

# 介质阻挡均匀大气压氮气放电特性研究\*

王艳辉 王德真†

(三束材料改性国家重点实验室,大连理工大学物理系,大连 116023)

(2005 年 11 月 15 日收到,2006 年 4 月 20 日收到修改稿)

基于一维流体力学模型,对介质阻挡均匀大气压氮气放电特性进行了数值计算研究.模型中考虑了氮气中主要的电离、激发过程,所包含的粒子种类为  $e$ ,  $N_2$ ,  $N_2^+$ ,  $N_4^+$ ,  $N_2(a^1\Sigma_u^+)$ ,  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ . 模拟结果显示,氮中的放电具有低气压下汤生放电的特性.放电电流幅度较小,放电过程中气体电压变化缓慢,电子密度远低于离子密度,而且最大值出现在阳极,电子不能在放电间隙中被俘获,不存在中性等离子体区,气体中的电场趋于线性变化.亚稳态  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  和  $N_2(a^1\Sigma_u^+)$  在整个放电空间都具有非常高的密度,比电子密度高三个量级以上,亚稳态密度的最大值出现在阳极,这样的分布决定了放电的空间结构.放电所需的种子电子主要由亚稳态之间潘宁电离提供,这种机理使放电的电离水平较低,导致氮气中的放电只能是汤生放电.随着放电参数的变化,多电流峰放电也可在氮气中获得.

关键词:大气压均匀放电,介质阻挡放电,数值模拟,氮气

PACC: 5256, 7750, 5280D

## 1. 引言

研究表明,在适当的条件下,介质阻挡放电(DBD)在大气压下可以是稳定的、均匀的<sup>[1-5]</sup>.这种放电通常被称为大气压辉光放电(APGD).由于大气压辉光放电不需要复杂的、昂贵的由“空气-真空-空气”的转换系统,因此它在材料表面处理、薄膜沉积、医疗器具消毒、臭氧合成等工业应用中具有非常大的优势.近年来,均匀大气压放电吸引了众多研究者的注意力,已成为等离子体领域的研究热点之一.国内也有一些学者在从事这方面的研究工作<sup>[6-8]</sup>.目前这种等离子体已经在一些气体中获得,它的一些基本过程和性质已被人们所了解,但还有许多方面仍然处于研究和讨论之中.在不同的气体中,均匀大气压放电的性质和产生机理也不尽相同.在氦气中,均匀的大气压放电具有与正常低气压辉光放电相同的放电结构,即存在明显的阴极位降区、法拉第暗区和等离子体正柱区<sup>[3]</sup>.由于正柱区的形成,带电粒子被俘获在放电空间,为下一次放电提供了所需的种子电子.我们在先前的文章中,也已对此进行了较详细地研究<sup>[9,10]</sup>.而在氮气中,均匀的放电更接近于低

气压汤生放电,没有形成等离子体正柱区.维持放电所需的种子电子通过其他途径产生.在文献[11]中,这些种子电子被认为是由于高密度的亚稳态粒子流扩散到阴极的介质表面导致高的二次电子发射提供的.而在文献[12]中,在不考虑亚稳态粒子流与介质表面相互作用时,也可以获得与实验相符的计算结果.因此,氮气中的放电机理还有待于进一步地研究.本文采用一维流体力学模型,考虑氮气中的主要激发、电离等过程,对氮气中均匀大气压放电进行了详细的模拟计算研究.分析讨论了氮气放电的主要性质、形成机理.结果显示,在氮气放电中,高密度亚稳态之间的潘宁电离为放电提供了种子电子,这种机理使放电的电离水平较低,导致氮气中的放电只能是汤生放电.此外,本文对氮气中的多峰放电也进行了分析讨论.氮气是空气的主要组成部分,对它的研究更具有实际价值.

## 2. 理论模型

与其他分子气体一样,氮气放电中的反应过程是复杂的,氮分子激发态的种类繁多,所以在模拟计算中需作必要的简化<sup>[12]</sup>.在我们的模型中只考虑下

\* 国家自然科学基金(批准号 50537020, 50528707)资助的课题.

† E-mail: wangdez@dlut.edu.cn

列粒子种类:电子  $e$ 、氮分子  $N_2$ 、氮分子离子  $N_2^+$  和  $N_4^+$ 、及氮分子的两个低能级亚稳态  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  和  $N_2(a^1\Sigma_u^-)$  相应的主要反应过程列于表 1 中. 由于电子与氮分子碰撞产生  $N^+$  的阈值能较高, 而且反应截面相对较小<sup>[13]</sup>, 因此我们没有考虑  $N^+$  在放电中

的作用. 带电离子  $N_2^+$ 、 $N_4^+$  主要来源于电子与氮分子的直接碰撞电离和亚稳态之间的潘宁电离, 在考虑的条件下亚稳态的逐级电离被忽略. 亚稳态的消失途径除了反应 4 和 5 外, 在产生分子  $N_2(B^3\Pi_g)$  过程 6 和 7 中的损失也被考虑在内. 带电粒子的损失

表 1 氮气放电中的主要激发电离过程

反应过程	反应系数	参考文献
1. $e + N_2 \rightarrow 2e + N_2^+$	$\alpha = 5.7 \times p \times e^{(-260p/E)}$	[14]
2. $e + N_2 \rightarrow e + N_2(A^3\Sigma_u^+)$	$1.0 \times 10^{-8} e^{(-8.232 \times 10^{-4}/E)} \text{cm}^3/\text{s}$	[15]
3. $e + N_2 \rightarrow e + N_2(a^1\Sigma_u^-)$	$5.81 \times 10^{-9} e^{(-7.57/T_e)} \text{cm}^3/\text{s}$	[16]
4. $N_2(A^3\Sigma_u^+) + N_2(a^1\Sigma_u^-) \rightarrow N_4^+ + e$	$5 \times 10^{-11} \text{cm}^3/\text{s}$	[17]
5. $N_2(a^1\Sigma_u^-) + N_2(a^1\Sigma_u^-) \rightarrow N_4^+ + e$	$2 \times 10^{-10} \text{cm}^3/\text{s}$	[17]
6. $N_2(a^1\Sigma_u^-) + N_2 \rightarrow N_2(B^3\Pi_g) + N_2$	$1.9 \times 10^{-13} \text{cm}^3/\text{s}$	[18]
7. $N_2(A^3\Sigma_u^+) + N_2(A^3\Sigma_u^+) \rightarrow N_2(B^3\Pi_g) + N_2$	$7.7 \times 10^{-11} \text{cm}^3/\text{s}$	[18]
8. $e + N_2^+ \rightarrow N_2$	$2.25 \times 10^{-1} T_e^{-2.5} \text{cm}^3/\text{s}$	[19]
9. $e + N_4^+ \rightarrow N_2 + N_2$	$2.0 \times 10^{-6} (300/T_e)^2 \text{cm}^3/\text{s}$	[18]
10. $N_4^+ + N_2 \rightarrow N_2 + N_2 + N_2^+$	$2.1 \times 10^{-16} e^{(T_g/121)} \text{cm}^3/\text{s}$	[18]
11. $N_2^+ + N_2 + N_2 \rightarrow N_4^+ + N_2$	$6.8 \times 10^{-29} \times (300/T_g)^{.64} \text{cm}^6/\text{s}$	[18]

途径主要是电子离子复合、三体碰撞等反应过程.

所研究的放电产生于两个平行板电极之间, 具体的放电结构见文献 [9]. 两个极板均被介质层覆盖, 极板所加电压为正弦电压. 数值模拟采用一维的流体力学模型, 带电粒子及亚稳态分子的运输由连续性方程和动量方程描述:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial j_i}{\partial x} = S_i, \quad (1)$$

$$j_i = w_i n_i - D_i \frac{\partial n_i}{\partial x}, \quad (2)$$

式中  $n_i$ 、 $j_i$ 、 $w_i$  及  $D_i$  分别表示第  $i$  种粒子的密度、粒子流密度、漂移速度和扩散系数,  $S_i$  是第  $i$  种粒子的净产生项.

电场由电流平衡方程确定:

$$\epsilon_0 \epsilon(x) \frac{\partial E(x,t)}{\partial t} + i_c(x,t) = i_T(t), \quad (3)$$

式中  $i_c$  是传导电流密度, 由下面公式给出:

$$i_c(x,t) = e(j_p(x,t) - j_e(x,t)), \quad (4)$$

式中  $j_p(x,t)$ 、 $j_e(x,t)$  代表离子和电子流密度, 由方程 (2) 给出.  $\epsilon(x)$  是相对介电常数, 其大小取决于位置  $x$ , 在介质中  $\epsilon(x) = \epsilon_B$ , 在气体中  $\epsilon(x) = 1$ . 电场满足下列条件:

$$-\int_0^d E(x,t) dx = V_a(t), \quad (5)$$

式中  $d$  是两个电极之间的距离,  $V_a = V_0 \sin 2\pi ft$  是极板上所加的正弦电压,  $i_T$  是放电电流密度, 在两个

电极之间对方程 (3) 积分, 可以得到其表达式为

$$i_T(t) = \left( \frac{2d_B}{\epsilon_0 \epsilon_B} + \frac{d_g}{\epsilon_0} \right)^{-1} \times \left[ \int_0^d \frac{i_c(x,t)}{\epsilon_0} dx + \frac{\partial V_a(t)}{\partial t} \right], \quad (6)$$

式中  $d_B$  和  $d_g$  是介质层的厚度及放电间隙的宽度.

我们采用 Scharfetter 和 Gummel 两人提出的有限差分方法<sup>[20]</sup>对上述非线性方程组进行联立求解. 粒子的迁移率和扩散系数来自于文献 [21, 22]. 二次电子发射系数为常数, 对两种离子均取 0.01.

### 3. 模拟结果及分析

图 1 给出了半个周期内氮气放电中的电流电压特性. 相应的计算条件为: 所加正弦电压的幅值  $V_0 = 8500\text{V}$ , 频率  $f = 10\text{kHz}$ , 介质层的介电常数  $\epsilon = 7.5$ , 厚度  $d_B = 0.1\text{cm}$ , 放电间隙  $d_g = 0.2\text{cm}$ , 气体压强  $p = 0.1\text{MPa}$ . 由图 1 可以看出, 放电电流每半个周期只有一个电流峰, 且具有相对小的幅度. 放电持续时间较长. 随着放电的开始, 电流迅速上升, 气体中的电压也保持增加, 然后气体电压轻微减小且变化很缓慢, 直到放电结束. 这个结果与文献 [11] 中的相似. 这种电流电压特性与氦气中的辉光放电不同, 在氦气中, 只要击穿一发生, 气体电压即迅速减小<sup>[9]</sup>. 图 2 描述了在放电电流达到最大值时, 电子密度、离

子密度和气体中电场在放电空间的分布情况. 可以清晰地看出, 氮气中的放电结构与氦中辉光放电的结构完全不同, 它的电子密度较小, 几乎比离子密度低两个数量级, 且最大值出现在阳极, 而离子密度的最大值发生在阴极. 不存在中性等离子体正柱体区, 电子不能在放电间隙中被俘获. 气体中的电场几乎不被空间电荷扰动, 从阴极到阳极趋于线性减小, 电离水平较低, 不能诱导阴极位降区的形成. 这与放电电流密度较低是一致的. 图 1、2 所显示的放电特性与低压汤生放电的特性非常相似, 因此, 氮气中的均匀大气压放电通常被归为汤生放电. 在低压汤生放电中, 一个轻微电压变化可以引起一个大的电流变化, 图 1 这正是这种情况.

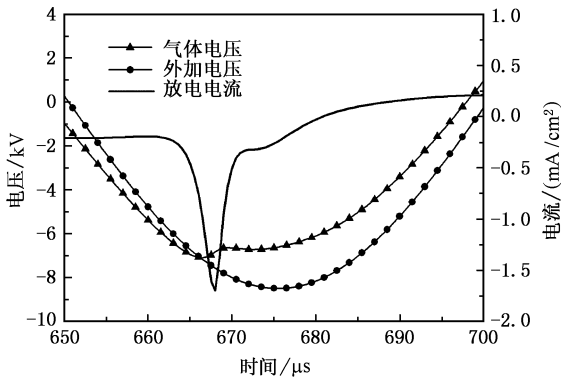


图 1 氮气放电中的电压电流特性

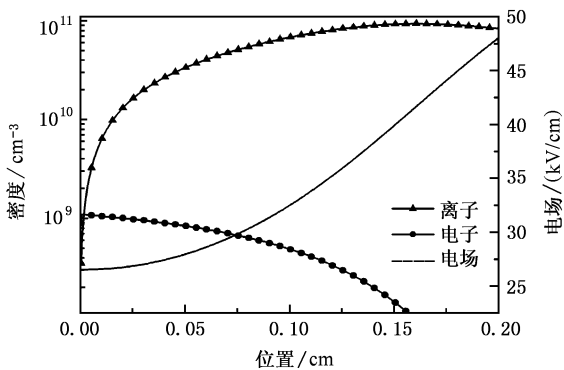


图 2 电子、离子密度和电场的空间分布 ( $x = 0\text{cm}$  为阳极,  $x = 0.2\text{cm}$  为阴极)

进一步的计算显示, 氮的亚稳态分子在放电中起着主要作用. 图 3 给出了氮气放电中主要的亚稳态分子在半个周期内的时空演化图. 图 4 比较了在最大放电电流阶段电子密度、离子密度及两个分子亚稳态密度的空间分布. 图中表明, 两种亚稳态分子在放电空间都有较高的密度, 尤其是  $\text{N}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+)$ , 由

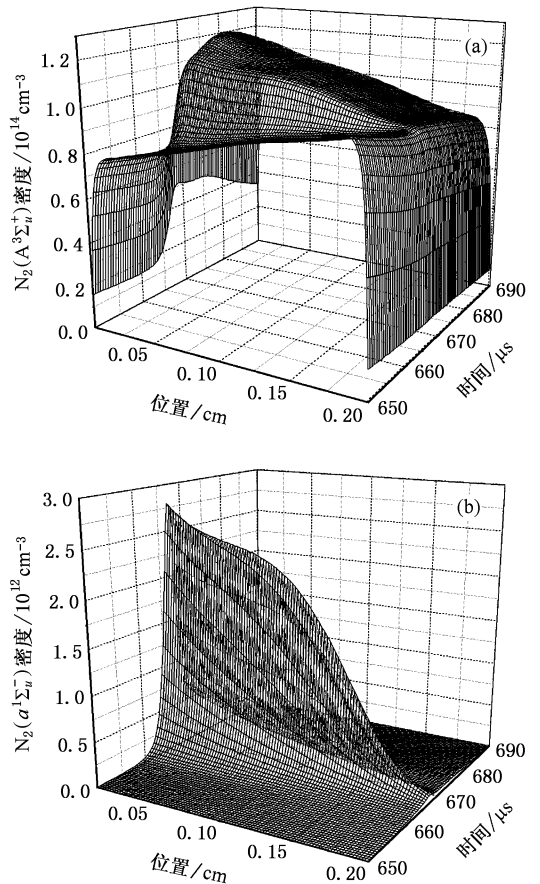


图 3 亚稳态分子在半个周期内的时空演化 ( $x = 0\text{cm}$  为阳极,  $x = 0.2\text{cm}$  为阴极) (a)  $\text{N}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+)$  (b)  $\text{N}_2(\text{a}^1\Sigma_u^-)$

于具有较低的激发能和足够长的寿命, 其最大密度达到  $10^{14}$  的量级, 是  $\text{N}_2(\text{a}^1\Sigma_u^-)$  最大密度的一百倍, 几乎比最大电子密度高出五个量级.  $\text{N}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+)$  不仅在放电阶段有很高的密度, 在放电结束后应保持较高的密度.  $\text{N}_2(\text{a}^1\Sigma_u^-)$  只在放电时有较高的密度, 放电结束后由于与氮分子  $\text{N}_2$  的碰撞 (见反应 6) 很快消失掉. 因此, 在放电中起主要作用的亚稳态是  $\text{N}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+)$ . 图 3 还清晰地表明, 亚稳态密度的最大值都出现在阳极, 这样的分布决定了图 2 中的放电结构. 当下半周期到来时, 随着外加电压极性的改变, 原来的阳极变成阴极, 极板附近高密度亚稳态之间的潘宁电离 (反应 4 和 5), 使带电粒子在阴极附近产生. 由于大气压下离子的扩散系数较低, 因此在阴极附近出现了高密度的离子, 正如在图 2 中所看到的. 由于放电时的电离水平较低, 不能诱导等离子体正柱区的形成, 因而电子不能被俘获在放电空间, 而是在电场的作用下向阳极漂移, 使电子的最大密度出现在阳极. 此外, 亚稳态之间的潘宁电离 (反应

4 和 5)能很有效地产生  $N_4^+$  离子,使得  $N_4^+$  成为放电中的主要离子种类.图 5 比较了在放电电流达到最大时两种离子密度的空间分布情况.从图中可以明显地看出, $N_4^+$  离子的密度远高于由直接碰撞电离(反应 1)产生的  $N_2^+$  离子的密度,同时高密度的  $N_4^+$  存在也证明了潘宁电离的有效性.这些性质说明在氮中主要电离机理不是由于电子与分子间的直接碰撞电离,而是由于两个亚稳态之间的潘宁电离.这个机理主要依赖于亚稳态密度而不是电场.

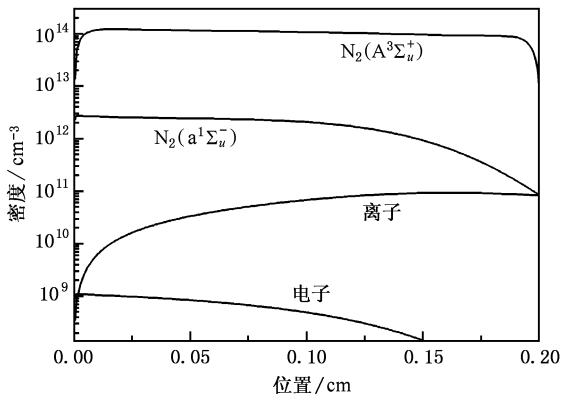


图 4 在电流最大时四种粒子密度的比较

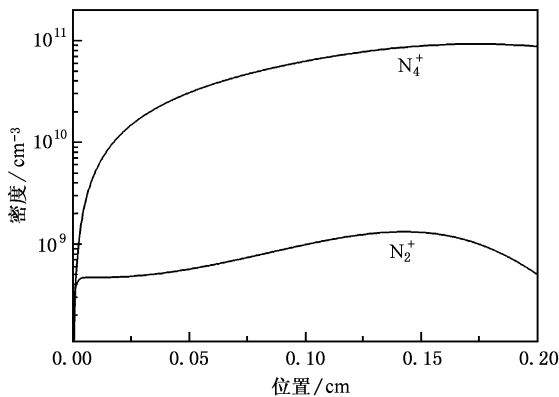


图 5 在电流最大时两种离子密度的比较

我们知道,在氮气的均匀辉光放电中,电子被有效地俘获在放电空间,为下一次放电提供种子电子,种子电子密度越高,电离水平越高,放电电流幅度越大.而在氮气放电中不存在正柱区,电子不能被俘获,放电所需的种子电子来源于亚稳态分子之间的潘宁电离,氮气中的这种放电机理导致了氮中的均匀大气压放电只能是汤生放电.图 6 对直接电离源项和潘宁电离源项进行了比较.结果显示,在放电时(图 6(a))直接电离源项高于潘宁电离源项,但二者的大小是接近的,最大值都是  $10^{16}$  的数量级;放电结

束后(图 6(b))两种电离源都明显减小,此时潘宁电离源项比直接电离项要高一个量级,这意味着在两次放电之间主要是潘宁电离在产生电子,为下次放电提供种子.但由于潘宁电离源的减小,使得产生的种子电子密度相对较小.图 7 给出了电子密度在半个周期内时空演化,可以明显看出,在放电结束后,放电空间的电子密度较低,比放电时低三个量级.这与氮中辉光放电的情况完全不同,在氮中,电子始终保持较高的密度不变,而且在  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  左右<sup>[9]</sup>.低密度的种子电子势必导致放电时电离水平较低,即使放电间隙的电场很强.这不仅使放电电流幅度较小,而且不能诱导阴极位降区和等离子体正柱区的形成.另外在放电中起主要作用的潘宁电离需要分两步来完成,这也大大减缓了电离过程,抑制了大的雪崩击穿的发生.因此,这样的放电机理使氮中的放电只能停留在汤生放电水平.

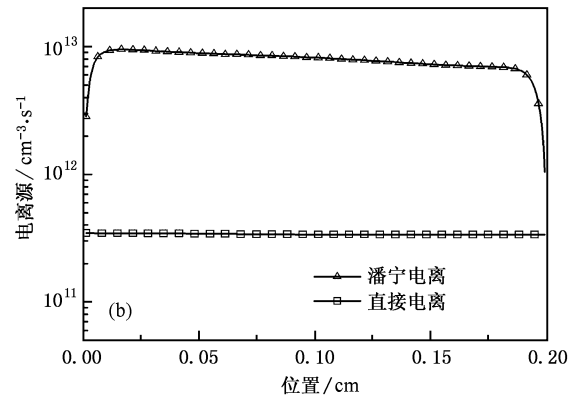
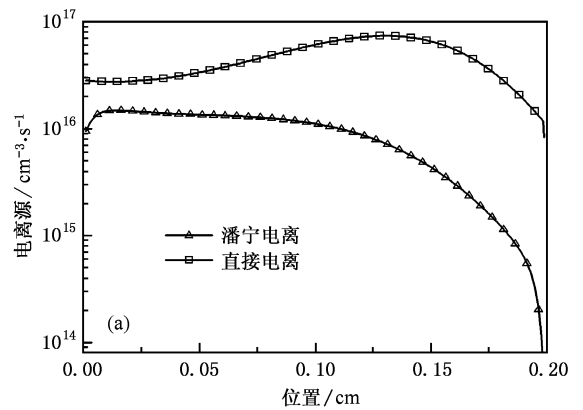


图 6 两种电离源项的比较 (a)放电时 (b)放电后

进一步的研究表明,改变放电条件,多峰放电也可以在氮气中获得.根据文献[10]的研究,在氮气放电中,当放电间隙较小、驱动频率较低或驱动电压幅度较高时,可以导致多峰放电的形成,氮气中的情况也是如此.图 8 给出驱动频率为 5kHz 时一个周期内

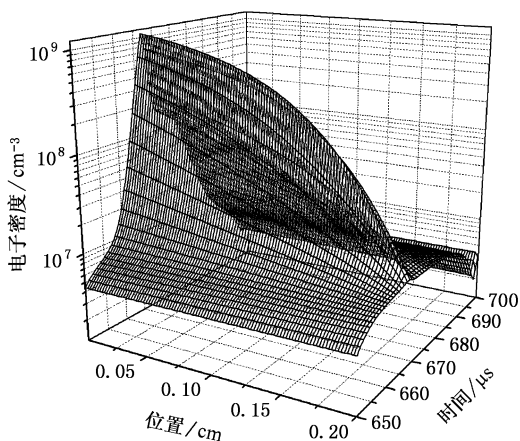


图7 电子密度在半个周期内的时空演化

放电电流随外加电压幅度的变化情况. 其他条件为与图 1 中的放电相同. 从图 8 可以看出, 当所加电压幅度为 9.0kV 时, 放电电流每半周只有一个电流峰, 随着电压幅度的增加, 不仅放电电流幅度增大, 第二个电流峰被形成, 当电压为 11.0kV 时每半周明显出现三个电流峰. 如果继续提高电压幅度并减小间隙宽度, 更多的电流峰将被形成, 如图 9 所示, 此时电压为 13.0kV, 间隙宽度  $d_g = 0.1\text{cm}$ , 介质层厚度  $d_B = 0.05\text{cm}$ .

多个电流峰的形成原因与氦中的相同, 主要是由于频率的减小、电压的升高以及放电间隙的减小使介质层上的积累电荷的密度增加, 导致感应电场增强, 甚至大于外加电场而达到气体的击穿电场, 从

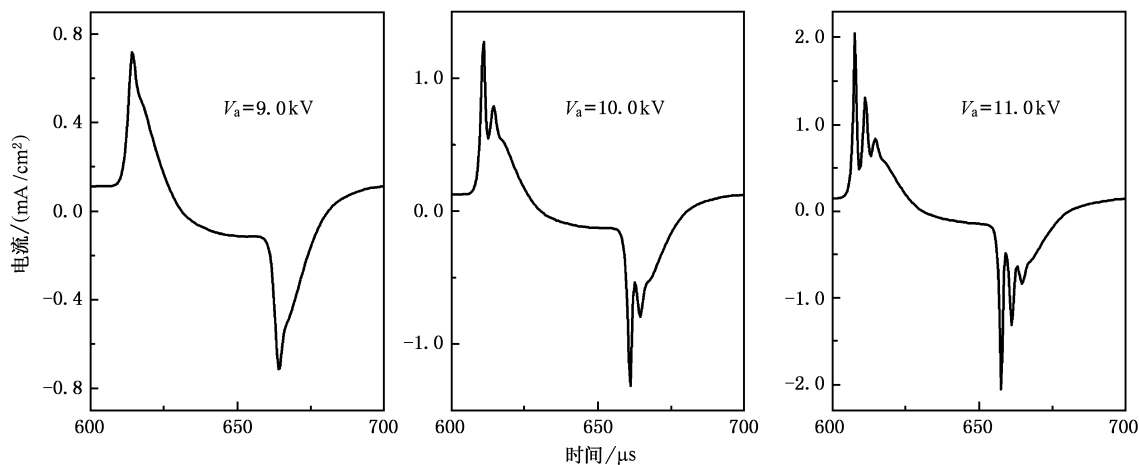


图8 不同电压下的电流特性

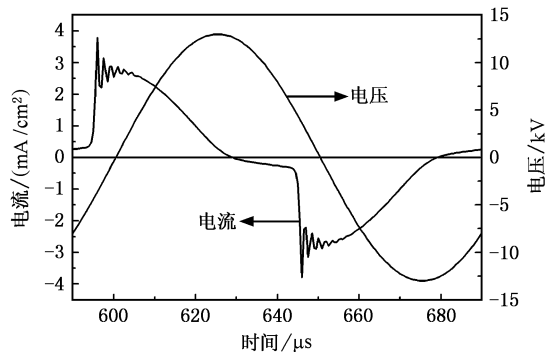


图9 多个电流峰的放电

对于图 8 和图 9 中的放电, 尽管放电电流可以达到较高的幅度, 但放电的空间结构都与图 2 中描述的结构相同, 即都具有与低气压汤生放电相同的结构, 因此, 在氮气中, 不论是单峰放电还是多峰放电都属于汤生放电.

## 4. 结 论

本文通过建立一个一维流体力学模型, 对氮气中均匀大气压放电特性进行了数值计算研究. 模型中考虑了氮气中主要的电离、激发过程, 所包含的粒子种类为  $e, N_2, N_2^+, N_4^+, N_2(a^1\Sigma_u^-), N_2(A^3\Sigma_u^+)$ . 模拟结果显示, 氮中的放电具有低气压下汤生放电的特性. 放电电流具有较小的幅度, 放电过程中气体电压变化较小. 电子密度远低于离子密度, 而且最大值出现在阳极, 而离子密度最大值则出现阴极. 不存在中性等离子体区, 电子不能在放电间隙中被俘获. 气

而使第一次放电在较小的外加电压下或在电压反向前发生. 从图 9 可以清楚看出这一点, 第一个电流峰出现在外加电压改变方向之前, 之后随着外加电压的连续上升, 气体中的电场可以有时间多次超过击穿场, 形成多个电流峰. 更详细的描述见文献 [10].

体中的电场趋于线性变化. 亚稳态  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  和  $N_2(a^1\Sigma_u^-)$  在整个放电空间都具有非常高的密度, 比电子密度高三个量级以上, 在放电中起主要作用, 它的分布决定了带电粒子在空间的分布.  $N_4^+$  离子是放电中主要的离子种类, 高密度  $N_4^+$  的存在证明了潘宁电离的有效性. 在两次放电之间, 主要是亚稳态之

间的潘宁电离为下一次放电提供必需的种子电子, 这种机理使放电的电离水平较低, 导致氮气中的放电只能停留在汤生放电水平. 合适地选择放电参数, 多峰放电也可在氮气中获得, 多峰放电的性质及形成原因与氦中的情况相同. 尽管多峰放电电流可以达到较高的幅度, 但其放电结构仍然是汤生放电.

- [ 1 ] Yokoyama T , Kogoma M , Moriwaki T , Okazaki S 1990 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **23** 1125
- [ 2 ] Okazaki S , Kogoma M , Uehara M , Kimura Y 1993 *J. Phys. D. : Appl. Phys.* **26** 889
- [ 3 ] Massines F , Rabehi A , Decomps P , Gadri R B , Segur P , Mayoux C 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 2950
- [ 4 ] Gadri R B 1999 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **27** 36
- [ 5 ] Gherardi N , Gouda G , Gat E , Rabehi A , Massines F 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **9** 340
- [ 6 ] Wang X X , Lu Z M , Pu Y K 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2278 ( in Chinese ) [ 王新新、卢泽明、蒲以康 2002 物理学报 **51** 2278 ]
- [ 7 ] Dong L F , Mao Z G , Ran J X 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3268 ( in Chinese ) [ 董丽芳、毛志国、冉俊霞 2005 物理学报 **54** 3268 ]
- [ 8 ] Qi B , Ren C S , Ma T C , Wang Y N , Wang D Z 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 331 ( in Chinese ) [ 齐 冰、任春生、马腾才、王友年、王德真 2006 物理学报 **55** 331 ]
- [ 9 ] Wang Y H , Wang D Z 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1694 ( in Chinese ) [ 王艳辉、王德真 2003 物理学报 **52** 1694 ]
- [ 10 ] Wang Y H , Wang D Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1295 ( in Chinese ) [ 王艳辉、王德真 2005 物理学报 **54** 1295 ]
- [ 11 ] Massines F , Segur P , Gherardi N , Khamphan C , Ricard A 2003 *Surf. Coat. Technol.* **174** 8
- [ 12 ] Golubovskii Yu B , Maierov V A , Behnke J , Behnke J F 2002 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **35** 751
- [ 13 ] Takaki K , Chang J S 2004 *IEEE Trans. Diel. Elect. Insul.* **11** 481
- [ 14 ] Dhali S K , Williams P F 1987 *J. Appl. Phys.* **62** 4696
- [ 15 ] Kim Y H , Hong S H , Hwang Y S , Song Y H 1999 *Proceedings of 14th International Symposium on Plasma Chemistry* **11** 973
- [ 16 ] Cartwright D C , Trajmar S , Chutjian A , Williams W 1977 *Phys. Rev. A* **16** 1041
- [ 17 ] Matveyev A A , Silakov V P 1999 *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** 162
- [ 18 ] Henriques J , Tatarova E , Guerra V , Ferreira C M 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 5622
- [ 19 ] Meeks E , Larson R S , Vosen S R , Shon J W 1997 *J. Electrochem. Soc.* **144** 357
- [ 20 ] Scharfetter D L , Gummel H K 1969 *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-16** 64
- [ 21 ] Wu C , Kunhardt E E 1988 *Phys. Rev. A* **37** 4396
- [ 22 ] Levron D , Phelps A V 1978 *J. Chem. Phys.* **69** 2260

# Characteristics of dielectric barrier homogenous discharge at atmospheric pressure in nitrogen<sup>\*</sup>

Wang Yan-Hui Wang De-Zhen<sup>†</sup>

( State Key Laboratory of Materials Modification by Laser , Ion and Electron Beams ,  
Department of Physics , Dalian University of Technology , Dalian 116023 , China )

( Received 15 November 2005 ; revised manuscript received 20 April 2006 )

## Abstract

On the basis of one-dimensional fluid model , the characteristics of a homogeneous discharge at atmospheric pressure in nitrogen are numerically investigated . The primary processes of excitation and ionization in  $N_2$  are considered . The species included in the model are the electron  $e$  ,  $N_2$  in the ground state , two ions  $N_2^+$  ,  $N_4^+$  and two metastable states  $N_2( a^1 \sum_u^- )$  ,  $N_2( A^3 \sum_u^+ )$  . The simulation results show that the discharge in  $N_2$  appears mostly as a low-pressure Townsend discharge . The amplitude of discharge current is small and the gas voltage changes slowly in the breakdown phase . The electron density is much lower than that of ions and its maximum value occurs at the anode . Electrons are not trapped in the gas gap . There is no quasineutral plasma domain . The densities of metastable states  $N_2( a^1 \sum_u^- )$  and  $N_2( A^3 \sum_u^+ )$  are at least three order higher than that of electron . The maximum metastable densities are located close to the anode , which determines the space structure of  $N_2$  discharge . Seed electrons needed in discharge are mainly provided by Penning ionizations between metastable molecules . This regime results in a low ionization level , which makes the discharge in  $N_2$  being close to a Townsend discharge . When changing discharge conditions properly , multiple-peak discharge can be obtained in  $N_2$  .

**Keywords** : homogenous atmospheric-pressure discharge , barrier discharge , numerical simulation , nitrogen

**PACC** : 5256 , 7750 , 5280D

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 50537020 , 50528707 ) .

<sup>†</sup> E-mail : wangdez@dlut.edu.cn