

# 基于局域发射光谱的 LEAD 装置螺旋波 等离子参数测量

曾志德<sup>1\*</sup> 卢凌峰<sup>1</sup> 王超<sup>1,2</sup> 李智<sup>1,2</sup> 肖晨雨<sup>1,3</sup> 刘灏<sup>1</sup> 苒磊<sup>2</sup>  
(1. 核工业西南物理研究院 成都 610041; 2. 重庆大学电气工程学院 重庆 400044;  
3. 中山大学中法核工程技术学院 广州 510275)

## Measurement of the Helicon Plasma Parameters in LEAD Based on Local Optical Emission Spectroscopy

ZENG Zhide<sup>1\*</sup>, LU Lingfeng<sup>1</sup>, WANG Chao<sup>1,2</sup>, LI Zhi<sup>1,2</sup>, XIAO Chenyu<sup>1,3</sup>, LIU Hao<sup>1</sup>, CHANG Lei<sup>2</sup>  
(1. Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041, China; 2. School of Electrical Engineering, Chongqing University, Chongqing 400044, China; 3. Sino-French Institute of Nuclear Engineering & Technology, Sun Yat-sen University, Guangzhou 510275, China)

**Abstract** Optical emission spectroscopy (OES) is a widely used optical technique for diagnosing plasma parameters; however, OES cannot spatially resolve plasma. In order to obtain plasma parameters with high spatial resolution at low cost, local optical emission spectroscopy (LOES) was developed. It can achieve a high spatial resolution by inserting optical fiber into the plasma to collect spectroscopic data emitted from a hole in the front of the optical fiber. The principle of LOES technology is introduced. Argon plasma is excited by mosquito-repellent incense radio frequency (RF) antenna on a linear experimental advanced device (LEAD), and the light intensity of plasma measured by LOES and electron density of plasma measured by Langmuir probe (LP) under different RF power and radial position is compared. The transition of plasma from inductively coupled (ICP) mode to helicon mode was observed at an RF power of about 500 W. The results show that there is a positive correlation between the light intensity measured by LOES and the electron density measured by the Langmuir probe in our laboratory. It proves the reliability of using light intensity to characterize electron density, and is complementary to the existing LP on LEAD in the diagnosis of different plasma modes.

**Keywords** Linear experimental advanced device, Helicon plasma, Plasma diagnostics, Local optical emission spectroscopy, Mode transition

**摘要** 发射光谱法是常见的用于诊断等离子体的光学诊断技术,然而,这项技术并不能在空间上分辨等离子体。为了以低成本得到高空间分辨率的等离子体参数,发展了局域发射光谱法。这是一种将光纤伸入等离子体中以采集光纤前端等离子体光谱学信息的高空间分辨率光学诊断技术。介绍了局域发射光谱法技术的原理,并在大型线性等离子体实验装置 LEAD 上用蚊香形射频天线激发了氩等离子体,并在不同的射频功率和径向位置下对比了局域发射光谱法测得的等离子体光强和朗缪尔探针测得的等离子体电子密度,同时观察到了在射频功率 500 W 左右等离子体从感性耦合放电模式到螺旋波模式的跳变。结果表明:局域发射光谱法测得的光强与实验室现有的朗缪尔探针测量的电子密度之间较强的正相关,证明了用光强表征电子密度的可靠性,和 LEAD 装置上现有的朗缪尔探针在不同的等离子体模式的诊断上互补。

**关键词** 线性等离子体实验装置 螺旋波等离子体 等离子体诊断 局域发射光谱诊断 模式跳变

中图分类号: O536 文献标识码: A doi: 10.13922/j.cnki.cjvst.202401002

螺旋波是一种在磁化等离子体中传播的电磁波,由螺旋波激励产生的等离子体称螺旋波等离子体。螺旋波等离子体是一种高密度和高电离率的等离子体源,目前已将其广泛应用于材料加工、表

收稿日期: 2024-01-09

基金项目: 国家磁约束核聚变能发展研究专项项目(2022YFE03090002); 国家自然科学基金项目(12375212; 92271113)

\* 联系人: E-mail: zengzhide@swip.ac.cn

面处理、电推力器等领域<sup>[1-2]</sup>。螺旋波等离子体具有很高的电离率,几千瓦的功率便可以产生电子密度达  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  的等离子体<sup>[3]</sup>,这样的密度水平在磁约束核聚变装置—托卡马克中需兆瓦级的加热功率才能达到。其高电离率、无电极等特点在空间推进技术、磁约束核聚变研究中展现出巨大的潜力<sup>[4-6]</sup>。

## 1 实验装置

大型线性等离子体实验装置(Experimental Advanced Device, 简称 LEAD)是为了开展聚变等离子体与材料相互作用、射频诊断测试、托卡马克聚变

装置边界等离子体物理研究和其他基础等离子体实验而设计的装置,于 2017 年在核工业西南物理研究院建成<sup>[7-9]</sup>。如图 1 所示,该设备主体长 3 m,包括直径为 400 mm,长 1.5 m 的小真空室和直径 900 mm,长 1 m 的大真空室。这些真空室被 15 个直径各不相同的励磁线圈环绕,每个线圈都是可移动且电流单独可调,可以非常灵活地产生各种磁场条件,常用磁感应强度  $B$  在 0–2000 Gs 之间。进气量在 0–1 SLM 之间,以 0.01 SLM 的精度调节,在抽气系统持续抽气的情况下,放电过程使用薄膜规真空计测量的气压  $p$  在 0.5~6 Pa 之间。

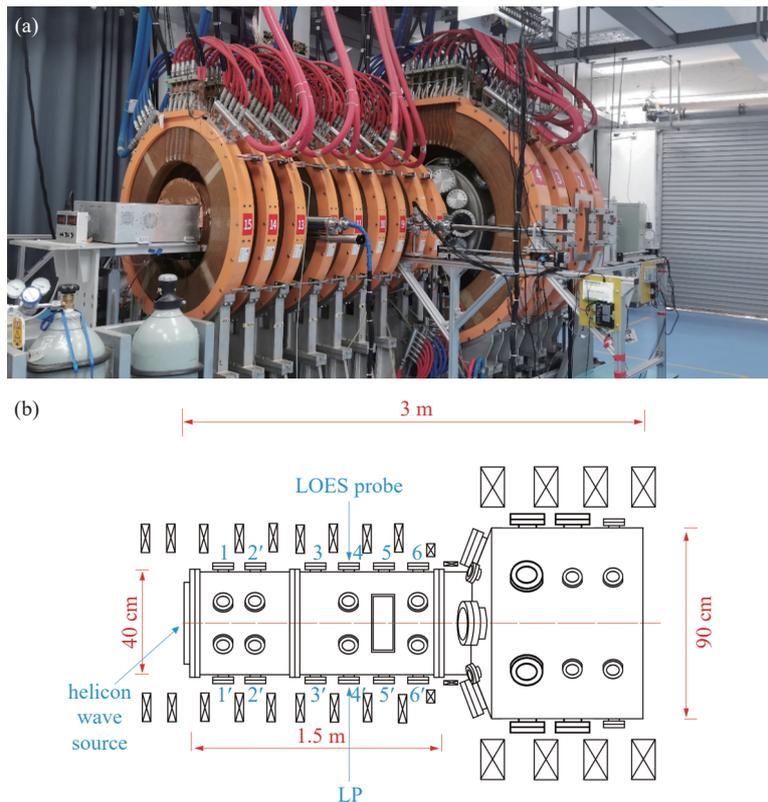


图1 LEAD 装置图。(a)照片,(b)俯视结构图

Fig. 1 Figure of LEAD. (a) Photo, (b) top view structure diagram

LEAD 装置上采用天线发射射频(Radio Frequency, 简称 RF)波以激发螺旋波等离子,而体常见的激发螺旋波等离子体的天线有 4 种<sup>[10]</sup>,如图 2 所示,由于 LEAD 装置为侧面外壳为金属,图 2(b)(c)(d)中具有三维结构的天线所激发的波无法传到达 LEAD 内部激发等离子体,因此只能选择图 2(a)二维结构的的天线类型从 LEAD 头部玻璃窗口将射频电源耦合入 LEAD 腔体中。LEAD 中选用的天线为  $m = 0$  的蚊香形天线,如图 3 所示。用于激发等

离子体的螺旋波天线由频率为 13.56 MHz 的射频电源激励。射频功率  $P_{\text{RF}}$  范围为 0–6000 W,可产生电子密度约  $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  的螺旋波等离子体。目前装置上的诊断系统包括朗缪尔探针、局域发射光谱、磁探针,以及测阻抗的 VI 探针。为了便于标定,局域发射光谱诊断系统和朗缪尔探针安装在装置 4 和 4' 号窗口相对中轴对称的位置,如图 1(b)所示。

目前,螺旋波等离子体高电离率背后的物理机制仍不清晰,需要对其中的基础物理机制加以深入

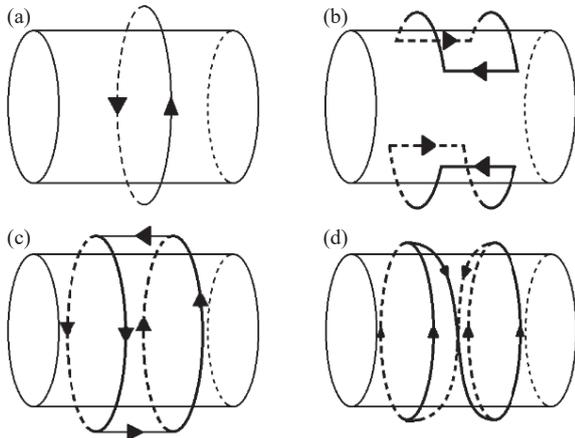


图2 产生螺旋波的四种天线结构示意图。(a)环形天线,  $m = 0$ ; (b)双鞍形天线,  $m = \pm 1$ ; (c)名古屋天线,  $m = \pm 1$ ; (d)右旋波天线,  $m = 1$ <sup>[10]</sup>

Fig. 2 Structure diagram of four antennas for generating. (a) Loop antenna,  $m = 0$ , (b) double-saddle antenna,  $m = \pm 1$ , (c) Nagoya antenna,  $m = \pm 1$ , (d) right helical antenna,  $m = 1$ <sup>[10]</sup>



图3 LEAD装置的蚊香形天线照片,采用了4组环形设计,每组环都可以单独控制电流方向

Fig. 3 Photo of mosquito-repellent incense antenna of LEAD, it has four-layer rings, and each ring can control the current direction independently

研究。此外,当  $P_{RF}$  超过阈值时,螺旋波等离子体中最引人注意的现象是等离子体密度的不连续跳变,其中从感性耦合(Inductively Coupled, 简称 ICP)模式到螺旋波模式的跳变<sup>[11-13]</sup>受到了人们极大的关注。因此,实时测量螺旋波等离子体的电子密度对研究螺旋波等离子体形成的物理机理具有重要意义。

朗缪尔探针(Langmuir Probe, 简称 LP)广泛地用于等离子体的电子密度和电子温度<sup>[14-15]</sup>。但是射

频源或电磁场会对探针产生干扰,因此需要做射频补偿。此外,等离子体的高温会对探针造成损伤,使得在高  $P_{RF}$  下测量等离子体参数变得更加困难。因此,人们提出了发射光谱法(Optical Emission Spectroscopy, 简称 OES)这一非接触式诊断作为螺旋波等离子体诊断的一种替代方法<sup>[16-18]</sup>。OES是目前应用最广泛、最有效的低温等离子体诊断方法之一,是无创、可以原位诊断螺旋波等离子体,且受射频源或磁场影响较小。然而,传统的 OES 无法在空间上分辨等离子体的参数,对此,北京理工大学的崔瑞林提出了一种局域发射光谱诊断法(Local Optical Emission Spectroscopy, 简称 LOES)<sup>[19]</sup>,其对等离子体的空间分辨率可达 2 mm。在其工作中利用 LOES 测量了螺旋波等离子体电子密度轴向和径向分布的演化,证明了利用 LOES 诊断等离子体空间分辨的可行性。本文利用 LOES 技术在 LEAD 装置上进行了不同放电条件(射频功率和径向位置)下的氩螺旋波等离子体的电子密度测量。

## 2 局域发射光谱诊断介绍

LOES 探针结构如图 4 所示,白色陶瓷管内部包裹着耐高温石英光纤,陶瓷前端两侧各有一直径 2 mm 的圆形孔,使等离子体可以从此进入,进而使光纤只采集从圆孔进入陶瓷管内等离子体的光谱学信号。光纤可以传输光的波长范围为 190 nm ~ 2500 nm。LOES 诊断原理为:将光纤探针伸入等离子体,光纤只采集前端 2 mm 尺寸内的等离子体的光谱学信号,光纤固定在一个可沿径向推进的伸缩杆上,使得探测位置  $r$  在距腔中轴 0 ~ 20 cm 范围内可调,步进精度 1 mm,因此可以完全实现从中心到边界的诊断,如图 5 所示。因其可以诊断不同径向位置的等离子体参数,LOES 法相较于传统的 OES 法有极高的空间分辨率。

光纤尾端接入光谱仪分析光谱学信号,本实验使用 Horiba 生产的 iHR550 光谱仪配合一个 CCD 相机,如图 6 所示。开机后预热 20 min,经标准光源校准后使用。光栅密度为 2400 条/mm、1800 条/mm 和 300 条/mm 三种可选项,光栅密度越大,可观察的范围也越小,分辨率越高。2400 条/mm 的光栅观察范围为 6 nm,光谱学分辨率可达约 6 pm。当测量波长中心为 750 nm,测量范围为 747 ~ 753 nm 光谱,在此范围内有氩的 750.4 nm 和 751.5 nm 谱线,如

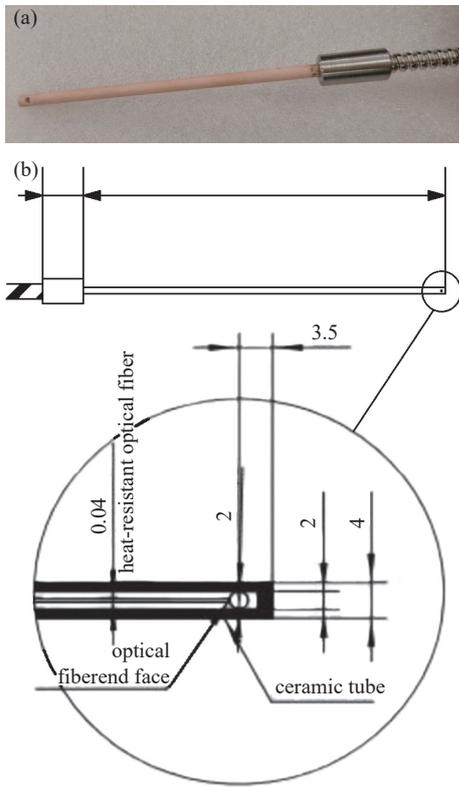


图4 LOES 探针图。(a)照片,(b)结构示意图

Fig. 4 Figure of LOES probe. (a) Photo, (b) structure diagram

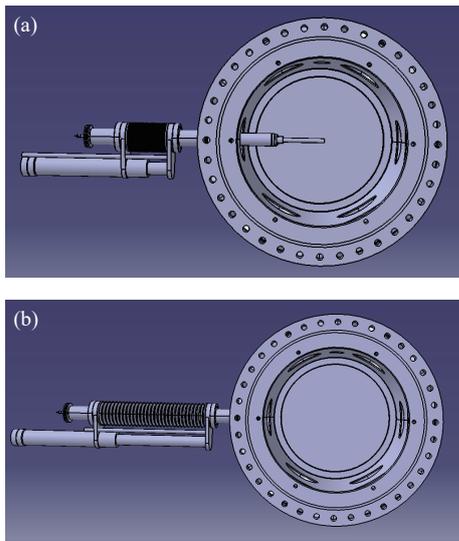


图5 LOES 探针位于 LEAD 腔体不同位置。(a)伸入 LEAD 腔体芯部,(b)退出 LEAD 装置腔体

Fig. 5 LOES probe located in different positions of the LEAD cavity. (a) Extends into core part of the LEAD, (b) exits the LEAD

图 7 所示,且在 2400 条/mm 光栅的可测量范围内 750.4 nm 为氩的最强谱线,基于此原因本实验主要以氩的 750.4 nm 为研究对象。

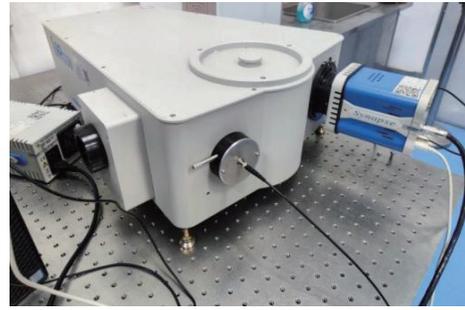


图6 光谱仪照片。光纤经 SMA905 接头接入入光口,CCD 相机拍摄光谱仪处理后的光学信息转化为数字信息输入计算机

Fig. 6 Photo of spectroscope. The optical fiber is connected to the light inlet through SMA905 connector, and the optical information processed by CCD camera and the spectrometer is converted into digital information and input into computer

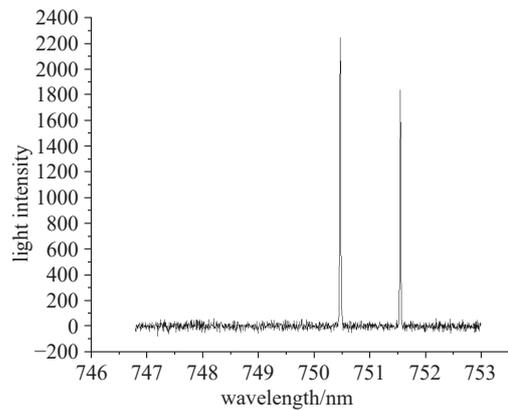


图7 氩等离子体光谱图,图中两条谱线为氩的  $2p_1$ (750.4 nm) 和  $2p_5$ (751.5 nm) 能级

Fig. 7 Spectra figure of argon plasma, two lines in figure represent  $2p_1$  (750.4 nm) and  $2p_5$  (751.5 nm) level of argon

光谱诊断的原理是电子获得能量达到更高的能级(激发态),这种能级很快就会衰减并发出特定波长的光子,从而产生光辐射。在某些情况下,与简单动力学过程相关的特定谱线可用于测定等离子体参数。为此,采用了 Czerwiec<sup>[20]</sup> 和 Clarenbach<sup>[21]</sup> 给出的公式,考虑碰撞反应产生的谱线,准静态平衡下,  $X^*$  态(“X”指代某种元素符号,上标“\*”指处于激发态的该物质)物质从高能级  $j$  跃迁到低能级  $i$  的发射光强  $I_{ji}$  可以写成式(1)<sup>[22]</sup>。

$$I_{ji}(X^*) = n_e K_{ji} A_{ji} \frac{hc [X] k_X^{dir} + [X_m] k_X^m}{\lambda_{ji} (1/\tau_j + k_X^Q)} \quad (1)$$

其中  $n_e$  是电子数密度,  $K_{ji}$  是光谱仪响应因子,  $A_{ji}$  是爱因斯坦自发跃迁概率,  $h$  是普朗克常数,  $c$  是真空

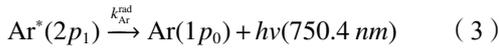
中的光速,  $\lambda$  是跃迁辐射出的光的波长,  $[X]$  和  $[X_m]$  为基态和亚稳态的粒子数密度,  $k_{Ar}^{dir}$  为基态电子碰撞激发系数,  $k_{Ar}^{ms}$  为亚稳态电子碰撞激发系数,  $k_{Ar}^Q$  为猝灭速率系数,  $\tau_j$  为激发态寿命。

基态原子被电子碰撞激发被认为是主要的激发过程, 特别是对于  $Ar^*(2p_1)$  态的产生机制为<sup>[22]</sup>:



$1p_0$  和  $2p_1$  为帕邢符号 (Paschen notation) 下的原子能态, 本文主要采用帕邢符号表示原子能态。

激发态  $Ar^*$  自发辐射产生特征光子<sup>[22]</sup>:



其中  $k_{Ar}^{rad}$  为氩的自发辐射速率。

准静态平衡状态下氩线的发射光强为<sup>[23]</sup>:

$$I_{Ar1 \text{ 750.4 nm}} = n_e K_{ji} A_{ji} \tau_{Ar} [Ar] k_{Ar}^{rad} hc / \lambda \quad (4)$$

$I_{Ar1 \text{ 750.4 nm}}$  是氩 750.4 nm 光强。

在假设电子能量遵循麦克斯韦分布函数 (EEDF) 的情况下, 可以用电子温度  $T_e$  计算出基态电子碰撞激发的速率系数  $k_{Ar}^{dir}$  有<sup>[19]</sup>:

$$k_{Ar}^{dir} = \int_0^{\infty} f(v, T_e) v \sigma(v) dv \quad (5)$$

然而, 在氩等离子体的一些实验中, LP 得到的电子温度变化范围很小, 因此  $k_{Ar}^{dir}$  可近似视为常数, 于是(4)变为<sup>[19]</sup>

$$I_{Ar1 \text{ 750.4 nm}} = C n_e \quad (6)$$

式(6)给出了发射光强与电子密度之间的线性关系。也就是说, 当  $C$  系数确定后, 发射光强可以表示电子密度。并且,  $C$  的值可以通过 LP 得到的电子密度和谱线发射光强之间的校准得到。

### 3 氩等离子体中 LP 测得的电子密度和 LOES 测得的光强的关系

在 LEAD 装置内利用氩气进行等离子放电, 设置如下参数: 磁场 500 Gs, 进气量 0.4 SLM (气压 1.38 Pa), 射频功率  $P_{RF} = 300 \text{ W}$ , LOES 探针探测位置距 LEAD 中轴 5 cm。光谱仪在以下参数测量 LOES 探针测得的氩螺旋波等离子体的光谱: 狭缝宽度为 0.1 mm, 曝光时间为 0.1 s, 光谱仪光栅密度设置为 2400 条/mm, 以 750 nm 为测量中心得到氩等离子体光谱如图 7 所示。将谱线半高宽内数值求和得到光强。

由于 LOES 探测等离子体发出的光会经过积累、折射、漫反射等过程进入光纤, 并对实验结果产生

影响, 需要把这一影响排除。对此设计了如下实验: 在 LEAD 装置放电过程中, 先利用 LP 在 LEAD 腔体边界诊断, 发现在所有放电条件下, LP 几乎都无法测得等离子体参数, 因此可以认为 LEAD 在放电过程中, 腔体边界不存在等离子体, 利用 LOES 探针安装位置如图 1(b) 所示 4 号窗口, 而由于 LEAD 足够长, LOES 探针在任意径向位置测量到的探测范围外的光强可以近似认为相等, 因此可以把在边界测得的光强认为是本底, 在今后测得的光强数据中把本底减去, 即可以得到探测范围内的光强。

为了测量光强本底, 设置以下实验参数: 气压 1.38 Pa, 磁感应强度 500 Gs, 两种诊断系统的推至腔体边界, 即探测位置离中轴的距离 20 cm, 实验结果如图 8 所示。

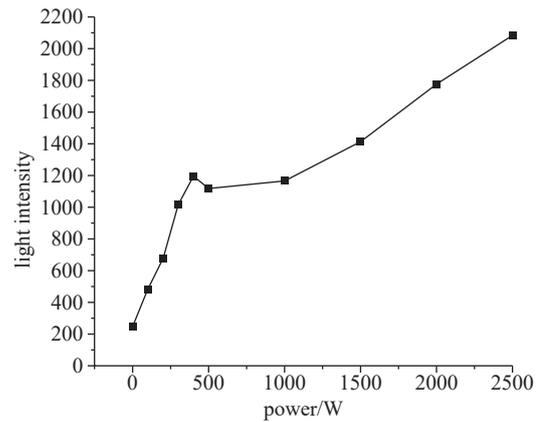


图8 LOES 测得的等离子体参数随  $P_{RF}$  的变化(距中心距离 20 cm,  $p = 1.38 \text{ Pa}$ ,  $B = 500 \text{ Gs}$ )

Fig. 8 Plasma parameter measured by LOES vary with  $P_{RF}$  (distance to center is 20 cm,  $p = 1.38 \text{ Pa}$ ,  $B = 500 \text{ Gs}$ )

后续的实验也都将在  $p = 1.38 \text{ Pa}$ ,  $B = 500 \text{ Gs}$  条件下进行, 因此在不同的功率实验时只要减去对应的功率下的本底光强即可得到相对真实的光强值。

LP 和 LOES 探针安装位置如图 1(b) 所示 4' 和 4 号窗口, 两种诊断系统的探测位置离中轴的距离保持相等, 由于 LEAD 装置沿图 1(b) 中的红色中轴对称, 且激发等离子体的天线(图 3)也是轴对称的, 故可以认为 LEAD 装置中的等离子体参数可认为呈柱对称分布, 故 LP 和 LOES 探针处的等离子体参数可以近似视为相等。

#### 3.1 RF 功率的影响

本节设计两组实验以验证不同  $P_{RF}$  下 LOES 法测得氩 750.4 nm 线光强和 LP 测得电子密度的关系,

第一组两种诊断系统的探测位置距中轴 5 cm, 第二组两种诊断系统的探测位置距中轴 1 cm, 其他实验参数均一致: 气压 1.38 Pa, 磁感应强度 500 Gs。

### 3.1.1 距中轴 5 cm

LOES 法测得氩 750.4 nm 线光强和 LP 测得电子密度随  $P_{RF}$  的变化如图 9 所示。从图 9 中可以看出 LP 测得的电子密度和 LOES 测得的光强在  $P_{RF} < 500$  W 时随增加  $P_{RF}$  而增加, 在  $P_{RF} = 500$  W 后 LP 测得的电子密度虽有波动, 但平均来看增长停止, 与 LOES 测得的光强与  $P_{RF} < 500$  W 时保持相近的比例关系, LP 测得的  $n_e$  和 LOES 测得的  $I_{Ar\ 750.4\ nm}$  有较强正相关,  $n_e$  和  $I_{Ar\ 750.4\ nm}$  大致有如下关系。

$$n_e = 2 \times 10^{14} I_{Ar\ 750.4\ nm}$$

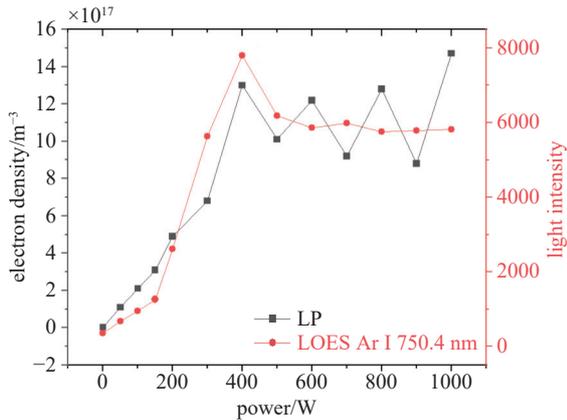


图9 两种诊断系统的探测位置离中轴的距离 5 cm LOES 和 LP 测得的等离子体参数随  $P_{RF}$  的变化 ( $p = 1.38$  Pa,  $B = 500$  Gs, 距中轴 5 cm)

Fig. 9 Plasma parameters measured by LOES and LP vary with  $P_{RF}$  ( $p = 1.38$  Pa,  $B = 500$  Gs, distance to center is 5 cm)

### 3.1.2 距中轴 1 cm

LOES 法测得氩 750.4 nm 线光强和 LP 测得电子密度随  $P_{RF}$  的变化如图 10 所示。与图 9 类似, 在  $P_{RF} = 500$  W 前等离子体为 ICP 模式, LP 测得的电子密度和 LOES 测得的光强随  $P_{RF}$  增加而增加, 在  $P_{RF} = 500$  W 后等离子体为螺旋波模式, LP 测得的电子密度与 LOES 测得的光强增长停止。LP 测得的  $n_e$  和 LOES 测得的  $I_{Ar\ 750.4\ nm}$  有较强正相关,  $n_e$  和  $I_{Ar\ 750.4\ nm}$  大致仍有如下关系。

$$n_e = 2 \times 10^{14} I_{Ar\ 750.4\ nm}$$

在 3.1.1 节与 3.1.2 节中等离子体光强和电子密度在  $P_{RF} = 500$  W 前后出现区别的原因是在这一功率点出现了模式跳变, 用相机拍摄的模式跳变现象

如图 11 所示, 在  $P_{RF} < 500$  W 时的(a)、(b)的 ICP 模式等离子体形态明显区别于  $P_{RF} \geq 500$  W 时的(c)、(d)的螺旋波模式等离子体的形态, 而(b)与(c)之间仅相差 100 W 的放电功率, (c)与(d)之间则相差 500 W 的放电功率, 但从图 11 中可以看出(b)与(c)之间的区别明显大于(c)与(d)的区别。

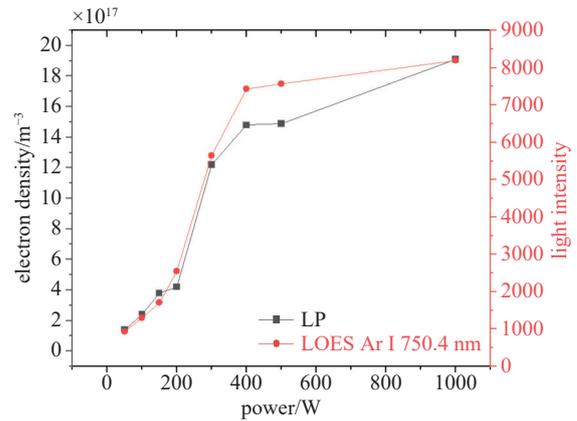


图10 两种诊断系统的探测位置离中轴的距离 1 cm LOES 和 LP 测得的等离子体参数随  $P_{RF}$  的变化 ( $p = 1.38$  Pa,  $B = 500$  Gs, 距中轴 1 cm)

Fig. 10 Plasma parameters measured by LOES and LP vary with  $P_{RF}$  ( $p = 1.38$  Pa,  $B = 500$  Gs, distance to center is 1 cm)

## 3.2 距中心距离的影响

与 3.1 节一样设计了两组不同  $P_{RF}$  的实验用以验证距中心距离对二者关系的影响, 第一组  $P_{RF}$  设置为 300 W, 第二组  $P_{RF}$  设置为 2500 W, 其他实验参数均一致: 气压 1.38 Pa, 磁感应强度 500 Gs。

### 3.2.1 $P_{RF}$ 为 300 W

LOES 法测得氩 750.4 nm 线光强和 LP 测得电子密度随距中心距离的变化如图 12 所示, LOES 测得的光强和 LP 测得的电子密度在距中心 1 ~ 2 cm 的位置先上升, 之后持续下降, 其原因是因为在 ICP 模式放电的等离子体芯部存在一个空腔, 如图 11(a)(b)所示, 故芯部的等离子体参数较低下。  $n_e$  和  $I_{Ar\ 750.4\ nm}$  大致仍有如下关系。

$$n_e = 2 \times 10^{14} I_{Ar\ 750.4\ nm}$$

### 3.2.2 $P_{RF}$ 为 2500 W

LOES 法测得氩 750.4 nm 线光强和 LP 测得电子密度随距中心距离的变化如图 13 所示, LOES 测得的光强和 LP 测得的电子密度在距中心距离距中心 1 ~ 2 cm 的位置先上升, 之后持续下降,  $n_e$  和

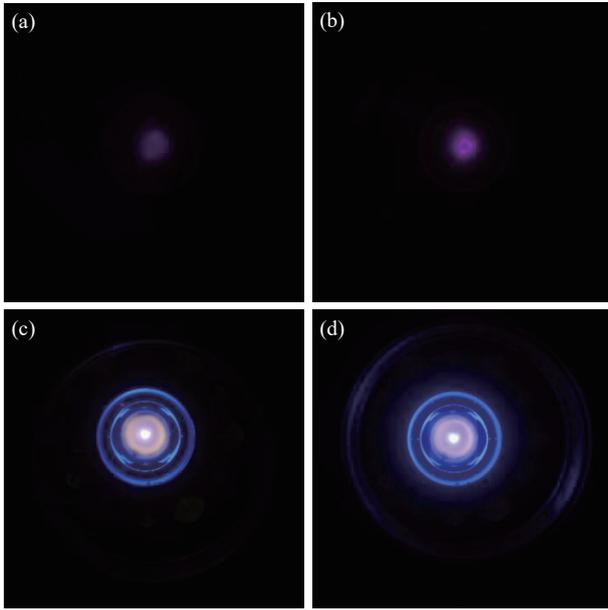


图11 氩等离子体模式转换照片, ICP 模式等离子体: (a) 300 W, (b) 400 W; 螺旋波模式等离子体: (c) 500 W, (d) 1000 W (感光度: 50, 快门速度: 1/320 s, 对焦模式: 连续对焦, 曝光补偿值: 0, 测光方式: 矩阵测光, 焦距: 27 mm, 白平衡: 自动白平衡)

Fig. 11 Photo of argon plasma mode transition, ICP mode plasma (a)300 W, (b) 400 W; helicon mode plasma: (c)500 W, (d) 1000 W (international standardization organization: 50, shutter speed: 1/320 s, focus mode: AF-C, exposure compensation: 0, metering mode: matrix photometry, focus: 27 mm, white balance: auto white balance)

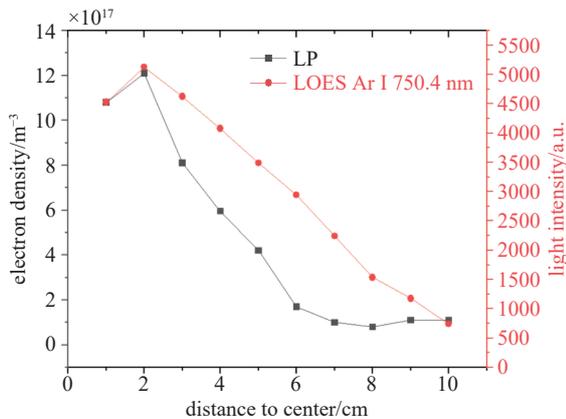


图12 LOES 和 LP 测得的等离子体参数随距中心距离的变化 ( $p = 1.38 \text{ Pa}$ ,  $B = 500 \text{ Gs}$ ,  $P_{\text{RF}} = 300 \text{ W}$ )

Fig. 12 Plasma parameters measured by LOES and LP vary with distance to center ( $p = 1.38 \text{ Pa}$ ,  $B = 500 \text{ Gs}$ ,  $P_{\text{RF}} = 300 \text{ W}$ )

$I_{\text{Ar } 750.4 \text{ nm}}$  大致仍有如下关系

$$n_e = 2 \times 10^{14} I_{\text{Ar } 750.4 \text{ nm}}$$

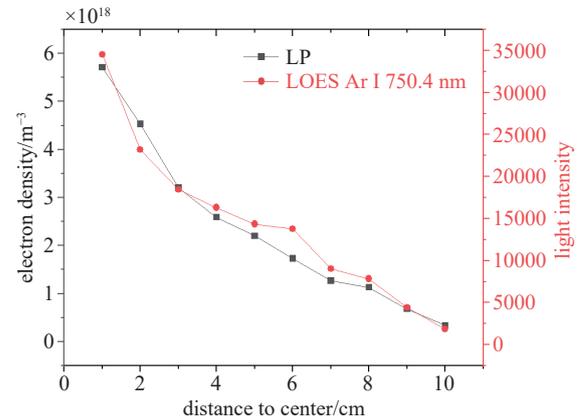


图13 LOES 和 LP 测得的等离子体参数随距中心距离的变化 ( $p = 1.38 \text{ Pa}$ ,  $B = 500 \text{ Gs}$ ,  $P_{\text{RF}} = 2500 \text{ W}$ )

Fig. 13 Plasma parameters measured by LOES and LP vary with distance to center ( $p = 1.38 \text{ Pa}$ ,  $B = 500 \text{ Gs}$ ,  $P_{\text{RF}} = 2500 \text{ W}$ )

#### 4 总结与结论

本文利用 LOES 法在核工业西南物理研究院的大型线性等离子体实验装置 LEAD 上对等离子体进行了测量, 相较于 OES 实现了低成本的高空间分辨率的测量。LOES 与 LP 在不同射频功率和径向位置下对比了氩等离子体的诊断结果, 表明了 LOES 测量的光强与 LP 得到的电子密度之间的比值均有较好的一致性。并发现在射频功率 500 W 左右观察了等离子体模式从 ICP 到螺旋波的跳变, ICP 模式下测得的参数随功率显著增长, 螺旋波模式下测得的电子密度和光强几乎不随功率增长, 估计是等离子体跳变为螺旋波模式后功率的增加转变为了电子温度的增长。综上所述 LOES 法可以一定程度反应等离子体电子密度, 证明了 LOES 诊断的可靠性。

在实验过程在发现 LOES 探针在螺旋波模式等离子体下会导致透光率会随诊断时间的增加不断降低, 因为螺旋波模式下高温高密的等离子体会烧蚀 LOES 中的耐高温陶瓷光纤, 因此 LOES 不适合在螺旋波模式下长时间使用。特定的 LP 由于设计和结果后处理的限制, 诊断结果只有在特定的电子密度范围内才是可靠的, 而 LEAD 装置中的 ICP 模式和螺旋波模式之间电子密度差距过大, 本实验使用的 LP 只适合在螺旋波模式时的高电子密度条件下诊断, 在 ICP 时需要使用 LOES 诊断。因此 LOES 诊断可以和 LEAD 装置上现有的 LP 在不同的等离子体模式的诊断上互补。

## 参 考 文 献

- [1] Porte L, Yun S M, Arnush D, et al. Superiority of half-wavelength helicon antennae[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2003, 12(2): 287
- [2] Ma C, Zhao G, Wang Y, et al. The evolution of discharge mode transition in helicon plasma through ICCD images[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2015, 43: 3702
- [3] Ohno N, Nishijima D, Takamura S. Static and dynamic behaviour of plasma detachment in the divertor simulator experiment NAGDIS-II[J]. *Nuclear Fusion*, 2001, 41(8): 1055
- [4] Shinohara S, Nishida H, Tanikawa T, et al. Development of electrodeless plasma thrusters with high-density helicon plasma sources[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2014, 42(5 Part1): 1245–1254
- [5] Takahashi K, Charles C, Boswell R, et al. Performance improvement of a permanent magnet helicon plasma thruster[J]. *Journal of Physics D Applied Physics*, 2013, 46(35): 352001
- [6] Komuro A, Takahashi K, Ando A. Vibration-to-translation energy transfer in atmospheric-pressure streamer discharge in dry and humid air[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2015, 24(5): 055020
- [7] Liu H, Shinohara S, Yu Y, et al. A large-area planar helicon plasma source with a multi-ring antenna on linear experimental advanced device (LEAD)[J]. *Journal of Instrumentation*, 2020, 15(11): 11002
- [8] Liu H, Yu Y, Wang Z H, et al. Design of magnetic configurations for the linear plasma device LEAD[J]. *Fusion Engineering and Design*, 2019, 144: 81–86
- [9] Wang H J, Zheng P F, Wang Z H, et al. A newly constructed Linear experimental advanced device LEAD[J]. *Fusion engineering and design*, 2023, 191(6): 113655.1–113655.6
- [10] Chabert P, Braithwaite N. *Physics of radio-frequency plasmas*[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2011
- [11] Chi K, Sheridan T E, Boswell R W. Resonant cavity modes of a bounded helicon discharge[J]. *Plasma Sources Science & Technology*, 1999, 8(3): 421
- [12] Degeling A W, Jung C O, Boswell R W, et al. Plasma production from helicon waves[J]. *Physics of Plasmas*, 1996, 3(7): 2788–2796
- [13] Cui R, Zhang T, Yuan Q, et al. Comparison of heating mechanisms of argon helicon plasma in different wave modes with and without blue core[J]. *Plasma Science and Technology*, 2023, 25(01): 61–74
- [14] Ghosh S, Chattopadhyay P K, Ghosh J, et al. RF compensation of single Langmuir probe in low density helicon plasma[J]. *Fusion Engineering & Design*, 2016, 112(11): 915–918
- [15] Li Z, Lu L, Nie L, et al. Development of a new high-frequency B-dot probes to detect electromagnetic characteristics of helicon wave antenna in the near field[J]. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2024, 73: 1–7
- [16] Zhao G, Zhu W, Wang H, et al. Study of axial double layer in helicon plasma by optical emission spectroscopy and simple probe[J]. *Plasma Science and Technology*, 2018, v. 20(07): 110–115
- [17] Tynan G R, Bailey A D, Campbell G A. et al. Characterization of an azimuthally symmetric helicon wave high density plasma source[J]. *Journal of Vacuum Science & Technology A Vacuum Surfaces & Films*, 1997, 15(6): 2885–2892
- [18] Briefi S, Gutmann P, Rauner D. et al. Comparison of the B field dependency of plasma parameters of a weakly magnetized inductive and helicon hydrogen discharge[J]. *Plasma Sources Science & Technology*, 2016, 25(3): 035015
- [19] Cui R, Han R, Yang K, et al. Diagnosis of helicon plasma by local OES[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2020, 29(1): 015018
- [20] Czerwiec T, Graves D B. Mode transitions in low pressure rare gas cylindrical ICP discharge studied by optical emission spectroscopy[J]. *J phys d Appl phys*, 2004, 37(20): 2827
- [21] Clarenbach B, Krmer M, Lorenz B. Spectroscopic investigations of electron heating in a high-density helicon discharge[J]. *Journal of Physics D Applied Physics*, 2007, 40(17): 5117
- [22] Czerwiec T, Greer F, Graves D B. Nitrogen dissociation in a low pressure cylindrical ICP discharge studied by actinometry and mass spectrometry[J]. *Journal of Physics D Applied Physics*, 2005, 38(24): 4278
- [23] Younus M, Rehman N U, Shafiq M, et al. Characterization of RF He-N<sub>2</sub>/Ar mixture plasma via Langmuir probe and optical emission spectroscopy techniques[J]. *Physics of Plasmas*, 2016, 23(8): 703