

专题: 磁约束等离子体中的高能粒子

EAST 上离子回旋波与中性束注入协同加热产生的
高能粒子分布及输运研究*张伟¹⁾ 张新军^{1)†} 刘鲁南¹⁾ 朱光辉²⁾ 杨桦¹⁾张华朋³⁾ 郑艺峰¹⁾ 何开洋¹⁾ 黄娟¹⁾

1) (中国科学院合肥物质科学研究院, 等离子体物理研究所, 合肥 230031)

2) (深圳大学物理与光电工程学院, 深圳 518060)

3) (中国科学技术大学核科学技术学院, 合肥 230026)

(2023 年 3 月 29 日收到; 2023 年 5 月 31 日收到修改稿)

在磁约束聚变等离子体中, 离子回旋共振加热 (ICRF) 与中性束注入 (NBI) 是两种主要的加热方法. 它们的协同加热一直都是聚变领域研究的重点. 本文首先阐明了 ICRF 高次谐波加热以及 ICRF 与 NBI 协同加热的基本原理. 通过 EAST 托卡马克上实验和相应的 TRANSP 模拟, 发现了 ICRF 与 NBI 的协同加热不仅可以显著提高等离子体参数 (极向比压、等离子体储能、离子温度、中子产额等), 而且能产生大量高能粒子, 形成高能粒子尾巴. 例如, 1 MW 的 ICRF 三次谐波可将初始能量为 60 keV 的 NBI 高能氘离子加速至 600 keV. 通过改变氢少子含量、提高 ICRF 和 NBI 加热功率、使用 ICRF 在轴加热、优化 NBI 注入角度等, 可以有效地提高协同加热效率以及高能粒子的能量. 进一步地, 将协同加热产生的高能粒子分布代入粒子轨道程序中, 计算了高能粒子的输运以及其在第一壁上的损失. 结果表明, 损失的高能粒子的初始位置位于低场侧, 且损失轨道大部分为捕获粒子轨道. 高能粒子损失位置主要位于主限制器以及 ICRF 和低杂波限制器的中上平面. 这些损失的高能粒子被认为是造成限制器上热斑的主要原因之一.

关键词: 离子回旋共振加热, 中性束注入, 协同加热, 高能粒子分布**PACS:** 52.25.Xz, 52.20.Dq, 52.35.Hr, 52.50.Gj**DOI:** 10.7498/aps.72.20230482

1 引言

自 20 世纪 90 年代以来, 离子回旋共振加热 (ICRF) 与中性束注入 (NBI) 的协同加热一直都是磁约束聚变研究的重点. 在世界著名的磁约束聚变装置如 JET^[1,2], ASDEX Upgrade^[3,4], DIII-D^[5], TEXTOR^[6], JT-60^[7-9] 上, 都开展了大量的协同加热的实验和理论研究. 比如, 日本 JT-60 托卡马克装置上的实验表明 ICRF 和 NBI 的协同加热可以

产生高能离子尾巴, 并将等离子体能量约束时间提高到了只有 NBI 或 ICRF 单独加热时的 3 倍^[7]. 欧盟 JET 托卡马克上的实验表明 NBI 的高能氘离子与 ICRF 二次^[2,10] 或三次^[11,12] 谐波的协同可以产生能量达 2 MeV 的高能氘离子. 最近的 JET 实验发现可以将 NBI 产生的氘高能粒子视为第三种离子, 通过 ICRF 将其在 D-³He^[13,14] 或 H-D^[1,15] 等离子体中的离子-离子混杂共振处进一步加速, 产生协同效应. 德国 ASDEX Upgrade 托卡马克上的实验和模拟表明 NBI 与 ICRF 的协同加热可以将 NBI

* 国家磁约束核聚变能发展研究专项 (批准号: 2022YFE03190200, 2019YFE03070000, 2019YFE03020004) 和国家自然科学基金 (批准号: 12175273, 12105184, 11975265, 11975276) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xjzhang@ipp.ac.cn

约 50 keV 的高能离子能量提高至 500 keV^[4,16].

ICRF 与 NBI 的协同加热不仅可以大幅提高注入的 NBI 高能粒子能量,也能提高等离子体的参数,包括离子温度、储能、极向比压、中子产额等.在 JET 的 DT 实验中,通过使用 5.5 MW ICRF 与 23.5 MW NBI 获得了 36 keV 的离子温度,这相对于单纯使用 29 MW NBI 获得的离子温度提高了 10 keV^[17]. EAST 托卡马克上的实验也表明,通过 ICRF 和 NBI 的协同加热,可以大幅提高等离子体的极向比压、等离子体储能、离子温度和中子产额^[18].特别是在欧盟 JET 和美国 TFTR 装置上,都曾广泛使用了 ICRF 与 NBI 的协同加热来提高等离子体的性能,并分别产生了 15 MW 和 10 MW 的聚变输出功率^[19,20].

本文重点分析 EAST 托卡马克上 ICRF 与 NBI 协同加热产生的高能粒子分布及输运.通过协同加热产生的大量高能粒子,可以有效地提高等离子体性能和聚变反应率.然而,未经充分慢化的高能粒子损失则可能对装置器壁造成损伤.因此,理解这些高能粒子的行为对提高未来聚变堆的聚变输出功率、实现高参数等离子体的安全运行尤为重要.

2 协同加热基本原理

由于有限拉莫尔半径效应,ICRF 的电场可有效加速位于高次谐波共振层附近的 NBI 高能离子,产生协同效应.协同加热利用 ICRF 快波电场梯度来加速 NBI 高能离子,其基本物理图像如图 1 所示.当高能离子能量越大(即回旋半径越大)时,其经历的电场梯度越大,从 ICRF 电场中获得的能量

也越大,进而更容易被加速.当回旋轨道直径等于半波长时,高能粒子可以从 ICRF 电场中获得最大的能量.通过计算可知,1 MeV 的氖离子其回旋轨道直径(7.2 cm)仍远小于半波长(dm 到 m 量级).而目前聚变装置中能产生的高能粒子最大能量也在 MeV 量级.因此,一般认为能量越大的离子越容易被 ICRF 高次谐波加热.

ICRF 与 NBI 协同加热产生的高能离子分布(f_i)可以用 Fokker-Planck 方程来计算^[21]:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} = C(f_i) + Q(f_i) + S(v) + L(v), \quad (1)$$

其中 $C(f_i)$, $S(v)$ 和 $L(v)$ 分别为碰撞项、源项和损失项.两种加热的协同作用则是通过波与粒子相互作用项 $Q(f_i) = \frac{1}{2} D_{\text{RF}} v^2 \frac{\partial f}{\partial v}$ 来实现.这里 v 为离子速度; D_{RF} 是波准线性算法,与 ICRF 的电场、垂直波矢、能量密度以及共振离子的回旋频率和垂直速度相关.本文中使用的 TRANSP 集成模拟,通过 TORIC(ICRF 程序)、NUBEAM(NBI 程序)和 FPP(计算 Fokker-Planck 方程模块)的自洽迭代,可以很好地计算协同加热产生的高能离子分布.

ICRF 与 NBI 的协同加热一般要求选定的高次谐波共振层位于磁轴附近,这样才能使 NBI 高能粒子尽可能多地处于共振层的多普勒展宽内,并获得加速.ICRF 波与粒子共振关系为

$$\omega = n\omega_{cj} + k_{\parallel}v_{\parallel j} \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (2)$$

其中 ω 是 ICRF 天线加热频率, ω_{cj} 是共振粒子回旋频率, k_{\parallel} 和 v_{\parallel} 是波数和速度, n 则代表了谐波数.对于 D 离子,常用的高次谐波加热为二次($n = 2$)和三次($n = 3$)谐波加热.从波与粒子

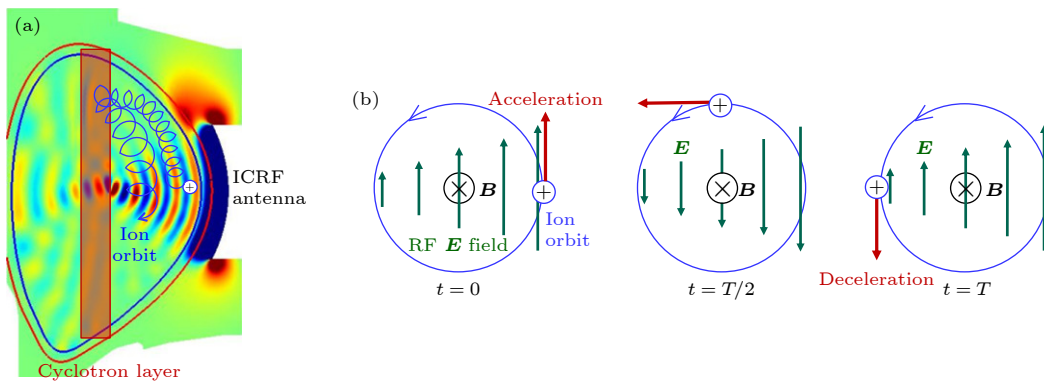


图 1 (a) 捕获离子在离子回旋共振加热层被加速示意图; (b) 高次谐波加热基本原理图

Fig. 1. (a) Demonstration of trapped ion acceleration at the ion cyclotron resonance layer; (b) demonstration of basic mechanism of high harmonic ICRF heating.

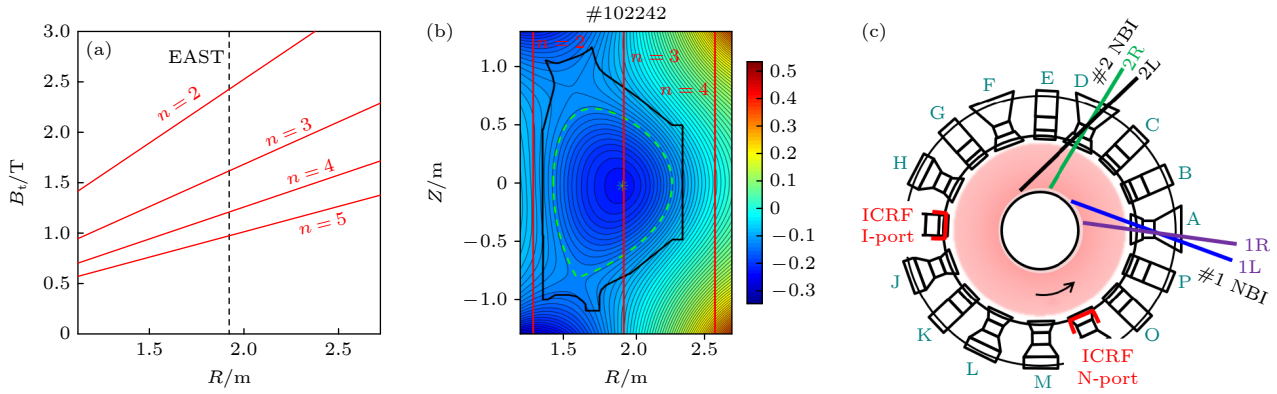


图 2 (a) 高次谐波对应的环向磁场. 其中 n 来自方程 (2), 代表第 n 次谐波加热, 虚线为 EAST 磁轴 $R_0 = 1.92$ m 处; (b) 当环向磁场 $B_t = 1.63$ T 时 $n = 2-4$ 次谐波共振所在位置; (c) EAST 上四条 NBI 束线和两个 ICRF 天线的环向位置

Fig. 2. (a) Toroidal magnetic field for high harmonic ICRF heating. The integer n comes from Eq. (2) and represents the n^{th} high harmonic heating. The vertical dashed line represents the magnetic axis at $R_0 = 1.92$ m; (b) high harmonic resonance positions for $n = 2-4$ with $B_t = 1.63$ T. (c) toroidal locations of the four NBI lines and two ICRF antennas.

共振关系, 可得谐波共振的位置为

$$R_{\text{res}} \approx (nq_i B_0 R_0) / (\omega m_i), \quad (3)$$

其中 B_0 和 R_0 分别为磁轴处的磁场和大半径, q_i 和 m_i 分别为带电粒子的电荷和质量. 因此, 在已知天线加热频率的前提下, 离子的回旋共振层可以通过环向磁场来确定. 对于 NBI 高能氦离子来说, 还会存在较大的多普勒展宽 $\delta x = (k_{\parallel} v_{Ti} / \omega_{ci}) R_0$, 位于其内的高能离子都能获得有效加速. 其中, v_{Ti} 为背景离子的速度, ω_{ci} 为离子回旋频率.

基于 (3) 式, 可得出 EAST 的氦离子谐波共振层位置随磁场的变化, 如图 2(a) 所示. 为使谐波共振层位于磁轴 ($R_0 = 1.9$ m) 处, 二次到五次谐波加热所需的环向磁场分别为 $B_t = 2.43, 1.62, 1.21, 0.97$ T. EAST 常用的磁场为 2.4—2.5 T, 因而氦离子二次谐波是最常用的高次谐波加热模式. 然而, 氦离子的二次谐波与 H 离子的基频 ($n = 1$) 共振位置是相同的, 在存在氢少子的情况下, 这两种加热模式是相互竞争的. 一般说来, 当氢少子的含量大于 1% 时, 氢少子加热模式占主导, ICRF 电场主要加速氢离子; 当氢少子含量少于 1% 时, 氦离子的二次谐波加热模式占主导, ICRF 电场主要加速背景和注入的氦离子. 氢高能离子相对氦高能离子在慢化过程中更易加热电子.

当磁场降低至 1.6 T 时, 此时氦离子三次谐波位于磁轴, 而二次和四次谐波共振层位于装置外, 如图 2(b). 因而不管主等离子中氢离子含量如何, 氦离子的三次谐波一直占主导, 这样可以使三次谐波加热最大化. 但是在 EAST 上, 使用低纵场容易

导致等离子体的约束变差, 放电不稳定, 因此不经常使用. 值得一提的是, 在 ASDEX-U 等装置中还尝试过改变天线频率和环向磁场, 使二次谐波和三次谐波共振层同时位于装置内, 实现了多种谐波同时与 NBI 协同加热.

EAST 目前共有两个 ICRF 天线, 最大耦合功率共为 4 MW. 配有四条 NBI 束线, 源功率共 8 MW, 注入等离子体的最大功率共为 4—5 MW. 这些加热系统的环向位置如图 2(c) 所示. 此外, EAST 还有多项高能粒子诊断, 包括中子发射谱仪 (NES)、中子飞行时间谱仪 (TOFED)、快离子 D_α 光谱仪 (FIDA) 和高能粒子损失探针 (FILD). 因此, EAST 具备了开展 ICRF 与 NBI 协同加热的实验条件.

3 协同加热产生的高能粒子分布

在 EAST 上, 开展了大量的 ICRF 二次或三次谐波与 NBI 协同加热的实验, 重点研究了协同加热产生的高能粒子分布和输运, 并取得了一系列成果. 研究发现, ICRF 电场极大地提高了 NBI 注入的高能粒子能量, 并产生高能氦离子尾巴. 图 3 给出了 ICRF 二次谐波与 NBI 协同加热的一些实验设置和结果. 结果表明, 通过 1.5 MW 的 ICRF 和 1.0 MW 的 NBI 协同加热, 可以将等离子体极向比压、等离子体储能、离子温度和中子产额分别提高约 35%, 33%, 22% 和 80%. 实验中还发现可以通过降低少子含量、优化共振层位置、提高 ICRF 功率、提高 NBI 束压、改变 NBI 注入角度等方法来

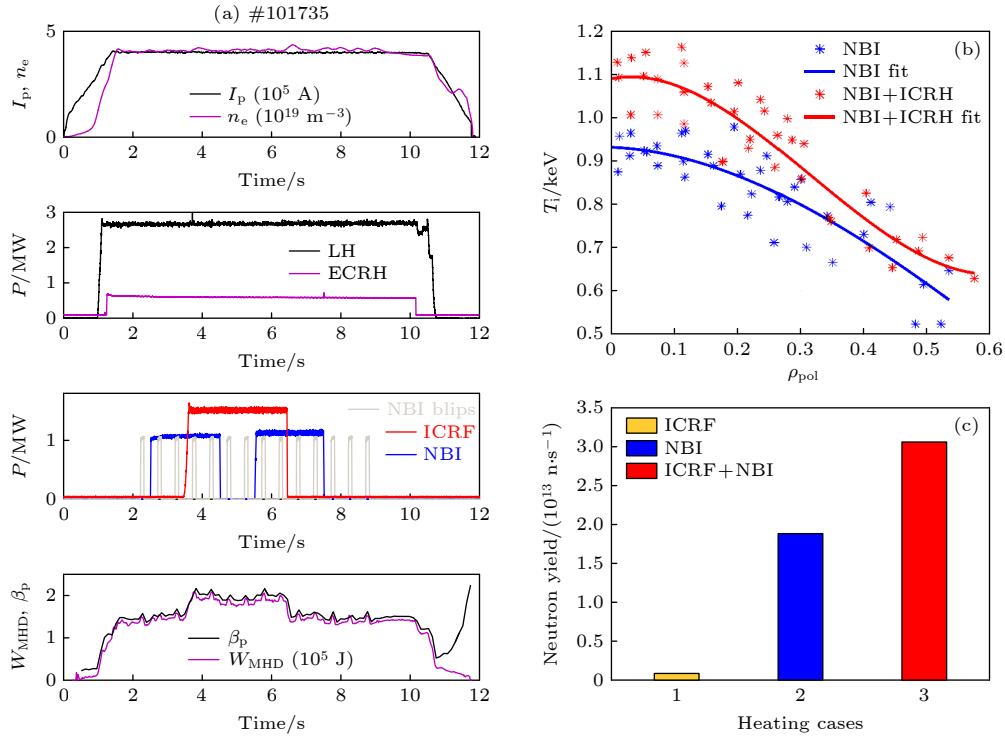


图 3 (a) ICRF 二次谐波与 NBI 协同加热的实验设置; (b) 协同加热对离子温度的影响; (c) 协同加热对 neutron 产额的影响. 图中 NBI 的功率设置成两个脉冲是为了获得更多的协同加热和 NBI 单独加热的数据. 设置 NBI blips 是为了获得 FIDA 的诊断数据
Fig. 3. (a) Experimental setups of the ICRF second harmonic heating and NBI synergetic heating; (b), (c) influences of synergetic heating on the (b) ion temperature and (c) neutron yield. The NBI heating power is set with two separate pulses in order to obtain more data for cases with synergetic heating and NBI heating alone. The NBI blips is set to facilitate the FIDA diagnostics.

增大 NBI 高能离子吸收的 ICRF 波能量, 有效提高 ICRF 与 NBI 的协同效应, 增大高能粒子能量, 并获得更高参数等离子体.

在实验中, 通过 NES 和 FIDA 测得了高能中子关于能量的分布, 并用 FIDA 测得了 D 离子在低能段 (10—80 keV) 的能谱. 从这些实验可知, 在有协同加热时, 高能中子产生了能量大于 3 MeV 的高能尾巴. 然而, 高能粒子的位置和速度分布等却无法从实验诊断中获得. 因此, 使用实验测得的电流、环电压、磁场以及电子、离子密度和温度等作为 TRANSP 的输入, 并计算了不同 ICRF 谐波和 NBI 协同加热产生的高能粒子分布. 不管是对二次谐波加热还是三次谐波加热模式, 都确保模拟得到的中子产额和实验测量在定量上保持一致.

在 TRANSP 模拟中, 首先计算了在协同加热条件下 ICRF 波场对等离子体中各种带电粒子的加热情况, 结果如图 4(a) 所示. 在三次谐波加热中, ICRF 的能量基本被 NBI 高能氦离子吸收了. NBI 高能离子吸收的 ICRF 功率密度如图 4(b) 所示. 由于约 80% 的 NBI 高能离子能量在 66 keV, 这些高能离子会使共振层形成比较大的多普勒展宽,

并在芯部形成较宽的波能量沉积区域. 而对于背景的氦离子, 虽然其共振层也在磁轴处, 但由于其 1 keV 的能量导致其回旋半径和多普勒展宽都较小, 因而在有 NBI 高能离子竞争加热的情况下, 其吸收的波能量并不显著. 此外, 氢离子其共振层不在装置内, 故其吸收的波能量可忽略不计. 背景电子则通过朗道加热 (电场平行分量) 和磁泵加热 (平行磁场梯度) 来吸收很少的波能量.

基于 ICRF 三次谐波与 NBI 协同加热实验数据 (#102242), 用 TRANSP 模拟得到的氦高能粒子在能量和投掷角上的分布如图 5 所示. 结果表明, 相对于 2 MW NBI 加热, 2 MW NBI 与 1 MW ICRF 的协同加热可以大幅提高氦离子分布的高能尾巴, 甚至将初始 60 keV 的 NBI 高能氦离子的能量提升至约 600 keV. 这些被加速的离子投掷角的主要区间为 $v_{\parallel}/v = 0.2-0.4$. 在离子能量 $E < 180$ keV 时, 该投掷角区间的离子主要为捕获粒子. 而当 $E > 320$ keV 时, 该投掷角区间的离子则基本为通行粒子. 对于捕获离子, 一般是当其反弹点位于共振层 (包括多普勒展宽) 时, 其被波电场加速. 对于通行离子, 当其轨道穿过共振层

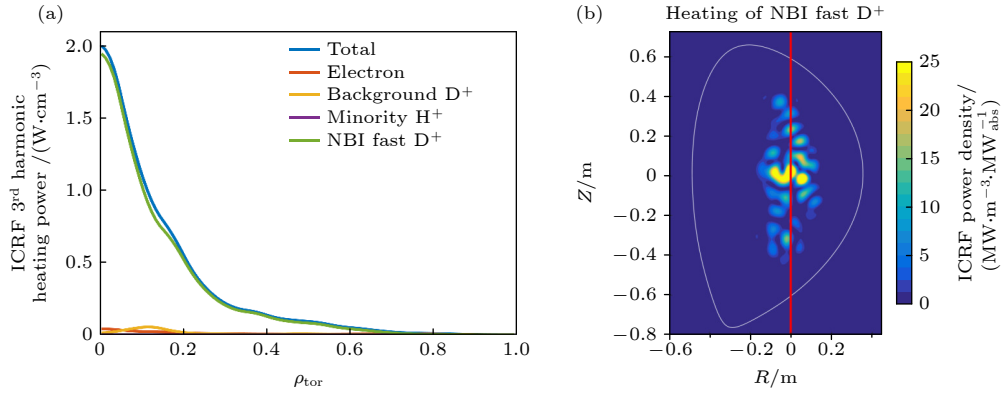


图 4 (a) 不同粒子吸收的 ICRF 三次谐波能量, 可以看出 ICRF 能量主要被 NBI 高能氘离子吸收; (b) NBI 高能离子吸收的三次谐波能量密度

Fig. 4. (a) ICRF third harmonic heating power absorbed by different charged particles. The dominant ICRF power is absorbed by NBI fast Deuterium ions. (b) The ICRF power density absorbed by NBI fast Deuterium ions.

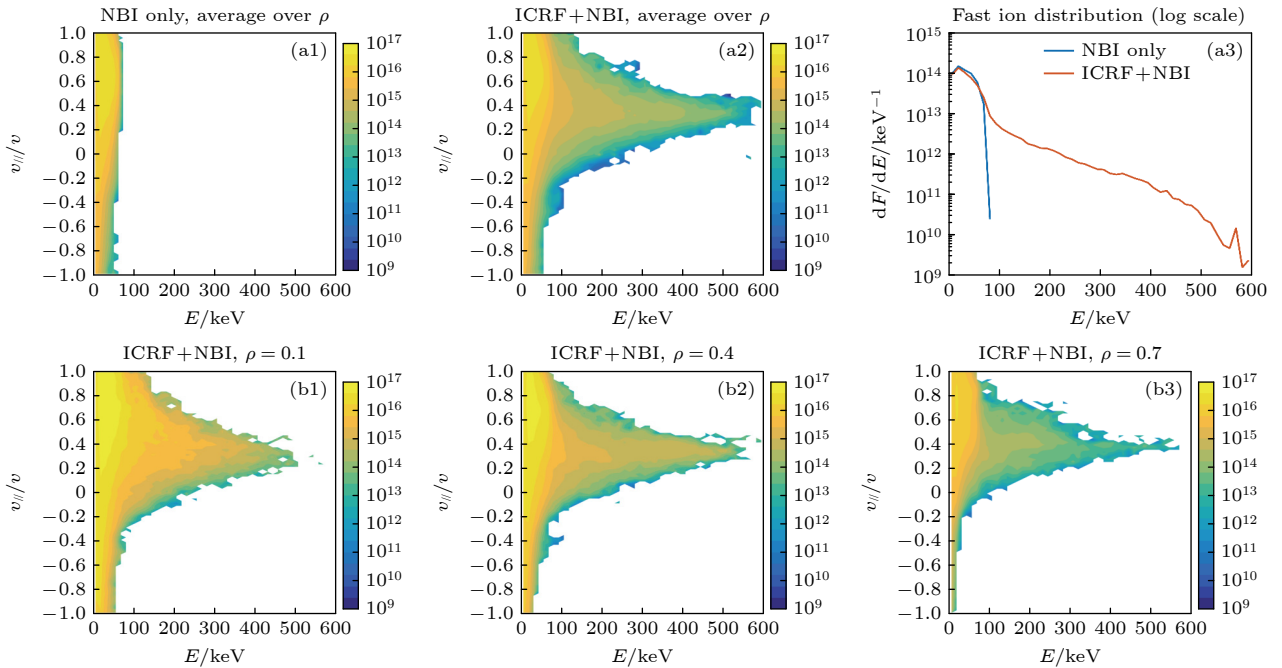


图 5 (a1) 2 MW NBI 和 (a2) 2 MW NBI + 1 MW ICRF 协同加热下的高能氘离子在能量-投掷角上的二维分布以及 (a3) 高能氘离子关于能量的一维分布, 其中 F 是高能氘离子的密度, E 是能量; 计算这些分布时对不同径向位置做了平均; (b1)—(b3) 2 MW NBI + 1 MW ICRF 协同加热下高能粒子在不同径向位置的分布

Fig. 5. (a1) 2 MW NBI and (a2) 2 MW NBI + 1 MW ICRF synergistic heating induced fast Deuterium ion distribution as a function of the energy and pitch angle and (a3) 1D distribution as a function of energy. (b1)—(b3) 2 MW NBI + 1 MW ICRF synergistic heating induced fast Deuterium ion distribution at different radial locations.

被波电场加速, 且在极向上越靠近中平面时获得的加速也越大. 这是因为最大的波功率沉积位置在中平面附近的区域, 如图 4 所示.

通过 TRANSP 计算的高能粒子分布如图 5 所示. 其中, 图 5(a1)—(a3) 中高能粒子的分布在径向上做了一个平均. 为了弄清在不同径向位置的分布, 分别计算了不同径向位置的高能氘离子在能量-投掷角空间的分布, 如图 5(b1)—(b3). 显然, 在

越靠近等离子体芯部 (如 $\rho = 0.1$) 的位置, 高能氘离子被加速的份额越大, 且其在投掷角上的分布更宽. 这说明不仅是反弹点位于共振层的捕获离子获得了加速, 而且与磁场同向的通行粒子由于其轨道可以长时间停留在共振层内, 因而也获得了加速. 而在靠近等离子体边界 (如 $\rho = 0.7$) 的位置, 一方面由于在这个径向区间的离子数相对较少, 另一方面由于捕获离子其反弹点不能经过共振层, 或者捕获

和通行离子穿过共振层的轨道远离中平面, 因而被加速的高能粒子较少.

通过对高能离子分布作进一步的统计分析, 可以得到高能氘离子关于投掷角和径向位置的分布, 如图 6 所示. 该结果进一步证实了 ICRF 加速的 NBI 高能离子主要集中在芯部, 且加速的离子的投掷角多为 $v_{\parallel}/v = 0.2-0.4$. 总体来说, 由于初始的 NBI 高能离子主要为通行离子, 所以 NBI 与 ICRF 协同加热后的高能粒子也以通行离子为主.

进一步地, 可以计算得到不同能量段的高能氘离子在磁矩-环向动量上的分布, 从而理解产生与损失的是哪种类型的离子, 结果如图 7 所示. 从图 7 可以看出, 被约束或损失的高能粒子可以分为捕获、同向通行 (与等离子体电流同向) 和反向通行三大类. 显然, 对 $E = 60$ keV 和 100 keV 附近的高能粒子, 其都在捕获和同向通行区间. 由于 NBI

单独加热产生的离子最大能量为 80 keV, 所以 $E > 80$ keV (如图 7(b) 中的 $E=100$ keV) 的高能粒子只有 NBI 和 ICRF 协同加热才会产生. 从结果可以看出, 协同加热对捕获和通行离子都有加速作用. 而对于能量更高的离子 (如 $E > 400$ keV), 其只落在同向通行区间, 即协同加热只加速了通行离子. 这是因为更高能量的离子更容易穿透环向磁场产生的磁阱而成为通行粒子.

4 高能粒子输运与损失

通过 TRANSP 计算得到高能粒子分布后, 可以将其代入粒子轨道程序如 SOFT^[22] 和 ISSDE^[23] 中做进一步的计算, 从而分析高能粒子的轨道及其在第一壁上的损失. 在该计算中, 考虑了包括主限制器以及 ICRF 和低杂波天线限制器的第一壁结

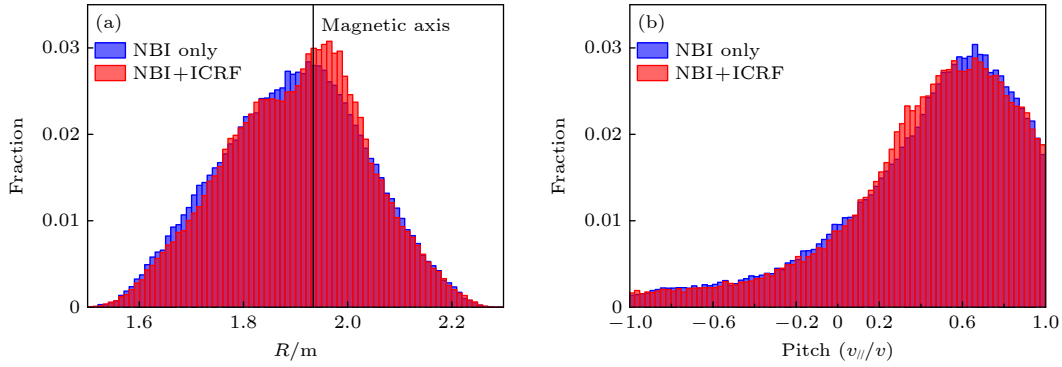


图 6 NBI 单独加热 (蓝色) 及 NBI 与 ICRF 协同加热 (红色) 情况下产生的高能氘离子关于 (a) 径向和 (b) 投掷角的分布. 图中蓝色和红色重叠区域显示为深红色

Fig. 6. NBI heating alone (blue) and NBI-ICRF synergetic heating (red) induced fast Deuterium ion distribution as a function of (a) radial position and (b) pitch angle. The dark red color in the figure is due to the overlap of the blue and red colors.

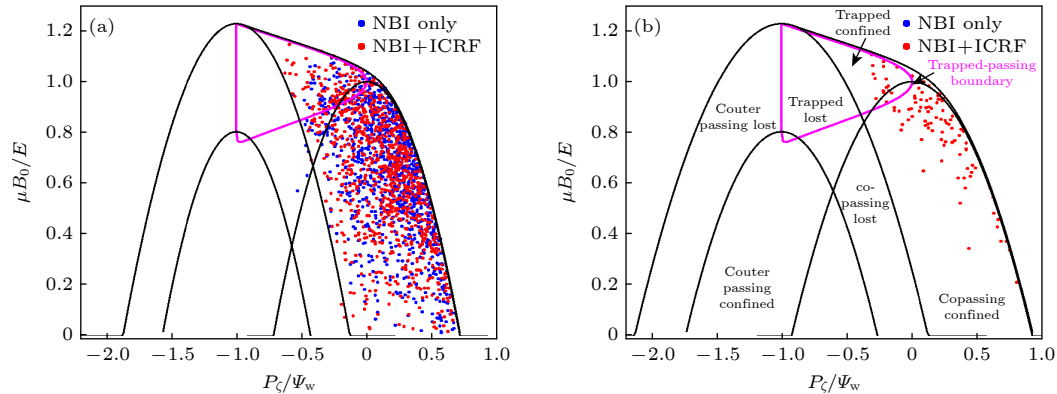


图 7 NBI 单独加热及 NBI 与 ICRF 协同加热情况下产生的氘离子在磁矩-环向动量二维图上的分布, 其中氘离子能量为 (a) 60 keV 和 (b) 100 keV; 可以看出, 当粒子能量不同时, 其粒子分区也不一样

Fig. 7. NBI heating alone and NBI-ICRF synergetic heating induced fast Deuterium ion distribution in the 2D magnetic torque and toroidal momentum map with energy of (a) 60 keV and (b) 100 keV, respectively. It can be inferred from the figure that when the energy of the fast ions are different, their distributions in the 2D map are also different.

构. 损失机制包含了碰撞和环向波纹场, 模拟时间为 0.5 s 时. 计算结果表明, NBI 与 ICRF 协同加热相对于 NBI 单独加热产生了更多的高能粒子, 且引起的高能粒子损失也更大. NBI 单独加热可引起约 3% 的高能粒子损失, 而 NBI 与 ICRF 协同加热 (H 少子含量为 1%) 可引起约 4% 的高能粒子损失. 由于主限制器以及 ICRF 与 LH 天线限制器最靠近等离子体, 因而高能粒子也主要损失在这些第一壁部件上. 大部分高能粒子损失在中平面上, 而剩余的少部分高能粒子则损失在第一壁的中上平面上, 如图 8(a) 所示. 这些损失高能粒子的初始位置位于低场侧, 损失轨道大部分为捕获粒子轨道.

从三维粒子轨道程序 ISSDE 的模拟结果

(图 8(b)) 也可以看出, 高能粒子主要损失在中平面上, 且会在限制器的中平面位置引起明显的热斑. 高能粒子在主限制器和 ICRF 限制器上产生的能量沉积与 EAST 上由可见光相机观测得实验结果 (图 8(c)) 一致. 由于主限制器相对于 I 窗口的 ICRF 天线限制器更靠近等离子体, 因而主限制器上产生的热斑更大. 而由于等离子体电流为逆时针方向, ICRF 天线左限制器上高能粒子的能量沉积大于右限制器上的能量沉积.

除了环向波纹场, 磁流体不稳定性也是引起高能粒子损失的重要原因. 为了理解它对高能粒子损失轨道的影响, 使用了粒子导心轨道程序 ORBIT^[24] 对无磁扰动、有磁扰动和同时存在磁扰动和波纹场

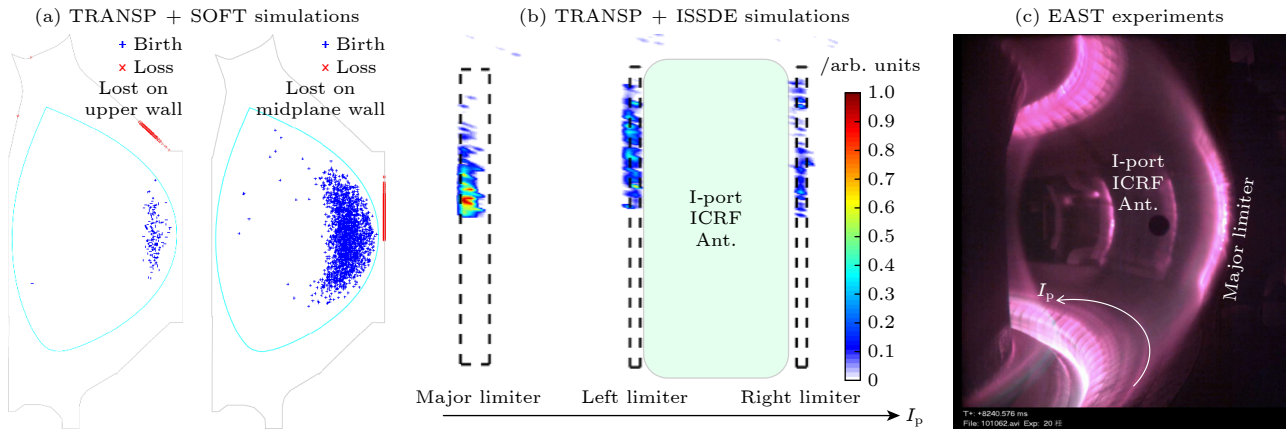


图 8 NBI 与 ICRF 协同加热产生的高能氘离子 (a) 初始位置 (蓝色) 与第一壁损失 (红色); (b) 在第一壁上的能量沉积; (c) 实验上观测到的 D_α 信号. 其中, 在 SOFT 和 ISSDE 模拟计算中都只考虑了碰撞和环向波纹场

Fig. 8. (a) Initial position (blue) and first wall loss (red) of the NBI-ICRF synergistic heating induced fast Deuterium ions; (b) power deposition of the fast ions on the first wall and its comparison with (c) observed D_α signal in experiments. Here, both collision and toroidal field ripple are considered in the SOFT and ISSDE calculations.

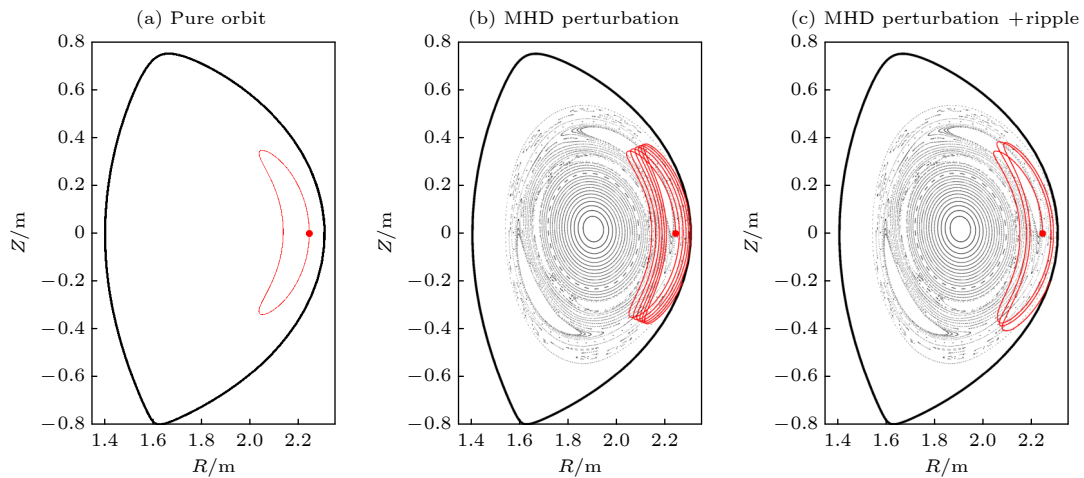


图 9 单个高能 D 离子 ($E = 60$ keV) 在 (a) 无磁扰动, (b) 有磁扰动, (c) 有磁扰动和环向波纹场时的粒子导心轨道

Fig. 9. Guiding center orbit of a fast Deuterium ion with energy of $E = 60$ keV in the presence of (a) no magnetic field perturbation, (b) magnetic field perturbation, (c) both magnetic field perturbation and toroidal magnetic field ripple.

这三种情况进行了计算. 在该计算中, 高能氘离子的能量为 60 keV, 初始位置为 0.8ψ , 投掷角 (v_{\parallel}/v) 为 0.3. 其中 ψ 为归一化磁通, v_{\parallel} 为平行于磁力线的速度. 磁扰动使用了理想磁岛模型^[25], 磁扰动幅度为 2×10^{-4} , 频率为 10 kHz, 模数为 (2, 1) 模. 计算结果表明, 该捕获离子在磁扰动的影响下, 其粒子轨道会在径向上发生向外的偏移, 并最终损失在第一壁. 轨道偏移最大的地方为离子进动到捕获轨道反弹点时. 当磁扰动和环向波纹场同时存在时, 粒子轨道的径向偏移量更大, 粒子损失得越快 (如图 9). 从高能粒子损失方面来说, 这两种机制也存在协同作用. 因此, 在磁约束聚变等离子体中, 当环向电流线圈及其产生的环向波纹场不可改变时, 应尽量减少磁流体不稳定性 (包括各种高能粒子模) 及其引起的磁扰动, 从而减小高能粒子损失.

5 结 论

ICRF 与 NBI 不仅是现有磁约束聚变装置广泛使用的两种加热方法, 也是未来聚变堆将使用的主要加热方法. ICRF 与 NBI 的协同加热可以产生大量的高能粒子, 这些高能粒子在提高等离子体参数的同时也能提高聚变反应率和中子产额. 然而, 未经充分慢化的高能粒子损失会对装置器壁造成损伤. 因此, 协同加热条件下高能粒子的产生和输运一直都是磁约束核聚变研究的重点.

本文首先对 ICRF 与 NBI 协同加热的基本原理做了介绍. 由于有限拉莫尔半径效应, ICRF 波的电场梯度可有效加速位于高次谐波共振层的 NBI 高能离子, 从而实现协同加热. EAST 实验表明, 通过 1.5 MW 的 ICRF 和 1.0 MW 的 NBI 协同加热, 可以将等离子体极向比压、等离子体储能、离子温度和中子产额分别提高约 35%, 33%, 22% 和 80%. 同时, 协同加热也大量产生了能量在约 100 keV 量级的高能粒子, 形成了高能氘离子尾巴.

通过基于实验的 TRANSP 模拟可知, 初始能量为 60 keV 的 NBI 高能氘离子可被协同加热提高至 600 keV. 协同加热下加速的高能离子主要集中在等离子体芯部, 且投掷角主要为 $v_{\parallel}/v = 0.2 - 0.4$. 被加速后的离子在 $E < 400$ keV 时既有捕获离子, 又有同向通行离子. 而被加速后的离子在 $E > 400$ keV 时则只有同向通行离子. 这是因为对于投掷角相同的离子来说, 当粒子能量越大时, 其平行

方向的速度也越大, 粒子更容易穿透磁阱而成为通行离子. 研究中还发现, 当 EAST 使用常用的环向磁场 ($B_t = 2.5$ T) 时, 氘离子的二次谐波共振层和氢离子的基频共振层重叠. 此时当氢少子含量越低时, ICRF 的二次谐波与 NBI 的协同加热效果越强, 所产生的高能粒子能量也越大. 而当 EAST 降低磁场至 $B_t = 1.7$ T 时, 氘离子的三次谐波共振层位于磁轴附近, 氢离子的基频共振层位于托卡马克外. 此时氢少子含量对 ICRF 的三次谐波与 NBI 的协同加热不产生影响. 除了改变氢少子含量外, 提高 ICRF 和 NBI 加热功率、使用 ICRF 在轴加热、优化 NBI 注入角度等都可以进一步提高协同加热以及氘离子分布的高能尾巴.

进一步地, 我们将 TRANSP 计算得到高能粒子分布代入到粒子轨道程序 ORBIT 和 ISSDE 中, 计算了高能粒子的输运和损失. 研究表明, NBI 与 ICRF 协同加热产生的更多的高能粒子, 因此在考虑存在环向波纹场和碰撞的情况下, 其引起的高能粒子损失也越多. 而当进一步考虑磁流体不稳定性时, 高能粒子向外偏移的轨道更大, 输运更强, 损失的高能粒子越多. 这些损失高能粒子的初始位置都位于低场侧, 且损失轨道大部分为捕获粒子轨道. 这是因为位于低场侧的粒子才能落到磁阱中成为捕获粒子. 相对于通行粒子, 位于低场侧的捕获粒子会在反弹点附近平行速度变得非常小, 因而受环向波纹场 (ripple) 和碰撞的影响越大, 向外的轨道漂移也更大, 更容易损失掉. 计算结果和实验结果都表明, 高能粒子主要损失在主限制器以及 ICRF 和低杂波限制器的中上平面. 这主要是由于这些限制器的中平面最靠近等离子体, 因而最容易受到高能粒子的轰击. 其次, 由于等离子体电流从装置顶部俯视为逆时针方向, 因而同向捕获粒子轨道的外半圈在极向上是向下的, 捕获粒子更容易落到限制器的中上平面. 这些损失的高能粒子是造成限制器上热斑的主要原因之一. 因此, 为了保障装置的安全稳定运行, 亟需减小高能粒子的径向输运和损失. 在未来的研究中, 将进一步在实验和理论上探索控制高能粒子分布以及减小高能粒子损失的方法.

参考文献

- [1] Ongena J, Kazakov Y O, Baranov, et al. 2017 *EPJ Web of Conferences* **157** 02006
- [2] Gallart D, Mantsinen M J, Challis C, et al. 2018 *Nucl. Fusion*

- [3] Bilato R, Brambilla M, Maj O, et al. 2011 *Nucl. Fusion* **51** 103034
- [4] Tardini G, Bilato R, Fischer R, et al. 2019 *Nucl. Fusion* **59** 046002
- [5] Choi M, Chan V S, Chiu S C, et al. 2003 *AIP Conference Proceedings* **694** 86
- [6] Koch R, Van Wassenhove G, Van Eester D, et al. 1995 *Plasma Phys. Control. Fusion* **37** A291
- [7] Kimura H, Fujii T, Tobita K, et al. 1991 *Nucl. Fusion* **31** 83
- [8] Hamamatsu K, Azumi M, Kishimoto Y, et al. 1989 *Nucl. Fusion* **29** 147
- [9] Yamagiwa M, Kishimoto Y, Fujii T, et al. 1993 *Nucl. Fusion* **33** 493
- [10] Hellesen C, Mantsinen M, Conroy S, et al. 2018 *Nucl. Fusion* **58** 056021
- [11] Eriksson J, Nocente M, Binda F, et al. 2015 *Nucl. Fusion* **55** 123026
- [12] Salewski M, Nocente M, Jacobsen A S, et al. 2017 *Nucl. Fusion* **57** 056001
- [13] Mantsinen M J, Mayoral M L, Van Eester D, et al. 2004 *Nucl. Fusion* **44** 33
- [14] Van Eester D, Lerche E, Andrew Y, et al. 2009 *Plasma Phys. Control. Fusion* **51** 044007
- [15] Kazakov Y O, Nocente M, Mantsinen M J, et al. 2020 *Nucl. Fusion* **60** 112013
- [16] Weiland M, Bilato R, Geiger B, et al. 2017 *Nucl. Fusion* **57** 116058
- [17] Start D, Adams J M, Ageladarakis P, et al. 1998 *Plasma Phys. Control. Fusion* **40** A87
- [18] Zhang W, Zhu G H, Zhang X J, et al. 2023 *Nucl. Fusion* **63** 056015
- [19] Jacquinet J, the JET team 1999 *Plasma Phys. Control. Fusion* **41** A13
- [20] Gibney E 2022 *Nature* **602** 371
- [21] Stix T H 1975 *Nucl. Fusion* **15** 737
- [22] He K, Sun Y, Wan B N, et al. 2021 *Nucl. Fusion* **61** 016009
- [23] Zheng Y F, Xiao J Y, Wang Y P, et al. 2021 *Chin. Phys. B* **30** 095201
- [24] White R B 1990 *Phys. Fluids B* **2** 845
- [25] Mynick H E 1993 *Phys. Fluids B* **5** 1471

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

Investigation of ICRF-NBI synergetic heating induced fast ion distribution and transport in EAST tokamak*

Zhang Wei¹⁾ Zhang Xin-Jun^{1)†} Liu Lu-Nan¹⁾ Zhu Guang-Hui²⁾
 Yang Hua¹⁾ Zhang Hua-Peng³⁾ Zheng Yi-Feng¹⁾ He Kai-Yang¹⁾
 Huang Juan¹⁾

1) (*Institute of Plasma Physics, Hefei Institute of Physical Science, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China*)

2) (*College of Physics and Optoelectronic Engineering, Shenzhen University, Shenzhen 518060, China*)

3) (*School of Nuclear Sciences and Technology, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

(Received 29 March 2023; revised manuscript received 31 May 2023)

Abstract

In magnetic confinement fusion plasmas, radio-frequency wave heating in the ion cyclotron range of frequencies (ICRF) and neutral beam injection (NBI) are two main heating methods. Their synergetic heating has long been a key topic in fusion research. In this work, we clarify the basic principles of ICRF high harmonic heating and the synergetic heating between ICRF and NBI. Then, we perform a series of experiments on EAST tokamak and carry out the corresponding TRANSP simulations. The results indicate that the ICRF-NBI synergetic heating not only significantly increases the plasma parameters (including poloidal beta, plasma stored energy, ion temperature and neutron yield), but also generates a large number of energetic particles and develops an energetic particle tail in its distribution function. For instance, the ICRF third harmonic heating with 1 MW of power can increase the energy of NBI fast ions from 60 to 600 keV. By changing the hydrogen minority concentration, improving the ICRF and NBI heating power, using the on-axis ICRF heating or optimizing the NBI injection angle, the ICRF-NBI synergetic heating effect can be further enhanced, accompanied with an increase of fast ion energy. Moreover, by using the fast ion distribution as input in the orbit tracing code, the transport and loss of energetic particles are calculated. The results show that the initial positions of the lost energetic particles are on the low field side, and their orbits are mainly trapped orbits. The loss of energetic particles is mainly located in the middle and upper plane of the main limiter, ICRF and LH antenna limiters. The lost of these energetic particles are considered as one of the main reasons why hot spots occur on the limiters.

Keywords: ion cyclotron resonance heating, neutral beam injection, synergetic heating, fast ion distribution

PACS: 52.25.Xz, 52.20.Dq, 52.35.Hr, 52.50.Gj

DOI: [10.7498/aps.72.20230482](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230482)

* Project supported by the National Magnetic Confinement Fusion Energy Development Research Project of China (Grant Nos. 2022YFE03190200, 2019YFE03070000, 2019YFE03020004) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12175273, 12105184, 11975265, 11975276).

† Corresponding author. E-mail: xjzhang@ipp.ac.cn

EAST上离子回旋波与中性束注入协同加热产生的高能粒子分布及输运研究

张伟 张新军 刘鲁南 朱光辉 杨桦 张华朋 郑艺峰 何开洋 黄娟

Investigation of ICRF–NBI synergetic heating induced fast ion distribution and transport in EAST tokamak

Zhang Wei Zhang Xin-Jun Liu Lu-Nan Zhu Guang-Hui Yang Hua Zhang Hua-Peng Zheng Yi-Feng
He Kai-Yang Huang Juan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 215201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230482

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230482>

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

磁路和天线位置对2 cm电子回旋共振离子推力器性能影响的实验研究

Experimental study of magnetic circuit and antenna position influence on performance of 2 cm electron cyclotron resonance ion thruster

物理学报. 2019, 68(23): 235202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191122>

微型电子回旋共振离子源的全局模型

Global model of miniature electron cyclotron resonance ion source

物理学报. 2022, 71(14): 145204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212250>

2 cm电子回旋共振离子推力器离子源中磁场对等离子体特性与壁面电流影响的数值模拟

Numerical simulation of influence of magnetic field on plasma characteristics and surface current of ion source of 2-cm electron cyclotron resonance ion thruster

物理学报. 2021, 70(7): 075204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201667>

容性耦合等离子体中电子加热过程及放电参数控制

Electron heating dynamics and plasma parameters control in capacitively coupled plasma

物理学报. 2021, 70(9): 095214 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210473>

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>

2 cm电子回旋共振离子源猝灭现象模拟

Numerical study on abnormal flameout of 2-cm electron cyclotron resonance ion source

物理学报. 2022, 71(8): 085203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212151>