

大气压管板结构纳秒脉冲放电中时域X射线研究

侯兴民 章程 邱锦涛 顾建伟 王瑞雪 邵涛

Properties of temporal X-ray in nanosecond-pulse discharges with a tube-to-plane gap at atmospheric pressure

Hou Xing-Min Zhang Cheng Qiu Jin-Tao Gu Jian-Wei Wang Rui-Xue Shao Tao

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 66, 105204 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.105204

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.105204>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I10>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

筒形高功率脉冲磁控溅射源的开发与放电特性

[Cylindric high power impulse magnetron sputtering source and its discharge characteristics](#)

物理学报.2016, 65(18): 185202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.185202>

气流对微秒脉冲滑动放电特性的影响

[Effect of flow rate on the characteristics of repetitive microsecond-pulse gliding discharges](#)

物理学报.2015, 64(19): 195204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.195204>

高压耦合高功率脉冲磁控溅射的增强放电效应

[Enhanced discharge of high power pulsed magnetron sputtering coupling with high voltage](#)

物理学报.2014, 63(18): 185207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.185207>

高功率脉冲磁控溅射的阶段性放电特征

[Phasic discharge characteristics in high power pulsed magnetron sputtering](#)

物理学报.2014, 63(17): 175201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.175201>

纳秒脉冲气体放电中逃逸电子束流的研究

[Runaway electron beams in nanosecond-pulse discharges](#)

物理学报.2014, 63(8): 085208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.085208>

## 大气压管板结构纳秒脉冲放电中时域 X 射线研究\*

侯兴民<sup>1)2)</sup> 章程<sup>1)2)†</sup> 邱锦涛<sup>1)2)</sup> 顾建伟<sup>3)</sup> 王瑞雪<sup>1)</sup> 邵涛<sup>1)2)‡</sup>

1)(中国科学院电工研究所, 北京 100190)

2)(中国科学院大学, 北京 100039)

3)(中国电力科学研究院, 北京 100192)

(2017年1月9日收到; 2017年3月12日收到修改稿)

纳秒脉冲放电能在大气压下产生高电子能量、高功率密度的低温等离子体, 由于经典放电理论无法很好地解释纳秒脉冲放电中的现象, 近年来以高能逃逸电子为基础的纳秒脉冲气体放电理论受到广泛关注. 纳秒脉冲放电会产生高能逃逸电子, 伴随产生 X 射线, 研究 X 射线的特性可以间接反映高能逃逸电子的特性. 本文利用纳秒脉冲电源在大气压下激励空气放电, 通过金刚石光导探测器测量放电产生的 X 射线, 研究不同电极间隙、阳极厚度下和空间不同位置测量的 X 射线特性. 实验结果表明, 在大气压下纳秒脉冲放电能产生上升沿约 1 ns, 脉宽约 2 ns 的 X 射线脉冲, 其产生时间与纳秒脉冲电压峰值对应, 经计算探测到的 X 射线能量约为  $2.3 \times 10^{-3}$  J. 当增大电极间隙时, 探测到的 X 射线能量减弱, 因为增大电极间隙会减小电场强度和逃逸电子数, 从而减少阳极的韧致辐射. 电极间距大于 50 mm 后加速减弱, 同时放电模式从弥散过渡到电晕. 随着阳极厚度增加, 阳极后方和放电腔侧面观察窗测得的 X 射线能量均有所减弱, 在阳极后面探测的 X 射线能量减弱趋势更加明显, 这说明 X 射线主要产生在阳极内表面, 因此增加阳极厚度会使穿透阳极薄膜的 X 射线能量减少.

关键词: 气体放电, 纳秒脉冲, 逃逸电子, X 射线

PACS: 52.80.-s, 51.50.+v

DOI: 10.7498/aps.66.105204

## 1 引言

纳秒脉冲等离子体及其应用是脉冲功率技术中很有前景的发展方向之一. 纳秒脉冲特有的窄脉宽使得纳秒脉冲放电具有诸多优点: 高功率密度、高折合电场强度, 激发的等离子体粒子具有高反应效率、高平均电子能量、可抑制火花通道形成的超快上升沿<sup>[1-3]</sup>等. 这些优点导致纳秒脉冲放电等离子体技术已应用于生物医学、表面处理、化学沉积、航天器控制、等离子体助燃和逃逸电子束<sup>[4-6]</sup>等领域. 然而, 纳秒脉冲放电机理十分复杂, 传统的汤生定理和流注理论均不再适用, 因为无法解释纳秒脉冲放电过程中的二次电子崩形成和流注发

展的现象<sup>[7-9]</sup>, 另外纳秒脉冲放电不同于其他放电的一些特点也无法解释, 如纳秒脉冲放电不能充分形成流注、击穿电压较高、不易形成电弧通道、产生高能逃逸电子、放电出现多通道等<sup>[10-12]</sup>. 20 世纪以来, 在经典的汤生定理和流注理论基础之上, 研究人员就纳秒脉冲放电机理提出了多种假说, 如 Mesyats 的电子崩链模型<sup>[13]</sup>, Kunhardt 的“两组模型”<sup>[14]</sup>, Babich 的电子倍增管模型<sup>[15]</sup>和 Vasilyak 的快速电离波击穿模型等<sup>[16]</sup>. 上述理论虽然各有不同, 但共同点是认为逃逸电子击穿对纳秒脉冲气体放电过程中电子崩的产生发展、流注的形成和电离波传播都起着重要的作用.

逃逸电子是解释纳秒脉冲放电机理的关键, 研究人员普遍根据 Bethe 公式<sup>[17]</sup>判定电子是否逃逸.

\* 国家自然科学基金(批准号: 51477164, 11611530681)和新能源电力系统国家重点实验室开放课题(批准号: LAPS16013).

† 通信作者. E-mail: zhangcheng@mail.iee.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: st@mail.iee.ac.cn

该公式指出电子受到的阻力随电子能量的增加呈先增后减的趋势,当电子能量大于阻力极值对应的能量后受到的阻力减小,电子可以在电场中持续获得能量并达到很高的速度,发生逃逸,称为逃逸电子.由于逃逸电子能量很高,在运动过程中发生的碰撞会很少,碰撞之间的距离变长,它的平均自由程比普通电子的长<sup>[7]</sup>.对产生逃逸电子的电场强度,一般有两种定义:一种是局部定义,即空间中某一点处的外加电场超过一定值时电子进入逃逸模式,这个值在大气压中约为450 kV/cm;第二种为Yakovlenko<sup>[2]</sup>提出的非局部定义,考虑到放电中所有电子的行为,在该电场强度下,基本大部分电子都过渡到逃逸模式,大气压氮气环境下该值约为2 MV/cm.研究发现,纳秒脉冲放电过程总是伴随X射线辐射的产生,由于X射线主要来源于高能逃逸电子撞击阳极产生的韧致辐射,以及碰撞激发气隙中的中性粒子,因此,目前研究人员通过探测放电过程中产生的X射线来研究高能电子的逃逸行为<sup>[2,7,8-10]</sup>.作为逃逸电子产生的直接判据,X射线可以间接地反映高能电子的能量和运动参数.探测X射线的常用方法是采用闪烁体探测器等配合光电倍增管,将光信号转化为电信号,再进行放大输出测量.20世纪以来,国内外研究人员对X射线进行了很多研究,例如:Kochkin等<sup>[7]</sup>使用LaBr<sub>3</sub>(Ce)闪烁体研究了1 MV电压下的长间隙空气放电中的X射线能量特性;俄罗斯Oreshkin等<sup>[7]</sup>利用闪烁体晶体测量大气压纳秒脉冲下逃逸电子激发的X射线时域分布,得到脉宽10—20 ns,能量超过5 keV的X射线;Tarasenko等<sup>[2,7]</sup>在纳秒脉冲大气压放电中探测逃逸电子,并使用半导体探测器,测量X射线的能谱分布,获得的X射线能量可达几百keV<sup>[2]</sup>.除了上述的X射线探测方法,另一个有效手段是采用金刚石光导探测器(PCD)<sup>[2]</sup>,如Spielman采用了5种PCD进行Z箍缩实验<sup>[2]</sup>,但是用于逃逸电子产生的X射线的研究较少.

由于实际脉冲电源的开关种类和拓扑结构多样,其输出的脉冲参数及后级驱动的气体放电特性也不同,在比较了自制的微秒电源、纳秒电源和俄罗斯电源后<sup>[2,7]</sup>,发现俄罗斯电源具有的较高的电压(约120 kV)和更窄的脉冲上升时间能够产生伴随明显X射线的逃逸电子,便于X射线探测实验进行观察.为了深入研究纳秒脉冲放电产生的X射线

的特性,本文采用电压幅值0—200 kV、脉冲宽度3—5 ns、上升沿1.2—1.6 ns、最大重复频率1 Hz的纳秒脉冲电源激励大气压弥散放电,研究了管板电极放电下不同电极距离、不同阳极厚度和不同位置产生的X射线时域特性,并对X射线和纳秒脉冲放电机理进行探索.

## 2 实验装置与测量系统

实验在敞开的空气环境下进行,实验温度20 °C左右,气压约96 kPa,装置如图1所示.基于火花开关的纳秒脉冲电源VPG-30-200具体参数为:电压幅值0—200 kV,脉冲宽度3—5 ns,上升沿1.2—1.6 ns,最大重复频率1 Hz.放电腔结构为管板电极,阴极不锈钢管内径为6 mm、长约10 mm、壁厚约0.1 mm,阳极选用金属铝箔,每层铝箔厚度约20 μm,阴阳极间距3 mm到55 mm之间连续可调,放电腔外壁接地,阳极也接地.两个PCD探测器如图1所示分别放置在放电腔的侧方和阳极后方.PCD探测器产生的电信号经过一个电压偏置模块后与示波器相连,该偏置模块由100 V的直流稳压电源供电.采用的示波器型号为LeCroy Waverunner 204 Xi,采样率10 GS/s,最高带宽2 GHz,所有电信号均采用SMA接口和50 Ω同轴射频电缆进行连接传输.

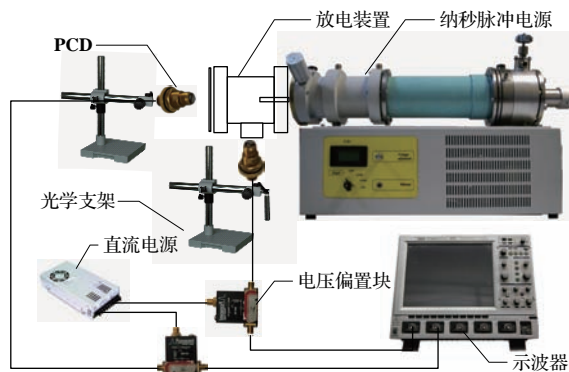


图1 实验装置图

Fig. 1. Schematic view of the experiment setup.

X射线的测量装置PCD放置位置如图2(a)所示,一个放置在放电腔侧面,PCD探头深入放电腔的观察窗但不与放电腔接触,距中轴线4 cm,用来测量放电腔侧面的X射线.一个放置在阳极后方,保持在距阳极4 mm的中轴线上,与阳极不接触,用来测量穿过阳极薄膜的X射线能量.

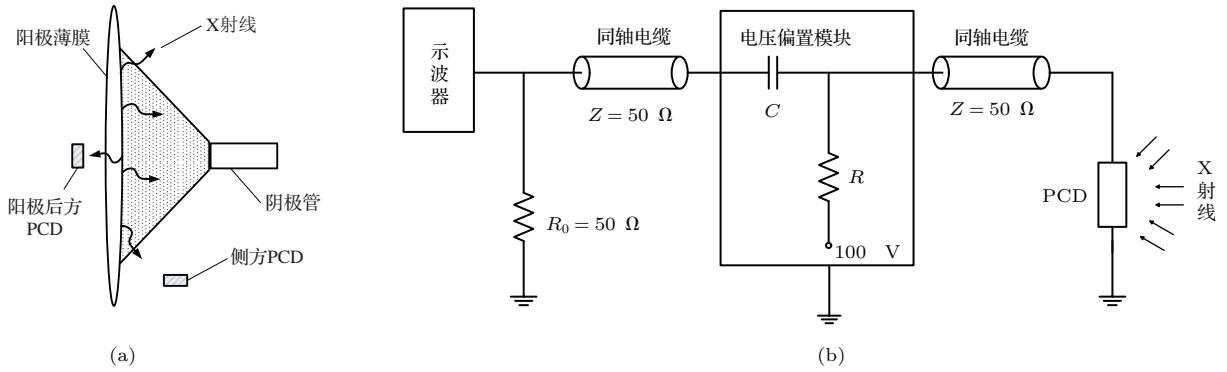


图2 测量装置示意图 (a)放电腔结构图; (b) PCD 信号测量示意图

Fig. 2. Schematic of the measurement: (a) Structure of discharge chamber; (b) schematic of PCD signal measurement.

本文 X 射线测量采用的 PCD, 是美国 AASC 公司的产品, 其探测元件是一块面积为  $3 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ 、厚度为  $1 \text{ mm}$  的 II-a 型金刚石, 当偏置电压为  $100 \text{ V}$  时, 在  $0.1\text{--}5.0 \text{ keV}$  的光子能量范围内, 灵敏度近似为常数 ( $S = 5 \times 10^{-4} \text{ A/W}$ )<sup>[2]</sup>. 图 2(b) 所示为一个 PCD 的信号测量示意图,  $100 \text{ V}$  直流电源通过电阻  $R$ , 电容  $C$  和信号电阻  $R_0$  组成的回路对电容  $C$  进行充电, 为 PCD 提供偏置电压  $U_{\text{bias}}$ , 当 X 射线射入 PCD 接收面上时, 将在由 PCD、同轴电缆、电容  $C$  以及信号电阻  $R_0$  形成的回路中产生电流, 从而在  $R_0$  上产生信号电压, 通过示波器显示记录. 由于信号电阻  $R_0$  的阻值为  $50 \Omega$ , 与同轴电缆的特征阻抗匹配, 所以示波器上得到的信号电压不存在反射波.

### 3 实验结果

#### 3.1 典型测量结果及计算

本实验典型放电图像如图 3 所示, 图像使用单反拍摄, 曝光时间为  $0.04 \text{ s}$ , 图中标出了阴极管、观察窗和阳极板的位置. 阴极附近可见“电爆炸”形成的亮斑<sup>[2]</sup>, 在两电极之间区域已形成了明显的、均匀的放电通道, 但未形成火花或电弧, 可见放电形式为弥散放电. 放电区域之所以看起来是扇形的, 是因为透过观察窗拍摄, 为观察窗的圆形边缘, 若从侧面拍摄, 则看起来更均匀. 图像中间之所以看起来有黑的发光区域, 是因为管电极为轴对称, 从侧面看, 上下侧叠加了更多的光, 比只有前后两个壁发光的中间部分更亮. 放电腔侧方的 PCD 测得的典型 X 射线时域波形与脉冲放电电压波形如图 4 所示, 放电实验在大气压空气中进行, 脉冲放电电压幅值约  $-120 \text{ kV}$ , 管板电极间距为  $40 \text{ mm}$ ,

本课题组前期的实验及仿真<sup>[2]</sup>表明本文条件下产生了逃逸电子. 在多次脉冲激励下 PCD 测得的 X 射线波形稳定且幅值相差不大, 由图中可见, 典型实验条件下可以测得幅值约  $4 \text{ V}$ , 上升沿约  $1 \text{ ns}$ , 脉宽约  $2 \text{ ns}$  的 X 射线电压信号. 该结果与王新新<sup>[2]</sup>和邹晓兵等<sup>[2]</sup>的测量结果一致, 他们利用 PCD 测量 X 箍缩中的 X 射线, 其脉冲上升沿约  $1 \text{ ns}$ , 幅值约  $6 \text{ V}$ . 他们研制的五通道的软 X 射线谱仪测量的 X 射线波形上升沿在几十纳秒左右, 幅值约  $10 \text{ V}$ ,

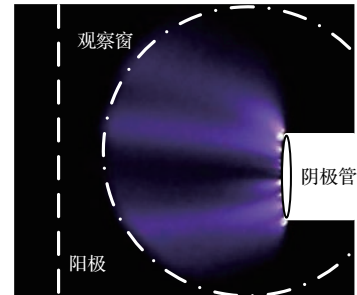


图3 典型的放电图像

Fig. 3. Typical discharge image.

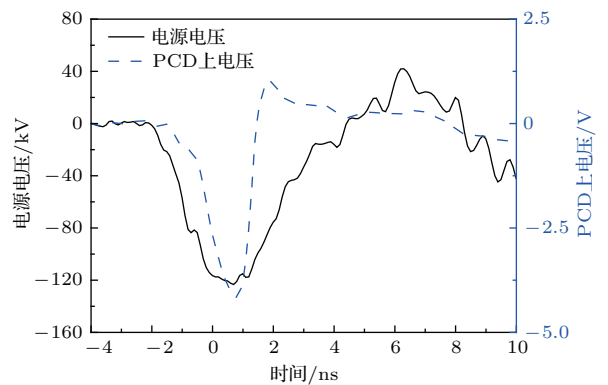


图4 典型时域 X 射线波形

Fig. 4. Typical waveform of temporal X-ray.

但波形总体上和本文一致, 这主要是由于电源参数不同造成的, PCD 的输出结果与电源参数密切相关

关[7].

通过上面测量的电压波形, 可以根据装置参数计算得到探头处的X射线能量数值. 为了简化计算, 可认为X射线在放电区域均匀分布, 将整个放电腔在二维空间中坐标化, 得到图5所示的坐标图, 其中横轴沿放电腔中轴线, 纵轴沿径向分布, 坐标原点与阳极中心重合. 因此一个PCD小面积微元测量的X射线能量和单个脉冲作用下腔体侧面内部总体X射线能量的比值等于二者的面积比. 由于PCD测量到的信号为电压信号, 并不能直观地得到X射线能量, 因此需要利用测量到的波形进行解谱. 其主要计算过程包括PCD微元内测量的X射线能量和放电腔体内部X射线总能量.

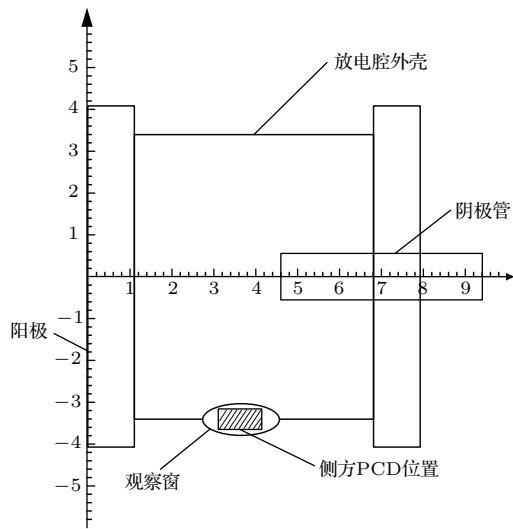


图5 简化的二维坐标轴下放电腔体

Fig. 5. Simplified discharge chamber in two-dimensional axis

### 1) PCD微元内X射线能量

灵敏度  $S$  为PCD的重要参数, 表示单位功率或者单位能量的X射线入射到PCD的接收面时, 示波器所能测量到的信号幅值, 当外加偏置电压为100 V时, PCD的灵敏度具有(1)式所示的形式:

$$S = \frac{I}{P} = 3 \times 10^{-4} \text{ A/W}, \quad (1)$$

式中  $I$  表示PCD测量回路中的电流,  $P$  为X射线功率. 其中测量回路中的电流  $I$  可由(2)式计算:

$$I = \frac{U}{R}; R = 50 \Omega, \quad (2)$$

式中  $U$  为示波器测量的X射线电压信号. 于是PCD测量的X射线的能量具有(3)式所示的表达形式:

$$E_{\text{PCD}} = \int P(t) \cdot dt = \frac{1}{R \cdot S} \int U(t) \cdot dt. \quad (3)$$

### 2) 放电腔体内部X射线总能量

如图5所示, PCD放置在放电腔侧方位置, 金刚石的有效接收面积为  $3 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ . 如上文所述, 由于认为X射线在放电腔壁上均匀分布, PCD微元内接收的X射线能量与放电腔侧面接收的X射线总能量, 是与两者的接收面积成正比的, 如(4)式所示:

$$\frac{3 \times 1}{2\pi r x} = \frac{E_{\text{PCD}}}{E_{\text{X-ray}}}, \quad (4)$$

式中  $x$  为放电腔长度, 其值取40 mm;  $r$  为放电腔内径, 其值为75 mm;  $E_{\text{X-ray}}$  为放电腔体中X射线总能量. 因此, 单次脉冲作用下X射线能量可由(5)式计算:

$$E_{\text{X-ray}} = \frac{2\pi r x}{3} E_{\text{PCD}} = \frac{2\pi r x}{3RS} \int U(t) \cdot dt. \quad (5)$$

根据上述的计算过程, 可以计算得到典型波形下产生的X射线能量约为  $2.3 \times 10^{-3} \text{ J}$ .

## 3.2 电极距离和测量位置对X射线的影响

为了验证纳秒脉冲放电对PCD测得的X射线的影响, 通过改变电极距离来探究放电产生的X射线能量的变化. 图6所示为放电腔侧方的PCD测得的X射线电压幅值及计算得到的X射线能量与电极间距的关系. 实验中保持脉冲电源峰值电压-120 kV不变, 阴极采用不锈钢管电极, 其内径为6 mm, 阳极使用20 μm厚度的铝箔, 保持PCD和阳极位置不动, 调整阴极管的位置使阴极与阳极的间距分别为45, 47.5, 50, 52.5和55 mm, 放电在大气压的空气环境下进行. 由图6可见, 放电腔侧面的X射线电压幅值及计算得到的X射线能量均随电极间距的增加而减小, 且在50 mm后减小加快, 同时放电模式从弥散过度到电晕. 此外, X射线电压和X射线能量差异最大的地方体现在误差上, 图中不同极间距离下X射线电压误差变化不大, 而X射线能量误差更小, 分布更均匀. 该现象主要是受到X射线能量计算原理的影响, 实际上决定X射线能量的因素不仅有电压幅值, 还有脉宽等, 低幅值长脉宽也能得到较高的X射线能量. 分析极间距离的影响认为, 在纳秒脉冲放电下逃逸电子轰击阳极材料而骤然减速, 产生韧致辐射即高能X射线. 而同样放电电压下短间距导致放电强度增加, 逃逸电子数目增加, 逃逸电子与阳极材料碰撞产生韧致辐射即X射线能量也相应增加.

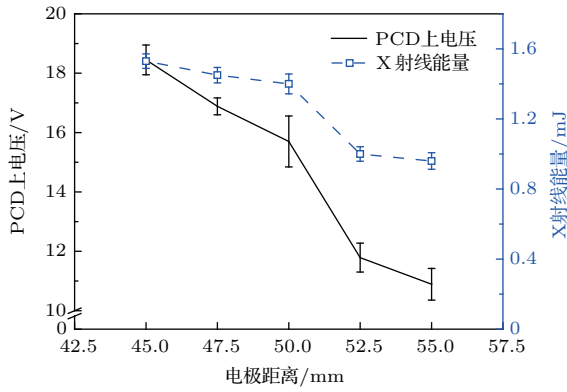


图6 电极间距对X射线能量的影响

Fig. 6. Dependence of X-ray energy on inter-electrode gap.

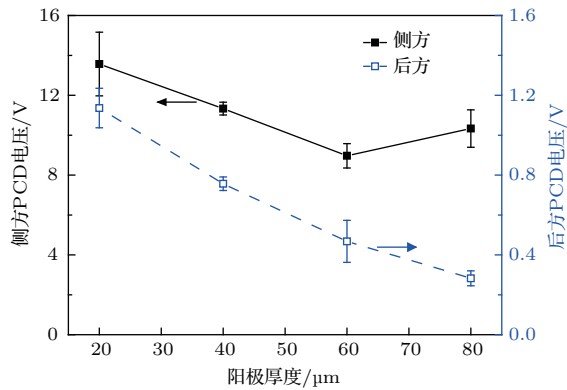


图7 阳极厚度对侧方和后方PCD上电压的影响

Fig. 7. Dependence of PCD voltage on anode thickness at different placement.

本文还探究了不同阳极厚度和不同探测位置对X射线能量的影响. 实验中保持施加电压约-120 kV, 极间距离40 mm, 分别放置两个同样的PCD在前文所述的放电腔侧方和阳极后位置, 采用叠加多片厚20 μm的铝箔的方法得到不同的阳极厚度, 实验结果如图7所示, 图中黑色实线为放电腔侧面测量的结果, 蓝色虚线为阳极后方测量的结果. 由图可见, 随阳极厚度的增加, 二者测量的X射线电压幅值均表现出减小的趋势. 对比两个位置的电压数值, 发现侧方明显比阳极后方的X射线能量更强, 阳极后方强度弱主要是由于X射线穿透阳极铝箔时有反射和吸收, 并且放电腔侧方的X射线除了来源于阳极的韧致辐射, 还有一部分来源于放电过程中高能逃逸电子与气体分子碰撞的结果, 此外逃逸电子不可避免地会撞击放电腔体内壁, 同样会产生部分X射线, 因此侧方的X射线幅值要高很多. 而阳极后方X射线能量随阳极厚度衰减的线性关系非常显著, 表明纳秒脉冲放电产生的X射线主要产生在阳极内表面, 产生的X射线不能

全部穿透阳极薄膜, 因此阳极厚度的增加导致穿透阳极后接收的X射线能量线性减少. 表1所示为两个位置测得的X射线能量, 其变化规律也印证了上述规律的合理性.

表1 不同阳极厚度下X射线能量  
Table 1. X-ray energy of different anode thickness.

阳极厚度/μm	20	40	60	80
放电腔侧方的X射线能量/mJ	8.1	6.6	5.3	6
阳极后方的X射线能量/mJ	0.67	0.44	0.27	0.17

## 4 讨论

### 4.1 纳秒脉冲放电机理

目前纳秒脉冲放电机理尚无统一理论, 虽然现有的一些机理假说彼此之间存在差异, 但大部分研究认为纳秒脉冲形成放电的过程中, 空间光电离不再是主导产生二次电子的主要因素, 而是由高能电子逃逸击穿主导 [7, 8, 9-11]. 图8给出了典型的纳秒脉冲管板放电过程的示意图, 图中管板电极结构中, 场强最高部分集中在阴极小曲率半径处, 比如管电极的管口端面, 但几乎任何材料不可避免地在其表面存在金属晶须, 晶须的出现改变了局部电场的分布. 当负极性的脉冲电压施加在管电极上时, 管电极小曲率半径处电场得到加强, 由于脉冲电压上升沿在亚纳秒量级, 该条件下局部电场能够在极短的时间内达到甚至超过阴极场致发射的标称场强, 由阴极尖端处产生场致发射产生初始电子, 初始电子的运动产生焦耳热使得金属晶须爆炸形成阴极亮斑. 初始电子及电爆炸产生的电子发展成电子崩, 迅速向阳极运动. 而电子崩中产生的正离子由于质量大加速缓慢, 进一步增强了阴极附近区域的场致发射. 同时电子崩中的电子与气体分子碰撞产生的光电效应促进了阴极附近电子的产生. 当纳秒脉冲电压急剧增加到几十千伏时, 阴极区域的场强也急剧增加, 使其中的大部分初始电子过渡到逃逸模式, 如图8(a)所示, 其中标出的电子代表逃逸电子. 阴极附近正离子的存在进一步增强了阴极附近区域的局部电场, 使得阴极电子发射得以维持, 由于该区域约化场强  $E/N$  ( $E$ 为电场强度,  $N$ 为气体密度) 极高, 这些逃逸电子在电场的作用下加速, 能量可以累积到几十 keV. 其中部分电子能够达到阳极, 而其他的逃逸电子则与气隙中分子发生碰撞产生二次电子和正离子, 电子自身能量

降低并释放出 X 射线, 二次电子的运动产生二次电子崩, 同时由于逃逸电子速度比主电子崩速度快, 所以新产生的二次电子崩造成主电子崩头部变窄, 如图 8(b) 所示. 波头会在高能电子和气隙中带电粒子的共同作用下向阳极运动, 当高能逃逸电子到达阳极时, 电子撞击阳极金属板上的原子, 电子能量骤减, 伴随大量 X 射线产生, 该过程即韧致辐射.

这些逃逸电子不断电离主电子崩头部附近区域, 引导二次电子崩, 并与主电子崩汇合使其继续向前发展直至形成流注, 完成间隙击穿, 如图 8(c) 所示. 由于纳秒脉冲初始电子数目足够大, 气隙中会形成相当数目的次级电子崩, 并和主电子崩相互交叠, 外观表现为弥散的放电形式.

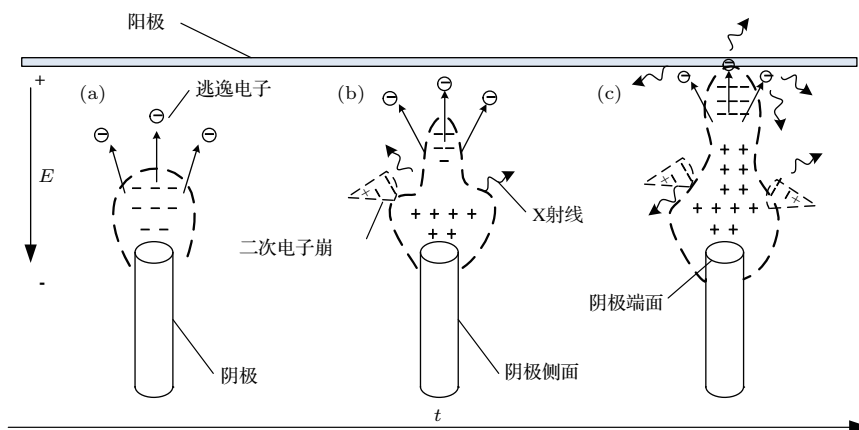


图 8 纳秒脉冲管板放电过程示意图

Fig. 8. Schematic diagram of discharge progress in nanosecond-pulse discharges with a tube-to-plane gap.

### 4.2 放电条件与 X 射线的关系

在纳秒脉冲间隙击穿的过程中, 高能逃逸电子与阳极金属板或气隙内气体分子碰撞后急剧减速, 均会产生 X 射线. 不同的是, 由于逃逸电子在气隙内的能量较低, 因此辐射出的 X 射线能量较低, 为几百 eV 到十几 keV 的软 X 射线. 而经过气隙内电场加速到达阳极的逃逸电子能量较高, 可达 20 keV 以上, 产生的 X 射线能量也较高. 可见 X 射线主要来源于两个方面, 一方面来自气隙内 (包括阴极附近区域和等离子体内部), 另一方面来自逃逸电子到达阳极后的韧致辐射, 其中后者占主要部分. 假设所探测到的 X 射线全部来自韧致辐射, 则获得的单一能量的 X 射线谱线与逃逸电子能量有如下关系:

$$\frac{dP}{d(h\nu)} = A(\varepsilon - h\nu)\varepsilon, \quad \varepsilon > h\nu, \quad (6)$$

式中  $P$  为 X 射线强度,  $\varepsilon$  为入射的逃逸电子能量,  $h\nu$  为辐射 X 射线的能量,  $A$  为常数. 各能级逃逸电子激发的 X 射线强度累加后可以获得韧致辐射产生的 X 射线强度.

X 射线的强度与放电形式的关系密切. 同样是大气压纳秒脉冲放电, 从放电现象上来看, 不同的

放电模式对 X 射线的计数有影响<sup>[7]</sup>; 从放电实验条件而言, 纳秒脉冲放电的脉冲电压幅值、脉冲上升时间、电极设计、气隙间距和重复频率等都会对 X 射线的计数产生很大影响.

本文对不同放电间隙下 X 射线测量结果显示, 在 45—55 mm 的放电间隙下, 随着间隙距离的增大, X 射线能量减小, 是因为同样的电源激励之下, 放电间隙的增大导致了电场强度的减弱, 电场畸变也相对减弱, 进一步产生的逃逸电子数目减少, 从而到达阳极的逃逸电子束流减小, 与阳极材料碰撞产生韧致辐射即 X 射线相应地减少, 所以测得的 X 射线能量随间隙距离呈负相关.

进一步分析图 6 可以看出, 不但 X 射线能量随距离增大而减小, 并且在较大的距离下 (50 mm 以上), X 射线能量减小的趋势加快, 这与放电强度密切相关. 在更大的间隙下, 放电的表现形式由均匀的弥散放电过渡为电晕放电, 此时虽然电场畸变能使逃逸电子源源不断地产生, 但是由于只有少量的逃逸电子能够到达阳极产生韧致辐射, 因此探测到的 X 射线计数要明显少于先前弥散放电时, 从而造成间距为 50 mm 以上时 X 射线能量随距离增加而迅速减小, 因为此时间距的增大不是单纯地导致了放电减弱, 而是引起了放电模式的转变, 导致 X 射

线计数迅速减小.

### 4.3 观测位置和X射线的关系

由于放电结构的存在,使得空间中不同位置探测到的逃逸电子产生的X射线特性存在差异.比较放电腔侧方和阳极后方的X射线能量,明显侧方比后方X射线能量高一个量级.这是因为X射线主要产生于阳极内表面,后方探测的是X射线穿过阳极后的能量,X射线在透过阳极铝箔时有一定的反射和吸收,会比侧方不经阻挡得到的能量弱,而且放电腔侧方X射线除了来源于到达阳极的逃逸电子产生的轫致辐射,还有一部分来源于放电过程中逃逸电子与气体分子碰撞,此外高能电子不可避免地会撞击放电腔内壁,同样会产生部分X射线,都可能被侧方的探测器接收,因此,侧方探测到的X射线能量比阳极后方高很多.

从图6中可以明显看出阳极后方X射线能量随阳极膜厚的增加而递减,而且其衰减的线性关系很显著,表明纳秒脉冲放电中X射线主要产生于阳极的内表面,在穿过阳极薄膜时会受到吸收和反射,造成其能量衰减,其衰减程度与阳极厚度呈正比,因此阳极后方X射线能量随着阳极薄膜的厚度增加呈线性衰减.

## 5 结 论

本文利用时域X射线探测器PCD对大气压下纳秒脉冲管板放电中高能电子产生的X射线进行了探测,并在不同电极间距、不同阳极厚度条件下,对两个位置的X射线特性进行了实验研究.本文实验采用电压幅值约-120 kV,上升沿1.2—1.6 ns,脉宽3—5 ns的纳秒脉冲电源激励管板放电,测得的X射线电压信号的相位和电源电压相对应,幅值约4 V,脉宽约2 ns,上升沿约1 ns.经计算得出本实验条件下典型的X射线能量约为 $2.3 \times 10^{-3}$  J.气隙距离的增加导致X射线强度减弱,认为是电极间隙的增加导致电场强度和逃逸电子数减少,从而导致轫致辐射减弱.电极距离大于50 mm后加速减弱,并且放电模式从弥散过渡到电晕.阳极厚度的增加也导致X射线能量减弱,放电腔侧方测得的X射线强度比阳极后方高一个数量级,且阳极后方的X射线强度随阳极厚度增加而线性减弱的趋势非常明显,表明纳秒脉冲放电中X射线主要来源于

高能逃逸电子撞击阳极内表面产生的轫致辐射,因此能穿透阳极被探测到的X射线强度随阳极厚度增大而减小的线性关系明显.此外,对纳秒脉冲放电机理、X射线与放电条件及探测位置的关系进行了探讨,但需要指出的是快脉冲条件下放电物理过程十分复杂,纳秒脉冲气体放电机理存在多种假说,探测X射线是从侧面研究纳秒脉冲气体放电产生高能逃逸电子及放电机理的方式之一,相关理论还需要大量深入研究来验证和解释.

### 参考文献

- [1] Shao T, Zhang C, Wang R X, Yan P, Ren C Y 2016 *High Volt. Eng.* **42** 685 (in Chinese) [邵涛, 章程, 王瑞雪, 严萍, 任成燕 2016 高电压技术 **42** 685]
- [2] Lu X P, Yan P, Ren C S, Shao T 2011 *Sci. China: Phys. Mech. Astron.* **41** 801 (in Chinese) [卢新培, 严萍, 任春生, 邵涛 2011 中国科学: 物理学 力学 天文学 **41** 801]
- [3] Li Y, Mu H B, Deng J B, Zhang G J, Wang S H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 134703 (in Chinese) [李元, 穆海宝, 邓军波, 王曙鸿 2013 物理学报 **62** 134703]
- [4] Yu J L, He L M, Ding W, Wang Y Q, Du C 2013 *Chin. Phys. B* **22** 055201
- [5] Korolev Y D, Mesyats G A 1998 *Physics of Pulsed Breakdown in Gases* (Ekaterinburg: URO-Press) pp161-162
- [6] Baksht E H, Burachenko A G, Kostyrya I D, Lomaev M I, Rybka D V, Shulepove M A, Tarasenko V F 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 185201
- [7] Zhang C, Shao T, Long K H, Yu Y, Wang J, Zhang D D, Yan P, Zhou Y X 2010 *IEEE Plasma Sci.* **38** 1517
- [8] Chen F, Huo Y J, He S F, Feng L C 2001 *Chin. Phys. Lett.* **18** 228
- [9] Zhang C, Tarasenko V F, Shao T, Beloplotov D V, Lomaev M I, Wang R X, Sorokin D A, Yan P 2015 *Phys. Plasmas* **22** 033511
- [10] Che X K, Nie W S, Zhou P H, He H B, Tian X H, Zhou S Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 224702 (in Chinese) [车学科, 聂万胜, 周朋辉, 何浩波, 田希晖, 周思引 2013 物理学报 **62** 224702]
- [11] Dai D, Wang Q M, Hao Y B 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 135204 (in Chinese) [戴栋, 王其明, 郝艳捧 2013 物理学报 **62** 135204]
- [12] Zhang C, Tarasenko V F, Gu J W, Baksht E K, Beloplotov D V, Burachenko A G, Yan P, Lomaev M I, Shao T 2016 *Phys. Rev. Accel. Beams* **19** 030402
- [13] Wang X Q, Dai D, Hao Y B, Li L C 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 230504 (in Chinese) [王敦青, 戴栋, 郝艳捧, 李立涅 2012 物理学报 **61** 230504]
- [14] Mesyats G A, Bychkov Y I, Kremnev V V 1972 *Sov. Phys. Usp.* **15** 282
- [15] Kunhard E E, Tzeng Y 1988 *Phys. Rev. A* **38** 1410
- [16] Babich L P 2005 *Phys. -Usp.* **48** 1015



- [17] Vasilyak L M, Kostyuchenko S V, Kudryavtsev N N, Filyugin I V 1994 *Phys. -Usp.* **37** 247
- [18] Raizer Y P, Allen J E 1991 *Gas Discharge Physics* (Berlin: Springer-Verlag) pp9-14
- [19] Gurevich A V, Zybin K P 2005 *Phys. Today* **58** 37
- [20] Yakovlenko S I 2007 *Proc. Prokhorov General Inst.* **63** 186
- [21] Noggle R C, Krider E P, Wayland J R 1968 *J. Appl. Phys.* **39** 4746
- [22] Stankevich Y L, Kalinin V G 1968 *Sov. Phys. Dokl.* **12** 1041
- [23] Shao T, Zhang C, Niu Z, Yan P 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 021503
- [24] Kochkin P, Köhn C, Ebert U, Deursen L V 2016 *Plasma Sources Sci. Technol.* **25** 044002
- [25] Oreshkin E V, Barenholts S A, Chaikovsky S A, Oginov A V, Shpakov K V 2012 *Phys. Plasmas* **19** 013108
- [26] Tarasenko V F, Lomaev M I, Beloplotov D V, Sorokin D A 2016 *High Volt.* **1** 181
- [27] Tarasenko V F, Rybka D V 2016 *High Volt.* **1** 43
- [28] Baksht E K, Burachenko A G, Erofeev M V, Tarasenko V F 2014 *Plasma Phys. Rep.* **40** 404
- [29] Pan L S, Han S, Kania D R, Zhao S, Gan K K, Kagan H, Kass R, Malchow R, Morrow F, Palmer W F, White C, Kim S K, Sannes F, Schnetzer S, Stone R, Thomson G B, Sugimoto Y, Fry A, Kanda S, Olsen S, Franklin M, Ager J W, Pianetta P 1993 *J. Appl. Phys.* **74** 1086
- [30] Spielman R B 1995 *Rev. Sci. Instrum.* **66** 867
- [31] Gu J W, Zhang C, Wang R X, Yan P, Shao T 2016 *Plasma Sci. Technol.* **18** 230
- [32] Shao T, Tarasenko V F, Yang W J, Beloplotov D V, Zhang C, Lomaev M I, Yan P, Sorokin D A 2014 *Chin. Phys. Lett.* **31** 085201
- [33] Zhang R, Luo H Y, Zou X B, Shi H T, Zhu X L, Zhao S, Wang X X, Yap S, Wong C S 2014 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **42** 3143
- [34] Shao T, Tarasenko V F, Yang W, Beloplotov D V, Zhang C, Lomaev M I, Yan P, Sorokin D A 2014 *Plasma Sources Sci. Technol.* **23** 054018
- [35] Wang X X 2012 *High Volt. Eng.* **38** 1537 (in Chinese) [王新新 2012 高电压技术 **38** 1537]
- [36] Zou X B, Wang X X, Zhang G X, Han M, Luo C M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1289 (in Chinese) [邹晓兵, 王新新, 张贵新, 韩旻, 罗承沐 2006 物理学报 **55** 1289]
- [37] Babich L P, Loiko T V, Tsukernab V A 1990 *Sov. Phys. Usp.* **33** 521
- [38] Gurevich A V, Zybin K P 2001 *Phys. -Usp.* **44** 1119
- [39] Nguyem C V, van Deursen A P J, van Heesch E J M, Winands G J J, Pemen A J M 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 025202
- [40] Zhang C, Tarasenko V F, Gu J W, Baksht E, Wang R X, Yan P, Shao T 2015 *Phys. Plasmas* **22** 123516
- [41] Song H M, Jia M, Jin D, Cui W, Wu Y 2016 *Chin. Phys. B* **25** 262
- [42] Wang X B, Li Y D, Cui W Z, Li Y, Zhang H T, Zhang X N, Liu C L 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 047901 (in Chinese) [王新波, 李永东, 崔万照, 李韵, 张洪太, 张小宁, 刘纯亮 2016 物理学报 **65** 047901]
- [43] Zhang C, Shao T, Niu Z, Zhang D D, Wang J, Yan P 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 035202 (in Chinese) [章程, 邵涛, 牛铮, 张东东, 王珏, 严萍 2012 物理学报 **61** 035202]

# Properties of temporal X-ray in nanosecond-pulse discharges with a tube-to-plane gap at atmospheric pressure\*

Hou Xing-Min<sup>1)2)</sup> Zhang Cheng<sup>1)2)†</sup> Qiu Jin-Tao<sup>1)2)</sup> Gu Jian-Wei<sup>3)</sup>  
Wang Rui-Xue<sup>1)</sup> Shao Tao<sup>1)2)‡</sup>

1) (*Institute of Electrical Engineering, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China*)

3) (*China Electric Power Research Institute, Beijing 100192, China*)

( Received 9 January 2017; revised manuscript received 12 March 2017 )

## Abstract

Nanosecond-pulse discharge can produce low-temperature plasma with high electron energy and power density in atmospheric air, thus it has been widely used in the fields of biomedical science, surface treatment, chemical deposition, flow control, plasma combustion and gas diode. However, some phenomena in nanosecond-pulse discharge cannot be explained by traditional discharge theories (Townsend theory and streamer theory), thus the mechanism of pulsed gas discharge based on runaway breakdown of high-energy electrons has been proposed. Generally, the generation and propagation of runaway electrons are accompanied by the generation of X-ray. Therefore, the properties of X-ray can indirectly reveal the characteristics of high-energy runaway electrons in nanosecond-pulse discharges. In this paper, in order to explore the characteristics of runaway electrons and the mechanism of nanosecond-pulse discharge, the temporal properties of X-ray in nanosecond-pulse discharge are investigated. A nanosecond power supply VPG-30-200 (with peak voltage 0–200 kV, rising time 1.2–1.6 ns, and full width at half maximum 3–5 ns) is used to produce nanosecond-pulse discharge. The discharge is generated in a tube-to-plane electrode at atmospheric pressure. Effects of the inter-electrode gap, anode thickness and position on the characteristics of X-ray are investigated by measuring the temporal X-ray via a diamond photoconductive device. The experimental results show that X-ray in nanosecond-pulse discharge has a rising time of 1 ns, a pulse width of about 2 ns and a calculated energy of about  $2.3 \times 10^{-3}$  J. The detected X-ray energy decreases with the increase of inter-electrode gap, because the longer discharge gap reduces the electric field and the number of runaway electrons, weakening the bremsstrahlung at the anode. When the inter-electrode gap is 50 mm, the discharge mode is converted from a diffuse into a corona, resulting in a rapid decrease in X-ray energy. Furthermore, both X-ray energies measured behind the anode and on the side of discharge chamber decrease as anode thickness increases. The X-ray energy measured on the side of the discharge chamber is one order of magnitude higher than that measured behind the anode, which is because the anode foil absorbs some X-rays when they cross the foil. In addition, the X-ray energy behind the anode significantly decreases with the increase of the thickness of anode aluminum foil. It indicates that the X-ray in nanosecond-pulse discharge mainly comes from the bremsstrahlung caused by the collision between the high-energy runaway electrons and inner surface of the anode foil. Therefore, increasing the thickness of the anode foil will reduce the X-ray energy across the anode film.

**Keywords:** gas discharge, nanosecond-pulse, runaway electron, X-ray

**PACS:** 52.80.-s, 51.50.+v

**DOI:** 10.7498/aps.66.105204

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51477164, 11611530681), and State Key Laboratory of Alternate Electrical Power System, China (Grant No. LAPS16013).

† Corresponding author. E-mail: [zhangcheng@mail.iee.ac.cn](mailto:zhangcheng@mail.iee.ac.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [st@mail.iee.ac.cn](mailto:st@mail.iee.ac.cn)