

分类号_____

学号 M200971213

学校代码 10487

密级_____

华中科技大学

硕士学位论文

J-TEXT 托卡马克装置磁扰动行为的
实验研究

学位申请人： 何 炎

学 科 专 业： 电气工程

指导教师： 潘 垣 教 授
丁永华 副教授

答 辩 日 期： 2011 年 12 月 30 日

A Thesis Submitted in Partial Fulfillment of the Requirements
for the Degree of Master of Engineering

**Study of the Magnetic Fluctuation
on J-TEXT tokamak**

Candidate :He Yan

Major :Electrical engineering

Supervisor :Prof. Pan Yuan

Asso. Prof. Ding Yonghua

Huazhong University of Science and Technology

Wuhan, Hubei 430074, P. R. China

Dec, 2011

独创性声明

本人声明所呈交的学位论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。尽我所知，除文中已经标明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对本文的研究做出贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

学位论文作者签名：

日期： 年 月 日

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权华中科技大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本学位论文。

保密 ☐， 在 _____ 年解密后适用本授权书。
本论文属于 不保密 ☐。

（请在以上方框内打“√”）

学位论文作者签名：

日期： 年 月 日

指导教师签名：

日期： 年 月 日

华中科技大学硕士学位论文

摘要

MHD 不稳定性会严重地影响托卡马克中等离子体的约束性能，甚至会导致等离子体破裂。磁扰动是 MHD 不稳定性的主要表征，磁扰动的探测与不稳定性模式的分析对于研究和控制托卡马克等离子体的 MHD 行为是极其重要的。

J-TEXT 装置建立了用于探测 MHD 不稳定性磁扰动的极向 Mirnov 探针阵列和环向阵列，自 2007 年放电实验以来，已经观测到了大量的 MHD 不稳定性 Mirnov 振荡。然而对磁扰动的基本特征，如扰动的模数、频率、扰动的传播方向等尚未有系统的分析。本文建立和完善了 J-TEXT 装置的 Mirnov 探针系统，并对放电过程中等离子体的 Mirnov 扰动进行了测量与分析，初步给出了 Mirnov 扰动的基本统计特点；针对不同的放电情况，利用奇异值分解法（SVD）对扰动的极向和环向模数进行了分析，并给出模数随放电时间的演化；通过时频分析，给出了放电过程中扰动频率随时间的演化过程；分析了磁扰动的传播方向。

J-TEXT 装置上 MHD 不稳定性磁扰动的基本特点可总结为：扰动频率和幅值的大致范围分别为 $f=1\sim 10\text{ kHz}$ 和 $B_0<30\text{ Gs}$ ；平顶阶段的主要扰动模数为 $m/n=2/1$ ；扰动的环向传播方向与等离子体电流方向相反；破裂前，Mirnov 探针的输出信号一般都大于 2.0 V （相当于极向磁场的变化率 $dB_\theta/dt >40\text{ Gs/s}$ ），导致破裂的主要模数为 $2/1$ 模。理论和实验表明，外加扰动场与等离子体的相互作用会影响磁扰动，如磁扰动的抑制、模式的穿透与锁模。本文给出了 J-TEXT 装置外加扰动场实验中外加扰动磁场对 MHD 磁扰动的抑制与锁模的初步实验现象。

关键词：J-TEXT 托卡马克，MHD 不稳定性磁扰动，模式分析

华 中 科 技 大 学 硕 士 学 位 论 文

Abstract

MHD (magnetohydrodynamics) instabilities are prevalent and important phenomena in tokamaks, they would seriously limit the tokamak plasma performance, and even lead to disruption. Identification of coherent waves from magnetic fluctuating in tokamak plasmas is important for the understanding of MHD behaviour of the plasma and its control.

The J-TEXT tokamak has developed a system of Mirnov coils already and obtained various Mirnov oscillation signals since the first discharging in 2007. However, the detail investigation of the MHD instabilities features, such as the mode numbers, frequency and modes propagation is lacked up to now. The Mirnov coils system has been remolded and the Mirnov fluctuations are measured and analysed. The basic characteristics of the MHD instabilities will be given in this paper. The poloidal and toroidal numbers of Mirnov fluctuations are distinguished by the method of singular value decomposition (SVD), and the time evolution of the mode numbers and frequencies during the discharge are presented.

The basic characteristics of the MHD instabilities on J-TEXT tokamak can be summarized as follows. The mode frequency is about $1 \sim 10\text{kHz}$ and the amplitude is less than 30Gs. The rotation of toroidal mode is usually in contrast with the plasma current direction. Before the disruption, the change rate of the B_θ is always larger than 40Gs. While the most significant mode in the flttop is always $m/n=2/1$.

The theoretical and experimental research have indicated that the interaction of the RMP and plasma would affect the MHD instabilities, such as suppress the MHD and lock modes. The preliminary experimental results of the RMP affected on J-TEXT MHD instabilities are presented.

Keywords: J-TEXT tokamak, MHD instabilities, Magnetic fluctuations, mode analysis

华中科技大学硕士学位论文

目 录

摘 要	I
Abstract.....	II
1 绪论	
1.1 核聚变与托卡马克	1
1.2 托卡马克中的磁扰动研究	4
1.3 J-TEXT 托卡马克及其外加扰动场系统	7
1.4 本文主要内容与结构	10
2 MHD 不稳定性磁扰动的探测与分析	
2.1 托卡马克装置中磁扰动的探测方法	11
2.2 国内外托卡马克装置的磁探针系统	13
2.3 磁扰动信号的分析方法	17
2.4 本章小结	23
3 J-TEXT 托卡马克装置磁探针系统	
3.1 J-TEXT 装置 Mirnov 探针的参数设计	24
3.2 J-TEXT 装置 Mirnov 探针的标定	26
3.3 J-TEXT 装置 Mirnov 探针的安装	30
3.4 J-TEXT 装置 Mirnov 探针信号的采集与分析方法	31
3.5 本章小结	33
4 J-TEXT 装置上磁扰动行为的实验研究	
4.1 J-TEXT 正常稳定放电条件下的磁扰动分析	35

华 中 科 技 大 学 硕 士 学 位 论 文

4.2 J-TEXT 破裂放电条件下的磁扰动分析	43
4.3 外加扰动场对 MHD 不稳定性磁扰动影响的初步现象.....	51
4.4 本章小结	56
5 总结与展望	
5.1 本文总结	57
5.2 本文局限与工作展望	58
致 谢.....	59
参考文献.....	60
附 录 附表.....	64

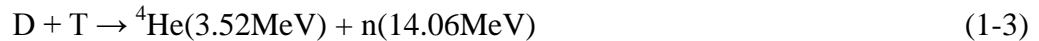
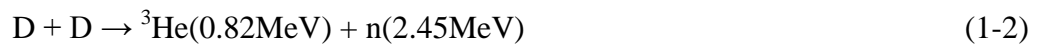
华中科技大学硕士学位论文

1 绪论

1.1 核聚变与托卡马克

随着生产力及社会发展对能源的需求越来越大，不可再生资源行将枯竭，势必会影响人类社会的发展与进步。为了解决能源危机、推动社会的可持续发展，全球科技界一直在不懈地探索，核聚变研究就是正在积极探索与开展的意义重大的国际合作研究之一。聚变能具有“得天独厚”的优点，原料来源极为丰富，几乎是“用之不尽、取之不竭”，聚变反应的产物不具放射性、不污染环境，因此，聚变能的安全与和平利用将有可能成为解决人类社会能源危机的重要途径之一。

核聚变是指将两个较轻的原子核在一定的条件下发生聚合作用而形成一个较重的核和一个较轻的核并伴随着大量能量释放的反应过程。两个较轻的核在反应过程中产生了质量亏损，根据爱因斯坦质能方程，聚变反应必然会释放出能量。主要的聚变反应有以下几种^[1]：



只有两个核的距离非常接近且动能达到 100 keV 左右时才能克服核间的极高位能垒（约 100 keV）而发生聚变反应，如错误!未找到引用源。所示。图 1-2 为聚变反应反应截面随着原子核动能变化的图，可以看出，反应截面随着温度的增加而急剧增加。当动能小于 100 keV 时，尽管 D-He³ 反应平均释放的能量最多，但其反应截面却比较小，在温度为 1 keV~1 MeV 的范围内，D-D 和 D-He³ 的反应截面都要远远地低于 D-T 反应的反应截面；通常情况下 D-T 反应的最大碰撞反应截面在 100 keV 左右。因此，氘氚反应成为了目前核聚变研究的经典反应。

华中科技大学硕士学位论文

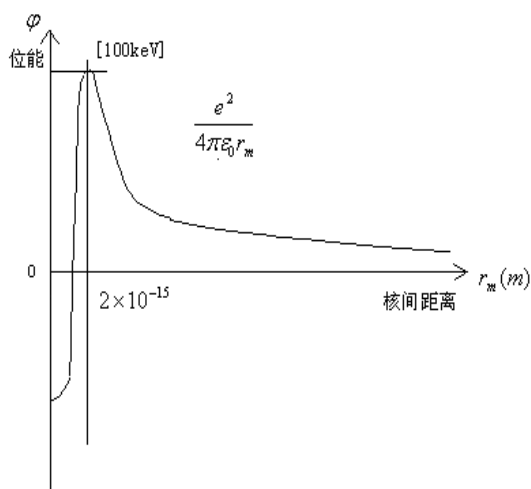


图 1-1 原子核间的位能随着核间距离的变化

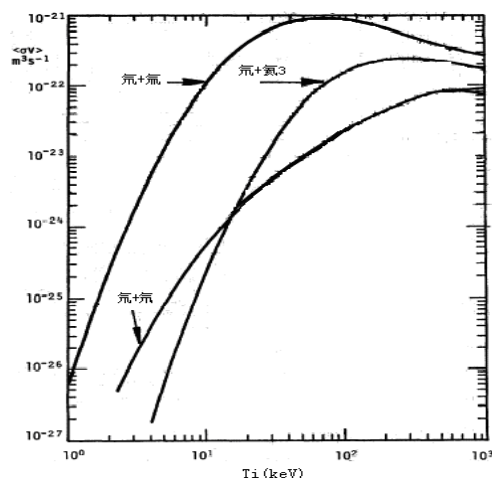


图 1-2 反应截面随粒子动能的变化

海水中蕴含着大量的氘，因此聚变反应中的氘可从海水中提取，但是自然界中存在的氘却极其少，氘可通过人工方法用中子来轰击锂而得到：



反应中所需的氘氚等燃料必须被加热到一定的高温时，原子核间才有可能发生聚变反应，此时反应粒子以极高的速度做无规运动，发生连续碰撞与聚变，反应粒子处于热运动状态，因此称作热核反应，若能加以控制此聚变反应的产生，则称为受控核聚变^[2]。要使聚变产生，必需注入一定能量，并且使反应产生的功率超过维持等离子体加热而注入的功率时，才能实现能量收支的平衡，受控核聚变才具有利用价值与使用价值。为了得到核聚变的发生条件，劳逊（Lawson）等人作了很多相关的能量平衡计算，并推出了实现受控热核聚变的点火条件：用能量三乘积 $n\tau_E T$ 来表示能量收支平衡条件即聚变点火条件。当取反应温度 $T=10-20 \text{ keV}$ 时，反应截面最佳，此时得到的 D-T 反应的聚变点火条件为：

$$n\tau_E T > 3 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ keVs} \quad (1-7)$$

为了实现受控热核聚变，六十多年来，全世界的科学家做出了不懈的努力与研究。各种各样的核聚变实验装置也在全球范围内不断地建立起来。研究比较成功的聚变实验装置大致有两种：磁约束核聚变装置和惯性约束聚变装置。磁约束核聚变的原理是

华中科技大学硕士学位论文

设计强大的磁场来约束并加热等离子体，使其发生连续的大量碰撞而发生聚变反应；而惯性约束聚变的原理则是利用高功率激光来轰击靶丸而实现聚变反应。目前普遍认为磁约束核聚变研究要领先于惯性约束聚变，而在磁约束核聚变中，托卡马克装置独占鳌头，其利用螺旋磁场来约束高温等离子体。六十多年的理论和实验研究验证了托卡马克的科学可行性，托卡马克装置被认为是受控热核聚变的首选途径。

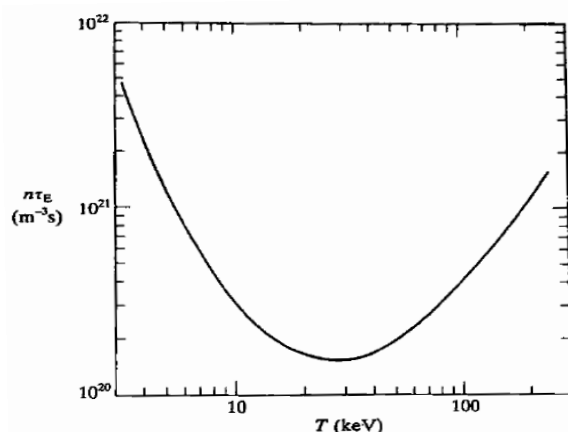


图 1-3 点火条件所需的 $n\tau_E$ 与温度的关系 (D-T 反应点火条件)

托卡马克是一种利用磁场约束高温等离子体来实现受控热核聚变的装置，其磁场线圈系统所产生的合成螺旋状磁场能将等离子体约束在真空室内。托卡马克的磁场由纵场 B_T 和极向场 B_P 形成的螺旋磁场所组成，环向场 B_T 由纵场线圈的电流产生，极向场 B_P 由等离子体电流产生， B_T 和 B_P 的共同作用形成磁面，高温等离子体就被紧紧地约束在螺旋磁场中。托卡马克实验装置的结构原理图如图 1-4 所示。

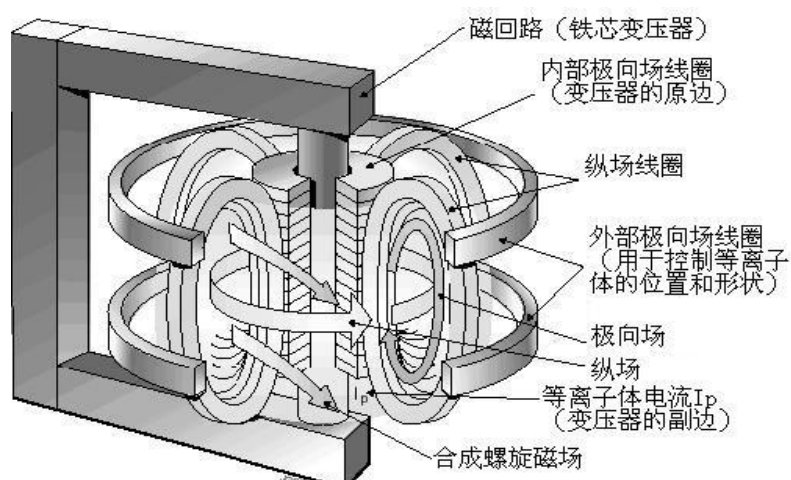


图 1-4 托卡马克装置示意图

华中科技大学硕士学位论文

欧洲的 JET 托卡马克装置、日本的 JT-60U 装置、美国的 TFTR 装置、德国的 ASDEX-U 装置，是当今世界已经运行的极具代表性的大型托卡马克装置，在等离子体温度、稳定性以及约束性能等方面都取得了突破性的进展，为高温等离子体物理研究和核聚变研究做出了突出的贡献。我国的核聚变研究起步于二十世纪五十年代末，历经了比较艰辛的发展过程，在科学和技术上取得了一定的经验和成果，HL-2A、HT-7、EAST 等装置的建立、运行以及取得的成果，推动了我国高温等离子体研究和核聚变研究的发展。核工业部西南物理研究院的 HL-2A 装置是我国首个带有偏滤器位形的托卡马克装置，实现双零偏滤器位形，在探索先进托卡马克运行模式方面起到了一定的作用。中科院等离子体物理研究所的“东方超环” EAST 装置是我国自行设计研制的国际首个全超导托卡马克实验装置，从 2006 年建成至今，已经开展了多轮富有成果的放电实验，获得了拉长截面偏滤器位形等离子体，并于 2010 年实现了高约束模（H 模）放电，取得了重大突破。EAST 被认为可能是第一个可实现稳态运行、可主动冷却第一壁的全超导托卡马克装置，在我国核聚变发展历程中具有里程碑式的意义，EAST 的建设、运行经验以及研究成果将为 ITER 的建设与运行提供富有价值的经验与基础。

1.2 托卡马克中的磁扰动研究

尽管托卡马克被普遍认为是最有可能实现受控热核聚变的途径，托卡马克的理论和实验研究也取得了长足性的发展，但是仍然存在着很多相关的物理以及工程问题需要深入的研究，MHD（磁流体力学）不稳定性就是一个关键而热门的“困扰性”问题。

MHD 不稳定性会严重地影响托卡马克中等离子体的约束性能，甚至会导致等离子体破裂。磁扰动是 MHD 不稳定性的重要特征与体现，扰动幅度较小时，MHD 不稳定性会减低等离子体的能量约束和限制托卡马克达到的 β 值；扰动幅度大时，会导

华中科技大学硕士学位论文

致等离子体大破裂的产生而对装置造成极大的损害,如果对这种情况不加以重视与控制,下一代托卡马克的运行寿命将受到极大的限制^[3]。因此研究磁扰动的产生机理及现象,探测与分析扰动的模式、频率与传播方向等,进而研究磁扰动的控制与抑制,是托卡马克 MHD 不稳定性研究的重要方向。

MHD 不稳定性大致可以分为理想 MHD 不稳定性和非理想 MHD 不稳定性。理想磁流体不稳定性就是指不考虑等离子体的电阻效应,等离子体为理想导体时所产生的不稳定性,此时磁力线具有冻结效应,等离子体被冻结在磁力线中。非理想 MHD 不稳定性主要是指经典撕裂模与非经典撕裂模。

撕裂模是在托卡马克实验中经常观察到的 MHD 不稳定性之一,在等离子体破裂研究中占有非常重要的地位,也是大装置高比压实验中应该最先处理和控制的。撕裂模不稳定性会导致等离子体中的磁场拓扑结构发生变化,出现磁岛,破坏磁面,改变约束,导致输运增强和破裂^[4]。磁扰动行为就是撕裂模的重要体现与表征。

磁扰动的极向扰动模数 m 较高时($m > 2$)会使得等离子体的约束变差,并且 $m/n = 2/1$ 的扰动模式或者多个不同扰动模式耦合出现时常常会引起等离子体约束性能的严重变差甚至会直接导致破裂的产生,又或者是经与电阻壁的相互作用从而导致锁模大破裂的产生,因而对撕裂模磁扰动行为的研究成为了托卡马克实验研究的重要方向之一^[5]。

在初期的托卡马克实验中,科学家们首先发现了经典撕裂模,它不仅会引起等离子体约束性能的变差,甚至会引起大破裂。在早期的实验中,S. V. Mirnov 等人在 T-3 装置上安装了后来被称为 Mirnov 探针的磁探针阵列探测到了磁扰动信号(Mirnov 扰动),经分析发现,在等离子体的上升阶段,经常会出现极向模数较高的经典扰动模式,其增长率比较小,尽管这些不稳定性模式会使得等离子体的初始放电阶段约束变差,但还不至于造成破裂。图 1-5 给出的是 T-3 装置电流上升阶段的 MHD 不稳定性模式发展过程,依次出现了 $m=6$ 、 $m=5$ 、 $m=4$ 的扰动模式。

华中科技大学硕士学位论文

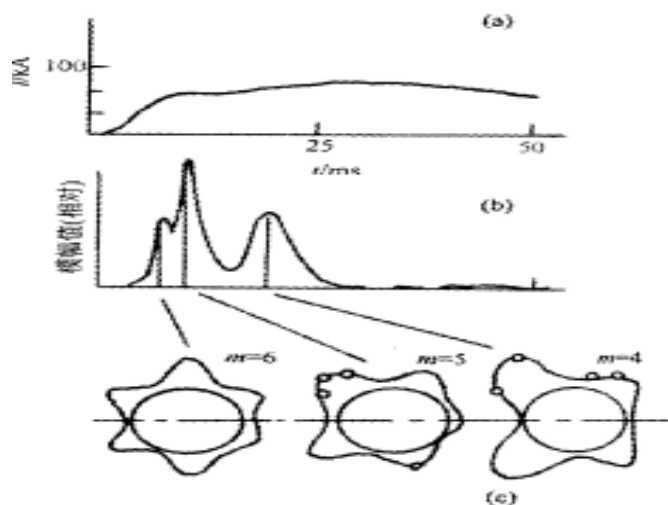


图 1-5 等离子体电流上升阶段的Mirnov扰动模式发展过程

由于撕裂模的危害性较大,因此撕裂模磁扰动的控制与抑制对于破裂控制以及提高等离子体的约束是很重要的。TFTR 装置、TEXT-U 装置以及 T-10 等装置都已探索过通过电子回旋共振加热(ECRH)来有效地控制与抑制 $m/n=2/1$ 的撕裂模不稳定性^[6]。

撕裂模产生的磁岛扰动会使自举电流发生改变,从而进一步放大磁岛并使约束性能变差,甚至是导致大破裂,这就是新经典撕裂模(NTM)。NTM 最先是在 TFTR 的高功率 NBI 注入、高 β 放电等离子体中被发现^[7]。COMPASS-D、ASDEX-U、JET、T-60U、DIII-D 等装置都先后在大功率辅助加热的条件下发现了 NTM 并对之进行了深入的研究^[8]。理论和实验都表明, ECCD(电子回旋电流驱动)是控制新经典撕裂模的最佳方案^[9-11]。也可以通过低杂波电流驱动来调整电流分布^[12],从而改变磁岛宽度来控制 NTM。新经典撕裂模是当今聚变界非常重视的研究热点。

装置的固有误差场会使等离子体的旋转降低,导致锁模破裂的发生。抑制锁模是撕裂模破裂控制的主要任务之一。抑制锁模的方法有很多,由于 $2/1$ 模是导致锁模破裂最主要的模式,因此比较适宜的方法为尽量减少模固有误差场的 $2/1$ 模分量,常用的方法为在真空室外安装一组补偿线圈,通过补偿线圈产生的外加磁场来校正装置的固有误差场。利用外加线圈来校正装置固有误差场能够维持与驱动等离子体旋转,抑制不稳定性的发展,获得稳定的高比压等离子体^[13,14]。

外加补偿线圈(如鞍形线圈)产生扰动磁场,这种扰动磁场一方面通过与共振面

华中科技大学硕士学位论文

上的扰动电流相互作用产生电磁转矩，另一方面，在边界区域形成磁场随机层，对边界径向电场产生影响，而径向电场的变化将对等离子体产生另外一种随机转矩^[15]。这两种转矩作用的总体效果可以驱动共振面磁岛及其周围等离子体的转动加速或减速，改变共振磁面与周围等离子体的剪切，对锁模、撕裂模、电阻壁模等 MHD 不稳定性具有直接的作用。

目前，很多托卡马克装置都采用或者尝试用外加线圈来校正装置的固有误差场，并且取得了一定的成果与进展，如 DIII-D 和 COMPASS-C 等装置，未来 ITER 装置也会设计相应的外加线圈来校正装置的误差场。

综上，目前磁扰动研究是 MHD 不稳定性研究的重要方向。磁扰动研究主要有三个方面，经典撕裂模下的磁扰动、新经典撕裂模下的磁扰动、外加扰动场对磁扰动的影响。等离子体的本底磁扰动主要是探测与分析其扰动模式、频率、扰动传播方向等，进而研究其产生机理及发展过程，并采取相应的措施来控制或抑制磁扰动的产生。外加扰动场方面，则是利用外加扰动磁场与等离子体的相互作用来研究其对磁扰动的抑制、模式的穿透与锁模等的影响。

为了培养核聚变研究的人才，我国的有关高校开设了等离子体以及核聚变相关课程，开展了人才培养的基础研究，在华中科技大学建成了 J-TEXT 托卡马克装置，并在该装置上开展了磁扰动的理论和实验研究。

1.3 J-TEXT 托卡马克及其外加扰动场系统

J-TEXT 是国内高校唯一的中型托卡马克装置，是美国德州大学的原 TEXT-U 托卡马克装置在中国的重建。TEXT-U 装置由美国德州大学赠予华中科技大学，在 2004 年从美国拆运回中国，2006 年终于完成了装置主机的重建与调试，并于 2007 年获得了第一等离子体，开始了 J-TEXT 装置的正常放电运行及实验进程^[16,17]。TEXT-U 装置带有偏滤器线圈，因此重建后的 J-TEXT 装置除了可以进行常规托卡马克放电及物理实验外，还可开展偏滤器位形放电等先进运行模式的研究^[18-20]。J-TEXT 装置的定位为：为 ITER 计划，尤其是为中国的聚变事业提供人才培养与培训；探索创新与先

华中科技大学硕士学位论文

进的托卡马克运行模式；为核聚变研究提供综合“靶”；作为国内的 HL-2A 与 EAST 两大装置的补充以及预先实验装置；开放性的面向世界合作与交流的实验装置 [16,21,22]。

J-TEXT 装置是一个圆形截面的托卡马克实验装置，主要参数为：

大半径	1.05 m
小半径	250~300 mm (石墨限制器)
中心磁场 (纵场)	3 T
等离子体电流	300 kA
等离子体持续时间	0.5 s
平均电子温度	1 keV
平均电子密度	$2\sim5 \times 10^{19}/\text{m}^3$



图 1-6 J-TEXT 托卡马克装置

为了研究外加扰动磁场对等离子体的影响，J-TEXT 装置对原 TEXT-U 装置的外加扰动场线圈进行了升级改造，其结构示意图如图 1-7 所示，共有 2 个 Sine 线圈和 3 个 Cosine 线圈，Sine 线圈之间环向相差 180° ，Cosine 线圈之间环向相差 90° 。线圈安装在纵场线圈与真空室之间，不占用诊断窗口。在实验时，每个线圈可以有正向通电、反向通电、不通电三种运行方式，通过不同的组合，可以产生不同的扰动场模式。通过改变扰动场线圈外部连接方式，可以产生分别以 $2/1$ 、 $3/1$ 、 $3/2$ 为主的不同组合模式来研究扰动场对撕裂模的影响。也可以用扰动场来模拟误差场，研究不同

华中科技大学硕士学位论文

组合模式条件下误差场与锁模定标关系。

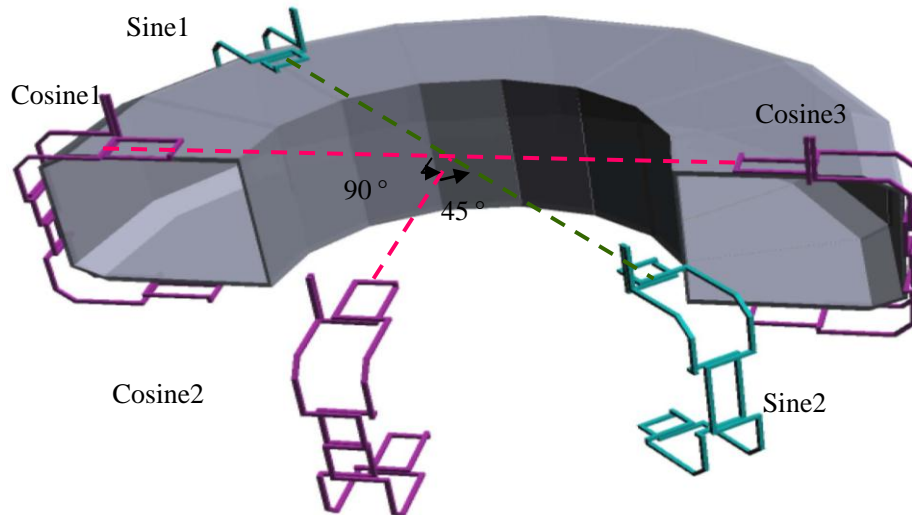


图 1-7 J-TEXT 装置外加扰动场结构示意图

表 1-1 为 J-TEXT 装置上已有的部分诊断设备。

表 1-1 J-TEXT 装置上已有的部分诊断设备

所测物理参数	说明
等离子体电流	分别在真空室内外布置了两组罗果夫斯基线圈
磁场测量	分别沿极向、环向对称布置了 24 与 8 个二维小磁探针测量
外部各场电流	分别用绕在母排上的罗科线圈和大电流霍尔传感器测量
环电压	分别绕铁芯，真空室内侧和外侧布置了六组单匝环测量
等离子体位置	用 sin 和 cos 线圈测量
离子化监测	利用 7 道 PIN 型光电二极管监测 H_{α} 强度
线平均密度	利用单道 2 mm 微波干涉仪测中心弦平均密度
硬 X 射线	通过两道 NaI 闪烁探测器监测切向与径向的硬 X 射线强度
软 X 射线	采用 35 道 Hamamatsu 系列探测器阵列
热辐射强度	采用 16 道 AXUV 光电二极管测量
锁模	鞍形线圈
温度	软 X 射线能谱
边界参数	静电探针

华中科技大学硕士学位论文

1.4 本文主要内容与结构

本论文的主要内容是初步开展了 J-TEXT 托卡马克装置上的 MHD 不稳定性磁扰动实验研究。建立和完善了 J-TEXT 装置上的磁探针诊断系统，初步统计与描述了 J-TEXT 装置磁扰动现象的特点，分析了不同放电条件下磁扰动的模式、扰动模数及频率随时间的演化特点、扰动的传播方向等，为 J-TEXT 装置 MHD 不稳定性的深入研究提供最基本的磁扰动特征以及相关的物理解释。

论文的第一章，介绍了核聚变研究、托卡马克装置以及托卡马克装置中磁扰动研究的现状，并且简单介绍了 J-TEXT 装置及其外加扰动场线圈系统。

第二章将介绍 MHD 不稳定性磁扰动的探测与分析，包括诊断手段磁探针的简要介绍、国内外托卡马克装置磁扰动的研究以及磁探针信号的分析方法等。

第三章介绍 J-TEXT 托卡马克装置上的磁探针系统，主要包括磁探针的设计、标定、安装、信号的采集、信号的处理与分析方法等。

第四章进行了 J-TEXT 磁探针系统的实验信号分析，对不同放电条件下的扰动模式、扰动模数及频率随时间的演化过程、扰动的传播方向等进行分析，初步给出 J-TEXT 装置磁扰动的基本特征。另外，还简要介绍了 J-TEXT 装置最近在进行的外加静态扰动场（SFX）对 MHD 不稳定性磁扰动的影响实验，主要介绍 SFX 对锁模影响的初步实验现象。

第五章是全文的总结以及对磁扰动实验研究的进一步展望。

华中科技大学硕士学位论文

2 MHD 不稳定性磁扰动的探测与分析

MHD 不稳定性会在等离子体的平衡位形中产生磁场扰动, 这种扰动一般被认为具有 $\tilde{B} = \tilde{B}_0 \exp[i(m\theta + n\phi + \omega t)]$ 的螺旋结构, 其中 m 、 n 、 ω 分别表示磁扰动的极向模数、环向模数以及扰动的角频率。磁扰动的探测与分析就是要通过一定的诊断手段探测到扰动信号并分析扰动的模式。

2.1 托卡马克装置中磁扰动的探测方法

基于磁扰动的结构特点, 利用布置在不同空间位置上的电磁感应式线圈就可以拾取到磁扰动信号。早期, S. V. Mirnov 等人在 T-3 装置上率先安装的磁探针以及得到的实验结果表明, 磁探针是探测磁扰动的有效诊断手段。Mirnov 探针作为观测和研究宏观 MHD 不稳定性及等离子体中电磁波振荡信号的常用方法, 在所有托卡马克装置, 乃至其他磁约束核聚变装置上都得到了广泛的应用^[23]。

磁探针由密绕的螺旋线圈组成, 测量原理为电磁感应定律:

$$\tilde{V} = -\frac{d\Phi}{dt} = -NS \frac{d\tilde{B}}{dt} \quad (2-1)$$

其中 Φ 是通过磁探针线圈的总磁通, N 为线圈的总匝数, S 为线圈的有效面积, \tilde{B} 为磁扰动的大小。

磁探针的结构非常简单, 制作方便, 成本较低, 而且对磁扰动非常敏感, 因此成为了 MHD 不稳定性研究与控制的基本诊断手段。磁探针的结构示意图一般如图 2-1 所示, 将导线沿着非磁性的骨架均匀绕制若干圈, 并且使各匝线圈之间相互绝缘, 为了尽量减少引线导致的杂散面积, 常用的绕制方法为双层绕制, 将导线的一端反绕至开始端, 最后将线圈的出线双绞以减小杂散面积。

华中科技大学硕士学位论文

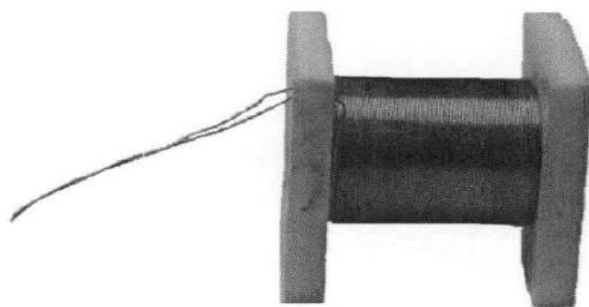


图 2-1 磁探针结构示意图

随时间变化的扰动磁场会在磁探针中感应电压信号,通过这个电压信号便可以得到磁扰动的相关信息。磁扰动一般都具有一定的规则的空间结构,因此在托卡马克装置的同一环向位置的极向截面上沿极向布置多个磁探针,就可以探测到一定极向模数的扰动结构;相应地,在同一极向角度的不同环向位置上布置一定数量的磁探针,就可以探测到 MHD 不稳定性磁扰动的环向模式。此外,根据探针拾获的信号的变化频率,可以得到相应扰动模式的扰动频率。MHD 磁扰动是由于沿等离子体电流方向的扰动电流的起伏而引起的,因此磁扰动往往是在极向方向,故磁探针的方向多是沿极向方向^[8]。

锁模是磁扰动的一种特殊现象。锁模指的是等离子体电流破裂前 MHD 不稳定性扰动的旋转频率逐渐变慢,最后停止旋转,模式被锁在一个或者几个环向位置上,锁模比较容易发生在低密度放电中^[24]。锁模破裂可发生在等离子体放电的任何阶段,且在大装置上更加容易触发,理论以及大量的实验结果表明,锁模与误差场有着相当大的关系^[34-36]。误差场引起的锁模严重限制了等离子体的运行区间,甚至会导致大破裂的发生,因此校正装置的误差场来减小锁模破裂的产生,对于扩展装置的运行区间是极其有意义的^[28]。尤其是对于 ITER 这样的大装置而言,误差场锁模将是一个极其严重的问题,因此必须严格控制外加磁场的安装精度,同时也必须测出装置的误差场,从而外加适合的线圈来产生相应的磁场来校正误差场。

锁模发生时,等离子体的径向磁场 B_r 会增大,因此可以在装置上安装鞍形线圈来测量径向磁场 B_r 。图 2-2 给出的是 ITER 装置设计的鞍形线圈,在 9 个不同环向位置的真空室内部器壁上设计安装鞍形线圈,其中每个环向位置上安装 8 个^[18]。

华中科技大学硕士学位论文

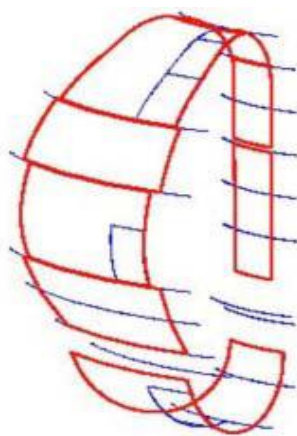


图 2-2 ITER 装置上设计的鞍形线圈

磁探针也是测量锁模现象的有效工具，可以通过信号频率的变化以及等离子体电流的变化来判断锁模的发生，并且可以通过模式分析，得出破裂前锁模的模数及其演化过程。

2.2 国内外托卡马克装置的磁探针系统

磁探针被广泛地应用于几乎所有托卡马克装置上，是托卡马克实验中观测与分析 MHD 不稳定性最基本且最重要的诊断手段之一。TFTR 装置真空室内安装了 20 个用于研究 MHD 行为的磁探针^[29]，JT-60U 装置在极向和环向位置分别安装了 22 和 11 个磁探针^[30]，JET 布置了 18 个极向探针和 8 个环向探针^[31]，DIII-D 安装了超过 75 个磁探针^[32]，ITER 装置将会安装 300 多个极向探针和 100 多个环向探针来研究 MHD 不稳定性^[33]。

ASDEX 装置上的磁扰动主要来源于等离子体电阻性撕裂模的旋转^[23,34]，并利用磁探针获取的信号进行了不同模式撕裂模之间的耦合研究^[34]。在 PDX 装置上中性束注入加热(NBI)实验中，Mirnov 探针获取了鱼骨模振荡信号，深入分析表明鱼骨模不稳定性主要来源于等离子体中的高能粒子驱动的内曲模不稳定性^[23,26]。LHD 装置中发现了高能离子驱动的阿尔芬本征模，TAE 模的振荡频率高达 100 kHz 以上^[23,27]，另外，实验也表明了来源于边界等离子体的内部交换模一般都会呈现出多谐频的振荡特征^[23,35]。

在等离子体为圆截面的传统托卡马克装置中，磁探针的极向阵列一般为沿着真空

华中科技大学硕士学位论文

室某一极向截面位置等间隔地均匀布置，环向阵列是在同一极向角度沿真空室大环方向均匀地布置，这种布置方式非常有助于磁扰动极向和环向模数的分析。很多圆截面托卡马克装置都是采用了这种均匀布置的布局方式，图 2-3 所示即为 TFTR 装置的一组极向磁探针阵列。

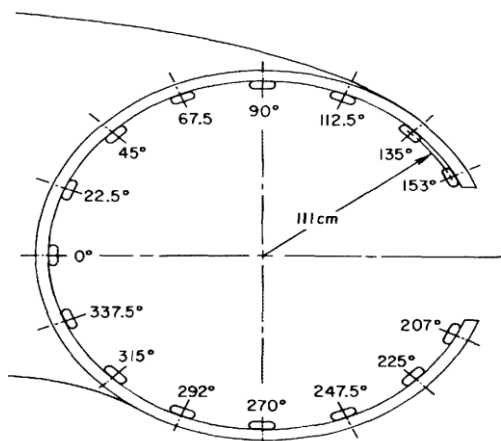


图 2-3 TFTR 装置极向磁探针示意图

目前很多托卡马克装置都是偏滤器位形，由于偏滤器的缘故，磁探针不可能沿着真空室极向截面简单地均匀布置，因此在偏滤器位形下，磁探针的布局会有所不同，而且磁扰动模式的分析也相对地复杂一些。图 2-4 和图 2-5 分别显示的是 EAST 装置和 DIII-D 装置的磁探针布局示意图。

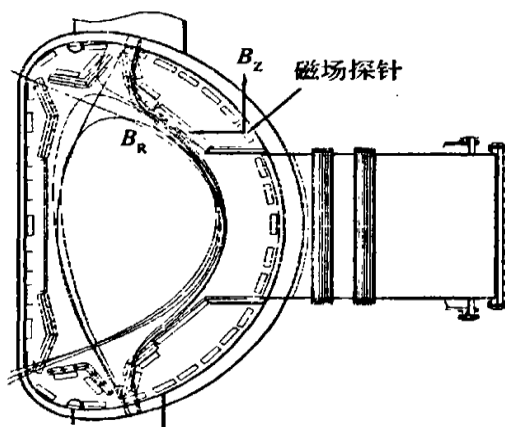


图 2-4 EAST 装置磁探针布局示意图

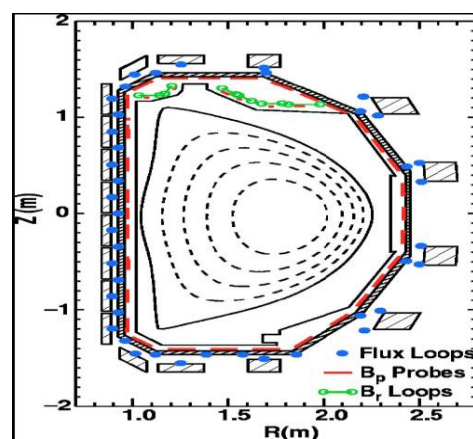


图 2-5 DIII-D 装置磁探针布局示意图

EAST 装置在真空室内截面上内、外靶板和内壁共安装了 38 个二维 (B_R 和 B_Z 方向) 磁探针，每个磁探针骨架都采用了烧结陶瓷，尺寸大小是 95 mm×88 mm×33mm， B_Z 和 B_R 方向上的幅频响应的截止频率分别是 147 kHz 和 130 kHz^[36]。

华中科技大学硕士学位论文

ASDEX-U 装置在真空室内壁上安装了 38 个 Mirnov 探针，用于探测 MHD 磁扰动及进行进一步的磁岛分析，极向探针的频率响应在 3db 带宽时可以达到 160 kHz，径向探针的频率响应在 2 db 带宽时可以达到 400 kHz^[8]。

ITER 装置也将会在不同的环向位置上安装多套频率响应不同的磁探针阵列组，其中每套线圈包含有最多达 40 个极向探针和 40 个法向探针组成的磁线圈组；用于一般 MHD 磁扰动 ($m \sim 9, n=2$) 分析的探针的频率响应为 10 kHz，用于快速 MHD 扰动分析 ($m \sim 9, n=9$) 的探针的频率响应为 200 kHz^[8]。

磁探针的布局大致上有圆截面和偏滤器位形两种不同的布置方式，但是由于各装置自身的特点，所采用的磁探针的结构会有所不同。以下将会介绍不同装置上的几种磁探针结构。

HT-7 装置的磁探针骨架采用烧结陶瓷，用漆包线双层绕制，通过螺钉压接的方式与引线进行连接，如图 2-6 所示。EAST 装置的磁探针却采用玻璃丝布套管绝缘的裸铜线进行绕制，其真空性能更好^[37]。

HL-1M 装置的 Mirnov 探针骨架采用 Al_2O_3 陶瓷烧结而成，并且安装在真空室外，为了提高线圈的绝缘性能，线圈整个被放置在一个陶瓷壳里，如图 2-7 所示；线圈采用聚酰亚胺漆包线绕制，与引线的链接部分采用螺钉压接，用不穿过线圈中心的不锈钢螺钉进行骨架的固定，以减少涡流对线圈频率响应的影响，线圈的设计频响可达到 50 kHz，但由于安装在真空室外，由于真空室壁的屏蔽作用，频率响应仅可以达到 20 kHz^[8]。

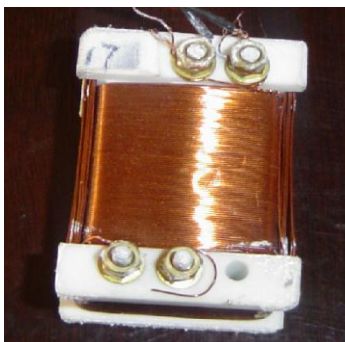


图 2-6 HT-7 装置磁探针结构示意图

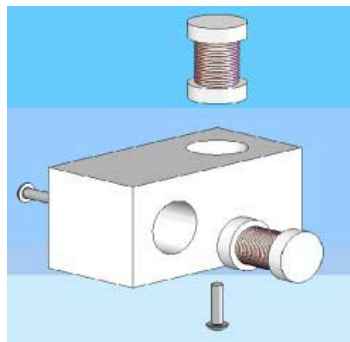


图 2-7 HL-1M 上的磁探针结构示意图

华中科技大学硕士学位论文

ASDEX-U 装置的极向磁探针的骨架采用了金属和陶瓷的混合结构，与绕线导线接触部分采用了刻了槽的玻璃陶瓷制作，并且用金属来支撑着两块陶瓷，频率响应可达 160 kHz，结构如图 2-8-1 所示；另外，测量快速信号的线圈采用了在绝缘基板上刻蚀铜线的 PCB 方法来制作，频率响应可达 400 kHz，如图 2-8-2 所示^[8]。

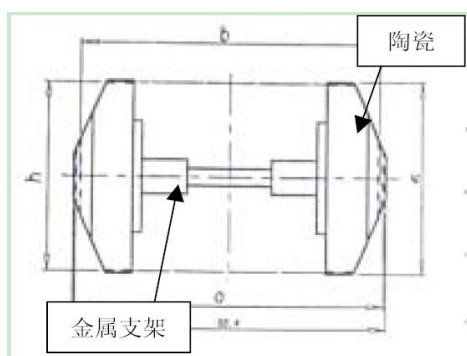


图 2-8-1 ASDEX-U 磁探针结构

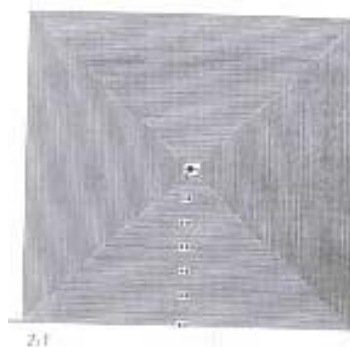


图 2-8-2 ASDEX-U 高频线圈结构

KSTAR 装置的 Mirnov 探针结构图如图 2-9 所示，为了保证探针绕线的均匀性，在探针的陶瓷骨架上刻有螺旋状的均匀槽，探针是用 $2 \times 3 \text{ mm}^2$ 的裸铜线在这种刻有槽的陶瓷块上双层绕制而成的，NS 值约为 $9.0 \times 10^{-3} \text{ m}^2$ ；经标定，当探针的引线为 5 m 长的 MgO 同轴电缆时，探针的频率响应约为 2 MHz 左右^[38]。

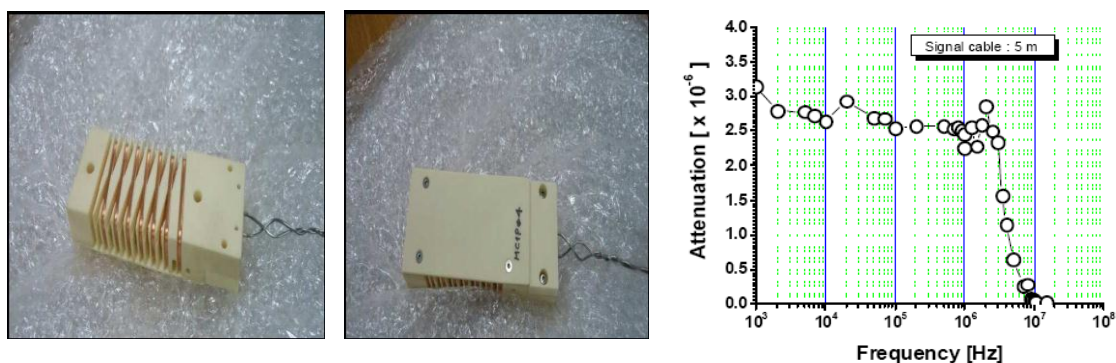


图 2-9 KSATAR 磁探针结构及其频率响应图

ITER 装置设计的磁探针结构为用 0.5 mm 的矿物绝缘电缆在不锈钢骨架上绕制两层而成，外边再装上一个保护用的盖子，线圈的尺寸为 66 mm×30 mm×25 mm，NS 值约为 0.03 m^2 ，频率响应设计为 200 kHz，最高耐温为 600 ℃，ITER 装置的磁探针布局图如图 2-10 所示^[39]。

华中科技大学硕士学位论文

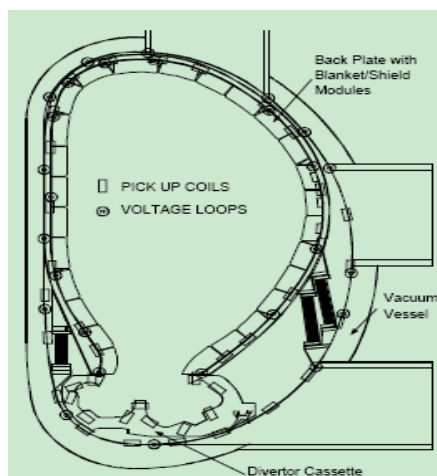


图 2-10 ITER 装置的磁探针布局图

不同的装置，其装置结构和等离子体 MHD 不稳定性磁扰动的特点都不相同，必须根据装置自身特点，进行针对性的设计，并且根据装置结构特点，布局也要进行专门性的安排，才能设计出符合各自装置用的磁探针系统。

2.3 磁扰动信号的分析方法

磁扰动模式的分析方法主要有直接观察法（相位比对法）、傅里叶分析法、相关分析法和奇异值分解（SVD 分解法）等。

2.3.1 直接观察法（相位比对法）

磁扰动的空间结构（模数）主要反映在不同空间位置探针测量到的信号的相位关系上^[40]，因此在单种扰动模式存在的情况下，可以直接通过观察信号的相位关系而得到扰动的模数。

假设等离子体中只存在着单一不稳定性模式 m/n ，结构形式为 $\tilde{f} = f_{nm}(t)e^{i(m\theta+n\phi)}$ ，此种情况下，磁探针的各道信号应该呈现出规则的正弦或者余弦形状（标准的 Mirnov 振荡形状）；以极向扰动模数 m 的分析为例，取同一环向位置的一组探针阵列拾取的信号，则它们的相位差为 $\Delta\phi_{ij}=m(\theta_j-\theta_i)$ ，其中 θ 为探针测量位置的极向角，则扰动的极向模数为 $m=\Delta\phi_{ij}/(\theta_j-\theta_i)$ ，通过对几个不同极向位置探针信号的相位关系进行比

华中科技大学硕士学位论文

较即可给出扰动模式的极向模数 m ;同理,扰动的环向模数 n 的确定也一样,只需比较几个极向位置相同的不同环向位置的探针信号的相位关系,亦能够得到环向模数 $n = \Delta\varphi_{ij} / (\varphi_j - \varphi_i)^{[40,41]}$ 。

图 2-11 给出的是 HL-1M 装置上的磁扰动信号,由上至下分别表示的是 16 个磁探针各相邻的探针间所探测到的信号,从第一道信号的某个相位点(图中幅值为零的点)垂直画一直线(同时刻点),观察在最后一道信号上(360°)时相位经过了几个变化的周期,即可确定此时磁扰动的极向模数 m ,图中经过了三个周期,因此 $m=3$;

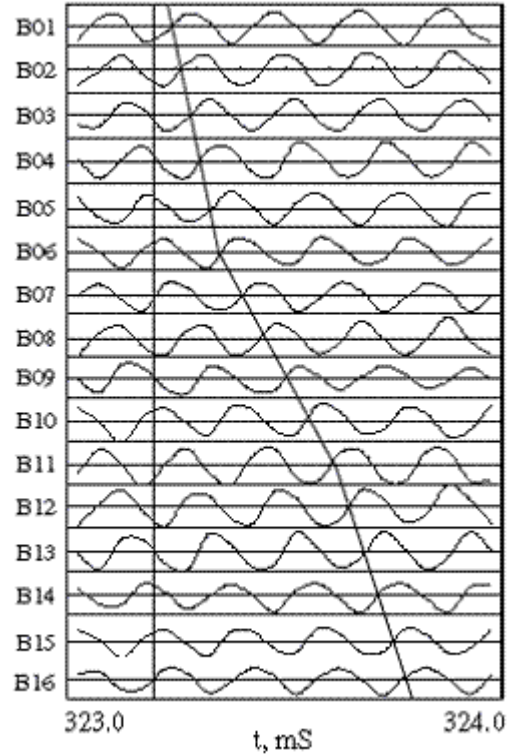


图 2-11 HL-1M 上的磁扰动信号

若经过第一道的此相位点,沿各信号的同相位点(幅值为零的点)画一条折线,若假定扰动频率无变化,则在最后一道信号上这两条线之间扰动的周期数,也就是此时磁扰动的极向模数;对于圆截面等离子体,这条折线近似地为一 条直线,而为折线的原因,主要是由于托卡马克等离子体的 Shafranov 位移的影响^[8]。利用后一种方法不仅可以得到模数,还可以判断出模式的传播方向(模的旋转方向),根据图 2-11 所示,可以看出 HL-1M 装置此时 $m=3$ 的模是沿着第一道传播到第二道的,再根据磁探针的布局,可以得到此时模是从弱场侧顺时针方向传播到强场侧的。根据大量数据统计,发现 HL-1M 装置上 $m=2$ 的磁扰动总是沿电子逆磁漂移方向传播,而 $m=3$ 磁扰动则根据放电条件的不同(尤其是等离子体电流方向或者纵场方向不同)时而沿电子逆磁漂移方向传播,时而又沿离子逆磁漂移方向传播^[42]。

这种直接观察相位法非常直观,很容易就可得到扰动的模数,但是只适用于单一不稳定性模式,若是存在多种模式或者模式耦合的情况时,此方法并不适用,很难观察到模数。

华中科技大学硕士学位论文

2.3.2 傅里叶分析法

尽管直接观察法很直观与方便,可是真实的等离子体中还可能存在着多种模式甚至是模式耦合的情况,此时的扰动信号就不是简单的规则的正余弦形状了,很难通过直接的相位观察得到模数。当等离子体中存在不同的扰动模式时,各种模式的扰动频率一般是不相同的,因而可以通过空间傅里叶分析,得到各不同道 Mirnov 探针信号之间的互功率谱,继而得到不同扰动频率上的相位关系,得到不同频率所对应的模数。

图 2-12 给出的是 HT-7 装置上利用傅里叶分析法的分析结果,左图显示了功率谱随时间的演化,可以看到几种不同频率的 MHD 行为,而且这些不同频率模的模数是不同的,例如,在 200 ms-650 ms 之间有一个频率为 7 kHz 左右的模同时伴随着一个较弱的 15 kHz 左右的高频模,从右图可以看出,它们分别是 $m=2$ 和 $m=3$ 的模,右图还反映了模数随时间的演化^[40]。

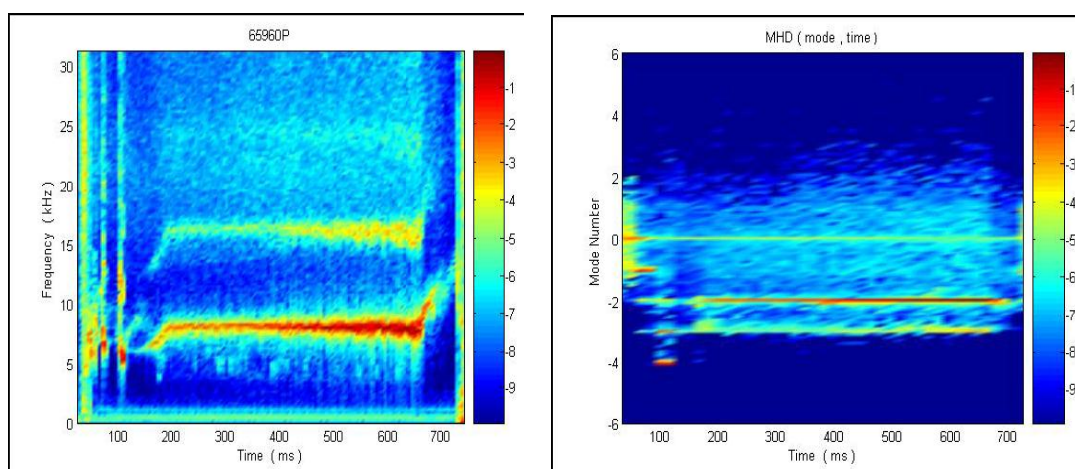


图 2-12 HT-7 装置利用傅里叶分析法得到的互功率谱随时间的变化图(时频图)与所有频段不同模数的强度随时间的演化

傅里叶分析法的主要关键在于信号频率随着时间的变化分析,时频分析的方法很多,比较常用的有短时傅里叶分析法和小波分析法。

傅里叶分析法是托卡马克实验中用来分析 MHD 不稳定性磁扰动模数的常用方法之一,实时性比较好。但是,傅里叶分析法也有一定的应用极限,首先,托卡马克的环向效应会使得 MHD 不稳定性磁扰动的空间分布不均匀,因而会引起扰动模数分析的误差,且傅立叶分析法要求磁探针均匀分布,其环向效应是不容易被补偿的;其次,由

华中科技大学硕士学位论文

于真空室空间位置的局限性,磁探针的数量是有限的,采样点的有限性会给分析带来误差;再次,傅立叶分析法无法进行扰动信号的频率分析以及分辨磁扰动模式的传播方向^[8,23]。

2.3.3 相关分析法

相关分析法也可以进行单一模、多模以及耦合模情况下的模数分析。相关分析法主要是算出信号间的自功率谱、互功率谱,互相关谱与相位谱,然后再通过一定的拟合优化算法得出模数。

TFTR 装置就采用相关分析法分析了磁扰动的高阶独立模数($m \geq 4$)及频率相同的($m=3,4$)耦合模^[43]。HL-2A 装置也采用过相关分析法对磁扰动信号进行模数分析,图 2-13 所示为 HL-2A 装置上的分析结果^[5]。

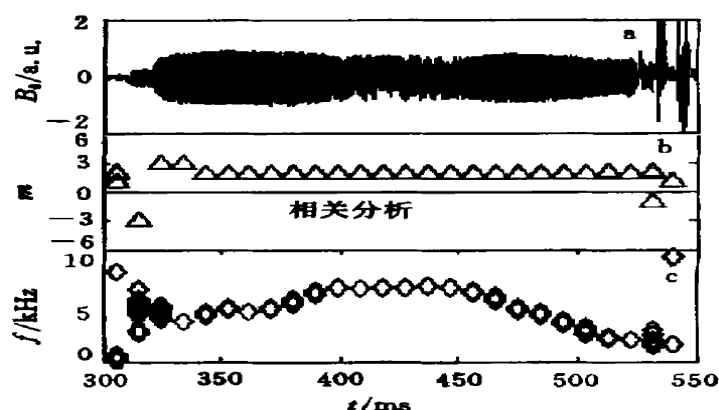


图 2-13 HL-2A 装置利用相关分析法进行耦合模出现情况下的模数分析结果

相关分析法的优点在于不要求磁探针一定要均匀分布,但此分析方法要求信号具有非常高的采集频率,并且实时性和时间分辨率比较差。

2.3.4 奇异值分解法 (SVD 分解法)

傅里叶分析法和相关分析法都可以分析多种模式下的模数,但是当模的频率发生改变时,很可能会引起误差,特别是模式耦合时,各种模式的频率相等,就很难将各种模式区分与辨别^[11]。由于托卡马克环向效应和等离子体的位形影响,特别是在高 β 情况下多种模式耦合时,磁扰动模数的分析就会更加地复杂^[3,44,45]。

华中科技大学硕士学位论文

目前比较受到关注的方法是奇异值分解法（Singular Value Decomposition）^[44-46]，跟其它分析方法不同，SVD 不仅考虑不同信号的时间相关性，而且同时考虑模式的空间相关性，借助其双正交的优点，很容易地将不同的扰动模式区分开来，因而得到越来越广的应用^[40,44]。

SVD 又称为双正交分解，其数学方法与理论在很多矩阵论书籍里可以找到，Broomhead 和 King^[46]等人开创了 SVD 用于等离子体磁扰动分析的理论研究先河。SVD 应用于磁扰动模式分析的原理为：将各个位置 Mirnov 探针上所拾取的时间序列扰动信号构成的时间和空间的两维矩阵分解成时间上和空间上都相互正交的几个矩阵的积，因为各种不同的 MHD 扰动模式都是相互正交的，通过双正交分解，就能将不同模式分解开来，同时也将同一种模式的时间结构与空间结构分解开了^[3,16,40,41,44]。

所要分析的信号矩阵 X 为 $N \times M$ 阶，即由 M 道信号 N 个时刻数据点组成，即一般情况下矩阵的行代表的是时间，列代表的是信道^[48]。SVD 分解可表述为：

$$X_{N \times M} = U_{N \times M} S_{M \times M} V_{M \times M}^T \quad (N \geq M) \quad (2-1)$$

式中 X 为由 M 道探针信号 N 个采样时刻点的测量值所构成的矩阵； U 和 V 分别代表的是经过 SVD 分解后所得到的时间本征函数和空间本征函数； S 为奇异值矩阵，为各阶模式依次从大至小的权重分布。

SVD 分解法的优势在于能将模式的空间结构从信号中分解出来，从而简化了分析。可以很清晰地看出，矩阵 U 表征了模式的时间演化， V 则表示了模的空间结构，奇异值的平方表示了所对应模式在总的扰动模式中的能量比重，从而很容易就得出各种模式的占比。从奇异值分解的数学含义上看， S 矩阵中的第一个奇异值是权重最大的，其与相应的时间和空间本征函数的乘积所对应的是原信号中最主要的组成部分，依此类推；对应到 MHD 磁扰动的模式分析上，最大奇异值所对应的本征模式即为等离子体中最重要的不稳定性模式，依此类推；经 SVD 分解后的前几阶就反映了等离子体中最重要的几种 MHD 不稳定性扰动模式，并且，时间本征函数所反映的是相应模式的时间演化，空间本征函数反映的是相应模式的空间结构（即模数）^[3,16,40,41,44]。在磁扰动模式分析中，一般关注的是扰动的主要模式，SVD 分解法正好可以表征模式的占比，很方便获得扰动主要模式的时间演化过程与空间模数结构。

由于 SVD 可以分析空间分布的时间序列信号，因此可以方便地应用于等离子体

华中科技大学硕士学位论文

MHD 不稳定性分析中，除了磁探针信号分析外，SVD 也可以应用于其他 MHD 不稳定性分析的诊断中，如 ECE 与软 X 射线分析中。图 2-13 将给出 HT-7 托卡马克装置上利用 SVD 分解法分析磁探针信号所得到的结果^[40]。其中图(a)为 Mirnov 探针的原始信号，图 (b) 为分解的各阶模式的权重分布，图(c)分别显示了前六阶对应的时间本征函数，反映了不同阶上的模式的时间演化行为，图(d)分别显示了前六阶对应的空间本征函数,也即反映了扰动的模数。从图 (d) 中可看出分解的前两阶所对应的是 $m=2$ ，此两阶分别表示的是 $m=2$ 模的正弦与余弦分量，出现在头两阶上说明 $m=2$ 的模是此时最主要的模式；第四阶和第五阶对应的是 $m=3$ 的模式，并且从其时间演化来看，其在 $m=2$ 模出现之前和之后较强，在 $m=2$ 的幅值最大时， $m=3$ 模的幅值减小；第三阶和第六阶的空间本征函数有些许“奇怪”，第三阶并没有反相，因此为 $m=0$ ，对应的可能是干扰，尽管第六阶看上去是 $m=1$ ，但它有可能是一种环内外侧不对称的干扰信号，这一点也可从图(c)上看出来^[40]。

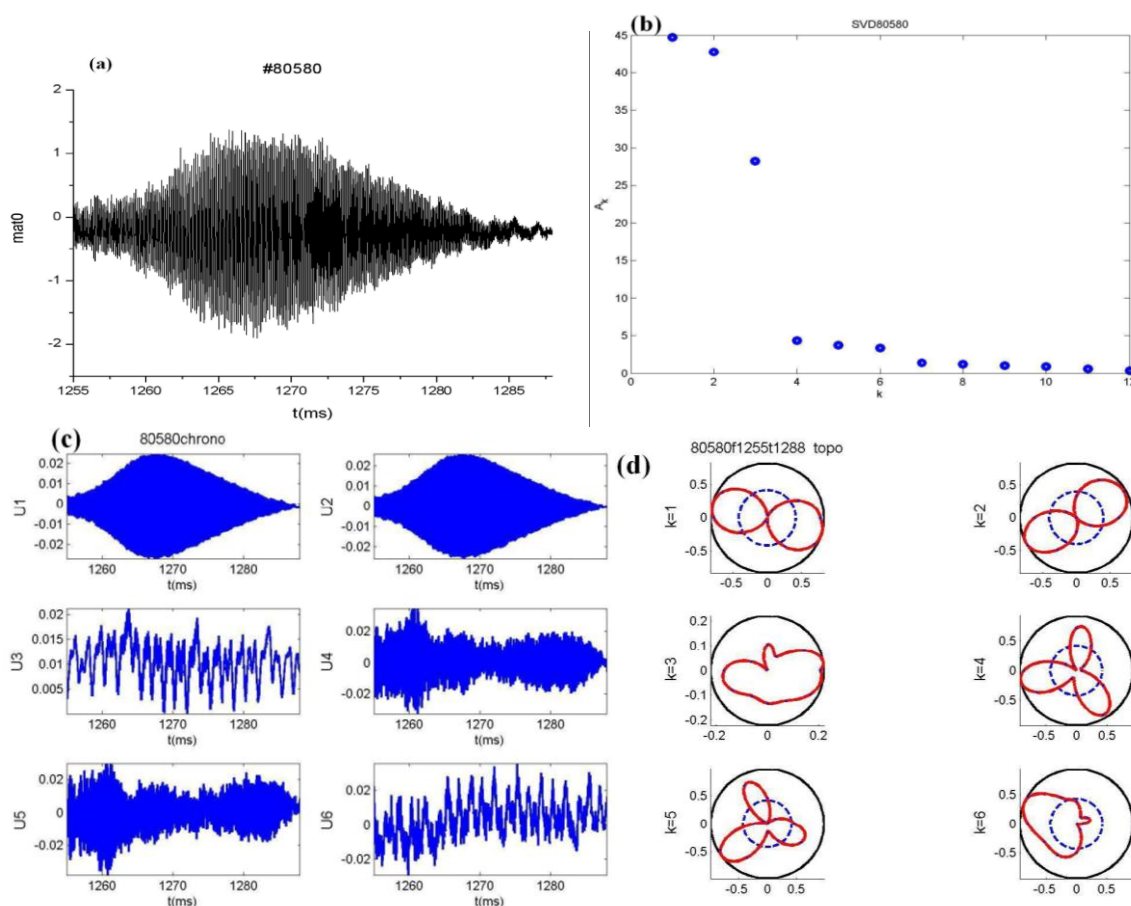


图2-14 HT-7利用磁探针信号作SVD分解的结果

华中科技大学硕士学位论文

2.4 本章小结

本章主要介绍了用于 MHD 不稳定性磁扰动探测的磁探针，给出了比较典型的托卡马克装置上的磁探针结构与布置方式；并介绍了几种用于磁扰动信号分析的方法，如直接观察法、傅里叶分析法、相关分析法与奇异值分解法（SVD）。直接观察法只适用于单一模式的磁扰动信号分析；傅里叶分析法实时性较好，但要求磁探针均匀分布；相关分析法可以进行多种模式耦合的分析，但实时性和时间分辨率比较差；SVD 分解法同时考虑了时间和空间的相关性，不要求磁探针一定要均匀分布，且能够进行单一模式、多模、耦合模式的分析，因此被广泛地应用于磁探针模式分析。

3 J-TEXT 托卡马克装置磁探针系统

J-TEXT 装置的真空室内安装有极向磁探针阵列和环向磁探针阵列各一组，如图 3-1 所示。

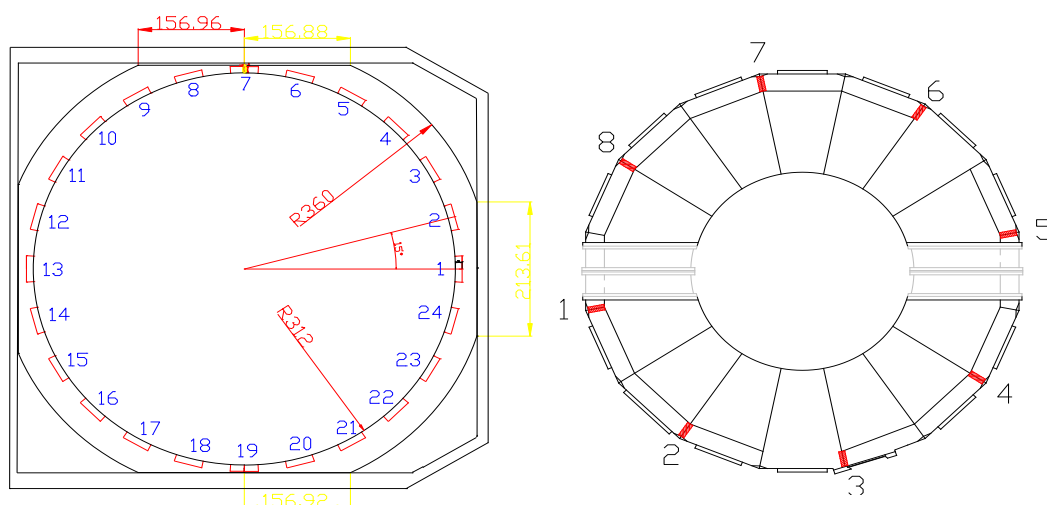


图 3-1 J-TEXT 装置极向磁探针与环向探针阵列布局示意图

在目前欧姆加热条件下，J-TEXT 装置等离子体中存在的不稳定性模式的模数一般不会太高($m \leq 10$, $n \leq 3$)，因此在真空室内部均匀布置 24 个极向磁探针、在真空室内壁上安装 8 个环向磁探针已经能够满足目前的实验要求，理论上可以测量 $m \leq 12$ 、 $n \leq 4$ 的模式。由于 J-TEXT 是个圆截面托卡马克，并且考虑到分析的便利性，所设计的磁探针都是均匀分布的；对于极向磁探针阵列，每相邻探针的极向间隔角度为 15° ，环向探针的环向间隔角度为 45° 。极向探针系统的中心位于 $r=312$ mm 处。

3.1 J-TEXT 装置 Mirnov 探针的参数设计

J-TEXT 装置的 Mirnov 探针的结构都为两维，每一个探针上都含有了一个测量扰动磁场极向分量 B_θ 的线圈和一个测量磁场径向分量 B_r 的线圈。

根据 J-TEXT 装置的放电参数以及真空室空间尺寸，假设等离子体为线电流分布，

华中科技大学硕士学位论文

并且线圈所测量的磁场以等离子体电流所产生的磁场主，则线圈两端的输出电压为：

$$V = -\frac{d\Phi}{dt} = -S \cdot \frac{dB_\theta}{dt} = -S \cdot \frac{\mu_0}{2\pi r} \cdot \frac{dI_p}{dt} \quad (3-1)$$

其中，S 为线圈的有效截面积，r 为线圈与等离子体中心的距离，取 r =300 mm，在 J-TEXT 的典型的放电时，电流上升率为 $dI_p/dt=6.0 \text{ MA/s}$ ，则线圈上感应的信号大小为：

$$V = 4 \cdot S \quad (3-2)$$

考虑线圈测量时的灵敏度，一般情况下，Mirnov 扰动的极向幅值大约为平衡极向场的 0.1%~2.0%，即 $\tilde{B}_\theta / B_{\theta 0} \approx 0.1\% \sim 2.0\%$ ，扰动频率一般为： $f = \frac{\omega}{2\pi} = 1.0 \sim 30.0 \text{ kHz}$ ，再考虑等离子体电流为 100 kA 到 300 kA 的放电条件，则线圈的输出电压为：

$$\tilde{V} = (0.1\% \sim 2.0\%) \cdot S \cdot \frac{\mu_0}{2\pi r} \cdot \frac{I_p \cdot d \cos(\omega t)}{dt} \quad (3-3)$$

可得极向扰动幅值中等 ($\tilde{B}_\theta / B_{\theta 0} \approx 0.5\%$)，频率为 $f = 10 \text{ kHz}$ 的典型情况下：当 I_p 为 300 kA 时，线圈所测的电压 $\tilde{V} = 62.8 \cdot S$ ；当 I_p 为 100 kA 时，线圈输出电压 $\tilde{V} = 21 \cdot S$ 。

综上所述，线圈的有效截面积选择为 $S=500 \text{ cm}^2$ 时线圈的输出电压大小较为适宜，在此 S 下当等离子体电流 I_p 的变化率取 6.0 MA/s 时，探针的极向线圈的输出信号大小为 0.2 V，并且考虑扰动的频率为 $f=10 \text{ kHz}$ 、扰动的幅度约为平衡磁场的 0.5% 时，极向线圈的输出电压大小约为 3 V 左右，输出电压幅值大小比较符合 J-TEXT 数据采集系统对输入信号幅值的要求。

对于径向线圈 B_r ，当 B_r 线圈的 NS 值与 B_θ 线圈的 NS 值相同时，径向 B_r 线圈的输出电压约 B_θ 线圈输出电压的二分之一，因此为了得到合适的输出信号大小，可将 B_r 线圈的有效截面积选为 1000 cm^2 。

为了使所涉及的磁探针满足实验观测的需要，在参数设计时一般要考虑探针的频率响应、信噪比和空间分辨率等因素。一般撕裂模的扰动频率为 0~10 kHz，因此 Mirnov 探针的频率响应越高越好，最好能达到 100 kHz 以上，探针的分布电路参数是影响频率响应的最主要因素，为了提高频率响应，应尽量减小探针的电感，也就是尽量减少线圈

华中科技大学硕士学位论文

的匝数；但是，为了提高 Mirnov 探针的测量灵敏度，以尽量地提高信噪比，应尽量使探针的 NS 值越大越好，也即增加探针的截面积或者是增加线圈的匝数；另一方面为尽量使磁探针的空间分辨率越高越好且对周围的诊断或者设备不产生影响，也即要求磁探针的尺寸尽量小。由此可见，以上所阐述的满足因素以及要求间是相互对立、相互约束与相互矛盾的，只能根据装置的尺寸以及实验的要求折衷考虑，选取比较适合的探针参数。

由以上因素以及估算出的 NS 值综合考虑，J-TEXT 装置的 Mirnov 探针极向线圈采用直径为 38 mm 的聚酰亚胺漆包线绕制 132 圈而成，NS 值设计为 470 cm^2 ；径向线圈的匝数为 76 匝，NS 值为 710 cm^2 。

根据计算出的探针尺寸，再设计探针的绕制骨架，由于探针安装在真空室内部，因此必须采用真空性能好、放气率小，并且耐高温的材料，J-TEXT 装置的磁探针骨架采用烧结陶瓷，尺寸大小为 $50 \text{ mm} \times 36 \text{ mm} \times 22 \text{ mm}$ ，探针骨架的结构尺寸如图 3-2 所示。图 3-3 给出的是制作完毕后的探针实物图。

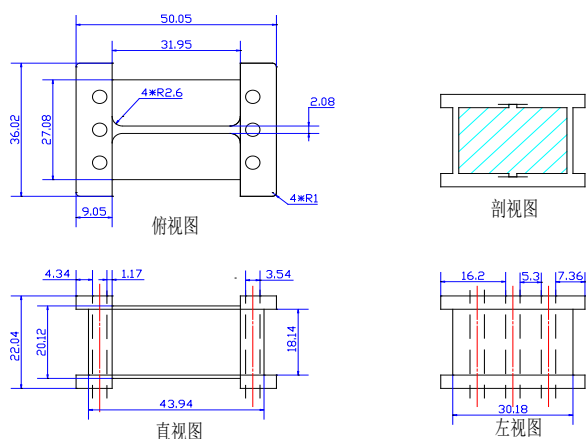


图 3-2 J-TEXT 磁探针骨架尺寸图

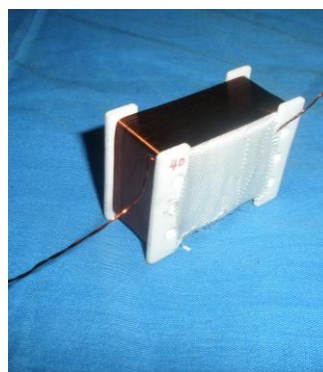


图 3-3 J-TEXT 磁探针实物图

3.2 J-TEXT 装置 Mirnov 探针的标定

匝面积 NS 值不仅关系着探针的尺寸，最重要的是影响着探针的频率响应，因此必须精确地知道 NS，这就需要对 NS 值进行比较精确的标定。标定的方法主要有以

华中科技大学硕士学位论文

下几种^[48,49]：(1) 直接对线圈的几何尺寸进行测量，此方法最简单，但对小尺寸的探针来说，几何尺寸很不容易准确地测定，而且线圈引线等所引入的杂散面积在 NS 总所占的比例可能较大且难于测量，因而，这种方法会引入很大的测量误差。(2) 将待标定的磁探针和一个尺寸已知 NS 已经过精确标定的线圈（或标准线圈）放于同一脉冲磁场中，比较两者的输出感应电压大小，其优点为无需知道标定磁场 B 的大小。此方法又称为二次标定法。(3) 将待标定的磁探针置于一个强度已知的脉冲磁场中，测量其输出电压的大小。这种方法可以标定整个探针系统，包括探针的时间常数与系统的频率响应。这个已知的磁场由亥姆霍兹线圈产生。亥姆霍兹线圈标定法是常用的标定方法。

J-TEXT 装置所设计的磁探针采用了二次标定法，其标定工作是在中科院等离子体物理研究所的长螺线管磁探针标定系统上完成的。该长螺线管系统如图 3-4 所示，参数见表 3-1，螺线管的长度远大于它的直径，因此其中心区域的磁场被认为是均匀的。

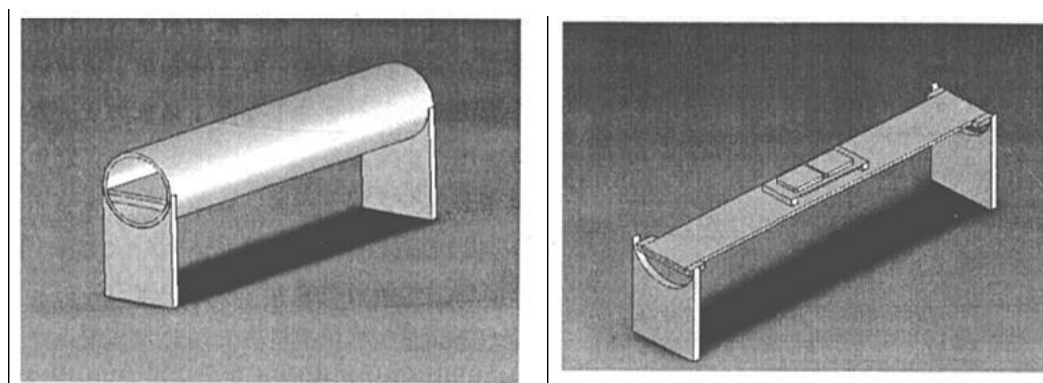


图 3-4 长螺线管及磁探针在长螺线管中的安装位置示意图

表 3-1 长螺线管参数

导体尺寸	线圈匝数	线圈内径	线圈高度	线圈阻抗
2×7 mm	124×2=248	200 mm	1000 mm	0.88 Ω

选择高精度的交流变频电源给长螺线管供电，电源的输出电压可调，电源频率在 40~60Hz 内可调，通 50A 的电流，此时有效感应面积为 $0.2\sim 0.3\text{ m}^2$ 的磁探针能够感应出 400 mV 左右的感应电压^[6]。标定系统如图 3-5 所示，在螺旋管中心区域设计安装

华中科技大学硕士学位论文

了一个基准测量探针和一个被标定探针，直接通过两者输出信号的比较即可获得被标定探针与基准探针 NS 值的比例关系，从而得出被标定探针的 NS 值，具体标定结果见附录 A。

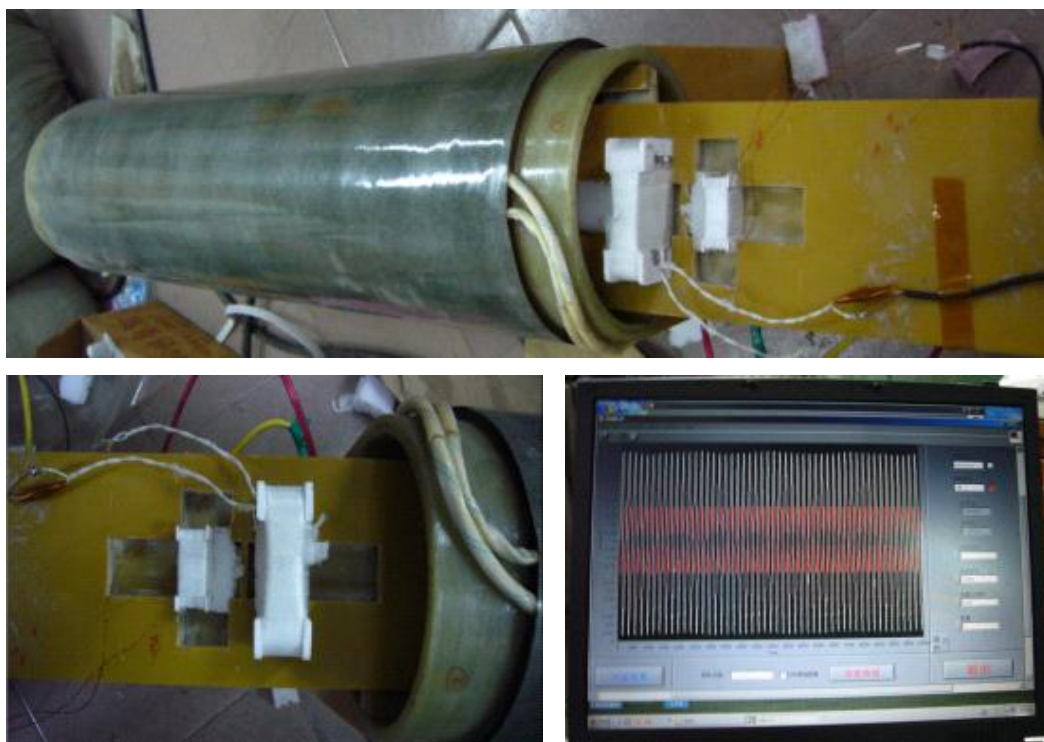


图 3-5 磁探针标定系统及其输出信号

图 3-6 为附录 A 的标定结果的统计图，横坐标为磁探针的标号（制作了 60 个探针），纵坐标为标定的 NS 值（单位为 m^2 ）；其中发现法向探针 35# 的 NS 值异常，舍弃之。经过标定后，极向探针的 NS 值几乎为设计值 470 cm^2 ，径向几乎为 710 cm^2 。

除了 NS 值的标定外，探针的频率响应标定也是极其重要的，探针只有足够的频率响应，才能反映磁扰动的变化。J-TEXT 装置的 Mirnov 探针安装在真空室内，引出线是由下颈管引出到法兰的穿墙插座上，再由穿墙插座经双绞线引至数据采集系统的采集卡上。探针的频率响应跟其电阻、电感、分布电容的大小以及引线的电路参数有关，其等效电路模型如图 3-7 所示。其中， L_p 为 Mirnov 探针的自感， R_p 为线圈电阻， R_w 为引出线电阻， L_w 为引出线的分布电感； C_w 为分布电容；A、B 两端接数据采集系统（数采通道的输入电阻一般默认为无穷大）。

华中科技大学硕士学位论文

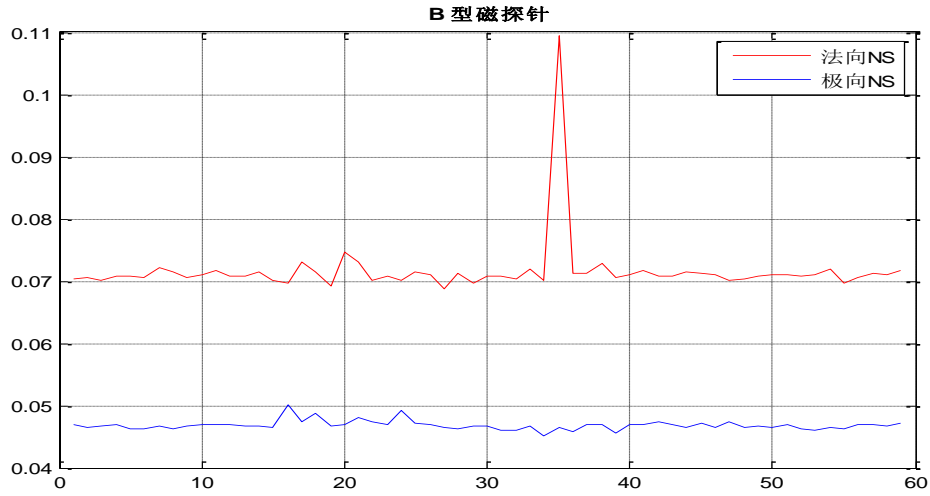


图 3-6 J-TEXT 装置 Mirnov 探针的标定结果

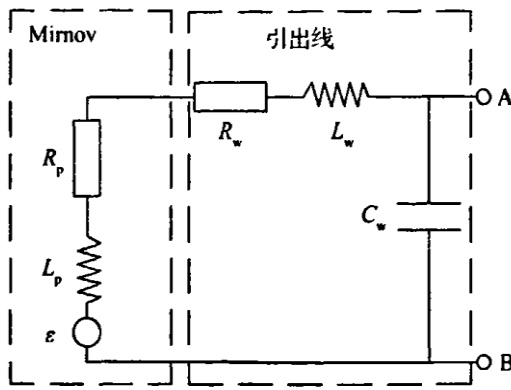


图 3-7 磁探针及其引出线的等效电路

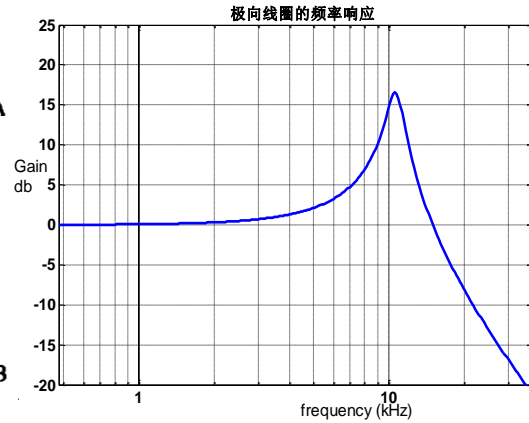


图 3-8 极向线圈的频率响应

由图 3-7 的等效电路可以得到，Mirnov 线圈的频率响应传递函数为^[36]：

$$G(s) = \frac{u_{AB}}{u_C} = \frac{1}{s^2 C_w (L_p + L_w) + s C_w (R_p + R_w) + 1} \quad (3-4)$$

根据探针的设计参数以及引出线的长度（百通 8761 双绞电缆，15 米），可以得出 B_θ 线圈的频率响应传函分别为：

$$G_\theta(s) = \frac{1}{2.23 \times 10^{-10} s^2 + 2.227 \times 10^{-6} s + 1} \quad (3-5)$$

图 3-8 给出的是考虑了探针引出线后的频率响应，尽管设计的探针响应为 50 kHz，但由于引出线比较长，分布电容和电感的影响，实际应用时极向线圈和径向线圈的截止频率分别为 11.5 kHz 和 11 kHz，对于 J-TEXT 装置目前的实验是满足要求的。

3.3 J-TEXT 装置 Mirnov 探针的安装

J-TEXT 装置的 Mirnov 探针安装布局如图 3-9 所示。探针安置在按照探针尺寸开槽的不锈钢圆形骨架上，支撑骨架半径为 312 mm，在骨架圆周上，均匀布置了 24 个二维 Mirnov 磁探针。为了保护探针不受到等离子体的直接轰击，探针支撑骨架外还配有不锈钢盖子。另外，不锈钢支撑骨架上感应的涡流会影响探针的频率响应，因此骨架不能是一个整体，而是将骨架分成两半，两半之间是相互绝缘的，如此的结构也利于安装工作。

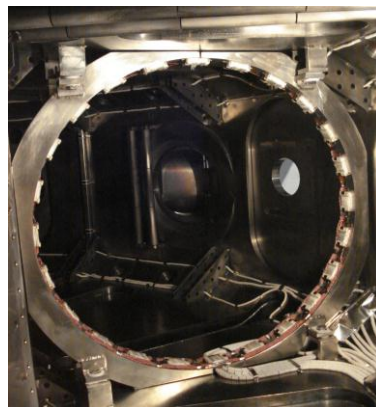


图 3-9 J-TEXT 磁探针安装布局图

探针的安装角度偏差会对测量精度产生很大的影响，为了保证探针的测量精度，必须严格控制安装角度误差，大多数装置都采用了比较精确的光学定位系统来对探针的安装位置进行定位。磁探针系统的安装步骤一般如下^[16,50]：

- (1) 在真空室强场侧的直线段经环结构上划定探针骨架的安装位置，以此位置作为基准安装已经精确加工的模板来确定每个 Mirnov 探针的安装位置；
- (2) 各个 Mirnov 探针被不锈钢托槽固定，探针的不锈钢支撑骨架厚 8 mm，探针被固定在深 3 mm 的槽里，不锈钢骨架两端开有用于精确定位的定位销孔；
- (3) 在经模板精确定位的支撑块上，用销钉将钢板和探针一起固定。

J-TEXT 装置原有磁探针系统的探针出线是沿着探针安装表面固定，在真空室内的引线段套上陶瓷碗，再经下颈管经穿墙插座引至真空室外。由于保护盖板与探针及骨架之间的空间间隙很小，盖板几乎贴着探针的引线，若等离子体恰好打到盖板上，由于热量的传递，探针在支撑骨架上的引线绝缘很容易就被破坏，严重时会造成短路。在 2011 年秋季实验前，由于放电过程中时有等离子体位移控制不当的情况发生，大破裂时等离子体刚好打到磁探针骨架的几率比较大，由于热量的沉积，造成了探针引线绝缘的破坏以及探针的短路，影响了信号的探测，此种情况发生过多，因此必须改变原有的引线走线方式。

华中科技大学硕士学位论文

2011 年 8 月，对原有的引线方式进行了改造。新的走线方式为：在支撑骨架的背后（相对于探针安装的面，即靠近真空室壁的面）开槽，将探针的引线直接穿透到骨架的背后并固定在槽里，沿着背后的槽引至骨架的出线口，再套上陶瓷碗引至下颈管的穿墙插座上。这种引线方式避免了盖板与引线的接触，即使等离子体直接轰击到盖板，也不至于引线绝缘收到高热量的烧毁；骨架背面的引线也会受到剩余热量的热沉积，但是相比于原有的走线方式，新方式引线受到的热沉积要小得多，引线方式改造后的探针系统现在运行正常。

3.4 J-TEXT 装置 Mirnov 探针信号的采集与分析方法

从 Mirnov 探针是拾取的信号，引出真空室后，经 15 m 长的信号线引至数据采集系统进行数据采集，由于托卡马克装置周围的电磁环境比较复杂，因此信号线采用屏蔽双绞线，以防拾取空间中的变化磁场而对原有信号造成干扰。另外，为了防止信号在传输线中的折反射，也应该在采集通道的电路上进行一定的阻抗匹配。

目前欧姆加热条件下，J-TEXT 装置所能观测到的宏观 MHD 磁扰动的频率多为 1~20 kHz，根据采样定律，选择采集频率为 250 kHz 的数据采集通道能够满足实验的要求。目前 J-TEXT 装置极向和环向 Mirnov 探针阵列的数据采样频率都为 250 kHz。

探针信号幅值过大的情况时有发生，原因很多，可能是等离子体的形状和位置，或者等离子体外侧的气球效应所引起，幅值过大时，会引起 SVD 分解时特征矩阵的混乱^[31]。因此在数据分析前必须先对采集的信号进行去偏置以及幅值大小的归一化，一般将信号幅值归一化在 -0.5V~0.5V 之间。

基于 SVD 分解法在扰动模式分析上的优点，我们将主要利用其来分析 J-TEXT 放电实验中磁扰动的模数以及频率特点，此外，在单一模式情况下，也会利用直接观察法的结果跟 SVD 的分析结果做比对。一般情况下，由于环向探针具有均匀分布性，因此可以直接利用傅里叶分析法或者相关分析法来进行环向模数 n 的分析，很多装置都是仅将 SVD 利用于极向模数 m 的分析，而环向模数的分析则利用空间傅里叶分析

华中科技大学硕士学位论文

法。其实，SVD 分析法一样可以应用于环向模数 n 的分解，本文的实验分析不同之处在于同时利用 SVD 来分析环向模数 n 与极向模数 m 。

某一炮放电结束后，数据采集系统会将采集到的实验数据自动存储在数据库里，利用信号分析程序与数据库的接口即可将数据读取并进行相关的 SVD 分析。J-TEXT 装置 Mirnov 信号的处理与分析流程如图 3-10 所示。

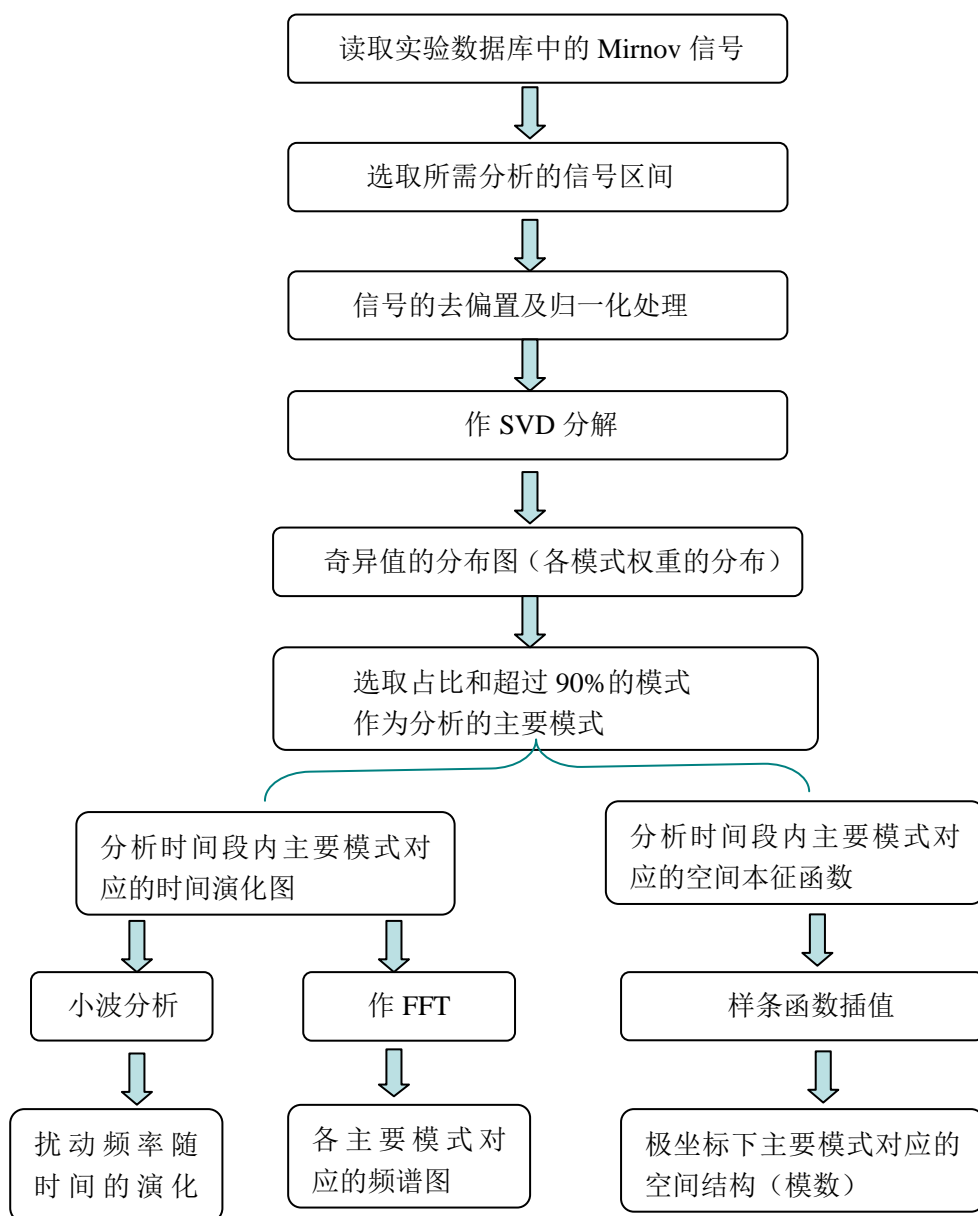


图 3-10 J-TEXT 装置 Mirnov 信号处理与分析流程图

华 中 科 技 大 学 硕 士 学 位 论 文

3.5 本章小结

根据 J-TEXT 装置的特点以及实验诊断的需求,在真空室内布置了由 24 个极向 Mirnov 探针和由 8 个环向 Mirnov 探针组成的磁探针阵列。根据安装空间、磁扰动信号特点、线圈的频率响应要求,设计了磁探针结构和 NS 值,并在标定系统上对 NS 值以及频率响应进行了标定。另外,本章也介绍了磁探针的安装、信号的引出与采集以及 J-TEXT 装置 SVD 模式分析法的程序流程。

华中科技大学硕士学位论文

4 J-TEXT 装置上磁扰动行为的实验研究

J-TEXT 装置自 2007 年春季在华中科技大学完成重建并于当年年末开始初始等离子体放电以来, 已经成功地进行了 4 个年度的放电实验, 并达到了等离子体电流 $I_p = 220 \text{ kA}$ 、放电存在时间约为 300 ms 、纵场强度 $B_T = 2.2 \text{ T}$ 、等离子体平均线密度 $n_e = 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、电子温度 $T_e = 800 \text{ eV}$ 的放电。

随着放电参数的不断提高以及物理实验的不断深入, MHD 不稳定性问题的研究显得越来越重要。因此, 对 J-TEXT 装置等离子体中的 MHD 不稳定性磁扰动的基本特征、电流上升阶段的不稳定性、破裂前的不稳定性、磁扰动与破裂的关系等的分析与研究对 J-TEXT 的运行以及深入的实验是极其重要与关键的。

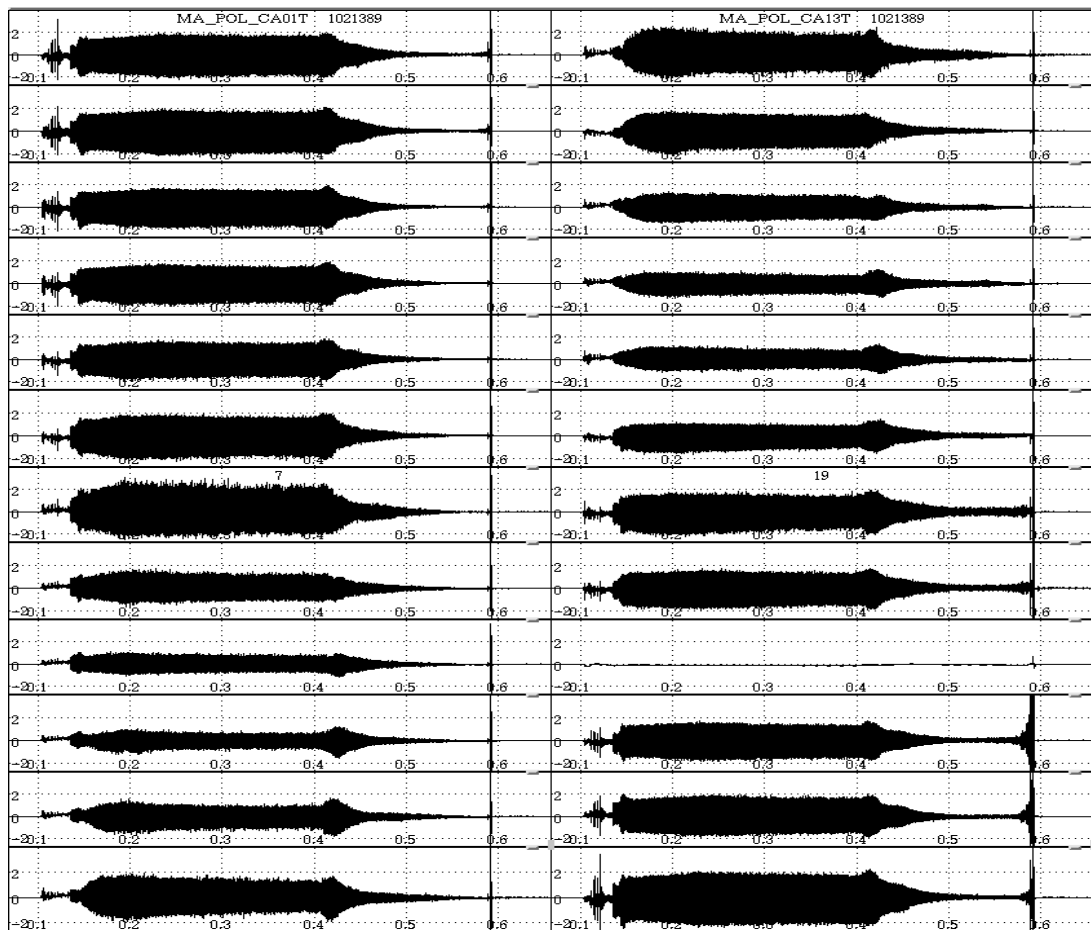


图 4-1 J-TEXT 装置 Mirnov 探针信号

华中科技大学硕士学位论文

4.1 J-TEXT 正常稳定放电条件下的磁扰动分析

目前放电条件下，J-TEXT 装置的放电重复性较好，因此本文所选用的都是放电的典型炮号，其他炮号的分析也可依照同样的分析方法得到类似的结论。

J-TEXT 放电基本上可以归结为两类，“软着陆”（稳定放电）和破裂放电，因此，针对这两类情况，将分别分析其磁扰动行为的模数、扰动的频率以及扰动的传播方向。

4.1.1 稳定放电下磁扰动的基本特点

图 4-2 所示为 2010 年秋季实验共 128 炮稳定放电下磁扰动信号的统计结果。其中，绿色样条图是统计的放电次数，蓝色样条给出的是发生 MHD 不稳定性磁扰动扰动次数的统计，红色样条给出的是发生 MHD 扰动的几率。由图中可以看出，对 $q=3\sim 4$ 的放电统计，出现 MHD 磁扰动的几率约为 72.7%，大于 $q=4\sim 5$ 条件下放电的 58.9%， $q>5$ 条件下磁扰动出现的几率为 15.4%，这可能表明在了 J-TEXT 装置上，较高 q 值的放电，发生 MHD 不稳定性磁扰动的几率要小一些（统计只针对等离子体电流的平顶阶段，并不包括电流上升阶段和破裂前的 MHD 扰动）。

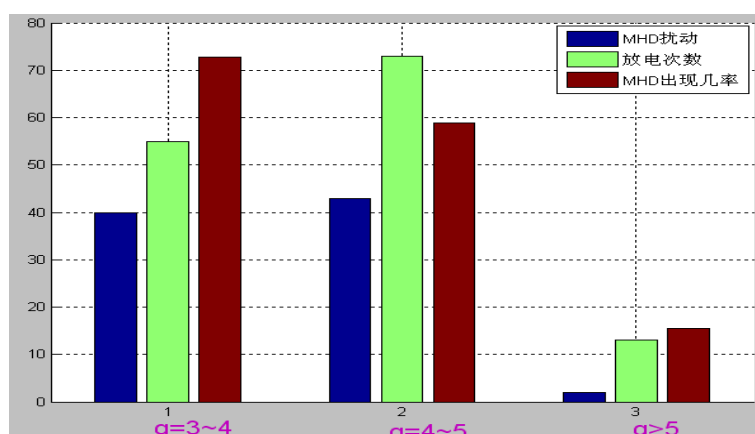


图 4-2 J-TEXT 装置磁扰动出现概率的统计

对于一定的放电条件，磁扰动的幅值大小和扰动频率会有一些特点。图 4-5 给出的是 J-TEXT 装置正常稳定放电条件下磁扰动极向分量的幅值与扰动频率的统计特点。其中， f 表示的是平顶阶段磁扰动的频率，纵坐标代表的 dB_{θ}/dt 的大小（即磁扰动的变化率）。尽管图 4-3 是前期较少放电次数的统计结果，但后期的放电实验观察

华中科技大学硕士学位论文

到的信号也基本符合其所示的特点；图 4-5 表明，J-TEXT 装置磁扰动的极向磁场变化率大致范围为： $\text{dB}_\theta/\text{dt} < 30 \text{ Gs}$ ；扰动频率的范围约为： $f=1 \sim 10 \text{ kHz}$ 。

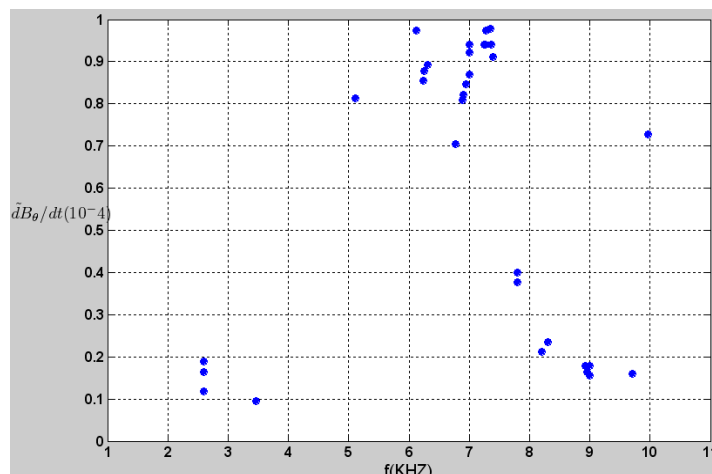


图 4-3 J-TEXT 磁扰动幅值与频率特点统计

4.1.2 扰动模数的分析

图 4-4 给出的是 J-TEXT 装置一次典型正常稳定放电的信号 (shot1017089)，放电条件为纵场 $B_T=1.8\text{T}$ ，电流 $I_p=200 \text{ kA}$ ，边缘 q 值约为 $q_a=3.1$ ；其中 (a) 为等离子体电流 I_p ；(b) 为环电压 V_{loop} ；(c) 为极向 Mirnov 探针阵列的某一道原始信号。等离子体电流从 100 ms 开始上升，经过 50 ms 达到平顶 200 kA，平顶阶段维持了 250ms；随后电流从 400 ms 开始逐渐减小，到 630 ms 时放电结束。

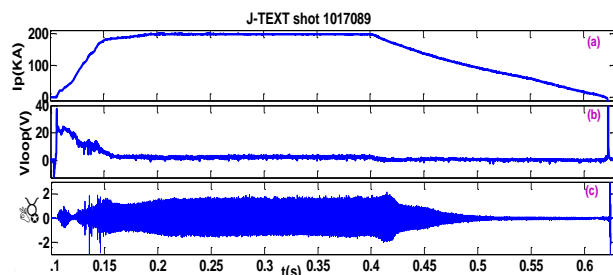


图 4-4 J-TEXT 放电 shot 1017089 基本信号波形

华中科技大学硕士学位论文

将 24 道 Mirnov 探针的原始信号进行去零漂及归一化处理, 利用已经编好的 MATLAB 程序对平顶阶段信号 (299~301 ms) 进行 SVD 分解, 其结果如图 4-5 所示。其中图 (a) 中 A_k 表示的是奇异值的分布, 即各阶扰动在原始信号中的占比; 图 (b) 中 U 表示的是经分解后得到的主要模式的时间本征函数, 反映了各阶信号上模的时间演化行为, 分别为主要扰动模式的正余弦分量, 其相角大约为 90° ; 图 (c) 显示的是主要扰动模式的空间本征函数, 也即各阶扰动的模数; 图 (d) 表示的主要模式的扰动频率。由图 (a) 可以看出, 主要的扰动模式为前两阶, 其占总原始信号的比例为 90% 左右, 是扰动的主要分量。由图 (c) 可以看出分析时间段内的主要极向模数为 $m=2$, 这两个极向结构图分别代表的是 $m=2$ 的正余弦分量, 扰动频率为 6.1 kHz。

对 shot1017089 的 8 道环向 Mirnov 探针信号进行同一时间段 SVD 分解, 可以得到相应的环向模数 n , 其结果如图 4-6 所示。

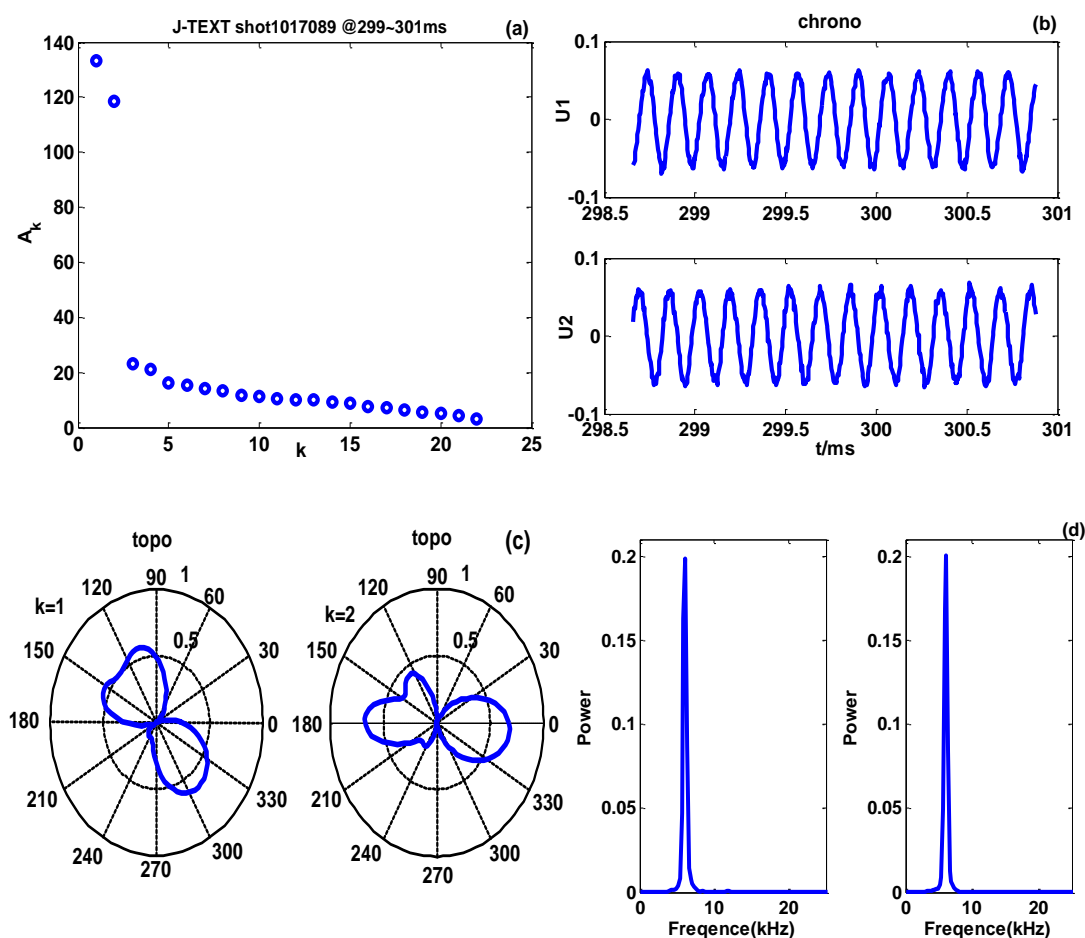


图 4-5 shot 1017089 极向 Mirnov 探针分析结果

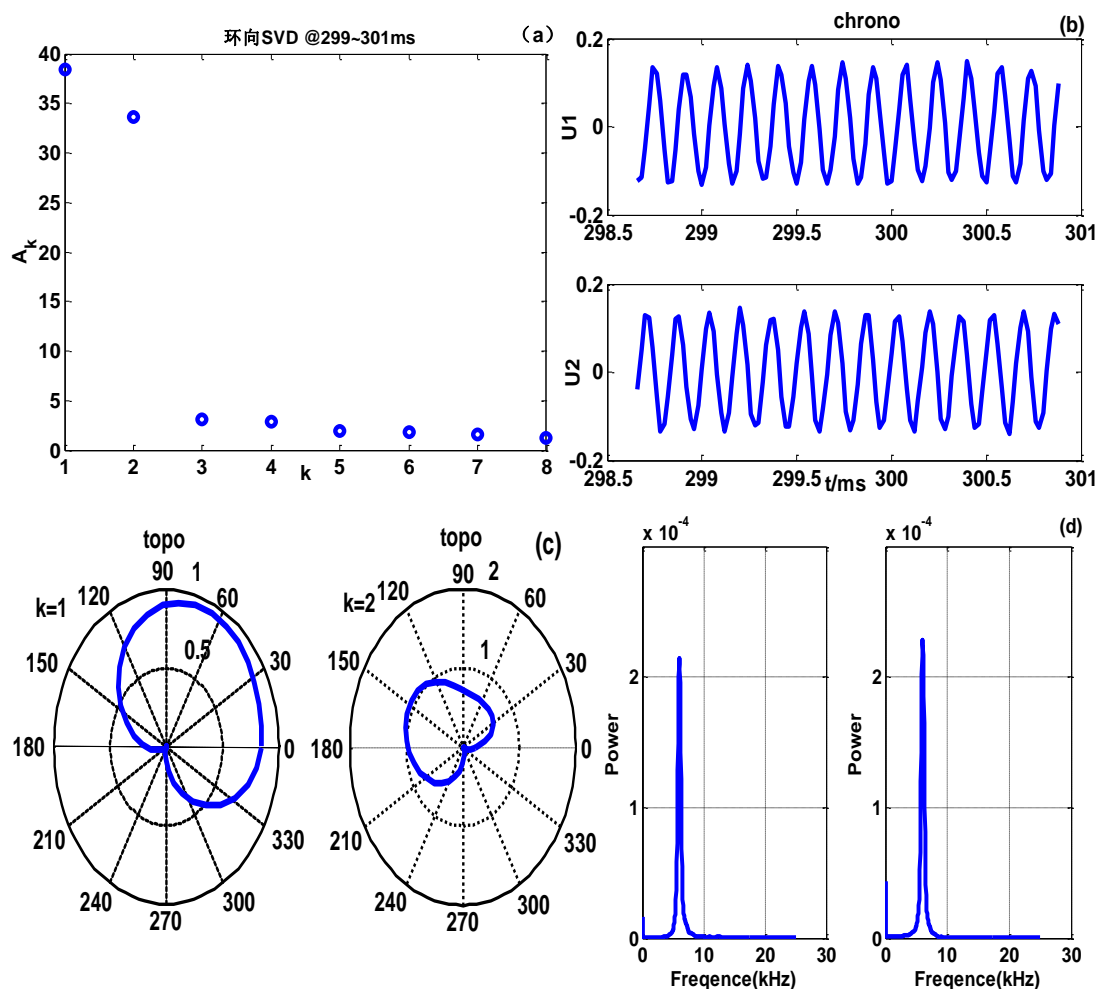


图 4-6 shot 1017089 环向 Mirnov 探针分析结果

对环向磁扰动分析可见，主要的扰动模式依然为前两阶，并且扰动模数为 $n=1$ ，频率也为 6.1 kHz。因此可见，分析时间段内（299~301 ms）的主要模数为 $m/n=2/1$ ，对应的扰动频率为 6.1 kHz。

利用同样的分析方法对 J-TEXT 稳定放电实验的大量磁扰动信号进行了分析，发现有类似的结论，在平顶阶段，主要的扰动模数为 $m/n=2/1$ ，频率多在 5~8 kHz 之间，而且大部分为单种模式的情况，模式耦合的情况较少出现。

4.1.3 扰动模数随时间的演化

SVD 分析法可以分析任一放电过程中的磁扰动模数，因此通过对同一炮放电不同

华中科技大学硕士学位论文

时间段的分析可以得到放电过程中磁扰动极向模数和环向模数随时间的演化，得到 MHD 不稳定性模式的发展过程。图 4-7 给出的是 shot1017089 放电过程中 m/n 随时间的演化过程。

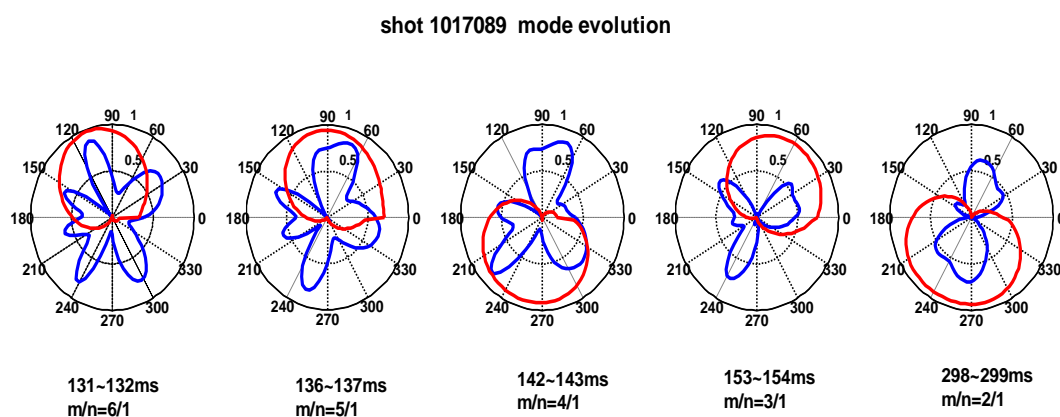


图 4-7 J-TEXT 放电过程中 m/n 模式特征随时间的演化过程

J-TEXT 大量实验数据的分析结果均表明，在等离子体电流爬升阶段，扰动模数 m 依次从高到低出现。原因可能为在放电的初期电流爬升阶段，由于电流上升，等离子体 q 分布开始下降，各种 MHD 模式的有理面从高至低依次地出现并逐渐向外移动，当这些有理面比较靠近外侧并且此时的电流分布对该种模式来说是不稳定的，就会出现该模式的 MHD 不稳定性^[16,40,52]。在放电的平顶阶段，主要的扰动模式为 $m/n=2/1$ ，这是 J-TEXT 实验出现频率最高的模式；2/1 模不一定会导致破裂，但却几乎是破裂的特征模式。

4.1.4 扰动频率随时间的演化

扰动模式的频率对于 MHD 不稳定性分析也极其地重要，磁岛被冻结在等离子体中并随之旋转，因此扰动频率跟等离子体的旋转也有一定的关系。

在电流爬升阶段，MHD 不稳定性快速发展，其扰动频率一般都比平顶阶段的扰动频率要快，图 4-8 所示为 J-TEXT 放电电流上升阶段扰动频率的变化特点统计结果。随着电流的爬升，极向模数 m 逐渐减小，扰动频率也呈现出随 m 减小的趋势。

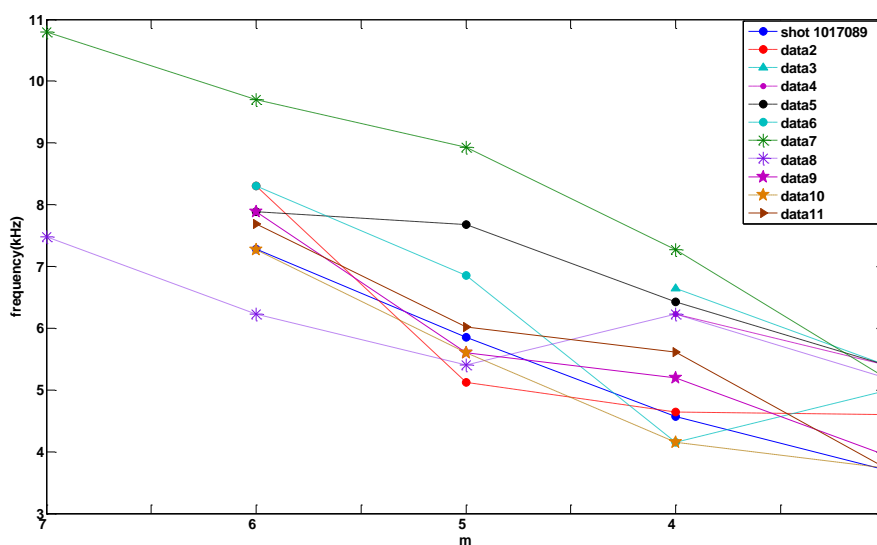


图 4-8 J-TEXT 电流爬升阶段磁扰动频率随 m 的变化的统计结果

利用 SVD 分析程序中的 FFT 可以得到相应模数的扰动频率，但是此种快速傅里叶分析法只能得到某个分析时间段的频谱，并不能得到频率随时间的演化，可以利用短时傅里叶分析或者小波分析法来得到整个放电过程中扰动频率随时间的演化（即时频图）。从时频图可以比较清晰地看出模式的发展过程。图 4-9 所示为 shot1017089 放电过程中扰动频率随时间的演化。

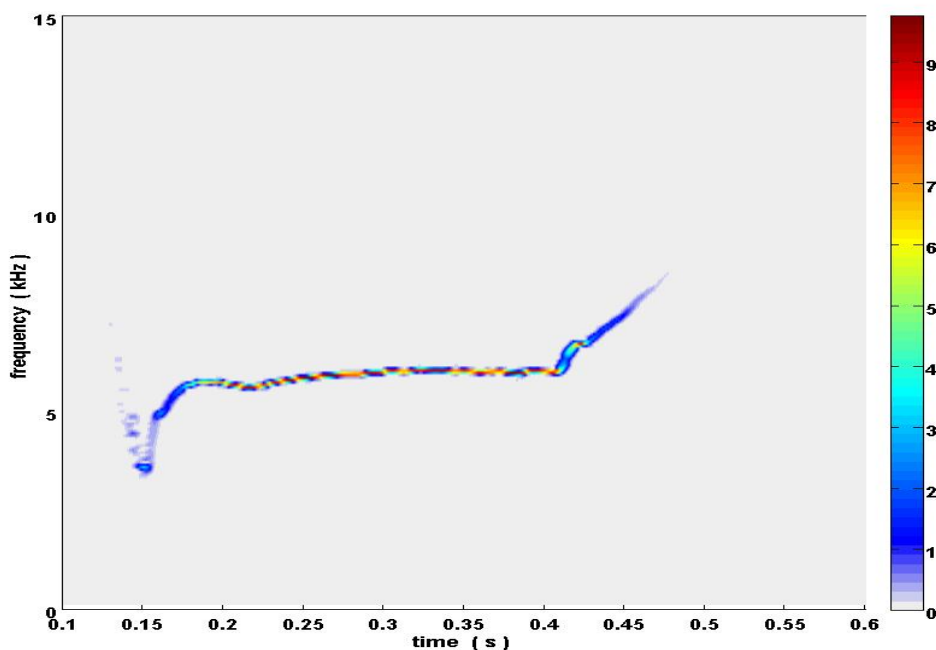


图 4-9 shot1017089 放电过程中扰动频率随时间的演化

由时频图可以看出，电流爬升阶段扰动频率先降低，进入平顶阶段后再升高到 6

华中科技大学硕士学位论文

kHz 左右，平顶阶段几乎维持为 6 kHz，并且只有这一单一的扰动频率，直到电流下降阶段，扰动频率再增大，然后在在 500 ms 左右磁扰动消失，随后电流软着陆，放电结束。

4.1.5 磁扰动的传播方向

Mirnov 振荡一般是由于等离子体的宏观 MHD 磁扰动在装置的旋转和传播所引起的，磁扰动的传播方向直接与磁岛的传播和等离子体的旋转有关，而等离子体旋转的剪切会有效地抑制湍流扰动，从而引起等离子体能量约束的改善，出现 H-mode 和 ITB 放电^[12]。许多托卡马克装置都对磁扰动的传播进行过分析和研究，O. Kluber 等人就在 ASDEX 托卡马克装置上对磁扰动的传播与旋转特性进行了分析^[53]。

尽管目前 J-TEXT 装置还达不到 H-mode 放电，但是磁扰动的传播分析对于实验是非常重要的；由于诊断设备的不足，观测等离子体旋转的弯晶谱仪还在设计加工中，因此只能通过磁探针来探测磁扰动的传播，等离子体的旋转还有待更准确的测量。

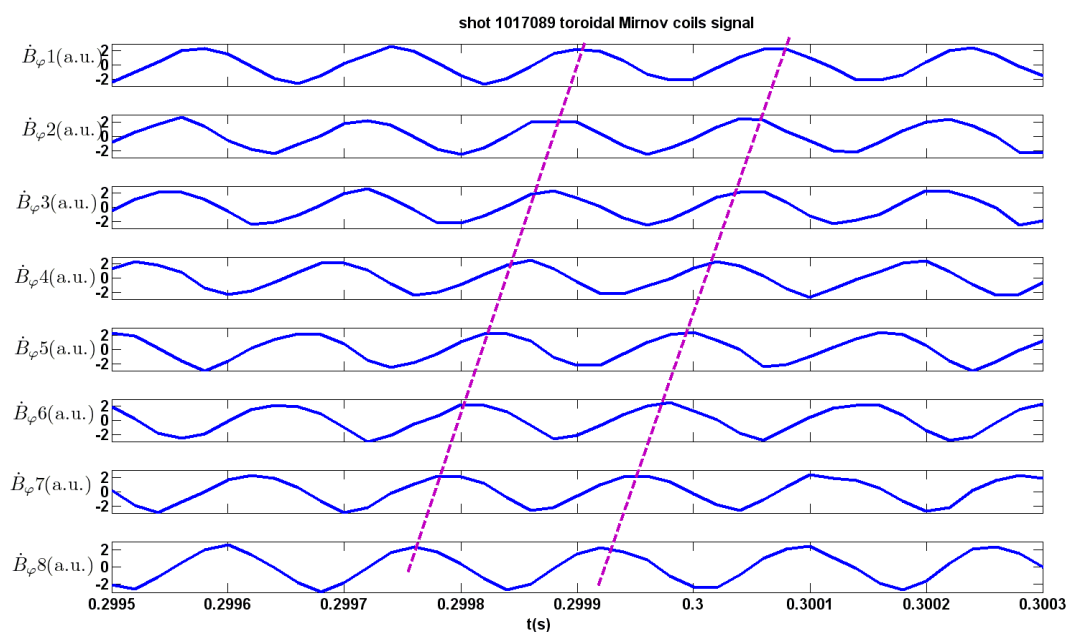


图 4-10 shot1017089 环向 Mirnov 探针信号

J-TEXT 实验中磁扰动沿环向方向的传播方向非常明显，放电实验中，等离子体电流 I_p 的方向从俯视看来为逆时针方向，并且纵场 B_T 的方向与 I_p 的方向相同。可以

华中科技大学硕士学位论文

通过直接观察相位的变化来判断磁扰动的传播方向，大量的环向磁扰动数据分析发现，在 J-TEXT 放电中，当环向扰动为单一模式时，磁扰动的环向传播方向与等离子体电流反向，这跟很多装置的观测结果一致。图 4-10 给出的是 shot1017089 平顶阶段磁扰动传播方向的示意图。

由图中各信号的相位变化可以看出，磁扰动是由 8#探针传播到 1#探针的，根据环向探针的布置图，可以得出磁扰动环向是沿着顺时针方向传播的，与等离子体电流反向。另外，也可以对图 4-10 通过直接观察法得到 299~301ms 的环向模数 $n=1$ ，跟 SVD 分析的结果一致。

磁扰动的极向传播，一般都跟放电条件有关。在等离子体电流和纵场方向同向，并且从装置上方俯视图是逆时针方向时，极向电子漂移方向是顺时针方向的，离子逆磁漂移方向是逆时针方向。在 shot 1017089 放电中，平顶阶段为单一扰动模式，此情况下可以通过直接比对信号的相角变化来判断磁扰动极向传播方向，如图 4-11 所示。

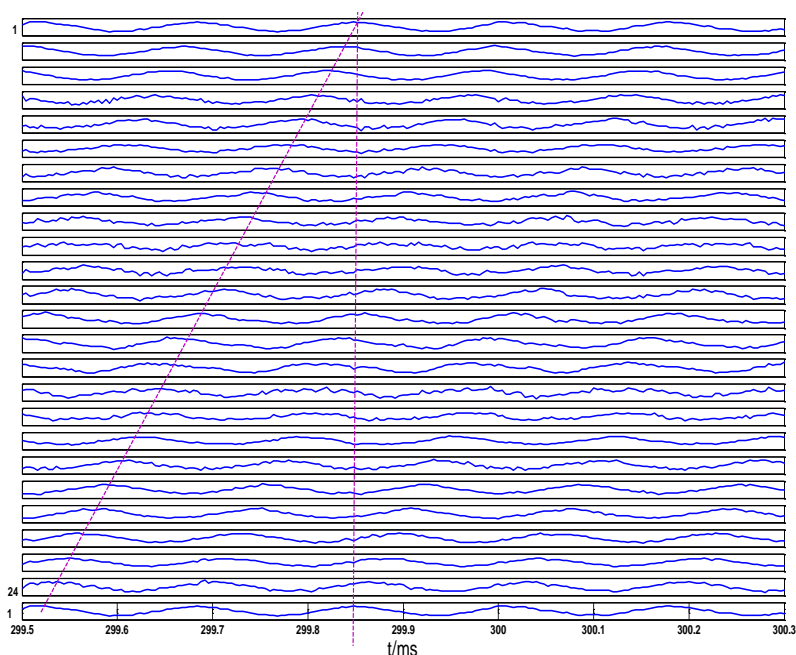


图 4-11 shot 1017089 极向 Mirnov 探针信号

华中科技大学硕士学位论文

由图中 24 道信号的相位变化可以看出, 此分析时间段内磁扰动的模式传播是由 24#探针传播到 1#探针的, 即极向传播是与电子漂移方向同向的。另外, 也可以直接根据上图中各信号的相角变化, 直接观察出此平顶时间段的极向模数为 $m=2$, 与 SVD 的分析结果一致。

若存在多种模式, 也可以先通过 SVD 分解将各种模式分解开, 再对各阶分量进行模式传播方向的分析。大量的数据分析发现, 在 J-TEXT 目前欧姆放电的稳定放电条件下, $m=2$ 扰动模式的极向传播总是沿着电子漂移方向的。其他模数的扰动传播方向则会随着放电条件的不同而改变。 $m/n=2/1$ 的磁岛一般出现在等离子体的中心区域, 因此, J-TEXT 装置欧姆放电条件下, 中心区域的 MHD 不稳定性磁扰动 $m=2$ 的模式在极向方向上是沿着电子漂移方向旋转的, 环向是沿着等离子体电流的反方向传播的。

4.2 J-TEXT 破裂放电条件下的磁扰动分析

等离子体破裂是托卡马克运行中突发的甚至极难避免的现象^[54], 破裂会对托卡马克的运行带来非常大的危害, 这主要是由于等离子体能量的熄灭阶段存在着强烈的热通量, 电流熄灭阶段中所产生的逃逸电子, 会使得装置的第一壁材料的可运行时间大为缩减, 同时会在真空器壁上产生很强的电磁力^[55], 严重时会使真空室变形, 破裂相关研究是托卡马克运行之必须, 是当今的研究热门。

大破裂的产生机制相当复杂, 迄今为止, 已观测到多种形式的大破裂, 例如, 位移破裂、密度极限破裂、低 q_a 破裂、比压极限破裂等等, 通常都与磁流体不稳定性密切相关^[8]。众多装置的实验结果表明, 在绝大部分破裂发生前夕, 几乎都有 MHD 不稳定性磁扰动的出现, MHD 磁扰动与破裂有着极为密切的关系。

4.2.1 破裂放电下磁扰动的基本特点

MHD 不稳定性的发展与增长, 是导致等离子体破裂的重要因素, 破裂前磁扰动的幅值与频率会发生相应的变化, 出现一定的特征, 即“破裂前兆”。因此, 对放电过

华中科技大学硕士学位论文

程中破裂前兆磁扰动特征的统计,对于破裂的预测以及控制和缓解破裂措施的采用是极其关键的。破裂数据库、破裂预警与破裂控制是目前非常热门与重要的研究方向。很多装置都对破裂前兆磁扰动进行了研究,并研制出了相应的破裂实时预测系统,如 HL-2A 装置就研制了 MHD 磁扰动实时检测与处理系统,并且建立了利用磁扰动的参量(幅值与频率)来预报放电破裂的破裂预警系统,并通过激光吹气注入高 Z 杂质来减缓大破裂,破裂预警成功率达到了 67%^[56]; HT-7 装置也设计并实现了 MHD 的实时检测与处理系统,采用主动反馈调制低杂波电流驱动的方法,抑制 MHD 和缓解破裂^[57]。

在 J-TEXT 装置的放电实验中,“破裂前兆”磁扰动的形式一般有两种:一是磁扰动的幅值快速增长,导致破裂;二是伴随着磁扰动幅值的快速发展,扰动的频率逐渐减小,随后是频率变为零的锁模过程,最后导致破裂。J-TEXT 实验的两种典型破裂如图 4-12 所示。

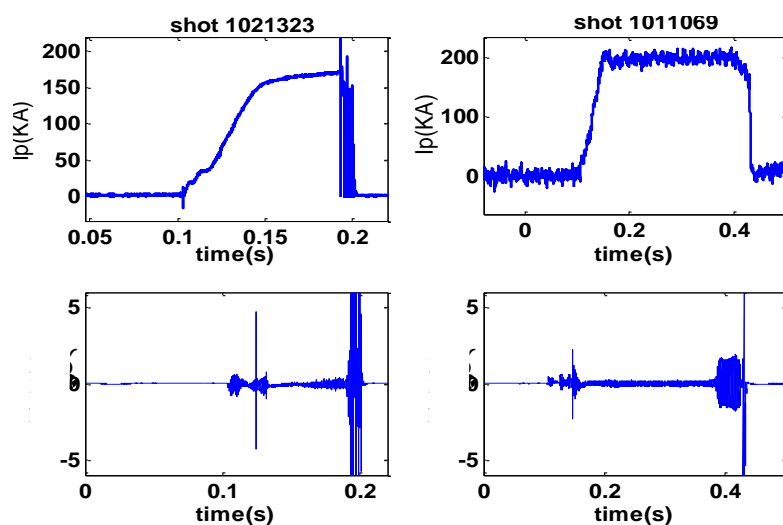


图 4-12 J-TEXT 装置实验中的两种典型破裂

这两种破裂的磁扰动信号幅值和频率都发生了相应的变化,尤其是破裂前幅值比较大,可以统计破裂前幅值的大小,然后根据统计规律,利用“振幅法”来对 MHD 进行实时的检测与破裂预警。图 4-13 给出的是 2010 年秋季放电实验破裂前磁扰动幅值

华中科技大学硕士学位论文

的统计,可以看到,破裂情况下磁扰动的幅值一般都较大, Mirnov 探针的输出信号大于 2.0V (相当于 $\text{dB}_\theta/\text{dt} > 40 \text{ Gs/s}$), 因此初步可以拟定用振幅法来预测破裂时磁扰动信号振幅的阈值为 2.0V, 认定幅值大于阈值时, 即将发生破裂; 后期的实验中发现, 此阈值具有一定的统计可靠性。

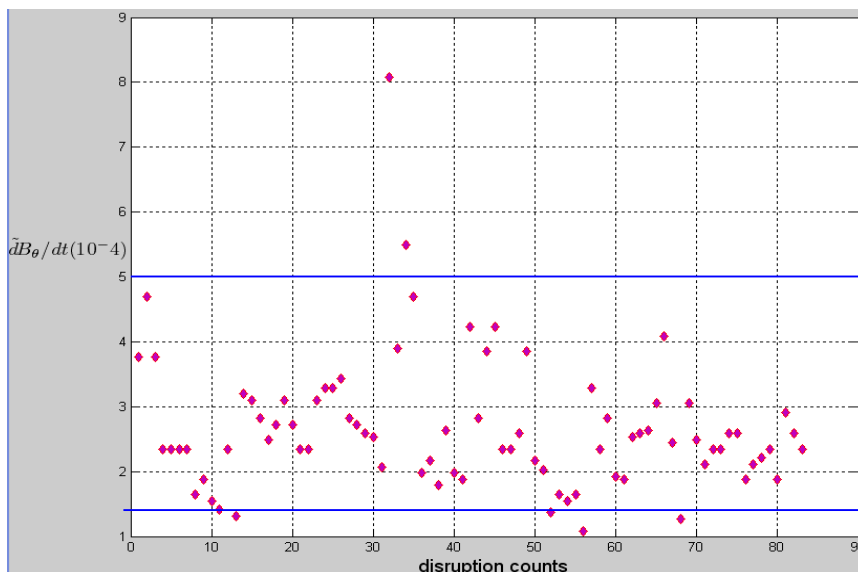


图 4-13 破裂情况下磁扰动幅值变化率的统计结果

当然, 上述统计的放电次数极其有限, 并且只初步考虑了幅值的特点, 并不能完全地依靠此来进行破裂预警, 应当充分统计幅值以及频率的特点, 归纳出特征后才能进行下一步的破裂预警工作。

4.2.2 扰动模数的分析

如图 4-14 所示为 J-TEXT 实验中的一次典型 MHD 引起的破裂放电 (shot1017309), 放电条件为纵场 $B_T=1.8 \text{ T}$, 电流 $I_p=200 \text{ kA}$, 边缘 q 值约为 $q_a=3.1$; 图中从上往下依次为等离子体电流 I_p , 环电压 V_{loop} 和极向某一道 Mirnov 探针的信号在破裂前夕的信号展开图, 放电平顶维持到 265 ms 时, MHD 磁扰动突然出现并快速发展, 幅值不断增大, 然后在 268 ms 时发生破裂。

华中科技大学硕士学位论文

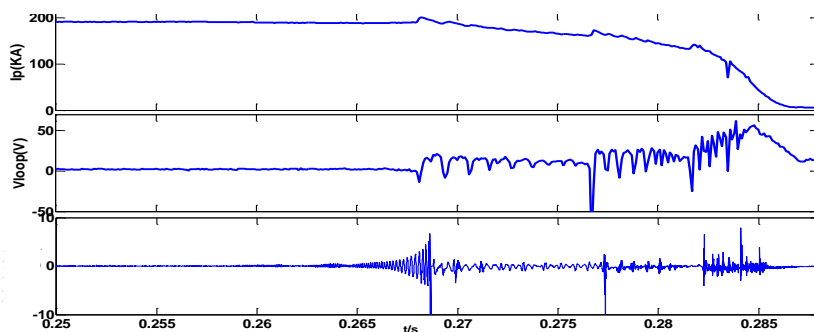


图 4-14 shot 1017309 破裂放电下的波形

针对破裂前磁扰动行为快速发展的 265~268 ms, 利用 SVD 分解法分析其极向和环向模数, 结果如图 4-15 所示。由分析结果可以看出, 破裂前夕 MHD 扰动幅值不断增长, 其扰动模数为 $m/n=2/1$, 扰动频率为 5.12 kHz, 当其幅值发展到一定程度时, 经过几次软破裂后最终导致大破裂的产生。

$m/n=2/1$ 的模式几乎是破裂的特征模式。对 J-TEXT 的大量实验数据分析发现, 所有破裂前夕的磁扰动模式都为 2/1 模。2/1 模也就成了破裂预警与破裂控制最关心的模式。

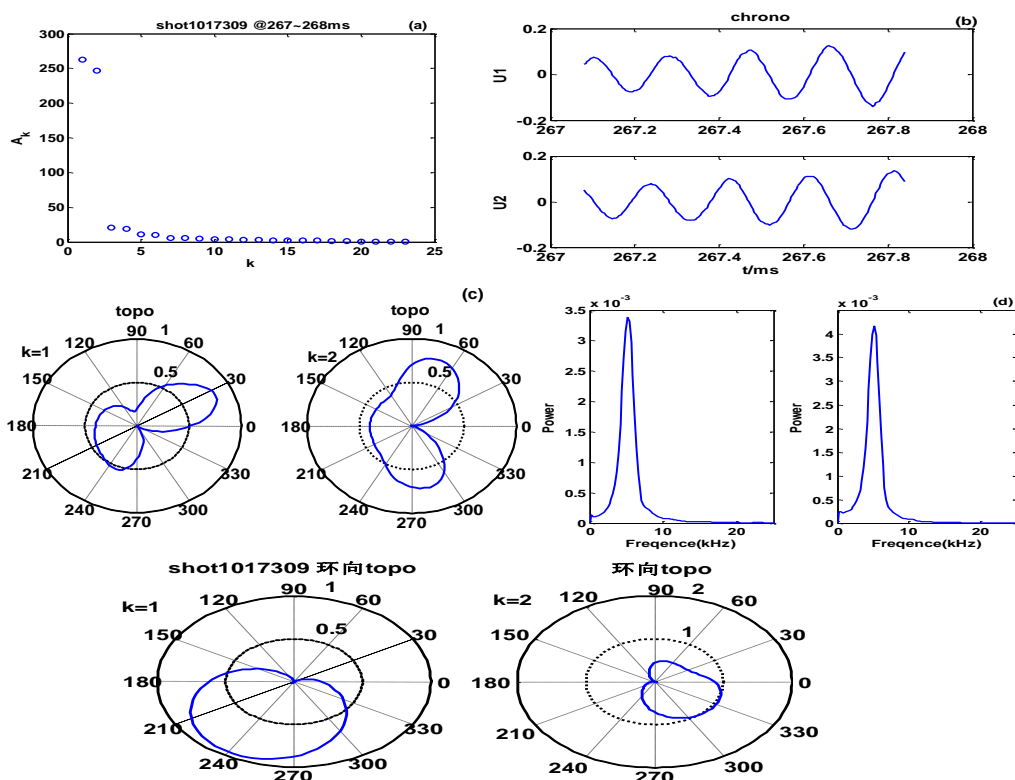


图 4-15 shot1017309 破裂前夕磁扰动分析

华中科技大学硕士学位论文

4.2.3 扰动频率随时间的演化

通过时频分析,可以得到整个放电过程中磁扰动频率随时间的演化,直观清晰地看出破裂前 MHD 不稳定性的发展过程。Shot1017309 的磁扰动频率随时间的演化图如图 4-16 所示。

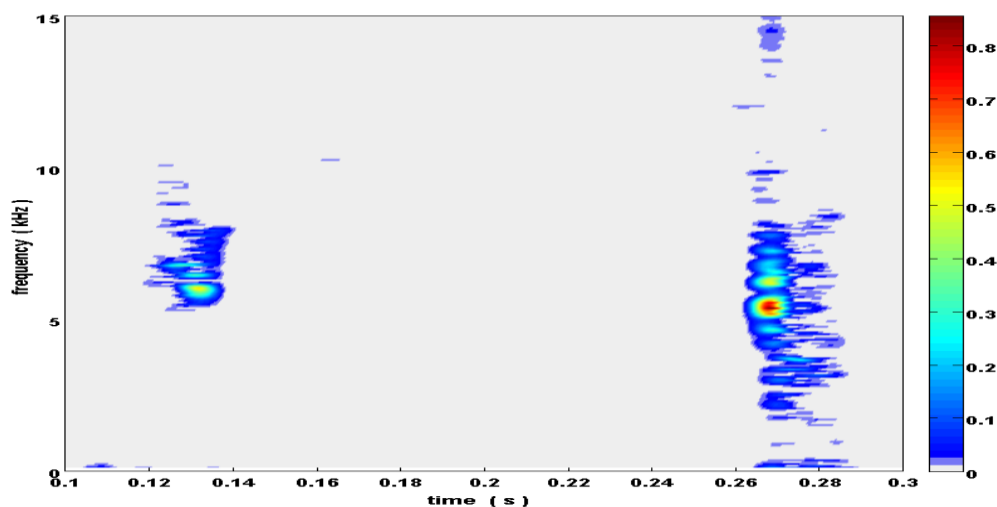


图 4-16 shot1017309 放电过程中扰动频率随时间的演化

由时频图以及 Mirnov 探针原始信号可以看出,在电流上升阶段,存在着快速变化的磁扰动行为,其频率在 5 kHz 以上,进入平顶阶段后,几乎无磁扰动,一直到 260 ms 左右, MHD 磁扰动才发展起来,并且在很快的时间内引起了破裂。

4.2.4 锁模破裂下的磁扰动分析

锁模指的是在大破裂前,观测到磁扰动不断地增长,扰动频率逐渐地减慢,最后甚至停止旋转,被锁定在一个或者几个环向位置上,在低密度放电中很容易发生^[24]。锁模破裂可能发生在放电的任何阶段,严重限制了等离子体的运行区域,尤其是限制了低密度运行的下限。锁模破裂的磁扰动主要有两种来源:一是装置的各磁场线圈安装时微小的非对称性所造成的固有误差场,此时扰动的先兆振荡存在时间一般较长;另一种是由于等离子体电流剖面的分布发生变化,有理面上的磁岛宽度超过了一定的阈值而触发的,其先兆振荡存在时间一般很短,或者是无明显的先兆振荡^[24]。锁模破裂现象的观测对于进一步的分析与研究十分重要,锁模发生时, Mirnov 探针的扰动信

华中科技大学硕士学位论文

号上会出现特征性的频率为零的阶段，因此可以通过 Mirnov 探针阵列对锁模现象进行观测及相应的模式分析。另外，J-TEXT 装置上也安装了专门测量锁模现象的鞍形测量线圈。

在 J-TEXT 装置的放电实验中，观测到了非常多的锁模破裂现象。图 4-17 所示为本底锁模发生到破裂之间的时间间隔的统计结果，发现本底锁模发生到破裂的时间间隔比较短，几乎都小于 10ms，而且锁模前的模式几乎都为 2/1 模。

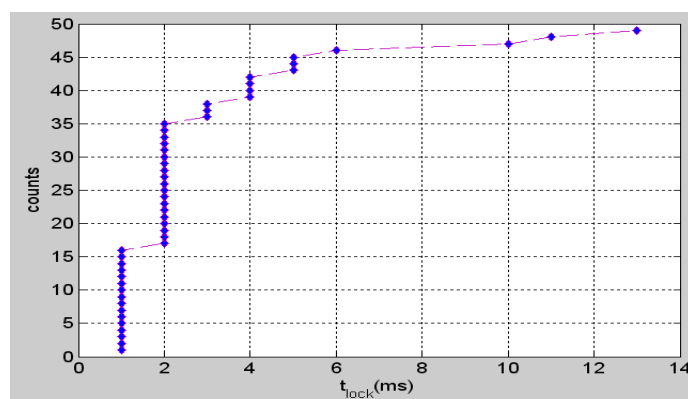


图 4-17 J-TEXT 锁模发生到破裂之间的时间间隔的统计结果

图 4-18 给出的是一次非常典型的锁模不稳定性放电基本波形 (shot1015606)，其主要参数为 $I_p=210 \text{ kA}$, 纵场为 $B_T=1.8 \text{ T}$, 线平均电子密度为 $n_e=1.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。图中曲线从上至下分别是等离子体电流 I_p 、环电压 V_{loop} 、弱场侧的 Mirnov 磁场扰动、软 X 射线辐射信号。

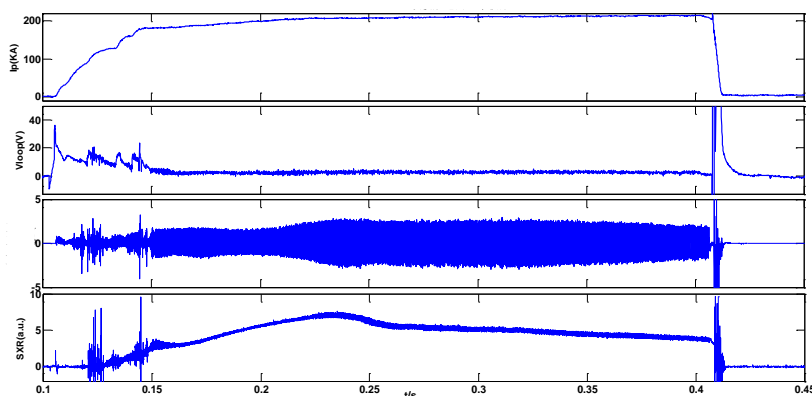


图 4-18 shot 1017309 破裂放电下的波形

华中科技大学硕士学位论文

为了看出 shot1015606 放电过程中模式的发展过程，图 4-19 给出的是其扰动频率随着时间的演化过程。可以看出，电流进入平顶阶段后，扰动频率先由 3 kHz 升高到 6 kHz，然后再降到 3 kHz 左右，保持到 320 ms 后频率慢慢下降，最后在 406.5ms 时频率变为零，随后是锁模及其破裂过程。由扰动频率的演化也可以看出，整个过程中只有单一的扰动频率存在，即放电过程中只是单一模式的发展及演化。在软 X 射线辐射信号上也观测到了锁模破裂前的扰动，说明了这种扰动是一种全域性的不稳定性。

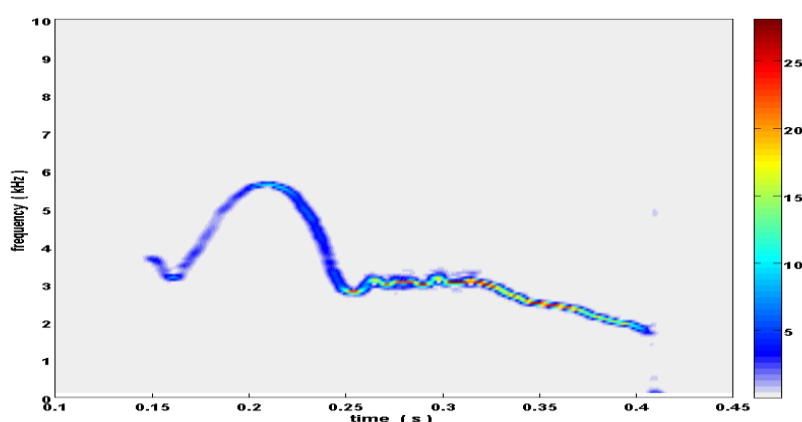


图 4-19 shot10156069 放电过程中扰动频率随时间的演化

为了更加仔细与清晰地分析锁模破裂前后等离子体的性质，图 4-20 对图 4-18 信号进行了相对应的展开。从图中可以看出，在锁模出现 2 ms 后，大破裂发生。锁模破裂发生前，在中心道的软 X 射线辐射信号上观测到了正尖峰，时间尺度极小，表明了超热电子先在速度空间上产生了 MHD 不稳定性，使得纵向能量转化成横向能量，且极快被损失掉，随后热电子能量也开始损失，软 X 射线辐射下降，大破裂发生。

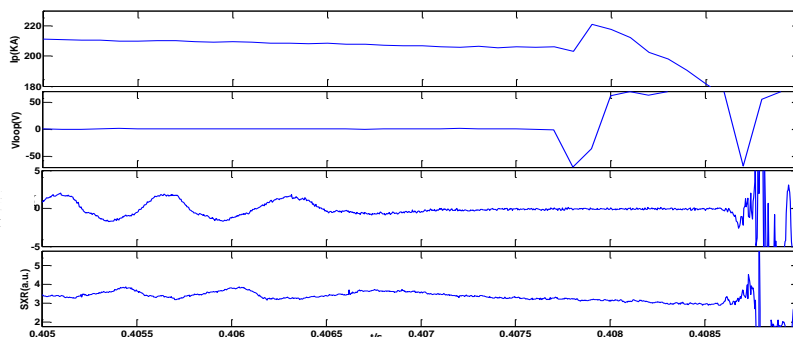


图 4-19 shot10156069 放电过程中扰动频率随时间的演化

华中科技大学硕士学位论文

利用 SVD 分解法对锁模破裂前的磁扰动进行模数分析，其结果如图 4-21 所示，极向模数为 $m=2$ ，同样对环向模数进行分析得 $n=1$ ，即锁模前的扰动模数为 $m/n=2/1$ 。

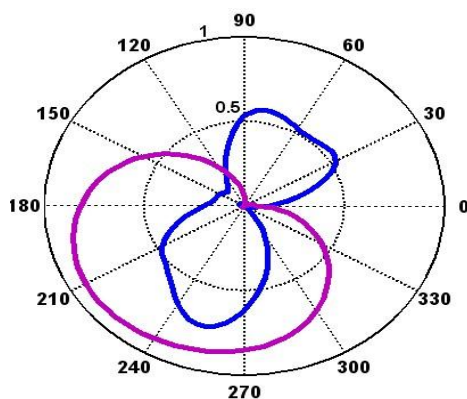


图 4-21 shot1015606 锁模前的扰动模式的空间结构(405.5~406.5ms)

模式被锁住的位置很难判断，但可以通过对强场侧和弱场侧的扰动磁场的变化来大致判断锁住的位置。图 4-22 给出的是 shot1015606 放电中，弱场侧扰动磁场(1#探针所对应的磁场)和强场侧(13#探针位置处对应磁场)的极向磁场信号。破裂会使得等离子体内外侧的极向磁场发生相反的变化，由图 4-22 可以看出，强场侧磁场下降而弱场侧的磁场增加，反映了内外侧的极向磁场变化的不对称性，这也是锁模破裂的典型特征，这种不稳定性的 2/1 模主要被锁在了弱场侧某一位置上。而模式被锁住的具体位置，必须根据环向探针的信号，逐段地对锁模前夕的扰动进行模数分析，根据其空间结构才能初步判断。

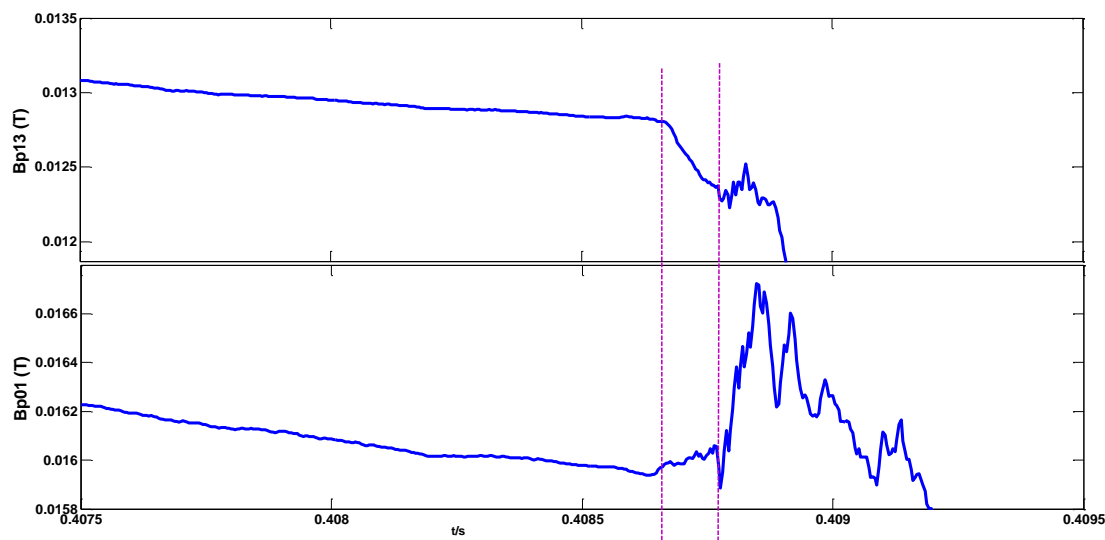


图 4-22 shot1015606 强场侧与弱场侧极向磁场的变化

华中科技大学硕士学位论文

4.3 外加扰动场对 MHD 不稳定性磁扰动影响的初步现象

由于扰动磁场引起的锁模不稳定性的出现,极大地影响了托卡马克等离子的约束性能和稳定运行,甚至会引起破裂。因此,对扰动磁场的修正可以减少托卡马克破裂的几率,扩大托卡马克的运行区间^[28]。由于托卡马克装置本身线圈设计及安装时不可避免的误差会引起微小的非对称性,产生误差场引起的锁模,装置本身误差场的存在使得锁模几乎成了不可避免的现象,因此抑制锁模是撕裂模破裂控制的主要任务之一。抑制锁模的方法很多,其中比较好的方法是减少 2/1 模误差场的傅里叶分量,通常情况下为了校正装置的误差场,需要安装一组误差场补偿线圈,这种方法已经在 DIII-D、COMPASS-C 等装置上获得了成功。在 COMPASS-D、DIII-D 和 JET 等托卡马克装置上,对扰动场下锁模方面的实验研究已广泛展开,实验中运用安放于等离子体外部的鞍型线圈形成螺旋形的扰动场,发现发生误差场锁模的阈值随着等离子体密度的下降而降低。

J-TEXT 装置通过对原 TEXT-U 外加扰动场线圈进行了升级改造,升级后的线圈可产生 $m/n=2/1$ 、 $3/1$ 等低模数的扰动磁场,可进行锁模、MHD 扰动抑制、模式穿透等相关问题的研究。

很多装置都进行过共振螺旋场(RMP)实验,发现当 RMP 调整到适当的幅值时,有很好的致稳作用,能改善放电的稳定性,使放电的破裂时间大大推迟;但 RMP 有一个致稳的阈值,一旦超过了阈值,仍会破坏放电的稳定性,使其提前破裂^[58]。外加扰动场对锁模的影响也一样,RMP 与装置本身误差场叠加后有一个引起锁模的阈值,当超过这个阈值时,就会引起等离子体的锁模。许多装置都对扰动场的锁模阈值进行过实验定标率的研究,如 COMPASS-D、DIII-D、Alcator C-Mod 和 JET 等。另外,装置误差场与纵场相比非常小,很难测量,但可以利用 RMP 的作用,通过改变外加线圈的相位或者幅值,通过一定的实验现象,测量装置的误差场,原 TEXT-U 装置就做过如此的实验及分析^[59]。

利用已安装的外加扰动场线圈,J-TEXT 装置开展了大量的 RMP 实验,研究 RMP 对锁模的影响、锁模的触发机制以及锁模定标率等问题,并在 RMP 对锁模的影响方面取得了一定的实验结果。

华中科技大学硕士学位论文

图4-23所示为J-TEXT实验中本底锁模与RMP锁模的实验对比波形。Shot1017163为本底锁模，shot1017169为RMP锁模，等离子体放电参数相同， $I_p=200$ kA，纵场大小为 $B_T=1.8$ T,扰动场线圈的连接方式为只投入3个Cosine线圈，且Cos1线圈通反向电流，Cos2和3通正向电流；从上往下的波形分别为等离子体电流、Mirnov探针信号、扰动场线圈电流与破裂前Mirnov信号的展开图。

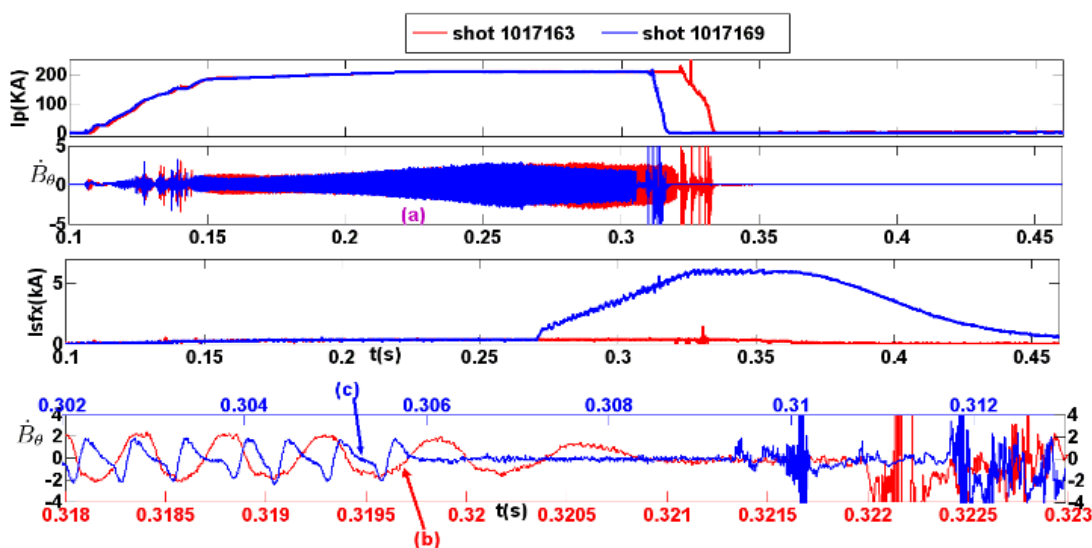


图 4-23 本底锁模(shot1017163)与 RMP 锁模(shot1017169)的信号对比

由于放电基本参数相同，在扰动场投入（260 ms）之前，两炮放电下Mirnov振荡的信号几乎是一致的，对扰动场为投入前的Mirnov信号进行分析（(a)处所示的230~231 ms），得到两炮的模数都为 $m/n=2/1$ ，并且扰动频率为5.5 kHz，其结果如图4-24所示。

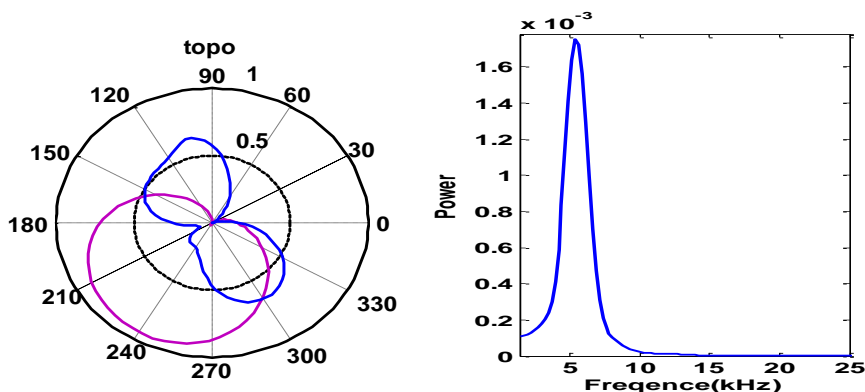


图 4-24 shot1017163 与 1017169 在 230~231ms 的模数及扰动频率

华中科技大学硕士学位论文

为了分析本底锁模与外加扰动场锁模的区别，分别对这两种锁模放电的整个过程进行了时频分析，观察MHD模式的发展过程。其结果如图4-25所示，可以看出，在投入扰动场之前，两者的模式发展几乎是一样的，不同之处在于260 s投入扰动场后加快了扰动频率的降低，使频率变得更低；另外一个显著不同在于，shot1017163在锁模之前一直都只有单一的扰动频率，而shot1017169投入扰动场后在锁模前磁扰动信号发生了畸变，叠加了倍频分量。为了进一步的分析扰动频率所对应的扰动模式，必须对两者锁模前的信号进行模数分析。

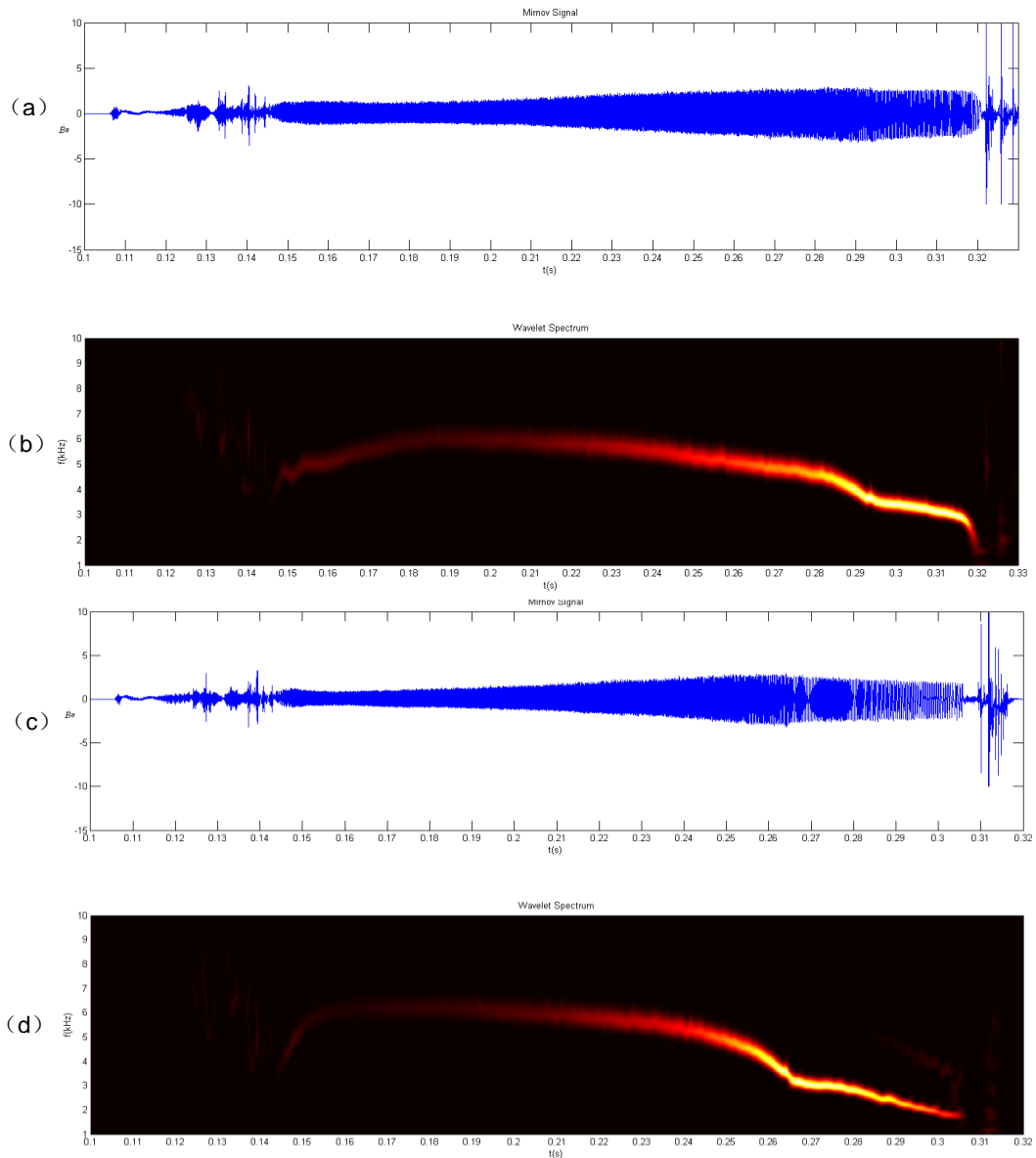


图 4-25 shot1017163 与 1017169 的时频图

华中科技大学硕士学位论文

利用 SVD 分解法对两炮放电锁模前的 Mirnov 信号进行模数分析, 其结果如图 4-26 和图 4-27 所示。其中图 4-26 为 shot1017163 锁模前的模数结构与对应的扰动频谱图, 锁模前的模数为 $m/n=2/1$ 单一模式, 扰动频率为 1.7 kHz。图 4-27 为 shot1017169 投入扰动场后锁模前的模数分析及其频谱图, 锁模前除了 $m/n=2/1$ 的模数结构外, 还存在这另一种很难分辨具体极向模数的扰动模式, 这可能跟破裂前边界扰动磁场的随机化有关。另外, 图 4-27 中的频谱也与图 4-26 的明显不同, shot1017163 为单一扰动频率, 而 shot1017169 中即使是 $m/n=2/1$ 的分量, 其频率却为多频情况, 其产生原因还有待对扰动场与等离子体的相互作用进行更深入的分析。

外加扰动场后锁模前 Mirnov 探针信号发生“畸变”的现象和原因, TEXT-U 装置进行过相关的分析^[58]。

J-TEXT 装置的外加扰动场线圈的连接方式以及通电方式可以有不同的组合, 通过不同的组合产生的外加扰动磁场与等离子体的作用可能不同, 图 4-28 所示的是对三个 Cos 线圈的不同通电方式组合并导致锁模破裂的情况下, 锁模前环向模数空间结构图, 发现不同通电方式下, 模式可能锁在不同的环向位置。可以根据多次实验的结果, 结合已知的外加扰动磁场的强度以及模式锁住的位置, 分析误差场的强度与相位。另外, 装置的本底锁模时, 锁模至破裂的时间一般 $<10\text{ms}$, 但在外加扰动场锁模实验中发现, 锁模至破裂的时间间隔相对较长, 一般 $>10\text{ms}$ 。

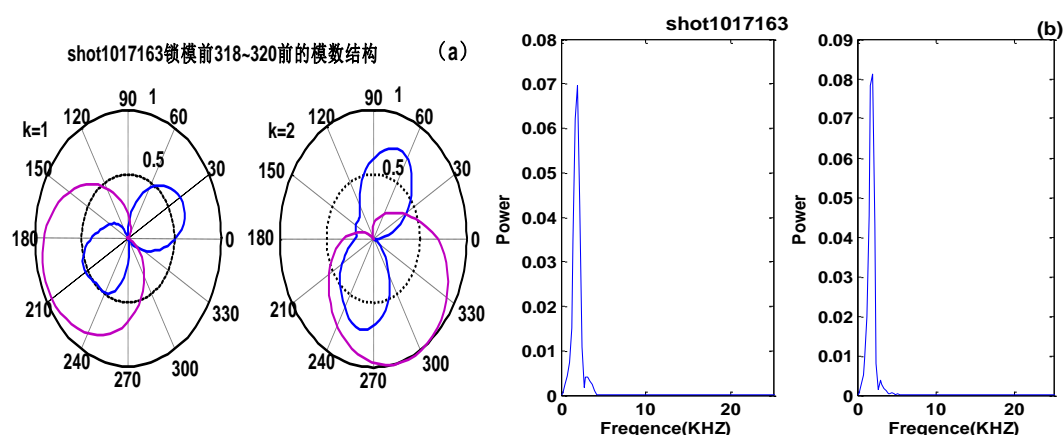


图 4-26 shot1017163 锁模前 318~320ms 的模数及频谱分析

华中科技大学硕士学位论文

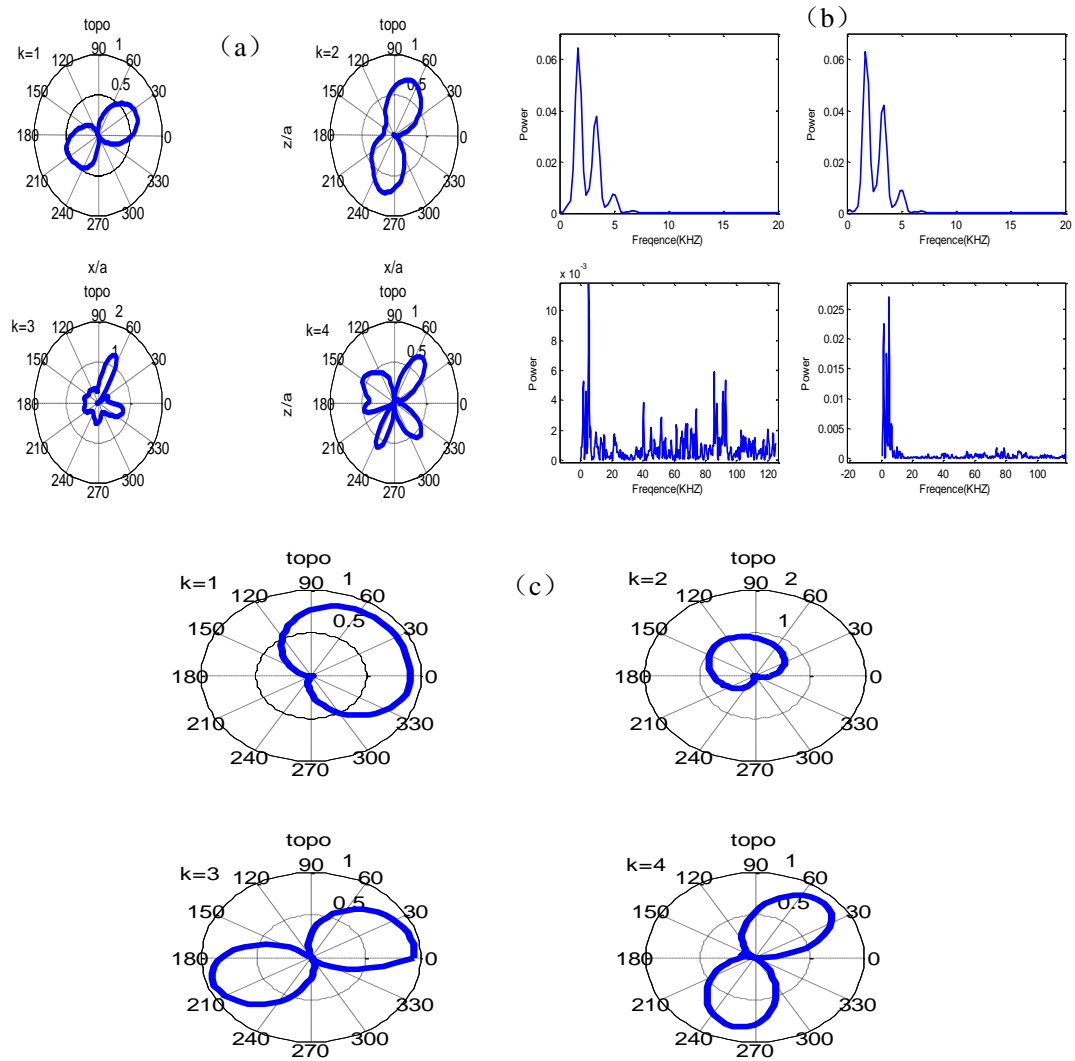


图 4-27 shot1017169 锁模前 304~306ms 的模数及频谱分析. (a) 为极向模数; (b) 模数对应的扰动频谱; (c) 环向模数

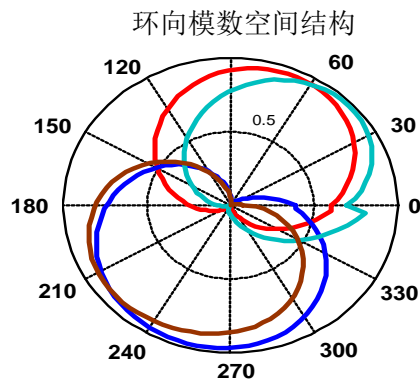


图 4-28 外加扰动场线圈不同组合方式锁模前环向模数的空间结构图

华中科技大学硕士学位论文

4.4 本章小结

本章主要进行了 J-TEXT 装置上的磁扰动分析。通过分析环向和极向磁探针信号，统计与分析了各种不同放电条件下的磁扰动特征及其模数、扰动频率与扰动的传播方向。

J-TEXT 装置 MHD 不稳定性磁扰动的基本特点大致可以概括如下：

- （1）稳定放电条件下磁扰动的频率约为 $f=1\sim 10\text{ kHz}$ ；幅值范围约为 $B_0 < 30\text{ Gs}$ ；主要模式一般为 $m/n=2/1$ ；可为 J-TEXT 装置的正常运行与基本物理实验提供基本的依据；
- （2）破裂放电前，扰动模式都是 $m/n=2/1$ ，磁扰动幅值 $dB_0/dt > 40\text{ Gs/s}$ ，可作为“破裂先兆”为破裂预警和破裂控制提供实验基础；
- （3）外加扰动场可引起锁模，跟本底锁模一样，破裂前的模式都是 $m/n=2/1$ ，但是外加扰动场锁模前，磁扰动信号会发生“畸变”并且呈现多频的情况，而且锁模至破裂的时间间隔也比本底锁模长。

华中科技大学硕士学位论文

5 总结与展望

5.1 本文总结

在 J-TEXT 装置上进行 MHD 不稳定性磁扰动行为的实验研究对于 J-TEXT 的运行以及等离子体物理实验研究具有非常重要的意义。本文在 J-TEXT 装置真空室内设计与安装了一套极向 Mirnov 探针和一套环向探针阵列,首次比较系统地对 J-TEXT 放电实验数据进行了磁扰动分析,包括模数、频率、扰动传播方向分析等,并给出了模数、频率随放电时间的演化过程,初步统计与得出了 J-TEXT 装置磁扰动行为的特点;开展了外加扰动场对磁扰动影响的初步研究。主要内容及结果如下:

(1) 根据 J-TEXT 装置的特点以及实验需求,在真空室内设计与安装了一套极向 Mirnov 探针和一套环向探针阵列,用来进行磁扰动的探测与分析;

(2) 基于 Mirnov 探针系统所获取的实验信号,统计了 J-TEXT 放电过程中磁扰动的基本特点。扰动频率和幅值的大致范围分别约为 $f=1\sim 10\text{kHz}$ 和 $B_0<30\text{Gs}$;磁扰动的发生几率为 60%左右;扰动的环向传播方向与等离子体电流方向相反;

(3) 编制了 J-TEXT 装置磁扰动模式分析的 SVD 分析与小波时频分析程序,分析了放电过程中磁扰动的模式与扰动频率随时间的演化过程。通过大量的数据分析发现, J-TEXT 放电磁扰动模式随时间变化比较明显,电流上升阶段,随着 q 的减小,极向模数 m 逐步依次减小,环向模数均为 $n=1$,至平顶阶段时,模式主要为 $m/n=2/1$ 。另外,在电流上升阶段,扰动频率也呈现出随着 m 的减小而减小的趋势;为 J-TEXT 的正常运行与物理实验提供基本的实验依据;

(4) 分析了破裂尤其是锁模破裂前的扰动模数,发现导致破裂的主要扰动模数几乎为 $m/n=2/1$,磁扰动幅值 $dB_0/dt > 40\text{Gs/s}$,可作为“破裂先兆”为进一步的破裂预警和破裂控制提供实验基础;

(5) 初步给出外加扰动场对 MHD 磁扰动的锁模现象,分析了本底锁模与外加扰动场锁模的区别。投入外加扰动磁场后,改变了原有的磁扰动行为,跟本底锁模一样,

华中科技大学硕士学位论文

破裂前的模式都是 $m/n=2/1$ ，但是外加扰动场锁模前，磁扰动信号会发生“畸变”并且呈现多频的情况，而且锁模至破裂的时间间隔也比本底锁模长。

5.2 本文局限与工作展望

本文的主要内容几乎都是磁扰动信号的分析，只是初步地给出了分析的结果，由于等离子体物理知识欠缺，没有对所得到的结果进行相应的物理分析。MHD 不稳定性的相关诊断很多，如软 X 射线，而本文只是单独进行了 Mirnov 探针的信号分析，没有与相关的诊断信号进行对比，磁扰动分析结果还欠缺比对性。所给出的外加扰动场对 MHD 不稳定性磁扰动的影响现象也只是单纯的实验现象，还缺少具体的模式与频率分析。另外，所给出的 MHD 磁扰动统计特点统计次数极其有限，说服性与可靠性不高。

下一步，应该更大量地进行数据统计以及信号分析，并与其他相关诊断结果进行分析比对，根据分析结果研究 J-TEXT 装置 MHD 不稳定性磁扰动的物理机制，为 J-TEXT 装置 MHD 不稳定性磁扰动的抑制与控制提供理论与实验支持，尤其是对破裂预警与破裂控制提供强大实验支撑。

目前，J-TEXT 装置还在进行外加扰动场对 MHD 不稳定性影响的实验，应该更多地结合已有的 Mirnov 探针系统与新安装的锁模测量鞍形线圈，更有效地观测实验现象，并对获取的实验数据进行相关的分析与研究，得到外加扰动场对 MHD 不稳定性的影响机理，进而开展有效的 RMP 实验来提高装置的约束与运行。另外，还可以开展外加扰动场与装置固有误差场的相互作用实验，利用 Mirnov 探针和锁模测量鞍形线圈的相关实验现象，测量与分析装置的固有误差场，为误差场的校正与补偿奠定基础。

华中科技大学硕士学位论文

致 谢

“逝者如斯夫”，我的学生生涯行将结束，即将离开生活了六年半的华中科技大学与武汉，走向职业生涯。回首，有太多的不舍与感恩，这六年半的一切都是极美的经历，铭刻在我生命中最美好的年华里。

感谢一起走过青春岁月、一起奋斗、见证彼此成长的同学们和朋友们。

谢谢所有老师的授业解惑与孜孜教诲！

本论文是在潘垣教授、庄革教授和丁永华副教授的共同悉心指导下完成的，从论文的选题、方案的选择、信号的分析与物理图像的理解到完稿，老师们倾注了大量的心血，给予了我莫大的关怀、不倦的启迪与耐心的指导。潘老师的魄力风范、渊博知识与视野、永不止步的探索精神、正直的为人、淡薄名利的品质深深地影响着他的每一位学生！庄老师严谨的科研作风、开阔创新的思维方式以及对学生的严格要求，深深影响了我的求知与科研态度。丁老师和张晓卿老师实验经验与知识丰富，三年多来不仅在课题研究中给予了我不倦的指导、帮助与鼓励，在生活中也给予了我如师如友般的亲切关怀，两位老师的为人处世让我受益匪浅。实验室老师们渊博的知识、刻苦钻研的精神、严谨的治学态度、对核聚变研究无私的奉献、孜孜不倦的求新精神与和蔼可亲的处世态度都深深地影响与鼓舞了我。谨向 J-TEXT 实验室所有老师致以崇高的敬意与衷心的感谢！

在课题的研究过程中，还得到了实验室很多工作人员与同学的帮助，尤其是王维军工程师与巴为刚师兄为探针系统的安装与改造工程提供了莫大的帮助，金雪松、陈真真等师弟也为课题的顺利进行提供了协助。在此，向他们的辛勤工作与帮助致以真诚的谢意！

感谢实验室同学的相互鼓励与帮助。

当然，还要感谢我的家人，谢谢一直以来对我的关爱、支持与鼓励。

感谢一路上有你们！

何 炎

2011.12.11

华中科技大学硕士学位论文

参考文献

- [1] 卢鹤绂, 周同庆, 许国保等. 受控热核反应. 上海科学技术出版社, 1981
- [2] 朱世尧. 核聚变原理. 中国科学技术大学出版社, 1992
- [3] J S Kim, MHD mode identification of tokamak plasmas from Mirnov signals, Plasma Phys. Control. Fusion 41 (1999) 1399–1420
- [4] White, R.B. Resistive instabilities and field line reconnection. Handbook of plasma Physics vol.1, section 3.5. North Holland Amsterdam (1963)
- [5] 赵开君, 严龙文, 杨青巍. 相关分析法确定 HL-1M 装置磁流体的扰动模式. 核聚变与等离子体物理, 2004, 24(2): 129-133
- [6] 沈飙, 刘冬梅, 王勇等. 托卡马克装置中磁场探针标定系统. 核聚变与等离子体物理, 2009, 29(2): 178-181
- [7] Chang Z, Callen J D, Hegna C C, et al. Observation of nonlinear neoclassical pressure-gradient-driven tearing modes in TFTR [J]. Phys. Rev. Lett., 1995, 74: 4663
- [8] 杨青巍. 托卡马克上 MHD 不稳定性的实验研究: 博士学位论文. 成都: 核工业部西南物理研究所, 2006
- [9] Petty C.C. et al 2004 Nucl. Fusion 44 243
- [10] La Haye R.J. et al 2002 Phys. Plasma 9 2051
- [11] Zohm H. et al 1999 Nucl. Fusion 39 577
- [12] Warrick C.D. et al 2000 Phys. Rev. Lett. 85 574
- [13] Boozer A.H. 2001 Phys. Rev. Lett. 86 5059
- [14] Garofalo A.M. et al 2001 Nucl. Fusion 41 1171
- [15] M.F.M. De Bock1. et al Nucl. Fusion 48 (2008) 015007 (16pp)
- [16] 丁永华. J-TEXT 托卡马克主机及磁测量系统: 博士学位论文. 武汉: 华中科技大学, 2009
- [17] G. Zhuang et al., The Reconstruction and Research Progress of the TEXT-U Tokamak in China. 2011 Nucl. Fusion 51 094020

华中科技大学硕士学位论文

- [18] D.Brower, et al. Startup and Operation of the Texas Experimental Tokamak. Ninth Symposium on Engineering Problems of Fusion, Chicago, Illinois.1981.
- [19] P.H.Edmonds, et al. The Design of an Inner Poloidal Divertor for the TEXT Tokamak, Proceedings of the 15th Symposium on Fusion Technology, Utrecht. 1988.
- [20] D.R.Terry, et al. Divertor and vertical Field Power Supplies for the TEXT Upgrade, Fourteenth Symposium on Fusion Engineering, San Diego California. 1991.
- [21] ZHUANG, G., DING, Y.H., et al.Reconstruction of the TEXT-U Tokamak in China, Plasma Science and Technology 11 (2009) 439
- [22] Ding Yonghua. 2008, The Reconstruction of the TEXT-U tokamak in China. JSPS-CAS Core University Program Seminar on Production and Control of High Performance Plasmas with Advanced Plasma Heating and Diagnostic systems, 4-7 November 2008,Lijiang, Yunnan, China
- [23] 杨青巍, 崔正英, 刘莉. HL-1M 装置上 MHD 不稳定性磁扰动的探测和分析. 核聚变与等离子体物理, 2003,23(1):13-19
- [24] 严龙文, 杨青巍, 钱俊等. HL-1M 装置锁模不稳定性研究. 核聚变与等离子体物理, 2000,20(4):193-197
- [25] SchittenhelmM, Zohm H. Analysis of Coupled MHD Modes with Mirnov Probes in the ASDEX Upgrade [J]. Nucl. Fusion, 1997,37(9):1255.
- [26] McGuire K, Goldson R, Bell M, et al. Study of High-Beta Magnetohydrodynamic Modes and Fast-Ion Losses in PDX[J]. Phys. Rev. Lett., 1983, 50 (12):891.
- [27] Toi K, Takechi M, Isobe M, et al. Energetic Ion Driven MHD Instabilities Observed in the Heliotron/Torsatron Devices Compact Helical System and Large Helical Device [J]. Nucl.Fusion, 2000,40(7):1349.
- [28] Buttery R.J. et al 2000 Nucl. Fusion 40 807
- [29] E. Fredrickson et al., 1986 Rev. Sci. Instrum. 57 (8)
- [30] Y.Neyatani et al., Development of Magnetic Sensors in JT-60 Upgrade, Proceedings of 14th IEEE/NPSS Symposium on Fusion Engineering 1991
- [31] C Nardone, Plasma Phy. and Contr. Fus. 34, 1447 (1992)
- [32] E.J.Strait, Magnetic diagnostic system of the DIII-D tokamak, REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS 77, 023502 (2006)

华中科技大学硕士学位论文

- [33] ITER Physics Expert Group on Diagnostics, ITER Physics Basic 1999 Chapter 7: Measurement of plasma parameters, 1999 Nuclear Fusion, Vol. 39, No. 12
- [34] Kluber O, Zohm H. MHD Mode Structure and Propagation in the ASDEX Tokamak [J]. Nucl. Fusion, 1991, 31(5):907.
- [35] Takechi M, Ohdachi S, Yamamoto S, et al. Pressure Driven MHD Instabilities Observed in Neutral Beam Heated Plasma of the Large Helical Device [J]. J. Plasma Fusion Res. SE-RIES, 2000, 3:113.
- [36] 奚维斌, 武松涛, 沈飏等. EAST 装置的磁探针设计. 核聚变与等离子体物理, Vol. 28, No. 1 73-76
- [37] 沈飏. EAST 电磁测量诊断研究: 博士学位论文. 合肥: 中国科学院等离子体物理研究所, 2007
- [38] J. G. Bak, S. G. Lee et al. Initial measurements by using Mirnov coils in the KSTAR machine, 37th EPS Conference on Plasma Physics (2010)
- [39] ITER Physics Expert Group on Diagnostics. ITER Physics Basis 2007. Nuclear Fusion, 47(2007)
- [40] 孙有文. HT-7 托卡马克上低杂波电流驱动下锯齿不稳定性的研究: 博士学位论文. 合肥: 中国科学院等离子体物理研究所, 2007
- [41] 吴彦斌. SUNIST 球形托卡马克的 MHD 不稳定性研究: 硕士学位论文. 上海: 东华大学, 2010
- [42] 杨青巍, 丁玄同, 洪文玉, 严龙文. HL-1M 装置上 MHD 不稳定性磁扰动模的传播. 核聚变与等离子体物理, 2004, 24(1):1-6
- [43] Harley T R, Buchenauer D A, Coonrod J W, et al. TFTR Mirnov coil analysis with toroidal effects at plasma startup [J]. Nucl. Fusion, 1989, 20(5):771
- [44] C Nardone, MULTICHANNEL FLUCTUATION DATA ANALYSIS BY THE SINGULAR VALUE DECOMPOSITION METHOD. Plasma Phys. and Contr. Fus. 34, 1447 (1992)
- [45] T. Dudok de Wit, A.-L. Pecquet, and J.-C. Vallet. The biorthogonal decomposition as a tool for investigating fluctuations in plasmas. Phys. Plasmas 1 (10), October 1994
- [46] Broomhead D S and King G P, 1986 Physica D 20 217

华中科技大学硕士学位论文

- [47] I.I. Orlovskiy, Hilbert Spectrum Analysis of Mirnov Signals 32nd EPS Conference on Plasma Phys. Tarragona, 27 June - 1 July 2005 ECA Vol.29C, P-1.089 (2005)
- [48] 项志遴, 俞昌旋.高温等离子体诊断.上海: 上海科学技术出版社, 1982 年
- [49] J.Sci.Instr. 40,364(1963)
- [50] C. Janicki, R. Décoste, and C. Simm.High resolution soft-x-ray tomography of sawtooth oscillations on the Tokamak de Varennes. Phys. Rev. Lett, 1989, 62: 3038
- [51] Thomas R.Harley et al.TFTR Mirnov coil analysis at plasma start-up.Master paper,Plasma Physics Laboratory Princeton University
- [52] H. P. Furth, P. H. Rutherford, and H. Selberg, Phys. Fluids, 16, 1054 (1973)
- [53] O. Kluber, H.Zohm et al.MHD mode structure and propagation in the ASDEX tokamak,1991 Nucl.Fusion 31 907
- [54] 何开辉, 潘传红, 冯开明.托卡马克等离子体大破裂及防治综述.中国核情报中心
- [55] 郑永真, 邱银, 张鹏等.托卡马克等离子体破裂的缓解和预报研究. 核聚变与等离子体物理, 2009,29(2):104-110
- [56] 邱银, 黄渊, 郑永真等. HL-2A 装置等离子体破裂实时预测系统. 核聚变与等离子体物理, 2009,29(1):1-5
- [57] 王华, 罗家融, 李志勇等. HT-7 超导托卡马克 MHD 实时检测与处理系统的设计与实现.核聚变与等离子体物理, 2005,28(10):794-798
- [58] 毛文进. 托卡马克共振螺旋场对撕裂模的影响. 物理学报, 1993,42(7):1092-1097
- [59] W.A. CRAVEN, A.J. WOOTTON.TEXT-U error field measured from MHD dynamics. Nuclear Fusion, Vol. 38, No. 4 (1998)

华中科技大学硕士学位论文

附录附表

A. Mirnov 探针的 NS 值标定结果

探针编号	极向 NS 值 (m^2)	法向 NS 值 (m^2)
1	0.0468780	0.0704220
2	0.0465000	0.0705788
3	0.0467900	0.0700303
4	0.0468483	0.0707153
5	0.0462707	0.0708727
6	0.0462783	0.0706807
7	0.0467377	0.0722633
8	0.0462100	0.0715140
9	0.0466305	0.0705213
10	0.0468550	0.0709933
11	0.0468217	0.0716050
12	0.0468857	0.0707227
13	0.0466877	0.0707590
14	0.0468033	0.0713910
15	0.0464983	0.0700263
16	0.0500070	0.0696950
17	0.0473740	0.0730705
18	0.0486403	0.0714015
19	0.0467983	0.0691735
20	0.0468633	0.0746568
21	0.0480880	0.0730113
22	0.0473880	0.0701043
23	0.0468590	0.0709043
24	0.0492285	0.0700228
25	0.0471823	0.0715623
26	0.0469030	0.0710080
27	0.0463787	0.0688608
28	0.0463128	0.0712095
29	0.0467560	0.0697710
30	0.0467070	0.0707248
31	0.0459600	0.0708295

华中科技大学硕士学位论文

32	0.0460337	0.0704403
33	0.0467038	0.0718783
34	0.0450840	0.0700635
35	0.0465478	0.1094275
36	0.0458510	0.0711613
37	0.0468328	0.0712030
38	0.0468905	0.0728067
39	0.0455778	0.0706443
40	0.0468213	0.0710110
41	0.0468957	0.0715975
42	0.0473410	0.0707920
43	0.0469813	0.0708765
44	0.0464300	0.0714310
45	0.0471573	0.0713098
46	0.0465193	0.0710633
47	0.0472738	0.0701923
48	0.0465863	0.0704488
49	0.0466450	0.0707148
50	0.0465528	0.0711040
51	0.0470370	0.0709415
52	0.0461410	0.0708538
53	0.0460858	0.0711138

B. Mirnov 探针的安装位置

Mirnov 探针骨架安装位置		
编号	R (m)	Z (m)
1	0.310	0.000
2	0.299	0.080
3	0.268	0.155
4	0.219	0.219
5	0.155	0.268
6	0.080	0.299
7	0.000	0.310
8	-0.080	0.299
9	-0.155	0.268
10	-0.219	0.219
11	-0.268	0.155

华 中 科 技 大 学 硕 士 学 位 论 文

12	-0.299	0.080
13	-0.310	0.000
14	-0.299	-0.080
15	-0.268	-0.155
16	-0.219	-0.219
17	-0.155	-0.268
18	-0.080	-0.299
19	0.000	-0.310
20	0.080	-0.299
21	0.155	-0.268
22	0.219	-0.219
23	0.268	-0.155
24	0.299	-0.080
说明：R——大半径 Z——垂直方向 单位——m		

C. 环向 Mirnov 探针相关参数

环向Mirnov磁探针								
No	R(m)	Fai (弧度)	角度值 (度)	Port	序号	环向磁探 针编号	切向NS值 (m ²)	法向NS值 (m ²)
1	1.05	1t	22.5	8	1	13	0.046688	0.070759
2	1.05	2t	45	9	2	35	0.046548	0.07064
3	1.05	5t	112.5	12	3	56	0.046838	0.070645
4	1.05	7t	157.5	14	4	58	0.046615	0.070942
5	1.05	9t	202.5	1	5	27	0.046379	0.068861
6	1.05	11t	247.5	3	6	22	0.047388	0.070104
7	1.05	13t	292.5	5	7	51	0.047037	0.070942
8	1.05	15t	337.5	7	8	9	0.046631	0.070521
说明：t=2*pi/16，装置正东设为0度								