

8mm 微波在等离子体离子声湍流上的散射测量

吴小文 崔滨生 袁定朴 杨思泽

(中国科学院物理研究所)

湍流是等离子体物理的前沿课题之一。离子声湍流是该课题常见的研究对象。作者用 8mm 微波在小型稳态放电装置上对电流激励离子声湍流的色散关系及饱和湍流能量波数谱进行了散射测量。该类实验目前国内未见报道。

一、散射角分辨率对测量的影响

设向等离子体传播的人射微波的波矢和频率分别为 K_i 和 ω_i ，从等离子体散射的微波的波矢和频率分别为 K_s 和 ω_s ，等离子体密度涨落的波矢和频率分别为 K 和 ω ，散射区间沿 K_i 方向的长度为 L ，电子密度涨落为 \tilde{N}_e ，电子经典半径为 r_0 ，散射角 (K_i 与 K_s 的夹角) 为 θ_s ， K 的单位矢量为 e_K ，入射波与散射波功率分别为 P_i 和 P_s ，则有

$$P_s(K) = P_i \cdot L^2 \cdot (2\pi/K_i)^2 \cdot r_0^2 \cdot |\tilde{N}_e(K)|^2, \quad (1)$$

$$\omega = \omega_s - \omega_i, \quad K = K_s - K_i \quad (2)$$

$$K = 2K_i \sin(\theta_s/2) e_K. \quad (3)$$

(3) 式是 (2) 式满足条件 $\omega \ll \omega_i$ 的简化表达式。很显然，当 θ_s 的分辨率有限时， K 的分辨率也有限。

令 ΔA 表示 A 的分辨率， θ_s 方向上的单位矢量用 e_{θ} 表示，对 (3) 式求微分再除以 (3) 式，考虑 $K_i c = \omega_i$ (c 为光速) 以及 $\Delta\omega_i/\omega_i$ 充分小 (本实验微波源用耿氏振荡器，其频率稳定度为 $10^{-6}/24h$)^[2]，可得

$$\Delta K/K \approx \frac{1}{2} c \operatorname{tg}(\theta_s/2) \Delta\theta_s e_K + \Delta\theta_s e_{\theta}. \quad (4)$$

由 (2) 式可知，如果微波系统用非相干方式接

收散射波 (接收机本振源和入射波不相干)，则 $\Delta\omega \approx \Delta\omega_i$ 。因为 $\omega \ll \omega_i$ ，所以 ω_i 微小的不稳定都会给检测工作带来严重后果。但用相干方式 (如零拍) 可有效地抑制 $\Delta\omega_i$ 的影响。

因本实验入射波束近似为一平行束，故仅考虑平行束场形的情况。如果平行束直径为 a ，轴向波矢为 K ，那么，波束角分辨率为

$$\Delta\theta \approx 1/aK^{[3]}. \quad (5)$$

因为散射系统的空间分辨取决于 a ，对于波长通常和等离子体尺度同量级的微波散射而言，空间分辨和 θ_s 分辨难以两全。为保证一定的空间分辨， θ_s 分辨通常较差。 $\Delta\theta_s$ 是决定微波散射精度的主要因素。

二、实验装置

实验装置见图 1。装置直径 $D = 12\text{cm}$ ，本

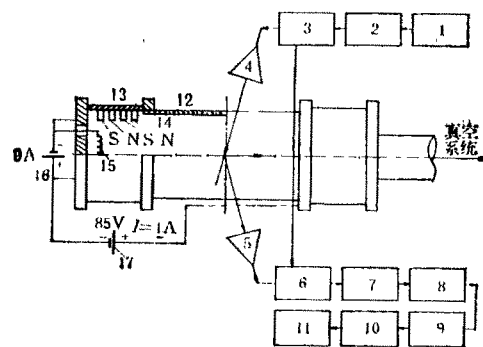


图 1 实验装置简图

1. 耿氏振荡器 (35GHz); 2. 隔离器; 3. T形波导; 4. 喇叭天线; 5. 喇叭天线; 6. 混频器; 7. 滤波器 (10—160KHz); 8. 放大器; 9. 模数转换; 10. APPLE II 微机; 11. 打印机; 12. 玻璃管; 13. 铁管; 14. 小永久磁钢; 15. 灯丝; 16. 灯丝电源; 17. 放电电源

底真空为 $1 \times 10^{-5}\text{Torr}$ ，工作气体为 Ar，工作

气压 $P = 5 \times 10^{-4}$ Torr, 电子密度 $N_e \approx 3 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$, 电子温度 $T_e \approx 6 \text{eV}$, 放电电流 $I \approx 1 \text{A}$. 微波系统采用零拍接收方式^[2]. 实验采用 APPLE II 微机做数字化的功率谱分析. 采样体积 $N = 1024$, 频谱分析分 32 个离散频率值, 功率精度可达 1/16. 分析软件用高级语言和机器语言混合编写, 算法采用快速傅里叶变换^[4].

三、实验结果

1. 离子声湍流的激发

湍流用放电电流激发. 由等离子体参数得到电子迁移速度与电子热速度之比

$$4I / (\pi D^2 N_e) \sqrt{m_e / T_e}$$

(m_e 为电子质量) 小于 1/3, 离子声速与电子迁移速度之比

$$\sqrt{T_e / m_i} \cdot \pi D^2 N_e / (4I)$$

小于 1/100 (m_i 为离子质量). 故电流激励的不稳定性是离子声型的.

2. 散射信号的确认

由图 2 计算机打印结果可证实 P_s 与 θ_s 有关. 图中连续谱的出现证实了 θ_s 有一个分辨率 $\Delta\theta_s$. 又由静电探针测 \tilde{N}_e 可证实 P_s 与 $|\tilde{N}_e|^2$ 成正比, 故混频器输出是散射信号. 同时不难发现散射系统的波矢分辨, 可换成 $\Delta\theta_s$ (散射) $\sim 5^\circ$. 而由实验条件 $a = 2 \text{cm}$ 代入 (5) 式, 得

$\Delta\theta_s \sim 4^\circ$. 因为 $\Delta\theta_s$ 几乎可以和 θ_s 比较, 数据处理的主要任务是克服 $\Delta\theta_s$ 造成的假象, 应寻找满足条件 $P_s(\theta_s \pm \delta, \omega) < P_s(\theta_s, \omega)$ (δ 为一很小的角度) 的 $P_s(\theta_s, \omega)$.

3. 色散关系

由静电探针及散射测量, 可知湍流能量在距阴极一侧 14cm 处达到饱和. 在饱和区对不同 θ_s 的散射功率谱用上节所述数据处理办法处理, 可得到与不同 K 对应的散射功率 $P_s(K)$ 及其频率 ω . 由 K 与 ω 的对应关系 $K = K(\omega)$ (即色散关系), 可得相速度 $v_p = \omega / K \approx 2.4 \times 10^5 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$. 由静电探针测得的放电管轴向电场 E 及 P , 可知离子迁移速度^[5] $v_{Di} \approx 3 \times 10^5 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$. 因为本实验离子迁移方向和离子声湍流传播方向相反, 故 C_s (散射) $= V_p + V_{Di} \approx 5.4 \times 10^5 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$. 而 C_s (探针) $= (T_e / m_i)^{1/2} \approx 3.8 \times 10^5 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$.

4. 湍流饱和功率波数谱

由上节的 $P_s(K)$ 数据, 用最小二乘法可得到离子声湍流饱和功率 $P_s(K) \propto K^{-3}$. 该形式和 Kadomtsev 谱一致^[6]. 用静电探针在饱和区测得密度涨落比 $\tilde{N}_e / N_e \sim 0.1$, 故功率涨落比约为 $|\tilde{N}_e|^2 / |N_e|^2 \sim 0.01$. 和目前已知的几个离子声湍流饱和机制比较^[6], 因不能同时满足 $P_s(K)$ 形状和涨落的比值, 尚不能判定本实验的湍流饱和机制.

感谢陈春先同志的倡议和支持, 俞昌旋同志的指导和帮助. 本工作是在等离子体物理研究会指导下进行的, 在此谨致谢意.

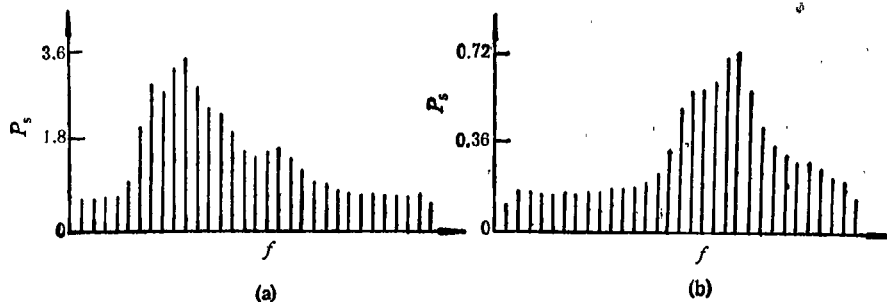


图 2 计算机打印结果
(a) $\theta_s = 15^\circ$; (b) $\theta_s = 25^\circ$
(图中均为线性坐标, 纵轴为散射功率相对值, 横轴为散射频率, 相邻谱线差 5.04kHz)

(下转第404页)