

托卡马克中局域磁扰动引起的高能量离子损失研究

王 杰, 向 东*, 曹锦佳, 龚学余

(南华大学核科学技术学院, 衡阳 421001)

摘 要: 基于单粒子导心运动代码 ORBIT, 采用测试粒子模拟方法, 研究了托卡马克等离子体内部不同径向位置处局域磁场扰动对高能量离子的损失的影响。研究表明, 在局域磁扰动主要分布在某磁面附近、其环向具有类似纹波场形式下, 可造成一些靠近等离子体中心区域的高能量离子损失, 但对靠近等离子体边界的离子损失影响相对不大。这些损失的高能量离子均为捕获离子, 离子的投掷角越大就越容易损失。此外, 造成高能量离子最大损失率的局域场径向位置与这些损失离子的初始径向位置通常存在一定的偏移, 而且这个偏移与这些离子的能量密切相关。当局域场出现在某些位置时, 能量较低的离子会有一定的损失, 能量较高的离子反而不会损失。

关键词: 高能量离子损失; 局域磁扰动; 托卡马克; 测试粒子模拟

中图分类号: TL61; O532

文献标识码: A

1 引言

核聚变能将是未来人类解决能源危机的终极选择能源之一, 托卡马克磁约束环形装置是未来最有希望的受控热核聚变装置。中性束注入和离子回旋共振等外部等离子体加热过程, 以及氘氚核聚变反应产物都将使等离子体内部产生大量的高能量离子。由于高能量离子的磁场漂移相对较大, 容易脱离磁场束缚而飞出等离子体边界造成粒子损失。这种损失不但降低等离子体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。因此, 高能量离子的损失和输运过程研究是实现可控核聚变的重要课题之一^[1-6]。

高能量离子损失的机理有很多。首先是初始轨道损失, 它是由于高能量离子在磁场中的漂移轨道太大, 使其在第一个反弹周期内就与等离子体最外层闭合磁面相交而造成损失。其次, 由于托卡马克

纵场线圈的有限性和分立性破坏了托卡马克的轴对称性, 从而形成纹波磁场, 这种纹波磁场也能导致高能量离子损失, 其主要机理有纹波磁阱捕获^[1, 3]和纹波随机扩散^[4, 7]两种。再次, 等离子体内部一些弱的磁扰动会激发很多磁流体动力学(MHD)不稳定性, 这些不稳定性与高能量离子相互作用, 通过共振损失和随机轨道损失机理最终导致高能量离子损失^[8]。此外, 由于特定实验目标需要, 托卡马克装置上还经常会设置一些额外线圈, 如KSTAR装置上增加了上、中、下三组外部扰动线圈^[9], 这些线圈使等离子体内部的局部区域出现扰动磁场而导致了高能量离子损失。显然, 受外加磁场线圈和等离子体自身涨落的诸多因素, 局域磁扰动的形式和种类非常丰富。关于局域磁扰动对高能量离子损失和输运的影响值得进一步研究。

研究高能量离子损失和输运的方法很多, 其中

收稿日期: 2018-03-19; 修订日期: 2018-09-19

基金项目: 国家磁约束核聚变能发展研究专项(2015GB110002); 国家自然科学基金(11605088, 11675073); 湖南省自然科学基金(2015JJ2121, 2017JJ3268); 湖南省教育厅课题(17C1354)

作者简介: 王杰(1993-), 男, 山西运城人, 硕士, 从事高能量粒子输运模拟研究。

*通讯作者: 向东(1976-), 男, 重庆石柱人, 博士, 副教授, 从事高能量粒子输运模拟研究。

粒子模拟方法逐渐成为一种行之有效的研究手段。Redi 等人采用 ORBIT 代码计算了 TFTR 装置中纹波场造成的高能 α 粒子损失^[10], Putvinskij 等人采用 OFMC 代码模拟计算了 JET 装置中纹波场造成的快离子损失^[11], Garcia-Munoz 等人结合实验和模拟计算分别讨论了 ASDEX Upgrade 和 DIII-D 装置上外加局域磁场扰动与边界局域模相互作用造成的高能量离子损失^[12]。其中, ORBIT 代码是基于单粒子导心运动轨道方程组^[13~16], 采用试探粒子模拟方法, 通过跟踪大量试探粒子的轨迹而统计得出问题的解。本文拟定采用 ORBIT 代码研究托卡马克等离子体内部存在局域磁场扰动时高能离子的损失与输运情况。

2 模型与计算方法

用 ORBIT 代码计算托卡马克等离子体中高能离子的导心轨迹, 至少需要处理三件事情: 第一是提供等离子体背景平衡磁场分布; 第二是描述扰动磁场形式; 第三是提供高能离子的初始分布。

描述托卡马克等离子体一般采用磁面坐标系 (ψ_p, θ, ζ) , 其中 ψ_p 为极向磁通量(与之对应的是环向磁通量 ψ)、 θ 为极向角、 ζ 为环向角。在磁面坐标下, 托卡马克中的平衡磁场 \mathbf{B}_0 可表示为:

$$\mathbf{B}_0 = \nabla\psi \times \nabla\theta + \nabla\zeta \times \nabla\psi_p \quad (1)$$

对于极向小截面近似为圆位形的轴对称托卡马克装置, 平衡磁场一般可分解为环向磁场 \mathbf{B}_T 和极向磁场 \mathbf{B}_p 两部分, 它们一般可分别近似表示为:

$$B_T = B_{T0} \left(1 - \frac{r}{R_0} \cos\theta\right) \quad (2)$$

$$B_p = \frac{r}{R_0} \frac{B_T}{q} \quad (3)$$

式中, B_{T0} 为环向磁轴的磁感应强度; R_0 为环向主轴大半径; r 为极向截面离轴径向距离(近似取关系式 $r = \sqrt{2\psi/B_0}$); $q = d\psi/d\psi_p$ 为安全因子。安全因子 q 反映了磁场的螺旋性, 一般托卡马克等离子体典型的安全因子的径向分布如图1所示。图1中 r 为相对托卡马克极向截面小半径 a 的归一化半径。

托卡马克中的总磁场 \mathbf{B} 可以由平衡磁场 \mathbf{B}_0 和

扰动磁场 $\delta\mathbf{B}$ 叠加得到, 即 $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \delta\mathbf{B}$ 。其中扰动磁场可能有多种性质, 因此 $\delta\mathbf{B}$ 可能出现多种形式。本文主要讨论的扰动磁场是一种局域磁扰动, 记为 $\delta\mathbf{B}_L$ 。假设其扰动形式为 $\delta\mathbf{B}_L = kA(r)\sin(N\zeta)$, 其中, $k = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} A(\theta)d\theta$, $A(r) = A_0 \exp\left[-\frac{(r-r_L)^2}{2\sigma_L^2}\right]$, $A(r)$ 和 $A(\theta)$ 分别为径向和极向的幅度函数, N 为控制环向磁场幅度波动的参数。图2是一种 $A(r)$ 的径向分布图, 它反映出一种局域扰动场在小截面上的归一化径向中心位置为 $r_L=0.6$, 磁扰动宽度参数 $\sigma=0.1a$ 。

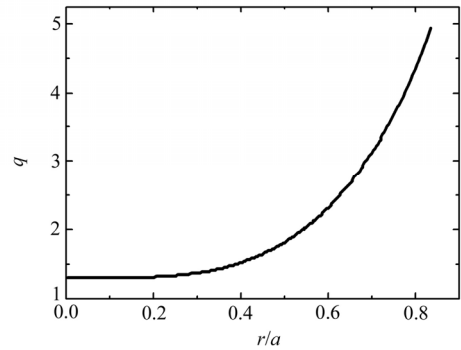


图1 安全因子 q 的径向剖面分布

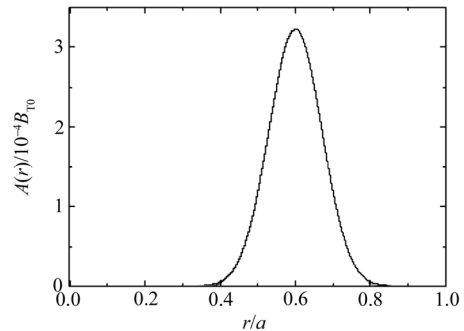


图2 局域扰动磁场的径向幅值函数

为了比较讨论, 考虑了一种的通常的 MHD 扰动形式, 记为 $\delta\mathbf{B}_{mn}$, 其一般形式为 $\delta\mathbf{B}_{mn} = \nabla \times \delta\mathbf{A}$, 通常令 $\delta\mathbf{A} = \alpha\mathbf{B}_0 R_0$, $\alpha = \alpha_{mn}(r)\sin(n\zeta - m\theta - \omega t)$, 这里 m 和 n 分别为极向模数和环向模数, ω 为模的扰动频率, t 为扰动时间; 而 α_{mn} 通常可简单取函数关系 $\alpha_{mn} = \alpha_{mx} \hat{\psi}_p^{0.5m} (1 - \hat{\psi}_p)^p$, 这里 $\hat{\psi}_p$ 为归一化极向磁通, 即 $\hat{\psi}_p = \psi_p / \psi_w$, ψ_w 为等离子体边界的极向

磁通, α_{mx} 和 p 为系数。

基于无碰撞模型, 采用蒙特卡罗方法抽样得到不同初始分布的大量高能离子, 以托卡马克等离子体为背景, 以高能离子为测试粒子, 基于磁通坐标的导心运动方程, 以时间为顺序, 跟踪所有高能离子在托卡马克等离子体中的运动轨迹, 最后统计得出高能离子在托卡马克等离子体中运动规律。如果某一高能离子在运动过程中它的导心坐标超出了等离子体最后闭合磁面, 则认为该高能离子损失。

3 计算结果与讨论

以ASDEX Upgrade托卡马克装置的基本参数为例展开了讨论。令其等离子体大半径 $R_0=1.65\text{m}$, 小半径 $a=0.5\text{m}$, 磁轴的磁场强度 $B_{T0}=2.0\text{T}$ 。简化等离子体极向截面位形为椭圆, 拉长比 $\kappa=1.7$ 。假设其安全因子分布如图1所示。ASDEX Upgrade装置上安装了8个氦中性束注入源, 其中#5号源为垂直注入方式, 注入源粒子能量 $E=93\text{keV}^{[17]}$ 。先采用蒙特卡罗方法^[18], 模拟#5号中性束源抽样产生20000个高能离子, 其初始化径向位置分布和投掷角($\phi = \cos^{-1}\lambda$, $\lambda = v_{\parallel}/v$)分布如图3所示; 再采用测试粒子模拟方法跟踪这些快离子的导心运动轨迹以统计得出快离子的损失情况。

分别计算了在无磁扰动(即 $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0$)、局域磁扰动(即 $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \delta\mathbf{B}_L$)、 $(m=2, n=1)$ MHD模扰动(即 $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \delta\mathbf{B}_{mn}$)三种情况下最终损失的高能离子的初始径向位置分布, 结果如图4所示。其中, 局域磁扰动场的径向中心位置为 $r_L=0.6$, 其径向幅值函数 $A(r)$ 如图2所示。对于 $(2, 1)$ MHD模, 为了便于比较, 选取合适的模幅值参数 $\alpha_{mn}(r)$, 使 $(2, 1)$ MHD模在归一化小半径 $r=0.6$ (约为 $q=2$ 的磁面)位置达到最大值, 且其对应的 $\delta\mathbf{B}_{mn}$ 最大值与上述局域场 $\delta\mathbf{B}_L$ 幅值相当。从图4可以看出, 当等离子体中不存在磁扰动时, 损失的高能离子的初始位置主要分布在 $r>0.7$ 的区域, 即只有非常靠近等离子体边界的离子才可能损失, 且损失离子数目 N_{lost} 较小; 当存

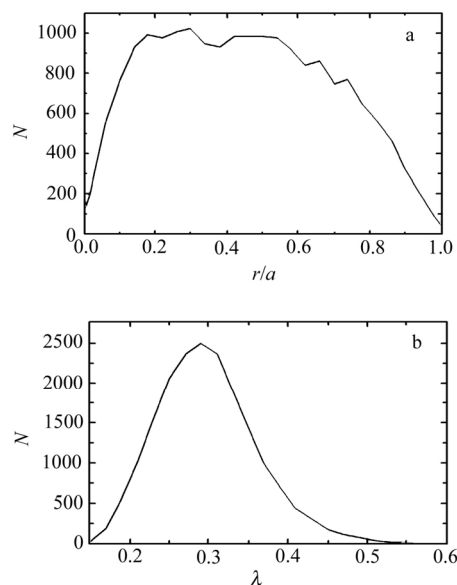


图3 中性束注入的高能离子源的初始分布
a——径向分布; b——投掷角余弦分布。

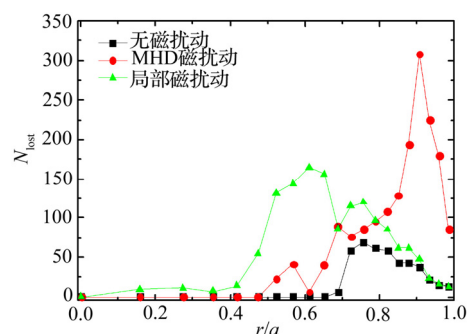


图4 损失的高能离子的初始径向位置分布

在 $(2, 1)$ MHD模时, 高能离子损失的数目大量增加, 损失的高能离子的初始位置从边界延伸到 $r=0.5$ 左右的位置, 特别是初始位置靠近等离子体边界的高能离子的损失数目大幅度增加; 而存在局域磁扰动时, 将有更多靠近等离子体中心区域的高能离子损失, 且在初始位置在 $r=0.6$ 附近的高能离子损失最多, 而对于靠近等离子体边界的高能离子的损失数目相比无磁扰动情况并未明显增加, 这与存在 $(2, 1)$ MHD模时的情况完全不同。

为了研究局域磁场中心位置与损失的高能离子的初始位置的关联性, 令初始高能离子全部

分布在一个固定径向位置 r_0 上(即同一磁面上), 极向角分布为均匀分布, 并令它们的投掷角余弦均为 $\lambda=0.3$ (取自图 3 所示的中性束注入的离子源投掷角分布中对应的峰值), 讨论研究局域场的中心位置 r_L 在不同的径向位置时高能离子的损失情况, 结果如图 5 所示。

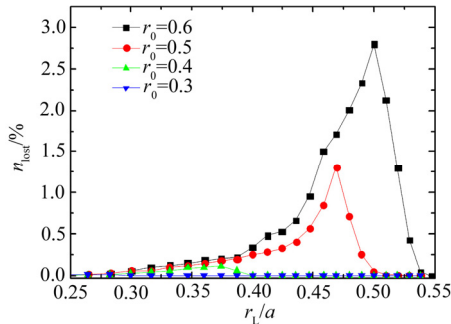


图 5 高能离子在局域扰动场中的损失率

如果令初始高能离子的位置都分布在 $r_0=0.6$ 上时, 假设局域场的中心位置为 $r_L=0.25$, 则无高能离子损失; 如果局域场的中心位置逐渐向外移动为 $r_L=0.3$ 、 0.35 、 0.4 、 0.45 时, 则高能离子的损失率 n_{lost} (损失离子数与初始离子数之比)逐渐增大, 直到局域场的中心位置 $r_L=0.5$ 时高能离子的损失达到最大值; 如果局域场的中心位置继续向外移动, 则高能离子的损失开始逐渐减小, 直到 $r_L=0.55$ 时, 则高能离子损失降为零。可见, 随着局域场的中心位置的变化, 高能离子损失存在峰值, 且能够造成高能离子损失达到最大值的局域场的中心位置 r_L 与这些离子的初始位置 r_0 不在同一位置上。如果初始高能离子分布在 $r_0=0.5$ 时, 则相应的局域场的中心位置在 $r_L=0.46$ 时损失的高能离子最多; 如果初始高能离子分布在 $r_0=0.4$ 时, 则局域场的中心位置在 $r_L=0.37$ 时损失的高能离子达到峰值。因此, 局域场与高能离子的损失密切相关, 局域场的存在造成了局域场中心位置邻近的高能离子损失, 但是能够造成离子最大损失率的局域场中心位置与这些损失的高能离子的初始径向位置不在同一径向位置, 局域场扰动有可能造成比局域场中心位置更加靠近等离子体芯

部的高能离子损失。

这种局域扰动场对不同投掷角的高能离子输运和损失也会产生影响。为了讨论方便, 设定高能离子初始位置全部在 $r_0=0.4$ 上, 计算了这些高能离子的投掷角余弦分别取 $\lambda=0.1$ 、 0.2 、 0.3 、 0.4 时, 局域场的中心位置 r_L 在不同径向位置变化时的高能离子的损失情况, 结果如图 6 所示。图 6 显示, 投掷角余弦越小, 即运动速度与磁场夹角越大, 损失的高能离子就越多。这表明捕获离子损失是粒子损失的主体, 且投掷角余弦越接近 0 就越容易损失。另外, 损失曲线峰值的位置随着投掷角余弦的变化而略有移动。

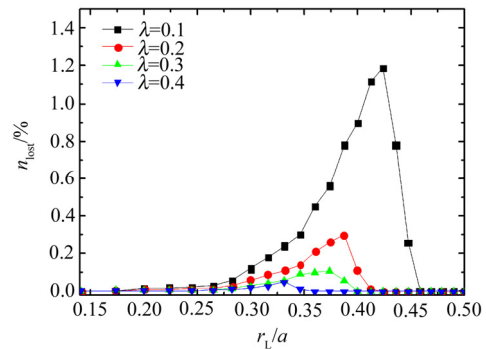


图 6 高能离子在局域扰动场中的损失率

从单粒子运动的角度出发, 初步探讨一下这种局域场造成高能离子损失的机制。图 7a 显示了一个高能捕获离子在无磁扰动时一个完整香蕉轨道, 但当存在局域磁场扰动时, 这个高能捕获离子很可能在香蕉轨道尖附近位置时同时掉到了局域场的纹波磁阱中, 从而打开了一条沿径向输运的损失通道, 最终飞出等离子体边界。显然, 这种损失机制的特点是高能捕获离子一旦掉入局域纹波磁阱范围内很快就会损失。与此机制不同, 在(2, 1) MHD 扰动模存在的条件下, 高能离子的轨道在原轨道(无磁扰动条件下的轨道)附近“随机”漂移, 最终可能要花更长的时间才会损失。在 MHD 扰动模的作用下, 某个高能捕获离子在运动了许多弹跳周期后, 最终才有可能因为轨道漂移而飞出等离子边界, 如图 7b 所示。

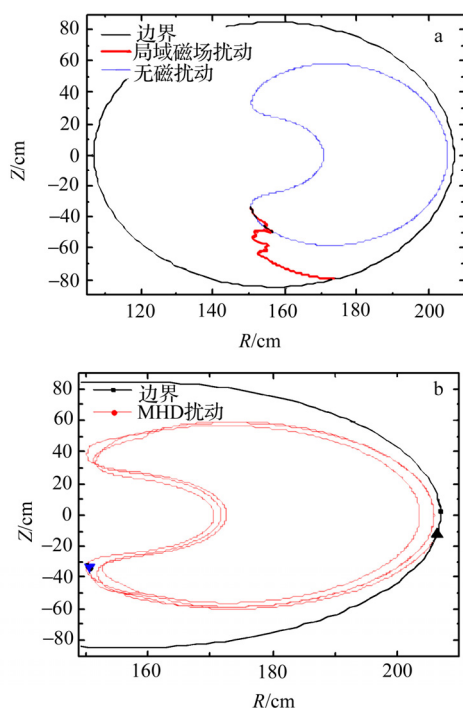


图7 高能捕获离子运动轨道的极向截面投影
a——无磁扰动和局域磁扰动时；b——存在(2,1)MHD模时。

最后,研究了这种局域扰动场对不同能量的高能量离子输运和损失的影响。为了简化讨论,类似地,假定高能离子初始位置全部在 $r_0=0.4$ 上,同时令它们的投掷角余弦均为 $\lambda=0.3$,计算了高能离子的初始能量分别为 $E=40、60、80、93$ 和 100keV ,局域场的中心位置 r_L 在不同的径向位置时高能离子的损失情况,结果如图8所示。

图8显示,高能离子的初始能量越大,损失率就越大。这显然是由于离子能量越大,轨道漂移就越大,受局域场扰动的影响后损失率就越大。同时,正如前文的结论,造成高能离子最大损失率的局域场中心位置 r_L 与这些离子的初始径向位置 r_0 (这里 $r_0=0.4$)不在同一位置上,即存在一定的偏移,而且这个偏移与高能离子的能量有关。从图8上还可以看出,当高能离子能量为 $E=100、93、80\text{keV}$ 时,造成离子损失峰的局域场位置比高能离子初始位置更靠近等离子体芯部,即 $r_L < r_0$;但是如果高能离子能量减小为 $E=60、40\text{keV}$ 时,造成离子损失峰的局域场位置变成比高能离子初

始位置更靠等离子体外侧,即 $r_L > r_0$ 。具体来讲,当高能离子的初始能量为 $E=100\text{keV}$ 时,局域场中心位置在 $r_L=0.35$ 时高能离子损失最大,此时 $r_L < r_0$,并且当 $r_L > 0.42$ 时,高能离子的损失率降为零;而当高能离子的初始能量为 $E=40\text{keV}$ 时,局域场中心位置在 $r_L=0.47$ 时高能离子损失最大,此时 $r_L > r_0$,并且当 $r_L > 0.5$ 或 $r_L < 0.43$ 时,高能离子的损失率几乎为零。因此,如果局域扰动场只存在 $r_L=0.47$ 的位置上,这时候能量 $E=40\text{keV}$ 的高能离子将有一定的损失,然而能量更高的 $E>80\text{keV}$ 的高能离子却没有损失。这个结果对于指导选择一定能量的快离子排灰有一定的积极意义。

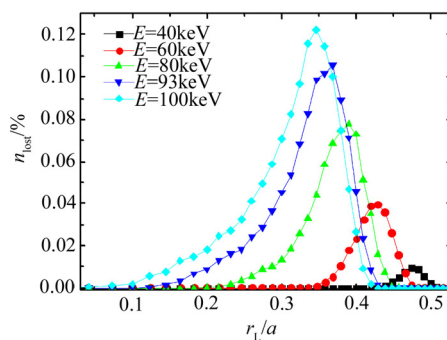


图8 高能离子在局域扰动场中的损失率

4 结论

假设托卡马克等离子体内部在某磁面附近存在某种局域磁场扰动,这种局域场的环向分布具有类似纹波场形式,基于单粒子导心运动的ORBIT代码,采用测试粒子模拟方法,研究了托卡马克等离子体内部不同径向位置存在这种局域磁场扰动时高能离子的损失情况。计算结果显示,相比较MHD不稳定性模,这种局域磁扰动可造成大量更加靠近等离子体中心区域的高能离子损失,但对靠近等离子体边界的离子损失影响相对不大。这些损失的高能离子均为捕获离子,当它们在运动过程中落入局域场的局域纹波磁阱中就会沿径向运动而导致损失,它们的投掷角越大就越容易损失。此外,造成高能离子最大损失率的局域场径向中心

位置 r_L 与这些损失离子的初始径向位置 r_0 通常存在一定的偏移, 而且这个偏移与高能离子的能量 E 密切相关。以某一阈值能量 E_{th} 为界, 当 $E > E_{th}$ 时, $r_L < r_0$; 而当 $E < E_{th}$ 时, $r_L > r_0$ 。也正因此, 当局域场出现在某些特定位置时, 能量较低的离子会有一定的损失, 能量较高的离子反而不会损失。

参考文献:

- [1] Kolesnichenko I I. The role of alpha particles in tokamak reactors [J]. Nucl. Fusion, 1980, 20(20): 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] Cao J J, Wang A, Gong X Y, et al. Kinetic theory of passing energetic ion transport in presence of the resonant interactions with a rotating magnetic island [J]. Phys. Plasmas, 2016, 23(1): 012301.
- [6] Cao J J, Gong X Y, Xiang D, et al. The transport characteristics of passing fast ions produced by nonlocal overlapping of drift island surfaces and magnetic island surfaces [J]. Phys. Plasmas, 2016, 23(8): 082301.
- [7] Gao Q, Long Y. Stochastic ripple diffusion of energetic particles in reversed magnetic shear tokamak [J]. Chin. Phys. Lett., 2004, 21(8): 1582.
- [8] Mynick H E. Stochastic transport of MeV ions by low- n magnetic perturbations [J]. Physics of Fluids B: Plasma Physics, 1993, 5(5): 1471–1481.
- [9] Shinohara K, Suzuki Y, Kim J, et al. Investigation of fast ion behavior using orbit following Monte-Carlo code in magnetic perturbed field in KSTAR [J]. Nucl. Fusion, 2016, 56(11): 112018.
- [10] Redi M H, Budny R V, Darrow D S, et al. Modelling TF ripple loss of alpha particles in TFTR DT experiments [J]. Nucl. Fusion, 1995, 35(12): 1509.
- [11] 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.
- [12] Garcia-Munoz M, Galdon J, Sanchis-Sanchez L, et al. The role of plasma response on fast-ion losses induced by edge 3D fields in the ASDEX Upgrade and D III-D tokamaks [C]. 26th IAEA Fusion Energy Conference (FEC 2016), 2016.
- [13] White R B. Canonical Hamiltonian guiding center variables [J]. Phys. Fluids B, 1990, 2(4): 845.
- [14] 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.
- [15] White R B, Boozer A H. Rapid guiding center calculations [J]. Phys. Plasmas, 1995, 2(8): 2915.
- [16] Gorelenkov N N, White R B. Perturbative study of energetic particle redistribution by Alfvén eigenmodes in ITER [J]. Plasma Phys. Contr. Fusion, 2012, 55(1): 15007–15015.
- [17] Mück A, Goodman T P, Maraschek M, et al. Sawtooth control experiments on ASDEX Upgrade [J]. Plasma Phys. Contr. Fusion, 2005, 47(10): 1633–1655.
- [18] 向东, 王杰, 龚学余, 等. 中性束注入快离子初始分布的蒙特卡罗模拟 [J]. 原子能科学技术, 2018, 52(6): 961–965.

Investigation of energetic ion losses due to localized magnetic perturbations in tokamak

WANG Jie, XIANG Dong, CAO Jin-jia, GONG Xue-yu

(School of Nuclear Science and Technology, University of South China, Hengyang 421001)

Abstract: Based on ORBIT code of a guiding center motion of single particle, the loss of energetic ions in different radial positions of tokamak plasma is studied by using test particle simulation method. The results show that the local magnetic perturbations can cause loss of many energetic ions near the central region of the plasma, but they have little effect on the ion loss near the plasma boundary, assuming that the local field is mainly located near a magnetic surface and its toroidal field is similar to the ripple field. These energetic ions are trapped ions, and the greater their pitch angle is, the easier they lose. In addition, the radial position of the local field that causes the maximum loss rate of energetic ions is usually offset from the initial radial position of these loss ions, and this shift is closely related to the energy of these ions. When the local field appears in certain locations, the ions of lower energy have some loss, but the ions higher energy does not lose.

Key words: Energetic ion loss; Localized magnetic perturbation; Tokamak; Test particle simulation