

**CNIC-01634**  
**SWIP-0156**

托卡马克等离子体大破裂及防治综述  
**AN OVERVIEW ON PLASMA DISRUPTION  
MITIGATION AND AVOIDANCE IN TOKAMAK**  
*(In Chinese)*

中国核情报中心  
China Nuclear Information Centre

CNIC-01634  
SWIP-0156

## 托卡马克等离子体大破裂及防治综述

何开辉 潘传红 冯开明  
(核工业西南物理研究院, 成都, 610041)

### 摘 要

等离子体破裂是托卡马克运行中几乎不可避免的极快失控事件。为了有效地预防等离子体大破裂,减少破裂频率,托卡马克等离子体大破裂研究在托卡马克物理研究中成为中心课题之一。该文以当今运行的托卡马克提供的相关数据为依据,比较全面系统地分析了托卡马克大破裂的先兆、热猝灭、电流猝灭、垂直位移运动、晕电流和逃逸电子产生等现象及过程,并就预防措施进行了概括的描述。因此,对 ITER-FEAT 等下一代大型托卡马克的大破裂研究具有积极的意义。同时也为托卡马克等离子体物理和稳态运行奠定了坚实的基础。

**关键词:** 等离子体大破裂 防治措施

# **An Overview on Plasma Disruption Mitigation and Avoidance in Tokamak**

*(In Chinese)*

HE Kaihui PAN Chuanhong FENG Kaiming  
(Southwestern Institute of Physics, Chengdu, 610041)

## **ABSTRACT**

Plasma disruption, which seems to be unavoidable in Tokamak operation, occurs very fast and uncontrolled. In order to keep Tokamak plasma from disruption and mitigate the disruption frequency, the research on Tokamak plasma major disruption constitutes one of the main topics in plasma physics. The phenomena and processes of the precursor, thermal quench, current quench, VDE, halo current and runaway electrons generation during plasma disruption are analyzed in detail and systematically based on the data obtained from current Tokamaks such as TFTR, JET, JT-60U and ASDEX-U, etc. The methods to mitigate and avoid disruption in Tokamak are also highlighted schematically. Therefore, it is helpful and instructive for plasma disruption research in next generation large Tokamak such as ITER-FEAT.

**Keywords:** Plasma disruption, Mitigation and Avoidance

## 前 言

在磁约束聚变研究中，无论是常规托卡马克还是先进托卡马克位形（AT，Advanced Tokamak），由于存在各种 MHD 不稳定性，其等离子体破裂现象严重且频繁。仿星器由于没有驱动等离子体电流的外部设计，因而不存在等离子体的破裂行为。在紧凑型仿星器（CS，Compact Stellarator）中，即使有相当份额的压降驱动自举电流提供极向磁场，CS 对长/短波波长的 MHD 膜和新经典撕裂膜等仍然是稳定的，因此，从理论上讲也不会发生等离子体大破裂。而在球环装置中，由于环径比（aspect ratio）较小，等离子体  $\beta$  值一般都较高，发生等离子体大破裂的频率也低于托卡马克。几乎所有的托卡马克在运行中都会遇到突发的失控事件，这种严重的事件在等离子体物理学中称为大破裂（disruption），表现为等离子体极快的冷却和电流损失，面对等离子体的材料元件受到很大的机械应力和电磁负载，甚至使之变形。

等离子体大破裂主要发生在电阻性 MHD 模的增长或热不稳定性发展到使等离子体参数靠近理想 MHD 限制或 Stochasticity 阈能时的终止事件<sup>[1]</sup>。在拉长型托卡马克中等离子体垂直位置失控引起的垂直位移事件（VDE）是大破裂的一个原因也是一个结果。普遍认为，大破裂分为两个阶段：热猝灭和电流猝灭。热猝灭阶段开始于大幅值的磁岛（通常是（2，1）模）的增长，发生磁重联而形成大尺度的各态磁结构，导致约束的灾难性损失。伴随着杂质的大量流入，热能急剧损失（在 ITER 中大约在 1 s 的时间尺度），等离子体温度下降到几电子伏。热能绝大部分沉积到偏滤器腔室，引起面对等离子体的材料的熔化和气化。所以在紧接的电流猝灭阶段，面对等离子体的材料就成了主要的杂质源，电流猝灭的时间一般在几十毫秒量级，与显著增加的等离子体电阻一致。目前详细的物理调研与大量的热猝灭和电流猝灭定标数据已经在 ITER EDA 中获得。

电流猝灭阶段等离子体的垂直位置失控，因而等离子体的垂直漂移在腔结构材料上同时感应涡流和产生“晕”电流。因此，在包围等离子体的机械结构中电磁力可能非常大，除了主要的垂直力分量，也可能形成径向力和环向非对称力。晕电流的环向非对称性是其显著特征。在 ITER EDA 阶段从现存实验中观测到的大量的晕电流数据库已经形成，从而指导材料设计。

破裂的主要结果：等离子体能量失去约束，在不到 1 ms 的时间内冷却到 1 keV 以下，而被腔壁材料和腐蚀污染，从而导致等离子体电阻的显著增加和极快的电流猝灭，猝灭率可达 1 MA/ms。电流猝灭使托卡马克环向真空室和室内元件产生电磁负载，并使这些元件产生巨大的机械负载。伴随着电流的垂直运动，产生很大的晕电流和逃逸电子。触发等离子体破裂的原因已经越来越清楚。对各种减弱破裂应采取的措施已经详尽地展开了研究。目前减弱及预防等离子体大破裂的方法很多，如氦氩弹丸杂质注入及大批量氦气吹气法在 DIII-D 实验中取得了很大成功。

在 ITER EDA 完成之际，为了深入了解等离子体破裂在堆级托卡马克中的物理和控制技术，减小破裂频率，减弱大破裂带来的灾难性后果，指导下一步建堆，本文全面系统地阐述了等离子体大破裂的先兆现象，热猝灭和电流猝灭，能量猝灭及在导电结构材料元件上感应的巨大涡流和电磁应力，垂直位移运动和晕电流，以及逃逸电子生成等；同时列举了大中型托卡马克 TFTR，JET，JT-60U，ASDEX-U，Alcator C-MOD，DIII-D

以及中国的 HL-1M 上的破裂现象和防治措施。

## 1 破裂过程分析

等离子体大破裂是托卡马克运行中突发的甚至极难避免的现象。大破裂按发展顺序一般分为热猝灭和电流猝灭两个阶段。对于堆级托卡马克等离子体大破裂热猝灭阶段，等离子体热能到包层第一壁、偏滤器表面的比例之高以至不可避免使其局部熔化、气化和腐蚀；电流猝灭阶段，第一壁和真空室结构上感应强大的电磁负载，同时通常伴随垂直不稳定性（称为垂直破裂或者垂直位移运动，VDE），在等离子体外形成晕电流（沿与面对等离子体面相交的场线螺旋流动的等离子体电流，halo current），电流的极向磁重联（reconnection）通过第一壁表面产生局部径向和垂直方向的力，而在整个环腔系统产生垂直和径向的负载。在堆级托卡马克中，理论上被证实同时实验中已观察到的一个现象是在电流猝灭和/或 VDE 阶段（甚至不需先期的热猝灭），内在的高电场会转换相当份额的初始等离子体电流为逃逸电子电流。这些电流最终消耗在腔内表面，引起局部的表面热损伤和腐蚀。

对堆级托卡马克的室内元件及环向真空室的设计，最重要的设计参数是热猝灭和电流猝灭的时间以及沉积在偏滤器靶板上的热能的局域特征和幅值状况。然而，由于不稳定性发展的复杂性以及等离子体与杂质的混杂程度，使目前托卡马克中热猝灭、电流猝灭以及相应的 VDE 现象的细节有很大不同，因而在反应堆级托卡马克中新的物理效应（偏滤器表面的蒸发，杂质生成及逃逸电子的雪崩因子）的出现促使对大破裂特征及未来大电流、高功率密度堆托卡马克的理论预测成为下一个讨论核心和研究重点之一。为了建立破裂研究的经验基础，ITER 等离子体控制和 MHD 研究组从 1994 年开始建立基于很多托卡马克的数据库。ITER 破裂数据库（IDDB）由以下三类数据组成<sup>[1]</sup>：

- （1）以 14 个托卡马克破裂相关的典型数据为基础的广义破裂数据库；
- （2）以 6 个具有垂直拉长偏滤器托卡马克为基础的晕电流数据库；
- （3）以 7 个托卡马克为基础的热猝灭和电流猝灭数据库。

不过目前还没有完全建立热猝灭数据和逃逸电子特征的数据库。为了系统地分析等离子体破裂，以下按照破裂发展的时间顺序和效应分别说明。

### 1.1 先兆阶段

从目前众多托卡马克实验结果和破裂特征分析研究来看，在圆形和非圆形截面托卡马克破裂的基本现象描述中，由达到一种等离子体运行极限引起的等离子体破裂（称为运行极限破裂）典型地（但并不总是）从“先兆”阶段开始，此时慢慢地显现出外部原因（例如：由边缘杂质进入或辐射损失引起的电流分布峰化）。开始，内部 MHD 活动前兆的增长（(2, 1) 模与 (1, 1) 模的耦合），进而引起等离子体热能突然而快速地损失（热猝灭）到限制器和/或偏滤器表面。这种热损失可以是部分而可恢复的“小破裂”，也可以是近乎整体而不可恢复的即造成等离子体中断的大破裂。不稳定性的增长造成电流的重新分布，电流密度剖面展平单位长度归一化内感降低。先兆阶段的时间在目前的托卡马克中大约可持续 100 ms<sup>[2]</sup>。

### 1.2 热猝灭

就托卡马克破裂事件的发展顺序而言热猝灭紧接初始的 MHD 先兆增长阶段。广义

而言，热猝灭的最终结果是等离子体热能向限制器和偏滤器靶板表面迅速损失热能。然而详细考察表明，热猝灭过程所表现出的复杂性对热损失机制在确切的时间顺序和约束等离子体的元件的空间分布方面，存在明显的非轴对称 MHD 效应（即环向非对称性），伴随先兆的增长，多种 MHD 机制混合演变成热猝灭的热能输运。有时也把热猝灭分为二个阶段，第一个阶段， $m=1/n=1$  中心温度降低， $q=2$  的面内温度剖面展平， $q=2$  面外的等离子体仍充当热屏障，这一阶段的时间尺度为： $\tau_s = [\tau_\eta^3 \tau_{A\theta}^2]^{1/5}$  [3]， $\tau_\eta$  是磁扩散时间， $\tau_{A\theta}$  是极向磁场阿尔芬时间；第二阶段，边界热屏障完全被破坏，绝大部分热能迅速向壁损失。不过，有时也把第二阶段本身分几个热能损失子阶段，造成多步热能衰减波形。图 1 表示出了众多托卡马克热猝灭的时间尺度，尽管数据很分散，但是初始延迟时间  $\tau_{1 \rightarrow 2}$  与最后的快猝灭时间  $\tau_2$  均按等离子体小半径（即  $a$  的 1.5 次方和  $a$  的 1 次方）增长，而比率都约为 10。所以从这些数据外推到 ITER 得出其  $\tau_{1 \rightarrow 2}$  为 20 ms， $\tau_2$  约为 1 ms。

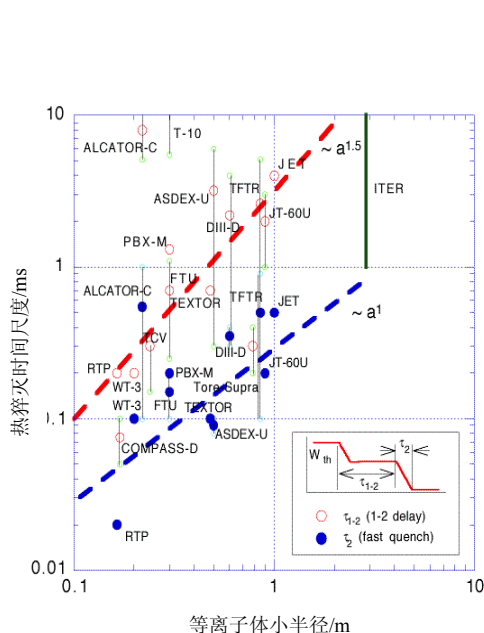


图 1 各种装置的热猝灭时间尺度

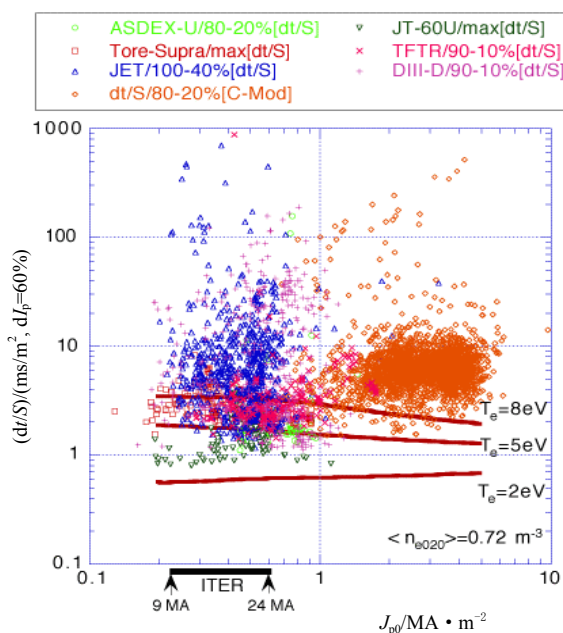


图 2 面积归一化平均电流猝灭时间

在反应堆级装置发生的一个新现象是在热猝灭阶段从偏滤器表面大量材料的消融。计算表明，在偏滤器前面将形成一个蒸发屏蔽层，通过辐射扩散，大部分入射能量到偏滤器腔壁，在整个腔室中形成很薄的熔化蒸发层。偏滤器壁蒸发是电流猝灭阶段主要的杂质之源。大破裂发生的高杂质含量冷等离子体的高能电子分析预测，有相当大的逃逸电子电流（高达初始等离子体电流的 80%）将通过热电子库仑散射雪崩（avalanche）过程形成。大的趋肤电流也可能在此阶段在等离子体和包层第一壁，偏滤器材料表面之间的场线边界形成，从而潜在地增加了阻止逃逸电子生成的螺旋不稳定性和磁振荡的产生。

热猝灭时间的测量源于等离子体体温或压力或软 X 射线发射测量。值得注意的是即使目前建立的 IDDB 关于等离子体热能损失时间尺度在质和量方面均不如预期的理想，

而且在破裂时表面能量沉积面积，有效的刮离层宽度及非对称情况等方面也没有一般性的系统数据，因此，以后在改进数据质量，增进有效的模型以外推到反应堆级的实验物理方面还要加大努力。

### 1.3 电流猝灭

大破裂电流猝灭阶段主要的直接效应是在环向真空室及其它导电结构上感应出巨大的电磁力，在 ITER 级托卡马克上将在第一壁和核屏蔽及真空室上感应涡流和电磁力。而在垂直拉长的托卡马克中，内在的上下非对称（即单零偏滤器位形）等离子体位形将导致  $m=1$  的垂直位置不稳定性与电流猝灭的耦合，因此，在拉长的托卡马克中的电流猝灭通常伴随垂直破裂不稳定性。此时，垂直不稳定性以同样的时间尺度与电流猝灭同时发生。结果等离子体的运动在真空室内同时感应出极向和环向的电流。对电流猝灭，首先考虑的是电流猝灭率，因为它不但决定直接的电磁负载（感应环向电流）而且决定等离子体外晕电流的幅度，而晕电流将在室内结构上产生局部力和整个环腔结构向下的垂直力。

电流猝灭在托卡马克环向真空室和室内元件产生的电磁负载使这些元件产生巨大的机械负载。这些负载在磁场高于 2~3 T 的高性能托卡马克中非常显著。对固定的安全因子和拉长度，第一壁磁压正比于磁感应强度  $B^2$ ，因此估计 ITER 及反应堆级托卡马克的压力将是目前低场托卡马克的 4~9 倍。除了这些电磁负载外，在热猝灭阶段也有爆破性的热和粒子流到面对等离子体的材料元件表面引起相应的表面发热，腐蚀和热应力及疲劳。

为了更好地理解托卡马克中决定电流猝灭率的机制以及外推到 ITER 设计中，一套综合的电流猝灭数据加入到 IDDB，这些数据来源于 TFTR, JET, JT-60U, ASDEX-U, DIII-D, Tore-Supra 及 Alcator C-Mod 的特别放电实验。图 2 给出了这套电流猝灭数据的分析结果，由图可见猝灭时间与等离子体截面积之比与破裂前平均电流  $J_{p0}=I_{p0}/S$  之间的关系。 $I_{p0}$  为破裂前等离子体电流， $S$  为破裂前等离子体截面积  $S=\kappa\pi a^2$ 。电流猝灭时间对应等离子体电流均匀线性降低 60%的时间。图中上方标出了电流衰减的选取情况。值得注意的是对 DIII-D 和 TFTR 为  $0.75\Delta t_{90\sim 10}$ ，以便合并数据。图 2 中的数据 displays 在一定的实验中获得的很大范围内的面积归一化猝灭时间，其平均归一化猝灭时间基本上与以下参数无关：（1）装置位形（限制器/环或偏滤器/拉长结构）；（2）电流猝灭时的垂直不稳定性存在与否（没有证据显示限制器/稳定位形数据与偏滤器/不稳定位形数据之间具有不同）；（3）机器尺度及环向场强度；（4）猝灭前的等离子体电流密度。数据库中  $\Delta t_{cq}/S$  的最小值基本保持在  $0.8 \text{ MA/ms} \cdot \text{m}^2$ 。因此如果 ITER 猝灭证明具有目前实验同类型的猝灭时间变化关系，那么直接应用 IDDB 中的热猝灭和电流猝灭数据外推得到的 ITER 热猝灭时间大约为 1 ms，延迟第一和第二热猝灭时间高达 20 ms；最小电流猝灭时间 50 ms，此时最大电流猝灭率（450 MA/s）对应于平均约 3 eV 的等离子体温度，而这正是与杂质辐射冷却相一致的最小平均等离子体温度。ITER 中更高温度下典型的快电流猝灭很有可能长于 100 ms。更慢的电流猝灭，达到 1 s ( $dI/dt \approx 20 \text{ MA/s}$ ) 也不无可能而且需要与更严重的 VDE 与晕电流负载效应一起考虑，因为电流衰减的 VDE 阶段，慢电流衰减可能导致更大的晕电流和垂直力。从广泛的猝灭数据可以得出电流衰减的特征时间，用归一化猝灭时间表示如下：

$$t_{\text{cq}} = \frac{L_{\text{p,eff}}}{R_{\text{p}}} \quad , \quad \frac{t_{\text{cq}}}{S} = \frac{L_{\text{p,eff}}}{2\pi R_0 / \eta_{\text{p}}}$$

$L_{\text{p,eff}}$  为有效等离子体电感,  $R_{\text{p}}$  为等离子体电阻,  $R_0$  为大半径, 电阻率  $\eta_{\text{p}} = R_{\text{p}} S / 2\pi R_0$ 。对于相对快的电流猝灭时间, 仅仅真空室内的等离子体感应能量决定电流猝灭率, 而且  $1.2 L_{\text{p}}^{\text{int}} = 1.2 \mu_0 R_0 t_i / 2$  (式中  $t_i$  为内感) 是对有效等离子体内感很好的近似。基于这种估计以及典型托卡马克等离子体的内感基本为常数这一广泛的事实,  $t_{\text{cq}}/S$  只由等离子体电阻率决定, 即主要与猝灭时电子温度  $T_e$  相关。而且, 特别是在低温与等离子体密度和杂质种类关系不大。表 1 是主要托卡马克的参数及电流猝灭分析的结果, 通过比较可以看出, 实验获得的电流猝灭时间范围的低端比周围结构的特征时间短。另一方面, 猝灭时间范围的高端通常比壁时间长。

表 1 托卡马克参数与电流猝灭数据分析结果

托卡马克	Tore-Supra	JET	C-Mod	JT-60U	DIII-D	TFTR	ASDEX-U	ITER-FDR	ITER-FEAT
大半径/m	2.3	3.0	0.68	3.3	1.7	2.5	1.65	8.14	6.2
小半径/m	0.75	1.0	0.22	0.9	0.6	0.9	0.5	2.8	2.0
拉长度	1.0	1.5	1.6	1.4	1.8	1.0	1.6	1.6	1.7
截面积/m <sup>2</sup>	1.77	4.71	0.24	3.56	2.04	2.54	1.26	39.4	21.9
最小归一化时间 ms · m <sup>-2</sup>	2.0	1.5	1.7	0.8	1.0	1.2	1.1	0.8	0.85
最小时间/ms	3.5	7.1	0.4	2.8	10	3.0	1.4	32	19
壁时间/ms	7.5	5.0	6.0	20	2.0	10	13	~1000	~1000

#### 1.4 涡流

涡流是伴随电流猝灭在包围等离子体的导电第一壁和真空室表面感应的电流, 此电流与磁场作用产生巨大的径向及极向电磁力。涡流的大小直接与电流猝灭率相关, 当然导电材料本身的导电率也是决定其幅值的重要因素。一般情况下, 涡流在电流猝灭完毕时达到最大, 而后按指数衰减。核工业西南物理研究院在进行混合堆 FEB (Fusion Experimental Breeder)<sup>[4]</sup>设计时, 对不同的电流猝灭时间所得的总感应涡流如图 3 所示。对初始等离子体电流为 5.7 MA, 当猝灭时间为 10 ms 时, 感应的涡流高于 90%, 等离子体猝灭时间越长, 感应的总涡流幅值越小, 当猝灭时间为 100 ms 时, 感应的涡流最大约为 3.3 MA。

#### 1.5 VDE

VDE 始于垂直稳定性的突然损失, 这种失控可能源于控制系统, 位形的极大扰动或违反  $n=0$  稳定限制。由于拉长等离子体存在垂直不稳定性, 等离子体参数 (等离子体电流  $I_{\text{p}}$ ,  $\beta$ , 内感  $t_i$  或拉长度等) 极大极快的变化会引起垂直位置失去控制。从而造成等离



子体与腔顶/底，第一壁，偏滤器的接触。这种情形在具有拉长截面的托卡马克中再所难免。而且，垂直不稳定性和 MHD 振荡对决定大破裂电流猝灭时是否有逃逸电子产生也起关键性的作用。图 4 是 Alcator C-Mod 典型的拉长等离子体破裂。在目前的几乎所有的拉长截面偏滤器托卡马克中，如 COMPASS-D, DIII-D, JET, JT-60U, ASDEX-U 等，均观察到具有相似特征的垂直不稳定性破裂。破裂过程以热猝灭开始，大部分等离子体热能通过辐射和/或传递迅速向偏滤器打击点损失，

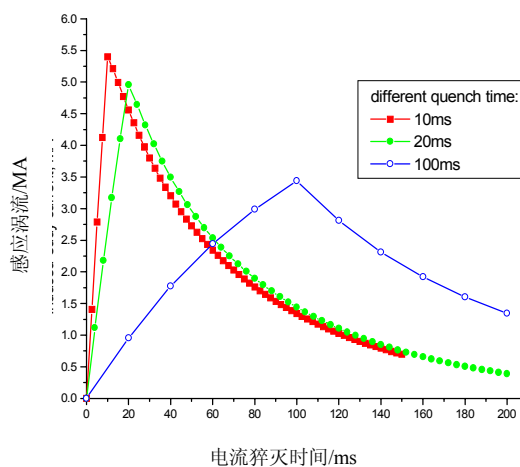


图 3 FEB 设计第一壁对不同的等离子体电流猝灭时间感应涡流的情况

与热猝灭相关的  $\beta$ ，内感等使垂直位置失控，在紧接的大破裂垂直位移运动阶段，由于电流剖面展宽和内感减小，等离子体拉长并迅速向下方运动，最终与低端面对等离子体的第一壁和偏滤器靶板全面极向接触，在运动终止阶段巨大的极向电流在这些导电结构中产生。图示的峰值极向电流达 200 kA，约为破裂前初始等离子体电流的 1/4，这个值在目前的托卡马克中具有代表性而且可以外推到 ITER 级托卡马克。储藏在等离子体电流极向场中的磁能以比垂直运动较慢的时间尺度衰减，通常直到等离子体接触并终止在腔的顶和/或底偏滤器时磁能才耗散尽。值得注意的是在图 4 中最后的磁通图中仍有初始等离子体电流的一半左右，尽管这时等离子体中心几乎已经局限在偏滤器入口而大部分等离子体电流在与壁相交的晕电流 SOL 中流动。图 5 表示出了 TSC 程序模拟 ITER 慢 VDE 的等离子体位形和电流变化示意图。

除了上述的破裂产生的 VDE 情形外，没有热猝灭也可能产生垂直位置失控的情形。垂直位置反馈控制系统的失误使等离子体拉得更长或者很大的 ELMs 也可能使垂直位置失控。这种 VDE 与热猝灭开始的“垂直破裂”的主要区别在于热猝灭与电流猝灭同时发生。因此这种类型的 VDE 可以称为“热等离子体”VDE，以区别“冷等离子体”VDE 或垂直破裂，因为后者在垂直运动发展前大部分等离子体热能基本损失殆尽。由于模拟预测更高的等离子体边界温度将产生更大的晕电流份额，热等离子体 VDE 可望具有更高的晕电流份额和晕电流电磁负载。在目前的单零偏滤器托卡马克中的垂直破裂的方向主要但并非完全向下到达偏滤器。向上(即远离偏滤器的运动)有时也观察到，特别是在不能获得全电流剖面展宽时。破裂后的垂直位置失控并非不可避免。在等离子体拉长不大和电流猝灭极快时，Alcator C-Mod 的等离子体破裂后大体仍能保持垂直平衡，等离子体运动沿径向向内。在这种被动稳定情形，晕电流主要在内侧壁。在特别设计的 JT-60U 实验中，热猝灭后的等离子体位置的主动控制能使等离子体位形和电流衰减率在很宽的范围内得以保持。在这种垂直稳定化的破裂中，晕电流就没有了。等离子体运行在中性点附近而且有足够的垂直位置控制是对堆级托卡马克 VDE 和避免晕电流一种潜在的方式。

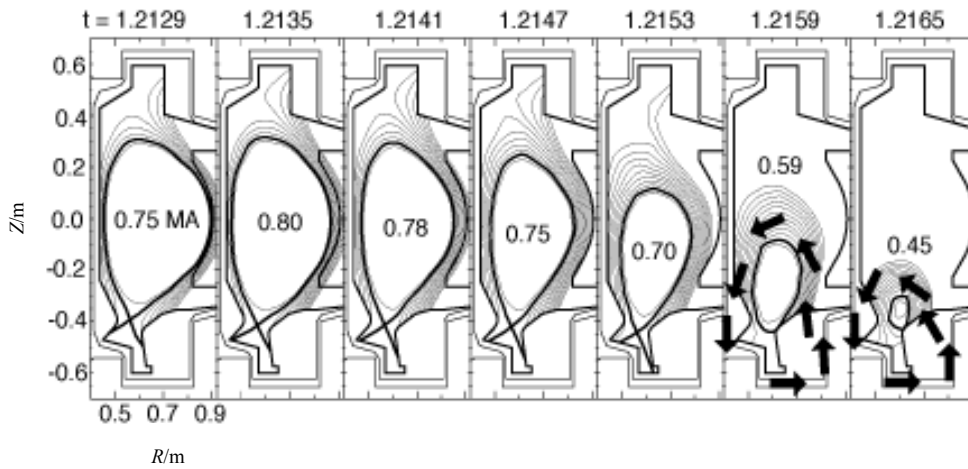


图4 Alcator C-Mod 等离子体 VDE 情形

### 1.6 晕电流

垂直破裂或 VDE 期间，等离子体电流和截面面积（包围环向磁通的面）均衰减为 0。这种衰减均产生电场，电场驱动电流在 SOL 区域中沿着螺旋场线流动而形成晕电流。“晕”电流第一次被清楚地观察到是在 JET 和 DIII-D 上。晕电流在与壁相交的等离子体磁通面上螺旋流动，从 SOL 场线开端的打击点沿第一壁结构闭合于 SOL 场线的另一端而形成电流回路。晕电流流动的极向投影在图 4 中清楚可见。Alcator C-Mod 对向下运动破裂的测量，显示晕电流仅在腔的底部流动，反之，对向上的破裂亦然。对破裂时等离子体仍在中平面的情形，很少观察到晕电流位于腔中平面。Alcator C-Mod 的实验进一步表明，最大的晕电流出现在最大的电流猝灭率时，而此时等离子体仍然具有初始等离子体电流的 60%，尽管其尺度已显著收缩，最外面的闭合磁面的边界安全因子近似为 1。

晕电流是破裂时产生的沿环绕等离子体的开端场线（即所谓的“晕”区）

流动而沿极向通过真空室返回的电流。当这些极向晕电流与环向场相互作用时，会在真空室元件上产生很大的力。不过值得注意的是环向晕电流不会在真空室上产生力，因为

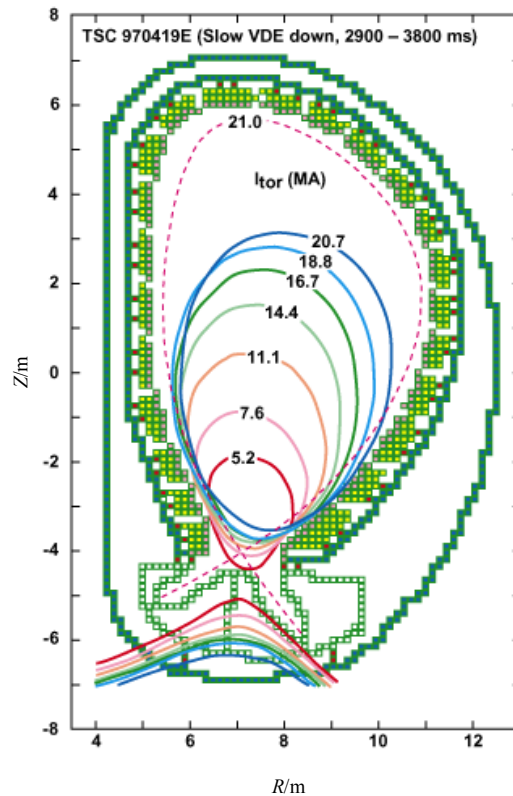


图5 TSC 程序模拟 ITER 慢 VDE 的等离子体位形和电流变化示意图

它们不在室壁中流动。大量的实验观测到晕电流显著的环向非对称性，从而使集中在局部的力比平均值大很多。晕电流切割环向场时，产生的力高于破裂时感应的环向电流或鞍形涡流产生的电磁力。ASDEX-U 及 DIII-D 的实验测量及数值模拟均显示与晕电流相关的力是大破裂时作用在环向腔室主要的垂直力。目前在各个托卡马克上测得的晕电流与破裂前初始电流之比各不相同，而且数据很分散。在 ASDEX-U 中甚至观察到 50% 的最大晕电流份额，而其它一些装置的最大晕电流一般在 30%~40%，而绝大部分的最大晕电流份额在 10%~30% 之间。目前的一些 VDE 模拟程序显示，“大型托卡马克”晕电流一般在 25% $I_{p0}$  左右。

轴对称晕电流计算一般采用以下简单回路方程<sup>[5]</sup>：

$$L_h \frac{dI_h^{\text{tor}}}{dt} + R_h I_h^{\text{tor}} = -M_{hp} \frac{dI_p^{\text{core}}}{dt} - \frac{1}{q_h} \frac{d\phi_h}{dt}$$

式中  $I_h^{\text{tor}}$  环向晕电流（即开端场线上的电流）， $I_p^{\text{core}}$  是堆芯等离子体电流。晕区，极向和环向晕电流之间具有以下关系： $I_{h,\text{pol}} = I_{h,\text{tor}}/q$  ( $q$  为安全因子)。

从晕电流数据库，实验测量及磁重联分析表明：（1）晕区极向宽度相对较窄（小半径的 20%~30%），并且在等离子体垂直运动和闭合磁通面内等离子体堆芯小半径减小时几乎保持不变。（2）环向非对称显著存在。这种非对称性对设计影响很大。由于晕电流具有环向峰值，因此根据电磁力计算，将在真空室的侧边感应负载。JET VDE 已经观察到真空室的侧边位移。对堆级托卡马克侧边负载是个重要的设计问题。然而目前提出的很多解决方法还不能有效地解决这种负载。因此在目前的以及未来的托卡马克中，机械问题很显著。晕电流的非对称旋转不是在所有的托卡马克中均能观察到，甚至在某个托卡马克中也并不是所有的猝灭均能观察到（当然在大型托卡马克中更容易观察到）。为了研究晕电流的环向分布情况，引入环向峰化因子 TPF（定义：最大晕电流密度与环向平均晕电流密度之比），大部分托卡马克的 TPF 在 1.2~2 之间，也不排除个别值大于 3。图 6 是目前大部分托卡马克晕电流环向峰化因子图。从图中可以看出，越高的峰化因子只在越低的归一化晕电流装置中更容易出现。可以用双曲线关系来定义一边界曲线，从而作为工程设计指南。图示的两条曲线： $(I_{h,\text{max}}/I_{p0}) \times \text{TPR} = 0.75$  和  $(I_{h,\text{max}}/I_{p0}) \times \text{TPR} = 0.50$  分别代表 ITER 晕电流“最坏情形”和典型“最大”的情形。 $n = 1/m = 1$  的外部扭曲不稳定性在垂直破裂的  $q = 1$  终止阶段的发展很显然是解释目前实验中观测到的环向非对称性的合理解释。

### 1.7 逃逸电子形成、损失和壁相互作用

等离子体大破裂时产生的大量的超热（几兆电子伏特）逃逸电子是托卡马克显著的效应。在目前的许多托卡马克包括 TFTR, Tore-Supra, JET, JET-60U 中，通常在等离子体低密度情况下能观察到持续的超过破裂前等离子体电流一半的逃逸电流。从而导致很强的硬 X 射线产生，影响材料表面的光中子活化，甚至在某些情况下造成表面局部损伤、腐蚀和元件被破坏。目前实验中观察到的逃逸电流转换率基本在 50% 左右，更大的逃逸转换将给设计造成很大困难。

要无条件避免电子逃逸，有人提出电子密度必须很高<sup>[1]</sup>，达到：

$$n_{e,20} > \frac{10}{2\pi R} \cdot \frac{\Psi}{\tau}$$

式中  $\Psi$  是电流猝灭时的极向磁通， $\tau$  是电流猝灭时间。对 ITER 设计的初步估计是，要避免电子逃逸，破裂后的密度要求达到： $\langle n_{e,20} \rangle = 20 \sim 200$ 。实际上这在目前的条件和预测下是不太可能的，除非注入大量的氩（对 ITER 设计约为 200 g）弹丸或液态氩。

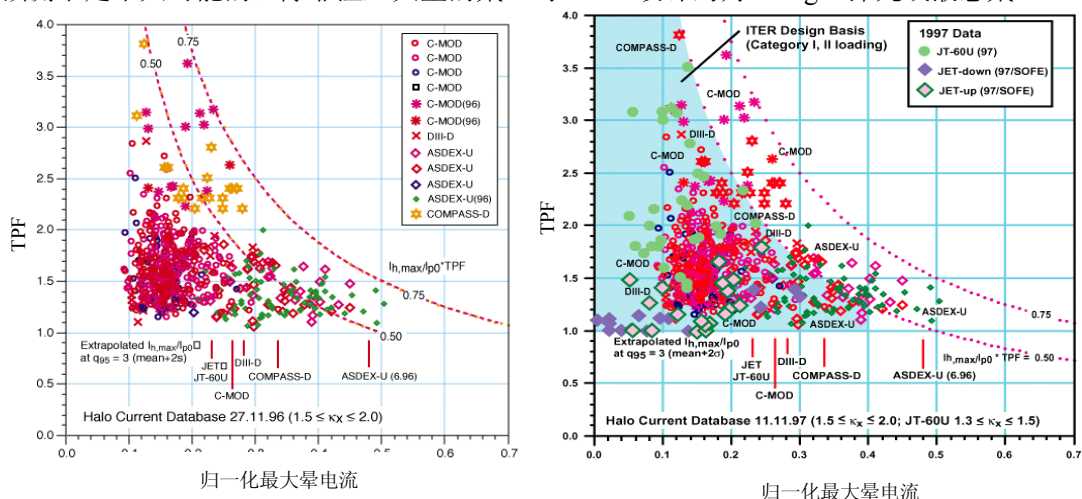


图 6 环向峰化因子 (TPF) 随归一化最大晕电流的变化情况

## 2 破裂原因

我们知道托卡马克等离子体的稳定运行受到很多限制，主要有：安全因子  $q_\psi$  限制等离子体电流，Greenwald 参数 ( $n/n_{GW} = n_e/I(\text{MA})/\pi a(\text{m})^2$ ) 限制等离子体密度，Troyon 归一化  $\beta$  参数 [ $\beta_N = \langle \beta(\%) \rangle / (I(\text{MA})/a(\text{m})B(\text{T}))$ ] 限制压力。每个“运行限制”参数具有一个基本限制：最小  $q_\psi$  (2.0)，最大  $n/n_{GW}$  (1.0) 和  $\beta_N$  (3.5)。如果运行参数接近其限制值就会开始 MHD 活性的增长，最终出现大破裂。

两个独特的物理现象提出作为破裂的机制：

(1) 等离子体区域不同螺旋量的磁重联。这种重联可能是螺旋不稳定性（非线性撕裂模）的非线性发展引起的。结果紊乱的磁场在等离子体宽度区域为破裂阶段的热猝灭提供运输机制，使热很快损失。

(2) 理想螺旋不稳定性在低磁剪切条件下的非线性发展。这种发展能导致“真空泡”（冷等离子体边界的螺旋通量管）从边界到等离子体柱中心的捕获和宏观运输。从而进一步加速热能快速损失。

大量的实验显示，大破裂的热猝灭发生在中心电子剖面  $T_e(r)$  的很快展平，基本类似于锯齿振荡（无破裂）发生的展平行为。这种热猝灭前的“锯齿行为”间接指出等离子体中心磁剪切的损失作为不稳定性的促成机制。直接的磁测量证实了大破裂时的磁剪切未被实现（但是在较温和的一般锯齿内部破裂中使用法拉第旋转和 MSE (Motional Stark Effect, JET) 却实现了<sup>[6]</sup>）。这些测量显示，锯齿后中心  $\Delta q$  显著增加：电流剖面展平和

磁剪切的降低。随着破裂能的增加,  $\Delta q$  升至 0.2。在“巨大”的锯齿中, 可以预见这个值将达到 0.5~1, 从而有可能使  $m=2$  的扰动渗透到等离子体中心。从获得的实验经验中证实了大破裂前的主要事件: 中心磁剪切的弱化。这种弱化的原因可以不同: 中心不稳定性(小破裂), 杂质累积, 新经典撕裂模发展等等。每种不稳定性的阈能对应 MHD 对电流、密度、压力、周边扰动等的限制。中心负磁剪切区域中的中空电流剖面的破坏是导致大破裂的主要原因。巨 ELMs 模与巨锯齿的重跌就特别危险, 可造成热扰动在整个等离子体柱的宽度尺度中传播而发展成大破裂。单个巨 ELMs 或巨锯齿也会触发新经典磁岛撕裂模增长, 从而最终导致大破裂。

### 3 防治措施

破裂及其引起的效应使堆级托卡马克特别是 ITER 的设计面临巨大的挑战。现代托卡马克, 包括最大的运行装置(JET, JT-60U 和 TFTR) 到目前为止一般都能应对破裂的后续问题。要求采取有效方法减弱破裂的有害效应。DIII-D 实验使用氦氖杂质“杀手”弹丸的注入和大量氦气吹气注入法成功地减弱了破裂。直径为 1.7, 2.8, 4.0 mm 的氦氖弹丸以 500 m/s 的典型速度通过气体注入器注入一般打到  $0.2a\sim 0.5a$  ( $a$  为等离子体小半径) 的位置。大量氦气吹气注入法通过专门设计的弹丸驱动阀而获得了成功。使用上述方法能减弱腔室结构上 50% 的力。在使用氦杂质弹丸注入减弱 VDEs 的实验中, 弹丸一般在 0.7 ms 内消融, 而这期间大部分热能都损失掉了。这种方法在整个破裂期间能减弱极向晕电流和 TPF。氦由于高  $Z$  效果更明显, 弹丸减弱了到达偏滤器的热通量达 40%, 而增加了辐射功率。小半径越大堆芯等离子体电流越小都会使边界安全因子  $q(q\sim a^2/I_p)$  很高。因此, 就弹丸注入情形而言, 尽管环向晕电流类似没有注入弹丸的情形, 但是其极向晕电流减少很多, 因为极向晕电流等于整个晕电流除以  $q$ 。

尽管杂质弹丸能够成功减弱晕电流, TPF 和热通量, 但仍无法避免产生逃逸电子。逃逸的产生不能由经典的 Dreicer 逃逸机制解释。对象 ITER 这样的大装置采用大量氦气吹气注入法较好, 因为在这种装置很小的初始“种子”逃逸电子电流, 可望被碰撞雪崩机制放大到使兆安级的等离子体电流被几 MeV 的逃逸电子所取代。为了阻止产生这样的逃逸电子, 有必要尽量增加密度, 以使破裂时产生的电场增加仍低于雪崩过程的临界场。

### 4 结论及讨论

本文概括了托卡马克等离子体大破裂的各种现象和物理分析, 以目前几乎所有正在运行和退役改装的托卡马克典型实验参数和运行数据为基础, 详细具体地分析了托卡马克等离子体大破裂各阶段的现象和本质, 提出了预防和减弱等离子体大破裂的实施方案, 为下一步托卡马克的建堆和实验提供了基础。不过, 由于现今实验数据的不完善以及目前实验参数与将来商用堆运行参数相去甚远, 所以很多问题仍需探索。破裂时逃逸产生, VDE 失控及等离子体电流关闭是目前关心的重点。在所有这些因素中, 逃逸演变的轴对称理论已经得到了比较全面的理解, 而轴对称破裂/VDE 产生的局部壁负载和逃逸转换之高对设计造成很大困难, 因此需要进一步评估。反应堆级托卡马克的高电流及预测的强雪崩增长使逃逸电子产生的局部能量沉积是堆级托卡马克潜在的非常重要的问题。超过 MHD 稳定性限制时破裂及 VDE 发生, 这种限制可能在常规运行中被破坏, 一个基本而

至关重要的问题是托卡马克能在多接近稳定性限制的情况下长时间无破裂运行。破裂的主要挑战是减小或消除破裂时热及电磁应力对第一壁和偏滤器部件的损害。等离子体电流衰减时产生的逃逸电子对第一壁潜在的危害需要在更详细的实验测量和模拟中得到更加完善的发展和认识。

## 致 谢

作者在成文时曾经得到日本原子力研究所那珂研究所西尾 敏先生的大力支持和很多有益的讨论，同时也得到核工业西南物理研究院黄锦华研究员的精心指导，作者在此一并感谢。

## 参 考 文 献 REFERENCES

- 1 ITER physics basis. Nucl. Fusion, 1999, 39: 2137
- 2 Schuller F C. 1995 Plasma Phys. Control. Fusion, 37A: 135
- 3 Humphreys D A, Kellmen A G. Analytical Modeling of Axisymmetric Disruption Halo Current. Physics of Plasmas, 1999, 6(7) July: 2742~2756
- 4 Kaihui HE, Chuanhong PAN. 2D Transient Electromagnetic Analysis of FEB Using the COSMOS/M Code. Nuclear Fusion and Plasma Physics, 1999, 19(4): 219~225
- 5 Taylor P L, Kellman A G, Evans T E, et al. Disruption Mitigation Studies in DIII-D. Physics of Plasmas, 1999, 6(5) May: 1872~1879
- 6 Callen J D, Waddell B V, Carreras B, et al. Magnetic 'islandography' in Tokamaks, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1978, (Proceedings 7th IAEA Conference, Innsbruck 1978), Vol. I: 415~431