

刘茁 \*

May 8, 2019

# 1 绪论

## 1.1 能源与聚变

地球上的能源分为不可更新能源和可更新能源。前者主要指化石能源，即煤、石油、天然气；后者包括太阳能、水能、风能等。随着人类社会的发展，人类对能源需求的增长和现有能源日趋减少的矛盾愈发突出。风能、水能、太阳能等能源效率有限，远远不能满足人类的需求，而煤、石油、天然气储量十分有限，据预测，化石能源目前储备量已不足人类使用百年。另一方面，大量使用化石能源同时也造成了严重的污染，温室效应日渐明显。

在核能源中，核聚变的技术已经相对成熟，然而核聚变原料铀 235 价格高总量有限，且会产生放射性核废料造成环境污染，更可怕的是时常有核泄漏的事故，要想从根本上解决人类的能源问题还是靠聚变。核聚变能源是利用热核聚变产生巨大能量的能源。19 世纪末，放射性发现之后，太阳能的来源很快地被揭开。英国物理学家阿斯顿利用摄谱仪进行同位素研究，他发现氦-4 质量比组成氦的 2 个质子、2 个中子的质量之和大约小 1%。迄今为止，人类发现最重要的聚变反应是

$$D + D \rightarrow T + p + 4.03MeV$$

$$D + D \rightarrow {}^3He + n + 3.27MeV$$

$$D + T \rightarrow {}^4He + n + 17.59MeV$$

$$D + {}^3He \rightarrow {}^4He + p + 18.35MeV$$

平均到每核子，聚变能比裂变能大 4 倍。另一方面，巨量燃料氘资源非常丰富，在海水的氢中，氘占 1/6700，可以直接用点解方法从海水中提取氘，其费用与聚变电能的生产相比是微不足道的，而每升海

---

\*zliupku@pku.edu.cn, 北京大学物理学院

水中的氘产生的聚变能相当于 300 升汽油燃烧释放的热量，因此海水中的氘产生的聚变能可供人类使用上亿年

实现聚变能的利用，其难度远较裂变能大得多，因为引起聚变反应的两个核都带正电，要使两个核足够接近，必须克服库伦排斥力，目前的主要实现方法是受控热核反应，如果能将一团氘气体放在容器中加热到足够高的温度并约束足够长的时间，就可以引发聚变反应释放强大的聚变能。目前，人们往往以“点火条件”来估计热核反应堆的能力。直接利用  $\alpha$  粒子聚变能量加热等离子体，补充等离子体的辐射和热能损失，使等离子体保持原来的高温状态，继续进行聚变反应，而不需要外界回授能量或者加热，达到这种条件的聚变堆称为“点火”。想要实现热核反应必须解决一个问题，就是如何约束高温等离子体并达到足够长的时间。

目前人类主要想到两个办法，一是惯性约束，即激光核聚变，它利用大功率激光压缩燃料靶丸，依靠粒子自身的惯性在短时间内实现聚变。二是磁约束，即利用磁场约束等离子体。目前来讲，磁约束装置的进展更好，约束时间更长。

20 世纪 50 年初，算立案物理学家塔姆提出用环形强磁场约束高温等离子体的设想。在环形不锈钢真空室外套有多匝线圈，利用电容器对多匝线圈放电，使真空室形成环形磁场。与此同时，用变压器放电，使作为次级线圈的环形室中的气体电离，形成强等离子体电流，此环形电流产生的极向磁场与环形磁场结合，形成约束高温等离子体装置，称为“托卡马克装置”。

现在世界上有 30 多个国家建造了几十个托卡马克装置，包括美国的 DIII-D，欧共体的 JET 和 ASDEX，日本的 JT-60，中国成都的 HL-2A 以及合肥的全超导托卡马克 EAST 等。1991 年 11 月，JET 第一次实现 DT 聚变反应，高温 3 亿度，反应持续 2 秒。2018 年，中国的全超导托卡马克破纪录地实现稳定约束 101.7 秒，20 多年来，等离子体密度，约束时间，燃烧温度三乘积提高了超过 10000 倍，磁约束聚变实验已经真正进入了氘氚燃烧试验的阶段。

2006 年 11 月 21 日，中国、欧盟、美国、韩国、日本、俄罗斯、印度七方代表在巴黎正式签署了《国际热核聚变实验堆（International Thermonuclear Experimental Reactor, 简称 ITER）联合实施协定》，全面地动了这一人类开发新能源的宏伟计划。ITER 计划的目标是要建造一个可自持燃烧的托卡马克核聚变实验堆，是世界上在建的最大热核聚变堆，等离子体环大半径为 6.2m，小半径为 2.0m，氘氚组成的高温等离子体约束的体积达  $837m^3$ 。

## 1.2 高能粒子与不稳定性

在现代托卡马克装置中，等离子体的主要成分除了热粒子以外，还包括聚变反应和辅助加热产生的高能粒子（快粒子）。一方面，高能粒子是聚变等离子体的重要能量来源。在 DT 等离子体中，聚变产生的  $\alpha$  粒子具有 3.5 MeV 的能量，将是聚变等离子体自持加热的重要手段。另一方面，通过辅助加热手段，比如离子回旋共振加热 (ICRH)、电子回旋共振加热 (ECRH)、中性束注入 (NBI) 等，也可以产生大量的高能粒子。高能粒子的能量是热粒子的数十倍甚至更高，其在等离子体中所占的比例可达到 10% 以上，它们可能在速度空间和径向分布均不均匀。这些高能粒子 (EP, energetic particle) 深刻影响着装置的运行。高能粒子的损失将会导致大量的能量流失，影响燃烧效率甚至导致自持燃烧条件无法达到，还可能损坏装置。一方面，背景等离子体的湍流会引起背景等离子体的径向输运，造成高能粒子的损失。另一方面，高能粒子与等离子体波的相互作用，驱动一系列的不稳定性。这些不稳定性引起的粒子径向输运同样使装置能量损失。

等离子体中高能粒子激发的不稳定性大致可以分为如下几类

- 高能粒子与扭曲模相互作用而激发的鱼骨模不稳定性
- 高能粒子与阿尔芬波相互作用而激发的各种阿尔芬本征模 (AEs)
- 高能粒子本身产生的不稳定性，如能量粒子模 EPM
- 高能粒子与其它低频 MHD 模发生相互作用产生的不稳定性，如动力学气球模 (KBM)，KBM 的激发与压力梯度相关，环向模数  $n$  较大。

理解这些非线性物理现象的物理机制需要我们对非线性的波-粒相互作用过程进行深入研究。

## 1.3 BAE BAAE

目前，几乎所有托卡马克装置都诊断到了高能粒子激发的不稳定性，AEs 一直是研究的重点。首先，AEs 由快粒子的径向压强梯度驱动，增强了快粒子的径向输运。其次，AEs 可以和快粒子发生强烈的共振，激发不稳定性模式，比如 ITER 中 300-400KeV 的 EP 将与鱼骨模发生共振。最后，尽管目前检测到的 AEs 的振幅不是非常大，但是其导致的严重的快粒子径向输运和流失缺陷占据了很大一部分。

最近在 DIII-D 的实验中发现，低频模式造成的高能粒子损失占到了总损失一半，其很有可能是可压缩响应导致的比压型阿尔芬本征模 (Beta-induced Alfvén Eigenmode, BAE) 以及与声波耦合产生的比压型阿尔芬声波本征模 (Beta-induced Alfvén Acoustic Eigenmode, BAAE) 等低频模式造成的，这些低频模式的激发引起了研究人员的高度重视。事实上，目前有越来越多的装置发现了 BAAE 频率的存在（是

否确定为 BAAE 尚存在疑问), 包括 DIII-D、JET、NSTX、ASDEX。而且 BAAE 不仅仅存在与低比压的环境中, 在比压大于 20% 的环境中也可以被激发。

北京大学物理学院刘雅琪博士在前几年利用回旋动理学代码 (Gyro-kinetic Toroidal Code, GTC), 在圆形截面的解析位型下对 BAE 和 BAAE 进行了模拟, 对它们的激发机制进行了深入的研究并提出了创新性的观点。首先, 刘雅琪博士利用 GTC 证实了 BAAE 的存在, 这与 MHD 和局域理论的预言是不同的, BAAE 在强朗道阻尼下仍然能够存在, 这可能意味着 BAAE 需要一些非局域的理论来描述。第二, 快离子的非微扰效应在 BAAE 的形成中至关重要。BAE 和 BAAE 在增长阶段都会从快离子吸收能量然后通过朗道阻尼对热离子做功, 快离子的温度、密度梯度等都会对 BAAE 的特征频率产生影响。第三, 当装置尺寸增大时, 最不稳定的模式由 BAE 向 BAAE 转化, 并预测装置尺寸增大到 ITER 尺寸时, BAAE 的增长率将远大于 BAE。

## 1.4 BAE

# 2 DIII-D 中低频不稳定性的线性模拟

## 2.1 高能离子激发的不稳定性的线性模拟

DIII-D 是 1980 年代位于美国圣地亚哥的通用原子能公司 (General Atomics, GA) 在 Doublet III 装置的基础上建立的一个托卡马克, 其主要目的是为托卡马克的设计优化建立物理基础, 其等离子体截面呈“D”型。DIII-D 代表了目前世界最先进磁约束聚变的技术水平, 它最早使用中性粒子数注入手段加热等离子体, 它可以精确并稳定地在一定范围内控制等离子体的形状和位置, 图中展示了一些 MHD 可以产生的 MHD 平衡截面。

近几年在 DIII-D 的实验中, 发现了一些低频的不稳定性。前面已经提到了, 在低频不稳定性爆发期间, 系统损失了约 45% 的加热功率, 而低频频率恰处在 BAE 以及 BAAE 频率段, 这引起了研究人员的密切关注。在第一章中我已经简要介绍了刘雅琪博士在这一方面的工作, 现在我将接着刘雅琪博士的工作, 继续使用 GTC 对快粒子激发的低频不稳定性的线性模拟性模式进行模拟以及研究, 并偏重于研究 DIII-D 中的对应情况。

本章中模拟采用的数据来自 DIII-D 第 146094 次放电, GTC 采用实验平衡数据 (EFIT) 用 ORBIT 绘图代码转换成 GTC 可以使用的输入数据。这次实验中, 最不稳定的环向模数为  $n=2, 4, 6$ , 在  $n=2$  的高频段, 较宽的间隙可能存在离散的 TAE 和 RSAE 本征模 (约 70 90kHz 等离子体坐标系, 或 100 120kHz 实验坐标系), 低频段 (10 50kHz) 的  $\beta$  间隙, 可能存在离散的 BAE 和 BAAE 本征模, 恰

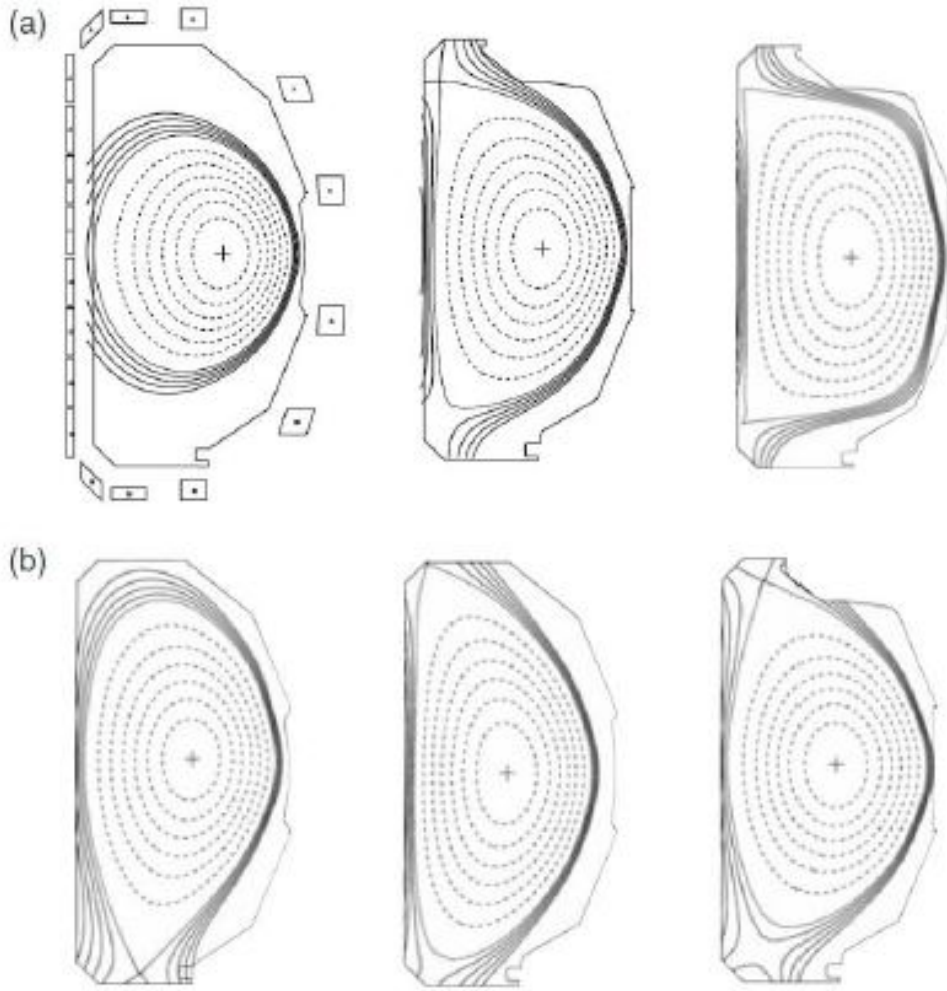


Figure 1: DIII-D 中可以产生的 MHD 平衡截面

处于实验中低频不稳定性的频率范围。通过阿尔芬波连续谱，可以初步判断本征模所处的径向位置以及频率范围。在这一章所有的模拟中，我都将采用这一次放电的平衡剖面。在这次实验中，有效大半径  $R_0 = m$ ，小半径  $a = m$ ，磁轴处磁场为  $B_0 =$ ，磁轴处电子温度，电子密度，离子温度，离子密度，快粒子温度，快离子密度，比压值为。安全因子  $q$  呈剪切位型，最小值  $q_{min} = 1.44$ 。整体模拟所采用背景等离子体的平衡如图所示，快粒子面以及。

我们先采用高能粒子（快粒子）在真实实验参数下进行激发，在模拟开始之前，我们先对抗磁漂移频率以及坐标系之间频率关联作一定的计算。注意 GTC 模拟是包含抗磁漂移效应 ( $\omega_*$ ) 的，实验室坐标下的频率  $\omega_{lab}$  与等离子体坐标下的频率  $\omega_{plasma}$  是有一定差别的，它们具体的解析关系不能清楚地写出，但是我们可以通过加减  $\omega_*$  的方式来做简单的估计。

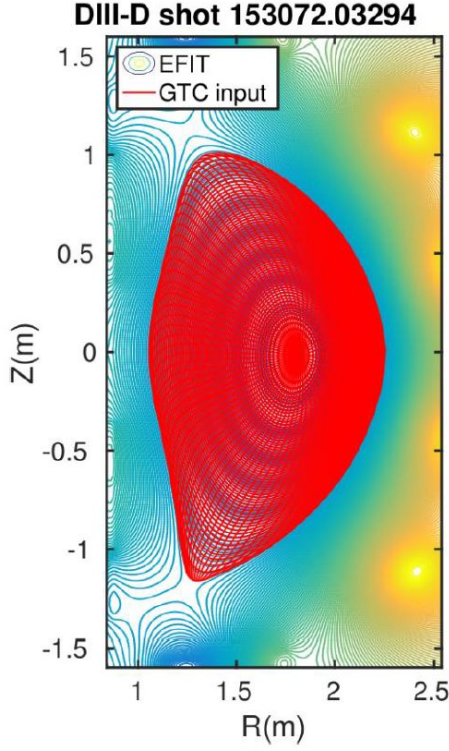


Figure 2: DIII-D 实验 EFIT 输出的平衡位型和 GTC 输入的比较

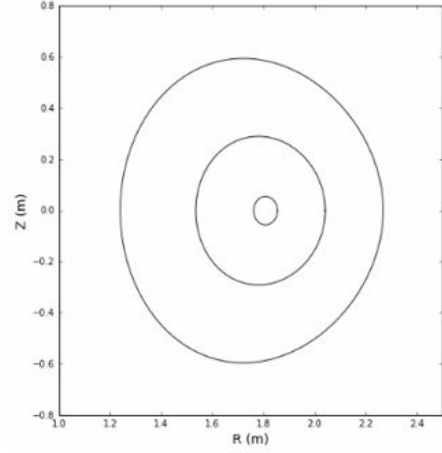


Figure 3: GTC 模拟区域示意图，内外环形是场模拟的内外边界，中间环对应  $q_m$  所在位置

考虑热离子和快离子的压强梯度（包括密度梯度和温度梯度效应）

$$\begin{aligned}\omega_* &= -i \star \cdot \nabla = m(\mathbf{v}_\star \cdot \nabla \theta) \\ \mathbf{v}_\star &= \frac{n_{oi}m_i\mathbf{v}_{\star i} + \mathbf{n}_{of}\mathbf{m}_f\mathbf{v}_{\star f}}{n_{oi}m_i + n_{of}m_f} \\ \mathbf{v}_{\star\alpha} &= \frac{c\mathbf{B}_0 \times \nabla P_{0\alpha}}{Z_\alpha B_0^2 n_{o\alpha}}, P_{0\alpha} = n_\alpha T_\alpha\end{aligned}$$

按照上述方法计算，在我们的平衡中，快离子贡献的抗磁漂移占，其中快离子的密度梯度的成分又在快离子中占主要成分，贡献了。可以看出，在实验位型下，由于快离子面的大梯度，抗磁漂移的频率非常大，在  $m = 6$  的模式中抗磁漂移的频率就与 BAAE 的频率相当了，在更高模数的模式中，或者在更大装置尺寸的模拟中，抗磁漂移的频率甚至超过了 BAAE 的频率，这对我们利用频率的判断造成了非常大的影响，也对模拟中激发 BAAE 所在频率的模式造成了一定的困难。

在这次模拟中，我对环向模数  $n$  进行扫描 ( $n=2,4,6$ )，保留所有纵向模数  $m$ (对应 GTC 中  $nfilter=1$ )，

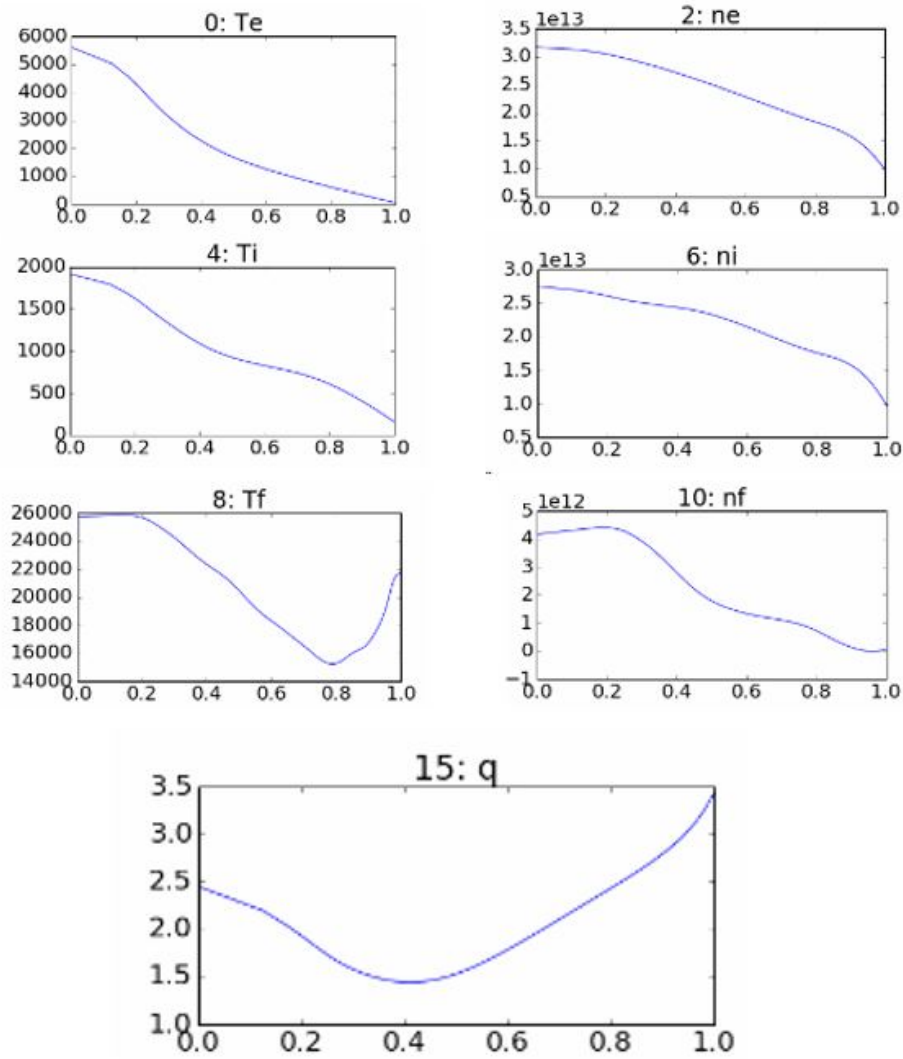


Figure 4: DIII-D #146094 次放电电子、离子、快离子的温度、密度以及安全因子  $q$  的剖面图

其最不稳定的纵向模式分别为  $m = 3, m = 6, m = 9$ 。提取  $(2, 3), (4, 6), (6, 9)$  这几个模式，得到的频率与增长率结果如图所示。

可以看出来，第一，在线性模拟中我们只得到了单一频率的模式；第二，模拟中最不稳定的模式为  $n=4$ ，其频率为，增长率为，；第三，在不同模数的模拟中，得到的频率随纵向模数的增加而增加，我尝试在得到的频率中直接减去每个模对应的抗磁漂移频率，得到的  $f - f^*$  结果还比较一致。从第三点可以看出，假设不同纵向模式数对应的同一种模式频率差别不太大，用减法来估计抗磁漂移频率的作用是比较合理的一种方式。

我们选取最不稳定的模式， $n=4$  的模式，做出其静电势以及矢势的平行分量的极向以及径向的模结构。从极向模结构来看，其拥有类似三角形的模结构，但是又与圆位型下的不太一致。这里的模结构三角形没有那么明显，与之前观测到的 RSAE 的模结构有一些类似之处。利用 MHD 代码 ALCON 绘制阿

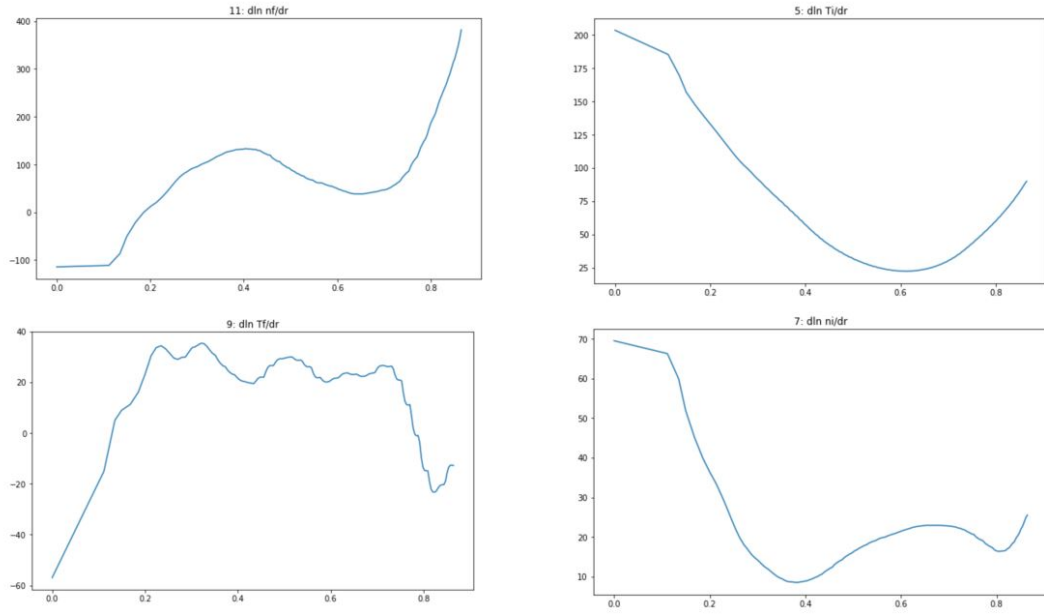


Figure 5: 离子、快离子的温度、密度梯度的剖面图

尔芬-声波连续谱，我们将  $n=6$  模模拟得到的频率  $f$  和减去抗磁漂移数值的频率同时画在阿尔芬波-声波连续谱中。我们可以发现，GTC 模拟得到的频率落在 BAE 间隙的上方，靠近 RSAE 频率，但是减去抗磁漂移的频率后，其落在 BAE 的区间内。我们初步判定在线性模拟中，我们得到的是一个单一频率的模，它的频率和特征更靠近于 BAE。

显然在 DIII-D 的 GTC 线性模拟中，我们没有得到 BAAE 的频率。我尝试了天线扫频。



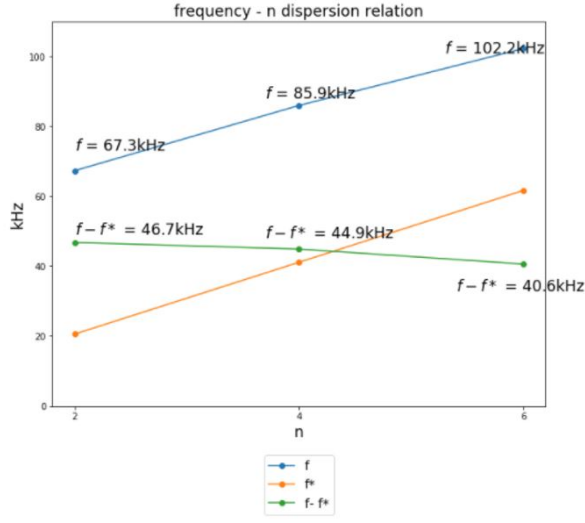


Figure 6:  $(m,n)=(2,3),(4,6),(6,9)$  三支模线性模拟的频率  $f$ , 抗磁漂移  $f^*$ , 以及  $f-f^*$

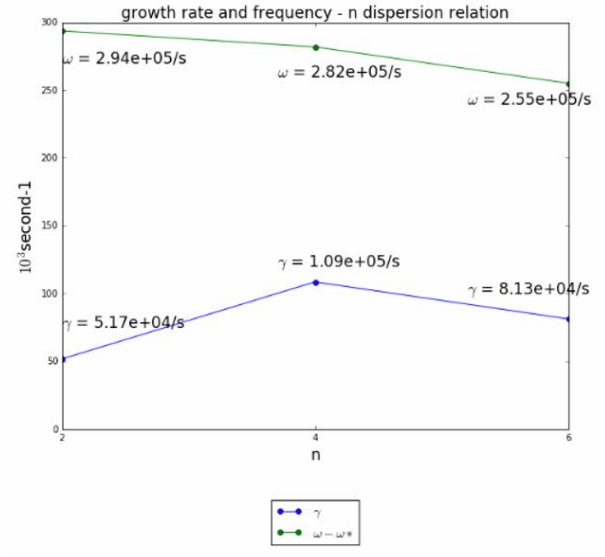


Figure 7:  $(m,n)=(2,3),(4,6),(6,9)$  三支模线性模拟的圆频率  $\omega$ , 以及增长率  $\gamma$

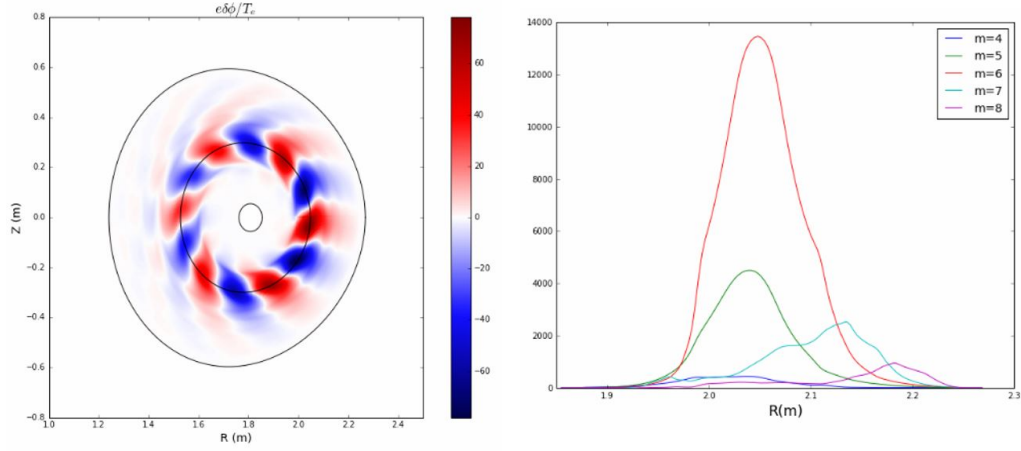


Figure 8:  $(m,n)=(4,6)$  在线性模拟中静电势  $\phi$  模结构

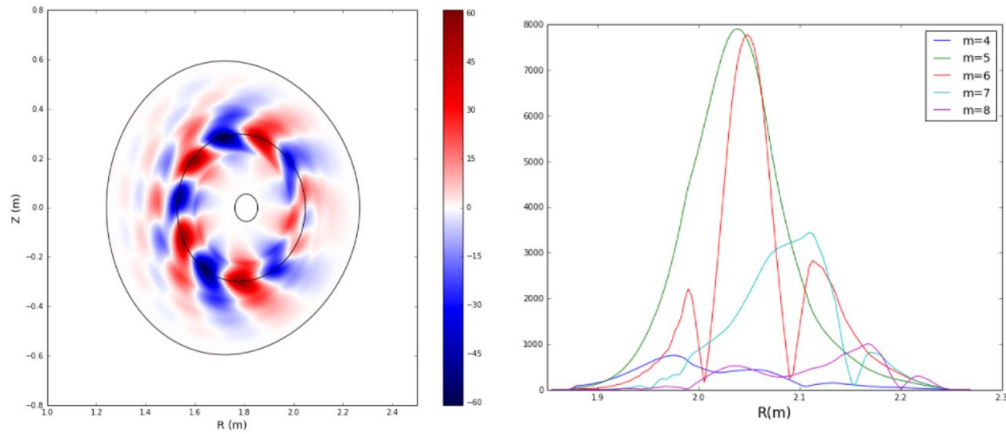


Figure 9:  $(m,n)=(4,6)$  在线性模拟中磁矢势平行分量  $A_{\parallel}$  模结构

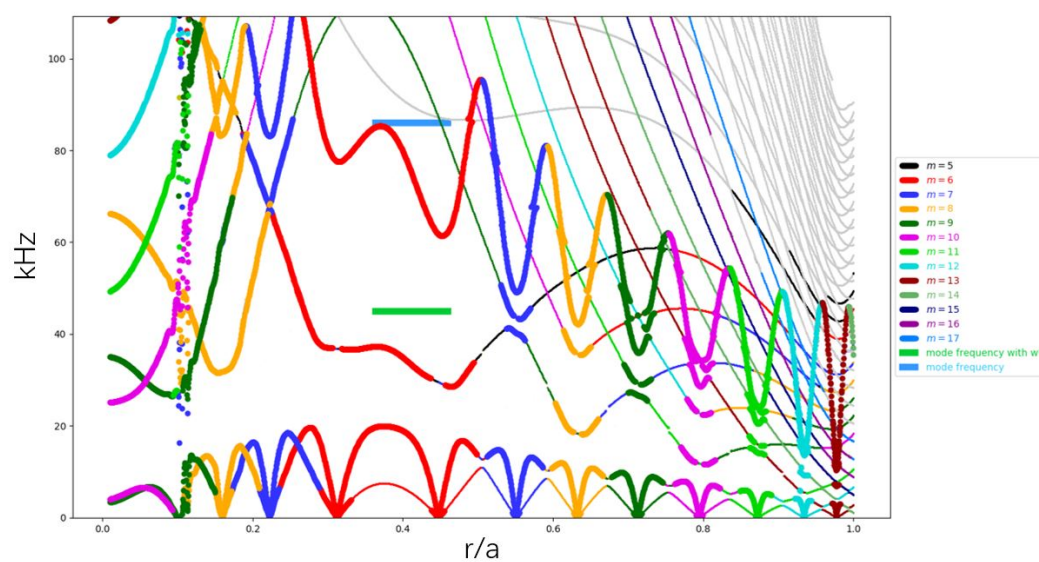


Figure 10: DIII-D #146094 环向模数  $n=4$  的阿尔芬波-声波连续谱，其中粗线是阿尔芬波谱，细线是声波谱