European Torus plasmas with counterinjected neutral

beams," *Phys. Plasmas* 13(1), 014503 (2006).

[68] I. T. Chapman, S. D. Pinches, L. C. Appel, R. J. Hastie, T. C. Hender, S. Saarelma, S. E. Sharapov, I. Voitsekhovitch, and J. P. Graves, "Modeling sawtooth stabilization by energetic ions from neutral beam injection," *Phys. Plasmas* 14(7), 070703 (2007).

[69] I. T. Chapman, T. C. Hender, S. Saarelma, S. E. Sharapov, R. J. Akers, N. J. Conway, and the MAST Team, "The effect of toroidal plasma rotation on sawteeth in MAST," *Nucl. Fusion* 46(12), 1009 (2006).

[70] I. T. Chapman, S. D. Pinches, H. R. Koslowski, Y. Liang, A. KrämerFlecken, the TEXTOR Team, and M. de Bock, "Sawtooth stability in neutral beam heated plasmas in TEXTOR," *Nucl. Fusion* 48(3), 035004 (2008).

[71] I. T. Chapman, I. Jenkins, R. V. Budny, J. P. Graves, S. D. Pinches, S. Saarelma, and JET EFDA Contributors, "Sawtooth control using off-axis NBI," *Plasma Phys. Controlled Fusion* 50(4), 045006 (2008).

[72] I. T. Chapman, V. G. Igoshine, J. P. Graves, J. P. Pinches, A. Gude, I. Jenkins, M. Maraschek, G. Tardini, the ASDEX Upgrade Team, and JET EFDA Contributors, "Sawtooth control and the interaction of energetic particles," *Nucl. Fusion* 49(3), 035006 (2009).

[73] I. T. Chapman, M. F. de Bock, S. D. Pinches, M. R. Turnyanskiy, MAST Team, V. G. Igoshine, M. Maraschek, G. Tardini, and ASDEX Upgrade Team, "The effect of off-axis neutral beam injection on sawtooth stability in ASDEX Upgrade and Mega-Ampere Spherical Tokamak," *Phys. Plasmas* 16(7), 072506 (2009). [74] J. P. Graves, I. T. Chapman, S. Coda, T. Johnson, M. Lennholm, B. Alper, M. de Baar, K. Crombe, L.-G. Eriksson, R. Felton et al., "Experimental verification of sawtooth control by energetic particles in ion cyclotron resonance heated JET tokamak plasmas," *Nucl. Fusion* 50(5), 052002 (2010).

[75] J. P. Graves, I. T. Chapman, S. Coda, M. Lennholm, M. Albergante, and M. Jucker, "Control of magnetohydrodynamic stability by phase space engineering of energetic ions in tokamak plasmas," *Nat. Commun.* 3, 624 (2012).

[76] I. T. Chapman, J. P. Graves, T. Johnson, O. Asunta, P. Bonoli, M. Choi, E. F. Jaeger, M. Jucker, and O. Sauter, "Sawtooth control in ITER using ion cyclotron resonance heating," *Plasma Phys. Controlled Fusion* 53(12), 124003 (2011).

[77] G. J. Sadler, S. W. Conroy, O. N. Jarvis, P. van Belle, J. M. Adams, and M. A. Hone, "Investigations of fast-particle behavior in joint European torus plasmas using nuclear techniques," *Fusion Sci. Technol.* 18(4), 556 (1990).

[78] S. J. Zweben, J. D. Strachan, R. Boivin, C. W. Barnes, A. Cavallo, E. D. Fredrickson, K. McGuire, H. E. Mynick, and R. B. White, "Escaping 1MeV Tritons in TFTR," in 16th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Venice, Italy, 1989.

[79] Y. I. Kolesnichenko, Y. V. Yakovenko, D. Anderson, M. Lisak, and F. Wising, "Sawtooth oscillations with the central safety facto.