

CT-6B 托卡马克等离子体密度涨落的测量^{*}

董丽芳[†] 王 龙 李赞良

(中国科学院物理研究所, 北京 100080)

(1995 年 8 月 21 日收到; 1995 年 10 月 20 日收到修改稿)

采用光学多道探测系统, 观测了 CT-6B 托卡马克等离子体密度涨落的幅度、频率特性和相关性以及它们的空间分布. 结果表明: 等离子体密度涨落的幅度为 10%—90%, 边缘区的涨落幅度高, 中心区的涨落幅度低; 无论边缘区还是中心区的功率谱均为连续谱; 并发现边缘区的涨落具有时断时续的局部相关结构, 每次相关持续的时间为 0.2—0.5 ms, 空间尺度为 0.5—1 cm.

PACC: 5235R

1 引 言

在托卡马克等离子体中, 由于等离子体微观涨落引起反常输运, 导致反常能量损失, 使等离子体约束特性大大降低, 这严重阻碍了在托卡马克上实现受控热核聚变的进程, 因而等离子体微观涨落研究越来越受到重视, 已成为重要的研究课题.

一些托卡马克上已开展了等离子体微观涨落的研究. 微观涨落主要区分为电子密度涨落(即静电涨落)和磁涨落两种. 在研究密度涨落的方法中, 通过观测等离子体自身辐射的变化来研究密度涨落的方法, 由于具有灵活、简便、对等离子体无干扰、可实现空间分辨测量等特点而被广泛采用. HL-1 装置用 8 道光纤-光电倍增管系统观测 $H\alpha$ 谱线, 发现扰动功率随电子密度增加而增加^[1]. 在 TEXT 装置上用 32 道光电二极管列阵测量了 $H\alpha$ 谱线的强度涨落^[2]. 这一涨落可区分为低频-宽带和高频-宽带两部分. 前者与 Mirnov 振荡相联系; 后者来源于等离子体湍流. 两者均在极向作离子逆磁旋转. TFTR 装置上除测量 $H\alpha$ 辐射涨落外, 还测量了近红外区的韧致辐射涨落, 证明后者可用于监测密度涨落, 且适用于等离子体中心^[3].

由于 CT-6B 是一个小型的托卡马克, 其等离子体温度不高, 特别是当电子密度很低时, $H\alpha$ 谱线辐射不仅分布在等离子体边缘, 而且分布在离边缘向中心的一个较宽的范围内, 故可选用 $H\alpha$ 谱线来研究这个区域内的等离子体密度涨落及其分布. 本工作采用光学多道探测系统, 结合 CT-6B 托卡马克装置的特点, 通过观测 $H\alpha$ 谱线的强度涨落来研究其等离子体的密度涨落, 测量了密度涨落的幅度、频谱、相关性等的空间分布, 并进一步利用

^{*} 国家自然科学基金资助的课题.

[†] 现通讯地址: 河北大学物理系, 保定 071002.

小波变换方法研究了功率谱的时间特性.

2 实验方法和实验装置

在托卡马克等离子体中, 设 $H\alpha$ 谱线强度为 I , 电子密度为 n_e , 中性氢原子密度为 n_0 , 则有

$$I \propto n_e n_0 \langle \sigma_{EM} v_e \rangle, \quad (1)$$

其中, σ_{EM} 为上能级 m 的激发截面, v_e 为电子速度, $\langle \sigma_{EM} v_e \rangle$ 为 $\sigma_{EM} v_e$ 乘积对电子的 Maxwell 速度分布取平均, 即激发速率系数, 它是电子温度的函数.

考察上式各项, 由于中性氢原子不受电磁场涨落的影响, n_0 变化很慢, 且其平均自由程较长, 不能反映局域性质; 激发速率系数虽为温度的函数, 但当温度从 100 eV 下降到 20 eV 时, 其值随温度变化十分缓慢, 仅增加了 20%^[4]. 因此谱线强度的涨落将主要来源于电子密度的涨落. 一般而言, 存在下列关系:

$$\frac{\tilde{I}}{I} = \frac{\tilde{n}_e}{n_e}. \quad (2)$$

CT-6B 是一座小型的托卡马克, 属铁芯变压器结构. 它主要由环向场系统、加热场系统和真空抽气系统组成. 由于使用了反馈控制, 基本上可作到重复性放电. 能量约束时间为 1 ms, 放电时间为 20—100 ms, 放电电流在 5 ms 内迅速上升到平台区. 在测量等离子体密度涨落时, 装置及其运行的主要参数为: 大半径 $R = 45$ cm; 孔栏半径 $a = 12.5$ cm; 环向磁场 $B_z = 6 \times 10^{-1} - 9 \times 10^{-1}$ T; 等离子体电流 $I_p = 10 - 20$ kA; 边缘区电子温度 $T_e = 20 - 30$ eV; 线平均电子密度 $n_e = 1 \times 10^{13}$ cm⁻³; 工作气体氢的气压 $P_0 = 1.6 \times 10^{-2}$ Pa.

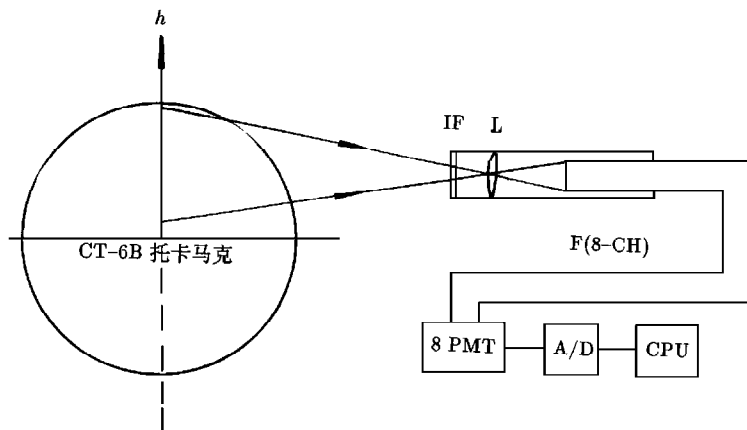


图1 光学多道测量系统示意图

光学多道测量系统由光学系统和记录系统组成. 如图 1 所示, 由干涉滤光片 IF (中心波长为 $H\alpha$ 656.3 nm, 半宽度为 1.0 nm, 中心透过率为 47.7%) 和透镜 L 组成的光学系统将等离子体成像到由 40 根 (每根直径 400 μm) 按 5×8 排列的石英光纤阵列的入射端面

上.为使透镜接收到的光尽可能进入光纤,透镜选用 $f=50\text{ mm}$, $F/2$ 以便与石英光纤的数值孔径相匹配.记录系统共有八道,每道由石英光纤束 F 、光电倍增管 $\text{PMT}(\text{RCA7265})$ 以及射极跟随器组成.各道事先作了相对标定及线性校准.在径向分布测量时,由于环向的相关性,可将一行的五根光纤输出端合在一起以增加接收光通量.光纤长为 12 m ,以便将光电倍增管及电子测量系统远离托卡马克,使它们免受硬 X 射线和电磁干扰.八道光缆的入射端面均匀排列,组成长度为 6.4 mm 的光缆探头.为避免信号长距离传输的衰减并保障与计算机采集系统阻抗匹配,每个 PMT 后加一射极跟随器,跟随器的带宽为 500 kHz .本实验采用中国科学院物理研究所研制的 5 I-90006 型瞬态记录仪.采样时间选择为 $0.8, 1.6, 3.2$ 及 $6.4\text{ }\mu\text{s}$ 几档. A/D 记录仪每道存储 8 k bytes .

实验中采用 He-Ne 激光,利用光路可逆原理标定被测等离子体的径向范围.测量的空间分辨率取决于瞄准区间的大小^[5],在本实验中为 $0.3\text{--}0.5\text{ cm}$.

3 实验结果

由于选用 $\text{H}\alpha$ 谱线观测等离子体涨落,下面首先确定 CT-6B 托卡马克等离子体的 $\text{H}\alpha$ 发射区域.

在托卡马克等离子体中,电子密度和电子温度在径向上具有梯度分布:中心区最高,向边缘区逐步降低.对于大型托卡马克装置,等离子体温度很高,氢原子只能存在于边缘很窄的壳层;而对于 CT-6B 托卡马克这样的小装置,等离子体温度较低,氢原子存在的径向范围较宽,因而可在较宽的区域内产生 $\text{H}\alpha$ 辐射.

为了确定 $\text{H}\alpha$ 辐射区域,在典型放电条件下 ($I_p=18\text{ kA}$),用光学多道探测系统测量了 $\text{H}\alpha$ 辐射亮度沿弦高 h 的分布 $B(h)$,如图 2(a)所示,经阿贝变换后得到 $\text{H}\alpha$ 辐射的相对体发射系数在等离子体小截面上的径向分布 $E(r)$,如图 2(b)所示.显见,在 $r=4\text{ cm}$ 附近 $\text{H}\alpha$ 开始增加, $r=6\text{ cm}$ 附近 $\text{H}\alpha$ 出现峰值,因而涨落测量主要在该区间进行.考虑到涨落信号无法进行阿贝变换,当所测的弦位于上述峰值 $r=6\text{ cm}$ 以外时,可近似认为,辐射集中

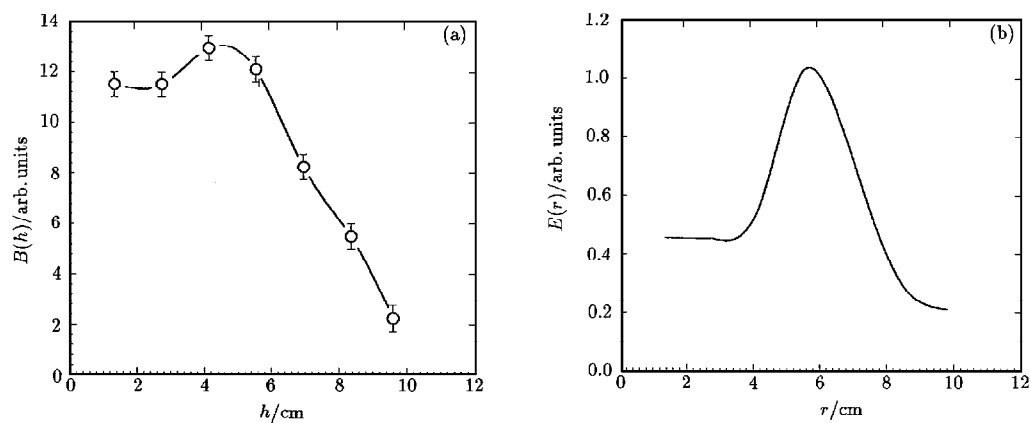


图 2 $\text{H}\alpha$ 辐射区域的确定 (a) $\text{H}\alpha$ 辐射亮度沿弦高 h 的分布 $B(h)$; (b) $\text{H}\alpha$ 辐射相对体发射系数沿小截面半径 r 的分布 $E(r)$

在弦的中心一段,因而可直接进行不同弦之间的相关研究,以及进行其他计算;而峰值以内弦上的测量,有时须考虑到沿弦上不同位置辐射的叠加.

采用光学多道探测系统可同时测量弦高 $h = 4\text{--}8\text{ cm}$ 区域内 8 个位置处 $\text{H}\alpha$ 辐射信号的涨落,每两道的中心距为 0.57 cm ,每道信号的径向空间分辨率为 0.3 cm .由于 $\text{H}\alpha$ 辐射的平均强度即使在电流平台区亦非一恒值,故计算涨落幅度时,首先采取移动平均法算出该点(时刻)的平均值,即求出该点附近 40 个点的平均值,(当采样时间为 $6.4\text{ }\mu\text{s}$ 时,40 个点相当于 0.25 ms),然后依据

$$\tilde{I} = I(t) - \bar{I} \quad (3)$$

求出辐射信号涨落 $\tilde{I}$,该时刻的涨落幅度为

$$\frac{\tilde{I}}{\bar{I}} = \frac{I(t) - \bar{I}}{\bar{I}}, \quad (4)$$

其中 $I(t)$ 为观测值, $\bar{I}$ 为平均值.

平台区内平均涨落幅度为所有时刻涨落幅度的均方根,即

$$\left\langle \frac{\tilde{I}}{\bar{I}} \right\rangle = \sqrt{\frac{\sum_i^N \left(\frac{I - \bar{I}}{\bar{I}} \right)^2}{N}}. \quad (5)$$

按此式便可求得空间上各点的涨落幅度.

变换瞄准点反复测量,得到在小半径 $4\text{--}10\text{ cm}$ 区间内等离子体密度涨落幅度的变化,如图 3 所示.显见涨落幅度在 $10\%\text{--}90\%$ 之间变化,边缘区涨落幅度较高,靠近中心区涨落幅度较小.该结果与其他托卡马克上的观测结果基本一致^[6,7].

从涨落幅度的测量结果看,边缘区的涨落幅度较大,中心区较小,那么中心区与边缘区的涨落有何不同?是否涨落从边缘区产生向中心传播呢?为回答这些问题,下面将对涨落进行频率特性及相关性分析.

图 4 为对边缘等离子体涨落进行快速傅里叶变换(FFT)所得到的功率谱.发现功率

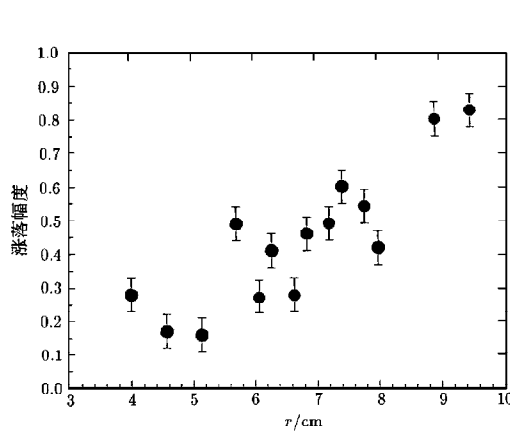


图 3 等离子体密度涨落幅度沿小半径的分布

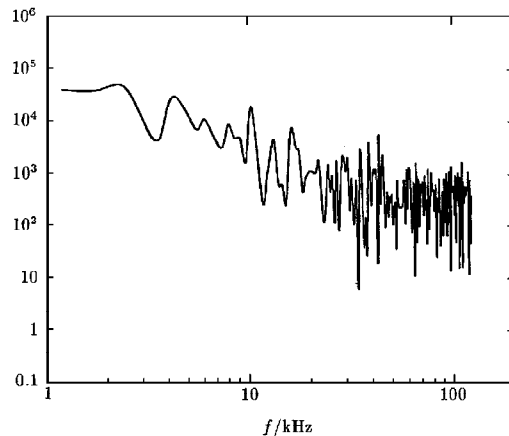


图 4 经 FFT 分析得到的等离子体密度涨落的功率谱

谱为一连续谱,不存在任何孤立的峰.在 $f < 30 \text{ kHz}$, 功率谱急剧下降;当 $f > 30 \text{ kHz}$ 时,功率谱几乎是平的.这表明,功率谱在很宽范围内为一连续谱,没有任何相干模式(即较窄的峰)的存在,说明 CT-6B 托卡马克等离子体涨落具有湍流行为.

根据对不同弦高处测得的涨落进行 FFT 分析,发现各点的功率谱均为连续谱,不存在任何孤立的峰,且形状与边缘区的几乎相同,与涨落幅度的大小无关.此结果表明,CT-6B 托卡马克等离子体任何区域(不论是边缘区,还是靠近中心区)的涨落均具有湍流行为,且与涨落的幅度无关.

为了研究涨落的本质与起源,除了要搞清涨落的空间分布特性外,还需要了解涨落特性的时间演化过程.人们不仅希望得到在整个放电时间内的功率谱,更希望知道在任意放电时刻的频率特性如何,功率谱是否随时间变化等.在以往的涨落研究中,多采用 FFT 进行频率特性分析.但 FFT 只能给出频率谱的时间积分特性,而不能给出任意时刻的功率谱.为此,本工作采用小波变换方法,研究了托卡马克等离子体涨落功率谱随时间的变化,考察了在不同放电时刻等离子体涨落的频率特性.

小波变换是以群论及平方可积为基础的一种方法.直观地说,小波就是人们可以观察到的最短最简单的振动.从数学上讲小波是一个满足条件

$$\int_{-\infty}^{+\infty} h(t) dt = 0 \quad (6)$$

的函数(称为小波母函数)通过平移和伸缩得到的函数族

$$h_{a,b}(t) = |a|^{-\frac{1}{2}} h\left(\frac{t-b}{a}\right),$$

式中 a 是频率参数(尺度参数),它表征 $h_{a,b}(t)$ 的振荡性,又表征了小波的宽度; b 是时间参数,表征小波在物理空间中的位置.此外要求小波母函数满足标准化条件

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |h(t)|^2 dt = 1, \quad \int_{-\infty}^{+\infty} t |h(t)| dt = 0.$$

前者说明 $h(t)$ 有单位能量,后者说明 $h(t)$ 的中心为零.信号 $f(t)$ 的小波变换定义为

$$(W_h f)(b, a) = |a|^{-\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \overline{h\left(\frac{t-b}{a}\right)} dt,$$

若 h 满足

$$C_h = \int_{-\infty}^{+\infty} |\omega|^{-1} |h(\omega)| d\omega < +\infty,$$

则称其为允许小波.对允许小波,有反演公式

$$f(t) = C_h^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^{+\infty} h_{a,b}(t) (W_h f)(b, a) db. \quad (7)$$

小波变换不仅可以实现信号的时频局域化,而且与加窗傅里叶变换相比,具有局域化格式随频率高低变化的特点.

对 CT-6B 托卡马克等离子体涨落进行小波变换,发现在放电平台区内,涨落的频率特性不随时间变化;任意时刻的功率谱都未出现任何孤立峰,不存在相干状态,功率谱的形状与整个放电区间内的功率谱形状基本一致,说明托卡马克等离子体涨落在等离子体存在期间均为湍流状态.

4 相关分析

由于湍流是具有很高自由度的集体运动,要想根据初始条件来确定下一时刻的湍流行为几乎是不可能的.因此在湍流研究中,往往通过时间相关分析和空间相关分析来了解湍流的模式,为深入研究提供依据.

实验中发现,在等离子体边缘区约 1 cm 范围内,涨落信号具有时断时续的相关性,每次相关持续的时间为 $0.2\text{--}0.5\text{ ms}$.图 5 为在半径 $r=6\text{--}10\text{ cm}$ 区间内观察到的相关涨落情况,其中 4—11 道分别对应 $r=6\text{--}10\text{ cm}$ 区间内 8 个不同位置的涨落信号,每两道之间相距 0.57 cm .显然,边缘区 9, 10, 11 相邻三道的涨落出现相关(可用下文出现的相关系数验证),持续了大约 $0.2\text{--}0.5\text{ ms}$ 后,这三道涨落变得不相关了.经过一段时间的紊乱后,它们又开始相关,然后又不相关,就这样循环下去.这说明在等离子体边缘区在短时间内存存在着局域相关涨落,相关持续时间大约为 $0.2\text{--}0.5\text{ ms}$.经过大量观察发现,边缘区局域相关结构的尺度为 $0.5\text{--}1\text{ cm}$ (有时仅相邻的两道涨落之间相关),相关持续时间不超过 0.5 ms .这表明等离子体边缘区的湍流具有短时、短程相关性,它是 CT-6B 托卡马克等离子体涨落的一个特点.

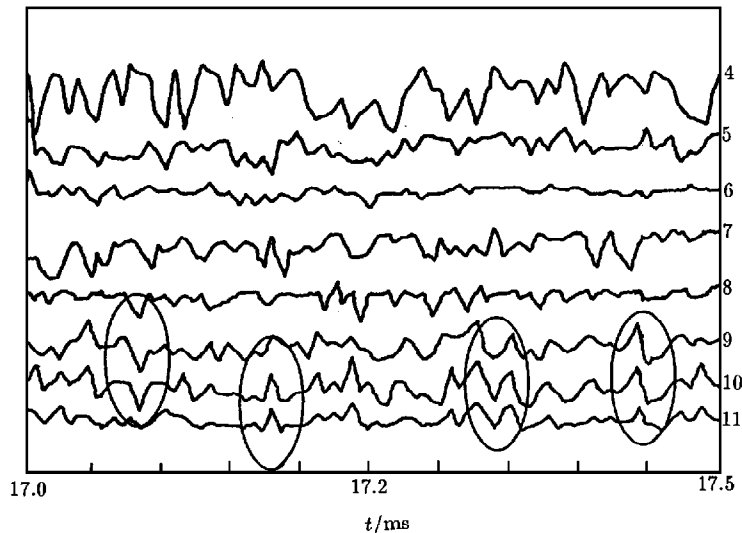


图 5 实验观测到的辐射信号的局域相关涨落

鉴于上述结果,我们采用时间延迟相关分析,得到了自相关时间、相关长度等表征等离子体湍流行为的特征量,对等离子体涨落的时空相关性作进一步了解.

延迟相关系数的定义是^[8]

$$\rho(\Delta x, \Delta t) = \frac{\langle \tilde{I}(x, t) \tilde{I}(x + \Delta x, t + \Delta t) \rangle}{\sqrt{\langle \tilde{I}(x, t)^2 \rangle \langle \tilde{I}(x + \Delta x, t + \Delta t)^2 \rangle}}, \quad (8)$$

其中, $\tilde{I}$ 是所测信号的涨落, 即 $I(t) = \bar{I} + \tilde{I}(t)$, x 代表空间坐标(可以是径向, 也可以是角向) $\langle \rangle$ 是指系综平均(实际上常按对时间的平均计算).

(1) 若令 $\Delta x = 0$, 则由

$$\rho(0, \Delta t) = \frac{\langle \tilde{I}(x, t) \tilde{I}(x, t + \Delta t) \rangle}{\sqrt{\langle \tilde{I}(x, t)^2 \rangle \langle \tilde{I}(x, t + \Delta t)^2 \rangle}}, \quad (9)$$

可给出各道的自相关. 例如计算 $r = 5.6 - 10$ cm 几个位置上的自相关系数, 结果如图 6 所示. 通过大量的观察发现, 越靠近边缘区, 相关程度越高; 靠近中心区, 则几乎不相关.

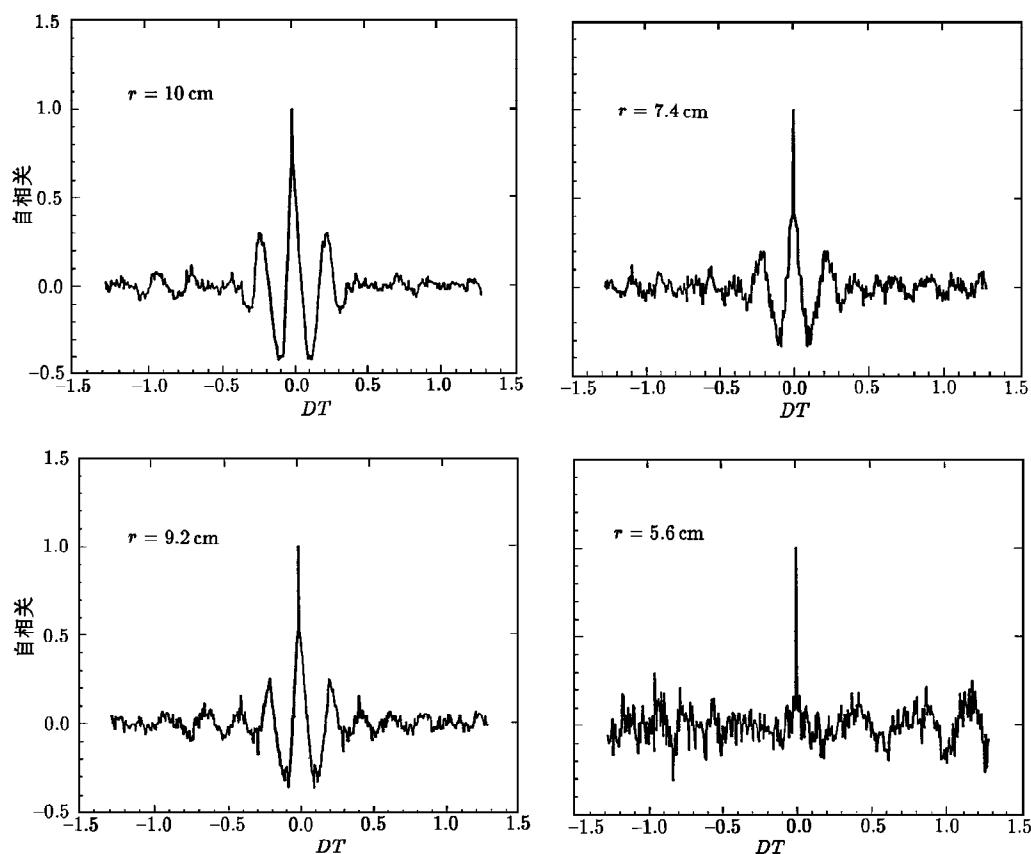


图 6 不同径向位置处等离子体密度涨落的自相关

相关时间是表征等离子体相关涨落的一个重要参量, 其定义为: 当自相关系数的包络曲线幅度下降到其在 $\Delta t = 0$ 时值的 $1/e$ 时的时间称为相关时间. 经计算边缘区涨落的相

关时间为 0.1 ms . 该数据是计算相关维数时选择延迟时间的依据^[10].

(2) 若令 $\Delta t = 0$, 则由

$$\rho(\Delta x, 0) = \frac{\langle \tilde{I}(x, t) \tilde{I}(x + \Delta x, t) \rangle}{\sqrt{\langle \tilde{I}(x, t)^2 \rangle \langle \tilde{I}(x + \Delta x, t)^2 \rangle}}, \quad (10)$$

可计算 $\Delta t = 0$ 时的互相关.

如前所述, 在实验中发现边缘等离子体涨落具有短程空间相关性, 而近中心区相关不明显. 为表征这一结果, 我们按(10)式计算了各相邻两道之间的相关. 如图 7 所示, 其中 1—8 道分别表示在 $r = 4 \sim 10 \text{ cm}$ 区间内 8 个点的涨落, 1—2 表示 1, 2 两道之间的互相关, 7—8 表示 7, 8 两道之间的互相关, 余类推. 结果表明, 7—8 道之间的相关系数接近 1, 说明两者之间的相关程度较高; 而 1—2 道之间的相关系数在平均值 0 附近摆动, 说明两者几乎不相关. 故图 7 明显地表示了相关性的空间分布: 边缘等离子体涨落具有相关性, 而中心区未观测到明显的相关, 这可能与沿弦的积分效应有关.

相关长度是表征等离子体涨落空间尺度的一个重要参量, 其定义为: 当相关系数的包络曲线幅度下降到其在 $\Delta x = 0, \Delta t = 0$ 时值的 $1/e$ 时的距离称为相关长度, 即

$$\frac{\rho(L_c, 0)}{\rho(0, 0)} = \frac{1}{e}. \quad (11)$$

为求得相关长度, 需要测量不同距离的两个点之间的相关. 图 8 给出了不同距离的两点之间的相关系数和表为 $\rho = Ae^{-\Delta x/L_c}$ 的拟合曲线, 由此得到相关长度 L_c 为 1.26 cm . 对多次观测到的涨落进行分析, 得到相关长度的变化范围为 $0.5 \sim 1.3 \text{ cm}$.

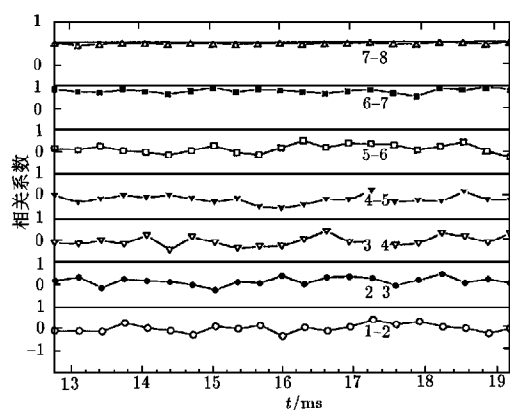


图 7 等离子体密度涨落相关性的空间分布

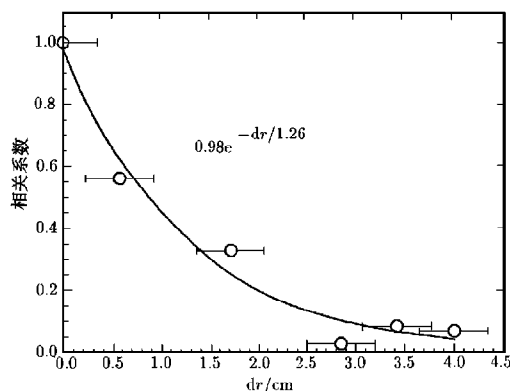


图 8 不同距离的两点之间的相关系数及其拟合曲线

5 结 论

如前所述, CT-6B 是一个小型托卡马克, $H\alpha$ 谱线辐射来自径向范围较大的区域, 而不像大装置那样, 仅来自边缘区很薄的一壳层. 后者通常沿垂直等离子体表面方向观察壳层

的涨落的角向分布,以确定其模式的角向旋转,而本实验则通过监测该谱线的径向分布以确定电子密度涨落的径向分布.

上述研究结果表明,CT-6B 托卡马克等离子体密度涨落具有如下特点;在小半径 $r=4\text{--}10\text{ cm}$ 区间内;涨落的幅度为 $10\%\text{--}90\%$;而且越靠近边缘涨落的幅度越高.空间上各点的涨落在放电的任意时刻均具有很宽的连续频谱,未发现任何独立的峰,因此等离子体涨落具有湍流行为.涨落在边缘区具有短时短程相关的局部结构,其存在时间约为 $0.2\text{--}0.5\text{ ms}$,空间尺度约为 $0.5\text{--}1\text{ cm}$.此结构在角向是否有相差尚不清楚,但在径向看不出相差.

目前尚无充分的实验数据对这一局域结构的性质和起源作出判断.但结合 CT-6B 装置上以前作过的其他实验,可以说明这一局域结构发生在小半径 $r=8\text{--}10\text{ cm}$ 处不是偶然的.在这一装置上所进行的角向旋转光谱测量中^[9],发现大约 8 cm 以内的等离子体在作电子逆磁漂移方向的角向旋转,其角速度相等,即作为刚体旋转,无剪切.在约 $r=8\text{--}10\text{ cm}$ 处,线旋转速度达到最大值,然后开始随半径增加而减小,并迅速反向,变为离子逆磁漂移方向.在约 $r=10\text{ cm}$ 处,旋转的剪切达最大值.一般认为,这一旋转速度的剪切与等离子体边缘处的低频涨落有因果关系,并可影响 L-H 模转换等过程.但对于具体的产生机制有不同说法.从本实验所得的结果看,似乎可能存在着这样的过程:旋转动能在剪切最大处激发出短程相干的宏观结构,但它很快通过耗散过程成为湍流,成为反常输运的主要来源.

在上述研究的基础上,我们又对等离子体涨落进行了相关维数分析(将另文发表)和概率分布函数分析^[10],以确定等离子体密度涨落是否具有混沌行为,结果已初步确定 CT-6B 托卡马克等离子体涨落并非随机的.

感谢本所 102 组全体同志所给予的支持和提供良好的托卡马克放电条件.

- [1] 段旭如等,核聚变与等离子体物理,11(1)(1991),45.
- [2] P.D.Hurwitz *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.*, **63**(10)(1992),4615.
- [3] B.Grek *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.*, **63**(10)(1992),4627.
- [4] R.K.Janev *et al.*, *Nucl. Fusion*, **29**(1)(1989),109.
- [5] 董丽芳,中国科学院物理研究所博士学位论文,1994.
- [6] P.C.Liewer, *Nucl. Fusion*, **25**(5)(1985),543.
- [7] A.Komori *et al.*, *J. Nucl. Mater.*, **162-164**(1989),231.
- [8] R.D.Durst, R.J.Fonck *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.*, **63**(10)(1992),4907.
- [9] 赵庆勋、李赞良、郑少白,物理学报, **45**(12)(1996).
- [10] Dong Li-fang, Wang Long, Li Zan-liang, Zhao Qing-Xun, Intermittency in Tokamak Turbulence, The 19th IUPAP International Conference on Statistical Physics, Xiamen, 1995, p. 108.

MEASUREMENT OF DENSITY FLUCTUATIONS OF CT-6B TOKAMAK PLASMA

DONG LI-FANG WANG LONG LI ZAN-LIANG

(*Institute of Physics, Academia Sinica, Beijing 100080*)

(Received 21 August 1995; revised manuscript received 20 October 1995)

ABSTRACT

The electron density fluctuations of CT-6B Tokamak plasma have been studied in detail through the observation of $H\alpha$ emission intensity by multichannel optical diagnostics. Their various behavior, such as power spectrum, fluctuation level and correlation, have been measured. The experimental results show that some characteristics of density fluctuations are founded in CT-6B Tokamak plasma: the density fluctuation level is about 10%—90% in the radial range $r=4$ —10 cm; the point in the range draws, nearer to the edge of plasma the level becomes higher. A broadband power spectrum is observed at observed points along the plasma radius. There exists a local correlation structure with short correlation time, about 0.2—0.5 ms, and short correlation distance, about 0.5—1 cm, in the edge of plasma.

PACC: 5235R