

预脉冲调控下铝丝阵 Z 箍缩消融动力学实验研究*

王威¹⁾ 吴坚¹⁾ 邓植尹¹⁾ 郑中阳¹⁾ 朱博文¹⁾ 陈立¹⁾ 李兴文¹⁾ 邱爱

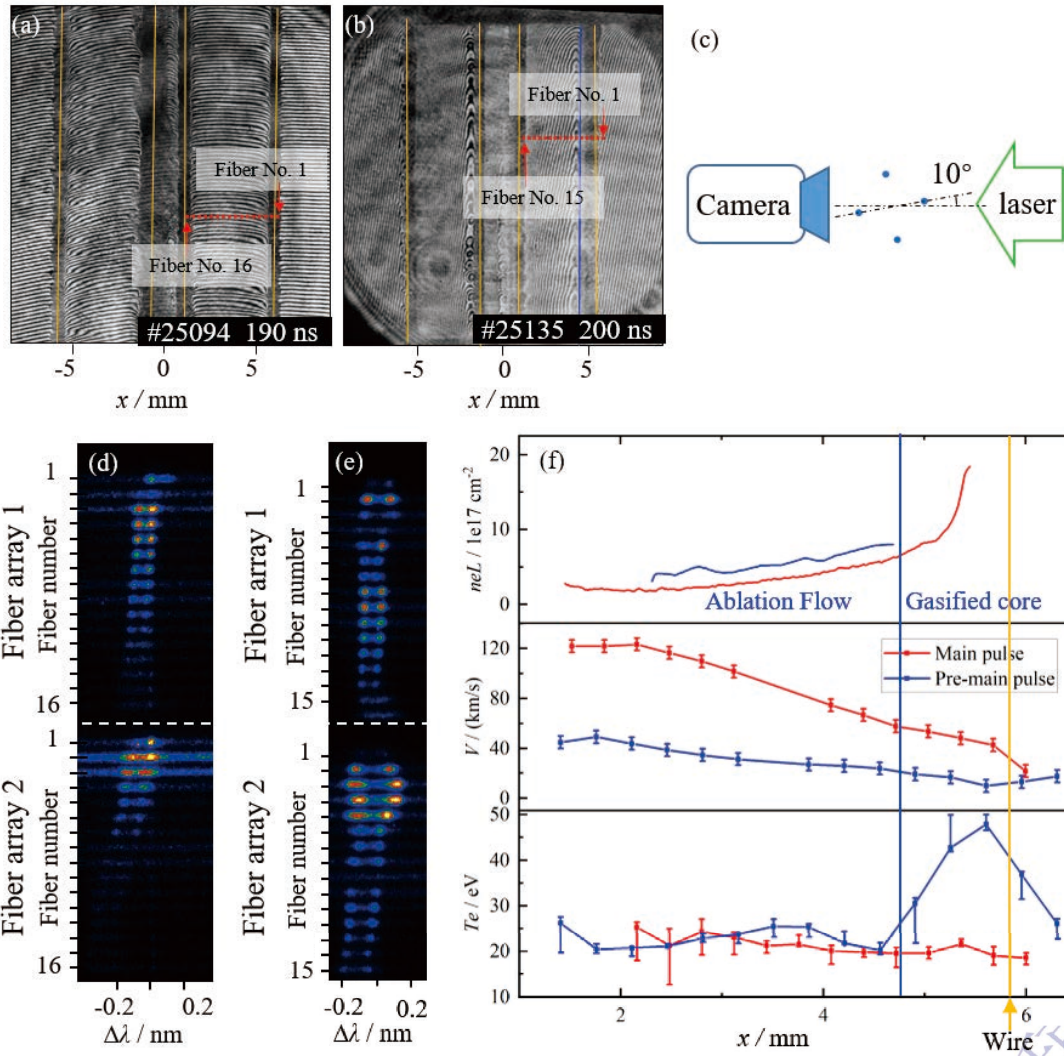
慈¹⁾

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

摘要

Z 箍缩丝阵负载的消融过程对其内爆品质及其辐射性能有重要影响, 预脉冲电流调控是抑制内爆过程中磁瑞利-泰勒不稳定性、提升内爆品质的有效手段, 但预脉冲电流对磁场演化过程以及消融动力学行为的具体影响尚不明晰。本文采用激光汤姆逊散射、法拉第旋光等光学诊断技术, 研究了预脉冲电流调控后的铝丝阵负载消融行为。实验结果表明, 预脉冲的引入改变了负载的初始状态, 原致密且冷的丝芯提前汽化膨胀, 使消融启动前存在一个长时间由局部磁场主导的汽化芯压缩过程, 同时局部磁场向全局磁场的演变过程远快于等离子体流体输运特征时间。激光汤姆逊散射测量表明, 在 400ns 的预-主脉冲间隔下, 消融流速度降至仅主脉冲条件的约 1/3, 动量通量降至约 1/5。结合汽化芯区域观测到的高电子温度与整体径向运动特征, 证实了主脉冲驱动电流不再完全集中于冕区, 而是约 55% 的电流扩散并渗透入汽化芯内部并持续沉积能量。揭示了预脉冲调控后将重塑驱动电流空间分布, 有效抑制了消融阶段轴向不均匀性的发展。

摘要图



关键词：Z 箍缩，激光汤姆逊散射，法拉第旋光，脉冲功率技术

PACS: 52.30.-q, 52.58.Lq, 52.59.Qy

基金:国家重点研发计划(批准号: 2023YFF0714905)和教育部基础学科和交叉学科突破计划(批准号: JYB2025XDXMM312)资助的课题.

† 通信作者.E-mail: jxjawj@mail.xjtu.edu.cn

第一作者.E-mail: wangwei9902@stu.xjtu.edu.cn

1 引言

Z 箍缩是实验室产生强脉冲软 X 射线辐射最高效的手段之一，在惯性约束聚变、强脉冲辐射效应及实验室天体物理等前沿领域具有重要的应用价值^[1-3]。金属丝阵是一类典型的 Z 箍缩负载，其动力学过程通常包含电爆炸、消融、内爆和

滞止四个阶段，其中消融阶段占据了内爆时间的 60%-80%^[4, 5]。消融阶段的物理机制直接决定了内爆前的质量分布与初始状态，进而影响 X 射线的辐射功率与脉冲质量^[6, 7]。然而，在金属丝消融过程中，电爆炸引发的电热不稳定性作为种子，在磁场拓扑结构作用下会发展为明显的轴向周期性调制结构^[8, 9]。这种轴向不均匀性会导致不同轴向位置的内爆启动时间产生差异，并作为磁瑞利-泰勒（MRT）不稳定性的种子显著降低内爆品质^[10]。

为了抑制不稳定性，在主脉冲电流之前引入预脉冲电流成为一种有效的调控手段^[11]。预脉冲可以提前气化金属丝，改善初始等离子体的均匀性。早期的研究中，Lorenz 等人^[12]和 Harvey-Thompson 等人^[13]分别针对碳纤维单丝和铝丝阵列负载，利用独立预脉冲显著提升了 X 射线产额及内爆均匀性。近年来，西安交通大学团队针对预脉冲作用下的单丝、双丝及丝阵列负载的汽化过程与宏观动力学行为开展了大量实验与模拟研究^[14-17]。然而，尽管内爆品质的改善已被广泛证实，但预脉冲调控对磁场演化过程以及消融动力学过程的影响尚不明确，仍缺乏系统且定量的实验研究。

之前的研究主要利用激光阴影、自发光成像等手段揭示了预脉冲调控下丝阵列的宏观演化特征，但对于丝阵列内部的磁场拓扑结构演变、消融流的物理参数仍缺乏系统且定量的实验测量。这些物理图像对于深入理解预脉冲对消融动力学的调控机制至关重要。为此，本文在“秦-1”装置上，采用激光汤姆逊散射、法拉第旋光等先进光学诊断手段，对预脉冲作用下丝阵列 Z 箍缩的磁场演化过程及消融等离子体参数进行了高时空分辨的实验诊断，研究了预脉冲电流调控后的消融动力学行为及其磁场演化的物理过程。

2 实验设置

2.1 脉冲功率装置及负载

实验在西安交通大学“秦-1”脉冲源上进行。当充电电压为 ± 40 kV时，短路电流峰值为370 kA，上升时间为275 ns(10%–90%)^[14]。预脉冲源具有快前沿特性，充电电压为 ± 60 kV，短路电流峰值为22 kA，上升沿为32 ns。预、主脉冲的触发延时任意可调，本文实验设定两者的间隔为400 ns。图1展示了带丝阵负载条件下的典型预-主脉冲电流波形，主脉冲电流在240 ns时达到电流峰值280 kA。实验负载采用铝丝阵，由4根直径20 μm 的铝丝组成，丝阵直径为12 mm，高度为20 mm。

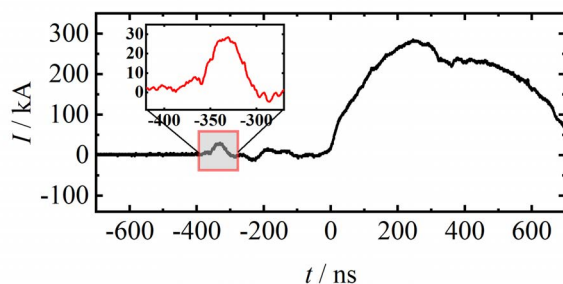


图1 “秦-1”装置预-主脉冲电流波形图

Fig. 1 Pre-main pulse current waveforms of the Qin-1 device.

为了对等离子体动力学及其参数进行了系统的诊断，“秦-1”装置配备的综合光学诊断系统如图2所示，包含激光汤姆逊散射^[18](Laser Thomson scattering, 简记为LTS)、法拉第旋光^[19]、极紫外分幅相机^[20](XUV framing camera ,简记为XFC)及可见光条纹相机等。

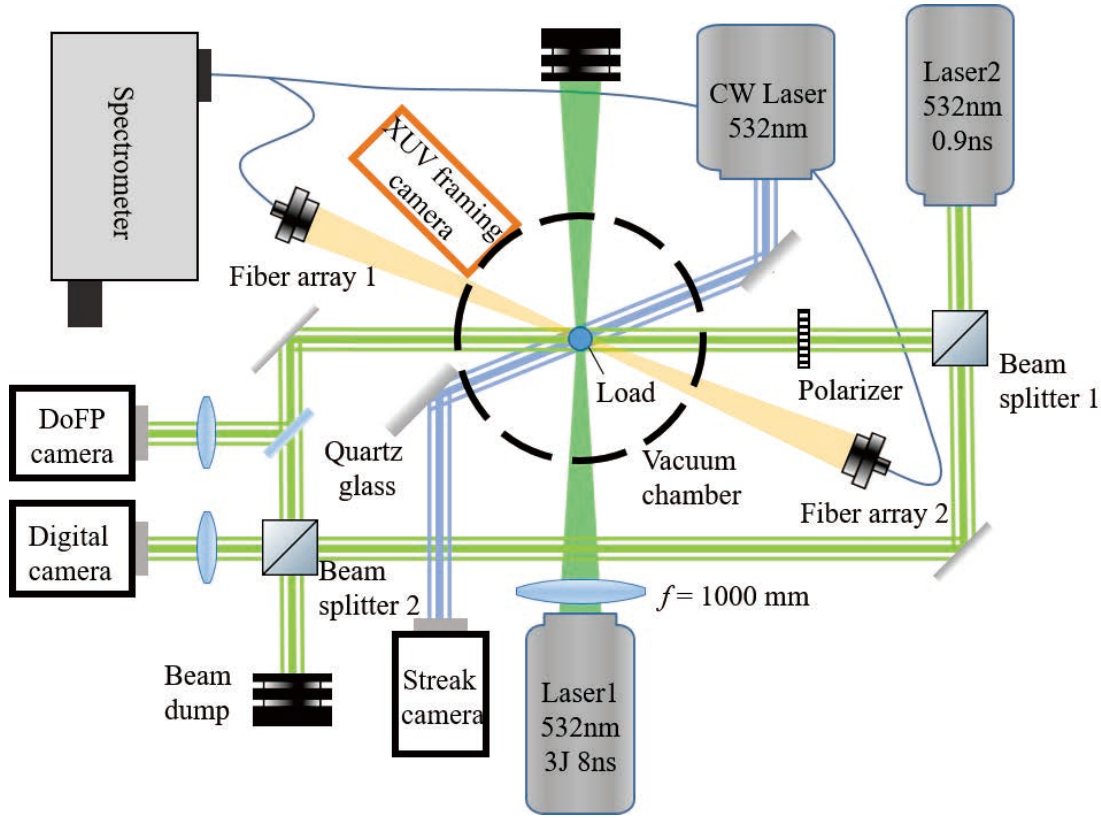


图2 实验诊断光路示意图

Fig. 2 Schematic diagram of the experimental diagnostic optical path.

2.2 激光汤姆逊散射

对于Z箍缩等离子体，LTS工作于集体性散射状态，其离子声波谱（ionic acoustic wave，简记为IAW）可获得等离子体速度、温度。散射光谱形状可采用散射谱动力学形状因子 $S(k, \omega)$ 表示：

$$S(k, \omega) = \frac{2\pi}{k} \left| 1 - \frac{\chi_e}{\epsilon} \right|^2 f_{e0} \left(\frac{\omega}{k} \right) + \frac{2\pi Z}{k} \left| \frac{\chi_e}{\epsilon} \right|^2 f_{i0} \left(\frac{\omega}{k} \right), \quad (1)$$

其中 f_{e0} 和 f_{i0} 分别是电子和离子的麦克斯韦速度分布函数， χ_e 和 χ_i 分别是电子和离子的感应率， ϵ 是等离子体的总介电常数， Z 是平均电离度， k 、 ω 分别代表入射激光与散射光的波矢差和散射光频率差。通过Salpeter近似，谱密度函数形状与等离子体参数的对应关系如图3所示。等离子体的参数通过谱密度与实验数据进行拟合确定，拟合参数主要包括电子温度 T_e 、离子温度 T_i 、等离子体速度 V 、电子-离子相对漂移速度 u_d ，电子密度由干涉诊断结果提供。此外，考虑到Z箍缩过程中存

在等离子体快速加速的行为，额外增加了一个拟合参数 v_G ，代表散射体积中速度梯度分布的半高宽^[18]。

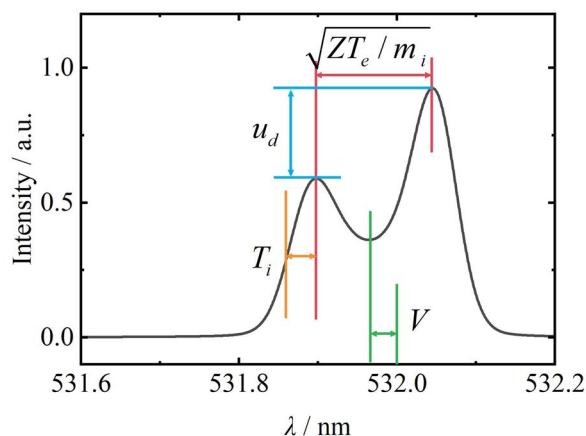


图3 光谱形状与等离子体参数的Salpeter近似

Fig. 3 Salpeter approximation of spectral shape and plasma parameters.

LTS诊断采用一台Nd:YAG激光器 (532 nm, 8 ns, 3 J, Beamtech:SGR)作为探针光，经焦距1000 mm的透镜聚焦后射入等离子体区域，聚焦光斑直径为400 μm ，散射光在两侧以互补角度收集，散射角分别为67.5°和112.5°，由焦距150mm的透镜收集至1 \times 16光纤阵列。诊断空间分辨率为135 μm ，诊断点间距为320 μm ，两侧光纤共同耦合至光谱仪狭缝，光谱由ICCD相机收集，为降低等离子体自发光对光谱信噪比的影响，ICCD相机门宽设置为5 ns。

理论谱密度函数 $S(k, \omega)$ 与实验前校准的光谱仪仪器函数卷积后，再与实验光谱拟合。同一散射体积的两个方向散射光谱共同拟合获得电子温度、离子温度。速度由两光谱分别获得各自速度后，通过矢量计算获得速度矢量。由于谱密度函数复杂且非线性，传统的误差传递方法评估诊断误差不适用，引入了贝叶斯推断评估诊断结果误差分布^[21]，以68%置信度确定拟合结果误差的上下限。

2.3 激光干涉与法拉第旋光诊断

激光干涉诊断与法拉第旋光诊断使用了同一束探针光 (532 nm, 0.9 ns)，电

子密度分布由马赫-曾德尔干涉仪测量,其中穿过等离子体的诊断光经石英玻璃分束后用于拍摄法拉第旋光图像。该探针光相对LTS探针光延迟8 ns,以避免杂散光干扰^[22]。

法拉第旋光诊断是以等离子体为旋光介质,通过测量穿过等离子体前后偏振变化获得磁场分布信息。法拉第旋光可表达为

$$\alpha = \frac{e^3 \lambda^2}{8\pi^2 \epsilon_0 m_e^2 c^3} \int_0^L n_e B dl \quad , \quad (2)$$

其中 e 为电子电荷量, λ 为激光波长, ϵ_0 是真空介电常数, m_e 是电子质量, c 是光速, L 是激光穿过等离子体的长度, B 是磁场沿激光方向的投影。

本实验采用的法拉第旋光诊断系统基于分焦平面偏振相机与菲涅尔反射旋光放大原理构建。偏振相机将微偏振阵列直接集成于CMOS传感器表面,可在单次曝光下同时获取 0° 、 45° 、 90° 和 135° 四个偏振方向的强度信息,并解算获得入射光的偏振角。由于偏振相机自身的测量误差约为 0.5° ,难以直接满足Z箍缩等离子体中亚度量级法拉第旋转角的测量需求。为此,本系统利用石英玻璃表面的菲涅尔反射效应对偏振旋转角进行放大:当线偏振光以接近布鲁斯特角的角度入射时,s偏振与p偏振的反射率存在显著差异,导致反射后偏振角被放大,放大倍数 k 可通过改变入射角灵活调节^[23]。

实验中,法拉第旋光诊断与马赫-曾德尔干涉诊断共用同一束探针光,探针光经分束后进入法拉第通道,以约 54° 入射角照射石英玻璃片,经标定放大倍数 $k = -29.5$ 。负号表示偏振旋转方向与入射光相反,不影响磁场方向的判断。法拉第旋光图像由偏振相机(海康机器人,MV-CH050-10UP)采集,相机门宽设置为 $20 \mu\text{s}$,配合 532 nm 窄带滤光片有效抑制等离子体自发射。系统测量标准偏差为 $2.6 \times 10^{-2}^\circ$ 。该诊断系统可实现与干涉图像的高精度配准,从而结合干涉诊断获得的电子密度分布反演磁场信息。

3 实验结果

图 4 展示了仅主脉冲及预-主脉冲条件下丝阵负载的极紫外自发光分幅图像以及 XFC 拍摄的方位图，其中红色箭头为金属丝原始位置。图 4(a)为仅有主脉冲条件下#25148 发实验获得的极紫外自发光分幅图像。在 80 ns 时，可以清晰观察到各根金属丝的初始轮廓及其表面的不稳定性结构。此时消融已经启动，各金属丝表面持续产生晕等离子体，并受全局自生磁场的磁压驱动，消融等离子体沿径向向阵列中心汇聚形成消融流；至 130 ns 时，多股消融流在阵列中心轴处碰撞，形成了明显的先导柱；在随后的 180 ns 至 230 ns 期间，各丝持续向内注入消融流，先导柱长时间维持并略有增粗，整体表现出经典丝阵 Z 箍缩的长时间消融特征

图4(b)为引入预脉冲调控后#25153发实验获得的极紫外自发光分幅图像。由于预脉冲的预汽化与膨胀作用，早期各丝的演化形态与(a)有显著不同。在115 ns 时，金属丝已发生汽化与膨胀，阵列外围呈现出空间分布较广的弥散晕等离子体，难以分辨单丝结构，但在靠近阴、阳极区域已初步出现由磁压作用形成的清晰等离子体边界；至145 ns时，弥散的等离子体已被进一步压缩至接近初始芯的位置，形成了完整的等离子体壳层；至205 ns时，该等离子体边界发生明显的整体径向收缩；到了235 ns，边界继续向内收缩，表明等离子体正处于持续的压缩阶段，同时在此刻的中心轴处也观察到了明显的先导柱。对比可知，预脉冲的引入显著改变了单丝的消融行为，使丝芯提前汽化膨胀，并推迟了先导柱的形成。

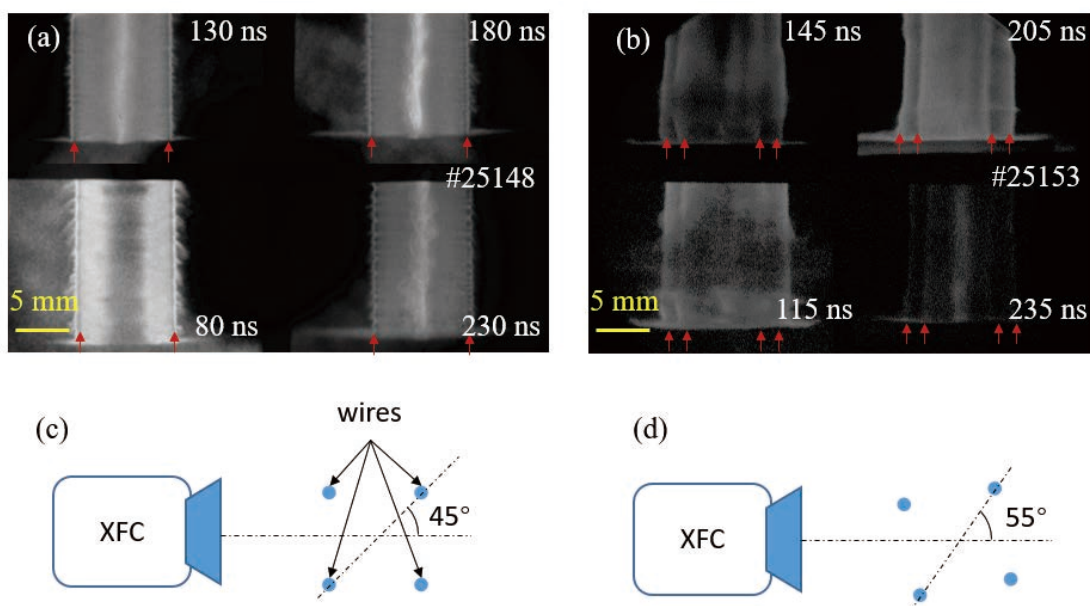


图4 极紫外自发光分幅图像 (a) 主脉冲条件; (b) 预-主脉冲条件; (c) 主脉冲条件下XFC
拍摄方位图; (d) 预-主脉冲条件下XFC拍摄方位图

Fig. 4 XUV framing images: (a) Under main pulse condition; (b) Under pre-main pulse condition;
(c) Viewing geometry of XFC under main pulse condition; (d) Viewing geometry of XFC under
pre-main pulse condition..

图 5 给出了激光阴影图像及其激光方位图，用于进一步说明预脉冲调控后的等离子体过程差异。图中以红色实线标注了丝阵的初始位置。仅主脉冲条件下，125 ns 时消融流已呈现出典型的轴向周期性调制结构，并持续消融至 190 ns，整个过程中丝芯位置始终保持在原始金属丝位置。

而在预-主脉冲条件下，150 ns 时丝芯外侧的晕等离子体已被初步压缩。我们使用 a、b、c、d 为四根丝编号，并在激光方位图中标注了各丝的具体位置。此时可以观察到明显的丝与丝之间的不对称性以及单丝轴向的不均匀性，丝 a 与丝 d 的压缩程度存在显著差异，且在丝 b 上观察到了明显的轴向不均匀性。这表明预脉冲电爆炸产生的初始等离子体在空间分布和质量烧蚀上具有初始的不均匀性。在 200 ns 时，内侧晕等离子体已压缩至丝芯附近，并表现出消融阶段典型的轴向调制特征，同时丝芯处具有与极紫外分幅图像中观察到相同的径向向阵列中心的整

体运动。这说明预脉冲调控后，不存在致密丝芯，汽化芯整体均承受 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 力的作用，并向阵列中心运动。

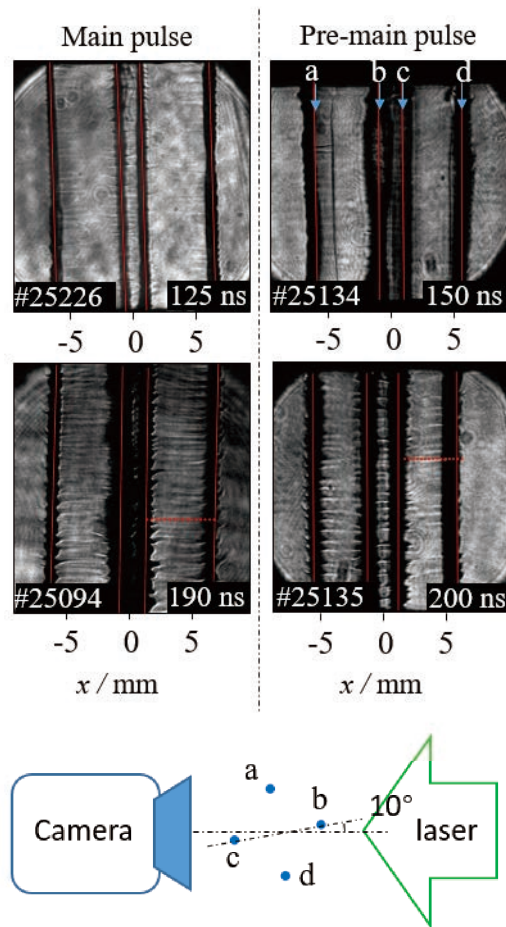


图5 激光阴影图像及激光方位图

Fig. 5 Laser shadowgraphy images and the viewing geometry.

为揭示阵列内部磁场的演化规律，图6展示了预-主脉冲条件下的激光阴影、法拉第旋光图像及其激光方位图，并使用橙色实线标注了金属丝阵原始位置。在法拉第旋光图像中，颜色深浅代表了法拉第旋光角的大小，颜色的红-蓝代表旋光角的方向。在145 ns时刻，激光阴影图像清晰显示了由内侧晕等离子体压缩形成的壳层结构。激光阴影图像及法拉第旋光图像的壳层位置使用绿线标注。对应的法拉第旋光图像显示，该壳层区域的磁场方向与其左侧的致密芯周围($x \sim -5$ mm)的磁场相反。同时，阵列内部，即 -2 mm $< x < 2$ mm的区域内，旋光信号呈现出左侧偏蓝（负值），右侧偏红（正值）的空间分布特征。这种磁场极性分布特征

表明，此时阵列内部尚未建立起包围整个丝阵的全局磁场，等离子体壳层主要受单丝产生的局部自生磁场控制，并受磁压驱动向汽化芯方向压缩。

当演化至185ns时，激光阴影图像显示阴极侧已形成先导等离子体柱，消融流调制结构清晰可见。此时，对应的旋光图像显示，阵列内部，即 $-2\text{ mm} < x < 2\text{ mm}$ 的区域内，旋光信号极性发生了整体翻转，转变为了左侧偏红（正值），右侧偏蓝（负值）的空间分布。这一极性反转是全球磁场建立的关键证据，表明磁场已从单丝周围的局部闭合回路转变为包围整个阵列的全局回路，阵列内部已建立起驱动消融的全局方位角磁场。

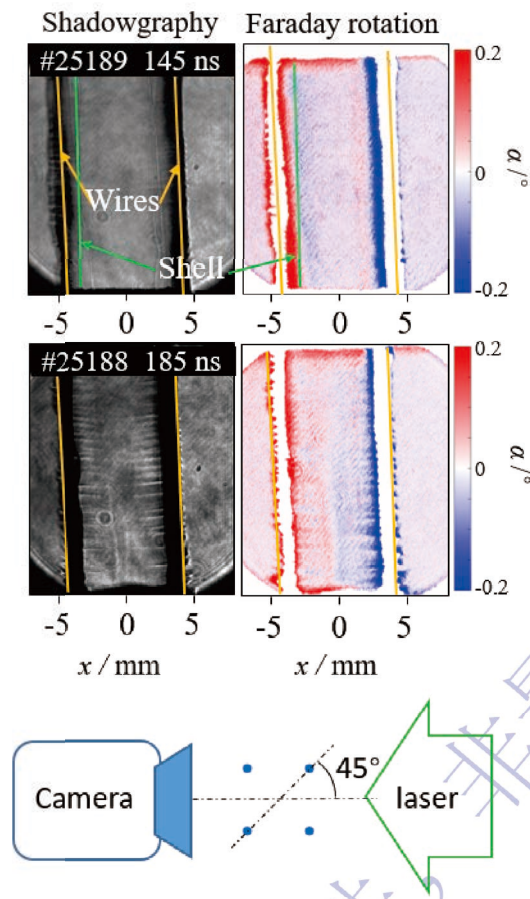


图 6 预-主脉冲条件下激光阴影、法拉第旋光实验结果及其激光方位图

Fig. 6 Experimental results of laser shadowgraphy and Faraday rotation under pre-main pulse condition, and the viewing geometry.

图7为激光阴影条纹相机图像及其激光方位图，记录了丝阵负载中单根金属

丝在预-主脉冲条件下的连续动力学过程,使用橙色实线标注了金属丝阵的原始位置。图像显示,丝阵负载在约275 ns开始整体内爆,并于330 ns左右达到滞止。在主脉冲作用约60 ns后,汽化芯两侧均形成了由等离子体压缩构成的壳层结构。定量分析表明,外侧晕等离子体的压缩速度约为11.8 km/s,且在内爆启动前保持恒定;而内侧晕等离子体的压缩速度较低,初始约为7.2 km/s,随后逐渐减速,并在约195 ns时刻停止径向压缩,最终与整体等离子体壳层一同向阵列中心运动。

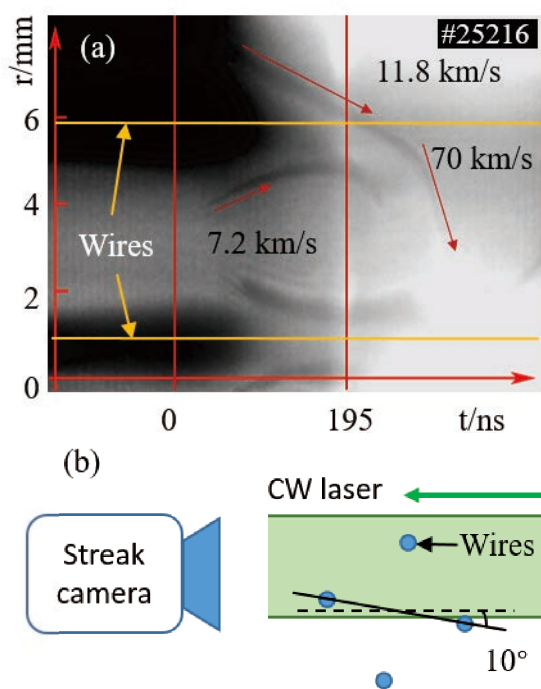


图 7 激光阴影条纹相机图像及其激光方位图

Fig. 7 Laser shadowgraphy streak camera images and the viewing geometry.

为了深入理解消融流的微观物理机制,进一步采用LTS诊断获取消融流的速度分布及温度等关键等离子体参数。LTS诊断同步拍摄的干涉图像及其散射体积分布如图8(a)、(b)所示,其中橙色实线为丝阵初始位置,蓝色实线为汽化芯与消融流的分界线,红点为LTS散射体积分布。与LTS诊断同时拍摄的激光阴影图像如图5所示。LTS诊断获得的光谱图像如图8(d)、(e)所示,各光纤对应的散射体积位置已标注在图8(a)、(b)中,光纤编号从右向左依次排列。预-主脉冲条件下,光纤编号1-5对应于汽化芯区域,编号6-15对应消融流区域。仅主脉冲的条件下所有

等离子体均处于消融区域。由干涉诊断及 LTS 光谱反演得到的等离子体密度、速度与温度分布如图8(f)所示，蓝色直线为预-主脉冲条件下消融流与汽化芯的分界，其位置与图8(b)中蓝色实线对应，橙色直线为丝的初始位置，其位置对应图8(a)、(b)中最右侧的橙色实线。

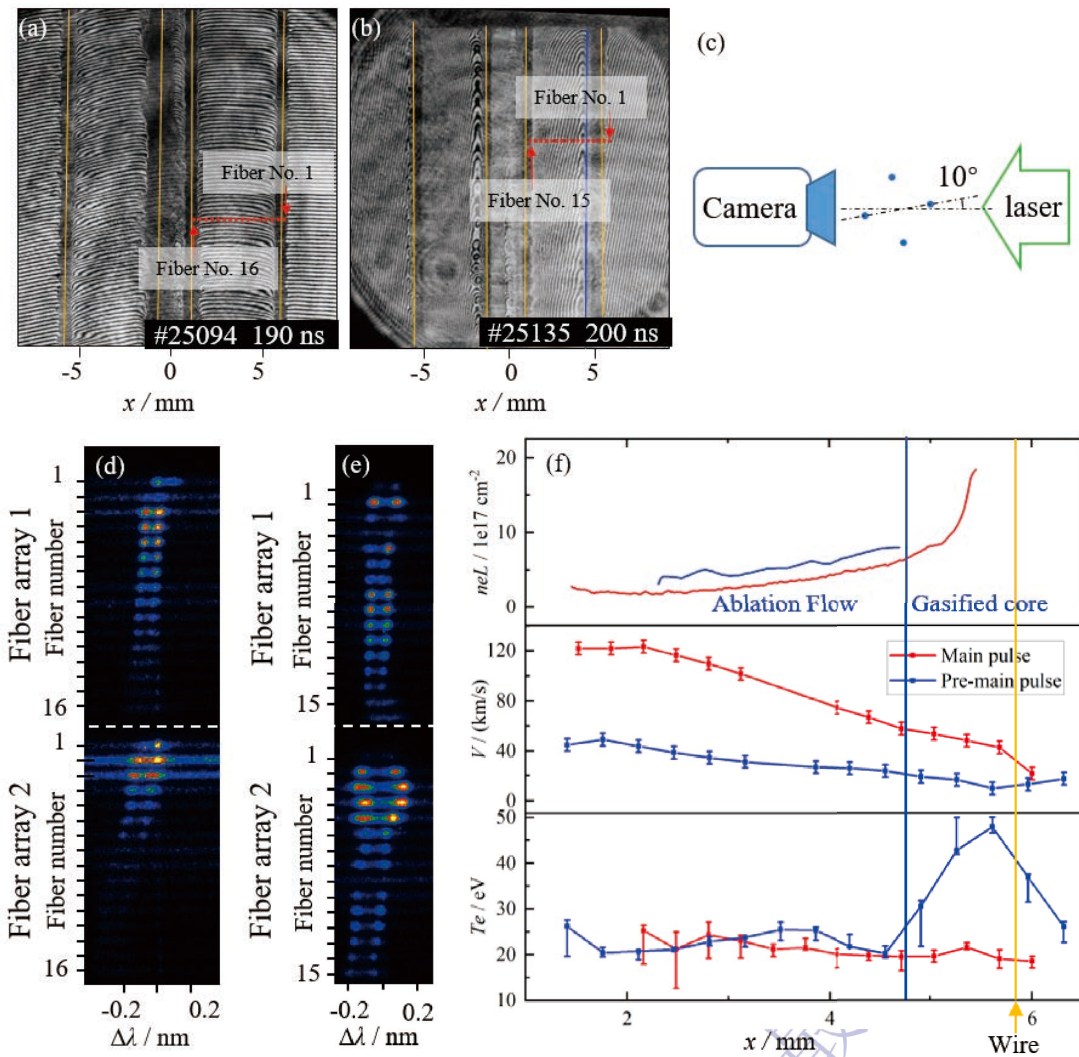


图8 干涉及LTS诊断结果 (a)主脉冲条件下干涉图像及LTS散射体积分布; (b)预-主脉冲条件下干涉图像及LTS散射体积分布; (c)激光方位图; (d)主脉冲条件下LTS光谱图像; (e)预-主脉冲条件下LTS光谱图像; (f)电子密度线积分、速度、电子温度分布

Fig. 8 Interferometry and LTS diagnostic results: (a) Interferogram and LTS scattering volume distribution under main pulse condition; (b) Interferogram and LTS scattering volume distribution under pre-main pulse condition; (c) Viewing geometry;

(d) LTS spectral image under main pulse condition; (e) LTS spectral image under pre-main pulse condition; (f) Distributions of line-integrated electron density $n_e L$, velocity V , and electron temperature T_e .

图8(f)中，定义速度方向指向阵列中心，即 $x = 0$ mm，为正方向。在密度分布上，经预脉冲调控后，消融区域的平均电子密度约为仅主脉冲条件下的2倍。结合图8(f)第二行的速度分布曲线可以观察到，随着等离子体向阵列中心区域运动，即横坐标 x 逐渐减小，其径向速度持续增大，表明等离子体正处于加速状态；同时，对应第一行的电子密度线积分结果显示，随着 x 的减小，密度呈现出逐渐降低的趋势。这表明两种条件下的消融流在向阵列中心加速的过程中，均伴随着密度的逐渐降低。

在等离子体速度方面，两种条件下的消融等离子体均表现出随空间位置变化而持续增大的速度分布特征。然而，预-主脉冲条件下的消融流整体速度显著降低，仅为同等位置下主脉冲条件速度的约1/3。特别地，预脉冲条件下的汽化芯区域测得与外侧晕压缩速度相当的径向速度，这证实了汽化芯本身已参与整体径向运动，而非处于静止消融状态。

在温度分布方面，消融流区域的温度在两种条件下基本一致，显著的差异出现在汽化芯区域。仅主脉冲条件下丝芯保持低温，而在预脉冲条件下，汽化芯中心呈现出明显的高温特征，且温度沿径向向两侧递减，说明了电流向汽化芯内部渗透并沉积能量。

消融等离子体的动量通量可根据火箭模型获得：

$$V \frac{dm}{dt} = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi R_0}, \quad (3)$$

其中 I 为电流， R_0 为丝阵半径。通过上述等离子体参数计算得到的等离子体动量通量如图9所示，虚线为根据火箭模型计算得到的等离子体动量通量。仅主脉冲作

用下的实验测量值与火箭模型理论曲线吻合较好，符合经典消融图像。相比之下，预-主脉冲作用下的动量通量远低于火箭模型预测值。这种动量通量的显著亏损，结合LTS观测到的高温汽化芯与汽化芯运动现象，表明可能存在电流分布的改变，即部分驱动电流不再仅用于加速消融流，而是渗透入汽化芯内部，驱动了大质量汽化芯的整体运动。

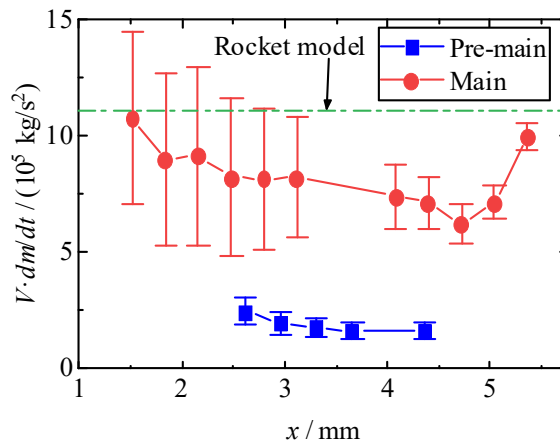


图9 等离子体动量通量

Fig. 9 Plasma momentum flux.

4 预脉冲调控下的磁场演化与消融行为分析

实验结果表明，在丝阵Z箍缩过程中引入预脉冲调控后，负载的初始物理状态与演化路径发生了根本性改变。传统仅主脉冲条件下的丝阵Z箍缩通常经历“电爆炸—消融—内爆—滞止”四个典型阶段，其实质是由金属表面电爆炸主导的“冷启动”模式。然而，引入预脉冲后，金属丝在主脉冲到来前已完成初步的相变与体积膨胀，并形成汽化芯。汽化芯区域长时间受局部磁场主导，其周围的晕等离子体同步向汽化芯发生径向压缩，从而导致典型消融阶段的启动时间被显著延后。

这种等离子体空间分布的预调控，进一步导致了全局磁场拓扑重构机制的差异。针对仅主脉冲条件的传统理论认为，包围阵列轴心的全局磁场的建立，依赖

于晕等离子体的径向热压膨胀与对流输运来贯通原有局部磁场^[24]。但LTS诊断测得的消融流峰值速度估算，基于传统对流机制建立全局磁场至少需要100ns的时间尺度。而法拉第旋光与条纹相机诊断结果显示，磁场极性反转与全局磁场重构过程远短于对流特征时间。这表明预脉冲条件下的全局磁场形成并非由晕等离子体输运主导，可能源于阵列内部预填充的晕等离子体在辐射与电流加热下迅速形成先导等离子体柱及全局磁场，并快速向外扩展。

除了磁场拓扑的快速演变，预脉冲也对驱动电流的空间分布产生了影响。LTS诊断表明预脉冲调控下的等离子体动量通量存在严重亏损，仅为经典火箭模型理论预测值的约1/5。经典火箭模型假设电流完全集中于晕等离子体，致密丝芯仅作为静止的质量源。然而，本实验观测到汽化芯区域呈现出显著的高温特征并伴随整体径向运动，这直接证实了电流分布模式的改变：预脉冲引发的汽化芯预热与体积膨胀导致主脉冲电流发生显著的电阻性扩散，大量渗透并沉积进入汽化芯内部。主脉冲总驱动电流因此发生分化，部分停留在晕区加速消融流，另一部分则穿透至芯部驱动汽化芯的整体运动并伴随剧烈的焦耳加热。

为此，我们引入有效消融电流系数 α ，将总驱动电流 I 修正为流经晕区并实际驱动消融流的有效电流 I_{eff} 和渗透入汽化芯内部的电流 I_{core} 两部分，即：

$$I = I_{eff} + I_{core} \quad (4)$$

其中 $I_{eff} = \alpha I$ 。

修正后火箭模型可表示为：

$$V \frac{dm}{dt} = \frac{\mu_0 (\alpha I)^2}{4\pi R_0} \quad (5)$$

将实验测得的动量通量带入上式，可得 $\alpha \approx 0.45$ 。这表明在本文实验设定的预-主脉冲间隔下，约一半的主脉冲电流发生了阻性扩散并渗透进入汽化芯内部。

作用于消融流的有效驱动电流的大幅度降低，从根源上延缓了消融动力学过

程，进而有效抑制了消融阶段轴向不均匀性的演化与生长速率，为最终实现高品质内爆提供了理想的初始等离子体条件。过去的研究表明，加大预-主脉冲时间间隔可以形成无消融的Z箍缩过程，因此有效消融电流系数 α 高度依赖于预脉冲延迟时间及能量沉积幅度。

受限于光学诊断的物理限制，未来有必要引入磁流体动力学数值模拟，以定量解析复杂磁拓扑下电流在丝阵内部的扩散深度与能量沉积机制，从而全面建立并完善预脉冲调控下的Z箍缩物理模型。

5 结 论

本文在“秦-1”脉冲功率装置上，利用激光汤姆逊散射、法拉第旋光等高时空分辨光学诊断手段，实验研究了预脉冲对铝丝阵Z箍缩磁场演化过程以及消融动力学行为的影响。

实验结果表明，在主脉冲到来前，预脉冲已诱导金属丝完成初步汽化，并在主脉冲作用下压缩形成具有壳层结构的汽化芯柱，这种压缩过程显著改善了初始质量分布的均匀性，并导致典型消融阶段的滞后。全局磁场建立十分迅速，并非依赖于消融等离子体的对流输运，可能源于阵列内部预填充等离子体在电流、辐射作用下进一步电离形成电流路径，直接形成全局磁场结构。LTS诊断结果显示，400ns间隔的预-主脉冲作用下，消融流速度仅为同等主脉冲条件下的约1/3，且等离子体动量通量亏损至经典火箭模型理论值的约1/5。同时，观测到汽化芯区域呈现高电子温度特征并伴随显著的径向运动。这说明了预脉冲改变了驱动电流的空间，电流不再局限于外层晕等离子体，而是发生了显著的阻性扩散并渗透入汽化芯内部。导致用于加速消融流的有效电流大幅减弱，延缓了消融动力学过程，进而有效抑制了消融阶段轴向不均匀性的演化。

目前的研究仍缺少丝阵内部复杂的磁拓扑演变及电流密度分布细节，未来将

通过磁流体动力学数值模拟复现实验观测到的动力学过程，定量解析电流在汽化芯内部的电阻性扩散深度及能量沉积机制，以完善预脉冲调控下的Z箍缩消融物理模型。

参考文献

- [1] Peng X J, Zhou L J, Huang H W, Shi X M 2025 *Nucl. Tech.* **48** 17 (in Chinese) [彭先觉, 周良骥, 黄洪文, 师学明 2025 *核技术* **48** 17]
- [2] Sanford T W, Allshouse G O, Marder B M, Nash T J, Mock R C, Spielman R B, Seamen J F, McGurn J S, Jobe D, Gilliland T L, Vargas M, Struve K W, Stygar W A, Douglas M R, Matzen M K, Hammer J H, De Groot J S, Eddleman J L, Peterson D L, Mosher D, Whitney K G, Thornhill J W, Pulsifer P E, Apruzese J P, Maron Y 1996 *Phys Rev Lett* **77** 5063
- [3] Ryutov D D, Derzon M S, Matzen M K 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 167
- [4] Harvey-Thompson A J, Lebedev S V, Patankar S, Bland S N, Burdiak G, Chittenden J P, Colaitis A, De Grouchy P, Doyle H W, Hall G N, Khoory E, Hohenberger M, Pickworth L, Suzuki-Vidal F, Smith R A, Skidmore J, Suttle L, Swadling G F 2012 *Phys Rev Lett* **108** 145002
- [5] Lebedev S V, Beg F N, Bland S N, Chittenden J P, Dangor A E, Haines M G 2002 *Phys. Plasma* **9** 2293
- [6] Repin B G, Orlov A P 2022 *Phys. Plasma* **29** 052713
- [7] Yu E P, Oliver B V, Sinars D B, Mehlhorn T A, Cuneo M E, Sasorov P V, Haines M G, Lebedev S V 2007 *Phys. Plasma* **14** 022705
- [8] Lebedev S V, Beg F N, Bland S N, Chittenden J P, Dangor A E, Haines M G, Pikuz S A, Shelkovenko T A 2000 *Phys Rev Lett* **85** 98
- [9] Chittenden J P, Jennings C A 2008 *Phys Rev Lett* **101** 055005
- [10] Liu Y T, Sheng L, Li Y, Zhang J-H, Meng L, Li H Q, Yuan Y, Sun T P, Ouyang X P 2021 *Acta Phys. Sin* **70** 065203 (in Chinese) [刘永棠, 盛亮, 李阳, 张金海, 孟伦, 李豪卿, 袁媛, 孙铁平, 欧阳晓平 2021 *物理学报* **70** 065203]
- [11] Wu J, Li X W, Li Y, Yang Z F, Shi Z Q, Jia S-L, Qiu A-C 2014 *Acta Phys. Sin* **63** 125206 (in Chinese) [吴坚, 李兴文, 李阳, 杨泽锋, 史宗谦, 贾申利, 邱爱慈 2014 *物理学报* **63** 125206]
- [12] Lorenz A, Beg F N, Ruiz-Camacho J, Worley J, Dangor A E 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 361
- [13] Harvey-Thompson A J, Lebedev S V, Burdiak G, Waisman E M, Hall G N, Suzuki-Vidal F, Bland S N, Chittenden J P, De Grouchy P, Khoory E, Pickworth L, Skidmore J, Swadling G 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 205002 205002
- [14] Qiu A C, Wu J, Sun F J, Li X W, Jiang Z Y, Wang W, Wang Z Y 2024 *Proc. CSEE* **44** 7007 (in Chinese) [邱爱慈, 吴坚, 孙凤举, 李兴文, 姜志远, 王威, 王振宇 2024 *中国电机工程学报* **44** 7007]
- [15] Lu Y, Wu J, Zhang D, Shi H, Chen Z, Li X, Jia S, Qiu A 2020 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **62** 075010
- [16] Wu J, Lu Y, Sun F, Jiang X, Wang Z, Zhang D, Li X, Qiu A 2019 *Matter Radiat. Extremes* **4** 036201
- [17] Chen Z W, Wu J, Jiang Z Y, Wang Z Y, Wang W, Lu Y B, Li Y, Sheng L 2023 *Sci. Sin. Phys.*

- Mech. Astron.* **53** 44 (in Chinese) [陈紫维, 吴坚, 姜志远, 王振宇, 王威, 卢元博, 李阳, 盛亮 2023 *中国科学:物理学 力学 天文学* **53** 44]
- [18] Wang W, Wu J, Jiang Z, Lu Y, Wang Z, Zhao Y, Shi H, Chen L, Li X, Qiu A 2024 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **66** 065004
- [19] Jiang Z, Wu J, Chen Z, Wang W, Wang Z, Lu Y, Shi H, Li X, Qiu A 2023 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **51** 944
- [20] Xinyi W, Liang S, Mei Z, Yang L, Yanhong Z, Jianpeng G, Jizhen Z, Yongtang L, Ziwei C, Yuan J, Qingmin Z 2022 *J. Instrum.* **17** P06011
- [21] Escalona M, Valenzuela J C, Avaria G, Veloso F, Wyndham E S 2023 *Sci Rep* **13** 13002
- [22] Hare J D, MacDonald J, Bland S N, Dranczewski J, Halliday J W D, Lebedev S V, Suttle L G, Tubman E R, Rozmus W 2019 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **61** 085012
- [23] Chauvat D, Guéna J, Jacquier P, Lintz M, Bouchiat M A, Plimmer M D, Goodwin C W 1997 *Opt. Commun.* **138** 249
- [24] Martin M R, Seyler C E, Greenly J B 2010 *Phys. Plasma* **17** 052706

录用稿件，非最终出版稿

Experimental Study on Ablation Dynamics of Aluminum Wire Array Z-pinch under Prepulse Regulation *

WANG Wei¹⁾ WU Jian¹⁾† DENG Zhiyin¹⁾ ZHENG Zhongyang¹⁾ ZHU Bowen¹⁾ CHEN

Li¹⁾ LI Xingwen¹⁾ QIU Aici¹⁾

1) (National Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, Xi'an Jiaotong
University, Xi'an, 710049, China)

Abstract

The ablation dynamics of wire-array Z-pinch loads critically determine the implosion quality and the resulting X-ray radiation performance. Introducing a tailored prepulse current prior to the main pulse is a well-recognized approach to suppress magnetic Rayleigh–Taylor instabilities and improve implosion uniformity, yet the underlying physics, particularly the evolution of the magnetic field topology and the ablation flow behavior under prepulse regulation, remains insufficiently understood. In this work, a coordinated suite of advanced optical diagnostics is deployed to quantitatively investigate the ablation dynamics of a 4-wire aluminum array (wire diameter 20 μm , array diameter 12 mm) on the “Qin-1” pulsed-power generator. Laser Thomson scattering (LTS) provides space- and time-resolved measurements of plasma velocity, electron temperature, ion temperature, and electron density, while Faraday rotation polarimetry, simultaneously operated with a Mach-Zehnder interferometer, captures the evolution of the magnetic field topology with high sensitivity. Extreme ultraviolet (XUV) framing images, laser shadowgraphy, and a streak camera further trace the macroscopic plasma redistribution.

Under the chosen prepulse–main pulse interval of 400 ns (main-pulse peak current ~ 280 kA), the prepulse is found to fundamentally alter the initial wire state: the originally cold, dense wire cores are pre-gasified and expand, so that the subsequent main pulse first induces a prolonged phase of core compression dominated by local magnetic fields, thereby delaying the onset of the classical ablation stage. Faraday rotation imaging reveals that the polarity of the magnetic field inside the array reverses, signaling the establishment of a global azimuthal magnetic field, on a timescale far

shorter than that required by ablation-plasma convection. This rapid transition indicates that the global field is not formed by resistive convection of coronal plasma but more likely originates from the pre-filled precursor plasma that is promptly ionized by the current and radiation, creating fast-establishing current paths.

LTS measurements reveal a dramatic reduction in ablation flow parameters: under prepulse regulation, the ablation-stream velocity drops to approximately one-third of that in the main-pulse-only case, and the plasma momentum flux falls to only about one-fifth of the value predicted by the classic rocket model. Moreover, the gasified wire-core region exhibits elevated electron temperatures (with the temperature peak located in the core and decreasing radially outward) and a significant bulk radial motion towards the array axis. These observations provide direct evidence that the current distribution is reshaped by the prepulse: instead of being confined entirely in the coronal plasma, a large fraction of the main-pulse current undergoes resistive diffusion and penetrates deeply into the expanded core. By introducing an effective ablation current coefficient α into the rocket model, it is estimated that only ~45 % of the total drive current contributes to accelerating the ablation streams, while the remaining ~55 % flows inside the gasified core, depositing energy through Joule heating and driving the core's macroscopic motion. This spatial redistribution of drive current fundamentally slows down the ablation dynamics and effectively suppresses the growth of axial non-uniformities during the ablation phase, thereby establishing favorable initial conditions for a high-quality implosion. These findings clarify the mechanisms through which prepulse regulation reshapes the magnetic field topology and the current distribution, and highlight the crucial roles of the pre-expanded core and the rapid formation of the global magnetic field in tailoring wire-array Z-pinch performance.

Keywords: Z-pinch, Laser Thomson scattering, Faraday rotation, Pulsed power technology

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2023YFF0714905), and the Fundamental and Interdisciplinary Disciplines Breakthrough Plan of the Ministry of Education of China (Grant No. JYB2025XDXMM312)

† Corresponding author E-mail: jxjawj@mail.xjtu.edu.cn
The first author E-mail: wangwei9902@stu.xjtu.edu.cn

录用稿件，非最终出版稿