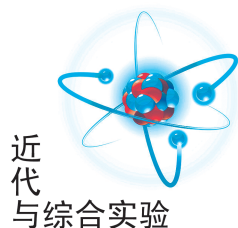


文章编号:1005-4642(2025)07-0001-08



利用直线等离子体装置 STEP 中的 朗缪探针测量氘等离子体参数

程 龙,崔家铜,蒋韞哲,宋汉丰,于倩楠,
彭加官,胡 地,袁 悦,金 硕,吕广宏
(北京航空航天大学 物理学院,北京 100191)

摘 要:直线等离子体装置能够产生高于 $10^{22} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 的高通量等离子体,是模拟聚变堆边界等离子体与材料相互作用的重要实验手段,而朗缪探针是测量等离子体通量等参数的重要技术方法. 本文介绍了基于北京航空航天大学直线等离子体装置 STEP 中朗缪探针系统开展的实验测量工作:基础实验部分,可以完成等离子体的电子温度、电子密度、通量的测量;扩展实验部分,可以获得电子温度、电子密度和通量随磁场、等离子体源等外界参数的变化关系. 通过分析上述外界条件和等离子体参数的关系,使学生掌握基于朗缪探针的高通量等离子体参数实验测量方法.

关键词:核聚变;直线等离子体;朗缪探针;等离子体与材料相互作用

中图分类号:O536

文献标识码:A

DOI:10.19655/j.cnki.1005-4642.2025.07.001

核聚变反应是轻原子核聚合形成重原子核并放出大量能量的过程,随着全球对能源需求的快速增长以及环境问题的日益加剧,可控热核聚变正成为实现清洁能源和应对能源危机的重要研究方向^[1],基于磁约束方法的托卡马克装置是目前实现可控核聚变的主要方式;磁场将等离子体约束在一定范围内,核聚变将会在温度极高的等离子体核心区域进行. 边缘处的等离子体将在磁场线的作用下被引导进入刮削层,并与偏滤器表面等面向等离子体材料(Plasma facing materials, PFMs)发生相互作用(Plasma-material interaction, PMI),排出部分能量和粒子. 在此过程中,PFMs 将承受通量为 $10^{22} \sim 10^{24} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 的氘(D)、氚(T)和 He 的低能等离子体作用,引起材料的等离子体辐照损伤问题^[2]. 材料辐照损伤问题的解决是决定托卡马克装置能否成功运行的关键之一. 直线等离子体装置是开展该问题研究的主要装置,能在实验室环境下复现聚变堆边界等离子体与材料相互作用过程. 此时,准确测量装

置中等离子体参数具有重要意义,朗缪探针是测量等离子体参数的主要技术手段之一,能够获得等离子体的电子温度、电子密度和电势,通过进一步计算可以获得通量等其他参数. 该技术手段在等离子体物理、半导体加工等领域具有重要应用.

科研课堂是北京航空航天大学在专业课以外专门为三年级本科生开设的面向前沿科学研究的实践性课程. 基于等离子体与材料相互作用前沿研究的需求开展科研课堂,朗缪探针实验是该课程中实验教学的重要组成部分,同时该实验也有助于学生夯实力学、热学和等离子体等基础理论知识. 朗缪探针实验是部分理工科院校实验教学与研究的重要组成部分,学习朗缪探针测量原理可以加强学生对等离子体第四态的深入认识,对理解和设计其他等离子体诊断手段具有深刻意义. 本文将朗缪探针测量应用到高通量等离子体行为研究中,有助于学生以前沿科学、国家与社会需求的视角,学习和掌握该技术在等离子体研究中的应用.

收稿日期:2024-08-30; **修改日期:**2025-04-06

基金项目:北京市北京高等教育本科教学改革创新项目(No. 202210006003);北京航空航天大学重点教改项目;教育部高等学校物理类专业教学指导委员会 2023 年度教学研究项目(No. JZW-23-LL-13)

作者简介:程 龙(1988—),男,吉林长春人,北京航空航天大学物理学院副教授,博士,研究方向为面向聚变应用的等离子体与材料相互作用. E-mail:lcheng@buaa.edu.cn

通信作者:金 硕(1976—),女,辽宁鞍山人,北京航空航天大学物理学院教授,博士,研究方向为金属材料缺陷物理. E-mail:jinsuo@buaa.edu.cn

吕广宏(1969—),男,辽宁沈阳人,北京航空航天大学物理学院教授,主要从事核材料辐照损伤机制、结构性能关系与微结构设计方面的计算模拟与实验研究工作. E-mail:lg@buaa.edu.cn

1 实验原理

1.1 探针的工作原理

在一般的气体放电研究中,通常使用朗缪探针测量电子温度、电子密度等基本参量. 静电探针的基础理论^[3]由朗缪(Langmuir)与其合作者 Mott-Smith 提出,并将其应用于低压气体放电等离子体的诊断^[4-5]. Druyvesteyn 提出并使用朗缪探针验证了等离子体中的电子速率不完全符合麦克斯韦速率分布^[6]. 随后,探针理论被继续拓展丰富,探针也发展出双探针、三探针等不同种类^[7]. 本文工作基于单探针开展.

当朗缪探针插入等离子体时,电子和离子以不同速率到达探针表面. 其中,电子因质量轻、速率快,首先到达并使探针表面带负电,电子积累产生的电场排斥电子并吸引离子,直至达到电子和离子流动速率相等的动态平衡,即在探针表面附近形成空间电荷区域(称作鞘层),探针表面和等离子体主体之间的电势差被称为鞘层电势.

图 1 为朗缪探针单次测量周期内所得伏安特性曲线,根据离子与电子行为可以分为 A、B 和 C 3 个区域^[5,8].

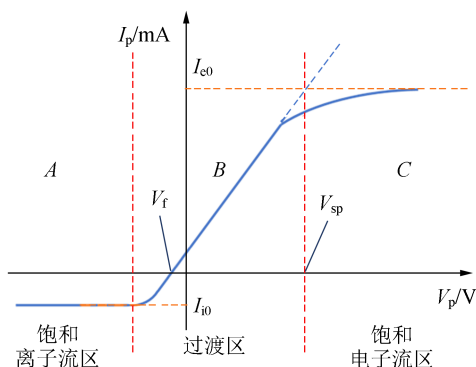


图 1 朗缪探针的伏安特性曲线

区域 A: 饱和离子流区, 当探针电压 $V_p \leq V_f$ 时, 即探针电位远低于等离子体的电位, 探针排斥所有电子, 仅正离子可以到达探针区域. 运动到探针表面的正离子通量和离子电流密度与鞘层产生的电场大小无关, 对应于图 1 中 A 区域饱和离子电流 I_0 不随 V_p 变化.

区域 B: 过渡区, 探针电压 $V_p < V_{sp}$, 该区域探针收集全部正离子和部分电子. 由于正离子相较于电子的通量过小, 可以被忽略, 因此探针电流 I_p 可以视为全部来源于电子电流^[9].

区域 C: 饱和电子流区, $V_p \geq V_{sp}$, 该区域探针电压足够高, 导致几乎所有靠近探针的电子都被电场所吸引并达到平衡态, 即所有探针电流全部由电子贡献, 且趋向于饱和, 即电子的饱和电流. 此时, 收集到的电子数量、电子流密度和电子电流与鞘层电场大小无关, 电流主要受到探针附近等离子体中电子的数量密度和热速度的限制. 电子电流恒为饱和电子电流 I_{e0} .

1.2 等离子体的相关参数

1.2.1 等离子体空间电位 V_{sp}

在过渡区与饱和电子流区交界的伏安曲线上存在关键拐点, 即 $V_p = V_{sp}$, 具有特殊的物理意义. 然而, 对于表面呈圆弧形的探针, 当 $V_p \geq V_{sp}$ 时, 由于鞘层表面积随 V_p 的增加而扩大, 探针表面电流也将持续增加, 导致拐点处变得平滑, 甚至难以直观准确地判断拐点位置. 本文对伏安曲线进行导数运算后寻找其最大值, 可以较精准地确定该拐点.

1.2.2 悬浮电位 V_f

由图 1 可知, 当 $V_p = V_f$ 时, 探针收集到的电子电流与离子电流等大反向, 总电流为零, 相应伏安曲线与坐标横轴的交点即为悬浮电位 V_f 的值.

1.2.3 电子温度 T_e

在伏安曲线过渡区内, 探针电流 I_p 近似完全由电子电流提供, 且与鞘层电势 $V = V_p - V_{sp}$ 之间呈指数关系:

$$I_p \approx I_e = I_{e0} \exp \left[\frac{e(V_p - V_{sp})}{kT_e} \right], \quad (1)$$

将式(1)两侧取对数, 有:

$$kT_e = \frac{e(V_p - V_{sp})}{\ln I_p - \ln I_{e0}}, \quad (2)$$

可见 $\ln I_p$ 与 V_p 存在线性关系, 因此可将过渡区内伏安曲线转换至半对数坐标下, 对 $\ln I_p$ 与 V_p 进行线性拟合, 斜率即为等离子体电子温度 T_e .

1.2.4 电子密度 n_{e0} 与离子密度 n_{i0}

理想情况下, 饱和电子流区电流值恒为电子饱和电流:

$$I_{e0} = \frac{1}{4} e n_{e0} A_p \langle v_e \rangle, \quad (3)$$

可得电子密度为

$$n_{e0} = \frac{4I_{e0}}{eA_p \langle v_e \rangle}. \quad (4)$$

虽然从饱和电子流区入手求解 n_{e0} 更方便, 但通常情况下等离子体空间电位对应的伏安曲线拐点不

够明显,难以准确获取饱和电子电流,这给依赖于 I_{e0} 数值的 n_{e0} 求解带来了困难. 此外,考虑到饱和电子流过大可能导致探针或电路中的电子器件损坏,因此应考虑等离子体的准电中性条件: $n_{e0} \approx n_{i0}$, 从求解离子密度 n_{i0} 入手,得到近似的 n_{e0} .

探针收集的离子电流受鞘层电位分布的影响,需要求解等离子体鞘层方程,采用 Bohm 鞘层模型做近似处理. 根据 Bohm 判据,只有当离子通过预鞘(即等离子体和鞘层边缘之间的准中性过渡区)时加速达到鞘层边缘,其能量大于 $\frac{kT_e}{2}$ 的部分才能进入鞘层并被探针收集^[9]. 因此,可以得到以下关系:

$$\frac{1}{2} m_i \langle v_B \rangle^2 = eV = \frac{1}{2} k T_e. \quad (5)$$

Bohm 速度为

$$v_B = \sqrt{\frac{k T_e}{m_i}}. \quad (6)$$

设预鞘中的离子能量服从玻尔兹曼分布,则有:

$$n_i = n_{i0} \exp \left(-\frac{eV}{k T_e} \right). \quad (7)$$

探针收集到的饱和离子流密度和饱和离子电流为

$$j_{i0} = -en_i v_B = -en_{i0} \exp \left(-\frac{eV}{k T_e} \right) \sqrt{\frac{k T_e}{m_i}}, \quad (8)$$

$$I_{i0} = j_{i0} A_p = -en_{i0} A_p \exp \left(-\frac{eV}{k T_e} \right) \sqrt{\frac{k T_e}{m_i}}, \quad (9)$$

因此,离子密度(负号代表方向,此处大小取绝对值)为

$$n_{i0} = \frac{\exp \left(\frac{eV}{k T_e} \right) I_{i0}}{e A_p \sqrt{\frac{k T_e}{m_i}}}. \quad (10)$$

1.2.5 等离子体通量 Γ_i

等离子体通量 Γ_i 为单位时间内通过单位面积的离子数,其表达式为

$$\Gamma_i \approx \frac{n_{e0}}{2} \sqrt{\frac{k(T_e + T_i)}{m_i}}. \quad (11)$$

利用上述推导公式即可以利用探针以及所测得的伏安特性曲线算出 n_{e0} 和 T_e , 进而利用式(11)算出 Γ_i .

2 实验方法

2.1 实验装置:STEP 平台

直线等离子体装置 STEP(Simulator for Tokamak edge plasma)由北京航空航天大学和中国科学院等离子体物理研究所合作研发建造,通过在实验室中实现等离子体与材料的相互作用过程,以深入研究聚变堆边界等离子体辐照环境下材料的服役情况. 如图 2 所示,STEP 的等离子体源由间热式 LaB₆ 阴极与水冷不锈钢零电位阳极构成. 等离子体由轴向方向上 3 个励磁线圈约束,朗缪探针位于靠近样品台处. 样品台与零电位阳极腔体绝缘,将样品台和腔体分别连接直流电源的阴阳两极,离子将加速向具有负电位的样品台运动,以此来模拟 PFM 受到的低能等离子体辐照.

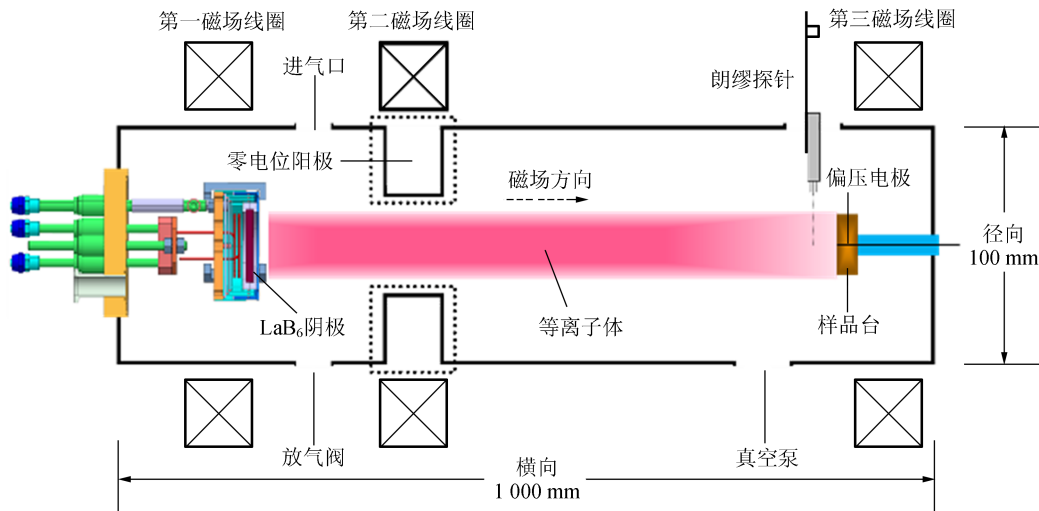


图 2 直线等离子体 STEP 装置示意图

图 3 所示为朗缪探针工作流程示意图. 探针的机械运动由移动系统控制, 沿径向插入反应腔 (即等离子体运行腔室) 后, 扫频源于探针上加载电压, 电压电流等数据由数据采集系统收集, 最终传递至计算机进行处理.

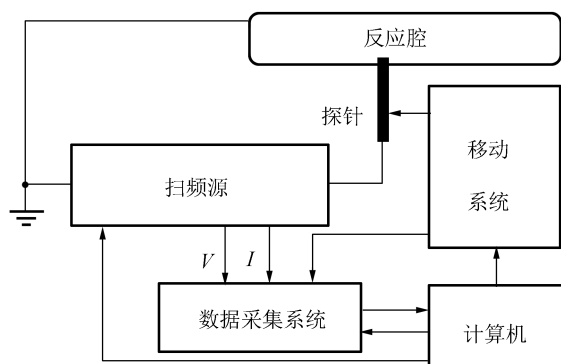


图 3 朗缪探针工作流程示意图

考虑到 STEP 装置高参数放电下可能存在由于粒子轰击造成的高温红热及探针熔融溅射的可能, 为减小污染, 本探针系统使用高熔点的导电材料钨丝作为针尖 (直径 1 mm, 暴露于等离子体部分长约 1.5 mm), 结构如图 4 所示. 钨针尖与外部套管之间留有间隙, 为避免短路, 内部使用绝缘套管做支撑.

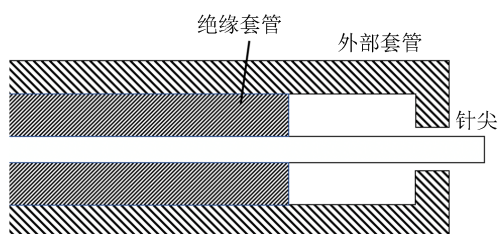


图 4 探针针尖示意图

移动系统采用伺服电缸驱动实现探针的一维运动. 伺服电缸使用伺服电机控制滚珠丝杠旋转, 借由螺旋机构的作用带动滑台, 达到将电机的旋转运动转化为滑台一维直线运动的效果.

数据处理基于 Matlab 平台构建, 包含了原始文件读入、手动选择计算窗宽、叠加去噪、平滑处理、计算等离子体参数 5 个主要步骤.

2.2 实验测量对象

氘-氘反应和氘-氚反应是重要的核反应过程, 是可控热核聚变的关键核反应. 因此, 研究氘等离子体性质具有重要意义, 本次实验使用氘等离子体放电, 以氘等离子体为对象测量其性质.

2.3 实验内容

实验内容分为基础实验和拓展实验 2 部分. 基础实验部分, 开展基本的探针测量实验与结果分析, 测量探针的伏安特性曲线并计算电子温度、电子密度和等离子体通量等参数, 促进学生掌握探针理论、鞘层物理等基础理论. 拓展实验部分, 调节装置的各项运行参数并进行探针测量, 探索影响等离子体参数的因素与规律, 使学生对等离子体有直观感受, 并提高学生的综合实验能力.

基础实验: 利用电脑程序控制探针的测量位置, 探针完成单次进出等离子体后, 获取原始的电压和电流数据并存储在计算机上, 随后导入到 Matlab 程序处理分析; 程序对原始数据进行去噪和平滑处理后, 基于 1.2 节的公式推导进行计算, 即可获得一定条件下单个位置的电子温度与电子密度, 并计算等离子体通量.

拓展实验: 在掌握基础实验方法的基础上, 控制单一变量, 分别调节 3 个磁场线圈中的运行电流 (简称磁场线圈电流, 对应改变磁场的功率)、等离子体源阴极和零电势阳极之间的放电起弧电流 (简称放电电流)、样品台上施加的负电位 (负偏压)、等离子体源输入气流 (简称气流) 4 个变量, 分析这 4 个变量对等离子体通量、电子温度、电子密度的影响, 并同步测量等离子体中不同径向位置的等离子体参数. 实验选用探针伸出距离标记测量位置, 测量范围为 80~105 mm, 步长为 5 mm.

2.4 实验过程

启动等离子体放电 30 min 后, 开始实验.

基础实验部分. 通过电脑程序, 控制探针测量位置, 得到原始数据, 探针系统 1 次完整的采集步骤为:

- 1) 探针快速运动到待测位置;
- 2) 探针位置保持不变, 电源施加扫描电压, 采集系统记录伏安特性曲线;
- 3) 探针快速退出等离子体区, 各组件恢复初始状态准备下次测量;
- 4) 离线分析, 由 Matlab 计算程序直接读取测量得到的原始数据, 通过降噪、平滑及扣除空载后 (无等离子体时), 由探针系统带来的本底来重建伏安曲线, 并计算等离子体参数.

拓展实验部分. 按照以下内容调节变量, 每次调整后, 等待 5 min 后, 再按照基础实验部分的步骤进行测量.

1) 控制其他变量不变,分别改变图2中从左到右第一、第二、第三磁场线圈的电流强度,起始强度分别为30,20,130 A. 其中,第一磁场线圈电流范围为20~50 A,步长为10 A;第二磁场线圈电流范围为10~30 A,步长为5 A;第三磁场线圈电流范围110~150 A,步长为10 A. 3个磁场线圈位置分别位于阴极处、阳极处和样品台处.

2) 保持磁场线圈电流强度不变,调整放电电流,放电电流的变化范围分别为:20~35 A(步长为2.5 A)和35~50 A(步长为5 A).

3) 保持放电电流为35 A,调整负偏压大小,其变化范围为40~65 V,步长5 V.

4) 保持负偏压为40 V,调整气流,气流变化范围为10~30 sccm,步长为10 sccm. 其中,1 sccm表示标准条件(0 °C,1个标准大气压)下,每分钟流过的气体体积,即1 sccm=1 cm³/min.

3 基础实验结果分析

按照实验内容,操控朗缪探针对处于一定条件下等离子体中单个位置的参数进行测量,绘制伏安特性曲线,并对其进行降噪处理及优化,所得结果如图5所示.

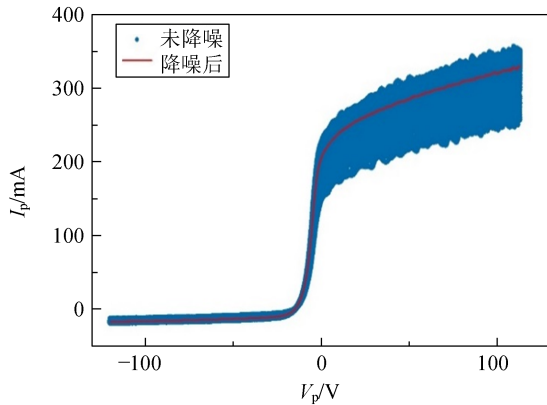


图5 基础实验部分的伏安特性曲线

未降噪的原始数据会显著影响伏安特性曲线的分析准确性,主要原因包括:噪声干扰会掩盖真实的电子温度和电子密度特征,导致拟合参数(如过渡区斜率、饱和电流)偏离真实值;同时,离子和电子饱和区的分界点(如悬浮电位)因噪声难以精确判定. 因此,降噪处理是确保等离子体参数计算精度的必要步骤. 由图5可知,电子电流随电压的增大一直增加,与理想情况有出入. 为了确定电子的饱和电流 I_{e0} ,对探针伏安特性曲线中的

I_p 取自然对数,此操作后能够清晰地区分饱和电流区,对比图1,即可区分B区和C区,处理结果如图6所示,2条虚线为两区域伏安特性曲线的切线,两虚线相交处为饱和电流,即B区和C区的交界处. 根据前文推导公式,可获得等离子体的电子温度、电子密度和通量,本次测量结果得到的计算值为: $T_e = 4.1 \text{ eV}$, $n_{e0} = 2.1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $\Gamma_i = 2.2 \times 10^{22} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

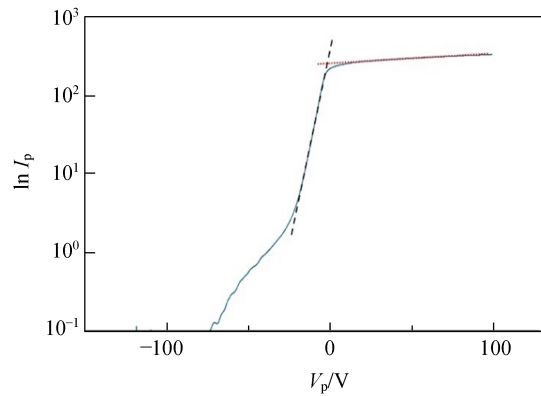


图6 取对数后的伏安特性曲线

4 拓展实验结果分析

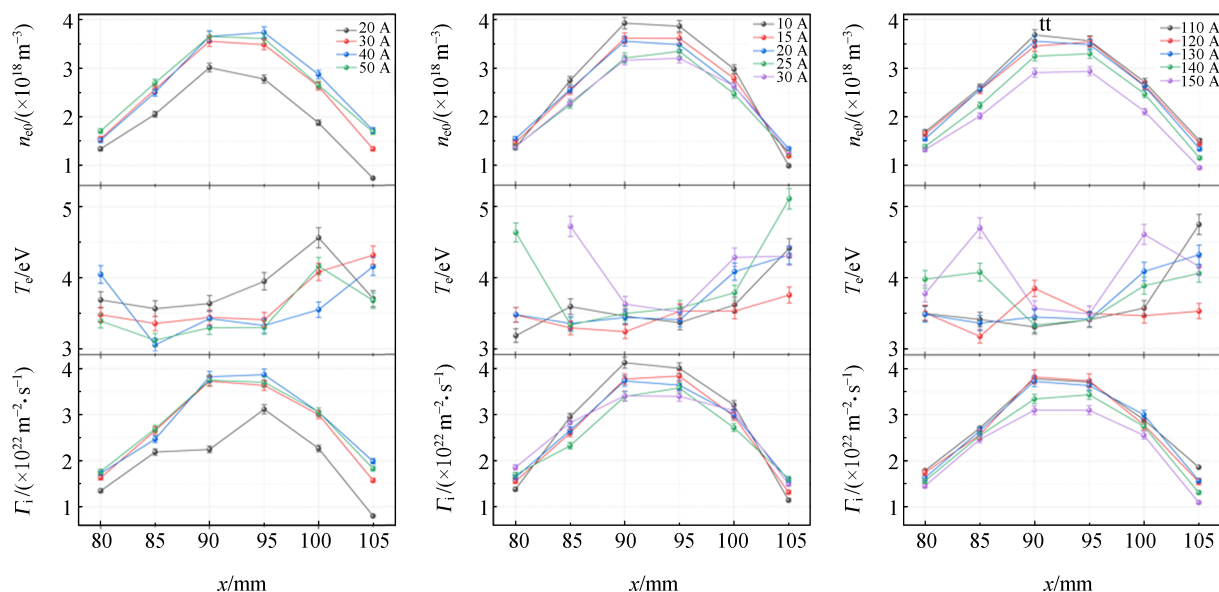
按照拓展实验内容进行测量与分析,绘制了等离子体参数沿径向 x 的分布.

4.1 磁场线圈电流

设置初始对照组,第一、二、三磁场的线圈电流分别为30,20,130 A. 由图7所示,电子温度 T_e 在 $(4 \pm 1) \text{ eV}$ 范围内波动,可知3个磁场电流的变化对 T_e 的影响不显著;电子密度 n_{e0} 随着第一磁场电流增大而增大,随第二、三磁场电流的增大而减小.

对于等离子体通量 Γ_i ,随着第一磁场电流的增大, Γ_i 呈增大趋势,最大值从 $3.0 \times 10^{22} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 提升到 $3.8 \times 10^{22} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$;而随着第二磁场电流和第三磁场电流的增大, Γ_i 呈减小趋势,最大值分别从 $4.1 \times 10^{22} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 减小到 $3.2 \times 10^{22} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$,以及从 $3.7 \times 10^{22} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 减小到 $3.1 \times 10^{22} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

实验装置中的磁场用于约束直线等离子体,使其保持在一定区域内,磁场线圈电流的变化会改变装置对等离子体的约束效果,影响直线等离子体的运输、扩散、与材料的相互作用等过程,在实验中体现为等离子体参数的变化.



(a)第一磁场线圈(起始电流 30 A) (b)第二磁场线圈(起始电流 20 A) (c)第三磁场线圈(起始电流 130 A)

图 7 等离子体参数随磁场线圈电流变化的径向分布

4.2 放电电流

相较磁场对参数的影响,放电电流产生的影响更为明显. 如图 8 所示, T_e 在 $(4 \pm 1) \text{ eV}$ 的范围内波动,在探针位置 $x=85 \sim 100 \text{ mm}$ 的等离子体中部区域,呈现出放电电流增大 T_e 上升的规律. n_{e0} 和 Γ_i 随放电电流的增大而增大,最大值分别从 $1.3 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 增加到 $4.7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 以及从 $1.3 \times 10^{22} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 增加到 $5.3 \times 10^{22} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

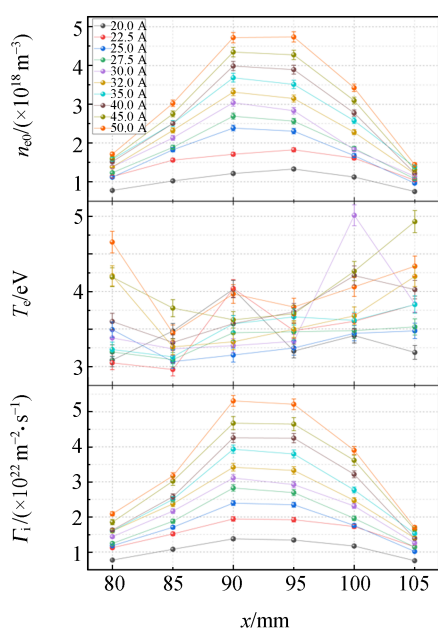


图 8 等离子体参数随放电电流变化的径向分布

氩等离子体放电时,增加放电电流会提高气体电离的功率,在实验测量中体现为 n_{e0} 和 Γ_i 的显著增加. 而 T_e 则在不同的放电电流下基本保持相对稳定,因此适当增加放电电流是进行辐照实验时,在几乎不改变电子温度的前提下提高等离子体通量的主要手段.

4.3 负偏压

如图 9 所示,负偏压从 40 V 增加到 65 V 的过程中,电子密度 n_{e0} 和通量 Γ_i 曲线重合程度较高,说明负偏压对 n_{e0} 和 Γ_i 的影响不如磁场线圈电流和放电电流对 n_{e0} 和 Γ_i 的影响显著,但 n_{e0} 和 Γ_i 仍随着负偏压的增加而增大. 其中, n_{e0} 的最大值从 $3.7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 提升至 $4.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, Γ_i 的最大值从 $3.9 \times 10^{22} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 提升至 $4.1 \times 10^{22} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

T_e 整体上可以视为在 3.5 eV 附近波动,在 $x=85 \sim 110 \text{ mm}$ 的中部区域,负偏压增大会导致电子温度略微降低.

因此,改变负偏压将会影响腔体内电场的分布,随着负偏压的增大,探针附近的电场强度随之增强,这会使探针附近等离子体鞘层变得更厚,从而较高能量的电子难以被探针收集,在实验中体现为电子温度的略微下降,但此过程对于电子密度的影响不明显.

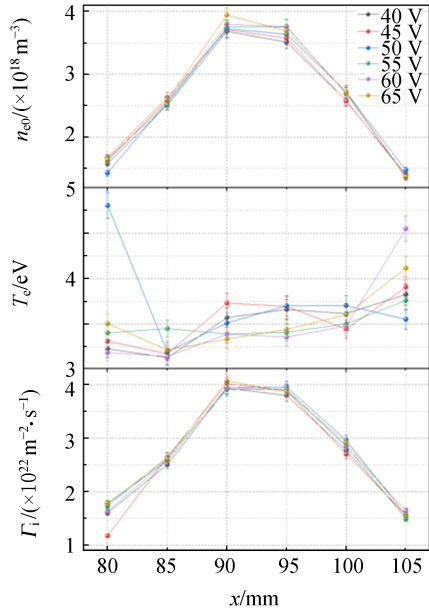


图 9 等离子体参数随负偏压变化的径向分布

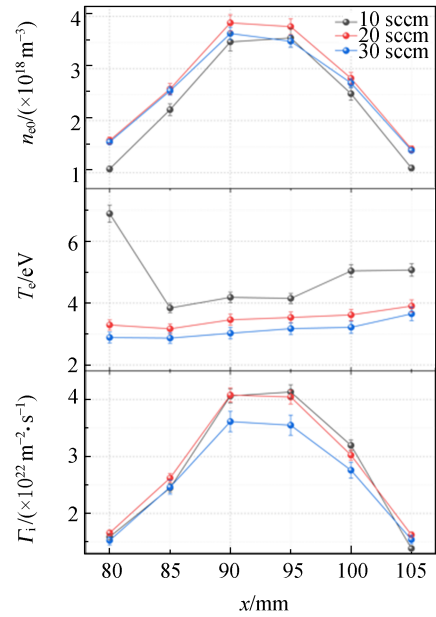


图 10 等离子体参数随气流变化的径向分布

4.4 气流

气流大小对应原料即氩气的多少,增加气流即增加原料,在低气压的低温等离子体条件下,电子的平均动能较高,单位时间内粒子碰撞次数较少,而此时工作气体流量和压强的增加使等离子体中电子与其他粒子(包括中性分子、原子和正离子)发生碰撞的概率增加,在此过程中电子将损失能量,这是导致 T_e 下降的原因。在温度和压力改变的共同作用下,会造成电子与中性粒子碰撞概率的波动,进而导致被激发的电子数量的波动,这将导致等离子体中的 n_{e0} 有所波动。同时,气流改变对装置中等离子体的温度、压力、放电特性造成的影响会改变 Γ_i 的大小。如图 10 所示,气流从 10 sccm 增加到 30 sccm 的过程中, n_{e0} 有所波动, T_e 和 Γ_i 减小。

综上,基于 STEP 装置,利用朗缪探针可以测量、分析部分变量对直线等离子体部分参数的影响。通过实验数据分析可知:在径向上,STEP 装置氩等离子体束的截面上电子密度和通量呈现为单峰分布,而电子温度呈现为较为平稳的波动,即相对均匀。改变 3 个磁场线圈的电流、放电电流、负偏压和气流都会对电子密度、电子温度和通量造成一定的影响,通过物理机制能够解释这一系列变化的原因。

图 7~9 中的误差主要来源于等离子体放电过程的波动。放电过程中,热阴极 LaB₆ 表面温度分布不均匀、零电位阳极结构引发的双鞘层振荡、中性气体分布不均匀、辉光-弧光放电过渡以及杂质积累等因素可以导致等离子体参数出现径向波动或随机涨落^[3,5,10-11]。此外,在探针数据的采集与计算中,探针表面污染、电流噪声等也会引入测量误差。

图 7~9 中边缘区域的电子温度对放电参数变化更为敏感。这是由于边缘等离子体处于弱磁场约束区域,电子与中性气体分子的碰撞和散射效应更显著,且探针信号较弱,易受噪声和扰动影响。此外,边缘区域的电子能量分布可能偏离麦克斯韦分布,进一步增加了朗缪探针测温的不确定性。这些因素共同导致边缘电子温度的测量结果波动较大,说明等离子体边缘区域具有更为复杂的行为特性。

5 结束语

基于聚变能国家需求,将直线等离子体装置与高通量氩等离子体参数的朗缪探针测量技术作为课程内容应用于面向本科生的科研课堂,让学生掌握直线等离子体装置运行和朗缪探针测量的工作原理和方法,强化学生对热学、等离子体物理等学科基础知识的理解,培养学生多学科多领域

交叉学习的能力. 通过设置探寻改变等离子体参数因素的自主探究小课题, 充分激发学生的主观能动性, 在学习物理理论的同时培养科研素养和实验探索精神.

参考文献:

- [1] ABU-SHWAREB H, ACREE R, ADAMS P, et al. Achievement of target gain larger than unity in an inertial fusion experiment [J]. *Physical Review Letters*, 2024, 132(6):065102.
- [2] UEDA Y, ACHMID K, BALDEN M, et al. Base-line high heat flux and plasma-facing materials for fusion [J]. *Nuclear Fusion*, 2017, 57(9):092006.
- [3] MERLINO R L. Understanding Langmuir probe current-voltage characteristics [J]. *American Journal of Physics*, 2007, 75(12):1078-1085.
- [4] SREENIVASULU M, PATRA S K, RAO G M. Powered automatic measuring system for Langmuir probe plasma analysis [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2001, 72(11):4312-4314.
- [5] CHEN F F. Langmuir probe analysis for high density plasmas [J]. *Physics of Plasmas*, 2001, 8(6):3029-3041.
- [6] DRUYVESTEYN M J. Der Niedervoltbogen [J]. *Zeitschrift für Physik*, 1930, 64(11/12):781-798.
- [7] CROWLEY B, HOMFRAY D, COX S J, et al. Measurement of the electron energy distribution function by a Langmuir probe in an ITER-like hydrogen negative ion source [J]. *Nuclear Fusion*, 2006, 46(6):S307-S312.
- [8] HERSHKOWITZ N, AUCIELLO O, FLAMM D L. How Langmuir probes work [J]. *Plasma Diagnostics*, 1989, 1:113-183.
- [9] 陈伟. 朗缪尔探针诊断系统的研制及其应用[D]. 武汉: 华中科技大学, 2009.
- [10] STANGEBY P C. The plasma boundary of magnetic fusion devices [M]. Boca Raton: CRC Press, 2000:320-350.
- [11] ANDERS A. Glows, arcs, ohmic discharges; An electrode-centered review on discharge modes and the transitions between them [J]. *Applied Physics Reviews*, 2024, 11(3):031310.

Measurement of deuterium plasma parameters using Langmuir probe in the linear plasma device STEP

CHENG Long, CUI Jiatong, JIANG Yunzhe, SONG Hanfeng, YU Qiannan,
PENG Jiaguan, HU Di, YUAN Yue, JIN Shuo, LÜ Guanghong
(School of Physics, Beihang University, Beijing 100191, China)

Abstract: Linear plasma devices are crucial experimental tools for simulating the interaction between fusion reactor edge plasma and materials. This is due to their ability to generate high-flux plasma exceeding $10^{22} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. The Langmuir probe is a vital diagnostic technique for measuring plasma flux and other parameters. This paper introduced the experimental measurements made using the Langmuir probe system on the STEP linear plasma device at Beihang University. In the basic experiments, measurements of electron temperature, electron density, and plasma flux could be completed. In the extended experiments, the dependence of electron temperature, electron density, and plasma flux on external parameters such as magnetic fields and plasma sources could be obtained. By analyzing the relationships between these external conditions and plasma parameters, students could master the experimental measurement methods for measuring high-flux plasma parameters using Langmuir probes.

Key words: nuclear fusion; linear plasma; Langmuir probe; plasma-material interaction

[编辑: 龙玉梅]