

# 激波管用于磁等离子体中电波传输的研究

竺乃宜 李学芬 周学华 陈松

(中国科学院力学研究所)

**摘要** 利用安装在直径为800mm高温激波管后端盖处带有切取器的矩形实验段,获得了较均匀的薄层等离子体鞘层( $Z=4\text{cm}$ 或 $2\text{cm}$ )。采用液氮冷却下的低温超导线圈产生连续的强磁场,研究了有强磁场存在条件下3.9GHz微波穿透薄等离子体鞘层时的传输特性。对于 $N_e \approx 3 \times 10^{13}/\text{cm}^3$ ,  $\nu \approx 9 \times 10^9/\text{s}$ 和 $N_e \approx 4 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ ,  $\nu \approx 2.4 \times 10^9/\text{s}$ 两种等离子体状态,  $H=0.44 \sim 0.84\text{T}$ ,分别测量了无外加磁场和有外加磁场情况下电波的功率衰减。实验结果表明在本文所加的磁场强度条件下,测量到的电波功率衰减均均有较明显改善。

**关键词** 激波管; 等离子体鞘层; 超导磁体; 电波传输

## 1 引言

电波在等离子体中的传输特性由于有着重要的工程应用背景而受到人们的重视。外加磁场的存在将会改变等离子体及电磁波在其中传输的性质。由于涉及到电波工作频率 $\omega$ , 等离子体中电子自然振动频率 $\omega_p$ , 碰撞频率 $\nu$ , 电子回旋频率 $\omega_c$ , 等离子体鞘层厚度 $Z$ 等许多物理量的相互影响, 对于电磁波在各向异性等离子体中沿磁场方向传播的定量研究是十分困难的, 因此实验研究就变得非常重要。

## 2 理论描述

为简单起见, 假设等离子体有相同数量的电子和正离子, 以及一定量的中性粒子。由于电场的作用, 带电粒子间有一定的平均平衡距离。若其中一个带电粒子从平衡位置偏移(其它不动), 则它将围绕平衡位置振动, 这时周围粒子的电场对它形成一个复原静电场, 振动粒子与中性粒子的碰撞则起着阻尼作用。一般将自由电子的振动频率

$$\omega_p = (n_e e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2} \quad (1)$$

本文于1993年2月12日收到。

称为等离子体频率(正离子由于质量比电子大四个量级,其振动频率比电子要小得多)。其中,  $n_e$  是单位体积中的电子数;  $e$  是电子电荷;  $m_e$  是电子质量;  $\epsilon_0$  是真空的介电常数。

以上是假定电子在自由地振荡。当有外界电磁波传入时,它会对电子产生一种周期性驱动力。若驱动频率(电磁波频率)比等离子体中电子的自然振动频率小得多,而且阻尼很小,那么电子将以驱动频率振动。振动的电荷是一个发射的偶极子,产生一个向前的和一个向后的电磁波。向后的波表现为反射波。而向前的波与驱动波的相位相反,二者有抵消的趋势,造成驱动信号随厚度而衰减。当电磁波频率比电子的自然振动频率大得多时,则由于惯性的原因,电子只以驱动频率微弱振动。因此,若没有碰撞,电磁波便不衰减地传播;若有碰撞,电磁波则会有少量的反射与衰减。

在均匀、各向同性的无源介质中,可用波动方程<sup>[1]</sup>

$$\nabla^2 E = \mu\sigma \frac{\partial E}{\partial t} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (2)$$

给出电磁波和等离子体相互作用的定量描述。其中  $E$  为电场向量,  $\mu$  为导磁率,  $\sigma$  为电导率,  $\epsilon$  为介电常数

$$\sigma = \epsilon_0 \omega_p^2 / (\nu + i\omega)(\nu^2 + \omega^2), \quad \epsilon = (K_r + iK_i)\epsilon_0, \quad K_r = 1 - X/(1 + Z^2), \\ K_i = XZ/(1 + Z^2), \quad X = \omega_p^2/\omega^2, \quad Z = \nu/\omega,$$

式中  $\nu$  是电子的碰撞频率,  $\omega$  是电磁波的工作频率。在一维平面波近似下, (2) 式的解为<sup>[2]</sup>

$$E = E_0 \exp[\pm(\alpha - i\beta)x] \quad (3)$$

$\alpha$  称为衰减系数,  $\beta$  称为相位系数

$$\alpha = K_0 \left\{ \frac{1}{2} [(K_i^2 + K_r^2)^{\frac{1}{2}} - K_r] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

$$\beta = K_0 \left\{ \frac{1}{2} [(K_i^2 + K_r^2)^{\frac{1}{2}} + K_r] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

其中  $K_0$  是向量常数。当等离子体中电子密度  $n_e$  增大时,一般说来  $K_i$  和  $\alpha$  也增大,即电磁波在传播过程中的衰减会增大。

当等离子体中有静磁场存在时,选择坐标轴使磁场沿着  $y$  轴方向,等离子体的复介电常数可写成张量形式<sup>[3]</sup>

$$K = \begin{vmatrix} \epsilon_{11} & i\epsilon_{12} & 0 \\ -i\epsilon_{12} & \epsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{vmatrix} \quad (6)$$

其中  $\epsilon_{11} = 1 + X(1 - iZ)/[Z + i(1 - Y)][Z + i(1 + Y)]$ ,  $\epsilon_{12} = XY/[Z + i(1 - Y)] \cdot [Z + i(1 + Y)]$ ,  $\epsilon_{33} = 1 - X/(1 + iZ)$ ,  $Y = \omega_b/\omega$ ,  $\omega_b = eB_0/m_e$ ,  $\omega_b$  是电子回旋圆频率,  $B_0$  是外加的磁场强度。自由电子在与磁力线相垂直的平面内,以回旋频率  $\omega_b$  做圆周运动。当  $B_0$  足够大时,电子的回旋半径变得很小,即被冻结在磁力线周围而不再与波前和  $B_0$  相

垂直的平面电磁波之间发生作用, 有利于电波穿透等离子体。平面电磁波在均匀等离子体中沿磁场方向传播的衰减系数和相位系数仍可写成:

$$\alpha_{\pm} = K_0 \left\{ \frac{1}{2} [(K_{r\pm}^2 + K_{i\pm}^2)^{\frac{1}{2}} - K_{i\pm}] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

$$\beta_{\pm} = K_0 \left\{ \frac{1}{2} [(K_{r\pm}^2 + K_{i\pm}^2)^{\frac{1}{2}} + K_{r\pm}] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

其中  $K_{r\pm} = 1 - X(1 \pm Y) / [(1 \pm Y)^2 + Z^2]$ ,  $K_{i\pm} = XZ / (1 \pm Y)^2$ , 下标 + 表示左圆极化波模, 下标 - 表示右圆极化波模。从这些公式可以看出: 对于左圆极化波模, 当磁场强度  $B_0$  增大时,  $Y$  增大, 而  $\alpha_+$  减小。对于右圆极化波模, 一般说来, 当  $B_0$  足够大时, 即  $Y$  足够大时, 衰减系数  $\alpha_-$  将迅速减小。

### 3 实验装置

在激波管实验段中获得等离子体气流<sup>[4]</sup>。发射天线紧贴在实验段上侧面聚四氟乙稀窗口上, 电波经该窗口进入实验段与等离子体鞘层相互作用后再穿过实验段下侧面对称的聚四氟乙稀窗口, 然后被实验段下部的接收天线所接收。超导线圈<sup>[5]</sup>被固定在杜瓦瓶中<sup>[6]</sup>, 扣在发射天线四周。线圈中心磁场方向与电波传输方向一致或相反, 磁场方向与等离子体流动方向互相垂直。

本实验中使用的微波工作频率为  $f = 3.9\text{GHz}$ , 发射天线和接收天线均采用右圆极化微带天线。两天线间距约 25~27cm。微波信号源采用 50~60kHz 方波外调制, 以提高抗干扰的能力。

利用激波管侧壁上的触发电探针经 113 放大器后来触发 TCG8000 瞬态记录仪, 并保证其与激波管中等离子体同步运行。

微波信号处于连续工作状态, 当激波后的等离子体到达实验段窗口时, 电波被衰减。若实验段区域同时还有强磁场存在, 则这时电波衰减的程度将会与无磁场时不同。对比在同样参数条件下的两次实验加磁场和不加磁场的记录, 就可以看出磁场对电波传输性能的贡献。

检波器获得的微波信号由 TCG8000 毫微秒级瞬态记录仪采集并贮存, 一方面可通过 SBM-14 示波器连续显示, 另一方面可以通过 WX4412 绘图仪作图。

### 4 状态参数

#### 4.1 电子密度 $n_e$

对直径为 800mm 高温激波管各种运行条件下②区的电子密度, 过去已经做过系统的测量并取得了良好的规律<sup>[7~9]</sup>。只要知道了激波马赫数  $M_1$  和起始压力  $P_1$  就可以比较

准确地得到②区峰值电子密度。

## 4.2 碰撞频率 $\nu$

等离子体中电子的碰撞频率<sup>[8]</sup>可由下式给出:

$$\nu = \nu_{ei} + \nu_{en} \quad (9)$$

其中电子与正离子的碰撞频率

$$\nu_{ei} = (8KT / \pi m_e)^{1/2} n_i \cdot Q_{ei} \quad (10)$$

此处 $K$ 为玻尔兹曼常数;  $m_e$ 为电子质量;  $n_i$ 为正离子数密度;  $Q_{ei}$ 为电子与正离子的碰撞截面。当电离度较小时, 一般有  $\nu_{ei} \ll \nu_{en}$ , 这时我们可以采用近似的理论公式来计算  $Q_{ei}$ :

$$Q_{ei} = (20.2 \times 10^{-8} / T^2) \lg(221T / n_e^{1/3}) \quad (11)$$

电子与中性粒子的碰撞频率

$$\nu_{en} = (8KT / \pi m_e)^{1/2} n_n \cdot Q_{en} \quad (12)$$

$Q_{en}$ 为电子与中性粒子的平均碰撞截面, 可以由实验测定<sup>[10]</sup>也可以由理论计算。

## 4.3 磁场强度 $H$

超导线圈所产生的磁场强度一方面与通过的电流成正比, 另一方面也与杜瓦及实验段附近的环境有一定的关系。在力学所直径为800mm的激波管实验现场, 用磁探针测量了杜瓦底部中心处的磁场强度约为1万高斯/100A(即0.01特斯拉/安)。本实验中所使用的实验段中心处的磁场强度是由理论计算而得到的0.0068特斯拉/安<sup>[5]</sup>。

## 4.4 电波衰减特性

为了准确地获得不同等离子体鞘层状态对微波功率的衰减, 及有强磁场存在时对电波功率衰减的改善, 我们用 HEWLETT PACKARD 精密衰减器对电波衰减特性曲线进行了静态标定。该衰减器由 8496B ATTENUATOR/110dB 和 8494B ATTENUATOR/11dB 串联而成, 工作频率范围 DC-18GHz。将衰减器串联到实验时使用的实际电路中, 用它来模拟打炮时等离子体对电波的功率衰减作用。把衰减器从 0dB 至 25dB 每一档情况下 TCG8000 采集到的电波信号用 WX4412 绘图仪绘出对应的有效幅度值。以 0dB 时的幅度为 1, 将其它各分贝时的值进行约化, 就得到了电波相对幅度值随电波功率衰减值的变化曲线(即静态标定曲线)。对于打炮中记录的每一张电波信号图形, 从实测的电波相对衰减幅度值根据标定曲线就可以很方便地读出对应功率衰减。

## 5 实验结果

表1给出了有磁场和没有磁场存在时电波传输功率测量值的对比。电波工作频率  $f = 3.9\text{GHz}$ , 经  $50 \sim 60\text{kHz}$  调制, 采用右圆极化天线来发射和接收微波信号, 天线间距

25~27 cm。实验结果表明当外加磁场足够大时,电波传输功率的衰减值将会得到明显的改善。

表 1 磁场对电波传输特性的改善

等离子体厚度 Z(cm)	电子密度 $n_e$ ( $1/cm^3$ )	碰撞频率 $\nu$ (1/sec)	磁场强度 $B_0$ (T)	电波功率衰减 (dB)
4	$3 \times 10^{13}$	$9 \times 10^9$	0	6.1
			0.50	1.6
			0.64	1.1
2	$4 \times 10^{12}$	$2.4 \times 10^9$	0	4.6
			0.44	2.8
			0.66	1.2
			0.74	1.6
			0.84	0.9

### 参 考 文 献

- 1 Plonsey R, Collin R E. Principles and Applications of Electromagnetic Fields. New York, McGraw-Hill, 1961.
- 2 Friel P J, Rosenbaum B. Advances in the Astronautical Sciences. 1963, 11: 399
- 3 Bachynski M P, Gibbs B W. Phys. Fluid, 1966, 9(3): 520
- 4 竺乃宜, 李红德, 邹惠良, 李连祥. 力学学报, 1978, (3): 234
- 5 易昌炼等. 超导线圈研制报告. 中科院电工所, 1991.
- 6 陈浩树等. 低温杜瓦研制报告. 中科院科建公司, 1991.
- 7 Zhu Naiyi, Li Xuefen. Proceedings of the 13th International Symposium on Shock Tubes and Waves. 1981: 528.
- 8 竺乃宜, 李学芬. 力学学报, 1984, (1)
- 9 竺乃宜, 李学芬. 宇航学报, 1987, (2)
- 10 竺乃宜, 李学芬, 邢建华. 第二届全国物理力学会议论文集, 1986.

## A STUDY OF ELECTROMAGNETIC WAVE PROPAGATION IN MAGNETIC PLASMA BY SHOCK TUBE

Zhu Naiyi Li Xuefen Zhou Xuehua Chen Song  
(*Institute of Mechanics, Academia Sinica*)

**Abstract** In this paper, a thin and uniform layer of plasma ( $Z=4\text{cm}$  or  $2\text{cm}$ ) is obtained through a rectangular cutter fixed behind a  $800\text{mm}$  diameter high-temperature shock tube. Meanwhile, a low-temperature superconductor coil, cooled by liquid helium, is used to produce successive strong magnetic fields. We investigate the propagation characteristics when  $3.9\text{GHz}$  microwave penetrates through the thin plasma layer under strong magnetic fields and two states ( $Ne \approx 3 \times 10^{13}/\text{cm}^3$ ,  $\nu \approx 9 \times 10^9/\text{s}$ ,  $H = 0.44 \sim 0.84\text{T}$ ;  $Ne \approx 4 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ ,  $\nu \approx 2.4 \times 10^9/\text{s}$ ,  $H = 0.44 \sim 0.84\text{T}$ ) are tested. Also, we measure the electromagnetic wave power attenuate value under the magnetic and non-magnetic fields. The result indicates that the value, which is measured under the magnetic field, has distinct improvement.

**key words** shock tube, plasma layer, superconductor magnet, electromagnetic wave propagation