物理学报 Acta Physica Sinica

Chinese Physical Society

Institute of Physics, CAS

反场构型平面薄膜电爆炸等离子体电流通道

刘永棠 盛亮 李阳 张金海 欧阳晓平

Current channel in plasma of inverse exploding planar foils

Liu Yong-Tang Sheng Liang Li Yang Zhang Jin-Hai Ouyang Xiao-Ping

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 71, 035205 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211495

在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.71.20211495

当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

周期调制结构平面薄膜电爆炸实验研究

Explosion of thin flat foils with periodical modified structure

物理学报. 2021, 70(6): 065203 https://doi.org/10.7498/aps.70.20201574

HL-2A高约束先进运行模式等离子体电流剖面集成模拟

Integrated simulation of plasma current profile in HL-2A high confinement mode(H mode)

物理学报. 2021, 70(23): 235203 https://doi.org/10.7498/aps.70.20210945

同轴枪放电等离子体电流片的运动特性研究

Motion characteristics of coaxial gun discharge plasma current sheet

物理学报. 2019, 68(3): 035203 https://doi.org/10.7498/aps.68.20181832

电流密度对微米硅电极断裂行为的影响

Effects of current density on fracture behaviors for micron-sized crystalline silicon electrodes

物理学报. 2020, 69(24): 248201 https://doi.org/10.7498/aps.69.20200915

临界电流密度对圆柱状超导体力学特性的影响

Effects of critical current density on mechanical properties of cylindrical superconductors

物理学报. 2019, 68(18): 187402 https://doi.org/10.7498/aps.68.20190759

2 cm电子回旋共振离子推力器离子源中磁场对等离子体特性与壁面电流影响的数值模拟

Numerical simulation of influence of magnetic field on plasma characteristics and surface current of ion source of 2-cm electron cyclotron resonance ion thruster

物理学报. 2021, 70(7): 075204 https://doi.org/10.7498/aps.70.20201667

反场构型平面薄膜电爆炸等离子体电流通道*

刘永棠[1)2)] 盛亮[2)†] 李阳[2)] 张金海[2)] 欧阳晓平[2)]

1) (清华大学工程物理系, 北京 100084)

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)

(2021 年 8 月 12 日收到; 2021 年 9 月 14 日收到修改稿)

Z 箍缩负载初始化电流通道的形成建立过程、电流密度分布模式及其演化特征对研究等离子体动力学发展、分析等离子体不稳定性模式、开展磁流体数值模拟工作等具有重要意义. 平面薄膜是研究这一问题中具有连续二维结构的理想构型. 基于理想无限长平板假设下的反场薄膜-回流柱负载模型, 通过理论对电感主导模式下的电流通道建立和演化过程、薄膜平面磁场分布特征和薄膜各部分受力特征进行了计算分析. 通过开展对称型与非对称型下的平面薄膜电爆炸实验, 以可见光分幅相机记录薄膜等离子体自辐射光分布为主要诊断手段开展了实验验证. 结果显示, 早期电流的建立与分布符合电感模型预期, 薄膜等离子体表现出电流密度边缘聚集和钳状型等离子体发光形态. 中后期图像显示发光强区会由薄膜边界向中心位置转移并导致峰状凸起型等离子体发光形态的演化, 表明电流分配受等离子体发展影响, 边界融蚀等离子体向心汇聚导致电流随之转移, 最终造成电流通道的快速切换.

关键词: 电爆炸薄膜, 反场构型, 电感模式, 电流密度分布

PACS: 52.80.Qj, 52.58.Lq, 52.77.Fv **DOI:** 10.7498/aps.71.20211495

1 引 言

Z 箍缩的研究涉及多物理过程的复合[1,2], 电流通道的建立与演化是其中基础而极为重要的课题之一[3]. 该课题对于研究能量馈入启动相变[4,5]、动力学发展过程[6,7]、不稳定结构源[8,9]以及开展 Z 箍缩磁流体数值模拟研究[10]等皆具有重要价值. 帝国理工大学的研究者在丝阵负载研究中指出平面丝阵构型下丝与丝之间的电感耦合决定了其电流分布, 导致在不同丝位处融蚀等离子体速率产生差异, 从而影响丝阵动力学演化过程[11,12]. 调制负载实验显示周期刻蚀结构的引入可导致趋肤电流分布特征改变, 并影响电热不稳定结构的种源特征, 从而实现对等离子体不稳定结构的定向调控[13]. 受限于 Z 箍缩实验的复杂电磁环境与有限诊断手段, 实验难以直接对等离子体局部电流密度进行精确测量, 但可通过对等离子体发光信息进行诊断以获取特征参数[14]. 平面薄膜作为具有连续二维结构的理想构型, 是由丝阵研究向套筒研究过渡的重要一环, 而目前国内外对该类构型的相关研究仍然较为缺乏, 对其电爆炸等离子体的电流通道建立与演化过程尚认知不足. 据此本文以反场构型平面薄膜负载为研究对象, 以基于电感主导模式的理论模型计算分析电流密度分布特征, 以不同参数的负载构型早期可见光自辐射图像为诊断手段开展实验验证, 实现对电流路径演化及其与融蚀等离子体发展的相互作用等关键问题的深入研究. 本文第 2 节介绍相关负载构型与诊断系统; 第 3 节介绍基于电感主导模型计算得到的负载电流分布特征及其对电爆炸发展现象的预测; 第 4 节为实验工作, 介绍实验观测到的薄膜的发光特征及等离子体形态演

* 国家自然科学基金 (批准号: 11575147) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: shengliang@tsinghua.org.cn

© 2022 中国物理学会 Chinese Physical Society

化特征, 并将提取的电流分布特征与理论模型进行了对比分析; 第 5 节为总结与讨论.

2 负载结构与诊断系统

强光一号加速器峰值电流约为 1.4 MA, 上升时间约为 100 ns. 实验负载采用回流柱位于轴心, 金属薄膜位于两侧的反场构型外爆式结构[13]. 在该构型下脉冲电流从阳极注入到两侧薄膜, 经阴极连接台和中心回流柱流出后返回阴极. 其电流位型导致近轴心处具有更强磁场, 形成与柱形丝阵和内爆套筒相反的磁压分布特征, 从而可驱动薄膜整体向外运动发展. 该构型具有探测区域视场大, 负载参数易调节, 利于激光探针以及分幅相机等诊断系统进行空间布局等优势. 该构型可用于类比研究大型丝阵或套筒实验中的局部等离子体行为, 同时降低了对驱动源规模的需求[12]. 同时该构型解决了等离子体向内汇聚所导致的诊断窗口受限问题[15], 且可用于研究非对称性磁场环境下界面不稳定性发展[16], 并在爆炸冲击波研究[17,18]、实验天体物理[19]和磁流体数值模拟[20]等领域内具有重要的应用价值. 本文利用该类负载构型进一步构造形成了对称双侧型和非对称双侧型外爆式负载结构, 即通过调整薄膜与回流柱间距构造对称性上的结构差异, 进而造成电流分配差异, 以便开展理论分析并利用实验现象上的差异特征进行验证. 负载安装的金属薄膜尺寸为 20 μm 厚, 10 mm 宽, 20 mm 长, 分别以符号 h, b, l 对应; 材料为高纯度铝金属, 以 M 表示; 两侧薄膜与回流柱边界的距离及回流柱宽分别以符号 d_1, d_3, d_2 对应, 非对称结构下远端薄膜处的长边界距与符号 d_1 对应, 近端薄膜短边界距与 d_3 对应. 实验负载参数如表 1 所列, 负载装配结构与实验诊断系统光路如图 1 所示.

采用激光阴影成像记录侧向等离子体的发展状态, 激光探针方向与薄膜表面平行, 图 2 给出了侧向激光阴影记录下的初始状态, 其图像经过了 90°旋转处理, 图 2(a) 和图 2(b) 分别显示了两种负载的初始间距结构. 利用可见光分幅相机对薄膜轴向和侧向可见光辐射强度进行记录, 其曝光时间为 5 ns, 分幅间隔约为 20 ns; 可见光图像辐射强

表 1 反场构型平面薄膜负载参数

Table 1. Parameters of the planar foils.

负载结构类型	材料M	膜厚h/μm	膜宽b/mm	膜长l/mm	回流柱厚d_2/mm	边界距1 d_1/mm	边界距2 d_3/mm
双侧对称型	铝	20	10	20	10	5	5
双侧异距型	铝	20	10	20	10	15	5

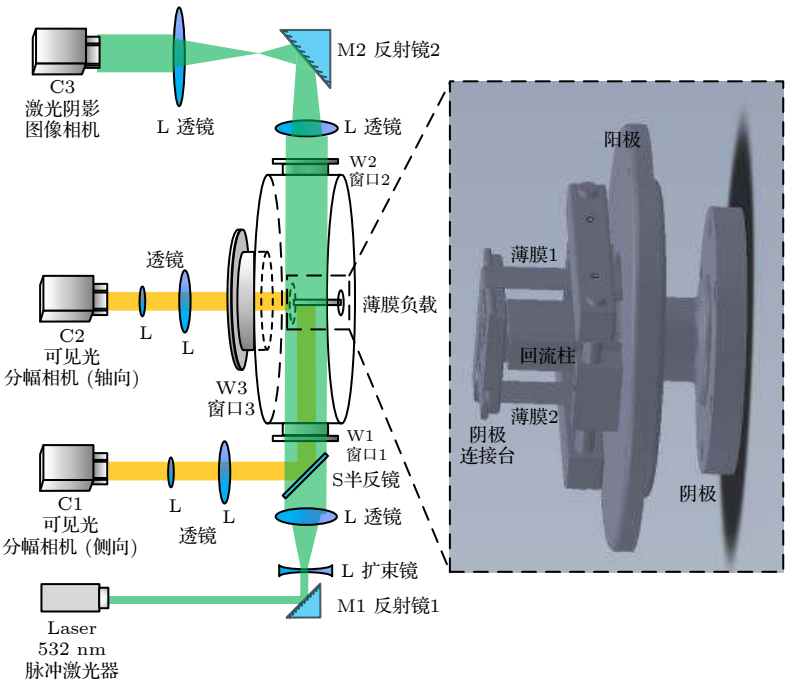

图 1 诊断系统光路示意图与负载装配结构图

Fig. 1. Optical path of the diagnostic system and assembled load diagram.

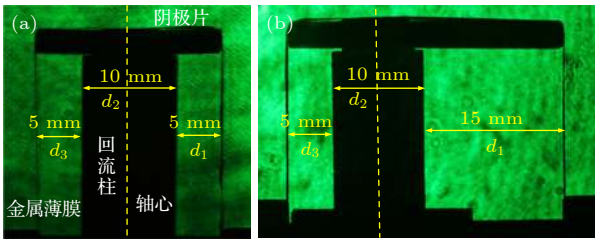

图 2 不同结构负载侧向激光阴影图示 (a) 对称型薄膜负载; (b) 非对称型薄膜负载

Fig. 2. Side-on laser shadow graphs of the experimental load with different structures: (a) Symmetric load; (b) asymmetric load.

度信息通过等离子源辐射、辐射输运、相机记录形成数字图像表征. 通过可见光分幅相机进行记录后得到的灰度表达式[21] 为

$$G = K \cdot S \cdot \Omega \cdot I_v. \tag{1}$$

其中, G 为记录图像灰度值, K 为比例系数, S 为探测面积, Ω 为接收立体角, I_v 为单位频率辐射亮度. 每发次实验过程中诊断布局保持相同, 因此 K, S, Ω-固定, $G \propto I_v$. 辐射亮度与辐射区域的温度正相关. 温度方程可近似表达为

$$\rho c_{\rm v} \frac{\partial T}{\partial t} = j^2 \delta_{\rm m} + \nabla(\kappa \nabla T). \tag{2}$$

其中, ρ 为密度, κ 为热传导系数, $\delta_{\rm m}$ 为电阻率, $c_{\rm v}$ 为热容. 因此温度与电流密度呈正相关. (1) 式和 (2) 式给出了图像灰度、可见光辐射强度、等离子体温度和局部电流密度之间的联系, 为实验验证电流通道模型提供了理论分析基础.

3 平面薄膜电流分配的电感主导模式

文献 [22—24] 利用丝阵模型中通过所有可能导电回路下的磁通守恒条件, 解有限丝数线性方程组计算得到了电感主导模式下丝阵的电流分布特征. 文献 [25—27] 通过矢势法在回流柱呈现环形对称结构的等电流分配假设下, 将问题划归到二维复空间平面, 通过解有限线性方程组获得电流分配信息. 此两种方法的基本原理相同. 与有限个数的分立单丝组成的丝阵不同, 薄膜各部分相互连通构成整体, 且反场构型下的负载结构不同, 无法直接使用上述模型进行分析. 针对实验采用的外爆型薄膜负载结构, 本节建立了计算模型进行研究分析. 采用矢势法, 磁感应强度 $\boldsymbol{B}$ 与矢势 $\boldsymbol{A}$ 满足:

$$\boldsymbol{B} = \nabla \times \boldsymbol{A}. \tag{3}$$

矢势满足规范条件:

$$\nabla \cdot \boldsymbol{A} = 0. \tag{4}$$

在真空满足拉普拉斯方程:

$$\nabla^2 \boldsymbol{A} = 0. \tag{5}$$

考虑无限长元电流柱所产生的矢势. 设元电流柱半径为 a, 电流密度为 j, 空间某点距离圆心处的位置坐标为 r, 设电流沿 z 轴向上, 则产生的空间磁感应强度分布为

$$\boldsymbol{B} = -B\frac{y}{r}\hat{x} + B\frac{x}{r}\hat{y}, \tag{6}$$

$$B = \begin{cases} \dfrac{\mu_0 j}{2} r & (0 < r < a), \\ \dfrac{\mu_0 j}{2}\dfrac{a^2}{r} & (r \geqslant a), \end{cases} \tag{7}$$

其中 B 为磁感应强度大小; μ_0 为真空磁导率; x, y, z 为空间坐标, $\hat{\boldsymbol{x}}$, $\hat{\boldsymbol{y}}$, $\hat{\boldsymbol{z}}$ 为对应方向上的单位矢量. 得到矢势表达式为

$$\boldsymbol{A} = A(r)\hat{z}, \tag{8}$$

$$A(r) = \begin{cases} -\dfrac{\mu_0 j}{4} r^2 + C_1 & (0 < r < a), \\ \dfrac{\mu_0 j a^2}{2} \cdot \ln\left(\dfrac{C_2}{r}\right) & (r \geqslant a), \end{cases} \tag{9}$$

其中 A 为矢势大小; C_1, C_2 为积分常数, 设 $C_2 = 1$.

为简化构型采用有限宽无限长平板模型开展理论分析, 如图 3 所示, 模型由回流柱与薄膜组成, 忽略其 z 向上长度的影响. 现考虑薄膜上一段宽 $\mathrm{d}x$ 长 δ 的微元在真空区域中产生的矢势 $\mathrm{d}\boldsymbol{A}$, 薄膜微元与电流柱微元通过以下近似关系对应:

$$\mathrm{d}I \sim j\delta \mathrm{d}x \sim j\pi a^2. \tag{10}$$

对应图 3 中单侧薄膜-回流柱的负载结构得

$$\mathrm{d}A(z,t) = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \ln\left(\frac{1}{R}\right) i(x)\mathrm{d}x, \tag{11}$$

其中 I 为电流大小, R 为微元中心到计算矢势点间距离, $i(x) = j(x)\cdot\delta$ 为压缩在二维 x-z 平面上的面电流密度. 以上对薄膜微元的矢势计算中采用了利

用电流柱微元表达式近似替换的分析方法, 在数值计算过程中选取步长 $\mathrm{d}x$ 近似于电流载流深度 δ, 图 4 显示计算结果具有良好的准确性.

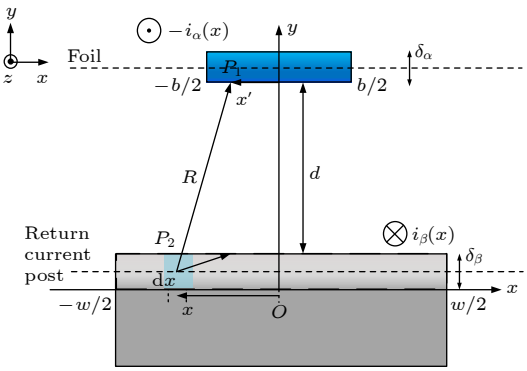

图 3 单侧薄膜-回流柱负载模型轴向图示. 电流方向为从薄膜底部流入顶部流出, 然后向下流进回流柱. w 为回流柱宽度, b 为薄膜宽度, d 为两者间距. x 为微元横坐标, x'为矢势研究点横坐标, R 为微元与研究点间距, i_α 为薄膜面电流密度大小, i_β 为回流柱边界处面电流密度大小. δ_α 为薄膜载流厚度, δ_β 为回流柱边界趋肤深度

Fig. 3. Diagram of 2-D foil-backpost geometry of axial direction view. Current flows into the foil from the bottom and flows out of the foil down to the return current post. w is the width of the return current post, b is the width of the foil, d is the distance between foil and post. x is the coordinate of the element, x' is the coordinate of the studied point, R is the distance between the element and studied point, i_α is the surface current density of the foil and i_β is that of the backpost. δ_α is the flowing depth of current in the foil and δ_β is that of the post boundary.

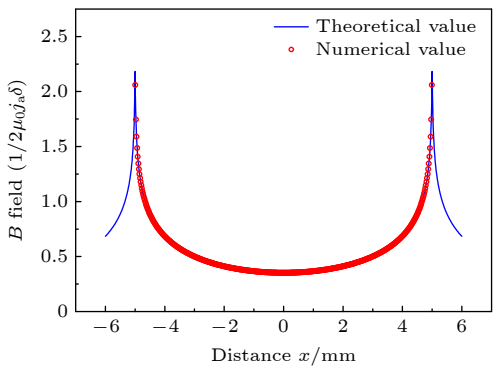

图 4 无限长有限宽理想平板构型在电流均匀分布假设下, 平板所在平面总磁感应强度分布. 载流厚度 δ 为 20 μm, 平板范围为–5—5 mm, 平均电流密度大小为 j_a. 蓝色曲线为平板模型理论公式计算结果, 红色点集为单排电流柱微元近似薄膜微元下的数值计算结果

Fig. 4. Assuming equal distribution of current, calculated numerical B-field on slab by single-row model comparing to the theoretical value. Current depth is 20 μm, slab region is from –5 to 5 mm and j_a is the average current density. Blue line is the numerical result and red plots are the theoretical result.

对于回流柱和薄膜面上任意两路径 P_1, P_2 构成的回路有

$$\phi = \int_{P_1}^{P_2} \boldsymbol{B}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} = -l\int \frac{\partial A}{\partial r}\mathrm{d}r$$
$$= -l(A(r_2)-A(r_1)), \tag{12}$$
$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\phi = -l\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\Lambda(t) = U, \tag{13}$$

其中 ϕ 为磁通量, l 为薄膜长度, U 为电压, r_1 为回流柱表面上与 z 轴平行的直线 P_1 的位置, r_2 为薄膜表面上与 z 轴平行的直线 P_2 的空间位置 (图 3), $\Lambda(t)$ 为矢势差. 薄膜各处连接着相同的电极, 故在同一时刻下, 磁通量与选取的回路路径位置无关, 即 $A(r_2)$ 与 $A(r_1)$ 皆为与 r 无关的常数.

$$A(r_1) = A_{t1},\quad A(r_2) = A_{t2}. \tag{14}$$

实际薄膜与回流柱结构不同, 因此计算的过程中需要分别考虑薄膜与回流柱上的电流分布. 在双侧非对称实验负载结构中, 回流柱为矩形截面柱状体, 其两侧界面为平面. 以其为轴两侧各安装有金属薄膜负载, 构成双侧负载结构. 因此需要划分为四部分区域进行考虑, 如图 5 所示.

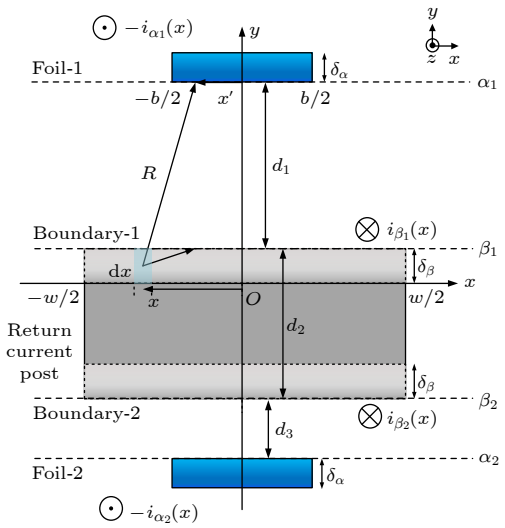

图 5 双侧薄膜结构负载模型轴向示意图. d_1 为远端薄膜距回流柱边界距离, d_3 为近端薄膜距回流柱边界距离, d_2 为回流柱宽度. i 为面电流密度, δ 为载流厚度, 其下标 α_1, β_1, α_2, β_2 分别对应薄膜 1、回流柱界面 1、薄膜 2 和回流柱界面 2

Fig. 5. Diagram of the load structure with double foils from axial view. d_1 is the distance between the further side foil α_1 and post boundary β_1, d_3 is the distance between the other side foil α_2 and post boundary β_2, d_2 is the width of the return current post, i is the surface current density, δ is the current depth where subscripts α_1, β_1, α_2, β_2 correspond to foil-1, post boundary-1, foil-2, post boundary-2, respectively.

由 (12) 式计算四界面的叠加矢势, 薄膜边界 α_1 处的矢势表达式为

$$A_{\alpha1}(x')=\frac{\mu_0}{2\pi}\left\{\int_{-w/2}^{w/2}\ln\left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2+(d_1+\delta_\beta/2)^2}}\right)i_{\beta1}(x)\mathrm{d}x+\int_{-w/2}^{w/2}\ln\left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2+(d_1+d_2-\delta_\beta/2)^2}}\right)i_{\beta2}(x)\mathrm{d}x\right.$$
$$\left.-\int_{-b/2}^{b/2}\ln\left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2+(\delta_\alpha/2)^2}}\right)i_{\alpha1}(x)\mathrm{d}x-\int_{-b/2}^{b/2}\ln\left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2+(d_1+d_2+d_3+\delta_\alpha/2)^2}}\right)i_{\alpha2}(x)\mathrm{d}x\right\},\tag{15}$$

薄膜边界 α_2 处矢势表达为

$$A_{\alpha2}(x')=\frac{\mu_0}{2\pi}\left\{\int_{-w/2}^{w/2}\ln\left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2+(d_2+d_3-\delta_\beta/2)^2}}\right)i_{\beta1}(x)\mathrm{d}x+\int_{-w/2}^{w/2}\ln\left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2+(d_3+\delta_\beta/2)^2}}\right)i_{\beta2}(x)\mathrm{d}x\right.$$
$$\left.-\int_{-b/2}^{b/2}\ln\left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2+(d_1+d_2+d_3+\delta_\alpha/2)^2}}\right)i_{\alpha1}(x)\mathrm{d}x-\int_{-b/2}^{b/2}\ln\left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2+(\delta_\alpha/2)^2}}\right)i_{\alpha2}(x)\mathrm{d}x\right\}.\tag{16}$$

回流柱边界 β_1 处的矢势为

$$A_{\beta1}(x')=\frac{\mu_0}{2\pi}\left\{\int_{-w/2}^{w/2}\ln\left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2+(\delta_\beta/2)^2}}\right)i_{\beta1}(x)\mathrm{d}x+\int_{-w/2}^{w/2}\ln\left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2+(d_2-\delta_\beta/2)^2}}\right)i_{\beta2}(x)\mathrm{d}x\right.$$
$$\left.-\int_{-b/2}^{b/2}\ln\left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2+(d_1+\delta_\alpha/2)^2}}\right)i_{\alpha1}(x)\mathrm{d}x-\int_{-b/2}^{b/2}\ln\left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2+(d_2+d_3+\delta_\alpha/2)^2}}\right)i_{\alpha2}(x)\mathrm{d}x\right\}.\tag{17}$$

回流柱边界 β_2 处的矢势为

$$A_{\beta2}(x')=\frac{\mu_0}{2p}\left\{\int_{-w/2}^{w/2}\ln\left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2+(d_2-\delta_\beta/2)^2}}\right)i_{\beta1}(x)\mathrm{d}x+\int_{-w/2}^{w/2}\ln\left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2+(\delta_\beta/2)^2}}\right)i_{\beta2}(x)\mathrm{d}x\right.$$
$$\left.-\int_{-b/2}^{b/2}\ln\left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2+(d_1+d_2+\delta_\alpha/2)^2}}\right)i_{\alpha1}(x)\mathrm{d}x-\int_{-b/2}^{b/2}\ln\left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2+(d_3+\delta_\alpha/2)^2}}\right)i_{\alpha2}(x)\mathrm{d}x\right\}.\tag{18}$$

由电流守恒:

$$\int_{-w/2}^{w/2}i_{\alpha1}(x)\mathrm{d}x+\int_{-b/2}^{b/2}i_{\alpha2}(x)\mathrm{d}x=\int_{-w/2}^{w/2}i_{\beta1}(x)\mathrm{d}x+\int_{-b/2}^{b/2}i_{\beta2}(x)\mathrm{d}x,\tag{19}$$

(15) 式对应的区域矢势为常数:

$$A_{\alpha1}=A_{\alpha2}=\text{Constant 1},$$
$$A_{\beta1}=A_{\beta2}=\text{Constant 2}.\tag{20}$$

将 (19) 式和 (20) 式作为给定条件求解泛函 $i_{\alpha1}$, $i_{\beta1}$, $i_{\alpha2}$, $i_{\beta2}$ 的问题. 利用分段求和近似积分过程, 分立出线性方程组可以求解得到数值结果. 计算得到的面电流密度分布如图 6 和图 7 所示, 以相对平均值 i_a 的形式表示.

通过矢势法计算得到了薄膜-回流柱负载结构下基于电感主导模式的电流密度分布特征. 图 6 结果显示当两侧薄膜间距相同构成对称型负载结构时, 不同薄膜以及回流柱边界的状态一致, 其电流分布曲线重合. 此时两侧薄膜均呈现边界处电流密度最强, 中心处最弱, 由两侧向中心递减的谷状特征分布. 在边界处 5% 的长度范围内, 电流密度由

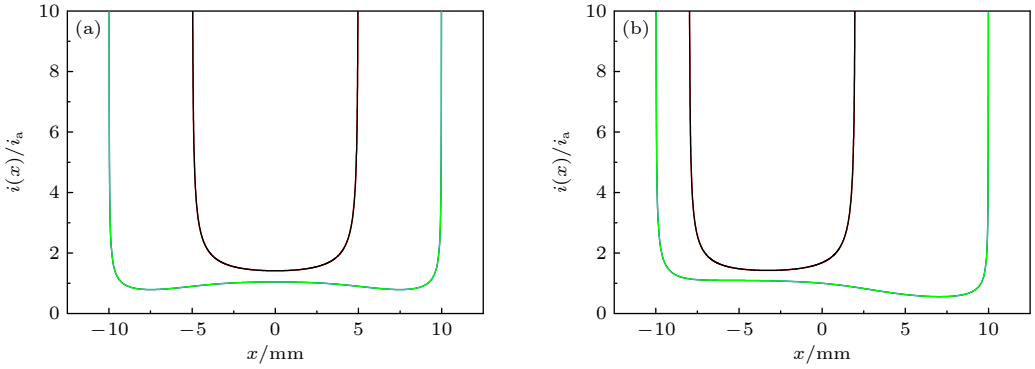

图 6 双侧对称型结构负载电流密度分布 ($d_1 = 5$ mm, $d_2 = 10$ mm, $d_3 = 5$ mm, 对应于图 5 结构. 其中红色 (与黑色重合) 对应薄膜 α_1, α_2, 蓝色 (与绿色重合) 对应回流柱界面 β_1, β_2) (a) 无偏置; (b) 薄膜左偏置 0.3 mm

Fig. 6. Distribution of surface current density of the symmetric load structure with double foils. $d_1 = 5$ mm, $d_2 = 10$ mm, $d_3 = 5$ mm corresponding to the parameters in Fig. 5. Red (black) lines represent the foil α_1 and foil α_2, blue (green) lines represent the backpost boundary β_1 and backpost boundary β_2, respectively. (a) The foil is loaded in the center; (b) the foil has an initial 0.3 mm offset on the left.

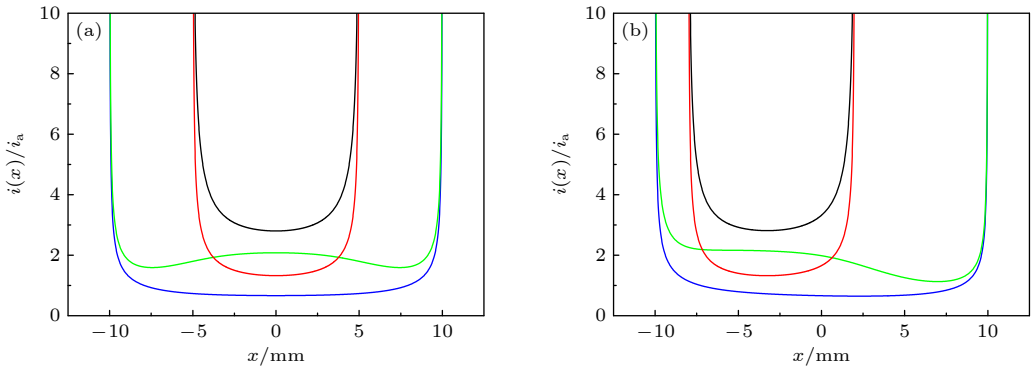

图 7 双侧非对称型结构负载电流分布 ($d_1 = 15$ mm, $d_2 = 10$ mm, $d_3 = 5$ mm, 对应于图 5 结构. 其中红色对应薄膜 α_1, 黑色对应薄膜 α_2, 蓝色对应回流柱面 β_1, 绿色对应回流柱面 β_2) (a) 无偏置; (b) 左偏置 0.3 mm

Fig. 7. Distribution of surface current density of the asymmetric load structure with double foils. $d_1 = 15$ mm, $d_2 = 10$ mm, $d_3 = 5$ mm corresponding to the parameters in Fig. 5. Red, black, blue, green lines represent the foil α_1, foil α_2, backpost boundary β_1, backpost boundary β_2, respectively. (a) The foil is loaded in the center; (b) the foil is set an initial 0.3 mm offset on the left.

平均值的 10 倍以上迅速下降到 1 倍左右, 形成了极为陡峭的边界密度分布特征. 回流柱边界处的电流密度同样最高, 但中心处高于其邻近两侧而形成局部凸起状结构, 但当薄膜与回流柱的间距增大时这一特征逐渐消失. 当薄膜中心存在偏置时, 近回流柱对称轴 ($x = 0$) 侧薄膜的电流密度值相对略高, 该半侧薄膜的电流分配增至总体的 52%. 回流柱上靠近膜中心 ($x = -0.3$) 处的半侧电流较高, 其值增至总体的 61%. 回流柱与薄膜对应半侧的电流增减形成互补.

非对称双侧负载结构计算结果如图 7 所示. 结果显示近轴端薄膜 α_2 各处的面电流密度均高于远轴端薄膜 α_1 对应数值, 其总电流分配中近轴薄膜 α_2 分配占 66.4%, 远轴膜 α_1 占 33.6%. 近膜端回流柱界面 β_2 上的各处面电流密度同样高于 β_1 上对应数值, 其总电流分配中 β_2 占 67.2%, β_1 占 32.8%. 参数的调节实现了对负载电流分配的调控. 薄膜中心存在偏置时的电流特征变化情况与对称结构结果相似.

图 8 给出了对称结构中不同电流分配模式下薄膜所在平面的磁场分布和薄膜各处的受力分析. 计算结果表明在电感主导模式下 (图 8(a)) 薄膜边沿处总受力和磁感应强度远强于薄膜中心, 从而极大地加剧等离子体的融蚀过程. 边沿受力矢量的纵向分量 f_y 同样高于薄膜中央, 因此边沿的向外扩展更为明显, 这将导致钳状特征形态的形成. 在横向分量 f_x 的作用下, 等离子体同时存在向心汇聚并将导致其携带电流的转移. 图 8(b) 给出了假设

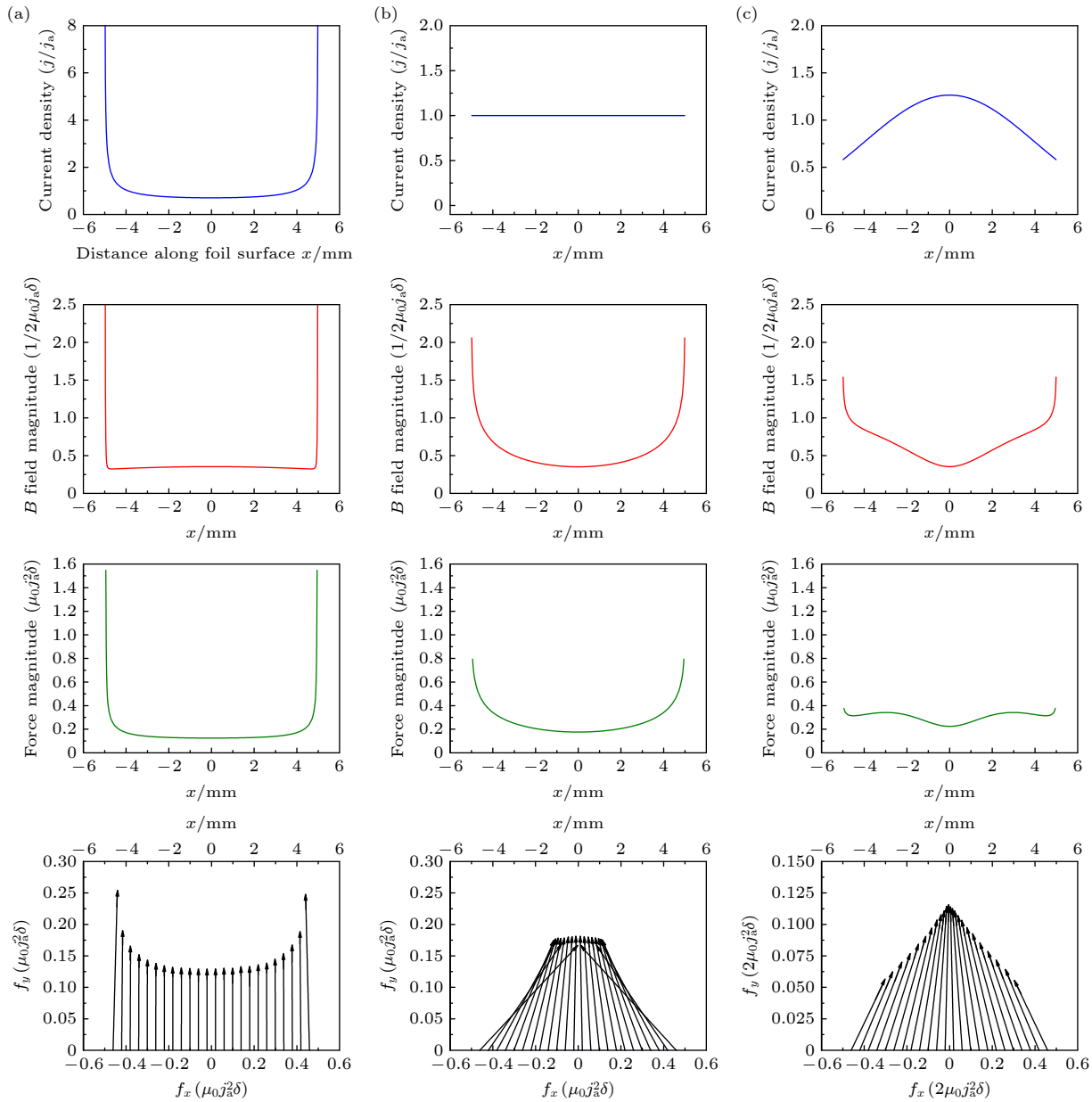

图 8 不同模式下的薄膜各部分电流密度分布、薄膜总磁场强度分布、总受力分布与力矢量特征 (a) 电感主导模式; (b) 平均电流密度分布模式; (c) 中心汇聚型电流密度分布模式 (高斯分布假设). 其中 j_a 为薄膜平均电流密度, δ 为薄膜载流厚度, μ_0 为真空磁导率, F 为总受力大小, f_x 为局部受力的横向分量, f_y 为纵向分量

Fig. 8. Curves of current distribution, magnitude of B-field, magnitude of force and vectors of force along the foil: (a) Based on current division model that inductance dominates; (b) based on equal current division model; (c) based on current division model that its density concentrates on the center (assuming Gaussian distribution of current).

电流达到均匀分布情况下的特征分析. 此时边沿受力明显减弱, 薄膜各处 f_y 值近似相等而表现出火山状受力特征, 薄膜整体向外运动趋于一致, 但薄膜边沿处总受力仍然最强, 其等离子体的融蚀和汇聚进一步发展. 而当电流在中心进一步汇聚时 (图 8(c) 高斯分布假设), 此时薄膜各部分受力已基本相近, 但薄膜边界受力的纵向分量 f_y 进一步减弱, 薄膜中心 f_y 显著增强. 薄膜中心电流密度与受力的增强, 将加剧中心处等离子体的融蚀与扩展, 从而将导致峰型等离子体形态的形成.

4 实验结果分析

在强光一号加速器平台开展了反场构型平面薄膜电爆炸实验研究, 诊断获取的可见光图像如图 9—图 15 所示, 通过薄膜侧向和轴向上的发光

分布实现对等离子体电流分布的定性表征, 并与理论模型对比验证.

图 9 和图 10 展示了双侧对称结构铝膜负载电爆炸发光图像. 侧向结果显示负载表现出薄膜先于回流柱发光 (图 9(b)) 以及在回流柱边界形成发光带 (图 9(c)) 的特征现象. 轴向图像显示早期发光集中在薄膜边沿 (图 10(a)), 薄膜中央分布较弱. 随着电流上升, 薄膜中心处的发光特征开始增强, 逐渐形成由两边向中心的发光区域延伸过程 (图 10(b)). 图 10(c) 显示 67 ns 时刻下薄膜形成了两侧发光厚, 中心发光薄的等离子体形态, 与电感模式受力分析得到的钳状形态一致 (图 8(a)), 实验结果符合理论预期.

图 11 和图 12 展示了非对称型负载结构的实验图像, 结果表现出以下非对称型特征: 侧向图像中近轴端薄膜处较早观测到可见光辐射, 而同时刻下远轴端薄膜尚未观测到明显发光 (图 12(a)); 轴向图像中薄膜边沿早于中心辐射可见光, 中心区域后发光连通 (图 12(b)); 薄膜位置存在微小偏置下, 近中轴侧薄膜边沿发光区域更广. 结果显示, 异构

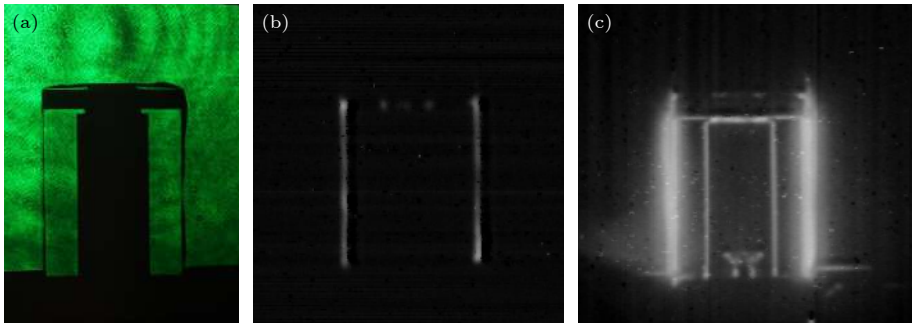

图 9 双侧对称型铝膜负载实验侧向可见光辐射图像 (No. 17222) (a) 初始激光阴影图; (b) 26.6 ns 时刻图; (c) 60.4 ns 时刻图.

Fig. 9. Optical side-on self-emission images for the symmetric structure load with double foils (No. 17222): (a) Laser shadow graph of load in the initial condition; (b) exploding time at 26.6 ns; (c) exploding time at 60.4 ns.

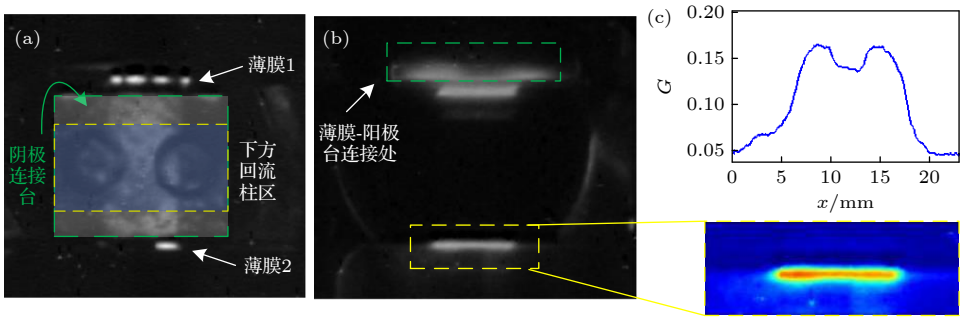

图 10 双侧对称型铝膜负载实验轴向可见光图像 (No. 19103) (a) 27 ns; (b) 67 ns; (c) 局部薄膜发光伪色图与对应位置相对强度曲线, G 为相对灰度值

Fig. 10. Optical end-on self-emission images for the symmetric structure load with double foils (No. 19103): (a) Shot time at 27 ns; (b) shot time at 67 ns; (c) the image in yellow box is treated with flase color. Corresponding mean column gray value curve G with position x is calculated on the top.

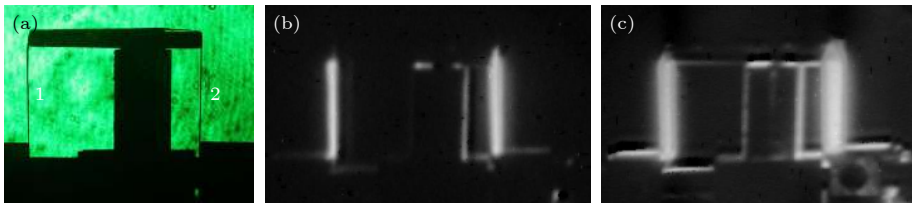

图 11 双侧非对称铝膜负载实验侧向可见光辐射图像 (No. 16189) (a) 初始时刻, 薄膜 1 对应远端位置, 薄膜 2 对应近端位置; (b) 49.8 ns; (c) 70.8 ns

Fig. 11. Optical side-on self-emission images for the asymmetric structure load with double foils set in different distance (No. 16189): (a) Laser shadow graph of load in the initial condition, foil 1 corresponds to the far side and foil 2 corresponds to the near side; (b) shot time at 49.8 ns; (c) shot time at 70.8 ns.

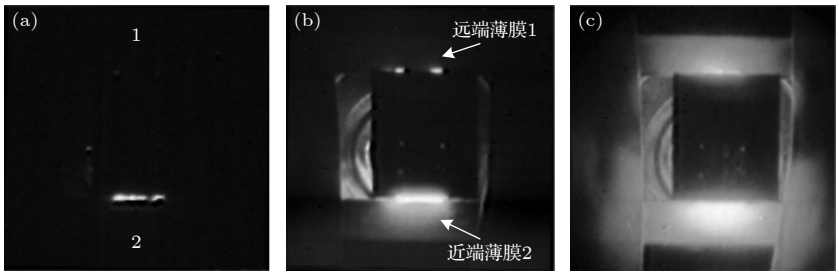

图 12 双侧非对称铝膜负载实验轴向可见光辐射图像 (No. 16214) (a) 12.6 ns; (b) 33.6 ns; (c) 75.6 ns. 薄膜 1 对应远端位置, 薄膜 2 对应近端位置

Fig. 12. Optical end-on self-emission images for the asymmetric structure load with double foils (No. 16214): (a) Shot time at 12.6 ns; (b) shot time at 33.6 ns; (c) shot time at 75.6 ns. Foil 1 corresponds to the far side, and foil 2 corresponds to the near side.

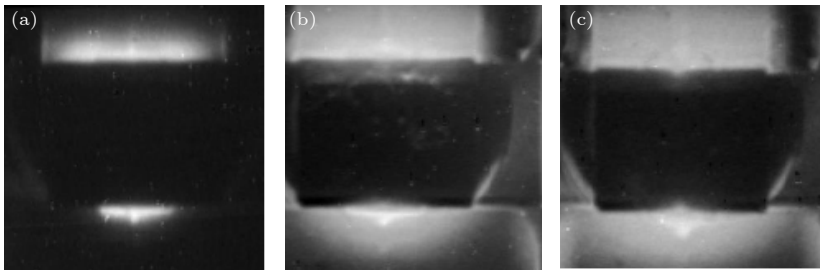

图 13 双侧对称型铝膜负载实验轴向可见光图像 (No. 19110) (a) 79 ns; (b) 99 ns; (c) 119 ns

Fig. 13. Optical end-on self-emission images for the symmetric structure load with double foils (No. 19110): (a) Shot time at 79 ns; (b) shot time at 99 ns; (c) shot time at 119 ns.

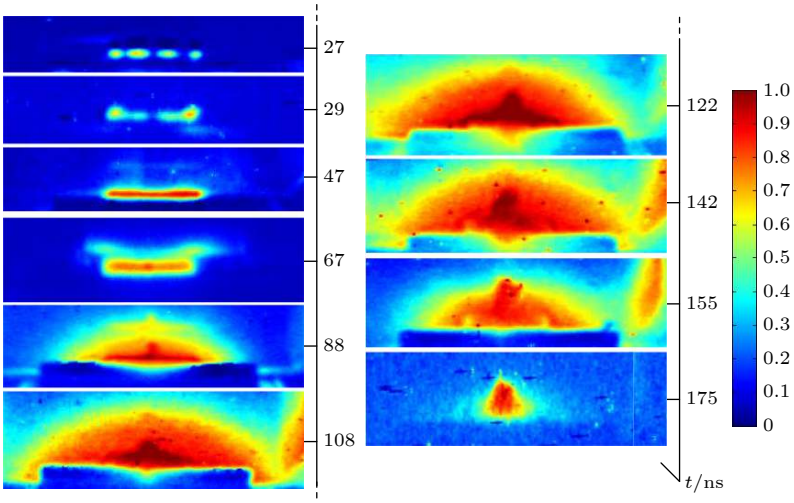

图 14 20 μm 铝膜电爆炸过程轴向可见光自辐射诊断图像序列. 图像经过伪色处理, 相对灰度值与伪色域对应关系如右侧标尺所示

Fig. 14. Diagnosed images sequence of axial visible end-on self-emission in exploding experiments of 20 μm Al foils. Images are treated with false-color where color scale is shown on the right.

型负载实验实现了电流分配的调控, 并通过差异化特征的构造验证了电感主导模式的预期现象.

上述不同构型下薄膜负载实验结果证明, 早期阶段电流通道的建立与密度分布特征与电感主导模式相符. 这与反场构型丝阵实验得到的结论一致. 但边沿处等离子的融蚀与运动将导致模式特征发生改变. 图 13 给出了 70 ns 后薄膜轴向可见光辐射状态. 图像显示薄膜中心位置出现强烈的凸起发光特征, 这与图 8(c) 受力分析中得到的峰型结构相似. 图 14 和图 15 展示了对称结构负载一侧薄膜的完整图像序列. 研究认为等离子体存在向心汇聚与电流通道转移, 该现象在图 14 序列中的 67 ns 时刻图像中已明显产生, 表现为图像中央区域亮度的突然增强, 而此时中心位置尚未发生明显

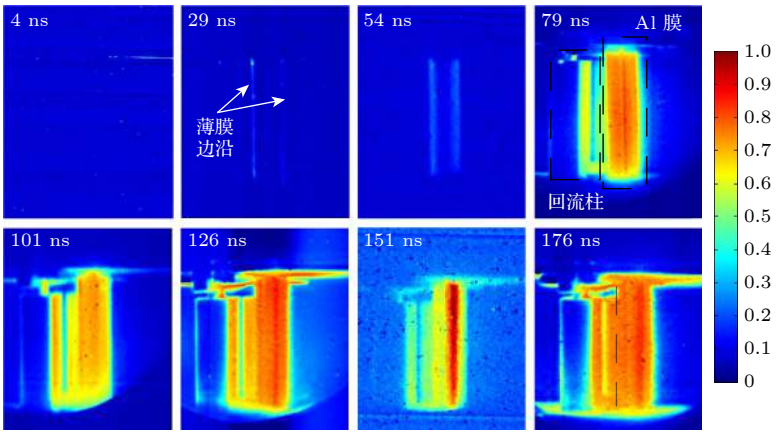

图 15 20 μm 铝膜电爆炸过程截面可见光自辐射诊断图像序列. 图像经过了伪色处理, 相对灰度值与伪色域对应关系如右侧标尺所示. 相机拍摄方向与薄膜界面法向成 45°

Fig. 15. Diagnosed images sequence of surface self-emission in exploding experiments of 20 μm Al foils. Images are treated with false-color where color scale is shown on the right. The shooting angle are 45° relative to foil surface orientation.

凸起. 图 15 序列中的 79 ns 时刻图像中同样观测到中央亮带的突然产生. 此后薄膜中心加速扩张, 峰型凸起形态由中心向外快速发展 (88 ns)并向薄膜两侧延伸 (108 ns). 薄膜中央亮区的形成现象类似于丝阵中轴心形成的先驱等离子体柱. 反场构型丝阵实验研究表明, 电流通道在一定时间内会集中在融蚀并分离于丝核的先驱等离子体中, 使其加速脱离丝阵平面, 然后电流又会快速返回到丝核区附近, 电流通道存在快速的切换过程[28]. 本文薄膜实验同样观测到, 边沿处融蚀形成的等离子体将携带电流向心汇聚导致中央区富集, 而由于薄膜等离子体并未明显脱离薄膜平面, 因此电流通道并未发生二次转移. 电流通道存在转移的现象同时说明了丝阵实验中利用电阻模型计算聚爆时间更为准确的原因[24].

5 总结与讨论

通过电感分析理论和反场构型平面薄膜电爆炸实验工作的开展, 系统地研究了其电爆炸等离子体的电流密度分布模式、磁场分布特征和受力分布特征. 结果显示在早期脉冲电流的主要上升阶段 (0—70 ns), 电流通道的建立与分布符合电感主导模式, 薄膜边沿处电流密度最强, 表现出边沿聚集与近轴聚集等发光特征. 薄膜边沿处电流的集中与强电磁力加剧该处等离子体的融蚀与运动, 边沿处最先出现向外扩展现象, 薄膜整体形成钳状形态特征. 当脉冲电流逐渐建立并达到峰值 (70—120 ns), 融蚀形成的等离子体在横向电磁力的作用下向中心快速运动, 并携带电流使电流通道逐渐向中心转移, 边界处受力逐渐减弱, 薄膜中心纵向受力逐渐增强, 加剧中心处等离子体的融蚀与向外扩展, 导致薄膜中心迅速发展形成强发光区与峰型等离子体形态特征. 电流同通道在 40 ns 内 (图 14 中 47—88 ns 发展图像) 完成快速切换, 导致初始阶段的电感主导模式失效. 理论模型与实验结果相符, 加深了对等离子体电流通道建立和转移的认知.

理论模型分析中采用了简化无限长平板模型分析, 薄膜的长度限制以及阴阳极连接平台等其他复杂结构的影响尚未考虑. 同时薄膜电爆炸过程中存在侧向扩展与电流分层现象, 因此未来工作需要对理论模型进一步细化精确. 同时可尝试通过使用特殊构型的阴极片结构等开展负载设计, 对电流通道影响因素与薄膜动力学发展的调控等关键问题进一步探索. 如图 16 所示, 本文采用了常规阴极片结构 (图 16(a)), 在此基础上通过改造形成内凹型结构 (图 16(b)) 或外凸型阴极片结构 (图 16(c))

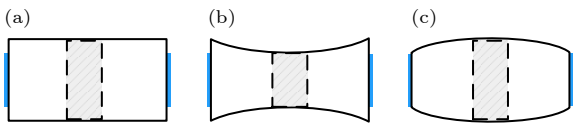

图 16 阴极片结构设计 (a) 常规结构; (b) 内凹型结构; (c) 外凸型结构. 阴影区为与回流柱连接区, 蓝色区域为薄膜连接区

Fig. 16. Different designed cathode plate structure: (a) Normal structure; (b) inner fovea structure; (c) outer fovea structure. Shadow regions connect the backpost and blue regions connect metal foils.

等, 可探索对原轴向电流分布模式的影响, 进而实现对动力学过程的调控.

另一方面本文通过可见光分幅成像诊断所得到的结论局限在早期阶段, 当薄膜完全等离子体化并进入明显动力学发展阶段时该诊断方法存在一定的局限. 本文中以电流汇聚模型 (高斯分布假设) 研究了在此假设上所导致的薄膜受力状态变化, 并与实验现象进行对比, 得到对后期的电流分布特征的间接分析. 后期图像特征一定程度验证了电流汇聚现象, 但仍需要进一步发展诊断手段以直接获取实验证据, 从而定量地表征后续阶段电流密度分布特征. 其中可考虑发展包括基于反射镜面介层烧蚀的轴向激光阴影成像系统显影电流路径, 局部磁探针或法拉第磁旋光法同步测量薄膜各局部区域磁场强度信息以还原电流信息, X 箍缩点投影成像诊断薄膜截面上等离子体密度的空间分布以分析动力学过程和驱动电流分布等手段, 以进一步深化研究.

参考文献

[1] Ryutov D D, Derzon M S, Matzen M K 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 167

[2] Haines M G 2011 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **53** 093001

[3] Chittenden J P, Lebedev S V, Bland S N, Ruiz-Camacho J, Beg F N, Haines M G 2001 *Laser Part. Beams* **19** 323

[4] Zhigalin A S, Rousskikh A G, Oreshkin V I, Chaikovsky S A, Ratakhin N A, Kuznetsov V V 2014 *International Congress On Energy Fluxes And Radiation Effects* Tomsk, Russia, September 21–26, 2014 012027

[5] Oreshkin V I 2008 *Phys. Plasmas* **15** 092103

[6] Ding N, Zhang Y, Liu Q, Xiao D L, Shu X J, Ning C 2009 *Acta Phys. Sin* **58** 1083 (in Chinese) [丁宁, 张扬, 刘全, 肖德龙, 束小健, 宁成 2009 物理学报 **58** 1083]

[7] Lebedev S V, Beg F N, Bland S N, Chittenden J P, Dangor A E, Haines M G, Pikuz S A, Shelkovenko T A 2001 *Laser Part. Beams* **19** 355

[8] Jones B, Deeney C, McKenney J L, Garasi C J, Mehlhorn T A, Robinson A C, Wunsch S E, Bland S N, Lebedev S V, Chittenden J P, Bott S C, Ampleford D J, Palmer J B, Rapley J, Hall G N, Oliver B V 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 225001

[9] Chittenden J P, Jennings C A 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 055005

[10] Sinars D B, Slutz S A, Herrmann M C, McBride R D, Cuneo M E, Peterson K J, Vesey R A, Nakhleh C, Blue B E, Killebrew K, Schroen D, Tomlinson K, Edens A D, Lopez M R, Smith I C, Shores J, Bigman V, Bennett G R, Atherton B W, Savage M, Stygar W A, Leifeste G T, Porter J L 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 185001

[11] Lebedev S V, Beg F N, Bland S N, Chittenden J P, Dangor A E, Haines M G, Kwek K H, Pikuz S A, Shelkovenko T A 2001 *Phys. Plasmas* **8** 3734

[12] Bland S N, Lebedev S V, Chittenden J P, Ampleford D J, Tang G 2004 *Phys. Plasmas* **11** 4911

[13] 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]

[14] Mikitchuk D, Cvejic M, Doron R, Kroupp E, Stollberg C, Maron Y, Velikovich A L, Ouart N D, Giulianli J L, Mehlhorn T A, Yu E P, Fruchtman A 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 045001

[15] 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

[16] Meng L 2018 *M. S. Thesis* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [孟伦 2018 硕士学位论文 (长沙: 国防科技大学)]

[17] Clayson T, Lebedev S V, Suzuki-Vidal F, Burdiak G C, Halliday J W D, Hare J D, Ma J, Suttle L G, Tubman E R 2018 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **46** 3734

[18] Burdiak G C, Lebedev S V, Bland S N, Clayson T, Hare J, Suttle L, Suzuki-Vidal F, Garcia D C, Chittenden J P, Bott-Suzuki S, Ciardi A, Frank A, Lane T S 2017 *Phys. Plasmas* **24** 072713

[19] Lebedev S V, Frank A, Ryutov D D 2019 *Rev. Mod. Phys.* **91** 025002

[20] Bott-Suzuki S C, Caballero Bendixsen L S, Cordaro S W, Blesener I C, Hoyt C L, Cahill A D, Kusse B R, Hammer D A, Gourdain P A, Seyler C E, Greenly J B, Chittenden J P, Niasse N, Lebedev S V, Ampleford D J 2015 *Phys. Plasmas* **22** 052710

[21] Sheng L 2007 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Tsinghua University) (in Chinese) [盛亮 2007 博士学位论文 (北京: 清华大学)]

[22] Davis J, Gondarenko N A, Velikovich A L 1997 *Appl. Phys. Lett.* **70** 170

[23] Strickler T S, Gilgenbach R M, Johnston M D, Yue Ying L 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 1384

[24] Wang L P, Han J J, Wu J, Guo N, Wu G, Li Y, Qiu A C 2010 *Acta Phys. Sin* **59** 8685 (in Chinese) [王亮平, 韩娟娟, 吴坚, 郭宁, 吴刚, 李岩, 邱爱慈 2010 物理学报 **59** 8685]

[25] Esaulov A A, Velikovich A L, Kantsyrev V L, Mehlhorn T A, Cuneo M E 2006 *Phys. Plasmas* **13** 120701

[26] Esaulov A A, Kantsyrev V L, Safronova A S, Velikovich A L, Cuneo M E, Jones B, Struve K W, Mehlhorn T A 2008 *Phys. Plasmas* **15** 052703

[27] Velikovich A L, Sokolov I V, Esaulov A A 2002 *Phys. Plasmas* **9** 1366

[28] Hu Min, Kusse B R 2005 *Phys. Plasmas* **12** 102701

Current channel in plasma of inverse exploding planar foils*

Liu Yong-Tang [1)2)] Sheng Liang [2)†] Li Yang [2)]
Zhang Jin-Hai [2)] Ouyang Xiao-Ping [2)]

1) (*Department of Engineering Physics*, *Tsinghua University*, *Beijing* 100084, *China*)

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

(Received 12 August 2021; revised manuscript received 14 September 2021)

Abstract

In the research of *Z*-pinch, the initial establishment of current in load, current density distribution mode and current evolution characteristics in different stages are of great significance in studying the development of plasma dynamics, analyzing plasma instability mode, and carrying out the MHD numerical simulation. Thin planar foil is an ideal configuration with continuous two-dimensional structure to study the problem. Based on an ideal model that consists of foil-backpost configuration under the assumption of infinite length in reverse exploding condition, the establishment, distribution and evolution of the current channel, magnetic field distribution characteristics and the force state of foil plasma by the inductive mode are calculated and analyzed theoretically. Relevant experiments are carried out on the QG-1 facility with about 1.4 MA peak current and 100 ns rise time to verify the calculated results. The self-emission graphs of exploding foils are recorded by visible-light frame cameras from side-on view and end-on view. Different load configurations are utilized including symmetric and asymmetric condition both assembled with two 20-μm-thick aluminum foils. The results show that the establishment of the initial current in foil (0–70 ns) accord with the expectation of the inductance model. The inductance feature determines the distribution of the current in this stage, which causes the current to aggregate in foil edges and then the edges will suffer much higher magnetic field and $\boldsymbol{J} \times \boldsymbol{B}$ force than the center. This results in the formation of a clamp plasma morphology. The later images (70–120 ns) show that the intense emission region will transfer from the foil edges to the center, which proves a transfer of current channel. So the magnetic field and $\boldsymbol{J} \times \boldsymbol{B}$ force in the foil center increase and a peak convex plasma morphology forms then. It shows that the current distribution will be affected by the plasma evolution process. The convergence process of ablated plasma with current finally leads to rapidly switch the current channel (in 60–80 ns).

Keywords: exploding foils, inverse configuration, inductive mode, current density distribution

PACS: 52.80.Qj, 52.58.Lq, 52.77.Fv **DOI:** 10.7498/aps.71.20211495

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11575147).

† Corresponding author. E-mail: shengliang@tsinghua.org.cn