

纳秒脉冲下高能量快电子逃逸过程的计算*

邵 涛^{1)†} 孙广生¹⁾ 严 萍¹⁾ 谷 琛^{1)‡} 张适昌¹⁾

1) 中国科学院电工研究所, 北京 100080)

2) 中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2006 年 1 月 19 日收到, 2006 年 2 月 13 日收到修改稿)

基于快电子的逃逸击穿机理将是一种能解释纳秒脉冲高过电压倍数下气体放电现象的理论, 对高能量快电子的逃逸运动、碰撞电离引导电子崩的发展等进行了分析, 并根据电子能量与阻力关系式, 对电子的俘获或逃逸过程进行了计算. 结果表明外加场强越高, 更多的电子能逃逸, 逃逸的能量阈值越低, 气压对电子的逃逸过程影响也较大. 同时也定性描述了纳秒脉冲下逃逸击穿放电过程.

关键词: 气体放电, 快电子, 逃逸击穿, 纳秒脉冲

PACC: 5280, 5150

1. 引 言

经典 Townsend 理论和流注理论是研究气体放电机理的基础, 一般 Townsend 放电理论适用于解释过电压倍数 $< 20\%$ 的放电过程, 在这一范围内的放电机理主要是考虑低气压下的碰撞电离及阴极 γ 过程. 过电压倍数在 $20\%—2.3$ 倍时, 流注放电机理适用. 除碰撞电离过程还考虑了空间电荷效应及光电离^[1-3]. 流注机理对过电压倍数的上限并没有给出明确的定义. 过电压倍数超过 2.3 倍的气体放电机理仍未定论, 不少研究认为放电由高能量电子逃逸击穿主导, 纳秒脉冲下气体击穿也属于这种情况.

Fletcher 在 mm 级间距的平板电极纳秒脉冲击穿实验结果符合流注机理^[4]; Felsenthal 等提出用一种改进的微波击穿理论来解释纳秒脉冲气体放电^[5]. 由于一次电子崩发展到临界时所需的时间甚至可能小于激发光子所需的时间, Mesyats 等考虑到强电场下的放电能产生逃逸电子 (runaway electron), 提出了电子崩链的理论^[6]; Babich 等提出的电子倍增理论, 指出“局域击穿模型 (local model) 和“非局域模型 (nonlocal model)”^[7, 8], 传统的放电属于前者, 而高过电压倍数下纳秒脉冲放电属于后者; Kunhardt 等进一步深化了逃逸电子在放电过程中的作用, 考虑到电子崩中存在高能量的快电子与低能

量的热电子, 提出了“两组模型 (two-group model), 并认为基于快电子的逃逸击穿可以解释 Townsend 放电范围外的放电过程^[9]. 最近 Gurevich 针对大气压下宇宙射线等产生的高能量电子用逃逸击穿理论对雷电电机理进行了与传统的先导放电理论不同的解释^[10]. 目前这一范围内的放电机理认识仍不够. 本文在相关文献的基础上, 对高能量电子在放电过程中的作用, 及运动轨迹等进行理论分析和数值计算.

2. 逃逸击穿理论分析

与 Townsend 碰撞电离理论不同, 流注机理强调空间电荷电场对放电过程的影响. 空间电荷是光子出现、二次电子崩产生、流注形成、气隙击穿的重要因素. 空间光电离在流注机理中起着很重要的作用. 通常激发光子的时间为 $10^{-9}—10^{-8}$ s^[6]. 如果电子崩发展到临界值的时间小于它, 光电离强度不够, 则很难使流注发展. 纳秒脉冲击穿也会遇到这个问题, 一些研究认为电子崩发展到临界后的二次电子不再依靠空间光电离产生, 而是由电子崩头部的高能量快电子逃逸电子崩后的碰撞电离和伴随的韧致辐射产生^[7]. 这种方式比多次复合和光电离更加迅速有效. 快电子的逃逸发展涉及到两个关键参数: 电子崩发展到临界时的电场分布和逃逸时的有效阻力

* 国家自然科学基金(批准号 50437020, 50207011)资助的课题.

† E-mail: st@mail.iee.ac.cn

(effective retarding force).

电子崩的发展是气体放电的基础, 气体放电理论都离不开电子的碰撞电离过程. 外加电场作用下, 各种射线等导致间隙中存在的自由电子在奔向阳极的过程中被加速, 不断和气体分子碰撞, 引发碰撞电离. 电离产生的新电子又继续引起电离, 形成连锁反应, 电子数目不断增加, 构成电子崩. 一次电子崩发展到临界的过程是首先是基本的扩散过程, 电子数目倍增, 电子崩的崩头直径不断增大, 空间电荷的作用使得电子崩中电子数目达到临界值, 与此同时空间电荷间的排斥力又使得电子崩的崩头直径继续增加^[9]. 间隙电场的分布示意如图 1 所示, 电子崩发展时, 离崩头最前端距离为 x 位置处的场强 $E(x)$ 可以表示为^[9,11]

$$E(x) = E_0 + \frac{3}{8}\pi E_0 \left(\frac{r_e}{r_e + x}\right)^2 + 2E_0 \left(\frac{r_e}{r_e + x}\right)^3, \quad (1)$$

其中 r_e 为电子崩的崩头半径, E_0 是外加场强. r_e 表达式为^[11]

$$r_e = \left(\frac{3e}{4\pi\xi_0 E_0 \alpha}\right)^{1/3} (N_e)^{1/3}, \quad (2)$$

其中 α 是电离系数, ξ_0 是真空中介电常数, N_e 为电子数目, 其中认为当 $N_e = 10^7$ 时, 电荷间的排斥力影响崩头尺寸, 合成电场开始畸变^[11].

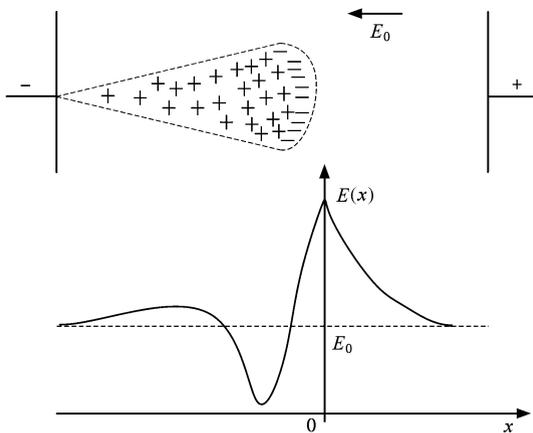


图 1 电子崩发展时电场分布示意图

要实现电子的逃逸, 主要取决于电子崩发展过程中电子能量的分布. 电子平均能量与 E/P (E 是外加场, P 为气压) 的关系如图 2 所示^[12]. 常压下约 10ns 脉宽下的击穿场强为直流击穿场强 3 倍左右^[13], 而相应电子平均能量也是直流击穿时的 3 倍以上. 因此纳秒脉冲击穿时电子能量比直流等条件

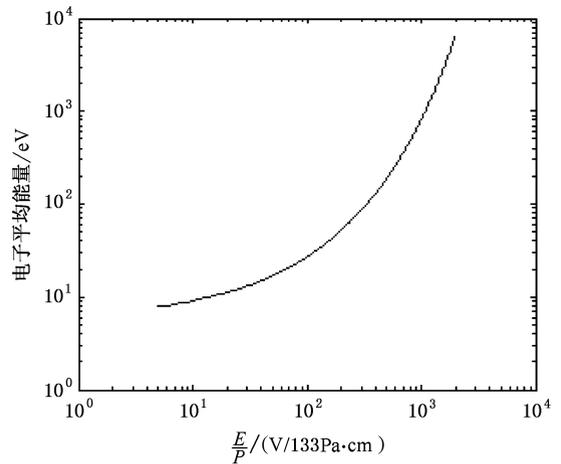


图 2 电子平均能量与 E/P 关系

下的高得多.

电子崩主要由高能量的快电子 (fast electrons) 和普通的低能量热电子构成. Gurevich 给出了一个电子能量分布函数 $f(v)$ 的表达式^[14]

$$f(v) \approx f(v_0) \exp\left[-\frac{2m}{\epsilon_i} \int_{v_0}^v v dv \left(1 - \frac{eE}{F(v)}\right)\right], \quad (3)$$

其中 v_0 是快电子的最小速度, $v_0 = (5\epsilon_i/m)^{1/2}$. e 是电子电量, ϵ_i 是电离能, $F(v)$ 是以 v 速度运行时的有效阻力. $f(v_0)$ 是当 $v < v_0$ 时的热电子分布, 服从 Maxwell 分布. m 是电子质量, T_e 是电子温度. N_{e0} 是热电子数目. 当 $v \geq v_0$ 有效时, 属于快电子分布,

$$f(v_0) = (m/2\pi kT_e)^{1/2} N_{e0} \exp(-mv_0^2/2kT_e). \quad (4)$$

由图 1 可以看出, 电子崩头部是一个递减的电场分布, 同时由于有效阻力的影响, 电子将在崩头的某个区域被俘获或者逃逸, 这主要取决于初始电子能量的大小. 电子脱离电子崩后的逃逸运动过程中, 与气体分子或原子等弹性和非弹性碰撞, 将损失能量. 能量损失函数用有效阻力 $F(v)$ 来表示. 电子要逃逸, 必须满足能量损失小于其获得的能量, 克服阻力 $F(v)$ 的影响. 即使在相对弱的电场中, 只要电子拥有足够的高能量 ($\epsilon \geq (3-5)\epsilon_i$), 同样电子也可能被加速^[14]. 如果电子的能量增加但仍小于逃逸能量阈值时, 电子很难被加速. 有效阻力 $F(v)$ 的表达式是^[14,15]

$$F(v) = \frac{4\pi N_m Z e^4}{mv^2} \ln(mv^2/\epsilon_{i0}), \quad (5)$$

其中 N_m 是空气分子密度, $Z = 2z = 14.5$. 其中 ϵ_{i0} 是特征电离能, 对于氮气该值约 $15eV$ ^[15].

(5)式中 $F(v)$ 是电子速度 v^2 的函数,因此也是电子能量 ϵ 的函数. Kunhardt 给出了有效阻力与电子能量的拟合关系式^[9]

$$F(\epsilon) = AP \ln(\epsilon/B) \epsilon, \quad (6)$$

其中 A, B 为拟合常数.

在 $\epsilon \geq 100\text{eV}$ 时, 氮气中 A, B 的值分别为 $5.8 \times 10^4 (\text{eV}) / (133\text{Pa} \cdot \text{cm}), 63\text{eV}^{[11]}$. 不同气压下有效阻力 $F(\epsilon)$ 与电子能量的关系曲线如图 3 所示, 气压为 $760 \times 133\text{Pa}$ 的氮气在 $\epsilon \approx 170\text{eV}$ 时, 有效阻力最大值约 $2.6 \times 10^5 \text{eV/cm}$, 与文献 [8] 中给出在 $\epsilon \approx 150\text{eV}$ 时, $760 \times 133\text{Pa}$ 的气压下最大有效阻力 270keV/cm 较接近. 通常随着电子能量的增加, 有效阻力也增加. 但如果电子能量超过某个阈值时, 随着电子能量的增加, 有效阻力也不断减小. 这给高能电子的逃逸提供了条件. 同时气压越高, 相应的阻力越大, 能逃逸的电子将减少.

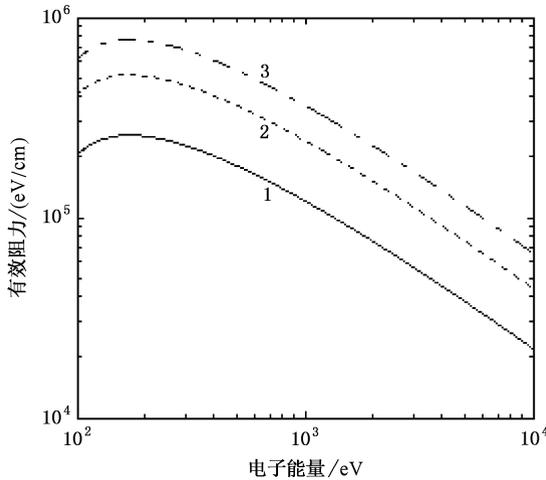


图 3 氮气中电子能量与有效阻力的关系(曲线 1, 2, 3 分别为 $P = 760 \times 133\text{Pa}, 1520 \times 133\text{Pa}, 2280 \times 133\text{Pa}$)

3. 快电子逃逸运动过程

具有一定初始能量的快电子从电子崩头部出发, 向电子崩头部的空间运动, 一方面受外加电场及空间电荷场的影响, 另一方面受与气体分子、原子等各种粒子碰撞而产生的有效阻力 $F(\epsilon)$ 的影响. 最终或者在靠近阳极附近的区域被俘获, 或者逃逸. 要逃逸出电子崩必须满足 (7) 式中 $d\epsilon/dx > 0$, 如果仅考虑电子沿电子崩头部阳极方向运动时, $E(x)$ 的表达式见 (1) 式, x 表示电子逃逸运动中, 与电子崩头最前端间的距离,

$$\frac{d\epsilon}{dx} = eE(x) - F(\epsilon). \quad (7)$$

氮气中电离系数的计算^[16]如下, 在 $27 < E/P < 200\text{V}/(133\text{Pa} \cdot \text{cm})$ 时, $M = 8.8, N = 275$,

$$\alpha = MP e^{-NP/E}. \quad (8)$$

由 (1), (6)~(8) 式可以计算得到不同初始能量的电子逃逸运动中电子能量与逃逸距离的曲线. 初始电子的能量 $100\text{--}600\text{eV}$, 两种气压及击穿场强条件下, 氮气中电子逃逸运动时电子能量与逃逸距离的曲线如图 4(a, b) 和 5(a, b) 所示.

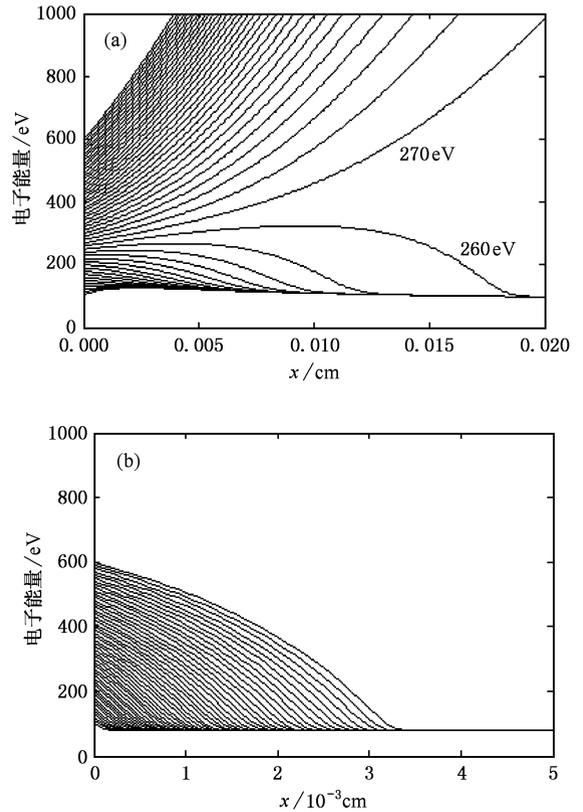


图 4 60kV/cm 时电子能量与逃逸距离的关系曲线 (a) $P = 760 \times 133\text{Pa}$ (b) $P = 1520 \times 133\text{Pa}$

图 4(a) 为气压 $760 \times 133\text{Pa}$, 场强 60kV/cm 时电子的运动轨迹图. 能量高于 270eV 的电子在向阳极的运动中能量进一步增加, 将逃逸; 而能量低于 260eV 电子将在崩头的某处被俘获, 俘获距离一般小于 0.02cm . 电子的逃逸或俘获有一个能量阈值, 高于该阈值时电子将加速并逃逸, 而低于该阈值电子将被俘获. 该阈值表示当 x 趋近无穷时, $d\epsilon/dx = 0$. 图 4(a) 条件下的逃逸阈值约 263eV . 图 4(b) 为气压 $1520 \times 133\text{Pa}$, 场强 60kV/cm 时电子运动轨迹图, 其中电子数目增加到 10^7 数量级时崩头半径约

0.384 cm. 电子能量与逃逸距离的关系曲线显示电子都被俘获, 没有实现电子的加速(即能量增加), 且被俘获距离很短, 不到 $50 \mu\text{m}$, 这种场强及气压条件下, 电子不能完全逃逸, 不利于引发二次电子崩.

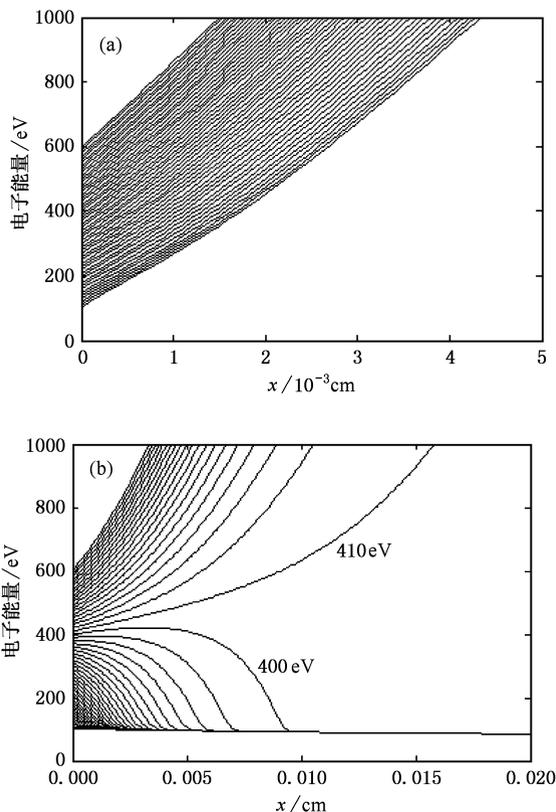


图 5 100 kV/cm 时电子能量与逃逸距离的关系曲线 (a) $P = 760 \times 133 \text{ Pa}$ (b) $P = 1520 \times 133 \text{ Pa}$

图 5(a) 为场强 100 kV/cm、气压 $760 \times 133 \text{ Pa}$ 时, 电子逃逸运动中电子能量与逃逸距离的关系. 初始能量在 100—600 eV 的电子能量随逃逸距离增加而增加, 并能完全逃逸. 而在图 5(b) 中, 当气压为 $1520 \times 133 \text{ Pa}$ 时, 仅能量超过 408 eV 的电子能完全逃逸, 其他电子将被俘获, 俘获距离小于 0.02 cm. 由电子运动轨迹的计算结果表示外加电场强度和气压都对电子的逃逸及俘获过程影响显著.

电子逃逸出电子崩后形成逃逸电子, 最终会被俘获或者逃逸出间隙, 其能量相当高. 快电子在逃逸过程中会产生 X 射线, X 射线是证实纳秒脉冲放电时高能量电子存在的直接证据^[11, 17—20]. 能量达到 keV 量级的电子被检测到, 能量超过 eU 的电子也被发现存在 (U 为施加电压)^[18]. 在电子的逃逸运动过程中, 通过电离及相关的韧致辐射产生大量的二次

电子. 通常的气体放电中主要是低能量电子 (1—10 eV) 及激发态多次反复的光电离, 而高能量电子的直接碰撞电离的碰撞截面也较大^[10]. 高能量电子将能直接电离气体分子, 产生大量的二次电子. 而且这种产生方式比传统的空间光电离更迅速有效, 并伴随韧致辐射, 产生的电子数目更多.

引入快电子的逃逸, 描述气体放电可以分为以下几个主要过程:

1) 有效初始电子的出现, 并引导电子崩发展到临界值. 这一阶段可用 Townsend 机理解释电子的增长, 不考虑空间电荷的场效应. 电子数目指数次倍增, 电子崩呈扩散发展. 在纳秒脉冲下, 电子崩很快达到临界, 在几个 cm 的间隙中, 电子崩的临界长度在 mm 量级以下.

2) 弱电离通道的形成, 是实现放电过程中重要的预击穿过程. 传统的观点考虑流注机理中的空间光电离, 但在纳秒脉冲下, 空间光电离的强度可能不够, 引发二次电子崩比较困难. 考虑电子崩中高能电子的逃逸运动过程, 碰撞电离等产生大量的二次电子, 引导一次电子崩的进一步发展, 间隙中形成弱电离通道. 空间光电离, 及快电子的逃逸过程在放电过程中都会存在. 可能在某些情况下空间光电离在预击穿过程中占主导地位, 或某些情况下基于逃逸电子的机理占主导地位, 几个纳秒及亚纳秒的脉冲击穿过程应该属于逃逸电子主导的放电.

3) 形成良好的等离子体通道, 完成气体间隙击穿. 这一过程中气体被加热, 放电通道电导率急剧上升, 通道电阻减小到临界值, 间隙完成击穿.

4. 结 论

经典的 Townsend 机理和流注理论在解释纳秒脉冲气体放电过程中均存在一定缺陷. 纳秒脉冲下, 一次电子崩迅速达到临界, 更多的放电发展时间是用来引导二次电子崩及流注的形成. 基于高能电子的逃逸击穿机理将是一种能解释纳秒脉冲放电现象的理论. 本文对电子的俘获或逃逸过程进行了计算, 结果表明外加场强越高, 更多的电子能逃逸, 逃逸的能量阈值越低, 气压对电子的逃逸过程影响很大. 纳秒脉冲放电的发展过程取决于电子的分布. 高能电子的逃逸行为对纳秒脉冲放电过程有重要意义, 还需要进一步深入研究纳秒脉冲下快电子逃逸特性, 了解电离波击穿理论.

- [1] Yang J J 1983 *Gas Discharge* (Beijing : Science Press)(in Chinese)
[杨津基 1983 气体放电(北京 科学出版社)]
- [2] Kunhardt E E 1980 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **8** 130
- [3] Wang X X , Lu M Z , Pu Y K 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2778 (in Chinese) [王新新、芦明泽、蒲以康 2002 物理学报 **51** 2778]
- [4] Fletcher R C 1949 *Phys. Rev.* **76** 1501
- [5] Felsenthal P , Proud J M 1965 *Phys. Rev.* **139** 1796
- [6] Mesyats G A , Bychkov Yu I , Kremnev V V 1972 *Sov. Phys. Usp.* **15** 282
- [7] Babich L P , Stankevich Yu L 1973 *Sov. Phys. Tech. Phys.* **17** 1333
- [8] Babich L P , Loiko T V , Tsukerman V A 1990 *Sov. Phys. Usp.* **33** 521
- [9] Kunhardt E E , Byszewski W W 1980 *Phys. Rev. A* **21** 2069
- [10] Gurevich A V , Zybin K P 2005 *Phys. Today* **58** 37
- [11] Byszewski W W , Reinhold G 1982 *Phys. Rev. A* **26** 2826
- [12] Tkachev A N , Yakovlenko S I 2003 *JETP Lett.* **77** 221
- [13] Martin T H , Guenther A H , Kristiansen M 1996 *J C Martin on Pulsed Power* (New York and London : plenum press)
- [14] Gurevich A V , 1961 *Sov. Phys. JETP.* **12** 904
- [15] Gurevich A V , Milikh G M , Roussel-Dupre R 1992 *Phys. Lett. A* **165** 463
- [16] Tkachev A N , Yakovlenko S I 2004 *Tech. Phys. Lett.* , **30** 265
- [17] Stankevich Yu L , Kalinin V G 1968 *Sov. Phys. Dok.* **12** 1042
- [18] Tarasova L V , Khudyakova L N , Loiko T V , Tsukerman V A 1974 *Sov. Phys. Tech. Phys.* **19** 351
- [19] Babich L P , Loiko T V 1985 *Sov. Phys. Tech. Phys.* **30** 574
- [20] Vasilyak L M , Vetchinin S P , Polyakov D N 1999 *Tech. Phys. Lett.* **25** 749

Calculation on runaway process of high-energy fast electrons under nanosecond-pulse *

Shao Tao^{1)†} Sun Guang-Sheng¹⁾ Yan Ping¹⁾ Gu Chen^{1)†} Zhang Shi-Chang¹⁾

1) *Institute of Electrical Engineering , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China)*

2) *Graduate University of Chinese Academy of Sciences , Beijing 100049 , China)*

(Received 19 January 2006 ; revised manuscript received 13 February 2006)

Abstract

The runaway breakdown model induced by fast electrons is promising in explaining the nanosecond-pulse breakdown. In this paper , runaway process and collision ionization of fast electrons are discussed. Based on the relations between the electron energy and effective retarding force , the evolution of injected electron energy as a function of distance away from the avalanche head was simulated. The higher applied electric field strength is , the lower the runaway energy threshold is and the more fast electrons can runaway , and gas pressures affect the runaway process of fast electrons greatly. Moreover , the runaway breakdown process under the high-voltage nanosecond pulse is described qualitatively.

Keywords : gas discharge , fast electron , runaway breakdown , nanosecond pulse

PACC : 5280 , 5150

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 50437020 , 50207011).

† E-mail : st@mail. iee. ac. cn