

# 金属丝电爆炸晕层等离子体密度的 激光色散干涉诊断方法

赵一鸣<sup>1</sup>, 吴坚<sup>1</sup>, 郑中阳<sup>1</sup>, 姜志远<sup>1,2</sup>, 王威<sup>1</sup>, 王振宇<sup>1</sup>

(1. 西安交通大学电工材料电气绝缘全国重点实验室, 710049, 西安;

2. 国网江苏省电力有限公司电力科学研究院, 211103, 南京)

**摘要:** 针对金属丝电爆炸中, 晕层等离子体密度结构与时空演化对能量沉积及不稳定性的影响, 基于激光色散干涉原理研制了一套具有高灵敏度与连续时间分辨能力的电子密度诊断系统, 以实现  
对低密度晕层等离子体参数的精确连续测量。利用 1 064 nm 与 532 nm 双波长共轴传播及磷酸钛  
氧钾晶体倍频技术, 实现了无需参考臂的共光路稳定测量。通过对银单丝电爆炸过程的多点诊断,  
成功获取了径向 4、12、15 mm 处, 晕层等离子体的电子密度随时间的演化数据。研究表明: 系  
统的电子线密度测量下限可达  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  数量级, 测量误差小于 5%, 相较于传统的马赫-曾德尔干  
涉法提升了近 2 个数量级, 具备在强电磁干扰环境下, 对低密度等离子体的精准诊断能力。随着径  
向距离从 4 mm 增加至 15 mm, 电子密度峰值从  $8.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$  下降至  $0.7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ; 根据探针  
距离计算得出晕层前沿平均膨胀速度约为  $82.7 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , 并反推得到等离子体有效产生时刻约为  
34 ns, 证实了晕层等离子体的形成先于电压波形的崩塌时刻, 在金属丝核心发生剧烈相变前, 表面  
已率先形成低密度的导电通道。该结果为深入理解初期的电流分流机制, 及后期不稳定性发展的  
初始扰动源提供了关键的实验依据, 为建立精确的金属丝电爆炸的芯晕结构模型奠定基础。

**关键词:** 激光色散干涉; 金属丝电爆炸; 电子密度诊断; 晕层等离子体; 芯晕结构

**中图分类号:** TM836 **文献标志码:** A

**DOI:** 10.7652/xjtuxb202608015 **文章编号:** 0253-987X(2026)08-0170-11

## Laser Dispersion Interferometry Method for the Diagnosis of Corona Plasma Density in Electrical Explosion of Wires

ZHAO Yiming<sup>1</sup>, WU Jian<sup>1</sup>, ZHENG Zhongyang<sup>1</sup>, JIANG Zhiyuan<sup>1,2</sup>,  
WANG Wei<sup>1</sup>, WANG Zhenyu<sup>1</sup>

(1. State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China;

2. Electric Power Research Institute, State Grid Jiangsu Electric Power Co., Ltd., Nanjing 211103, China)

**Abstract:** To investigate the influence of corona plasma density structure and spatiotemporal evolution on energy deposition and instability in the electrical explosion of wires, an electron density diagnostic system with high sensitivity and continuous temporal resolution was developed based on the principle of laser dispersion interferometry, to achieve accurate and continuous measurement of low-density corona plasma parameters. By utilizing the coaxial propagation of

收稿日期: 2026-01-30。 作者简介: 赵一鸣(1996—), 男, 博士生; 吴坚(通信作者), 男, 教授, 博士生导师。 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(523B2071); 强脉冲辐射环境模拟与效应全国重点实验室开放基金资助项目(NKLIPR2409)。

网络出版时间: 2026-04-14

网络出版地址: <https://link.cnki.net/urlid/61.1069.T.20260414.0947.002>

1 064 nm and 532 nm dual-wavelength lasers and the frequency doubling technique of potassium titanyl phosphate (KTP) crystal, stable common-path measurement without a reference arm was achieved. Multi-point diagnosis was carried out on the electrical explosion process of single silver wires, and the temporal evolution data of electron density of corona plasma at radial distances of 4 mm, 12 mm and 15 mm were acquired. The results show that the lower detection limit of the system for electron line density reaches the order of  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  with a measurement error of less than 5%. Compared with traditional Mach-Zehnder interferometry, the detection performance is improved by nearly two orders of magnitude, enabling accurate diagnosis of low-density plasma in strong electromagnetic interference environments. As the radial distance increased from 4 mm to 15 mm, the peak electron density decreased from  $8.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$  to  $0.7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ . Based on the probe distances, the average expansion velocity of the corona front was calculated to be approximately  $82.7 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , and the effective generation time of plasma was inversely deduced to be about 34 ns. It was confirmed that the formation of the corona plasma precedes the collapse of the voltage waveform, and that a low-density conductive channel is preferentially formed on the wire surface before the violent phase transition of the wire core. These results provide crucial experimental evidence for an in-depth understanding of the early current shunting mechanism and the initial perturbation source of subsequent instability development, and lay a foundation for an accurate core-corona structure model for electrical explosion of wires.

**Keywords:** laser dispersion interferometry; electrical explosion of wires; electron density measurement; corona plasma; core-corona structure

金属丝电爆炸(EEW)是一种利用高功率脉冲电流驱动固态金属丝迅速发生相变、气化并电离的复杂动力学过程<sup>[1-3]</sup>。在此过程中会形成典型的芯晕结构<sup>[4]</sup>,其中的晕层等离子体虽然质量占比低,但作为电流的主要载体,晕层的空间分布与电导率的演化直接决定了电流分流、磁场扩散以及能量沉积效率<sup>[5]</sup>。特别是在Z箍缩装置中,早期晕层的均匀性是抑制瑞利-泰勒不稳定性发展的关键<sup>[6-7]</sup>。然而,其电子密度低( $10^{14} \sim 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ),演化过程迅速(ns级),且易被其他信号干扰,因此晕层电子密度的精确诊断成为EEW研究中的一大难题。

为了获取该关键参数,研究者们尝试了多种诊断手段,但受限于原理和器件性能,均存在局限。以迈克尔逊和马赫-曾德尔(M-Z)干涉仪为代表的传统激光干涉法,在高密度主等离子体柱的测量中应用广泛<sup>[8-11]</sup>,但在低密度晕层诊断中,以532 nm波长为例,其灵敏度为1/10个干涉条纹偏移,对应的灵敏度约为 $10^{17} \text{ cm}^{-2}$ ,对于稀薄晕层,其产生的相位移动极小,导致有效信号无法提取。为提升灵敏度,Qi等<sup>[12-14]</sup>、Inada等<sup>[15-17]</sup>基于激光偏转传感器和激光剪切干涉仪发展出基于夏克-哈特曼型波前传感器的激光波前分析仪,通过微透镜阵列将激光分解为多个微束,结合电荷耦合器件(CCD)相机测量

光斑偏移,从而反演电子密度。尽管该方法具备二维空间分辨力,但其测量精度受限于像素分辨率及质心提取算法的拟合误差,在处理晕层极弱相位畸变时,难以实现高精度的定量反演。

近年来,基于激光色散干涉(DI)的测量方法因其极高的相移灵敏度和抗干扰能力,成为低密度等离子体参数诊断的理想方案。然而,现有的色散干涉系统大多采用高功率脉冲激光作为探针,单次测量的模式仅能捕捉电爆炸过程中,某一特定时刻的状态,对于EEW这种包含晕层产生、膨胀、振荡及耗散的非线性连续动态过程,离散的数据点难以还原其复杂的动力学全貌,无法揭示其随时间演化的具体情况。色散干涉技术于1980年由Hopf等<sup>[18]</sup>首次提出,其理论时间分辨率仅为微秒量级,后续则经过了多位学者持续的发展与优化。例如,Fulghum等<sup>[19]</sup>采用非共路双臂系统,将系统灵敏度提升至可分辨 $10^{-5}$ 量级条纹偏移的相位变化,但也失去了同轴共路系统的稳定性;Licht等<sup>[20]</sup>通过构建基于磷酸钛氧钾(KTP)晶体的非线性色散干涉系统,实现了纳秒量级的时间分辨并用于离子二极管加速间隙内电子密度的测量;2022年Hines<sup>[21]</sup>等在此基础上,进一步开发了基于光纤耦合的色散干涉系统,但仅实现了毫秒尺度等离子体的电子密度

测量验证,与金属丝电爆炸极端条件存在较大差异。在此基础上,基于双相机色散干涉的诊断技术也在发展,该技术在牺牲测量下限的条件下,获取了空间分辨能力<sup>[22]</sup>。

综上所述,针对金属丝电爆炸中,晕层等离子体电子密度低、演化速度快的特性,本文构建了一套基于连续激光的高灵敏度色散干涉诊断系统。相较于国内外同类研究多采用脉冲激光的模式,本系统的先进性在于利用连续激光器配合高带宽光电探测技术,在实现高相位灵敏度、同轴抗干扰的同时,突破现有技术在灵敏度与时间连续性上的双重限制。该系统能实现对金属丝电爆炸晕层电子密度的长时间、连续动态测量,为深入理解芯晕结构的演化机制提供了完整的实验证据。

## 1 激光色散干涉

### 1.1 激光色散干涉工作原理

色散干涉仪利用非线性晶体的倍频效应(SHG)来提取相位信息,其工作原理如图1所示。

首先,单束基频激光通过第1块倍频晶体,产生部分同轴传播的倍频光。此时,基频光与倍频光具有固定的初始相位关系。随后,混合光束穿过等离子体区域,由于色散效应,产生相对相位偏移,相位变化 $\varphi$ 可表示为

$$\varphi(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_L N(\lambda, s) ds \quad (1)$$

式中: $\lambda$ 为光的波长; $L$ 为等离子体路径长度; $s$ 为积分路径变量; $N(\lambda, s)$ 为路径上不同位置的折射率。

然后,光束通过第2块倍频晶体,剩余的基频光再次发生倍频,产生新的倍频光。最后,探测器接收到的是第1块倍频晶体产生并穿过等离子体的倍频光,以及穿过等离子体的基频光在第2块倍频晶体处产生的倍频光。

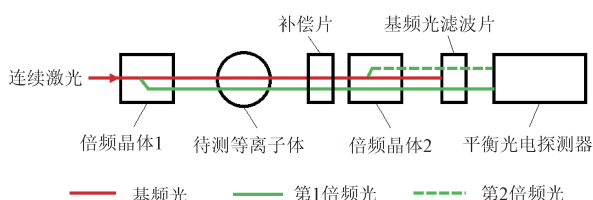


图1 激光色散干涉原理示意图

Fig. 1 Schematic diagram of laser dispersion interference principle

上述倍频光与基频光的相位差 $\Delta\varphi$ 可表示为

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_{SH}} \int_L (N(\lambda_{SH}, s) - N(\lambda_F, s)) ds \quad (2)$$

式中: $\lambda_{SH}$ 、 $\lambda_F$ 分别为倍频光、基频光的波长,且 $\lambda_F = 2\lambda_{SH}$ 。

因此,可以推导得出相位差与线积分密度之间的关系表达式为

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_{SH}} (K_e(\lambda_{SH}) - K_e(\lambda_F)) \int_L n_e(s) ds \approx 4.5 \times 10^{-17} \bar{n}_e L \quad (3)$$

式中: $K_e(\lambda)$ 为与波长有关的系数; $n_e(s)$ 为路径上的电子密度; $\bar{n}_e$ 为沿路径的平均电子密度; $\bar{n}_e L$ 为沿着探针路径的平均线密度; $\lambda_F$ 取1 064 nm。

在本文的激光色散干涉诊断系统中,倍频晶体用于将1 064 nm的基频光转换为532 nm的倍频光,是实现同轴测量的关键器件。晶体的选择需兼顾非线性转换效率、透光范围和抗损伤能力。与常用非线性晶体的关键参数相比,KTP晶体(KTiOPO<sub>4</sub>)在各项指标上表现均衡,能够覆盖激光的基频与倍频波段,并具有非线性系数高、相位匹配容差大、热稳定性好等优点,是构建高可靠性诊断系统的理想选择。

本实验选用1台具备高稳定性的窄线宽连续激光器(波长为1 064 nm,功率为50 W,线宽小于5 kHz,长期功率稳定性小于0.25%)作为探测光源,能够为高灵敏度干涉测量提供高相干性且低噪声的连续探测光束。激光色散干涉系统的光路设置如图2所示。首先,光束经过波长为1 064 nm的半波片,并将偏振方向调整至垂直方向,以实现入光功率的控制。随后,激光经透镜聚焦射入第1块倍频晶体,1 064 nm波长的部分基频光转换为波长为532 nm的第1倍频光。然后,波长为1 064 nm的基频光与532 nm的第1倍频光再经过透镜准直后,经腔体的光学窗口,同轴传播并进入等离子体区域,由于色散效应,不同波长的基频光和倍频光在穿过等离子体后会产生相对的相位延迟。通过等离子体区域后,基频光(1 064 nm)和倍频光(532 nm)通过波长为1 064 nm的半波片,基频光的偏振方向由垂直旋转为水平,以便在第2块晶体中满足相位匹配条件。由于半波片对于倍频光近似为全波片,因此倍频光的偏振状态保持不变(仍为垂直)。再后,光束射入第2块晶体,剩余的1 064 nm基频光再次发生倍频,产生波长为532 nm的第2倍频光分量(水平偏振);经过滤光片滤除剩余的1 064 nm基频光后,系统输出2束正交偏振,波长为532 nm的激光。最后,这2束光经过波长为532 nm的半波片,在其偏振方向旋转45°后进入偏振分束立方,在2个输出端口处发生干涉。

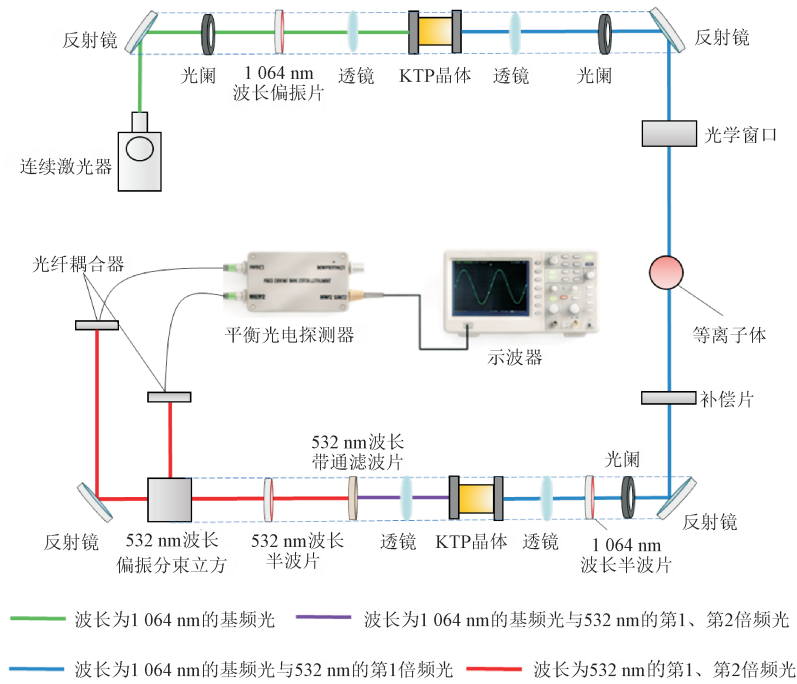


图 2 激光色散干涉系统光路设置

Fig. 2 Laser dispersion interference system optical setup

系统经过上述系列调整后,输出为 2 个正交的倍频光,2 束倍频光的光强叠加构成干涉信号,其光强表达式为

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_0 + \Delta\varphi) \quad (4)$$

式中:  $I$  为干涉输出光强;  $I_1$ 、 $I_2$  分别为输出的 2 束 532 nm 光的强度;  $\varphi_0$  为系统预设的工作点相位。

为了有效提取微弱相位信号并抑制共模噪声,系统采用了平衡差分探测方案。2 路干涉光分别通过多模光纤(长度为 1 m,纤芯直径为 400  $\mu\text{m}$ )耦合至 350 MHz 带宽的平衡放大器光电探测器的输入通道,探测器输出的差分电压信号与光强差成正比,因此能够从差分信号中检测到非常小的相位差,输出的差分信号可表示为

$$\begin{cases} I_+ = \frac{I_1}{2} + \frac{I_2}{2} + \sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_0 + \Delta\varphi) \\ I_- = \frac{I_1}{2} + \frac{I_2}{2} - \sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_0 + \Delta\varphi) \\ I_+ - I_- = 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_0 + \Delta\varphi) \end{cases} \quad (5)$$

式中:  $I_+$ 、 $I_-$  分别为输入平衡光电探测器的差分信号。

实验中,微调光路中的补偿装置,当工作点  $\varphi_0$  取值为  $\pi$  的半整数倍时,输出信号对相位变化  $\Delta\varphi$  最敏感,此时干涉信号与相位变化近似线性关系,其

表达式为

$$\Delta\varphi \approx \frac{I_+ - I_-}{2\sqrt{I_1 I_2}} \quad (6)$$

## 1.2 诊断系统校准与工作点定位

为了确保色散干涉系统获得最佳的信噪比,必须对 2 束倍频激光的偏振态进行高精度的调整。传统的校准方法依赖于偏振分束立方结合拍摄获得光强极值,该方法存在人为读数误差大、调节效率低且无法直观判断偏振均匀性等局限性。为此,本实验引入了偏振相机,对激光偏振态进行实时、定量的精密校准。如图 3 所示,该偏振相机传感器表面集成了像素级微偏振片阵列,每 4 个相邻像素分别对应偏振角为  $0^\circ$ 、 $45^\circ$ 、 $90^\circ$  和  $135^\circ$  的偏振透射方向,分别记录 4 个方向的透射强度,进而通过斯托克斯参数计算出局部偏振状态<sup>[23-24]</sup>。

对于每个像素,其偏振角  $\theta$  和偏振度  $D_{\text{LP}}$  可通过下列公式计算得到

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{I_{45} - I_{135}}{I_0 - I_{90}}\right) \quad (7)$$

$$D_{\text{LP}} = \frac{\sqrt{(I_0 - I_{90})^2 + (I_{45} - I_{135})^2}}{I_0 + I_{90}} \quad (8)$$

式中:  $I_0$ 、 $I_{45}$ 、 $I_{90}$ 、 $I_{135}$  分别为经过  $0^\circ$ 、 $45^\circ$ 、 $90^\circ$  和  $135^\circ$  偏振方向滤光片的透射强度。

在校准过程中,将偏振相机置于光路关键节点,

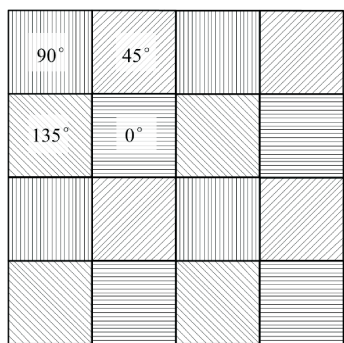


图3 DI系统偏振校准所用偏振相机的微偏振片阵列

Fig. 3 Micro-polarizer array in polarization camera for DI system polarization calibration

并通过旋转半波片和偏振片调节激光偏振态。每次旋转后记录1帧偏振图像,将算法设置在对应目标偏振角度处,此时的灵敏度最高。提取中心区域像素窗口内的平均偏振角度,并根据提取结果,通过微调半波片和偏振片,将激光偏振角调节至目标角度。该方法能够将偏振角误差控制在 $\pm 0.2^\circ$ 以内,以保证2次倍频效率与干涉信号的强度稳定性,从而控制输入平衡光电探测器信号的信噪比。整个系统在调整后的激光偏振态如图4所示。

对于色散干涉仪来说除等离子体引起的动态相移外,系统中的固定光学元件,如真空室窗口、透镜等也会引入固定的背景相位,该背景相位 $\varphi_{\text{fixed}}$ 由各元件厚度及折射率差异决定。

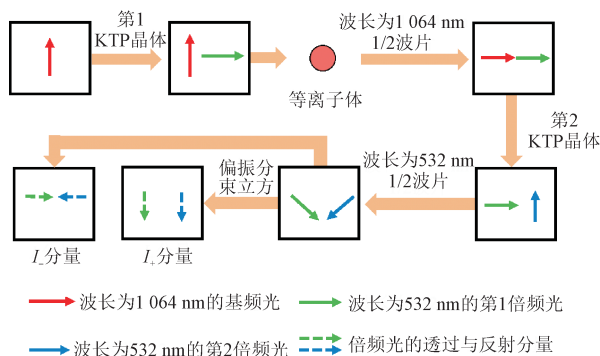


图4 DI系统激光偏振态的变化

Fig. 4 Variation of laser polarization state in DI system

为了消除背景相位的不确定性并将系统锁定在灵敏度最高的线性区,系统引入了1块厚度为5 mm的BK7玻璃补偿片。当该补偿片旋转角度为 $\theta$ 时,由于基频光与倍频光在介质中的折射率不同,两者经历的光程变化量不一致,从而引入随角度变化的附加相位差 $\varphi(\theta)$ 。为使系统位于工作点,应满足 $\varphi(\theta)$ 与系统相位 $\varphi_{\text{fixed}}$ 之和为 $\pi$ 的半整数倍。

实验首先将补偿片相对光轴的初始角度预置为 $0^\circ$ ,并以每步 $1^\circ$ 的步长进行全范围扫描,直至示波器记录到完整的干涉光强调制周期,扫描结果如图5所示。信号幅值归一化后的范围为 $[-1, 1]$ ,记录到的周期对应补偿片的旋转角度约为 $4.5^\circ$ 。由上述结果可获取干涉信号的最大值 $V_{\text{max}}$ 与最小值 $V_{\text{min}}$ ,并据此确定干涉信号偏置电压 $V_0$ 与其幅值 $A$ 。

随后,在确定的0交叉点附近,将旋转步长切换为 $0.1^\circ$ ,并进行精细扫描,利用高精度电控旋转台将系统严格锁定在输出电压为 $V_0$ 的正交工作点位置。此时,系统建立了以等离子体电子密度为唯一变量的相位响应基线。在相位变化较小时,可以使用小角度近似;在相位变化较大时,需反三角函数求解。

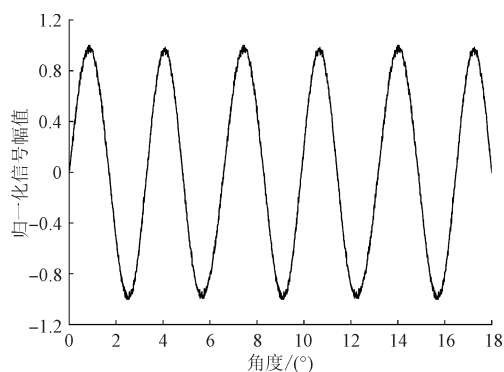


图5 DI系统对玻璃补偿片旋转角度的周期响应

Fig. 5 Periodic response of DI system to the rotation angle of glass compensator

系统的诊断能力如图6所示,图中黑线即为系统诊断能力的标识线。由图可知,以1 064 nm连续激光为探针的诊断系统具备较大的动态测量范围。

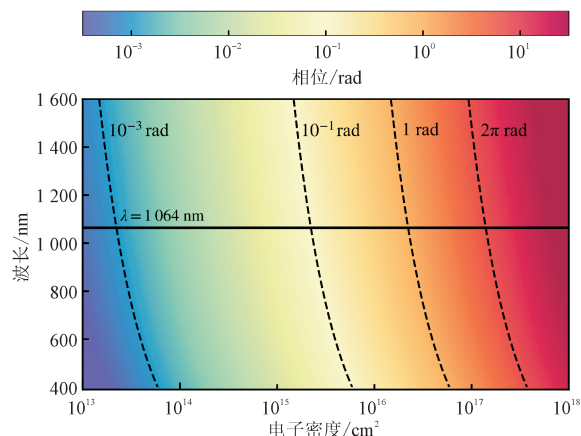


图6 1 064 nm激光波长DI系统诊断范围与对应线积分电子密度

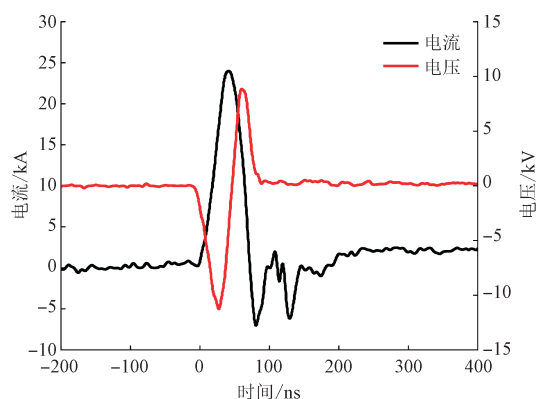
Fig. 6 Diagnostic range and corresponding line-integrated electron density of the 1 064 nm DI system

本系统的理论相位分辨力为  $1 \times 10^{-3}$  rad, 实验中受到平衡光电探测器信号噪声的影响, 相位分辨力实际为  $3 \times 10^{-3}$  rad, 可对应  $6.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  的电子密度测量下限。

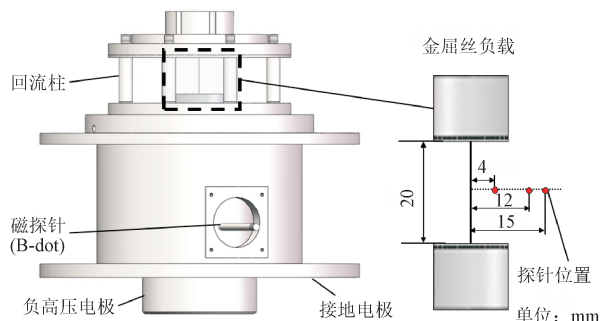
## 2 金属丝电爆炸晕层等离子体测量

### 2.1 实验平台

实验是基于西安交通大学“秦-1”装置展开, 它具有2个独立触发的预脉冲电流源和预脉冲电流源。本实验使用的是预脉冲电流源, 该电流源内嵌在主脉冲电流源腔体的轴心下部, 储能电容为  $5.8 \text{ nF}$ , 短路状态下输出电流峰值为  $23 \text{ kA}$ 、电流上升前沿为  $32 \text{ ns}$  ( $10\% \sim 90\%$  峰值), 其典型放电波形如图7(a)所示。“秦-1”负载区的负载为1根直径为  $30 \mu\text{m}$ , 长度为  $2 \text{ cm}$  的银单丝, 两端连接高压电极和接地电极, 其结构如图7(b)所示。真空状态下, 在预脉冲电流的作用下, 固态金属丝获得沉积能量, 并达到接近熔融汽化状态, 从而形成芯晕结构。



(a)“秦-1”装置预脉冲典型放电波形



(b)“秦-1”负载区结构与DI系统探针位置布置

图7 “秦-1”预脉冲输出特性与负载区结构

Fig. 7 Output characteristics of the “Qin-1” pre-pulse and structure of load area

在实验系统搭建与调试过程中, 为确保DI系统探针光束准确穿过金属丝负载区域并与等离子体演

化区域对准, 需对激光传播路径进行精确定位。本实验采用  $532 \text{ nm}$  波长的连续激光作为辅助定位光源。该光斑由同一激光器经扩束后形成, 可通过观察色散干涉来判断探针与负载中心位置的对准情况。

实验的光学布置如图8所示。高功率脉冲激光器(波长为  $532 \text{ nm}$ , 脉宽为  $8 \text{ ns}$ , 激光能量为  $3 \text{ J}$ )产生的激光脉冲用于激光阴影与激光干涉的诊断和信号的触发。实验中, 激光器与“秦-1”装置通过数字延迟发生器(DG535)同步触发。激光脉冲通过光电二极管(DET10A, Thorlabs)进行监控, 从而确保诊断的时间分辨力。负载电流通过罗氏线圈进行测量, 电压则通过电阻分压器进行测量。

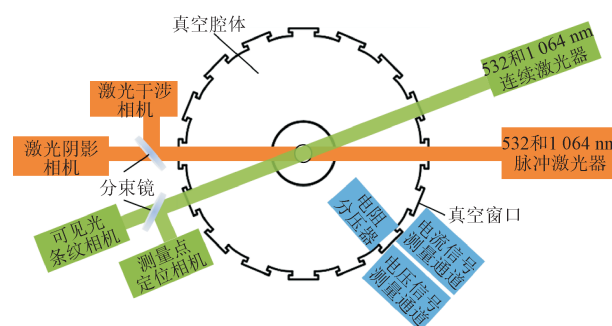


图8 金属丝电爆炸实验光学诊断布置示意图

Fig. 8 Schematic of optical diagnostic setup for electrical explosion of wires experiment

### 2.2 测量结果

本实验将探针光束精确对准金属丝(直径为  $30 \mu\text{m}$  的银单丝)外晕层区域, 激光光束的中心穿过丝体周围预期的晕层展开区域, DI系统通过倍频光和基频光之间的色散相位差进行响应, 探针直径为  $1 \text{ mm}$ 。

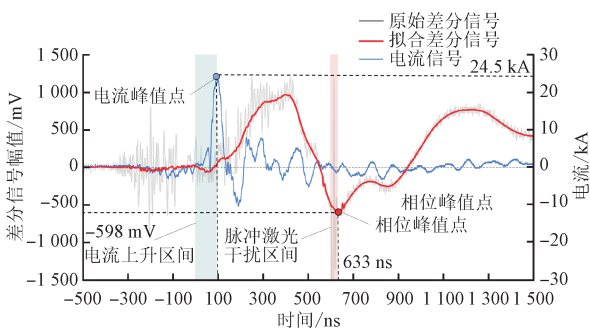
选取探针距离金属丝径向分别为  $4, 12, 15 \text{ mm}$  处的测量结果, 阐述系统差分信号、相位变化及其随时间演化之间的关系。图9展示了DI系统输出的原始差分信号、处理后的拟合差分波形、预脉冲电流波形以及曲线间的时间对应关系。其中, 图9(a)、9(b)、9(c)的测量位置距离分别为金属丝径向  $4, 12, 15 \text{ mm}$  处。

由图9(a)可知, 由于测量点靠近金属丝, 电子密度较高, 其产生的相位变化更为显著。差分信号的零点和峰值表征了相位的演化趋势。 $0$ 时刻, 预脉冲电流开始增长, 电流作用初期, 差分信号未呈现明显的相位扰动, 表明达到DI系统探测灵敏度阈值的晕层尚未扩散至测量点; 约  $82 \text{ ns}$  后, 信号开始显

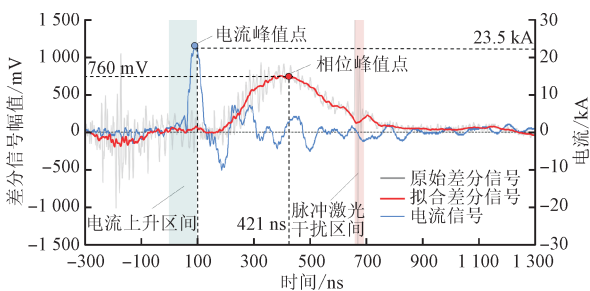
著上升,并于400 ns处达到第一个峰值,此时 $\Delta\varphi$ 从0向 $\pi/2$ 增加;400~552 ns,信号幅值从峰值回落至0,但 $\Delta\varphi$ 实际上仍在增加, $\Delta\varphi$ 的范围为 $[\pi/2, \pi]$ ;552~633 ns,信号幅值从0开始减小至负峰值,此时 $\Delta\varphi$ 继续增加,并在633 ns处获得最大值, $\Delta\varphi$ 的取值范围为 $[\pi/2, 3\pi/2]$ ;在此之后, $\Delta\varphi$ 开始回落,这是因为丝芯膨胀距离有限。实验中也验证了在测量的全时间尺度内,相位差一定会回落至0, $\Delta\varphi$ 增加的部分必然在后续会有衰减。因此,在633~941 ns, $\Delta\varphi$ 开始下降,取值范围为 $[\pi/2, 3\pi/2]$ ;633~1 232 ns, $\Delta\varphi$ 开始下降,取值范围为 $[\pi/2, \pi]$ ;1 232 ns后, $\Delta\varphi$ 从 $\pi/2$ 向0衰减。

由图9(b)可知,由于观测点距离的增加,理论上等离子体电子密度更低。以0时刻作为预脉冲电流起点,初期未见明显相位扰动;172 ns后,信号开始显著上升,并在421 ns时达到峰值,此时相位从0正向增加;峰值过后,信号幅值开始减小且未发生过0翻转,这说明相位没有继续越过 $\pi/2$ 继续增加,而是直接开始向0衰减,这符合密度先升后降的规律。

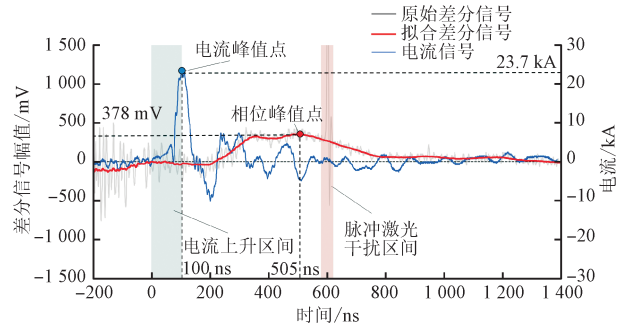
由图9(c)可知,由于该观测点距离最远,差分信号幅值的变化最小。以0时刻作为预脉冲电流起点,初期同样未见明显相位扰动;215 ns后,信号开始显著上升,并于505 ns时达到峰值,该段时间内,相位从0向正向增加;505 ns后,信号幅值开始减小且未发生过0翻转,这与距丝径向12 mm处的测量结果变化规律相似。



(a) 金属丝径向 4 mm 处



(b) 金属丝径向 12 mm 处



(c) 金属丝径向 15 mm 处

图9 不同探针位置的DI系统差分信号与电流测量结果  
Fig. 9 DI system differential signals and current measurement results at different probe positions

反演计算后可得图10所示的电子密度反演结果。若仅依据单次实验数据直接计算,所得探针位于距金属丝径向4、12 mm处的速度分别为49、70  $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ ,不符合电爆炸演化的普遍规律。考虑到电爆炸初期存在加热与击穿延迟,为消除起始时刻识别偏差对速度计算的影响,本文采用区间差分法对多点观测的数据进行处理,计算得出晕层等离子体前沿的平均膨胀速度约为82.7  $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。在电爆炸发生的纳秒量级初期,晕层受到丝芯持续的电子注入与热压力驱动,在靠近丝芯的近场范围内,其加速度的衰减尚不显著。基于此物理特性,本文假设晕层前沿在径向近场区域内呈近似的匀速膨胀,并利用线性回推模型计算得出等离子体的有效产生时刻约为34 ns。该结果证实了晕层等离子体的形成先于负载电压波形的崩塌时刻,揭示了在金属丝核心发生剧烈相变前,其表面已率先形成了低密度的导电通道。

由图10可知,DI探针位于金属丝径向4 mm处测得的等离子体电子密度峰值可至 $8.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ,探针位于径向12 mm处可至 $1.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ,探针位于径向15 mm处峰值密度最低,为 $0.7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ 。电子密度分布经历了从近场较慢的电子密度衰减,到远场电子密度快速耗散的转变。值得注意的是,晕层前沿进入探测范围后,电子密度并未立即达到峰值,这是因为外层晕层扩散的同时,内部电离过程仍在补充电子。对于探针位于径向4 mm处的密度反演结果,其峰值时间达到较晚也与该现象有关。随着晕层半径不断膨胀外扩,电子密度被稀释,最终低于DI系统检测下限,图中的电子密度趋向于0。

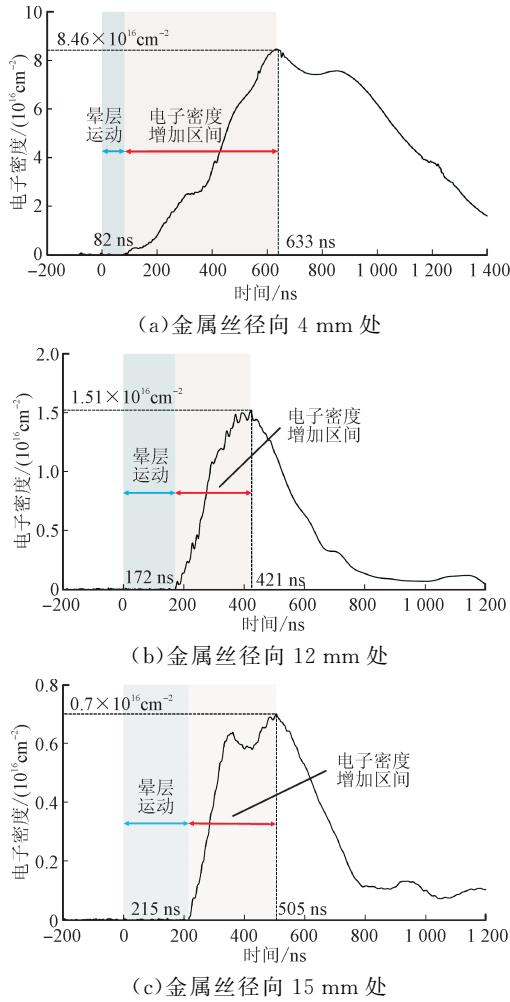


图 10 不同探针位置的 DI 系统电子密度反演结果

Fig. 10 DI system electron density inversion results at different probe positions

### 2.3 误差分析

在激光色散干涉系统中,测量误差主要来源于激光光源稳定性、光电探测器噪声、几何定位偏差以及相位提取算法的精度。为准确评估本系统对金属丝电爆炸晕层电子密度的诊断能力,本节对各误差项来源进行定量分析,并根据误差传递定律进行合成评估。

首先,在探测光源端,激光功率的短时间波动可能引起光强的不一致,从而影响干涉信号的幅值稳定性,实验中采用高稳定性连续激光器,功率波动控制在 0.03% 以内,经过晶体倍频、窗口片透射及光纤耦合后,系统会产生微弱的幅值噪声,这部分光源稳定性与基线误差引入的相位偏差贡献约为 1%;其次,在光路定位以及偏振调节中,工作点定位调节也是影响相位提取精度的重要因素,此处误差不超过  $\pm 0.2^\circ$ ,探针位置的径向定位误差不超过 0.2 mm,以上光路偏差导致的相位测量偏差贡献约为 1%;最后,在信号探测与处理端,平衡探测器输出信号噪声水平和放大器增益带来的误差<sup>[25]</sup>约为  $3 \times 10^{-3}$  rad,

在晕层诊断的典型相位量级下,该项对总误差的贡献占比约为 3%,是系统误差的最主要来源。

根据上述分项估算,计算得到的合成标准不确定度为 3.3%。考虑到金属丝电爆炸实验环境中,存在复杂的非统计性随机扰动,为提高测量结果可靠性,引入包含因子  $k=1.5$ ,对应约 85% 的置信水平,计算的得到的扩展不确定度为 5%。此外,本文对不同光路架构的 DI 系统进行了对比,结果如表 1 所示。

表 1 DI 系统参数对比

Table 1 Comparison of DI system parameters

| 文献   | 光路架构  | 时间分辨率/ns | 系统理论带宽/MHz | 测量灵敏度/ $\text{cm}^{-2}$ |
|------|-------|----------|------------|-------------------------|
| [18] | 共光路成像 | 离散       |            | $10^{16}$               |
| [19] | 异光路干涉 | $10^6$   | 1          | $10^{15}$               |
| [20] | 空间共光路 | $10^1$   | 100        | $10^{13}$               |
| [21] | 光纤共光路 | $10^3$   | 100        | $10^{14}$               |
| 本文   | 空间共光路 | $10^0$   | 350        | $10^{13}$               |

综上所述,本文的 DI 系统兼具高响应带宽和高灵敏度,实测误差仅为  $\pm 5\%$ ,测量下限可达  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  数量级,能够满足 EEW 晕层等离子体微弱相位获取的诊断需求。

### 3 讨论

为研究晕层等离子体电子密度的演化特性,本实验在预脉冲多个时刻记录了干涉图像,并进行相位提取与密度反演,干涉图及密度反演结果如图 11 所示。

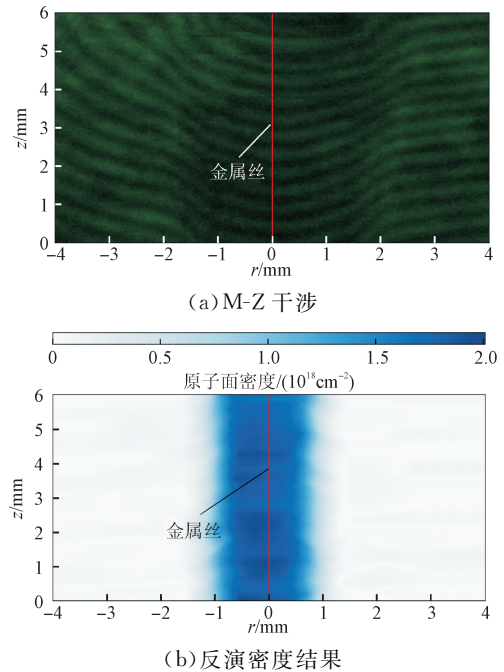


图 11 预脉冲后 500 ns 的 M-Z 干涉与反演结果

Fig. 11 M-Z interferograms and inversion results at 500 ns after the pre-pulse

图 11(a) 为  $30\ \mu\text{m}$  直径的银单丝产生电爆炸后, 丝芯位置的干涉图像, 图中可见等离子体区域出现明显的条纹偏移, 反映出电子密度引起的相位变化; 图 11(b) 为采用 M-Z 干涉获得的密度反演结果。其中  $r$  为金属丝径向位置,  $z$  为金属丝轴向位置。

针对银单丝负载施加预脉冲作用后的动力学行为及密度分布, 用 CCD 和条纹相机记录了激光阴影图像及连续时间变化的图像, 结果如图 12 所示。

在施加预脉冲后的前 400 ns, 丝芯区域由于密度较高导致难以透光, 在 400 ns 后, 丝芯区域才能够透光并被激光诊断。如图 12(a) 所示, 阴影图像显示出的横条纹, 是由丝芯加热产生的电热不稳定性所导致。丝芯密度分布可以通过干涉诊断获得, 且在轴向的汽化均匀度较为均匀。而外侧的晕层等离子体的电子密度远低于主等离子体柱区域, 且该区域的电子密度分布范围较广, 低密度晕层引起的条纹扰动不足以形成清晰可辨的条纹弯曲, M-Z 干涉无法诊断。

条纹相机结果显示, 在施加预脉冲后, 金属丝会被加热膨胀。根据图 12(b), 计算得到的丝芯膨胀速度约为  $3.5\ \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ , 且在早期基本为匀速。同时, 随着丝芯的膨胀, 其体密度值也会不断降低, 扩散现象明显。对应 DI 系统测量得到的晕层膨胀趋势也在图中标出。

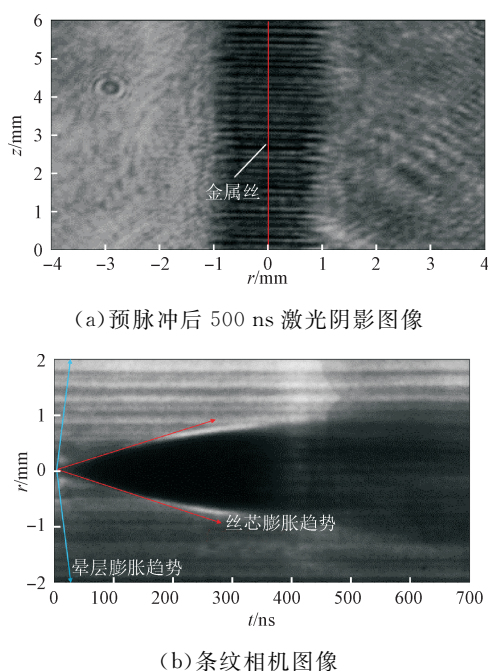


图 12 银单丝电爆炸激光阴影与条纹相机图像

Fig. 12 Laser shadowgraphs and streak camera images of a single Ag wire explosion

图 13 展示了 500~1 000 ns 多次单丝电爆炸实验激光干涉在密度反演后的径向结果统计分析。由图可知, 随着芯-晕结构的膨胀, 原子面密度在径向的分布逐步扩张, 在 500 ns 时, 能扩散至接近 3 mm; 对于激光干涉的灵敏度, 在 1 000 ns 时, 最远可测量到径向 5 mm 处的相位变化。但无论是激光阴影图像、激光干涉密度反演, 还是在条纹相机中观察到的丝芯膨胀状态, 均无法证实晕层的形态、扩散的范围以及电子密度参数。本文提出的 DI 系统能够有效提取电子密度参数, 控制误差在 5% 以内, 并估算其前沿运动速度与基本形态, 速度计算的相对误差约 3.3%。

探针被置于金属丝径向 4 mm 处的实验观测数据显示, 该位置的电子密度信号呈现出前沿陡峭但峰值建立过程迟滞的特征, 这一现象表明: 丝芯向晕层的电子注入是一个持续进行的动态过程, 且其峰值电子密度恰好位于干涉诊断技术的检测下限之下。此外, 基于峰值时间推算的等离子体膨胀速度约为  $5\ \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。该数值与阴影成像及干涉密度反演所解析出的丝芯早期膨胀速度高度一致, 从而再次确证了银单丝电爆炸早期的近场电子供给本质上是一个有源驱动的过程。

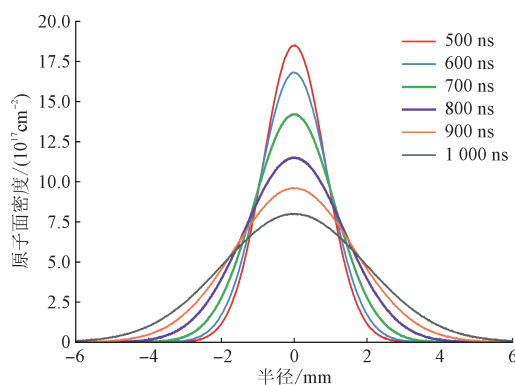


图 13 不同时间激光干涉反演丝芯原子面密度与径向分布  
Fig. 13 Inverted atomic areal density and radial distribution of the wire core at different times

## 4 结 论

本文针对金属丝电爆炸过程中, 对低密度晕层诊断的迫切需求, 构建了一套基于激光色散干涉原理的高灵敏度连续诊断系统。该系统利用 1 064 nm 与 532 nm 双波长激光同轴方案, 结合 KTP 倍频晶体与偏振控制模块, 实现了无参考臂、强抗震且具备纳秒级时间分辨力的稳定测量, 克服了传统干涉法

在低密度条件下,灵敏度不足的局限。通过对银单丝电爆炸实验数据的分析,得出以下主要结论。

(1)实验结果证实该系统能够稳定捕捉 ns 尺度下的微弱相位扰动,系统误差在 5% 以内,电子线密度检测下限达到  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  量级。相较于 M-Z 干涉,其在探测灵敏度上提升了 2 个量级,有效突破了稀薄等离子体诊断中,条纹偏移量的限制。

(2)实验首次测量获取了银单丝电爆炸晕层等离子体电子密度的连续演化数据,在位于银单丝径向 4、12、15 mm 处的晕层电子线密度峰值分别能达到  $8.5 \times 10^{16}$ 、 $1.5 \times 10^{16}$ 、 $0.7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ 。通过计算差分信号的到达时间,确定了晕层等离子体前沿的平均膨胀速度约为  $82.7 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ,丝芯膨胀速度约为  $5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ,揭示了晕层与丝芯在动力学扩张特征上的显著差异。

(3)基于近场匀速膨胀模型反推得出,等离子体的有效产生时刻约为 34 ns。这一结论证实了晕层的形成显著先于电压波形的崩溃时刻,直观揭示了在金属丝核心发生剧烈相变前,表面已率先形成了低密度的导电通道,这为理解电爆炸初期电流分配机制提供了关键证据。

本研究研制的高灵敏度诊断系统,为快脉冲放电下的低密度边缘等离子体的研究提供了精准测量的技术基础。后续将基于本系统开展多参量耦合下,晕层演变规律的研究,并结合光纤阵列或多通道成像技术,探究晕层结构的时空二维成像诊断,为建立完整的电爆炸芯晕结构演化模型提供关键实验依据。

#### 参考文献:

- [1] 邱爱慈, 吴坚, 孙凤举, 等. Z 箍缩动力学行为及其直接驱动型脉冲源研究进展 [J]. 中国电机工程学报, 2024, 44(17): 7007-7023.
- [2] 吴坚, 李兴文, 邱爱慈, 等. 金属丝电爆炸研究进展: I 真空环境 [J]. 高电压技术, 2018, 44(6): 1898-1906.
- [3] 李兴文, 晁攸闯, 吴坚, 等. 水中金属丝电爆炸冲击波一维数值模拟 [J]. 西安交通大学学报, 2015, 49(4): 1-5.
- [4] 陈紫维, 吴坚, 姜志远, 等. 铝单丝在可调预脉冲作用下的 Z 箍缩动力学行为实验和数值模拟研究 [J]. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2023, 53(7): 40-50.
- [5] Lebedev S V, Beg F N, Bland S N, et al. Effect of discrete wires on the implosion dynamics of wire array Z pinches [J]. Physics of Plasmas, 2001, 8(8): 3734-3747.
- [6] 姜志远, 卢元博, 王威, 等. 耦合旋转回流柱的 Z 箍缩动态轴向磁化模型及其结构优化方法 [J]. 西安交通大学学报, 2025, 59(5): 198-208.
- [7] Zhao Yiming, Wu Jian, Jiang Zhiyuan, et al. Electron density measurement in low-density plasma of electrical wire explosion using a shack-Hartmann wavefront sensor [J]. Review of Scientific Instruments, 2025, 96(9): 093506.
- [8] 徐跃生. 激光等离子体干涉实验诊断研究 [D]. 南京: 南京理工大学, 2007.
- [9] Mao Zhiguo, Zou Xiaobing, Wang Xinxin, et al. Evolution of the electrically exploding wire observed with a Mach-Zehnder interferometer [J]. Applied Physics Letters, 2009, 94(18): 181501.
- [10] Nejd J, Vančura J, Boháček K, et al. Imaging Michelson interferometer for a low-density gas jet characterization [J]. Review of Scientific Instruments, 2019, 90(6): 065107.
- [11] Liu Yong, Schmuck S, Zhao Hailin, et al. A Michelson interferometer for electron cyclotron emission measurements on EAST [J]. Plasma Science and Technology, 2016, 18(12): 1148-1154.
- [12] Qi Niansheng, Prasad R R, Campbell K, et al. Laser wavefront analyzer for imploding plasma density and current profile measurements [J]. Review of Scientific Instruments, 2004, 75(10): 3442-3445.

- [13] Qi Niansheng, Fulghum S F, Prasad R R, et al. Space and time resolved electron density and current measurements in a dense plasma focus Z-pinch [J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1998, 26 (4): 1127-1137.
- [14] Qi Niansheng, Schein J, Thompson J, et al. Z pinch imploding plasma density profile measurements using a two-frame laser shearing interferometer [J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2002, 30 (1): 227-238.
- [15] Inada Y, Kamiya T, Matsuoka S, et al. Two-dimensional electron density visualization over plasma flare in vacuum breakdown process [J]. Journal of Applied Physics, 2018, 124(8):083301.
- [16] Inada Y, Aono K, Ono R, et al. Two-dimensional electron density measurement of pulsed positive primary streamer discharge in atmospheric-pressure air [J]. Journal of Physics: D Applied Physics, 2017, 50 (17): 174005.
- [17] Inada Y, Shioda T, Nakamura R, et al. Direct combi-national measurements of the electron density and elec-tric field in secondary streamer discharge under atmos-pheric-pressure air [J]. Physical Review Letters, 2025, 135(24): 245301.
- [18] Hopf F A, Tomita A, Al-Jumaily G. Second-harmonic interferometers [J]. Optics Letters, 1980, 5(9): 386.
- [19] Fulghum S F, Tilleman M M. Interferometric calorim-eter for the measurement of water-vapor absorption [J]. Journal of the Optical Society of America B, 1991, 8(12): 2401-2413.
- [20] Licht V, Bluhm H. A sensitive dispersion interferom-eter with high temporal resolution for electron density measurements [J]. Review of Scientific Instruments, 2000, 71(7): 2710-2715.
- [21] Hines N R, Patel S, Scoglietti D, et al. A fiber-coupled dispersion interferometer for density meas-urements of pulsed power transmission line electron sheaths on Sandia's Z machine [J]. Review of Scientific Instruments, 2022, 93(11): 113505.
- [22] Chavez C T, Egly A, Sepulveda I, et al. Measure-ment of 2D density profiles using a second-harmonic, dispersion interferometer [J]. Review of Scientific Instruments, 2023, 94(2): 023503.
- [23] 汪伟, 张海裕, 柯链宝, 等. 分焦平面式偏振相机偏振误差分析及偏振定标 [J]. 光子学报, 2024, 53(9): 28-39.
- Wang Wei, Zhang Haiyu, Ke Lianbao, et al. Polariza-tion error analysis and polarization calibration method for division of focal-plane polarimeter camera [J]. Acta Photonica Sinica, 2024, 53(9): 28-39.
- [24] 蒲先坤. 偏振相机阵列计算成像及应用研究 [D]. 合肥: 合肥工业大学, 2024.
- [25] 卢波, 史少平, 高丽, 等. mHz—MHz 频段低噪声高增益平衡光电探测器实验研究 [J]. 物理学报, 2025, 74(18): 399-408.
- Lu Bo, Shi Shaoping, Gao Li, et al. Experimental re-search on low-noise and high-gain balanced detectors in mHz—MHz band [J]. Acta Physica Sinica, 2025, 74(18): 399-408.

(编辑 刘懿莹)