

专题: 磁约束等离子体中的高能粒子

HL-2A 装置高能离子驱动的比压阿尔芬本征模的扫频行为*

侯玉梅 陈伟[†] 邹云鹏 于利明 石中兵 段旭如

(核工业西南物理研究院, 成都 610041)

(2023 年 5 月 4 日收到; 2023 年 7 月 7 日收到修改稿)

利用混合磁流体-动理学模拟程序 MEGA 对中国环流器二号装置观测到的具有频率啁啾行为的比压阿尔芬本征模进行分析. 区别于动理论方法 Berk-Breizman 模型, MEGA 程序采用真实的实验参数, 如平衡位形、电子密度、电子温度和离子温度等, 再现了具有向上和向下扫频特性的比压阿尔芬本征模. 实验观测到下扫频行为出现时背景等离子体的参数和比压值相对更高. 据此设置 MEGA 程序的输入参数: 在下扫频行为模拟中, 高能离子的螺距角初始分布宽度和芯部比压值, 以及扩散系数均更高. 模拟结果显示快离子相空间的分布影响了扫频行为. 当上扫频行为占主导时, 平行于磁场的离子发挥主要作用; 而下扫频行为占主导时, 垂直于磁场的离子密度显著上升. 实验与模拟均表明: 下扫频行为占主导的比压阿尔芬本征模激发对比压值和高能离子的密度要求更高, 这与之前的模拟分析得到的结论一致.

关键词: MEGA 程序, 比压阿尔芬本征模, 频率啁啾行为**PACS:** 52.55.Fa, 52.55.Pi, 52.35.Mw**DOI:** 10.7498/aps.72.20230726

1 引言

可控磁约束聚变装置中, 高能离子主要源于中性束注入 (neutral beam injection, NBI)、离子回旋共振加热以及聚变反应. 具有较大梯度的高能离子速度空间分布或压强分布均可提供自由能, 并通过波-粒相互作用激发阿尔芬本征模 (Alfvén eigenmodes, AEs)^[1]. 高能离子驱动的阿尔芬本征模可能将高能离子从等离子体芯部驱至边缘, 从而影响电流剖面, 降低装置的等离子体约束能力与聚变反应效率, 甚至破坏装置的第一壁^[2,3]. 随着波振幅的增长, 实验中观测到了非线性特征, 并伴随着高能离子长时间尺度输运过程^[4]. 在未来的燃烧等离子体实验中, 阿尔芬本征模与高能离子

之间的相互作用不容忽视, 因此, 开展高能离子与阿尔芬不稳定性的线性和非线性相互作用研究, 也为将来国际热核实验堆的相关工作提供参考依据.

比压阿尔芬本征模 (beta-induced Alfvén eigenmodes, BAEs) 是一种典型的离散阿尔芬本征模, 比压值 β ($\beta = P/(B^2/2\mu_0)$, 其中, P 为等离子体压强; $B^2/2\mu_0$ 为磁压力, B 为磁场, μ_0 为真空磁导率) 对 BAEs 的激发至关重要. 此外, 高能离子的密度梯度、有限拉莫尔半径和有限轨道宽度效应对 BAEs 的激发也有着重要影响^[5,6]. 1993 年, Heidbrink 等^[7] 于 DIII-D 装置中首次发现了 BAEs, 并观测到该不稳定性导致了高能离子的损失. 中国环流器二号 (HL-2A) 装置上高能电子激发的 e-BAEs 于 2010 年第一次发现, 研究表明 e-BAEs

* 国家磁约束核聚变发展研究 (批准号: 2019YFE03020003, 2019YFE03010004) 和国家自然科学基金 (批准号: 12005054, 12125502, 12105084) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: chenw@swip.ac.cn

的激发与高能电子的密度、能量和螺距角密切相关^[8,9]; 此后, 在正、反向的低杂波电流驱动的条件下, 均观测到高能电子激发的 e-BAEs^[10]; 中性束注入条件下, 在 HL-2A 装置上观测到了高能离子激发的 BAEs, 并利用鱼骨模色散理论 (general fishbone-like dispersion relation, GFLDR) 进行深入分析^[11]. 2018 年, 在 EAST 装置上首次观测到了与高 Z_{eff} (有效电荷数) 杂质注入密切相关的低频率且成对出现的 BAEs^[12].

可控磁约束聚变装置中, 一种常见的高能粒子驱动的非线性不稳定性——频率啁啾 (chirping) 行为: 在频谱图中表现为非常快速的扫频现象 (一般为 ms 量级). 具有频率啁啾行为的不稳定性是非线性波-粒相互作用的结果, 对研究高能离子输运过程具有重要意义. 在 DIII-D^[13], JT-60 U^[14], MAST^[15], NSTX^[16], AUG^[17], START^[18], HL-2A^[19] 等装置中均观测到了高能离子驱动的具有频率啁啾行为的剪切阿尔芬波.

关于频率啁啾现象的理论研究, Berk 等^[20,21]提出了动理论模型——Berk-Breizman 理论, 其基于 Vlasov-Poisson 模型和 Bump-On-Tail 模型, 考虑了碰撞项及外部波阻尼, 描述一维的等离子体中高能粒子与静电波的非线性波-粒相互作用. 并揭示了频率啁啾行为的成因: 与相空间洞 (hole)-块 (clump) 对 (hole-clump pairs) 的运动有关. 在非稳态系统中, 共振粒子被波的势阱捕获, 能量从粒子转移到波, 波被激发. 不稳定的波振幅会非线性饱和, 由共振粒子的驱动项、外部阻尼、粒子弛豫过程和捕获过程间的相互作用共同决定. 基于 Berk-Breizman 理论, 具有频率啁啾行为的阿尔芬不稳定性模拟研究相继展开. Lilley 等^[22]和 Lesur 等^[23]分别利用 BOT 及 δf -COBBLES 程序深入研究了速度空间扩散项、动力摩擦项 (Fokker-Plank 碰撞模型包含了速度空间扩散项与摩擦项) 及 Krook 碰撞算子 (Krook 碰撞模型) 对 hole-clump pairs 运动的影响, 对 Berk 等^[20,21]的工作进行了延伸. Zhang 等^[24]利用回旋动理学代码 GTC 重建了 BAEs 在相空间的相干结构, 并指出相空间岛的产生 (由于非线性粒子捕获) 与破坏 (由于自由流) 存在着竞争关系, 并影响着该结构. Zhu 等^[25]利用动理学代码 EAC, 讨论了粒子的螺距角对环效应阿尔芬本征模 (toroidal Alfvén eigenmodes, TAEs) 非对称扫频现象的影响. 非线性混合磁流

体 (magnetohydrodynamic, MHD)-回旋动理学代码 XHMG 用于研究 BAEs 的非线性饱和机制, 发现由于径向非均匀性与模结构, 饱和振幅的变化尺度被证明与径向共振失谐一致^[26]. 本文利用混合磁流体-动理学模拟程序 MEGA^[27] 探究具有上、下扫频行为的 BAEs, 区别于之前的模拟, 采用了真实的平衡位形与等离子体参数.

对于 HL-2A 装置具有频率啁啾行为的阿尔芬本征模, 在过去的工作中, 本课题组利用 δf -COBBLES 和 BOT 程序进行了定性和定量的分析^[28,29]. 在理想的无碰撞、临界条件下, 再现了 hole-clump pairs 的产生与运动过程, 揭示了与频率啁啾行为的关系, 并阐明了摩擦系数和扩散系数对具有对称、向上和向下扫频特性的影响. 此外, 从 Bump-On-Tail 分布函数 (主要包括共振区被波势场所捕获的粒子) 的变化, 揭示了 hole-clump pairs 的产生原理: 在耗散系统中 (阻尼率 $\gamma_d \neq 0$), 波-粒非线性相互作用产生的 hole-clump pairs 运动导致了分布函数的改变, 并释放能量以平衡耗散系统所缺失的部分. 当波从高能粒子中获得能量, 高能区捕获粒子分布函数形成凹陷的 hole, 频率向上扫; 当低能区的捕获粒子获得能量, 低能区的粒子分布函数形成堆积的 clump, 波的表现向下扫频. 但是, 在实验中很难获得基于 Berk-Breizman 理论的非线性动理学模型中使用的参数, 因此, 本文采用了磁流体-动理学混合模拟程序 MEGA^[27]. 结合 HL-2A 装置真实的等离子体参数和平衡位形等, 进一步探究具有频率啁啾行为的 BAEs. 利用 MEGA 程序, Wang 等^[30]对具有频率啁啾行为的 TAEs 与高能粒子模 (energetic particle mode, EPM) 进行了深入研究, 发现阿尔芬连续谱影响了扫频的对称性. Bierwage 等^[31]利用扩展版的 MEGA 程序再现了 JT-60U 装置的频率啁啾行为, 发现增大比热容比值有利于向下扫频行为的激发. 需要注意的是, 对于常规版的 MEGA, 动理学方程只应用于高能粒子, 背景等离子体用磁流体力学方程来描述; 对于扩展版的 MEGA, 高能粒子与背景等离子体行为均用动理学方程描述.

本文的结构如下: 第 2 节介绍典型的 HL-2A 装置具有频率啁啾行为的 BAEs, 并简要分析其模结构与频率; 第 3 节主要介绍 MEGA 程序的物理模型; 第 4 节介绍利用 MEGA 程序, 结合实验参

数得到的模拟结果, 并与实验结果进行对比分析; 第 5 节则对全文进行总结.

2 HL-2A 装置具有频率啁啾行为的 BAEs

HL-2A 装置是我国第一个具有偏滤器位形的托卡马克实验装置, 其大半径和小半径分别为 $R = 165$ cm, $a = 40$ cm. 有两套同向的正离子源 (氖) 中性束注入加热系统, 束与磁轴呈 31.9° 角切向注入等离子体, 目前, 单套源的功率和束能量最高可达 1 MW、45 keV. HL-2A 装置具备各种高时空分辨率的诊断系统, 可对磁流体不稳定性的观测及模结构的测量等研究提供技术支持, 如利用 Mirnov 磁探针、软 X 射线阵和微波干涉等诊断手段从磁扰动、密度扰动以及电子温度扰动等多方面来探究磁流体不稳定性. 此外, HL-2A 装置发展了电子回旋辐射诊断^[32]、汤姆逊激光散射^[33]、甲酸激光干涉仪^[34]、调频连续波反射计^[35]以及电荷交换复合光谱^[36]等测量电子温度、电子密度和离子温度等参数的诊断.

典型的具有向上和向下快速扫频行为的 BAEs 频谱见图 1. 其中, HL-2A 装置实验第 35491 次放电的等离子体基本参数如下: 环向磁场 $B_t = 1.38$ T; 中性束功率 $P_{\text{NBI}} \approx 0.45$ MW, 束能量 $E_{\text{NBI}} \approx 40$ keV, 中性束注入时刻 $t = 900$ ms. 图 1(a), (b) 分别为电流和 NBI 功率随时间的演化, 随着时间的推移电流呈现出逐渐上升的趋势; 图 1(c) 为 Mirnov 探针的原始信号, 主要测量高能离子激发的磁流体不稳定性引起的磁扰动; 图 1(d) 为利用 Mirnov 探针信号进行傅里叶变换得到的频谱图.

以上扫频特性为主的 BAEs 在中性束注入等离子体极短的时间内 (~ 2 ms) 激发, 持续时间较短 $t = 902\text{--}909$ ms. 此时, BAEs 的本征频率约为 60 kHz, 向上扫频的尺度较小 $\delta f \approx 5$ kHz, 扫频的周期较短 $\delta t \sim 1$ ms. 在上扫频特性占主导的 BAEs 存在期间, 电流的变化尺度较小. 芯部电子密度和离子温度随着中性束注入逐渐攀升, 出现了以强下扫频特征占主导的 BAEs. 其本征频率约为 65 kHz, 扫频的尺度更大 $\delta f \sim 10$ kHz, 扫频的周期更长 $\delta t \sim 1.5$ ms, 持续时间也 longer $t = 913\text{--}930$ ms. 相较于上扫频行为, 下扫频的 BAEs 本征频率更高, 且 Mirnov 探针的信号更强. 在 HL-2A

装置实验中观测到了丰富的以下扫频特性占主导的非线性不稳定性, 如鱼骨模^[37]、EPM^[38]、TAEs^[39]和 BAEs^[28]等. 具有上扫频特性的阿尔芬本征模出现的频率较低, 常于中性束注入前期被激发, 电流和等离子体参数处于爬升阶段. 此外, 对中性束的功率要求不高 (约 0.45 MW), 但需保持相对较高的等离子体密度.

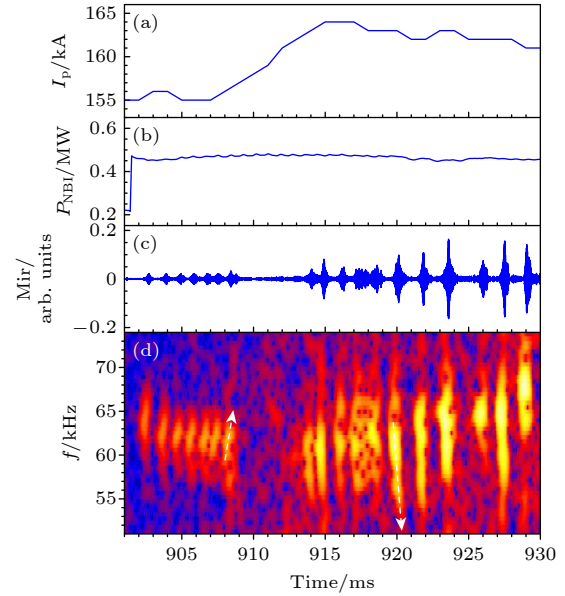


图 1 (a) 电流和 (b) 中性束功率随时间的演化; (c) Mirnov 探针的原始信号; (d) 利用 Mirnov 探针信号进行傅里叶变换获得的 BAEs 的频谱图

Fig. 1. Evolution of (a) electric current and (b) the power of NBI; (c) the original signal of Mirnov probes; (d) the frequency spectrogram of BAEs obtained by using Fourier transform with Mirnov probes' signal.

利用软 X 射线阵列得到的频谱见图 2. 软 X 射线主要用于测量等离子体的韧致辐射 ($P_b \propto Z_{\text{eff}} n_e^2 T_e^{1/2}$, 其中, P_b 为韧致辐射功率, Z_{eff} 为有效电荷数, n_e 为电子密度, T_e 为电子温度). 高能离子激发的不稳定性会引起等离子体的热起伏, 从而导致等离子体热辐射的变化, 故软 X 射线阵列也常用于高能离子激发的不稳定性研究. 由于软 X 射线探测阵列一般由多个阵列组成, 使用适当的层析照相技术还可以反演得到磁岛的局域位置、极向模数以及传播方向等重要特征. HL-2A 装置第 35491 次放电实验中, 仅靠近芯部的软 X 射线通道 ($\rho \sim 0\text{--}0.4$) 观测到了以上扫频行为占主导的 BAEs. 软 X 射线各通道对应的位置见图 2(a) SX51, $r = 2.5$ cm, $\rho \sim 0.065$; 图 2(b) SX49, $r = -7.3$ cm, $\rho \sim -0.1825$; 图 2(c) SX53, $r = 12$ cm,

$\rho \sim 0.3$; 图 2(d) SX54, $r = 16.3$ cm, $\rho \sim 0.4075$. 其中, r 表示位置半径, ρ 表示归一化半径. 由于 SX52 通道信号缺失, 选用了对称位置的位于高场侧的通道 SX49. 由图 2(b) 可知, 具有频率啁啾行为的 BEAs 主要处于等离子体芯部区, 且具有相对较宽的模结构.

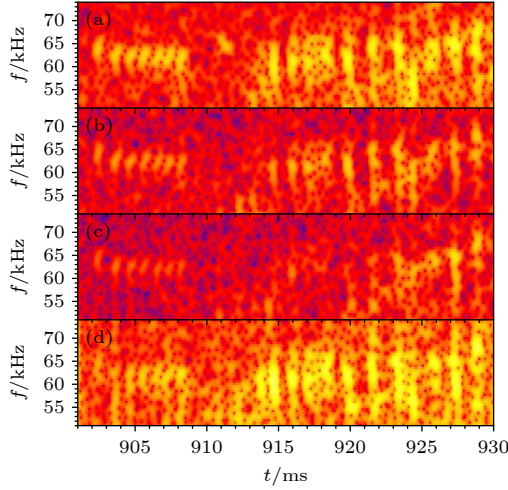


图 2 利用软 X 射线阵列信号得到的频谱图 (a) SX51, $r = 2.5$ cm, $\rho \sim 0.065$; (b) SX49, $r = -7.3$ cm, $\rho \sim -0.1825$; (c) SX53, $r = 12$ cm, $\rho \sim 0.3$; (d) SX54, $r = 16.3$ cm, $\rho \sim 0.4075$

Fig. 2. Frequency spectrogram obtained with soft X-ray arrays' signal: (a) SX51, $r = 2.5$ cm, $\rho \sim 0.065$; (b) SX49, $r = -7.3$ cm, $\rho \sim -0.1825$; (c) SX53, $r = 12$ cm, $\rho \sim 0.3$; (d) SX54, $r = 16.3$ cm, $\rho \sim 0.4075$.

磁探针信号的实验波形见图 3, 从上到下分别表示的是各个相邻的磁探针拾取的信号. 环向和极向磁探针在 HL-2A 装置上的详细安装位置见参考文献 [37] 的图 1. 从第一道信号的某相位点 (图中选取幅值最高点) 垂直画一条直线 (相同时刻), 判断落到最后一个通道 (2π) 时相位变化经过了几个

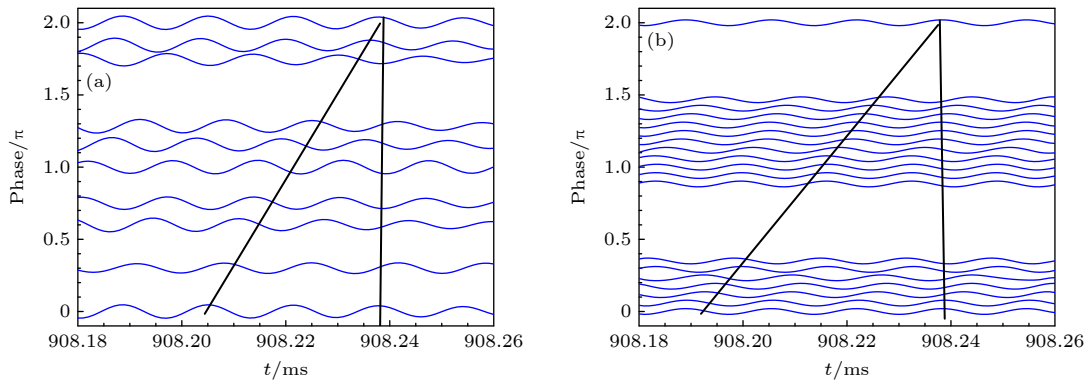


图 3 (a) 环向和 (b) 极向磁探针信号. 可判断环向模数 $n = 2$, 极向模数 $m = 3$

Fig. 3. (a) Toroidal and (b) poloidal Mirnov probe signal. Toroidal and poloidal mode number are confirmed as $n = 2$ and $m = 3$ by using the phase shift method with toroidal filtered Mirnov signal arrays.

周期, 以此确定磁扰动的环向模数 n 和极向模数 m 以及传播的方向. 由图 3(a), (b) 可确定具有频率啁啾行为的 BAEs 的环向和极向模数分别为 $n = 2$, $m = 3$, 其极化传播方向为离子逆磁漂移方向.

已知 BAEs 的频率计算公式:

$$\omega_{\text{BAE}}^2 \equiv \frac{2}{m_i R^2} \left(T_e + \frac{7}{4} T_i \right), \quad (1)$$

其中, m_i 为离子质量, HL-2A 装置中主要为氖离子, $m_i \approx 3.34 \times 10^{27}$ kg. 将等离子体参数电子温度 $T_e \approx 1.1$ keV、离子温度 $T_i \approx 0.5$ keV、离子旋转频率 $f_{\text{rot}} \approx 5$ kHz 代入 (1) 式, $t = 908$ ms 时, BAEs 频率的理论值为 $f_{\text{BAE}} = \omega_{\text{BAE}}/2\pi + n f_{\text{rot}} \approx 55$ kHz; $T_e \approx 1.2$ keV, $T_i \approx 0.75$ keV, $f_{\text{rot}} \approx 7$ kHz, $t = 920$ ms 时, $f_{\text{BAE}} \approx 60$ kHz. 理论计算得到的值稍低于实验值, 误差可能来自于电子温度、离子温度以及离子旋转速度的诊断测量误差.

图 4(a) 为 HL-2A 装置第 35491 次放电实验, $t = 908$ ms 对应的等离子体平衡位形, 来源于 EFIT 程序反演计算. 最外闭合磁面用红色实线表示, BAEs 的激发位置: $q = 1.5$ (安全因子) 面用绿色实线标注. 图 4(b) 分别为 $t = 908$ ms 和 $t = 920$ ms 两个时刻对应的总的压强 (包含了快离子的贡献) 和 q 剖面. 已知具有频率啁啾行为的阿尔芬本征模是波-粒相互作用、能量交换的结果, 上、下扫频行为分别对应着相空间 hole-clump pairs 的反向运动. 实验观测到上、下扫频行为出现时刻间隔较短, q 分布的变化较小, 但是背景等离子体参数和比压值随着中性束注入变化相对较大. 压强、扩散系数以及快离子密度上升对于 BAEs 的扫频方向有着重要的影响.

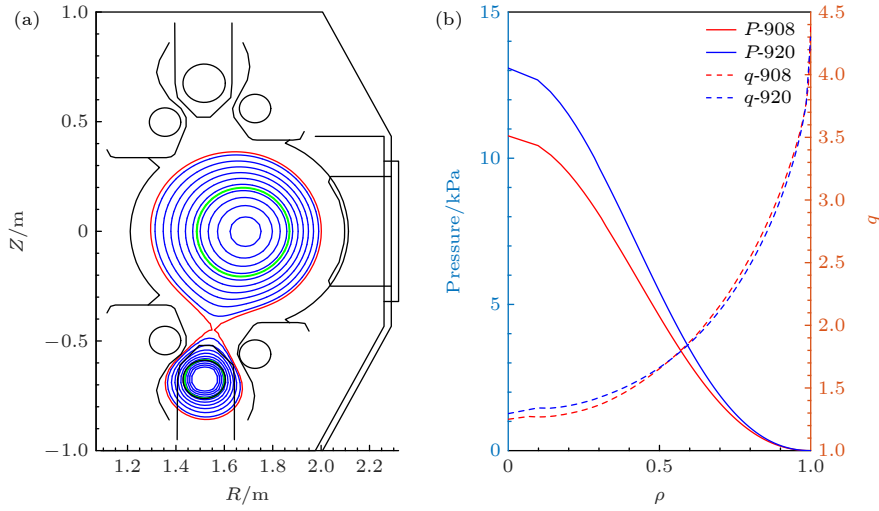


图 4 (a) HL-2A 装置第 35491 次放电实验, $t = 908$ ms 对应的等离子体位形, 最外闭合磁面和 $q = 1.5$ 面分别用红色、绿色线标注; (b) $t = 908$ ms 与 $t = 920$ ms 时刻分别对应的总压强和 q 剖面分布

Fig. 4. (a) Magnetic surface shape of HL-2A discharge #35491 at 908 ms, the last-closed-flux-surface and $q = 1.5$ surface are indicated in red and green, respectively; (b) radial profiles of the total pressure and safety factor at $t = 908$ ms and $t = 920$ ms.

3 物理模型

磁流体-动理学混合模拟程序 MEGA 由 Todo 团队开发, 对背景等离子体采用理想的磁流体力学方程组描述, 对高能粒子采用漂移-动理学方程描述 [27]. 高能粒子的效应通过高能粒子电流项耦合, 高能粒子的电流密度包括了平行速度、磁曲率、梯度漂移和磁化电流的贡献. MEGA 程序采用的数值方法包括了非线性的粒子模拟 (PIC) 方法、 δf 方法、有限差分法 (空间和时间上) 和显式的龙格库塔法等 [27]. 当高能粒子的密度远小于背景等离子体时 MEGA 物理模型成立. MEGA 程序采用了柱坐标 (R, ϕ, Z) , 其中 R, ϕ, Z 分别表示大半径、环向角和垂直坐标. 为了模拟中性束注入产生的高能粒子, 本文采用了各向异性慢化分布函数 [40]:

$$f_{\text{eq}}(\bar{\psi}, v, \Lambda) = C \exp\left(-\frac{\bar{\psi}}{\Delta\bar{\psi}}\right) \frac{1}{v^3 + v_{\text{crit}}^3} \frac{1}{2} \text{erfc}\left(\frac{v - v_{\text{inj}}}{\Delta v}\right) \times \exp\left[-\frac{(\Lambda - \Lambda_{\text{peak}})^2}{\Delta\Lambda^2}\right], \quad (2)$$

其中, $\bar{\psi}$ 表示归一化的极向磁通; v 表示快离子的速度; $\Lambda = \mu B_0 / E_k$ 是一个螺矩角变量, μ 为磁矩, B_0 为磁轴处的磁场强度, E_k 为动能; Λ_{peak} 表征螺矩角分布的峰值; $\Delta\Lambda$ 则主要用以表征螺矩角分布

的宽度; C 为一个常量, 决定快离子的储能; v_{crit} 表示临界速度, $v_{\text{crit}} = (3\sqrt{\pi}m_e/4m_D)^{1/3}v_{\text{te}}$, m_e 与 m_D 分别表示电子和氘的质量, v_{te} 表示达到热平衡的电子的速度; v_{inj} 表示中性束注入粒子的速度.

4 模拟结果

本文利用 MEGA 程序分别对 HL-2A 装置具有上、下扫频特性的 BAEs 进行模拟分析, 选取了对应的 $t = 908$ ms 与 $t = 920$ ms 两个时刻. 模拟所必需的平衡位形、压强和 q 分布等详见图 4, 其中, 模拟区域包含了最外闭合磁面. 由于实验已确定 BAEs 的模数 $m = 3/n = 2$, MEGA 模拟中只考虑了高能离子激发的 $n = 2$ 的阿尔芬不稳定性.

图 5 为 HL-2A 装置第 35491 次放电实验 $t = 908$ ms 和 $t = 920$ ms 两个时刻分别对应的等离子体参数剖面. 图 5(a) 为电子密度的剖面, 芯部 (空心圆) 和边界 (加号) 的电子密度分别来源于甲酸激光干涉仪以及调频连续波反射计, 两者分别采用不同的符号区分. 图 5(b) 为电子温度剖面, 由于芯部电子密度较高, 电子回旋辐射诊断信号 (空心三角形) 在芯部发生了截止. 因此, 芯部的电子温度来源于汤姆逊激光散射 (空心正方形). 由于汤姆逊激光散射诊断的时间分辨只有 30 ms, 故选取邻近时刻点的数据, 使得芯部电子温度的数值存在一定

的误差. 图 5(c) 离子温度剖面来源于电荷交换复合谱. 由图 5 可知, 随着中性束的注入, 离子温度的芯部变化较大; 而电子密度和温度在芯部只有小幅度的上升, 在边界变化较小.

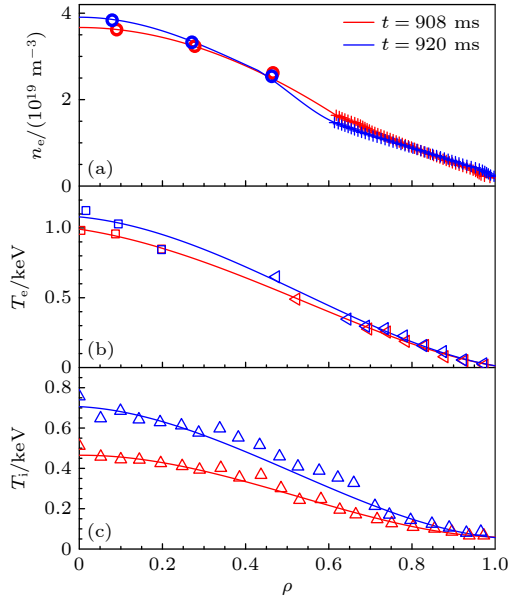


图 5 HL-2A 装置第 35491 次放电实验, $t = 908$ ms (红) 与 $t = 920$ ms (蓝) 两个时刻对应的等离子体参数剖面 (a) 电子密度; (b) 电子温度; (c) 离子温度

Fig. 5. Profile of plasma parameters at $t = 908$ ms (red) and $t = 920$ ms (blue) in the shot #35491 of HL-2A Tokamak: (a) Electron density; (b) electron temperature; (c) ion temperature.

4.1 上扫频行为

HL-2A 装置的中性束主要为切向注入, 平行于磁场运动的高能量离子占比相对更高, 高能量离子的相空间分布见参考文献 [41] 的图 4(a). 故上扫频行为的模拟中, 参数设置如下: $A_{\text{peak}} = 0.4$, $\Delta A = 0.15$; 初始的高能量离子芯部比压 $\beta_0 = 1.2\%$; 黏滞系数和扩散系数相等, $\nu = \nu_n = 10^{-6} v_A R_0$; 电阻率 $\eta = 10^{-6} \mu_0 v_A R_0$, 其中 v_A 表示芯部的阿尔芬速度, R_0 表示装置大半径; 中性束的能量 $E = 40$ keV. 柱坐标 (R, ϕ, Z) 对应的网格设置分别为 (128, 32, 128), 采用了磁面坐标系下的均匀网格, 模拟的粒子数目为 2^{19} , 时间步长 $\Delta t = 6.81 \times 10^{-4}$ ms.

利用 MEGA 程序与 $t = 908$ ms 时刻的等离子体参数, 再现了典型的强向上扫频的 BAEs. 极向速度与相对应的频率随时间的演化见图 6. 模拟得到的 BAEs 本征频率 $f \approx 60$ kHz, 扫频尺度值 $\delta f \approx 40$ kHz. 考虑到模拟中没有加入等离子体旋

转的参数, 模拟得到的频率误差约有 $n f_{\text{rot}} \approx 10$ kHz. 图 7 为上扫频 BAEs 的二维模结构与径向模结构, 分别截取了 $t = 0.122$ ms (线性) 和 $t = 0.166$ ms (饱和) 两个时刻 (图 6, 黑色虚线标注), 均与实验测量值吻合 ($n = 2/m = 3$), 且主要位于 $\rho \sim 0.4$ 的位置, 这与图 4(b) 中 $q = 1.5$ 面对应的径向位置吻合. 由图 7 可知, 该不稳定性具有相对较宽的模结构. 线性至饱和阶段没有明显的径向偏移, 但是饱和阶段的模结构尺度更宽.

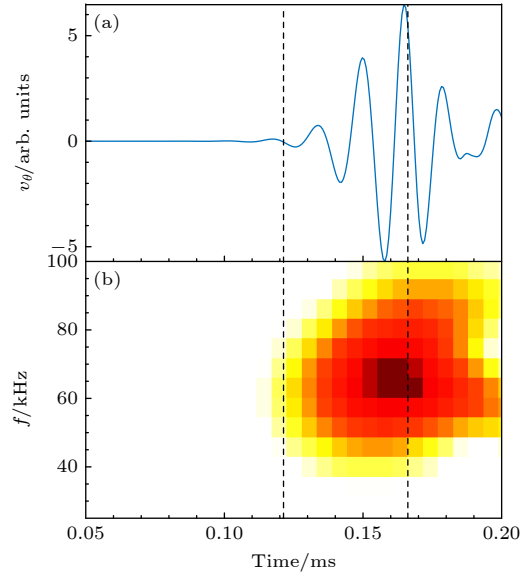


图 6 利用 MEGA 程序模拟得到的具有上扫频特性的 BAEs (a) 极向速度; (b) 频谱图

Fig. 6. (a) Poloidal velocity and (b) the frequency spectrogram of up-chirping BAEs obtained by MEGA code.

基于 Berk-Breizman 理论的模拟结果表明, 向上扫频的阿尔芬本征模对应着相空间 hole 向上运动, 而摩擦项增强了该运动, 当摩擦项值较大 (大于下扫频行为) 时使得频率呈现出上扫频占主导的现象 [29]. 可解释 HL-2A 装置中上扫频行为发生于密度较高, 中性束的能量和功率相对较低, 且注入时间较短的条件下. 此时的背景等离子体与高能离子的能量差距较大, 碰撞效应影响相对较小. 上扫频行为占主导的 BAEs 出现既要求高能离子的密度阈值满足共振激发, 又保持相对较低的碰撞效应与比压值, 条件相对较苛刻, 故该现象在 HL-2A 装置出现的频率较低.

4.2 下扫频行为

利用 MEGA 程序对 HL-2A 装置下扫频 BAEs

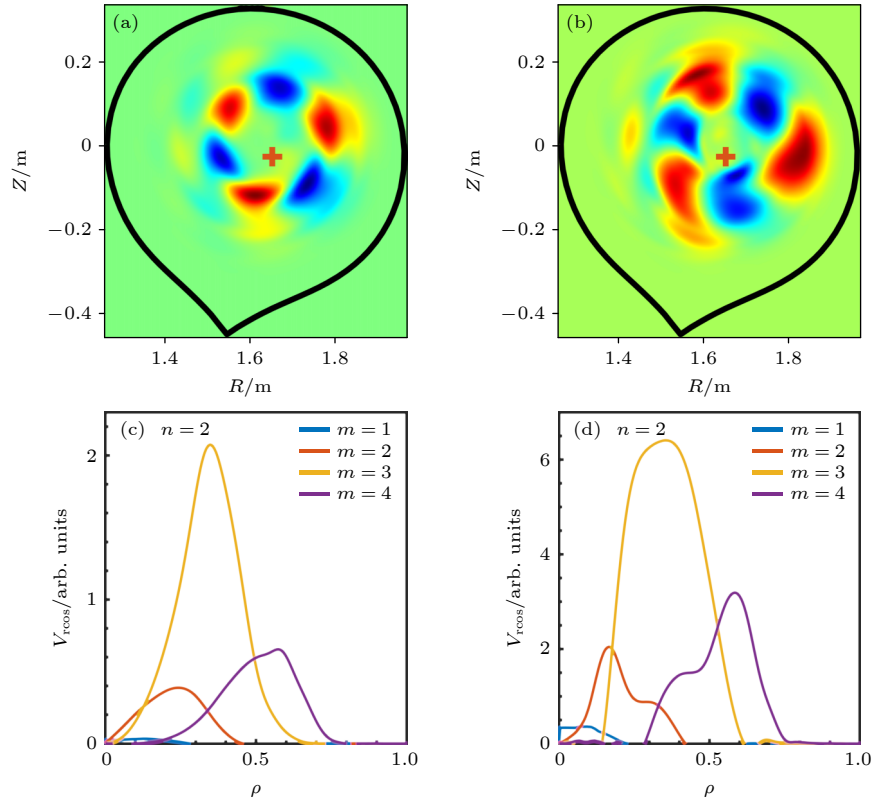


图7 图6两个时刻 (a), (c) $t = 0.122$ ms (线性阶段), (b), (d) $t = 0.166$ ms (非线性阶段) 分别对应的二维模结构与径向模结构
Fig. 7. The 2D mode structure and radial mode structure for different times of (a), (c) $t = 0.122$ ms (the linear growth phase) and (b), (d) $t = 0.166$ ms (the nonlinear phase) corresponding to Fig. 6.

进行模拟时, 参数设置如下: $A_{\text{peak}} = 0.65$, $\Delta A = 0.25$; 初始的高能量离子芯部比压 $\beta_0 = 1.25\%$; 黏滞系数和扩散系数相等, $\nu = \nu_n = 1.25 \times 10^{-6} v_A R_0$; 电阻率 $\eta = 10^{-6} \mu_0 v_A R_0$. 极向速度与相对应的频率随时间的演化见图8. 模拟得到的BAEs本征频率 $f \approx 60$ kHz, 扫频尺度值 $\delta f \approx 30$ kHz. 考虑到模拟中未导入等离子体旋转速度的信息, 模拟得到的频率误差约有 $n f_{\text{rot}} \approx 14$ kHz. 图9为下扫频BAEs的二维模结构与径向模结构, 分别截取了 $t = 0.147$ ms (线性) 和 $t = 0.203$ ms (饱和) 两个时刻 (图8, 黑色虚线标注). 由于选取的两个时刻的 q 分布变化较小, 故与上扫频行为模拟结果近似, 模数与实验测量值吻合, 主要位于 $\rho \sim 0.4$ 的位置, 线性至饱和阶段也没有明显的径向偏移, 饱和阶段的模结构尺度更宽.

下扫频行为占主导的BAEs出现时, 背景等离子体的参数更高, 故MEGA程序模拟时对黏滞系数、扩散系数和快离子的初始比压值选取相对更大. 这表明下扫频行为的出现, 需要更高的比压值, 该结果与之前的模拟结果一致. Bierwage等^[31]通过增加背景等离子体的比热容比影响 β 值, 使得阿

尔芬连续谱间隙发生上偏移, 增强了EPM的下扫频行为. 该结果可解释HL-2A装置中, 下扫频行为发生时对电子密度、中性束的能量和功率要求相对

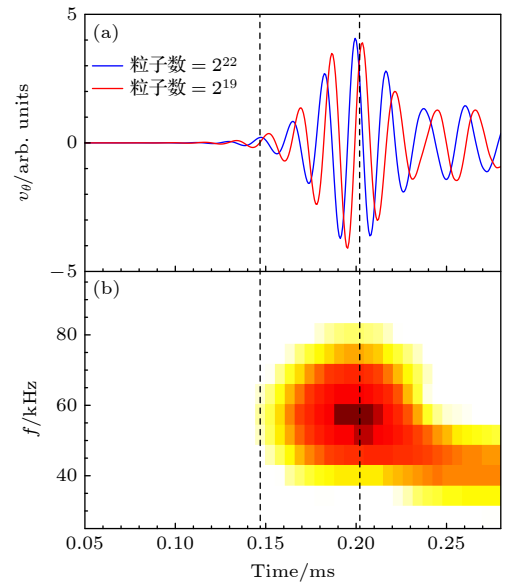


图8 利用MEGA程序得到的下扫频BAEs (a) 极向速度; (b) 频谱图

Fig. 8. (a) Poloidal velocity and (b) the frequency spectrogram of down-chirping BAEs obtained by MEGA code.

较低. 随着中性束加热背景等离子体, 比压值增大, 碰撞效应增强, 高能离子的相空间分布发生显著变化, 垂直于磁场的高能离子的密度增加. 该条件相对较容易满足, 所以 HL-2A 装置下扫频行为的不稳定性出现的频率较高.

在下扫频行为占主导的 BAEs 模拟中, 螺距角的选取与上扫频行为模拟明显不同. 两种条件下的高能离子初始相空间分布见图 10 (纵轴 v_{\parallel}/v 表

示螺距角, v_{\parallel} 表示平行于磁场运动的粒子速度), 均是平行于磁场的高能离子 (v_{\parallel}) 占主导, 这与 HL-2A 装置中性束切向入射的情况相吻合. 上扫频模拟中, $\Lambda_{\text{peak}} < 0.5$, 几乎是平行于磁场运动的离子占主导; 而下扫频行为模拟中, $\Lambda_{\text{peak}} > 0.5$, 垂直于磁场方向的离子密度显著增加, 并发挥了重要的作用. 在未来的工作中, 将进一步深入研究离子轨道对扫频方向的影响. 该结果与 Zhu 等^[25] 利用

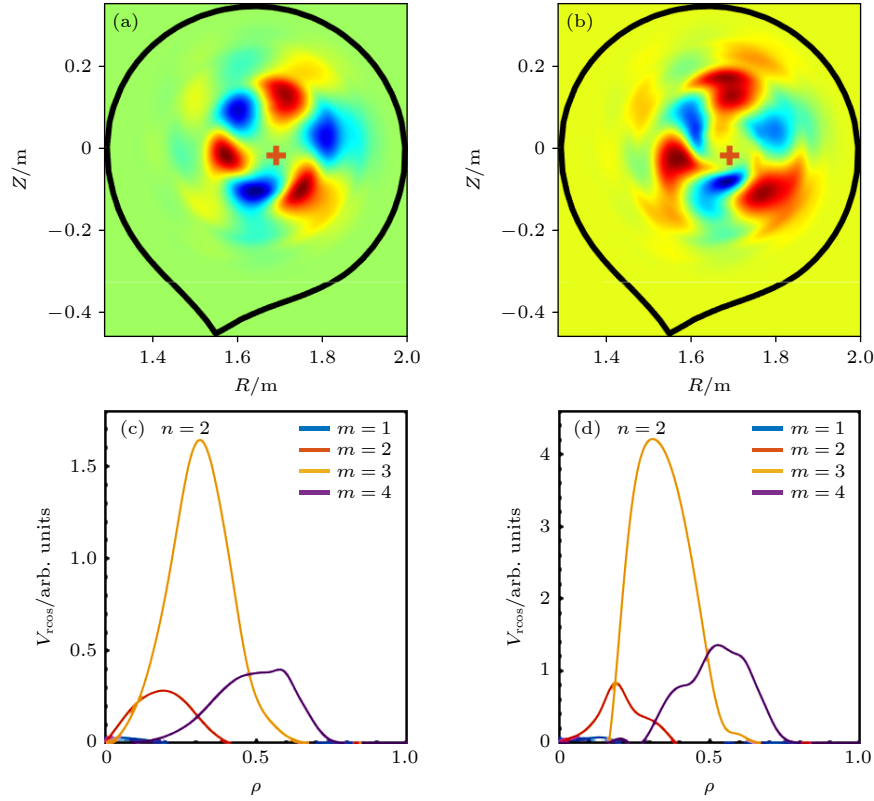


图 9 图 8 两个时刻 (a), (c) $t = 0.147$ ms (线性阶段), (b), (d) $t = 0.203$ ms (非线性阶段) 分别对应的二维模结构与径向模结构
Fig. 9. The 2D mode structure and radial mode structure for different times of (a), (c) $t = 0.147$ ms (the linear growth phase) and (b), (d) $t = 0.203$ ms (the nonlinear phase) corresponding to Fig. 8.

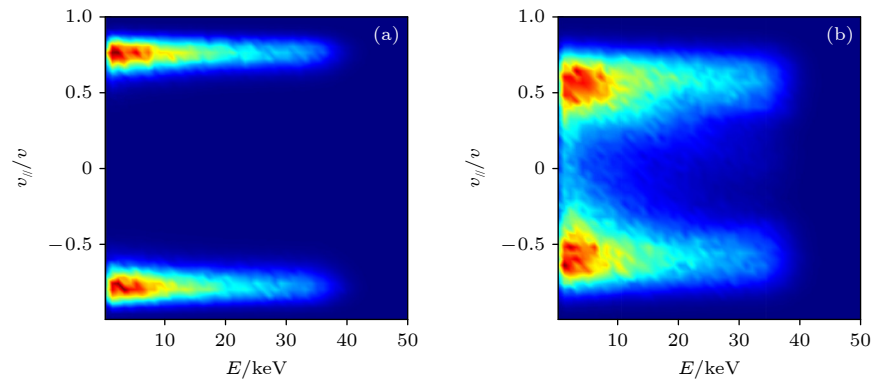


图 10 (a) 上扫频和 (b) 下扫频模拟时高能离子的相空间初始分布

Fig. 10. Initial distribution of energetic ions in phase space, in the simulation of (a) the up- and (b) down-chirping, respectively.

EAC 模拟分析上、下扫频行为的 TAEs 结果不同, 出现该结果的原因可能是 MEGA 程序采用了实验中获取的非均匀的背景等离子体分布, 且背景压强对于 BAEs 的影响较大.

考虑到计算时间和计算效率, 本文中主要用到的粒子数为 2^{19} , 图 8(a) 分别展示了不同粒子数条件下极向速度随时间的演化: 2^{19} (红), 2^{22} (蓝). 两条曲线在线性增长率、频率等几乎一致, 因此, 在粒子数目为 2^{19} 时系统已经达到很好的收敛度.

5 结 论

本文利用混合模拟程序 MEGA 对 HL-2A 装置具有频率啁啾行为的 BAEs 进行了分析. 区别于之前的动理论方法, 模拟过程中采用了真实的实验参数, 如平衡位形、电子密度、电子温度、离子温度等. 通过 Mirnov 探针信号确定了 BAEs 的环向和极向模数 $n/m = 2/3$. 利用软 X 射线阵列进行频谱分析, 表明该不稳定性主要位于芯部, 且具有相对较宽的模结构. 实验观测到具有下扫频特性的 BAEs 激发时等离子体的参数和模强度更高. 利用 MEGA 程序再现了具有向上、向下扫频特性的 BAEs, 模数与实验测量值吻合. 与实验结果相比, 虽然模拟得到的频率具有一定误差, 但是依旧能定性地解释: 上扫频特性为主的 BAEs 激发时, 平行于磁场的离子占主导. 这既要求快离子的密度阈值满足波-粒共振激发 BAEs, 又需要保持相对较低的碰撞效应与比压值. 该条件相对较苛刻, 故可解释 HL-2A 装置中该现象发生的频率较低, 发生于等离子体密度较高, 中性束的能量和功率相对较低, 注入时间较短的条件下. 而下扫频特性为主的 BAEs 激发时, 垂直于磁场运动的离子密度显著增大, 且需要更高的比压值与高能量离子密度以增强碰撞效应, 使得高能量离子的相空间分布发生变化, 这与之前的模拟分析得到的结论一致. 该结果可解释 HL-2A 装置中, 下扫频行为发生时对等离子体密度、中性束的能量和功率要求相对较低, 该条件更容易满足, 故更容易观测到丰富的具有下扫频行为的不稳定性.

衷心感谢 Todo 团队研发的 MEGA 程序. 感谢论文筹备过程中, 日本国立聚变科学研究所的 Y. Todo、王灏、王佳磊、李政瀚老师, 西南交通大学的王先驱老师, 核工业西南物理研究院的王雍钦同学给予的帮助.

参考文献

- [1] Chen L, Zonca F 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 015008
- [2] Wong K L 1999 *Plasma Phys. Control. Fusion* **41** R1
- [3] Heidbrink W W, Strait E J, Doyle E, et al. 1991 *Nucl. Fusion* **31** 1635
- [4] Podestà M, Bell R E, Crocker N A, et al. 2011 *Nucl. Fusion* **51** 063035
- [5] Wang X, Zonca F, Chen L 2010 *Plasma Phys. Control. Fusion* **52** 115005
- [6] Qi L Y, Dong J Q, Bierwage A, et al. 2013 *Phys. Plasmas* **20** 032505
- [7] Heidbrink W W, Strait E J, Chu M S, et al. 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 855
- [8] Chen W, Ding X T, Yang Q W, et al. 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 185004
- [9] Ding X T, Chen W 2018 *Plasma Sci. Technol.* **20** 094008
- [10] Yu L M, Chen W, Shi Z B, et al. 2021 *Nucl. Fusion* **61** 026019
- [11] Shi P W, Chen W, Shi Z B, et al. 2019 *Nucl. Fusion* **59** 066015
- [12] Xu M, Zhou T, Xu L Q, et al. 2018 *Nucl. Fusion* **58** 124004
- [13] Heidbrink W W 1995 *Plasma Phys. Control. Fusion* **37** 937
- [14] Shinohara K, Kusama Y, Takechi M, et al. 2001 *Nucl. Fusion* **41** 603
- [15] Pinches S D, Berk H L, Gryaznevich M P, et al. 2004 *Plasma Phys. Control. Fusion* **46** S47
- [16] Fredrickson E D, Gorelenkov N N, Bell R E, et al. 2006 *Nucl. Fusion* **46** S926
- [17] Classen I G J, Lauber Ph, Curran D, et al. 2011 *Plasma Phys. Control. Fusion* **53** 124018
- [18] Gryaznevich M P, Sharapov S E 2006 *Nucl. Fusion* **46** S942
- [19] Chen W, Yu L M, Liu Y, et al. 2014 *Nucl. Fusion* **54** 104002
- [20] Berk H L, Breizman B N, Pekker M 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 1256
- [21] Berk H L, Breizman B N, Petviashvili N V 1997 *Phys. Lett. A* **234** 213
- [22] Lilley M K, Breizman B N, Sharapov S E 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 195003
- [23] Lesur M, Idomura Y, Shinohara K, et al. 2010 *Phys. Plasmas* **17** 122311
- [24] Zhang H S, Lin Z H, Holod I 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 025001
- [25] Zhu J, Ma Z W, Fu G Y 2014 *Nucl. Fusion* **54** 123020
- [26] Wang X, Briguglio S, Chen L, et al. 2012 *Phys. Rev. E* **86** 045401
- [27] Todo Y 2006 *Phys. Plasmas* **13** 082503
- [28] Hou Y M, Chen W, Yu Y, et al. 2018 *Nucl. Fusion* **58** 096028
- [29] Hou Y M, Chen W, Yu L M, et al. 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 045202
- [30] Wang X Q, Wang H, Todo Y, et al. 2021 *Plasma Phys. Control. Fusion* **63** 015004
- [31] Bierwage A, Shinohara K, Todo Y, et al. 2017 *Nucl. Fusion* **57** 016036
- [32] Shi Z B, Jiang M, Huang X L, et al. 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 023510
- [33] Liu C H, Wang Y Q, Feng Z, et al. 2015 *JINST* **10** C12026
- [34] Li Y G, Zhou Y, Li Y, et al. 2017 *Rev. Sci. Instrum.* **88** 083508
- [35] Yang Z C, Jiang M, Shi Z B, et al. 2021 *JINST* **16** P05020
- [36] Wei Y L, Yu D L, Liu L, et al. 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 103503
- [37] Chen W, Ding X T, Liu Y, et al. 2010 *Nucl. Fusion* **50** 084008

- [38] Yu L M, Chen W, Ji X Q, et al. 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 055202
 [39] Shi P W, Chen W, Shi Z B, et al. 2017 *Phys. Plasmas* **24** 042509
 [40] Pei Y B, Xiang N, Hu Y J, et al. 2017 *Phys. Plasmas* **24** 032507
 [41] Hou Y M, Zhou H Y, Chen W, et al. 2023 *Rev. Sci. Instrum.* **94** 033508

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

Beta-induced Alfvén eigenmodes with frequency chirping driven by energetic ions in the HL-2A Tokamak^{*}

Hou Yu-Mei Chen Wei[†] Zou Yun-Peng Yu Li-Ming

Shi Zhong-Bing Duan Xu-Ru

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

(Received 4 May 2023; revised manuscript received 7 July 2023)

Abstract

The beta-induced Alfvén eigenmodes (BAEs) with frequency chirping, observed in the HL-2A Tokamak, are analysed by a MHD-kinetic hybrid code MEGA. Realistic parameters are applied to the code, such as equilibrium, electron density and temperature, ion temperature, which is different from the kinetic Berk-Breizman theory. The BAEs are observed by Mirnov probes and soft X-ray arrays. Toroidal and poloidal mode number are confirmed to be $n/m = 2/3$ by using the phase shift method with toroidal filtered Mirnov signal arrays. And the soft X-ray arrays' signal shows that BAEs are located at the core of the plasma and they have a relatively broad mode structure. The BAEs with up- and down-chirping are reproduced with MEGA code. The simulation results of mode structure accord well with experimental observations. Compared with up-chirping BAEs, the down-chirping BAEs are excited with higher plasma parameters and beta value, thus the energetic ion distribution in pitch angle has a broader width, and the beta value of energetic ions in the core of plasma and diffusion value are higher in the down-chirping simulation. The simulation results show that the phase space distribution of energetic ions affects the wave chirping direction. The energetic ions parallel to the magnetic field drive the up-chirping behavior. When the down-chirping behavior dominates, the density of energetic ions perpendicular to the magnetic field increases significantly. It shows that the down-chirping BAEs require higher beta and energetic ion density, which is consistent with the previous simulation result.

Keywords: MEGA code, beta-induced Alfvén eigenmodes, frequency chirping

PACS: 52.55.Fa, 52.55.Pi, 52.35.Mw

DOI: 10.7498/aps.72.20230726

^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2019YFE03020003, 2019YFE03010004) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12005054, 12125502, 12105084).

[†] Corresponding author. E-mail: chenw@swip.ac.cn



HL-2A装置高能离子驱动的比压阿尔芬本征模的扫频行为

侯玉梅 陈伟 邹云鹏 于利明 石中兵 段旭如

Beta-induced Alfvén eigenmodes with frequency chirping driven by energetic ions in the HL-2A Tokamak

Hou Yu-Mei Chen Wei Zou Yun-Peng Yu Li-Ming Shi Zhong-Bing Duan Xu-Ru

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 215211 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230726

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230726>

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

频率啁啾对强场下真空正负电子对产生的增强效应

Enhancement effect of frequency chirp on vacuum electron-positron pair production in strong field

物理学报. 2022, 71(13): 131201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220148>

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>

HL-2A高约束先进运行模式等离子体电流剖面集成模拟

Integrated simulation of plasma current profile in HL-2A high confinement mode(H mode)

物理学报. 2021, 70(23): 235203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210945>

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>

HL-2A上NBI加热H模实验的集成模拟分析

Transport analysis of NBI heating H-mode experiment on HL-2 A with integrated modeling

物理学报. 2022, 71(7): 075201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211941>

HL-2A中环向旋转影响等离子体对共振磁扰动的响应过程

Effect of toroidal rotation on plasma response to resonant magnetic perturbations in HL-2A

物理学报. 2020, 69(19): 195201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200519>