

УДК 533. 915

ПРОБОЙ ГАЗА В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ В ДЛИННЫХ РАЗРЯДНЫХ ТРУБКАХ

В.А. Лисовский, В.А. Коваль

Харьковский национальный университет, 61077, Харьков, пл. Свободы 4, Украина

e-mail: koval.nika@gmail.com

Поступила в редакцию 25 декабря 2009 г.

В данной работе экспериментально исследован пробой газа в постоянном электрическом поле в длинных разрядных трубках. На основании проведенных экспериментов показано, что обычный закон Пашена для пробоя газа в постоянном электрическом поле выполняется только для коротких разрядных трубок, у которых отношение межэлектродного промежутка к радиусу трубки $L/R \leq 1$. Для больших значений L/R нужно пользоваться модифицированным законом Пашена $U_{dc} = f(pL, L/R)$. При $L/R > 1$ увеличение расстояния между электродами L смещает кривые зажигания $U_{dc}(p)$ в область более высоких пробойных напряжений U_{dc} и более низких давлений газа. При этом минимумы кривых зажигания на графике $U_{dc}(pL)$ лежат на одной прямой. Показано, что при $L/R > 20$ увеличение зазора между электродами L приводит к смещению кривых зажигания в область более высоких пробойных напряжений U_{dc} , однако, их минимумы наблюдаются при практически неизменном давлении газа.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: пробой газа, зажигание разряда, закон Пашена, длинные разрядные трубки.

GAS BREAKDOWN IN THE DC ELECTRIC FIELD IN LONG DISCHARGE TUBES

V.A. Lisovski, V.A. Koval

Kharkov National University, 61077

Kharkov, Svobody sq. 4, Ukraine

In this work gas breakdown in homogeneous dc electric field in long discharge tubes is experimentally studied. Based on the experiments we made it is shown that the classical Paschen law for the gas breakdown in the dc electric field is valid only for the short discharge tubes, where the ratio of the discharge gap to the discharge tube radius dependence is $L/R \leq 1$. For larger values of L/R the modified Paschen law $U_{dc} = f(pL, L/R)$ should be used. If $L/R > 1$, then by increasing of the discharge gap L the dc breakdown curves $U_{dc}(p)$ shift to the area of higher breakdown voltages U_{dc} and lower gas pressures. At the same time DC breakdown curves' minima at the plot $U_{dc}(pL)$ take values at one straight line. It is shown that if $L/R > 20$, then increasing of the discharge gap L leads to shifting of the dc breakdown curves to the area of higher dc breakdown voltages U_{dc} . However their minima are observed almost at the unchanged gas pressure.

KEY WORDS: gas breakdown, discharge ignition, Paschen law, long discharge tubes.

ПРОБІЙ ГАЗУ В ПОСТІЙНОМУ ЕЛЕКТРИЧНОМУ ПОЛІ У ДОВГИХ РОЗРЯДНИХ ТРУБКАХ

В.О. Лісовський, В.О. Коваль

Харківський національний університет

61077, Харків, пл. Свободи 4, Україна

У цій роботі експериментально досліджено пробій газу в постійному електричному полі в довгих розрядних трубках. На базі виконаних експериментів показано, що звичайний закон Пашена для пробоя газу в постійному електричному полі виконується тільки для коротких розрядних трубок, у яких співвідношення проміжку між електродами до радіусу трубки $L/R \leq 1$. Для більших значень L/R треба користуватись модифікованим законом Пашена $U_{dc} = f(pL, L/R)$. При $L/R > 1$ збільшення відстані між електродами L зсуває криві запалювання $U_{dc}(p)$ в область більш високої напруги пробоя U_{dc} і більш низького тиску газу. При цьому мінімуми кривих запалювання на графіку $U_{dc}(pL)$ лежать на одній прямій лінії. Показано, що при $L/R > 20$ збільшення зазору між електродами L призводить до зсуву кривих запалювання в область більш високої напруги пробоя U_{dc} , однак, їх мінімуми спостерігаються при практично незмінному тиску газу.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: пробій газу, запалювання розряду, закон Пашена, довгі розрядні трубки.

Тлеющий разряд широко используется для различных технологических нужд, в частности, в области лазерной техники, для модификации поверхности различных промышленных изделий. Кроме того, газовые разряды, и в частности, тлеющий разряд, стали инструментом в технологии производства микросхем. Широкое распространение всевозможных технологических применений тлеющего разряда вновь возродило интерес к нему.

Хорошо известно применение тлеющего разряда в длинных разрядных трубках для накачки газоразрядных лазеров [1, 2]. В последнее время были разработаны плазменные дисплейные панели на основе так называемого «капиллярного разряда», который зажигается в трубках длиной, в несколько раз превосходящей их диаметр [3, 4]. Тлеющий разряд постоянного тока также применяется для плазменной стерилизации медицинского инструмента и оборудования [5, 6]. Предложенное в работе [7] устройство на основе капиллярного разряда атмосферного давления позволяет проводить стерилизацию и дезинфекцию инструментов и материалов, не используя вакуумные насосы, камеры и т.д. Напуская в капиллярный разряд атмосферного давления кислород, можно на выходе из трубки получить поток озона, что используется при конструировании озонаторов [8]. Для плазменной модификации поверхности полупроводниковых и других материалов применяют диэлектрические

электроды, содержащие множество капилляров. Зажигая внутри этих капилляров разряд, можно получить поток плазмы, направленный от электрода к обрабатываемым материалам [9-12]. Разряды постоянного тока в длинных трубках используются также для разделения изотопов [13, 14]. Капиллярные разряды в длинных трубках нашли широкое применение в источниках ультрафиолетового излучения [15], а также в лазерах мягкого рентгеновского излучения [16-18].

Для оптимизации описанных выше технологических процессов и устройств необходимо знать условия зажигания тлеющего разряда в длинных трубках. Этим и определяется актуальность данных исследований.

Как известно [1, 19-36], кривые зажигания тлеющего разряда постоянного тока описываются законом Пашена $U_{dc} = f(pL)$, т.е. напряжение пробоя U_{dc} является функцией произведения давления газа p и расстояния между электродами L . Закон Пашена означает, что кривые зажигания $U_{dc}(p)$, измеренные для различных расстояний L , должны наложиться друг на друга, если их построить как функцию $U_{dc}(pL)$. Однако в ряде работ экспериментально было обнаружено, что при одинаковых значениях произведения pL напряжение пробоя в случае большего разрядного промежутка с плоскими электродами оказывалось заметно выше, чем в случае короткого промежутка [27-33]. Но в этих работах чаще всего основное внимание уделялось исследованию, например, только правой или только левой ветви кривой Пашена, или же кривые зажигания были измерены в узком диапазоне расстояний между электродами с фиксированным радиусом разрядной трубки. Построить какую-либо целостную картину зажигания тлеющего разряда постоянного тока при низких давлениях газа в длинных трубках до настоящего момента было довольно сложно.

Авторы работ [37-39] представили большое количество кривых зажигания, измеренных в нескольких газах при различных материалах катода, в разрядных трубках с различными радиусами и длинами. В результате в [37-39] был предложен метод, позволяющий предсказать кривую зажигания в постоянном электрическом поле в цилиндрической камере с произвольным соотношением между радиусом трубки R и расстоянием L между электродами. Было показано, что для описания пробоя газа в постоянном электрическом поле в общем случае нужно пользоваться модифицированным законом Пашена $U_{dc} = f(pL, L/R)$. Однако эксперименты в [37-39] были выполнены в диапазоне отношения $L/R \leq 3$.

Отметим, что закон подобия для кривых Пашена был выведен из теоретического рассмотрения пробоя газа в плоском газовом промежутке в однородном электрическом поле [20-25], где он и применим, т.е. в условиях, далеких от условий экспериментов данной статьи. В связи с этим в данном случае имеет смысл говорить не о модификации закона Пашена, а о закономерностях пробоя в длинных трубках, анализируя влияние различных экспериментальных факторов и роль различных физических механизмов.

В настоящее время существует ряд экспериментальных и теоретических работ, посвященных развитию разряда в длинных трубках. Авторы работы [40] предложили интерпретацию процесса формирования такого разряда. Согласно ей первой стадией появления разряда является возникновение слаботочного одноэлектродного разряда, обусловленного зарядкой и разрядкой стенок трубки. Переход от одноэлектродного разряда к тлеющему связан с перестройкой электрического поля в катодной области и возникновением волн потенциала и ионизации. В работе [41] предложена модель распространения волны ионизации в длинной трубке с внутренними электродами, окруженной заземленным экраном. Показано, что начальной стадией разряда в длинной трубке является развитие волны ионизации, распространяющейся от высоковольтного относительно земли электрода. Скорость волны ионизации зависит от сорта газа, геометрических параметров камеры и условий эксперимента. Получено, что за головной частью волны ионизации формируется проводящий плазменный столб, по которому протекает электронный ток. Авторы работы [42] измерили заряд, оседающий на стенке разрядной трубки на различных расстояниях от катода в различные времена после подачи импульса напряжения. Ими было показано, что облако плазмы распространяется от высоковольтного электрода по направлению к другому электроду. Заряд, оседающий на стенке трубки, является важным механизмом, ответственным за распространение облака плазмы от одного электрода к другому.

В работе [43] предложена теоретическая модель зажигания разряда в длинной лампе, в которой к электродам прикладывались как напряжение с частотой 50 Гц, так и короткие высоковольтные импульсы пробойного напряжения. Автор работы [44] предложил модель Монте-Карло для начальной стадии электрического пробоя в длинной разрядной трубке и показал, что важную роль в пробое играют УФ-фотоны, облучающие поверхность катода и вырывающие из него фотоэлектроны. Однако в длинных трубках только малая часть этих фотонов, излучаемых волной ионизации, может достигать поверхности катода. Поэтому развитие разряда в длинной трубке определяется ион-электронной эмиссией с поверхности катода. Гидродинамическая модель [45] описывает распространение первой ионизационной волны в течение пробоя в длинной разрядной трубке. Показано, что начиная с катода, прилегающие внутренние поверхности трубки отрицательно заряжаются. Этот поверхностный заряд приводит к перераспределению потенциала внутри трубки таким образом, что область высокого электрического поля перемещается к аноду. Как только фронт ионизационной волны достигает анода, в лампе зажигается разряд. В работе [46] разработана гидродинамическая модель пробоя газа и развития разряда в галогенной лампе, к которой прикладываются высоковольтные импульсы напряжения. Показано, что емкости стенок разрядной трубки и находящиеся по соседству заземленные поверхности играют важную роль в развитии электронной лавины и определяют

пробойное напряжение.

В перечисленных выше статьях [40-46] рассматривалось зажигание разряда в длинных трубках, вызванное короткими импульсами высокого напряжения. Нам известна только одна работа, в которой пробойное напряжение медленно увеличивалось до момента зажигания разряда [47]. Авторы [47] также получили аналитический критерий пробоя газа в длинной трубке, который учитывал ионизацию молекул газа электронным ударом, дрейфовое движение электронов и ионов, а также заряд, оседающий на поверхности стенки трубки, но не учитывал диффузионный уход заряженных частиц. При этом полученные теоретические кривые зажигания плохо согласуются с результатами экспериментов тех же авторов.

Целью данной статьи было экспериментальное исследование зажигания разряда в длинных трубках в постоянном электрическом поле. Эксперименты выполнены в цилиндрической разрядной камере с $L/R \leq 60$.

УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для изучения характеристик тлеющего разряда постоянного тока низкого давления использовался экспериментальный комплекс, блок-схема которого показана на рис. 1.

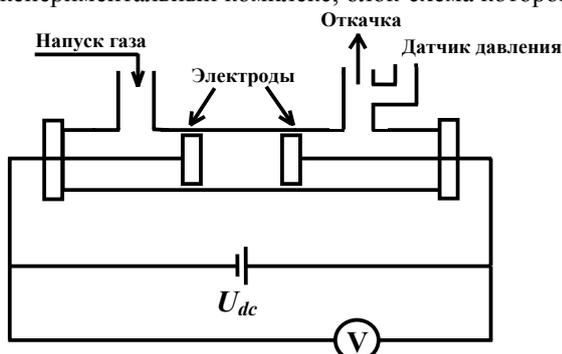


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки для исследования тлеющего разряда постоянного тока.

($1 \cdot 10^{-3}$ Торр). Исследуемый газ напускался при помощи системы напуска СНА-1, давление газа контролировалось вакуумным теплоэлектрическим реле РВТ-2М.

При исследовании зажигания тлеющего разряда постоянного тока на катод подавалось постоянное напряжение $U_{dc} \leq 5000$ В от блока питания БП-67. В разрядную цепь между катодом и источником постоянного напряжения последовательно подключался резистор сопротивлением 50 кОм.

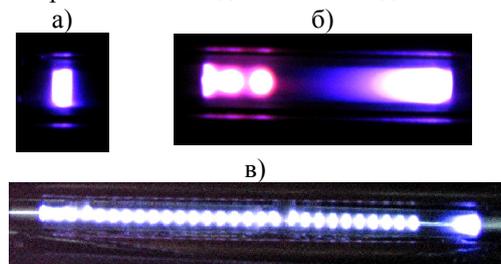


Рис.2. Фотографии тлеющего разряда постоянного тока при расстояниях между электродами 2 мм (а), 50 мм (б) и 230 мм (в).

Измерения кривых зажигания проводились следующим способом. Сначала устанавливалось расстояние между электродами L , затем при различных фиксированных давлениях газа p измерялось напряжение пробоя U_{dc} . Скорость роста напряжения не превышала 1 В/сек. Точность измерения напряжения пробоя была $\pm 5\%$.

На рис.2. представлены фотографии тлеющего разряда постоянного тока в нашей исследовательской камере для различных расстояний между электродами. При этом анод располагался слева, а катод – справа.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим влияние отношения L/R на пробой газа в постоянном электрическом поле. На рис.3 показаны экспериментальные кривые зажигания тлеющего разряда постоянного тока в азоте, измеренные нами для различных расстояний L между электродами. Из рисунка видно, что при небольших расстояниях между электродами (до 4 мм) увеличение зазора L приводит к смещению кривых зажигания в область более низких значений давления, при этом напряжение зажигания U_{dc} в минимуме остается практически неизменным. На рис. 4 представлены кривые зажигания, построенные в масштабе $U_{dc}(pL)$. Из рисунка видно, что кривые зажигания для узких зазоров $L/R \leq 1$ практически наложались, т.е. для пробоя узких зазоров справедлив закон Пашена $U_{dc} = f(pL)$.

Вакуумная камера представляет собой отрезок цилиндрической трубы из стекла с внутренним диаметром 8 мм, вакуумно уплотненный с торцов фланцами. Эксперименты проводились с внутренними цилиндрическими электродами с плоскими торцами, изготовленными из алюминия. Внешний диаметр электродов равен 7 мм, т.е. немного меньше внутреннего диаметра разрядной трубки. Расстояние между катодом и анодом можно было изменять, передвигая электроды. Измерения проведены в диапазоне расстояний между электродами $L = 2 - 230$ мм.

Исследования проводились в азоте в диапазоне давлений $p = 0,04 - 10$ Торр. Камера откачивалась форвакуумным насосом до предельного вакуума

($1 \cdot 10^{-3}$ Торр). Исследуемый газ напускался при помощи системы напуска СНА-1, давление газа контролировалось вакуумным теплоэлектрическим реле РВТ-2М.

Перед выполнением измерений проводилась очистка поверхности катода, при этом зажигался тлеющий разряд в азоте при давлении $p \approx 0,5$ Торр и разрядном токе $I_{dc} = 5$ мА в течение 10 мин. При таких условиях поток ионов на катод достаточно велик для удаления монослоев газов, оставшихся на поверхности катода после проведения механической шлифовки и полировки, но разрядный ток еще недостаточен для появления катодных пятен, приводящих к эрозии поверхности катода. Какие-либо внешние источники ионизации не использовались, исследовалось исключительно зажигание самостоятельного тлеющего разряда постоянного тока.

Измерения кривых зажигания проводились следующим способом. Сначала устанавливалось расстояние между электродами L , затем при различных фиксированных давлениях газа p измерялось напряжение пробоя U_{dc} . Скорость роста напряжения не превышала 1 В/сек. Точность измерения напряжения пробоя была $\pm 5\%$.

На рис.2. представлены фотографии тлеющего разряда постоянного тока в нашей исследовательской камере для различных расстояний между электродами. При этом анод располагался слева, а катод – справа.

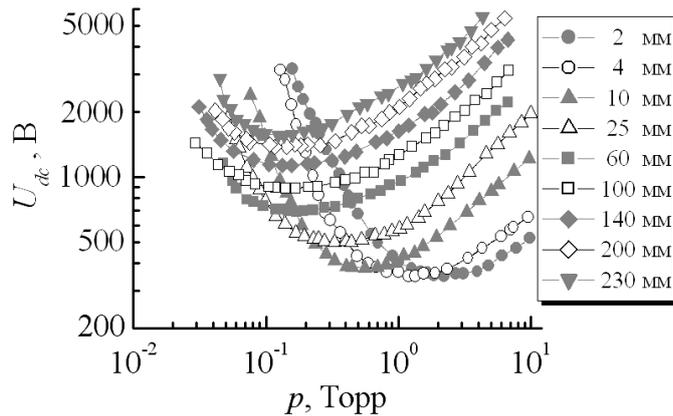


Рис.3. Экспериментальные кривые зажигания тлеющего разряда постоянного тока в азоте для различных расстояний L между электродами.

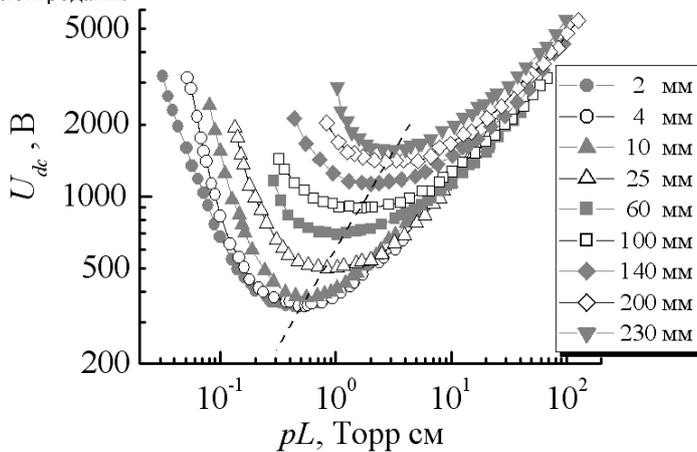


Рис.4. Зависимость напряжения зажигания тлеющего разряда постоянного тока в азоте от величины произведения pL для различных расстояний L между электродами.

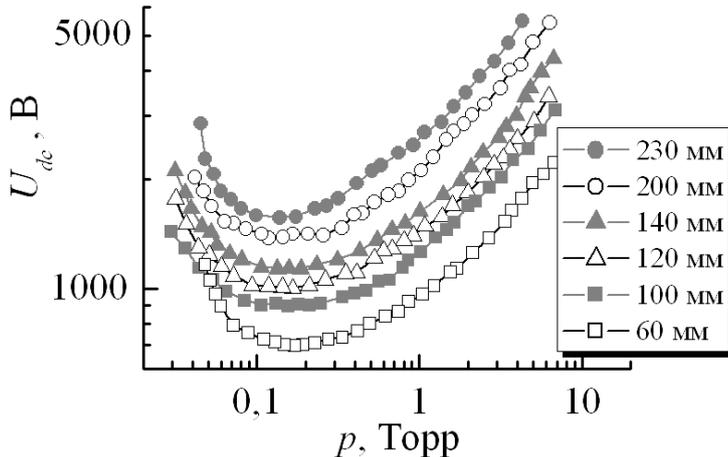


Рис.5. Экспериментальные кривые зажигания тлеющего разряда постоянного тока в азоте для расстояний $L = 60-230$ мм между электродами.

соответствует точке Столетова, где ионизационная способность электрона $\eta = \alpha/E = A/Be$ максимальна (A и B – константы, зависящие от сорта газа, а e – основание натуральных логарифмов). Разрядный промежуток пробивается при этом легче всего, потому что условия для размножения электронов оптимальны.

Из экспериментальных кривых зажигания тлеющего разряда постоянного тока в азоте при различных межэлектродных расстояниях L были получены зависимости минимального пробойного напряжения U_{min} от величины $(pL)_{min}$ (рис.6). Как видно из этого рисунка, для измеренных координат минимумов кривых зажигания имеем $U_{min} \propto (pL)_{min}$.

На рис.7 показана зависимость U_{min} от отношения L/R . Из рисунка следует, что U_{min} с ростом L/R

При $L/R > 1$ кривые зажигания с увеличением L смещаются в область не только более низких давлений газа, но и более высоких пробойных напряжений. Из рис.4 видно, что увеличение зазора L смещает кривые зажигания таким образом, что их минимумы лежат на одной прямой линии. То есть при $L/R > 1$ пробойное напряжение зависит не только от произведения pL , но и от отношения L/R , следовательно, нужно использовать модифицированный закон пробоя $U_{dc} = f(pL, L/R)$ [37-39].

Подобный вывод можно сделать и из экспериментальных результатов, представленных на рис.3 в работе [31] для неона. Автор [31] измерил кривые зажигания вблизи и слева от минимума и отметил, что увеличение расстояния между электродами L приводит к повышению напряжения пробоя U_{dc} . Однако из его результатов видно, что с ростом расстояния L кривые зажигания смещаются также в область более высоких значений pL (чему в [31] совершенно не было уделено внимания). Подобная линейная зависимость напряжения в минимуме кривой зажигания U_{min} от $(pL)_{min}$ была получена также авторами работ [37-39]. Следовательно, наблюдаемое в настоящей работе отклонение от закона Пашена хорошо подтверждается измерениями других авторов. Такое смещение кривых зажигания в область более высоких значений U_{dc} и pL при увеличении расстояния между электродами L связано с возрастанием потерь заряженных частиц на боковых стенках разрядной трубки из-за диффузии поперек электрического поля.

Поведение кривых зажигания изменяется при $L/R > 20$ (рис.5). В таких длинных трубках увеличение зазора L смещает кривые зажигания в область более высоких пробойных напряжений, в то время как минимумы кривых зажигания наблюдаются при практически неизменном давлении азота. Подобное поведение кривых зажигания разряда постоянного тока ранее никем не наблюдалось и является новым эффектом.

Как известно [1], в минимуме кривой зажигания значение отношения поля пробоя к давлению газа $(E_{dc}/p)_{min}$ равно B , где B – константа, зависящая от сорта газа, что

сохраняется постоянной только при $L/R \leq 1$. При дальнейшем увеличении расстояния между электродами L (следовательно, и величины L/R) наблюдается рост пробойного напряжения в минимуме кривой зажигания U_{min} . Зависимость давления газа p_{min} в минимуме кривой зажигания от L/R представлена на рис.8. Из формул для координат минимума кривой зажигания [1]

$$(pL)_{min} = \frac{e}{A} \ln(1+1/\gamma), \quad U_{min} = \frac{eB}{A} \ln(1+1/\gamma), \quad (1)$$

$$(E/p)_{min} = B$$

следует, что U_{min} и $(pL)_{min}$ определяются только сортом газа (константами A и B) и материалом электродов (коэффициентом вторичной ион-электронной эмиссии γ). Тогда для справедливости закона Пашена нужно, чтобы U_{min} и $(pL)_{min}$ не зависели от зазора L (величины отношения L/R). Из рис.7 и 8 следует, что такое возможно только при $L/R < 1$, когда U_{min} и $(pL)_{min}$ остаются постоянными. Следовательно, закон Пашена справедлив для зажигания разряда постоянного тока в цилиндрических камерах, длина которых не превышает радиуса трубки. В случае $L/R > 1$ необходимо пользоваться модифицированным законом Пашена $U_{dc} = f(pL, L/R)$ [37-39].

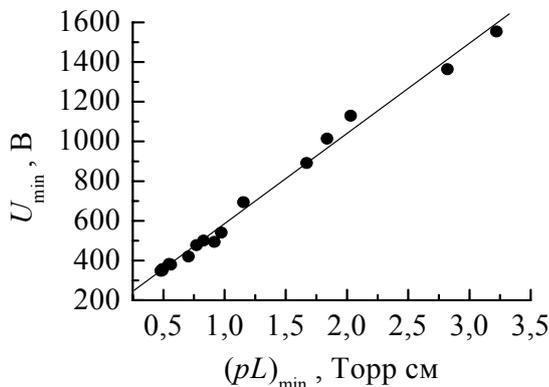


Рис.6. Зависимость U_{min} и от $(pL)_{min}$ для тлеющего разряда постоянного тока в азоте.

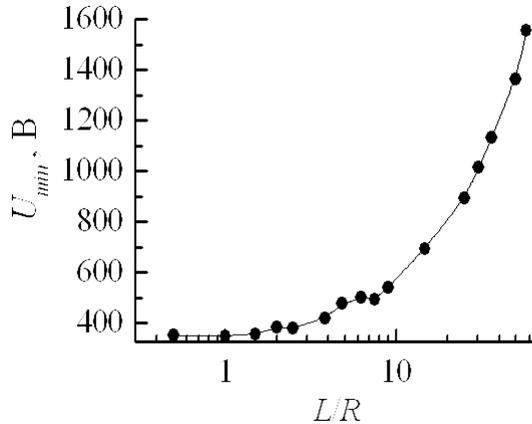


Рис.7. Зависимость напряжения в минимуме кривой зажигания U_{min} от отношения L/R .

Подставив в него выражения для дрейфовой скорости электронов, коэффициента диффузии и первого коэффициента Таунсенда, а также проинтегрировав по давлению газа, в [39] было получено условие для $(pL)_{min}$ в минимуме кривых зажигания

$$\frac{A_0}{e} (pL)_{min} = \frac{D_{e0}}{\mu_{e0}} \frac{(2,4)^2}{B_0 (pL)_{min}} \left(\frac{L}{R} \right)^2 + \frac{\gamma A_0}{e} (pL)_{min} \left\{ \exp \left[\frac{A_0}{e} (pL)_{min} - \frac{D_{e0}}{\mu_{e0}} \frac{(2,4)^2}{B_0 (pL)_{min}} \left(\frac{L}{R} \right)^2 \right] - 1 \right\}. \quad (5)$$

Из этого условия видно, что $(pL)_{min}$ зависит от отношения L/R .

На рис.8 показана зависимость давления газа в минимуме кривых зажигания от L/R , измеренная нами, а также рассчитанная из представленной выше формулы (5). Мы видим, что при малых L/R давление газа в минимуме обратно пропорционально зазору L . То есть для узких зазоров справедлив закон Пашена. Однако при более высоких $L/R > 1$ давление газа уменьшается гораздо медленнее, а при $L/R > 20$ давление газа в минимуме выходит на насыщение. При этом мы видим, что теоретические предсказания работ [39, 48] и наши результаты измерений удовлетворительно согласуются. Напомним, что теория [39, 48] учитывает только ионизацию,

Для того, чтобы объяснить полученные нами экспериментальные результаты, рассмотрим уравнение пробоя газа в однородном постоянном электрическом поле, полученное в работах [39, 48]. Авторы этих работ использовали уравнения баланса ионов и электронов

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = v_i n_e + V_i \frac{\partial n_i}{\partial z}$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = v_i n_e + D_e \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) - V_e \frac{\partial n_e}{\partial z} \quad (2)$$

с граничными условиями на катоде (C), аноде (A) и стенке разрядной трубки ($r = R$)

$$n_e \cdot V_{dc}|_C = \gamma \cdot n_i \cdot V_i|_C$$

$$n_e(r, z)|_A = 0$$

$$n_i \cdot V_i|_A = 0$$

$$n_e(r, z)|_{r=R} = 0. \quad (3)$$

Эти уравнения баланса учитывают ионизацию молекул газа электронным ударом с частотой v_i , диффузионный уход электронов по радиусу на стенки трубки с коэффициентом D_e , а также дрейфовое движение электронов и ионов вдоль оси трубки со скоростями V_e и V_i , соответственно (последние слагаемые в (2)). Используя граничные условия (3), в работах [39, 48] был получен критерий пробоя газа в постоянном электрическом поле в цилиндрической камере произвольных размеров

$$\alpha = \frac{D_e}{V_e} \left(\frac{2,4}{R} \right)^2 + \alpha \gamma \left\{ \exp \left[L \left(\alpha - \frac{D_e}{V_e} \left(\frac{2,4}{R} \right)^2 \right) \right] - 1 \right\}. \quad (4)$$

диффузионный уход электронов на стенки трубки и дрейфовое движение вдоль электрического поля, но не учитывает, например, возмущение начального распределения электрического поля зарядами, осевшими на стенке трубки. По-видимому, эти заряды на стенке трубки играют второстепенную роль в пробое газа (например, из-за их малой концентрации на поверхности трубки). Конечно, этот вопрос нуждается в уточнении.

ВЫВОДЫ

В данной работе было экспериментально исследовано зажигание тлеющего разряда постоянного тока в азоте при различных межэлектродных расстояниях между электродами в длинных разрядных трубках. Измерения проведены в трубке радиусом 4 мм, в то время как расстояние между электродами изменялось от 2 до 230 мм, т.е. при $L/R \leq 60$.

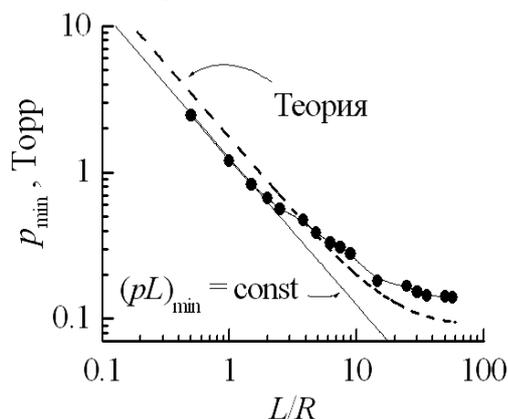


Рис.8. Зависимость давления в минимуме p_{\min} от отношения L/R .

Показано, что обычный закон Пашена справедлив только для коротких разрядных трубок, для которых $L/R \leq 1$.

При $L/R > 1$ увеличение зазора L смещает кривые зажигания $U_{dc}(p)$ в область более высоких пробойных напряжений и более низких давлений газа. При этом минимумы кривых зажигания на графике $U_{dc} = f(pL)$ лежат на одной прямой линии.

При $L/R > 20$ увеличение L смещает кривые зажигания в область более высоких пробойных напряжений, но их минимумы наблюдаются при практически неизменном давлении газа.

Найдено удовлетворительное согласие полученных в данной работе экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями работы [39]. При этом теория [39] учитывает ионизацию молекул электронным ударом, диффузионный уход электронов на стенки трубки, дрейфовое движение электронов и ионов в электрическом поле, а также ион-электронную эмиссию с поверхности катода. Такое согласие теоретических расчетов с экспериментальными данными позволяет сделать вывод, что, по-видимому, вклад других процессов (например, возмущение продольного электрического поля отрицательными зарядами, осевшими на стенке трубки) играет второстепенную роль при пробое газа в длинной разрядной трубке.

Полученные нами результаты могут найти применение при оптимизации газоразрядных гелий-неоновых, инфракрасных и рентгеновских лазеров, установок для разделения изотопов, источников УФ-излучения, озонаторов, ламп дневного света и т.д.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987. – 592 с.
2. Звельто О. Принципы лазеров. – М.: Мир, 1990. – 560 с.
3. Kunhardt E. E., Kim S.A. Capillary electrode discharge plasma display panel device and its manufacture // Patent JP2000021319. - 2000.
4. Kim D.-I., Kim S., Kokonaski W. Capillary discharge plasma display panel with optimum capillary aspect ratio // Patent US6545411. - 2003.
5. Khomich A.V., Soloshenko L.A., Tsiolko V.V., Mikhno I.L. Cold sterilization of medical devices and materials by plasma DC glow discharge // Proc. of the Int. Conf. on Gas Discharge & Their Appl. – Greifswald. – 1997. – P. 740-744.
6. Солошенко И.А., Циолко В.В., Хомич В.А., Щедрин А.И., Рябцев А.В., Баженов В.Ю., Михно И.Л. Применение тлеющего разряда низкого давления для стерилизации медицинских изделий // Физика плазмы.– 2000.– Т. 26, № 9.– С. 845–853.
7. Yu D. W., Kim S. Apparatus and method using capillary discharge plasma shower for sterilizing and disinfecting articles // Patent US2002187066. - 2002.
8. Ohira M. Capillary type ozonizer // Patent JP5147904. - 1993.
9. Kim S., Song S.-K., Yu D.W. Method and apparatus having pin electrode for surface treatment using capillary discharge plasma // Patent US2002100556. - 2002.
10. Kim S. Apparatus for plasma treatment using capillary electrode discharge plasma shower // Patent US2002092616. - 2002.
11. Lauer, J. L., Shohet J., Leon A., Ralph M., Esnault S., Malter J. S., von Andrian U. H., Control Of Uniformity Of Plasma Surface Modification Inside Of Small Diameter Polyethylene Tubing Using Microplasma Diagnostics // IEEE Trans. Plasma Sci. - 2005. - Vol. 33, №2. - P. 791-798.
12. Lee Y.-H., Yi Ch.-H., Chung M.-J., Yeom G.-Y., Characteristics of He/O₂ atmospheric pressure glow discharge and its dry etching properties of organic materials // Surface and Coatings Technology. - 2001. - Vol.146–147. - P. 474–479.
13. Ezoubtchenko A., Ohtsuki N., Akatsuka H., Suzuki M. Measurements of plasma parameters in the direct current discharge for isotope separation // Plasma Sources Sci. Technol. - 1998. - Vol.7, №2. - P. 136-140.
14. Akatsuka H., Ezoubtchenko A.N., Suzuki M. A numerical study of neon isotope separation in a dc discharge through a narrow capillary // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2000. - Vol.33, №8. - P. 948-959.
15. Yu D.W., Kim S., Becker K.H. Ultraviolet light source driven by capillary discharge plasma and method for surface treatment

- using the same // Patent US2003071571. - 2003.
16. Rocca J.J. Capillary discharge x-ray laser // Patent US2006262825. - 2006.
 17. Ben-Kish A., Shuker M., Nemirovsky R. A., Fisher A., Ron A., Schwob J. L., Plasma Dynamics in Capillary Discharge Soft X-Ray Lasers // Phys. Rev. Lett. - 2001. - Vol.87, №1. - P. 015002.
 18. Butler A., Spence D. J., Hooker S. M., Guiding of High-Intensity Laser Pulses with a Hydrogen-Filled Capillary Discharge Waveguide // Phys. Rev. Lett. - 2002. - Vol.89, №18. - P. 185003.
 19. Paschen F. Veber die zum Funkenubergang in Luft, Wasserstoff und Kohlensaure bei verschiedenen Drucken erforderliche Potentialdifferenz // Annalen der Physik und Chemie.- 1889.-Vol. 37, № 5.- P. 69-96.
 20. Druyvesteyn M.J., Penning F.M. The Mechanism of Electrical Discharges in Gases of Low Pressure // Rev. Modern Phys.- 1940.- Vol. 12, № 2.- P. 87-174.
 21. Энгель А. Ионизованные газы: Пер. с англ. -М.: Физматгиз, 1959. - 332с.
 22. Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах: Пер. с англ. - М.: ИЛ, 1960.- 605 с.
 23. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда: Пер. с англ. -М.: Атомиздат, 1961.-324 с.
 24. Lewellyn Jones M.A. Ionization Growth and Breakdown // Handbuch der Physik / ed S Flugge.- Berlin: Springer, 1956.- Vol. 22.- P. 1-52.
 25. Loeb L.B. Electrical Breakdown of Gases with Steady or Direct Current Impulse Potentials // Handbuch der Physik / ed S Flugge.- Berlin: Springer, 1956.- Vol. 22.- P 445-530.
 26. Phelps A.V., Petrovic Z.Lj. Cold cathode discharges and breakdown in argon: surface and gas phase production of secondary electrons // Plasma Sources Sci. Technol.- 1999.-Vol. 8.- P. R21-R44.
 27. Townsend J.S., McCallum S.P. Electrical properties of Neon // Phil. Mag.- 1928.- Vol. 6, № 38. - P. 857-878.
 28. Fricke H. Die Durchschlagsspannung von extrem reinem und trockenem Wasserstoff und Sauerstoff bei Drucken von 1 bis 60 Torr und Abstanden von 1 bis 35 mm und ihre Abweichung vom Paschenschen Gesetz // Zeitschrift fur Physik.- 1933.- Vol. 86, № 11. - P. 464-478.
 29. McCallum S.P., Klatzow L. Deviations from Paschen's Law // Phil. Mag.- 1934.- Vol. 17.- P. 279-297.
 30. Buttner H. Die Anfangscharakteristik der Townsend-Entladung in Edelgasen // Zeitschrift fur Physik.- 1939.- Vol. 111, № 11. - P. 750-769.
 31. Miller H.C. Breakdown potential of neon below the Paschen minimum // Physica.- 1964.- Vol. 30.-P. 2059-2067.
 32. Jacques L., Bruynooghe W. Measurement of Townsend ionization coefficients and the breakdown potentials in krypton // Proc. 15th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases.- Minsk.- 1981.-P. 609-610.
 33. Jacques L., Bruynooghe W., Boucique R., Wieme W. J. Experimental determination of the primary and secondary ionization coefficients in krypton and xenon // J. Phys. D: Appl. Phys. - 1986. -Vol. 19.- P. 1731-1739.
 34. Yumoto M., Sakai T., Ebinuma Y., Fujiwara Y., Aihara M. Measurement of breakdown voltage of electro-negative gas in the left region of the paschen minimum // Proc. 8th Int. Symp. on High Voltage Engineering.- Yokohama.- 1993.- P. 409-412.
 35. Auday G., Guillot P., Galy J., Brunet H.J. Experimental study of the effective secondary emission coefficient for rare gases and copper electrodes // J. Appl. Phys.- 1998.- Vol. 83, № 11.- P. 5917-5921.
 36. Ehrenkranz F. Spark Breakdown Potentials as a Function of the Pressure by the Plate Separation in A, N₂ and H₂ for Pt and Na Cathodes // Phys. Rev.- 1939.-Vol. 55.- P. 219-227.
 37. Лисовский В.А., Яковин С.Д. Модифицированный закон Пашена для зажигания тлеющего разряда в инертных газах // ЖТФ. - 2000. - Т. 70, № 6. - С. 58-62.
 38. Лисовский В.А., Яковин С.Д. Закон подобия при пробое газа низкого давления в однородном постоянном электрическом поле // Письма в ЖЭТФ. - 2000. - Т. 72, № 2. - С. 49-53.
 39. Lisovskiy V.A., Yakovin S.D., Yegorenkov V.D. Low-pressure gas breakdown in uniform dc electric field // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2000. - Vol.33, No.21. - P. 2722-2730.
 40. Туницкий Л.Н., Черкасов Е.М. О формировании разряда в трубках // ЖТФ. - 1969. - Т.39, №12. - С. 2173-2176.
 41. Абрамов В.П., Мазанько И.П. Волна ионизации при развитии разряда в длинных кюветах // ЖТФ. - 1980. - Т.50, №4. - С. 749-754.
 42. Horstman R.E., Oude Lansink F.M. The starting process in long discharge tubes // J. Phys. D: Appl. Phys. - 1988. - Vol.21, №7. - P. 1130-1136.
 43. Pitchford L.C., Peres I., Liland K.B., Boeuf J.P. The breakdown and glow phases during the initiation of discharges for lamps // J. Appl. Phys. - 1997. - Vol.82, №1. - P. 112-119.
 44. Kudrle V. Monte-Carlo simulation of the initial stage of the DC electrical breakdown of a gas // 25th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Prague, 1988. - P. 225-228.
 45. Brok W.J.M., Van Dijk J., Bowden M.D., Van der Mullen J.J.A.M., Kroesen G.M.W. A model study of propagation of the first ionization wave during breakdown in a straight tube containing argon // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2003. - Vol. 36, №16. - P. 1967 - 1979.
 46. Lay B., Moss R.S., Rauf S., Kushner M.J. Breakdown process in metal halide lamps // Plasma Sources Sci. Technol. - 2003. - Vol. 12, №1. - P. 8 - 21.
 47. Ling Y.-M., Zhu W. Theoretical analysis of gas breakdown characteristic through a narrow discharge tube // Jpn. J. Appl. Phys. - 1995. - Vol.34, №7. - P. 3671-3674.
 48. Kolobov V.I., Fiala A. Transition from a Townsend discharge to a normal discharge via two-dimensional modeling // Phys. Rev. E.- 1994.- Vol. 50, № 4.-P. 3018-3032.