赝火花脉冲电子束传输中束斑分析*

刘志坚¹) 江兴流¹^{*} 乐小云¹) 文雄伟²)

¹(北京航空航天大学理学院北京 100083)
 ²(清华大学机械学院北京 100084)
 (2004年7月21日收到;2004年11月18日收到修改稿)

通过赝火花强流脉冲电子束对酸敏变色片和单晶硅的轰击试验,结合束流自箍缩效应进行理论计算,对赝火 花脉冲电子束传输中束斑的变形进行了研究与分析.结果表明椭圆形轰击束斑是由通过旁路电容的瞬态电流产 生的方位角磁场所引起的,并且提出了解决束斑变形的有效方法.

关键词:脉冲电子束, 赝火花放电, 束斑, 自箍缩效应 PACC: 5280, 5225F, 4180D, 2925

1.引 言

赝火花脉冲电子束^[→]自放电室引出后,需要穿 过一定距离的中性气体才能到达材料表面.电子束 穿过低压中性气体时,由于自身的韧致辐射而损失能 量,会引起中性气体电离,并且由于热力学效应、粒子 运动的随机性和各种干扰因素的存在,电子束有一定 的不稳定性.束流特性随着放电电压、工作气压等参 数的不同而有所不同,会直接影响材料表面改性和薄 膜制备的效果.本实验室多年来一直从事赝火花放 电机理及其应用的研究,但对于赝火花电子束在靶材 表面产生的椭圆形轰击束斑,一直没能给出合理的解 释.最近,我们在束流分析实验时发现这是由通过旁 路电容的瞬态电流所引起的.随之通过电子束对固 体变色片和单晶硅的轰击进行了实验验证,结合束流 自箍缩效应及理论估算,本文对赝火花脉冲电子束传 输中束斑的变形作了研究和分析.

2. 实 验

采用多极板赝火花放电室^[5]在低气压下产生的 脉冲电子束,对放置在束流飞行路径上的靶材在不 同试验参数下进行轰击.试验参数见表1.靶室内 本底气体为氮气,室内真空度大约10Pa.多级板放 电室由12个间隙的金属片与陶瓷片串联粘贴而成, 间隙距离1.5mm,中心孔直径为1mm,高度同轴.放 电室旁路并联充电电容距靶室中心为78mm.靶材 采用灵敏度较高的酸敏变色片和束斑效果较好的单 晶硅片.脉冲电子束发生装置及靶材在束流飞行路 径的相对位置示意图见图1(a).图1(b)为放电回 路的等效电路.轰击后的单晶硅样品用 S-530型扫 描电镜和 XJB-1型金相显微镜观察样品表面形貌, 酸敏变色片用光学相机拍摄显微镜下束斑形状.

样品	靶材	位置 d(距束流出口处)/cm	放电电压 V _Q /kV	脉冲数 n/个	旁路并联电容 $C_{\rm p}/{ m pF}$
1	变色片	1—10	45	1	550
2	变色片	6	30—50	1/10	550
3	变色片	6	45	1	0—550
4	单晶硅	6	30—60	1	550
5	变色片	6	50	1	550 4 个相同电容对称放置
6	变色片	6	50	1	550 放电室被金属罩屏蔽

表1 试验参数

*国家自然科学基金(批准号:10175003)资助的课题.

[†]E-mail: jiangxl@buaa.edu.cn



3.结果

图 2 是在放电电压为 45kV 时,单个脉冲电子束 对置于阳极出口处 1—10cm 的酸敏变色片轰击的束 斑照片.由图 2 可见,样品 1 在相同参数下,随着电 子束传输距离的增加,束斑的形状逐渐变化,由圆形 向椭圆形转变,并且束斑有扩散的趋势,同时变色片 被烧蚀的程度也逐渐减弱.当传输距离为 4cm 时, 椭圆形束斑已清晰可见;当传输距离为 4cm 时, 椭圆形束斑已清晰可见;当传输距离为 8cm 时,变 色片未被击穿,束斑还隐约可见;当传输距离为 10cm 时,束斑几乎不能分辨.说明在此条件下,赝 火花脉冲电子束在低气压下传输的有效距离可以达 到 8cm.

样品 2 在相同实验参数下,随着放电电压的增 大 单个脉冲电子束在低压气体中飞行 6cm 后,在变 色片上轰击出的束斑逐渐清晰、形状逐渐改变. 当放 电电压达到 40kV 时 束斑形状已明显偏离圆形,接近 于椭圆形,但是在变色片上轰击出的痕迹很浅,仅仅 使变色片变色,未能将变色片击穿,束斑的黑白光学 图片不易分辨. 当放电电压达到 50kV 时,椭圆形轰 击束斑清晰可见,变色片中心被击穿,见图 <u>(</u>a).



图 2 单个脉冲电子束传输不同距离后在变色片上轰击出的束 斑照片, l. d = 1 cm 2. d = 2 cm 3. d = 4 cm 4. d = 6 cm 5. d = 8 cm; 6. d = 10 cm



图 3 不同脉冲数的电子束在变色片上轰击的束斑照片,(a) V_Q = 50kV, n = 1 (b) V_Q = 50kV, n = 1 (b) V_Q = 50kV, n = 10

图 3(b)是在放电电压为 50kV 时,10 个脉冲电子 束在低压气体中飞行 6cm 后,在变色片上轰击出的束 斑照片. 与图 3(a)比较发现,多脉冲电子束在变色片 上的轰击束斑轮廓与同参数下单脉冲的轰击束斑基 本类似,只是烧蚀程度更深,中心击穿范围更大.

图4 是在不同数值旁路并联电容,放电电压 40kV下,单个脉冲电子束在低压气体中飞行 6cm 后,在变色片上轰击出的束斑照片.旁路并联电容 控制放电频率,电容越大,放电越稳定.实验中放电 室等效电容约为 0.5—1pF,回路分布电容约为 4pF, 所以不加充电电容($C_p = 0$),依靠回路分布电容依 然能产生放电,但是放电频率极快,脉冲数不易控 制,图4(a)实际为多次连续轰击的结果.由图4可

 Bit

图 4 不同数值旁路电容时脉冲电子束在变色片上轰击的束斑照片 $(a)C_p = 0$ $(b)C_p = 170 \text{ pF}$

图 5 是在放电电压 30—60kV 下,单个脉冲电子 束在低压气体中飞行 6cm 后,在单晶硅片上轰击出 的束斑形貌. 由图 5 可见,样品 4 在相同试验参数 下 随着放电电压的升高,束斑形状逐渐清晰,并且 由圆形向椭圆形渐变.当放电电压为45kV时,可以 看到束斑形状明显偏离圆形.





图 5 单个脉冲电子束在单晶硅片上轰击的束斑的光学显微照片(放电电压 30—60kV)

图 6 是在放电电压为 45kV 时,单个脉冲电子束 在低压气体中飞行 6cm 后,在单晶硅片上轰击出椭 圆形束斑的扫描电镜照片.从图 6 的束斑形貌可以 大致推断出电子束能流分布的状况,即沉积在束流 中心附近的能流密度较高,而边缘能流密度较低,并 且呈现明显的椭圆形.实际上,束斑并不是数学意 义上严格的椭圆形,因为椭圆形长轴的两个半径不 等长.说明束流受到横向力的干扰,发生了形变.





ti



图 6 单个脉冲电子束轰击单晶硅表面的扫描电镜像(放电电压 45kV)

4. 分析与讨论

样品 1 的实验结果表明(见图 2)电子束在低压 中性气体传输过程中发生了自箍缩^[6]和形变,并且 随着传输距离的增加,沉积在变色片上的能量逐渐 减少.

由于脉冲电子束穿过中性气体时,不仅电离中 性气体产生了正离子,束流发生电荷中和,而且束流 的前沿效应在等离子体中还感应出反向电流,束流 发生磁中和. 若 n_i 为单位时间、单位体积内产生的 正离子数, n_e 为电子束单位时间、单位体积内的电 子数, J_p 为反向电流密度($J_p = \sigma E_{\zeta(i)}, \sigma$ 为等离子 体电导率, $E_{\zeta(i)}$ 为轴向感应电场强度), J_e 为电子束 电流密度,则电中和系数和磁中和系数分别为 $f_e =$ $n_i/n_b, f_m = J_p/J_e$,这时,电子束传输的平衡方程为^[7]

$$n_{i} T_{i} n_{e} T_{e} + \frac{1}{2} n_{e}^{2} e^{2} (1 - f_{e})^{2}$$
$$= \frac{1}{2} n_{e}^{2} e^{2} \beta^{2} (1 - f_{m})^{2} , \qquad (1)$$

这里的 n_i , n_e 分别为正离子、电子数密度 T_i , T_e 分别为正离子、电子的温度.

由上述方程可知,当电荷未充分中和时,空间电 荷斥力 $\frac{1}{2}n_e^2e^2(1-f_e)^2$ 大于磁自收缩力 $\frac{1}{2}n_e^2e^2\beta^2(1-f_e)^2$ 大于磁自收缩力 $\frac{1}{2}n_e^2e^2\beta^2(1-f_e)^2$,平衡方程没法满足,束流很快发散.随着束 流的电中和,电荷斥力迅速减小,平衡方程的满足成 为可能. 当 f_e 逼近于1时,电荷斥力趋向于0,束流 主要受磁自收缩力的作用而收缩. 电子束径向受到 的空间电荷的斥力和磁自收缩力的不平衡是电子束 发生磁自箍缩现象的基本原因.

由于电子、离子的热运动及其随机性,以及束流 中横向电磁波及其他各种干扰因素的存在和影响, 束流在传输过程中会出现不稳定性,其不稳定性主 要由径向力所决定^[8].电子束在低气压下传输的径 向动力学方程为

$$F_{r} = F_{e} + F_{m} = \gamma m \frac{d^{2}r}{dt^{2}},$$

$$F_{e} = \frac{2N(1 - f_{e})e^{2}}{4\pi\varepsilon_{0}r},$$

$$F_{m} = \frac{2N(1 - f_{m})e^{2}\beta^{2}}{4\pi\varepsilon_{0}r},$$
(2)

其中,*F*_r,*F*_e,*F*_m分别为电子束表面(半径为r处) 的一个电子的径向力、电作用力和磁作用力; $\beta = \frac{v_e}{c}$ 电子入射速度与光速之比; $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$;*N* 是电子密度(cm⁻³);*f*_m,*f*_e同前.

电子束流的传输特性主要取决于 f_e 和 f_m .若 f_m 小于某一定值,束流呈现稳定性传输. 根据 Link 得到的电子束在不同气压下的空气中传输时的 f_e 和 f_m 值^[9],当束流飞行的环境气压约为 10Pa 时, f_e ~1, $f_m \ll 1$,则(2)式近似为

$$F_{r} = \frac{2Ne^{2}}{4\pi\varepsilon_{0}r} [1 - f_{e} - \beta^{2}].$$
 (3)

因此,单个赝火花脉冲电子束进入低压气体后 将经历三个阶段:

1)束前端电离阶段 Ω < f_e <(1 – β²),由于空间
 电荷斥力,束前端电子急剧扩张;

样品 2 不同脉冲次数的对比结果(见图 3(a)与

图 3(b))表明,椭圆形束斑是由一次脉冲轰击引起的变形,而不是多次轰击造成的累计效应.

变色片样品 2,3 和单晶硅样品 4 的实验结果 (见图 3 至图 6)表明,放电电压越高,旁路并联电容 越大,对束流的传输影响越大,束斑变形也越大.当 放电电压达到 40kV,旁路并联电容达到 170pF时, 电子束在低气压下飞行 6cm 后,在靶材上轰击出的 束斑发生明显变形.两种材料的束斑变形基本类 似,都接近于椭圆形,不同的是电子束边缘不规则 的、能量较低的小束团打在单晶硅上基本看不到痕 迹,相当于单晶硅对杂散的、低能的小电子束团起了 过滤作用.因此,单晶硅的束斑形状看上去是比较 理想的椭圆形,见图 6),而变色片的则显得不规则.

变色片与单晶硅的椭圆形轰击束斑说明脉冲电 子束中的电子密度分布与靶材特性无关.在赝火花 放电室制作过程中,各平行极板保持较高的同轴度, 因而放电室的结构也不是束斑畸形的原因.

考虑到放电回路电感的影响,旁路充电电容放 电的时间为微秒量级,而多极板瞬间放电产生的脉 冲电子束的持续时间为纳秒量级,并且结合束流的 传输特性与不稳定性影响因素^[10],我们认为这主要 是由通过放电室的旁路充电电容的瞬态电流产生的 方位角磁场所引起的,其磁场强度为 $B_a = \frac{\mu_0 I_a}{2\pi d}$,则 束流每一段微元 d*l* 受到的方位角磁场力 dF_a 为

$$dF_{a} = B_{a}I_{b}dl = \frac{\mu_{0}I_{a}I_{b}dl}{2\pi d}$$
, (4)

式中 , μ_0 为标准磁导率 4×10^{-7} ;d 为束流中心到旁 路并联电容的距离 ; I_a 为通过旁路并联电容的瞬态 位移电流 ; I_b 为放电室击穿时产生的电流强度.

由于磁场效应引起的自收缩作用出现在靠近阳 极的最后一个间隙之内^[6],因此,我们把电流 *I*_a,*I*_b 作近似处理:根据放电过程的等效电路(图1(b)), 确定电流 *I*_a的方程为

$$I_{a}(t) = C_{m} \frac{\mathrm{d}U_{m}}{\mathrm{d}t} + \frac{N_{0} ev_{-}}{d} \exp \int_{0}^{t} \alpha v_{-} \mathrm{d}t ,$$

$$I_{a}(t) = \frac{(U_{p} - U_{m})}{R} , \qquad (5)$$

$$I_{a}(t) = -C_{p} \frac{\mathrm{d}U_{p}}{\mathrm{d}t}$$

式中 , U_m 为放电室最后一个间隙上的电压 ; U_p 为旁路电容放电电压 ; C_m 为放电室最后一对极板的电容 ; C_p 为旁路并联电容 ; N_0 为放电室击穿时的电子数 ;v 和 α 为电子漂移速度和碰撞电离系数 ;R 为回路的电阻.

$$U_{\rm m} = \frac{C_{\rm p}}{C_{\rm p} + C_{\rm m}} U_{\rm p} \,. \tag{6}$$

把(6)式代入方程组(5),在初始条件 $U_p = U_0(t = 0)$ 下求解 得

$$U_{\rm p} = U_0 e^{-\frac{C_{\rm m}}{R(C_{\rm p} + C_{\rm m})C_{\rm p}}t} , \qquad (7)$$

$$I_{a}(t) = \frac{U_{0}C_{m}}{R(C_{p} + C_{m})}(1 - e^{\frac{C_{m}}{R(C_{p} + C_{m})C_{p}}t}) , (8)$$

式中,U₀为外加电压脉冲幅度.

根据放电室结构特点 , $C_{m} \approx 1 pF$,且 $C_{m} \ll C_{p}$,则 I_{a} 可以由(8)式化简得到. 束流强度 I_{b} 可以通过示 波器测量获得. 这样对(4)式从0到 d_{p} (一个相邻极 板间距)进行积分,就可以估算出电子束团所受的方 位角磁场力,从而进行束团所受合力大小的判断.

由于电子束在传输过程中所受的力与空间位置 和时间有关,束流受力动态计算比较复杂.本文旨 在估算方位角磁场力与束流径向力的数量级,因此, 为了避免繁琐计算,根据示波器测量的电子束波形, 对束流传输的起始阶段进行静态取值,然后根据 (3)-(8)式估算束流径向力和方位角磁场力.

考虑到电子束传输中束流密度会随时间和空间 变化, 径向力估算时, 束前端电离阶段的电子密度按 束流自收缩阶段的 5% 取值估算.表 2 为旁路并联 电容距束流中心 78cm 的估算数据.

衣2	米 流 文 力 伯 昇 结 未

放甲	20		30		40		50		
旁路纬	170	550	170	550	170	550	170	550	
市法白收缩阶印	方位角磁场力 $F_z/10^{-7}$ N	1.06	6.06	2.83	12.59	6.49	23.31	10.75	38.46
术加白权细则投	径向力 $F_r/10^{-5}$ N	0.24	1.28	1.05	4.26	4.35	10.12	11.54	19.22
市前端中南阶印	方位角磁场力 $F_z/10^{-7}$ N	0.12	1.68	1.04	3.87	5.25	8.54	10.58	16.64
<u>不</u> 刑师已两则权	径向力 $F_r/10^{-7}$ N	1.58	2.54	3.36	4.14	4.86	6.57	7.27	10.68

由估算结果可见,在束前端电离阶段,旁路电容 放电产生的方位角磁场力与束流的径向力基本在一 个数量级上,足以影响束流传输,并且放电电压越 高,通过旁路并联电容的瞬态电流对束流产生的影 响越大.当放电电压达到 40kV 时,通过旁路电容的 瞬态电流产生的方位角磁场力已经大于束流径向 力.在径向力中和阶段,*f*_e = (1 – β²),则径向力*F*, = 0,方位角磁场力持续影响束流.而到束流自收缩 阶段,径向力以磁自收缩力为主猛增,方位角磁场力 比径向力小两个数量级,不会对束流产生影响.估 算结果表明,当放电电压达 40kV 以上,旁路并联电 容达到 170pF 时,通过旁路电容的瞬态电流产生的 方位角磁场对束流有重大影响,并且这种影响产生 于束流传输的前两个阶段.理论估算与实验结果 (见图 3 至图 6 基本吻合.

当旁路并联电容距束流中心大约 120cm 时,对 束流的干扰已经大大减弱,但是考虑到赝火花放电 的特点、束流品质和放电延迟等因素,不能将旁路电 容移至很远.

近圆形束斑实验结果(见图 7)表明,尽管对称 旁路并联电容有助于减小单个旁路并联电容对束流 的影响,但是由于死角、相位延迟等因素的存在,还 不能完全消除影响.

圆形束斑实验结果(见图 8)表明,用金属罩屏 蔽放电室基本上消除了旁路并联电容对束流传输的 影响。

根据电场递增效应理论[5],多极板放电室从阴 极向阳极顺序击穿 赝火花放电室的每一个间隙可 以被看作是由一个电容和一个放电间隙并联组成. 放电室外部的等效电容 C_{ex} 包括旁路电容 C_{b} 和回 路分布电容 C.)相当于一个电源,高压系统通过电 阻 R_e 向旁路电容 C_p 充电 ,当 C_p 上的电压达到放 电室的放电电压时,它储存的电荷将被放电室释放 掉 这种释放的过程不是一次放电击穿达到的 而是 依次进行的,直到最后一对极板被击穿.随着极板 间隙的逐级击穿,通过放电室旁路电容 C。的位移 电流随时间不断变化 从而产生不断变化的磁场 ,当 最后一对极板击穿时,旁路电容C。储存的电荷瞬 间全部释放 产生瞬态的电流最大. 当瞬态电流感 生的方位角磁场足够大时,将干扰束流的形状,受 方位角电磁场的干扰 ,束流受到横向力的作用 ,束流 密度将发生变化, 束流的边缘是能量密度较低的电 子集团 这些边缘电子集团受到空间电荷的斥力、束

流的磁自收缩力和通过旁路充电电容的瞬态电流感 应的方位角磁场的共同作用,将产生位置偏移.根 据回路电流方向,方位角磁场将产生斥力排斥电子 束团.电荷斥力的方向由中心指向四周,使束流发 散,而磁自收缩力的方向则指向束流中心,使束流聚 焦.三种力的大小都与空间位置、束团能量密度以 及放电时间有关,它们之间的动态平衡决定了束团 的空间位置.

在束流进入低压气体的起始阶段,电荷斥力为 主,径向力方向由束流中心指向四周,束前端电子急 剧扩张,以束流中心为界,靠近充电电容一侧的束 团,处在方位角磁场磁力线密度较大位置,受到的作 用力大,方向与电荷斥力相反.根据合力的方向,束 团将向束流中心偏移;而另一侧的束团在方位角磁 场磁力线密度较小位置上,受到的作用力小,方向与 电荷斥力同向,这部分束团将向束流外围方向运动, 束流密度将沿这种趋势进行分布.由于束团能量不 均匀,受力大小也不一致,使得束团偏移中心的位移 不一样,形成了偏心结构,如图6的轰击斑图像所 示,束斑呈椭圆形,并且长轴的两个半径不等长.

另外,有限的等离子体电导率使得恢复电流不 能响应束流密度的变化,总要滞后一个磁扩散时间 $\tau_{\rm B} = \frac{4\pi\sigma r_{\rm b}^2}{c^2}$.因而,在径向力中和阶段,等离子体中 的电流密度逐步变化,导致作用于束上的力引起的 初始扰动进一步增长,平衡束的半径变化更大了,束 的结构也发生了变化.这种变化一直持续到束流自 收缩阶段,束流半径以正弦波方式不断收缩,最终导 致了椭圆形束斑的形成.此时径向力以磁自收缩力 为主,方向指向束流中心,方位角磁场力远小于束流 径向力,已经不再影响束流传输.

实验与计算结果表明,当放电电压大于 40kV 时,旁路并联电容达到 170pF时,旁路并联电容放电 的瞬态电流产生的方位角磁场会影响束流的传输, 导致束斑形状发生变化.将放电室置于金属屏蔽罩 内,与旁路电容隔离,可以有效消除干扰,这对改善 束流品质,扩大赝火花脉冲电子束的应用具有重要 意义.

5.结 论

應火花脉冲电子束进入低压气体后将经历束前 端电离,径向力中和及束流自收缩三个阶段. 應火 花脉冲电子束在靶材表面轰击出的椭圆形束斑是由 通过旁路电容的瞬态电流产生的方位角磁场所引起的.试验与理论计算结果表明当放电电压大于 40kV时,旁路并联电容达到170pF时,束流受到旁路并联电容的瞬态电流产生的方位角磁场的明显干 扰,导致束斑变形.束流受到的干扰发生在束前端 电离阶段和径向力中和阶段.将放电室用金属屏 蔽,可以有效消除这种干扰,改善束流品质.

- [1] Christiansen J and Schultheiss C Z 1979 Phys. A 290 35
- [2] Jian K K ,Boggasch E ,Reiser M et al 1990 Phys. Fluids B 10 2487
- [3] Destler W W Segalov Z, Rodgers J et al 1993 Appl. Phys. Lett.
 62 1739
- [4] Zhu J B , Wang Z J and Zhang L F et al 1996 Acta Phys. Sin. 45
 924 (in Chinese] 朱俊彪、王之江、张立芬等 1996 物理学报 45
 924]
- [5] Jiang X L et al 1983 Acta Phys. Sin. 32 1344 (in Chinese] 江兴 流等 1983 物理学报 32 1344]
- [6] Jiang X L and Jiang S C 1985 IEEE NS-32 2492

- [7] Korop E D, Sidel 'nikov Yu V and Suhorukov S T 1979 Sov. Phys. Usp. 22 733
- [8] Miller R B 1990 Introduction to the physics of intense charged particles [刘锡三译 1990 强流带电粒子束物理学导论(北京: 原子能出版社)171-188]
- [9] Ding H B and Wang N Y 1984 Physics of Neutron Source (Beijing: Science Press)p431 (in Chinese] 丁厚本,王乃彦,1984 中子源 物理(北京:科学出版社)第431页]
- [10] Zou X, Gong Y, Liu J Y et al 2004 Acta Phys. Sin. 53 824 (in Chinese) [邹 秀、宫 野、刘金远等 2004 物理学报 53 824]

Analysis of pseudospark pulsed electron beam shape in transmission *

Liu Zhi-Jian¹) Jiang Xing-Liu¹[†] Le Xiao-Yun¹) Wen Xiong-Wei²

¹ (Department of Applied Physics, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China) ² (Department of Mechanics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

(Received 21 July 2004; revised manuscript received 18 November 2004)

Abstract

The beam shape distortion of the pseudospark pulsed electron beam in transmission has been observed by the beam bombardment of the color changeable film and the single crystal silicon. Based on the beam self-pinch effect, the mechanisms of the beam shape distortion have been analyzed by the theoretical calculation of the radial force of electron beam. The results showed that the elliptic beam shape was caused by the azimuthal magnetic field of transient currents, which past through the parallel charging capacitor, and the method for solving beam shape distortion in transmission was also presented.

Keywords : pulsed electron beam , pseudospark discharge , beam shape , self-pinch effect PACC : 5280 , 5225F , 4180D , 2925

^{*} Supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10175003).

[†]E-mail : jiangxl@buaa.edu.cn