

EAST 中性束注入快离子损失研究

李吉波, 丁斯晔, 王进芳, 吴 斌, 胡纯栋

(中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

摘要: 利用经典导心轨道程序 ORBIT, 结合平衡程序 EFIT 和输运程序 TRANSP, 计算了 EAST 中性束注入后快离子的损失情况。结果表明, 4MW(80keV)氖离子的损失份额为 29%, 2MW(50keV)氖离子的损失份额为 31%, 损失的快离子有很强的局域性。

关键词: 中性束注入; 快离子损失; 导心轨道程序

中图分类号: O532.11; O532.26; O411.3

文献标识码: A

1 引言

中性束注入加热是托卡马克上对等离子体的外部加热和维持的主要手段之一, 是四种辅助加热手段(中性束注入、低杂波、离子回旋频段波、电子回旋频段波)中加热效率最高、物理机制最清楚的一种。中性束注入到等离子体中后, 快中性原子与本底等离子体的电子和离子碰撞电离, 或与本底离子发生电荷交换变成快离子被磁场捕获, 快离子再与本底离子和电子通过库仑碰撞交换能量从而达到加热等离子体的目的。未被热化的快离子将损失掉, 这不但降低加热效率和能量约束时间, 还会造成比较严重的第一壁损伤^[1-4]。

轴对称托卡马克中快离子的损失主要包括初始轨道损失和波纹损失。初始轨道损失是由于快离子导心轨道非闭合或与限制器相交, 快离子在其第一个反弹周期内损失掉。波纹损失则是由于纵场线圈的分立性破坏了托卡马克的轴对称性, 从而形成磁场波纹, 磁场波纹主要以两种方式引起快离子的损失: 波纹磁阱捕获^[1, 3]和波纹随机扩散^[4, 5]。

已有大量的数值研究工作讨论了托卡马克中性束注入后快离子的损失^[4, 6, 7]。Redi 和 White 等人

利用导心轨道程序 ORBIT 计算了 TFTR 中性束注入后的快离子损失, 在同向注入和反向注入的条件下, 快离子的平均损失份额分别为 21%和 38%; Putvinskij 等人利用程序 RLX-1 计算了 JET 中性束注入后的快离子损失, 损失份额达到 26%; 在 Tore Supra 装置上, 同样也计算了中性束注入后快离子的损失, 损失份额为 30%。国内已开展的高能粒子约束^[5, 8]研究主要有: 在 EAST 托卡马克上利用导心轨道程序 GCORBIT 讨论了快离子的约束; 高庆弟计算了 HL-2A 装置中环向磁场波纹度引起的高能粒子香蕉轨道偏离。研究快离子损失的一个重要方法是计算快离子的导心轨道^[9], 本文利用经典导心轨道程序 ORBIT^[10-12], 并结合平衡程序 EFIT 和输运程序 TRANSP, 讨论 EAST 中性束注入后的快离子损失情况。

2 EAST-NBI

中性束注入系统(NBIS)是 EAST 高功率辅助加热和电流驱动系统的主要组成部分之一, 对 EAST 科学目标的实现及在 EAST 上开展近堆芯等离子体物理与工程研究有非常重要的意义。基于 EAST 相

收稿日期: 2010-09-28; 修订日期: 2011-02-25

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10975160)

作者简介: 李吉波(1986-), 男, 甘肃张掖人, 博士研究生, 主要从事中性束注入与高能粒子约束相关研究。

关科学研究对中性束注入的要求, EAST-NBIS 的建设目标为: 首期研制一套束能量 50 ~ 80keV 可调、束脉宽 10 ~ 100s 可调、中性束功率 2 ~ 4MW 的 NBI; 二期在总结第一套 NBI 设计与运行经验的基础上, 通过性能优化研究, 再研制一套束能量 50 ~ 80keV 可调、束脉宽 10 ~ 100s 可调、中性束功率 2 ~ 4MW、综合性能更优的 NBI。

考虑到注入束的入射角度和宽度受到注入窗口可近性的限制, 为了满足 EAST 对注入束的物理要求, 第一套 NBI 拟沿 EAST 装置 A 窗口切向注入, NBI 中心线与 A 窗口轴线最大可成 19.5°。第二套 NBI 拟沿 EAST 装置 F 窗口切向注入, 注入方式与第一套 NBI 相同, 在几何上与第一套 NBI 成镜像关系, 镜像面为过 A、F 窗口的轴线所在平面的夹角的平分面。NBI 在 EAST 上的注入情况示意图如图 1 所示。

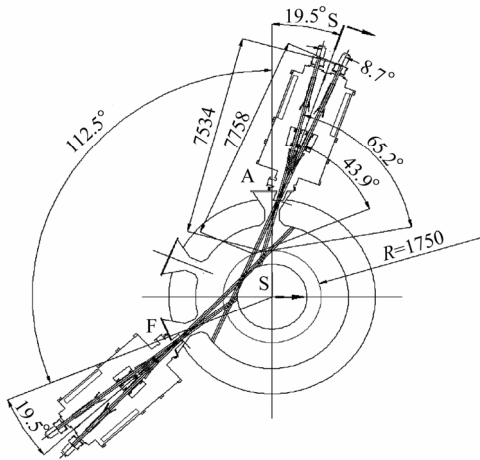


图 1 NBI 在 EAST 上的注入情况示意图

3 波纹损失

所有的托卡马克中都存在一种共同的磁场扰动, 这就是纵场线圈的分立性造成的纵场波纹。考虑这种扰动, 则纵场一般表示为:

$$B=B_0 \left[1 - \frac{r}{R} \cos \theta + \delta(r, \theta) \sin(N\phi) \right] \quad (1)$$

式中, N 为环向场线圈数目; $\delta(r, \theta) = \frac{B_{\max} - B_{\min}}{B_{\max} + B_{\min}}$ 为

纵场波纹度(B_{\max} 和 B_{\min} 分别为磁场的最大和最小值); R 和 r 分别为等离子体大半径和小半径; θ 和 ϕ 分别为极向角和环向角。如果纵场波纹幅度足够大, 则会形成局部磁阱, 波纹磁阱的深度为:

$$\Delta_w = 2\sqrt{\delta^2 - \eta^2} - 2\eta \cos^{-1}(\eta/\delta) \quad (2)$$

式中, $\eta(r, \theta) = \frac{r}{R} \sin \theta_l / (Nq)$ 为一个远小于 1 的参数。由此得到如下判据:

$$\delta(r, \theta) \leq \frac{r}{R} |\sin \theta_l| / (Nq) \quad (3)$$

由式(3)可将托卡马克小截面分为两部分。一部分是波纹磁阱区, 高能粒子主要由于被局域捕获而通过 ∇B 漂移损失掉; 其余部分为无波纹磁阱的区域, 波纹随机扩散改变香蕉粒子在转折点附近运动所花的时间, 粒子速度在转折点处的变化与 ∇B 漂移互相耦合导致了香蕉轨道跨越磁面的偏离。偏离值可表示为^[5]:

$$\delta_z = \sqrt{\frac{q}{\epsilon N |\sin \theta_l|}} D(\eta, \zeta_{10}) \quad (4)$$

式中, $D(\eta, \zeta_{10})$ 是一个无量纲位移。文献[5]对 D 的计算表明, D 近似是一个正弦波动函数。对于小的偏离值不会导致粒子损失, 然而如果轨道的偏离值变大, 可能使香蕉轨道去相关, 导致粒子的随机香蕉轨道扩散^[5]。

4 ORBIT 导心轨道模拟

导心轨道程序 ORBIT 由美国普林斯顿大学 White 自 1984 年开发, 并完善至今。程序选取磁面坐标 (Ψ_p, θ, ζ) , 将托卡马克平衡磁场定义为:

$$B=B(\Psi_p, \theta) \left[1 + \delta(\Psi_p, \theta) \sin N\zeta \right] \quad (5)$$

式中, 磁面坐标 (Ψ_p, θ, ζ) 分别表示极向磁通、极向角和环向角; $\delta(\Psi_p, \theta)$ 为磁场波纹; N 为纵场线圈数。 $B(\Psi_p, \theta)$ 从平衡程序 EFIT 给出的托卡马克平衡磁场数值解中读取, 由于该数值解中不包括 EAST 纵场波纹, 需在附属程序 eqs.f 中使用纵场波纹解析表达式叠加 EAST 波纹场 $\delta(\Psi_p, \theta)$, 从而得到 ORBIT 所需的托卡马克平衡磁场。ORBIT 读取

上述求解带电粒子导心运动方程所需的平衡量以及单个粒子的能量和速度($V_{||}$), 使用四阶的龙格-库塔算法求解粒子导心运动方程, 并且追踪粒子的导心运动轨道, 在二分之一能量慢化时间内, 粒子轨道离开最后一个封闭磁面, 定义为该粒子损失。ORBIT 中粒子的损失机理包括初始轨道损失、波纹损失(波纹磁阱捕获和随机波纹扩散)、螺距角散射效应以及能量慢化效应。

ORBIT 所使用的描述带电粒子导心运动的 Hamilton 方程组为:

$$\begin{aligned} \dot{P}_\zeta &= -\frac{\partial H}{\partial \zeta} = \rho_{||} B^2 \frac{\partial \alpha}{\partial \zeta} - \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} \\ \dot{P}_\theta &= -\frac{\partial H}{\partial \theta} = -(\mu + \rho_{||}^2 B) \frac{\partial B}{\partial \theta} + \rho_{||} B^2 \frac{\partial \alpha}{\partial \theta} - \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \\ \dot{\zeta} &= \frac{\partial H}{\partial P_\zeta} = -(\mu + \rho_{||}^2 B) \frac{\partial B}{\partial \Psi_p} \frac{I}{D} + \frac{\rho_{||} B^2 (q + \rho_c I')}{D} \\ &\quad + \rho_{||} B^2 \frac{\partial \alpha}{\partial \Psi_p} \frac{I}{D} - \frac{I}{D} \frac{\partial \Phi}{\partial \Psi_p} \\ \dot{\theta} &= \frac{\partial H}{\partial P_\theta} = (\mu + \rho_{||}^2 B) \frac{\partial B}{\partial \Psi_p} \frac{g}{D} + \frac{\rho_{||} B^2 (1 - \rho_c g')}{D} \\ &\quad - \rho_{||} B^2 \frac{\partial \alpha}{\partial \Psi_p} \frac{g}{D} + \frac{g}{D} \frac{\partial \Phi}{\partial \Psi_p} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\delta \mathbf{B} = \nabla \times \alpha \mathbf{B}$$

$$\alpha = \alpha(\Psi_p, \theta, \zeta)$$

式中, H 为带电粒子在准稳态电场和磁场中的哈密顿量(动能+静电位能); Φ 为静电位能; q 为安全因子; $\delta \mathbf{B}$ 为扰动磁场; $\rho_{||}$ 、 μ 分别为归一化的回旋半径和磁矩; g 与磁面 Ψ_p 外的等离子体极向电流成正比; I 与磁面内的环向总电流成正比, $D = gq + I + (\rho_{||} + \alpha)(gI' - Ig')$, $I' = \partial I / \partial \Psi_p$ 。

ORBIT 中波纹度 $\delta(R, Z)$ 的解析表达式为:

$$\delta(R, Z) = \delta_0 \exp\left\{\left[(R-a)^2 + b(Z)^2\right]^{1/2} / c\right\} \quad (7)$$

式中, 系数 δ_0 、 a 、 b 、 c 需做最小二乘拟合确定。

ORBIT 中快离子的能量慢化率和碰撞的螺距角散射率分别为:

$$\begin{aligned} \nu_\epsilon &\approx 1.8 \times 10^{-7} n_i Z^2 Z'^2 \lambda_{ii} \mu^{1/2} / \epsilon^{3/2} \mu' \\ \nu_{pa} &\approx 9.0 \times 10^{-8} n_i Z^2 Z'^2 \lambda_{ii} / \mu^{1/2} \epsilon^{3/2} \end{aligned} \quad (8)$$

式中, n_i 为等离子体密度; Z 为快离子电荷数; Z' 为场粒子电荷数; λ_{ii} 为库伦对数; μ 为快离子质量数; μ' 为场粒子质量数; ϵ 为快离子能量。

5 计算结果及讨论

下面讨论 EAST 中性束注入后快离子损失的一些数值结果。EAST 的主要参数列于表 1 中。中性束注入的相关参数列于表 2 中。

表 1 EAST 典型参数

R/m	a/m	B_T/T	I_p/MA	q_a	$\langle n_e \rangle / 10^{13} \text{cm}^{-3}$	T_{e0}/keV	$\langle T_e \rangle / \text{keV}$
1.88	0.43	3.5	1.0	7.73	3.0	5.11	2.34

表 2 中性束注入相关参数

P_{inj}/MW	E_{nb}/keV	$\nu_{pa}^{nb}/\text{s}^{-1}$	τ_s^{nb}/s	$E : E_{\frac{1}{2}} : E_{\frac{1}{3}}$
4	80	3.04	0.29	80:16:4
2	50	6.15	0.15	80:16:4

表 2 中, P_{inj} 为束功率; E_{nb} 为束能量; ν_{pa}^{nb} 为碰撞的螺距角散射率; τ_s^{nb} 为能量慢化时间; $E : E_{\frac{1}{2}} : E_{\frac{1}{3}}$ 为全能量、二分之一能量、三分之一能量的粒子数百分比。

ORBIT 直接使用平衡程序 EFIT 给出的 EAST

托卡马克平衡磁场数值解。EAST 纵场线圈数为 16, 在等离子体的边缘 $R=1300\text{mm}$ 和 $R=2500\text{mm}$ 处, 其波纹度分别为 2.03% 和 4.55%, 而在等离子体的中心处的波纹度为 0.05%, 通过最小二乘拟合确定附属程序 eqs.f 中波纹度解析表达式的各个系数, 从而得到 ORBIT 最终所需的平衡数据。图 2 给出

了 ORBIT 所采用的 EAST 平衡位形。

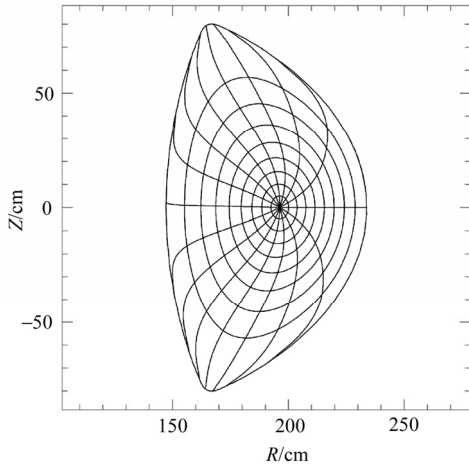


图 2 EAST 平衡位形

对 EAST 中性束注入后产生的高能氘离子的损失情况,其分布剖面由输运程序 TRANSP 给出。图 3 给出了 EAST 中性束注入后氘离子的损失情况。在二分之一能量慢化时间内,4MW(80keV)氘离子的损失份额为 29%,2MW(50keV)氘离子的损失份额为 31%。由式(8)可知,氘离子螺距角散射率 $\nu_{pa} \sim \varepsilon^{-\frac{3}{2}}$,束能量为 50keV 的氘离子螺距角散射率更大,有更大的损失份额。由图 3 可以看出,在初始阶段,初始轨道损失造成了较大的快离子损失份额,在经历初始轨道损失之后,快离子损失份额与时间近似成线性关系,此时主要的快离子损失类型为波纹损失。在二分之一能量慢化时间内,损失份额随时间近似成线性增长趋势。

图 4 给出了损失氘离子在大半径 R 上的分布。由图 4 可知,在 $160\text{cm} < R < 200\text{cm}$ 区域内(托卡马克内侧和中心),氘离子的损失份额小于 1%,在 $R > 200\text{cm}$ 的区域内(托卡马克外侧),氘离子有较大的损失份额。

图 5 给出了损失氘离子在 EAST 小截面上具体的损失位置。由图 5 可知,损失的氘离子大部分位于中平面以下, $R > 200\text{cm}$ 的托卡马克外侧区域,损失位置与图 4 的结果吻合的很好。值得注意的是

损失的氘离子有很强的局域性,沉积的热负荷会对该处的第一壁造成比较严重的损伤。

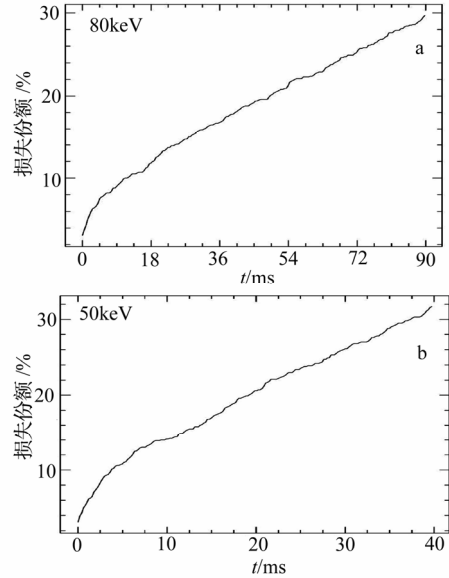


图 3 氘离子损失份额

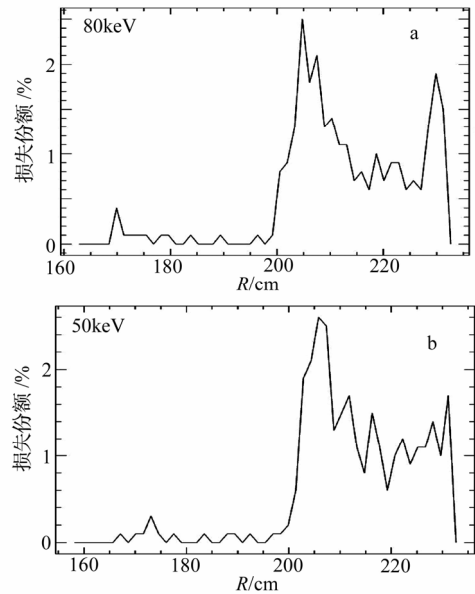


图 4 损失氘离子在 R 上的分布

图 6 给出了典型的 80keV 和 50keV 氘离子在 EAST 中的损失轨迹。从图 6 可以清晰的看出氘离子的损失过程。首先,波纹随机扩散使得该香蕉粒

子的转折点产生径向偏移, 从而使其轨道不断发生偏离; 随后由于碰撞效应, 该香蕉粒子转换为通行粒子, 并持续运动一段时间; 最后该粒子被波纹磁阱局域俘获, 并在图 6 所示的磁场方向下, 通过 ∇B 漂移损失掉, 这也与图 5 中损失氖离子在小截面上的具体位置相吻合。

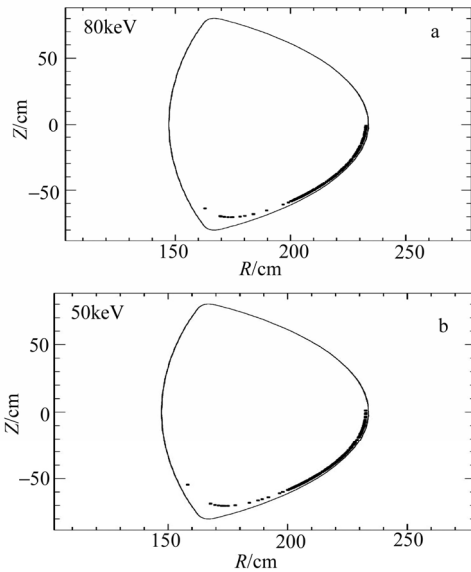


图 5 损失氖离子在 EAST 小截面上具体的损失位置

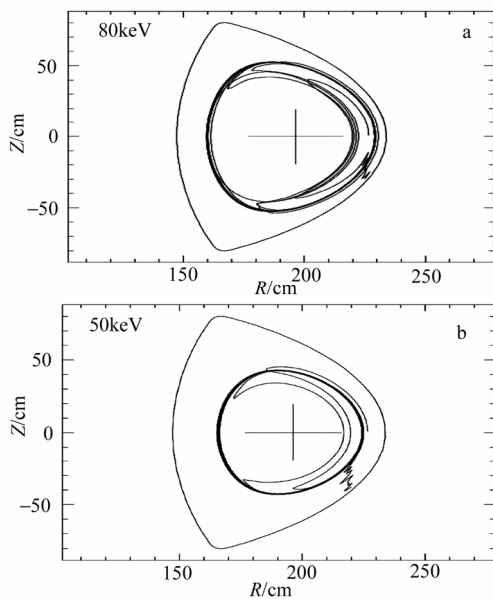


图 6 典型的氖离子在 EAST 中的损失轨迹

6 结论

利用经典导心轨道程序 ORBIT, 并结合平衡程序 EFIT 和输运程序 TRANSP, 计算了 EAST 中性束注入后快离子的损失。结果表明, 4MW(80keV) 氖离子的损失份额为 29%、2MW(50keV) 氖离子的损失份额为 31%; 损失的氖离子大部分位于中平面以下, 托卡马克外侧这一区域, 有很强的局域性。

中性束注入系统(NBIS)是 EAST 高功率辅助加热和电流驱动系统的主要组成部分之一, 对 EAST 科学目标的实现及在 EAST 上开展近堆芯等离子体物理与工程研究有非常重要的意义。

感谢等离子体物理研究所理论与数值模拟研究室提供计算平台, 感谢普林斯顿大学等离子体物理实验室(PPPL)和 NTCC 提供技术支持, 感谢 White 提供 ORBIT 程序以及对本人工作的帮助和悉心指导。

参考文献:

- [1] Kolesnichenko Ya I. The role of alpha particles in tokamak reactors [J]. Nucl. Fusion, 1980, 20(6): 727.
- [2] Rome J A, McAlees D G, Gallen J D, et al. Particle-orbit loss regions and their effects on neutral-injection heating in axisymmetric tokamaks [J]. Nucl. Fusion, 1976, 16(1): 55.
- [3] Goldston R J, White R B, Boozer A H. Confinement of high-energy trapped particles in tokamaks [J]. Phys. Rev. Lett., 1981, 47(9): 647.
- [4] Redi M H, Zarnstorff M C, White R B, et al. Collisional stochastic ripple diffusion of alpha particles and beam ions on TFTR [J]. Nucl. Fusion, 1995, 35(10): 1191.
- [5] Gao Qing-di, Long Yong-xing. Stochastic ripple diffusion of energetic particles in reversed magnetic shear tokamak [J]. Chin. Phys. Lett., 2004, 21(8): 1582.
- [6] Basiuk V, Roubin J P, Becoulet A, et al. Profile measurements of localized fast electrons and ions in Tore Supra [R]. In 1992 International Conference on Plasma Physics (Proc. Conf. Innsbruck, 1992), European Physical Society, 1992, 16(1): 175.
- [7] Putvinskij S V, Tubbing B J D, Eriksson L G, et al. On the modelling of fast particle ripple losses in tokamaks [J]. Nucl. Fusion, 1994, 34(4): 495.
- [8] 张杰, 罗家融, 王少杰. 中型 tokamak 中快离子的约束 [J]. 物理学报, 2006, 55(03): 1077-1082.
- [9] Tobita K, Tani K, Kusama Y, et al. Ripple induced fast ion loss and related effects in JT-60U [J]. Nucl. Fusion, 1995, 35(10): 1585.

- [10] White R B, Chance M S. Hamiltonian guiding center drift orbit calculation for plasmas of arbitrary cross section [J]. Phys. Fluids B, 1984, 27(10): 2455.
- [11] White R B. Canonical Hamiltonian guiding center variables [J]. Phys. Fluids B, 1990, 2(4): 845.
- [12] White R B, Boozer A H. Rapid guiding center calculations [J]. Phys. Plasmas, 1995, 2(8): 2915.

Study on the loss of neutral beam injected fast ions in EAST

LI Ji-bo, DING Si-ye, WANG Jin-fang, WU Bin, HU Chun-dong
(Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Science, Hefei 230031)

Abstract: By means of classical guiding center orbit code ORBIT and combining with equilibrium code EFIT, as well as transport code TRANSP, the loss of neutral beam injected fast ions in EAST is calculated. 29% and 31% of the injected neutral beam ions were lost, with the beam power and energy given by 4MW (80keV) and 2MW (50keV), respectively, and the lost fast ions are strongly localized.

Key words: Neutral beam injection; Loss of fast ions; Guiding center code