

托卡马克理想导体壁与磁流体不稳定性*

沈勇^{1)†} 董家齐¹⁾²⁾ 何宏达¹⁾ 潘卫¹⁾ 郝广周¹⁾

1) (核工业西南物理研究院, 成都 610041)

2) (浙江大学聚变理论与模拟中心, 杭州 310027)

(2022年10月25日收到; 2022年11月18日收到修改稿)

为了探索等离子体磁流体力学 (MHD) 不稳定性的导体壁效应以及壁设计思想, 研究了基于 HL-2A 托卡马克偏滤器位形的、自由边界和多种形式的理想导体壁条件下的等离子体 MHD 不稳定性与装置 MHD 运行 β 极限. 在稳定性计算中, 考虑的是 $n = 1$ 扭曲模, 该模对托卡马克等离子体 MHD 不稳定性有决定性的影响. 研究着眼于验证多种形状导体壁抑制内、外扭曲模的有效性, 观察运行 β 极限的变化, 并讨论分析相关物理. 研究发现在离等离子体适当距离处放置一个理想导体壁, 可有效抑制外扭曲模. 在壁与等离子体表面的平均距离相同、且足够小的条件下, 圆截面壁并不一定是最佳选择, 设置一个经过优化的多边形导体壁能更有效地抑制 MHD 不稳定性, 它使本装置的理想 MHD 运行 β 极限 β_N 提高到 2.73, 比自由边界条件下 (即假设壁设置在无穷远处的) 装置的运行 β 极限值 (~ 2.56) 提高了约 6.5%. 这暗示需要根据有拉长、有变形的等离子体的极向截面形状, 优化制作一个离等离子体表面平均距离尽可能近的多边形导体壁, 才能取得抑制外扭曲模、提高 β 极限的最佳效果.

关键词: 托卡马克, 理想导体壁, 磁流体不稳定性, 扭曲模, 运行 β 极限

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

DOI: 10.7498/aps.72.20222043

1 引言

为了实现聚变点火目标, 建成一个经济、小巧的受控聚变反应堆, 第一步工作需要实现高 β 托卡马克稳态运行^[1-4]. 这里定义 $\beta = \frac{4\mu_0}{a^2 B^2} \int_0^a P r dr$, 其中, P 是等离子体压强, B 是环向磁场, a 是等离子体柱小半径, μ_0 代表真空磁导率, r 是积分变量. 但是, 由于磁流体力学 (MHD) 不稳定性作用, 托卡马克所能达到的最大 β 值受限, 因此研究 MHD 不稳定性成为一个重要课题^[5,6]. 内、外扭曲模是托卡马克中最危险的理想磁流体不稳定扰动, 与先进托卡马克运行的关系非常密切^[7-10]. 因为与气球模^[11,12]、撕裂模^[13] 等相比较, 扭曲模对等离子体运行 β 极限施加了更加严格的限制^[14].

一般用归一化等离子体电流来对最大稳定 β 进行定标, 称为 Troyon 定标^[15,16], 定标关系式为 $\beta(\max) = C_\beta / (I/aB)$, 其中 I 表示等离子体电流 (单位: MA). 小半径 a 与磁场 B 的单位分别是 m 和 T. 通过优化等离子体剖面使等离子体发生形变^[1], 以及优化稳定性、输运和优化偏滤器运行等措施^[17] 可提高运行 β , 实现稳态放电^[2]. 有些放电如 HL-2A 装置弹丸注入中空电流型放电的 β 低, 但存在中心负磁剪切位形和内部输运垒^[18,19]. 2006 年, Garofalo 等^[20] 讨论了通过内部输运垒和中心负磁剪切来实现可持续的高 β 放电. 在上述问题中, 人们关注的重点是改进 MHD 稳定性^[21-23]. 大量的研究结果还表明, 如果在离等离子体中心 1.5 倍小半径远处放置一个导电壁, 从而使 $n = 1$ 扭曲模稳定化的话, 则此扭曲模极限比气球模极限更小;

* 国家自然科学基金 (批准号: 12075077) 和国家重点研发计划 (批准号: 2017YFE0301200, 2019YFE03050003) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: sheny@swip.ac.cn

当壁的放置距离更短时, 预计可提高运行 β 极限. 许多实验的部分真空容器都能满足这个条件, 尽管这些容器显然不是理想导体壁, 而是有电阻的. 作为抑制 MHD 不稳定性的一个选项, 人们对电阻壁抑制 MHD 不稳定性的作用进行了大量研究 [6,24–27], 其结果实际上可以无限渐近理想壁下的结果.

文献 [28] 研究了基于自由边界的 HL-2A 装置理想 MHD 运行 β 极限. 据分析, 本装置的归一化理想运行 β 极限约为 2.56. 在 HL-2A 装置的升级改造中, 曾有一种考虑是在邻近等离子体外侧放置一个铜壳. 由于有限电阻壁的存在, 辅以等离子体旋转和反馈控制等手段, 能有效地抑制等离子体中外扭曲模的发展, 从而提高装置运行中可达到的最大运行 β 值. 而理想导体壁是电阻壁的理想情形, 在电阻壁模发展的开始阶段, 以及在采取反馈控制措施后等离子体所能达到的最好状态, 都与理想导体壁条件下的等离子体的发展状况近乎相同. 所以, 研究理想导体壁条件下等离子体及其扭曲模的发展有重要意义, 可为装置的改造比如兼作导体壁的托卡马克真空室壁的优化设计提供理论借鉴, 并为随后的实验安排提供有价值的参考参数. 基于此, 本文对 HL-2A 装置的理想壁条件下的 MHD 不稳定性和运行 β 极限进行了模拟研究. 研究着眼于验证多种形状导体壁抑制内、外扭曲模的有效性, 观察运行 β 极限的变化, 并讨论分析相关物理.

2 导体壁概略设计及 MHD 不稳定性模拟

2.1 导体壁概略设计

我们选用 HL-2A 装置的一炮典型的偏滤器放

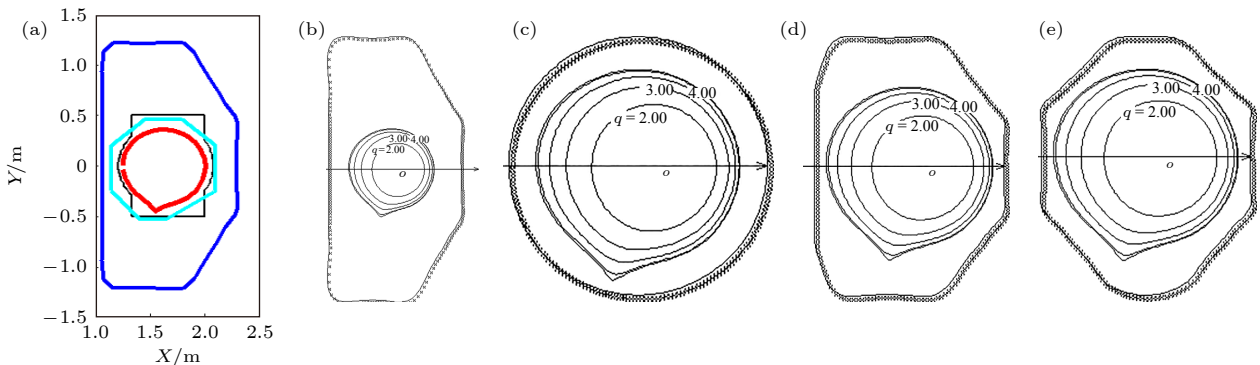


图 1 (a) HL-2A 托卡马克极向截面图, 包括等离子体分界面 (红线), 限制器 (黑线), HL-2A 真空室壁 (深蓝线), 以及拟设新导体壁 (淡蓝线); 预设 4 种导体壁, 概略图包含 (b) 原壁, (c) 圆截面壁, (d) 多边形壁, 以及 (e) 优化多边形壁

Fig. 1. (a) Scheme of the poloidal cross-section of HL-2A Tokamak, including plasma separatrix (red line), limiter (black line), HL-2A vacuum chamber wall (dark blue line), and proposed new conductive wall (light blue line). Four kinds of conductive walls are preset, and the sketch is as follows: (b) Original wall, (c) circular section wall, (d) polygonal wall, and (e) optimized polygonal wall.

电, 即第 2895 次放电的位形参数作为基准参考数据, 设置了自由边界 (即等离子体外没有导体壁) 和理想导体壁 (共有 4 种) 这两种条件. 通过调整偏滤器线圈电流值, 利用 EFIT 代码 [29,30], 计算轴安全因子 q_0 约小于 1 和约大于 1 时的放电平衡位形, 即分别取 $q_0 = 0.95$ 和 1.05 、而 β_p 取不同值时的放电位形. 然后利用 GATO 代码 [31] 计算每种平衡的 MHD 不稳定性, 包括计算线性增长率等 MHD 参数. 以 MHD 平衡与稳定性数据为基础, 展开本文的研究工作. 这里所设计的导体壁形状及其与等离子体的位置关系如图 1 所示.

图 1(a) 是 HL-2A 托卡马克与等离子体极向截面图, 分别展示了 HL-2A 真空室壁、限制器 (limiter) 和等离子体分界面 (plasma separatrix) 几何位形, 给出了拟设新导体壁几何位置示意图. 随后给出了拟预设的 4 种壁, 即以 HL-2A 真空室壁用作导体壁, 圆截面壁, 距等离子体表面平均距离较近的多边形壁, 以及平均距离更小、与圆截面壁接近的、优化了的多边形导体壁, 分别如图 1(b)–(e) 所示. 本文将对分析自由边界与有壁等离子体, 特别地, 将对 4 种形式理想导体壁在扭曲模稳定化中的作用及其机理进行研究.

2.2 扭曲模结构

在 HL-2A 装置实验中, 正常的 L 模放电参数一般为轴安全因子 q_0 大约在 1.0 左右, 极向比压 β_p 约为 0.2 到 1.5 之间. 需要特别说明的是, 为突出扭曲模形态与理想导体壁效应, 本文研究中 β_p 取值比常规实验放电中的要大, 概略设计的壁在几何尺寸

方面与装置壁可能也会有些差异. 在计算运行 β 极限时, 虽然实际实验中尚不能达到如此高的“上限”比压, 但仍需要取尽可能大的 β_p 值. 这里先试取 $q_0 = 1.05$, $\beta_p = 0.45$, 等离子体主要参数为: 等离子体电流 $I_p = 0.245$ MA, 环向场 $B_t = 2.13$ T, 等离子体大半径 $R \approx 1.65$ m, 小半径 $r \approx 0.4$ m, 利用第 2895 次放电的基本的磁探针信号值以及偏滤器线圈、垂直场和水平线圈的电流值, 用 EFIT 进行平衡计算, 得到一个正常的偏滤器位形, 如图 2(a) 所示. 这里, 偏滤器线圈电流值如下: 上部线圈电流都取 0, 下部线圈电流 I_{MP1} , I_{MP2} , I_{MP3} 和 I_{MC} 分别取 20.00, 22.78, 22.78 和 2.00 kA, 垂直场线圈电流 $I_{VF(A)}$ 取 25.8 kA, 水平场线圈电流 I_{RF} 取 0.2 kA. 随后, 再取 $q_0 = 1.05$ 和 $\beta_p = 2$ 时, 保持等离子体电流和环向磁场不变, 调整上述偏滤器线圈电流及垂直场和水平场线圈电流值, 计算所得平衡位形如图 2(b) 所示. 由于 β_p 值较大, 所以磁轴中心较明显地向外侧偏移, 但这对我们的分析工作没有明显影响. 这也是一个典型的偏滤器型位形, 在随后用 GATO 代码进行的稳定性计算中, 得到 $\beta_p = 2$ 时的安全因子剖面如图 2(c) 所示.

利用类似方法处理 $q_0 = 0.95$, $\beta_p = 0.45$ 和 2.00 的情况, 可用 EFIT 计算得到相应的 MHD 平衡位形, 然后用 GATO 计算相应平衡的 MHD 不稳定性, 结果见图 3. 图 3 表示当 $q_0 = 0.95$ 时, $\beta_p = 0.45$ 和 2.00 时扭曲模的极向投影与对应模径向扰动 $\mathbf{X} \equiv \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla \psi / |\nabla \psi|$ 的傅里叶分解图, 其中 $\boldsymbol{\xi}$ 代表等离子体扰动, ψ 是极向磁通量. 由图 3(a)–(d) 可见, $q_0 < 1$ 时, 最强的扰动位移出现在等离子体

中心. 最不稳定的是 $m = 1$ 内扭曲模, 其对抗动的贡献占支配地位. 图 3(c) 和图 3(d) 进一步表明, 当 $\beta_p = 2.5$ 时, $m = 2, 3, 4, \dots$ 各分支模都较充分地发展起来了, 除了等离子体芯部不稳定外, 等离子体边缘部分也变得不稳定. 图 3(d) 显示出谐波 $n = 1, m = 2$ 对应的是内模, 而谐波 $m = 7$ 对应边缘不稳定模.

同样地, 可以计算自由边界条件下, 参数 $q_0 = 1.05$, $\beta_p = 0.45, 2.0, 2.3$ 和 2.5 时的 MHD 平衡及其不稳定性, 如图 4 所示. 从图 4(a) 和图 4(c) 及对应的特征值 $\lambda (\equiv (i\gamma)^2 / \gamma_A^2 = -\gamma^2 / \gamma_A^2)$ (γ_A 是阿尔芬时间的倒数) 可见, 在 $\beta_p = 0.45$ 和 2.00 时, 等离子体是稳定的, 但在 $q = 2$ 磁面处有些许扰动. 从图 4(b) 和图 4(d) 的傅里叶分析结果图来看, 这些扰动只局限于该磁面的很窄区域, 且属于内模; 这样, 在增长率 γ 很小时, 内模不会造成等离子体不稳定. 由图 4(e) 可见, 当 $\beta_p = 2.3$ 时, 等离子体不稳定, 因为其特征值 $|\lambda| \equiv |\gamma^2 / \gamma_A^2| > 10^{-4}$. 当 $\beta_p = 2.5$ 时, 等离子体也是不稳定的, 且其增长率相对 $\beta_p = 2.3$ 的来说更大. 从图 4(f) 和图 4(h) 所示相应模的傅里叶分析结果来看, 不稳定性模式是 $n = 1, m = 1, 2, 3, 4, 5, \dots$ 的多谐波扭曲模. 随着 β_p 的继续增大, 增长率越来越高, 等离子体的宏观不稳定性越来越严重, 必须对外扭曲模加以抑制, 否则放电将很快发生大破裂.

然后, 我们在离等离子体适当近距离处放置一个优化了形状的导体壁, 并假定这是一个完全导电的理想导体壁. 当 $q_0 = 1.05$ 时, 在优化理想导体壁条件下, 等离子体与壁的位置关系如图 5(a) 所示.

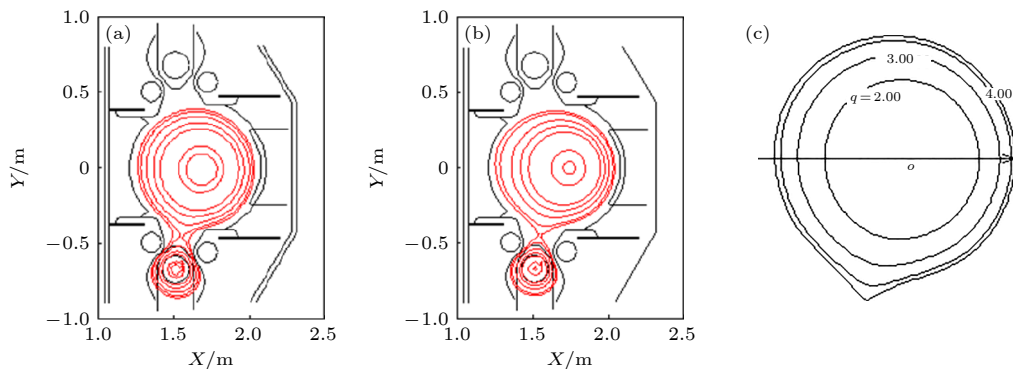


图 2 $q_0 = 1.05$, (a) $\beta_p = 0.45$ 时与 (b) $\beta_p = 2.00$ 时的平衡位形; (c) $\beta_p = 2$ 时, GATO 计算的安全因子 (q) 剖面 (由图 2(a) 与图 2(b) 对比得知, β_p 越大, 等离子体 Shafranov 位移越大)

Fig. 2. When $q_0 = 1.05$, the equilibrium configuration of (a) $\beta_p = 0.45$ and (b) $\beta_p = 2.00$, and (c) the safety factor (q) profile calculated by GATO at $\beta_p = 2$ (According to the comparison between Fig. 2(a) and Fig. 2(b), the larger the β_p , the larger the plasma Shafranov displacement).

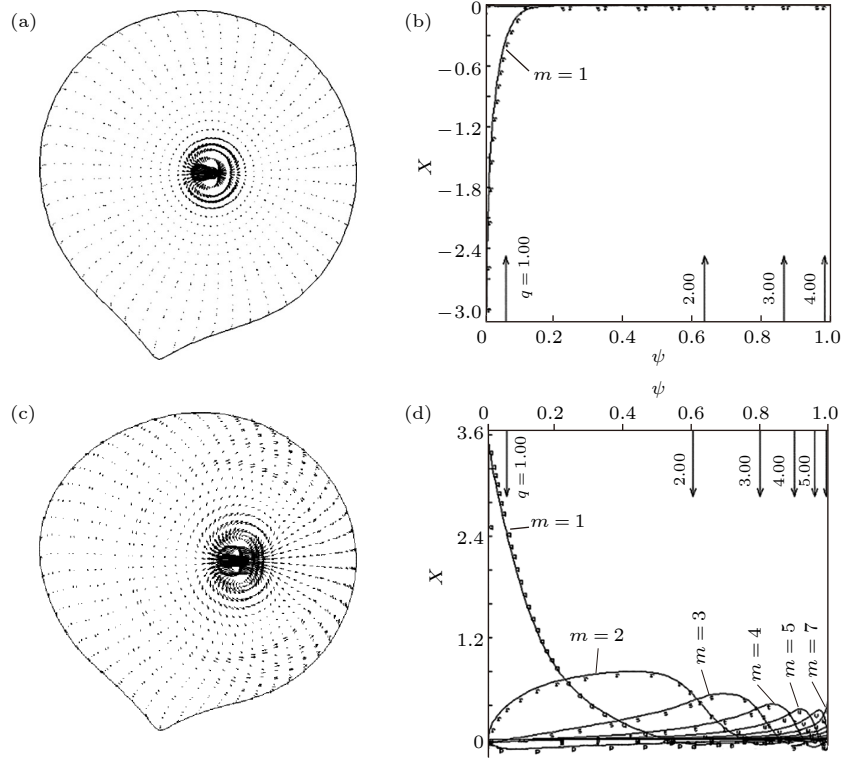


图3 $q_0=0.95$ 时, 较低 β_p 与较高 β_p 时模式的极向投影与对应模径向扰动 X 的傅里叶分解结果 (a), (b) $\beta_p=0.45$; (c), (d) $\beta_p=2.5$.
 Fig. 3. When $q_0 = 0.95$, the poloidal projection of the mode and the Fourier decomposition of the radial perturbation of the corresponding mode X at lower β_p and higher β_p : (a), (b) $\beta_p = 0.45$; (c), (d) $\beta_p = 2.5$.

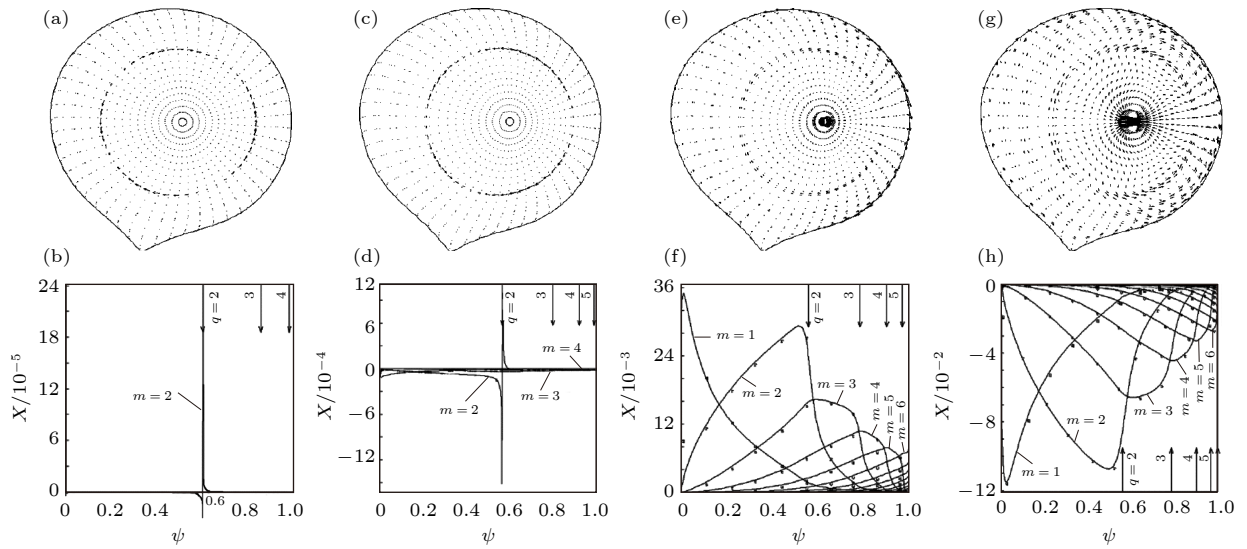


图4 $q_0 = 1.05$, 自由边界条件下, 模位移矢量在极向平面的投影及扰动位移径向分量 X 的傅里叶分解结果图 (a), (b) $\beta_p = 0.45$, $q_{95} = 4.37$, $\lambda = -0.4492 \times 10^{-7}$; (c), (d) $\beta_p = 2$, $q_{95} = 5.35$, $\lambda = -0.1247 \times 10^{-6}$; (e), (f) $\beta_p = 2.3$, $q_{95} = 5.67$, $\lambda = -0.1198 \times 10^{-3}$; (g), (h) $\beta_p = 2.5$, $q_{95} = 5.80$, $\lambda = -0.4774 \times 10^{-3}$

Fig. 4. When $q_0 = 1.05$, the projection of the mode displacement vector on the poloidal plane and the radial component of Fourier decomposition of the perturbation X : (a), (b) $\beta_p = 0.45$, $q_{95} = 4.37$, $\lambda = -0.4492 \times 10^{-7}$; (c), (d) $\beta_p = 2$, $q_{95} = 5.35$, $\lambda = -0.1247 \times 10^{-6}$; (e), (f) $\beta_p = 2.3$, $q_{95} = 5.67$, $\lambda = -0.1198 \times 10^{-3}$; (g), (h) $\beta_p = 2.5$, $q_{95} = 5.80$, $\lambda = -0.4774 \times 10^{-3}$.

当 $\beta_p = 2.3$ 和 2.5 时, 扰动位移在极向平面的投影和径向扰动 X 的傅里叶分解图分别如图 5(b)–(d) 所示. 根据图 4 与图 5 的数值结果对比, 我们

发现在自由边界条件与理想导体壁条件下, 等离子体安全因子剖面与最后一个闭合磁面安全因子的 95% 值 (即 q_{95} 值) 是相近的. 这说明不管是否放置

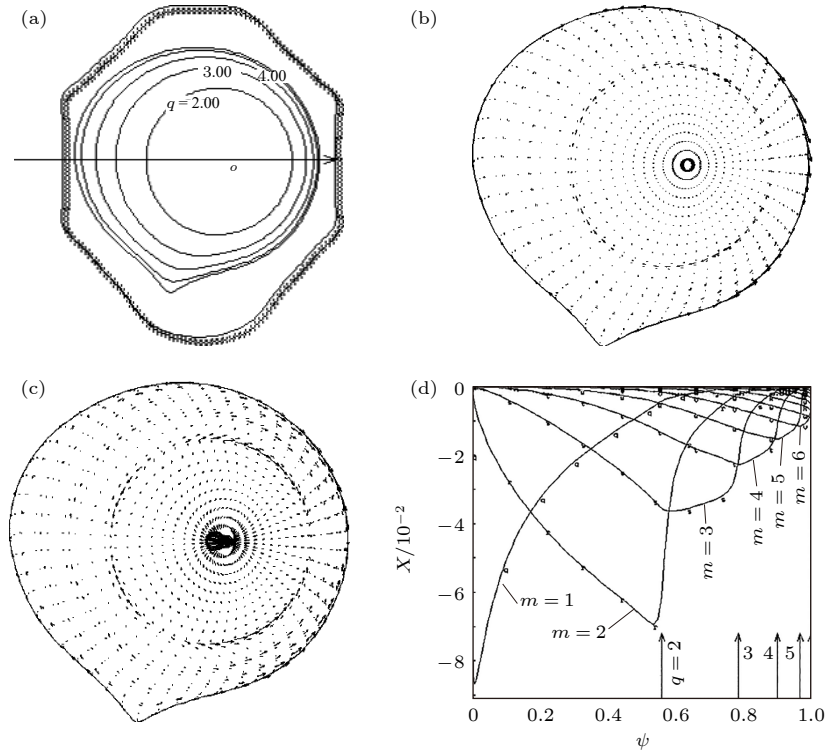


图 5 (a) 优化理想导体壁条件下等离子体与壁的位置关系; (b) $\beta_p = 2.3$, $q_{95} = 5.67$, $\lambda = -0.1418 \times 10^{-5}$ 和 (c) $\beta_p = 2.5$, $q_{95} = 5.8$, $\lambda = -0.4985 \times 10^{-4}$ 时, 扰动位移在极向平面的投影; (d) $\beta_p = 2.5$, $q_0 = 1.05$ 情形下径向扰动 X 的傅里叶分解图

Fig. 5. (a) Under the condition of the ideal optimized conductive wall, the position relationship between plasma and wall; (b) the projection of perturbation displacement on the polar plane when $\beta_p = 2.3$, $q_{95} = 5.67$, $\lambda = -0.1418 \times 10^{-5}$ and (c) $\beta_p = 2.5$, $q_{95} = 5.8$, $\lambda = -0.4985 \times 10^{-4}$; (d) Fourier decomposition diagram of radial perturbation X when $\beta_p = 2.5$, $q_0 = 1.05$.

导体壁, 同等参数条件下的等离子体其形状和磁面结构都是相似的. 首先比较图 4(e) 和图 5(b), 发现在 $\beta_p = 2.3$ 时放置理想导体壁后, 等离子体由不稳定状态变为完全稳定状态, 其外扭曲模被抑制到不致破坏等离子体宏观稳定性的程度.

进一步比较图 4(e) 和图 5(b), 以及图 4(g) 和图 5(c), 发现放置理想导体壁后, 特征值绝对值 $|\lambda|$ 各降低了 90%, 即不稳定性增长率已经降低到无壁时的 30% 左右, 可见在高 β_p 时, 理想导体壁对外扭曲模的稳定作用是十分显著的. 比较图 4(f) 和图 5(d) 可见, 有壁条件下扭曲模扰动中, 各次谐波 ($m = 1, 2, 3, 4, \dots$) 的振幅也降低了约 30%, 说明 MHD 不稳定性扰动受到明显抑制.

2.3 导体壁作用与扭曲模状态变化

为研究导体壁与扭曲模状态变化的关系, 选取 $\beta_p = 2.5$ 这种高 β_p 案例进行对比分析, 以展现各种概略设计导体壁对扭曲模的抑制作用.

图 6 给出了自由边界与各种壁条件下等离子体的几何位置及位形, 同时给出 $q_0 = 0.95$ 与 1.05 时

模的极向截面投影及计算的模特征值 λ . 观察该图, 发现壁对内扭曲模几乎没有抑制作用. 事实上, 将图 6(b2)—(e2) 分别与图 6(a2) 进行对比可以发现, $q_0 = 0.95$ 时, 最主要的不稳定性就是 $m = 1$ 内扭曲模, 各案例的特征值绝对值 $|\lambda| \sim O(10^{-3})$, 等离子体均始终处于不稳定状态. 导体壁的存在, 仅使增长率仅有微小降低, 这来自于导体壁对外扭曲模的部分抑制, 而 ($q_0 = 0.95$ 时) 对不稳定性贡献最大的内扭曲模几乎没有受到抑制.

理想壁抑制外扭曲模的效果却是明显的. 在自由边界位形下, 如图 6(a3) 所示, 当 $q_0 = 1.05$ 时, 特征值 $\lambda = -0.4774 \times 10^{-3}$, 等离子体处于 MHD 不稳定状态. 当将原壁看作导体壁时, 如图 6(b3) 所示, 特征值 $\lambda = -0.4315 \times 10^{-3}$, 增长率有极微弱的减少, 等离子体仍是不稳定的. 这是由于壁距离等离子体表面太远, 壁的存在对等离子体 MHD 不稳定性仅有微弱影响. 如图 6(d3) 所示, 当设置靠近等离子体的多边形壁在 $q_0 > 1$ 时的特征值为 -0.7246×10^{-4} , 等离子体达到临界稳定, 体现出壁对外扭曲模有明显抑制作用, 说明当 β_p 很大

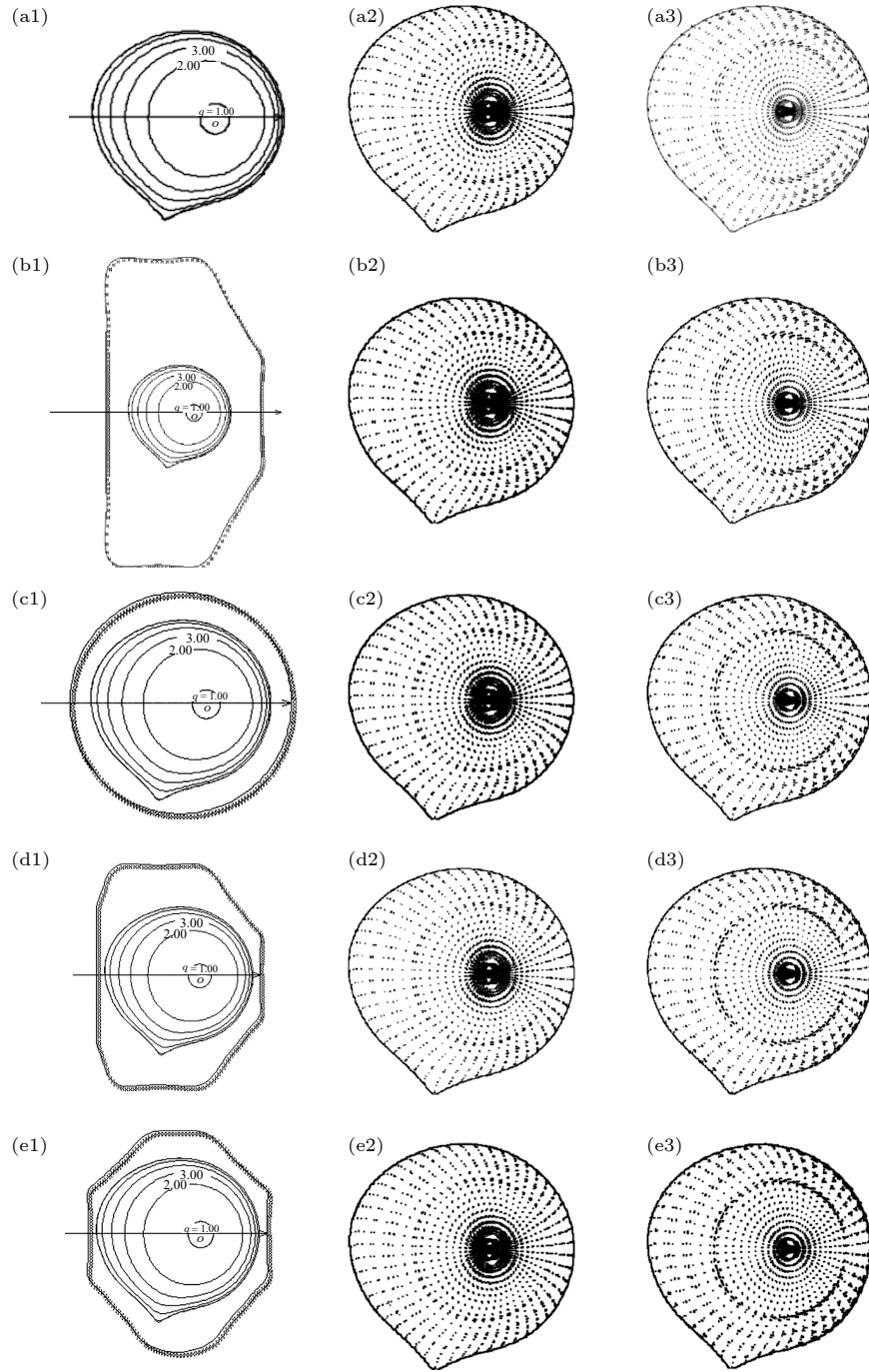


图 6 自由边界与各种壁条件下等离子体的几何位置及位形, 其中 (a1) 自由边界位形, (b1) 原壁位形, (c1) 圆截面壁位形, (d1) 多边形壁位形, (e1) 优化壁位形; 在各种位形下, $q_0 = 0.95$ (图 (a2)—(e2)) 与 1.05 (图 (a3)—(e3)) 时模的极向截面投影和对应的模特征值 λ , 其中 (a2) $\lambda = -0.2162 \times 10^{-2}$; (a3) $\lambda = -0.4774 \times 10^{-3}$; (b2) $\lambda = -0.2162 \times 10^{-2}$; (b3) $\lambda = -0.4315 \times 10^{-3}$; (c2) $\lambda = -0.1846 \times 10^{-2}$; (c3) $\lambda = -0.1991 \times 10^{-3}$; (d2) $\lambda = -0.1761 \times 10^{-2}$; (d3) $\lambda = -0.7246 \times 10^{-4}$; (e2) $\lambda = -0.1727 \times 10^{-2}$; (e3) $\lambda = -0.4985 \times 10^{-4}$

Fig. 6. Geometry and configuration of plasma under free boundary and various wall conditions: (a1) Free boundary configuration; (b1) original wall configuration; (c1) circular section wall configuration; (d1) polygonal wall configuration; (e1) optimized wall configuration. For each configuration, the poloidal projection of the mode is given respectively at $q_0 = 0.95$ (panel (a2)—(e2)) and 1.05 (panel (a3)—(e3)), and the corresponding mode eigenvalues λ are given under the projection diagrams: (a2) $\lambda = -0.2162 \times 10^{-2}$; (a3) $\lambda = -0.4774 \times 10^{-3}$; (b2) $\lambda = -0.2162 \times 10^{-2}$; (b3) $\lambda = -0.4315 \times 10^{-3}$; (c2) $\lambda = -0.1846 \times 10^{-2}$; (c3) $\lambda = -0.1991 \times 10^{-3}$; (d2) $\lambda = -0.1761 \times 10^{-2}$; (d3) $\lambda = -0.7246 \times 10^{-4}$; (e2) $\lambda = -0.1727 \times 10^{-2}$; (e3) $\lambda = -0.4985 \times 10^{-4}$.

(如本例中 $\beta_p = 2.5$) 时, 这种多边形壁的作用可使等离子体从自由边界位形时的不稳定变为临界稳

定. 进一步优化壁的位置, 使壁离等离子体边界的平均距离更近, 应用由此所得到的优化壁, 如图 6(e3)

所示, 结果特征值 $\lambda = -0.4985 \times 10^{-4}$, 相较于多边形壁, 此时增长率降低幅度更大, 说明其有更好的稳定化效果. 而当取圆截面壁时, 如图 6(c3) 所示, 计算的特征值 $\lambda = -0.1991 \times 10^{-3}$, 扭曲模增长率减小明显, 但等离子体仍处于不稳定状态; 说明圆截面壁不是最佳选择. 这是由于这里选定的常规等离子体极向截面不是圆形截面. 从平均距离来看, 多边形更贴近等离子体极向截面形式. 多边形形状还有利于等离子体的拉长与形变, 后者可进一步改善 MHD 不稳定性, 提高运行 β .

3 MHD 不稳定性强度分析

表 1 和表 2 分别列出当 $q_0 = 0.95$ 和 1.05 时, 在各种边界条件 (包括自由边界和各种理想导体壁条件) 下计算的 MHD 不稳定性特征值 λ . 其中, 圆截面壁与一般多边形壁条件下的结果只给出了部分值. 表 1 与表 2 中列出的是 GATO 计算的相应 q_0 和 β_p 值下的模特征值 $\lambda (\equiv -\gamma^2/\gamma_A^2)$. 若特征值 $|\lambda| \leq 10^{-5}$ 时, 视为稳定; $|\lambda| > 10^{-4}$ 时, 视为不稳定; $10^{-5} < |\lambda| \leq 10^{-4}$ 时, 视为临界稳定.

表 1 $q_0 = 0.95$ 时, 自由边界条件下以及各种形状理想壁条件下计算的模特征值
Table 1. Eigenvalues calculated under free boundary and ideal wall conditions when $q_0 = 0.95$.

β_p	$\lambda/10^{-3}$				
	自由边界	原理想壁	优化多边形壁	多边形壁	圆截面壁
0.10	-0.9944	-0.9944	-0.9944	—	—
0.30	-0.8297	-0.8297	-0.8297	—	—
0.45	-0.7713	-0.7713	-0.7713	—	—
1.05	-0.9110	-0.9101	-0.9001	—	—
2.00	-1.2690	-1.2410	-1.1840	-1.190	—
2.20	-1.4730	-1.4620	-1.1301	-1.352	—
2.50	-2.1620	-2.1260	-1.7270	-1.761	-1.846
3.00	-5.9170	-5.6920	-3.6110	—	—
4.00	-21.930	-20.700	-9.7990	—	—

综合分析表 1 和表 2, 有四个重要结果. 一是 q_0 的作用: 当 $\beta_p \lesssim 2.14$, $q_0 = 1.05$ 时, 所有案例中的等离子体都是 MHD 稳定; 而当 $q_0 = 0.95$ 时, 等离子体却始终处于 MHD 不稳定状态. 这是由于 $q_0 < 1$ 时, 等离子体存在不稳定的内扭曲模. 当 $q_0 > 1$ 时, 内扭曲模被稳定化, 而 β_p 较低时外扭曲模也不强, 不足以引起等离子体 MHD 不稳定性.

二是 β_p 的作用: 当 β_p 进一步增高到 $\gtrsim 2.39$ 时, $q_0 = 0.95$ 与 1.05 这两种案例的自由边界等离子体增长率都急剧增加, 使等离子体处于强的不稳定状态. 三是壁的作用: 分析表 1 可见, 当 $q_0 = 0.95$, $\beta_p \lesssim 2.14$ 时, 不稳定性主要为内扭曲模, 理想壁对增长率的降低作用极小; 当 $\beta_p > 2.14$ 时, 壁对稳定化作用效果有所显现, 但也不大. 再次说明导体壁对内扭曲模几乎没有抑制作用. 当 $q_0 > 1$ 时, 安置导体壁后, 不稳定性增长率都受到抑制, 特别是当壁离等离子体表面的平均距离越小, 壁的稳定化作用越强. 四是在导体壁的作用下, 等离子体运行 β 极限会有所提高. 下面着重分析第四点.

表 2 $q_0 = 1.05$ 时, 各种条件下计算的模特征值
Table 2. Eigenvalues calculated under different conditions when $q_0 = 1.05$.

β_p	$\lambda/10^{-7}$				
	自由边界	原理想壁	优化多边形壁	多边形壁	圆截面壁
0.10	-0.4284	-0.4284	-0.4284	—	—
0.45	-0.4492	-0.4492	-0.4492	—	—
1.05	-0.4647	-0.4647	-0.4647	—	—
1.50	-1.2230	-1.2230	-1.2200	—	—
2.00	-1.2470	-1.2460	-1.2380	-1.239	1.240
2.20	-393.40	-313.70	-1.2010	-2.246	-1.258
2.30	-1198.0	-1054.0	-14.180	-60.220	-195.20
2.40	-2460.0	-2200.0	-103.00	-211.90	-546.0
2.50	-4774.0	-4315.0	-498.50	-724.60	-1391
3.00	-38850	-35570	-9185.0	-10780	-15430

托卡马克运行 β 极限取值原则是选取以外扭曲模为主的 MHD 不稳定性增长率 $\gtrsim 10^{-5}$, 同时以内扭曲模为主的 MHD 不稳定性开始急速增长处的 β 值. 图 7 给出 GATO 计算的特征值 (归一化增长率) 随 β_p 的变化关系. 可见, 在自由边界条件或优化壁条件下, $q_0 = 0.95$ 时的特征值绝对值均为 $|\lambda| > 10^{-4}$, 表明等离子体始终是不稳定的. 不稳定性的根本来源是 $n = 1, m = 1$ 内扭曲模. 安置理想导体壁仍不能使之稳定化. 但 $q_0 = 1.05$ 时, 安置导体壁前后扭曲模变化情况就不同了.

在自由边界条件下, 当 β_p 较低 ($\lesssim 2.14$) 时, 外扭曲模被完全抑制, 等离子体呈 MHD 稳定. 当 $\beta_p > 2.14$ 后, 外扭曲模增长起来, 特征值 $|\lambda|$ 超过 10^{-5} , 等离子体进入 MHD 不稳定状态; 而在此时, 图 7(a) 虚线所示的 $q_0 = 0.95$ 参数下内扭曲模也开始快速增长. 因此, 运行 β_p 临界值为 $\beta_{p,N} = 2.14$,

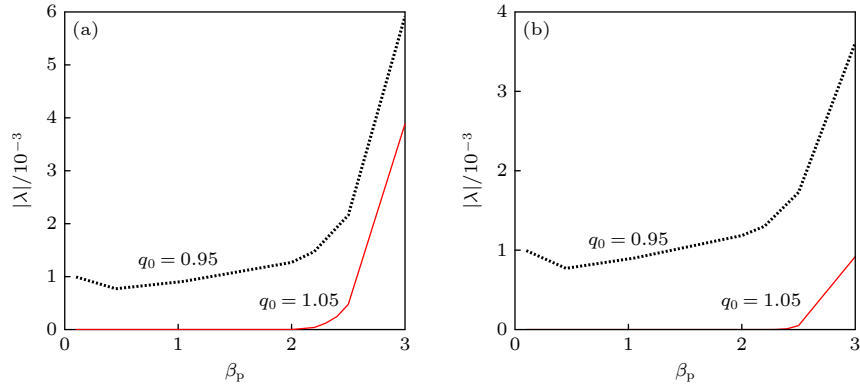

 图 7 模特征值绝对值 $|\lambda|$ (归一化增长率) 随 β_p 的变化关系图 (a) 自由边界位形条件; (b) 优化壁条件

 Fig. 7. Absolute value of mode eigenvalue ($|\lambda|$) variation with β_p : (a) Free boundary configuration; (b) the condition of optimized wall.

对应运行 β 极限 $\beta_N = 2.56$ [28]. 另一方面, 安置优化导体壁后, 在 $\beta_p \lesssim 2.39$ 时, 在 $q_0 = 1.05$ 下优化壁的存在可使等离子体稳定化. 当 $\beta_p > 2.39$ 后, 未被充分抑制的外扭曲模开始加强, 特征值 $|\lambda| > 10^{-5}$, 使等离子体进入 MHD 不稳定状态. 同时, 如图 7(b) 虚线所示, 此时在 $q_0 = 0.95$ 参数下的内扭曲模增长率也开始快速增大. 这样, 通过计算得到, 此处 $\beta_{p,N} = 2.39$, 运行 β 极限 $\beta_N \approx 2.73$; β_N 值较自由边界条件时 (即假设壁设置在无穷远处) 提高了约 6.5%.

综上所述, 如果在等离子体外适当距离处放置一个理想导体壁, 那么特征值 (相应地, 等离子体 MHD 不稳定性线性增长率) 明显降低, 外扭曲模受到部分抑制. 不稳定性增长率降低率的大小与理想壁的形状和位置有着密切的关系. 导体壁要明显发挥作用的条件是: 壁必须放置在离等离子体中心达小半径的 1.5 倍远处之内. HL-2A 原壁整体上基本不满足这个条件. 但该壁的左右两侧离等离子体较近, 处于 1.5 倍小半径的范围内, 故在考虑原壁为导体壁后, 增长率还是有一点点降低.

理想导体壁抑制扭曲模具有一定规律. 从 $\beta_p \gtrsim 2$ 开始, 随着 β_p 的增加, 加壁后增长率降低的比例在增大, 这也许是由于 β_p 越大, 则等离子体小半径越大 (这不仅能从平衡位形的对比中看出来, 还可以从 EFIT 运行结果文件中给出的小半径数据直接对比得出). 安放导体壁的一个好处在于可以使当 β_p 达到较高 ($\beta_p \gtrsim 2$) 以后, 不稳定性的发展速度变得慢一些, 从而为用反馈手段控制不稳定性争取时间, 所以从这方面看, 加导体壁对 $q_0 < 1$ 的放电还是有一定意义. 对 $q_0 > 1$, 发现有破裂趋势

可采用反馈控制, 如调整电流剖面等使外扭曲模稳定化.

4 壁作用物理相关问题讨论

我们从等离子体基础理论 [23] 出发, 讨论导体壁作用物理相关问题. 等离子体扰动势能可以写成如下表达式:

$$\begin{aligned} \delta W = \frac{1}{2} \int dr \left[\frac{1}{\mu} |\mathbf{B}_{1\perp}|^2 + \frac{B_0^2}{\mu} |\nabla \cdot \boldsymbol{\xi}_\perp + 2\boldsymbol{\xi}_\perp \cdot \mathbf{k}|^2 \right. \\ \left. + \gamma P_0 |\nabla \cdot \boldsymbol{\xi}|^2 - \frac{\mathbf{J}_0 \cdot \mathbf{B}_0}{B_0^2} (\boldsymbol{\xi}^* \times \mathbf{B}_0) \cdot \mathbf{B}_{1\perp} \right. \\ \left. - 2(\boldsymbol{\xi}_\perp \cdot \nabla P_0) (\boldsymbol{\xi}^* \cdot \mathbf{k}) \right], \quad (1) \end{aligned}$$

其中, $\boldsymbol{\xi}$ 指等离子体扰动位移, k 是波数, P_0 是平衡压强, \mathbf{B}_0 代表平衡磁场, \mathbf{J}_0 代表平衡电流密度, γ 代表比热比, μ 是磁导率, “*” 号代表取复共轭. 被积函数的前三项分别代表弯曲磁力线、压缩流体及磁场、单独压缩流体这三者所导致的势能增量, 都为正值, 起稳定作用. 第 5 项是由压强梯度和曲率联合驱动的不稳定扰动. 而第 4 项, 就是由平行电流 (因而 \mathbf{B}_θ) 所驱动的解稳项, 由此项产生的不稳定扰动通常称为扭曲模. 分析此项可以发现, 扭曲模扰动势能是二阶小量, 与扰动磁场的垂直分量 $\mathbf{B}_{1\perp}$ (\mathbf{B}_θ) 有关, 而与扰动磁场的平行分量 $\mathbf{B}_{1\parallel}$ 无关. 如果能使扰动磁场的垂直分量变为 0, 则扭曲模就被稳定化, 因为此时 (1) 式中的第四项已经变为 0.

我们所研究的等离子体的边界之外有一层真空区, 然后被一个导体壳包围. 在真空区, 存在着

扰动磁场 \mathbf{B}_{V1} , 满足如下方程

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_{V1} = 0, \quad \nabla \times \mathbf{B}_{V1} = 0. \quad (2)$$

其外边界条件是真空-导电壳条件:

$$\mathbf{n}_w \cdot \mathbf{B}_{V1} = 0. \quad (3)$$

其中, \mathbf{n}_w 代表壁法向单位矢量. 因此, 真空区扰动磁能为

$$\delta W_V = \frac{1}{2} \int_{\text{真空}} \frac{1}{\mu} |\mathbf{B}_{V1}|^2 \mathbf{d}r. \quad (4)$$

真空区和磁流体的界面在柱半径 r_s 处, 这时由平衡条件可得如下两个连接条件:

$$P(r_s, t) + \frac{1}{2\mu} B^2(r_s, t) = \frac{1}{2\mu} B_V^2(r_s, t), \quad (5)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{B}(r_s, t) = \mathbf{n} \cdot \mathbf{B}_V(r_s, t) = 0. \quad (6)$$

于是, 扰动势能的边界项为

$$\delta W_S = -\frac{1}{2} \oint_S |\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{n}| \nabla_n \left(P_0 + \frac{B_0^2}{2\mu} - \frac{B_{V0}^2}{2\mu} \right) \mathbf{d}S. \quad (7)$$

理想导体壁对扰动势能的贡献体现在计算真空扰动磁能时所利用的外(壳)边界条件. 具体来说, 真空扰动能如(4)式所示, 利用(2)式并令 $\mathbf{B}_{V1} = \nabla\phi_1$, 可得 $\nabla^2\phi_1 = 0$. 假设在柱形位形下, 则可作傅里叶变换 $\phi_1(\mathbf{r}) = \phi_1(r) \exp[i(m\theta + kz)]$, 可得柱几何下的通解为

$$\phi_1(r) = C_1 K_m(kr) + C_2 I_n(kr). \quad (8)$$

其中 K_m 和 I_n 是虚宗量贝塞尔函数, 而常数 C_1 和 C_2 由内、外边界条件确定. 其中, 在 $r = b$ 的外边界(金属壳)处有: $\mathbf{B}_{V1r}(b) = 0$; 这导致 $\phi_1'(b) = 0$, 由此可定出 C_2 . 再由内边界(磁流体-真空)处未扰动的平衡条件又可确定另一参数 C_1 . 然后由 $\mathbf{B}_{V1} = \nabla\phi_1$ 及(4)式, 即可计算出真空区外部放置有导体壁情况下的真空扰动磁能 δW_V .

基于上述基本原理, 对理想导体壁对外扭曲模的稳定化作用, 可以从扭曲模导致等离子体内与真空区磁场形变产生的力与能量效应方面进行解释. 扭曲模的发展使等离子体柱扭曲着向壁靠近时, 等离子体柱将挤压真空区域的磁场, 使磁力线受到压缩、弯曲, 这时磁压力及磁张力沿径向的反方向的分量力将等离子体往回推. 进一步地, 从能量原理角度来讲^[23], 扰动发生时等离子体内部和真空区域的磁场都将发生相应扰动. 扰动磁场包含环向、极向和径向三个分量, 其中, 环向磁场分量 $\mathbf{B}_{1\theta}$ 与径向磁场分量 \mathbf{B}_{1r} 分别引起磁通在环向与径向的

改变. 磁通在径向的改变会在导体壁中感应出一个个圆圈状的小涡形电流. 涡流所产生的磁场可以部分地抵消扰动磁场的径向分量, 造成扰动磁场垂直分量减小, 从而对扭曲模起到致稳作用.

如果导体壁存在电阻, 则只有在径向磁通没有穿透导体壁时, 上述壁稳定方法才起作用. 电阻壁对扭曲模的作用具体过程是: 扭曲模不稳定性使等离子体偏离中心位置向理想导体壁靠近时, 真空区域的磁场会受到挤压. 在开始的毫秒量级时间内, 受挤压的磁力线的磁压力与磁张力将把等离子体往回推, 这时的壁起着理想导体壁的作用; 但在这段很短的时间内理想壁一般不能将扭曲模完全稳定化. 由于等离子体柱没有完全回到中心位置, 使得真空区域的磁场继续受到挤压. 随着时间的推移, 受挤压的真空磁场将逐渐穿透电阻壁而向外泄漏, 造成真空区磁场逐渐减弱, 作用于等离子体的磁力逐渐减小, 这样, 壁的稳定化作用逐渐减小, 在若干毫秒后会完全消失.

所以, 对于电阻壁, 还应当用其他方法来稳定平衡, 通常的做法是采用主动反馈控制方法, 即在导电壳外表面安装一个个小电流线圈. 实验中, 会有来自等离子体真空区域的磁场漏出. 可以通过磁探针随时监测各点处漏磁大小, 依据这些值来确定应当馈入各小电流圈中的电流大小. 然后启动供电系统予以供电, 进行磁场补偿. 当所有各点漏出的磁场都得到相应的补偿后, 电阻壁便可以恢复成为理想导体壁, 通过这样的实时控制来抑制等离子体的扭曲模.

5 结 论

本文探索研究了等离子体磁流体不稳定性的导体壁效应及壁设计思想. 基于 HL-2A 装置预设了 4 种理想导体壁, 即以 HL-2A 真空室壁用作导体壁, 圆截面壁、距等离子体表面平均距离较近的多边形壁, 以及平均距离更小、与圆截面壁接近的、优化过的多边形导体壁. 模拟结果显示, 加了导体壁后, 并且假定这种壁是理想导电, 那么壁对外扭曲模的稳定化作用是明显的. 壁离等离子体的平均距离越近, 稳定化作用表现得越明显. 但壁对内扭曲模的稳定化作用不太明显. 优化型壁是专门针对近圆形的偏滤器位形而设计的, 该种壁离等离子体的平均距离是最好的, 因此, 与其他三种壁比

较, 优化壁对外扭曲模的抑制效果最好. 在这种理想导体壁条件下, 等离子体的运行 β_p 极限提高到约 2.39, 相应的归一化理想 MHD 运行 β 极限为 2.7. 如果将优化导体壁当作有有限电阻的导体壁, 那么, 该壁的最大运行 β 极限不会超过理想导体壁条件下的运行 β 极限值 (2.7).

理想导体壁是导体壁的理想状态. 实际上置于等离子体外适当近距离的导体壁都是有有限电阻的. 但是, 对理想导体壁的研究, 可以给出电阻壁条件下的最优状态, 即在电阻壁下可达到的最大 β 值, 以及在各种具体参数下的平衡位形中的扭曲模可被导体壁抑制的最大份额. 研究电阻壁模, 实际上就是为了无限渐近理想壁下的结果. 根据研究结果, 需要指出的是, 当等离子体极向截面是非圆形的时, 圆截面壁并不是最佳选择; 需要根据有拉长、有变形的等离子体的极向截面形状, 优化制作一个离等离子体表面平均距离尽可能近的多边形导体壁, 才能取得抑制外扭曲模、提高 β 极限的最佳效果. 托卡马克运行 β 极限的提高, 还可以从等离子体形状优化、等离子体电流密度剖面与压强剖面优化方面开展工作. 贴合所设计等离子体位形的多边形导体壁也有利于等离子体拉长与形变, 后者可以进一步改善 MHD 不稳定性, 提高运行 β .

参考文献

- [1] Ferron J R, Casper T A, Doyle E J, et al. 2005 *Phys. Plasmas* **12** 056126
- [2] Holcomb C T, Ferron J R, Luce T C, et al. 2009 *Phys. Plasmas* **16** 056116
- [3] Petty C C, Kinsey J E, Holcomb C T, et al. 2016 *Nucl. Fusion* **56** 016016
- [4] Petty C C, Nazikian R, Park J M, et al. 2017 *Nucl. Fusion* **57** 116057
- [5] Huysmans G T A, Hender T C, Alper B, Baranov Yu F, Borba D, Conway G D, Cottrell G A, Gormezano C, Helander P, Kwon O J, Nave M F F, Sips A C C, Söldner F X, Strait E J, Zwingmann W P, JET Team 1999 *Nucl. Fusion* **39** 1489
- [6] ITER Physics Expert Group on Disruptions, Plasma Control, and MHD and ITER Physics Basis Editors 1999 *Nucl. Fusion* **39** 2251
- [7] Phillips M W, Todd A M M, Hughes M H, Manickam J, Johnson J L, Parker R R 1988 *Nucl. Fusion* **28** 1499
- [8] Kerner W, Gautier P, Lackner K, Schneider W, Gruber R, Troyon F 1981 *Nucl. Fusion* **21** 1383
- [9] Park J M, Ferron J R, Holcomb C T, Buttery R J, Solomon W M, Batchelor D B, Elwasif W, Green D L, Kim K, Meneghini O, Murakami M, Snyder P B 2018 *Phys. Plasmas* **25** 012506
- [10] Howl W, Turnbull A D, Taylor T S, Lao L L, Helton F J, Ferron J R, Strait E J 1992 *Phys. Fluids B* **4** 1724
- [11] Wesson J A, Sykes A 1985 *Nucl. Fusion* **25** 85
- [12] Shen Y, Dong J Q, Peng X D, Han M K, He H D, Li J Q 2022 *Nucl. Fusion* **62** 106004
- [13] Yavorskij V, Goloborod'ko V, Schoepf K, Sharapov S E, Challis C D, Reznik S, Stork D 2003 *Nucl. Fusion* **43** 1077
- [14] Taylor T S, Strait E J, Lao L, et al. 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 1278
- [15] Troyon F, Gruber R, Saurenmann H, Semenzato S, Succi S 1984 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **26** 209
- [16] Ferron J R, Chu M S, Helton F J, Howl W, Kellman A G, Lao L L, Lazarus E A, Lee J K, Osborne T H, Strait E J, Taylor T S, Turnbull A D 1990 *Phys. Fluids B* **2** 1280
- [17] Taylor T S, St John H, 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 D P, Strait E J 1994 *Plasma Phys. Control. Fusion* **36** B229
- [18] Shen Y, Dong J Q, He H D, Shi Z B, Li J, Han M K, Li J Q, Sun A P, Pan L 2020 *Nucl. Fusion* **60** 124001
- [19] Shen Y, Dong J Q, He H D, Ding X T, Shi Z B, Ji X Q, Li J, Han M K, Wu N, Jiang M, Wang S, Li J Q, Xu M, Duan X R 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 185201 (in Chinese) [沈勇, 董家齐, 何宏达, 丁玄同, 石中兵, 季小全, 李佳, 韩明昆, 吴娜, 蒋敏, 王硕, 李继全, 许敏, 段旭如 2021 物理学报 **70** 185201]
- [20] Garofalo A M, Doyle E J, Ferron J R, et al. 2006 *Phys. Plasmas* **13** 056110
- [21] Turnbull A D, Lin-Liu Y R, Miller R L, Taylor T S, Todd T N 1999 *Phys. Plasmas* **6** 1113
- [22] Bernard L C, Moore R W 1981 *Phys. Rev. Lett.* **46** 1286
- [23] Hu X W 2006 *Fundamentals of Plasma Theory* (Beijing: Peking University Press) pp119–182 (in Chinese) [胡希伟 2006 等离子体理论基础 (北京: 北京大学出版社) 第 119—182页]
- [24] Liu Y Q, Bondeson A, Chu M S, Favez J Y, Gribov Y, Gryaznevich M, Hender T C, Howell D F, La Haye R J, Lister J B, de Vries P, EFDA JET Contributors 2005 *Nucl. Fusion* **45** 1131
- [25] Chu M S, Ichiguchi K 2005 *Nucl. Fusion* **45** 804
- [26] Hender T C, Gimblett C G, Robinson D C 1989 *Nucl. Fusion* **29** 1279
- [27] Hao G Z, Liu Y Q, Wang A K, Qiu X M 2012 *Phys. Plasmas* **19** 032507
- [28] Shen Y, Dong J Q, He H D, Turnbull A D 2009 *Plasma Sci. Technol.* **11** 131
- [29] Lao L L, Ferron J R, Groebner R J, Howl W, John H St, Strait E J, Taylor T S 1990 *Nucl. Fusion* **30** 1035
- [30] Lao L L, John H St, Stambaugh R D, Kellman A G, Pfeiffer W 1985 *Nucl. Fusion* **25** 1611
- [31] Gruber R, Troyon F, Berger D, Bernard L C, Rousset S, Schreiber R, Schneider W, Roberts K V 1981 *Comput. Phys. Commun.* **21** 323

Ideal conductive wall and magnetohydrodynamic instability in Tokamak*

Shen Yong^{1)†} Dong Jia-Qi¹⁾²⁾ He Hong-Da¹⁾ Pan Wei¹⁾ Hao Guang-Zhou¹⁾

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

2) (*Institute for Fusion Theory and Simulation, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China*)

(Received 25 October 2022; revised manuscript received 18 November 2022)

Abstract

In order to explore the conductive wall effect of plasma magnetohydrodynamic (MHD) instability and the wall designing idea, the various forms of ideal conductive walls based on divertor equilibrium configurations in the HL-2A Tokamak and their role in suppressing kink modes are studied. The MHD instabilities and the ideal MHD operational β limits under free boundary or ideal wall conditions are compared. In the stability calculation, $n = 1$ kink mode is considered, which has a decisive influence on the MHD instability of Tokamak plasma. The research focuses on verifying the effectiveness of various shapes of conductive walls in suppressing internal and external kink modes, and observing the operational β limit changes, and discussing and analyzing related physics. It is found that an ideal conducting wall placed at a suitable distance from the plasma can effectively suppress the external kink modes. Under the condition that the average distance between the wall and the plasma surface is the same and small enough, the circular cross-section wall is not necessarily the best option. Setting an optimized polygonal conductive wall can more effectively suppress the MHD instability. It makes the ideal MHD operational β limit of the device, β_N , increase to 2.73, which is about 6.5% higher than that for the device with a wall assumed to be set at infinity (~ 2.56). This implies that it is necessary to optimize and make a polygonal conductive wall as close as possible to the average distance from the plasma surface according to the poloidal-section shape of the elongated and shaped plasma, so as to achieve the suppression of external kink mode and increase the operational β limits. The physical mechanism of the stabilizing effect of the ideal wall on external kink modes is analyzed. With the development of the kink mode, when the plasma column is twisted closely to the wall, the plasma column will squeeze the magnetic field in the vacuum area, making the magnetic field line compressed and bent. At this time, the magnetic pressure and the component force of the magnetic tension in the opposite direction of the radial direction push the plasma back, thus stabilizing the kink mode. Finally, a conclusion is given.

Keywords: Tokamak, ideal conductive wall, magnetohydrodynamic instability, kink mode, operational β limit

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

DOI: 10.7498/aps.72.20222043

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12075077) and the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2017YFE0301200, 2019YFE03050003).

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



托卡马克理想导体壁与磁流体不稳定性

沈勇 董家齐 何宏达 潘卫 郝广周

Ideal conductive wall and magnetohydrodynamic instability in Tokamak

Shen Yong Dong Jia-Qi He Hong-Da Pan Wei Hao Guang-Zhou

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 035203 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222043

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222043>

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

黏性各向异性磁流体Kelvin–Helmholtz不稳定性: 二维数值研究

Kelvin–Helmholtz instability in anisotropic viscous magnetized fluid

物理学报. 2019, 68(3): 035201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181747>

可压流体Rayleigh–Taylor不稳定性的离散Boltzmann模拟

Discrete Boltzmann simulation of Rayleigh–Taylor instability in compressible flows

物理学报. 2018, 67(8): 080501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171952>

耦合界面张力的三维流体界面不稳定性的格子Boltzmann模拟

Lattice Boltzmann simulation of three–dimensional fluid interfacial instability coupled with surface tension

物理学报. 2022, 71(4): 044701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212061>

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>

纵向磁场抑制Richtmyer–Meshkov不稳定性机理

Mechanism of longitudinal magnetic field suppressed Richtmyer–Meshkov instability

物理学报. 2020, 69(18): 184701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200363>

流向磁场抑制Kelvin–Helmholtz不稳定性机理研究

Mechanism of suppressing Kelvin–Helmholtz instability by flowing magnetic field

物理学报. 2021, 70(15): 154702 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202024>