

高超音速等离子体射流电子密度的激光干涉-斯塔克展宽交叉验证及其诊断研究*

李明睿# 孙毅# 郝春静† 李光宇 赵永正

(上海科技大学, 终极能源中心 (Center for Ultimate Energy, CUE), 上海 201210)

(2026 年 3 月 2 日收到; 2026 年 4 月 22 日收到修改稿)

等离子体射流驱动磁惯性约束聚变 (Plasma-Jet-Driven Magneto-Inertial Fusion, PJMIF) 对同轴等离子体枪产生的射流提出了高密度、高速度与高马赫数的需求, 这些参数可为后续等离子体衬套的研发提供基准. 电子密度在 10^{20} — 10^{23} m^{-3} 及以上区间的定量诊断, 是评估射流特性及标定数值模型的关键. 为准确测量该射流的电子密度并实现多种诊断方法之间的相互校核, 本文基于上海科技大学 STG1 (ShanghaiTech Gun 1) 同轴等离子体枪平台, 搭建并联合使用了两种非侵入式密度诊断技术: 马赫-曾德尔外差激光干涉 (Heterodyne Laser Interferometry, HLI) 和光学发射光谱 (Optical Emission Spectroscopy, OES) 中的斯塔克展宽法, 分别获取时间分辨的线积分电子密度和局域电子密度信息. 本文以 H_β (486.1 nm) 线成熟的斯塔克展宽关系为谱学基准, 将其与激光干涉反演得到的体密度在一致的采样体积和时序定义下进行交叉验证, 结果表明两种方法在电子密度 $\sim 10^{22}$ — 10^{23} m^{-3} 区间内具有良好一致性, 并观测到射流电子密度演化随时间呈“双峰”结构, 其中主峰对应一次电流片加速形成的高密度射流核心, 次峰可能与放电后期枪内残余等离子体的二次压缩或再加速过程有关. 在此基础上, 本研究进一步给出 Ar II 480.6 nm 谱线用于电子密度测量的线性经验标定关系及校准系数, 为氢线不可用或氢杂质不足时的可复用谱学密度诊断提供依据.

关键词: 高超音速等离子体射流, 电子密度, 激光干涉, 斯塔克展宽

DOI: 10.7498/aps.75.20260296

CSTR: 32037.14.aps.75.20260296

1 引言

1.1 PJMIF 与 LANL(PLX) 进展: 密度诊断需求

等离子体射流驱动磁惯性约束聚变 (Plasma-Jet-Driven Magneto-Inertial Fusion, PJMIF) 是一种融合了磁约束与惯性约束特点的聚变途径. 该方案通过多束等离子体射流汇聚, 形成球壳状等离子体衬套 (Plasma Liner)^[1], 并利用其惯性压缩内

嵌磁场的磁化靶进而达到聚变条件. 为产生高速度、高密度等离子体射流, 国内研究者们围绕单束等离子体射流的发生装置与诊断方法开展了一系列基础性研究. 西安交通大学杨兰均团队以平行轨道加速器为研究对象, 系统分析了不同放电参数下等离子体的轴向速度与动量特性^[2]; 大连理工大学任春生团队则聚焦于同轴枪放电装置, 深入研究了电流片的运动特性及电流通分布规律等^[3]. 这些工作为后续多束射流汇聚实验中的单枪性能优化与参数匹配提供了重要的实验依据与诊断基础.

* 国家重大科技基础设施项目: 磁-惯性约束聚变能源系统关键物理技术 (No. 2208-000000-04-01-249628)、国家重点研发计划资助 (Grant No. 2023YFF0718105) 和上海市科技人才计划项目: 高超音速等离子体射流及其汇聚的密度诊断研究 (No. 23YF1427100) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: haochj@shanghaitech.edu.cn

在国际上,美国洛斯阿拉莫斯国家实验室(Los Alamos National Laboratory, LANL)基于自研的同轴等离子体枪,在等离子体衬套实验(Plasma Liner eXperiment, PLX)中取得了标志性进展. 2024年,该团队成功开展了36束射流的汇聚研究,形成了球形衬套,并配备了以“速度-密度-温度-成像”为核心的诊断组合:基于光电探测器阵列的飞行时间(Time-of-Flight, TOF)测量可得到射流的速度和时序特征;多弦外差激光干涉(Heterodyne Laser Interferometry, HLI)可获取特定点位的线积分密度信息;光学发射光谱(Optical Emission Spectroscopy, OES)结合PrismSPECT软件的碰撞-辐射模拟结果,可获得特定观测点位的射流成分与温度信息;多帧高速成像则用于获取射流的形貌特征^[4-6]. 在上述诊断中,电子密度的准确测量对于评估射流质量、衬套压缩比及最终聚变性能至关重要. 然而,现有研究多采用激光干涉法,主要侧重于线积分密度诊断,针对体密度的定量估算与独立校核尚不充分. 此外,对于中等密度($\sim 10^{22} - 10^{23} \text{ m}^{-3}$ 区间)的高超音速等离子体射流,尚无独立研究使用光谱法研究其电子密度演化规律.

因此,本文基于所搭建的HLI系统,在高速成像约束射流横向尺度的基础上,对单束射流体密度进行估算;同时结合OES中的多谱线斯塔克展宽(Stark broadening)法诊断结果进行交叉验证. 进一步地,借助TOF测量实现两类诊断结果的时序对齐,并结合高速成像获得的射流尺寸特征,重点分析:(i)微秒时间尺度下射流电子密度的演化特征;(ii)干涉反演与谱学反演结果之间的一致性及其可靠性.

1.2 激光干涉测密度的研究进展、优劣势与交叉验证动机

激光干涉(特别是HLI)现已成为PJMIF射流密度诊断中最核心的基准诊断之一. 相较于常见的应用场景和诊断对象,PJMIF中所需的高超音速等离子体射流具有强瞬态、强电磁干扰与强辐射背景等特征,对诊断系统的时间分辨率、抗干扰能力、几何标定与长期稳定性提出了更高要求. 尤其是,PJMIF射流的横向尺寸通常仅为数个厘米,若要对其径向非均匀性、边界扩展及局部细结构进行精细分辨,空间分辨率需进一步达到毫米量级;另

一方面,射流速度可达100 km/s量级,对应等离子体在10 ns内即可运动约1 mm,因此若希望有效捕捉快变前沿、密度突变与相位快速演化过程,诊断系统的时间分辨率通常需达到纳秒量级. 以美国团队的PLX实验为例,该实验配备的多弦光纤耦合式HLI系统,可在单次放电中给出线积分电子密度的时间分辨演化,并覆盖较宽的线密度动态范围($10^{19} - 10^{22} \text{ m}^{-2}$)^[5]. 在后续的射流汇聚与球形衬套与球形衬套形成实验中,多弦HLI进一步与高速成像、成像光谱和高分辨光谱等诊断协同使用,用于获取汇聚区或衬套形成过程中的线积分密度演化和结构对称信息,并通过多发延时扫描重建更完整的时空演化^[6,7]. 这些工作共同表明:在PJMIF微秒时间尺度的强瞬态过程中,HLI是一种能够兼顾高时间分辨、大动态范围与良好统计重复性的可靠诊断手段.

干涉法的优势主要体现在三点:第一,相位差与折射率的视线积分直接相关,物理关系直接;第二,时间分辨率高,能稳定捕捉射流到达、峰值与衰减等快过程;第三,适合多弦扩展,从而获取横向线密度分布并为几何模型提供直接约束^[8]. 但其也同样具有局限性:干涉测得的是线积分量,若要得到体密度必须引入几何模型或反演(如轴对称假设、成像约束下的参数化分布/Abel反演等),因此体密度的不确定度往往受横向形状与有效半径定义显著影响;此外,在低温、弱电离条件下,中性粒子与离子极化率对折射率也会产生非电子贡献,若缺少独立电离度信息进行修正,则可能引入系统偏差^[9,10].

1.3 斯塔克展宽测密度的研究进展、适用区间与局限

OES可通过多种分析手段获得等离子体密度信息,例如基于谱线斯塔克展宽、Saha-Eggert电离平衡或连续谱绝对强度分析等^[8,11]. 其中,Saha-Eggert电离平衡法依赖于来自同种元素不同电离能级的谱线信息,受限于光谱系统的采集范围,在有限的波段内难以获得合适的谱线对;而连续谱法需要严苛的绝对强度校准,且中低密度条件下对连续谱信息的解析难度较大. 斯塔克展宽主要源于带电粒子的库伦相互作用,其能够反映发射体所处位置的局域微观电场环境,结合具有空间分辨能力的光学收集系统,可反演射流内部的局域电子体密度.

斯塔克展宽通常以半高全宽 (Full Width at Half Maximum, FWHM) 表征, 在一定条件下能够与电子密度 n_e 建立单调对应关系^[12]. 该方法在中等密度区间 (约 $10^{20} - 10^{24} \text{ m}^{-3}$) 尤为适用^[13]: 它不依赖绝对辐射强度标定, 可在单次放电中给出局域 (或视场加权) 的密度估计, 并可与同一光谱系统获取的温度、电荷态信息协同, 用于构建完整的射流物理图像.

斯塔克展宽法诊断密度的可靠性依赖谱线选择与线型模型构建. 对氢巴耳末线 (如 H_β) 而言, 相关理论与实验数据库相对成熟, 常作为密度诊断的“标准线”; 而对非氢类 (多电子) 谱线, 其斯塔克参数往往更分散且对实验条件更敏感, 易受仪器展宽去卷积、视线非均匀性、自吸收以及多普勒/范德华/共振展宽等机制耦合影响, 从而引入系统偏差. 已有研究指出, 若缺少对光学厚度、空间均匀性、仪器函数与去卷积过程的严格约束, 不同实验之间的“展宽-密度”关系通常难以直接迁移^[14].

因此, 在 PJMIF 相关的高速射流诊断中, 更稳健的策略是: 首先以成熟的氢线建立同一工况下的密度基准, 并在此基础上对目标工作气体的强谱线 (如 Ar II) 进行实验标定, 获得可复用的经验关系式及其有效适用范围.

基于上述互补性, 本文在 PJMIF 的中等密度区间提出并实现: 将外差干涉获得的线积分密度与 H_β 斯塔克展宽反演的局域电子密度在同一采样体积/视场含义下对齐, 并进行交叉验证. 其中, H_β 作为理论与实验数据库较成熟的“标准线”, 为干涉反演中的几何假设提供独立约束; 反过来, 干涉的高时间分辨线密度时序也为谱学密度点提供时间对齐与数量级约束.

需要指出的是, 本文关注的对象并非一般稳态或弱梯度等离子体, 而是 PJMIF 相关的高超音速等离子体射流. 与常规放电等离子体相比, 这类射流在传播过程中同时具有微秒时间尺度上的快速演化、较大的轴向与径向密度梯度, 以及有限空间分辨下显著的视场平均效应. 因此, 不同密度诊断所对应的“观测量”及其“代表值”并不完全一致: 激光干涉测得的是沿视线方向的线积分密度, 而光谱斯塔克展宽更接近于发射体积内的局域加权量. 对于高超音速射流而言, 这种“线积分-局域量”之间的差异会因窄核结构、快速传播和非均匀发光而被进一步放大. 此外, 在本工作的弱电离中等密度区

间, 干涉反演通常还需考虑几何模型及非电子折射率贡献, 而非氢谱线的斯塔克展宽则可能接近仪器展宽下限, 导致其低密度端灵敏度显著下降. 因而, 针对该类射流建立统一时空基准下的交叉验证, 不仅是诊断手段之间的相互校核, 更是明确不同测量结果物理含义、建立可靠密度基准并约束后续射流传播与汇聚研究的必要步骤.

本文主要贡献如下:

1. 面向 PJMIF 相关高超音速等离子体射流, 建立了外差激光干涉、 H_β 斯塔克展宽与高速成像联合约束的电子密度诊断框架, 并在统一采样体积和统一时间基准下实现了不同诊断结果的交叉验证.

2. 在 $n_e \sim 10^{22} - 10^{23} \text{ m}^{-3}$ 区间内验证干涉反演体密度与 H_β -斯塔克局域密度的一致性, 并给出主要误差来源与量级.

3. 给出 Ar II 480.6 nm 谱线斯塔克展宽测密度的线性经验标定关系与校准关系, 并明确指出其在低展宽、低密度区间受仪器展宽限制而灵敏度下降, 从而为后续纯氩工况及更高密度汇聚实验提供可迁移的谱学诊断入口与适用边界.

4. 首次观测到等离子体射流密度的“双峰”演化特征, 验证了脉冲同轴枪放电的加速与反冲机制, 为射流物理图像的理解与未来枪的设计优化提供了重要参考.

2 实验装置与方法

2.1 STG1 同轴等离子体枪与目标参数

STG1(ShanghaiTech Gun 1) 同轴等离子体枪是上海科技大学终极能源中心面向 PJMIF 研究开发的第三代枪. (见图 1)^[15]. 该装置采用预填充 (pre-filled) 工作模式, 依靠轴向洛伦兹力加速被预电离 (发生辉光放电预电离) 的等离子体团形成高超音速射流. 现阶段装置目标参数 (枪口处) 如表 1 所示, 是实现射流汇聚、衬套形成的根本需求. 关于密度指标, 目前采用光谱法和激光干涉法进行诊断.

2.2 外差激光干涉: 原理、系统、标定与线积分到体密度还原

(1) 原理: 相位与线积分电子密度 外差马赫-曾德尔干涉仪^[16,17]测得的相位差 $\Delta\phi(t)$ 与沿探测

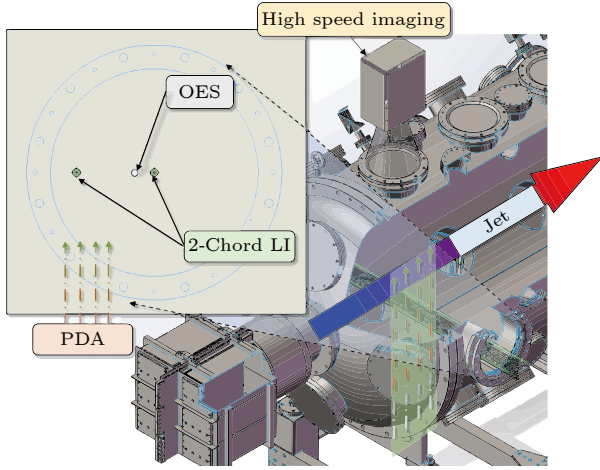


图1 STG-1实验装置与关键诊断布置示意图: 蓝红渐变箭头表示等离子体射流传播方向; 两弦HLI的观测弦分别位于距枪口约220 mm和307.5 mm处, 用于时间分辨测量线积分电子密度; OES在距枪口约290 mm处收集射流发射光, 用于通过谱线斯塔克展宽反演电子密度; PDA-TOF用于辐射强度监测与速度测量; 高速成像用于获取射流横向尺度, 并约束干涉线积分量到体密度的转换; 左上插图给出了诊断截面中HLI观测弦与OES采集弦的相对位置关系

Fig. 1. Schematic of the STG-1 experimental setup and key diagnostic layout. The blue-to-red arrow indicates the propagation direction of the plasma jet. The two observation chords of the two-chord HLI are located approximately 220 mm and 307.5 mm downstream from the gun muzzle, respectively, for time-resolved measurements of the line-integrated electron density. The OES system collects the jet emission at approximately 290 mm downstream from the muzzle to infer the electron density from Stark broadening. The PDA-TOF system is used for radiation-intensity monitoring and velocity measurements. High-speed imaging provides the transverse jet size and constrains the conversion from the interferometric line-integrated quantity to the volumetric density. The upper-left inset shows the relative positions of the HLI observation chord and the OES collection chord in the diagnostic cross section.

表1 STG1等离子体枪射流在枪口处的目标指标 (现阶段)

Table 1. Target parameters of the STG1 plasma-gun jet at the muzzle (current stage).

等离子体枪: 所发射的射流在枪口的状态	
离子数密度 (m^{-3})	$\geq 4 \times 10^{22}$
速度 (km s^{-1})	70
马赫数	≥ 10
质量 (mg)	1-2
动能 (kJ)	≥ 3.5

弦的线积分电子密度 $N_\ell(t) = \int n_e dl$ 直接相关. 对

冷等离子体近似, 等离子体折射率^[18] $n \approx 1 -$

$\frac{r_e \lambda^2}{2\pi} n_e$, 从而相位变化满足

$$\Delta\phi(t) = -r_e \lambda N_\ell(t), \quad N_\ell(t) = -\frac{\Delta\phi(t)}{r_e \lambda}, \quad (1)$$

其中 r_e 为经典电子半径, λ 为探测激光波长. 本文采用 532 nm 单纵模激光 (CNI Model MSL-U-532 nm laser) 作为光源, 并使用 IQ(In-phase Quadrature) 正交解调^[19] 实现稳健相位提取与相位展开, 避免了幅度起伏导致的相位跳变^[10].

(2) 系统实现: 双弦外差干涉仪与 IQ 解调 HLI 采用公共参考臂的双弦布置, 两条探测弦沿着不同轴向位置穿过射流, 以同时测量不同 z 处的线积分密度时序. 利用 350 MHz 声光调制器获取的正弦干涉拍频信号传入 400 MHz 带宽的高增益硅基探测器, 随后电信号通过带宽为 50 MHz 的 IQ 解调器 (PULSAR, IDO Series), 给出的正交 $I(t)$, $Q(t)$ 信号由 400 MSa/s 数据采集卡记录, 相位由

$$\phi(t) = \arctan \frac{I(t)}{Q(t)} \quad (2)$$

计算.

(3) 标定与符号定义: 镜面位移引入已知光程差 为建立相位与光程差 (从而与 N_ℓ) 之间的实验关系, 并明确相位正负与光程增减的对应, 本文在无等离子体条件下对一面反射镜施加可控轴向位移 Δx 引入已知光程差 $\Delta L = 2\Delta x$, 并测量对应相位变化 $\Delta\phi$, 从而得到线性标定关系:

$$\Delta\phi = k_{\text{cal}} \Delta L, \quad k_{\text{cal}} \approx \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (3)$$

同时通过“位移方向-相位符号”的实验对应关系固定 $\Delta\phi$ 的正负约定. 由于本文实验中等离子体导致的相位变化在统计上呈单一符号 (负向相移), 后文为便于展示与对比, 统一采用该符号约定下的 $\Delta\phi(t)$ 与 $N_\ell(t)$. 在误差预算中, 取相位测量本底不确定度 $\sigma_\phi \approx 0.01 \text{ rad}$, 其来源主要为探测器热噪声、拍频幅度波动与 IQ 不平衡度等.

(4) 不确定度评估: 相位本底、几何约束与电高度影响 干涉反演 $n_0(t)$ 的不确定度主要来自三部分: (i) 相位测量本底 σ_ϕ : 由式 1 直接传播到 $\sigma_{N_\ell} = \sigma_\phi / (r_e \lambda)$; (ii) 几何不确定度: 线积分到峰值体密度的反演依赖横向尺度参数, 因此几何尺度的不确定度将以 $n_0 \propto 1/\sigma$ 的形式传递到 n_0 , 即:

$$\left(\frac{\sigma_{n_0}}{n_0} \right)_{\text{geo}} \approx \frac{\sigma_{\text{geo}}}{2R}. \quad (4)$$

作为示例, 当射流有效半径 $R = 50 \text{ mm}$, 考虑空间分辨尺度 (1 mm) 与定位误差 (1 mm), 独立合成得到 $\sigma_{\text{geo}} \approx \sqrt{(1 \text{ mm})^2 + (1 \text{ mm})^2} = 1.41 \text{ mm}$, 则几何项相对不确定度约为:

$$\left(\frac{\sigma_{n_0}}{n_0}\right)_{\text{geo}} \approx \frac{1.41}{100} \approx 1.41\%. \quad (5)$$

(iii) 中性粒子与离子极化率对折射率的贡献: 在低温、部分电离条件下, 折射率包含电子与束缚电子(中性/离子)项. 基于 OES 的独立温度测量^[20]指出, 本实验条件下的射流的统计电子温度为 $1.19 \pm 0.18 \text{ eV}$. 在典型线积分密度 $1 \times 10^{21} \text{ m}^{-2} (\ell = 10 \text{ cm})$ 条件下, 根据 Saha 方程^[21]得到电离度约为 86.8%. 根据 Merritt 等人提出的修正相移模型^[10], 此时束缚电子带来的偏差约为 6.8%. 综上三点, 不确定度加权平均约为 6.9%.

(5) 测量位置与时序对准 两条干涉弦位于距枪口不同的轴向位置, 分别记为 $z_1 = 220 \text{ mm}$ 与 $z_2 = 307.5 \text{ mm}$. 为实现与 OES 采样位置 $z_{\text{OES}} = 290 \text{ mm}$ 的严格空间对齐, 我们在多个轴向位置(包含 z_1 、 z_2 及其附近位置) 对干涉相位/线密度进行了多发统计测量, 获得不同 z 处的统计平均干涉相位 $\langle \Delta\phi(z, t) \rangle$ (或等效线积分密度 $\langle N_\ell(z, t) \rangle$). 随后在每个固定时刻 t 上对 $\langle \Delta\phi(z, t) \rangle$ (或 $\langle N_\ell(z, t) \rangle$) 进行轴向回归拟合, 并采用插值将其映射到 z_{OES} , 从而构建与 OES 采样位置完全重合的“等效干涉相位”时序 $\langle \Delta\phi(z_{\text{OES}}, t) \rangle$.

为实现干涉与 OES 数据的时间配准, 我们以触发参考作为统一时间基准: 以触发信号 (TTL 上升沿) 时刻作为绝对 $t = 0$, 并分别测量各诊断通道的电路与光路固定延时, 对各系统输出的时间轴进行修正. 由此可将干涉与 OES 的测量时刻统一到同一空间和时间坐标.

2.3 光学发射光谱 (OES) 系统: 采样配置、标定与斯塔克展宽反演

(1) 采样几何与同步光谱系统 STG1 产生的等离子体射流采用了 OES 系统进行诊断. 如图 1 所示, 等离子体的自发辐射在距枪口 290 mm 处由光纤准直器收集, 视场约为 5 mm . 收集光通过 30 m 多模光纤传输至两台同步光谱仪, 从而实现单次放电的多波段同步测量或在不同触发延时下的时间分辨扫描. 两套系统的关键规格如表 2 所示: 系统 1 为 Princeton Instruments-HRS750, 简称 PI; 系

统 2 为 CISS Picospec-CT1000-F, 简称 CISS.

表 2 两套同步光谱系统的详细参数
Table 2. Detailed parameters of the two synchronized spectroscopic systems.

参数	Princeton Instruments-HRS750 ^a	CISS Picospec-CT1000-F ^b
光谱仪类型	Czerny-Turner	Czerny-Turner
焦距(mm)	750	1000
光栅刻线(g/mm)	150, 600, 1200	600, 1800
像素分辨率 (nm/pixel)	0.11, 0.028, 0.013	0.015, 0.0047
光谱分辨率 (nm@100 μm 狭缝)	0.77, 0.19, 0.098	0.17, 0.05
探测器类型	EmICCD	IsCMOS

^a系统1在后文简称PI. ^b系统2在后文简称CISS.

(2) 波长标定、光谱响应与仪器展宽函数 波长标定采用汞灯获得像素-波长映射, 在 $400\text{--}800 \text{ nm}$ 范围内的 RMS 偏差低于 0.003 nm . 为修正系统的相对光谱响应(用于不同谱线强度比值分析与后续温度反演等), 采用宽谱 LED 光源进行相对强度标定; 当仅关注谱线线型宽度反演时, 该步骤对最终密度结果影响较弱, 但仍用于统一不同波段窗口下的系统响应.

仪器展宽函数 $\Delta\lambda_{\text{inst}}(\lambda)$ 通过测量多条狭窄 Hg 谱线 (404 nm 、 438 nm 、 502 nm 、 563 nm 、 564 nm) 获得: 在与等离子体测量相同的狭缝与积分条件下记录各谱线, 并用高斯拟合证明其线型可近似视为纯仪器展宽; 以拟合得到的半高宽作为对应波长处的 $\Delta\lambda_{\text{inst}}$, 再对不同波长下的 $\Delta\lambda_{\text{inst}}$ 进行多项式拟合, 得到适用于诊断窗口的仪器展宽曲线, 用于后续 Voigt 去卷积^[8,13].

(3) Voigt 拟合、去卷积与斯塔克展宽提取 为从测得谱线中提取斯塔克展宽, 本研究采用 Voigt 线型拟合将高斯分量与洛伦兹分量分离. 对实验测得的谱线线型 $I(\lambda)$, 用 Voigt 函数 $V(\lambda)$ 拟合:

$$I(\lambda) \approx V(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-(\lambda' - \lambda_0)^2 / (2\sigma^2)]}{\sigma\sqrt{2\pi}} \times \frac{\Delta\lambda_L / \pi}{(\lambda - \lambda')^2 + (\Delta\lambda_L / 2)^2} d\lambda', \quad (6)$$

其中 λ_0 为谱线中心波长, $\sigma = \Delta\lambda_G / (2\sqrt{2\ln 2})$ 为高斯标准差, $\Delta\lambda_L$ 为洛伦兹分量的 FWHM. 高斯宽度 $\Delta\lambda_G$ 同时包含仪器展宽与多普勒展宽:

$$\Delta\lambda_G = \sqrt{(\Delta\lambda_{\text{inst}})^2 + (\Delta\lambda_D)^2}, \quad (7)$$

其中多普勒展宽为:

$$\Delta\lambda_D = \lambda_0 \sqrt{\frac{8k_B T_i \ln 2}{Mc^2}}. \quad (8)$$

在本文关注的 STG1 射流参数范围内, 斯塔克展宽是主要关注的洛伦兹展宽机制, 共振展宽和范德华展宽属于次要误差项^[8,12]. 对于塞曼效应, 需要指出, 同轴等离子体枪放电过程中原则上可能伴随磁场, 从而对谱线线型产生附加影响; 但本研究尚未获得与 OES 观测区域严格同步的定量磁场诊断结果. 目前基于磁探针的磁场测量工作正在逐步开展, 现阶段尚无结果表明该观测区域存在明显且可定量表征的磁场. 结合本文中 H_β -OES 与 HLI 结果在不确定度范围内的一致性, 以及实验谱线未出现清晰可分辨的磁致裂分特征, 现有数据未显示塞曼效应为当前电子密度反演中的主导误差来源. 因此, 在本文分析中, Voigt 拟合得到的洛伦兹分量近似归因于斯塔克效应, 即:

$$\Delta\lambda_{\text{Stark}} \approx \Delta\lambda_L. \quad (9)$$

需要说明的是, 上述处理并不意味着塞曼展宽被严格排除, 其定量贡献仍有待后续结合直接磁场诊断进一步评估.

(4) H_β 线: 由斯塔克展宽反演电子密度 本文以 H_β (486.1 nm) 作为谱学密度反演的基准谱线, 将去卷积得到的 $\Delta\lambda_{\text{Stark}}$ 通过成熟的半经验关系^[22] 换算为电子密度:

$$n_e(\text{m}^{-3}) = 10^{22} \times \left(\frac{\Delta\lambda_{\text{Stark}}(\text{nm})}{0.94666} \right)^{1.49}. \quad (10)$$

该式用于本文所有 H_β -OES 密度反演结果, 并在后文与激光干涉反演得到的密度进行交叉验证, 从而为非氢谱线 (如 Ar II) 标定提供统一的密度基准. 其估计误差约为 8—12%^[22].

(5) 不确定度评估与误差传播 (Voigt 去卷积)

Voigt 拟合输出参数包括 $\Delta\lambda_L$ 、 σ 与 λ_0 . 其中 $\Delta\lambda_L$ 的统计不确定度由拟合协方差矩阵给出 1σ 置信区间 $\sigma_{\Delta\lambda_L}$; 仪器展宽曲线 $\Delta\lambda_{\text{inst}}(\lambda)$ 的不确定度由 Hg 线宽拟合残差与多项式拟合残差综合得到 $\sigma_{\Delta\lambda_{\text{inst}}}$; 多普勒展宽 $\Delta\lambda_D$ 的不确定度主要来自离子温度估计 σ_{T_i} :

$$\sigma_{\Delta\lambda_D} \approx \left| \frac{\partial \Delta\lambda_D}{\partial T_i} \right| \sigma_{T_i}. \quad (11)$$

在本文参数范围内取 $\Delta\lambda_{\text{Stark}} \approx \Delta\lambda_L$, 从而 $\sigma_{\Delta\lambda_{\text{Stark}}} \approx \sigma_{\Delta\lambda_L}$ 为主导项.

当采用幂律半经验关系 $n_e = C(\Delta\lambda_{\text{Stark}})^\alpha$ (如式 10) 时, 相对误差可近似写为

$$\frac{\sigma_{n_e}}{n_e} \approx \alpha \frac{\sigma_{\Delta\lambda_{\text{Stark}}}}{\Delta\lambda_{\text{Stark}}}. \quad (12)$$

该表达式表明: 当 $\Delta\lambda_{\text{Stark}}$ 接近仪器展宽贡献且信噪比下降时, $\sigma_{\Delta\lambda_{\text{Stark}}}/\Delta\lambda_{\text{Stark}}$ 将显著增大, 从而导致 n_e 的不确定度被幂指数进一步放大; 这也是非氢谱线 (如 Ar II) 在低展宽区间容易出现定量失效的直接原因之一.

3 结果与讨论

3.1 干涉测量结果: 相位、线积分密度与体密度转换

(1) 相位与线积分密度时序 图 2 给出代表性发次测得的等效干涉相位 $\langle \Delta\phi(z_{\text{OES}}, t) \rangle$ 及由式 1 计算的线积分电子密度 $\langle N_\ell(z, t) \rangle$. 干涉信号显示射流到达探测弦后出现显著主峰并随后回落, 反映了高密度射流核进入并穿过干涉测量体积时线积分电子密度达到最大, 而在该结构通过并离开测量体积后信号逐渐衰减到测量下限. 在光谱采集窗口内

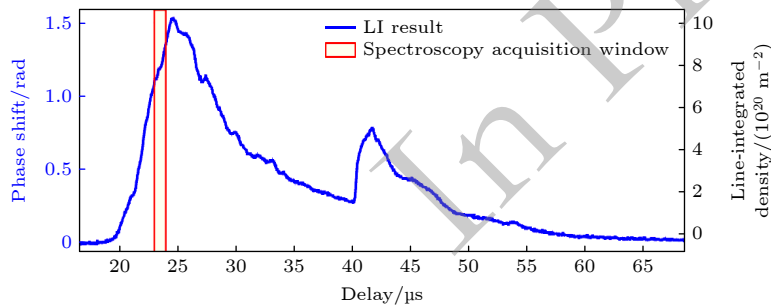


图 2 20250121Shot 15 的干涉相位 $\langle \Delta\phi(z_{\text{OES}}, t) \rangle$ (左轴) 及线积分电子密度 $\langle N_\ell(z, t) \rangle$ (右轴)

Fig. 2. Interferometric phase $\langle \Delta\phi(z_{\text{OES}}, t) \rangle$ (left axis) and line-integrated electron density $\langle N_\ell(z, t) \rangle$ (right axis) for 20250121 Shot 15.

的相位平均约为 1.20 rad, 对应线积分电子密度 $8.04 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}$. 该 $\langle N_\ell(z, t) \rangle$ 结果需要进一步还原为体密度 $n_0(t)$, 并才能与 H_β 斯塔克展宽反演的局域电子密度进行逐时刻交叉验证, 从而检验两种诊断在 PJMIF 中等密度区间的一致性及其不确定度覆盖情况.

(2) 从线积分到体密度: 成像约束的高斯模型还原 干涉直接给出线积分电子密度 $N_\ell(t)$. 为与 OES 的局域 (视场加权) 电子密度的空间含义对齐, 本文利用高速成像^[23] 在诊断位置处获取射流横向分布尺度, 并用参数化高斯模型

$$I(y) = T_0(y) \exp[-y^2/(2\sigma_e^2)] \quad (13)$$

进行拟合, 以此得到特征参数, 将线积分还原为峰值体密度.

如图 3 所示, 在高速成像对应位置处提取横向剖面的亮度并进行高斯拟合, 以获得 σ_e 并定义 $R_0 = 3\sigma_e$ 为射流有效半径. 假设体密度在截面上满足:

$$n_e(r, t) = n_0(t) \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_e^2}\right), \quad 0 \leq r \leq R_0, \quad (14)$$

对穿过中心的探测弦 (近轴对准) 有:

$$\begin{aligned} N_\ell(t) &= \int_{-R_0}^{R_0} n_0(t) \exp\left(-\frac{l^2}{2\sigma_e^2}\right) dl \\ &= n_0(t) \sqrt{2\pi}\sigma_e \operatorname{erf}\left(\frac{R_0}{\sqrt{2}\sigma_e}\right). \end{aligned} \quad (15)$$

由此得到核心处体密度

$$n_0(t) = \frac{N_\ell(t)}{\sqrt{2\pi}\sigma_e \operatorname{erf}\left(\frac{R_0}{\sqrt{2}\sigma_e}\right)} \approx \frac{N_\ell(t)}{\sqrt{2\pi}\sigma_e} \quad (R_0 = 3\sigma_e, \operatorname{erf}(3/\sqrt{2}) \approx 0.997). \quad (16)$$

为评估该处理的稳定性, 本文对连续 25 发次在固定截面处的横向发光剖面进行了相同方法的高斯拟合统计, 得到特征宽度 $\sigma_e = (18.89 \pm 2.17) \text{ mm}$, 拟合决定系数 $R^2 = 0.96 \pm 0.03$. 上述结果表明, 在本文所分析的主发光核区域内, 横向剖面在多次统计下表现出较稳定的单峰特征; 以高斯函数进行参数化拟合时, 所得特征宽度离散度较小, 且拟合优度整体较高.

(3) 模型敏感性分析

为评估横向分布偏离高斯假设对峰值体密度反演的影响, 本文在保持相同线积分电子密度 N_ℓ 与相同横向半高全宽 W 的条件下, 比较了高斯、平顶和抛物线三种典型单峰分布模型. 三者对应的峰值体密度分别为:

$$n_0^{(G)} = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} W} N_\ell \approx 0.939 \frac{N_\ell}{W}, \quad (17)$$

$$n_0^{(\text{TH})} = \frac{N_\ell}{W}, \quad (18)$$

$$n_0^{(P)} = \frac{3\sqrt{2}}{4W} N_\ell \approx 1.061 \frac{N_\ell}{W}, \quad (19)$$

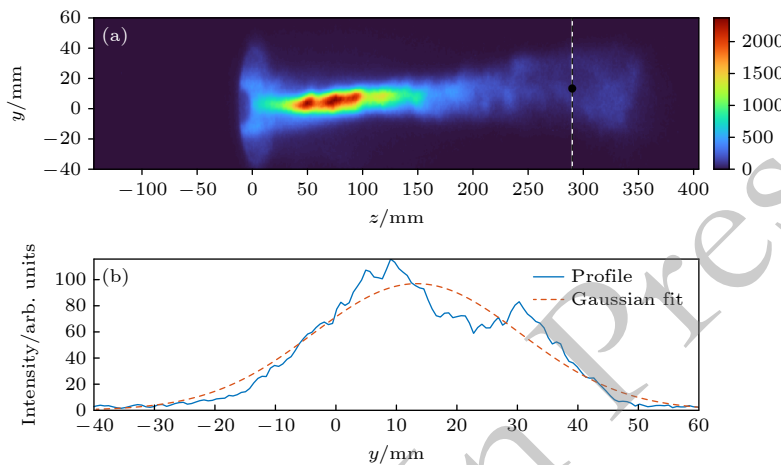


图 3 高速成像用于约束射流横向尺度并建立线积分量到峰值体密度转换模型的示例 (a) 分幅图像的二维强度分布, 虚线标记 $z \approx 290 \text{ mm}$ 的取样位置, 该位置与 OES 采样位置对齐; (b) 该位置处沿 y 方向的横向强度剖面 (实线) 及高斯拟合结果 (虚线), 拟合得到的特征宽度为 $\sigma_e = 17.1 \text{ mm}$

Fig. 3. Example of using high-speed imaging to constrain the transverse jet size and establish the conversion model from line-integrated quantity to peak volumetric density: (a) Two-dimensional intensity distribution of a framing image, where the dashed line marks the sampling position at $z \approx 290 \text{ mm}$, aligned with the OES collection position; (b) transverse intensity profile along the y direction at this position (solid line) and the corresponding Gaussian fit (dashed line), yielding a characteristic width of $\sigma_e = 17.1 \text{ mm}$.

其中抛物线模型由半高条件 $n(W/2) = n_0/2$ 确定其特征宽度. 由此可见, 在相同 N_ℓ 和 W 条件下, 相对于高斯模型, 平顶分布和抛物线分布对应的峰值体密度分别变化约 6.5% 和 12.9%, 这些数值表征了体密度反演结果对横向分布模型选择的敏感性, 即由横向分布模型选择引入的系统差异处于约 10% 量级, 不改变本文关于电子密度量级及其与 H_β -OES 交叉验证结果的主要判断.

3.2 光谱测量结果: H_β 斯塔克展宽与电子密度反演

图 4 给出了氩气作为工作气体时的代表性光谱, 而氢元素作为杂质出现, 来源于腔体的残余空气 (门宽 50 ns). 考虑射流整体速度约 70 km/s^[24], 在门宽内等离子体传播约 3.5 mm, 小于光纤准直器 5 mm 空间分辨率, 因此测量过程中可视为等离子体结构“冻结”^[23].

图 4(a) 中展示了 Ar II 线与 H_β 线, 其中 H_β 线的展宽显著大于 Ar II 线. 图 4(b)(c) 给出了 Ar II (480.6 nm) 与 H_β 的 Voigt 去卷积结果. 分析表明: Ar II 的斯塔克展宽仅略大于仪器展宽, 该微小差

异会显著放大斯塔克宽度提取的相对不确定度, 进而使其电子密度计算误差较大; 相较而言, 同等密度下的 H_β 具有更大的斯塔克展宽, 使其对仪器效应不敏感, 是该参数区间下更可靠的电子密度诊断谱线^[22].

使用式 10 将 $\Delta\lambda_{\text{Stark}}(t)$ 转换为 $n_e(t)$. 谱学不确定度主要来自: 拟合协方差给出的 $\sigma_{\Delta\lambda_L}$ 以及仪器展宽曲线拟合残差对去卷积的影响. 本文将上述不确定度统一折算为 n_e 的置信区间, 以此与干涉比较.

3.3 交叉验证: 干涉反演密度与 H_β -OES 密度的一致性

3.3.1 单发 (典型时刻) 定量对比

为直观展示两种诊断在同一工况下的定量一致性, 我们对 20250121Shot15 发次进行了交叉分析, 并在两系统时序对齐后选取同一时刻 $t = t_*$ 进行对比. 干涉方面, 交叉窗口内相位差平均为 $\Delta\phi(t_*) = 1.20 \text{ rad}$; 根据前述“线积分 $\rightarrow$ 峰值体密度”的反演流程 (式 1 与式 16), 得到峰值电子体

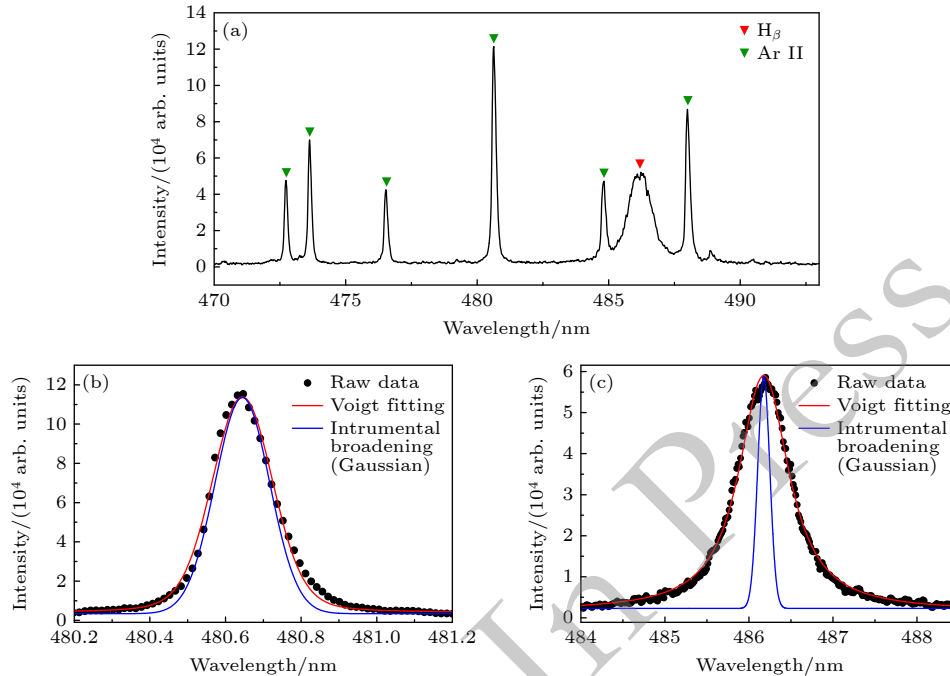


图 4 20250121Shot 15 中氩等离子体射流的代表性发射光谱及谱线线型分析 (a) 代表性发射光谱, 显示特征 Ar II 谱线与 H_β 线; (b) Ar II 480.6 nm 谱线和 (c) H_β 486.1 nm 谱线的 Voigt 线型去卷积结果, 其中 H_β 线型分析已扣除非氢谱线贡献

Fig. 4. Representative emission spectrum and line-profile analysis of the argon plasma jet for 20250121Shot 15: (a) Representative emission spectrum showing characteristic Ar II lines and the H_β line; (b) Voigt-profile deconvolution result of the Ar II 480.6 nm line and (c) Voigt-profile deconvolution result of the H_β 486.1 {nm} line, where the contribution of non-hydrogen spectral lines has been subtracted in the H_β line-shape analysis.

密度:

$$n_0(t_*) = 1.60 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}, \quad u_{\text{rel}}(n_0) = 6.9\%. \quad (20)$$

光谱方面, 在同一时刻 t_* 的 OES 门宽内提取 H_β (486.1 nm) 谱线线型, Voigt 去卷积得到斯塔克展宽 $\Delta\lambda_{\text{Stark}}^{(H_\beta)} = 1.08 \text{ nm}$, 并由式 10 反演得到:

$$n_e^{(H_\beta)}(t_*) = (1.22 \pm 0.18) \times 10^{22} \text{ m}^{-3}. \quad (21)$$

表 3 汇总了该单发对比的关键量. 可见两种方法给出的密度处于同一量级, 且在各自不确定度范围内具有一致性, 为后续的统计平均对比与非氢谱线标定提供了可靠的基准.

3.3.2 多发统计: 时间演化趋势的一致性

在单发定量一致性的基础上, 我们进一步对相同工况下的多发放电进行统计, 比较两种诊断随时间的演化规律. 图 5 给出了光谱与激光干涉诊断射流电子密度随时间演化的统计结果, 其中 H_β 的展宽通过式 10 换算得到的局域电子密度 (对数坐标), Ar II 480.6 nm 谱线的展宽经由 H_β 的校准后得出, 具体经验公式在下节讨论.

总体而言, 干涉反演的 $n_0(t)$ 与 H_β -OES 反演的 $n_e(t)$ 在 $n_e \sim 10^{20} - 10^{23} \text{ m}^{-3}$ 区间内呈现出一致的演化趋势和相近的峰值量级; 在误差棒范围内, 多数时间点两种结果可达到统计一致, 尤其在前 30 μs 内, 两者在密度上升、峰值出现及衰减初期阶段均表现出良好的一致性, 能够稳定捕捉到射流核心到达观测位置时形成的主密度峰. 在数值上, 基于光谱法获得的电子密度整体较干涉结果系统性偏低, 偏差幅度约为 5—30%. 针对这一偏差, 本文从诊断量定义、空间采样方式与反演假设差异出发进行解释分析.

首先, 两种诊断的直接测量量并不相同. 激光干涉测量的是沿视线方向的电子密度线积分量; 由线密度反演为体密度时, 需引入射流横向密度分布模型 (通常假设为高斯型) 并选取等效半径. 若实际射流在传播过程中发生径向扩展、边缘变陡或横向分布偏离理想模型, 则基于有限积分路径和理想化横向模型的还原可能会高估核心峰值密度, 从而

使干涉给出的峰值体密度偏高. 而 OES 的密度响应来自谱线辐射的加权平均, 其等效采样体积由光学视场、谱线自发辐射概率以及局部激发条件共同决定, 因而更偏向于发光贡献较大的区域, 而该区域未必严格对应电子密度的绝对峰值位置. 因此, 当存在显著径向密度梯度时, OES 反演结果可视为对射流发光核心区域的“有效平均密度”, 其数值往往低于局部最大密度.

其次, 两者的空间分辨与平均效应也存在差异: 光谱采集视场约为 5 mm, 而干涉的等效视场约为 1 mm. 更大的视场带来更强的空间平均, 对局部窄核/尖峰结构的敏感性降低. 尽管两者均可通过一定的反演手段减弱平均效应, 但由于原始采样尺度不同, 最终仍可能保留不同程度的平均偏差, 表现出系统性差异.

值得注意的是, 在放电后约 30 μs 之前, 射流电子密度整体保持在 10^{21} m^{-3} 以上, 所选谱线轮廓对电子密度变化具有良好的响应. 随着时间推移, 射流密度逐渐降低, 对于 Ar II 谱线而言, 在该密度范围内斯塔克展宽已降至皮米量级, 远小于仪器高斯展宽分量, 谱线总线型对密度变化的敏感性显著降低. 在这种情况下, 通过去卷积方法提取微弱的斯塔克展宽将不可避免地放大仪器函数不确定度与拟合误差, 从而导致密度反演结果的统计散布明显增大. 因此低密度诊断对光谱仪的分辨率要求极高, 未来的研究将引入更高分辨率的光谱仪来进一步完善该研究.

此外, 诊断结果显示, 在射流发射后约 30 μs 附近, 射流中可能出现一个幅度较小的次级密度峰. 这一结构可能与电流片的“二次回弹”有关, 即初始电流片在完成主要加速过程后, 可能由于回路电流振荡^[25]或尾段等离子体/中性气体相互作用, 使后续等离子体的受力状态和传播行为发生改变, 从而形成较弱的二次压缩或次级射流结构. 当主电流层被加速喷出枪口后, 放电回路的电感迅速增加. 为了维持磁通量的连续性, 枪膛内部的残余等离子体或未完全电离的气体会发生磁重联或形成新的反向电流通道. 在枪口处, 由于失去外电极的

表 3 单发实验中 t_* 时刻激光干涉与 H_β -OES 反演电子密度的对比

Table 3. Electron densities inferred from laser interferometry and H_β -OES at t_* for a single shot.

诊断方法	观测量(典型值)	反演电子密度
外差干涉	$\Delta\phi(t_*) = 1.20 \text{ rad}$	$n_0(t_*) = (1.60 \pm 0.11) \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$
H_β -OES	$\Delta\lambda_{\text{Stark}}^{(H_\beta)} = 1.08 \text{ nm}$	$n_e^{(H_\beta)}(t_*) = (1.22 \pm 0.18) \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$

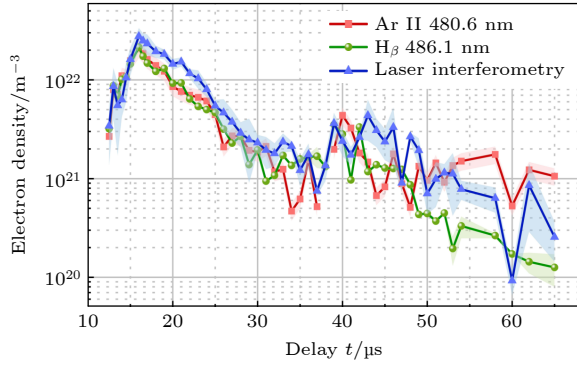


图5 电子密度诊断结果随时间的统计演化: 阴影区域表示误差范围; 蓝线为激光干涉诊断结果, 绿线为 H_{β} 线诊断结果, 红线为Ar II 480.6 nm线诊断结果; 纵坐标采用对数坐标

Fig. 5. Statistical temporal evolution of the diagnosed electron density. The shaded regions indicate the uncertainty ranges. The blue curve represents the laser-interferometry result, the green curve represents the result from the H_{β} line, and the red curve represents the result from the Ar II 480.6 nm line. The vertical axis is shown on a logarithmic scale.

约束, 磁压力迅速释放, 导致电流层尾部发生膨胀和断裂。随后, 回路中的振荡电流进入反向半周期或次级振荡周期。新的电流层在枪膛深处重新形成, 并再次向外加速, 压缩第一次喷射后残留的稀薄气体, 形成了次级高密度等离子体团。与主峰相比, 该次级峰在时间和空间上均表现出更强的不稳定性, 其形成过程对放电条件与初始扰动更为敏感, 因而进一步加剧了不同诊断结果在低密度阶段的离散性。由于本文尚缺乏对该过程的直接磁场与流场诊断证据, 上述解释目前仍属于物理推断, 并非本文的研究重点; 后续将结合磁流体动力学模拟以及更高时空分辨的诊断手段对其进行进一步分析。

从射流物理的角度看, 上述交叉验证结果至少给出三点信息: 首先, 在主峰阶段, 干涉与 H_{β} 两类诊断在误差范围内给出一致的密度量级, 说明该传播位置处射流核心电子密度已稳定进入 10^{22} m^{-3} 量级, 这为评估单束射流是否达到后续汇聚实验所需参数区间提供了实验依据; 另外, 两者之间持续存在微弱的系统性偏差表明, 射流结构存在不可忽略的横向非均匀性, 且发光强度与密度高低并非完全对应, 因而单诊断所测的密度值必须结合其采样含义来理解; Ar II谱线在低密度阶段的不稳定说明, 对于高超音速射流传播后期的稀疏尾部区域, 非氢谱线的斯塔克展宽诊断存在明确的灵敏度下限, 这一结论本身构成了对后续诊断设计的重要物

理约束。

综上所述, 两种诊断方法在PJMF射流的中高密度区间表现出趋势和量级的一致性, 而在低密度阶段出现的系统偏差与不确定度放大均可由已知的诊断物理机制合理解释。这一结果不仅验证了OES与干涉法在PJMF中等密度射流条件下的可用性, 也为后续基于Ar II等非氢谱线建立独立电子密度标定关系提供了可靠的交叉参照基准。

3.4 Ar II谱线的经验标定公式

图6给出了Ar II 480.6 nm谱线斯塔克宽度相对于由 H_{β} 推导的电子密度的标定关系。对于该多电子离子 (Multi-electron ion), 斯塔克展宽主要由电子碰撞机制主导, 因此在实验参数范围内可期望其线宽与局域电子密度近似呈线性关系^[26,27], 这也为线性标定提供了理论动机。我们采用加权最小二乘法进行拟合, 其中权重由重复测量的离散性以及Voigt拟合残差共同确定。拟合关系写为:

$$n_e = a \Delta \lambda_{\text{Ar II}} + b, \quad (22)$$

其中 a 为拟合斜率, 表征该跃迁对电子碰撞展宽的有效敏感度, b 为拟合截距, 用于表征残余的仪器展宽或其余非斯塔克展宽贡献等导致的偏置项。回归结果为:

$$\begin{aligned} a &= (7.64 \pm 0.64) \times 10^{23} \text{ m}^{-3} \text{ nm}^{-1}, \\ b &= -(1.85 \pm 1.25) \times 10^{21} \text{ m}^{-3}. \end{aligned} \quad (23)$$

拟合的决定系数 (Coefficient of Determination, COD) 为0.978。

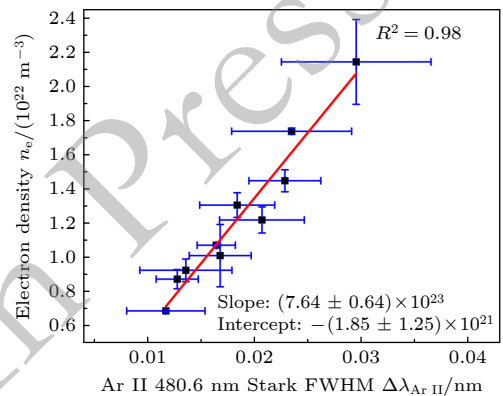


图6 Ar II 480.6 nm谱线斯塔克展宽与由 H_{β} 线推导的电子密度之间的标定关系

Fig. 6. Calibration relation between the Stark broadening of the Ar II 480.6 nm line and the electron density inferred from the H_{β} line.

拟合得到的正斜率表明 Ar II 480.6 nm 跃迁的斯塔克宽度随电子密度单调增加, 符合电子碰撞展宽主导的理论预期. 在本文所覆盖的中等密度范围内, Ar II 的净斯塔克展宽与本底 (主要为仪器高斯展宽及其去卷积误差) 处于同一量级, 使得线宽分解对噪声与系统误差更为敏感, 从而限制了其在低展宽端的定量分辨能力. 为避免在低线宽区间出现非物理的负密度外推, 本研究进一步将零密度极限线宽定义为:

$$\Delta\lambda_{\text{eff}} = -b/a = (2.42 \pm 1.65) \times 10^{-3} \text{ nm}, \quad (24)$$

据此对 Ar II 斯塔克展宽-电子密度表达式进行修正, 最终形式为:

$$n_e = (7.64 \times 10^{23}) (\Delta\lambda_{\text{Ar II}} - \Delta\lambda_{\text{eff}}). \quad (25)$$

综合拟合参数误差、谱线半高全宽测量误差以及零密度基线修正项的影响, 在 STG1 等离子体射流的典型实验条件下, 该方法得到的电子密度相对不确定度约为 18—30%; 在中高密度区间 (斯塔克展宽超过 0.02 nm 时), 该不确定度可降低至约 20%. 作为对该标定关系可用性的直接示例, 我们将上一节所分析的代表性发次在同一时刻 $t = t_*$ 下测得的 Ar II 480.6 nm 斯塔克展宽 $\Delta\lambda_{\text{Ar II}}(t_*) = 0.016 \text{ nm}$ 代入式 22, 得到由 Ar II 指示的电子密度为:

$$n_e^{(\text{Ar II})}(t_*) = (1.02 \pm 0.26) \times 10^{22} \text{ m}^{-3}. \quad (26)$$

该结果与上一节由 H_β 反演得到的密度量级一致, 并落在交叉验证的不确定度覆盖范围内. 上述经验标定关系的可靠适用范围基于本实验的实际数据覆盖区间. 在电子密度 $\sim 0.7 - 2.1 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ 范围内, 标定关系经多发数据验证具有良好线性与可重复性; 当密度低于 $0.5 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ 时, Ar II 净斯塔克展宽过小 (低于 0.01 nm), 小于仪器高斯展宽分量, 线宽分解对噪声和去卷积误差敏感, 不确定度较大, 此时不建议单独使用该标定公式进行定量密度反演. 本实验虽未直接覆盖更高的电子密度, 但根据电子碰撞展宽理论, 线性关系仍可谨慎外推至 $n_e \sim 10^{23} \text{ m}^{-3}$ 量级; 在更高密度下, 需注意德拜屏蔽、离子动力学修正及谱线重叠等非线性效应可能导致的偏离. 未来的工作将通过优化等离子体枪放电参数以提升射流密度, 进一步拓展该标定关系的验证区间.

本文建立该标定关系的核心目的, 是在 STG1 平台上将 Ar II 谱线斯塔克展宽发展成为一种独

立、快速、可复用的电子密度诊断方案, 弥补 H_β 诊断在氢杂质不足或谱线窗口受限时的缺失. 即使超出本实验直接覆盖的密度范围, 该标定关系仍可作为一阶近似指导密度估计, 结合物理预期与其他诊断校核. 需要注意的是, 该经验标定关系与本装置及当前光学配置相关, 表达式中的非零截距包含了仪器展宽及去卷积误差, 当迁移至其他装置的诊断中时, 建议在此基础上依照本文提出的思路至少进行两点密度标定, 以验证斜率的有效性或重新构建零密度基线.

随着射流汇聚和衬套形成过程中电子密度的显著提高, Ar II 线的斯塔克展宽将明显增大并逐渐摆脱仪器展宽本底的限制. 届时, 本文给出的校准系数不仅可用于高密度衬套电子密度的定量反演, 还与激光干涉、汤姆逊散射等测量密度的诊断工具联合开展密度测量参数校核和验证, 从而提升密度结果在不同时序、不同区域下的可信度.

4 结 论

在 PJMIF 相关的中等电子密度、高马赫数等等离子体射流工况下, 激光干涉与基于斯塔克展宽的发射光谱诊断各自具有明确优势与内在局限. 激光干涉具备时间分辨率高、绝对标定可溯源等优点, 但其测量对象为沿视线方向的电子密度线积分量, 体密度反演不可避免地依赖射流横向分布假设与几何模型; 相比之下, 斯塔克展宽诊断更接近局域测量形式, 对几何假设的依赖较弱, 但其准确性受谱线选择、线型理论模型以及仪器函数去卷积质量的共同制约, 尤其对于非氢谱线, 其密度响应关系难以直接从文献移植, 亟需在具体实验条件下进行实验标定.

本文通过在统一的采样体积物理含义下, 对外差激光干涉与 H_β 斯塔克展宽诊断结果进行了系统对齐与交叉验证. 以代表性单发 (20250121Shot15) 为例, 在时序严格对齐并选取相同参考时刻后, 三种诊断方法均捕捉到射流核心到达时的密度主峰, 干涉反演得到的峰值体密度约为 $(1.60 \pm 0.11) \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$, H_β 斯塔克展宽反演的电子密度约为 $(1.22 \pm 0.18) \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$, 基于 Ar II 480.6 nm 经验标定关系得到的密度约为 $(1.02 \pm 0.26) \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$. 三者量级高度一致. 干涉法反演结果更接近射流截面上的最大电子密度, 而 OES 结果因辐射加权平

均效应略低,揭示了高马赫数射流中不可忽略的径向非均匀性:核心密度最高,而发光区域受激发条件影响未必与峰值位置重合。

本研究首次清晰地捕捉到了射流密度的“双峰”演化特征,主峰阶段两类诊断的一致性验证了同轴等离子体枪能够产生满足 PJMIF 需求的单束射流,该主峰对应电流片加速形成的准稳态高密度区。约 30 μs 后出现的次级密度峰与电流片的“二次回弹”机制密切相关:回路电流振荡导致枪膛内残余等离子体形成新的电流层并再次加速,产生较不稳定的次级结构,这也加剧了低密度阶段诊断的离散性。该发现为理解同轴枪的工作原理提供了重要依据,未来能够据此进一步优化等离子体射流参数。

在此基础上,本文进一步建立了 Ar II 480.6 nm 谱线斯塔克展宽与电子密度之间的经验标定关系及其校准系数,为在氩工况下缺乏氢谱线时实现可重复、可移植的光谱密度诊断提供了直接可用的实验依据。该“干涉-氢线-非氢线”逐级标定与交叉验证的诊断框架,不仅拓展了发射光谱诊断在 PJMIF 高超音速等离子体射流中的适用范围,也为后续数值模拟的参数约束、装置性能评估以及射流汇聚物理研究提供了更为可靠、物理含义清晰的电子密度基准数据。

作者衷心感谢上海科技大学同事与终极能源中心团队成员在研究过程中提供的宝贵贡献、见解与协作支持。他们的支持与投入对本研究的成功至关重要。

参考文献

- [1] Lindemuth I R, Siemon R E 2009 *Am. J. Phys.* **77** 407
- [2] Liu S, Huang Y Z, Guo H S, Zhang Y P, Yang L J 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 065201 (in Chinese) [刘帅, 黄易之, 郭海山, 张永鹏, 杨兰均 2018 物理学报 **67** 065201]
- [3] Qi L W, Zhao C X, Yan H J, Wang T T, Ren C S 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 035203 (in Chinese) [漆亮文, 赵崇霄, 闫慧杰, 王婷婷, 任春生 2019 物理学报 **68** 035203]
- [4] Thio Y C F, Hsu S C, Witherspoon F D, Cruz E, Case A, Langendorf S, Yates K, Dunn J, Cassibry J, Samulyak R, Stoltz P, Brockington S J, Williams A, Luna M, Becker R, Cook A 2019 *Fusion Sci. Technol.* **75** 581
- [5] Hsu S C, Langendorf S J, Yates K C, Dunn J P, Brockington S, Case A, Cruz E, Witherspoon F D, Gilmore M A, Cassibry J T, Samulyak R, Stoltz P, Schillo K, Shih W, Beckwith K, Thio Y C F 2018 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **46** 1951
- [6] LaJoie A L, Chu F, Brown A E, Langendorf S J, Dunn J P, Wurden G A, Witherspoon F D, Case A, Luna M, Cassibry J, Vyas A, Gilmore M 2024 *Phys. Plasmas* **31** 102701
- [7] Yates K C, Langendorf S J, Hsu S C, Dunn J P, Brockington S, Case A, Cruz E, Witherspoon F D, Thio Y C F, Cassibry J T, Schillo K, Gilmore M 2020 *Phys. Plasmas* **27** 062706
- [8] Kunze H J 2009 *Introduction to Plasma Spectroscopy* (Berlin, Heidelberg: Springer), pp 195–201
- [9] Merritt E C, Lynn A G, Gilmore M A, Thoma C, Loverich J, Hsu S C 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 10D523
- [10] Lan T, Bai Z Q, Zhang H, Mao Z L, Ding W X, Wu J, Wang K, Sun X, Wang M, Mao W Z, Zhang S, Dong Q L, Zhou Y K, Chen C, Wang T X, Lu P C, Huang Y H, Wu Z W, Wu J R, Deng P, Wei Z A, Wen X H, Wang H, Zhou C, Liu A D, Xie J L, Li H, Liu W D, Xiao C J, Zhuang G 2024 *Rev. Sci. Instrum.* **95** 103514
- [11] Qi L W, Du M Q, Wen X D, Song J, Yan H J 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 185203 (in Chinese) [漆亮文, 杜满强, 温晓东, 宋健, 闫慧杰 2024 物理学报 **73** 185203]
- [12] Griem H R 1974 *Spectral Line Broadening by Plasmas* (New York: Academic Press), pp 167–170
- [13] Gomez T A, Nagayama T, Cho P B, Kilcrease D P, Fontes C J, Zammit M C 2022 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **55** 034002
- [14] Nikiforov A Y, Leys C, Gonzalez M A, Walsh J L 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 034001
- [15] Thio Y C F, Zhang D Y, Liu Y B, Yuan D F, Zhang X B, Zhu Y M, Shen Y, Li G Y, Hao C J, Mu J, Xu M X, Qi S B, Liu Z H 2024 In *Proceedings of 2024 IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS)* (Beijing, China), p 659
- [16] Zehnder L 1891 *Z. Instrumentenk.* **11** 275
- [17] Mach L 1892 *Z. Instrumentenk.* **12** 89
- [18] Bellan P M 2006 *Fundamentals of Plasma Physics* (Cambridge: Cambridge University Press), pp 130–131
- [19] Wang C H, Qu Y, Pang Y J, Tang T T 2015 *Infrared Phys. Technol.* **72** 191
- [20] Li M R, Hao C J, Thio Y C F, Guo X Y, Zhang Y R, Yu D C 2026 *Spectrochim. Acta, Part B* **237** 107447
- [21] Thio Y C F, Hao C J, Qi S B 2024 In *Proceedings of 2024 IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS)* (Beijing, China), p 1667
- [22] Konjević N, Ivković M, Sakan N 2012 *Spectrochim. Acta, Part B* **76** 16
- [23] Li C J, Shu Q Q, Cui Z Q, Li G Y, Thio Y C F 2025 *Plasma Sci. Technol.* **27** 054010
- [24] Hao C J, Thio Y C F, Li M R, Li G Y, Sun Y, Guo X Y, Zhang Y R 2025 *Phys. Plasmas* **32** 033301
- [25] Yu X, Qi L W, Zhao C X, Ren C S 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 035202 (in Chinese) [余鑫, 漆亮文, 赵崇霄, 任春生 2020 物理学报 **69** 035202]
- [26] Blagojević B, Djurović S, Konjević N 2021 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **276** 107950
- [27] Calisti A, Khelifaoui F, Stamm R, Talin B, Lee R W 1990 *Phys. Rev. A* **42** 5433

Laser interferometry-Stark broadening cross-validation and diagnostic study of electron density in a hypersonic plasma jet^{*}

LI Mingrui[#] SUN Yi[#] HAO Chunjing[†]

LI Guangyu THIO Yong Chia Francis

(Center for Ultimate Energy (CUE), ShanghaiTech University, Shanghai 201210, China)

(Received 2 March 2026; revised manuscript received 22 April 2026)

Abstract

Hypersonic plasma jets generated by coaxial plasma guns are essential for plasma-jet-driven magneto-inertial fusion (PJMIF), and accurate electron-density diagnostics is crucial for evaluating single-jet performance and providing benchmark data for plasma-liner formation. However, in the intermediate density range of $10^{20} - 10^{23} \text{ m}^{-3}$, heterodyne laser interferometry (HLI) and Stark-broadening spectroscopy measure different physical quantities: the former gives a line-integrated density that requires geometrical reconstruction, whereas the latter provides an emission-weighted local density affected by line-shape fitting and instrumental deconvolution. This paper investigates the electron-density evolution of a hypersonic argon plasma jet produced by the ShanghaiTech Gun 1 (STG1) coaxial plasma gun by combining Mach-Zehnder HLI, optical emission spectroscopy (OES), photodiode-array time-of-flight measurements, and high-speed imaging. The interferometric phase shift at 532 nm is converted into line-integrated electron density, and the transverse jet size obtained from high-speed imaging is used to reconstruct the peak volumetric density with a Gaussian-profile model. Meanwhile, the Stark broadening of the m_β line at 486.1 nm is extracted through Voigt-profile deconvolution and used as an independent spectroscopic reference. Experimental results show that, for a representative shot, the interferometric phase shift averaged over the spectroscopic gate is approximately 1.20 rad, corresponding to a peak electron density of $(1.60 \pm 0.11) \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$, while the m_β Stark-broadening method gives $(1.22 \pm 0.18) \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ at the same time. Based on the cross-validated m_β density, an empirical calibration relation for the Ar II 480.6 nm line is further obtained as $n_e = (7.64 \times 10^{23})(\Delta\lambda_{\text{Ar II}} - \Delta\lambda_{\text{eff}})$, where $\Delta\lambda_{\text{eff}} = 2.42 \times 10^{-3} \text{ nm}$. Multi-shot statistics further indicate that the two diagnostics exhibit consistent temporal evolution and comparable density magnitudes, with a systematic difference of about 5–30% mainly caused by their different sampling meanings and spatial averaging effects. The measured density evolution shows a dominant main peak followed by a weaker secondary peak, suggesting that the jet density is influenced by the primary current-sheet acceleration and possibly by secondary compression or re-acceleration of residual plasma during the later discharge stage. This work establishes a cross-validated HLI- m_β -Ar II diagnostic framework, clarifies the applicability and limitations of different electron-density diagnostics, and provides reliable density data for future PJMIF jet-propagation and plasma-liner studies.

Keywords: hypersonic plasma jet, electron density, laser interferometry, stark broadening

DOI: 10.7498/aps.75.20260296

CSTR: 32037.14.aps.75.20260296

^{*} Project supported by Major National Science and Technology Infrastructure (Grant No. 2208-000000-04-01-249628), the National Key R&D Program of China (Grant No. 2023YFF0718105) and the Shanghai Science and Technology Talent Program (Grant No. 23YF1427100).

[#] These authors contributed equally.

[†] Corresponding author. E-mail: haochj@shanghaitech.edu.cn