

含氢电极真空弧放电等离子体时空分布特性研究

冯璟华 蒙世坚[†] 甫跃成 周林 徐荣昆 张建华 李林波 章法强

(中国工程物理研究院核物理与化学研究所, 绵阳 621900)

(2014年1月5日收到; 2014年3月4日收到修改稿)

真空弧离子源在真空镀膜、材料表面改性、真空大电流开关、加速器离子注入等领域有广泛应用, 目前国内对真空弧放电等离子体的研究主要针对纯金属或合金电极, 对含氢电极的研究和公开报道较少. 本文利用高时空分辨的四分幅图像诊断系统, 结合氢和钛原子特征线单色器件, 研究了含氢钛电极的真空弧微秒级脉冲放电等离子体的轴向和径向时空分布特性. 研究表明: 在真空击穿阶段, 阳极区域发光更为明显, 阳极电极解吸附释放的氢原子是引发击穿的主要放电介质; 在真空弧阶段, 阴极-绝缘-真空三结合点处产生圆锥状阴极斑, 喷射出大量的等离子体以维持弧放电, 同时电极内壁非阴极斑区域也有少量等离子体产生, 等离子体中H原子的轴向和径向空间分布均比Ti原子均匀.

关键词: 真空弧, 含氢电极, 等离子体, 分幅像**PACS:** 52.80.Mg, 52.70.Kz, 52.75.Dg**DOI:** 10.7498/aps.63.145205

1 引言

真空弧离子源具有高电荷态、强束流等特点^[1], 在真空镀膜、材料表面改性、真空大电流开关、加速器离子注入等方面有广泛应用^[2-4]. 真空弧放电等离子体的特性研究一直是相关领域的研究热点. Bacon^[5]研究了真空弧放电阳极等离子体中Al原子及不同价态Al离子的时间演化规律. Rosenthal等^[6]研究了Cu阴极等离子体Cu I, Cu II和Cu III谱线在近阴极区、近阳极区和阴阳极间隙的空间分布规律. Popov等^[7,8]比较研究了Ga-In合金作为阴极在真空火花击穿和真空弧两个阶段的等离子体电荷态分布规律. 但上述研究仅限于金属电极, 对含氢电极真空弧放电等离子体的时空分布规律的研究较少. 含氢电极中氢的密度可高达 $9.1 \times 10^{22} \text{ H} \cdot \text{cm}^{-3}$, 氢与金属的原子数量相当^[9]. 氢在金属中的平均吸附能约0.54 eV, 解吸附温度约500 K^[10,11], 远低于Ti, Zr, Sc等常见储氢金属^[12,13]的熔沸点. 在含氢电极的真空弧放电过程中, 放电等离子体除了金属原子和金属离子外,

还包括大量的氢原子、氢气分子、 H_2^+ , H^+ 等多种成分^[14,15], 进一步增加了放电物理过程的复杂性, 很有必要对含氢电极的真空弧放电等离子体开展深入研究. 本文通过建立高空间分辨的分光成像系统, 利用高时间分辨的ICCD相机^[16], 结合H, Ti原子特征线窄带干涉滤片对含氢钛电极微秒级脉冲真空弧放电等离子体的时空分布进行了研究.

2 实验系统

图1为真空弧放电电极结构截面示意图, 电极和绝缘片都为圆环结构, 材料分别为 TiH_2 和云母. 脉冲电压峰值为-10 kV, 前沿小于100 ns, 真空击穿后由电流源提供几十安培的弧电流. 腔体真空度保持在 10^{-4} Pa 以下.

实验设计的四分幅图像诊断系统如图2所示, 其时间最小分辨为100 ns, 静态空间分辨约20 μm . 为了针对性地研究放电等离子体中氢、钛原子的时空分布, 根据氢、钛原子的特征线656.3 nm (H的 L_α 线)和453.3 nm (Ti I), 选用相应中心波长的窄带干涉滤片置于主光路上或某一路ICCD前, 滤除

[†] 通讯作者. E-mail: mengshijian04@126.com

其他光成分, 以达到分幅测量或对比测量不同原子成分的目的.

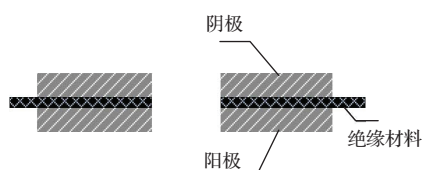


图1 真空弧放电电极结构示意图

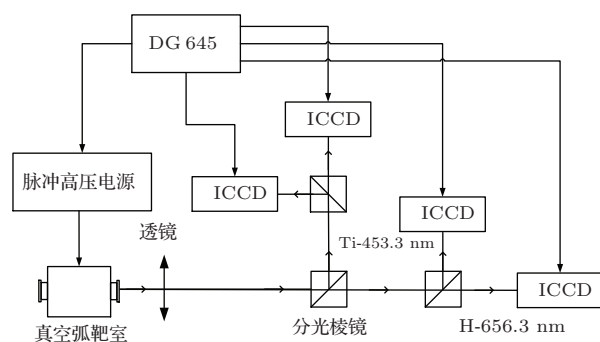


图2 四分幅图像诊断系统示意图

3 测量结果与讨论

3.1 径向时空分布研究

为了研究真空弧放电等离子体在阴极、弧区和阳极的空间分布规律, 将空心电极沿直径切开, 从径向进行分幅像诊断.

图3显示了真空弧放电径向时空分布规律, 放电开始阶段(0—100 ns)阳极等离子体发光强度

(灰度值约150)明显大于阴极(灰度值约20). 这一阶段为真空沿面击穿过程, 电极表面阴极-绝缘-真空(三结合点)处的微尖峰可将电场放大约100倍, 导致场强超过场致发射电子的临界电场约 10^8 V/cm^[17], 由于阴阳极此时还保持较高的电压, 微尖峰处的场致发射电子在电场加速作用下与绝缘介质发生碰撞产生次级电子, 电子经雪崩放大后轰击阳极造成非常强的侵蚀效应, 导致阳极发光强于阴极, 阳极释放的大量介质^[18]进入阴、阳极间隙引发真空击穿. 50—250 ns, 阳极发光强度基本保持不变, 而阴极等离子体发光迅速发展, 其最大灰度值从700上升至3000, 阴阳极之间沿绝缘片边缘还可观察到明显的等离子体通道, 即弧区, 此时真空沿面击穿已转至大电流、低电压的真空弧阶段. 弧放电后期(1000—3000 ns), 阴极发光面积逐渐增大, 发光强度基本维持不变, 该阶段弧区和阳极的发光已观测不到. 根据标定的光路放大倍数和图像的像素坐标计算得到50 ns时阴极斑的大小约为 $85\text{ }\mu\text{m}$, 3000 ns时刻阴极斑的面积扩大为 $234\text{ }\mu\text{m} \times 100\text{ }\mu\text{m}$. 事实上, 这一区域可能有多个阴极斑组成, 但由于阴极斑的移动速度仅为约 10 m/s ^[19], 导致阴极斑之间互相重叠, 形成的发光面积逐渐增大. 以上实验结果表明, 在真空沿面击穿阶段, 阳极等离子体为真空击穿的主要放电介质, 而在真空弧阶段主要由阴极表面的阴极斑持续地提供放电等离子体.

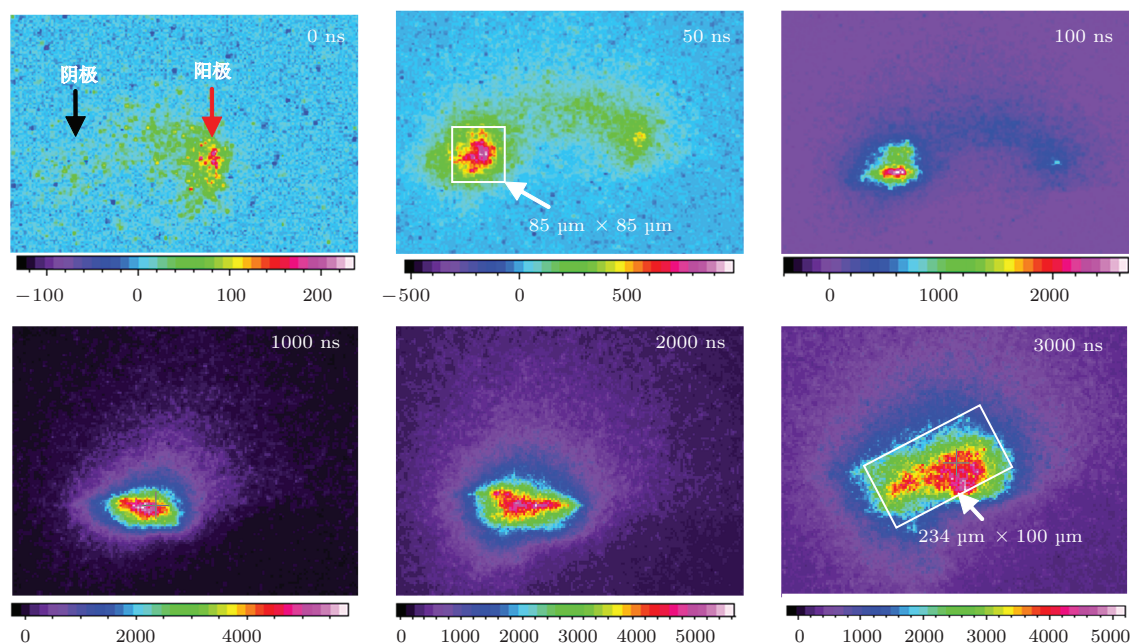


图3 (网刊彩色) 真空弧放电径向分幅像测量结果

由于含氢电极等离子体成分种类复杂, 其中H, Ti原子是放电等离子体中的重要组分, 进一步比较研究这两种成分的时空分布特征很有意义. 在真空弧放电中, 通常采用光谱方法对等离子体中不同组分进行分辨测量^[5-8,20,21], 但光谱测量难以实现空间分辨. 本文采用分幅像诊断结合单色器件的方法, 既可实现不同原子种类的分辨, 又可达到时空分辨测量的要求. 含氢电极在低电流真空弧放电中, H原子的 $L\alpha$ 线(波长656.28 nm)最强, 而Ti原子在波长453.3 nm附近的谱线较强^[22]. 因此, 选用这两条谱线分别表征H, Ti原子.

将相应的窄带干涉滤片放置于不同的ICCD前, 曝光时间500 ns. 将拍摄到的径向图像分别统计阴极斑和阳极位置处的H, Ti原子特征线发光强度, 得到的时空分布结果如图4所示. 图4表明:

1) 阴极斑处H和Ti的时间演化呈现不同的趋势, H发光强度先增加后减少, 而Ti呈现先增加后稳定不变的趋势, 这可能是因为焦耳加热和热扩散作用导致阴极斑和阴极斑附近一定区域内的温度都高于H的解吸温度500 K, 造成H的大量释放, 故后续阴极斑产生时, 由于该区域内的H已部分释放, 造成可释放的H量减少; 为了验证这一解释, 利用ANSYS软件对含氢电极材料进行瞬态传热分析, 在直径和高度为1 μm 的微尖峰模型上加载 10^9 A/cm^2 的瞬时电流密度, 经10 ns后, 距模型中心约2 μm 的范围内温度在3562 K (Ti的沸点)以上, 距模型中心6 μm 的范围内温度可达到H的解析温度, 即在微尖峰爆炸期间, 钛的蒸发范围局限于微尖峰区域, 而氢的解吸范围则大得多, 与上述物理解释相符;

2) 比较阳极处的H, Ti发光强度的时间演化趋势发现, H在早期发光较强, 随后迅速下降, 1 μs 后强度基本维持不变, 而Ti原子先缓慢上升而后基本保持不变, 这表明早期的真空击穿过程雪崩电子对阳极的轰击主要造成阳极H的大量释放;

3) 阴极斑处H强度约为阳极处的4倍, 而阴极斑处Ti的强度则为阳极处的20倍, 造成这一分布差异的原因可能有以下几点, 首先是氢和钛的质量差异, 根据等离子体粒子体系的动理学方程, 假设等离子体处于局部热力学平衡状态, 粒子数密度 $n(x)$ 在 x 轴方向不均匀, 可推导出粒子扩散(Γ 为粒子通量)的菲克定律^[23]

$$\Gamma = -D\nabla n(x), \quad (1)$$

其中, 扩散系数 $D = \frac{T}{m\nu_c}$ (T 为热平衡温度, ν_c 为平均碰撞频率); 在相同的热平衡温度和平均碰撞频率下, 由于H的原子量远小于Ti的原子量(原子序数为48), 故其扩散系数远大于Ti原子. 因此, 在相同的初始粒子数密度下, H沿粒子密度梯度扩散的粒子通量大于Ti, 导致H的空间分布比Ti均匀; 其次, H在500 K时就发生解吸附, 使H先于Ti开始扩散; 此外, 由于等离子体对电极内壁的轰击加热, 使H的解吸附面积远大于Ti, 这也可能是H空间分布更均匀的原因.

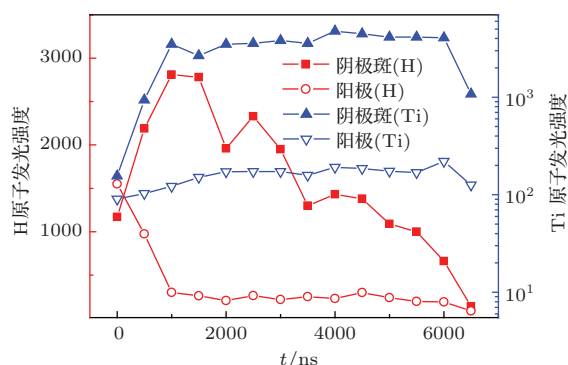


图4 H, Ti原子特征谱线发光时空分布统计结果

3.2 轴向时空分布研究

为了考察H, Ti原子在平行于电极表面上的横向分布情况, 从轴向对弧放电进行了诊断. 曝光时间为200 ns, 同时记录H, Ti和总发光三幅图像, 获得的放电早期发光图像如图5所示. 可以看出, 等离子体集中于电极内壁上阴极、绝缘片和真空的三结合点处, 等离子体发光的时间演化过程与图3和图4中的径向测量结果符合.

在整个真空弧阶段, H, Ti原子的空间分布随弧持续时间变化并不明显, 故以图6中3—3.5 μs 的测量结果为例进行说明. 从图6可以看出, H分布于整个电极内部, 而Ti与等离子体总发光的分布规律类似, 主要分布在阴极斑、主电流通道和电极内壁上. 其中阴极斑形成明显的等离子体锥, 这是由于微尖峰处瞬时电流密度高达 10^9 A/cm^2 , 瞬间集聚的焦耳热不能及时热扩散导致微尖峰爆炸, 形成喷射状的等离子体锥. 实验发现, 锥顶角 θ 随着放电时间的增加逐渐变大, 这可能是由于焦耳热沿电极内壁的热扩散, 使等离子体锥的底面积逐渐增大.

为定量比较沿主电流通道和内壁的H, Ti发光强度分布情况, 沿通道和内壁选取10个50 pixels $\times$

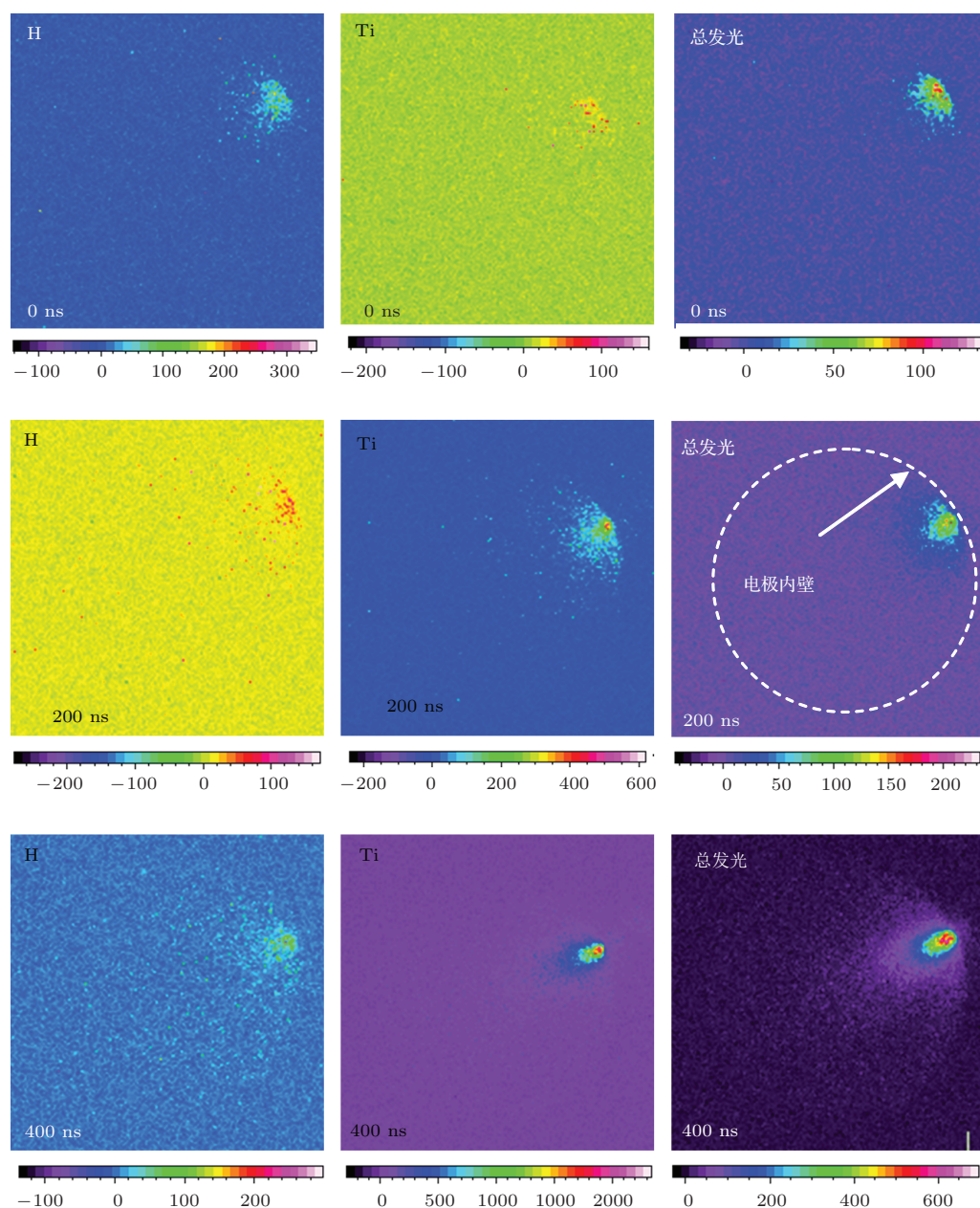


图5 (网刊彩色) 放电早期 H, Ti 原子特征谱线和等离子体总发光轴向分布

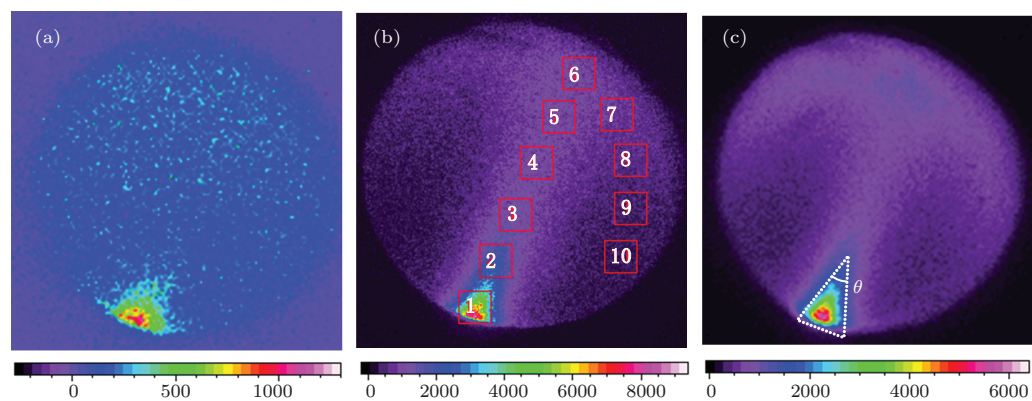


图6 (网刊彩色) 真空弧阶段 H, Ti 原子特征谱线和等离子体总发光轴向分布 (a) H I-656 nm, 3—3.5 μ s; (b) Ti I-453 nm, 3—3.5 μ s; (c) 总发光, 3—3.5 μ s

50 pixels 区域, 如图 6(b) 所示. 图 7 为不同选取区域的发光强度分布情况. 由图 7 可见: 1) H, Ti 原子发光强度随区域的变化趋势基本一致, 即沿电流通道, 阴极斑 (区域 1) 的发光强度很大, 离开阴极斑后强度快速下降, 靠近内壁处强度有所回升 (区域 6 相对于区域 5), 而后沿内壁随着与电流通道的距离的增加 (区域 6 至 10), 发光强度缓慢降低, 这可能是因为阴极斑微尖峰处喷射大量的等离子体, 发光最强, 等离子体在扩散过程中由于辐射降温 and 等离子体密度的下降, 发光强度减弱, 而在靠近内壁处等离子体与电极碰撞, 产生的新等离子体与后到的等离子体碰撞后导致发光增强; 2) 与径向分布类似, H 原子比 Ti 原子的空间分布均匀, H 原子除了阴极斑 (区域 1), 其他区域的发光强度差别较小, 而 Ti 的变化趋势相对较大.

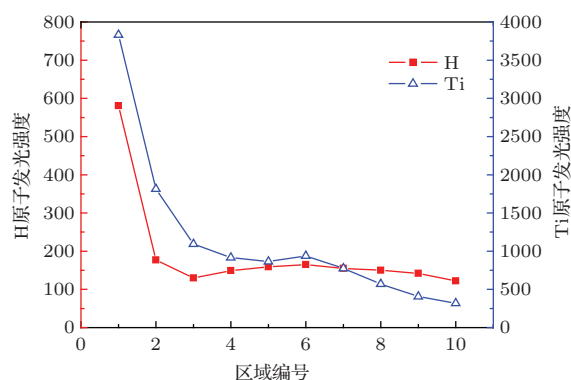


图 7 不同区域的 H, Ti 特征线发光强度分布

4 结 论

本文利用四分幅图像诊断系统, 首次完整获得了含氢电极真空击穿和真空弧放电等离子体的径向和轴向发光图像, 并利用 H, Ti 原子特征线窄带干涉滤片, 获得了等离子体中 H, Ti 原子成分的空间分布图像. 通过实验研究获得的主要结论如下:

1) 在真空击穿阶段, 阳极发光强度明显大于阴极和弧区, 阳极区域 H, Ti 原子特征线发光的时间演化过程表明, 早期雪崩电子对阳极的轰击造成了大量 H 原子的解吸附释放, H 原子扩散至阴阳极间隙引发真空击穿;

2) 在真空弧阶段, 主要由三结合点处的阴极斑提供放电等离子体, 阴极斑呈锥状, 锥角和发光区域的面积都随放电时间逐渐变大, 电极内壁由于阴极斑喷射出的高速等离子体的轰击也有少量等离子体产生;

3) 在真空弧阶段, 因为 H 原子的质量远小于 Ti 原子, 使其扩散系数大于 Ti, 同时由于 H 先于 Ti 开始扩散以及 H 的发射面积较大等原因, 导致 H 的空间分布比 Ti 均匀; 径向测量 H, Ti 原子在阴极斑和阳极的空间分布和轴向测量 H, Ti 原子在主电流通道和电极内壁的空间分布的结果与理论分析符合.

参考文献

- [1] Georgy Y, Yushkov, André A 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 041502
- [2] Brown I G 1994 *Rev. Sci. Instrum.* **65** 3061
- [3] Brown I G, Oks E M 1997 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **25** 1222
- [4] Boxman R L, Zhitomirsky V N 2006 *Rev. Sci. Instrum.* **77** 021101
- [5] Bacon F M 1975 *J. Appl. Phys.* **46** 4750
- [6] Rosenthal H, Beilis I, Goldsmith S, Boxman R L 1996 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **29** 1245
- [7] Popov S A, Batrakov A V, Methling R, Uhrlandt D, Weltmann K 2009 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37** 1419
- [8] Methling R, Popov S A, Batrakov A V, Uhrlandt D, Weltmann K 2013 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **41** 1904
- [9] Earwaker L G, England J B A, Goldie D J 1987 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B* **24–25** 711
- [10] Lu J L, Cao J X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 148801 (in Chinese) [卢金炼, 曹觉先 2012 物理学报 **61** 148801]
- [11] Bhosle V, Baburaj E G, Miranova M, Salama K 2003 *Mater. Eng. A* **356** 190
- [12] Dai Y Y, Yang L, Peng S M, Long X G, Zhou X S, Zu X T 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 108801 (in Chinese) [代云雅, 杨莉, 彭述明, 龙兴贵, 周晓松, 祖小涛 2012 物理学报 **61** 108801]
- [13] Zhang L, Zhu Z H, Yang B F, Long X G, Luo S Z 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5418 (in Chinese) [张莉, 朱正和, 杨本福, 龙兴贵, 罗顺忠 2006 物理学报 **55** 5418]
- [14] Chen L, Jin D Z, Cheng L, Shi L, Tan X H, Dai J Y, Hu S D 2011 *High Power Laser and Particle Beams* **23** 1361 (in Chinese) [陈磊, 金大志, 程亮, 石磊, 谈效华, 戴晶怡, 胡思得 2011 强激光与粒子束 **23** 1361]
- [15] Sun J Z, Li X T, Bai J, Wang D Z 2012 *Chin. Phys. B* **21** 055205
- [16] Li X C, Niu D Y, Xu L F, Jia P Y, Chang Y Y 2012 *Chin. Phys. B* **21** 075204
- [17] Zuo Y H, Wang J G, Zhu J H, Niu S L, Fan R Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 177901 (in Chinese) [左应红, 王建国, 朱金辉, 牛胜利, 范如玉 2012 物理学报 **61** 177901]
- [18] Mesyats G A, Proskurovsky D I 1988 *Pulsed Electrical Discharge in Vacuum* (Berlin: Springer-Verlag) pp72–78
- [19] Dukhopel'nikov D V, Zhukov A V, Kirillov D V, Marakhtanov M K 2005 *Measur. Tech.* **48** 995
- [20] Vitel Y, Lamoureux M, Abada H, Lejeune A, Faure C, Tourneur P L, Godechot X, Cochard S 2002 *Plasma Sources Sci. Technol.* **11** 333
- [21] Kondrat'eva N P, Koval'N N, Korolev Y D, Schanin P M 1999 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32** 699

[22] Tang P Y, Dai J Y, Tan X H, Jin D Z, Liu T, Ding B N 2005 *Nucl. Tech.* **28** 217 (in Chinese) [唐平瀛, 戴晶怡, 谈效华, 金大志, 刘铁, 丁伯南 2005 核技术 **28** 217]

[23] Zheng C K 2009 *Plasma Physics* (Beijing: Peking University Press) p173 (in Chinese) [郑春开 2009 等离子体物理 (北京: 北京大学出版社) 第 173 页]

Spatiotemporal distribution of hydrogenous electrode vacuum arc discharge plasma

Feng Jing-Hua Meng Shi-Jian[†] Fu Yue-Cheng Zhou Lin Xu Rong-Kun
Zhang Jian-Hua Li Lin-Bo Zhang Fa-Qiang

(Institute of Nuclear Physics and Chemistry, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 5 January 2014; revised manuscript received 4 March 2014)

Abstract

Vacuum arc ion sources have been used in a wide range including vacuum coating, materials surface modification, switching devices and other fields. At present, researches on the vacuum arc ion source are mainly targeting the pure metal or alloy electrodes, but the researches on the hydrogenous electrode are rarely reported. The axial and radial distributions of the hydrogenous electrode vacuum arc discharge plasma are studied by using high speed four-frame camera equipped with the narrow-band filters of strong lines of H I and Ti I. It is found that the anode is intensively luminous in the vacuum breakdown. The observation from the camera with the filter reveals that the vacuum breakdown is ignited mainly by the anode hydrogen desorption. The vacuum arc is sustained by plasmas emitted from either the cathode spots or the electrode inner wall. The cone-shaped cathode spot located at the cathode-insulator-vacuum junction is the main plasma source. It is found that the distribution of hydrogen atoms is much more homogeneous than that of titanium atoms, which may be due to the earlier beginning of hydrogen desorption, the bigger emitting area and faster diffusion speed of hydrogen atom.

Keywords: vacuum arc, hydrogenous electrode, plasma, high speed framing camera

PACS: 52.80.Mg, 52.70.Kz, 52.75.Dg

DOI: 10.7498/aps.63.145205

[†] Corresponding author. E-mail: mengshijian04@126.com