

清 华 大 学

综 合 论 文 训 练

题目：EAST 托卡马克上多种三维扰动磁场对等离子体边界磁拓扑影响的协同优化模拟研究

系 别：工程物理系

专 业：工程物理

姓 名：魏文崑

指导教师：梁云峰教授

辅导教师：高喆教授

2020 年 3 月 11 日

关于学位论文使用授权的说明

本人完全了解清华大学有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保留学位论文的复印件，允许该论文被查阅和借阅；学校可以公布该论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存该论文。

(涉密的学位论文在解密后应遵守此规定)

签 名：_____ 导师签名：_____ 日 期：_____

中文摘要

本课题来自目前的先进托卡马克位型所面临的现实问题，尽管参数优良的 H-mode 等离子体使得聚变达到所需参数目标变得更加现实，但同时也带来了新的问题。H-mode 下等离子体边界高压梯度**和强电流密度**蕴含的自由能，引起了边界局域模不稳定性。边界局域模会引起热负荷和粒子流强出现近似周期性的脉冲峰值，而这在 DEMO 堆中是不被允许的。

为了抑制边界局域模，EAST 上先后测试了共振磁扰动线圈 RMP、高 m 线圈和低杂波驱动的螺旋电流丝，这三种扰动场产生机制有所差异，适用的范围也不尽相同。为了使扰动场相互配合达到最优的弱化乃至抑制边界局域模的效果，对它们在等离子体边界造成的扰动场协同作用的研究是很有必要的。**(1) 低场侧低 n 线圈**，该线圈布置在腔内，由它激发起环向模数为 $n = 1, 2$ 的扰动场后在 EAST，DIII-D 等托卡马克装置上验证了其抑制边界局域模的效应。**(2) 高 m 线圈**，是 EAST 团队近两年实验中的线圈，在等离子体环外加上一组四个的线圈，它的特征是扰动场环向模数 n 分布较宽，极向模数 m 较高，由于一套高 m 线圈只分布在一个环向截面处，扰动场的局域性很强。**(3) 由低杂波驱动的螺旋电流丝**，低杂波原本用于以朗道阻尼驱动芯部等离子体的电流，但实验还发现它在等离子体边界会激发出螺旋电流丝，电流丝产生的具体物理机制还不甚明晰，但其亦具备调节边界磁拓扑的能力。由于低杂波天线不像共振磁扰动线圈在腔内易受到损坏且激发出的螺旋电流丝紧靠边界，它具有应用在 DEMO 堆及日后商业堆灵活地调节磁拓扑的潜力。

本文将会对边界磁拓扑在扰动场作用下的变化做出（磁流体）电磁分析，绘制近边界磁面的傅里叶谱和 Poincaré 图，这构成了第二章的主要内容。在此之后，第三章将基于磁场弥散来进行粒子扩散的模拟，对粒子在边界上的运动建立直观的认识，通过修改 GENRAY-CQL3D 磁力线定迹程序可以较原来的模型更为精确。通过前面提到的多种扰动场对等离子体边界拓扑进行调节，从而对热负荷和粒子流在偏滤器上分布的优化，以避免脉冲式的 ELM 崩溃对壁材料造成显著的影响。最后，（如果还有时间的话 Optional），通过在模拟工具中引入等离子体反馈后的随机场的计算，从而在湍流输运的角度解释磁场边界拓扑对粒子输运和热流的影响。

关键词：扰动场；边界局域模；共振磁扰动；高 m 线圈；低杂波；螺旋电流丝；螺旋辐射带

ABSTRACT

Keywords: magnetic perturbation field; edge localized mode (ELM); resonant magnetic perturbation (RMP), high m coil; lower-hybrid (LH); helical current filament (HCL); helical radiation belt (HRB)

目 录

第 1 章 课题介绍	1
1.1 EAST	1
1.2 边界局域模	1
1.3 本课题中涉及的扰动场	3
1.3.1 腔内低场侧 RMP	3
1.3.2 高 m 线圈	3
1.3.3 低杂波驱动的螺旋电流丝	6
1.4 Poincaré 图及傅里叶模数分析	7
1.5 数值计算工具	7
1.5.1 有限元、有限体积法	7
1.5.2 质点网格法 Particel-in-cell (PIC)	10
1.5.3 磁力线定迹	11
1.6 磁流体不稳定性	12
1.7 主要目标	12
第 2 章 (磁流体) 电磁场模拟	14
2.1 数值方法	14
2.1.1 有限体积法	14
2.1.2 本征方程	14
2.2 共振磁扰动	15
2.3 高 m 线圈	15
2.4 低杂波驱动的螺旋电流丝	15
2.4.1 边值设置	15
2.5 扰动场协同效应 Collaborative Perturbance	15
2.5.1 边值设置	15
2.5.2 分析	15
2.6 傅里叶分析及庞加莱图	15
2.6.1 Fourier Analysis Introduction	15

2.6.2	Poincare Plot Introduction	15
2.6.3	共振扰动场线圈	15
2.6.4	高 m 线圈	15
2.6.5	低杂波驱动的螺旋电流丝	15
2.6.6	扰动场协同效应 Collaborative Perturbance	15
第 3 章	磁力线弥散——粒子扩散	16
第 4 章	随机场的湍流输运研究	17
第 5 章	总结 Conclusion	18
5.1	单一扰动场	18
5.2	扰动场协同	18
5.3	对实验参数的优化指导	18
插图索引	19
表格索引	20
公式索引	21
参考文献	22
致 谢	23
声 明	24
附录 A	外文资料的调研阅读报告及书面翻译	25
附录 B	GENRAY-CQL3D	36
B.1	GENRAY	36
B.2	CQL3D	37
在学期间参加课题的研究成果	38

主要符号对照表

(R, ϕ, Z)	磁约束聚变常用柱坐标
κ	热导率或者等离子体延伸率，视其上下文而定。
$q, \vec{q}, \vec{q} $	\vec{q} 表示热流强度， $ \vec{q} $ 表其幅值， q 本文中均表示安全系数
δ	三角变形系数 triangularity
a, R_0	托卡马克装置小半径、大半径
ε	环径比 $= a/R_0$ aspect ratio
ELM	边界局域模 Edge Localized Mode
RMP	共振扰动场线圈 Resonant Magnetic Perturbance
ICRH	离子回旋共振加热 Ion Cyclotron Resonance Heating
ITER	国际热核聚变实验堆计划 International Thermonuclear Experimental Reactor
DEMO	示范聚变堆 DEMOnstration power plant
SOL	刮削层 scrape-off layer
HRB	螺旋辐射带 Helical Radiation Belt
HCF	螺旋电流丝 Helical Current Filament

第 1 章 课题介绍

1.1 EAST

EAST (Experimental Advanced Superconducting Tokamak) 实验先进超导托卡马克位于合肥等离子体物理研究所。

表 1.1 EAST 设计参数

R 大半径	a 小半径	δ 三角形变系数
B_t 环向中心磁感应强度	***	***

1.2 边界局域模

边界局域模 (Edge Localize Mode, ELM) 是一种在 H-mode 等离子体中存在的磁流体不稳定性，相比于 L-mode 等离子体，H-mode 等离子体边界密度梯度和温度梯度更为显著，当梯度达到阈值时，等离子体边界会间歇性地将能量和粒子从边界脉冲式地释放出去，周而复始。H-mode 最早在 ASDEX 托卡马克上被发现了，其特点在于边界压强梯度较大，从而形成台基区 (pedestal)。ELM 在 DIII-D 上得到了充分的研究，其分类很大程度上受到了 DIII-D 的影响，其提出的。不过 ELM 并不是完全不好，重复可控的边界局域模发生也可以帮助控制等离子体中的粒子存量。

边界局域模相关的理论难以给出能量和粒子损失速率的定量描述，于是便很难和实验的对比。可以比较的是实验观测到的时间尺度，例如，边界局域模的上升时间尺度，持续时间尺度以及在以及边界局域模重复频率的变化趋势，另外，边界局域模发生的径向范围可以用理论给出，而且可以和实验的发现进行一个对比。

从目前聚变等离子体中 ELM 现象来看，Zohm (1996) 将其清晰地划分为三种。

- I 型 ELM 重复频率 ν_{ELM} 随着加热功率的增加而增加。在高温时，III 型的 ELM 已经被抑制住了，此时理想气球模限制了可以达到的边界最大压力梯度 $\alpha/\alpha_{crit} \approx 1$ ，如果理想气球模耦合了一种低 n 的不稳定性 (由于强边

界电流密度，很有可能是一种类扭结的不稳定性)，III 型 ELM 就会发展起来。如果通过等离子体塑形可以使等离子体边界符合气球模的第二类稳定域，那么该类型 ELM 就会被抑制住，而此时对边界压力梯度的限制，就将由低 n 的磁流体不稳定性所决定。

ELM 在目前的实践中，没有显著的磁前兆振荡被检测到，不过这类 ELM 发生之前会有密度湍流波动的增强。这类不稳定性会使得 D_α 信号产生间断的剧烈爆发。

- III 型 ELM 重复频率 ν_{ELM} 随着加热功率的增加而减小。在 L-H 转换之后，在边界的电子温度不太高的情况下，由于边界输运壁垒的存在，边界的压力梯度和电流密度变得更加强烈，构成了有阻磁流体不稳定性的自由能的源头。但随着输入功率增高，足够高的温度使阻尼效应可忽略时，III 型 ELM 会被抑制住。

可以通过赤道面的磁探针获得其前兆磁湍动，频率范围 $\nu_{prec} \approx 50 \text{ kHz} \sim 70 \text{ kHz}$ 。等离子体边界压力梯度显著低于理想气球模的极限，即 $0.3 \leq \alpha/\alpha_{crit} \leq 0.5$ 。

- *Dithering Cycles*, 振荡循环型在 L-H 转换过程中，由于 H-mode 功率的滞后而在阈值上下而往复的循环是有可能的。边界的压力和电流梯度和 L-mode 时类似，所以可以说，振荡周期型不是一种典型的磁流体不稳定性，而是一种 L-H-L 模转换连续发生的现象。

尽管受 ELM 复杂的非线性物理所限，这样的物理描述不能作为一种 ELM 的精确定义。但这种唯象的理解是基于实验观测到的结果，并且和目前对磁流体稳定性的分析相差不甚。

Loarte et al. (2003) 基于目前装置上实验参数的外推结果，ITER 上 I 型 ELM 可能会导致损失 $5 \sim 22 \text{ MJ}$ ，其中约一半分布在 $\sim 1 \text{ m}^2$ 壁上的热沉积范围 (Loarte et al., 2014)。壁材料瞬态接受的能量密度在 $2.5 \sim 11 \text{ MJ/m}^2$ ，是目前材料（钨或碳纤维材料）承受热负荷能力的 $5 \sim 20$ 倍。如何控制或者抑制 ELMs 成为了相当关键的一个问题。由共振磁扰动（RMP）引起的共振及边界随机场被认为可以抑制在等离子体边界周期性或拟周期性的破裂。

不过等离子体对扰动的响应往往会屏蔽掉 RMP 线圈施加的影响并且大大地降低磁场的随机程度 (Sun et al., 2016)，这使得通过 RMP 线圈有效可靠地抑制边界局域模 ELM 需要深入的研究。

目前学界对 ELM 的弱化和抑制之间的关键区别还不明晰，同时等离子体对

ELM 抑制的线性/非线性响应均有待探索。

1.3 本课题中涉及的扰动场

在聚变等离子体中用到的外加扰动场 (magnetic perturbation, MP) 是指螺旋形或鞍形线圈产生的量级为 $\delta B_r / \delta B_t = 10^{-5} \sim 10^{-3}$ 的磁场扰动。将外加磁扰动在磁面坐标系中进行空间傅里叶分解运算, 可以得到多个极向模数为 m , 环向模数为 n 的分量。其分布在 $q_{min} < m/n < q_a$ 分量螺旋程度与安全因子为 $q_s = m/n$ 的有理面相同的螺旋度, 从而可以实现通过共振效应对有理面上的不稳定性造成较大影响。因此, 磁扰动中的这些分量特别地命名为共振磁扰动 (Resonant Magnetic Perturbation, RMP)。RMP 使得其在某个特定的磁面产生共振 (通常指等离子体边界区域)。这里共振指的是在目标磁面施加的径向磁场螺旋度和平衡场的相近。

RMP 的目的在于稳定 ELM, 避免脉冲式的粒子流和热负荷, 使得直面等离子体的材料能够长时间工作。

1.3.1 腔内低场侧 RMP

一套 RMP 线圈系统于 2014 年安装在 EAST 的低场侧, 它包含有两组线圈 ($2 \times 8 = 16$)。EAST 团队通过扰动场环向模数为 $n = 1, 2$ 的 RMPs 实现了 I 型边界局域模的弱化和完全的抑制。

1.3.2 高 m 线圈

等离子体所新近研发的高 m 线圈 (Huaxiang, 2018) 激发出的扰动场有着高 m , 宽 n 特征, 分为上下对称两组 ($2 \times 2 = 4$), 几何最大电流为 5 kA。物理计算过程中采用的线圈几何尺寸如图 1.1 所示。其对等离子体的影响现正被研究, 由于高 m 线圈组设计位于一个极向截面内, 即 $\phi \equiv \text{const}$ 处, 其对等离子体的影响局域性很明显, 此类强局域性扰动磁场对等离子体边界稳定性的影响也可以从中得到研究。

采用与现有 RMP 系统相同线圈材料线圈位置位于低场侧限制器后方, 利用限制器作为线圈的保护, 尽可能靠近等离子体

根据两组线圈内电流的相对方向, 有两种工作模式, 见图 1.1。主要工作模式时两组线圈通同向电流; 次要工作模式时则反向。

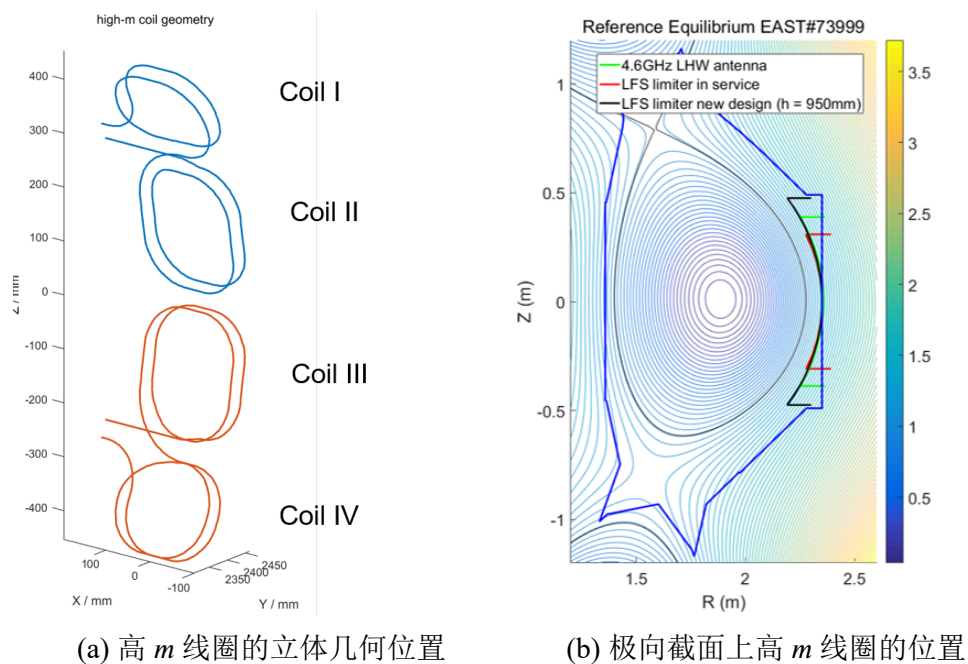


图 1.1 高 m 线圈在 EAST 中的设计和所处的几何位置，来源于张华祥研究员 Huaxiang (2018) 的报告

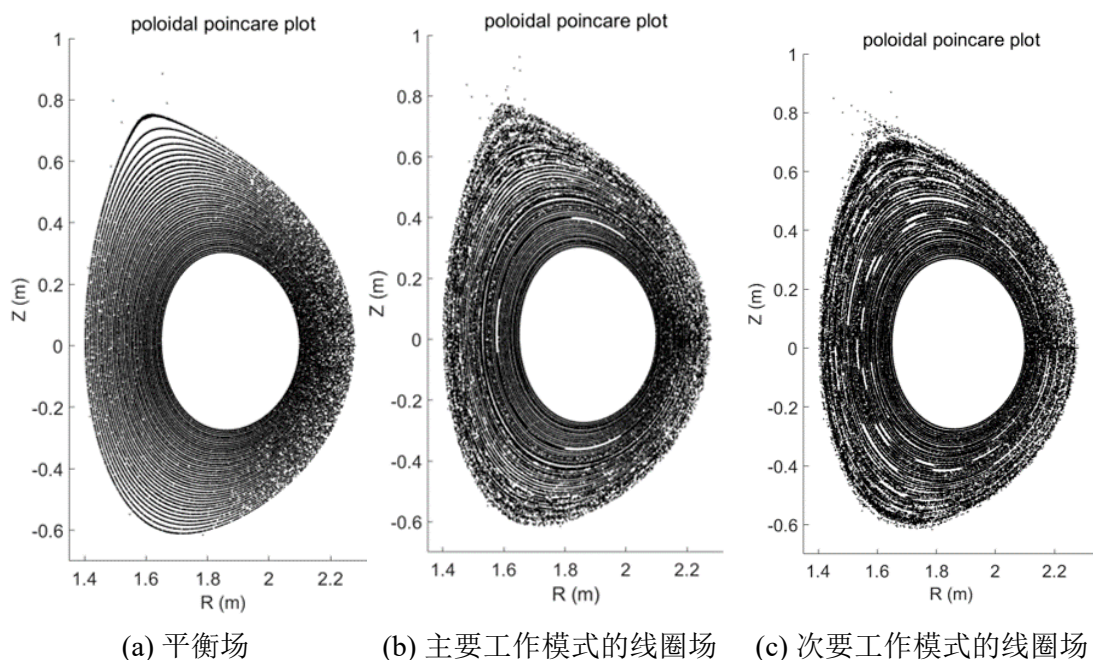
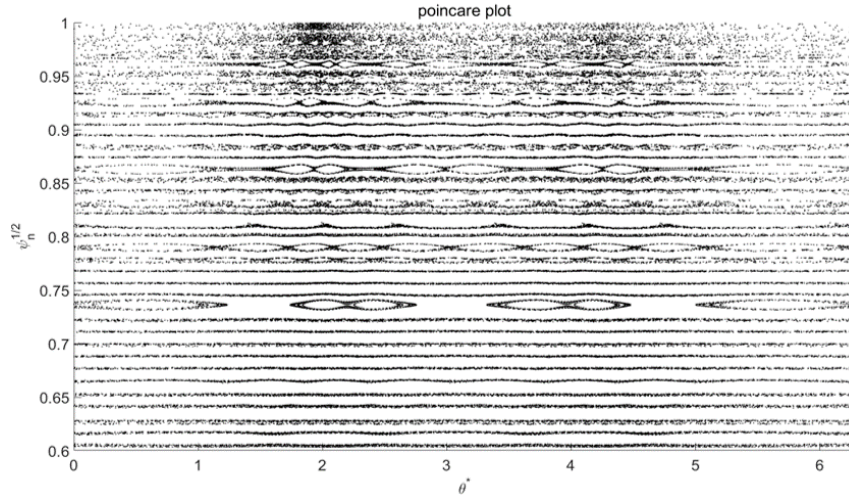
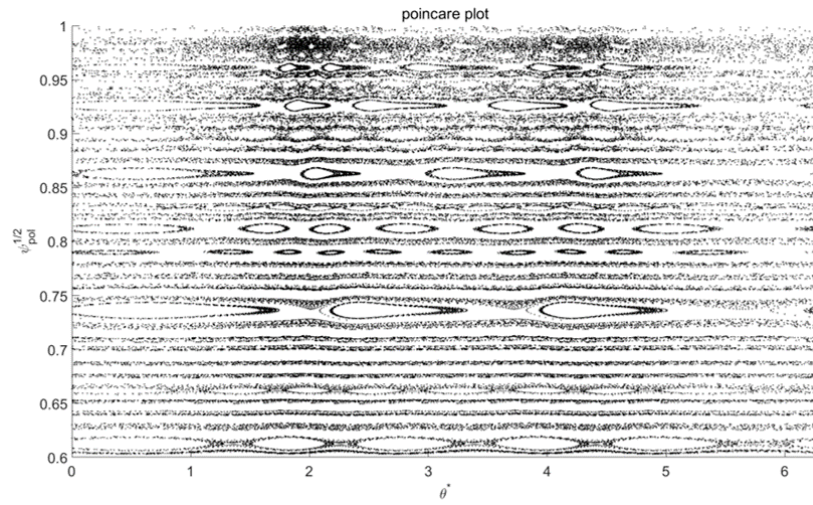


图 1.2 高 m 线圈作用下的平衡场扰动情况，次要工作模式下的磁扰动情况较主要模式更深，来源于张华祥研究员 Huaxiang (2018) 的报告



(a) 高 m 线圈主要工作模式下展开的 Poincaré 图



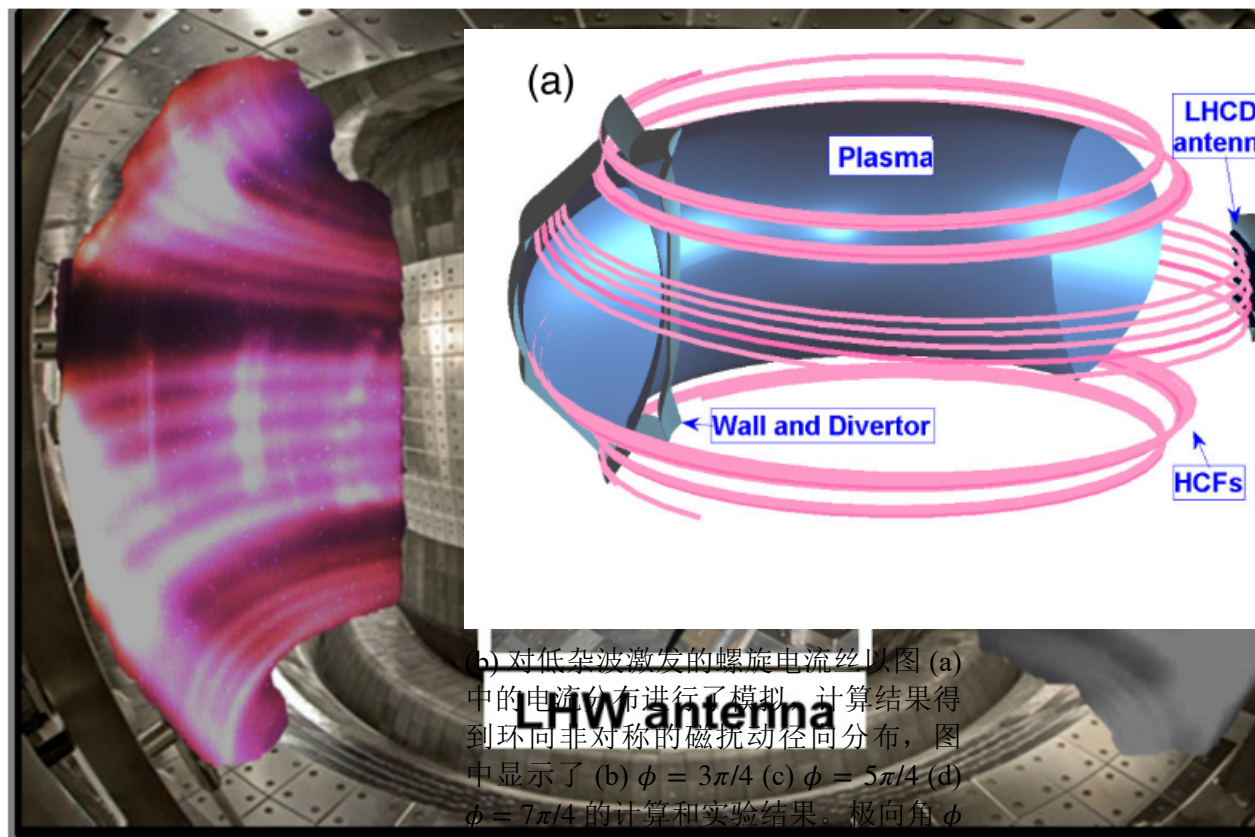
(b) 高 m 线圈次要工作模式下展开的 Poincaré 图

图 1.3 高 m 线圈作用下的 Poincaré 图，次要工作模式下的磁扰动情况较主要模式更深，来源于张华祥研究员 Huaxiang (2018) 的报告

1.3.3 低杂波驱动的螺旋电流丝

RMP 其致命的弱点是线圈置于腔内，这在 DEMO 堆的设计中是不被允许的，研究人员只能通过其他手段来改变边界磁拓扑。在低杂波加热设计之外得到的螺旋电流丝，是一个很有吸引力的在下一代聚变设备中应用的 RMP 手段。

低杂波加热原本用于芯部等离子体电流驱动，它通过朗道阻尼将动量传给等离子体，可以实现不依赖于离子回旋共振加热 (ICRH) 的长脉冲 H-mode 运行。但在原本被设计好的加热作用之外，还在 DIII-D、EAST 等不同装置上发现了低杂波驱动的螺旋电流丝，低杂波启动后毫秒内电流丝即响应出现，电流丝数量和托卡马克中低杂波天线的行数相同。



(a) EAST 以氦气放电实验来用可见光显著地表现螺旋电流丝的三维几何分布，低杂波天线截图置于图中间。

图 1.4 高 m 线圈作用下的 Poincaré 图，次要工作模式下的磁扰动情况较主要模式更深，来源于张华祥研究员 Huaxiang (2018) 的报告

在 EAST 中为了研究低杂波及螺旋电流丝，以方波调制的低杂波功率进行了间断性的螺旋电流丝激励 (Liang et al., 2013)。低杂波天线运转时，螺旋电流丝引起的三维磁拓扑（磁连接长度计算如图 1.6）导致了粒子流三维分裂的落点图案。Liang et al. (2013)

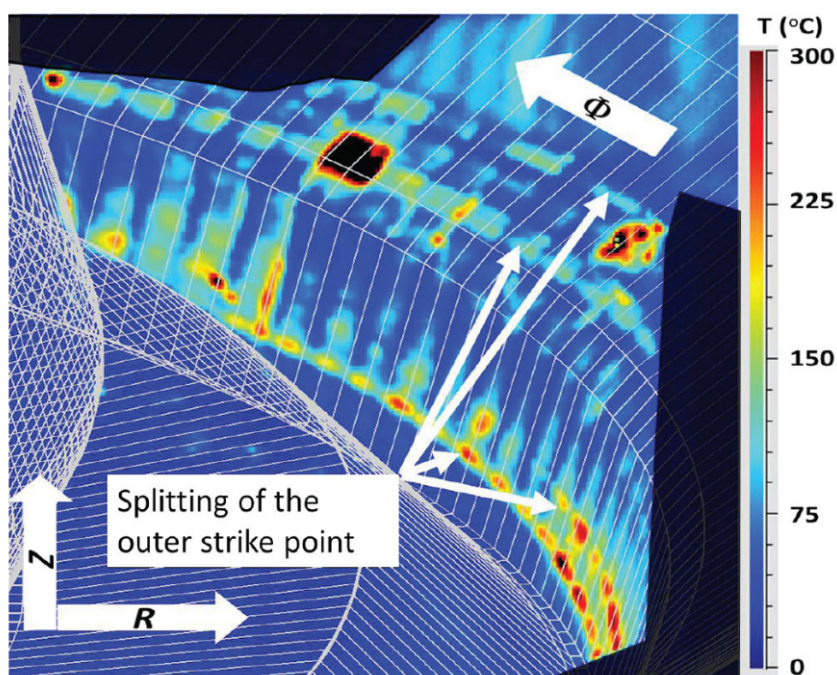


图 1.5 红外摄像机分析得到的 EAST 外侧偏滤器平板上 $\phi = 1.3\pi \sim 1.5\pi$ 低杂波运转时的温度分布。图中可见落点分裂为多个条状加热图案，还可以发现环向上分布的不对称性。腔壁网格重叠在图中以白线显示环形腔结构。

1.4 Poincaré 图及傅里叶模数分析

Poincaré 图是对磁面结构的描述，通过在给定极向截面上进行沿磁力线的迭代来标记在同一磁面上的点，以描绘出磁面的嵌套结构。

1.5 数值计算工具

1.5.1 有限元、有限体积法

偏微分方程的求解问题构成了现代工程领域许多重要的设计工作，计算框架和数值理论在各种高性能计算处理器的基础上的组合计算成为了现代工业设计的重要设计及优化工作。

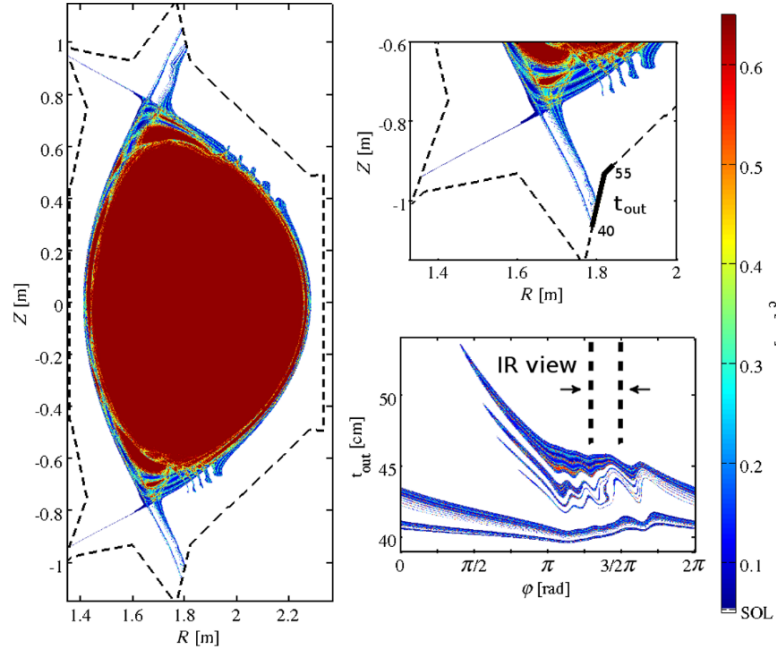


图 1.6 用上图 1.5 实验中测量值重建的 EAST 中磁连接长度在极向截面 $\phi = 1.3\pi$ 上的等位线分布，其下偏滤器处的分布可见用右上小图。对落点的分布计算可见右下小图，右图 1.5 红外拍照区域在小图中标注。

有限元法（Finite Element Method, FEM）在多物理场分析中很成功，一方面它非常通用，另一方面有限元可以对不同计算域内物理问题适合的算法进行组合，这对于多物理问题而言是一个关键优势。

尽管有限元可以自然地处理弯曲和不规则几何图形，但有限元背后的数学相对有限体积法（Finite Volume Method, FVM）更复杂一些。有限体积法中自然地物理偏微分方程组中的守恒量进行在网格上进行积分，离散值表示的是单元内该守恒量的积分平均值。于是有限体积法的重点在于如何通过单元 (cell) 的积分平均值插值表示单元边界的守恒量流量，即流函数。

- 等离子体所采用的电磁场计算软件 TODO
- *FEniCS*^① 是开源 (LGPLv3) 的偏微分方程计算框架。*FEniCS* 中丰富的 Python-C++ 接口使得科学工作者可以迅速地将他们面对的科学模型转化为有限元程序逻辑。在这里我们选取 *FEniCS* 是因为其后端的 PETSc^② 在支持 OpenMP、OpenCL 和 CUDA，在针对 PDE 的硬件优化上几乎无出其右，可以在几乎在任何并行计算硬件平台上得到快速应用。考虑到毕设时间的有限并且可能将考虑非线性等离子体响应，具备高层接

① <https://fenicsproject.org/>

② <https://www.mcs.anl.gov/petsc/>

口的 FEniCS 是快速实现偏微分方程的手段 (Langtangen et al., 2017)。

- $SU2^{\textcircled{1}}$ 工具箱是基于 C++ 偏微分方程的求解分析工具并可以在给定条件基础上进行设计优化。这套工具是为计算流体力学和空气动力学形状优化而设计的,但它也能够进行扩展来处理任意几何的控制方程,例如位势流,弹性问题,电流力学问题,化学反应流以及其他问题。
- $MFEM^{\textcircled{2}}$ 与 FEniCS 类似, MFEM 也支持对后端采用 PETSc 进行并行加速。其在电磁场领域有过一些研究,在本论文中被采用作为辅助验证工具。
- $M3D-C^1^{\textcircled{3}}$ 由美国普林斯顿大学等离子体实验室开发,是一个聚变等离子体界影响深远的非线性双流体模拟计算工具。但由于中美关系恶化及其代码闭源问题, M3D-C¹ 的数值高精度算法及各类成果在本论文中仅作为数值理论的参考。

以下为 M3D-C¹ 中的双流体模型方程,其推导过程参见附录。TODO

$$\begin{aligned}
\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\vec{u}) &= 0 \\
nm_i \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} \right) &= \vec{J} \times \vec{B} - \nabla p - \nabla \cdot \Pi + \vec{F} \\
\frac{\partial p}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla p + \Gamma p \nabla \cdot \vec{u} &= (\Gamma - 1) \left[Q - \nabla \cdot \vec{q} + \eta J^2 - \vec{u} \cdot \vec{F} - \Pi : \nabla u \right] \\
&\quad + \frac{1}{ne} \vec{J} \cdot \left(\frac{\nabla n}{n} p_e - \nabla p_e \right) + (\Gamma - 1) \Pi_e : \nabla \left(\frac{1}{ne} \vec{J} \right) \\
\frac{\partial p_e}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla p_e + \Gamma p_e \nabla \cdot \vec{u} &= (\Gamma - 1) \left[Q_e - \vec{q}_e + \eta J^2 - \vec{u} \cdot \vec{F}_e - \Pi_e : \nabla u \right] \\
&\quad + \frac{1}{ne} \vec{J} \cdot \left(\frac{\nabla n}{n} p_e - \nabla p_e \right) + (\Gamma - 1) \left[\Pi_e : \nabla \left(\frac{1}{ne} \vec{J} \right) + \frac{1}{ne} \vec{J} \cdot \vec{F}_e \right]
\end{aligned} \tag{1-1}$$

p, p_e	总/电子压强	\vec{q}	热流密度	\vec{J}	电流密度
Π, Π_e	总/电子粘性系数	u	流体速度	n	粒子数密度
\vec{F}, \vec{F}_e		Π		Q, Q_e	

$$\vec{E} = \eta \vec{J} - \vec{u} \times \vec{B} + \frac{1}{ne} \left(\vec{J} \times \vec{B} - \nabla p_e - \nabla \cdot \Pi_e + \vec{F}_e \right) \tag{1-2}$$

① <https://su2code.github.io>

② <https://mfem.org/>

③ <https://w3.pppl.gov/~nferraro/m3dc1.html>

$$\begin{aligned}\vec{J} &= \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{B} \\ \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= -\nabla \times \vec{E}\end{aligned}\tag{1-3}$$

M3D-C¹ 中还有单流体模型, Canal et al. (2017) 对 NSTX-U 中等离子体对扰动场的响应做了稳态单/双流体模拟的对比。

$$\begin{aligned}\nabla \cdot (n\vec{v}_i) &= 0 \\ m_i n \vec{v}_i \cdot \nabla \vec{v}_i &= \vec{J} \times \vec{B} - \nabla p - \nabla \cdot \Pi_i \\ \frac{\nabla \cdot (p\vec{v}_i)}{\Gamma - 1} + p \nabla \cdot \vec{v}_i + \nabla \cdot \vec{q} &= \eta J^2 - \Pi_i : \nabla \vec{v}_i - \frac{\vec{J}}{ne(\Gamma - 1)} \cdot \left(\Gamma p_e \frac{\nabla n}{n} - \nabla p_e \right) \\ \nabla \times \vec{E} &= 0 \\ \nabla \times \vec{B} &= \mu_0 \vec{J}\end{aligned}\tag{1-4}$$

$$\vec{E} = \eta \vec{J} - \vec{v}_i \times \vec{B} + \frac{1}{ne} \left(\vec{J} \times \vec{B} - \nabla p_e \right)\tag{1-5}$$

$$\Pi_i = -\mu_i \left[\nabla \vec{v}_i + (\nabla \vec{v}_i)^t \right]\tag{1-6}$$

$$\vec{q} = -\kappa \nabla (T_e + T_i) - \kappa_{\parallel} \vec{B} \left(\vec{B} \cdot \nabla T_e \right) / B^2\tag{1-7}$$

1.5.2 质点网格法 Particel-in-cell (PIC)

在以上的偏微分方程求解时, 物理问题允许将某一点 (或一个邻域内) 的物理量取其代表值来离散化, 如有限体积法中取其网格内的平均值进行计算, 有限元法中取有限阶多项式逼近。然而, 在并不一定完全服从高斯速度分布的等离子体物理研究中, 这样的代表值很难抽取出来。类似的非高斯型速度分布导致的流体假设不成立的问题, 在裂变堆中子物理计算中采用的是多群计算的方法; 而在聚变等离子体物理问题中, 不论是自然产生的等离子体还是人工产生的加速器, 往往会出现相当各向异性的速度分布, 以至于需要细致地考虑在相

空间中求解。对粒子在相空间（Phase space）中的分布函数 $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$ ，描述其演化规律的物理方程是 Boltzmann 方程，Colonna (2016).

$$\frac{\partial f_s(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} + [\vec{v} \cdot \nabla_r + \vec{a}(\vec{r}) \cdot \nabla_v] f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) = \left(\frac{\delta f_s}{\delta t} \right)_{\text{coll}} \quad (1-8)$$

其中 $(\delta f_s / \delta t)_{\text{coll}}$ 表示同种粒子及不同粒子之间的相互碰撞导致的粒子 s 的 f_s 变化率。Particle-in-cell, 即 PIC 手段将电磁场进行常规的偏微分方程求解，另外，还令网格中分布着巨粒子。巨粒子对网格角点处的电磁场参数数值有所影响，同时巨粒子也会根据离散的电磁场计算其下一时间步长的速度和坐标，这样就一定程度上在完全的粒子模拟和有限网格计算方法之间达到所需要的性能、准确之间的平衡。

1.5.3 磁力线定迹

针对聚变磁约束中的磁力线定迹问题 (field-line-tracing) 和射线定迹问题 (ray-line-tracing)，相空间中的复杂计算可以在 PIC 基础上根据磁约束的特点进行简化。以下介绍 CompX^①项目中的代码 GENRAY 和 CQL3D^②。项目中用它们作为磁力线定迹的工具。

1.5.3.1 GENRAY

GENRAY 通过几何光学式的折射处理对射线进行迹线追踪和强度变化的检索。

1.5.3.2 CQL3D (Collisional QuasiLinear 3 D)

$$\frac{df}{dt} = \text{total derivative following the particle guiding center,} = \frac{\partial f}{\partial t} + \underline{v}_{\text{g.c.}} \cdot \frac{\partial f}{\partial \underline{r}} + \frac{\partial f}{\partial \mu} \frac{d\mu}{dt} + \frac{\partial f}{\partial \epsilon} \frac{d\epsilon}{dt} \quad (1-9)$$

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + v_{\parallel} \hat{b} \cdot \nabla f + q E_{\parallel} v_{\parallel} \frac{\partial f}{\partial \epsilon} + O(\delta) \quad (1-10)$$

① Computational Modeling and Software Development <http://compco.com/index.html>

② 它们实在太古老了，如果可以的还是把它们用 C++ 重写一遍吧

1.6 磁流体不稳定性

磁流体不稳定性高度依赖于其边界磁面的螺旋形态，而为了阐述磁面的螺旋度，旋转变换的相关知识是必需的。**旋转变换**（rotational transform, 本质上是磁面磁力线螺距角）的定义是磁力线绕环向方向转一圈时极向绕小半径转的圈数。假如磁面是互相嵌套的话，旋转变换率在磁面上的平均值由极向磁通随环向磁通的变化率决定。 $l/2\pi = d\Psi/d\Phi$ 。

但托卡马克中，其倒数 **安全因子** 却更常被使用， $q = 2\pi/l$ 。在截面圆形，主要由等离子体电流产生极向场的托卡马克中磁力线的方程近似满足 $\frac{rd\theta}{B_\theta} = \frac{Rd\phi}{B_\phi}$ ，其中 ϕ and θ 分别是环向角和极向角。于是在典型的托卡马克中， $q = m/n = \langle d\phi/d\theta \rangle$ 可以用 $q \simeq \frac{rB_\phi}{RB_\theta}$ 近似。如果磁面安全因子 $q \leq 2$ ，边界上会发生显著的磁流体不稳定性。

在带偏滤器的托卡马克中， q 在等离子体分界面某些部分趋近无穷，所以通常会考虑在分界面内侧的 q ，通常来说会选 95% 的磁面 (内部磁通占总环向磁通的 95%)，此时常用 q_{95} 来表示。

1.7 主要目标

为了探究解决目前的 H-mode 等离子体所面临的 ELM 脉冲式热流和粒子流问题，而这在 DEMO 堆中是不被允许的。

为更好地控制 ELM，EAST 上先后测试了共振磁扰动线圈 RMP、高 m 线圈和低杂波驱动的螺旋电流丝，这三种扰动场产生机制有所差异，适用的范围也不尽相同。为了使扰动场相互配合达到最优的弱化乃至抑制边界局域模的效果，对它们在等离子体边界造成的扰动场协同作用的研究是很有必要的。**(1) 腔内低场侧低 n 线圈**，该线圈布置在腔内，由它激发起环向模数为 $n = 1, 2$ 的扰动场后在 EAST，DIII-D 等托卡马克装置上验证了其抑制边界局域模的效应。**(2) 高 m 线圈**，是 EAST 团队近两年实验中的线圈，在等离子体环外加上一组四个的线圈，它的特征是扰动场环向模数 n 分布较宽，极向模数 m 较高，由于只分布在一个环向位置 $\varphi = \text{const}$ ，扰动场的局域性很强。**(3) 由低杂波驱动的螺旋电流丝**，低杂波原本用于以朗道阻尼驱动芯部等离子体的电流，但在设计之外，实验发现它在等离子体边界会激发出螺旋电流丝，电流丝产生具体的物理机制还不

甚明晰，但其亦具备调节边界磁拓扑的能力。由于低杂波天线不像共振磁扰动线圈在腔内，它具有应用在 DEMO 堆及日后商业堆的潜力。

本文将会对边界磁拓扑在扰动场作用下的变化做出（磁流体）电磁分析，绘制近边界磁面的傅里叶谱和 Poincaré 图，这构成了第二章的主要内容。在此之后，第三章将基于磁场弥散来进行粒子扩散的模拟，对粒子在边界上的运动建立直观的认识，通过修改 GENRAY-CQL3D 磁力线定迹程序可以较原来的模型更为精确。通过前面提到的多种扰动场对等离子体边界拓扑进行调节，从而对热负荷和粒子流在偏滤器上的分布进行优化，以避免脉冲式的 ELM 崩溃对壁材料造成显著的影响。最后，（如果还有时间的话 Optional），通过在模拟工具中引入等离子体反馈后的随机场的计算，从而在湍流输运的角度解释磁场边界拓扑对粒子输运和热流的影响。

本论文着重在通过模拟的手段对现有的多种三维磁场进行模拟仿真，他们的磁谱被设计用来弱化或者调节边界局域模的发生。但他们之间的同时作用可以如何达到对粒子束流和热流的调节作用。

第 2 章 （磁流体）电磁场模拟

2.1 数值方法

模拟用到了 XX 工具，它采用了 XX 的数值方法进行计算。本章节介绍了多种通过不同数值方法对于线圈激发的真空中电磁场进行计算和傅里叶分析。通过 SU2 程序采用有限体积方法，FEniCS 采用有限元方法，

2.1.1 有限体积法

在有限体积法进行计算的过程中，我们所储存的变量值是偏微分方程中守恒量在网格中的平均值。与之类似但有些不同的是，在有限元法中，我们用试函数使得所计算得到的函数是函数空间中最优的函数。

2.1.2 本征方程

在本研究中主要问题是真空中的磁场模拟和磁谱模数分析。下面列出极其经典的 *Maxwell* 方程。

(Optional 完成真空模拟后，完成后面 chap 做完了还有时间，再回来这里考虑磁流体模型)

2.1.2.1 双流体模型

将等离子体视为离子和电子相互渗透的双流体来看待，分别视为服从麦克斯韦分布的等离子体，相比于单流体的模型更能反映出电子和离子的不同响应特性和各自的流体特征。

以下对三种扰动场仿真模拟细节陈述。

2.2 共振磁扰动

边值设置

2.3 高 m 线圈

边值设置

2.4 低杂波驱动的螺旋电流丝

2.4.1 边值设置

螺旋电流丝是由低杂波对等离子体进行加热的同时，等离子体环外侧剥离层（SOL）出现的和低杂波天线数目相同的电流丝。其造成的等离子体边界磁场影响使得粒子束流在偏滤器平板上的落点有所分裂，可见参考的文献。

2.5 扰动场协同效应 Collaborative Perturbance

2.5.1 边值设置

2.5.2 分析

2.6 傅里叶分析及庞加莱图

2.6.1 Fourier Analysis Introduction

2.6.2 Poincaré Plot Introduction

Poincaré 图的基本介绍可以在这里找到，稍后我会进行补充。<https://computing.llnl.gov/projects/starsapphire-data-driven-modeling-analysis/poincar%c3%a9-plots>

以下对三种扰动场进行傅里叶分析 Fourier Analysis 和庞加莱图 Poincaré Plot。

2.6.3 共振扰动场线圈

2.6.4 高 m 线圈

2.6.5 低杂波驱动的螺旋电流丝

2.6.6 扰动场协同效应 Collaborative Perturbance

第 3 章 磁力线弥散——粒子扩散

在之前的研究中，研究者曾经用 GENRAY 相关代码将场线进行推测。本部分研究的重点在于揭示通过边界磁场受到的影响

①

① 当做到 CQL3D 迹线追踪的时候可以用 Python 做出粒子绕环的运动。
<https://guillaumecantin.pythonanywhere.com/hamiltonian/>

第 4 章 随机场的湍流输运研究

各种扰动场对 ELM 的发生起到了显著的控制作用，而在扰动场施加时等离子体边界浮现的随机场则对粒子和热输运均影响深远。这一部分的研究设计将模拟中加入 **。从湍流输运的角度解释磁场边界拓扑对输运的影响可能有较好的效果。（可能没有时间完成这一部分，全力以赴）

第 5 章 总结 Conclusion

5.1 单一扰动场

5.2 扰动场协同

5.3 对实验参数的优化指导

插图索引

图 1.1	高 m 线圈在 EAST 中的设计和所处的几何位置，来源于张华祥研究员 Huaxiang (2018) 的报告	4
图 1.2	高 m 线圈作用下的平衡场扰动情况，次要工作模式下的磁扰动情况较主要模式更深，来源于张华祥研究员 Huaxiang (2018) 的报告	4
图 1.3	高 m 线圈作用下的 Poincaré 图，次要工作模式下的磁扰动情况较主要模式更深，来源于张华祥研究员 Huaxiang (2018) 的报告	5
图 1.4	高 m 线圈作用下的 Poincaré 图，次要工作模式下的磁扰动情况较主要模式更深，来源于张华祥研究员 Huaxiang (2018) 的报告	6
图 1.5	红外摄像机分析得到的 EAST 外侧偏滤器平板上 $\phi = 1.3\pi \sim 1.5\pi$ 低杂波运转时的温度分布。图中可见落点分裂为多个条状加热图案，还可以发现环向上分布的不对称性。腔壁网格重叠在图中以白线显示环形腔结构。	7
图 1.6	用上图 1.5 实验中测量值重建的 EAST 中磁连接长度在极向截面 $\phi = 1.3\pi$ 上的等位线分布，其下偏滤器处的分布可见用右上小图。对落点的分布计算可见右下小图，右图 1.5 红外拍照区域在小图中标注。	8

表格索引

表 1.1	EAST 设计参数.....	1
-------	----------------	---

公式索引

公式 1-1	9
公式 1-2	9
公式 1-3	10
公式 1-4	10
公式 1-5	10
公式 1-6	10
公式 1-7	10
公式 1-8	11
公式 1-9	11
公式 1-10	11
公式 B-1	36
公式 B-2	36
公式 B-3	37
公式 B-4	37
公式 B-5	37

参考文献

- ZOHM H. Edge localized modes (ELMs)[J/OL]. 38(2):105-128[2020-03-05]. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/38/2/001>. DOI: 10.1088/0741-3335/38/2/001.
- Loarte A, Saibene G, Sartori R, et al. Characteristics of type I ELM energy and particle losses in existing devices and their extrapolation to ITER[J/OL]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2003, 45(9):1549-1569. DOI: 10.1088/0741-3335/45/9/302.
- LOARTE A, HUIJSMANS G, FUTATANI S, et al. Progress on the application of ELM control schemes to ITER scenarios from the non-active phase to DT operation[J/OL]. Nuclear Fusion, 2014, 54(3):033007. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/54/3/033007>. DOI: 10.1088/0029-5515/54/3/033007.
- SUN Y, LIANG Y, LIU Y, et al. Nonlinear transition from mitigation to suppression of the edge localized mode with resonant magnetic perturbations in the EAST tokamak[J/OL]. 117(11): 115001[2019-12-11]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.115001>.
- HUAXIANG Z. 新限制器及高 m 线圈物理设计[Z]. 2018.
- LIANG Y, GONG X Z, GAN K F, et al. Magnetic topology changes induced by lower hybrid waves and their profound effect on edge-localized modes in the EAST tokamak[J/OL]. 110(23):235002[2019-12-11]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.235002>.
- LANGTANGEN H P, LOGG A. Solving pdes in python[M/OL]. Springer, 2017. DOI: 10.1007/978-3-319-52462-7.
- CANAL G P, FERRARO N M, EVANS T E, et al. M3d-c1 simulations of the plasma response to RMPs in NSTX-u single-null and snowflake divertor configurations[J/OL]. 57(7):076007 [2020-03-08]. <https://doi.org/10.1088/0741-4326/57/7/076007>. DOI: 10.1088/0741-4326/57/7/076007.
- COLONNA G. Boltzmann and vlasov equations in plasma physics[M/OL]//2053-2563: Plasma Modeling. IOP Publishing, 2016: 1-1 to 1-23. http://dx.doi.org/10.1088/978-0-7503-1200-4_ch1.

致 谢

声 明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人享有著作权的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

签 名：_____ 日 期：_____

附录 A 外文资料的调研阅读报告及书面翻译

外文资料部分翻译了与本论文主题相关的两篇论文，其研究重点在于通过线圈或电流激发出扰动场从而达到对 ELM 的弱化和抑制效果。

- [1] Sun Youwen, Liang Yunfeng, Liu Yueqiang and *et al.* Nonlinear Transition from Mitigation to Suppression of the Edge Localized Mode with Resonant Magnetic Perturbations in the EAST Tokamak. Physical review letters (2016). 117. 115001. 10.1103/PhysRevLett.117.115001.
- [2] Liang Yunfeng, Gong X. Z. , Gan K. F. and *et al.* Magnetic Topology Changes Induced by Lower HybridWaves and their Profound Effect on Edge-Localized Modes in the EAST Tokamak. Physical Review Letters (2013). 110. 235002. 10.1103/PhysRevLett.110.235002.

EAST 托卡马克上低杂波引起的磁拓扑变化及其对 ELM 的显著影响 Magnetic Topology Changes Induced by Lower Hybrid Waves and their Profound Effect on Edge-Localized Modes in the EAST Tokamak [1]

摘要：当低杂波和离子回旋共振加热作用在 H-mode 的等离子体，在 EAST 上观测到了强烈的减弱 ELM 的作用。这种效果是由于低杂波引起的螺旋电流丝沿着磁力线在刮削层中不断流动的效果。和共振磁扰动的效果类似，在低杂波运作期间也出现了束流在偏滤器上落点分裂的现象。通过在磁力线追踪程序中加入螺旋电流丝，本文也定性地模拟了其对磁拓扑结构的改变的作用。

对聚变能源研究及相关技术的巨大挑战来自于如何将炽热的等离子体约束住，使得接触等离子体的材料在运行期间维持一个可以接受（稳态和瞬态）的热负荷及粒子束流强度。当托卡马克中的等离子体工作在高约束（H-mode）状态的时候，等离子体能量约束时间显著增长。然而其后果则是等离子体边界上压强有着更大的梯度，连带着还有边界上增强了的电流密度，它可以超过阈值以驱动磁流体不稳定性，这被称为 ELM。ELM 会导致近似周期性的大量能量和粒子从本应受约束的区域损失，同时又会导致对接触的等离子体材料的严重损害，下一代的聚变设备，如 ITER 和 DEMO 装置，需要一种可靠的手段来控制或者抑制剧烈的边界区域模。

共振磁扰动（RMP）改变了等离子体的磁拓扑结构，已经被用在 DIII-D 装置内完全抑制 ELM，或者在实验中，抑制边界区域，这个的意思是增加 ELM 的频率，而减低每一次 ELM 发生的幅度，MAST 和 ORG 装置上面得到实验。尽

管这个物理机制还不是很清楚，。不同装置上得到的实验结果都表明是拓扑，有着一个很关键的作用，在整体约束中，以及边界磁流体稳定性，何等的相互作用，特别是对于，偏滤器

目前来说，在所有现存的以共振磁扰动减弱或抑制 ELM 的实验中，磁扰动均由腔内或者腔外的线圈系统所激发。腔内的磁扰动线圈已在 ITER 设计上被考虑并做出了设计，用于抑制 ELM 的发生。但在未来的聚变反应堆中，(DEMO) 腔内的磁扰动线圈可能不现实。于是通过其他机制改变磁拓扑来控制 ELM，对于下一代的托克马克是很有吸引力的。

最近 EAST 上面的研究结果表明，低杂波和共振磁扰动的效果类似，改变磁拓扑可以作为一种有效的减弱或者抑制 ELM 的手段。这篇快报阐述了低杂波对 ELM 表现的影响及偏滤器平板上的热负荷分布；同时记录了低杂波驱动下产生的，在刮削层中沿着磁力线流动的螺旋电流丝的实验结果（该螺旋电流丝并不随时间旋转）。观测到的由螺旋电流丝引起的三维边界磁拓扑改变和磁力线迹线程序所做的估计之间进行了对比。

EAST（大半径和小半径分别是 1.85 m 和 0.45 m）是为了实验稳定的长脉冲、高参数的 H-mode 等离子体而建造的装置，它的位型与加热设备 ITER 类似，即有着灵活可调的 double null, lower single null (SN) 或 upper (SN) 极向偏滤器位型并主要是射频加热。EAST 中的低杂波系统工作在 2.45 GHz，一个阵列由 20 个波导天线组成，四列五行，安装在低场侧中间，最大输出功率是 2 MW。其最初被设计用于芯部等离子体电流驱动，通过将电子朗道阻尼将动量转移给等离子体。峰值平行方向波折射率约 2.1。并且这套低杂波系统可以在没有离子回旋共振加热的条件下仍实现长脉冲下的 H-mode。然而和其他设备上的实验类似，显著的低杂波功率会损失在等离子体边界上面，特别是当等离子体密度较高时，这是由快波和粒子之间复杂的耦合问题所导致的。

通过在离子回旋共振加热占主导的 H-mode 等离子体中调制低杂波功率，团队研究了低杂波对于 ELM 的特性影响，如图 1。这项实验在环形腔锂壁涂层之后，目标 H-mode 等离子体有着下 SN 位型，通过粒子回旋共振加热驱动，其输入功率是 1 MW，运行在一个相对高密度的工作区。在边界上的安全因子是 $q_{95} = 3.8$ ，环向等离子体电流为 $I_p = 500 \text{ kA}$ 且环向场 $B_t = 1.8 \text{ T}$ ，底部的三角形变系数是 $\delta_L = 0.45$ 。在中心线平均的电子密度是 $\sim 4.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。以及，Greenwald 系数约 0.9，H 系数（H98y）在 H-mode 阶段约 0.8。

这套低杂波系统功率设置在 1.3 MW。调制频率为 10 Hz。运转时长占周期

比例 50%，于是，一个周期内低杂波关闭的时间是 50 ms，这个时间大概是能量约束时间的一半，如果没有低杂波系统的话，ELM 的频率是相当规律的，大概在 150 Hz。当低杂波系统打开之后，ELM 消失了或者偶尔地以更高频（ ~ 600 Hz）出现，如图 1 下部。使用低杂波的时候观察到落到偏滤器平板上的 ELM 脉冲的粒子流强显著地减小为原来的 1/2，而 ELM 间隙时的粒子数则约增强为原来的 2 倍，但仍然低于在 L-mode 时。一旦到达 H-mode 工作区，等离子体所具有的能量 W_p 约增长为原来的 2 倍，从 ~ 50 到 ~ 100 kJ，并且在低杂波功率调制期间，它的变化幅度比较微弱（ $\pm 5\%$ 区间）。低杂波系统停止工作的瞬间偏滤器平板接收到的粒子流强就会迅速减小，这可能说明低杂波功率不仅仅是在芯部被吸收，同时也沉积在了刮削层中。

EAST 实验中，不管是 L-mode 还是 H-mode，低杂波运行期间刮削层中都观测到了 5 条螺旋辐射带（Helical radiation belt, HRB）。螺旋辐射带的数量和低杂波天线阵列的行数是一样的。EAST 使用氦气放电使其结构更清楚而不改变其总的特性。作为一个典型例子，图 2 表示了两个切向方向上可见光波段的照片，这是 EAST 环形腔两侧氦气等离子体放电过程中，低杂波施加时所出现的现象。目标等离子体 300 kA， $B = 2$ T， $q_{95} \approx 8$ 由 0.7 MW 的低杂波加热，是 double null 的位型。在赤道面，等离子体分界面到外层限制器的间隔大概在 8 cm。螺旋辐射带在低场侧天线前面，同时在刮削层中沿着磁场线向上、下沿偏滤器流动。在低杂波天线前面，原来的分界面 1 cm 之外，模拟得到的刮削层中的磁力线结果在位置和螺旋角上都很好地吻合了实验观测到的螺旋辐射带。



图 1 这是手动编号但不出现索引中的图片的例子

在低杂波系统调制过程中，等离子体边界螺旋丝状结构中流动的电流所激发出来的磁扰动，已经通过 Mirnov 线圈观测到了。在这项实验中低杂波被方波调制，功率周期性在 0 MW to 1.2 MW 之间转换，它的重复频率是 100 Hz，运转时长占周期 50%。螺旋电流丝的产生是相当快速的，约 2 ms 之内，和低杂波系统的启动时间相当。这就是低杂波系统开始工作时，下降沿的螺旋电流丝在几个毫秒之内便耗散了。螺旋电流丝所引起的拓扑结构改变，在极向和环向上都是不

对称的，这表明了它对等离子体结构的扭曲是三维的。用模拟的螺旋电流丝产生的扰动场可以复现 Mirnov 线圈上得到的信号，如图 3。此时螺旋电流丝被设定为在螺旋辐射带中如图 3 所示的轨迹。总的螺旋电流丝电流可以通过拟合模拟的扰动场和测量值来计算，得出实验中约为 1.3 kA。



图 1 这是手动编号但不出现索引中的图片的例子

在偏滤器上落点（Strike points, SP）的分裂，在低杂波系统运转的时候被观测到了。其分裂落点的效果和共振磁扰动相似，可以在偏滤器平板上的热负荷分布上所观察到。图 4 显示了通过一个红外摄像头测量的外侧下部偏滤器平板的表面温度。落点分裂前后在环向上的距离依赖于环向角，清楚地说明了低杂波引起的三维磁拓扑特性。另外落点分裂还取决于边界的安全系数，这一点在欧姆加热主导的和离子回旋加热主导的等离子体中都没有发现。



图 1 这是手动编号但不出现索引中的图片的例子

通过在磁力场线追踪的程序中考虑螺旋电流丝，如图 5，本文定性地模拟了磁拓扑结构的改变。在实验平衡场基础上，加上从螺旋电流丝来的磁扰动场，电流丝测量到的电流强度为 1.3 kA，以此来计算磁力线的连接长度。螺旋电流丝产生的磁场在 X 点附近形成了数瓣有着较长连接长度的磁力线，直达外侧偏滤器平板造成打击点的分裂，使得落点发生了分裂，这一过程被红外摄像头所识别。计算结果表明，等离子体边界的剧烈变化取决于边界的安全系数，和流经电流丝的电流强度。还要注意该螺旋电流丝模型没有考虑进去等离子体反馈，并且模拟的结果，只能定性地解释螺旋电流丝引起的落点分裂。

过去的实验结果已经表明低杂波可以在 SN 偏滤器位型上（JET）引起震荡型的 ELM H-mode，也可以在限制器位型下产生没有 ELM 的 H-mode 等离子体（JT60），然而，它具体的物理机制还没有被充分研究。在 EAST 上，对离子回

旋共振加热占主导的较低密度等离子体 ($n_e/n^{GW} < 0.5$, 这里 n^{GW} 为 Greenwald 密度极限), 用恒定的低杂波功率可以得到一个 ELM 较平稳的 H-mode 等离子体, 其 ELM 有着混合的 I 型和小类型的。通过降低离子回旋共振加热对低杂波加热的比例, 再提高等离子体密度, 达到了一个持续发生小类型 ELM 的 H-mode 等离子体, 并且保持了 32 秒。低杂波激发的螺旋电流丝及其造成的磁拓扑改变迹象合理地解释了为什么低杂波可以减弱或者抑制 ELM, 并且显著地改变对偏滤器平板上的热负荷分布。对于这种现象背后物理机制的理解, 需要考虑这种抑制效果关于以下几个因素的依赖关系, (i) 锂壁涂层, (ii) 等离子体碰撞, (iii) 安全系数, 它们将会在未来 EAST 上的实验进行进一步的研究。

由于低杂波天线几何因素的影响, 由螺旋电流丝所驱动的共振磁扰动场主要是 $n = 1$ 的分量, 在这里 n 指环向模数。基于实验参数计算出来的磁扰动场的谱表明螺旋电流丝的扰动场共振能力较好, 从图 6 中可以看到, 不同极向模数的等离子体边界共振面和谱中的脊线相贴合的。另外, 由螺旋电流丝所引起的磁扰动, 更多地位于等离子体边界, 没有对核心部分显著的影响, 这主要是由于螺旋电流丝在边界刮削层中沿着磁力线进行流动。因此, 螺旋电流丝的迹线总是紧密地贴合着边界磁力线, 而与边界安全系数无关。

还需要提到, 尽管低杂波在刮削层中引起电流的现象已经被许多设备上观察到了, 然而它的物理机制依然不清楚, 在 Alcator C-Mod 的实验装置上面, 当我们将低杂波注入方向改变的时候, 刮削层中的电流方向并不会发生改变。Alcator C-Mod 上, 在低杂波功率约 850 kW 时, 若等离子体运转在高密度工作区, 在刮削层中估计电流强度可以高达约 20 kA, 而 EAST 上低杂波功率为 1.3 MW 时, 极向上积分得到的螺旋电流丝则约 7 kA。用 GENRAY-CQL3D 程序对考虑碰撞阻尼的二维刮削层模拟表明, EAST 上运行的高密度等离子体, 大概 10% 的低杂波功率沉积在了刮削层中。实验观测到的结果表明刮削层中的电流过大以至于不能通过低杂波的碰撞吸收导致的电流驱动来解释。不过要注意, 刮削层中的低杂波功率吸收会对偏滤器区域中性粒子的电离有所贡献, 从而增强了沿着刮削层中的磁力线, 从较热较稀疏的偏滤器平板到较冷较稠密的偏滤器平板的热电流。

EAST 过去的研究表明, 随着低杂波功率或者等离子体密度的增长, 螺旋电流丝电流强度均会增长。然而, 螺旋电流丝所处的径向位置在刮削层中的分界面附近, 而此处重联的磁场线长度远远大于电子的平均自由程。为了用低杂波实现对 ELM 和偏滤器热负荷主动的控制, 螺旋丝中电流强度对实验参数的依赖

关系将会在 EAST 上面更进一步地被研究。

总的来说，低杂波对于 ELM 强烈的影响已经在 EAST 上面得到了呈现，它表明 ELM 在其作用下会消失，或者偶尔出现，它的频率会从 ~ 150 增加到 ~ 600 Hz，当低杂波运转的时候，它似乎通过驱动沿着刮削层磁力线且不随时间环向旋转的螺旋电流丝，来引起磁拓扑上显著的改变。这导致了在偏滤器上的落点分裂，与共振磁扰动引起的效果相仿。在磁力线追踪程序中引入螺旋电流丝能较好地复现出来磁拓扑所观测到的改变。这为下一代的聚变反应堆（ITER 或 DEMO）提供了一种很有吸引力的手段来优化热负荷分布，并且同时抑制或者弱化 ELM 导致的极大的脉冲热负荷和粒子流强。

这项研究由中国国家磁约束聚变科学项目支持，项目序号为 No. 2013GB106003 和 No. 2011GB107001。在这里还要致谢德国亥姆霍兹协会的亥姆霍兹大学青年研究者团体 VH-NG-410。

EAST 托卡马克上共振磁扰动对 ELM 的弱化效果到完全抑制的非线性转换过程 Nonlinear Transition from Mitigation to Suppression of the Edge Localized Mode with Resonant Magnetic Perturbations in the EAST Tokamak[2]

摘要：本文呈现了 EAST 托卡马克上如何用共振磁扰动使得 ELM 从被减弱到抑制的非线性转换。这是第一次对射频加热占主导且转速较低的等离子体的 ELM 用共振磁扰动的方法进行抑制。在转化发生之后，边界磁拓扑的改变有两个迹象，线性磁流体动力学和真空的模拟结果等离子体反馈场渐变的相移和骤然的射向偏滤器的三维粒子束流。转换的阈值依赖于共振磁扰动场的磁谱、等离子体自身的旋转及扰动场的幅度。这表明非线性等离子体反馈引起的边界磁拓扑结构改变在用共振磁扰动的手段抑制 ELM 时很重要。

无论是在实验室等离子体物理还是在空间等离子体物理研究中，磁场重联及其导致的拓扑变化在等离子体动力学中都扮演了一个重要角色。通过共振磁扰动所引起的边界随机场，被认为是抑制等离子体边界周期性破裂发生的手段；这种不稳定性也被称为 ELM，起初在 DIII-D 托卡马克中被观察到。ELM 会对直面等离子体的材料形成瞬态热负荷，并可使得它们性能下降，工作在下一代的聚变设备中（如 ITER）。在边界压力梯度和电流中储存的自由能，由于边界随机场的存在而减少，随机场将等离子体引入一个相对于 ELM 更稳定的状态。DIII-D 上成功的实验，激励了其他托卡马克设备运用共振磁扰动控制 ELM。然而等离子体反馈场往往会屏蔽施加的共振磁扰动，并且可能显著降低磁场的随

机性，这一机制能否成功应用还需研究。与拓扑结构改变不同，线性的 peeling like 磁流体动力学反馈，已经被发现在 ELM 控制中扮演者很重要的角。非线性的等离子体响应，已经在 JET 托卡马克中被观测到了。近期，DIII-D 上发现了在 ELM 抑制阶段，施加 $n = 2$ 共振磁扰动场而产生边界磁岛可能的形成机制。然而，在 ELM 被完全抑制和弱化之间的关键性区别仍不清楚，以及线性和非线性的等离子体反馈在 ELM 抑制上的作用仍有待研究。

这篇快报阐述了第一次对转速较低且射频加热主导的的等离子体，以低 n 的共振磁扰动场驱动 ELM 抑制的效果，这可能对于未来聚变设备有着重要价值。这也是第一次 EAST 工作在中等碰撞率状态时观测到以共振磁扰动达到完全 ELM 抑制的效果，同时拓展了过去 ELM 抑制在 DIII-D 和 KSTAR 的观测结果。目前发现，边界附近的磁岛和超过阈值的磁拓扑改变（考虑等离子体反馈的条件下），都在 ELM 抑制中起着重要作用，这一发现也揭示了，在线性和非线性反馈中在 ELM 抑制中的不同作用。

2014 年 EAST 低场侧安装了两个阵列组成（ $2 \times 8 = 16$ ）的一套灵活的腔内共轭场线圈系统。EAST 团队通过 $n = 1, 2$ 的共振磁扰动，成功地实现了对转速较低且射频加热主导的的等离子体中 I 型 ELM 的减弱及完全抑制。



图 1 这是手动编号但不出现索引中的图片的例子

EAST 中观测到， $n = 1$ 的共振磁扰动场，强度超过了阈值时具有对纯射频加热的等离子体 ELM 彻底抑制的效果。图 1 显示 EAST 实验序号 55274 中， $n = 1$ 共轭扰动场线圈电流慢上升过程中 ELM 的表现。低杂波电流驱动 $P_{LHCD} = 3 \text{ MW}$ ，以及离子回旋共振加热 $P_{ICRF} = 1.4 \text{ MW}$ 提供恒定的外部加热功率。X 射线晶体成像技术（XCIS）测量得到环向上绕等离子体中心的旋转速度非常接近于 0，（ $< 4 \text{ krad s}^{-1}$ ）。环向磁感应强度为 $B_T = 2.25 \text{ T}$ ，在表面 95% 的归一化极向磁通处的安全因子 $q_{95} \approx 5.7$ ，等离子体电流等于 $I_p = 0.45 \text{ MA}$ ，归一化贝塔参数 $\beta_N \approx 0.8$ ，以及归一化的碰撞率在平台顶部是差不多，约等于 1。如图 1 所示，共振磁扰动场升到 $8 \text{ kA} \cdot \text{turns}$ 之前（6s），电子密度呈阶梯状下降并且 ELM 发生频率，而在 $t = 6 \text{ s}$ 在此之后 ELM 被完全的抑制住了。



图 1 这是手动编号但不出现索引中的图片的例子

真空模拟中磁岛重叠处的宽度，如图 1， $\Delta_{\Sigma>1} = 1 - \hat{\psi}_p^{1/2}|_{\sigma=1}$ (黑实线)，此处 σ 为 Chirikov 参数表征磁岛的重叠条件而 $\hat{\psi}_p$ 指归一化之后的极向磁通。等离子体反馈在 ELM 的弱化和抑制阶段有着显著的不同。耦合等离子体反馈后 $n = 1$ 磁扰动场的幅度（红实线）在实验中观测到的值可见图 1(b)。在完全抑制之前电子密度阶梯状的下降趋势和 ELM 频率的增长，其原因可能是由于不同谐波分量有着不同的渗透阈值，说明（考虑等离子体反馈后的）磁拓扑结构改变的程度在最终的 ELM 抑制中非常重要。这激励团队对 ELM 在被弱化和抑制之间的转化过程进行细致研究。

通过扫描托卡马克上下沿磁共振线圈的相位差 $\delta\Phi_{UL}$ ，或者是等效的共轭分量场强，都可以说明 ELM 减弱和抑制之间的转化。图 2 展示了 ELM 控制机制，我们有一个连续性的扫描，相差 [图 (b) 中红线]。通过旋转下面的线圈电流，再一个， $f = 0.5 \text{ Hz}$ 的频率，并且保持上沿线圈电流恒定 $I_{RMP} = 10 \text{ kA turns}$ （实验序号 55272）。该目标等离子体 ELM 的频率大致为 100 Hz 与实验序号 55274 类似，除了加热手段上的略微不同，他有着 0.7 MW 的反向中性束注入而不是离子回旋共振加热。它仍然是射频加热主导的等离子体。电子密度 [图 2(c) 中的实线] 和 ELM 频率 [图 2(b) 三角形] 的改变。和，可重复性比较好，在两个阶段。整个过程有着明显的三个阶段图 4(a) 和 4(b) 也说明了这一点。在第一个阶段。强烈的密度和 ELM 弱化，但是 ELM 的频率增强了，因此大概在 5 10 左右膜再向阶段二中完全的抑制住了，在一个突然的电子密度下落之后，在第三阶段，相位差的其余部分。相当相当弱，并且总是保持着一个阐述在一个突然的转换中，ELM 抑制中，拖出来，电子密度和温度。形貌的变化，在图中有所展示。从中我们可以看到电子密度下降了，但温度上升了，在工厂缠绕中的应用阶段，等离子体能量约束，在 ELM 的意义弱化中，是似乎有一些轻微的便好，更多的储存能量，当然更低的密度。比赛共振磁扰动，应用之前要好，和 ELM 的抑制相弱化相比，完全的抑制，有一个更强，强得多的密度潘博奥效应，和一个轻微的。边界平台温度下降，从 ELM 的弱化到完全抑制，能量约束下降了大约 10%。

ELM 控制对磁谱的依赖性表明，共振磁扰动场需要达到必要的阈值才能抑

制 ELM。和在 DIII-D 中观测到的类似，ELM 抑制最合适的相位差，和线性磁流体模拟程序 MARS-F 得到的共振峰值接近 ($\approx 75^\circ$)，而与真空条件 MARS-F 计算出来的共振峰值计算 ($\approx 356^\circ$) 不吻合。然而，EAST 上等离子体密度的时间演化和 DIII-D 上完全不同，DIII-D 上在 $\delta\Phi_{UL}$ 相位差扫描时等离子体密度抽出？并且磁刹车如同三角函数一个变化，显示出等离子体动力学特性的线性反馈。实验测量结果清晰地表明 ELM 减弱和抑制之间的转换，存在着非线性等离子体反馈的作用以及非线性转换和分歧过程，如图 3 和 4 所示。EAST 团队运用低场侧遍布环向各角度的极向磁场传感器（如图 3 所示）来观测等离子体反馈场的演化。通过反馈场的傅立叶分解得出其主要的分量是 $n = 1$ 的谐频分量。MARS-F 程序从等离子体反馈场中模拟出扰动场，在图 3(c) 中可以看出其较好地重现了总体的趋势，只有些许的不一样。实验序号 55272 在 3.9 s 的平衡态被用于这里展示的模拟，这是因为等离子体反馈场的预估，并不因有或者没有共振磁扰动导致的 ELM 抑制的磁场平衡态而产生显著的差异。然而， $n = 1$ 反馈场的相位对 $\delta\Phi_{UL}$ 的依赖关系（如图 4(c)）明确地表征了 ELM 减弱和抑制之间的非线性特性。弱 ELM 减弱阶段（III）， $\delta\Phi_{UL} \in [120, 360]^\circ$ ，测量到的 $n = 1$ 反馈场和线性磁流体反馈相吻合，而在 ELM 抑制阶段（II） $\delta\Phi_{UL} \in [50, 120]^\circ$ ，它显著地偏离了线性的磁流体反馈却跟真空的更符合。这表明共振磁扰动在 ELM 弱化状态被等离子体屏蔽掉了，到抑制状态却能够渗透进去。这是因为渗透的共振分量和真空中的一样有相同的相位；而根据过去的非线性模拟，屏蔽场相对于真空有一个相位偏移。这意味着为了达到 ELM 抑制状态，磁场渗透的发生是必需的，而这不能通过线性的模拟解释。这有可能解释 DIII-D 中测量得到的反馈场和 MARS-F 模拟结果的类似的差异。但和 DIII-D 中观测到 ELM 抑制时的磁场渗透特性不一样的是，EAST 上渗透的环向模数和施加的是一样的。

在 ELM 被减弱到完全抑制的转换过程中，反馈场的相位逐渐地和真空中的不断逼近，如图 4(c) 所示。这表明不同的谐频分量依次穿透，边界拓扑变化在这一阶段渐渐剧烈起来。对于不同的谐频分量来说渗透阈值可能是不一样的。于是一种可能的解释是这个转化过程中有多种谐频分量依次穿透。这也解释了在完全抑制 ELM 之前，共振磁扰动线圈电流的上升时，电子密度和 ELM 频率的阶梯状变化的现象，如图 1。于是，边界拓扑改变的剧烈程度随着总共振磁扰动场幅度增强而增强，这包括了等离子体反馈和它导致的 ELM 抑制。从抑制 ELM（阶段 II）到轻微减弱 ELM（阶段 III）的骤然反向转换表明这些共轭谐频分量又几乎同时被屏蔽掉了；同时，磁场的三维结构消失了，共振磁扰动场强度低于

某个阈值之后。

在 ELM 抑制阶段，粒子流受共振磁扰动影响而在偏滤器上落点的分裂，和边界拓扑结构的变化相互佐证。在 DIII-D 上的 L-mode 等离子体，只有在等离子体屏蔽效应退去的时候，才能观测到三维的落点分布。当共振磁扰动场强度超过阈值时，MAST 上 L-mode 等离子体出现粒子流和热负荷在偏滤器上的三维分布时，总是伴随着突然的热流增强和等离子体密度减弱，这表明存在边界随机场。这已经在 1 模等离子体中被观测到了在 \max 上面。这种分裂模式在强的 ELM 弱化阶段和抑制阶段，被观测到时用一个极向排列的兰缪探针阵列，在上偏滤器，在 $\Phi = 327^\circ$ 的时候，观测到图 3，这和真空的三维模拟，落点结果是相吻合的，显著的粒子流强增加，也表明了场的穿透和磁拓扑结构改变，在这些阶段，因为这是下 SN 位型，其中的两个分界面之间的距离 $d_{rsep} \approx 1 \text{ cm}$ 。这再一次证明了 ELM 抑制阶段存在边界磁拓扑的改变。从 ELM 弱化到完全抑制时，会突兀地加快边界垂直转动，再一次佐证 ELM 完全抑制时边界拓扑改变的重要性。外沿边界的加速旋转是边界随机场形成的重要迹象。图 5 显示了在两次实验 56365 和 56366 中，对 ELM 控制效果的对比，它们有着相同的共振磁扰动场参数为行，和目标等离子体， $B_T = 1.7 \text{ T}$ ， $I_p = 0.45 \text{ MA}$ ， $\beta \approx 1.5$ 和 $q_{95} \approx 4.5$ 。除了 56365 号顺向中性束功率为 2 MW 在 $t \approx 3.6 \text{ s}$ 降到 1.2 MW ，就如图 5(b) 所示。图 5(a) 一个阶梯，旋转共轭此共振磁扰动，有着这样子的类型，相位保持着恒定的电流 $I_{n=2} = 14 \text{ kA turns}$ 且 $\delta\Phi_{UL} = 270^\circ$ ，在这两次实验上都应用了。这两次实验观测到了，共振磁扰动应用之后的 ELM 强烈减弱阶段，频率大概变为了原来的 5 倍。ELM 的完全抑制，只有在一个额外的瞬间边界垂直旋转加速之后才会实现在一个缓慢的衰弱，由中性束功率的减低导致的等离子体旋转渐弱之后。Mirnov 信号 dB/dt 被用来作为测量 ELM 破裂的手段，因为它在 ELM 强削弱阶段对小 ELM 破裂更加敏感。如图 5(b) 所示，就在共振磁扰动施加之后，多普勒反散射系统观测到了边界垂直旋转的骤然加速，这表明边界拓扑结构的改变。而图 5(f), 5(g) 展示了共振磁扰动启动后，因为旋转急停了，估计的电子流体垂直旋转角速度 $\omega_{e\perp}$ ，及 $\vec{E} \times \vec{B}$ 对应的 $\omega_{E \times B}$ 在基座顶部变得非常接近于 0。根据近期的等离子体反馈理论和模拟结果，在基座顶部附近（此处 $\omega_{e\perp} \approx 0$ ）的共轭谐频分量可能渗透。在 ELM 抑制时，基座顶部处 $\omega_{e\perp}$ 又更接近于 0，此处 $\rho \approx 0.9$ ，而且 $\omega_{E \times B}$ 在 $\rho = 0.92$ 以内分布相当平坦。更多的模式可能会渗透进等离子体，促成了最终的 ELM 抑制效果。以上论述表明强烈的 ELM 减弱效果和磁渗透及边界拓扑结构的改变是相关联的，并且最终到 ELM 完全抑制阶段的转

换需要边界拓扑变化达到一定剧烈程度。

在此总结，EAST 托卡马克中观测到了， $n = 1, 2$ 的共振磁扰动驱动 ELM 弱化到完全抑制的非线性转化的迹象。实验中发现了对低速旋转、射频加热为主导的等离子体，低 n 的共振磁扰动场有着抑制 ELM 的效果，这可能对于未来的聚变设备有潜在的重要价值。线性的磁流体模拟结果揭示了所需要的共振磁扰动场强度（需考虑等离子体反馈，而不仅仅是真空情况），从而可以据此优化设计适合抑制 ELM 的线圈位型，以完全抑制 ELM。从 ELM 弱化到抑制的过程中，反馈场的相位逐渐地偏离线性磁流体模拟预测，而更接近于真空计算结果。这表明不同的谐频分量依次渗透进等离子体，并且边界拓扑变化的程度在此过程中不断加深。这也解释了在达到 ELM 抑制之前，RMP 线圈电流不断抬升的过程中，观测到的电子密度和 ELM 频率阶梯状的变化。落入偏滤器的落点分裂和粒子流强的突然增长说明 ELM 抑制阶段存在边界拓扑改变现象。另外，边界垂直旋转的急剧加速触发了从 ELM 弱化到抑制的转化，并且也表明存在着边界拓扑结构改变的阈值，到了便会完全抑制 ELM。然而，模拟等离子体对共振磁扰动的非线性响应仍然是一个巨大的困难。未来更多的研究工作将会投入到理解非线性等离子体响应中，特别是对于其中转换和分歧的关键问题。

这项工作受到中国自然科学基金会的支持，项目序号为 No. 11475224 和 No. 11205199；同时还受到中国国家磁约束聚变科学计划支持，项目序号为 No. 2013 GB102000, No. 2013 GB106003B 和 No. 2012 GB105000.

附录 B GENRAY-CQL3D

以下对磁力线定迹和射线定迹问题中用到的两个程序的原理进行简单的介绍。

B.1 GENRAY

GENRAY 采用柱坐标系 $\vec{r} = (R, \varphi, Z)$, 对应的折射率坐标 $\vec{N} = c\vec{k}/\omega = (N_r, M = rN_\varphi, N_z)$. \vec{k} 波矢, c 光速, $\omega = 2\pi f$, f 波频。

当物理问题中, 光波波长小于局部空间尺度且频率大于介质参数变化时间尺度的逆时, 便可以用几何光学的方法处理问题。几何光学中光波可以用缓变的幅度 $\vec{E}(\vec{r}, t)$ 和快变的相位部分 $e^{i\psi(\vec{r}, t)}$ 来描述。相位 ψ 决定了波矢 $\vec{k}(\vec{r}, t)$ 及角频率 $\omega = \omega(\vec{r}, t)$, $\vec{k} = \nabla\psi, \omega = -\partial\psi/\partial t$ 。 \vec{k} 和 ω 都为缓变函数。

$N_{\parallel} = (\vec{N} \cdot \vec{B})/B$ 是折射率沿磁场的纵向分量, $\vec{N}_{\perp} = \vec{N} - \vec{N}_{\parallel}$ 是其垂直分量。局部正交坐标系建立 $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ 如下

$$\vec{e}_z = \vec{B}/B, \vec{e}_x = \vec{N}_{\perp}/N_{\perp}, \vec{e}_y = [\vec{e}_z \times \vec{e}_x]$$

$$\vec{E} = E_x \vec{e}_x + E_y \vec{e}_y + E_z \vec{e}_z \quad \vec{N} = N_{\perp} \vec{e}_x + N_{\parallel} \vec{e}_z$$

几何光学的近似得到波动方程

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon \cdot \vec{E} = 0 \quad (\text{B-1})$$

化为张量形式即为

$$D \cdot \vec{E} = \vec{0} \quad (\text{B-2})$$

$$D = D_{\alpha\beta} = \epsilon_{\alpha\beta} + N_{\alpha} N_{\beta} - N^2 \delta_{\alpha\beta}$$

$$\begin{pmatrix} \epsilon_{xx} - N_{\parallel}^2 & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} + N_{\parallel}N_{\perp} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} - N^2 & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} + N_{\parallel}N_{\perp} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} - N_{\perp}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{B-3})$$

电场强度解的任意性要求 D 张量作为矩阵的行列式等于 0

$$D(\vec{R}, N_{\parallel}, N_{\perp}, \omega) = \det D_{\alpha\beta} = 0 \quad (\text{B-4})$$

从而得到射线的移动迹线及折射率

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dt} &= -\frac{c}{\omega} \frac{\partial D / \partial N_r}{\partial D / \partial \omega}, & \frac{dN_r}{dt} &= \frac{c}{\omega} \frac{\partial D / \partial R}{\partial D / \partial \omega} \\ \frac{d\varphi}{dt} &= -\frac{c}{\omega} \frac{\partial D / \partial M}{\partial D / \partial \omega}, & \frac{dM}{dt} &= \frac{c}{\omega} \frac{\partial D / \partial \varphi}{\partial D / \partial \omega} \\ \frac{dZ}{dt} &= -\frac{c}{\omega} \frac{\partial D / \partial N_z}{\partial D / \partial \omega}, & \frac{dN_z}{dt} &= \frac{c}{\omega} \frac{\partial D / \partial Z}{\partial D / \partial \omega} \end{aligned} \quad (\text{B-5})$$

B.2 CQL3D

CQL3D 是用来计算托卡马克中辅助加热的效果，它基于碰撞平均的 Fokker-Planck 方程进行了维度上的简化，计算了二维动量空间和径向空间上的离子电子分布函数，大大简化了所需的计算维度。它和其他计算加热机制能量沉积的程序进行耦合之后可以对辅助加热的效率进行估计。

在学期间参加课题的研究成果

个人简历

1998 年 4 月 10 日出生于湖北省省赤壁市。

2016 年 9 月考入清华大学工程物理系工程物理专业攻读本科学位至今。

发表的学术论文

无

综合论文训练记录表

学生姓名		学号		班级	
论文题目					
主要内容以及进度安排	<div>指导教师签字：_____</div> <div>考核组组长签字：_____</div> <div>年 月 日</div>				
中期考核意见	<div>考核组组长签字：_____</div> <div>年 月 日</div>				

指导教师评语	<div>指导教师签字：_____</div> <div>年 月 日</div>
评阅教师评语	<div>评阅教师签字：_____</div> <div>年 月 日</div>
答辩小组评语	<div>答辩小组组长签字：_____</div> <div>年 月 日</div>

总成绩：_____

教学负责人签字：_____

年 月 日