

# SAWTOOTH INSTABILITY IN TOKAMAK PLASMAS

R. J. HASTIE

## Abstract

锯齿不稳定性是托卡马克等离子体中的一个熟悉特征。它表现为等离子体核心的定期重组。本文提供了关于许多托卡马克的实验观察的简要调查。还介绍了相关理论观点的定性描述，以及它们如何根据越来越详细的实验数据逐渐演变自早期的磁重联模型。

## 1 简介

托卡马克是一种环形等离子体约束装置，其中使用环向和极向磁场的组合来约束热等离子体（图1(a-d)）。强环向磁场由外部线圈产生，而极向磁场由等离子体在环向方向上的电流产生。这种电流是通过变压器作用引入的，或者可以通过将电磁波（在离子回旋、较低的杂交或电子回旋频率下）引入等离子体来驱动。注入高能量的中性原子束（NBI）的主要目的是加热等离子体，也会产生环向电流。等离子体核心（图1中的磁轴附近）中典型的等离子体密度和温度分别为 $n_e \approx 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 和 $T \approx 1 - 10 \text{ keV}$ ，而通过中性束注入产生的高能离子的能量高达 $100 \text{ keV}$ ，通过离子回旋波加热的离子的能量高达或超过 $1 \text{ MeV}$ 。通常，密度 $n_e(r)$ 、温度 $T_e(r)$ 、 $T_i(r)$ 和环向电流密度 $j_\phi(r)$ 都是次半径 $r$ 的峰值函数，值在等离子体边界（ $r = a$ ）处降至较小的值，在那里，边界等离子体直接与一组限制结构（限制器等离子体）接触，或由磁分离点（偏滤器等离子体）定义。对于本综述的主题，不同类型的等离子体边界将不是重点，而重点是“等离子体核心”的事件，我们粗略地将其定义为满足 $r/a \lesssim 1/2$ 的体积（图1(a)）。

一般来说，托卡马克等离子体被预测并观察到会受到各种不稳定性的困扰；也就是说，它们并不存在完全静止的状态，并且它们的输运特性并不符合碰撞输运理论的预测。看起来微观尺度的不稳定性（称为微观不稳定性）通常存在，并决定了局部的输运特性。同时，也明显存在某些大尺度的不稳定性，一旦发生，通常会导致等离子体完全失去约束。因此，这些严重不稳定性的稳定边界决定了托卡马克的正常运行范围。

然而，锯齿不稳定性是上述陈述中的一个有趣的例外情况。它是一种宏观不稳定性，影响着等离子体的大部分体积（等离子体的核心），但是它是良性的，也就是说，放电不会随之终止。核心等离子体很快恢复，这种不稳定性会定期地再次发生。

本综述关注目前对托卡马克等离子体中锯齿不稳定性的理解。

## 2 锯齿不稳定性

锯齿不稳定性表现为托卡马克中磁轴周围的等离子体核心定期周期性重组。von Goeler等人于1974年首次报告了这一现象，在所有大小的托卡马克上都可以通过许多诊断方法明显观察到。完整的事件周期可以分为三个阶段：(i) 锯齿斜坡阶段，即等离子体核心处的等离子体密度和温度近似线性随时间增加的安静期（见图2）；(ii) 前兆振荡阶段，期间螺旋磁扰动增长，并且由于等离子体的环向转动，软X射线(SXR)发射、电子回旋辐射（ECE，测量 $T_e(r)$ ）和干涉测量数据（测量 $n_e(r)$ ）显示出增长的振荡行为；(iii) 崩溃阶段，其中 $n_e(r)$ 、 $T_e(r)$ 和SXR强度迅速下降到较低值。在Ohm加热的托卡马克中， $n_e(r, t)$ 和 $T_e(r, t)$ 的变化幅度小于10%，而完整事件周期 $\tau_s$ 随设备尺寸增加。在TEXTOR（主半径 $R_0 = 1.75 \text{ m}$ ）中， $\tau_s \simeq 20 \text{ msec}$ ，而在JET（ $R_0 \simeq 3 \text{ m}$ ）中， $\tau_s \simeq 100 \text{ msec}$ 。

本文采用历史角度，指出在过去二十年中，理论观念和解释如何针对越来越详细的实验数据进行了发展。

最初，1974年，唯一相关的理论计算[2, 3]涉及到理想磁流体力学内部扭曲模式的线性不稳定性[2]和饱和振幅[3]，其中 $m = n = 1$ （其中 $m$ 是极向模数，将轴向模数 $n$ 表示为 $k_z R_0$ ，在托卡马克的周期圆柱模型

中) 当安全因子的值  $q(r) = rB_\phi / R_0 B_\theta$  在磁轴上降至1以下时出现; 即当电流分布  $j_\phi(r)$  足够尖峰时, 轴向电流密度  $j_\phi(0)$  超过临界值  $2B_\theta(0)/R_0$ 。在环形等离子体中, 理想内部扭曲不稳定性采取了核心等离子体的倾斜和移位形式 (图1(f)), 在‘安全因子’  $q$  小于1的区域。安全因子是衡量磁力线在通过磁轴时绕对称轴旋转的速率的一种方式 (在图1(e)中  $r=0$ ), 即磁力线运动由  $d\phi/d\theta = q(r)$  定义。因此, 在  $q=1$  的磁面上, 所有磁力线在经过一次回转后都会闭合在自身上 (参见图1(c, e), 其中给出了托卡马克中特征  $q(r)$  分布的描述以及磁坐标的说明  $(r, \theta, \phi)$ )。

使用参考文献2和3中建立的理论结果和理解, Kadomtsev [4, 5] 提出了完整锯齿循环的机制。他认为扭曲模式将驱动磁重联  $\psi^*$ , 即通过磁轴和  $q(r)=1$  磁表面上的闭合磁力线限定的螺旋带的磁通。Kadomtsev建议, 这种重联过程将持续进行, 直到所有的  $\psi^*(r) = \int_0^r r dr B_\theta (1-q) > 0$  被湮灭, 并建立起新的轴对称平衡状态, 其中  $q(0) > 1$ 。最终的平衡状态可以精确地根据初始状态 (在扭曲不稳定性开始时) 计算得到, 而磁重联事件运行到完成所需的时间估计为  $\tau_k \approx (\tau_\eta \tau_A^*)^{1/2}$ , 其中  $\tau_\eta = \mu_0 r_1^2 / \eta$ ,  $\tau_A^* = r_1 (\mu_0 \rho)^{1/2} / B_\theta(r_1) (1-q_0)$ , 其中  $q(r_1) \equiv 1$ 。这种磁重联的结果是, 磁轴附近的热等离子体 ( $r < r_1$ ) 与  $q=1$  表面之外的较冷等离子体混合, 导致了一个扁平的温度 (和压力) 分布 (图3) 和  $T(r=0)$  的下降。然后可以设想, 在接下来的上升阶段中, 新的核心等离子体中的欧姆加热将导致温度和电流达到峰值, 使得  $q(0, t)$  再次降至小于1, 并且循环将重复。这种优雅解释的一个优点是它只涉及一个机制; 而一个不足之处是, 由于在柱状几何中, 如果  $q_0 < 1$ , 则  $m=n=1$  扭曲模式没有线性稳定阈值, 因此Sawtooth循环的平静上升阶段很难解释, 并且其持续时间超出了该模型的范围。

根据这个提出的机制, 数值模拟 [6, 7] (见图4) 已经发表并证实, 具有  $q(0) < 1$  的柱对称等离子体的电阻磁流体可以进行这种重联。然而, 仔细分析TFR托卡马克在前导振荡和坍塌期间的软X射线辐射, Dubois等人 [8,9,10] 得出结论, 尽管存在Kadomtsev所建议的磁拓扑变化的重联过程, 包括  $m=n=1$  岛屿的增长, 但这个过程在磁岛仍相对较小时被突然的热坍塌中断。因此, 这些作者提出, 观察到的热坍塌是由迅速增长的次级不稳定性引起的, 并得出结论, 重联过程是否完成 ( $q(0) > 1$ ) 不确定。

在1980年代, 新一代大型托卡马克开始运行, 并展示了锯齿行为的新变化, 这刺激了进一步的理论研究。在DIII托卡马克上报告了部分或复合的锯齿 [11], 尽管重复周期  $\tau_r$  保持不变, 正常的锯齿坍塌事件与热再分布局限于偏轴区域并且磁轴线基本不受影响的事件交替出现。Parail和Pereversev [12] 曾建议修改Kadomtsev模型, 包括一个具有两个  $q(r)=1$  面的非单调的  $q(r)$  剖面, 并且Pfeiffer [11] 将此扩展以尝试解释新的观测结果。在JET [13] 中, 辅助加热 (中性束注入和离子回旋共振加热) 导致锯齿斜坡温度和压力的更快上升, 但锯齿重复时间更长。这表明, MHD扭曲模式的不稳定化不是由等离子体压力导致的 ( $\beta = 2\mu_0 p / B^2$ ), 而是由“磁触发器” (Wesson [14]) 引起的, 即由电流剖面  $j_\phi(r)$  或  $q(r)$  剖面的某种属性引起的。JET还报告了在缓慢增长的前导振荡缺失的锯齿 [15] (图5), 因此在增长速率快速增长到最大增长速率 ( $\gamma^{-1} \approx 100 \mu\text{sec}$ ) 并在  $100 \mu\text{sec}$  内达到该值的情况下,  $m=n=1$  扭结不稳定性突然出现。这些1980年代中的观察结果使得Wesson [15] 认为, 在坍塌阶段观察到的MHD扭结不稳定性可能是理想MHD的 (因此增长迅速)。然而, 要在相对较低的  $\beta$  下使这种不稳定性在理想MHD模型中成为可能, 必须使整个核心区域的  $q(r) \simeq 1$  完全准确。在安全因子  $q(r) \equiv 1$  的区域内, 磁场的螺旋斜率与  $m=n=1$  扭曲位移的斜率完全一致, 不发生磁场线弯曲。即使是稍微的  $q(r)$  偏离单位, 扭曲位移也需要考虑磁场线弯曲的能量和相关的MHD稳定性。因此, Wesson推测核心区域的  $q(r)$  是平坦的且  $q(r)=1$ 。非线性MHD模拟 (见图7) 表明, 在这种理想MHD不稳定性中, 等离子体的位移性质与  $q(0) < 1$  的重联不稳定性相差很大。磁面被强烈扭曲, 使得热等离子体核心变为新月形状, 并且一个冷等离子体“泡泡”被吸入到凹陷的新月形状中。这个Wesson称之为“准互换”的“热新月、冷泡泡”结构与Sykes Wesson [6] 重联模拟 (图4) 中的冷岛 (新月形), 热核心 (圆形) 形状形成鲜明对比。在1980年代, 对托卡马克的SXR辐射的分析变得更加复杂, 使用最多三个SXR相机和许多弦测量的层析方法被使用。对JET的恢复常数SXR辐射轮廓的重建 (图8) [16] 显示了Wesson对  $q(r) \simeq 1$  平衡中扭曲不稳定性预测的“热新月、冷泡泡”结构。

因此, 到1986年为止, 已经提出了三种锯齿机制。

1. 由  $m=n=1$  扭曲不稳定性驱动的重联。
2. 中断的重联, 由次级不稳定性引起的热坍塌。
3. 在  $q(r) \simeq 1$  的核心区域中的准交换不稳定性。

与此同时, 一代新的数值模拟正在发表。首先, 在柱状几何中, Denton、Drake和Kleva [17] 成功产生了许多完整的锯齿周期, 并表明强各向异性热导率对此是必要的。Aydemir等 [18] 和Park等 [19] 将研究扩展

到了环形平衡。在所有情况下都发生了完全的重联，每次热塌缩后立即出现 $q(0) > 1$ 。这些模拟中的重联过程被证明是相当缓慢的，与Kadomtsev的估计 $\tau_k$ 大致一致，比例如JET、TFTR和DIII-D之类的大型辅助加热托卡马克高温等离子体中观察到的重联时间长一个数量级。许多理论家现在开始关注导致更快重联的物理效应。电子惯性（线性[20]和非线性[21]）、霍尔项[22, 23]、异常电子粘滞度[24]和新古典平行粘滞度[25]都已经添加到传统的电阻欧姆定律中，所有这些效应都加速了重联过程。

然而，20世纪80年代也出现了首次报告的在托卡马克中测量极向磁场并直接测量安全因子 $q(r)$ 的尝试。Forrest等人在1978年报道了在DITE托卡马克中用电子散射激光光进行测量的开创性工作，并指出 $q(0)$ 可能明显低于单位。Soltwisch等人在TEXTOR上进行了第一批常规准确测量，通过测量平面偏振FIR微波束的法拉第旋转来进行。Blum等人在JET上采用类似的方法，而DIII-D和TFTR中则使用动力斯塔克效应(MSE)来确定 $q(r)$ 。图(9-12)显示了TEXTOR、JET和TFTR上的这些测量结果。在各种情况下， $q(0) \simeq 0.75$ ，并且在每次崩塌事件之前，它在 $\simeq 5\%$ 的范围内变化，在随后的斜坡期间缓慢下降。这些令人惊讶的观察结果表明，在锯齿循环的任何时间点，轴向安全因子的值 $q_0$ 都不会超过单位。这似乎排除了Kadomtsev和Wesson模型对于锯齿的解释，并引发了许多新的问题，其中一些将在本综述的剩余部分进行探讨。

### 3 触发问题

用 $q(r)$ 的极化或MSE测量数据，结合 $n_e(r, t)$ ,  $T_e(r, t)$ ,  $T_i(r, t)$ 的测量数据，可以构建托卡马克平衡状态及其在锯齿运动期间的演化的详细图像。特别是可以试图将 $m = 1$ 不稳定性（该不稳定性引发了锯齿阶段的坍塌）的初始平衡特性与内部坎普模的稳定性边界的交叉进行关联。当线性化的“MHD”方程引入附加物理效应后，理论边界当然会有所不同。在逐渐增加的复杂度中，可以评估：（1）理想的单流体MHD，（2）电阻性单流体MHD，（3）考虑到抗磁效应的两流体、电阻性方程（即 $\omega \lesssim \omega_*$ ，其中 $\omega_* \approx \rho_i v_i / a^2$ 是抗磁频率），（4）考虑了无碰撞高能离子（即 $E \gg kT_i$ ）种群的两流体加动力学处理。

这种比较的结果令人失望。

#### 1. 内部扭曲模式的理想 MHD 理论得出稳定性准则

$$\delta W_{\text{mhd}} > 0 \quad (1)$$

其中 $\delta W_{\text{mhd}}$ 表示通过 $m/n = 1/1$ 的位移与 $0/1, 2/1$ 以及由托卡马克环境的二维特性引起的更远的极向谐波耦合所需的等离子体势能。在一篇优雅简短的论文中，Bussac等人[33]计算了在大纵横比 $R/a \gg 1$ 极向平衡状态下的 $\delta W_{\text{mhd}}$ 的解析形式，得到了结果。

$$\delta W_{\text{mhd}} = 2\pi^2 \epsilon_1^4 \xi_0^2 R_0 B_0^2 \delta \hat{W}_{\text{mhd}}, \psi \quad (2)$$

$\xi_0$ 是扭曲位移的振幅。

$$\delta \hat{W}_{\text{mhd}} = \delta W_0 - \beta_p \delta W_1 - \beta_p^2 \delta W_2, \psi \quad (3)$$

$$\beta_p = -\frac{2}{B_\theta^2(r_1)} \int_0^{r_1} \frac{r^2}{r_1^2} dp dr$$

是极向 $\beta$ ，在磁场曲面内， $q(r) = 1$ ,  $\epsilon_1 = r_1/R$ ，其中 $q(r_1) \equiv 1$ ，而极向 $\beta$ 是等离子体压力 $p$ 与拘束磁场（图1(e)）的“磁压”比值。尤其是Bussac等人表明，环形等离子体的理想扭曲能量在平衡的环形曲率上非常重要，并且与具有相同 $p(r)$ ,  $q(r)$ 和 $j(r)$ 的直（圆柱）形等离子体的情况有很大不同。

方程(3)中的系数 $\delta W_n$ 依赖于整体电流分布（或者等价地说是 $q(r)$ 分布）。计算表明， $\delta W_n$ 是正的，意味着在 $\beta_p \rightarrow 0$ 时是稳定的（ $\delta \hat{W}_{\text{mhd}} > 0$ ），而对于托卡马克中典型的电流分布而言，超过临界 $\beta_p$ 值的时候（大约为 $0.2 - 0.3$ ），不稳定性就会出现。在随后的十年里发展的二维线性稳定计算码揭示了Bussac等人[33]的计算虽然对于 $R/a \rightarrow \infty$ 是渐近正确的，但在大多数托卡马克设备典型的纵横比值（ $R/a \sim 3$ 或 $4$ ）时却相当不准确。尽管如此，这样的计算码仍然预测了对于现实的托卡马克平衡，磁流体力学理想稳定性能在 $\beta_p$ 小于 $0.15 \sim 0.2$ 的情况下。与该预测矛盾的是，托卡马克放电在只有欧姆加热（欧姆加热）的情况下，常常在更小的 $\beta_p$ （大约为 $0.05$ ）的值下显示出锯齿活动，这意味着在每次锯齿坍塌时观察到的 $1/1$ 臂曲不稳定性并不是理想磁流体力学性质上的。

单流体电阻磁流体力学模型[35, 36]在解释锯齿现象方面也不成功。当 $q(0) < 1$ 时, 该模型在任意 $\beta_p$ 值下预测出线性不稳定性。在理想磁流体稳定等离子体中, 存在两种形式的重联接不稳定性, ( $\delta\hat{W}_{\text{mhd}} > 0$ ), 当 $q(0) < 1$ 时。其中一种称为电阻剪切模式, 具有增长率,

$$\gamma\tau_A = s_1^{2/3} S^{-1/3}, \psi \quad (4)$$

其中  $s_1 = r_1 q'(r_1)$  是磁场线在  $q = 1$  表面的剪切,  $S = \tau_\eta / \tau_A$  是朗奎斯特数, 其中  $\tau_A = \sqrt{3}R_0/V_A$  且  $V_A = B/\sqrt{\mu_0\rho}$  是阿尔文速度。另一个是具有增长率的撕裂不稳定性,

$$\gamma\tau_A = 0.55s_1^2 (\epsilon_1^2 \delta\hat{W}_{\text{mhd}})^{-4/5} S^{-3/5} \quad (5)$$

撕裂不稳定性的尺度变化,  $\gamma\tau_A \propto S^{-3/5}$ , 在 $\epsilon_1^2 \delta\hat{W}_{\text{mhd}} > s_1^{5/3}/S^{1/2}$ 时适用, 而且增长率在接近理想边际稳定性时增加, 即( $\delta\hat{W}_{\text{mhd}} \rightarrow 0+$ )。当 $\delta\hat{W}_{\text{mhd}}$ 很小时, 阻性坎的尺度变化适用。当 $\delta\hat{W}_{\text{mhd}} < 0$ 时, 预测会出现更大的阿尔文生长。由于阻性流体模型预测了在斜坡阶段当 $q(0) < 1$ 时出现不稳定的等离子体, 且其线性生长时间约为5-10毫秒, 因此无法解释锯齿周期的平静斜坡阶段, 在这一阶段没有观察到任何磁流体力学活动, 而且在大托卡马克装置上可以持续多秒(阻性不稳定性的许多指数时间), 该装置具有辅助加热。该模型对稳定斜坡阶段的一个可能解释涉及靠近 $q = 1$ 半径附近电流轮廓的微妙扭曲。一些研究者[37-39]已经研究了这种平衡存在性, 证明了存在一个具有 $q_0 < 1$ 的阻性稳定平衡。然而, 此类平衡具有局部非单调的电流密度 $j_\phi(r)$ , 并且托卡马克放电的输运模拟表明如果存在此类平衡, 则阻性扩散应使其寿命较短。

研究者使用两流体等离子体模型[40, 22]也对这个问题进行了讨论, 并显示出更大的潜力。在 $r_1$ 的重联层物理现象现在变得复杂, 这是由于Ohm定律中的霍尔项和离子应力张量中的回旋黏性效应, 它们以饱和磁频率 $\omega_* \propto \rho_i v_i / r L_n$  ( $\rho_i$  = 离子回旋半径,  $v_i$  = 离子热速度,  $L_n^{-1} = d \ln n_e / dr$ )的形式出现, 这远远超过了 $\tau_\eta^{-1}$ 并且强烈地改变了单流体电阻色散关系。将重联层解与外部理想区域的解进行渐近匹配, 导致了一个(符号形式的)色散关系[40]

$$\delta\hat{W}_{\text{mhd}} = \delta\hat{W}_{\text{layer}}(s_1, \omega_* \tau_\eta, \dots) \psi \quad (6)$$

其中 $\delta\hat{W}_{\text{layer}}$ 也对 $r_1$ 处的密度和温度梯度有复杂的依赖关系。对这个色散关系 [40] 的分析揭示了参数空间中的稳定区域, 这可能解释了锯齿斜坡期间的静止状态。当 $\delta\hat{W}_{\text{mhd}} \approx 0$  (即 $\beta_p$ 接近其理想不稳定性的临界值) 时, 从 (6) 中可以导出与重联不稳定性相关的相对简单的稳定性准则, 即 [41, 42]。

$$s_1 < 1.4 \left( \beta^2 \frac{R^3}{L_n^2 L_p} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (7)$$

其中 $L_p^{-1} = d \ln p / dr$ 。TFTR托卡马克上锯齿现象[42]的研究比较了两种不同类型的放电 (称为“超级高发放电”和“L模式”), 发现在满足这个条件的放电中, 没有串珠现象发生, 而违反不等式 (7) 的放电 (事实上是L模式) 则存在正常的串珠现象。然而, 非常显著的是, 超级高发放电中没有观察到串珠现象, 而且其 $\beta_p$ 值 (约为1-2) 非常高, 远超过理想不稳定性的临界值( $\beta_p \sim 0.2$ )。这导致Levinton等人[42]推测, 理想不稳定平衡可能表现得像是临界稳定平衡, 而且在这种条件下, 串珠现象受到重联层的两流体动力学 (即不等式 (7)) 控制。这个想法非常有道理。实质上, 它建议理想不稳定平衡, 具有 $\delta\hat{W}_{\text{mhd}} < 0$ , 仅仅在核心区域 $r < r_1$ 稍微弯曲。新的略微扭曲但拓扑不变的平衡状态中产生的磁力线弯曲能量将 $\delta\hat{W}_{\text{mhd}}$ 返回到零。在理想的mhd等离子体[3]中对这个过程进行精确计算显示, 扭曲位移的振幅实际上非常小。

2. 在辅助加热实验中, 长锯齿周期的结束是由于ICRH关闭后, 锯齿崩塌有一个60–80 ms的时间滞后 (与高能离子的减速时间相当, 见图13)。这表明可能需要无碰撞的动力学理论。在这种理论中, 方程 (6) 中的势能  $\delta\hat{W}$  会获得两项额外的项, 因此在无碰撞离子动力学的情况下, 方程 (6) 变为:

$$\delta\hat{W}_{\text{total}} \equiv \delta\hat{W}_{\text{mhd}} + \delta\hat{W}_{ki} + \delta\hat{W}_{ke} = \delta\hat{W}_{\text{layer}} \quad (8)$$

其中[44]

$$\delta\hat{W}_{ki} \simeq \epsilon_1^{-3/2} \beta_i \quad (9)$$

$$\beta_i = \frac{5}{2} \int_0^1 dx x^{3/2} \frac{2p_i(x)}{B_0^2}, \quad x \equiv r/r_1$$

以及[45]

$$\delta \hat{W}_{KE} \simeq \varepsilon_1^{-\frac{1}{2}} \beta_E^* \quad (10)$$

$$\beta_E^* = -\frac{2}{B_\theta^2(r_1)} \int_0^1 x^{3/2} \frac{dp_E}{dx} dx$$

而 $p_i, p_E$ 分别是热离子和能量离子的压力。产生这些额外稳定贡献的势能的物理机制是由磁陷离子通过扭曲位移进行压缩。式(9)和(10)的不同表达式是由热离子和高能离子的公共动力学响应的不同极限引起的。

复杂的色散关系（8）包含了可能解释不同托卡马克中锯齿斜坡时间范围之广的因素。根据Levinton [42]的猜想，如果 $\delta \hat{W}_{\text{总}} < 0$ （即使带有高能离子的情况下也是理想的不稳定），则高能离子将不相关。在这种情况下，锯齿的稳定性由 $r_1$ 处的等离子体参数所决定（不等式（7））。然而，如果由于存在一群高能离子， $\delta \hat{W}_{\text{total}} > 0$ ，稳定性准则将被（正的）理想能量 $\delta \hat{W}_{\text{total}}$ 修正[40]。最近，基于这些思想和结果的稳定性准则已被纳入输入代码中，以试图预测拟议的ITER装置中D-T等离子体的锯齿重复时间 $\tau_s$ 。结果发现[46]，D-T聚变产生的 $\alpha$ 粒子显著延长了 $\tau_s$ 。然而，重联层的电子和离子动力学比在推导（7）中假设的更加复杂。在当前托卡马克实验中，需要进行长平均自由程分析， $\lambda_{mfp} \gg R_0$ ，并纳入磁约束效应。关于这个问题的研究最近已被报道[47-49]。

任何线性稳定性分析，无论多么复杂，都会预测在一个缓慢演化的托卡马克平衡穿过线性稳定性边界时出现一个缓慢增长的模态 - 一种前体振荡。实验观察到的无前体锯齿现象，其中初始扭曲扰动具有较大的增长率，似乎需要一个非线性的不稳定机制来解释。在这个领域，还有一个被称为“小岛”稳定性理论的工作正在进行中。这个理论试图描述一种非线性的状态，在这种状态下，发生了某种磁重联接，并且在 $q=1$ 表面产生的磁岛已经比线性理论中的狭窄层更宽，其中非理想效应（如电阻率）控制着等离子体动力学。

在这一点上，线性和非线性计算的预测不同，因为在非线性岛屿中隐含的磁拓扑变化可以使得纵向粒子运动（在动力学理论中）或纵向输运（在流体理论中）从“层”的一侧快速到达另一侧。在线性理论中，这种作用只能由横向场漂移（或流体理论中的横向输运过程）完成。

现在，在高温托卡马克中，线性层宽度预计为几毫米，与该宽度相关的磁扰动很难检测到。因此，在无兆锯齿事件期间看到的第一个可检测的扭曲扰动可能已经处于其动力学的非线性阶段。因此，无前兆锯齿中 $m/n=1/1$ 扭曲模的突然增长的一个可能解释可能在于“线性稳定性”和“小岛稳定性”理论之间的稳定边界的差异。如果线性稳定性边界（例如，临界 $\beta_p$ 的更大值）高于“小岛稳定性”边界，那么从线性稳定到线性不稳定状态缓慢演化的等离子体在任何扰动被实验性地检测到之前可能会转变为强烈不稳定的非线性状态。在这种情况下，线性稳定性边界决定了锯齿事件的“触发器”，但随后的动态演化由非线性效应控制。Zakharov等人[41]利用两流体方程研究了这种情况，并发现与单流体理论相比，在非线性阶段预测到了快速指数增长。

$$\gamma \tau_A \propto s_1 \frac{\rho_i}{r_1} \quad (11)$$

在转向其他有趣的实验观察之前，总结本节可能是有用的。

由于锯齿坍塌总是伴随着1/1扭曲位移，因此对此模式的线性稳定性进行了大量研究。计算涉及在临界层（ $q=1$ ）处的渐近匹配。通过忽略惯性和耗散，使用相对简单的计算方法来计算等离子体外部区域（远离在 $q=1$ 处的狭窄重联层）中可用于驱动不稳定性的潜在能量 $\delta \hat{W}_{\text{total}}$ 。适当的模型依赖于无碰撞离子动力学，并在计算压缩能量时将高能离子与热离子区分对待。

在最简单的情况下，补充计算仅涉及层内的惯性。但实际上，层计算需要考虑到长平均自由程传输过程 [47-49]，以及托卡马克几何、有限拉莫半径（FLR）平均效应、以及二流体计算中霍尔项和回转粘滞率产生的磁导率频率效应。单流体理论预测了重联接，但二流体理论的磁导率修正在某些条件下抑制了重联接（不等式（7））。线性稳定性计算可以正确确定边际稳定性边界，从而确定了锯齿“触发”条件，但它们未能解释出现大的（每秒100微米）增长率的1/1位移。因此，需要用到“小岛”稳定性理论[41]。在锯齿上下文中，这个主题尚未得到很好的发展，但它为突然增长提供了可能的解释。

## 4 一些零散观察

一些其他实验观察可以解释锯齿现象。下面简要概述其中几个观察结果。

在JET中, ‘Snakes’ 粒子注入经常会在核心区域形成高密度的封闭等离子体管[50], 当足够大的粒子到达核心时。‘Snake’ 是与 $q = 1$ 面的封闭磁力线保持一致的长寿现象。它们在许多锯齿形崩塌中存活下来, 并且在它们周围发生热量和密度的重新分布。在每次锯齿事件中, ‘Snake’ 的径向位置突然稍微减少, 然后在随后的锯齿上升阶段缓慢增加。‘Snake’ 似乎是 $q = 1$ 面的可靠“标记”, 所以这些观察结果被视为Kadomtsev再连接在每次崩塌时并不发生, 并且 $q(r)$ 经历相对较小的变化的进一步证据。

在 $q = 1$ 处的磁剪切。在JET中的液滴注入还提供了一种新颖而优雅的方法来估计 $q = 1$ 表面上的磁剪切 $s = r q' / q$  [51]。被蒸发液滴发出的光在通过 $q = 1$ 时显示出明显的下降, 此时磁力线在通过托卡马克后仅经过一次环绕就会闭合在自身上。在此点上, 撞击液滴的电子源大大减少 (因为液滴实际上通过了自身的“阴影”), 从而导致发射减少。在接近 $q = 1$ 的表面附近, 这种机制仍然部分可用, 并且通过测量减少发射的时间宽度, Gill等人能够计算出剪切 $s_1$ 。这种方法得出的 $s_1$ 的测量直接度相对较低, 人们可能会怀疑其他物理现象 (蒸发不稳定性) 可能会产生类似的效果。然而, 根据减少的发射的几何解释, 结果令人惊讶。Gill等人推断 $s_1 \simeq 1 - 2 \times 10^{-2}$ , 测得的值与液滴注入锯齿爬坡的时间 (早期、中期或晚期) 之间没有相关性 (图14)。作为比较, 一个简单的带有 $q(r)$ 和 $r_1/a \sim 1/3$ 的抛物线形状, 得到的 $s_1$ 约为0.16 (大约是一个数量级更大)。

锯齿抑制。多年来, 实验上发现了许多抑制托卡马克装置中的锯齿的方法, 这些方法可能对锯齿的一些方面, 特别是“触发机制”有所启示。以下是三个例子:  $q = 1$  表面 [52]。显然, 该机制通过电流分布控制在线性稳定  $m = n = 1$  内部扭曲模态 (理想的或抗性的) 上起到了稳定作用。计算已经出版了显示局部扰动对电流分布的稳定效果的论文 [37-39]。

1. 通过定位的电子回旋共振加热和电流驱动 (ECRH/ECCD), 调谐到  $r = r_1 + \delta$  的共振位置, 即恰好在  $q = 1$  表面的外部[52]。显然, 该机制涉及通过电流剖面控制对  $m = n = 1$  内部扭曲模 (理想或电阻性) 进行线性稳定。已经发表了关于局部扰动在电流剖面中的稳定效应的计算[37-39]。
2. 通过产生高能束缚离子。NBI (中性束流注入) 和 ICRH (电子回旋共振加热和电流驱动) 的组合似乎是最有效的, 通过这种方式在JET上获得了超过8秒的锯齿周期[53]。在这种情况下, 线性稳定性理论显示, 在适度的  $1 - q(0)$  值下, 一个高能束缚离子群体可以稳定  $m/n = 1/1$  的理想内部扭曲, 但这种机制是否可以负责完全抑制锯齿, 还是仅仅延长锯齿周期, 尚不清楚。
3. 通过外部产生的谐振磁扰动 (RMPs, Resonant Magnetic Perturbations) 应用, 其中  $m = 2, n = 1$ 。RMP是由等离子体外部的线圈产生的, 它在  $q = 2$  表面创建一个磁岛, 对该半径的等离子体施加阻力。足够大的RMP会使等离子体在  $q = 2$  处停止 (等离子体的托卡马克旋转被抑制), 在这种情况下, 锯齿被抑制[54]。减小RMP的幅度 (减小阻力) 会导致等离子体自旋, 并恢复正常的锯齿行为。这种机制抑制了扭曲模式的方式尚不清楚, 但它指出了等离子体旋转 (剪切) 在扭曲模式稳定性中的重要性: 一个被忽视的主题。

塌缩过程中的杂质输运。塌缩过程中快速输运的一个解释已经引起了相当大的关注[55, 56, 57], 并值得特别提及。在这个模型中, 提出了一个命题:  $m = n = 1$ 的螺旋磁扰动与托卡马克的轴对称平衡磁场相互作用, 导致等径向磁面在等离子体核心中的规则嵌套中被随机性地破坏。磁力线在绕环行驶时呈径向散射, 并且据认为, 快速的纵向输运 (与 $B$ 平行) 是导致核心等离子体突然热塌缩的原因。

最近在JET装置上进行的一项实验[58]与此建议有关。在实验中, 少量的重杂质 (镍) 被引入等离子体边缘。镍被电离并向核心运输, 但由于不明原因, 镍离子没有穿透半径约为 $r/a \approx 1/3$ 的范围, 与 $q = 1$ 表面的半径相当。然而, 在下一个锯齿事件中, 观察到镍杂质突然侵入核心区域, 与热塌缩发生在相同的50 $\mu$ sec时间尺度上。Wesson等人[58]指出, 在这个时间尺度上, 虽然能量约为5keV的电子可以行进约1500米 (几乎相当于JET环上近100个周的距离), 但是质量较大的镍离子只能横跨5米的纵向距离 (不到一次环的周长)。因此, 从 $r/a > 1/3$ 的范围内镍离子突然向轴线注入无法用磁随机性解释。相反, 镍离子必须沿磁场漂移。

一个可能的解释, 仍然涉及磁随机性, 如下所述。在 $m = n = 1$ 磁扰动幅度足够大的情况下, 磁随机性确实可能变得显著。这将允许通过传递电子 (最多50%的电子被磁场困住, 无法沿不同半径游走的磁力线) 在轴向区域 $r \ll r_1$ 和周围的 $r \sim r_1$ 区域之间进行快速 (在 $\sim 100\mu$ 秒的时间尺度上) 交换。这两个

区域中的电子密度和/或困住分数的不平等可能导致建立 $e\phi/T_e \lesssim 0(1)$ 的静电势。在这种静电势的影响下，离子、杂质和磁场俘获电子将在磁场中以大尺度的对流运动中 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 漂移在一起。这种等离子体与磁场的分离可能解释了前文中提到的SXR发射轮廓的“准交换”结构[25]，并且不需要在托卡马克核心中具有平坦的 $q(r) = 1$ 的平衡。磁随机性在这种情景中仍然是一个必不可少的因素，而另一个因素是电子和离子的不同纵向迁移能力。

然而，对JET的其他观察 [59] 也对这一假设产生了怀疑。Duperrex等人 [59] 对等离子体外部的磁扰动进行了详细测量，发现它们的演化与等离子体核心发射的SXR畸变非常相似。他们得出的结论是核心位移具有纯电磁性质，而不是静电性质。

Fishbone不稳定性。在1983年的PDX实验中观察到了一种新的 $m = n = 1$ 内部皱褶不稳定性[60]。与锯齿不稳定性的前驱振荡类似，Fishbone不稳定性出现在SXR辐射和其他诊断上作为慢速增长的振荡信号，可以归因于核心等离子体 $m = n = 1$ 皱褶位移在托卡马克方向上的旋转。与锯齿不稳定性不同，核心中没有观察到快速的热崩塌。相反，振荡信号首先增长然后衰减幅度，产生了特征信号（图15），从而导致了“Fishbone不稳定性”的术语。周期性的平静时期与Fishbone活动的突发期（图15）相互交替，以相当规律的方式进行。

理论上对失稳现象的良好定性理解，经过时间的考验，[61]迅速得到。导致PDX设备清晰地表现出这种不稳定性的独特特征在于中性束注入（NBI）的角度几乎垂直于主托卡马克场。因此，大部分高能离子都被磁场俘获。类似于地球磁层中的镜子束缚粒子，它们在赤道方向上绕地球进动，托卡马克中的磁场俘获离子在环向方向上进动。鱼骨失稳现象通过磁扰动解释，其环向相速与高能NBI离子的进动速度在兰道共振，从而利用它们的能量来生长。由于相关频率相对较低，它发生在阿尔芬连续谱的频谱范围内，因此必须克服阿尔芬连续谱的阻尼。为此，必须有足够高的困束高能离子压强，并且以前的NBI实验没有足够的辅助加热功率或必要的垂直注入几何形状，以超过失稳的阈值。

许多理论研究迅速跟随而来。其中一些集中在新的Fishbone不稳定性上，特别是关于该模式是否是在Alfvén连续谱的一个间隙内弱阻尼的离散本征模式的可能性上[62]。然而，由于清楚地发现了相对较低压力的束缚能离子可能是新的扭结不稳定性的原因，现在的关注也转向了这些离子对原本被认为负责锯齿不稳定性的MHD（理想或电阻性）内扭结模式的影响。因此，现在已经被接受，对锯齿特性的量化预测必须必然考虑束缚能离子群的无碰撞动力学。在外部加热方案（如NBI或ICRH）产生这些离子的情况下，相关离子分布函数在能量上既不是Maxwell分布也不是方位角上各向同性（ $\theta = \cos^{-1}(v_{\parallel}/v)$ ）。在这种情况下，稳定性计算变得复杂。当束缚能离子是由D-T聚变产生的 $\alpha$ 粒子时，可以进行更简单的计算，并且可能有更可靠的预测[63, 64]。关于锯齿和Fishbone中束缚能离子效应的理论研究的综述由Porcelli提供[65]。

鱼骨活动中没有突然的热塌缩事件，这为锯齿中热塌缩事件的机制提供了另一个线索。根据鱼骨理论，这类模式的频率应该引起很少或没有磁重联。这表明磁拓扑的改变可能是锯齿快速热塌缩中的一个重要因素，其中从轻微不稳定的线性阶段向更强烈不稳定的小岛相变可能是关键。相比之下，鱼骨1/1扭曲的非线性效应往往具有稳定作用，因为该模式排斥提供驱动力的高能离子。

## 5 总结

在托卡马克等离子体中关于锯齿不稳定性的理解正在改善，但仍然是不完整的。早期关于单一磁重联现象的解释似乎已经不可行。相反，锯齿崩塌阶段似乎至少需要两个因素：在 $q = 1$ 面附近引起一些磁重联的MHD内部扭结不稳定性的初步增长，以及负责快速崩塌核心密度 $n_e(r = 0)$ 和温度 $T_j(r = 0)$ 的二次事件。这个二次事件的详细性质仍不清楚。它可能是一种由压力驱动的不稳定性，正如Bussac等人[66]、Gimblett等人[67]所建议的，或者它可能是在扭结扰动的临界振幅下瞬态磁场结构的随机化，正如Mercier[55]、Lichtenberg等人[56, 57]所建议的。

TORE-SUPRA的观测结果[68]显示，在热瓦解过程中，密度扰动突然增加（在频率范围500kHz – 1MHz内），这强有力地支持了前面的解释。还有人提出[69, 70]，锯齿可能是由于与 $m = n = 1$ 扭结模式无关的一定水平的湍流触发的（在这个模型中，该扭结模式的出现是瓦解事件的结果而不是原因）。

在所谓的无前驱锯齿的情况下，产生 $m = n = 1$ 扭结扰动的非常快速发生无法通过平衡的缓慢演化达到边缘稳定性来解释，但可能可以通过转变为更不稳定的“小岛”非线性状态来解释。

一些进展已经在将 $m = n = 1$ 扭结模式的线性稳定性边界与扭结起始时的实验观测结果相关联方面取得，但这需要对 $q(r) = 1$ 表面处的惯性层进行两流体处理，并对核心等离子体中存在的任何高能离子（其

中 $E \gg kT_e, kT_i$ ) 的无碰撞动力学进行计算。

使用偏振法或运动斯塔克效应测量表明, 在锯齿循环过程中, 轴向安全系数的值 $q(r=0)$ 在任何时候都不会上升到或超过单位, 这与非线性流体磁流体力学模拟所示的初始卡多姆切夫重联过程始终持续到完成, 导致坍塌后的 $q(0) > 1$ 状态相矛盾。然而, 如果可以放弃这些表明 $q(0) < 1$ 的测量结果, 大多数其他观测结果将相互兼容, 并与 $q(r)$ 接近单位的非线性放电模拟相兼容。此外, 事实上在某些托卡马克装置中,  $q(r)$ 的测量值确实非常接近单位。McCormick等 ([71]) 使用注入锂原子辐射的塞曼分裂测量了ASDEX托卡马克的 $q(0) \approx 1$ , 而最近DIII-D的MSE测量[72]在锯齿坍塌前给出 $q(0) = 0.96$ , 坍塌后给出 $q(0) = 1.02$ 。在这种情况下, 一个具有某种准交换结构的等离子体流图像和重联的混合卡多姆切夫/韦森模型变得可能 (请参见Aydemir等的[18]关于这种锯齿的模拟)。重联事件的迅速性可以通过之前讨论的加速机制之一较容易地解释。我们得出结论, 不同托卡马克装置中的锯齿可能受到不同的动力学控制, 其中某些装置的 $q(0) \approx 1$ 符合卡多姆切夫锯齿的模式, 而其他装置的 $q(0) \lesssim 0.75$ 。在后者情况下, 似乎无法用MHD单流体方程很好地描述这些托卡马克的核心热等离子体 ( $T \sim 1 - 10\text{keV}$ )。

当最终对锯齿动力学有了更好的理解时, 它可能会为托卡马克等离子体中的许多其他现象提供启示 (如有时终止放电的破裂不稳定性 and 被称为边界定位模式 (ELMs) 的等离子体边界不稳定性), 也可能为磁层、太阳冠层和其他地方的快速重联接事件提供启示。

最后, 感兴趣的读者应该查阅四篇优秀的综述文章[14, 65, 73, 74], 这些文章涵盖了锯齿现象的不同方面。



## References

1. von Goeler, S., Stodiek, W. and Sauthoff, N.: 1974, Phys. Rev. Lett. 33, 1201.
2. Shafranov, V.D.: 1970, Sov. Phys. Tech. Phys. 15, 175.
3. Rosenbluth, M.N., Dagazian, R.Y. and Rutherford, P.H.: 1973, Phys. Fluids 16, 1894.
4. Kadomtsev, B.B.: 1976, Sov. J. Plasma Phys. 1, 389. 5. Kadomtsev, B.B.: 1977, in Plasma Physics and Controlled Fusion Research 1976, (Proc. 6th Int. Conf., Berchtesgaden (1976)) IAEA, Vienna, Vol. 1, pp. 555.
5. Sykes, A. and Wesson, J.A.: 1976, Phys. Rev. Lett. 37, 140.
6. Danilov, A.F., Dnestrovski, Yu.N., Kostomarov, D.P. and Popov, A.M.: 1976, Sov. J. Plasma Phys. 2, 93.
7. Dubois, M.A. and Samain, A.: 1980, Nucl. Fus. 20, 1101.
8. Dubois, M.A., Marty, D. and Pochelon, A.: 1980, Nucl. Fus. 20, 1355.
9. Dubois, M.A., Pecquet, A.L. and Reverdin, C.: 1983, Nucl. Fus. 23, 147.
10. Pfeiffer, W.: 1985, Nucl. Fus. 25, 673.
11. Parail, V.V. and Pereversev, G.V.: 1980, Sov. J. Plasma Phys. 6, 14.
12. Campbell, D.J., et al.: 1989, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1988 (Proc. 12th Int Conf, Nice (1988)), IAEA, Vienna, Vol. 1, pp. 377.
13. Wesson, J.A.: 1987, in A. Bondeson, E. Sindoni and F. Troyon (eds), Theory of Fusion Plasmas 1987, Proc. Varenna Workshop, Editrice Compositori Bologna, 1987, pp. 253.
14. Wesson, J.A.: 1986, in Plas. Phys. Contr. Fus. (Proc. 12th European Conf, Budapest, 1985) 28, 1A, 243.
15. Edwards, A.W., et al.: 1986, Phys. Rev. Lett. 57, 210.
16. Denton, R.E., Drake, J.F. and Kleva, R.G.: Phys. Fluids 39, 1448.
17. Aydemir, A.Y., Wiley, J.C. and Ross, D.W.: Phys. Fluids B 1, 774.
18. Park, W. and Monticello, D.A.: 1990, Nucl. Fus. 30, 2413.
19. Porcelli, F.: 1991, Phys. Rev. Lett. 66, 425.
20. Wesson, J.A.: 1990, Nucl. Fus. 30, 2545.
21. Zakharov, L.E. and Rogers, B.N.: 1992, Phys. Fluids B 4, 3285.
22. Wang, X. and Bhattacharjee, A.: 1995, Phys. Plasmas 2, 171.
23. Aydemir, A.Y.: 1990, Phys. Fluids B 2, 2135.
24. Qingquan Yu: 1995, Nucl. Fus. 35, 1012.
25. Forrest, M.J., Carolan, P.G. and Peacock, N.J.: 1978, Nature 271, 718.
26. Soltwisch, H.: 1986, Rev. Sci. Instrum 57, 1939.
27. Blum, J., et al.: 1990, Nucl. Fus. 30, 1475.
28. Wroblewski, D., Huang, L.K. and Moos, H.W.: 1988, Phys. Rev. Lett. 61, 1724.

29. Levinton, F.M., et al.: 1989, Phys. Rev. Lett. 63, 2060.
30. TEXTOR Team: 1989, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1988, (Proc. 12th Int Conf, Nice (1988)), IAEA Vienna, Vol. 1, pp. 331.
31. Yamada, M., et al.: Phys. Plasmas 1, 3269.
32. Bussac, M.N., et al.: 1975, Phys. Rev. Lett. 35, 1638.
33. Porcelli, F.: private communication; Sharapov, S., private communication.
34. Coppi, B., et al.: 1976, Sov. J. Plasma Phys. 2, 533.
35. Bussac, M.N., et al.: 1977, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1976 (Proc. 6th Int Conf, Berchtesgaden, 1976) IAEA Vienna, Vol. 1, 607.
36. Soltwisch, H., Stodiek, W., Manickam, J. and Schlüter, J.: 1987, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1986 (Proc. 11th Int Conf, Kyoto 1986) IAEA, Vienna, Vol. 1, 263.
37. Rogister, A., Singh, R. and Kaleck, A.: 1989, Nucl. Fus. 29, 1175.
38. Gimblett, C.G., et al.: 1991, in Controlled Fusion and Plasma Physics, Proc. 18th European Conf, Berlin 1991, Vol 15C, Part II, European Physical Soc, pp. 21.
39. Migliuolo, S., Pegoraro, F. and Porcelli, F.: 1991, Phys. Fluids B 3, 1338.
40. Zakharov, L.E., Rogers, B. and Migliuolo, S.: 1993, Phys. Fluids B 5, 2498.
41. Levinton, F.M., Zakharov, L., Batha, S.H., Manickam, J. and Zarnstorff, M.C.: 1994, Phys. Rev. Lett. 72, 2895.
42. Campbell, D.J., et al.: 1988, in Controlled Fusion and Plasma Heating, Proc. 15th Euro Conf, Dubrovnik (1988), Vol. 12B, part 1, 377, European Physical Soc. 44. Fogaccia, G. and Romanelli, F.: 1995, Phys Plasmas 2, 227.
43. Coppi, B., et al.: 1990, Phys. Fluids B 2, 927.
44. Porcelli, F., Boucher, D. and Rosenbluth, M.N.: 1996, Plas. phys. Contr. Fus. 38, 2163.
45. Mikhailovskii, A.B. and Lakhin, V.P.: 1995, Plasma Phys. Reps. 21, 291.
46. Lakhin, V.P. and Mikhailovskii, A.B.: 1995, Plasma Phys. Reps. 21, 745.
47. Lakhin, V.P., Mikhailovskii, A.B. and Churikov, A.P.: Plasma Phys. Reps. 21, 1112.
48. Weller, A., et al.: 1987, Phys. Rev. Letts. 59, 2303.
49. Gill, R.D., Edwards, A.W. and Weller, A.: 1989, Nucl. Fus. 29, 821.
50. Bobrovskii, G., Esipchuk, V.Yu. and Savrukin, P.: 1987, Sov. J. Plasma Phys. 13, 665.
51. Campbell, D.J., et al.: 1988, Phys. Rev. Lett. 60, 2148.
52. Hender, T.C., et al.: 1992, Nucl. Fus. 32, 2091.
53. Mercier, C.: 1983, Sov. J. Plasma Phys. 9, 82.
54. Lichtenberg, A.J.: 1984, Nucl. Fus. 24, 1277.
55. Lichtenberg, A.J., Itoh, K., Itoh, S.-I. and Fukuyama, A.: Nucl. Fus. 32, 495.
56. Wesson, J.A., et al.: To be published in Phys. Rev. Lett.

57. Duperrex, P.A., Pochelon, A., Edwards, A.W. and Snipes, J.A.: 1992, Nucl. Fus. 32, 1161.
58. McGuire, K., et al.: 1983, Phys. Rev. Lett. 50, 891.
59. Chen, L., White, R.B. and Rosenbluth, M.N.: 1984, Phys. Rev. Lett. 52, 1122.
60. Coppi, B. and Porcelli, F.: 1986, Phys. Rev. Lett. 57, 2272.
61. White, R.B., et al.: 1985, Phys. Fluids 28, 278.
62. Pegoraro, F., et al.: 1989, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1988 (Proc. 12th Int Conf Nice 1988) IAEA, Vienna. Vol. II, pp. 243.
63. Porcelli, F.: 1991, Plas. Phys. Contr. Fus. 33, 1601.
64. Bussac, M.N. and Pellat, R.: 1987, Phys. Rev. Lett. 59, 2650.
65. Gimblett, C.G. and Hastie R.J.: 1994, Culham Laboratory Report AEA FUS 260.
66. Hennequin, P., et al.: 1995, in Controlled Fusion and Plasma Physics, Proc. 22nd Euro Conf, Bournemouth 1995, European Physical Society, Vol. 19C, part III, pp. 61.
67. Haas, F.A. and Thyagaraja, A.: 1995, Plas. Phys. Contr. Fus. 37, 707.
68. Itoh, K., Itoh, S.-I. and Fukuyama, A.: 1995, Plas. Phys. Contr. Fus. 37, 1287.
69. McCormick, K., Eberhagen, A., Murmann, H., et al.: 1988, in Controlled Fusion and Plasma Heating, Proc. 15th European Conf, Dubrovnik 1988, European Physical Society, Vol. 12B, part I, pp. 35.
70. Wroblewski, D. and Snider, R.T.: 1993, Phys. Rev. Letts. 71, 859.
71. Migliuolo, S.: 1993, Nucl. Fus. 33, 1721.
72. Kuvshinov, B.N. and Savrukhn, P.V.: 1990, Sov. J. Plasma Phys. 16, 353.