

托卡马克等离子体中内部磁扰动的测量研究

郑永真[†] 齐昌炜 丁玄同 郦文忠

(核工业西南物理研究院, 成都 610041)

(2004年7月29日收到; 2005年1月12日收到修改稿)

热等离子体中内部磁扰动水平可以由逃逸电子输运来确定, 逃逸电子输运采用扰动实验和稳态实验等四种不同方法较容易获得某些局域的逃逸扩散系数, 首先利用等离子体快速移动实验, 测量孔栏上硬 X 射线通量的变化, 获得边缘扩散系数; 第二, 由微波辐射强度和硬 X 射线通量(HXR)信号的锯齿振荡的峰值延迟时间得到径向位置某处到孔栏之间平均扩散系数; 第三, 软 X 射线(SXR)强度和 HXR 通量的信号的锯齿振荡的峰值延迟时间给出等离子体芯区外的径向平均扩散系数; 第四, 由来自孔栏上 HXR 韧致辐射谱求得逃逸电子平均能量, 继而得到逃逸约束时间, 获得径向平均扩散系数. 内部磁扰动水平可以由逃逸电子扩散系数来确定, HL-1M 等离子体中内部磁扰动值(\tilde{b}_r/B_T)大约为 $(2-4) \times 10^{-4}$. 实验结果证明了用逃逸电子输运来确定内部磁扰动水平的有效性与可靠性, 从实验中得到内部磁扰动的径向近似分布.

关键词: 逃逸电子输运, 扩散系数, 内部磁涨落, 软 X 射线(SXR), 硬 X 射线(HXR)

PACC: 5225G, 5235R, 5270

1. 引言

从约束的环向等离子体中观察到粒子与能量的损失率远比新经典输运理论所预言的损失率大得多^[1,2], 该状态取决于平均等离子体参数与库仑碰撞. 若干类型的等离子体湍流提供了附加的等离子体输运. 等离子体参数的涨落将通过静电涨落和磁涨落引起输运, 该涨落所驱动径向粒子通量为 $\Gamma = \langle \tilde{E}_\theta \tilde{n} \rangle / B_T + \langle \tilde{j}_\parallel \tilde{b}_r \rangle / eB_T$, 其中, \tilde{E}_θ 是扰动角向电场, \tilde{n} 是扰动电子密度, \tilde{b}_r 是扰动磁场的径向成分, \tilde{j}_\parallel 是平行于磁场的扰动电流, B_T 是环向磁场; $\langle \dots \rangle$ 是系综平均. 涨落所驱动的能量通量为

$$Q = \frac{3}{2} k_B n \langle \tilde{E}_\theta \tilde{T} \rangle / B_T + \frac{3}{2} k_B T \langle \tilde{E}_\theta \tilde{n} \rangle / B_T,$$

其中 k_B 是玻耳兹曼常数, \tilde{T} 是电子温度涨落.

托卡马克一些边缘实验表明, 静电涨落所驱动的输运可以解释总的热粒子通量和能量通量. 在 HL-1 和 HL-1M 装置上, 用位于孔栏阴影区内的磁探针测量表明, 磁场涨落的强度太弱, 难以解释热通量的主要部分. 在等离子体内部, 密度涨落测量表明,

静电涨落所驱动的输运不能解释观察到的能量, 上述的事实说明了磁场扰动的测量对于研究与描述等离子体约束具有重要意义. 因为实验中不允许把磁探针延伸到等离子体内部. 因而, 测量等离子体内部磁场涨落是非常困难的. 目前法国 Tore Supra 托卡马克装置上已采用探测被等离子体中磁扰动所散射的微波束的交叉偏振的变化(CPS)诊断测量了 $(0.3 < r/a < 0.7)$ 区域的角向磁场扰动值^[3], 但是费用十分昂贵.

近期, 人们对托卡马克逃逸电子输运的研究十分活跃. 从欧姆加热与辅助加热的等离子体中, 逃逸电子约束具有反常行为, 这与等离子体内部的磁涨落相关^[4]; 我们利用逃逸电子作为一种试验粒子来诊断托卡马克等离子体内部磁场涨落, 作用在逃逸测试粒子(高速电子)的磁力是很大的, 所以逃逸电子比热粒子对磁扰动要敏感得多. 在等离子体边缘所发现的磁涨落证明了等离子体内部存在的能量大于 60 keV 的超热电子的输运. 静电涨落仅仅表明热电子的输运. 而逃逸电子轨道是沿着磁力线, 因而, 逃逸电子输运的测量可提供等离子体各态历经区域中磁力线的信息. TEXT 托卡马克曾经采用改变垂直场产生等离子体的快速位移和外加磁场在等离子体

[†] E-mail: yz.zheng@swip.ac.cn

边缘产生随机磁场的两种方法,实验研究了边缘逃逸电子扩散系数.

2. 逃逸扩散系数的测量实验

该实验在托卡马克 HL-1M ($R = 1.02$ m, $a = 0.24$ m) 上完成,等离子体电流 I_p 约 120—150 kA, 环向场 $B_T = 2$ T, 线平均电子密度 $\bar{n}_e = (1.0—1.5) \times 10^{19}$ m $^{-3}$. 装置和诊断测量可见文献[5]. 硬 X 射线辐射通量由 4 个 $7.5\text{ cm} \times 7.5\text{ cm}$ 的 NaI(Ti) 闪烁晶体探测, 探测器工作在电流模式或脉冲高度分析 PHA 模式, 以便得到逃逸电子能量和约束时间. 我们不仅需要用 PHA 模式测量硬 X 射线辐射的能谱, 而且需要用电流模式测量硬 X 射线辐射的演变. 探头安装在切线方向和垂直方向的屏蔽盒中. 用 ^{137}Cs 标准源校准, 能量分辨率达 10 keV/道. 没有检测到能量大于 50 keV 的光电子.

为了确定逃逸扩散系数, 采用扰动实验和稳态实验方法. 扰动时间比高能电子的衰灭时间和高能电子能量达到 MeV 的时间要短. 实验的短时间尺寸也允许我们无视碰撞、漂延和感应电场. 不必详细知道逃逸电子的初始空间分布和源函数. 采用四种不同的测量方法确定某些局域的逃逸扩散系数. 扩散系数的确定变得容易、简单.

2.1. 确定逃逸扩散系数的扰动技术

2.1.1. 等离子体柱快速移动的扰动实验

保持托卡马克中等离子体电流不变, 改变垂直场线圈的电流, 从而使等离子体和逃逸电子的轨道产生一个向内的移动. 这种移动导致逃逸电子到孔栏的距离变长, 但不引起逃逸电子碰到孔栏内侧限制器上. 移动时间极短, 以便可以忽略碰撞、漂移和感应电场的效应. 此项技术是在 Zweben 等人的早期研究^[6]上发展演变而成.

等离子体移动时, 孔栏上 HXR 通量下降, 逃逸电子密度 n_e 也随之下落, 将 n_e 的变化数据代入扩散方程

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} \right), \quad (1)$$

采用 X 方向的平板模型, 因为小半径方向上的位置改变远小于初始值, 假定 D_e 在时间与空间上不变, 由(1)式可求出 D_e . 从快速位移实验中 HXR 通量的数值模拟表明逃逸电子扩散系数为 $9 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. 此测量

只是表明在等离子体边缘 2 cm 左右区域的特征. 快速位移中硬 X 射线通量的变化与扩散模型给出的曲线如图 1.

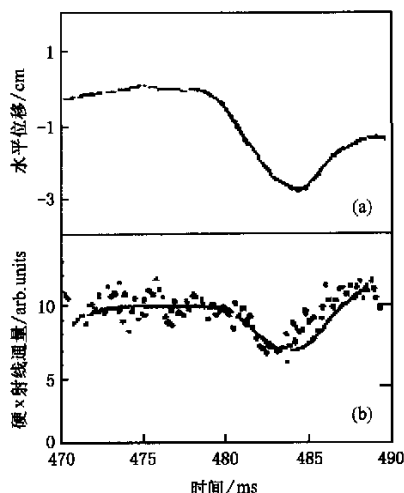


图 1 (a) 等离子体位移变化; (b) 对应的硬 X 射线通量与扩散方程模型得到的曲线

2.1.2. 微波辐射强度与 HXR 通量相关联的行为

内破裂的磁扰动引起的逃逸电子输运, 在等离子体中感应一个附加逃逸电子波扩散, 同时所接收的微波辐射信号也产生锯齿调制, 同时具有相同周期. 若接收到 3 cm 波长的微波辐射 (频率为 10 Hz), 该微波频率对应等离子体中的截止密度 $n_w \approx 1.2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, 等离子体电子密度分布中所示径向距离为 r_w , 如图 2 所示, 则定义 $\Delta X = a - r_w$, 又定义 Δt_e 为逃逸电子从 r_w 跑到孔栏所需时间, 采用 Soler 和 Callen 的热脉冲传播模型相类似的模型^[7], 实验上测量得到所接收的微波辐射锯齿信号与 HXR 损失通量的锯齿信号达到峰值时两者的时间差, 可以被写成

$$D_e = (\Delta X)^2 / C(\Delta t_e), \quad (2)$$

式中 C 为常数, 由该区域的高能电子分布形状与微波波长决定^[8]. 取 $C = 30$, 则 $r_w = 16$ cm, $\Delta t_e = 0.08—0.30$ ms, 则得到从 r_w 到孔栏边缘的平均扩散系数为 $4—6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. 若假设逃逸电子波从 r_w 以匀速沿径向传播到孔栏, 可以近似定义径向位置 $r = a - (a - r_w)/2 = (a + r_w)/2$ 处的逃逸扩散系数 $D_e = 4—6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. 如果实验条件允许, 同时接收 1 cm, 2 cm 波长的微波辐射, 可以获得径向其他不同位置的逃逸扩散系数.

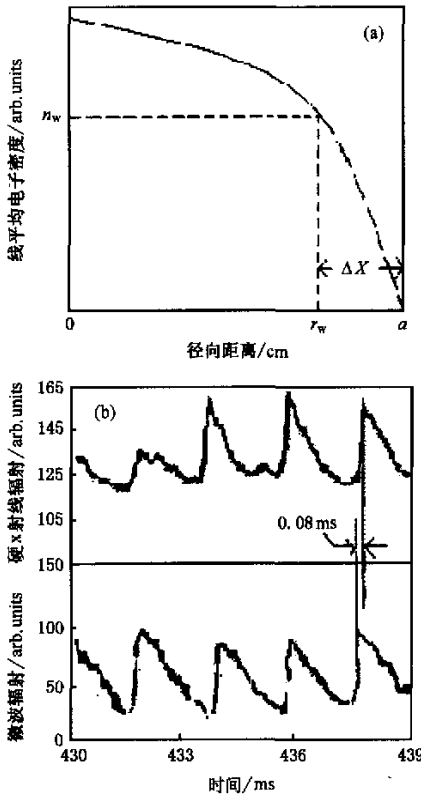


图 2 (a) 电子密度径向分布; (b) 硬 X 射线与微波辐射的锯齿振荡波形

2.1.3. 内破裂中 SXR 和 HXR 的锯齿扰动

破裂产生时伴随 SXR 辐射的振荡, HL-1 与 HL-1M 的孔栏上观察到 HXR 辐射也呈锯齿振荡, 其特征和外部区域 SXR 一样, 呈反锯齿. 内破裂过程中, 存在芯区的逃逸电子加速达到可探测能量, 逃逸电子打到孔栏上形成锯齿振荡如图 3. 我们采用 Soler

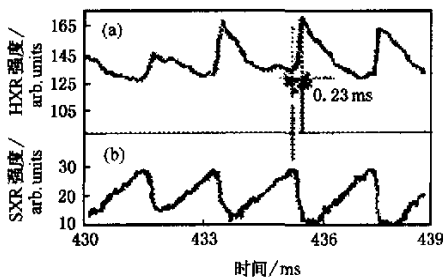


图 3 孔栏上 HXR 辐射与 SXR 辐射的锯齿振荡的相位关系

和 Callen 的热脉冲传播模型相类似的模型^[7], 仅仅把逃逸电子密度代替了热温度. 逃逸电子约束时间,

确切地说是逃逸电子密度脉冲从 $q=1$ 面以逃逸扩散系数 D_r 沿径向 r 上传播到孔栏上的时间为峰值延迟时间. 实验测量得到此时间 Δt_r 远小于锯齿振荡周期. 该峰值延迟时间可写成

$$\Delta t_r = a^2 / PD_r, \quad (3)$$

其中 P 为常数, 取决于 SXR 锯齿振荡的反转半径 r_s ^[8]. 由于 HL-1M 中逃逸电子密度分布为峰化分布, 并且假设逃逸电子密度锯齿脉冲与 SXR 锯齿振荡有同样的反转半径, 可以从峰值延迟时间 Δt_r 实验值, 确定径向平均扩散系数 $D_r = a^2 / (14\Delta t_r)$, 若 $\Delta t_r = 0.1 \sim 0.3$ ms, 取 P 为 14 ^[8], 则 $D_r = 2 \sim 5$ m² s⁻¹. 所求的 D_r 是沿逃逸电子轨迹的平均效果. 若假设逃逸电子密度脉冲从 $q=1$ 面以匀速沿径向传播到孔栏, 可以近似定义径向 $r = a - (a - r_w)/2 = (a + r_w)/2$ 处的逃逸扩散系数 D_r 为 $2 \sim 5$ m² s⁻¹.

2.2. 测量稳态韧致辐射谱求得逃逸约束时间和扩散系数

用简单的逃逸电子产生、加速和损失的一维数值模型, 得出逃逸约束时间和逃逸电子能量的关系, 根据此模型并通过 50 多次放电的实验数据确定, 在不同实验条件下, 测量 HXR 辐射谱, 在 HL-1M 上得到实验定标公式

$$\epsilon_r = (\bar{n}_e^{0.15} T_e^{-0.06} Z_{eff}^{-0.03}) (V_p \cdot \tau_r^{-1.1}), \quad (4)$$

其中 ϵ_r 是逃逸电子平均能量, ϵ_r 和 T 单位是 keV, n_e 单位是 cm⁻³, V_p 单位为 V, τ_r 的单位为 ms. 参数变化范围: $T_e = 0.3 \sim 0.9$ keV, $Z_{eff} = 2$, $V_p = 0.4 \sim 2$ V, $V_p = V_L - L(dI_p/dt)$ 是等离子体电阻电压, V_L 是等离子体环电压, 由抛物线状分布的角向磁场 B_θ 计算得到 L 值. 根据 (4) 式, 从测量 ϵ_r 值与其他参数测量值中, 可获得逃逸约束时间; 为了得到逃逸约束时间 τ_r 与逃逸扩散系数之间的关系, 考虑稳态逃逸电子密度, 从 $\frac{\partial n_r}{\partial t} = \nabla(D_r n_r') + S_r$ 可以得到逃逸电子的

通量 $\Gamma_r(r) = -D_r n_r' = \frac{1}{r} \int_r^a S_r s ds$, S_r 是逃逸电子产生率, n_r' 是逃逸电子密度梯度, 其中 A 表示逃逸电子的通量撞击到孔栏上的面积. 逃逸电子密度与逃逸电子约束时间可表示为

$$n_r = a \int_r^a \frac{\Gamma_r(r)}{D_r} dr \quad \text{与} \quad \tau_r = \frac{\int_r^a n_r dV}{\Gamma_r(a)A} = \frac{\int_r^a n_r r dr}{\Gamma_r(a)a}.$$

考虑逃逸电子密度 n_i 和扩散系数 D_i 为常数,由 Knoepeel 和 Spong^[9] 近似得到逃逸约束时间

$$\tau_i = \frac{a^2}{4D_i} \left[1 - \left(\frac{r_{sr}}{a} \right)^2 \right], \quad (5)$$

其中 r_{sr} 是逃逸电子产生速率 S_i 分布中最大处的半径,在 $a/2$ 附近显示一个最大值.由(5)式即可从 τ_i 中导出扩散系数 $D_i = (3/16) a^2 / \tau_i$. 在不同运行条件 $I_p = 100-150$ kA, $V_p = 0.4-2$ V, $n_e = (0.5-1.8) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 0.3-0.9$ keV, $Z_{eff} = 2-4$ 下,逃逸电子平均能量测量结果为 $60-2000$ keV, 对应的约束时间为 $5-20$ ms, 对应的扩散系数为 $1-5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. 若假设逃逸电子以匀速沿径向 r 上传播到孔栏,可以近似定义径向 $r = a/2$ 处的逃逸扩散系数 $D_i = 1-5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

目前还不能测量芯区的逃逸电子扩散系数,但可以用 Myra 等人给出的准线性扩散模型^[10] 估计芯区扩散系数 $D_{i0} \approx 0.2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. 并与由实验获得的内破裂中 SXR 和 HXR 的锯齿扰动所求的从 $q = 1$ 面沿径向传播到孔栏的逃逸电子的平均扩散系数与由稳态韧致辐射谱求得从芯区到孔栏的径向平均逃逸扩散系数值之差 $\Delta D_i \approx 0.5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (即是芯区内平均扩散系数)相比较,实验值与模拟计算芯区扩散系数基本一致.

3. 磁场涨落

逃逸电子所受磁力 $F = eE + V \times B/C$ 随速度增大,这意味着逃逸电子输运对磁场涨落的敏感性比热粒子更强,如果认为磁扰动是引起逃逸电子输运的主要原因,从文献[10]得出如下逃逸电子扩散系数 D_i 与磁扩散系数 D_m 之间的关系式:

$$D_i = D_m v_{ii} \gamma = qR(\tilde{b}_i/B_T)^2 v_{ii} \gamma \approx \chi_e v_i/v_{th}, \quad (6)$$

式中 v_{ii} 是逃逸电子速度, D_i 是扩散系数, γ 是由于轨道平均效应导致的修正系数, $0 < \gamma < 1$, 在 HL-1M 实验条件下等离子体快速位移实验中,求得边缘区域的逃逸电子扩散系数 $D_i \approx 9 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, 取 $q = 3.5$, $v_{ii} = c$ 和 $\gamma = 1$ 代入(6)式,得出 $(\tilde{b}_i/B_T) \geq 5 \times 10^{-4}$. 位于 HL-1M 装置孔栏后侧的磁探针在相似条件下独立测得磁涨落 $(\tilde{b}_i/B_T) \approx 6 \times 10^{-4}$, 两种测量方法测量结果的一致性,说明逃逸扰动测量技术的有效性,另一方面也说明逃逸电子扩散主要是由等离子体内部的磁涨落引起的.

从上述的四种技术所测量的逃逸电子扩散系数和模拟计算的芯区扩散系数经(6)式转换得到磁扰动值以及装置孔栏后侧的磁探针测得磁扰动导出径向磁扰动水平的近似分布,如图4所示.由逃逸电子扩散系数导出的径向磁场涨落的平均值大约在 $(1-2) \times 10^{-4}$ 范围,并随环向磁场 B_T 增加而减小.磁扰动由边缘向内部减小.

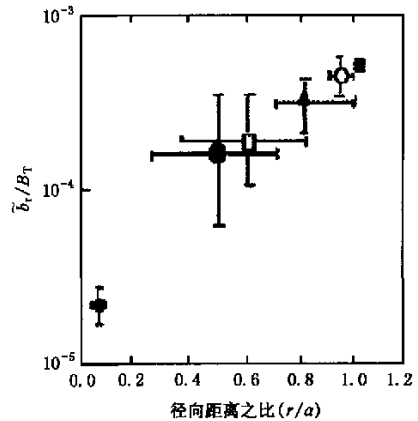


图4 HL-1M 等离子体内部的径向磁扰动水平的近似分布

4. 结 论

采用磁扰动实验和稳态实验等4种不同方法获得 HL-1M 局域的逃逸扩散系数 D_i , 首先利用等离子体快速移动实验,获得边缘 2 cm 之内区域扩散系数 $\sim 9 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. 第二,由微波辐射强度和 HXR 通量信号的锯齿振荡的峰值延迟时间得到,获得径向位置 16 cm 到孔栏之间平均扩散系数约为 $4-6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, 如果实验条件允许,同时接收 1 cm, 2 cm 波长的微波辐射,可以获得径向其他不同位置的逃逸扩散系数. 第三,采用 SXR 强度和 HXR 通量信号的锯齿振荡的峰值延迟时间给出径向平均扩散系数约为 $2-5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. 第四,由来自孔栏上韧致辐射谱求得逃逸电子平均能量,继而得到逃逸约束时间,获得径向平均扩散系数约为 $1-5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. 从实验中得出 HL-1M 内部磁扰动的径向近似分布.

探测与研究逃逸电子输运是一种有效地研究等离子体内部磁场涨落和确定托卡马克装置等离子体内部磁扰动的可靠的诊断技术.

感谢 HL-1M 装置的全体同志的支持,若没有他们热忱

支持, 本项工作是不可能完成. 特别感谢徐德明、郭干城和邓 中朝等研究员提供有用的数据和有益的讨论.

- [1] Mynick H E, Strachn J D 1981 *Phys. Fluids* **24** 695
- [2] Myra J R, Catto P J 1993 *Phys. Fluids B* **5** 125
- [3] Colas L, Zou X L, Pauze M *et al* 1998 *Nucl. Fusion* **38** 903
- [4] Catto P J 1991 *Phys. Fluids B* **3** 2038
- [5] Zheng Y 2002 *Nucl. Fusion and Plasma Phys.* **22** 106 (in Chinese) [郑永真 2002 核聚变与等离子体物理 **22**(2) 106]
- [6] Zweben S J, Swain D W, Feischmann H H 1981 *Nucl. Fusion* **18** 193
- [7] Soler M, Callen J D 1979 *Nucl. Fusion* **19** 703
- [8] Zheng Y Z 2001 SWIP-R24 3 (in Chinese) [郑永真 2001 西南物理研究院科学技术研究报告 SWIP-24 3]
- [9] Knoepfel H, Spong D A 1975 *Nucl. Fusion* **15** 415
- [10] Mara J R, Catto P J 1992 *Phys. Fluids B* **4** 176

Internal magnetic fluctuation in the HL-1M tokamak

Zheng Yong-Zhen Qi Chang-Wei Ding Xuan-Tong Lee Wen-Zhong

(Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041, China)

(Received 29 July 2004; revised manuscript received 12 January 2005)

Abstract

The transport of runaway electrons in hot plasma can be comparatively easily measured by steady state or perturbation experiments, which provide runaway electron diffusivity D_r . The runaway diffusion coefficient has been obtained using four methods: (1) D_r is deduced from Plasma shift experiment; (2) D_r is deduced from its sawteeth oscillations behaviors of HXR flux and of SXR intensity; (3) D_r is deduced from microwave radiation intensity sawtooth behaviors; (4) D_r is deduced from hard-X-ray bremsstrahlung spectra. The diffusivity can be interpreted in terms of a magnetic fluctuation level. The internal magnetic fluctuations level (\tilde{b}_r/B_T) is estimated to be about $(2-4) \times 10^{-4}$ in the HL-1M plasma. The results presented here demonstrate the effectiveness of using runaway transport techniques for determining internal magnetic fluctuations. A profile of the magnetic fluctuation level in the HL-1M can be estimated from D_r .

Keywords: transport of runaway electron, diffusivity, intrinsic magnetic fluctuations, SXR (Soft X-ray), HXR (Hard X-ray)

PACC: 5225G, 5235R, 5270