论文

EAST自举电流条件下离散阿尔芬本征模

闫星辰*, 胡双辉, 吴昊

贵州大学理学院, 贵阳 550025

* 联系人, E-mail: yanxingchen168@163.com

收稿日期: 2016-05-26; 接受日期: 2016-08-30; 网络出版日期: 2017-02-17

国家自然科学基金资助项目(编号: 11275053)

摘要 针对先进实验超导托卡马克(Experimental Advanced Superconducting Tokamak, EAST)装置, 本文研究了自举电流和由气球模驱动势阱捕获的离散阿尔芬本征模(α -Induced Toroidal Alfvén Eigenmode, α TAE, α 是等离子体压强梯度的标度)的联系; 在自举电流条件下, 高能量粒子激发 α TAE为不稳定模式的情况. 理论分析可得自举电流密度大的位置往往存在较大的等离子体压强梯度, 而大的等离子体压强梯度很可能诱导产生 α TAE. 运用磁流体力学模型探讨了在自举电流条件下 α TAE存在的特点, 发现在小半径方向上自举电流密度较大的区间, 集中存在 α TAE; 运用磁流体力学与回旋动理学混合模型探讨了 α TAE被高能量粒子激发为不稳定模式的情况, 发现在中性束注入加热等离子体和驱动等离子体电流条件下, 当托卡马克中的高能量粒子和 α TAE满足波粒共振条件时, α TAE都会被高能量粒子激发为不稳定模式.

关键词 托卡马克, 自举电流, 阿尔芬本征模, 高能量粒子

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

1 引言

阿尔芬波^[1]作为托卡马克中一个重要的研究对象, 许多阿尔芬现象被人们所发现并证实, 比如GAE^[2], TAE^[3], EPM^[4]等. 理论上还发现了一种离散阿尔芬本征模式 α TAE^[5] ($\alpha = -q^2 R \frac{d\beta}{dr}$, q 是安全因子, β 是磁压比, $\beta = \frac{2\mu_0 p}{B^2}$, p 是等离子体压强, B 是等离子体磁场强度), 这种离散阿尔芬本征模式是由 α 引起的气球模驱动效应在磁场线方向形成势阱捕获的磁流体力学本征模式. 相关工作^[6-11]研究了 α TAE在不同托卡马克装置条件下的特点. 自举电流是1971年由Bickerton等

人^[12]提出的, 自举电流是在等离子体内部产生的自发电流, 它是由内部压强驱动, 没有外部强加驱动的电流. 根据自举电流模型得到: $J = -V \sqrt{\frac{r}{R}} \frac{1}{B_\theta} \frac{dp}{dr}$ (V 是粒子碰撞参数, B_θ 是极向磁场, p 是等离子体压强). 实验上, 自举电流被间接证实存在于TFTR (Tokamak Fusion Test Reactor)装置中^[13]. 自举电流因为不需要外部驱动, 只需要维持应有的压强梯度分布就可以持续存在, 所以不仅减少了外部输入的功率, 而且对托卡马克的连续运行具有非常现实的意义.

人们在托卡马克中通过非感应电流驱动追求大份额自举电流的同时, 托卡马克中存在的较大等离子

引用格式: 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
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, doi: [10.1360/SSPMA2016-00263](https://doi.org/10.1360/SSPMA2016-00263)

体压强梯度使在自举电流高密度区很可能诱导产生 α TAE. 中性束在加热等离子体和驱动等离子体电流时, 托卡马克中产生了高能粒子^[14,15]. 如果满足波粒共振条件, 高能粒子会激发 α TAE成为不稳定模式, 进而可能影响等离子体的约束品质, 破坏托卡马克的稳态运行. 针对这种情况展开研究, 探讨了EAST在有自举电流的情况下, 分析自举电流和 α TAE之间的联系和 α TAE被高能粒子激发的情况.

2 理论模型

本文模型把托卡马克中环形等离子体截面考虑成中轴对称, 而且反环径比($\epsilon=r/R$)远小于1. 把托卡马克中的等离子体看作是由主体等离子体(C)和高能粒子(E)两种组分组成, 其中主体部分是磁流体力学描述的, 决定阿尔芬本征特性, 高能粒子部分用回旋动理学描述, 驱动阿尔芬本征模的不稳定性. 相应的数量级参量 $n_E/n_C \sim \epsilon^2$, $\beta_E = 8\pi P_E/B^2 \sim \epsilon^2$, $\beta_C = 8\pi p_C/B^2 \sim \epsilon$. 这样模型方程采用高 n 气球模表象^[16,17]和 (s, α) 平衡模型^[18](s 为磁剪切, $s = \frac{r}{q} \frac{dq}{dr}$), 具体的方程描述^[4,19]如下:

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

上式中 $\epsilon_0 = 2(\epsilon + d\Delta/dr)$, Δ 是沙弗拉诺夫偏移;

$$\omega_{A0} = V_{A0}/(qR),$$

V_{A0} 是阿尔芬速度;

$$V = (s - a \cos\theta)^2 / f^2 - a \cos\theta / f,$$

$\theta \in R$ 是沿磁场方向的极向角,

$$\alpha = \alpha_C + \alpha_E, f = 1 + [s(\theta - \theta_k) - a \cos\theta]^2, \theta_k = k_r / (ndq/dr),$$

k_r 为WKB径向波数

$$V_\rho = -\frac{\alpha_E g}{f} - \left(\frac{q^2 R^2}{f} \right) \frac{4\pi q_E^2}{m_E c^2 \langle \bar{\Omega}_d F_0 J_0 (\Omega_k J_0 - \Omega_p J_2) \rangle}. \quad (2)$$

(2)式是由高能粒子作用, 有限拉莫半径效应对势阱 V 的修正, 其中 q_E 和 m_E 是高能粒子电荷和质量; $\omega_d = \omega_k + \omega_p = k_\theta \Omega_d$ 为漂移频率, $\omega_k = k_\theta \Omega_k$ 为曲率漂移频率, $\omega_p = k_\theta \Omega_p$ 为梯度漂移频率, $k_\theta = nq/r$. (1)式中等号左边是惯性项, 右边左起第一项是磁力线弯曲项, 第二项是

气球模驱动项, 最后一项是动理学压缩项. 动理学压缩项驱动了阿尔芬不稳定性, 这一项中的 δG 是高能粒子部分的扰动函数, 遵从如下线性回旋动理学方程:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{v_\parallel}{qR} \frac{\partial}{\partial \theta} + i\omega_d \right) \delta G = i \frac{q_E}{m_E} \frac{QF_0}{f^{1/2}} (\Omega_k J_0 - \Omega_p J_2) \delta\psi, \quad (3)$$

上式中 $QF_0 = i(\partial/\partial t)\partial F_0/\partial E + \bar{\omega}_* F_0$, 左侧表示捕获粒子的弹跳和漂移运动, 右侧为速度空间和位形空间的自由能.

本文中磁流体力学(Magnetohydrodynamics, MHD)描述下的情况采用文献[5]的数值打靶程序计算, 有高能粒子驱动的情形运用文献[20]的磁流体力学与回旋动理学混合模型程序进行模拟.

图 1 (a) 等离子体电流沿 ρ 方向上的剖面图; (b) α TAE(1,0)模的归一化实频(■)和相应的(1,0)模增长率(Δ)取对数后的分布图; (c) s 和 α 沿 ρ 方向上的剖面图. (1,0)模中的“1”表示模所处的势阱位置, “0”表示模结构所处的状态是基态
Figure 1 (a) The profile of plasma current versus normalized radius ρ ; (b) real frequencies (■) and growth rates (Δ) of α TAE (1,0) modes versus ρ ; (c) the profile of s and α versus ρ . The “1” in the (1,0) mode represents the mode is in the first potential well, and the “0” represents the mode is in the ground state.

3 自举电流和 α TAE的联系

文献[21]的主要工作是基于EAST装置, 采用4 MW中性束注入方式驱动等离子体电流的放电方案. 图1(a)显示了EAST模拟放电在4.6 s时等离子体总电流、中性束驱动电流和自举电流的剖面图, 其中自举电流采用的模型[21]是

$$\frac{I_{BS}}{I_p} = 0.67 \sqrt{\frac{r}{R}} \beta_p,$$

通过中性束的注入, 托卡马克中产生了比较大的自举电流. 结合图1(a)和自举电流密度[12]

$$J = -V \sqrt{\frac{r}{R}} \frac{1}{B_\theta} \frac{dp}{dr},$$

归一化小半径(ρ)在0.5到0.9区间时等离子体压强梯度比较大, 图1(b)是磁流体力学条件下(1,0)模的分布情况, 图1(c)是 s 和 α 随 ρ 变化的剖面图. 通过图1(a)和(b)可以看出自举电流高密度区和 α TAE的主要分布区间是一致的. 在追求高份额自举电流的同时, 由于压强梯度的原因在自举电流高密度区间又产生了 α TAE (α 是一

种压强梯度的标度). 在 $\rho \in [0.1, 0.5]$ 区间安全因子的值较小, 而 $[0.9, 1.0]$ 区间 s 相对较大, 均未能形成足够深的势阱束缚 α TAE, 故这两个区间都不存在 α TAE.

图2(a)是文献[22]模拟EAST装置第40823次放电方案时 α TAE的分布情况, 这次放电主要以低杂波驱动等离子体电流, 产生的自举电流密度较大值分布在 $\rho \in [0.1, 0.4]$ 区间, 和图2(a)中 α TAE的分布正好吻合. 图2(b)是文献[23]中KSTAR装置模拟ASDEX Upgrade装置第17870次放电情况下 α TAE的分布情况, 这次模拟放电主要是以低杂波和中性束注入混合驱动等离子体电流, 产生的自举电流密度较大值分布在 $\rho \in [0.1, 0.4]$ 区间, 和图2(b)中 α TAE的分布范围正好一致. 图2(c)是文献[24]中ITER装置模拟放电方案下的 α TAE的分布情况, 这次模拟放电(Baseline Mix)主要是以中性束注入和电子回旋波混合驱动等离子体电流, 产生的自举电流密度较大值分布在 $\rho \in [0.2, 0.4]$ 区间, 而图2(c)中 α TAE的分布也在此区间. 图2(d)同样是文献[24]中ITER装置模拟放电方案下 α TAE的分布情况, 这次模拟放电(Broad Density)主要是以中性束注入、低杂波和电子

图 2 (a) EAST装置中模拟放电 α TAE(1,0)模的分布; (b) KSTAR装置中模拟放电 α TAE(1,0)模的分布; (c) ITER装置中(Baseline Mix)模拟放电 α TAE(1,0)模的分布; (d) ITER装置中(Broad Density)模拟放电 α TAE(1,0)模的分布. 实频(■) 增长率(Δ)
Figure 2 (a) In EAST, real frequencies (■) and growth rates (Δ) of α TAE (1,0) modes versus ρ ; (b) in KSTAR, real frequencies and growth rates of α TAE (1,0) modes versus ρ ; (c), (d) two different discharges in ITER, real frequencies and growth rates of α TAE (1,0) modes versus ρ .

回旋波三种混合驱动等离子体电流,产生的自举电流密度较大值分布在 $\rho \in [0.2, 0.5]$ 区间,这与图2(d)中 α TAE的分布是一致的.

以上分析结果表明无论是理论上的解释还是模拟结果的分析都说明不同的电流驱动条件下,引起高密度自举电流的等离子体压强梯度,也产生了 α TAE.

4 自举电流条件下高能粒子激发 α TAE

在实际的托卡马克放电实验中,中性束注入可以加热托卡马克中的等离子体,产生高能粒子. 如果满足共振关系,高能粒子可以激发 α TAE为不稳定模式. 采用图1的数据,这次放电是4 MW功率的中性束注入驱动等离子体电流,由于中性束的注入,离子温度由1.2 keV上升到4.5 keV (1 eV=11600 K),电子温度由1.25 keV增加到2.70 keV. 经过计算可以得知被加热后的离子(以氦为例)速度和阿尔芬速度是可以相比拟的,据此设定相应的参数可以把图3(a)中磁流体描述下的 α TAE激发起来. 如图3所示, (a)是磁流体力学描述下的 α TAE实频和增长率, (b)是(a)中 α TAE被高能粒子激发为不稳定模式的归一化实频和增长率分布. 通过模拟发现,图3(b)中的各个 α TAE被激发后实频变化

不大,而增长率都由负变正,且绝对值急剧增大. 说明在这次放电中,中性束注入后,托卡马克中产生的高能粒子把 α TAE激发为不稳定模式. 在线性条件下这些存在于自举电流高密度区的不稳定的 α TAE模式,是一种潜在的危险,很可能降低托卡马克的约束品质.

选取图3(a)中 ρ 为0.69的一组参数, $s=1.06$, $\alpha=3.56$, $q=5.73$, 设定 $\beta_{E0}=0.05$, $V_E/V_{A0}=0.15$, $k_{\theta}\rho_{A0}=0.44$, $\theta_b \in (70^\circ, 110^\circ)$. 给出磁流体力学描述下 α TAE(1,0)模的势阱和模结构,如图4所示, (1,0)模的实频(ω_r/ω_{A0})为0.633, 增长率(γ/ω_{A0})为 -1.64×10^{-4} . 图4(c)是该(1,0)模被高能粒子共振激发的模结构,被激发后的实频为0.638, 增长率为0.102.

通过图1可知在中性束注入电流驱动下,托卡马克中自举电流的份额有较大的提升,但是在自举电流高密度区间里等离子体压强梯度驱动产生了 α TAE; 中性束注入以后,等离子体中的离子被明显加热,托卡马克中高能粒子可能会把 α TAE激发为不稳定模式. 改变共振条件 $k_{\theta}\rho_{A0}$, 探究随着 $k_{\theta}\rho_{A0}$ 的变化, α TAE被高能粒子激发的情况. 图5(a)是 $k_{\theta}\rho_{A0} \in [0.2, 0.6]$, 其他高能粒子参数不变的情况($\beta_{E0}=0.05$, $V_E/V_{A0}=0.15$, $\theta_b \in (70^\circ, 110^\circ)$), 实频基本锁定在0.63附近, 说明在这个区间内,

图3 (a) 磁流体力学描述下的 α TAE(1,0)模实频和增长率; (b) 被高能粒子激发的 α TAE(1,0)模的实频(■)和增长率(△)在 ρ 方向上的分布

Figure 3 (a) Real frequencies (■) and growth rates (△) of α TAE (1,0) modes by using MHD description; (b) real frequencies (■) and growth rates (△) of α TAE (1,0) modes driven by energetic particles versus ρ .

图4 (a) 磁流体力学描述下 α TAE(1,0)模的势阱; (b) 磁流体力学描述下 α TAE(1,0)模的结构; (c) 被高能粒子驱动的模结构. 模结构中实部用实线表示, 虚部用虚线表示

Figure 4 In MHD, potentials “ V ” (a) and mode structures “ $\delta\psi$ ” (b) versus θ ; (c) driven by energetic particles, mode structures versus θ (real line is real component; dotted line is imaginary component).

图 5 (a) α TAE 随共振条件 ($k_{\perp}\rho_{A0}$) 的变化激发出 (1,0) 模实频和增长率; (b) α TAE 随高能粒子速度 V_E/V_{A0} 的变化激发出 (1,0) 和 (1,2) 模实频和增长率, 实线表示实频, 虚线表示增长率

Figure 5 (a) Real frequencies (solid line) and growth rates (dash line) of α TAE (1,0) modes driven by energetic particles versus resonance condition ($k_{\perp}\rho_{A0}$); (b) real frequencies (solid line) and growth rates (dash line) of α TAE (1,0) and (1,2) modes driven by energetic particles versus V_E/V_{A0} .

高能粒子都能激发出这支实频为 0.63 的 α TAE. 用图 4 中的 α TAE 模作为参照对象, 如图 5(a), 在 $k_{\perp}\rho_{A0}=0.44$ 时, 其他参数条件不变, 实频在 0.63 左右, 增长率也同样为 0.1 左右, 符合图 4(c) 的数据. 改变

高能粒子的速度 ($V_E/V_{A0}\in[0,0.5]$), 探究随着 V_E/V_{A0} 的变化, α TAE 被高能粒子激发的情况, 其他高能粒子参数不变 ($\beta_{E0}=0.05$, $k_{\perp}\rho_{A0}=0.44$, $\theta_b\in(70^\circ, 110^\circ)$). 图 5(b) 随着 V_E/V_{A0} 的变化激发出两支模: 一支实频为 0.63, $V_E/V_{A0}\in[0.07, 0.38]$; 一支实频为 1.8 左右, $V_E/V_{A0}\in[0.4, 0.5]$, 可见随着高能粒子速度的增加, 被激发模的频率也在升高. 同样用图 4 的这支 α TAE 模作为参照对象, 如图 5(b) 所示在 $V_E/V_{A0}=0.15$ 时实频为 0.63 左右, 增长率也同样为 0.1 左右, 符合图 4(c) 的数据. 可以发现在 $k_{\perp}\rho_{A0}$ 和 V_E/V_{A0} 比较大的范围内都激发了这支实频为 0.63 的 α TAE (1,0) 模, 可见 α TAE 模式很容易被高能粒子激发形成不稳定模式.

5 小结

本文主要基于 EAST 超导托卡马克装置中有自举电流的放电方案, 运用磁流体力学模型探究了 α TAE 和自举电流的相关性, 发现在不同的自举电流放电方案中 α TAE 的分布和自举电流密度较大值的区间基本相同, 说明自举电流高密度区间存在的较大等离子体压强梯度导致了 α TAE 这种阿尔芬本征模式的存在. 同样在 EAST 自举电流的放电方案下, 运用磁流体力学和回旋动理学混合模型研究了高能粒子激发 α TAE 的情况. 中性束注入之后, 托卡马克中产生了能够与阿尔芬波速度相比拟的高能粒子, 这些高能粒子可以驱动 α TAE 成长为不稳定模式. 今后打算针对 HL-2A, ITER 等托卡马克装置, 在有自举电流的放电实验中, 进一步探讨自举电流和 α TAE 的联系.

参考文献

- Alfvén H. Existence of electromagnetic-hydrodynamic waves. *Nature*, 1942, 150: 405–406
- Evans T E, Valanju P M, Benesch J F, et al. Direct observation of the structure of global Alfvén eigenmodes in a tokamak plasma. *Phys Rev Lett*, 1984, 53: 1743–1746
- Cheng C Z, Chen L, Chance M S. High- n ideal and resistive shear Alfvén waves in tokamaks. *Ann Phys*, 1985, 161: 21–47
- Chen L. Theory of magnetohydrodynamic instabilities excited by energetic particles in tokamaks. *Phys Plasmas*, 1994, 1: 1519–1522
- Hu S, Chen L. Discrete Alfvén eigenmodes in high- β toroidal plasmas. *Phys Plasmas*, 2004, 11: 1–4
- Wang J, Hu S H, Dai Q P, et al. Discrete Alfvén eigenmodes in international thermonuclear experimental reactor operations with negative magnetic shear. *Chin Phys B*, 2010, 19: 095202
- Yao L B, Hu S H, Wang Y R, et al. Discrete Alfvén eigenmodes in present tokamaks (in Chinese). *Nucl Fusion Plasma Phys*, 2012, 32: 8–14 [姚龙宝, 胡双辉, 王一如, 等. 现行托卡马克参数下的离散阿尔芬本征模. 核聚变与等离子体物理, 2012, 32: 8–14]
- 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]
- 9 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]
- 10 Qin Z H, Hu S H. Kinetic analysis of discrete-Alfvén instability in tokamak (in Chinese). *J Guizhao Univ (Nat Sci)*, 2015, 32: 18–22 [秦志豪, 胡双辉. 托卡马克中离散阿尔芬不稳定性的动理学分析. 贵州大学学报(自然科学版), 2015, 32: 18–22]
- 11 Zheng Y H, Hu S H, Tian H N, et al. Alfvén instabilities excited by energetic particles in the frequency range of Alfvén continuum (in Chinese). *J Guizhao Univ (Nat Sci)*, 2015, 32: 23–27 [郑义鸿, 胡双辉, 田焕娜, 等. 连续谱频域中高能粒子激发的阿尔芬不稳定性. 贵州大学学报(自然科学版), 2015, 32: 23–27]
- 12 Bickerton R J, Connor J W, Taylor J B. Diffusion driven plasma currents and bootstrap tokamak. *Nat Phys Sci*, 1971, 229: 110–112
- 13 Zarnstorff M C, Bell M G, Bitter M, et al. Bootstrap current in TFTR. *Phys Rev Lett*, 1988, 60: 1306–1309
- 14 Xu P, Zhang B C, Jia C Y, et al. Neutral beam injection heating experiments in the HT-6M device (in Chinese). *Nucl Fusion Plasma Phys*, 1991, 11: 173–176 [须平, 张北超, 贾春雨, 等. HT-6M装置中性束注入加热初步实验. 核聚变与等离子体物理, 1991, 11: 173–176]
- 15 He H D, Dong J Q, Fu G Y, et al. Study of fishbone instabilities induced by energetic particles in tokamak plasmas. *Nucl Fusion*, 2011, 51: 113012
- 16 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
- 17 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
- 18 Connor J W, Hastie R J, Taylor J B. Shear, periodicity, and plasma ballooning modes. *Phys Rev Lett*, 1978, 40: 396–399
- 19 Chen L, Hasegawa A. Kinetic theory of geomagnetic pulsations: 1. Internal excitations by energetic particles. *J Geophys Res*, 1991, 96: 1503–1512
- 20 Hu S, Chen L. Discrete Alfvén eigenmodes excited by energetic particles in high- β toroidal plasmas. *Plasma Phys Control Fusion*, 2005, 47: 1251–1269
- 21 Li H, Wu B, Wang J, et al. Numerical simulation of non-inductive current driven scenario in EAST using neutral beam injection. *Plasma Sci Tech*, 2015, 17: 10–13
- 22 Gao X, Li G, Zhang T, et al. Long pulse H-mode scenarios sustained by RF heating on EAST. *Plasma Sci Tech*, 2015, 17: 448–453
- 23 Na Y S, Kessel C E, Park J M, et al. Simulations of KSTAR high performance steady state operation scenarios. *Nucl Fusion*, 2009, 49: 115018
- 24 Poli F M, Kessel C E, Bonoli P T, et al. Heating and current drive requirements towards steady state operation in ITER. *AIP Conf Proc*, 2014, 1580: 33–40

Discrete Alfvén eigenmodes under the condition of bootstrap current in EAST

YAN XingChen^{*}, HU ShuangHui & WU Hao

College of Science, Guizhou University, Guiyang 550025, China

Basing on experimental advanced superconducting Tokamak (EAST), we have researched relation between bootstrap current and α -induced toroidal Alfvén eigenmode (α TAE, α is a measure of plasma pressure gradient), which is investigated, in this paper, for the EAST tokamak operation condition with the bootstrap current. Our results show that the α TAE may exist in a relatively broad region of minor radius, where a large bootstrap current density is observed. In the presence of energetic particles, produced by the NBI experiments, our MHD-gyrokinetic hybrid simulations demonstrate that this quasi-marginally stable α TAE (within MHD description) can be readily destabilized by the kinetic compression upon the wave-particle resonances.

tokamak, bootstrap current, Alfvén eigenmodes, energetic particles

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

doi: [10.1360/SSPMA2016-00263](https://doi.org/10.1360/SSPMA2016-00263)