

О форме канала тлеющего разряда

© А.Л. Дмитриев, Е.М. Никущенко

Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: alex@dmitriyev.ru

(Поступило в Редакцию 29 сентября 2016 г.)

Приведены примеры формы канала тлеющего разряда в переменном токе частотой 50 Hz, в воздухе при давлении 0.1 atm и эффективном значении силы тока 30–70 mA. Показано, что при указанных давлении и силе тока тепловая конвекция в вакуумной камере и плавучесть (сила Архимеда) не являются главными причинами своеобразной параболической формы тлеющего разряда.

DOI: 10.21883/JTF.2017.05.44460.2049

Изучению свойств тлеющего разряда посвящено множество публикаций, при этом большинство описанных в литературе экспериментов выполнялось в разрядных трубках или в специальных камерах [1–3]. Весьма подробно форма тлеющего разряда при постоянном токе исследовалась в 30-е годы прошлого века [4,5]. В научной литературе утвердилось мнение, что в отсутствии сильных внешних электрического и магнитного полей главными причинами характерной дугообразной формы протяженного разряда в атмосфере являются воздушная конвекция и архимедова сила выталкивания нагретого токового канала. Описываемый эксперимент выполнен с целью оценки степени влияния указанных факторов в тлеющем разряде переменного тока в воздухе при давлении 0.1 atm и эффективном значении силы тока в диапазоне 30–70 mA. Частота тока 50 Hz, напряжение на дюралевых электродах в пределах 0.6–1.0 kV, расстояние между электродами 45 mm.

Примеры фото канала тлеющего разряда показаны на рис. 1.

При времени экспозиции 33 ms (рис. 1, *a, b*) фотокамерой фиксируются два пространственно разделенных разряда, каждому из которых соответствует определенное, длительностью 10 ms (половина периода колебаний), направление тока. Относительный сдвиг траекторий разрядов на этих рисунках обусловлен влиянием силы Лоренца в лабораторном магнитном поле Земли, тангенциальная компонента которого направлена поперек разряда.

За время экспозиции 2.5 ms (рис. 1, *c*) фиксируется тлеющий разряд при одном направлении тока, здесь хорошо различимы катодное темное пространство и пространство Астона. Рис. 1, *c* показывает, что формирование тлеющего разряда происходит за время, по крайней мере, меньшее или около полупериода колебаний тока.

Правильная, близкая к параболе траектория тлеющего разряда на рис. 1, по-видимому, формируется вследствие восходящего конвекционного потока воздуха в вакуумной разрядной камере либо в результате действия на плазменный канал силы плавучести. Примечательно, что при вращении разрядной камеры на угол 90° вокруг горизонтальной оси, направление которой совпадает с

направлением электродов, плоскость параболы тлеющего разряда остается вертикальной. Для устранения возможного влияния на исследуемый разряд внешнего

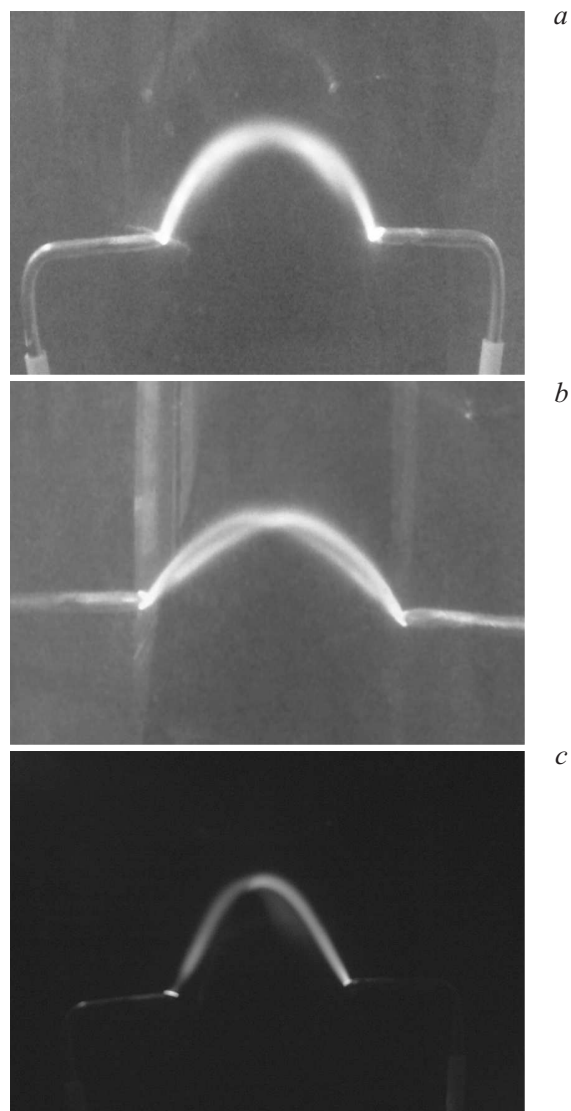


Рис. 1. Фото канала тлеющего разряда. Экспозиция: *a, b* — 33 ms, *c* — 2.5 ms.

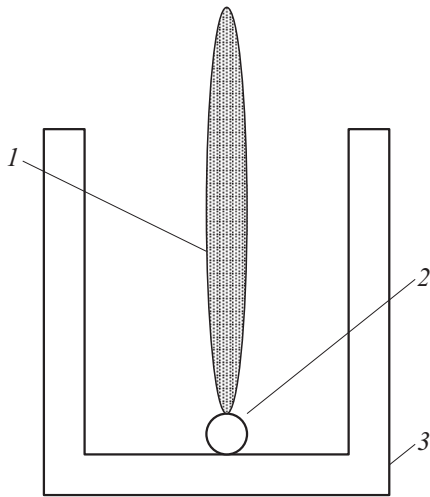


Рис. 2. Взаимное расположение канала тлеющего разряда 1, электрода 2, и ограничителя восходящего потока воздуха 3.

(лабораторного) электрического поля разрядная камера экранировалась стальными щитами толщиной 0.5 mm тем не менее форма, ориентация и размеры канала тлеющего разряда практически не изменялись.

Для ослабления интенсивности восходящего конвекционного потока исследуемый разряд помещался в открытый прямоугольный ящик размерами $25 \times 25 \times 125$ mm, изготовленный из текстолита, при этом дно ящика находилось в непосредственной близости от электродов и разряда; поперечные сечения ограничителя, электрода и плазменного канала схематически показаны на рис. 2. Характерный результат описываемых экспериментов состоит в том, что при постоянных токе разряда и давлении воздуха в камере форма и высота параболического канала тлеющего разряда не зависели от положения ящика — ограничителя восходящего конвекционного потока.

Полагая, что главной причиной дугообразной формы тлеющего разряда является архимедова сила выталкивания, оценим время „всплытия“ горячего канала такого разряда. Температурные и газодинамические процессы, сопровождающие формирование электрического разряда в атмосфере, весьма сложны. Порядок величины времени всплытия канала тлеющего разряда приближенно можно оценить на основе следующих элементарных выкладок.

Электрический разряд представим в виде цепочки сфер радиуса R , заполненных плазмой с плотностью ρ_p . Сила выталкивания такой цепочки уравнивается ее весом и силой трения, для оценки величины которой воспользуемся известной формулой Стокса:

$$\frac{4}{3} \pi R^3 (\rho_a - \rho_p) g = 6 \pi \nu R u, \quad (1)$$

где ρ_a — плотность воздуха, g — ускорение силы тяжести, ν — вязкость воздуха, u — средняя скорость всплытия цепочки. Полагая $\rho_a \gg \rho_p$, время t всплыва-

ния цепочки на высоту h , $t = h/u$ равно

$$t = \frac{9}{2} \frac{v h}{g R^2 (\rho_a - \rho_p)} > 4.5 \frac{v h}{g R^2 \rho_a}. \quad (2)$$

Подставляя в правую часть (2) численные значения, близко соответствующие условиям описываемого эксперимента ($h \approx 1.6$ cm, $R \approx 1$ mm, $\rho_a \approx 0.1 \cdot 1.3$ kg/m³, $v \sim 2 \cdot 10^{-5}$ kg/m · s, $g \approx 9.8$ m/s², здесь 0.1 atm соответствует 0.13 kg/m³, а для вязкости, величина которой увеличивается с температурой, выбрано указанное минимальное значение [6]), получим в итоге $t > 1$ s. Очевидно, приведенная величина t существенно превышает время установления дугообразного тлеющего разряда (около 10 ms). Следовательно, плавучесть (сила Архимеда) также не является главной причиной своеобразной формы канала тлеющего разряда.

Итак, описанный эксперимент показывает, что при указанных выше давлении и силе тока тепловая конвекция в вакуумной камере и плавучесть (сила Архимеда) не являются причинами параболической (дуговой) формы канала тлеющего разряда. Особенности динамики и структуры протяженного тлеющего разряда переменного тока должны быть предметом тщательных специальных исследований.

Список литературы

- [1] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: ГРФМЛ, 1987. 592 с.
- [2] Ховатсон А.М. Введение в теорию газового разряда. М.: Атомиздат, 1980. 182 с.
- [3] Биттенкорт Ж.А. Основы физики плазмы. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. 584 с.
- [4] Энгель А. Ионизованные газы. М.: ГИФМЛ, 1959. 332 с.
- [5] Steenbeck M. // Phys. Zeitschrift. 1937. Vol. 38, N 23. P. 1019–1021.
- [6] Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др. Физические величины. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.