

托卡马克圆截面等离子体磁流体平衡、 稳定性与运行比压极限*

沈勇^{1)†} 董家齐¹⁾ 石中兵¹⁾ 何宏达¹⁾ 赵开君²⁾
彭晓东¹⁾ 曲洪鹏¹⁾ 李佳³⁾ 孙爱萍¹⁾

1) (核工业西南物理研究院, 成都 610041)

2) (东华理工大学核科学与工程学院, 南昌 330013)

3) (成都理工大学数理学院, 成都 610059)

(2025年4月7日收到; 2025年4月17日收到修改稿)

圆形截面等离子体是最基本的托卡马克等离子体形态, 是磁约束聚变实验研究的基础位形. 本文基于 HL-2A 装置限制器位形放电实验, 研究了托卡马克圆形截面等离子体磁流体动力学 (MHD) 平衡和 MHD 不稳定性. 研究表明, 当 $q_0 = 0.95$ 时, $m/n = 1/1$ 内扭曲模总是不稳定的. 轴安全因子 q_0 和边缘安全因子 q_a 的组合决定了等离子体的平衡位形, 也影响着平衡的 MHD 稳定性, 但其不稳定性增长率与比压 (β) 的大小相关联. 在 $q_a > 2$ 和 q_0 稍大于 1 的条件下, 可以实现内扭曲模和表面扭曲模的稳定. 但当 q_0 超过 1 较多时, 等离子体又变得不稳定, 且等离子体 (扭曲) 不稳定性强度随 q_0 的继续增高而增强. 随着极向比压 (β_p) 的增加, MHD 不稳定性会增强, MHD 平衡位形横向拉长, Shafranov 位移增加, 这反过来又有抑制不稳定性的作用. 计算发现, HL-2A 圆形截面等离子体的运行比压极限约为 $\beta_N \cong 2.0$. 较高的 q_0 不利于 MHD 稳定性, 引起比压极限降低. 当 $q_0 = 1.3$ 时, 得到最大 $\beta_N \approx 1.8$. 最后, 基于现有的圆形横截面等离子体, 讨论了影响运行 β 的一些关键因素以及可期实现的高比压和理想比压极限之间的关系问题.

关键词: 圆截面等离子体, 磁流体平衡, 磁流体稳定性, 扭曲模, 比压极限

PACS: 52.55.Fa, 52.35.Py, 52.55.Tn

DOI: 10.7498/aps.74.20250450

CSTR: 32037.14.aps.74.20250450

1 引言

磁流体动力学 (magnetohydrodynamic, MHD) 不稳定性限制了托卡马克反应堆的效率^[1,2]. 反应堆效率一般由等离子体比压 (β) 来度量, β 是平均等离子体压强与平均磁压强的比值. 因为出现宏观不稳定性时, 包括装置的最大运行比压在内的运行参数范围会受到限制^[3]. 研究运行比压极限或测量比压极限^[4], 并在此基础上优化等离子体比压,

是实现高比压运行和优化装置设计的基本前提.

基准托卡马克一般具有圆截面和 $\beta \sim \epsilon^2$ 的大纵横比位形, 这里 ϵ 代表逆纵横比. 研究圆截面等离子体, 可以发现托卡马克的基础属性, 方便以后对装置与等离子体剖面进行多种形式的修改^[5]. HL-2A 装置是一个具有双零闭合偏滤器的中型托卡马克装置, 可进行圆位形的限制器放电, 也可实现偏滤器放电, 由此得到近圆的偏滤器位形. 偏滤器对稳定性、等离子体旋转和输运等有重要影响^[6]. 在过去十几年的实验中, 我们同时实现了低约束

* 国家重点研发计划 (批准号: 2024YFE03190000, 2019YFE03050003) 和国家自然科学基金 (批准号: 12305232) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: sheny@swip.ac.cn

模 (L 模) 和高约束模 (H 模) 放电, 观察到测地声模带状流^[7]、高能捕获电子激发鱼骨模和比压阿尔芬特征模 (BAE)^[8]、杂质驱动电磁不稳定性^[9] 等现象, 并可应用多种电流驱动与辅助加热等措施提升放电性能. HL-2A 团队在实验分析相关方面进行了多方面研究^[7-10], 但圆位形和近圆位形等离子体的磁流体力学平衡与稳定性研究尚待完善, 其结果有助于理解托卡马克物理, 对优化新一代装置 HL-3 实验设计与装置升级改造具有参照应用价值.

托卡马克运行比压极限由理想 MHD 理论所预测的不稳定性引起^[11,12]. 主要的宏观不稳定性包括由平行电流驱动的扭曲模和由压强梯度驱动的气球模. 扭曲模对低模数大多是不稳定的, 而气球模对高模数大多是不稳定的. 在新实验和聚变反应堆的研究设计中, 理想低环向模数 (n) 扭曲和无限 n 气球模一直是被关注的主题, 预计它们能对托卡马克中可实现的环形比压 β_t 的上限施加限制^[12-14]. 其中尤以扭曲不稳定性为潜在最强的宏观不稳定性. 通过研究扭曲不稳定性, 有望找到最佳的归一化比压 $\beta_N = [\beta_t (\%) / (I_p (\text{MA}) / a (m) B_0 (\text{T}))]$. Todd 等^[13] 指出, 对运行比压提供最严格限制的是低 n 自由边界扭曲模. 在等离子体与器壁分离的情况下, $n = 1$ 扭曲的比压极限与气球极限相当^[14]. $n = 1$ 的扭曲极限被识别为低于 $n = 2$ 和 $n = 3$ 的扭曲极限. 事实上, 低 m/n 模是引起破裂的最主要原因, 特别是 $n = 1$ 模. 因此, 本文的所有结果都基于对 $n = 1$ 扭曲不稳定性的研究.

早前曾有部分研究^[15,16] 涉及磁流体不稳定性的某些方面, 但不是专门针对磁流体平衡与稳定性的系统研究. Shen 等^[17] 的工作首次确定了 HL-2A 装置两种放电模式下的运行比压极限, 但其对 MHD 稳定性的研究涉及较少. Shen 等^[18] 基于实验数据分析拓展了上述研究的物理深度和广度, 但其只是分析了偏滤器放电实验结果. 扩展研究限制器放电实验的 MHD 平衡和稳定性, 有助于保证托卡马克磁流体研究的完备性. 基于上述原因, 本文专门以 HL-2A 限制器放电的圆截面等离子体为研究对象, 选择典型放电来研究等离子体平衡, 并选取轴安全因子 $q_0 = 0.95, 1.05$ 和 1.3 , 以全面覆盖 $n = 1, m = 1$ 内扭曲模以及 $n = 1, m \geq 2$ 外扭曲模. 本文在研究典型平衡及其稳定性时, 注重对观察现象的物理理解, 并且计算了运行比压极限, 发展了已有研究结果. 我们同时计算了非锯齿放电 ($q_0 \gg 1$)

的比压极限, 得到了与锯齿放电 (q_0 在 1 附近变化) 不一样的结果. 研究结果显示出限制器放电与偏滤器放电在定性上的一些差异. 最后我们对与圆截面托卡马克比压极限相关的多种情况进行了讨论.

2 MHD 平衡

本文的数值平衡是用 EFIT 代码^[19] 重建或计算的. 然后利用 GATO 代码^[20,21] 对低环向模数 (n) 平衡进行稳定性分析. 通过将以下的 Grad-Shafranov 方程反过来重建平衡^[22]:

$$\Delta^* \chi \equiv R \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \chi}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} = -\mu_0 R J_T, \quad (1)$$

$$J_T = R P'(\chi) + \mu_0 (F^2(\chi))' / 8\pi^2 R. \quad (2)$$

这里, χ 是由通量表面包围的环面角 φ 的每弧度的极向通量, J_T 是环面电流密度. 归一化磁通 $\psi = (\chi - \chi_0) / (\chi_s - \chi_0)$, 其中, χ_0 和 χ_s 分别为磁轴上和边缘处的极向磁通. 两个自由函数 $P'(\psi)$ 和 $(F^2(\psi))'$ 由下面的式子给出:

$$P'(\psi) = \sum_{n=0}^{n_p} \alpha_n \psi^n, \quad (3)$$

$$(F^2(\psi))' = \sum_{m=0}^{n_f} \beta_m \psi^m. \quad (4)$$

其中多项式系数 α_n 和 β_n 由具体的平衡给出. 在实际处理中, 我们采用如下形式的电流剖面:

$$J_T = J_0 \left[\beta_p^0 \frac{R}{R_0} + (1 - \beta_p^0) \frac{R_0}{R} \right] (a + b\psi), \quad (5)$$

式中, R_0 代表等离子体中心处的大半径; J_0 是电流常数; a 和 b 是常系数. β_p^0 是极向比压初始值.

HL-2A 第 4206 炮和第 4044 炮实验属于限制器位形欧姆放电. 放电参数包括等离子体电流 $I_p \approx 300$ kA, 电子线平均密度 $\bar{n}_e \sim 1.5 \times 10^{13}$ cm⁻³, 环向磁场 $B_T \approx 2$ T. 其中 4026 次放电的 MHD 平衡如图 1(a) 所示, 其他参数为 $\beta_p^0 = 0.8$, $q_0 = 0.95$. 可见这是一个圆截面等离子体, 其磁面结构如图 1(b) 所示. 其中包含了 $q_0 = 1$ 磁面. $q = 2$ 磁面位于等离子体 2/3 小半径处, 且 $q_{95} = 3.7 - 3.8$.

图 1(c)–(f) 分别给出几组参数下的压强剖面、 q 剖面以及电流剖面. 随着 q_0 与 β_p^0 的变化, 这些剖面变化很大, 相互之间的对比强烈. 其特征是

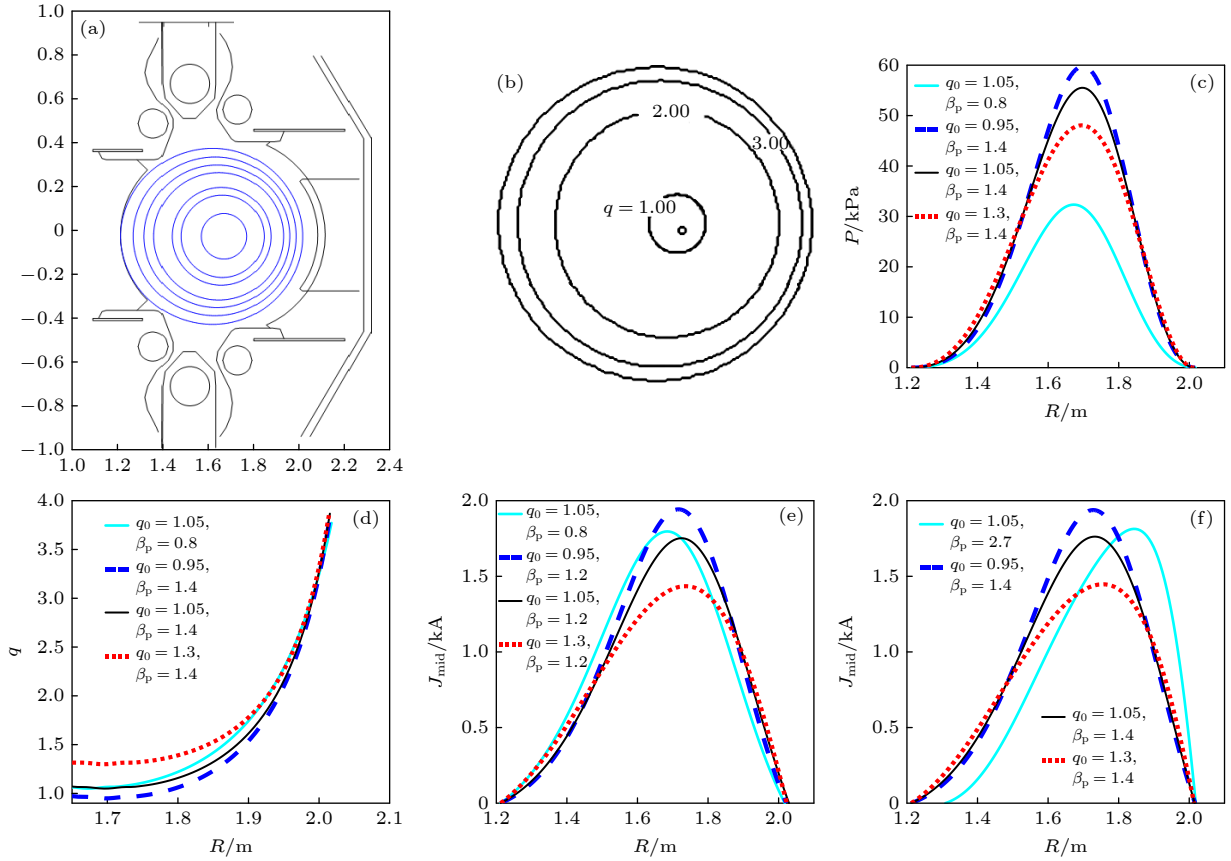


图 1 在 4206 次放电中, $q_0 = 0.95$, $\beta_p = 0.8$ 时, 装置与等离子体平衡位形 (a) 和等离子体平衡磁面结构 (b), 以及不同 q_0 与 β_p 下的 (c) 压强剖面、(d) q 剖面 and (e), (f) 电流密度 (J_{mid}) 剖面

Fig. 1. (a) Equilibrium configuration constructed and (b) mapped flux surfaces for $q_0 = 0.95$ and $\beta_p = 0.8$ in HL-2A discharge #4206, and (c) pressure profile, (d) q profile and (e), (f) current density (J_{mid}) profiles for different q_0 and β_p .

β_p 越小, 压强剖面越平坦, q 剖面中心区剪切越大, 电流剖面越接近标准正态分布. 当 β_p 增大时, 压强剖面变尖, q 剖面在中心区域部分变平坦, 电流密度峰化位置更向弱场侧方向移动. 当 β_p 相同时, q_0 的变化对各种剖面也有显著影响. 如图 1(c), (d), (f) 所示, $\beta_p = 1.4$ 时, 对于 $q_0 = 0.95, 1.05$ 和 1.3 三种情形, 压强和电流剖面依次变平, q 剖面也有小的变化. 参数变化引起剖面变化, 而剖面变化将严重影响 MHD 稳定性. 比如压强剖面就是个重要因素. 当 β_p 低时, 压强宽平; β_p 高时, 压强峰化陡峭——在后面我们还将看到, 当 β_p 低时, 等离子体更稳定, 这正是由于此时有宽平的压强. 另外, q 剖面对 MHD 稳定性也非常重要.

通过重建和计算得到平衡后, 我们用 GATO 代码来计算平衡的 MHD 稳定性. GATO 利用有限混合元方法^[21], 以变分形式求解线性化的理想 MHD 方程. 采用的磁通坐标网格数为 $N_\psi \times N_\chi = 100 \times 200$, 其中 N_ψ 是磁通面的个数, N_χ 是极向

角的数目. 考虑的是自由边界等离子体. 环向模数设为 $n = 1$. 增长率归一化到极向阿尔芬频率 $\omega_A = [B_0^2/\mu_0\rho R_0^2 q_0^2]^{1/2}$. 式中, B_0 是等离子体中心处的环向磁场, ρ 代表质量密度. 对所有的增长率 γ , 如有 $\gamma^2/\omega_A^2 \leq 10^{-5}$, 就认为平衡是稳定的. 如有 $\gamma^2/\omega_A^2 > 10^{-4}$, 则平衡被认为是不稳定的. 增长率处于范围 $10^{-5} < \gamma^2/\omega_A^2 \leq 10^{-4}$ 时, 需要检查模结构以便确定稳定性, 即高度局域内模结构认定为稳定的, 否则平衡被看作不稳定. 不过, 如要定义其他稳定性标准, 则只要合理, 都会得到本质上相同的稳定性结果.

3 MHD 稳定性

3.1 内扭曲模与轴安全因子效应

轴安全因子 $q_0 < 1$ 时, $m/n = 1/1$ 内模始终是不稳定的; 将 q_0 提高到略大于 1, 可以稳定内模. 图 2 给出了 $\beta_p = 1.2, q_0 = 0.95, 1.05, 1.3$ 时的稳定

性计算结果. 总的特征是: $q_0 = 0.95$ 时等离子体中会出现不稳定的 $(1, 1)$ 内扭曲模 (图 2(a) 和图 2(b)), 当 $q_0 = 1.05$ 时内扭曲模被稳定化, 于是等离子体是稳定的 (图 2(c) 和图 2(d)).

具体来说, 在托卡马克放电中, 当在磁轴附近安全因子 q 下降到低于 1 时, 不稳定内模将会出现, 如图 2(a) 所示. 这个模的环向模数 $n = 1$, 极向模数 $m = 1$. 它有内扭曲不稳定性的特征, 如图 2(b) 所示, 模的 $m/n = 1/1$ 谐波很显著, $m = 2$ (以及其他更高的 m) 谐波也出现在傅里叶分解谱中, 即在磁轴到等离子体表面之间的区域, 存在多个谐波的耦合, 但 $m \geq 2$ 谐波强度都很弱. 不稳定性的线性归一化增长率平方值 $\gamma^2/\omega_A^2 = 0.9117 \times 10^{-3}$. 在圆柱近似^[23]中, 当轴安全因子 q_0 低于 1 时, $m/n = 1/1$ 内扭曲模在任何等离子体压力梯度 (β) 下基本上都不稳定^[24].

在区间 $q_a > 2$ 和 $q_0 > 1$ 时, 内扭曲模可以实现稳定化^[25]. 图 2(c) 和图 2(d) 表明, 当 q_0 稍大于 1 (这里, $q_0 = 1.05$) 时, 内扭曲模就被稳定化了, 此时 $\gamma^2/\omega_A^2 = 0.17 \times 10^{-7}$. 事实上, 如果压力梯度 (即极向比压 β_p) 足够小, 则 $n = 1$ 内扭曲模可以

通过环形效应稳定化. 在大纵横比托卡马克上, 当 $\beta \sim \varepsilon^2$ (这里 ε 是逆纵横比), 对圆截面等离子体来说要实现理想 MHD 内模的稳定性, 需要的只是等离子体中处处 $q > 1$.

图 3 给出了 4044 炮在 $q_0 = 0.95$ 时扭曲模及其谐波分解结果. 当 $q_0 = 0.95$ 时, 我们再次看到当 β 较小 (例如, $\beta_p = 0.8$), 内扭曲不稳定性占主导地位, 如图 3(a) 和图 3(b) 所示. 而当 β 很大如 $\beta_p = 1.8$ 时, 等离子体发展为全局不稳定, 外扭曲模强势发展起来, 如图 3(c) 和图 3(d) 所示. 对于扭曲模, 内 (扭曲) 模 ($m/n = 1/1$) 与外模 ($m \geq 2$) 的最强幅度均位于 $m = nq$ 共振面或其附近. 外扭曲模在从轴到等离子体边界的整个区域内都存在着扰动. $q_0 \geq 1$ 可以稳定内扭曲模. 但值得说明的是, $q_0 < 1$ 时内扭曲不稳定这一事实也不是绝对的. 因为 Kerner 等^[26]研究表明, 对于理想扭曲模来说, 虽然当轴安全因子 $q_0 < 1$ 时, 其在圆柱位形下总是不稳定的, 但在环形几何位形时, 有些情况下 q_0 取任何值时它都可以是稳定的, 条件是极向比压 β_p 低于一些尽管小、但却是关键性的值.

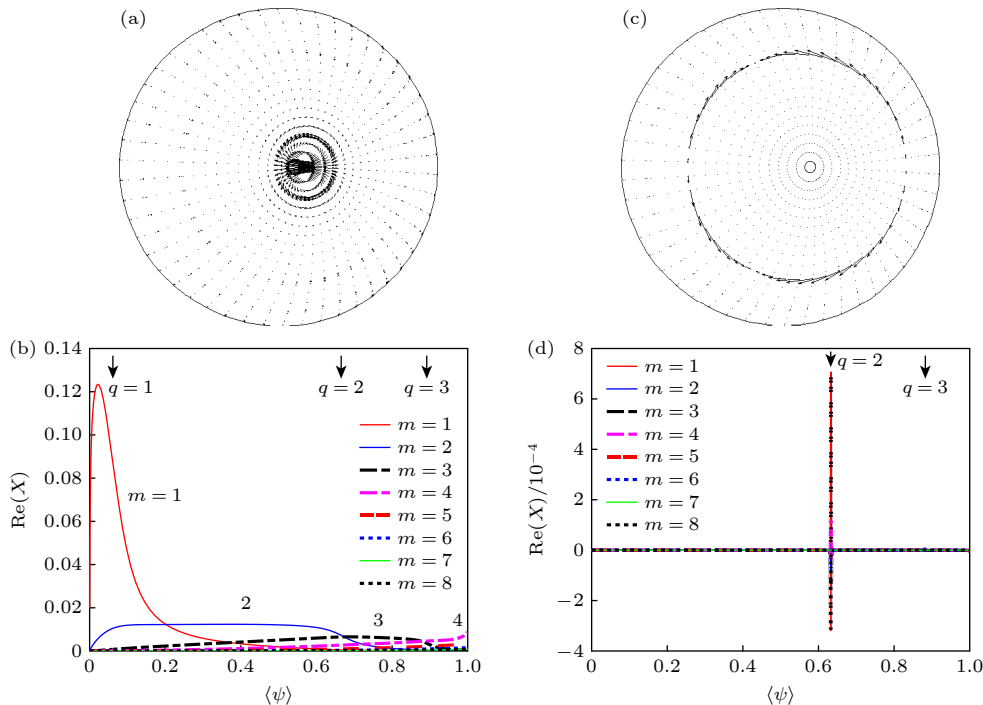


图 2 在 4206 次放电中, $\beta_p = 1.2$ 时, 不同 q_0 对应的 $n = 1$ 扭曲模扰动位移在极向截面的投影 (a), (c) 及模的傅里叶分解图 (b), (d) (a), (b) $q_0 = 0.95$; (c), (d) $q_0 = 1.05$. 横轴 $\langle \psi \rangle$ 代表归一化磁通

Fig. 2. At $\beta_p = 1.2$ for discharge #4206, the mode displacement vectors projected onto the poloidal plane (a), (c) and the Fourier decomposition of the normal displacement (b), (d): (a), (b) $q_0 = 0.95$; (c), (d) $q_0 = 1.05$. The horizontal axis $\langle \psi \rangle$ represents the normalized magnetic flux.

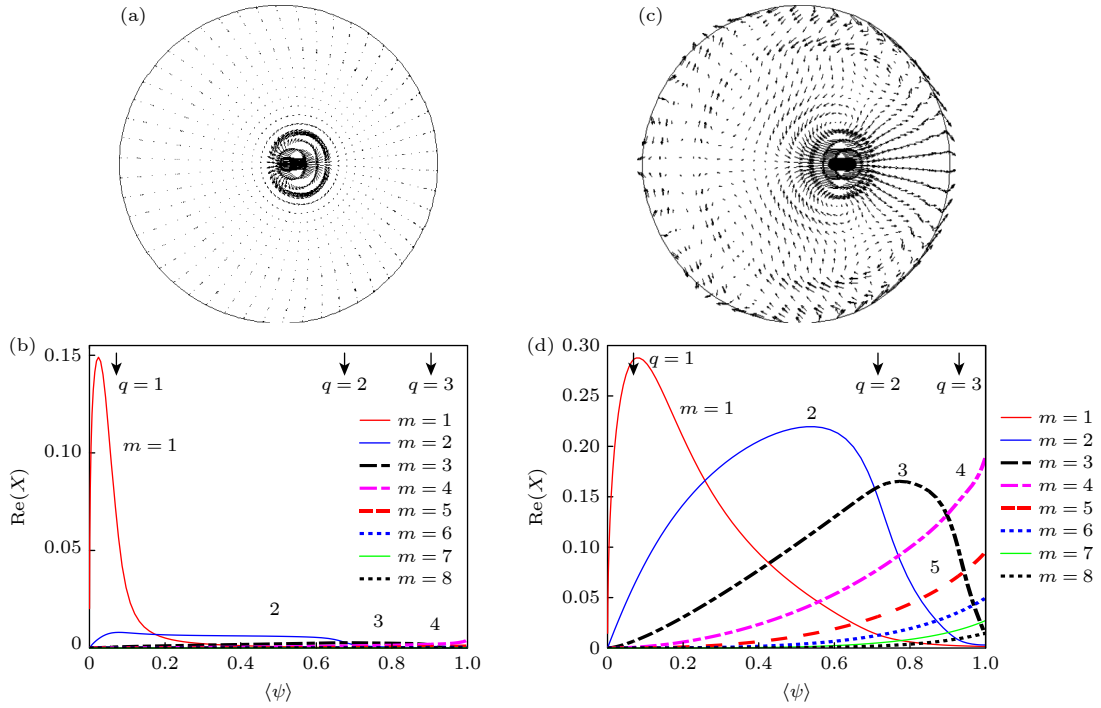


图3 在4044次放电中, $q_0 = 0.95$ 时, 不同 β_p 对应的模扰动位移在极向截面的投影 (a), (c) 及模的傅里叶分解图 (b), (d) (a), (b) $\beta_p = 0.8$; (c), (d) $\beta_p = 1.8$

Fig. 3. Unstable kink mode for limiter discharge with $q_0 = 0.95$ for discharge #4044, the mode displacement vectors projected onto the poloidal plane (a), (c) and Fourier decomposition of the normal displacement (b), (d): (a), (b) $\beta_p = 0.8$; (c), (d) $\beta_p = 1.8$.

3.2 外扭曲模与比压效应

当 q_0 稍大于 1 时, 随着比压的增大, 等离子体会由稳定变为不稳定, 如图 4 所示. 在 4044 次放电中, $q_0 = 1.05$ 时, $\beta_p = 0.8$ 时等离子体是稳定的, 稳定性特征值 $\gamma^2/\omega_A^2 = 0.1467 \times 10^{-7}$. 当 β_p 增大到 1.8 时, 出现了全局不稳定性的外扭曲模, 特征值为 0.1336×10^{-2} , 它的各个 m 谐波强度都很高.

当比压足够高时, 在等离子体中外扭曲模占主导地位. 图 5 展示了对 $\beta_p = 2$ 时不同 q_0 时的扭曲模. 随着极向比压 β_p 的增加, 等离子体不稳定性发展得越来越强, 等离子体横向拉长, Shafranov 位移增大. 图 5(a) 和图 5(b) 再次表明, 通常当 $q_0 < 1$ 且 $q = 1$ 磁面位于等离子体内时, 不稳定模由 $m = 1$ 傅里叶谐波主导. 当超过 $\beta_p = 2$ 时, 计算显示增长率 (图 5(a)) 和边缘振幅 (图 5(b)) 急剧增大. 边缘振幅的急速增长是一个指标, 它表明在不稳定模特征里出现了从开始的内扭曲到具有巨大破坏力的外扭曲特征的改变. 图 5(c) 和图 5(d) 显示, 当 $q_0 > 1$ 时, 该模也有来自几个 $m > 1$ 谐波的大的贡献. 当 $q_0 = 1.05$ 时, 这两种类型之间存在着重叠, 尤其是在高 β_p 更是如此. 虽然在低 β_p 处, 使 $q_0 > 1$ 可以稳定 $m = 1$ 内扭曲模. 但当 $\beta_p = 2$ 时, 使 $q_0 > 1$

对内扭曲抑制作用很弱. 此时所有 q_0 情况下等离子体都是全局不稳定的, 谐波范围分布很宽, 包括 $m = 1, 2, 3, \dots$ 等分支. 当 $q_0 = 1.3$ 时, 等离子体不稳定性增长率进一步增大 (≈ 0.02) (图 5(e)), 各 m 谐波 (包括 $m = 1$ 谐波) 振荡幅度都很大 (图 5(f)). 总之, 当 $q_0 > 1$ 时, 如果 β_p 足够大, 例如这里 $\beta_p = 2$, $m/n = 1/1$ 分支依然出现在模富氏分解图中, 这是由于当 β_p 超过某个有限阈值时, 内扭曲模再次变得不稳定. 但是, 在高 β_p 情况, q_0 越大, MHD 不稳定性越是主要由外扭曲模主导, 内扭曲模对不稳定性的贡献越小.

图 5 显示在 $q = 2$ 磁面外部, $m = 1$ 谐波与 $m = 2$ (以及更高的 m) 扭曲谐波相耦合. 对内扭曲, $m = 1$ 谐波扰动在边界处消失了, 对总扰动势能没有显著的贡献. 而 $m = 2$ 及更高的 m 扭曲谐波在边界处依然很强, 特别是 $m \geq 5$ 的各谐波在边界处扰动最强. 值得指出的是, 外扭曲模中, 最重要的是 2/1 模. 这种模可以发展到很大的规模, 使得旋转减慢并最终锁定, 从而引发破裂. 它限制了托卡马克所能达到的最大比压, 称为硬贝塔极限. 另一方面, 综合图 1 和图 2—图 4 中所给出的结果, 可以发现压强梯度对扭曲模是消稳的, 磁剪切是

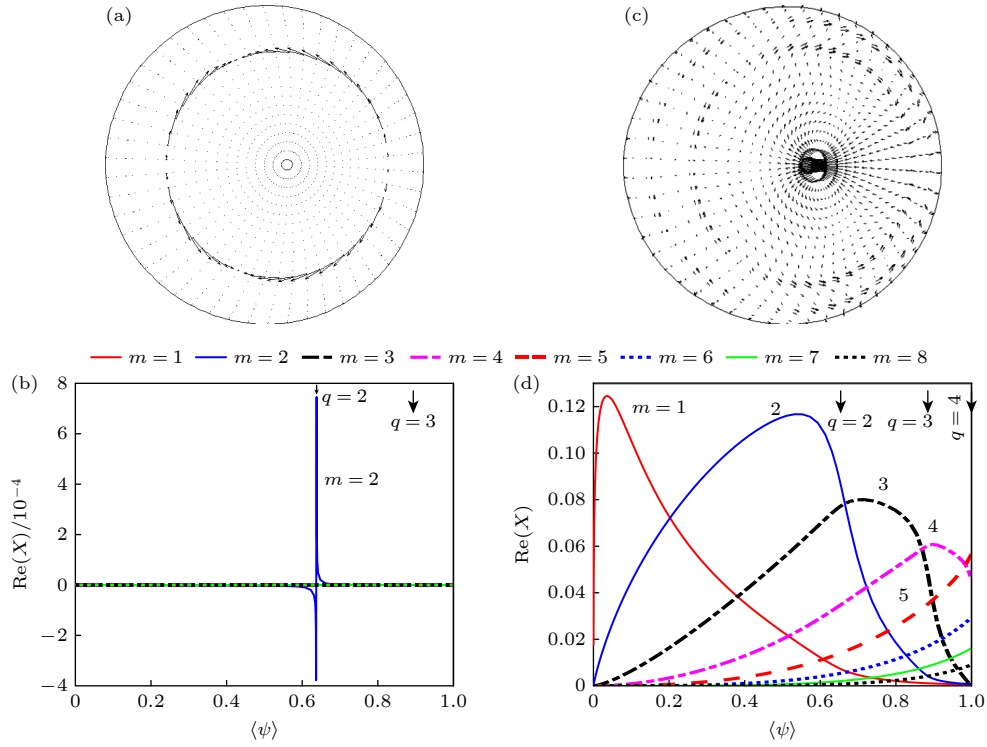


图 4 在 4044 次放电中, $q_0 = 1.05$ 时, 不同 β_p 对应的模扰动位移在极向截面的投影 (a), (c) 及模的傅里叶分解图 (b), (d) (a), (b) $\beta_p = 0.8$; (c), (d) $\beta_p = 1.8$

Fig. 4. For discharge #4044, mode displacement vectors projected onto the poloidal plane (a), (c) with $q_0 = 1.05$ and Fourier decomposition of the normal displacement (b), (d): (a), (b) $\beta_p = 0.8$; (c), (d) $\beta_p = 1.8$.

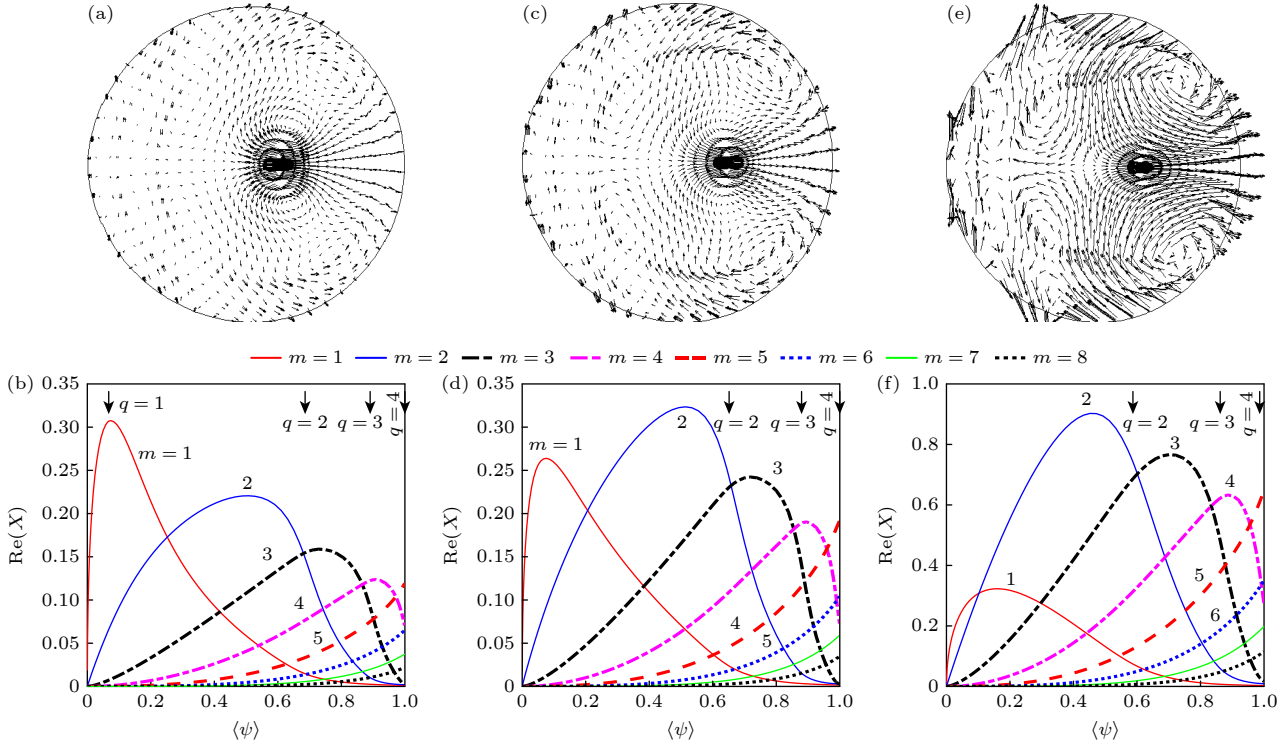


图 5 在 4206 次放电中, $\beta_p = 2$ 时, (a), (b) $q_0 = 0.95$, (c), (d) $q_0 = 1.05$ 和 (e), (f) $q_0 = 1.3$ 对应的 $n = 1$ 扭曲模扰动位移在极向截面的投影及模的傅里叶分解图

Fig. 5. At $\beta_p = 2$ for discharge #4206, the mode displacement vectors projected onto the poloidal plane for $q_0 = 0.95$ (a), 1.05 (c) and 1.3 (e), and Fourier decomposition of the normal displacement for $q_0 = 0.95$ (b), 1.05 (d) and 1.3 (f).

致稳的. 同时, 比较相同 q_0 时的电流剖面与稳定性结果, 发现尖的电流剖面有利于降低增长率. 总之, 这里证实 $n = 1$ 理想扭曲的稳定性严重地依赖于电流和压强剖面.

有趣的是, 由图 4(d) 以及图 5(b), (d) 和 (f) 可以看到, 当 $m < q_a$ 时, m 次谐波在等离子体表面 ($\psi = 1$) 强度变为 0. 即当 $m < q_a$ 时, 表面模是稳定的. 而当 $m > q_a$ 时, m 次谐波在表面处强度最大. 即等离子体表面扰动主要来源于 $m > q_a$ 的谐波. 另一方面, 这里研究的 $q = 2$ 磁面都位于 $0.6a$ 处或其邻近区域. 从数值计算来看, 真正的内扭曲增长率由从 $q = 1$ 面的内部及外部的贡献的精细平衡所决定. 这两种模类型不能从对单一放电平衡的线性稳定性计算中得到明确的区分. 因为当 $q_0 < 1$ 时, 不稳定模几乎总是包含一些内部和外部成分的混合, 与最大的成分 $m = 1$ 谐波相伴, 如图 2 和图 3 所示.

3.3 稳定性区间与边缘安全因子

轴安全因子和边缘安全因子的组合 (q_0, q_a) 决定了具有抛物线型安全因子剖面的等离子体平衡^[18]. 平衡的稳定性由 q 和 β 联合确定. 为了分析等离子体比压的平均效应, 需要引入根平均平方 (root mean square, RMS) 比压 β^* :

$$\beta^* = 2\mu_0 \langle p^2 \rangle^{1/2} / B_t^2. \quad (6)$$

Shen 等^[18] 分析了 q_a 与 β 联合决定等离子体稳定性的物理机制. 这里我们讨论在 $1/q_a - \beta^*$ 参数平面内等离子体的稳定性情况. 图 6(a) 和图 6(b)

显示, 在固定 $q_0 = 1.05$ 时, (q_0, q_a) 组合所构建平衡的 RMS 比压值 β^* 随 $1/q_a$ 图变化的总体趋势是 $1/q_a$ 越小, β^* 越大. 如要使 $n = 1$ 和 $n = 2$ 模都稳定, 要求 q_a 较低, 且 $0.4 \lesssim \beta^* < 1.25$; 如果两种模都不稳定, 这时 q_a 较高, 且 $\beta^* > 1.5$; 而要使 $n = 1$ 模稳定但 $n = 2$ 模不稳定, 要求对应的 q_a 值为中等大小, 且 β^* 介于 1.25 和 1.5 之间. 也就是说, 在 $1/q_a$ 较大且 β_p 较小时, $n = 1$ 和 $n = 2$ 扭曲模更容易变得都稳定. 反之, 两种扭曲模都不稳定的区域具有 $1/q_a$ 较小且 β_p 较大的特点. 在上述两个情况的中间区域, $n = 1$ 模稳定而 $n = 2$ 模不稳定. 图 6(b) 和图 6(c) 分别显示的是不固定 q_0 时, 使 $n = 1$ 和 $n = 2$ 扭曲模分别达到稳定时所限定的最大 β^* 对 $1/q_a$ 的变化. 对 $n = 1$ 模稳定性所需最大 β^* 随 $1/q_a$ 的增大总体上呈减小的关系, 但在 $1/q_a > 0.275$ 后, β^* 随 $1/q_a$ 的增大转而增大. 而对 $n = 2$ 模, 最大 β^* 总体上都是随 $1/q_a$ 的增大而单调减少的, 或者说最大 β^* 随 q_a 的增大而增大.

4 比压极限

外扭曲模限制了装置所能达到的最大比压. 我们基于 4044 次放电来计算装置的运行比压极限, 发现 $\beta_N^0 = 2.01$. 接下来着重讨论计算的物理依据. 本次计算中, 归一化增长率的平方值对 β_p 和 β_N 的依赖关系分别如图 7(a) 和图 7(b) 所示. 边缘最大扰动位移随归一化比压 β_N 的变化给出在图 7(c) 中. 首先分析 $q_0 \sim 1$ (即 $q_0 = 0.95$ 与 $q_0 = 1.05$) 的结果. 实验上, 可以通过锯齿行为来区分 $q_0 > 1$ 还

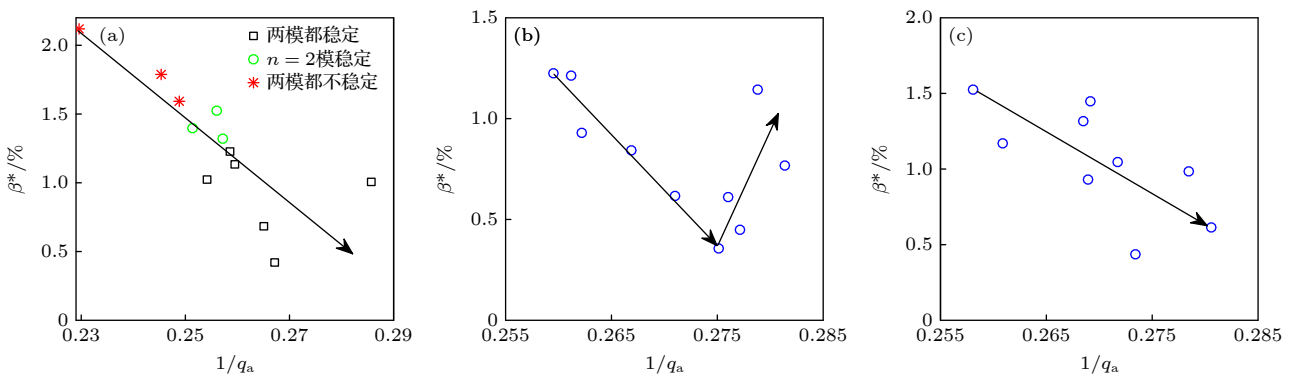


图 6 对典型的限制器类型放电 (a) 固定 $q_0 = 1.05$ 时, $1/q_a - \beta^*$ 平面内的扭曲稳定性; (b) 不固定 q_0 时, 使 $n = 1$ 模稳定的最大 β^* 和 $1/q_a$; (c) 不固定 q_0 时, 使 $n = 2$ 模稳定的最大 β^* 和 $1/q_a$

Fig. 6. For the typical limiter discharges: (a) Kink stabilities in $1/q_a - \beta^*$ plane at fixed $q_0 = 1.05$; (b) β^* vs. q_a at unfixed q_0 , here β^* is the maximum achievable one limited by $n = 1$ kink; (c) β^* vs. q_a at unfixed q_0 , here β^* is the maximum achievable one limited by $n = 2$ kink. The solid lines with arrows indicate the change direction of β^* as q_a increases.

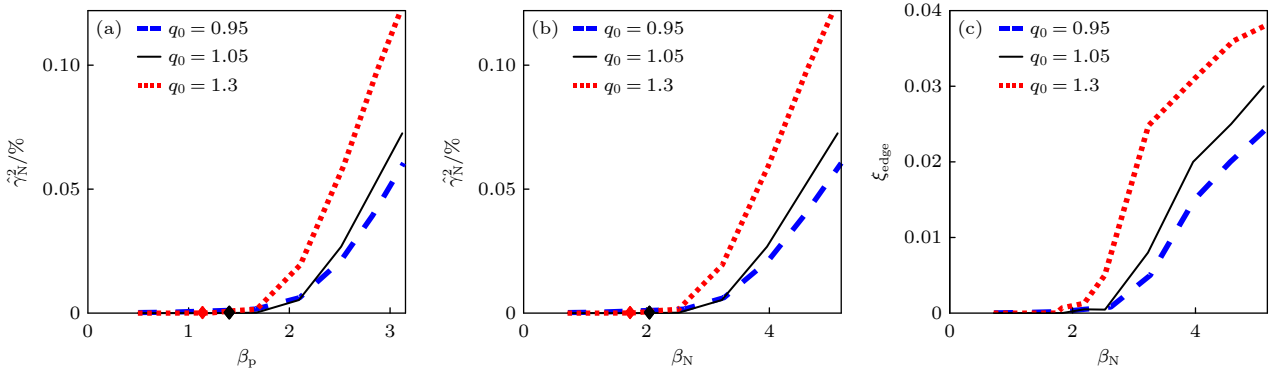


图 7 基于 4044 次放电的计算结果 (a), (b) 归一化增长率的平方值 $\hat{\gamma}_N^2$ 对 β_p 和 β_N 的依赖; (c) 边缘最大扰动位移随归一化比压的变化. 注意图中, β_p 是计算的平衡位形的实际极向比压. 菱形符号表示临界点

Fig. 7. Calculations were based on the data of discharge #4044: (a), (b) Square value of normalized mode growth rate $\hat{\gamma}_N^2$ as functions of β_p and β_N ; (c) maximum edge normal displacement as functions of normalized. Note that β_p is the actual polar specific pressure of the calculated equilibrium configuration. The rhombus symbol represents the critical point.

是 $q_0 < 1$ 的. 从图 7(a) 和图 7(b) 可见, $\beta_p = 1.36$ 或相应 $\beta_N^c = 2.01$ 分别是归一化增长率对 β_p 和 β_N 依赖的临界点. 如果低于此临界点, $q_0 = 0.95$ 时等离子体不稳定性增长率极低, $q_0 = 1.05$ 时的归一化增长率平方值 $\gamma^2/\omega_A^2 < 10^{-4}$; 当高于此临界点时, $q_0 = 0.95$ 与 $q_0 = 1.05$ 两个事例的增长率都开始急剧增长起来. 如图 7(c) 所示, 最大扰动位移的变化与增长率的变化趋势相似. 当 $\beta_N < 2.01$ 时, $q_0 = 0.95$ 时模的扰动幅度比 $q_0 = 1.05$ 高得多. 但当 $\beta_N > 2.01$, $q_0 > 1$ 时模的扰动急剧增大, 扰动幅度大大高于 $q_0 = 0.95$ 时. 这个临界 β_N (约 2.0) 就是圆截面形锯齿放电的运行比压极限. 再看 $q_0 = 1.3$ 情况, 其临界点要小一些, 临界极向比压和临界归一化比压分别为 $\beta_p^c = 1.20$ 和 $\beta_N^c = 1.81$.

这里有两点值得注意: 首先, 当 q_0 进一步增大到 1.3 时, 比压极限减小, 即 $\beta_N^c = 1.81$, 当 β_N 超过此值后, $q_0 = 1.3$ 时模的边缘扰动幅度远高于 $q_0 = 0.95$ 与 $q_0 = 1.05$ 时. 这是过高的 q_0 对 MHD 稳定性不利的证据. 其次, 当 β_N 增长到超过 β_N^c 时, 对 $q_0 < 1$ 时的不稳定模的计算本质上依然由 (1, 1) 模在 $q = 1$ 磁面内部的成分决定的, 但该谐波在 $q = 1$ 磁面外部的成分以及 $m \geq 2$ 谐波对模不稳定性表现出更大的贡献, 它们的增长率开始加速增大, 快速接近 $q_0 > 1$ 时对应谐波的增长率大小. 这种转变所关联的临界 β_N 可被描述为 $q_0 < 1$ 时的“运行 β 极限”. 此外, 需要说明的是, 具有抛物线型电流剖面的放电主要运行在 $q_0 = 1$ 的左右两侧邻近区域, 因此在 $q_0 \gtrsim 1$ 时得到的比压极限 $\beta_N^c \cong 2.0$ 是最有代表性的. 而“ $q_0 \gg 1$ ”这种情况主要出现在有反

磁剪切位形的放电中, 因此, 这里针对抛物线型电流剖面放电研究得出的 $q_0 = 1.3$ 时的比压极限 $\beta_N^c \cong 1.8$ 在实验中并没有普遍的代表性.

5 讨论

托卡马克比压极限的半经验定标律^[27]可以近似地写成:

$$\beta(\max) = C_\beta (I/aB_0). \quad (7)$$

式中, 系数 C_β 的值依赖于 MHD 不稳定性. Troyon 和 Gruber^[28] 归纳出具有不同形状和不同纵横比的托卡马克在理想 MHD 不稳定性限制下的最大体平均比压 $\beta < (2.0 - 2.5) (I/aB_0)$. 本文基于 HL-2A 装置的圆截面等离子体研究, 得出对应于 q_0 稍大于 1 时的系数 C_β 的值为 2.01, 与经典理论下限基本吻合. 对于 $q_0 < 1$ 情况, 不存在比压极限, 等离子体在所有情况下都是 MHD 不稳定的, 但只有在大的极向比压时才会引起破裂. 当 $q_0 > 1$ 时, 由于内扭曲模被稳定化, MHD 不稳定性给托卡马克施加了运行比压限制. $q_0 = 1.05$ 时的 C_β 即常说的最大运行比压 β_N^c . 人们对单一参数族的压强和电流密度剖面基于 $n = 1$ 扭曲模和高 n 气球模进行了优化^[28], 得到 $C_\beta = 2.8$ (单位: $\% \cdot \text{m} \cdot \text{T} \cdot \text{MA}^{-1}$). 如果单独对扭曲模进行优化, 则得到 $C_\beta = 3.2$. Bondeson 等^[29] 进一步优化了压强剖面, 使之对高 n 气球模处处都是临界稳定的, 结果得到 C_β 值为 3.7—4.4. 本文结果与剖面优化后的这些结果存在一定差异, 这是个有意义的话题, 特讨论如下.

装置能达到的最大比压强烈地依赖于压强和

电流剖面,并依赖于截面形状^[12].对于宽的压强剖面和尖的电流密度剖面,比压极限会增加.因为外扭曲不稳定性是由靠近等离子体表面的强电流梯度引起的.而更宽的压强剖面和减少的剪切有利于限制内扭曲不稳定性.于是,在理想MHD的框架内,为了提高比压极限有3个方向可以采取:改变电流和压强剖面以及壁的稳定性的.

Shen等^[30]基于HL-2A托卡马克实验研究了理想导体壁对外扭曲的稳定化效应,其中指出,壁稳定性是用来抑制低 n 稳定性的一个办法.理想导体壁可部分地抑制表面扭曲成分,使装置运行比压极限直接地拉高6.5%左右.如果同时考虑采取主动反馈控制^[31],则运行比压有望得到更大的提高.此外,壁对于稳定具有高延伸率的托卡马克等离子体的轴对称MHD模式是非常有效的.当然,虽然扭曲模可以通过等离子体周围的导电壁来稳定,但壁面的有限电阻率导致了另一种不稳定性,称为电阻壁模(RWM).电阻壁模也可以看作是外扭曲模的一种特殊形式,但RWM的增长速度比理想的扭曲气球模慢得多,研究电阻壁模是另一个热点^[32,33].

需要指出的是,尽管理想MHD理论被期望可给出稳定性的上限,但实验等离子体不能完全由理想MHD描述,因为理想MHD将等离子体当作完全导电流体来处理.压强驱动电阻不稳定性在限制实验比压中扮演着重要的角色.针对气球模和扭曲模优化的某些电流剖面对撕裂模可能是不稳定的^[34].所以,由于实际限制条件的增加与叠加,实验上的运行比压极限比理想运行比压极限还要复杂一些,有时会更小.但当具有合理优化等离子体截面(主要是优化拉长比和三角形变)与理想的压强剖面和电流剖面时,运行比压也可能超过理想MHD运行比压极限^[35].此外,影响比压极限的还有高能粒子效应等.

本文研究的是没有优化的圆截面等离子体.事实上,截面形状优化特别有利于提高运行比压极限.强的截面形状是解决 $n=0$ 轴对称稳定性、 $n=1$ 模和气球稳定性彼此矛盾的需求之关键.形变包括增加拉长比 κ 、三角形变 δ 等,对扭曲边界有复杂的影响,低纵横比倾向于提供与高 κ 和强 δ 相同的稳定性好处,因为它对在好曲率区域延伸场线长度及在坏曲率区域缩短关联长度有类似的影响.更低的纵横比一般可以加宽稳定性区域.在HL-2A的升级改造中,新装置HL-3在截面形状上做了大的

改变,其中之一就是由HL-2A的圆和近圆截面改成了反三角截面,并可考虑壁的作用.

6 总结

等离子体比压受MHD不稳定性的限制,理论上的比压极限由不稳定性的发展所确定.本文研究圆截面托卡马克等离子体MHD平衡和稳定,进而研究装置的比压极限,可以为托卡马克优化设计与高性能运行提供指导.总结起来,由本文的研究可以得到以下结果.

1) 对大纵横比来说, $\beta_p \sim 1$ 的稳定的平衡可在合理的电流剖面下生成.影响稳定性的关键的安全因子剖面参数是 q_0 . $q_0 \gtrsim 1$ 可以稳定低 β_p 时的内扭曲模.但更高的 q_0 对稳定性没有好处,虽然其他研究表明高 q_0 的反磁剪切位形对约束仍可以有一些好处(参见Bondeson等^[29]的研究).揭示了等离子体表面位移不可忽略的全局结构,即外扭曲模是全局性的,内扭曲模是局域性的.对 $n=1$ 外部扭曲,当假设没有外部传导壁稳定时,该外部扭曲比其他低 n 模更具限制性^[14].因此,将运行比压极限研究限定为 $n=1$ 扭曲极限.通过适当选择电流分布,发现其中平坦的分布和极向比压 β_p 的低值是最有利的.然而,平坦的电流分布引起强烈的外部扭曲不稳定性.峰值电流分布可以以比压值的降低为代价来抑制这些不稳定性. β_p 高时外扭曲模充分发展,限制了装置能达到的最高 β_i .当 β_p 较高时,内扭曲可看作被这些更高 m 外扭曲模所耦合.

2) 由扭曲模不稳定性加到等离子体上的最大比压限制称为硬比压极限.本文利用理想MHD理论预测了HL-2A托卡马克放电中比压极限的上限,深化了Shen等^[17]的研究结果.综合起来,对应于 $q_0 = 1.05$ 的运行比压极限与归一化电流 $I_N (= I/aB)$ 成比例,即 $\beta_N = 2.01I/aB$.

在一些事例中发现最优化的极限和得到的放电比压值之间显著一致^[25].本文研究的位形没有进行形状与剖面优化.同时,所研究的对象是在欧姆或低功率辅助加热、低约束(L模)这些种类中选择放电形式.因此,所得运行比压值不高,但达到了基准圆截面托卡马克运行比压极限的下限.还需说明的是,本文限制边界压强梯度与表面平均边缘电流密度为0.但实际上,在边界处有限压强梯

度的出现却可以导致 β_N 值的增加. 例如, DIII-D 实验上也发现在最高 β_N 值处的剖面在边界处有有限压强梯度. 对于边缘扭曲模, 边缘电流并不总是提供失稳效应; 随着边缘电流的增加, 线性增长率先增大后减小^[36]. 这些都为提高运行比压提供了线索. 在研究环流器装置如何实现高 β_N 放电时, 需要考虑这一点.

参考文献

- [1] Buttery R J, Park J M, McClenaghan J T, Weisberg D, Canik J, Ferron J, Garofalo A, Holcomb C T, Leuer J, Snyder P B, The Atom Project Team 2021 *Nucl. Fusion* **61** 046028
- [2] Sarazin Y, Hillairet J, Duchateau J L, Gaudimont K, Varennes R, Garbet X, Ghendrih Ph, Guirlet R, Pégourié B, Torre A 2020 *Nucl. Fusion* **60** 016010
- [3] Hender T C, Wesley J C, Bialek J 2007 *Nucl. Fusion* **47** S128
- [4] Suzuki Y, Watanabe K Y, Sakakibara S 2020 *Phys. Plasmas* **27** 102502
- [5] Liu Y, Chapman I T, Saarelma S, Gryaznevich M P, Hender T C, Howell D F, JET-EFDA contributors 2009 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **51** 115005
- [6] Wolf R C, Biel W, Bock M F M de, et al. (The TEXTOR Team) 2005 *Nucl. Fusion* **45** 1700
- [7] Zhao K J, Lan T, Dong J Q, Yan L W, Hong W Y, Yu C X, Liu A D, Qian J, Cheng J, Yu D L, Yang Q W, Ding X T, Liu Y, Pan C H 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 255004
- [8] Chen W, Ding X T, Yang Q W, et al. (HL-2A team) 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 185004
- [9] Zhong W L, Shen Y, Zou X L, Gao J M, Shi Z B, Dong J Q, Duan X R, Xu M, Cui Z Y, Li Y G, Ji X Q, Yu D L, Cheng J, Xiao G L, Jiang M, Yang Z C, Zhang B Y, Shi P W, Liu Z T, Song X M, Ding X T, Liu Y (HL-2A Team1) 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 045001
- [10] Xu M, Duan X R, Liu Y, et al. (The HL-2A Team) 2019 *Nucl. Fusion* **59** 112017
- [11] Piovesan P, Igochine V, Turco F, et al. (The ASDEX Upgrade Team, The DIII-D Team and The EUROfusion MST1 Team) 2016 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **59** 014027
- [12] Igochine V, Piovesan P, Classen I G J, Dunne M, Gude A, Lauber P, Liu Y, Maraschek M, Marrelli L, Dermott R Mc, Reich M, Ryan D, Schneller M, Strumberger E, Suttrop W, Tardini G, Zohm H, The ASDEX Upgrade Team and The EUROfusion MST1 Team 2017 *Nucl. Fusion* **57** 116027
- [13] Todd A M M, Manickam J, Okabayashi M, Chance M S, Grimm R C, Greene J M, Johnson J L 1979 *Nucl. Fusion* **19** 743
- [14] Bernard L C, Helton F J, Moore R W, Todd T N 1983 *Nucl. Fusion* **23** 1475.
- [15] Li Z J, Chen W, Sun A P, Yu L M, Wang Z, Chen J L, Xu J Q, Li J Q, Shi Z B, Jiang M, Li Y G, He X X, Yang Z C, Li J 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 065202 (in Chinese) [李正吉, 陈伟, 孙爱萍, 于利明, 王卓, 陈佳乐, 许健强, 李继全, 石中兵, 蒋敏, 李永高, 何小雪, 杨曾辰, 李鉴 2024 物理学报 **73** 065202]
- [16] Zhu X L, Chen W, Wang F, Wang Z X 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 215210 (in Chinese) [朱霄龙, 陈伟, 王丰, 王正涵 2023 物理学报 **72** 215210]
- [17] Shen Y, Dong J Q, He H D, Li J, Wu N, Zhao K J, Deng W 2024 *J. Phys. Soc. Jpn.* **93** 104501
- [18] Shen Y, Dong J Q, Pend X D, He H D, Li J X 2025 *Phys. Rev. E* **111** 025208
- [19] Lao L L, John H St, Stambaugh R D, Kellman A G, Pfeiffer W 1985 *Nucl. Fusion* **25** 1611
- [20] Gruber R, Troyon F, Berger D, Bernard L C, Rousset S, Schreiber R, Kerner W, Schneider W, Roberts K V 1981 *Comput. Phys. Commun.* **21** 323
- [21] Bernard L C, Helton F J, Moore R W 1981 *Comput. Phys. Commun.* **24** 377
- [22] Lao L L, Strait E J, Taylor T S, Chu M S, Ozeki T, Howl W, Stambaugh R D, Burrell K H, Chance M S, DeBoo J C, Gohil P, Greene J M, Groebner R J, Kellman A G, Mahdavi M Ali, Osborne T H, Porter G, Turnbull A D 1989 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **31** 509
- [23] Aydemir A Y, Kim J Y, Park B H, Seol J 2015 *Phys. Plasmas* **22** 032304
- [24] Bondeson A, Vlad G, Léutjens H 1992 *Phys. Fluids B* **4** 1889
- [25] Turnbull A D, Pearlstein L D, Bulmer H, Lao L L, Haye R J La 1999 *Nucl. Fusion* **39** 1557
- [26] Kerner W, Gruber R, Troyon F 1980 *Phys. Rev. Lett.* **44** 536
- [27] Troyon F, Gruber R, Saurenmann H, Semenzato S, Succi S 1984 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **26** 209
- [28] Troyon F, Gruber R 1985 *Phys. Lett.* **110A** 29
- [29] Bondeson A, Liu D H, Söldner F X, Persson M, Baranov Yu F, Huysmans G T A 1999 *Nucl. Fusion* **39** 1523
- [30] Shen Y, Dong J Q, He H D, Pan W, Hao G Z 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 035203 (in Chinese) [沈勇, 董家齐, 何宏达, 潘卫, 郝广周 2023 物理学报 **72** 035203]
- [31] Liu Y, Kirk A, Keeling D L, Kogan L, Du X D, Li L, Piron L, Ryan D A, Turnbull A D 2021 *Nucl. Fusion* **61** 116022.
- [32] Wang S, Liu Y Q, Xia G L, Song X M, Hao G Z, Li L, Li B, Zhang N, Dong G Q, Bai X, Zheng G Y 2021 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **63** 055019
- [33] Haye R J La, Politzer P A, Brennan D P 2008 *Nucl. Fusion* **48** 015005
- [34] Taylor T S, John H St, Turnbull A D, Lin-Liu V R, Burrell K H, Chan V, Chu M S, Ferron J R, Lao L L, Haye R J La, Lazarus E A, Miller R L, Politzer P A, Schissel, Strait E J 1994 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **36** B229
- [35] Turnbull A D, Brennan D P, Chu M S, Lao L L, Snyder P B 2005 *Fusion Sci. Technol.* **48** 875
- [36] Li G Q, Xu X Q, Snyder P B, Turnbull A D, Xia T Y, Ma C H, Xi P W 2014 *Phys. Plasmas* **21** 102511

Study of circular cross-section plasmas in HL-2A tokamak: MHD equilibrium, stability and operational β limit*

SHEN Yong^{1)†} DONG Jiaqi¹⁾ SHI Zhongbing¹⁾ HE Hongda¹⁾
 ZHAO Kaijun²⁾ PENG Xiaodong¹⁾ QU Hongpeng¹⁾ LI Jia³⁾ SUN Aiping¹⁾

1) (*Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041, China*)

2) (*College of Nuclear Science and Engineering, East China University of Technology, Nanchang 330013, China*)

3) (*School of Mathematics and Science, Chengdu University of Technology, Chengdu 610059, China*)

(Received 7 April 2025; revised manuscript received 17 April 2025)

Abstract

Circular cross-section plasma is the most basic form of tokamak plasma and the fundamental configuration for magnetic confinement fusion experiments. Based on the HL-2A limiter discharge experiments, the magnetohydrodynamic (MHD) equilibrium and MHD instability of circular cross-section tokamak plasmas are investigated in this work. The results show that when $q_0 = 0.95$, the internal kink mode of $m/n = 1/1$ is always unstable. The increase in plasma β (the ratio of thermal pressure to magnetic pressure) can lead to the appearance of external kink modes. The combination of axial safety factor q_0 and edge safety factor q_a determines the equilibrium configuration of the plasma and also affects the MHD stability of the equilibrium, but its growth rate is also related to the size of β . Under the condition of $q_a > 2$ and q_0 slightly greater than 1, the internal kink mode and surface kink mode can be easily stabilized. However the plasma becomes unstable again and the instability intensity increases as q_0 continues to increase when q_0 exceeds 1. As the poloidal specific pressure (β_p) increases, the MHD instability develops, the equilibrium configuration of MHD elongates laterally, and the Shafranov displacement increases, which in turn has the effect on suppressing instability. Calculations have shown that the maximum β value imposed by the ideal MHD mode in a plasma with free boundary in tokamak experiments is proportional to the normalized current I_N ($I_N = I_p(\text{MA})/a(\text{m})B_0(\text{T})$), and the maximum specific pressure $\beta(\text{max})$ is calibrated to be $2.01I_N$, i.e. $\beta(\text{max}) \sim 2.01I_N$. The operational β limit of HL-2A circular cross-section plasma is approximately $\beta_N^c \approx 2.0$. Too high a value of q_0 is not conducive to MHD stability and leads the β limit value to decrease. When $q_0 = 1.3$, we obtain a maximum value of β_N of approximately 1.8. Finally, based on the existing circular cross-section plasma, some key factors affecting the operational β and the relationship between the achievable high β limit and the calculated ideal β limit are discussed.

Keywords: circular cross-section plasma, magnetohydrodynamic equilibrium, magnetohydrodynamic instability, kink mode, β limit

PACS: 52.55.Fa, 52.35.Py, 52.55.Tn

DOI: [10.7498/aps.74.20250450](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250450)

CSTR: [32037.14.aps.74.20250450](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20250450)

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2024YFE03190000, 2019YFE03050003) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12305232).

† Corresponding author. E-mail: sheny@swip.ac.cn



托卡马克圆截面等离子体磁流体平衡、稳定性与运行比压极限

沈勇 董家齐 石中兵 何宏达 赵开君 彭晓东 曲洪鹏 李佳 孙爱萍

Study of circular cross-section plasmas in HL-2A tokamak: MHD equilibrium, stability and operational β limit

SHEN Yong DONG Jiaqi SHI Zhongbing HE Hongda ZHAO Kaijun PENG Xiaodong QU Hongpeng
LI Jia SUN Aiping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 135204 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250450

CSTR: 32037.14.aps.74.20250450

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250450>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

托卡马克理想导体壁与磁流体不稳定性

Ideal conductive wall and magnetohydrodynamic instability in Tokamak

物理学报. 2023, 72(3): 035203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222043>

EAST反磁剪切 $q_{\min} < 2$ 条件下磁流体力学不稳定性及内部输运垒物理实验结果简述

Summary of magnetohydrodynamic instabilities and internal transport barriers under condition of $q_{\min} < 2$ in EAST tokamak

物理学报. 2023, 72(21): 215204 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230721>

托卡马克中低频磁流体不稳定性协同作用引起快粒子输运的混合模拟研究

Hybrid numerical simulation on fast particle transport induced by synergistic interaction of low- and medium-frequency magnetohydrodynamic instabilities in tokamak plasma

物理学报. 2023, 72(21): 215210 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230620>

CFQS准环对称仿星器低等离子体中三维磁岛的抑制机制

Suppression mechanism of equilibrium magnetic islands in CFQS low- plasma

物理学报. 2023, 72(21): 215205 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230546>

ITER装置中等离子体旋转和反馈控制对电阻壁模影响的数值研究

Numerical study of effect of plasma rotation and feedback control on resistive wall mode in ITER

物理学报. 2021, 70(4): 045201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201391>

预测HL-2A托卡马克台基结构的MHD稳定性数值研究

Numerical study on predicting MHD stability of HL-2A tokamak pedestal structure

物理学报. 2022, 71(22): 225201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221098>