

大气压尖板电极结构重复频率纳秒脉冲放电中 X 射线辐射特性研究*

章程¹⁾³⁾ 邵涛^{1)2)†} 牛铮¹⁾³⁾ 张东东¹⁾²⁾ 王珏¹⁾²⁾ 严萍^{1)2)‡}

1) (中国科学院电工研究所, 北京 100190)

2) (中国科学院电力电子与电气驱动重点实验室, 北京 100190)

3) (中国科学院研究生院, 北京 100039)

(2011 年 1 月 23 日收到; 2011 年 3 月 27 日收到修改稿)

文章通过碘化钠晶体和光电倍增管构成的 X 射线探测系统, 研究了上升沿 15 ns, 脉宽 30—40 ns 量级, 电压 90 kV 的大气压重频纳秒脉冲气体放电中 X 射线的辐射特性, X 射线有效探测能量范围为 10—130 keV. 结果表明放电产生的 X 射线主要集中在 20—90 keV 能量范围, 而能量在十几 keV 的软 X 射线和超过 90 keV 的高能 X 射线数量很少. X 射线辐射计数随脉冲重复频率的增加而增加, 随着气隙距离的改变存在峰值, 且峰值出现在弥散放电模式.

关键词: 气体放电, 尖板电极, 纳秒脉冲, X 射线

PACS: 52.80.-s, 51.50.+v

1 引言

脉冲功率技术的发展推动了重复频率窄脉冲气体放电研究的深入. 高场强能够提供高能量效率的空间电荷, 有利于产生稳定的大气压空气非平衡等离子体, 这一技术近年来受到了广泛关注, 它已应用于生物医学、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等领域^[1-4]. 目前纳秒脉冲下气体放电规律尚未明了, 虽然经典的汤逊放电机理和流注理论是研究气体放电的基础, 但研究表明在纳秒脉冲下汤逊放电机理和流注理论都存在一定缺陷^[5-9]. 纳秒脉冲激励下的电子崩能很快到达临界, 放电发展过程中的更多时间是用来发展二次电子崩及流注. 基于高能快电子的逃逸击穿是当前能够解释纳秒脉冲下放电现象的主要理论, 研究人员就其放电机理提出了多种假说, 如 Mesyats 的电子崩链模型, Kunhardt 的两组模型, Babich 的电子倍增模型和 Vasilyak 的快速电离波

击穿模型等^[6-9].

自 20 世纪 60 年代研究人员发现, 纳秒脉冲放电过程中伴随 X 射线辐射开始, 由于 X 射线主要来源于逃逸电子与气隙中性粒子的碰撞激发和撞击阳极伴随的韧致辐射, 因此研究人员通过探测放电中产生的 X 射线来研究高能电子的特性和逃逸行为规律^[7,8,10-13]. 但高能电子逃逸阈值较高, 在均匀电场中往往需要很高的电场强度下才能激发出逃逸电子引导气隙击穿^[14], 但采用尖-板电极结构相对容易使高能电子在极不均匀电场的强场区域激发^[15]. 此外大气压极不均匀电场中纳秒脉冲气体放电易于产生高能逃逸电子电离气隙, 形成贯穿气隙的大面积弥散放电, 因此极不均匀场强下的放电特性及应用研究受到了广泛关注^[16-19]. 然而放电过程中 X 射线的产生及特性尚未明了, 10 ns 级上升沿的重复频率脉冲下的 X 射线放电特性研究较少. 本文利用上升时间 15 ns, 脉宽 30—40 ns 的重频纳秒脉冲在尖板电极结构大气压空气中放

* 国家自然科学基金 (批准号: 50707032, 50907068, 11076026)、中国科学院知识创新工程重要方向项目 (批准号: KG CX2-YW-339) 和国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2011CB209405) 资助的课题.

† E-mail: st@mail.iee.ac.cn

‡ E-mail: pingyan@mail.iee.ac.cn

电, 探测放电中 X 射线特性, 并对纳秒脉冲放电中 X 射线产生机理进行初步探讨.

2 实验装置

实验在敞开的空气环境下进行, 实验温度为 20 °C 左右, 气压为 96 kPa. 所建立的实验装置原理图如图 1 所示. 电源采用基于半导体断路开关的电感储能型重频纳秒脉冲功率源, 输出脉冲极性为负, 脉宽 30—40 ns, 脉冲上升时间约 15 ns, 重复频率 1—1000 Hz, 输出平均功率 13 kW, 其开启、关停及重复频率的调节均通过触发脉冲控制器控制^[19,20]. 为了得到相对稳定的输出电压, 在负载端接一循环盐水回路, 依靠调节负载盐水的浓度改变电阻来变化输出电压, 其可调范围为 0—300 kV, 放电回路与盐水电阻回路并联, 实验中保持施加负极性脉冲幅值为 90 kV. 电极布置如图 1 所示, 阴极采用直径 15 mm 的黄铜针电极, 曲率半径 0.5 mm. 地电极采用黄铜丝网, 丝网面积 120 mm×150 mm, 孔径为 152 μm, 厚度为 1 mm. 其中心与针电极尖端在同一水平面, 两者之间距离定义为本实验中的气隙距离, 气隙可调节距离为 3—10 cm. 放电电流由同轴管式高频电阻分流器测量, 电阻值为 0.188 Ω, 电压由附着在纳秒脉冲电源高压输出处的耦合式电容分压器测量, 分压比为 15732. 由于电压信号值相对稳定, 故实验中该路信号作为示波器的触发信号. 两路信号经同轴电缆 50 Ω 匹配后分别送示波器的两个通道. 记录仪器采用 Lecroy WR204Xi 示波器, 其带宽和采样率分别为 2 GHz 和 10 GS/s. 放电图像由 SONY(DSC-H9) 数码相机拍摄, 相机镜头放置在距离放电空间 15 cm 处.

为了研究放电中高能逃逸电子的作用, 对 X 射线辐射特性进行了研究. 通常测量 X 射线能谱采用 Ross 滤片或 X 射线谱仪等方法, Ross 滤片能够有效地探测能量在 1—10 keV 量级的 X 射线, 但由于放电中 X 射线为连续谱, 覆盖的能量等级范围较大, 因此 Ross 滤片具有局限性^[21]. 而 X 射线谱仪能够定量地测量 X 射线谱仪, 但价格较高, 且电子器件易受放电强磁场干扰^[22], 因此研究人员通常采用闪烁体或半导体探测器来测量纳秒脉冲放电中的 X 射线能谱^[7,11,16]. 本文中低能 X 射线探测系统由 X 射线探测器、一体化多道分析器和分析软件系统组成, 如图 1 所示^[23], 系统集探测具有 X 射线辐射、光子计数和能谱计算等功能. 其中 X 射线探测器由三部分组成: 铍窗(厚

度 1 mm)、NaI(Tl) 闪烁体(φ40 mm, 厚度 2 mm)和光电倍增管(12 级, FJ374, 上升时间 5 ns, 增益 1×10^6). 铍窗用来防止闪烁体碰撞和潮解, 其截止辐射能量为 10 keV. 基于 X 射线与一些物质反应产生荧光效应的原理, NaI(Tl) 闪烁体用来激发与 X 射线能量成比例的光子, 这种闪烁体具有透明度高, 大面积、高分辨率等优点^[24]. 光电倍增管与闪烁体耦合, 用来接收并放大闪烁体激发的光子, 并产生与入射光子成比例的电荷. 因此具有相同能级的 X 射线进入探测器后会产生等量的电荷, 而不同能级的 X 射线辐射出的光子数量和产生的电荷数量不同. 为了避免纳秒脉冲放电中产生的电磁干扰, 探测器由直径 51 mm, 厚度 2 mm 的铅管封装. 一体化多道分析器(BH1324, 北京核仪器厂)用来处理光电倍增管输出的电信号. 一体化多道包括电源、前级放大器、主放大器和多道分析器. 其中电源用来供给光电倍增管, 其可调电源范围 0—1500 V. 前级放大器将光电倍增管输出的电荷信号转化为不同幅值的电压脉冲信号^[25]. 主放大器用来增强前级放大器输出的电压脉冲以满足多道分析器的输入要求. 对应一个输入电压脉冲信号, 多道分析器根据电压幅值归类到某个道次, 并将该道次计数累加. 低能 X 射线探测系统中, 主放大器的放大系数为 1.0—9.9, 分别对应放大倍数 1—160. 多道分析器的通道数可以分为 512, 1024, 2048 和 4096, 8 h 工作后的道次漂移小于 1%. 多道分析器的输出信号通过 RS232 与电脑通信, BH1324 所附带的 PHA1.8/Ums38 软件可以用来计算 X 射线的能量分布. 本实验中, 多道分析器的道次等分为 1024. 由于多道分析器的每个道次对应于一个固定的能量, 对若干个道次的能量等级用已知能量的标准辐射源进行标定, 则其他道次的能量等级可以根据它与已标定能量道次的关系计算获得, 从而把放电中 X 射线能量分开^[23,25].

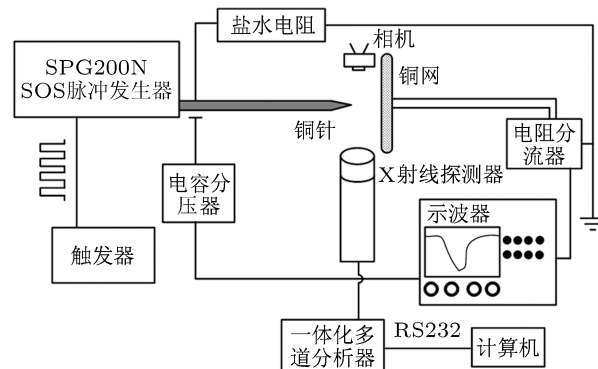


图 1 实验系统原理图

3 X 射线检测

利用辐射源镅 (^{241}Am) 和钴 (^{57}Co), 对图 1 所示的低能 X 射线探测系统进行能量标定, 以获得多道分析器各道次对应的能量等级, 如图 2 所示 [23]. 由于辐射源 ^{241}Am 的半衰期为 432 年, 而 ^{57}Co 的半衰期为 270.9 天, 因此标定过程中根据两种辐射源不同的辐射强度, 分别辐射 150 s 和 6226 s, 使得两种辐射元素在多道分析器各道次有效显示. 从图 2(a) 可以看出, 1024 道由两种辐射元素的不同能量标定, 分别为 ^{241}Am 的 17.75 keV, 59.54 keV 和 ^{57}Co 的 14.41 keV, 122.06 keV. 上述能量分别对应多道分析器的 136 道、468 道、106 道和 923 道, 由此可以获得多道分析器各道次的能量分布, 如图 2(b) 所示. 从图中可以看出道次为 1024 时, 多道分析器从 10 keV 到 130 keV 范围内为线性, 表明该探测系统可以用来有效探测 10—130 keV 的 X 射线辐射.

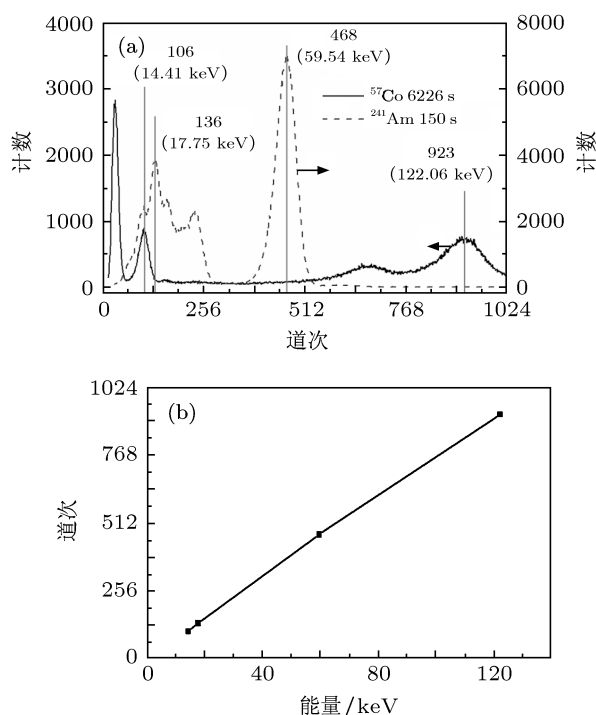


图 2 低能 X 射线探测系统能量标定 [23] (a) 多道分析器能量标定; (b) 多道分析器道次能量关系图

利用标定好的低能 X 射线探测系统研究重频纳秒脉冲放电中 X 射线辐射特性, 获得 X 射线谱如图 3 所示. 对应的实验条件为: 外加电压 90 kV, 气隙距离 8 cm, 脉冲重复频率 1000 Hz, 多道分析器记录时间为 45 s. 图中每个点表示一体化多道每能级的 X 射线计数. 从图中可以看出, 纳秒脉冲气体放

电中 X 射线辐射能谱为连续谱, 辐射能量覆盖多道的各个道次. 其中在能量值为近 60 keV 时, 能谱出现一个明显的峰. 放电能够产生能量在十几 keV 的软 X 射线, 但其数量较少, 能量范围在 20—90 keV 的 X 射线占 X 射线能谱的主要部分. 此外还探测到少量能量范围超过 eU (U 为外加电压) 的 X 射线. 可见该探测系统可以用于纳秒脉冲放电中 X 射线特性研究.

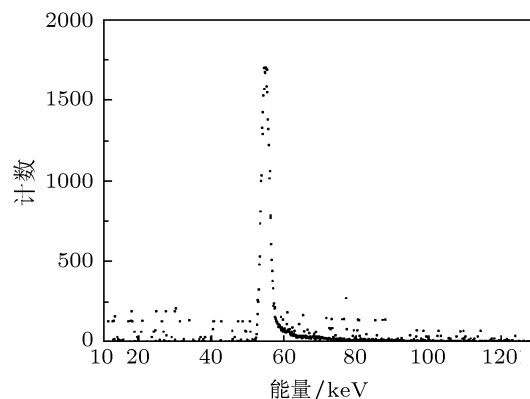


图 3 X 射线能谱

4 实验结果

4.1 放电特性

典型的纳秒脉冲放电电压电流波形和发光图像如图 4 所示. 图中可见纳秒脉冲放电存在不同的放电模式, 其电压电流波形和发光图像存在较大差异. 图 4(a), (b) 给出了弥散放电模式下的纳秒脉冲放电电压电流波形和放电图像, 对应的实验条件为: 外加电压 90 kV, 气隙距离 8 cm, 脉冲重复频率 1000 Hz. 从单次触发模式的波形可见虽然施加的单极性脉冲, 但放电电流表现为双极性特征, 幅值约为 20 A. 利用 Lecroy 示波器的实时序列测量的顺序模式, 在压缩时间轴 (删去脉冲与脉冲之间的等待时间) 的基础上得到的连续的电流波形可见, 放电电流幅值稳定, 如图 4(a) 所示. 对应的放电图像如图 4(b) 所示, 图中曝光时间为 4 s. 图中可见即使曝光时间较长, 放电空间仍充满弥散的放电通道贯穿整个气隙, 没有明显的丝状通道产生. 图中亮度较高的区域即为针尖附近区域, 表明此处放电较为强烈. 保持其他条件不变, 减小气隙距离至 3 cm, 放电模式发生改变, 其典型的电压电流波形和发光图像如图 4(c), (d) 所示. 从单次模式的波形可见放电电流幅值达到约 450 A, 电流表现为单极性, 半高宽显著增加, 电压波形下降较快. 从顺序模式的

电流波形可见当连续脉冲施加在气隙时, 放电电流幅值波动较大, 但大多幅值均在 100 A 以上, 如图 4(c) 所示. 图 4(d) 给出了典型的丝状放电图像,

虽然曝光时间只有 0.01 s, 但放电空间出现若干明亮的放电细丝, 放电为典型的丝状放电模式.

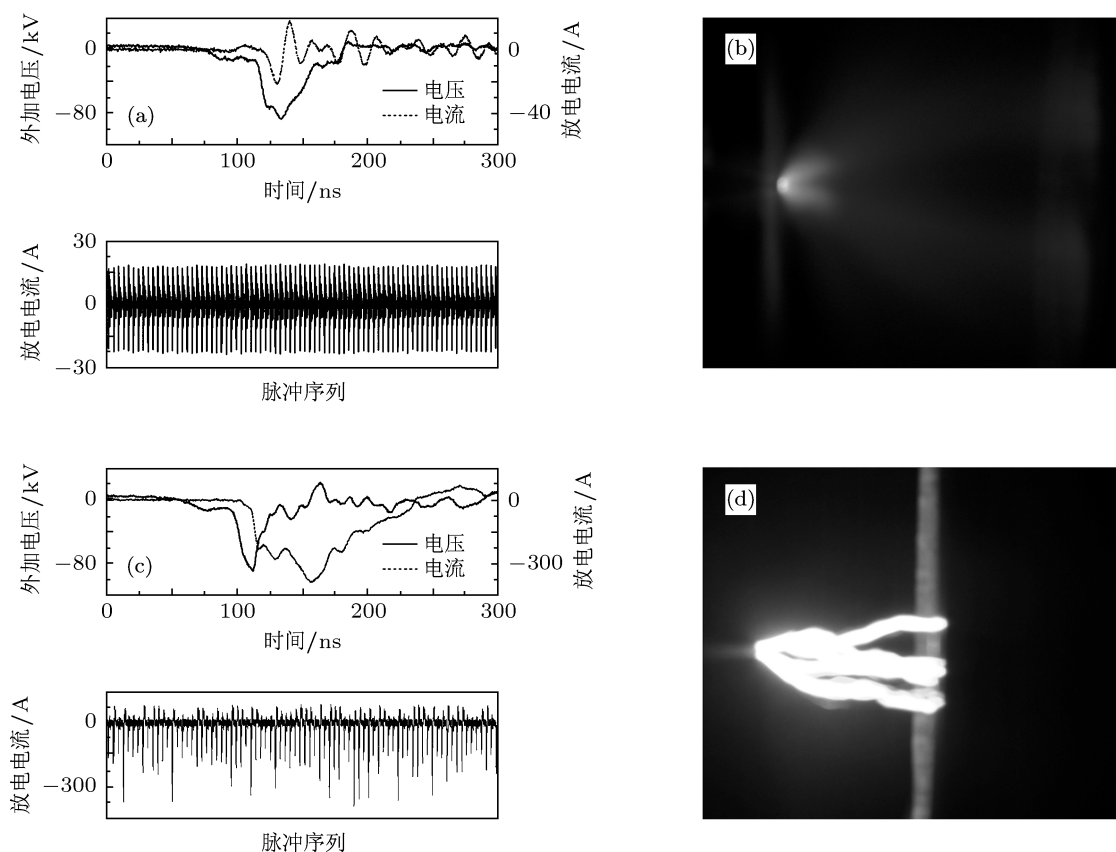


图 4 纳秒脉冲放电电压电流波形和发光图像 (a) 弥散放电的电压电流波形 (上, 单次模式; 下, 顺序模式); (b) 弥散放电图像 (曝光时间 4 s); (c) 丝状放电的电压电流波形 (上, 单次模式; 下, 顺序模式); (d) 丝状放电图像 (曝光时间 0.01 s)

4.2 气隙距离的影响

从 4.1 节实验结果可见, 气隙距离影响纳秒脉冲放电模式, 本节对不同气隙距离下 X 射线的辐射特性进行研究. 实验条件为: 施加电压为 90 kV, 重复频率为 1000 Hz, 气隙距离分别为 3 cm, 4 cm, 5 cm, 8 cm 和 10 cm, 多道分析器记录时间为 45 s. 图 5 给出了不同气隙距离下 X 射线辐射特性, 从图中可以看出, 当气隙距离为 3 cm 和 4 cm 时, X 射线能谱没有观察到明显的峰; 而当气隙距离为 5 cm 时, X 射线能谱能观察到起峰, 但起峰处 X 射线计数较少; 当气隙距离增加到 8 cm 时, 在 60 keV 可观察到明显的峰, 且 X 射线计数显著增长, 如图 5(a) 所示. 不同气隙距离下测得的 X 射线计数如图 5(b) 所示. 图中可见随着气隙距离的增加, X 射线计数存在极值, 当气隙距离为 8 cm 时, 测得的 X 射线辐射强度最大. 当气隙距离小于 8 cm 时, X 射线计数随着气隙距离的增加而增加, 当气隙距离大于 8 cm

时, X 射线计数减小. 将整个 X 射线能谱分为 5 个不同的能量区间, 统计各个能量区间的 X 射线计数, 从而了解 X 射线的能量分布, 不同气隙距离下 X 射线能量区间分布如图 5(c) 所示, 图中可见, 随着气隙距离的增加, 较高能量 (大于 50 keV) 的 X 射线所占比例逐渐增加, 在气隙距离为 8 cm 和 10 cm 时, 50—70 keV 的 X 射线占 70% 以上, 而气隙距离在 3—5 cm 时, 50—70 keV 的 X 射线占 50% 以下. 但较小间隙内低能量的 X 射线占一定比例, 在气隙距离 3 cm 时, 十几 keV 的软 X 射线所占比例接近 20%. 值得注意的是能量高于 90 keV (即 90 keV) 的 X 射线所占比例在各气隙距离条件下均比较小, 均为 10% 以下.

4.3 重复频率的影响

重频纳秒脉冲放电与单次纳秒脉冲放电的特性相比存在差异^[17], 重复频率也是影响纳秒脉冲

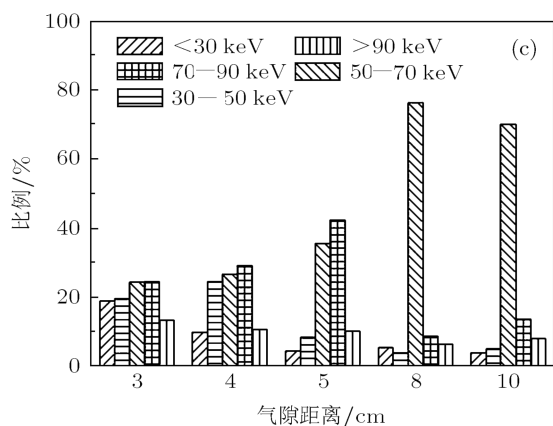
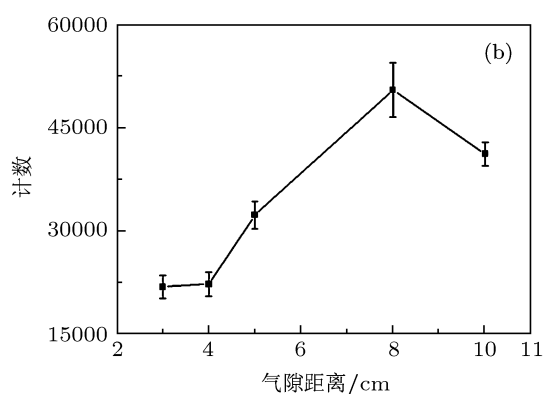
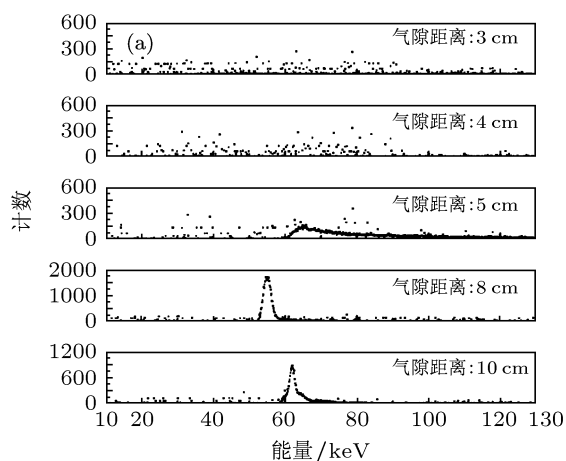


图5 不同气隙距离下 X 射线辐射特性 (a) X 射线能谱; (b) X 射线计数; (c) X 射线能量分布

放电模式的重要因素. 不同重复频率下测得的 X 射线辐射特性如图 6 所示, 实验条件为: 施加电压为 90 kV, 气隙距离为 8 cm, 实验中选择了四个重复频率: 100 Hz, 250 Hz, 500 Hz 和 1000 Hz, 多道分析器记录时间为 45 s. 从图中可以看出, 实验中测得的 X 射线均为连续谱, 当重复频率为 500 Hz 以下时, X 射线能谱中没有起峰, 表明 X 射线辐射较弱. 而当重复频率高于 500 Hz 时 X 射线出现明显峰, 500 Hz 时出现在约 80 keV, 而 1000 Hz 时出

现在约 60 keV, 如图 4(a) 所示. 图 6(b) 给出了测得的 X 射线计数与重复频率的关系曲线, 从图中可以看出随着重复频率的增加, X 射线辐射计数增加, 这表明高重复频率下 X 射线辐射增强. 不同重复频率下 X 射线能量区间分布如图 6(c) 所示. 从图中可见, 当重复频率为 100 Hz 时, 软 X 射线所占比例最多, 随着重复频率的增加, 软 X 射线所占比例逐渐减小, 较高能量的 X 射线所占比例逐渐增加, 这表明放电中出现大量能量较高的逃逸电子, 激发出较高能量的 X 射线. 实验中能量大于 eU 的 X 射线所占比例随着重复频率的增加而减小, 但所占比例均较小.

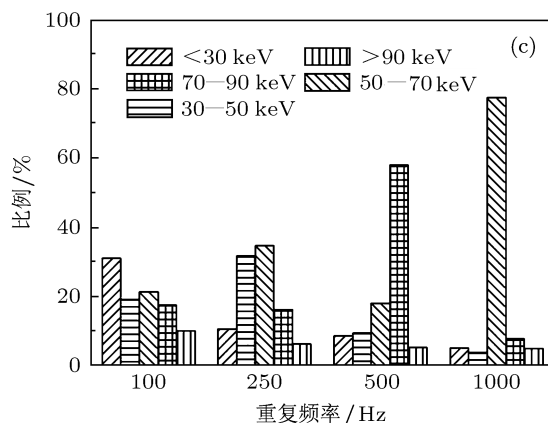
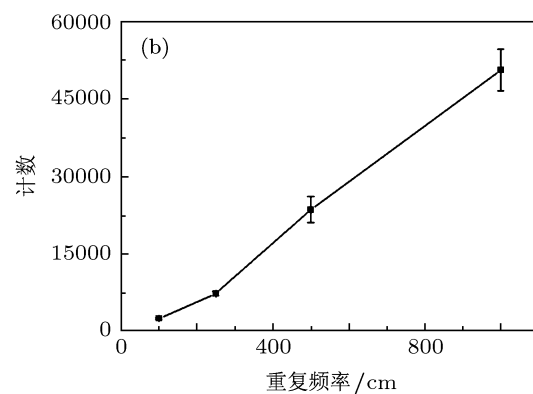
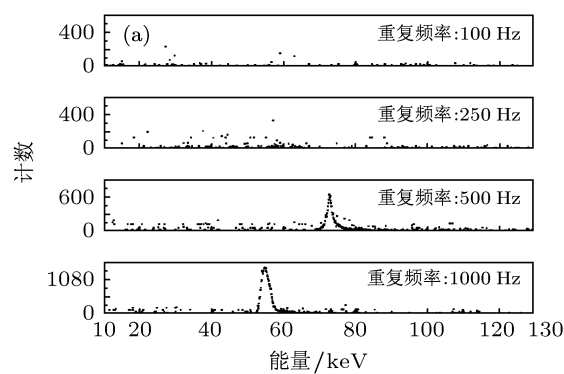


图6 不同重复频率下 X 射线辐射特性 (a) X 射线能谱; (b) X 射线计数; (c) X 射线能量分布

5 讨论

5.1 纳秒脉冲放电机理

纳秒脉冲放电机理尚未明了, 虽然已有一些机理假说彼此之间存在差异, 但不少研究认为纳秒脉冲下放电发展过程中二次电子的产生不再依赖空间光电离, 放电由高能电子逃逸击穿主导 [1,2,8,12,16,19]. 图 7 给出了从施加第一个脉冲开始的前 1, 5, 10 和 50 个脉冲的放电图像, 对应的实验条件与图 4(b) 一致. 图中第一个脉冲施在气隙

时, 阴极针尖出现一个小亮点, 出现电晕表明此处场强最高, 如图 7(a) 所示. 随着气隙上施加脉冲个数增加, 电晕出现在阴极附近区域 (图 7(b)), 并逐渐向阳极发展, 放电区域逐渐扩大, 出现弥散放电通道, 如 7(c) 所示. 当施加的脉冲个数达到 50 时, 放电空间的弥散通道相互交叠, 并逐渐贯穿两极, 气隙充满弥散放电, 未观察到明显的放电细丝, 此时放电表现为弥散放电模式, 如图 7(d) 所示. 由图 7 可以看出纳秒脉冲弥散放电首先是电晕放电, 逐步发展成为贯穿电极的弥散放电.

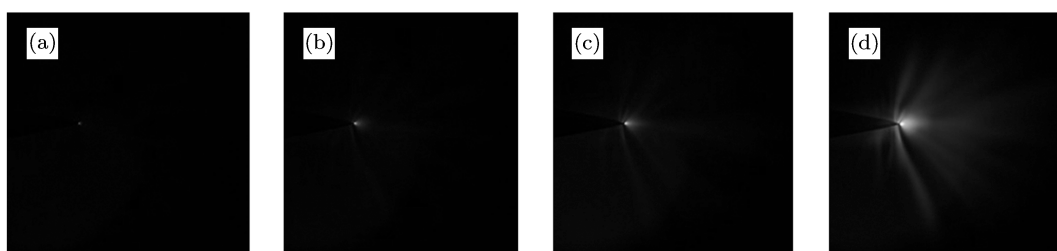


图 7 不同脉冲个数条件下放电图像 (重复频率 1000 Hz) (a) 1 脉冲; (b) 5 脉冲; (c) 10 脉冲; (d) 50 脉冲

图 8 给出了纳秒脉冲尖板放电发展过程的示意图. 图中尖板电极结构中, 场强最高部分集中在针尖区域 [15,19]. 施加负脉冲到一定电压时, 阴极附近区域场致发射产生初始电子并形成电子崩, 迅速向阳极运动, 与图 7(a)—(c) 所示放电图像相符. 而电子崩中产生的正离子由于运动速度缓慢, 进一步增强了阴极附近区域的场致发射. 同时电子与气体分子碰撞产生的光电效应促进了阴极电流的增加. 当气隙上电压增加到几十 kV 时, 由于阴极区域场强增高, 部分阴极场致发射形成的电子过渡到逃逸模式, 如图 8(a) 所示. 这些逃逸电子的能量在电场作用下加速, 可以积累到几至几十 keV. 其中部分电子能够到达阳极, 而其他逃逸电子则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. 可见高能逃逸电子产生于放电的初始阶段, 这些初始电子中大部分能量相对较低, 并消失在大气压空气间隙中. 纳秒脉冲放电具有较高的折合电场强度 (E/N) 和快速上升沿保证了放电初始阶段高能逃逸电子的产生 [1].

阴极附近区域的场致发射产生初始电子并形成电子崩, 这些电子崩中的初始电子数目随着电场的持续增加在向阳极发展过程中逐渐增加, 在这个过程中, 逃逸电子与气体分子碰撞后产生能量较

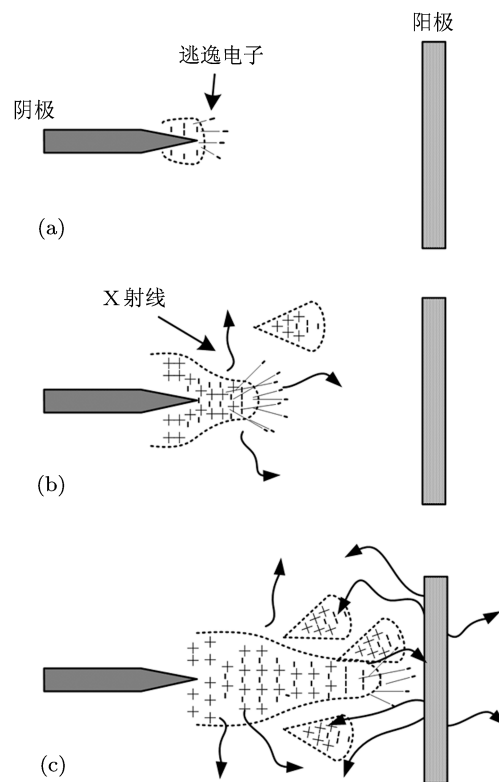


图 8 纳秒脉冲尖板放电示意图

高的 X 射线, 如图 8(b) 所示. 同时, 这些 X 射线能够电离气隙中的气体分子, 并与各个方向的逃逸电子电离电子崩头部附近区域形成的二次电子崩. 随

随着逃逸电子的不断增多,气隙内出现大量 X 射线,在气隙内不断产生的二次电子崩逐渐增多,彼此交叠,随着电子密度的不断增加,气隙内激发出弥散放电^[26],在阴极附近区域产生了贯穿气隙的弥散的等离子体通道,如图 8(c) 所示,这与图 7(d) 的放电图像一致.随着气隙内电场强度的不断增加,气隙内电离程度加剧,弥散通道的前端逐渐向阳极发展.此外气隙内电场的进一步增加与等离子体产生的电离波有关^[9,19].

5.2 X 射线与放电机理的关系

在引导间隙击穿过程中,当高能逃逸电子与阳极和气隙内的气体分子碰撞后减速,多余的能量以 X 射线形式辐射出来.由于逃逸电子在气隙内的能量较低,因此辐射出的 X 射线能量在几百 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,可达几十至几百 keV.可见 X 射线的来源主要来自两个方面: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.假设所探测到的高能快电子产生的 X 射线全部来自韧致辐射,则获得的对于单一能量逃逸电子的 X 射线谱线可以由下式描述^[27]:

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

式中 P 为 X 射线强度, ε 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的 X 射线强度.从式中可以看出具有一定能量的逃逸电子辐射出的 X 射线能量要小于该电子的能量,因此结合图 3 所获得的 X 射线能谱可知,能量大于 eU 的逃逸电子占少数,这与 Babich 实验中测得的逃逸电子的能量大多超过 eU 的结果不同,符合 Tarasenko 等研究人员的结果^[28-30].而 Tarasenko 等研究表明纳秒脉冲放电中 X 射线的主要能量为 60%—70% 的 eU (U 为气隙上施加脉冲电压)^[28],由于实验中施加电压 90 kV,因此估算所得的 X 射线能量集中在 50—70 keV.此外,由于所获得的 X 射线能量范围大多集中在 20—90 keV,可以推断放电中逃逸电子的能量主要集中在该范围内.

5.3 放电模式与 X 射线辐射的关系

大气压空气中尖板纳秒脉冲放电存在多种

模式:电晕放电,弥散放电,丝状放电和电弧放电^[19,22],各放电模式和相互转化受多种影响因素,包括脉冲电压幅值、脉冲上升时间、电极设计、重复频率和气隙距离等.长间隙和快脉冲易形成电晕放电,较小的间隙和合适的重复频率可形成弥散放电,小间隙、高幅值电压和高重复频率则会导致丝状放电和电弧放电.实验中最大强度的 X 射线辐射出现在气隙距离为 8 cm 时,此时放电表现为弥散模式,如图 4(a),(b) 和图 5(a),(b) 所示.这是因为实验在大气压空气中进行,气隙内气体由于受热和放电中电离波影响远离气隙向四周扩散逐渐形成稳定的大面积的弥散放电,同时由于弥散的等离子体已道道阳极,因此所探测到的 X 射线计数最高.随着气隙距离减小,放电逐渐向丝状放电模式转变,此时由于放电细丝的形成,气隙间形成了导电通道,此时逃逸电子在通道形成后不再占主导,同时由于放电通道的形成使得放电区域收缩,因此气隙下方的探测器所探测到的 X 射线计数最小.而当气隙距离大于 8 cm 时,放电表现为电晕模式,此时逃逸电子源源不断产生,但由于只有少量能够达到阳极产生韧致辐射,因此探测到的 X 射线计数也比弥散放电时少.因此不同距离下纳秒脉冲放电中的 X 射线存在极值,通常在弥散放电模式下获得.这与 Tarasenko 等在亚纳秒脉冲放电中探测到的 X 射线剂量在弥散模式下具有最大值的结果相符.此外,前期研究表明重频纳秒脉冲放电中重复频率对放电模式也存在影响,在高重复频率下放电易于过渡到丝状放电模式.但图 6 中,放电在 1000 Hz 时还能够保持弥散放电模式,因此此时 X 射线计数随重复频率的增高而增加是三方面因素共同作用的结果:1) 施加重复脉冲使得气隙内气体持续加热,气隙中粒子浓度减小,不易形成流注;2) 随着重复频率增加,脉冲间隔时间减小,气隙内残余的粒子导致下一脉冲放电击穿电压提高;3) 气隙击穿动态过程中电荷的影响.此外,气隙内靠近阴极附近区域驻留的正离子能够在下一个脉冲到来时进一步增强阴极区域场强,有利于激发出更多的初始电子,进而导致逃逸电子数量的增加,同时由于极不均匀场强的增加,激发出的初始电子能量也提高,因此导致较高能量的逃逸电子数目增多,从而激发出较高能量的 X 射线.

6 结论

本文实验采用上升沿为 15 ns,脉宽 30—40 ns

的脉冲电源激励尖板放电, 采用低能 X 射线探测系统在大气压空气中十几纳秒量级的脉冲气体放电中测得 X 射线辐射特性. 结果表明纳秒脉冲放电中大部分 X 射线能量集中在十几 keV 的软 X 射线至 eU 范围内, 仅有少量能量大于 eU 的 X 射线存在. 随着气隙距离的增大, 放电中 X 射线计数存在极值, 最大值出现在弥散放电模式时, 而丝状放电模式中 X 射线计数最小, 此外 X 射线计数随着

脉冲重复频率的增加而增加. 此外, 对纳秒脉冲放电机理, X 射线与放电机理, 及与放电模式的关系等进行了探讨, 但需要指出的是快脉冲条件下放电物理过程十分复杂, 纳秒脉冲气体放电的机理存在多种假说, X 射线特性是研究纳秒脉冲气体放电产生逃逸电子流及放电机理的方式之一, 相关的理论分析及研究还需要大量深入研究来验证和解释.

- [1] Korolev Y D, Mesyats G A 1998 *Physics of Pulsed Breakdown in Gases* (URO-Press)
- [2] 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
- [3] Shao T, Zhang C, Long K H, Zhang D D, Wang J, Yan P, Zhou Y X 2010 *Appl. Surf. Sci.* **256** 3888
- [4] Chen F, Huo Y J, He S F, Feng L C 2001 *Chin. Phys. Lett.* **18** 228
- [5] Shao T, Sun G S, Yan P, Gu C, Zhang S C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5964 (in Chinese) [邵涛, 孙广生, 严萍, 谷琛, 张适昌 2006 物理学报 **55** 5964]
- [6] Mesyats G A, Bychkov, Kremnev V V 1972 *Sov. Phys. Usp.* **15** 282
- [7] Kunhard E E, Byszewski W W 1980 *Phys. Rev. A* **21** 2069
- [8] Babich L P, Loiko T V, Tsukernab V A 1990 *Sov. Phys. Usp.* **33** 521
- [9] Vasilyak L M, Kostyuchenko S V, Kudryavtsev N N, Filyugin I V 1994 *Sov. Phys. Usp.* **37** 247
- [10] Noggle R C, Krider E P, Wayland J R 1968 *J. Appl. Phys.* **39** 4746
- [11] Stankevich Y L, Kalinin V G 1968 *Sov. Phys. Dokl.* **12** 1041
- [12] Gurevich A V, Zybin K P 2001 *Phys. Usp.* **44** 1119
- [13] Tarasenko 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 081501
- [14] Mesyats G A 2007 *JETP Lett.* **85** 109
- [15] Tarasenko V F, Yakovlenko 2008 *Physics of Wave Phenomena* **16** 207
- [16] 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
- [17] Shao T, Sun G S, Yan P, Wang J, Yuan W Q, Sun Y H, Zhang S C 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** 2192
- [18] Lv X G, Ren C S, Ma T C, Zhu H L, Qian M Y, Wang D Z 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7917 (in Chinese) [吕晓桂, 任春生, 马腾才, 朱海龙, 钱沐扬, 王德真 2010 物理学报 **59** 7917]
- [19] Shao T, Zhang C, Niu Z, Yan P, Tarasenko V F, Baksht E K, Burachenko A G, Shut'ko Y U 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 021503
- [20] Shao T, Zhang C, Long K, Wang J, Zhang D, Yan P 2010 *Chin. Phys. B* **19** 040601
- [21] Xu M H, Chen L M, Li Y T, Yuan X H, Liu Y Q, Nakajima K, Tajima T, Wang Z H, Wei Z Y, Zhao W, Zhang J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 353 [徐妙华, 陈黎明, 李玉同, 远晓辉, 刘运全, Kazuhisa Nakajima, Toshi Tajima, 王兆华, 魏志义, 赵卫, 张杰 2007 物理学报 **56** 353]
- [22] Cone K V, Dunn J, Schneider M B, Baldis H A, Brown G V, Emig J, James D L, May M J, Park I J, Shepherd R, Widmann K 2010 *Rev. Sci. Instrum.* **81** 10E318
- [23] Zhang C, Shao T, Yu Y, Niu Z, Yan P, Zhou Y 2010 *Rev. Sci. Instrum.* **81** 123501
- [24] Nakamura H, Kitamura H, Hazama R 2010 *Rev. Sci. Instrum.* **81** 013104
- [25] Noland J, Benitez J Y, Leitner D, C Lyneis J Verboncoeur 2010 *Rev. Sci. Instrum.* **81** 02A308
- [26] Pai D Z, Lacoste D A, Laux C O 2010 *Plasma Sources Sci. Technol.* **19** 065015
- [27] Koch H W, Motz J W 1959 *Rev. Mod. Phys.* **31** 920
- [28] Baksht E K, Burachenko A G, Kozyrev A V, Kostyrya I D, Lomaev M I, Petin V K, Rybka D V, Tarasenko V F, Shljakhtun S V 2009 *Tech. Phys.* **54** 47
- [29] Babich L P, Becker Kurt H, Loiko T V 2009 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37** 2261
- [30] Tarasenko V F, Baksht E K, Burachenko A G, Kostyrya I D, Lomaev M I, Rybka D V 2009 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37** 832

X-ray generation in repetitive pulsed discharge in atmospheric air with a point-to-plane gap*

Zhang Cheng¹⁾³⁾ Shao Tao^{1)2)†} Niu Zheng¹⁾³⁾ Zhang Dong-Dong¹⁾²⁾
Wang Jue¹⁾²⁾ Yan Ping^{1)2)‡}

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

2) (*Key Laboratory of Power Electronics and Electric Drive, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

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

(Received 23 January 2011; revised manuscript received 27 March 2011)

Abstract

Research on the characteristics of X-ray emission in repetitive pulsed discharge is associated with the behavior of runaway electrons and the mechanism of nanosecond pulsed discharge. In the experiments, X-ray emission in the repetitive pulsed discharge with a rise time of ~ 15 ns and an FWHM of 30-40 ns in atmospheric air is directly measured by a detection system consisting of NaI scintillator and a photomultiplier tube, and the energy range of the X-ray detector is demonstrated to be between 10 and 130 keV. Results show that main part of the energy of X-ray is from 20 keV to 90 keV, and a little X-ray with an energy of less than 20 keV or more than 90 keV is detected. X-ray emission increases with the increase of pulse repetition frequency, and it has a peak value with the variation of air gap spacing. There is a maximum value of X-ray emission when the nanosecond discharge appears in a diffuse mode.

Keywords: gas discharge, point-to-plane gap, nanosecond pulse, X-ray

PACS: 52.80.-s, 51.50.+v

* Project supported by the National natural Science Foundation of China (Grant Nos. 50707032, 50907068, 11076026), the Knowledge Innovation Program of Chinese Academy of Sciences, China (Grant No. KGCX2-YW-339), and the National Basic Research Program of China (Grant No. 2011CB209405).

† E-mail: st@mail.iee.ac.cn

‡ E-mail: pingyan@mail.iee.ac.cn