

托卡马克中带电粒子的直接损失问题研究*

徐欣亮^{1)†} 赵小明¹⁾ 王中天²⁾ 唐昌建¹⁾

1) (四川大学物理科学与技术学院, 成都 610065)

2) (核工业西南物理研究院, 成都 610041)

(2011年12月29日收到; 2012年2月28日收到修改稿)

首次发现了托卡马克中存在迥异于通行粒子和香蕉粒子的第三种粒子, 这种粒子会由于漂移运动而摆脱磁场的约束. 研究了该类粒子在其速度空间上的类磁镜损失锥, 给出了这一损失锥的数学表达式, 分析了存在这一类粒子的物理成因, 模拟与数学分析的结果基本一致. 研究还发现, 回旋半径在二阶条件下带电粒子的轨道损失高于零阶情况, 且与装置参数密切相关.

关键词: 损失锥, 轨道损失, 哈密顿方程, Solov'ev 位型

PACS: 52.20.Dq

1 引言

离子的约束是受控热核聚变研究中的一个重要课题^[1], 在托卡马克的辅助加热试验中, 发现在低密度情况下粒子会直接从磁场边界飞出打到偏滤器靶板上而损失^[2], 一般被称为直接损失^[3]. 在不考虑粒子群体行为的情况下, 认为立即损失是由于粒子的轨道效应造成的^[4], 而托卡马克中是否存在另外的立即损失机制一直以来是不清楚的.

另一方面, 通行粒子由于轨道效应导致的立即损失在有限几何位型^[5]和偏滤器位型^[6]的磁场中已经被广泛研究. 在过去的研究中认为, 香蕉粒子数远小于通行粒子, 因而对轨道损失率的研究中忽略了香蕉粒子的影响^[7]. 然而事实上, 香蕉粒子的漂移宽度大于通行粒子的漂移宽度, 所以更容易导致轨道损失^[8,9], 因此, 香蕉粒子的轨道损失需要研究. 在粒子轨道的研究中, 基于零阶哈密顿方程的正则变换方法被广泛地应用于通行粒子轨道^[10,11]、香蕉粒子轨道^[12,13]、豆粒子轨道的研究中^[12,13]、这种方法在粒子轨道的研究中有着一定

的优势^[14].

文中研究了不同于通行粒子和香蕉粒子托卡马克中的第三种粒子, 提出了粒子直接损失的一种新的模型, 同时研究了该类粒子在其速度空间上的类磁镜损失锥. 本文推导出了轨道半径二阶近似条件下的哈密顿方程, 并在其粒子轨道的特性的基础上研究了香蕉粒子的轨道损失.

本文按如下结构进行阐述: 第2节讨论了托卡马克中带电粒子运动的哈密顿方程, 第3节中研究了粒子轨道的特性, 在第4节中研究了托卡马克中的损失锥和香蕉粒子的轨道损失, 最后一节则对本文的工作进行了简要的概括.

2 粒子运动的哈密顿方程

在环向对称坐标系 (R, ζ, Z) 中, 磁场有如下的表达形式

$$\mathbf{B} = \nabla\varphi \times \nabla\psi + I\nabla\varphi, \quad (1)$$

式中, ψ 是极向的磁通. 磁场位型的 Grad-Shafranov

* ITER 计划专项国内配套研究 (批准号: 2009GB105003) 资助的课题.

† E-mail: pc_ph@hotmail.com

方程为^[15]

$$R^2 \nabla \cdot \left(\frac{\nabla \psi}{R^2} \right) = -\mu_0 R j_\zeta(R, \psi), \quad (2)$$

式中, j_ζ 是等离子体的环向电流. 如果电流为均匀分布, 方程 (2) 有如下形式的 Solov'ev 位型的解

$$\psi = \psi_0 \left\{ \frac{1}{l} [Q + (1-Q)R^2] Z^2 + \frac{l}{4} (R^2 - R_0^2)^2 \right\}, \quad (3)$$

式中, l 是磁场拉长比, Q 与位型的三角率有关. 在环向对称的位型下, 带电粒子能量方程有如下表达式^[16,17]

$$H = \frac{1}{2} \Omega_c P_\alpha \left[\left(\frac{R_c}{R} \right)^2 \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha \right] + \frac{1}{2R^2} [P_\phi + e\Psi]^2 + e\Phi, \quad (4)$$

其中, $P_\phi = Rv_\phi - e\Psi$, $P_\alpha = \frac{1}{2} \Omega_c \rho^2$, $v_R = \Omega_c \rho e \frac{R_c}{R} \cos \alpha \sin \alpha$, 粒子的质量归一化为 1, Ω_c 是粒子的回旋频率, ρ 为拉莫尔半径, 下标 o 和 c 分别对应在小环中心和粒子回旋中心的值.

在粒子的运动中, 可以引入一个小量来研究回旋半径对粒子运动的影响. 在零阶情况下这个小量有如下表达形式

$$\delta \sim \rho/r, \quad (5)$$

其中 r 为托卡马克小半径. 因为粒子的总能量守恒, 所以磁场动量可以表示为两个部分, $P_\alpha = P_{\alpha 0} + P_{\alpha 1}(\alpha)$. 而在忽略振动项 $P_{\alpha 1}(\alpha)$ 时, $P_{\alpha 1}(\alpha)$ 可以从方程 (4) 中消去, 由此, 可以得到零阶情况下粒子的能量方程^[11]

$$H_0 = \Omega_c P_{\alpha 0} + \frac{1}{2R_c^2} [P_{\phi 0} + e\psi_0(X, P_x)]^2 + eU_0, \quad (6)$$

如果不忽略粒子运动的振动项, 可以引入一个生成函数

$$F_2 = \mu \left\{ \alpha - \left(\frac{2}{\Omega_c \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{\Omega_c} \left[(v_{\phi c} \Omega_z + eE_R) \sin \alpha + (v_{\phi c} \Omega_R - eE_Z) \cos \alpha + \frac{\Omega_c \mu}{2R_c} \left(\sin \alpha - \frac{1}{3} \sin(3\alpha) \right) + \frac{v_{\phi c}^2}{R_c} \sin \alpha \right] \right\} + P_\xi \varphi \quad (7)$$

来消掉 α . 方程 (7) 中 $v_{\phi c} = (P_\xi + e\Psi_c)/R_c$, E_R 和 E_Z 分别是 R 方向与 Z 方向的电场, Ω_R 是沿磁

场 B_R 的回旋频率. 由方程 (7), 通过正则变换可以得到

$$P_\alpha = \mu - \left(\frac{2\mu}{\Omega_c^3} \right)^{1/2} \left[(v_{\phi c} \Omega_z + eE_R) \cos \alpha - (v_{\phi c} \Omega_R - eE_Z) \sin \alpha + \frac{\Omega_c \mu}{2R_c} (\cos \alpha - \cos(3\alpha)) + \frac{v_{\phi c}^2}{R_c} \cos \alpha \right], \quad (8)$$

$$P_\zeta = P_\phi, \quad (9)$$

$$\zeta = \alpha - \left(\frac{1}{2\Omega_c^3 \mu} \right)^{1/2} \left[(v_{\phi c} \Omega_z + eE_R) \sin \alpha + (v_{\phi c} \Omega_R - eE_Z) \cos \alpha + \frac{3\Omega_c \mu}{2R_c} \times \left(\sin \alpha - \frac{1}{3} \sin(3\alpha) \right) + \frac{v_{\phi c}^2}{R_c} \sin \alpha \right], \quad (10)$$

$$\xi = \phi - \left(\frac{2\mu}{R_c^2 \Omega_c^3} \right)^{1/2} \left(\Omega_z \sin \alpha + \Omega_R \cos \alpha + \frac{2v_{\phi c}}{R_c} \sin \alpha \right). \quad (11)$$

而在大环径比托卡马克装置中, 小量 δ 可以被表示成如下形式

$$\frac{B_p}{B_\phi} \sim \frac{r}{R} \sim \delta, \quad (12)$$

在这种情况下, 二阶哈密顿方程可以表示为

$$H = P_\alpha \Omega + \frac{B_\phi^2}{2R^2 B^2} (P_\xi + e\psi_c + \iota P_\alpha)^2 + e\Phi_c + \frac{\mu}{2B_\phi} \nabla^2 \Phi_c + \tilde{H}_2, \quad (13)$$

式中, $\iota = R_c j_\phi / 2B_\phi$, $B^2 = B_\phi^2 + B_p^2$, 扰动量 \tilde{H}_2 可以写进 P_α 中从方程 (8) 可以解出新的 P_α 的表达式

$$P_\alpha = \frac{1}{2} \Omega_c \rho^2 - \boldsymbol{\rho} \cdot \mathbf{F}_\perp, \quad (14)$$

式中

$$\mathbf{F}_\perp = \frac{1}{\Omega_0 R_0} (\rho^2 \Omega_c^2 \sin^2 \alpha + v_{\phi c}^2) \mathbf{e}_R + \frac{1}{\Omega_c} [(eE_R + v_{\phi c} \Omega_z) \mathbf{e}_R + (eE_Z + v_{\phi c} \Omega_R) \mathbf{e}_z],$$

从方程 (14) 可以看出, 磁场动量 P_α 只受向心力的影响.

3 托卡马克中的粒子轨道

在磁面坐标系下, 磁场 $B_R = \frac{-1}{2\pi R} \frac{\partial \psi}{\partial Z}$, $B_Z = \frac{1}{2\pi R} \frac{\partial \psi}{\partial R}$, 而极向磁场为 $B_p = \sqrt{B_R^2 + B_Z^2}$, 环向磁

场为 $B_\phi = R_0 B_0 / (R_0 + r \cos \theta)^{[16]}$, 由以上表达式可以解出磁场的信息.

通过联立方程(3)和方程(13), 可以得到通行粒子在二阶情况下的轨道, 如图 1 所示. 同理, 可得到香蕉粒子的轨道图像, 如图 3 所示. 联立方程 (3) 和

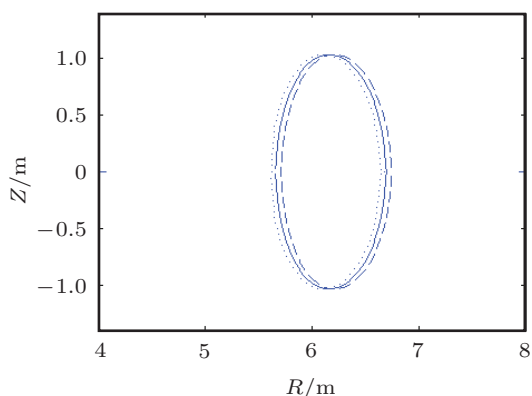


图 1 通行粒子的轨道和其初始时所在的磁面, 当 $v_{\parallel} < 0$ 时粒子向内漂移而 $v_{\parallel} > 0$ 时粒子向外漂移, 初始磁面为 $\psi/\psi_0 = 2$ 时的磁面

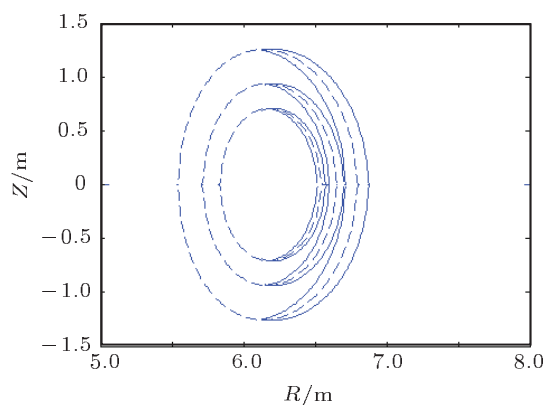


图 2 不同磁面上的香蕉粒子轨道, 其中实线是粒子所在的初始磁面

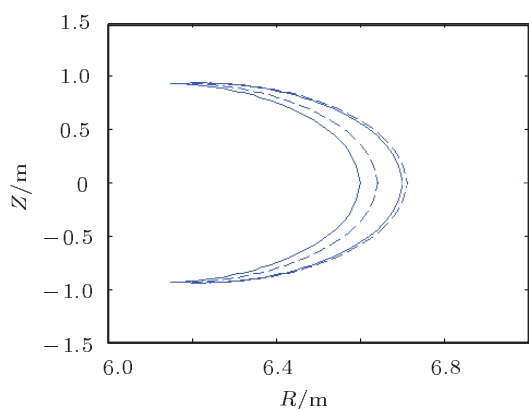


图 3 实线表示零阶近似下的香蕉粒子, 虚线表示二阶近似下的香蕉粒子轨道

方程 (6), 可以得到回旋半径零阶近似下香蕉粒子的轨道, 如图 3 所示. 可以发现, 由于考虑到了环向磁场大小的影响, 从零阶和二阶哈密顿方程解出的带电粒子轨道存在差异.

当粒子在靠近磁轴位置时, 方程 (13) 将会变为如下形式 ^[17,18]

$$H = \Omega_0 \mu + \frac{1}{2q^2 R_0^2} (qR_0 v_{\phi 0} + \phi)^2 - (\Omega_0 P_\alpha + v_{\phi 0}^2) \frac{\phi^{1/2}}{\phi_0^{1/2}} \cos \alpha, \quad (15)$$

其中 $\varphi = \frac{1}{2} \Omega_0 r^2$, $\varphi_0 = \frac{1}{2} \Omega_0 R_0^2$, $q = \varphi / e\Psi$ 为安全因子, $v_{\phi 0}$ 是磁轴处的环向速度.

假设 $x = \sqrt{\varphi}$, 方程 (15) 就变为一个三次方程:

$$x^3 + 2qR_0 v_{\phi 0} x - 2q^2 R_0^2 (\Omega_0 P_\alpha + v_{\phi 0}^2) \times \cos \theta / \phi_0^{1/2} = 0. \quad (16)$$

可以发现, 从二阶哈密顿方程得到的近轴粒子轨道方程和零阶的轨道方程 ^[18] 是相同的, 因为此时 $B_p = 0$, 回旋半径此时并不影响粒子的运动状况. 同时, 由方程(16)即可得到靠近磁轴处的粒子轨道, 这一类粒子的轨道也被称作土豆粒子, 如图 4 所示.

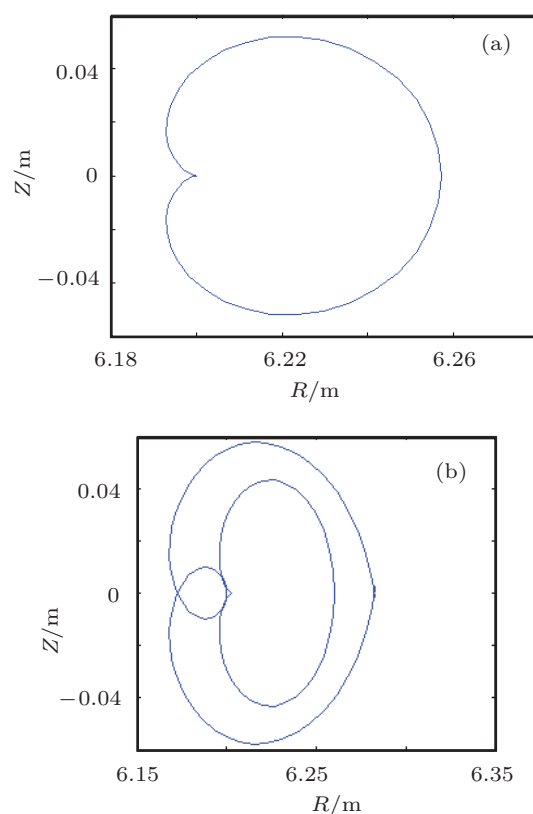


图 4 (a) 通行土豆粒子的轨道; (b) 捕获土豆粒子的轨道

4 托卡马克中的直接损失

在上一章对香蕉粒子的研究中,发现了一个有趣的现象:当粒子的 $\nu_{\parallel}/\nu_{\perp}$ 很小的时候,粒子的轨道不再沿香蕉型轨道运动而是直接横越磁面飞出磁场区,如图 5 所示. 在 (6) 式的数值计算中我们不断减小初始 $\nu_{\parallel}/\nu_{\perp}$ 的比值,从而得到了粒子轨道改变时 $\nu_{\parallel}/\nu_{\perp}$ 的临界值. 当粒子的 $\nu_{\parallel}/\nu_{\perp}$ 小于临界值时,粒子轨道不再是香蕉轨道. 数值计算结果同时显示,这个临界值与粒子初始所在的磁面和等离子体温度相关.

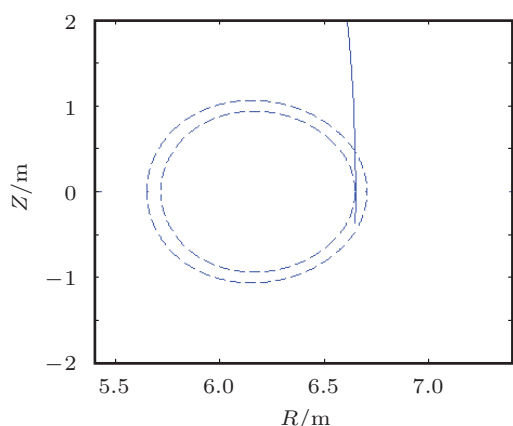


图 5 粒子直接飞出磁场的轨道 (实线) 和其初始所在的磁面 (虚线)

同时,假设粒子的环向广义动量守恒,可以从方程 (6) 中推导出下列的方程组 [8]:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{B_R}{B_\phi} \left(\frac{u}{R} - \frac{Ru_E}{R_0^2} \right), \quad (17)$$

$$\frac{dZ}{dt} = \frac{B_Z}{B_\phi} \left(\frac{u}{R} - \frac{Ru_E}{R_0^2} \right) + v_d, \quad (18)$$

$$\frac{du}{dt} = \Omega_R R v_d + \Omega_0 R \frac{E_\phi}{B_\phi}, \quad (19)$$

式中 $u = Rv_\phi$, $u_E = -R_0^2 \frac{\partial U_0}{\partial \psi} = R_0^2 \omega_E$, $v_d = \frac{1}{\Omega_0 R_0} \left(\Omega_c \mu + \frac{u^2}{R^2} \right)$. 可以发现,如果方程 (18) 的右侧恒大于零,粒子会沿 Z 方向持续地运动直到飞出磁场区. 在这种假设下,联立方程 (17) 和方程 (19),可以推导出如下的不等式:

$$\left| \frac{\nu_{\parallel}}{\nu_{\perp}} \right| \leq \frac{qR}{r} \frac{\sqrt{2mkT_0}}{eB_0R_0}, \quad (20)$$

其中 q 是安全因子, r 为粒子所在位置的小半径, T_0 是粒子初始所在磁面的温度. 不妨定义方程 (20) 的右侧为粒子损失的临界值,当粒子的初始 $|\nu_{\parallel}/\nu_{\perp}|$

小于这个临界值的时候,粒子将会直接飞出磁场区. 当定义 $|\nu_{\parallel}/\nu_{\perp}|$ 为托卡马克的损失角时,这种情形与磁镜中的损失锥非常类似. 在 ITER 装置的参数下,可以由方程 (20) 直接得出在不同初始磁面和温度时的临界值,与本章开头对临界值的数值计算的结果比较发现,二者的值非常相近,如图 6(a) 所示. 这说明在速度空间中,在 $|\nu_{\parallel}/\nu_{\perp}|$ 小于临界值的区域中的粒子将直接横越磁面飞出磁场,对方程 (18) 分析可知,等号右侧第二项即为引导中心由于大环磁场非均匀分布产生的漂移速度,与直接由牛顿定律得出的漂移速度 $v_D = \frac{W_{\perp} + 2W_{\parallel}}{qB^3} B_\phi \times \nabla B_\phi$ 相同,右侧第一项是角向磁场由于极向磁场 B_θ 导致的漂移速度. 以上结果表明了托卡马克的磁场并不是在所有情况下都能避免粒子向外漂移而造成的粒子直接损失,当 B_θ 较小时 $|\nu_{\parallel}/\nu_{\perp}|$ 很小的粒子的磁漂移并不能在磁力线旋转过程中被抵消掉. 我们称这种粒子为直接损失粒子,同时定义这种粒子所在的速度空间的区域为托卡马克中的损失锥,如图 6(b) 所示. 从图中不难发现,损失区落在捕获区内,这说明原本一些被认为是香蕉粒子的带电粒子

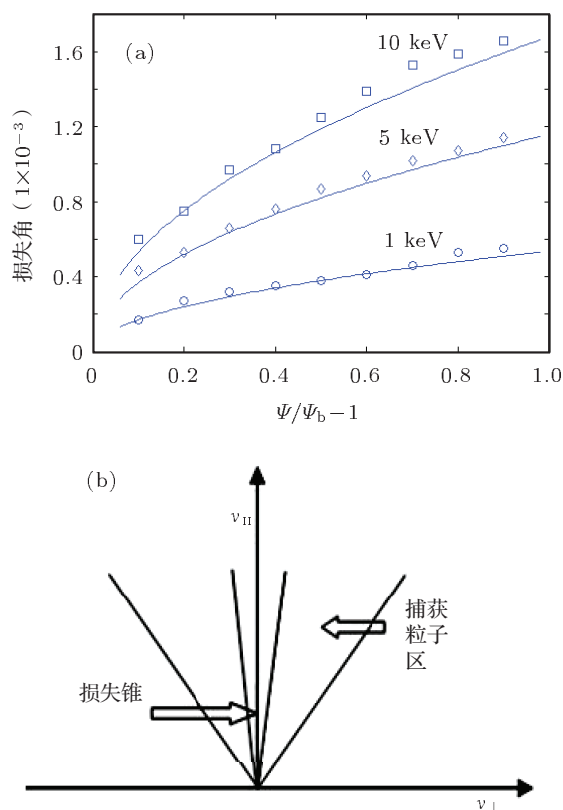


图 6 (a) 为在不同磁面上粒子的临界值,实线为从方程 (20) 得出的曲线,离散点为以上数值计算的结果;(b) 为损失锥的示意图

将不再被约束. 综上所述, 由于 Z 方向的漂移, 不是所有的粒子都能被磁场约束住. 原本被认为只存在于磁镜装置的损失锥同样存在于托卡马克中.

另一方面, 因为香蕉粒子的漂移半径较大, 所以当漂移半径大于粒子所在的初始磁面到边界的距离时, 粒子将飞出边界, 这一类的损失被称作轨道损失. 基于以上这点, 可以得出香蕉粒子的损失率. 在磁面坐标系 (ζ, θ, ψ_p) 中, 磁场可以表达成如下的形式^[6,7]

$$\mathbf{B} = g(\psi_p)\nabla\zeta + I(\psi_p)\nabla\theta + \delta(\psi_p)\nabla\psi_p,$$

由此可以计算出香蕉轨道的漂移半径为 $\Delta\psi_p = g\rho_{\text{parallel}} = \frac{g}{eB}\sqrt{2W - 2\mu\Omega}$. 因为在 $Z = 0$ 时漂移半径最大, 所以计算损失时只需要考虑 $Z = 0$ 时的值. 将上式带入方程 (9) 即可以得到漂移半径.

$$\Delta\psi_p = \frac{g}{eB_0R_0} \frac{B_\phi^2}{B^2} (p_\zeta + e\psi_p + i\mu), \quad (21)$$

假设 $\psi_b = \text{constant}$ 是托卡马克的边界, 所以可以得出当 $\psi_p + \Delta\psi_p > \psi_b$ 时, 粒子可以逃逸出边界. 由上述可以推导出

$$\psi_p \geq \frac{\psi_b - AP_\zeta}{1 + eA}, \quad (22)$$

其中 $A = \frac{g}{eB_0R_0} \frac{B_\phi^2}{B^2}$, $\nu_{\parallel} = \frac{B_\phi}{mR}(P_\zeta + e\psi_p)$.

假设在磁面 ψ_p 上的粒子在速度空间中服从麦克斯韦分布, 粒子在当地磁面损失率的积分式可以据此求出

$$f = 2\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \frac{mR}{eB_\phi} \int_{\frac{B_\phi}{\sqrt{\epsilon R}}(P_\zeta + eD)}^{+\infty} e^{-\frac{m\nu_\perp^2}{2kT}} \nu_\perp \times \int_D^{(\sqrt{\epsilon} \frac{mR}{B_\phi} \nu_\perp - P_\zeta)/e} e^{-\frac{m\nu_\parallel^2}{2kT}} d\psi_p d\nu_\perp, \quad (23)$$

其中 $D = \frac{\psi_b - AP_\zeta}{1 + eA}$, 对方程 (23) 平行方向的速度积分可以得到

$$f \sim \frac{m^2 R}{2kTeB_\phi} \int_{\frac{B_\phi}{\sqrt{\epsilon R}}(P_\zeta + eD)}^{+\infty} \times e^{-\frac{m\nu_\perp^2}{2kT}} \nu_\perp \left\{ \sqrt{\pi} \text{erf} \left[\sqrt{\frac{m}{2kT}} \times \frac{B_\phi}{mR} (P_\zeta + e\psi_p) \right] \right\}_{D}^{(\sqrt{\epsilon} \frac{mR}{B_\phi} \nu_\perp - P_\zeta)/e} d\nu_\perp, \quad (24)$$

定义磁面函数 ψ_a 为 $\psi_a = (1 - \psi_p/\psi_b)$, 由此可以得到在整个托卡马克中粒子总的损失率

$$F = \int_0^1 n_p f d\psi_a / \int_0^1 n_p d\psi_a, \quad (25)$$

其中 n_p 为当地磁面粒子的密度, 假设在托卡马克中密度和温度呈抛物线形分布即 $n_p = n_0\psi_a$, 温度 $T = a\psi_a$, 由此可以从方程 (25) 得出总损失率的表达式为

$$F = \int_0^1 \frac{m^2 R}{akeB_\phi} \int_{\frac{B_\phi}{\sqrt{\epsilon R}}(P_\zeta + eD)}^{+\infty} e^{-\frac{m\nu_\perp^2}{2kT}} \nu_\perp \times \left\{ \text{erf} \left\{ \sqrt{\frac{m}{2ak\psi_a}} \frac{B_\phi}{mR} [P_\zeta + e\psi_b(1 - \psi_a)] \right\} \right\} \times \left|_{\psi_b(1-D)}^{\psi_b \left[1 - \left(\sqrt{\epsilon} \frac{mR}{B_\phi} \nu_\perp - P_\zeta \right) / e \right]} \right. d\nu_\perp d\psi_a. \quad (26)$$

同理, 从方程 (6) 出发, 可以得到在零阶近似情况下粒子的轨道损失率, 如 (7) 可以看出, 由于与安全因子 q 有关的 B_ϕ/B 的影响, 粒子的损失率在考虑二阶近似情况下的损失率要大于零阶情况下的损失率.

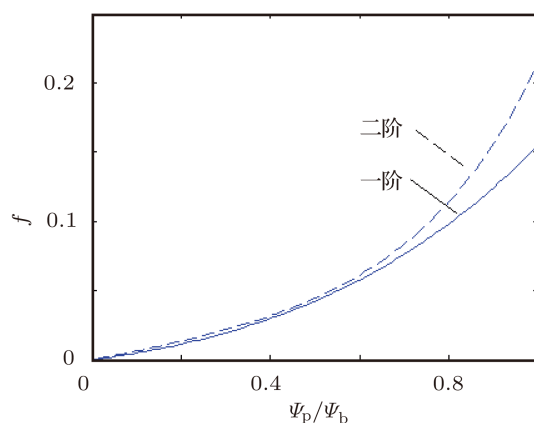


图 7 不同磁面上的粒子损失率, f 的归一化因子是 $\frac{m^2 R}{2kaTeB_\phi}$

因为电子的损失率非常小, 所以我们不考虑电子的损失率. 带入不同托卡马克中的参数, 离子的总损失可以从方程 (26) 计算出来, 可以看出离子的轨道损失率与装置密切相关.

表 1 不同装置中的损失率

托卡马克	ITER	JT-60U	JET	HL-2A
损失率/%	1.04	0.88	0.81	1.17

5 结论

托卡马克中存在迥异于通行粒子和香蕉粒子的第三种粒子, 这种粒子在其速度空间内位于类磁镜的损失锥内, 将会由于漂移运动而摆脱磁场的约束. 文中导出了这一损失锥的数学表达式, 并通过轨道理论验证了这一损失锥的存在. 结果表明了托卡马克的磁场并不是在所有情况下都能避免

粒子向外漂移而造成的粒子直接损失, 当 B_θ 较小时 $|\nu_{\parallel}/\nu_{\perp}|$ 很小的粒子的磁漂移并不能在磁力线旋转过程中被抵消掉.

而在香蕉粒子的轨道损失中, 由于回旋半径二阶条件下引起的轨道损失与环向磁场密切相关, 因而与回旋半径的零阶近似情况下相比, 二阶近似条件下粒子的损失率更大.

- [1] Zhang J, Luo J R, Wang S J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1077 (in Chinese) [张杰, 罗家融, 王少杰 2006 物理学报 **55** 1077]
- [2] Kivanen M A, Reuchle R, Lazzaro E, Summers D D R, Staylor T 1993 *Nucl. Fusion* **32** 863
- [3] Shao Q Y, Chen J X, Wu S M, Pan Z Y, Huo Y K, Gao X H 1991 *Acta Phys. Sin.* **40** 1244 (in Chinese) [邵其璠, 陈建新, 吴士明, 潘正瑛, 霍裕昆, 高兴华 1991 物理学报 **40** 1244]
- [4] Miyamoto K 1996 *Nucl. Fusion* **36** 927
- [5] Xiao X T, Liu L, Zhang X D, Wang S J 2011 *Plasma Phys.* **18** 032504
- [6] Zheng L, Zhao Q, Zhou Y 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 085204 (in Chinese) [郑灵, 赵青, 周艳 2011 物理学报 **60** 085204]
- [7] Jiao Y M, Long Y X, Dong J Q, Shi B R, Gao Q D 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 180 [焦一鸣, 龙永兴, 董家齐, 石秉仁, 高庆弟 2005 物理学报 **54** 180]
- [8] Mieko K, Shunji I D O 1995 *Jpn. J. Appl. Phys.* **34** 148
- [9] Weston M Stacey 2011 *Phys. Plasmas* **18** 102504
- [10] Nishimura Y 2011 *Comput. Phys. Commun.* **182** 158
- [11] Wang Z T 1999 *Plasma Phys. Control. Fusion* **41** A679
- [12] Shaing K C, Hazeltine R D 1997 *Phys. Plasmas* **4**
- [13] Zheng S B, Wootton A J, Solano E R 1996 *Phys. Plasmas* **3** 1176
- [14] Zhou X B, Zhao C L 1993 *Acta Phys. Sin.* **42** 1257 (in Chinese) [周小兵, 赵长林 1993 物理学报 **42** 1257]
- [15] Zha X J, Zhu S Z, Yu Q Q 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 428 (in Chinese) [查学军, 朱思铮, 虞清泉 2003 物理学报 **52** 428]
- [16] Zheng S B, Wootton A J, McCoot S C, Craven W A 1995 *Acta Phys. Sin.* **44** 715 (in Chinese) [郑少白, Wootton A J, McCoot S C, Craven W A 1995 物理学报 **44** 715]
- [17] Wang Z T, Le C G, Boileau A, Couture P 1991 *Bull. Am. Phys. Soc.* **36** 2421
- [18] Wang Z T, Le C G 1992 *Nucl. Fusion* **32** 2036
- [19] Bergmann A, Peeters A G, Pinches S D 2011 *Phys. Plasmas* **8** 5192

The study of particle direct loss in tokamak*

Xu Xin-Liang^{1)†} Zhao Xiao-Ming¹⁾ Wang Zhong-Tian²⁾ Tang Chang-Jian¹⁾

1) (*Physics Department of Sichuan University, Chengdu 610065, China*)

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

(Received 29 December 2011; revised manuscript received 28 February 2012)

Abstract

A new kind of particle in tokamak, which is different from passing particle and trapped particle, is found. This kind of particle can fly directly out of the boundary due to the drift motion. The loss cone in tokamak, which is composed of these particles, is studied. At the same time, the loss rates due to the banana orbit in different tokamaks are calculated.

Keywords: loss cone, orbit loss, Hamilton formalism, Solov'ev configuration

PACS: 52.20.Dq

* Project supported by the National Magnetic Confinement Fusion Science Program (Grant Nos. 2009GB105002, 2010GB107003).

† E-mail: pc_ph@hotmail.com