HL-2A托卡马克等离子体中的离散阿尔芬本征模

何秋明^{*}, 胡双辉, 吴昊, 赵庆飞

贵州大学物理学院, 贵阳 550025

^{*}联系人, E-mail: 15885798153@139.com

收稿日期: 2018-11-25; 接受日期: 2019-01-18; 网络出版日期: 2019-03-08

国家自然科学基金(批准号: 11645004, 11775058)资助项目

摘要 在HL-2A装置上, 运用磁流体力学数值模拟程序, 探究了在低杂波辅助加热放电方案中, 低杂波能量沉积区域内的离散阿尔芬本征模(α TAE, α 是等离子体压强梯度的标度)的物理特征; 探讨了不同等离子体剖面下, α TAE的分布情况. 运用线性回旋动力学和磁流体力学混合模拟程序, 研究了中性束注入不同能量的粒子对 α TAE的影响; 另外, 还探究了能量沉积区域内的 α TAE被高能量粒子激发成不稳定性的物理特征. 通过模拟发现, 在该装置上 α 的值相对较小, α TAE主要分布在负磁剪切区域. 在低杂波能量沉积区域内伴有丰富的 α TAE, 且低杂波能量沉积量越大, α TAE频率越高. 此外, 在不同等离子体剖面下, 大量 α TAE被束缚于沿HL-2A托卡马克小半径方向上的不同区域. 随着中性束注入粒子能量逐渐增大, α TAE的多支模也被激发成不稳定模式, 这种不稳定模式潜在影响托卡马克对等离子体的约束性能.

关键词 托卡马克, 阿尔芬本征模, 高能量粒子, 不稳定性

PACS: 52.35.Bj, 52.55.Fa, 52.55.-s, 52.30.Gz

1 引言

阿尔芬波^[1]被发现以来就扮演着关键的作用. 人们从理论和实验中都发现了多种阿尔芬本征模式, 如环效应阿尔芬本征模(Toroidicity-Induced Alfvén Eigenmode, TAE)^[2]、有限磁压比诱导阿尔芬本征模(Beta-Induced Alfvén Eigenmode, BAE)^[3]、反磁剪切阿尔芬本征模(Reversed Shear Alfvén Eigenmode, RSAE)^[4]等. 在先进托卡马克运行参数范围下, 辅助加热或聚变反应过程中都会产生大量的高能量粒子. 由于阿尔芬频率与高能量粒子特征运动频率相当, 通过

波粒共振相互作用机制时, 多种阿尔芬本征模被激发成不稳定模式^[5,6]. 这将改变托卡马克中高能量粒子在相空间的分布特征, 导致大量高能量粒子流失, 破坏托卡马克装置第一壁, 从而影响聚变装置的稳态运行和安全性能. 在高 β 环形托卡马克等离子体中, 由主体等离子体压强梯度引起的气球模驱动效应, 沿磁力线方向生成势阱所捕获的一种新型本征模式离散阿尔芬本征模^[7](α -Induced Alfvén Eigenmode, α TAE, 其中 $\alpha = -q^2 R \frac{d\beta}{dr}$, q 为安全因子, β 为磁压比, r 是小半径, R 是大半径). 在理想磁流体力学(Magnetohydrody-

引用格式: 何秋明, 胡双辉, 吴昊, 等. HL-2A托卡马克等离子体中的离散阿尔芬本征模. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2019, 49: 045206
He Q M, Hu S H, Wu H, et al. Discrete Alfvén eigenmodes in HL-2A tokamak (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2019, 49: 045206, doi: 10.1360/SSPMA2018-00379

namics, MHD)描述下, 由主体离子提供 α TAE的波动性, 其本征频率由主体等离子体的磁流体力学特征频率决定, 具有准边缘稳定性. 由于 α TAE的耗散率很小, 当高能粒子的频率与 α TAE频率相当时, 通过波-粒共振相互作用机制, α TAE易被高能粒子激发成不稳定模式. 这种模式不依赖于TAE频率间隙而存在, 其主要存在于气球模第二稳定区和负磁剪切区域, 当磁剪切(s)一定时, α 从0逐渐增大, 形成的势阱逐渐增多, 势阱逐渐加深^[8], 具有准边缘稳定性. 近几年通过磁流体力学数值模拟发现 α TAE存在于DIII-D^[9], ITER^[10], JT-60U^[11], JET^[12], EAST^[13]等托卡马克装置上. 同时, 还探究了在部分托卡马克装置上, 研究了高能粒子对 α TAE的影响、自举电流与 α TAE的关联, 以及 α TAE的不稳定性物理特征对聚变装置的影响.

HL-2A托卡马克是我国最早具有先进偏滤器位形的非圆截面磁约束聚变实验研究装置, 其大半径 $R=1.64$ m, 小半径 $r=0.4$ m, 环向磁场 $B_t=2.8$ T. 该装置上具有多种辅助加热和电流驱动设备, 如中性束注入(Neutral Beam Injection, NBI)、低杂波加热或低杂波电流驱动(Lower Hybrid Current Drive, LHCD)、电子回旋共振加热(Electron Cyclotron Resonance Heating, ECRH)、超声分子束注入(Supersonic Molecular Beam Injection, SMBI)^[14]. 在研究高参数等离子体运行条件下, 改善了托卡马克对等离子体的约束性能, 提高了等离子体的温度, 以及优化了等离子体电流剖面^[15]. 最近, 在该实验装置上, 发现了多种阿尔芬本征模被激发成不稳定模式, 如TAE^[16]、高频反磁剪切阿尔芬本征模^[17]、BAE^[18]等. 由于在辅助加热过程中, 辅助加热能量将沉积于沿托卡马克小半径方向上的不同区域, 使在能量沉积区域内等离子体的温度升高, 形成较高的压强梯度, 而大的压强梯度是诱导 α TAE产生的条件. 于是在HL-2A装置上, 探究能量沉积区域内 α TAE的物理特征, 以及在高能粒子条件下, α TAE被激发成的不稳定性特征, 这种不稳定模式将潜在影响托卡马克对等离子体的约束性能, 还未曾详细讨论.

本文将结合HL-2A装置, 运用磁流体力学数值模拟程序, 探究了低杂波能量的沉积区域和沉积量与 α TAE的联系, 以及在不同等离子体剖面下 α TAE分布特点; 通过线性回旋磁流体力学和磁流体力学混合模拟程序, 探讨了NBI不同能量的粒子对 α TAE的影响, 以及能量沉积区域内的 α TAE被高能粒子激发成不稳定

性特征. 这有助于HL-2A托卡马克对等离子体的约束, 确定 α TAE的分布区域和本征频率, 明确高能粒子对 α TAE动理学激发的物理特征. 同时, 为探索其他托卡马克(如: International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER)和China Fusion Engineering Test Reactor (CFETR)等)的稳态运行提供有益的参考.

文章组织如下: 第2部分为 α TAE的理论模型; 第3部分探究了低杂波辅助加热能量的沉积区域和沉积量与 α TAE的关联, 以及NBI不同能量的粒子对 α TAE的影响; 第4部分探讨了不同等离子体剖面下 α TAE的分布及物理特征; 第5部分为结论.

2 理论模型

基于托卡马克反环径比远小于1($\epsilon = a/R \ll 1$)的圆形偏移磁面的轴对称环形等离子体, 把等离子体考虑为由两部分组成: 主体等离子体(C)和高能粒子(E)^[19], 其数量级根据参量 ϵ 为: $\beta_C = 8\pi P_C / B^2 \sim \epsilon$, $\beta_E = 8\pi P_E / B^2 \sim \epsilon^2$ 和 $n_E / n_C \sim \epsilon^2$, 其中 β 表示有限磁压比. 在理想MHD描述下, 主体等离子体部分贡献了阿尔芬波与磁流体力学的特性, 高能粒子部分提供了动理学的不稳定性驱动. 运用高环向模数(n)气球模表象^[20,21]和(s, α)平衡模型^[22](s 为磁剪切, $s = \frac{r}{q} \frac{dq}{dr}$), 得到剪切阿尔芬气球模方程^[19,23]如下:

$$(1 + 2\epsilon_0 \cos\theta) \frac{\partial^2 \delta\psi}{\omega_{A0}^2 \partial t^2} = \frac{\partial^2 \delta\psi}{\partial \theta^2} - (V + V_\rho) \delta\psi - \frac{q^2 R^2 4\pi q_E}{f^{1/2} c^2} \langle \Omega_d J_0 \delta G \rangle. \quad (1)$$

气球模公式化描述是针对环形等离子体约束磁场的几何特点, 通过扰动物理量的分量(径向、极向、环向)展开变换 $\tilde{\varphi}(t, r, \theta, \zeta) \rightarrow \exp(in\zeta - i\omega t) \sum_m \tilde{\varphi}(r) \exp(-im\theta)$, 其中 r 为径向坐标, θ 和 ζ 分别表示极向和环向坐标. 在高环向模数(n -模数)条件下, 通过平移不变假定实现极向模(m -模)耦合, 将环形几何下的物理问题转化为给定 n 模数的沿磁场线方向变化的物理问题, 由此实现了托卡马克中因环效应引发的极向模耦合复杂性问题约化成为发生在相应有理磁面环向模的相对便捷问题. 所采用的 s - α 平衡模型是借助等离子体局域参

数 s (磁场剪切参数)与 α (等离子体压强梯度参数)来刻画托卡马克约束磁场位形下等离子体平衡的, 对于实际托卡马克装置中等离子体的非局域(全域)平衡特征, 此模型是一种局域参数的近似描述——在空间局域位置所获得的 s 和 α 参数条件下来分析相关物理模式的不稳定性特征, 这在本项研究工作中所采用的气球模公式化描述之下的物理讨论是合理有效的. 在方程(1)中, $\omega_{A0}=v_{A0}/(qR)$, v_{A0} 是阿尔芬速度, $\varepsilon_0=2(\varepsilon+d\Delta/dr)$, Δ 为Shafranov位移. 势阱 $V=(s-\alpha\cos\theta)^2/f^2-\alpha\cos\theta/f$, θ 是沿磁力线方向延展的极向坐标 $-\infty<\theta<\infty$, $\alpha=\alpha_C+\alpha_E$, α 是总的等离子体压强梯度, α_C 由主体等离子体贡献, α_E 由高能粒子贡献, $f=1+[s(\theta-\theta_K)-\alpha\sin\theta]^2$, $\theta_K=k_r(ndq/dr)$, k_r 是文策尔-克拉莫斯-布里渊(WKB)径向波数. V_ρ 是由于高能粒子引起的有限拉莫尔半径效应对势阱(V)

的修正, $V_\rho = \frac{\alpha_E g}{f} - \frac{(q^2 R^2 / f) 4\pi q_E^2}{(m_E c^2) \langle \bar{Q}_* F_0 J_0 (\Omega_K J_0 - \Omega_P J_2) \rangle}$. 其中 q_E

是高能粒子的电荷, m_E 是高能粒子的质量, $g=\cos\theta+[s(\theta-\theta_K)-\alpha\sin\theta]$, $\omega_d=\omega_k+\omega_p=k_0\Omega_p$ 为漂移频率, 其中 $k_0=nq/r$ 为阿尔芬极向模数. $\omega_k=k_\rho\Omega_k$ 为曲率漂移频率, $\omega_p=k_\rho\Omega_p$ 为梯度漂移频率, $\bar{Q}_*F_0=-(\partial F_0/\partial r)/\omega_c$, $\omega_c=q_E B/m_E c$, $\langle \cdots \rangle = 2\pi \sum_{\sigma} \int_0^\infty dE \int_0^{E/B} d\mu (B/|v_\parallel|) (\cdots)$, σ 表示平行速度的方向, $E=(v_\perp^2+v_\parallel^2)/2$, $\mu=v_\perp^2/(2B)$, $J_0=J_0(\lambda)$ 和 $J_2=J_2(\lambda)$ 是贝塞尔函数, 其中 λ 的值为 $\lambda=\sqrt{f}k_\rho v_\perp/\omega_c$. 式(1)中等号左边是惯性项, 等号右边第一项是磁力线弯曲项, 第二项是气球模驱动项, 第三项是动理学压缩项.

方程(1)中动理学压缩项驱动阿尔芬的不稳定性, 而高能粒子部分由扰动分布函数 δG 贡献, 遵从线性回旋动理学方程^[19,23]如下:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{v_\parallel}{qR} \frac{\partial}{\partial \theta} + i\omega_d \right) \delta G = i \frac{q_E}{m_E} \frac{QF_0}{f^{1/2}} (\Omega_K J_0 - \Omega_P J_2) \delta \psi, \quad (2)$$

其中, $QF_0=i(\partial/\partial t)\partial F_0/\partial E+\bar{\omega}_*F_0$, 方程(2)中等号左边为束缚粒子的回弹和漂移运动, 而右边表示速度和位形空间的自由能.

本文方程(1)求解主要根据文献[24]中所介绍的初始值方法来进行模拟计算. 另外, 采用数值打靶法程序

结合给定的边界条件求解涡度(Vorticity)方程的MHD描述^[7], 此时忽略高能粒子的动理学贡献, 认为 V_ρ 和 δG 都等于零. 即忽略方程(1)中势阱的修正项 V_ρ 和动理学压缩项 δG .

3 辅助加热方案中的 α TAE

低杂波加热和NBI是托卡马克主要辅助加热手段. 在低杂波辅助加热放电方案中, 其能量将沉积于沿托卡马克小半径方向上的不同区域, 从而使该区域等离子体温度升高, 形成相对较大的压强梯度. 大功率NBI是直接加热粒子的主要途径, 在HL-2A装置上, 通常NBI粒子的能量范围为20–50 keV^[25]. 从而探究该装置上低杂波能量沉积区域内 α TAE的物理特征. 以及NBI不同能量的粒子对 α TAE的影响和能量沉积区域内 α TAE被高能粒子激发成不稳定性特征.

3.1 低杂波能量沉积区域内的 α TAE

基于HL-2A托卡马克, 在低杂波辅助加热方案中, 根据文献[26]提供的数据计算出 s , α 值, 得到 (s, α) 剖面如图1(a)所示. 可见在归一化小半径 $\rho=0.459$ 处, α 有一个明显的极大值为1.23. 通过运用磁流体力学数值模拟程序, 模拟发现在 $(s, \alpha) \Big|_{\rho=0.459} = (-0.46, 1.23)$ 位置处束缚了 α TAE(1, 0)模, 其括号中数字“1”表示第一个势阱, “0”表示在该势阱中捕获到的基模, 在后文3.2节中进一步详细说明. α TAE(1, 0)模的频率为 $\Omega=0.559-9.91 \times 10^{-5}$, 势阱 $V(\theta)$ 和 α TAE模的结构分别如图1(b)和(c)所示. 图1(c)中实线表示模结构实部($\delta\psi_r$), 虚线表示模结构虚部($\delta\psi_i$). 从势阱和本征模结构可知, 形成单一的势阱, 势阱壁较低, 被束缚在势阱中本征模的耗散率较大, 但 α TAE仍处于稳定状态.

根据文献[26], 如图2所示浅灰色线剖面表示此次放电方案中低杂波能量沉积剖面, 可明显看出能量沉积区域的范围为 $\rho=0.32-0.80$ 和沉积量的多少. 从图1可知, $\rho=0.459$ 位于能量沉积区域内, 且在该位置处束缚了 α TAE, 于是探讨整个 ρ 方向上 α TAE的分布情况. 运用磁流体力学数值模拟程序, 模拟得到 α TAE(1, 0)模分布和频率的大小, 如图2(b)所示. 可见 α TAE(1, 0)模的主要分布于沿 ρ 方向 $\rho=0.34-0.65$, 且位于低杂波能量沉积区域内. 正方形($\square$)代表 α TAE实频(ω_r/ω_{A0}), 加

图 1 HL-2A 装置中, (a) 低杂波加热方案下 s 和 α 随 ρ 的变化; (b) 势阱 $V(\theta)$; (c) 在 $\rho=0.459$ 位置处, MHD 描述下的 α TAE(1, 0) 模结构

Figure 1 In HL-2A, (a) s and α versus ρ in the lower hybrid heating scheme; (b) potentials $V(\theta)$; (c) α TAE(1, 0) mode structure output from the MHD codes at $\rho=0.459$.

图 2 低杂波加热方案中, (a) 黑色虚线、实线表示加热前和加热期间离子温度, 浅灰色线为低杂波能量沉积剖面; (b) 在 MHD 描述下 α TAE(1, 0) 模沿 ρ 的分布, 实频($\square$)和虚频($+$)

Figure 2 In the lower hybrid heating scheme, (a) the black dashed line and the solid line indicate the temperature of the ions before and during, fainter line indicates the location of lower hybrid wave energy deposition profile; (b) the distribution of α TAE(1, 0) mode versus ρ output from the MHD codes, real frequency ($\square$) and imaginary frequency ($+$).

号($+$)代表 α TAE 虚频特性 ($\log(-\gamma/\omega_{A0})$).

低杂波辅助加热能量沉积在托卡马克等离子体核心区域时, 如图 3(a) 所示. 浅灰色线表示低杂波加热过程中, 低杂波能量沉积范围 $\rho=0.02-0.40$ 和沉积量的多少. 同理, 模拟发现 α TAE(1, 0) 模主要分布于沿 ρ 方向 $\rho=0.05-0.38$. 可见, 被束缚了的 α TAE 也位于能量沉积区域内, 如图 3(b) 所示.

在燃烧等离子体托卡马克中, 辅助加热或聚变过程中都存在大量的高能量粒子. 通过运用线性回旋动力学和磁流体力学混合模拟程序, 探究在高能量粒子条件下, 能量沉积区域内 α TAE 的物理特征. 选取图 1(c) 中的参数 $s=-0.46$, $\alpha=1.23$, 相应的安全因子 $q=2.77$, 其他参数: 共振条件 $k\rho_{A0}=0.45$, 其中捕获粒子的波粒共振条件 $\omega_r=k\omega_b+\bar{\omega}_d$, k 为整数, ω_b 为回弹频率 (Bounce Frequency), $\bar{\omega}_d$ 为回弹平均预测频率 (Bounce-Averaged Precessional Frequency),

$$\bar{\omega}_d = \omega_k + \omega_p = k\rho\Omega_d,$$

$$\omega_k = k_{\theta}g(\mu B + v_{A0\parallel}^2)/(R\omega_C) = k\rho\Omega_k,$$

$$\omega_p = -(\alpha_{C0}/q^2)(v_{A0\perp}^2/4)k_{\theta}/(R\omega_C) = k\rho\Omega_p,$$

其中 $v_{A0}/\omega_C = \rho_{A0}$, 于是当 $k\rho_{A0}$ 发生变化时, “共振条件”也将随之发生改变; $\theta_K=0.0$, $\eta_E=d\ln T_{E0}/d\ln n_{E0}=1.0$, $L_{p0}/R=-0.1$, $\beta_{E0}=0.05$, $\varepsilon=0.2$, $\varepsilon_0=0.2$ 和 $\theta_b=[10^\circ, 50^\circ]$, 其中 n_{E0} 和 T_{E0} 分别表示高能量粒子的密度和温度, β_{E0} 表示高能量粒子的磁压比, L_{p0}/R 表示等离子体压强的空间特征尺度, θ_b 表示捕获粒子的回转角. 模拟得到被激发的 α TAE 势阱和本征模结构如图 4 所示, 图 4(a) 中黑色曲线表示势阱 $V(\theta)$, 图 4(b) 中黑色实线、虚线分别表示模的实部 ($\delta\psi_r$) 和虚部 ($\delta\psi_i$, 即增长率). 可见增长率大于零, α TAE 被激发成不稳定模式, 其被激发的 α TAE(1, 0) 模的频率为 $\Omega=0.459+i9.21\times 10^{-2}$. 同理, 模拟发现低杂波能量沉积区域内 α TAE 都被高能量粒子激发成不稳定模式, 如图 4(c) 所示. 可见, 沉积区域内 α TAE 的增长率都大于零, 即 α TAE 处于不稳定状态.

从图 1(a)-(c) 可知, α TAE 分布在负磁剪切区域内. 由于 α 值相对较小, 形成的势阱较低, 模结构向外隧穿效应相对较强. 即 α TAE 耗散率较大, 不能很好地将 α TAE 束缚在势阱中, 但 α TAE 仍处于准稳定状态. 从

图 3 低杂波加热方案中, (a) 实线为电子温度, 浅灰色线为低杂波能量沉积剖面; (b) 在MHD描述下, α TAE(1, 0)模沿 ρ 的分布, 实频($\square$)和虚频(+)

Figure 3 In the lower hybrid heating scheme, (a) the black solid line indicates the temperature of the electron, the fainter line indicates the location of lower hybrid wave energy deposition profile; (b) the distribution of α TAE(1, 0) mode versus ρ output from the MHD codes, real frequency ($\square$) and imaginary frequency (+).

图 4 HL-2A装置上, (a) 势阱 $V(\theta)$; (b) 高能粒子激发 α TAE(1, 0)模结构; (c) 低杂波能量沉积区域内, 高能粒子激发的 α TAE(1, 0)模沿 ρ 的分布, 实频($\square$)和增长率(+)

Figure 4 In HL-2A, (a) potentials $V(\theta)$; (b) α TAE(1, 0) mode structure excited by energetic particles; (c) in lower hybrid wave energy deposition region, the distribution of α TAE(1, 0) mode versus ρ excited by energetic particles, real frequency ($\square$) and imaginary frequency (+).

图2中(a)和(b)可知 α TAE(1,0)模分布于沿 ρ 方向 $\rho=0.35-0.65$ 的范围内, 而低杂波能量沉积区域为 $\rho=0.32-0.80$. 可见在沿 ρ 方向上, α TAE分布于能量沉积区域内. 同理从图3(a)和(b)中可得 α TAE也分布于低杂波能量沉积区域内. 另外, 在低杂波能量沉积量多的位置处 α TAE实频相对较大. 从图4(a)-(c)中可知, 在低杂波能量沉积区域内, MHD描述下的 α TAE都被高能粒子激发成不稳定模式.

3.2 中性束注入不同能量粒子下的 α TAE

运用线性回旋动理学和磁流体力学混合模拟程序, 探讨在HL-2A装置上, NBI不同能量的粒子对 α TAE的影响. 根据文献[27,28]中可知, 在该装置上NBI的能量范围为 $E_b=20-50$ keV. 根据文献[29]中的数据, 计算出 s , α 值, 选取其中一组 $s=-0.41$, $\alpha=2.57$ 的值, 并取共振条件 $k\rho_{A0}=0.30$, 其他参数与图4相同. 当NBI注入粒子的能量 $E_b=20-50$ keV时, 即 $v_E/v_{A0}=0.19-0.30$, 其中 v_E 表示NBI粒子的速度. 模拟得到 α TAE的实频和虚频

(增长率)随 v_E/v_{A0} 变化, 如图5(a)所示. 可见 α TAE(2, 0)模被NBI的粒子激发成不稳定模式, 其中括号中的数字“2”表示第二势阱($j=2$), “0”表示在该势阱中捕获到的基模, 如图5(b)所示. α TAE(2, 0)频率约为 $\Omega=0.494+i2.77\times 10^{-2}$, 相对应的势阱和本征模结构如图5(b)和(c)所示. 同理, 进一步模拟探究随着NBI粒子能量逐渐增大对 α TAE的影响. 当注入的粒子能量约为 $E_b=60-150$ keV时, α TAE(1, 0)模将被激发成不稳定模式, 其括号中“1”表示的是第一个势阱($j=1$), “0”表示在第一个势阱中捕获到的基模, 如图5(b)所示. α TAE(1, 0)频率约为 $\Omega=0.724+i4.34\times 10^{-2}$, 相应模结构如图5(d)所示; 当注入的粒子能量 $E_b>150$ keV时, α TAE(1, 1)模也将被激发成不稳定模式, 其频率约为 $\Omega=1.628+i4.70\times 10^{-2}$, 相应模结构如图5(e)所示. 其图5(c)-(e)中实线表示模的实部($\delta\psi_r$), 虚线表示模的虚部($\delta\psi_i$).

从图5(a)中可以发现当NBI粒子能量范围 $E_b=20-50$ keV时, MHD描述下的 α TAE(2, 0)模激发为不稳定模式. 随着NBI粒子能量进一步增大, α TAE的多

图 5 NBI方案中, (a) α TAE实频和虚频随高能粒子速度 v_E/v_{A0} 的变化曲线; (b) 势阱 $V(\theta)$; (c) α TAE(2, 0)模; (d) α TAE(1, 0)模; (e) α TAE(1, 1)模结构随 θ 的变化, 其中 $s=-0.41$, $\alpha=3.57$

Figure 5 In NBI scheme, (a) α TAE real frequency and imaginary frequency versus v_E/v_{A0} ; (b) potentials $V(\theta)$; (c) α TAE(2, 0) mode, (d) α TAE(1, 0) mode, (e) α TAE(1, 1) mode structure versus θ , $s=-0.41$, $\alpha=3.57$.

支模: α TAE(1, 0)模、 α TAE(1, 1)模, 也被激发成不稳定模式. 另外, 随着NBI能量的增大, 被激发的 α TAE频率也随之升高.

4 HL-2A装置上不同放电方案下的 α TAE

为了增强聚变装置对等离子体的约束性能, 人们通过控制和优化等离子体电流剖面^[25]. 其中通过辅助加热或电流驱动可改善等离子体电流剖面, 而辅助加热或电流驱动放电方案分为两种: 一种是单一辅助加热或电流驱动方案, 另一种是混合辅助加热或电流驱动方案. 探究在不同放电方案中 α TAE的分布与等离子体剖面的联系, 以及混合驱动下能量沉积区域内 α TAE的物理特征.

4.1 不同的等离子剖面下的 α TAE

根据文献[26,28]中的数据, 分别计算出低杂波加热与NBI放电方案中 s , α 值, 其剖面如图1(a)和6(a)所示. 根据文献[29]中的数据, 分别可计算出NBI和LHCD, LHCD和ECRH两种混合放电方案中 s , α 值, 以及文献[30]可计算出NBI和ECRH混合放电方案中 s , α 值, 其剖面如图6(b)-(d)所示. 上述不同放电方案中相应的等离子体剖面, 如图7所示.

运用磁流体学数值模拟程序, 探究在不同放电方案中 α TAE分布区域及频率大小. 根据各放电方案

中计算出的 (s, α) 值, 模拟得到不同等离子体剖面下 α TAE(1, 0)模沿 ρ 的分布及频率, 如图7(c)所示. 不同放电方案中, α TAE(1, 0)模沿 ρ 方向上的分布位置和实频(ω_r/ω_{A0})的大小. 可见在NBI方案、NBI和ECRH混合方案中, α TAE集中分布于 $\rho=0.10-0.30$ 的托卡马克核心区; 在低杂波加热方案、LHCD和ECRH混合方案中 α TAE主要分布于 $\rho=0.35-0.60$ 区域; 而在NBI和LHCD混合方案中, α TAE分布于 $\rho=0.06-0.60$ 区域. 这几种放电方案中 α TAE的频率范围约为0.25-0.60之间.

结合图7(c)中 α TAE的分布特点与图6中 (s, α) 剖面分析可知, 在该装置中的不同等离子体剖面下, α TAE主要分布在负磁剪切区域, 且在NBI和LHCD混合方案中, 形成了相对较宽的负磁剪切区域, 这使得托卡马克能够运行在更宽的负磁剪切区域内^[27]. 同时也发现, 在NBI和LHCD混合方案中, 沿 ρ 方向上更宽的区域束缚了相对更丰富的 α TAE.

4.2 LHCD和ECRH混合方案中的 α TAE

在混合方案LHCD和ECRH中, 从图7(c)中可知, α TAE主要分布区域为 $\rho=0.40-0.60$. 但从能量沉积剖面分析, 如图8实线所示. 在 $\rho=0.40-0.60$ 区域能量沉积量较小, 相反在能量沉积量较大区域 $\rho=0.02-0.40$ 并没有束缚到 α TAE. 分析安全因子剖面图7(a), 在 $\rho=0.02-0.40$ 范围安全因子由最小值 $q_{\min} \approx 1.10$ 逐渐增大, 即磁剪切为正($s>0$); 而在 $\rho=0.40-0.60$ 范围内安全因子又由

图 6 HL-2A装置中, (a) NBI方案下 s 和 α 随 ρ 的变化; (b) LHCD和ECRH方案下 s 和 α 随 ρ 的变化; (c) NBI和LHCD方案下 s 和 α 随 ρ 的变化; (d) NBI和ECRH方案下 s 和 α 随 ρ 的变化

Figure 6 In HL-2A, (a) NBI scheme, (b) LHCD and ECRH scheme, (c) NBI and LHCD scheme and (d) NBI and ECRH scheme s and α versus ρ .

图 7 HL-2A不同放电方案下, (a) 安全因子 q 的剖面; (b) 等离子体压强 p 的剖面; (c) 不同放电方案下 α TAE(1, 0)模随 ρ 的分布及实频

Figure 7 In HL-2A different discharge schemes, (a) safety factor q profile; (b) plasma pressure p profile; (c) under different discharge schemes, the distribution of α TAE(1, 0) mode versus ρ and real frequency.

最大值逐渐减小, 即磁剪切为负($s < 0$). 从等离子体压强剖面分析图7(b), 在 $\rho = 0.02 \sim 0.40$ 范围内等离子体压强较大, 但剖面比较平坦, 即等离子体压强梯度小, 于是 α 值较小; 在 $\rho = 0.40 \sim 0.60$ 范围内有着相对较大的压强梯度, 即 α 值相对较大. 可见, 当 $s > 0$, α 值较小时, (s , α)位于气球模的第一稳定区或不稳定区, 而在这两个区域无法束缚到 α TAE, 而当 $s < 0$ 时, 即使 α 值较小, 在

该区域内也能束缚到丰富的 α TAE^[8].

同理, 运用线性回旋动理学和磁流体力学混合模拟程序, 探究改变高能粒子的共振条件($k_\theta \rho_{A0}$)对此次混合放电方案中 α TAE的影响. 从图6(b)取一组数据: $s = -0.42$, $\alpha = 0.58$, 相对应安全因子 $q = 1.34$, 其中取 $v_E/v_{A0} = 0.45$, 其他相关参数与图4相同. 改变高能粒子的 $k_\theta \rho_{A0}$, 模拟得到随 $k_\theta \rho_{A0}$ 增大 α TAE实频和虚频的

图 8 LHCD和ECRH混合方案中, 实线表示能量沉积剖面, ($\square$)表示 α TAE(1, 0)随 ρ 的分布及实频

Figure 8 In LHCD and ECRH hybrid schemes, the solid line indicates the energy deposition profile, ($\square$) α TAE(1, 0) mode versus ρ and real frequency.

变化图, 如图9(b)所示. 可见, 在 $k_{\theta}\rho_{A0}=0-0.25$ 区间, 随着 $k_{\theta}\rho_{A0}$ 的增大, α TAE的实频也逐渐增大; 当 $k_{\theta}\rho_{A0}>0.25$ 时, α TAE的实频增长缓慢, 而模的虚频(增长率)逐渐增大至0.1, 且都大于零, 即增长率大于零, α TAE处于不稳定状态. 取图9(a)中实线上圆实心黑点处 $k_{\theta}\rho_{A0}=0.45$ 时, 模拟得到被激发的 α TAE(1, 0)模的模结构和势阱, 分别如图9(b)和(c)所示, 其中实线表示模的实部($\delta\psi_r$), 虚线表示模的虚部($\delta\psi_i$).

当前先进托卡马克通常要求尽可能的运行在负磁剪切区域($s<0$). 在HL-2A装置上, α TAE主要分布在负剪切区域内, 且 α 值相对较小. 在高能量粒子条件下, 当共振条件($k_{\theta}\rho_{A0}$)发生变化时, α TAE也将被激发成不稳定模式.

5 结论

本文基于HL-2A装置, 运用磁流体力学数值模拟程序, 在低杂波辅助加热放电方案中, 模拟发现在低

杂波能量沉积区域内伴随着丰富的 α TAE. 低杂波能量沉积区域发生改变时, α TAE的分布区域也随之发生了改变, 且在低杂波能量沉积量越多的位置处, 被束缚的 α TAE频率越高. 在该装置上, 由于 α 值相对较小, 形成的势阱壁较低, 势垒隧穿效应能量泄露, 以至于 α TAE耗散率较大. 另外, 在不同等离子体剖面下, α TAE主要分布在负磁剪切区域. 在NBI的方案中, α TAE集中分布于 $\rho=0.10-0.30$ 的区域; 在低杂波加热或电流驱动方案中, α TAE主要分布于 $\rho=0.40-0.60$ 的范围; 而在NBI和LHCD混合方案中, α TAE分布于相对更宽的区域 $\rho=0.06-0.60$.

运用线性回旋动力学和磁流体力学混合模拟程序, 模拟发现了低杂波能量沉积区域内的 α TAE都将被高能量粒子激发成不稳定模式. 当NBI粒子能量范围为 $E_b=20-50$ keV时, MHD描述下的 α TAE(2, 0)模被激发成不稳定模式. 进一步模拟了随着NBI粒子能量的增大, α TAE的多支模也将被激发成不稳定模式, 且被激发的 α TAE频率随着注入粒子能量的增大而增高. 因此这种不稳定模式潜在影响托卡马克对等离子体的约束性能.

本文研究仅限于在HL-2A托卡马克装置上, 下一步计划尝试跟ITER, EAST和HL-2A托卡马克装置相结合, 根据其具体放电方案中, 将 α TAE的理论与相关实验结果进行比较, 对 α TAE的理论作初步校验. 现阶段已收集了部分相关的实验数据和现象, 正在对其进行探究分析, 进一步验证托卡马克装置上存在 α TAE, 这将是我们的下一篇文章中的内容. 另外, 我们还将进一步探究能量沉积区域内与能量沉积区域外 α TAE的物理特征, 以及聚变过程中高能量粒子(如: alpha粒子)对 α TAE的影响.

图 9 LHCD和ECRH混合方案中, (a) $s=-0.42$, $\alpha=0.58$ 时, α TAE的实频和虚频随 $k_{\theta}\rho_{A0}$ 的变化; (b) 势阱 $V(\theta)$; (c)被高能量粒子激发的 α TAE(1, 0)模结构

Figure 9 In LHCD and ECRH hybrid schemes, (a) α TAE real frequency and imaginary frequency versus $k_{\theta}\rho_{A0}$ for $s=-0.42$, $\alpha=0.58$; (b) potentials $V(\theta)$; (c) α TAE(1, 0) mode structure excited by energetic particles.

参考文献

- 1 Alfvén H. Existence of electromagnetic-hydrodynamic waves. *Nature*, 1942, 150: 405–406
- 2 Cheng C Z, Chen L, Chance M S. High- n ideal and resistive shear Alfvén waves in tokamaks. *Ann Phys*, 1985, 161: 21–47
- 3 Mikhailovskii A B, Sharapov S E. Beta-induced temperature-gradient eigenmodes in tokamaks: I. General ideas and MHD theory. *Plasma Phys Rep*, 1999, 25: 803–816
- 4 Heidbrink W W, Van Zeeland M A, Austin M E, et al. Central flattening of the fast-ion profile in reversed-shear DIII-D discharges. *Nucl Fusion*, 2008, 48: 084001
- 5 Fu G Y, Cheng C Z. Excitation of high- n toroidicity-induced shear Alfvén eigenmodes by energetic particles and fusion alpha particles in tokamaks. *Phys Fluids B-Plasma Phys*, 1992, 4: 3722–3734
- 6 Bi H L, Wei L, Fan D M, et al. Excitations of tearing mode and Kelvin-Helmholtz mode in rotating cylindrical plasmas (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2016, 65: 248–255 [毕海亮, 魏来, 范冬梅, 等. 旋转圆柱等离子体中撕裂模和Kelvin-Helmholtz不稳定性的激发特性. *物理学报*, 2016, 65: 248–255]
- 7 Hu S, Chen L. Discrete Alfvén eigenmodes in high- β toroidal plasmas. *Phys Plasmas*, 2004, 11: 1–4
- 8 Wu H, Hu S H, He Q M, et al. Discrete Alfvén eigenmodes in tokamaks (in Chinese). *J Guizhou Univ (Nat Sci)*, 2018, 35: 44–51 [吴昊, 胡双辉, 何秋明, 等. 托卡马克中的离散阿尔芬本征模. *贵州大学学报: 自然科学版*, 2018, 35: 44–51]
- 9 Wang Y R, Hu S H, Yao L B, et al. Discrete Alfvén eigenmodes in high performance discharges in the DIII-D tokamak (in Chinese). *Nucl Fusion Plasma Phys*, 2012, 32: 140–147 [王一如, 胡双辉, 姚龙宝, 等. DIII-D高性能运行参数下的离散阿尔芬本征模. *核聚变与等离子体物理*, 2012, 32: 140–147]
- 10 Wang J, Hu S H, Dai Q P. Discrete Alfvén eigenmodes in the ITER (in Chinese). *J Guizhou Univ (Nat Sci)*, 2010, 27: 26–28 [王军, 胡双辉, 代清平. ITER中的离散阿尔芬本征模. *贵州大学学报*, 2010, 27: 26–28]
- 11 Kong R, Hu S H, Wang S, et al. Discrete Alfvén eigenmodes excited by energetic particles in JT-60U and JT-60SA (in Chinese). *Nucl Fusion Plasma Phys*, 2013, 33: 113–120 [孔冉, 胡双辉, 王帅, 等. JT-60U及JT-60SA运行条件下高能粒子激发的离散阿尔芬本征模. *核聚变与等离子体物理*, 2013, 33: 113–120]
- 12 Wang S, Long C Y, Hu S H, et al. Discrete Alfvén eigenmodes excited by energetic particles in JET (in Chinese). *Nucl Fusion Plasma Phys*, 2013, 33: 304–311 [王帅, 龙超云, 胡双辉, 等. JET运行条件下高能粒子激发的离散阿尔芬本征模. *核聚变与等离子体物理*, 2013, 33: 304–311]
- 13 Yan X C, Hu S H, Wu H. Discrete Alfvén eigenmodes under the condition of bootstrap current in EAST (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2017, 47: 065202 [闫星辰, 胡双辉, 吴昊. EAST自举电流条件下离散阿尔芬本征模. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2017, 47: 065202]
- 14 Wu X K, Sun X Q, Liu Y X, et al. Effects of width and density of supersonic molecule beam on penetration depth of tokamak (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2017, 66: 177–188 [吴雪科, 孙小琴, 刘殷学, 等. 超声分子束注入密度和宽度对托卡马克装置加料深度的影响. *物理学报*, 2017, 66: 177–188]
- 15 Xiao Y. Massively parallel gyrokinetic simulation for magnetic fusion plasmas (in Chinese). *J China Univ Metrol*, 2016, 27: 1–10 [肖湧. 磁约束聚变等离子体的大规模回旋动力学模拟. *中国计量大学学报*, 2016, 27: 1–10]
- 16 Chen W, Jiang M, Xu Y, et al. Experimental observation of multi-scale interactions among kink/tearing modes and high-frequency fluctuations in the HL-2A core NBI plasmas. *Nucl Fusion*, 2017, 57: 114003
- 17 Chen W, Yu L M, Ding X T, et al. Core-localized Alfvénic modes driven by energetic ions in HL-2A NBI plasmas with weak magnetic shears. *Nucl Fusion*, 2016, 56: 036018
- 18 Chen W, Ding X T, Yu L M, et al. Observation of energetic-particle-induced GAM and nonlinear interactions between EGAM, BAEs and tearing modes on the HL-2A tokamak. *Nucl Fusion*, 2013, 53: 113010
- 19 Chen L, Hasegawa A. Kinetic theory of geomagnetic pulsations: 1. Internal excitations by energetic particles. *J Geophys Res*, 1991, 96: 1503–1512
- 20 Lee Y C, van Dam J W, Drake J F, et al. Kinetic theory of ballooning instabilities and studies of tearing instabilities. In: *Proceedings of 7th International Conference on Plasma Physics and controlled nuclear fusion*. Innsbruck: International Atomic Agency, 1979
- 21 Connor J W, Hastie R J, Taylor J B. High mode number stability of an axisymmetric toroidal plasma. *Proc R Soc A-Math Phys Eng Sci*, 1979, 365: 1–17

- 22 Connor J W, Hastie R J, Taylor J B. Shear, periodicity, and plasma ballooning modes. [Phys Rev Lett](#), 1978, 40: 396–399
- 23 Chen L. Theory of magnetohydrodynamic instabilities excited by energetic particles in tokamaks. [Phys Plasmas](#), 1994, 1: 1519–1522
- 24 Hu S, Chen L. Discrete Alfvén eigenmodes excited by energetic particles in high- β toroidal plasmas. [Plasma Phys Control Fusion](#), 2005, 47: 1251–1269
- 25 Gao Q D, Long Y X, Budny R V, et al. TF ripple induced stochastic diffusion of energetic particles in advanced tokamak configurations on HL-2A. In: 22nd IAEA Fusion Energy Conference Geneva, Switzerland, 2008
- 26 Gao Q D, Wang H, Yuan B S. Modelling of profile control with lower hybrid wave injection in the HL-2A single-null divertor plasma. [TOPPJ](#), 2004, 2: 79–86
- 27 Jiang M, Ding X T, Shi Z B, et al. Observation of the double e-fishbone instability in HL-2A ECRH/ECCD plasmas. [Phys Plasmas](#), 2017, 24: 022110
- 28 Gao Q, Budny R V, Zhang J, et al. Sustained reversed magnetic shear mode of operation in the HL-2A tokamak. [Nucl Fusion](#), 2000, 40: 1897–1907
- 29 Gao Q D, Budny R V, Jiao Y M, et al. Current profile control and optimization under dominant electron heating in HL-2A. [Nucl Fusion](#), 2007, 47: 1318–1325
- 30 Chen W, Yu L M, Liu Y, et al. Destabilization of reversed shear Alfvén eigenmodes driven by energetic ions during NBI in HL-2A plasmas with $q_{\min} \sim 1$. [Nucl Fusion](#), 2014, 54: 104002

Discrete Alfvén eigenmodes in HL-2A tokamak

HE QiuMing^{*}, HU ShuangHui, WU Hao & ZHAO QingFei

College of Science, Guizhou University, Guiyang 550025, China

Basing on HL-2A tokamak, applying a magnetohydrodynamic (MHD) simulate codes, we study the characteristics of discrete Alfvén eigenmodes (α TAEs, α is a measure of plasma pressure gradient) in the power deposition region of lower hybrid wave auxiliary heating scheme. We explore the distribution of α TAE upon varied different plasma profiles. Employing gyrokinetic-MHD hybrid simulate codes, we investigate α TAE kinetically excited by energetic particles produced by neutral beam injection. Furthermore, we study physical characteristics of α TAE destabilized by energy particles in the lower hybrid wave power deposition region. In addition, we find that there exist α TAEs in HL-2A tokamak with relatively small α values. Besides, the α TAEs are mainly distributed in the reversal magnetic shear region. There are the abundant α TAEs in the lower hybrid wave power deposition region, where the amount of lower hybrid wave power deposition is greater. Moreover, with different plasma profiles, abundant α TAEs are found in the different region in the directions of the small radius of the HL-2A tokamak. With the increase of the neutral beam injection energy, the multiple branches of α TAEs are developed kinetically into unstable modes, which may potentially affect the plasma confinement of tokamak.

tokamak, Alfvén eigenmodes, energetic particles, instabilities

PACS: 52.35.Bj, 52.55.Fa, 52.55.-s, 52.30.Gz

doi: [10.1360/SSPMA2018-00379](https://doi.org/10.1360/SSPMA2018-00379)