

ФОРМИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ ТРИЧЕЛА В ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ КОРОНЕ

© Ю.С.Акишев, А.А.Дерюгин, И.В.Кочетов,
А.П.Напартович, М.В.Панькин, Н.И.Трушкин

Отрицательный коронный разряд — слаботочный разряд между катодом, имеющим форму тонкой проволоки или острия, и анодом больших размеров (например, плоскость) — чрезвычайно широко распространен в технике. Иногда он играет отрицательную роль (токи утечки в высоковольтных линиях передач), но чаще используется в различных целях [1]. Тричел в 1938 году [2] обнаружил, что отрицательная корона в воздухе в широкой области средних токов представляет собой непрерывный дуг коротких импульсов. Он же тогда предположил, что основную роль в возникновении этих импульсов играют генерируемые положительный и отрицательный объемные заряды ионов, ослабляющие поле возле поверхности катода и приводящие к прекращению развития лавин. После выноса зарядов из объема поля восстанавливаются, и вблизи острия опять возникают условия для пробоя. В последующих работах [3] установили, что новый импульс возникает в условиях, когда облако отрицательных ионов заведомо не успело продрейфовать до анода. Таким образом, предположенная картина не содержит критерия для развития последующих импульсов и не объясняет фактически, почему же не реализуется стационарный режим (легко проверить, что

стандартная система дрейфовых уравнений вместе с уравнением Пуассона содержит стационарное решение). Кроме того, появившаяся недавно работа [4], опровергая утверждения, сделанные во многих более ранних работах [3], продемонстрировала, что импульсно-периодический режим горения отрицательной короны может быть реализован и в электроположительных газах. В предыдущих теоретических работах все усилия были направлены на объяснение формы первого импульса тока короны. При попытке расчета дальнейшей эволюции короны модели давали либо затухание тока, либо выход на стационарный режим без пульсаций (см., например, [5]).

В данной работе впервые сообщается о создании теоретической модели коронного разряда, воспроизводящей незатухающие периодические пульсации тока с характеристиками, хорошо согласующимися с экспериментом.

В основу численной модели короны в воздухе были положены широко известные уравнения непрерывности потоков электронов, положительных и отрицательных ионов, а также уравнение Пуассона и уравнение для простейшей электрической цепи с параметрами, соответствующими эксперименту. Вообще говоря, зарядовая кинетика в воздушной плазме весьма сложна. Ее полное описание требует рассмотрения эволюции большого количества компонент. Однако ранее нами на основе полной кинетической модели была сформулирована упрощенная модель, апробированная в предсказании усредненных характеристик коронного разряда на тонкой проволочке в воздухе при атмосферном давлении [6]. Здесь использована та же модель, содержащая один сорт положительных ионов и один — отрицательных.

Решающий шаг, позволивший нам численно воспроизвести периодические импульсы Тричела, заключался в использовании квазиодномерного приближения при решении всех уравнений для описания резкого расширения токового канала при переходе от катода к аноду (изменение площади токового канала (см. рис. 1) составило более 10^4 раз). Форма токового канала была выбрана такой же, как в эксперименте. Следует отметить, что она типична и аналогична форме токового канала, приведенной в работе Тричела [2]. В ней выделяются две характерные зоны: 1) вблизи острия, где канал близок к цилиндрическому; 2) дрейфовая зона, резко расширяющаяся при удалении от катода. В дрейфовой зоне форма токового канала была аппроксимирована параболой (см. рис. 1), так что размер токового пятна на аноде соответствовал хорошо известному распределению Варбурга [7]. Длина первой зоны (будем называть

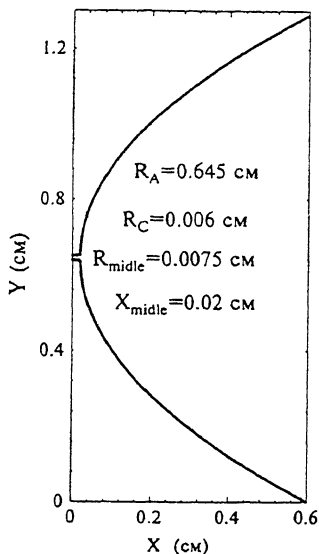


Рис. 1. Форма токового канала, использованная в численных расчетах, Y — радиус токового канала, X — расстояние от катода вдоль оси разряда.

ее генерационной) выбиралась, исходя из экспериментальных наблюдений свечения в микроскоп (характерный размер 0.2–0.4 мм) и уточнялась после сравнения расчетных характеристик с экспериментом. Размер пятна на катоде и степень расширения генерационной зоны подбирались из таких же соображений.

Поскольку нас интересовал установившийся режим, то был выбран интервал времени, достаточный для того, чтобы затухли все возмущения, связанные с моделированием включения разряда. Детально анализировалось установившееся поведение разряда от 80 до 100 мкс. При типичном периоде повторения импульсов 3–5 мкс степень регулярности пуга импульсов определялась надежно.

На рис. 2, а сравнивается форма одного импульса из стационарной последовательности в эксперименте (кривая 1) с расчетной (кривая 2). Исследовалась отрицательная корона в лабораторном воздухе между иглой с радиусом закругления 0.08 мм и плоским анодом на расстоянии 7 мм. Никакой нормировки расчетных значений тока не производилось.

Более подробное представление о поведении тока за celý период дает расчетный рис. 2, б, на котором указано разбиение периода на интервалы, в которых эволюция

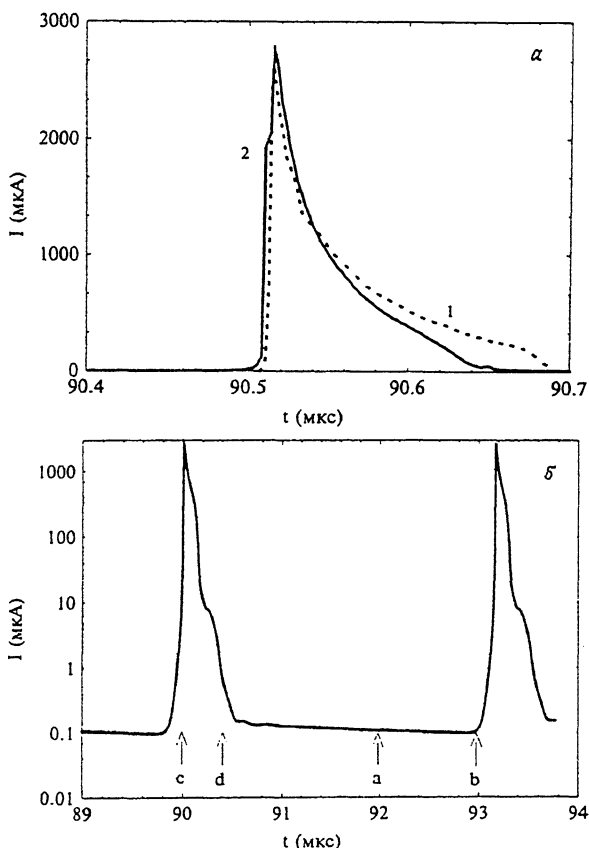


Рис. 2. Сравнение расчетной (сплошная кривая) и экспериментальной форм импульса Тричела (а). Два импульса тока из периодической последовательности, рассчитанные для отрицательной короны с геометрией, соответствующей рис. 1 (б).

тока определяется различными процессами. В интервале (а, б), согласно расчетам, выполняется условие роста тока разряда, т. е. ионизационное размножение вблизи острия превышает потери ионов, уходящих на катод. Образующийся вблизи острия положительный заряд на этой стадии не влияет на распределение поля. Вторая стадия (б, с) отличается существенным влиянием положительного заряда на структуру поля вблизи катода. При этом накопление положительных зарядов происходит взрывным образом, а самосогласованная эволюция поля (обострение поля вблизи катода) и концентрации ионов (рост) имеет характер катодно-направленной волны ионизации со скоростью, превышающей скорость дрейфа ионов. Следует подчерк-

нуть, что на этой стадии на катоде преобладает ток смещения, который растет одновременно с уменьшением падения потенциала в зоне ионизации. По мере приближения волны ионизации к катоду растет ионная компонента тока. Ее вклад может привести к дальнейшему росту тока, однако при этом поле на катоде перестает расти (стадия (c, d)). Рост тока ограничивается дрейфовой зоной короны. За характерные времена нарастания тока в импульсе (несколько наносекунд), очевидно, ток в дрейфовой области может переноситься только током смещения ввиду малой подвижности отрицательных ионов. Его уровень определяется скоростью роста разности потенциалов на дрейфовой области, происходящей за счет уменьшения потенциала в прикатодной зоне. Пик тока (точка c) соответствует смене режима эволюции катодного слоя — ионизационное размножение из-за слабого поля не может компенсировать уход ионов, происходит распад катодного слоя (стадия (c, d) на рис. 2, b). Наконец, стадия (d, a) , самая длительная — пауза между импульсами — определяет по существу период повторения импульсов. На этой стадии происходит перекачка потенциала из дрейфовой области в прикатодную. Дрейфовая область заполнена отрицательными ионами (напомним, что период повторения импульсов много меньше времени дрейфа ионов через разрядный промежуток), дрейфующими к аноду. Так как в паузе объемные источники отрицательных ионов отсутствуют, то вследствие их выноса на анод общий отрицательный заряд уменьшается и падает разность потенциалов на этой области. В прикатодной области разность потенциалов и поле у катода растут, пока опять не начнет выполняться условие самоподдержания тока (точка a).

В нашей модели, в отличие от ранее существующих [5], учтено реально существующее резкое расширение токового канала к аноду. Рост сечения тока приводит к увеличению тока смещения в дрейфовой зоне, что и дает возможность протекания большого пикового тока, превышающего средний ток примерно в 10^3 раз.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 95-02-05707).

Список литературы

- [1] Chang J.-S., Lawless P.A., Yamamoto T. // IEEE Transaction on Plasma Science. 1991. V. 19. N 6. P. 1152-1166.
- [2] Trichel G.W. // Phys. Rev. 1938. V. 54. P. 1078-1084.
- [3] Loeb L.B., Kip A.F., Hundson G.G., Bennet W.H. // Phys. Rev. 1941. V. 60. P. 714-722.

- [4] Акишев Ю.С., Дерюгин А.А., Напартович А.П., Панькин М.В., Трушкин Н.И. // Труды конференции по Физике низкотемпературной плазмы. Петрозаводск. 1995. Т. 1. С. 46-47.
- [5] Morrow R. // Phys. Rev. A. 1985. V. 32. N 3. P. 1799-1809.
- [6] Akishev Yu.S., Deryugin A.A., Napartovich A.P., Trushkin N.I. // Proc. of. Int. Conf. on Phenom. on Ion. Gases ICPIG-XXII. New Jersey. USA. 1995. part. 2. P. 147-148.
- [7] Warburg E. // Wied. Ann. 1899. V. 67. P. 69-83.

Поступило в Редакцию
5 июня 1996 г.
