

## 快前沿电流产生气化铝单丝Z箍缩负载的研究\*

吴坚<sup>1)2)</sup> 李兴文<sup>1)†</sup> 李阳<sup>1)2)</sup> 杨泽锋<sup>1)</sup> 史宗谦<sup>1)</sup>  
贾申利<sup>1)</sup> 邱爱慈<sup>1)2)</sup>

1)(西安交通大学, 电力设备与电气绝缘国家重点实验室, 西安 710049)

2)(西北核技术研究所, 强脉冲辐射环境模拟与效应国家重点实验室, 西安 710024)

(2014年1月2日收到; 2014年2月16日收到修改稿)

为了抑制丝阵Z箍缩单丝电爆炸过程产生的核冕结构, 分析了激光探针诊断的物理内涵, 并基于约30 ps激光探针研究了负极性快前沿脉冲(90—170 A/ns)下铝丝的电爆炸特性. 直径15  $\mu\text{m}$ , 长2 cm的铝丝, 阻性电压峰值为35—50 kV, 电压击穿前金属丝电阻率增加至30—40  $\mu\Omega\cdot\text{cm}$ . 电压峰值时刻沉积能量为1.5—2.5 eV/atom, 欧姆加热功率下降至峰值一半时的沉积能量为2.5—4.0 eV/atom, 接近铝丝从室温加热至完全气化所需的能量约4.0 eV/atom. 快前沿脉冲可增加金属中的欧姆能量沉积速度, 提高负载击穿电压. 激光纹影图像可以观察到气体通道和等离子体通道, 得到冕等离子体的平均电离度约为0.3. 由于极性效应, 电极附近区域的能量沉积超过负载中部区域, 电极附近负载基本完全气化, 而负载中部区域仍存在液态或团簇状颗粒. 一些发次中, 实现了轴向均匀且完全气化的铝蒸气, 在电压击穿后的约127 ns, 70%的初始质量分布在直径1 mm的区域内, 100%的初始质量分布在直径2 mm的区域内.

**关键词:** 电爆炸丝, 核冕抑制, 激光探针

**PACS:** 52.59.Qy, 52.80.Qj

**DOI:** 10.7498/aps.63.125206

## 1 引言

Z箍缩(Z-pinch)是等离子体在轴向(Z方向)脉冲大电流产生的洛伦兹力下, 在径向(R方向)形成的自箍缩效应<sup>[1,2]</sup>, 丝阵是一类典型的Z箍缩负载. 美国圣地亚国家实验室Z装置上的预脉冲电流前沿为4—6 kA/ns, 对应的单丝电流前沿 $< 50$  A/ns<sup>[3]</sup>, 在该电流前沿下, 单根微米级金属细丝首先形成高温低密度冕等离子体围绕低温高密度丝核的核冕等离子体结构, 核冕结构在全局磁场作用下, 将引起先导等离子体、磁瑞利-泰勒(MRT)不稳定性 and 质量拖尾等现象, 影响内爆品质.

针对上述问题, 抑制丝阵Z箍缩核冕结构的研究受到重视. 英国帝国理工大学在MAGPIE装置(1.4 MA, 250 ns)上, 利用特殊的负载构型对负载

电流进行调制, 在5 kA, 25 ns的预脉冲电流下实现了铝蒸气丝阵负载, 从而降低了负载内爆过程中的MRT不稳定性, 并消除了质量拖尾现象<sup>[4]</sup>. 为了抑制核冕结构, 一种有效的方法是提高脉冲电流前沿. 快前沿脉冲一方面可加快负载中的欧姆能量沉积, 另一方面可提高负载击穿场强, 从而提高冕等离子体形成前丝核区的欧姆能量沉积, 甚至可实现完全气化的金属丝. 单丝电爆炸过程是Z箍缩演化的基础, 利用精密诊断手段, 在小型脉冲功率装置上开展单丝电爆炸过程及核冕调控的研究, 一直受到国内外研究单位的重视<sup>[5-7]</sup>. 圣地亚实验室Sarkisov重点讨论了正极性快脉冲电流下(约150 A/ns)单丝的电爆炸特征, 实现了完全气化铝、银负载; 在金属丝表面镀膜的条件下, 实现了完全气化的钨丝负载<sup>[8,9]</sup>. 正极性脉冲能抑制金属丝表面电子发射, 有利于丝核能量沉积.

\* 国家自然科学基金(批准号: 51237006, 51322706)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: xwli@mail.xjtu.edu.cn

单丝电爆炸研究离不开高时空分辨的诊断测试手段,一类是利用分幅相机、条纹相机或光谱仪,记录等离子体的自辐射过程<sup>[10]</sup>.另一类是利用主动式探针,如X射线、激光,获得核冕形态及密度分布.X射线探针主要用于丝核及稠密等离子体的诊断;而对于冕区等离子体和气化丝核,需要使用激光探针进行诊断.在国内,X箍缩X射线探针已用于单丝和丝阵Z箍缩的研究中<sup>[11,12]</sup>.基于激光探针,清华大学王新新教授课题组开展了气氛环境中微秒电爆炸制备纳米粉末的研究<sup>[13]</sup>,近年来激光探针也开始用于丝阵Z箍缩早期及内爆过程的研究<sup>[14-16]</sup>.

由于大型脉冲功率装置通常为负极性脉冲,需要开展负极性快前沿(约100 A/ns)脉冲电流下铝丝核冕抑制的研究.在理论分析的基础上,我们建立了峰值1 kA,前沿90—170 A/ns的脉冲电流源,发展了皮秒激光探针的诊断测试手段,开展了铝单丝电爆炸特性的研究.本文将报道激光探针诊断的物理内涵,以及负极性快前沿电流下铝单丝电爆炸过程中的沉积能量、击穿电压、形态演化、膨胀速率、密度分布等特征,可增进对快脉冲电流下电爆炸特征的认识,为实现无核冕结构的壳层负载奠定基础.

## 2 激光探针诊断的物理内涵

自由电子折射率 $\eta_e$ 为

$$\eta_e \approx 1 - \frac{n_e}{2n_c}, \quad (1)$$

式中 $n_e$ 为电子密度, $n_c$ 为探针激光波长 $\lambda$ 对应的截止密度.

当激光频率远离中性原子的共振频率时,中性原子折射率 $\eta_a$ 为

$$\eta_a \approx 1 + 2\pi\alpha n_a, \quad (2)$$

式中 $n_a$ 为中性原子密度, $\alpha$ 为中性原子的极化强度.实验中,探针激光波长为532 nm,该波长下截止密度 $n_c$ 为 $3.9 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ,铝原子极化强度 $\alpha$ 取自文献<sup>[17]</sup>的实验结果,为 $10.8 \times 10^{-24} \text{ cm}^{-3}$ .

通常电爆炸丝可表示为图1中的同轴结构,中心区域为核区,丝核形态与其中的欧姆沉积能量密切相关,折射率 $\eta_a > 1$ ;外层为冕等离子体区,折射率 $\eta_e < 1$ .由于等离子体和中性原子对激光的偏折

方向相反,只通过外层冕区等离子体的光束向远离负载轴线方向偏折,而同时通过冕区和核区的光束向靠近负载轴线方向偏折.

激光探针成像系统为典型的4- $f$ 系统,即透镜1与等离子体的距离等于透镜1的焦距 $f_1$ ,透镜2与记录平面的距离等于透镜2的焦距 $f_2$ ,透镜1,2的距离等于 $f_1 + f_2$ ,见图1.在透镜1焦点处的下半平面放置一刀口,这种成像方式为刀口纹影成像.这时通过物体上半平面向下偏折的光束(光束2)将被刀口阻挡,而向上偏折的光束(光束1)可以达到成像屏的下半平面,反映了冕等离子体信息;同样,通过物体下半平面向下偏折的光束(光束2)将被刀口阻挡,只有向上偏折的光束(光束1)可以达到成像屏的上半平面,反映的是核区信息.

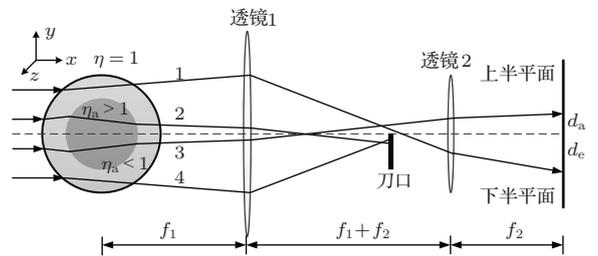


图1 激光刀口纹影成像系统

偏折光束距中心轴线的距离 $d$ 可表示为

$$d \approx L \tan \left( \int \frac{d}{dy} (\eta - 1) dx \right), \quad (3)$$

$L$ 是与4- $f$ 系统有关的几何常数, $\eta$ 为待测对象折射率,激光沿 $x$ 方向传输,金属丝轴向为 $z$ 方向,见图1.在小偏转角度下可近似认为

$$\frac{d_e}{d_a} \approx -\frac{1 - \eta_e}{1 - \eta_a}. \quad (4)$$

将(1),(2)式代入(4)式得

$$\frac{d_e}{d_a} \approx \frac{n_e}{4\pi n_c \alpha n_a} \approx 3 \frac{n_e}{n_a}. \quad (5)$$

由此可见,根据纹影图像中等离子体边界和气体边界与金属丝初始位置的相对距离,可得到电子密度和中性原子密度的比值 $n_e/n_a$ .一阶电离时,平均电离度 $z$ 可表示为

$$z = \frac{n_e}{n_a + n_e} \approx \frac{d_e}{3d_a + d_e}. \quad (6)$$

这样根据纹影图像可以得到平均电离度的信息.密度分布则由干涉图像得出,同时考虑电子和中性原子时,折射率 $\eta = \eta_e + \eta_a - 1$ ,干涉条纹的

相位偏移  $\delta$  可表示为

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{1}{\lambda} \int (\eta - 1) dx \\ &= \frac{2\pi\alpha}{\lambda} \int n_a dx - \frac{1}{2n_c\lambda} \int n_e dx. \end{aligned} \quad (7)$$

对于 532 nm 激光, 写成数值形式为

$$\begin{aligned} \delta &= 1.3 \times 10^{-18} \int n_a dx \\ &\quad - 2.4 \times 10^{-18} \int n_e dx, \end{aligned} \quad (8)$$

式中  $n_a, n_e$  单位均为  $\text{cm}^{-3}$ . 由此可见, 当自由电子或中性气体折射率起主导作用时, 其密度可以由单波长干涉得到, 否则需要用双波长干涉法以求解电子密度和中性粒子密度. 对干涉图像进行傅里叶变换和空间滤波等处理后, 可得到面密度分布, 在轴对称性的假设下, 由阿贝尔逆变化可以得到数密度分布 [18].

### 3 实验描述

1 kA 快前沿脉冲源如图 2 所示, 图中  $C_p$  为初级储能电容, PT 为脉冲变压器,  $C_s$  为次级储能电容, Ss 为自击穿气体间隙. 脉冲源工作时, 直流高压电源给  $C_p$  (17 nF) 充电, 当  $C_p$  电压达到设定值后, 触发模块触发氢闸流管放电, 初级放电电流通过脉冲变压器 PT (变比为 1 : 4) 给  $C_s$  (150 pF) 充电. 此后 Ss 自击穿,  $C_s$  对负载 (金属丝) 放电, 引起金属丝演化.  $C_s$  为同轴型低电感电容器, 可产生快前沿的放电电流.

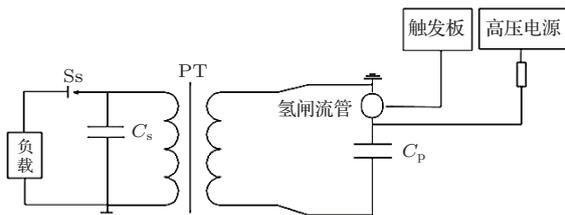


图 2 1 kA 脉冲源原理图

负载短路电流电压波形如图 3 所示, 此时  $C_p$  充电电压为 16.8 kV, 间隙 Ss 表压为 4 atm. 当短路负载为直径 23.5 mm 铜杆时, 电流峰值为 2 kA, 在电流波形的第一个周期内, 电压波形与电流微分可较好地符合, 放电回路等效电感为 26 nH. 当短路负载为直径 160  $\mu\text{m}$  铜丝时, 电流峰值为 1.8 kA, 电压波形与电流微分同样可较好地符合, 放电回路电感为 46 nH.

另一方面, 负载段电感 ( $L_{\text{load}}$ ) 可以用经验计算公式估计  $L_{\text{load}} = 2l_{\text{load}} \ln(D/d_{\text{load}})$ , 式中  $L_{\text{load}}$  单位为 nH;  $l_{\text{load}} = 2 \text{ cm}$  为金属丝长度;  $D, d_{\text{load}}$  分别为回流杆所在圆周的直径 (70 mm) 和负载直径. 上述短路实验中, 铜丝与铜杆直径差引入的电感差  $\Delta L_{\text{load}} = 4 \times \ln(23.5 \text{ mm}/160 \mu\text{m}) = 20 \text{ nH}$ , 与上面实验结果非常符合. 实验中使用的铝丝直径为 15  $\mu\text{m}$ , 与 160  $\mu\text{m}$  铜丝的直径差引入电感为 9 nH, 故其回路电感为 55 nH.

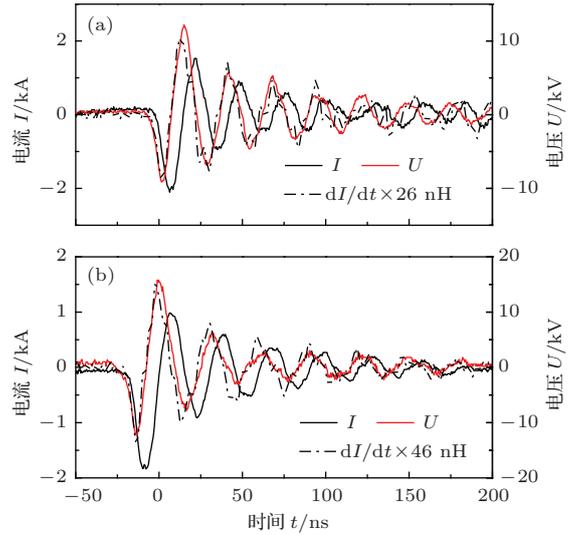


图 3 (网刊彩色) 短路电流电压波形

实验诊断平台如图 4 所示, 负载电流和电压分别由罗氏线圈和电阻分压器测量, 等离子体辐射由光纤-光电倍增管记录. 基于脉冲激光器 EKSPAL-PL2251C (30 ps), 建立基于 532 nm 的激光阴影、纹影和干涉诊断系统. 纹影仪为刀口纹影, 干涉仪采用马赫-曾德尔光路, 成像均采用 4-f 系统, 图像采用相机 (Canon EOS 550D) 记录. 激光探针诊断的物理内涵见上面的分析, 激光探针诊断系统的时间分辨由激光脉宽决定, 约 30 ps, 空间分辨约为 30  $\mu\text{m}$ , 可满足纳秒前沿下铝丝电爆炸过程精细诊断的要求.

## 4 实验结果

### 4.1 电参数及能量沉积

当  $C_p$  充电电压为 16.8 kV, 间隙 Ss 表压为 4 atm 时, 直径 15  $\mu\text{m}$  铝丝的负载电流、电压及辐射波形见图 5. 脉冲电流通过欧姆加热在金属丝中沉积能量, 随着能量的沉积, 金属丝电阻增加, 电压

随之升高. 在  $T_0$  时刻, 负载发生电压击穿, 电压迅速下降, 电流快速上升对应于“核冕”结构的形成. 此后, 电流转移至冕区等离子体, 负载主体的欧姆

加热停止, 电流电压表现为短路振荡的特征. 负载电流  $I$  峰值为 1.17 kA, 上升速率为 133 A/ns, 负载电压  $U$  峰值为 33.6 kV.

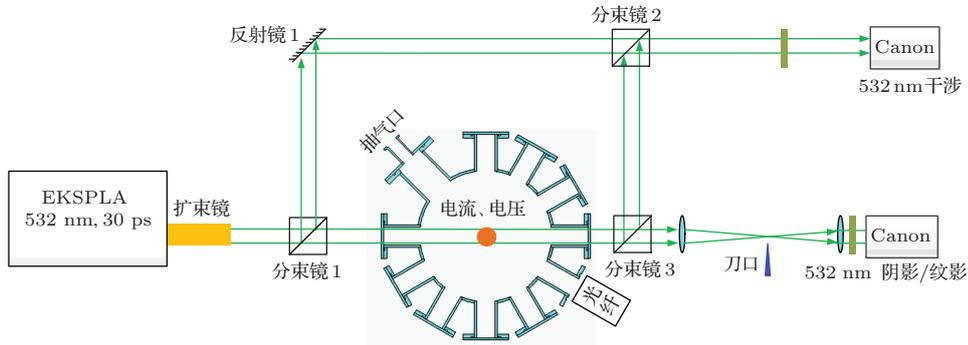


图4 (网刊彩色) 诊断测试平台

负载电压  $U$  由阻性电压和感性电压组成:  $U = IR + d(L_{load}I)/dt$ , 其中  $R$  为负载等效电阻. 由文献 [8] 可知, 金属丝膨胀主要发生在电压击穿后, 在电压击穿前直径保持不变, 因而可认为电压击穿前负载段电感  $L_{load}$  固定为 55 nH, 相应的  $IdL_{load}/dt$  约为 0. 这样, 电压  $U$  扣除感性电压  $L_{load}dI/dt$  后, 得到阻性电压  $U_{ohm} = IR$ . 阻性电压峰位于电流峰后 2 ns, 幅值为 45.5 kV. 随着欧姆能量沉积, 负载产生可见光辐射, 可见光辐射在阻性电压峰值时也达到峰值, 此后辐射强度缓慢衰减.

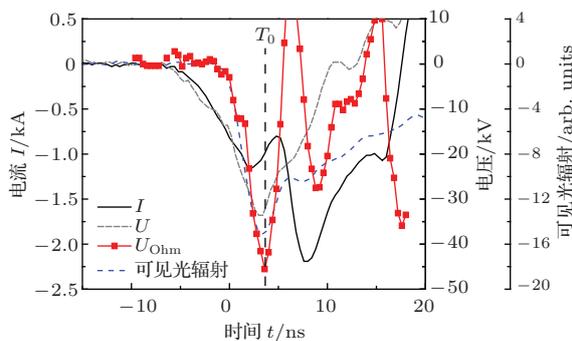


图5 (网刊彩色) 负载典型电流、电压及辐射波形 (直径为 15  $\mu\text{m}$ , 长为 2 cm 铝丝, 充电电压为 16.8 kV)

根据上述电流、电压值可进一步计算得到欧姆加热功率  $P$ 、负载电阻  $R$ 、欧姆沉积能量  $E$  等参数, 见图 6. 在负载电压击穿前, 能量沉积在整个负载中; 在电压击穿过程中, 电流逐渐转移至冕等离子体处; 当电压击穿后, 电流主要由冕等离子体承担. 在电压击穿时刻  $T_0$ , 欧姆加热功率及电阻也达到峰值. 欧姆加热峰值功率为 46 MW, 加热时间 (取为

欧姆功率峰值 5% 处的时间宽度) 为 5.4 ns, 负载电阻峰值为 46  $\Omega$ . 在欧姆加热功率峰值时刻, 沉积能量为 2.6 eV/atom, 该能量为常压时铝丝加热至气化所需能量 (约为 4 eV)<sup>[19]</sup> 的 65%; 当欧姆加热功率为峰值一半时, 沉积能量为 3.8 eV/atom, 是完全气化所需能量的 96%.

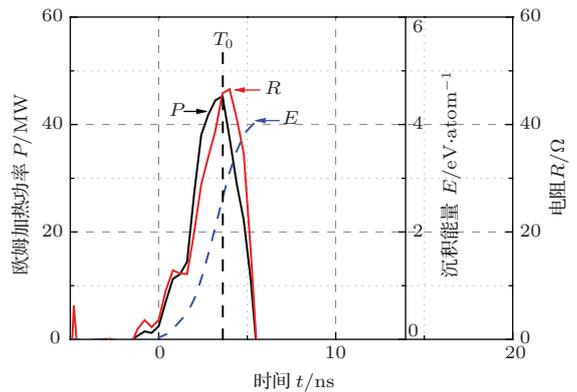


图6 (网刊彩色) 负载典型电阻和沉积能量波形 (铝丝直径 15  $\mu\text{m}$ , 长 2 cm, 充电电压 16.8 kV)

调整  $C_p$  充电电压和  $S_s$  气压, 可以改变脉冲源的输出能力. 当  $C_p$  充电电压为 14.5 kV ( $S_s$  表压为 3 atm) 和 19.5 kV ( $S_s$  表压为 4.5 atm) 时负载电流和阻性电压如图 7 所示. 当充电电压为 14.5 kV 时, 负载电流峰值为 0.94 kA, 0—100% 电流上升时间为 10 ns, 阻性电压峰值为 36.2 kV, 电压峰值时刻对应的沉积能量为 2.7 eV/atom; 当充电电压为 19.5 kV 时, 负载电流峰值为 1.22 kA, 0—100% 电流上升时间为 7 ns, 阻性电压峰值为 45.5 kV, 电压峰值时刻对应的沉积能量为 2.9 eV/atom.

$C_p$  充电电压与电压峰值和沉积能量的关系分

别见图8和图9. 实验中, 在2 cm长的负载上, 阻性电压峰值为35—50 kV, 电压峰值时刻的欧姆能量沉积为1.5—2.5 eV/atom. 随着充电电压的升高, 负载电压和欧姆电压峰值均提高, 欧姆沉积能量也提高. 提高充电电压, 可获得较快的电流脉冲前沿. 快前沿脉冲一方面可提高但负载的欧姆加热速率, 另一方面可提高负载击穿电压, 从而获得更多的沉积能量. 同时也应该看到, 负载电压峰值及沉积能量存在很大的分散性, 这表明铝丝的电爆炸特性与每个负载的自身状态密切相关.

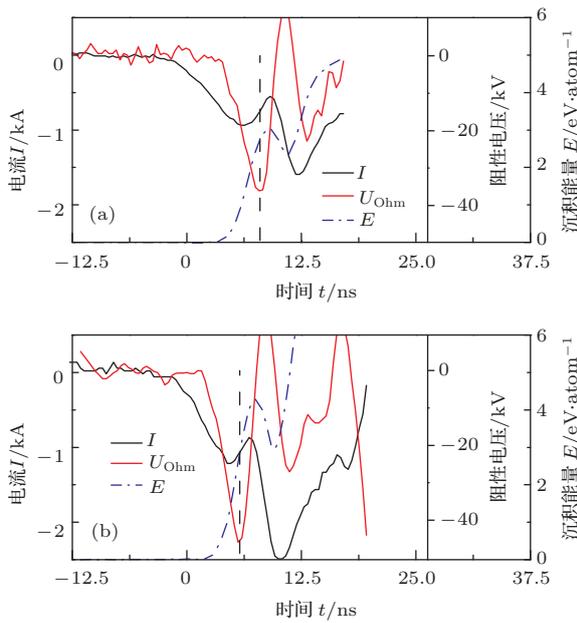


图7 (网刊彩色) 不同充电电压下, 直径15 μm、长2 cm铝丝负载典型电流、电压及沉积能量波形 (a) 充电电压14.5 kV; (b) 充电电压19.5 kV

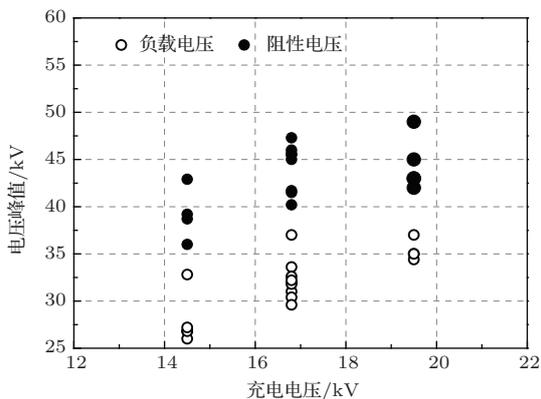


图8 充电电压与峰值电压的关系

负载电阻率与沉积能量的关系如图10所示, 不同彩色曲线为不同发次的实验结果, 计算电阻率时仍认为电压击穿前负载丝直径保持不变. 随着

能量的沉积, 负载电阻率增大, 当沉积能量为2.5 eV时电阻率为30—40 μΩ·cm. 此后发生电压击穿, 电阻率迅速下降. 图中黑实线为文献[8]中正极性脉冲冲下的实验结果, 相同沉积能量下的电阻率高于负极性. 由于正极性脉冲对电子发射具有显著的抑制作用, 这可能表明负极性脉冲时, 负载在整体击穿前, 局部区域已经出现了电离通道.

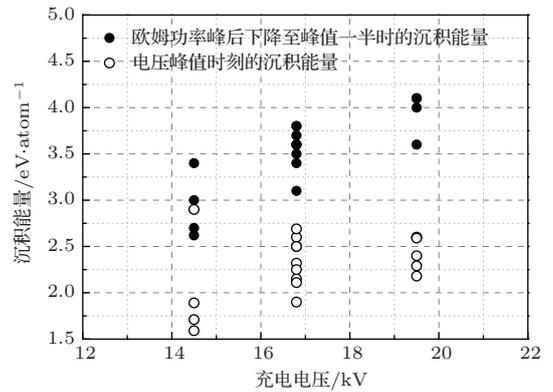


图9 充电电压与沉积能量的关系

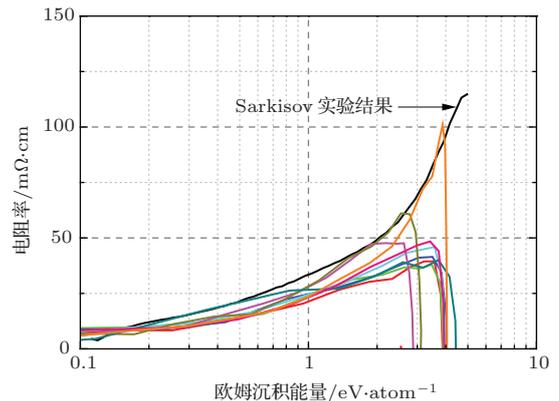


图10 (网刊彩色) 电阻率与沉积能量的关系

## 4.2 激光探针诊断结果

负载演化可以通过激光探针进行诊断, 当 $C_p$ 充电电压为16.8 kV时, 不同时刻的激光纹影图像如图11所示. 图中时刻为激光探针相对电压峰值的时间间隔, 各时刻图像取自不同发次的实验结果. 电压峰后约100 ns以内, 金属丝初始位置两侧可以观察到等离子体通道和气体通道, 这表明电压击穿后确实形成了等离子体通道. 气体通道明显, 且区域较宽; 等离子体通道相对较弱, 随着时间的推移, 变得不可见.

从图中可以读出气体和等离子体通道相对金属丝初始位置的距离, 在电压峰值后12 ns,  $d_e$  约为

1.35  $d_a$ ; 在 31 ns 时  $d_e$  约为 1.16  $d_a$ . 根据 (6) 式, 等离子体通道的平均电离度约为 0.3.

不同时刻的激光阴影图像如图 12 所示. 阴影图像总体表现为下面两个特征: 首先, 随着拍摄时刻的推移, 负载直径膨胀, 密度降低, 可通过激光的低密度区域增加, 在电压峰值后的约 400 ns, 激光可穿透整个负载区域, 在靠近阴极附近区域可以观察到准周期性结构, 这种结构通常在丝核中的沉积能量超过气化能时才可观察到; 其次, 激光阴影图像中电极附近的激光通透性较好, 高密度区主要集中在负载中部, 这表明电极附近负载的沉积能量大于负载中间区域. 然而各发次电极附近低密度区域的位置存在差异, 这表明电爆炸特征与每根丝的表面特性密切相关.

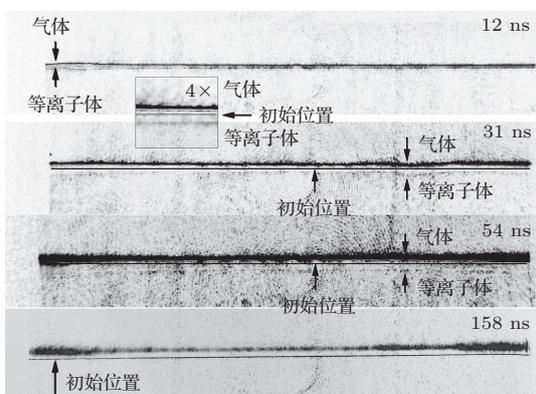


图 11 不同时刻的激光阴影图像 (直径为 15  $\mu\text{m}$ , 长为 2 cm 铝丝, 充电电压为 16.8 kV)

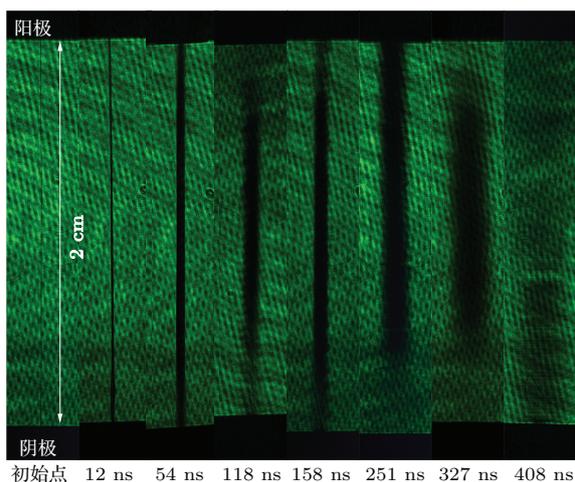


图 12 不同时刻的激光阴影图像 (直径为 15  $\mu\text{m}$ , 长为 2 cm 铝丝, 充电电压为 16.8 kV)

不同时刻的激光干涉图像如图 13 所示. 在电压击穿后的约 100 ns 以内, 负载主体区域激光都不能通过, 边界处可观察干涉条纹, 根据条纹的偏移

方向, 折射率  $\eta > 1$ , 对应于气体. 随着负载膨胀密度降低, 在电压击穿后的约 100—150 ns, 负载电极附近区域开始观察到干涉条纹, 而中部干涉条纹仍不可见; 电压击穿后的约 300 ns, 整个负载区域都可以观察到干涉条纹, 负载中部的干涉条纹存在杂散背景, 对应着液滴态或团簇态铝.

负载直径随时间的变化关系如图 14 所示. 图中阴影图像直径为负载中部激光不可穿透区域直径; 干涉图像内边界取为负载中部无干涉条纹区域的直径, 外边界为干涉条纹边缘区域的直径, 对应的气体密度约为  $10^{18}/\text{cm}^3$ . 电压击穿后, 负载在真空中为自由膨胀. 干涉图像内边界直径与阴影图像符合, 丝核区膨胀速度约为 4.8 km/s, 不同充电电压下膨胀速度没有显著差别. 低密度气体区也为线性膨胀, 速度约为 8.2 km/s, 约为丝核膨胀速度的 1.7 倍.

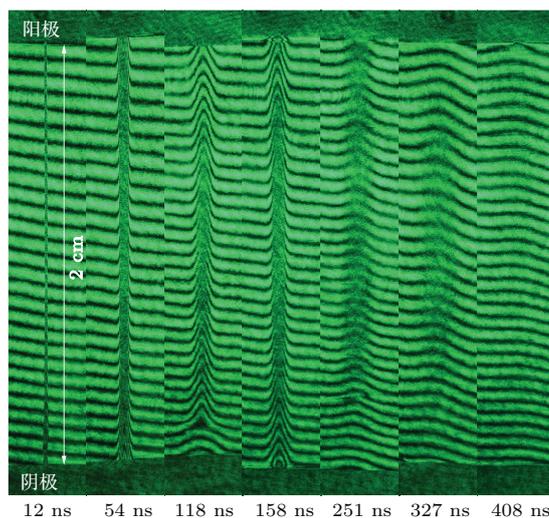


图 13 不同时刻的激光干涉图像 (直径为 15  $\mu\text{m}$ , 长为 2 cm 铝丝, 充电电压为 16.8 kV)

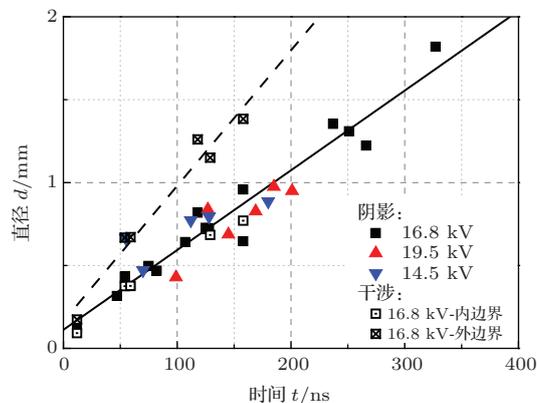


图 14 负载直径随时间的变化

干涉条纹均向中性粒子方向偏移, 忽略自由电子对探针激光的影响时, (8)式可简化为

$$\delta = 1.3 \times 10^{-18} \int n_a dx. \quad (9)$$

采用傅里叶频谱变换的方法从干涉图中提取相位偏移 $\delta$ , 由(9)式定量得中性粒子面密度分布 $\int n_a dx$ . 几个时刻的面密度分布见图15(a), 距阳极2.5 mm处的密度分布见图15(b), 每个时刻取自不同发次的实验结果. 从图中可以看出, 中心位置处面密度最大约为 $10^{18} \text{ cm}^{-2}$ 量级, 随着时间的推移, 负载直径膨胀, 密度减小. 面密度沿半径方向积分, 可得到气化铝原子线密度. 直径 $15 \mu\text{m}$ 铝丝的初始线密度为 $1.1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-1}$ , 在电压击穿后约129 ns, 直径1 mm的范围内铝原子线密度为 $0.81 \times 10^{17} \text{ cm}^{-1}$ , 对应于74%的初始质量.

### 4.3 基本完全气化负载

在一些发次的实验中, 铝蒸气原子沿轴线分布更均匀, 干涉条纹分布于整个负载段, 背景处的液滴或团簇并不显著, 纹影图像中的气体边界基本接近金属丝的初始位置, 见图16. 这表明负载实现整体气化.

在轴对称分布的假设下, 对图16(a)中的面密度分布进行阿贝尔逆变换, 可以得到铝蒸气原子的密度分布, 见图17. 从图中可以看出, 密度分布具有较好的轴向均匀性. 在电压击穿后的127 ns, 粒子密度在轴线位置达到最大值约 $1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , 比固体时的粒子密度( $6.0 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ )低3, 4个量级. 同样, 对面密度进行积分, 可得到气化铝原子线密度. 计算结果表明: 70%的初始质量分布在直

径1 mm的区域内, 100%的初始质量分布在直径2 mm的区域内.

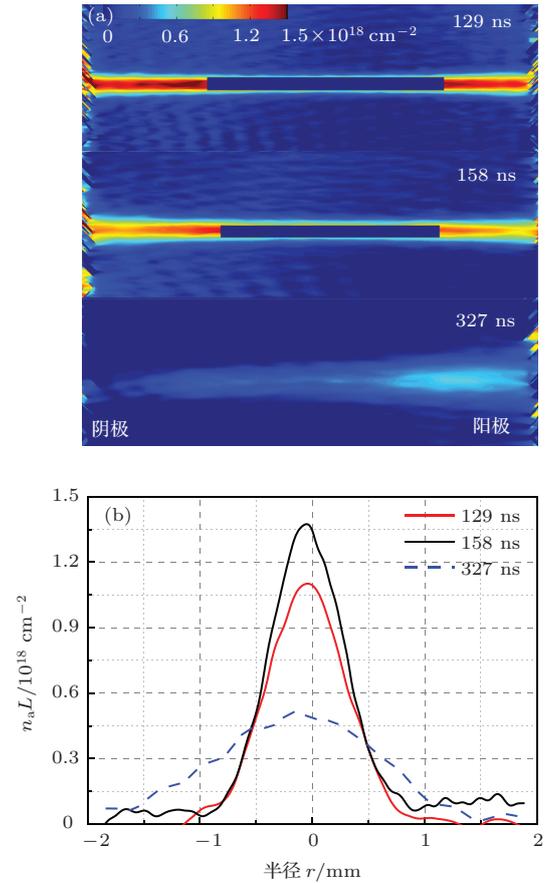


图15 (网刊彩色)中性粒子面密度分布 (a)面密度分布; (b)距阳极2.5 mm处的密度分布

## 5 结 论

为了抑制丝阵Z箍缩单丝电爆炸过程产生的核冕结构, 本文基于皮秒激光探针, 研究了负性快脉冲前沿脉冲(90—170 A/ns)下铝丝的电爆炸

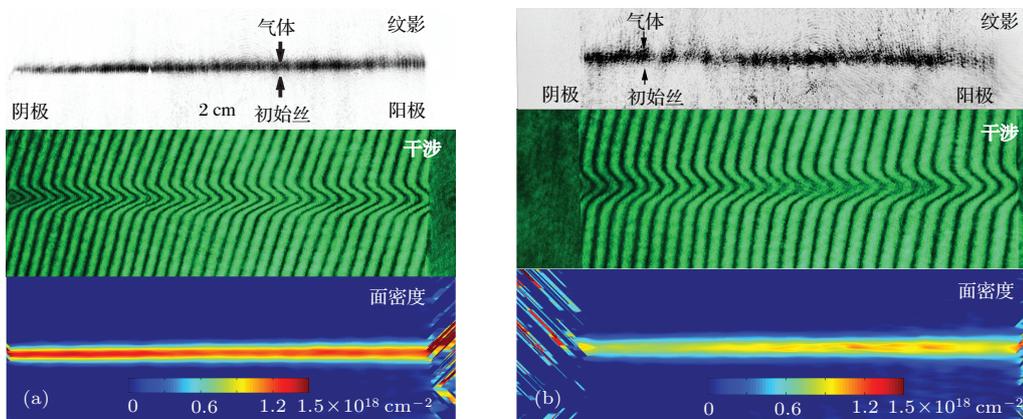


图16 (网刊彩色)完全气化铝丝 (a)充电电压14.5 kV, 电压峰值后127 ns; (b)充电电压19.5 kV, 电压峰值后180 ns

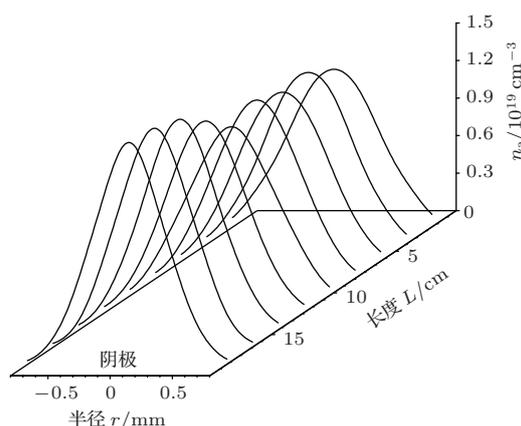


图 17 铝蒸气原子密度分布, 充电电压 14.5 kV, 电压峰值后 127 ns

特性. 基于激光探针的纹影和干涉光路, 可获得平均电离度和密度分布信息; 同轴型低电感电容器及紧凑型的放电回路, 可产生快前沿电流脉冲.

当电流脉冲前沿为 90—170 A/ns 时, 直径为 15  $\mu\text{m}$ , 长为 2 cm 的铝丝阻性电压峰值为 35—50 kV; 电压击穿前金属丝电阻率增加至 30—40  $\mu\Omega\cdot\text{cm}$ . 电压峰值时刻, 欧姆沉积能量为 1.5—2.5 eV/atom, 欧姆加热功率下降至峰值一半时的沉积能量为 2.5—4.0 eV/atom, 接近铝丝完全气化所需的能量. 快前沿脉冲可增加金属中的能量沉积速度, 提高负载击穿电压, 从而提高电压击穿前负载中的欧姆能量沉积.

激光纹影图像可以观察到气体通道和等离子体通道, 证实了电压击穿后等离子体通道的存在. 根据气体通道和等离子体通道与金属丝初始位置的距离, 可以估计冕等离子体平均电离度约为 0.3. 负载在真空中的膨胀为自由膨胀, 膨胀速度为 km/s 量级, 外部低密度等离子体区的膨胀速度大于中心高密度等离子体区. 通常, 电极附近区域的能量沉积超过负载中部区域, 电极附近负载基本完全气化, 而负载中部区域仍存在液态或团簇状颗粒. 一些发次的实验中, 也获得了轴向均匀且完全气化的铝蒸气. 在电压击穿后的约 127 ns, 轴线处原子密度为  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , 70% 的初始质量分布在直径 1 mm 的区域内, 100% 的初始质量分布在直径 2 mm 的区域内. 电爆炸过程与每个负载自身形态密切相关, 这可能是造成上述差异的原因.

金属丝电爆炸过程受到脉冲电流极性的影响<sup>[20]</sup>. 金属丝直径约为 10  $\mu\text{m}$  量级, 附近电场强度极高约  $10^7 \text{ V/cm}$  量级, 在场致发射作用下产生电子. 实验中电流脉冲为负极性, 金属丝与接地回流

柱之间存在径向电场, 电子从径向电场和向阳极的漂移过程中获得能量, 并引发丝周围蒸汽的电离. 这样热发射和场致发射电子较早地引起了沿丝表面的击穿, 使得负载中的欧姆能量沉积停滞. 在电极附近, 由于大质量高电导率电极的屏蔽作用, 径向电场分量被有效抑制, 电子发射相应也减弱, 这可能是造成电极附近区域的能量沉积超过负载中部区域的原因.

## 参考文献

- [1] Haines M G 2011 *Plasma Phys. Control. Fusion* **53** 093001
- [2] Qiu A C, Kuai B, Zeng Z Z, Wang W S, Qiu M T, Wang L P, Cong P T, Lü M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5917 (in Chinese) [邱爱慈, 蒯斌, 曾正中, 王文生, 邱孟通, 王亮平, 丛培天, 吕敏 2006 物理学报 **55** 5917]
- [3] Spielman R B, Deeney C, Chandler G A, Douglas M R, Fehl D L, Matzen M K, McDaniel D H, Nash T J, Porter J L, Sanford T W L, Seaman J F, Stygar W A, Struve K W, Breeze S P, McGurn J S, Torres J A, Zagar D M, Gilliland T L, Jobe D O, McKenney J L, Mock R C, Vargas M, Wagoner T, Peterson D L 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2105
- [4] Harvey-Thompson A J, Lebedev S V, Burdiak G, Waisman E M, Hall G N, Suzuki-Vidal F, Bland S N, Chittenden J P, Grouchy P De, Khoory E, Pickworth L, Skidmore J, Swadling G 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 205002
- [5] Sinars D B, Hu M, Chandler K M, Shelkovenko T A, Pikuz S A, Greenly J B, Hammer D A, Kusse B R 2001 *Phys. Plasmas* **8** 216
- [6] Hu M, Kusse B R 2004 *Phys. Plasmas* **11** 1145
- [7] Tkachenko S I, Barishpoltsev D V, Ivanenkov G V, Romanova V M, Ter-Oganessian A E, Mingaleev A R, Shelkovenko T A, Pikuz S A 2007 *Phys. Plasmas* **14** 123502
- [8] Sarkisov G S, Rosenthal S E, Struve K W, McDaniel D H 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 046404
- [9] Sarkisov G S, Rosenthal S E, Struve K W, 2008 *Phys. Rev. E* **77** 056406
- [10] Zhao J P, Zhang Q G, Yan W Y, Liu X D, Liu L C, Zhou Q, Qiu A C 2013 *IEEE Trans. Plasmas Sci.* **40** 2207
- [11] Zhao T, Zou X B, Zhang R, Wang X X 2010 *Chin. Phys. B* **19** 075205
- [12] Wu J, Wang L P, Han J J, Li M, Sheng L, Li Y, Zhang M, Guo N, Lei T S, Qiu A C, Lü M 2012 *Phys. Plasmas* **19** 022702
- [13] Zou X B, Mao Z G, Wang X X, Jiang W H 2012 *Europhys. Lett.* **97** 35004
- [14] Wang Z, Yang J L, Xu R K, Li L B, Xu Z P, Zhang F Q, Zhong Y H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5942 (in Chinese) [王真, 杨建伦, 徐荣昆, 李林波, 许泽平, 章法强, 钟耀华 2006 物理学报 **55** 5942]

- [15] Chen F X, Feng J H, Li L B, Yang J L, Zhou L, Xu R K, Xu Z P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 045204 (in Chinese) [陈法新, 冯璟华, 李林波, 杨建伦, 周林, 徐荣昆, 许泽平 2013 物理学报 **62** 045204]
- [16] Chen G H, Guo J J, Huang X B, Liu J, Zhang C H, Wang G L, Zhou S T, Yang Q G 2013 *High Power Laser Particle Beams* **25** 9 (in Chinese) [陈光华, 郭江建, 黄显宾, 刘俊, 张朝辉, 王贵林, 周少彤, 阳庆国 2013 强激光与粒子束 **25** 9]
- [17] Sarkisov G S, Beigman I L, Shevelko V P, Struve K W 2006 *Phys. Rev. A* **73** 042501
- [18] Hipp M, Woisetschlaeger J, Reiterer P, Neger T 2004 *Measurement* **36** 53
- [19] Chase M W 1998 *NIST-JANAF Thermochemical Tables* (4th Ed.) (Maryland: NIST Gaithersburg)
- [20] Sarkisov G S, Sasorov P V, Struve K W, McDaniel D H, Gribov A N, Oleinik G M 2002 *Phys. Rev. E* **66** 046413

## Gasified singlewire aluminum Z-pinch load formed by fast rising current\*

Wu Jian<sup>1)2)</sup> Li Xing-Wen<sup>1)†</sup> Li Yang<sup>1)2)</sup> Yang Ze-Feng<sup>1)</sup>  
Shi Zong-Qian<sup>1)</sup> Jia Shen-Li<sup>1)</sup> Qiu Ai-Ci<sup>1)2)</sup>

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

2) (State Key Laboratory of Intense Pulsed Radiation Simulation and Effect, Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China)

( Received 2 January 2014; revised manuscript received 16 February 2014 )

### Abstract

In order to suppress the core-corona structures commonly observed in the single-wire exploding stage of wire array Z-pinch, the laser probe diagnostic is analyzed, and the exploding characteristics of aluminum wire under negative-polarity and fast-rising current pulses (90–170 A/ns) are investigated using a picosecond laser probe. The aluminum wire with a diameter of 15  $\mu\text{m}$  and a length of 2 cm, has a peak resistive voltage of 35–50 kV and a resistivity of 30–40  $\mu\Omega\cdot\text{cm}$  before the voltage collapsed. The ohmic energy deposited in the load is 1.5–2.5 eV/atom at the voltage peak time, and 2.5–4.0 eV/atom at the time when the Joule heating power drops off to half of its maximum value. A faster rising current would lead to an increase of the energy deposition rate, and enhance the breakdown voltage. In most shots, nearly all the aluminum atoms near the electrodes are in the gaseous state, and liquid drops or clusters existing at the central part of the wire. While in some shots, the load is exploded into a gaseous state homogeneously along the axis. At about 127 ns after the laser peak, 70% of the initial mass is located within a diameter of 1 mm, and all the mass is within a diameter of 2 mm.

**Keywords:** exploding wire, core-corona suppression, laser probe

**PACS:** 52.59.Qy, 52.80.Qj

**DOI:** 10.7498/aps.63.125206

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51237006, 51322706).

† Corresponding author. E-mail: [xwli@mail.xjtu.edu.cn](mailto:xwli@mail.xjtu.edu.cn)