

03;04

## О влиянии газодинамической структуры потока на параметры самостоятельного разряда. II

© Г.А. Баранов, С.А. Смирнов

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.Е. Ефремова,  
189631 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 15 октября 1998 г.)

Проведены расчеты предельной величины тока самостоятельного тлеющего разряда. В расчетах использованы двумерные уравнения течения вязкого колебательно-неравновесного газа и модель катодного слоя. Правильность приближений, положенных в основу модели катодного слоя, тестировалась по экспериментальным данным, полученным при аномальных и нормальных величинах тока. Рассмотрено влияние на предельный ток разряда, ламинарного и турбулентного режима течения газа, а также геометрических размеров канала.

### Введение

Неустойчивость поперечного разряда с секционированной катодной платой может проявляться в виде ярко светящихся шлейфов, отрастающих от некоторых катодов. Критичность условий в катодной области для развития неустойчивости разряда показана в ряде работ. Развитие контракции происходит, например, в результате автоэлектронной эмиссии [1], неоднородности окисной пленки на катоде [2], увеличения коэффициента ударной ионизации и коэффициента вторичной эмиссии, обусловленного увеличением концентрации метастабильных частиц [2].

Для разработки физико-математической модели, описывающей влияние газодинамической структуры потока на параметры разряда, целесообразно проведение экспериментов, а также их численный анализ при условиях, что на входе в разрядную камеру изменяется начальная температура газа, а плотность и скорость газа фиксированные. При этих условиях от начальной температуры газа зависит величина энерговклада в разряд, необходимая для уменьшения плотности газа на определенную величину. Следовательно, изменение начальной температуры газа позволяет изменять в области разряда степень разрежения газа при фиксированном энерговкладе и постоянных начальных условиях во всем температурном диапазоне. На этом фоне проще сопоставить структуру газового потока с уровнем энерговклада и режимом горения разряда. В данной работе не ставилась задача проведения детального анализа механизма развития неустойчивости разряда. За критерий развития неустойчивости разряда на отдельном катоде принималось достижение в катодном темном пространстве (КТП) максимальным значением  $E/N$  определенной величины. Отметим, что при неоднородной температуре газа максимум  $E/N$  может находиться на некотором расстоянии от поверхности катода. Распределение тока разряда по катодным элементам рассчитывалось по алгоритму, разработанному в [3]. С помощью данной модели проведен анализ экспериментальных данных работы [4].

Условие  $(E/N)_{\max} = \text{const}$  в определенной степени аналогично условию  $E_{y=0} = \text{const}$ , использованному при

идентификации неустойчивости [1,5]. В [5] исследовался разряд на палладиевом катоде, он был выполнен из проволоки диаметром 0.74 mm, заключенной в трубку из окиси алюминия. Измерения  $E_{y=0}$  в [5] не проводились, ее величина определялась из оценки величины падения потенциала в КТП и его толщины. При этом давление газа нормировалось по температуре, осредненной по высоте КТП, так как параметры КТП зависят не от абсолютной величины давления, а от плотности газа. Исходя из соотношения  $E_{y=0} = \text{const}$ , выполнявшегося при критических величинах тока в диапазоне давлений  $P_0 = 25-150 \text{ Torr}$ , был сделан вывод о развитии автоэмиссионной неустойчивости.

Более точные расчеты показывают, что для определения поля на поверхности катода нормировка давления газа по средней температуре груба. Температура поверхности катода по сравнению с остальной частью КТП при изменении тока изменяется незначительно. Поэтому в [5] поле на катоде при заданном давлении практически не зависело от распределения температуры газа в КТП. Оно могло определяться давлением газа, степенью аномальности тока. Величину поля, определяемого по аналогии с [5], обозначим  $E_S$ . Толщина КТП —  $d_S$ , определенная по средней плотности  $N_S$ , удовлетворяет условию  $N_S d_S \approx \text{const}$ . Исходя из линейности распределения поля в КТП имеем  $E_S \sim 2U_K/d_S = 2U_K N_S/(N_S d_S) \approx \text{const} N_S$ , где  $U_K \approx \text{const}$  — катодное падение потенциала. Таким образом, в [5] из условия  $E_S \approx \text{const}$  должно следовать условие  $E_S/N_S \approx \text{const}$ , где  $E_S$  — некоторая масштабная величина поля в КТП.

### Модель области катодного падения потенциала при неоднородной температуре газа

Из предыдущего обсуждения видна целесообразность разработки модели катодного слоя при неоднородной температуре газа. Моделирование катодной области и количественные оценки ее параметров проводятся при различных уровнях сложности и согласованности используемых приближений. В нашей работе уравнения

для оценки параметров в области катодного падения потенциала получены с использованием классических соотношений подобия, модифицированных к условиям неоднородной температуры газа. Степень достоверности получаемых результатов тестируется сравнением результатов расчетов с экспериментами.

Остановимся кратко на основных методах моделирования катодного слоя. Нелокальность функции распределения электронов (ФРЭ) по энергиям, вызванная сильной неоднородностью  $E/N$  в катодном слое, требует решения кинетического уравнения для электронов. Наиболее полное численное исследование ФРЭ в КТП можно провести методом Монте-Карло. Он был использован в работе [6] для расчета ФРЭ в области высоких полей. В области малых полей использовалось диффузионно-дрейфовое приближение. Расчеты проведены для КТП и отрицательного тлеющего свечения (ОТС). Метод Монте-Карло достаточно сложен и трудоемок. Более доступный метод решения кинетического уравнения был предложен в [7]. Этот метод также описывает эффекты нелокальности, но он позволяет моделировать также гидродинамическое приближение и диффузию электронов. На его основе в [8] была рассчитана слоистая структура катодного слоя, состоящего из КТП, ОТС, фарадеева темного пространства. Показана немонотонность изменения поля при переходе от КТП к положительному столбу. В КТП и ОТС получены две группы электронов: быстрые и медленные. Как и в [6], из-за ионизации атомов пучком быстрых электронов максимум скорости ионизации расположен за пределами КТП.

В [9] эффект нелокальности ФРЭ был учтен перенормировкой локального коэффициента Таунсенда

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{(-Bp/E)}. \quad (1)$$

Для учета зависимости скорости ионизации от значений поля на интервале  $x_l = (x - \Delta x_l, x)$ , причем

$$e \int_{x_l}^x E dx' = I \quad (2)$$

— потенциал ионизации, скорость ионизации записывалась в виде

$$Q(x) = \mu_e (n_e |E|)_{x=x-\Delta x_l} e^{-Bp/|E(x)|}. \quad (3)$$

Уравнения для напряженности поля и плотности тока — в виде

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi e (n_e - n_i), \quad (4)$$

$$\frac{dj_e}{dx} = \frac{dj_i}{dx} = Q - \beta n_e n_i, \quad (5)$$

где  $E$  — напряженность электрического поля;  $n_e$ ,  $n_i$ ,  $j_e$ ,  $j_i$  — концентрации и плотности тока электронов и ионов;  $\beta$  — коэффициент рекомбинации.

При плотности тока, близкой к нормальной, расчеты показали существенное влияние на ВАХ диффузии электронов, влияние нелокальности оказалось значительно меньше.

В [10] эффект нелокальности был учтен введением времени запаздывания между набором электроном энергии, необходимой для ионизации, и моментом ионизации. Это было сделано соответствующей перенормировкой коэффициента Таунсенда и изменением вида исходного уравнения

$$\frac{dj_e}{dx} = \alpha j_e(x). \quad (6)$$

В [9,10] вследствие учета нелокальности за пределами КТП расчеты давали локальный минимум напряженности электрического поля. Расчеты [10] для азота показали, что добиться согласия между падением потенциала  $U_N$  и экспериментальными данными можно подбором коэффициента вторичной эмиссии  $\gamma$ . Для нормальной плотности тока  $j_N$  этого сделать было нельзя. Отметим, что задача подбора  $\gamma$  возникала в каждой работе [6–10], а проблема согласованного расчета нормальной плотности тока окончательно пока не решена.

Таким образом, перенормировка коэффициента Таунсенда при диффузионно-дрейфовом (или просто дрейфовом (5)) приближении позволяет определить некоторые эффекты, связанные с нелокальностью ФРЭ. В то же время диффузионно-дрейфовое приближение, с локальным коэффициентом Таунсенда, дает неплохое согласие с экспериментальными данными вольт-амперной характеристики и распределением поля в КТП [11,12]. В принципе оно соответствует классической теории Энгеля–Штеенбека [13], результаты которой и в настоящее время широко используются для оценки параметров катодного слоя: катодного падения потенциала, плотности тока, толщины КТП. Основные положения теории Энгеля–Штеенбека не отвергаются результатами более сложных современных методов исследования. Последние позволяют рассчитать тонкую структуру катодного слоя, однако они пока сложны и не гарантируют получение достоверного результата.

Приведем более подробно основные положения теории Энгеля–Штеенбека, так как они потребуются нам для разработки используемой в данной работе модели КТП. Согласно ее положениям, для одномерного катодного слоя при однородной плотности газа в стационарном случае выполняются уравнение (5), а также условия

$$j_e + j_i = j; \quad j_{eK} = \gamma j_{iK} = \left[ \frac{\gamma}{1 + \gamma} \right] j, \quad (7)$$

где  $j$  — плотность тока в КТП;  $j_{eK}$ ,  $j_{iK}$  — электронная и ионная плотности тока на катоде.

Из (6) и (7) вытекает условие самоподдержания разряда

$$\int_0^d \alpha [E(x)] dx = \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right). \quad (8)$$

В теории решается система (1), (4), (6)–(8) при  $n_i \gg n_e$  и линейном распределении поля в КТП

$$E(x) = E_K \left(1 - \frac{x}{d}\right). \quad (9)$$

Распределение (9) подтверждено зондовыми измерениями, а также детальными расчетами некоторых ранее цитируемых работ. Решение (1), (6)–(9) в элементарных функциях не выражается, для получения наглядного результата вместо (9) для КТП используется приближение

$$E(x) = \text{const}, \quad (10)$$

его использование позволяет получить незначительно отличающиеся параметры катодного слоя [14]

$$\frac{E_K}{p} = \frac{B}{C + \ln pd}, \quad U_K = \frac{Bpd}{C + \ln pd},$$

$$C = \ln \frac{A}{\ln(1 + 1/\gamma)}. \quad (11)$$

При нормальной плотности тока выполняются законы подобия

$$U_N = \text{const}, \quad \frac{j_N}{p^2} = \text{const}, \quad d_N p = \text{const}, \quad (12)$$

где  $d$  — толщина катодного темного пространства,  $U$  — катодное падение потенциала, индекс  $N$  соответствует значениям при нормальной плотности тока.

При отклонении плотности тока от нормальной величины параметры КТП можно вычислить по формулам, а именно для безразмерных величин

$$\bar{U} = U/U_N, \quad \bar{E} = (E/p)/(E_N/p),$$

$$\bar{d} = (pd)/(pd)_N, \quad \bar{j} = j/j_N \quad (13)$$

(11) записывается в виде

$$\bar{j} = \frac{1}{\bar{d}(1 + \ln \bar{d})^2}, \quad \bar{U} = \frac{\bar{d}}{1 + \ln \bar{d}}, \quad \bar{E} = \frac{1}{1 + \ln \bar{d}}. \quad (14)$$

Соотношения (9), (12)–(14) будут использованы нами для разработки модели КТП при неоднородной плотности газа. Во всех ранее цитированных работах плотность газа в катодном слое принималась постоянной. Это справедливо при небольших давлениях газа. Наши оценки для системы азот–медный катод показали, что пренебрежение нагревом газа в КТП дает погрешность определения нормальной плотности тока на катоде. Например, при давлениях 1, 5, 10, 37.5 Торг отношение  $j/j_N$  соответственно равно 0.864, 0.761, 0.49, 0.271, где  $j$  — истинная плотность тока в катодном пятне,  $j_N$  определена из (12). Нагрев газа влияет на катодное падение потенциала и в аномальном режиме.

Число работ, посвященных исследованию катодного слоя при неоднородной плотности газа, невелико. Влияние температуры газа на состояние катодного слоя изучалось, например, в работах [15–19]. В [15] получена

аналитическая формула для расчета нормальной плотности тока. Для ее вывода использовался критерий подобия из (12), плотность газа приводилась к температуре, осредненной по высоте КТП. Зависимость коэффициента теплопроводности газа от температуры задавалась в виде  $\lambda \sim T^{0.5}$ . В [16] исследовался нестационарный катодный слой с использованием уравнений непрерывности для тока, уравнения Пуассона для электрического поля. Уравнения газодинамики в эйлеровой форме решались в упрощенном виде. В [17] численно решена согласованная система уравнений, включающая в себя нестационарные уравнения для непрерывности тока и движения вязкого теплопроводного газа, а также уравнение для распределения электрического поля.

Наш вывод формулы для распределения поля в КТП и других его параметров строится на анализе величин на отрезках КТП длиной  $\delta y_{i+1/2} = y_{i+1} - y_i$ , ограниченных фиктивными сечениями с номерами  $i = 1, M$ , где  $y$  — продольная координата катодной области. Полагаем, что при нагреве газа КТП трансформируется, при этом фиктивные сечения КТП передвигаются. В нормальном режиме они ”привязаны” к величине потенциала, а в аномальном режиме — к той же величине потенциала, измененной на интегральный коэффициент аномальности. Для каждого отрезка КТП при нормальной плотности тока выполняются преобразования координат и поля

$$\frac{E_{i+1/2}^N}{N_{i+1/2}^N} = \text{const}, \quad \delta y_{i+1/2}^N N_{i+1/2}^N = \text{const}. \quad (15)$$

Эти преобразования сохраняют вид уравнения (6)

$$dj/dy = \alpha j = jN(y)A \exp[-BN(y)/E(y)].$$

Действительно, с учетом (15) получаем

$$dj/dy = jy^*/dy \cdot N^*A \exp[-BN^*/E^*] \text{ или}$$

$$dj/dy^* = jAN^* \exp[-BN^*/E^*] = \alpha^* j.$$

Масштаб нормальной плотности тока в [14] получен из приближений  $j = en_+ \mu_+ E$ ;  $n_+ \approx (4\pi e)^{-1} dE/dy$ . Локальную производную поля запишем в виде  $dE/dy \sim \delta\varphi/(\delta y)^2$ . Разность потенциалов между двумя сечениями при малой степени аномальности удовлетворяет условию  $\delta\varphi = \text{const}$ . Использование (15) для локального масштаба нормальной плотности тока дает  $j_N = \mu_+ E^* N(y)^3 \delta\varphi/(dy^*)^2 \sim N^2(y)$ . Таким образом, при неоднородной плотности газа преобразования (15) позволяют сохранить форму практически для всех исходных соотношений теории Энегеля–Штеенбека, из которых были получены (11), (12), (14). Кроме того, из (15) следует

$$\int_{y_1}^y E dy = \int_{y_1^*}^{y^*} NE^*/N^* dy^* (N^*/N) = \int_{y_1^*}^{y^*} E^* dy^* = I,$$

т. е. при изменении длины отрезка между двумя фиксированными сечениями КТП энергия, набираемая на нем

электронами, не изменяется. Следовательно, выполняется условие подобия для (2). Исходные приближения согласуются также с [18] в том, что ФРЭ зависит от величины потенциала и локального поля.

Для разработки алгоритма расчета параметров КТП при неоднородной плотности газа и разной степени локальной аномальности были сформулированы также следующие положения.

1. Если ток на катоде занимает площадь, меньшую площади рабочей поверхности катода, то выполняется принцип минимума катодного падения потенциала, т.е. катодное пятно занимает такую площадь, при которой катодное падение минимально.

2. Локальная величина нормальной плотности тока удовлетворяет условию  $j_{i+1/2}^N \sim N^2$ .

3. Выполняются локальные аналоги параметрических зависимостей (14). Они позволяют найти поправки  $\bar{E}$  к локальной напряженности поля при отклонении локальной плотности тока от локального нормального значения  $\bar{j} = j_{i+1/2}/j_{i+1/2}^N$ ,  $\bar{j} = 1/\bar{\delta}/(1 + \ln \bar{\delta})^2$ ,  $\bar{E} = 1/(1 + \ln \bar{\delta})$ . Здесь  $j_{i+1/2}$  — реальное значение плотности тока.

Для расчета параметров КТП по нашей модели сначала необходимо вычислить локальные значения  $\bar{j}_{i+1/2}$ , по ним вычисляются локальные поправки на аномальность  $\bar{\delta}_{i+1/2} = \bar{\delta}(\bar{j}_{i+1/2})$  и  $\bar{E}_{i+1/2} = \bar{E}(\bar{\delta}_{i+1/2})$ . Нормированные отрезки КТП вследствие отклонения от нормального значения определяются как  $\delta y_{i+1/2} = \delta y_{i+1/2}^0 \bar{\delta} N_0/N$ , индекс 0 соответствует параметрам при исходной однородной плотности газа в КТП и его нормальным параметрам. Теперь толщину катодного слоя  $d$  можно вычислить по уравнению

$$\sum_{i=1}^{M-1} \delta y_{i+1/2}^0 = d_N = \sum_{i=1}^{M-1} \delta y_{i+1/2} N / (\bar{\delta} N_0)$$

или в пределе при  $M \rightarrow \infty$

$$\delta y_{i+1/2} \rightarrow 0 \int_0^d N(y) / [N_0 \bar{\delta}(y)] dy = d_N.$$

При отклонении плотности газа от однородного распределения сечение с координатой  $y_0$  перемещается в положение с координатой  $y$ , связь между координатами определяется уравнением

$$\int_0^y N(y) / [N_0 \bar{\delta}(y)] dy = y_0.$$

Аналогично локальное значение напряженности электрического поля определяется по формуле  $E_{i+1/2} = E_{i+1/2}^0 \bar{E} N / N_0$ , а функция распределения поля в КТП с учетом (9) и нормированных координат фиктивных сечений записывается в виде

$$E(y) = \frac{2U_N}{d_N} \frac{N(y)}{N_0} \bar{E}(y) \left( 1 - \int_0^y \frac{N(y)}{N_0 \bar{\delta}(y) d_N} dy \right). \quad (16)$$

В стационарном случае плотность, давление и температура связаны уравнением состояния  $p = NkT$ . Распределение температуры рассчитывается с использованием уравнения

$$\frac{d}{dy} \left( \lambda(T) \frac{dT}{dy} \right) + E j = 0. \quad (17)$$

За пределами КТП задавалось  $E/p = 0.1 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ , а давление в катодном слое — однородным по его высоте. Граничное условие на поверхности катода записывалось в виде  $T_{y=0} = T_i$ ,  $T_K$  — температура рабочей поверхности катода. На внешней границе расчетной области граничное условие задавалось по результатам расчетов температуры в пограничном слое потока с помощью системы уравнений [3].

В [19,20] для медного катода и азота с использованием (16), (17) было получено удовлетворительное согласие расчетных значений нормальной плотности тока с экспериментальными величинами [21,22]. Расчеты проведены в диапазоне давлений 37.5–300 Torr и дали для воздуха и медного катода при  $p = 22.5\text{--}45$  Torr значения, совпадающие с данными [23], в пределах точности эксперимента. Для смеси  $N_2\text{He}$  и медного катода получено хорошее совпадение с экспериментом [23] при  $p = 79.5$  Torr. Расчеты проведены с учетом сильной зависимости подвижности ионов азота практически только от концентрации азота. Это позволило заменить общую концентрацию атомов и молекул смеси на концентрацию молекул азота. Отметим, что из вида распределения отношения  $j/j_N(y)$  в КТП, где  $j$  — плотность тока в катодном пятне,  $j_N(y)$  — локальное значение нормальной плотности тока, следует, что при  $T_{y=0} \leq T_\infty$  вблизи катода  $j/j_N(y) < 1$ , а около внешней границы КТП  $j/j_N(y) > 1$ , т.е. при  $p > 1$  Torr говорить о нормальной плотности тока можно условно. Около катода реализуется поднормальный режим, около внешней границы КТП — аномальный. Распределение этих зон таково, что в сумме выполняется принцип минимума катодного падения потенциала.

В [19,20] представлены также результаты расчетов катодного падения потенциала в сильно аномальном режиме. Расчетные значения удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [24]. Эксперименты выполнены при  $p = 23, 40, 90$  Torr. Максимальная величина катодного падения потенциала для азота при  $p = 23$  Torr и медного катода была около 1500 V. Это показывает, что данная модель может быть использована для оценок параметров катодного слоя при неоднородной температуре газа в широком диапазоне давлений. В расчетах исходные значения  $U_N$ ,  $j_N/p^2$ ,  $pd_N$  выбирались в соответствии с экспериментальными данными, приведенными в [14]. Незвестная по литературным источникам величина  $pd_N$  для азота и медного катода была выбрана по совпадению расчетной нормальной плотности тока с экспериментальной. Подбор был проведен при произвольном давлении.

## Расчет зависимости предельного тока разряда от температуры газа

В работе [4] проведены экспериментальные исследования влияния температуры продольного и поперечного потока сухого воздуха и технического азота ( $\sim 2\%O_2$ ) на однородность разряда. При исследовании поперечного разряда анод был выполнен в виде медной пластины, десять медных катодов с рабочей поверхностью  $0.040 \times 0.15$  mm располагались с шагом по потоку 30 mm и подключались к источнику питания через сопротивление 18 k $\Omega$ . Размер разрядного промежутка был равен 30 mm. Варьирование температуры газа на входе в канал осуществлялось при постоянных величинах плотности и скорости потока газа. Для разряда в потоке технического азота со средней по сечению скоростью 90 m/s и приведенным к нормальной температуре давлением 80 Тор при температурах газа менее 190–200 K зажигался неоднородный разряд. При температурах 200–240 K появлялся однородный разряд, дальнейшее возрастание температуры приводило к увеличению тока перехода однородного разряда в неоднородный от 0 до 1.3  $\text{\AA}$ . В экспериментах при изменении температуры от 160 до 350 K напряжение разряда изменялось незначительно. Это объясняется тем, что в положительном столбе разряда выполнялось условие  $E/N = \text{const}$ , а на входе в канал сохранялась постоянной плотность газа.

Результаты экспериментов [3] показали, что неустойчивость разряда инициировалась в катодном слое. Исходя из подобия разрядных камер [3] и [4] при анализе экспериментальных данных [4] полагаем, что неустойчивость разряда развивалась в областях катодного падения потенциала. В алгоритме расчета предельного тока разряда было учтено постепенное увеличение числа работающих катодов, согласованное с увеличением полного тока разряда. По аналогии с реальным процессом предполагалось, что после пробоя разряд зажигается сначала на последних катодах. Затем с увеличением напряжения источника питания возрастают токи работающих катодов и напряжение обесточенных катодов, расположенных выше по потоку. После достижения потенциалом обесточенных катодов пробойного значения происходит пробой газа с дополнительного верхнего катода. Одновременно с новым пробоем напряжение источника питания падает, так как увеличивается нагрев газа в областях разряда, расположенных ниже по потоку, и, следовательно, уменьшается напряженность электрического поля. Этот процесс последовательного зажигания разряда вверх по потоку продолжается до тех пор, пока на некотором катоде не реализуются критические условия для развития неустойчивости разряда.

Предполагалось, что неустойчивость области катодного падения потенциала развивается при достижении в ней величиной  $E/N$  определенного значения, одинакового для всех начальных значений температуры газа. От величины  $E/N$  зависят скорости объемных процессов с участием электронов, для типичных условий они не

зависят от концентрации электронов, а следовательно, и от плотности тока [25]. Принятое условие независимости критической величины  $E/N$  от температуры газа объясняется тем, что плотность газа, а следовательно, и начальные условия в катодной области не зависели от начальной температуры.

Расчет распределений температуры азота в области разряда и токов по катодам выполнен с использованием уравнений неравновесной газодинамики при  $E/p_* = 28.8 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Tor})$ . При этом значении  $E/p_*$  напряжение разряда находилось в пределах погрешности экспериментальных данных [4]. По аналогии с результатами наших экспериментов проведенных в воздухе, величина пробойного значения напряженности поля была задана в 1.32 раза больше рабочего значения. Расчет параметров области катодного падения потенциала и распределения в нем температуры газа выполнен с использованием уравнений (16), (17). Так же как и в [19], предполагалось, что катодное темное пространство расширяется в направлении анода, в данном случае под углом 45°.

На рис. 1 приведены распределения температуры газа в катодной области при двух значениях начальной температуры азота  $T_0 = 150$  и 350 K, при токе  $I = 250$  mA и приведенном к нормальной температуре давлении  $p = 80$  Тор. Видно, что чем меньше начальная температура, тем больше перегрев газа в катодном слое, так как с уменьшением начальной температуры для изменения плотности газа на заданную величину требуется меньшее изменение температуры, а чем больше разрежение газа в катодном слое, тем выше степень его аномальности и выше уровень джоулевого тепловыделения. На рис. 2 приведено распределение отношения напряженности электрического поля в области катодного падения потенциала к локальному значению приведенного к нормальной температуре давления  $(E/p_*)_K$ . Параметры  $E/N$  и

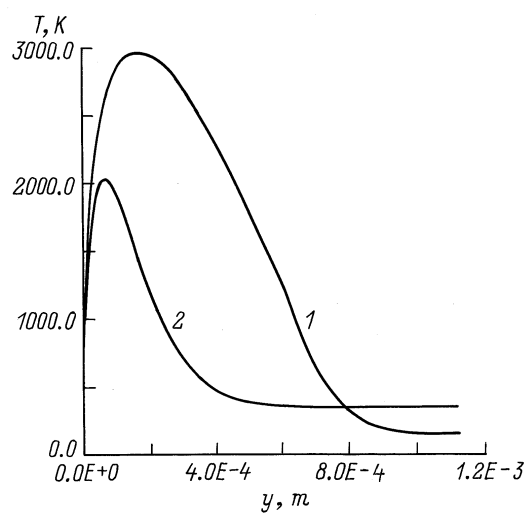


Рис. 1. Распределение в области катодного падения потенциала температуры газа:  $p^* = 80$  Тор,  $I = 0.23$  A;  $T_0 = 150$  (1), 350 K (2).

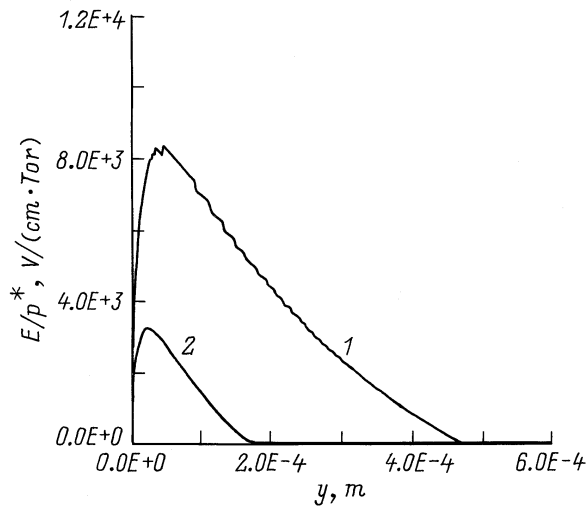


Рис. 2. Распределение в области катодного падения потенциала величины  $(E/p^*)_K$  при  $p^* = 80$  Тор,  $T_0 = 150$  (1), 350 К (2).

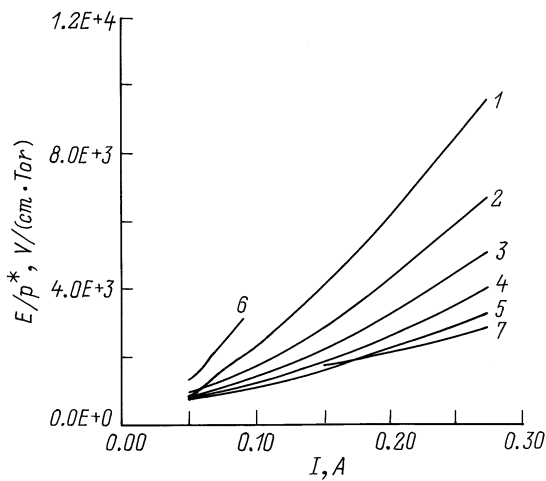


Рис. 3. Зависимость от тока катодного элемента максимальной величины  $(E/p^*)_K$  при  $p^* = 80$  (1–5), 40 (6), 160 Тор (7);  $T_0 = 150$  (1), 200 (2), 250 (3), 300 (4), 350 (5, 7), 120 К (6).

$(E/p^*)_K$  однозначно связаны между собой. В отличие от линейного распределения поля в катодном темном пространстве реализуемого при постоянной плотности газа при неоднородной плотности газа максимум  $(E/p^*)_K$  формируется не на поверхности катода, а внутри области катодного падения потенциала.

На рис. 3 приведены зависимости от тока катода максимальной величины  $(E/p^*)_K$ . Горизонтальной прямой обозначен принятый нами критический уровень. Предполагалось, что неоднородность разряда нарушается при достижении на отдельном катоде параметром  $(E/p^*)_K$  значения, соответствующего максимальному значению  $(E/p^*)_K$  при  $T_0 = 350$  К,  $I = 242$  мА. Из рис. 3 видно, что с уменьшением начальной температуры увеличивается степень аномальности катодного слоя и

заметно уменьшается критическая величина тока. При  $T_0 = 160$  К критический уровень  $(E/p^*)_K$  достигается уже при  $I = 122$  мА. Эта величина примерно равна скачку тока при пробое разрядного промежутка. Действительно, исходя из разницы пробойного и рабочего значений напряженности электрического поля скачок тока на катоде при пробое газа вычисляется по формуле

$$\Delta I \approx 0.32 \left( \frac{E}{p^*} \right) \frac{H p^*}{R_i}, \quad (18)$$

при давлении  $p^* = 80$  Тор он равен 123 мА. Поэтому при температурах, меньших  $T_0 = 160$  К, однородный разряд не зажигался. Выбранный критический уровень  $(E/p^*)_K$  дает согласие с другими данными работы [4]. Например, в [4] при увеличении  $p^*$  от 40 до 160 Тор критическая температура возросла от 120 до 350 К. Скачки тока пробоя, определенные по (18) при  $p^* = 40$  и 160 Тор, равны  $\Delta I = 61$  и 246 мА соответственно. Из рис. 3 видно, что при  $p^* = 40$  Тор,  $T_0 = 120$  К;  $p^* = 160$  Тор,  $T_0 = 350$  К критические токи катода равны 82 и 267 мА, т.е. достаточно близки к скачкам тока при пробое разрядного промежутка.

На рис. 4 приведены расчетные зависимости и экспериментальные значения [4] максимального суммарного тока разряда, при котором существовал однородный разряд. Видно, что, так же как и в эксперименте, увеличение начальной температуры газа вызывает рост предельного тока разряда. Одновременно с ростом тока возросло число катодов, на которых происходил пробой газа с однородным режимом горения. Если при  $T_0 = 150$  К разряд не "зажигался" ни на одном из катодов, то при  $T_0 = 350$  К он горел со всех десяти. Расчетные значения предельного тока близки к уровню нижней гра-

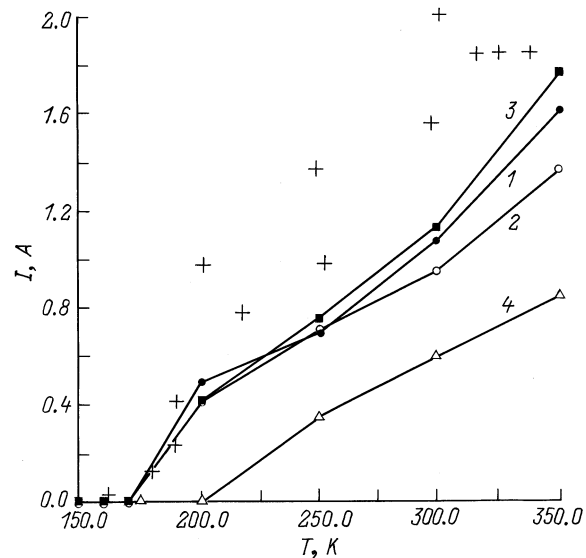


Рис. 4. Зависимость предельного тока разряда от температуры газа: + — эксперимент; 1, 2, 4 — ламинарный пограничный слой; 3 — турбулентный пограничный слой;  $H = 0.03$  (1–3), 0.048 м (4);  $L = 0.1$  (1, 4); 1 м (2, 3).

ницы области экспериментальных значений [4]. Расчеты также показали, что устойчивость разряда зависит от параметров потока и геометрических размеров канала. При увеличении длины участка канала, подключенного к разрядной камере, от  $L = 0.1$  до  $1.0$  m предельный ток разряда уменьшился. Переход от ламинарного режима течения в пограничном слое к турбулентному в данном случае несколько увеличил предельный ток разряда. Увеличение высоты канала от  $0.03$  m до  $0.048$  m при сохранении начальных значений плотности и скорости газа существенно, почти в два раза, уменьшило предельный ток и увеличило критическую температуру. Это не противоречит результатам [26].

Если бы мы предположили, что механизм развития неустойчивости разряда имеет чисто автоэмиссионный характер, то согласование расчетных и экспериментальных данных значительно ухудшилось, так как в данных условиях напряженность поля на поверхности катода слабо зависела от тока и практически не зависела от начальной температуры газа. Переход от однородного режима горения к неоднородному нами был связан с уровнем  $(E/p_*)_K = 2734 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Tor})$  в области катодного падения потенциала. Если предположение о существовании критического уровня  $(E/p_*)_K$  принципиально верно, то его абсолютная величина может зависеть от конкретных условий.

## Выводы

Модификация основных соотношений теории Энгеля–Штеенбека позволяет исследовать влияние неоднородного распределения плотности газа на параметры КТП. Влияние неоднородности плотности возрастает по мере увеличения давления и существенно при давлениях более  $5 \text{ Tor}$ . Расчеты с изменением начальной температуры газа показали, что при заданном токе катода перегрев газа в КТП и степень его аномальности возрастают при уменьшении начальной температуры газа. В поперечном потоке с уменьшением температуры газа на входе в канал происходит увеличение неоднородности в распределении тока разряда по катодам. Эти процессы определяют появление критической температуры газа, ниже которой однородный разряд не зажигается. Распределение тока по катодам и плотность тока в области катодного падения потенциала могут определять характер зависимости предельного тока разряда от газодинамической структуры потока и параметров канала. С этими характеристиками может быть связано влияние на устойчивость разряда режима течения газа в пограничных слоях потока (ламинарный, турбулентный), высоты канала, длины участка канала, расположенного перед разрядной камерой.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 95-01-00619.

## Список литературы

- [1] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с.
- [2] Акишев Ю.С., Нанартович А.П., Пашкин С.В. и др. // ТВТ. 1984. Т. 22. № 2. С. 201–207.
- [3] Баранов Г.А., Смирнов С.А. // ЖТФ. 1999. Т. 69. В. 11. С. 42–48.
- [4] Пашкин С.В., Перетяцько П.И. // КЭ. 1991. Т. 5. № 5. С. 1159–1160.
- [5] Boyle W.S., Howorth F.E. // Can. J. Phys. 1956. Vol. 24. P. 1466–1470.
- [6] Швейгерт В.А., Швейгерт И.В. // ТВТ. 1989. Т. 27. С. 23–29.
- [7] Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 3. С. 319–323.
- [8] Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н. // ТВТ. 1991. Т. 29. № 6. С. 1041–1052.
- [9] Бронин С.Я., Колобов В.М. // Тез. докл. VI Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Л., 1989. Т. II. С. 149–151.
- [10] Мойжес Б.Я., Немчинский В.А. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 4. С. 22–29.
- [11] Гадьяк Г.В., Насыров К.А., Швейгерт В.А., Уузэма О.У. // Препринт ИТПМ. № 30-85. Новосибирск, 1985.
- [12] Гадьяк Г.В., Швейгерт В.А., Уузэма О.У. // Изв. СО АН СССР. 1988. Т. 21. Вып. 6. С. 41–48.
- [13] Энгель А., Шеенбек М. Физика и техника электрического разряда. Пер. с нем. М.; Л.: ОНТИ, 1936.
- [14] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [15] Бронин С.Я., Колобов В.М., Сушков В.И. и др. // ТВТ. 1980. Т. 18. С. 46–52.
- [16] Лобанов А.Н., Лондер Я.И., Менахин Л.П. и др. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 10. С. 1959–1965.
- [17] Фомин В.М., Шаимова И.В., Швейгерт В.А. // Тез. докл. II Всесоюз. совещания по физике электрического пробоя газов. Тарту, 1984. С. 178–180.
- [18] Ульянов К.Н., Чулков В.В. // Там же. С. 172–173.
- [19] Смирнов С.А. // Материалы конф. "Физика и техника плазмы". Минск, 1994. Ч. 1. С. 168–171.
- [20] Смирнов С.А. // Препринт НИИЭФА. М.: ЦНИИАТО-МИНФОРМ, 1993. № П-0918. 64 с.
- [21] Грачева Е.В., Колчин К.И., Прозоров Е.Ф. и др. // Физика плазмы. 1988. Т. 26. № 4. С. 644–650.
- [22] Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. М.: ИЛ, 1960.
- [23] Беляков Ю.М., Гайсин Ф.М., Даутов Г.Ю. и др. // ТВТ. 1986. Т. 24. № 4. С. 802–803.
- [24] Акишев Ю.С., Баиадзе К.В., Вецко В.М. и др. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 8. С. 999–1006.
- [25] Велихов Е.П., Голубев В.С., Пашкин С.В. // УФН. 1982. Т. 137. Вып. 1. С. 117–150.
- [26] Артамонов А.В., Блохин В.И., Веденов А.А. и др. // КЭ. 1977. Т. 4. С. 581–587.