

文章编号: 1001-4322(2008)11-1928-05

纳秒脉冲气体放电机理探讨*

邵 涛, 严 萍, 张适昌, 孙广生

(中国科学院 电工研究所, 北京 100080)

摘 要: 经典 Townsend 机理和流注理论是气体放电研究的基础,但在解释纳秒脉冲气体放电时均存在一定缺陷。基于经典气体放电理论,探讨纳秒脉冲气体放电机理,分析流注理论判据在纳秒脉冲气体放电中的有效性,解释纳秒脉冲下电子逃逸现象和基于电子逃逸的快速电离波击穿理论,仿真计算高能快电子的逃逸过程。结果认为基于高能量快电子的逃逸击穿将是可能解释纳秒脉冲下气体放电现象的依据。

关键词: 气体放电; 流注理论; 流注判据; 逃逸击穿

中图分类号: O461; TM89 **文献标志码:** A

气体放电公认的基本理论是 Townsend 机理和流注机理,随着脉冲功率技术的发展,纳秒脉冲放电理论研究值得关注,气体放电基本理论能否在纳秒脉冲放电中适用,相关判据是否有效都是需要研究的问题。目前国内外研究纳秒脉冲气体放电理论中提到的几种机理假说主要有:经典流注机理、电子崩链模型、逃逸电子模型和气体开关模型等^[1]。其中基于高能量快电子逃逸的相关理论被认为最有希望解释纳秒脉冲气体放电机理。本文基于经典的放电理论,从流注放电判据入手,探讨纳秒脉冲气体放电理论。

1 流注判据的讨论

Townsend 机理和流注机理都以碰撞电离为基础,流注机理在 Townsend 电子崩的基础上,进一步考虑空间光电离效应,实现二次电子崩,逐步发展流注,完成火花击穿^[2]。流注放电的发展需要考虑在临界电子崩时是否辐射足够引发空间光电离的光子,通常由气体受激分子辐射产生,而受激分子的寿命 $1\sim 10\text{ ns}$ ^[3],即其平均发光时间需要 $1\sim 10\text{ ns}$,激励态的原子寿命更长,只有 $10^{-7}\sim 10^{-8}\text{ s}$ 量级^[2]。如果流注发展到临界电子崩的时间短于受激分子的寿命,依靠空间光电离使一次电子崩向二次电子崩及流注发展的解释存在缺陷。在纳秒脉冲击穿中,虽然流注发展诱因与经典流注机理已经有了很大差别,但流注判据是否在纳秒脉冲下有效目前没有定论。流注判据为^[4]

$$\int_0^{\chi} \alpha(x) dz = k \quad (1)$$

式中: $\alpha(x)$ 是电离系数沿电子崩发展轴线 x 的函数; χ 是一次电子崩临界长度。对于均匀场,可以近似用 $\alpha\chi = k$ 替代^[5], k 的取值范围是 $9\sim 20$ ^[6]。Raether 指出,临界电子数目达到 10^8 量级时形成流注,取 $k=20$ ^[7]。Pedersen 等在定义有效电离系数的基础上推导得到 k 值约为 10.5 ^[4]。Petcharak 指出, k 值为 18 和 20 时,很可能是由于有效电离系数的误差导致,他认为均匀场中 $k=9.18$ 比较合理^[6]。Nesterikhin 等在电离系数的基础上引入有效电离系数,指出纳秒脉冲下击穿流注判据中 k 值是一个大于 20 的不确定值^[8]。根据流注判据可以推导得到^[9]

$$p\tau = \frac{k}{f_1(E/p)f_2(E/p)} \quad (2)$$

式中:电离系数与气压及场强的关系为 $\alpha/p = f_1(E/p)$;时延 $\tau = \chi/v_c$;电子漂移速度 $v_c = f_2(E/P)$ 。

图 1 是不同条件下纳秒脉冲击穿实验结果的总结,以场强和气压比值 E/p 和气压与击穿时延乘积 $p\tau$ 的关系曲线比较。其中 T. H. Martin 曲线和 J. Mankowski 曲线是文献^[10]的经验公式,将其中气体密度参数转换为气压参数 p 。P-F 理论曲线根据 Felsenthal 和 Proud 的理论曲线拟合得到^[11],空气和氮气数据来自 100 Hz 以上的重频纳秒脉冲气体击穿结果(实验介绍见文献^[12-14])。经典流注判据曲线中取 k 值为 20,除了 T. H. Martin 经验公式曲线接近外,其他的结果均与经典流注判据曲线有一定偏差。P-F 曲线不符合经典流

* 收稿日期:2008-06-23; 修订日期:2008-10-31

基金项目:国家自然科学基金项目(50707032,50437020)

作者简介:邵 涛(1977—),男,博士,助理研究员,主要从事高电压技术、脉冲功率技术领域研究;st@mail.iee.ac.cn。

注判据,如果将判据 k 值修改为 10,该判据下的结果与 P-F 的结果较为吻合。T. H. Martin 的经验公式是在很大范围内总结的,包括雷电脉冲、纳秒脉冲等不同电压波形下的结果,本身就是一个较大范围内的拟合,因此可能会接近经典流注的判据。Mankowski 曲线主要是高压,场强达到 MV/cm,亚纳秒脉冲下的结果,包括电离系数等参数在这种条件下需要重新修正。我们的结果为重复频率纳秒脉冲空气和氮气击穿的实验数据,实验数据结果和 Mankowski 的结果均明显高于经典流注判据,但无论何种实验条件,所有数据结果均符合一个重要的相似性规律: E/p 与 $p\tau$ 符合递减的线性函数曲线规律。

经典的流注判据在实际应用中,均匀场时经常将 Townsend 电离系数作为一个常数,Townsend 电离系数是 E/p 的函数,通常随着 E/p 增大而增大。而在电子数目达到 10^6 时,已经不再是指数次倍增了,比如纳秒脉冲下,电子崩可能很快会发生中断。最近研究表明在 E/p 足够大时,电离系数将减小,而这种条件通常会出现在纳秒脉冲的高场强击穿中^[15]。纳秒脉冲击穿场强下的电离系数还缺乏实验测量值验证,经典流注判据对于一些实验结果还无法满足,而且不同的实验条件下时延、击穿场强等参数定义存在差异,或者流注判据本身需要修正。在纳秒脉冲下,虽然经典的流注机理存在缺陷,但相关的判据可能仍然有效,但判据中的常数 k 需要修正。

Paschen 曲线定律是另一个研究人员经常关注的相似性规律,即击穿电压 U 是气压 p 和气隙距离 d 的函数,无论 p 或 d 变化,只要乘积 pd 不变, U 就不变。将我们的重复频率纳秒脉冲实验结果与几种典型电压波形下的 U - pd 曲线对比如图 2 所示。其中微秒脉冲、纳秒脉冲(上升沿 < 0.6 ns,脉宽 5~8 ns)的数据来自文献^[19],J. C. Martin 经验公式为: $E = 24.6 + 6.7 \sqrt{pd}$ 。根据几种重复频率纳秒脉冲下的击穿实验结果,按照击穿概率 $\geq 50\%$,也得到 1, 100 和 1 000 Hz 时的 U - pd 分布。由图 2 可以看出微秒脉冲下击穿电压比直流提高不多,且在高气压条件下接近直流。J. C. Martin 经验公式相当于直流条件下 Paschen 曲线的延长,而单次纳秒脉冲下的击穿电压比直流击穿电压高得多。重复频率纳秒脉冲的实验结果中 1 Hz 时 U - pd 曲线最高,靠近单次纳秒脉冲击穿结果,而 1 kHz 时的曲线与 J. C. Martin 经验公式曲线较接近。重复频率越高,击穿分布越接近直流条件;重复频率越低,则越接近单次脉冲击穿。纳秒脉冲击穿电压分布符合一定的 U - pd 规律,但这种规律与气隙距离、施加脉冲电压参数密切相关。有必要指出的是,如果在相同的电压参数(脉宽、上升沿、重复频率等)下,输出不同电压幅值比较困难,而且纳秒脉冲下都是过电压击穿,得到 50% 击穿概率电压不易,得到一条较完整的 U - pd 曲线需要完备的电源和大量的实验。

2 基于逃逸电子的击穿理论

一般认为:Townsend 放电理论适用于过电压倍数小于 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%~300% 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,流注机理对过电压倍数的上限并没有明确。不同过电压倍数下,不同放电机理适用的范围如图 3 所示^[16]。过电压倍数超过 2~3 倍的气体放电机理仍未定论,一些研究认为放电由高能电子逃逸击穿主导,纳秒脉冲下气体击穿也属于这种情况。目前这一领域形成了电子崩链理论、逃逸电子理论、电离波理论、电子倍增理论等放电机理假说。虽然这些理论各有不同,但它们在基础上达成一致,即二次电子的产生不再依靠空间光电离,而是依靠电子崩内部逃逸的高能电子碰撞电离伴随的韧致辐射比多级电离复合更迅速有效。

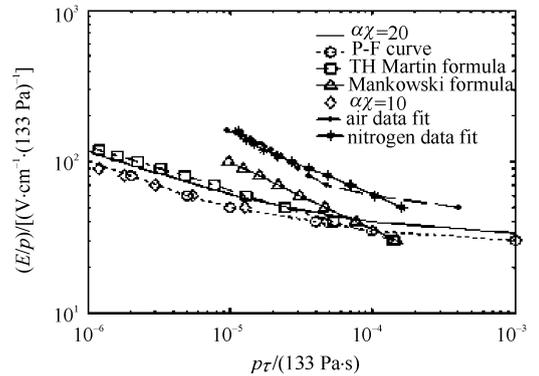


Fig. 1 E/p versus $p\tau$ under different experimental data

图 1 流注判据与纳秒脉冲下实验结果的比较

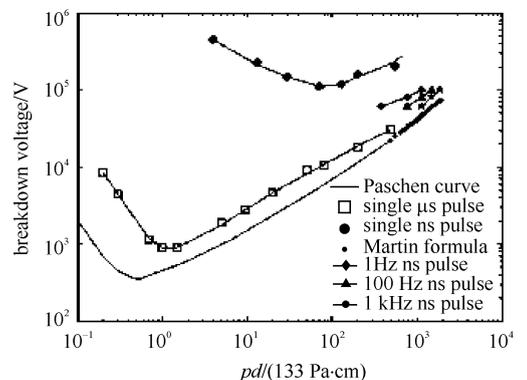


Fig. 2 U - pd curves for variant applied voltages

图 2 不同电压波形下 U - pd 曲线规律

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。电子平均能量与施加的场强成正比,场强越高,电子平均能量越高。在纳秒脉冲下,电子的平均能量已经比直流击穿条件下的更高。电子崩主要由高能量的快电子和普通的低能量热电子构成。Gurevich 研究发现可以分为主要的热电子分布和高能量的快电子分布^[17]。要实现快电子的逃逸,必须使电子在电子崩发展的过程中被加速。在完全电离的等离子体中,电子与离子及其它粒子的碰撞频率下降,电子被加速的可能性大大增加。同时即使在相对弱的电场中,只要电子拥有足够的高能量 $\epsilon(\epsilon \geq (3 \sim 5)\epsilon_i)$,同样也可以被加速^[17]。如果电子的能量增加但仍小于逃逸阈值,电子很难实现被加速。

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。Peterson 等得到了几种气体中电子能量损失函数^[18],电子能量损失和电子能量关系密切,当电子能量小于某个阈值时,能量损失随电子能量增大而增加,但如果电子能量超过该阈值时,能量损失将会减小。

能量损失函数用有效阻力 $F(v)$ 来表示。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,这给高能量电子能够实现逃逸提供了条件。同时气压越高,相应的阻力越大,能逃逸的电子将减少。快电子逃逸出电子崩,其电子能量必须满足一定要求,即其能量必须大于最小阈值能量。即电子能量大于该阈值时,快电子将逃逸出电子崩,电子逃逸出电子崩后,可能在电子崩崩头前方某个区域被俘获,或如果能量足够大,则能完全逃逸。

逃逸条件为如式(3)所示^[19]。其中 $E(x, \varphi)$ 是电子崩头部的电场强度(空间电荷电场和外加电场的合成场强)。快电子不仅沿着电子崩轴线方向逃逸,也会沿与电子崩轴线方向呈 φ 角的一定区域内均能实现被俘获或逃逸。考虑到场强、能量损失函数是矢量

$$\frac{d\epsilon}{dx} = eE(x, \varphi) - F(\epsilon)/\cos\theta > 0 \quad (3)$$

式中: φ 是空间电荷场与外加电场的夹角,此处有效阻力 $F(\epsilon)$ 指沿外加电场方向有效阻力。

根据电子崩头部场强、有效阻力的计算公式,得到如图 4 所示的电子运动轨迹示意图^[20],是 0.1 MPa、场强 60 kV/cm 时电子的运动轨迹图。可以发现能量高于 270 eV 的电子在向阳极的运动中能量进一步增加,它们将逃逸;而能量低于 260 eV 电子将在崩头某处被俘获,俘获距离一般小于 0.02 cm。电子的逃逸或俘获有 1 个能量阈值(图 4 中的逃逸阈值约 263 eV),高于阈值时电子将加速并逃逸,而低于该阈值电子将被俘获。更多的仿真计算研究表明外加场强越高,逃逸的能量阈值越低,气压与场强都显著影响快电子的逃逸发展过程^[20]。

快电子在崩头的某区域被俘获,更高能量的电子甚至直接逃逸,并产生 X 射线,X 射线是证实高能量电子存在的直接证据。此外电子逃逸一般发生在轴线附近,因此脉冲条件下放电分枝维数的减小,电树状分枝稀疏也可以被认为是由于发生电子逃逸,且逃逸现象一般只发生在轴线附近的间接证据。研究发现能量达到 keV 量级的快电子被检测到,甚至能量超过 eU 的快电子也被发现存在(U 为施加电压)^[21]。如图 5 所示为不同电子能量与其碰撞截面的关系^[22]。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,而高能量电子直接碰撞电离的碰撞截面也较大。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

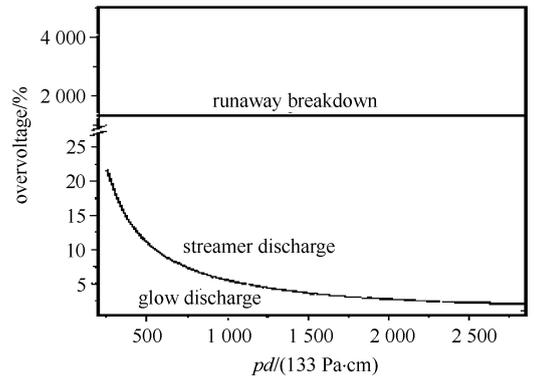


Fig. 3 Applicable ranges of different discharge mechanisms

图 3 各种放电机理在不同 pd 下的适用范围^[16]

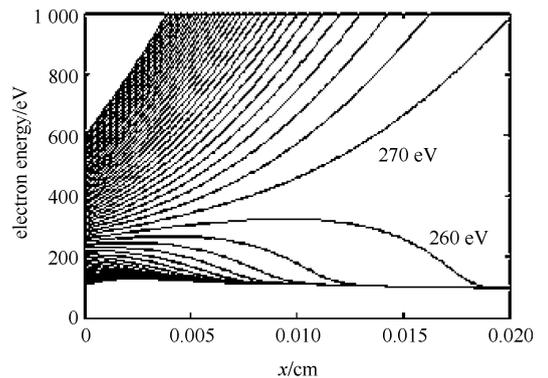


Fig. 4 Electron energy as a function of runaway distance with an applied electric field of 60 kV/cm

图 4 60 kV/cm 时电子能量与逃逸距离的关系曲线

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^[19]。

3 电离波击穿理论

基于快脉冲下存在电子逃逸现象,产生了电离波击穿理论。与传统的电子崩扩散、迁移等发展方式不同,电离波击穿(ionization wave)理论认为施加高压脉冲时气体间隙中会产生电离波,以电离波在间隙上的传播、形成等离子体通道来解释气体放电过程^[23-24],电离波的速度一般在 $10^5 \sim 10^{10}$ cm/s。在传统的气体放电研究范围内,放电发展初期时电离波的速度只有 $10^5 \sim 10^7$ cm/s,波头的发展主要靠电子的扩散、迁移决定,仅仅在放电的最后阶段、等离子通道形成时速度可以达到 $10^8 \sim 10^{10}$ cm/s。施加脉冲前沿很陡的高压脉冲时,电子的碰撞电离中会产生大量的高能量快电子,逃逸后会形成快速电离波。快速电离波的发展给间隙提供了预电离的通道,从而导致间隙击穿的发展速度非常快。在 100 kV/ns 的上升沿时,快速电离波的速度可以达到 10^{10} cm/s 量级^[23]。Vasilyak 对气体击穿中电离波的发展及其特性进行了实验和理论研究,电离波击穿如图 6 所示^[23]。由于电离波的波头处场强下降很快,在低气压下,空间电荷效应导致波头变成一个高能电子束源;而在高气压条件下(大于 200×133 Pa),电离波波头的大量高能电子将逃逸出电子崩,将导致波前沿气体被预电离;随着电离波的发展,间隙逐步形成等离子体通道。目前基于快速电离波的气体放电研究多数是在低于常压下的气体放电管中完成,且间隙距离一般是几十 cm,比较适合长间隙下的放电机理分析^[16],在 cm, mm 量级小间隙如何检验电离波存在的实验验证仍比较困难。

电离波击穿理论与传统的放电理论有着很大的不同,这种理论基于电子逃逸现象,是利用电子逃逸来解释气体放电理论的一种重要理论假说。

4 结 论

经典的 Townsend 机理和流注理论是研究气体放电的基础,但在纳秒脉冲下 Townsend 机理和流注理论均存在一定缺陷。流注理论的判据可能仍然有效,但应根据不同电压条件进行修正。在纳秒脉冲下,电子崩能很快达到临界,更多的放电发展时间是用来发展二次电子崩及流注。基于快电子的逃逸击穿将是一种能解释纳秒脉冲下放电现象的理论。研究高能量快电子逃逸现象有助于进一步揭示纳秒脉冲气体放电机理。

参考文献:

- [1] 邵涛,孙广生,严萍,等. 纳秒脉冲气体放电机理研究现状[J]. 高电压技术,2004,30(7):40-42. (Shao T, Sun G S, Yan P, et al. Overview of nanosecond-pulse gas breakdown mechanics. *High Voltage Engineering*, 2004, 30(7):40-42)
- [2] 杨津基. 气体放电[M]. 北京:科学出版社, 1983. (Yang J J, Gas discharge. Beijing: Science Press, 1983)
- [3] 米夏兹 G A. 大功率毫微秒脉冲的产生[M]. 北京:原子能出版社, 1982. (Meyats G A. Production of high power nanosecond pulse. Beijing: Atomic Energy Press, 1982)
- [4] Pederson A, McAllister I W, Crichton G C, et al. Formulation of the streamer breakdown criterion and its application to strongly electro-negative gases and gas mixtures[J]. *Archiv fur Elektrotechnik*, 1984, 67:395-402.
- [5] Honda K. On a streamer breakdown criterion of a uniform air gap[J]. *Journal of Institute Electrical Engineering of Japan*, 1965, 85(8): 1394-1401.
- [6] Petcharakas K. A contribution to the streamer breakdown criterion[C]//Proceedings of 11th ISH, 1999; 3. 19-3. 22. S5.
- [7] Raether H. Electron avalanches and breakdown in gases[M]. UK, London: Butterworths, 1964.
- [8] Nesterikhin Yu E, Komelkov V S, Meilikhov E Z. Pulsed breakdown of small gaps in the nanosecond range[J]. *Soviet Phys Tech Phys*,

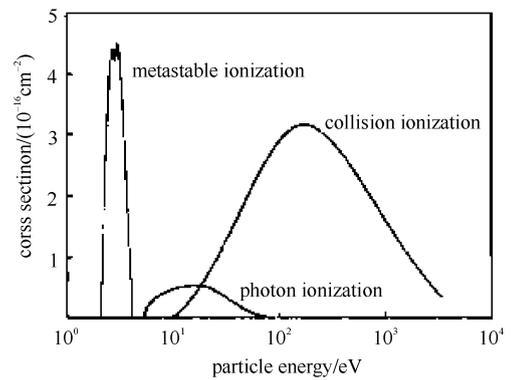


Fig. 5 Relationship between collision cross section and particle energy

图 5 粒子能量与碰撞截面的关系^[22]

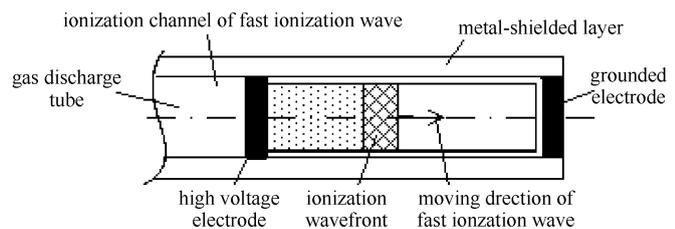


Fig. 6 Sketch of fast ionization wave breakdown mechanism in a gas discharge tube

图 6 气体放电管中快速电离波发展示意图^[23]

- 1964, **9**(1):29-39.
- [9] Shao T, Sun G S, Yan P, et al. An experimental investigation of repetitive nanosecond-pulse breakdown in air[J]. *J Phys D: Appl Phys*, 2006, **39**:2192-2197.
- [10] Mankowski J, Dickens J, Kristiansen M. High voltage subnanosecond breakdown[J]. *IEEE Trans Plasma Sci*, 1998, **26**(3):874-881.
- [11] Felsenthal P, Proud J M. Nanosecond-pulse breakdown in gases[J]. *Phys Rev*, 1965, **139**(6A): 1796-1804.
- [12] 邵涛, 孙广生, 严萍, 等. 极不均匀电场下重复频率纳秒脉冲气体击穿实验研究[J]. 强激光与粒子束, 2006, **18**(6):1031-1036. (Shao T, Sun G S, Yan P, et al. Experimental research of repetitively nanosecond-pulse breakdown in air under non-uniform electric field. *High Power Laser and Particle Beams*, 2006, **18**(6): 1031-1036)
- [13] Shao T, Sun G S, Yan P, et al. Breakdown phenomena in nitrogen due to repetitive nanosecond-pulses[J]. *IEEE Trans Dielectr Electr Insul*, 2007, **14**(4):813-819.
- [14] Shao T, Sun G S, Yan P, et al. Experimental study of similarity laws in gas breakdown with repetitive nanosecond pulses[J]. *Jpn J Appl Phys*, 2007, **46**(2):803-805.
- [15] Tkachev A N, Yakovlenko S I. The Townsend coefficient and electron runaway characteristics in nitrogen [J]. *Tech Phys Lett*, 2004, **30**(4): 265-266.
- [16] Starikovskaia S M, Anikin N B, Pancheshnyi S V, et al. Pulsed breakdown at high overvoltage: development, propagation and energy branching[J]. *Plasma Sources Sci Technol*, 2001, **10**(2):344-355.
- [17] Gurevich A V. On the theory of runaway electrons[J]. *Soviet Phys JETP*, 1961, **12**(5):904-912.
- [18] Peterson L R, Green A E S. The relation between ionization yields, cross sections and loss functions[J]. *J Phys B: At Mol Phys*, 1968, **1**:1131-1140.
- [19] Babich L P, Loiko T V, Tsukerman V A. High-voltage nanosecond discharge in a dense gas at a high voltage with runaway electrons[J]. *Soviet Phys Usp*, 1990, **33**(7):521-540.
- [20] 邵涛, 孙广生, 严萍, 等. 纳秒脉冲下高能量快电子逃逸过程的计算[J]. 物理学报, 2006, **55**(11):5964-5968. (Shao T, Sun G S, Yan P, et al. Calculation on runaway process of high-energy fast electrons under nanosecond-pulse. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(11):5964-5968)
- [21] Tarasova L V, Khudyakova L N, Loiko T V, et al. Fast electrons and X-rays from nanosecond gas discharge at 0.1-0.760 torr[J]. *Soviet Phys Tech Phys*, 1974, **19**(3): 351-353.
- [22] Gurevich A V, Zybin K P. Runaway breakdown and the mysteries of lightning[J]. *Physics Today*, 2005, (5):37-43.
- [23] Vasilyuk L M, Kostuchenko S V, Kudryavtsev N N, et al. Fast ionization waves under electrical breakdown conditions[J]. *Soviet Phys Usp*, 1994, **37**(3): 247-268.
- [24] Lagarkov A N, Rutkevich I M. Ionization waves in electrical breakdown of gases[M]. New York:Springer-Verlag, 1994.

Review on nanosecond-pulse discharge mechanism in gases

SHAO Tao, YAN Ping, ZHANG Shi-chang, SUN Guang-sheng

(Institute of Electrical Engineering, Chinese Academy of Sciences, P. O. Box 2703, Beijing 100080, China)

Abstract: Both Townsend theory and the traditional streamer model are the basis for study on gas discharge, however, they both have drawbacks dealing with nanosecond pulse gas breakdown. Based on the traditional mechanisms, the paper summarizes nanosecond pulse breakdown mechanisms in gases, presents some analyses on the validity of streamer criterion in the range of nanosecond pulse, describes the phenomenon of electron runaway and the theory of fast ionization wave breakdown, and gives some simulation calculations about runaway process of high-energy fast electrons. The results show that the runaway breakdown model induced by high-energy fast electrons is promising as accounting for the nanosecond pulse discharge in gases.

Key words: gas discharge; streamer model; streamer criterion; runaway breakdown