

碳纳米管和天鹅绒阴极强流发射特性的对比研究

蔡丹 刘列 巨金川 王海涛 赵雪龙 王潇

Comparative study on intense emission of velvet and carbon nanotube cathode

Cai Dan Liu Lie Ju Jin-Chuan Wang Hai-Tao Zhao Xue-Long Wang Xiao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 045202 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.045202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.045202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I4>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

碳纳米管和天鹅绒阴极强流发射特性的对比研究

[Comparative study on intense emission of velvet and carbon nanotube cathode](#)

物理学报.2016, 65(4): 045202

真空中铝单丝电爆炸的实验研究

[Experimental investigation on the electrical explosion of single aluminum wire in vacuum](#)

物理学报.2016, 65(1): 015203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.015203>

介质环境对铜丝电爆炸制备纳米粉体的影响

[Effect of medium on nanopowders prepared by Cu wire electrical explosion](#)

物理学报.2015, 64(7): 075203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.075203>

双绞铝丝纳秒电爆炸实验研究

[Nanosecond electrical explosion of twisted aluminum wires](#)

物理学报.2014, 63(20): 205203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.205203>

二极管间隙距离对场致发射过程中空间电荷效应的影响

[Influence of diode gap distance on space charge effects in field emission](#)

物理学报.2012, 61(21): 215202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.215202>

碳纳米管和天鹅绒阴极强流发射特性的对比研究*

蔡丹^{1)†} 刘列¹⁾ 巨金川¹⁾ 王海涛¹⁾ 赵雪龙¹⁾ 王潇²⁾

1) (国防科学技术大学光电科学与工程学院, 长沙 410073)

2) (中国人民解放军 78010 部队, 成都 610000)

(2015 年 9 月 19 日收到; 2015 年 10 月 19 日收到修改稿)

采用电泳沉积法、碳纳米管纸和化学气相沉积直接生长法制备了三种碳纳米管阴极. 从强流发射性能、阴极等离子体膨胀、阴极起动、发射均匀性、工作稳定性以及脉冲放气特性等多个方面, 对比研究了碳纳米管阴极和化纤天鹅绒阴极的强流发射特性. 研究表明: 碳纳米管阵列和碳纳米管纸阴极发射性能明显优于普通化纤天鹅绒, 碳纳米管阴极发射性能与碳纳米管取向无关, 管壁的缺陷发射对无序碳纳米管阴极强流发射具有重要贡献; 碳纳米管阴极的起动场强约为普通化纤天鹅绒的 $2/3$, 电场上升率相同时碳纳米管阴极比化纤天鹅绒阴极起动时间短 $12\text{--}17\text{ ns}$; 碳纳米管阴极发射均匀性优于化纤天鹅绒, 尤其是碳纳米管阵列, 整个阴极表面等离子体光斑致密且均匀; 在二极管本底气压为 $6 \times 10^{-3}\text{ Pa}$ 时, 碳纳米管纸阴极对应的二极管峰值气压不到 0.3 Pa , 约为普通化纤天鹅绒阴极的 $1/5$, 碳纳米管阵列阴极放气量在三种阴极中最少, 仅为 0.042 Pa . 结果表明, 碳纳米管阴极在强流电子束源和相关高功率微波器件领域具有潜在的应用价值.

关键词: 碳纳米管, 强电流

PACS: 52.59.Mv, 52.80.Qj, 61.48.De

DOI: 10.7498/aps.65.045202

1 引言

近几十年来, 强流电子束源在闪光 X 照相、惯性约束核聚变、准分子激光的抽运、自由电子激光和高功率微波 (high-power microwave, HPM) 产生等诸多领域的应用需求牵引下不断向前发展. 尤其是在 HPM 技术领域, 以爆炸发射冷阴极为基础的强流电子束源一直受到研究人员的关注. 为了提高 HPM 产生的技术水平, 强流电子束源在很多方面需要改进, 这些性能的改进依赖于对发射材料、结构设计、发射机理和束流品质诊断等方面的深入研究和拓展^[1,2].

近年来, 纳米材料科学的快速发展为寻找新的强流电子束源提供了机遇. 20 世纪 90 年代发现的碳纳米管 (carbon nanotubes, CNTs), 在机械、电、热传导、超导等方面都被证实具有独特的性能, 基于 CNTs 及其化合物的新型器件已经取得成功, 如

场效应晶体管^[3,4]、光纤激光器^[5–8]、压力和位移传感器^[9]、电磁波吸收体^[10–12]和光伏电池^[13]等. 尤其是在场发射领域, 碳纳米管表现出极大的应用价值, 其场致发射电流是传统场致发射材料 (如金刚石) 的千倍以上, 单根 CNTs 发射电流密度已经达到 10^6 A/cm^2 , 是一种理想场致发射冷阴极材料^[14,15]. 目前关于 CNTs 发射特性的研究主要集中在低电压和低发射电流领域^[16–20], 关于它的强流发射特性的研究报道较少, 仍处于起步阶段. 2001 年粒子加速器会议上, Read 等^[21]首次提出了将 CNTs 应用到高功率微波管的设想, 但由于二极管电压的限制, 未能在脉冲模式下观察到电流. 2002 年第 14 届国际高功率粒子束会议上, Korenev^[22]报道了 CNTs 强流发射特性的实验结果, 实验中获得 10^2 A 量级的发射电流, 阴极使用寿命约为 10^4 个脉冲. 目前, 较为系统研究 CNTs 强流发射特性的仅有美国空军实验室 (air force research

* 国家自然科学基金 (批准号: 11305263, 61401484) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 263277440@163.com

laboratory, AFRL) 的 Shiffler 等^[23] 以及北京科技大学和中国工程物理研究院 (China Academy of Engineering Physics, CAEP) 在 2 MeV 直线感应加速器 (linear induction acceleration, LIA) 上的联合实验^[24–33]. AFRL 和 LIA 上的实验, 碳纳米管阴极多为涂覆法和丝网印刷法制备得到, 碳纳米管阴极为非定向的碳纳米管薄膜, 并未对化学气相沉积 (CVD) 法制备的碳纳米管阵列阴极进行系统研究. 另外, 对于 CNTs 的强流发射特性的研究还不够深入, 对诸多重要的特性参量 (如发射稳定性、阴极启动特性等) 的研究还未开展. 因此, 迫切需要对不同制备工艺的 CNTs 阴极的强流发射特性进行系统深入的研究, 以期拓展其优异的场致发射性能.

本文从强流发射性能、阴极等离子体膨胀、阴极启动、发射均匀性、工作稳定性以及脉冲充气特性等多个方面, 对比了碳纳米管阴极和化纤天鹅绒阴极的强流脉冲发射特性, 并对结果进行了讨论.

2 实 验

图 1 为对比实验中的阴极实物图和扫描电镜 (SEM) 图像. 阴极直径为 60 mm, 为抑制平面二极管边缘效应, 阴极头加装不锈钢屏蔽环, 高于阴极平面 2 mm^[34]. 化纤天鹅绒阴极是目前性能较为优越的强流电子束源之一, 在高功率微波领域应用广泛, 本文将其作为碳纳米管阴极的对比组. 为了对比不同制备工艺的影响, 实验前制备了三组不同的碳纳米管阴极, 包括碳纳米管薄膜阴极、碳纳米管

阵列阴极 (CVD 法制备) 和碳纳米管纸阴极 (或称巴基纸阴极).

碳纳米管薄膜阴极由电泳法制备, 碳纳米管粉体为热化学气相沉积法制备的多壁碳纳米管, 外径为 10–20 nm, 长度大于 5 μm , 纯度大于 97%. 以铜作为沉积 CNTs 的基底, 使用前分别在丙酮和稀盐酸中超声清洗 30 min 以去除油污和表面氧化物, 然后用去离子水冲洗并封存在无水乙醇中备用. 采用十二烷基硫酸钠 (SDS) 作为分散剂配置电泳液. 将去离子水、SDS, CNTs 按一定比例混合并搅拌后超声分散 1 h, 沉降 1 h 后取上层清液进行电泳. 实验中将铜基底作为阳极, 设置电泳电压 60 V, 阴阳极板间距 2 cm, 电泳时间 2 min, 沉积的薄膜样品在室温下自然烘干. 碳纳米管阵列阴极是由 CVD 法直接生长在铜基底上, 实验前通过原子层沉积的方法在表面镀覆 Fe 催化剂和 Al_2O_3 过渡层, 生长温度为 755 $^{\circ}\text{C}$, 生长时间为 60 min. 碳纳米管纸购置于中国科学院苏州纳米技术与纳米仿生研究所, 是将碳纳米管粉体通过过滤成型得到, 实验前通过乳胶粘贴在阴极头上.

图 2 为实验装置示意图, 高压脉冲调制器输出电脉冲半高宽 (full width at half maximum, FWHM) 为 110 ns, 前沿 (电压幅值从 10% 上升到 90% 的时间) 为 25 ns, 二极管电压 U_{ac} 幅值在 200–500 kV 可调. 高压脉冲调制器工作在单脉冲模式, 运行间隔为 3–5 min. 二极管本底气压为 7.5×10^{-5} – 2×10^{-4} Torr (1 Torr = 1.333×10^2 Pa).

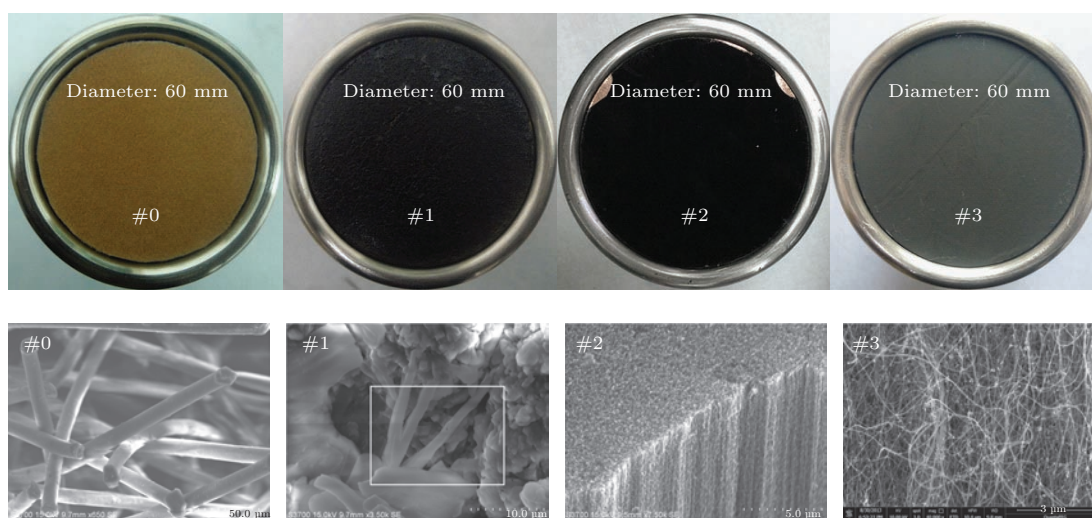


图 1 (网刊彩色) 化纤天鹅绒和碳纳米管阴极实物和 SEM 图像 #0 化纤天鹅绒; #1 碳纳米管薄膜; #2 碳纳米管阵列; #3 碳纳米管纸

Fig. 1. (color online) Macroscopic photographs of velvet and CNTs cathode and their SEM images: #0 velvet; #1 CNTs film; #2 CNTs array; #3 CNTs paper.

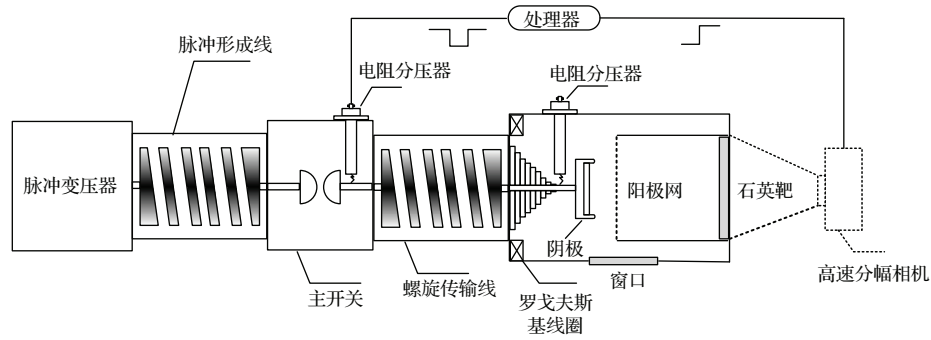


图2 诊断装置示意图

Fig. 2. Schematic of experiment setup.

实验中使用正面放置高速分幅相机 (high speed frame camera, HSFC) 监测阴极电子轰击石英辐射靶 (国产 JGS1 型石英玻璃) 产生的 Cherenkov 辐射光, 用来表征电子束发射均匀性. 二极管电压测量采用分压比为 1971 的水电阻分压器, 二极管电流测量采用灵敏度为 71.4 A/V 的快响应自积分罗戈夫斯基线圈.

3 结果与讨论

3.1 强流发射性能

目前, 文献报道的碳纳米管阴极强流发射电流密度最大为 344 A/cm^2 , 总电流为 6.75 kA, 具有作

为强流电子束源的潜力^[24]. 图3为阴阳极间隙为 2.5 cm 时, 不同阴极对应的电压和电流波形. 实验中保持脉冲功率系统的主开关气压不变, 但是由于主开关为自击穿开关, 击穿电压存在一定的抖动 (小于 4%). 从图中可以看出, 在二极管电压 (约 300 kV) 几乎相同的情况下, 不同阴极样品的二极管电流的波形和幅值存在明显差别. 样品 #2 和样品 #3 的电流幅值分别为 2.75 和 3.1 kA, 远大于化纤天鹅绒阴极 (约 1 kA). 电泳法制备的样品 #1 的电流幅值与化纤天鹅绒相当, 但波形畸变严重, 几乎没有平顶. 另外, 实验中样品 #1 还出现二极管未击穿的情况, 由于其性能太差, 后面不再参与对比.

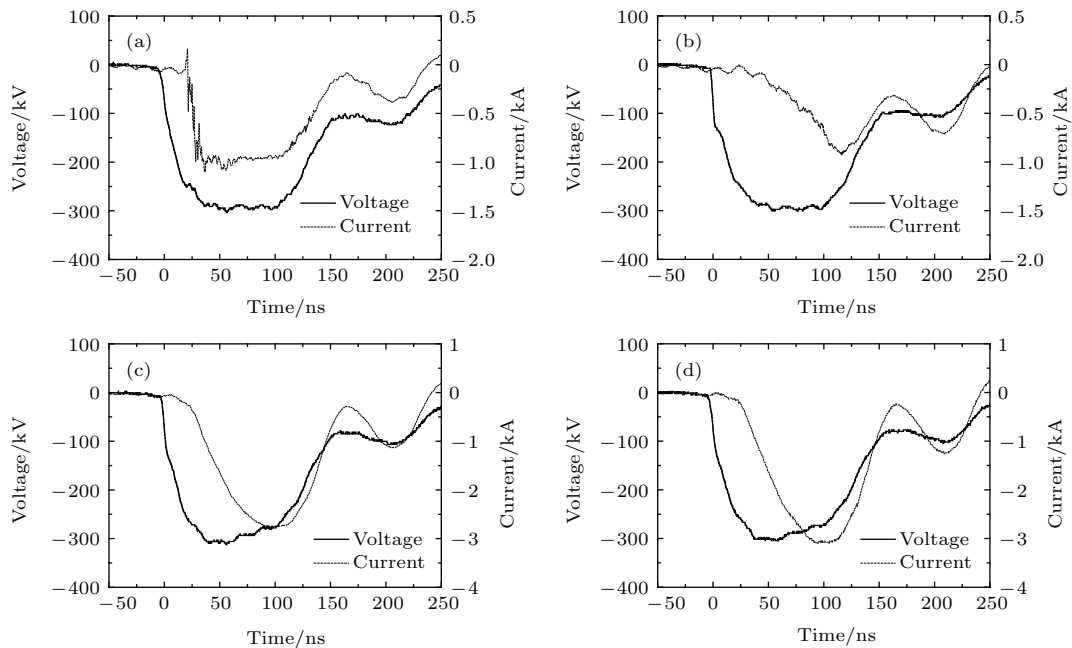


图3 四组阴极对应的电压和电流波形 (a) #0 化纤天鹅绒; (b) #1 碳纳米管薄膜; (c) #2 碳纳米管阵列; (d) #3 碳纳米管纸

Fig. 3. Experimental diode voltage and current pulse of the four cathodes: (a) #0 velvet; (b) #1 CNTs film; (c) #2 CNTs array; (d) #3 CNTs paper.

实验结果表明,不同制备工艺对碳纳米管阴极的发射能力具有很大影响,从而推断电泳法制备中 SDS 的使用是造成碳纳米管薄膜阴极性能较差的原因.一方面薄膜中的 SDS 使得其与金属基底接触电阻很大.从图 1 中样品 #1 的 SEM 图像可以发现,由于接触电阻较大,分析 CNTs 薄膜微观形貌时,电荷在薄膜上形成堆积无法及时导走而造成 SEM 图像发白发亮.另一方面,由于大量的碳纳米管粉体被 SDS 掩埋(如图 1 中样品 #1),碳纳米管优异的场发射性能无法体现.这两方面都造成碳纳米管薄膜阴极启动阈值电场增大,延迟时间变长.在电泳法制备的碳纳米管阴极场发射特性实验中也发现类似问题,SDS 对 CNTs 薄膜的覆盖使得发射性能降低,需要对电泳沉积法制备的碳纳米管薄膜进行后处理,如退火、微波等离子体处理等^[35].碳纳米管阵列和碳纳米管纸阴极发射能力相当.从图 1 中样品 #2 和样品 #3 的 SEM 图像可知,前者碳纳米管在基底上呈有序垂直分布,而后者碳纳米

管的分布杂乱无章、没有方向性,从而推断碳纳米管管壁的缺陷对发射有重要贡献^[36].

3.2 阴极启动

当脉冲高电压加载到阴阳极两端后,阴极材料由于尖端气化爆炸或者表面闪络会在阴极表面出现等离子体斑,然后由于等离子体膨胀、合并以及新的阴极斑产生,会在整个阴极表面形成等离子体层.这个过程就是阴极启动过程.阴极启动特性通常由两个参量进行表征:一是开启场强,即二极管电流起点所对应的阴阳极间的宏观场强,它是阴阳极两端电压与阴阳极间距的比值;二是延迟时间,即电压和电流起点的时间差.开启场强与阴极材料表面势垒有关,受阴极材料的种类和表面状态的影响.开启场强越低,相同电压下阴极的发射能力就越强,阴极发射就越均匀.延迟时间决定阴极有效发射的时间,进而决定了二极管的效率.

表 1 不同阴极启动特性对比
Table 1. Onset characters of the three cathodes.

阴阳极 间隙 d/cm	启动场强 $E_i/\text{kV}\cdot\text{cm}^{-1}$			延迟时间 $\Delta t_d/\text{ns}$			电场上升率 $dE_i/dt/\text{kV}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{ns}^{-1}$			电压幅值 U_{ac}/kV		
	#0	#2	#3	#0	#2	#3	#0	#2	#3	#0	#2	#3
2.5	99	67	68	27	8	19	9.4	21	6.3	297	322	232
2.5	100	61	66	28	11	13	10	16	13	294	309	301
2.5	98	65	68	26	11	16	9.5	13	12	291	309	298
2.5	98	67	61	27	12	8	9.0	14	20	288	322	298

表 1 为阴阳极间距为 2.5 cm 时不同阴极启动特性的对比.可以发现,基于碳纳米管的强流阴极,其平均启动场强约为 66 kV/cm,是普通化纤天鹅绒的 2/3.在电场上升率近似相同的情况下,由于化纤天鹅绒启动场强较大,其延迟时间比碳纳米管阴极长 12—17 ns.另外,即使是同一种阴极,延迟时间也不是定值,需要考虑两方面的因素:一是启动场强,在电场上升率近似相同的情况下,启动场强越小,延迟时间越短;二是电场上升率,在启动场强近似相同的情况下,电场上升率越大,延迟时间越短,这与 Krasik 等^[37]的实验结论相一致.

3.3 阴极等离子体膨胀

首先对等离子体膨胀速度计算的经典理论方法进行介绍,然后针对其存在的问题提出一种改进

形式.由于等离子体膨胀,实际的二极管结构会发生变化,导流系数公式改写为^[38]

$$P_{C-L} = 2.33 \frac{\pi (R_c + v_{p\perp} t)^2}{(d_{ac} - v_{p//} t)^2} \left(\mu\text{A}/\text{V}^{3/2} \right), \quad (1)$$

其中, $v_{p//}$ 为轴向膨胀速度, $v_{p\perp}$ 为径向膨胀速度, R_c 为阴极半径. Pushkarev 等^[37]认为等离子体膨胀是一个流体动力学过程,等离子体呈半球形以相同的速度向外膨胀,即 $v_{p\perp} = v_{p//} = v_p$.结合导流系数的定义式,可得

$$v_p(t) = \frac{K d_{ac} - R_c}{t(K+1)}, \quad K = \sqrt{\frac{I}{2.33\pi U_{ac}^{3/2}}}, \quad (2)$$

其中,电流 I 的单位为 μA , U_{ac} 的单位为 V.通过 (1) 式得到的等离子体膨胀速度 v_p ,从根本上说是一个平均速度,每一个时刻 v_p 都是等离子体膨胀起始时刻到该时刻的平均速度.另外, (1) 式的推导

是基于无限大平面二极管的假设, 对于有限尺寸的平面二极管结果存在偏差.

对于有限尺寸的平面二极管, 二极管电流满足2维C-L定律^[39]:

$$I(t) \cong \frac{4\pi\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \left(1 + \frac{d_{ac}}{4R_c}\right) \frac{R_c^2 U^{3/2}}{d_{ac}^2}. \quad (3)$$

考虑等离子体的膨胀, 并仍然假设等离子体径向和轴线膨胀速度相同, 即 $v_{p\perp} = v_{p//} = v_p$, 则(3)式可改写为

$$I(t) = \frac{4\pi\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \left[1 + \frac{d_{ac} - \int_0^t v_p dt}{4 \left(R_c + \int_0^t v_p dt \right)} \right] \times \frac{\left(R_c + \int_0^t v_p dt \right)^2 U^{3/2}}{\left(d_{ac} - \int_0^t v_p dt \right)^2}. \quad (4)$$

进一步推导可知, 等离子体膨胀速度满足

$$v_p(t) = \frac{d}{dt} \times \frac{8Id_{ac} - R_c \left(CU^{3/2} + \sqrt{C^2 U^3 + 64CIU^{3/2}} \right)}{8I + CU^{3/2} + \sqrt{C^2 U^3 + 64CIU^{3/2}}}, \quad (5)$$

其中,

$$C = (4\pi\epsilon_0/9) \cdot (2e/m_e)^{1/2} = 2.33\pi \text{ (}\mu\text{A/V}^{3/2}\text{)}.$$

(5)式所得到的等离子体膨胀速度 $v_p(t)$ 为 t 时刻的瞬时速度, 同时考虑平面二极管有限尺寸对阴极发射电流的影响, 使得结果更为可信.

图4为基于(5)式得到的不同阴极等离子体膨胀速度随时间的变化. 二极管阴阳极间距 d_{ac} 为2.0 cm. 从图中可以发现, 化纤天鹅绒阴极与碳纳米管阴极的等离子体膨胀速度发展过程具有相同的趋势, 都可以分为三个阶段: 快速膨胀阶段、膨胀速度快速下降阶段和稳定膨胀阶段. 在初始阶段(8—15 ns), 化纤天鹅绒阴极等离子体膨胀速度, 先从0快速上升到250 cm/ μ s, 随后(15—40 ns)快速下降到12 cm/ μ s; 40 ns以后, 其膨胀速度没有明显变化, 保持在2—7 cm/ μ s. 碳纳米管阵列和碳纳米管纸阴极等离子体膨胀过程几乎完全相同, 初始阶段(8—23 ns)其膨胀速度从0快速上升到56 cm/ μ s, 随后(23—82 ns)缓慢下降到7 cm/ μ s并一直保持到电流主脉冲结束, 与文献^[27]得到的

平均等离子体膨胀速度8.17 cm/ μ s相当. 总的来说, 在初始阶段, 碳纳米管阴极等离子体膨胀速度不到化纤天鹅绒的1/4, 随后与化纤天鹅绒阴极相当并一直持续到电流主脉冲结束.

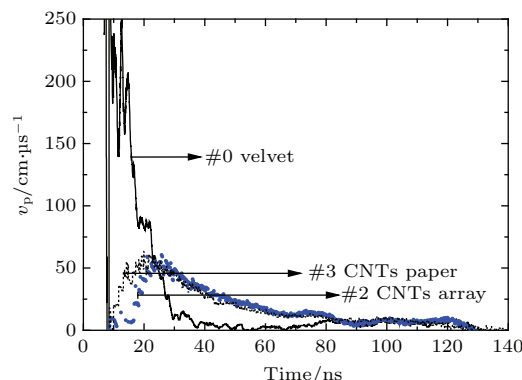


图4 三种阴极等离子体膨胀速度 v_p 的理论值

Fig. 4. The theoretical expansion velocity of the cathode plasma of the three cathodes.

3.4 发射均匀性

发射均匀性是衡量强流阴极工作性能的重要参量之一, 对基于强流阴极的器件工作性能具有重要影响. 阴极的非均匀性发射, 不仅会影响高功率微波器件的输出功率、束波转化效率, 还会影响微波的输出中心频率和所激励的模式^[40–44].

无论强流电子束冷阴极的脉冲猝发机理是爆炸电子发射还是表面闪络, 实际的电子束源都是阴极表面的等离子体. 因此, 阴极表面等离子体斑的分布直接决定了电子束的密度分布, 阴极斑越多, 电子发射就越均匀. 图5为高速相机斜侧面拍摄到的三种阴极等离子体发光图像. 每幅图像的拍摄时间为30 ns (以电压起始点为时间起点), 曝光时间为25 ns. 从图中可以看出, 化纤天鹅绒阴极表面的阴极斑主要集中在边缘光斑半径大而亮. 相比之下, 碳纳米管阴极表面阴极斑分布更为均匀, 尤其是碳纳米管阵列的整个阴极表面, 等离子体光斑致密且均匀, 没有特别亮的光斑出现. 结合图5的结论, 3.3节中初始时刻化纤天鹅绒阴极膨胀速度明显高于碳纳米管阴极, 达到250 cm/ μ s, 可能是由化纤天鹅绒阴极边缘出现局部高温的等离子体光斑(称为耀斑)造成的. 另外, 对比文献^[24–28]中碳纳米管阴极表面等离子体发光图像可以发现, CVD法制备的碳纳米管阴极和碳纳米管纸阴极比丝网印刷和涂覆法制备的碳纳米管阴极具有更好的发射均匀性.

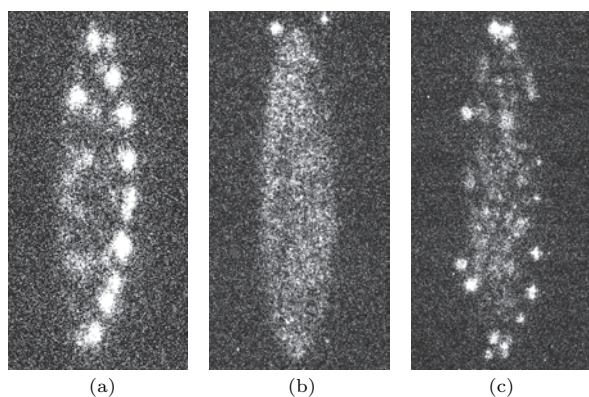


图5 三种阴极等离子体发光图像 (a) #0 化纤天鹅绒; (b) #2 碳纳米管阵列; (c) #3 碳纳米管纸

Fig. 5. The light emission from the cathode plasma of the three cathodes: (a) #0 velvet; (b) #2 CNTs array; (c) #3 CNTs paper.

图6为高速相机正面拍摄到的三种阴极的切连科夫辐射光斑. 每幅图像的拍摄时间为40 ns(以电压起始点为时间起点), 曝光时间为25 ns. 从图中可以发现, 化纤天鹅绒阴极辐射光比较集中, 相比之下, 碳纳米管阵列和碳纳米管纸阴极的辐射光斑更为均匀. 图6中样品#2下方较亮的光斑分析可能是由石英辐射靶表面闪络导致. 总之, 与化纤天鹅绒阴极相比, 基于碳纳米管的强流阴极具有更好的发射均匀性, 这与图得到的结论相一致.

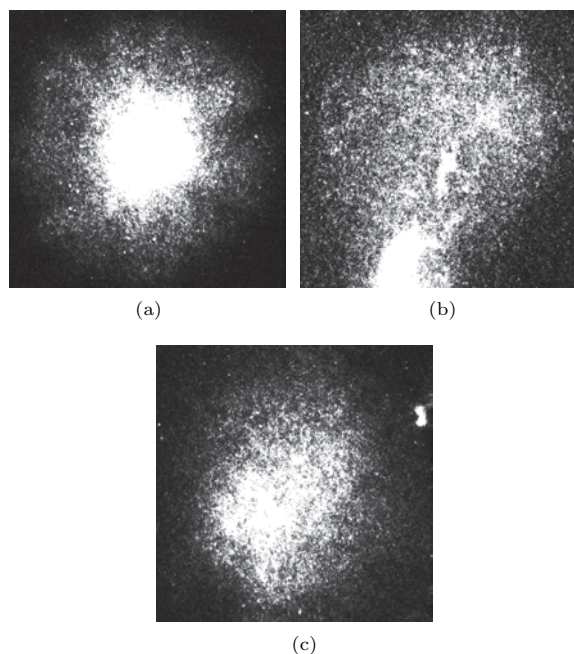


图6 三种阴极的切连科夫辐射光斑 (a) #0 化纤天鹅绒; (b) #2 碳纳米管阵列; (c) #3 碳纳米管纸

Fig. 6. Cherenkov radiation spot of the three cathodes: (a) #0 velvet; (b) #2 CNTs array; (c) #3 CNTs paper.

3.5 宏观稳定性

由于阴极等离子体的膨胀, 实际的二极管结构在运行过程中时刻发生变化, 二极管电流增大, 阻抗减小. 二极管阻抗失配会降低脉冲调制器与二极管的功率效率, 同时反射电压会造成二极管电压的畸变, 进一步影响二极管的正常工作. 当等离子体膨胀导致二极管间隙闭合时, 二极管电流急剧增大, 与此同时, 由于二极管短路, 二极管电压瞬间消失, 此时二极管阻抗崩溃, 同时电脉冲缩短. 通常情况下, 表征二极管宏观稳定性的参量有两个, 即二极管阻抗, 用来描述二极管的电稳定性; 导流系数, 用来描述二极管的结构稳定性. 二极管阻抗表示为

$$Z_k = U_{ac}/I \propto \left(\frac{d}{R_c}\right)^2 / \sqrt{U_{ac}}. \quad (6)$$

(6)式说明, 二极管阻抗与二极管结构和二极管电压有关. 另外, 相比于二极管电压的波动, 二极管结构的变化对二极管阻抗影响更大. 与二极管阻抗不同, 二极管导流系数表示为

$$P = \frac{I}{U_{ac}^{3/2}} \propto \left(\frac{R_c}{d}\right)^2. \quad (7)$$

图7为三种阴极的二极管阻抗波形, 电压和电流波形如图3所示. 阴阳极间距为2.5 cm. 碳纳米管阵列和碳纳米管纸阴极二极管阻抗波形几乎完全一致, 而化纤天鹅绒二极管阻抗在电流初始阶段下降很快, 推断可能是由于初始阶段化纤天鹅绒等离子体膨胀速度较快造成的. 另外, 化纤天鹅绒与碳纳米管阴极阻抗稳定时间相当(约为100 ns), 但稳定的二极管阻抗较高, 约为300 Ω , 这也是在相同二极管电压下化纤天鹅绒发射电流远低于碳纳米管阴极的原因.

图8为三种阴极导流系数波形. 相比于碳纳米管阴极, 初始阶段化纤天鹅绒阴极导流系数上升很快, 这与其初始阶段等离子体膨胀速度较快有关. 时间在30—125 ns时, 碳纳米管阴极导流系数近似呈线性上升, 而化纤天鹅绒阴极基本保持恒定, 这说明这一阶段碳纳米管阴极二极管结构变化较快. 由(7)式可知, 导流系数的增大可能是由发射面积增大或者二极管间隙缩短所导致. 根据图8中等离子体膨胀速度曲线可以得到三种阴极在6—130 ns内总的二极管间隙变化量, 化纤天鹅绒阴极的间隙闭合比碳纳米管阴极快. 因此, 可以推断造成碳纳米管阴极导流系数上升的主要原因是有效发射面

积的变化. 另外, 从图 5 可以发现, 碳纳米管阴极发射点密度高且均匀, 因此实际的发射面积也较大, 阴极斑间的屏蔽效应较化纤天鹅绒阴极弱, 这也是碳纳米管阴极发射能力较强的原因.

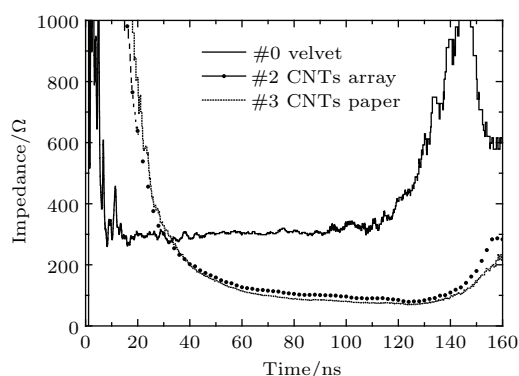


图 7 三种阴极二极管阻抗波形

Fig. 7. Comparison of experimental impedances of the three cathodes.

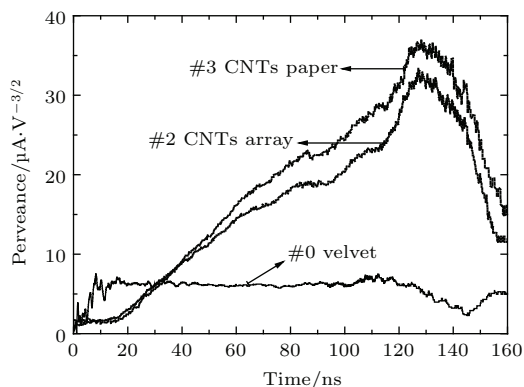


图 8 三种阴极导流系数波形

Fig. 8. Comparison of experimental perveance of the three cathodes.

3.6 脉冲放气特性

本文使用的真空在线测量系统为一款经过改造的电离真空计, 可以将放大后的离子流电压信号通过测量电缆接入示波器, 通过示波器上电压信号的变化实时反映气压的变化. 根据文献 [45] 的标定结果, 二极管气压 (P_z) 与示波器采集到的电压 (V_z) 有近似线性关系 $P_z(\text{Pa}) = [V_z(\text{mV}) + 1.59]/2443.8$.

图 9 为阴极材料不同时二极管气压变化曲线. 测量时二极管本底气压为 $6 \times 10^{-3} \text{ Pa}$. 从图 9(a) 发现, 阴极为化纤天鹅绒时二极管峰值气压高达 1.5 Pa, 而碳纳米管纸阴极对应的二极管峰值气压不到 0.3 Pa. 另外, 在真空系统抽速相同的情况下, 两者真空恢复速度却有明显不同, 阴极为碳纳米管

纸阴极时二极管真空恢复的时间为 7 ms, 约为化纤天鹅绒的 2 倍. 阴极为碳纳米管纸时二极管气压呈现慢上升慢下降的特点. 图 9(b) 中, 碳纳米管阵列阴极对应的二极管峰值气压在三种阴极中最小, 仅为 0.042 Pa, 这一数值与本底气压相差无几, 因此气压变化曲线受到本底信号的干扰较大. 另外, 碳纳米管阵列对应的二极管真空恢复时间接近 2 s, 但是相比于其他两种阴极, 这种量级的脉冲放气几乎可以忽略. 由于碳纳米管阵列阴极优异的脉冲放气特性, 其相比于化纤天鹅绒和碳纳米管纸阴极更适合工作在重复频率或多脉冲状态. 另外, 极低的气压峰值也间接说明碳纳米管阵列阴极的脉冲猝发机理应该为爆炸电子发射.

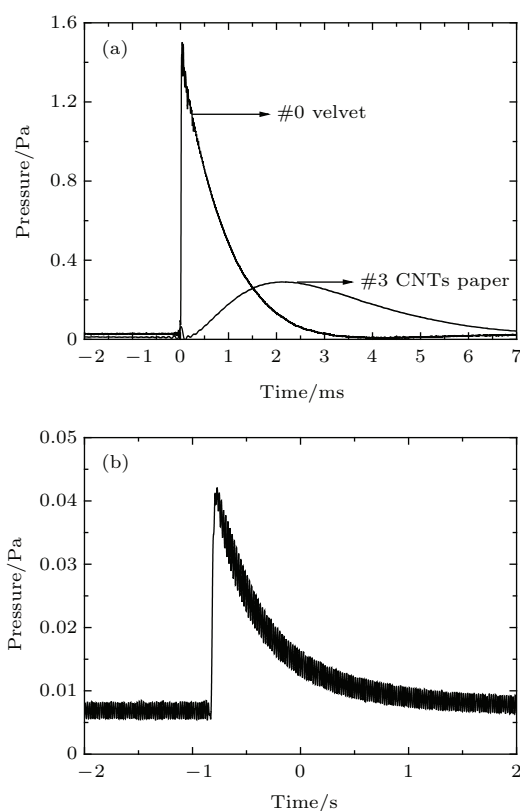


图 9 不同阴极材料对应的二极管气压变化曲线 (a) 化纤天鹅绒和碳纳米管纸; (b) 碳纳米管阵列

Fig. 9. The pressure history of the different cathodes under the same pulsed high-voltage: (a) Velvet and CNTs paper cathode; (b) CNTs array cathode.

相同条件下, 碳纳米管阵列阴极放气量极少, 这一点可以从阴极制备工艺方面来解释. 相比于其他两种阴极, 碳纳米管阵列阴极制备是在金属基底上直接生长得到, 制备过程中没有使用任何黏合剂; 化纤天鹅绒阴极通常采用静电植绒法制备, 利用静电力将绒毛吸附到刮涂有黏合剂的基布上; 碳纳米管纸是将碳纳米管粉体通过过滤成型得到, 通

常会加入黏合剂以提高成型质量. 黏合剂在脉冲高电压下极易释放大气, 它的使用是造成化纤天鹅绒和碳纳米管纸脉冲放气特性较差的根本原因. 文献 [23, 32] 分别对旋涂法、丝网印刷和涂覆法制备的碳纳米管阴极的脉冲放气特性进行了测量, 两者得到的结果差异很大. 前者相对放气分子数仅为 5, 优于常见 HPM 用阴极材料, 而后者相对放气分子数高达 225, 远高于天鹅绒阴极的 65. 这从侧面也说明了制备工艺对碳纳米管阴极脉冲放气特性的影响.

4 结 论

本文制备得到三种碳纳米管阴极, 并对比研究了碳纳米管阴极和化纤天鹅绒阴极的强流发射性能. 在二极管电压和二极管间隙相同时, 碳纳米管阵列和碳纳米管纸阴极发射性能明显优于普通化纤天鹅绒; 碳纳米管阴极发射性能与碳纳米管取向无关, 管壁的缺陷发射对无序碳纳米管阴极爆炸电子发射具有重要贡献. 碳纳米管阴极的起电场强约为 66 kV/cm, 是普通化纤天鹅绒的 2/3, 电场上升率相同时, 碳纳米管阴极比化纤天鹅绒阴极起电时间短 12—17 ns. 化纤天鹅绒阴极与碳纳米管阴极的等离子体膨胀速度发展过程具有相同的趋势, 都可以分为三个阶段: 快速膨胀阶段、膨胀速度快速下降阶段和稳定膨胀阶段, 在初始阶段, 碳纳米管阴极等离子体膨胀速度不到化纤天鹅绒的 1/4, 随后与化纤天鹅绒阴极相当并一直持续到电流主脉冲结束. 在二极管本底气压为 6×10^{-3} Pa 时, 碳纳米管纸阴极对应的二极管峰值气压不到 0.3 Pa, 约为普通化纤天鹅绒阴极的 1/5, 碳纳米管阵列阴极放气量在三种阴极中最少, 仅为 0.042 Pa. 对比研究了碳纳米管阴极与化纤天鹅绒阴极发射的均匀性, 碳纳米管阴极表面阴极斑分布比化纤天鹅绒更为均匀, 尤其是碳纳米管阵列, 整个阴极表面等离子体光斑致密且均匀, 没有特别亮的光斑出现, 基于切连科夫辐射光的均匀性诊断也证明了碳纳米管阴极具有更好的发射均匀性. 研究结果表明, 碳纳米管阴极具有较好的爆炸发射特性, 在强流电子束源和相关高功率微波器件领域具有潜在的应用价值.

参考文献

- [1] Benford J, Swegle J A, Schamiloglu E 2007 *High-power Microwaves* (2nd Ed.) (New York: Taylor & Francis Group) pp191–197
- [2] Barker R J, Schamiloglu E (translated by high-power microwave sources and technologies translation group) 2005 *High-Power Microwave Sources and Technologies* (Beijing: Tsinghua University Press) pp277–312 (in Chinese) [巴克 R L, 谢米洛格鲁 E 著 (高功率微波源与技术翻译组 译) 2005 高功率微波源与技术 (北京: 清华大学出版社) 第 277—312 页]
- [3] Nguyen V H, Park W, Kim N, Song H 2014 *Chin. Phys. B* **23** 058201
- [4] Nguyen V H, Song H J 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 038201
- [5] Wang J L, Wang X L, He B R, Zhu J F, Wei Z Y, Wang Y G 2015 *Chin. Phys. B* **24** 097601
- [6] Zhang X, Song Y R 2014 *Chin. Phys. B* **23** 064204
- [7] Rosdin R Z R R, Admad F, Ali N M, Nor R M, Zulkepely N R, Harun S W, Arof H 2014 *Chin. Phys. Lett.* **31** 094202
- [8] Ahmad F, Harun S W, Nor R M, Zulkepely N R, Ahmad H, Shum P 2013 *Chin. Phys. Lett.* **30** 054210
- [9] Karimov K S, Sulaiman K, Ahmad Z, Akhmedov K M, Mateen A 2015 *Chin. Phys. B* **24** 018801
- [10] Liu L, Liu X X, Wang X J 2014 *Chin. Phys. B* **23** 117705
- [11] Liang J J, Huang Y, Zhang F, Li L, Ma Y F, Li F F, Chen Y S 2014 *Chin. Phys. B* **23** 088802
- [12] Liu H T, Liu Y, Wang B S, Li C S 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 044102
- [13] Qu J R, Zheng J B, Wu G R, Cao C D 2013 *Chin. Phys. Lett.* **30** 107801
- [14] deHeer W A, Chatelain A, Ugarte D 1995 *Science* **270** 1179
- [15] Xia L S 2005 *Ph. D. Dissertation* (Mianyang: Chinese Academy of Engineering Physics) (in Chinese) [夏连胜 2005 博士学位论文 (绵阳: 中国工程物理研究院)]
- [16] Chen Y, Shaw D T, Guo L P 2000 *Appl. Phys. Lett.* **76** 2469
- [17] Cui Y K, Zhang X B, Lei W, Wang Q L, Di Y S, Li C, Chen J 2013 *High Power Laser Particle Beams* **25** 1509 (in Chinese) [崔云康, 张晓兵, 雷威, 王琦龙, 狄云松, 李驰, 陈静 2013 强激光与粒子束 **25** 1509]
- [18] Di Y S, Zhang X B, Lei W, Zhang L F, Cui Y K, Wang Q L, Chen J 2013 *High Power Laser Particle Beams* **25** 1494 (in Chinese) [狄云松, 张晓兵, 雷威, 章莉芳, 崔云康, 王琦龙, 陈静 2013 强激光与粒子束 **25** 1494]
- [19] Xu W K, Yuan X S, Yuan J S, Yang L 2014 *High Power Laser Particle Beams* **26** 124103 (in Chinese) [徐伟康, 袁学松, 袁劲松, 杨林 2014 强激光与粒子束 **26** 124103]
- [20] Yang H, Yuan X S, Li K, Li X Y, Yan Y 2014 *High Power Laser Particle Beams* **26** 063023 (in Chinese) [杨欢, 袁学松, 李凯, 黎晓云, 鄢扬 2014 强激光与粒子束 **26** 063023]
- [21] Read M E, Schwarz W G, Kremer M J, Lennhoff J D, Carnahan D L, Kempa K, Ren Z F, Ren Z F 2001 *Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference* Chicago, USA, June 18–22, 2001 p1026
- [22] Korenev S 2002 *Proc. of 14th international Conference on High-power Particle Beams* Albuquerque, USA, June 23–26, 2002 p385

- [23] Shiffler D, Zhou O, Bower C, LaCour M, Golby K 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 2152
- [24] Liao Q L, Zhang Y, Xia L S, Yan X Q, Qi J J, Huang Y H, Gao Z J 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 6626
- [25] Liao Q L, Zhang Y, Xia L S, Gao Z J, Huang Y H, Qi J J, Chang Y Q, Zhang H 2007 *Carbon* **45** 1471
- [26] Liao Q L, Zhang Y, Huang Y H, Qi J J, Gao Z J, Xia L S, Zhang H 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 151504
- [27] Liao Q L, Zhang Y, Huang Y H, Qi J J, Gao Z J, Xia L S, Zhang H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1778 (in Chinese) [廖庆亮, 张跃, 黄运华, 齐俊杰, 高战军, 夏连胜, 张篁 2008 物理学报 **57** 1778]
- [28] Liao Q L, Zhang Y, Xia L S, Qi J J, Huang Y H, Deng Z Q, Gao Z J, Cao J W 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2328 (in Chinese) [廖庆亮, 张跃, 夏连胜, 齐俊杰, 黄运华, 邓战强, 高战军, 曹佳伟 2008 物理学报 **57** 2328]
- [29] Liao Q L, Yang Y, Qi J J, Huang Y H, Xia L S, Liu L 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 073109
- [30] Liao Q L, Qin Z, Zhang Z, Qi J J, Zhang Y, Huang Y H, Liu L 2011 *Nanoscale Res. Lett.* **6** 40
- [31] Chen Y, Xia L S, Zhang H, Liu X G, Liao Q L 2011 *High Power Laser Particle Beams* **23** 775 (in Chinese) [谌怡, 夏连胜, 张篁, 刘星光, 廖庆亮 2011 强激光与粒子束 **23** 775]
- [32] Chen Y, Xia L S, Zhang H, Yang A M, Liu X G, Liao Q L 2012 *High Power Laser Particle Beams* **24** 957 (in Chinese) [谌怡, 夏连胜, 张篁, 杨安民, 刘星光, 廖庆亮 2012 强激光与粒子束 **24** 957]
- [33] Liao Q L, Zhang Y, Xia L S, Huang Y H, Qi J J, Gao Z J, Zhang H 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5335 (in Chinese) [廖庆亮, 张跃, 夏连胜, 黄运华, 齐俊杰, 高战军, 张篁 2007 物理学报 **56** 5335]
- [34] Yang J 2013 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: National University of Defence Technology) (in Chinese) [杨杰 2013 博士学位论文 (长沙: 国防科技大学)]
- [35] Liu Y 2008 *M. S. Dissertation* (Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China) (in Chinese) [刘懿 2008 硕士学位论文 (成都: 电子科技大学)]
- [36] Chen Y, Shaw D T 2000 *Appl. Phys. Lett.* **76** 2469
- [37] Krasik Y E, Dunaevsky A, Krokhmal A, Felsteiner J, Gunin A V, Pegel I V, Korovin S D 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 2379
- [38] Pushkarev A I, Sazonov R V 2009 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37** 1901
- [39] Lau Y Y 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 278301
- [40] Zhang J, Zhong H H, Shu T, Luo L, Wang Y 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 2479
- [41] Zhang X P 2004 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: National University of Defence Technology) (in Chinese) [张晓萍 2004 博士学位论文 (长沙: 国防科技大学)]
- [42] Wang H G 2004 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: National University of Defence Technology) (in Chinese) [王弘刚 2004 博士学位论文 (长沙: 国防科技大学)]
- [43] Liu J 2011 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: National University of Defence Technology) (in Chinese) [刘静 2011 博士学位论文 (长沙: 国防科技大学)]
- [44] Liu L, Li L M, Zhang X P, Wen J C, Wan H, Zhang Y Z 2007 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **35** 361
- [45] Zhao X L 2012 *M. S. Dissertation* (Changsha: National University of Defence Technology) (in Chinese) [赵雪龙 2012 硕士学位论文 (长沙: 国防科技大学)]

Comparative study on intense emission of velvet and carbon nanotube cathode*

Cai Dan^{1)†} Liu Lie¹⁾ Ju Jin-Chuan¹⁾ Wang Hai-Tao¹⁾ Zhao Xue-Long¹⁾ Wang Xiao²⁾

1) (College of Optoelectronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

2) (The PLA Unit 78010, Chengdu 610000, China)

(Received 19 September 2015; revised manuscript received 19 October 2015)

Abstract

So far, the investigations of carbon nanotube (CNT) cathode have been focused on the field emission with low current and voltage. However, the properties of the intense pulsed emission of CNT cathode have not been discussed deeply and comprehensively. In this paper, the intense emission properties of velvet and CNT cathode are studied in various aspects, such as emission capability, cathode plasma expansion, cathode initialization, emission uniformity, operation stability, outgassing property, and so on. Three different CNT cathodes are made by using electrophoresis deposition, chemical vapor deposition and also CNT paper (or buckypaper) gluing. Results show that the emission capability of CNT arrays and CNT paper cathode is definitely better than the velvet cathode. At the same diode voltage (~ 300 kV), the amplitudes of diode current of CNT array and CNT paper are 2.75 and 3.1 kA respectively, which are bigger than that of the velvet cathode (~ 1 kA). The orientation of CNT should not affect the emission capability of CNT cathodes. And the small radius of the tube wall and the existence of defects are suggested to be the reasons for the emission of electrons from the body of the tubes. The threshold electric field strength of intense emission of CNTs is about two-thirds of velvet cathode. The onset delay time of CNT cathode is shorter than the velvet cathode by about 12–17 ns at the same electric field growth rate. The time-evolution processes of the plasma expansion velocity of CNT and velvet cathodes are similar, which could be divided into three phases (rapid rising, quick decreasing and stable phase). In summary, the plasma expansion velocity of CNT cathode is less than one fourth that of velvet at the end of the first phase. During the stable phase, which sustains until the end of the voltage pulse, both cathodes have the same plasma expansion velocity (7 cm/ μ s). The emission uniformity of the cathode has been studied by analyzing the distributions of cathode plasma spots and Cherenkov radiation light, which are captured by the high speed frame camera. The emission uniformity of CNT cathode is much better than that of the velvet cathode. Especially, the cathode plasma spots on the whole surface of CNT array cathode are very dense and uniform. The peak outgassing pressure of the CNT paper cathode is 0.3 Pa, which is one fifth that of the velvet cathode; while the peak outgassing pressure of the CNT array cathode is 0.042 Pa, which is the lowest, and the outgassing pressure of the CNT cathode is related to the fabrication methods. Volatile such as epoxy should be avoided in the fabrication processes. This CNT cathode appears to be suitable for intense emission source and high-power microwave device applications.

Keywords: carbon nanotubes, intense current

PACS: 52.59.Mv, 52.80.Qj, 61.48.De

DOI: 10.7498/aps.65.045202

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11305263, 61401484).

† Corresponding author. E-mail: 263277440@163.com