

03;04

## Переход к затрудненному разряду и резкому изменению вольт-амперной характеристики при нагреве газа в коротком (без положительного столба) тлеющем разряде высокого давления

© Е.А. Богданов, А.А. Кудрявцев, А.С. Чирцов

Санкт-Петербургский государственный университет,  
198504 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: akud@ak2138.spb.edu

(Поступило в Редакцию 13 апреля 2010 г.)

Исследовано формирование тлеющего разряда высокого давления для условий, когда стандартный сценарий развития состоит в переходе от нормального к аномальному разряду. Показано, что нагрев газа и уменьшение его плотности могут приводить к переходу на вольт-амперную характеристику затрудненного разряда, развивающегося по левой ветви кривой Пашена с сильным ростом напряжения и ограничением плотности тока.

Научный и практический интерес к тлеющим разрядам высокого давления во многом определяется тем обстоятельством, что их эксплуатация не требует использования дорогостоящей и габаритной вакуумной техники. Это позволяет резко удешевить и упростить эксплуатацию приборов и устройств, использующих на практике такие разряды.

В экспериментах стабильное горение разрядов при высоком давлении реализуется лишь при сравнительно малых размерах последних, что связано со следующими важными обстоятельствами. Как известно (см., например, [1]), оптимальные условия зажигания и горения тлеющих разрядов реализуются в районе минимума кривой Пашена (точка Столетова) и соответствуют значению параметра  $pL \approx 0.5-5 \text{ см} \cdot \text{Торр}$ , где  $p$  — давление газа,  $L$  — межэлектродный зазор. Поэтому если при низком давлении  $p \approx 1 \text{ Торр}$  характерный размер используемой разрядной области составляет сантиметры и больше, то при высоком давлении ( $p = 100-760 \text{ Торр}$ ) эти условия соответствуют миллиметровым и менее (микронным) размерам. Такие миниатюрные разряды (микроразряды, подробнее см., например, [2,3]), при прочих равных условиях характеризуются повышенным удельным энерговыделением. Поскольку условия теплоотвода при повышении давления ухудшаются, следствием этого является более сильный, по сравнению с разрядами при низких давлениях, нагрев газа [1-3].

Факт увеличения температуры газа в разрядах высокого давления, когда в гибели зарядов начинают преобладать не уход на стенки и электроды, а объемные процессы, известен давно и хорошо изучен для протяженных разрядов с положительным столбом (см., например, [1,4]). В результате многочисленных исследований было установлено, что в этом случае развитие тепловых неустойчивостей приводит к падающей вольт-амперной характеристике (ВАХ) столба и

как следствие — к срыву стабильного горения разряда.<sup>1</sup>

Поэтому используемые на практике стабильные разряды высокого давления с растущей ВАХ обычно имеют длину  $pL < 10-20 \text{ см} \cdot \text{Торр}$ , когда ярко выраженный однородный положительный столб (Positive Column, PC) отсутствует [2,3]. В тех случаях, когда длина таких разрядов (микроразрядов) превышает размеры прикатодной области, состоящей из катодного слоя (Cathode Film, CF), отрицательного свечения (Negative Glow, NG) и фарадеева темного пространства (Faraday Dark Space, FDS), можно говорить лишь о переходной к PC-области, которая обычно характеризуется неоднородным распределением электрического поля.

К сожалению, несмотря на практический интерес к микроразрядам, связанный с возможностью стабильной работы, влияние нагрева газа на их характеристики изучено недостаточно.

В настоящей работе выполнены одномерные (1D) симуляции микроразрядов в аргоне при давлении  $p = 300 \text{ Торр}$  и межэлектродных промежутках  $L = 0.1$  и  $0.333 \text{ мм}$ . Показано, что в результате нагрева газа и уменьшении его плотности происходит переход к затрудненному (obstructed) условиям горения разряда (другими словами, после зажигания разряда на правой ветви кривой Пашена в процессе роста тока, сопровождающегося нагревом газа, происходит переход разряда на „другую ВАХ“, соответствующую горению на левой ветви кривой Пашена). Это приводит к парадоксальному поведению ВАХ разряда, связанному с ограничением его тока при увеличении напряжения горения, когда рост напряжения уже не только не приводит к росту тока, но может даже и уменьшать его.

<sup>1</sup> На практике создание протяженных (с положительным столбом) разрядов высокого давления оказалось возможным лишь с применением специальных средств, таких как прокачка газа, переход к импульсному режиму питания и т.п.

Таблица 1.

Тип иона	Энергия, eV	Компоненты эффективного уровня
Ar	0	$2p^1S_0$
Ar*	11.578	$4s[3/2]_2, 4s'[1/2]_0$
Ar*	11.726	$4s[3/2]_1, 4s[1/2]_1$
Ar**	13.171	$4p[1/2]_1, 4p[5/2]_3, 4p[5/2]_2, 4p[3/2]_1, 4p[3/2]_2,$ $4p[1/2]_0, 4p'[3/2]_1, 4p'[3/2]_2, 4p'[1/2]_1, 4p'[1/2]_0$
Ar <sup>+</sup>	15.76	Ar <sup>+</sup> (основное состояние)
Ar <sub>2</sub> *	12.2	Ar <sub>2</sub> ( <sup>3</sup> Σ <sub>u</sub> <sup>+</sup> ), Ar <sub>2</sub> ( <sup>1</sup> Σ <sub>u</sub> <sup>+</sup> )
Ar <sub>2</sub> **	13.42	Объединение многих разлетных и слабосвязанных термов
Ar <sub>2</sub> <sup>+</sup>	14.53	Ar <sub>2</sub> <sup>+</sup> (основное состояние)
Ar <sub>3</sub> <sup>+</sup>	14.33	Ar <sub>3</sub> <sup>+</sup> (основное состояние)

При симуляциях использовался вариант гибридной модели, которая использовалась ранее при 1D- и 2D-моделировании различных газовых разрядов [5–8]. Для тяжелых частиц решаются уравнения непрерывности с описанием пространственного переноса в диффузионно-дрейфовом приближении с учетом объемных процессов их рождения и гибели. В использованной плазмохимической модели аргона учитывалось 3 эффективных возбужденных атомарных уровня, 2 эксимерных уровня и 3 сорта ионов. Данные об учитываемых сортах частиц приведены в табл. 1.

Набор используемых плазмохимических процессов для аргона высокого давления представлен в табл. 2.

Для электронов коэффициенты подвижности и диффузии, а также константы процессов с их участием вычисляются сверткой сечений столкновений с функциями распределения (ФРЭ), полученными путем решения локального уравнения Больцмана. Графики используемых сечений столкновений электронов с атомами аргона представлены на рис. 1.

При нахождении ФРЭ в локальном кинетическом уравнении учитывались нагрев электронов в электрическом поле и изменение их энергии за счет упругих и неупругих столкновений. Температура электронов  $T_e$  (понимается как  $2/3$  средней энергии всего ансамбля) находится из уравнения баланса энергии электронов. Более подробная формулировка самосогласованной системы уравнений, описание итерационной численной схемы и методов решения приведены в [5–8].

Для учета влияния нагрева газа совместно с исходной системой уравнений решалось уравнение баланса тепла

$$c_p \frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + \nabla(-\lambda \nabla T) = P = e \Gamma_i \cdot \mathbf{E} + \frac{3}{2} \delta v_{ea}(T_e - T)n_e, \quad (1)$$

где  $c_p$  — коэффициент теплоемкости при постоянном давлении,  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности аргона,  $P$  — плотность мощности нагрева газа. С физической точки зрения увеличение температуры происходит за счет передачи энергии атомам газа в результате их

столкновений с электронами и ионами. Из-за того что ионы — тяжелые частицы, практически вся энергия, получаемая ими от поля, за счет перезарядки на нейтральных атомах идет на нагрев газа (первый член в правой части (1)). В то же время упругие столкновения электронов, в результате которых газ нагревается (второй член в правой части (1)), составляют лишь часть от их джоулева нагрева в электрическом поле. В рассматриваемых условиях нагрев газа в слое значительно превосходит нагрев в плазме со слабым полем. Для уравнения (1) на стенках камеры заданы граничные условия в виде постоянной температуры ( $T_g = 300$  К),

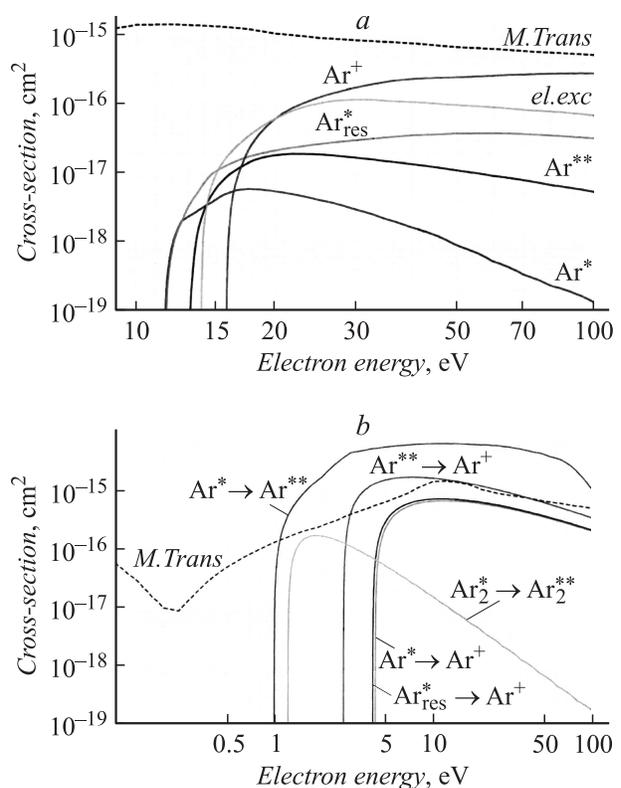


Рис. 1. Используемые сечения переходов с основного состояния атома аргона — а. Прочие сечения в используемой плазмохимической модели аргона — б.

Таблица 2.

Реакция	Константа	Комментарий
$e + Ar \rightarrow e + Ar$ $e + Ar \leftrightarrow e + Ar^*$	Свертка ФРЭ с сечением То же	Упругое рассеяние Возбуждение метастабильного уровня
$e + Ar \leftrightarrow e + Ar_r^*$	» »	Возбуждение резонансного уровня
$e + Ar \leftrightarrow e + Ar^{**}$ $e + Ar \leftrightarrow 2e + Ar^+$ $e + Ar^* \leftrightarrow e + Ar^{**}$	» » » » » »	Возбуждения Прямая ионизация Ступенчатое возбуждение
$e + Ar^* \leftrightarrow 2e + Ar^+$ $e + Ar_r^* \leftrightarrow 2e + Ar^+$ $e + Ar^{**} \leftrightarrow 2e + Ar^+$ $e + Ar \rightarrow e + Ar,$ $\Delta\epsilon = 13.91 \text{ eV}$	» » » » » » » »	Ступенчатая ионизация » » » »
$Ar + Ar^{**} \rightarrow Ar + Ar^*$	$k_{11} = 4 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	Остаток от полного возбуждения (входит только в уравнение баланса энергий электронов)
$e + Ar^* \rightarrow e + Ar_r^*$ $e + Ar_2^* \rightarrow e + Ar_2^{**}$	$k_{12} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ Свертка ФРЭ с сечением	Девозбуждение атомным ударом Перемешивание Ступенчатое возбуждение эксимерного уровня
$Ar_2^+ + e \rightarrow Ar + Ar^{**}$ $Ar_3^+ + e \rightarrow 2Ar + Ar^{**}$ $2Ar + Ar^+ \rightarrow Ar + Ar_2^+$ $2Ar + Ar_2^+ \rightarrow Ar + Ar_3^+$ $Ar + Ar_3^+ \rightarrow 2Ar + Ar_2^+$ $Ar + Ar_2^{**} \rightarrow 2Ar + Ar^*$ $2Ar + Ar^* \rightarrow Ar + Ar_2^*$ $2Ar^* \rightarrow Ar + Ar^+ + e$	$k_{14} = 1.1 \cdot 10^{-7} T_e^{-1/2} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ $k_{15} = 2.1 \cdot 10^{-7} T_e^{-1/2} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ $k_{16} = 2.5 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ $k_{17} = 6 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ $k_{18} = 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ $k_{19} = 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ $k_{20} = 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ $k_{21} = 1.2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	Рекомбинация » Ионная конверсия » » » » Конверсия Конверсия в эксимеры Пеннинговская ионизация
$2Ar^{**} \rightarrow Ar + Ar^+ + e$ $2Ar_r^{**} \rightarrow Ar + Ar^+ + e$ $Ar^* + Ar^{**} \rightarrow Ar + Ar^+ + e$ $Ar^* + Ar_r^* \rightarrow Ar + Ar^+ + e$ $Ar^* + Ar_2^* \rightarrow 2Ar + Ar^+ + e$ $Ar_r^* + Ar_2^* \rightarrow 2Ar + Ar^+ + e$ $2Ar_2^* \rightarrow 2Ar + Ar_2^+ + e$ $Ar_2^* \rightarrow 2Ar$ $Ar_2^{**} \rightarrow Ar + Ar^*$ $Ar^{**} \rightarrow Ar^*$ $Ar_r^* \rightarrow Ar$	$k_{22} = 1.2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ $k_{23} = 1.2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ $k_{24} = 1.2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ $k_{25} = 1.2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ $k_{26} = 1.2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ $k_{27} = 1.2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ $k_{28} = 1.2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ $k_{29} = 3.8 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ $k_{30} = 10^{11} \text{ s}^{-1}$ $k_{31} = 3 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ $k_{32} = 3.33 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$	» » » » » » » » » » » » » » » » Излучение » » » » » »

Примечание. ФРЭ — Функция распределения электронов.

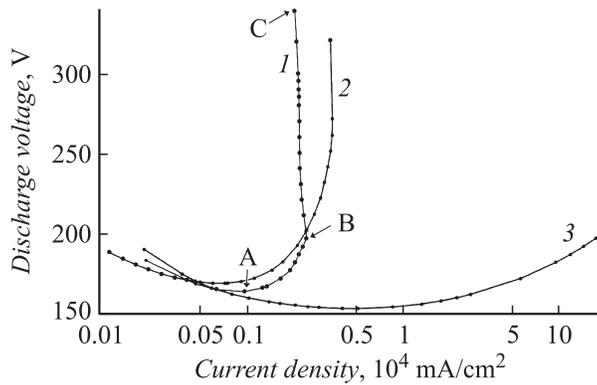
т.е. полагалось, что катод и анод теплоизолированы. Коэффициент вторичной эмиссии  $\gamma$  на катоде полагался равным 0.1.

Моделирование проводилось для микроразрядов в аргоне при давлении  $p = 300 \text{ Torr}$  с межэлектродным промежутком  $L = 0.1$  и  $0.333 \text{ mm}$ . Эти условия по параметру  $pL = 3$  и  $10 \text{ cm} \cdot \text{Torr}$  соответствует условиям работы [5] для разряда в аргоне при низких давлениях (3 и 6 Torr при  $L = 1 \text{ cm}$ ). Выполненные предварительные симуляции в условиях, подобных исследованным

ранее в работе [6], показали их хорошее соответствие экспериментальным данным, т.е. использованный вариант модели адекватно описывает основные свойства разряда.

На следующем этапе были проведены симуляции для условий, типичных для современных микроразрядов высокого давления [2,3].

На рис. 2 приведены три ВАХ (зависимости напряжения от плотности разрядного тока) в аргоне при давлении  $p = 300 \text{ Torr}$ . Кривая 3 соответствует расчету



**Рис. 2.** Рассчитанные вольт-амперные характеристики  $U(j)$ : 1 — с учетом нагрева газа для давления  $p = 300$  Торг и межэлектродного расстояния  $L = 0.1$  мм; 2 — с учетом нагрева газа для давления  $p = 300$  Торг и межэлектродного расстояния  $L = 0.333$  мм; 3 — для давления  $p = 300$  Торг и межэлектродного расстояния  $L = 0.1$  мм, без учета нагрева газа. Буквами А, В и С обозначены характерные точки на кривой 1, обсуждаемые в тексте.

без учета нагрева для  $L = 0.1$  мм, две других (кривые 1 и 2) для расчетов с учетом нагрева газа — для  $L = 0.1$  и  $0.333$  мм соответственно.

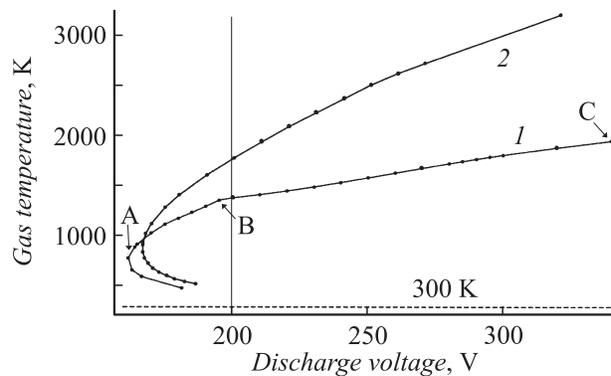
Расчетная ВАХ, полученная без учета нагрева газа, имеет стандартный вид, соответствующий классической ВАХ разряда низкого давления, пробиваемого на правой (относительно точки минимума) ветви кривой Пашена с  $pL > (pL)_m$  (кривая 3 на рис. 2). Минимум напряжения соответствует нормальному разряду с плотностью тока  $j_n \approx 100 \mu\text{A}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})^2$ , которая близка к табличным литературным значениям для аргона [1]. Меньшие плотности тока соответствуют поднормальному, а большие — соответственно аномальному разряду, так что  $j$  однозначно определяет разрядное напряжение (и прочие параметры). Поэтому плотность тока  $j$  удобно брать в качестве независимой переменной для представления всей ВАХ от таунсендовского до аномального разряда (см., например, [1]).

ВАХ с учетом нагрева газа (кривые 1 и 2 на рис. 2) сначала также ведут себя схожим образом. Поскольку инвариантом является отношение  $j/N^2$  [1], то достижение минимума ВАХ при меньших  $j$  (точка А) естественно связать с уменьшением плотности газа при его нагреве ( $p = NkT$ ). Соответственно и более быстрый и резкий рост ВАХ аномального разряда связан с ростом температуры газа. Однако начиная с определенного значения (для кривой 1 это точка В), ток насыщается и далее не увеличивается с ростом прикладываемого напряжения (и даже может падать, что видно из рис. 2 для кривой 1 с  $L = 0.1$  мм). Другими словами, ВАХ аномального разряда в исследованных условиях получаются неоднозначными: одному значению плотности тока  $j$  могут соответствовать разные разрядные напряжения  $U$ . Поэтому для представления изменения различных характеристик разряда вдоль ВАХ

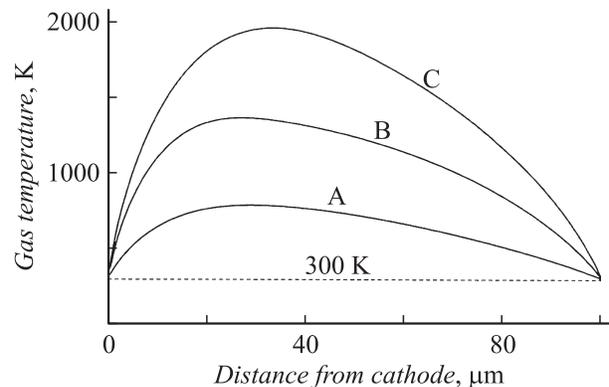
удобнее брать в качестве независимой переменной как плотность тока  $j$ , так и разрядное напряжение  $U$ .

На рис. 3 представлены зависимости максимальной температуры газа от разрядного напряжения, а на рис. 4 — профили температуры газа для трех типичных режимов (тех, что обозначены на ВАХ на рис. 2 буквами А, В и С). Видно, что начиная с определенного момента температура газа растет с ростом напряжения даже при практически постоянной плотности тока. Это объясняется тем, что нагрев газа в рассматриваемых условиях главным образом осуществляется ионами в катодном слое (см. рис. 4), где разрядный ток примерно равен ионному току. Тогда, как видно из формулы (1), вкладываемая мощность  $P$  растет с ростом электрического поля, которое, в свою очередь, растет с ростом разрядного напряжения  $U$  (линейно, если пренебречь изменением толщины катодного слоя).

Анализ показывает, что уменьшение плотности газа за счет его нагрева приводит к тому, что в рассматриваемых условиях уход заряженных частиц на электроды превышает их объемную гибель, т.е. плотность тока определяется числом ионизаций в разрядном объеме. Поэтому в первую очередь поведение ВАХ определяется



**Рис. 3.** Зависимости максимальной температуры газа от разрядного напряжения. Цифры 1 и 2 и буквы А, В и С имеют тот же смысл, что и на рис. 2. Пунктир соответствует температуре газа  $T_g = 300$  К.



**Рис. 4.** Профили температуры газа для режимов А, В и С на кривой 1 рис. 2. Пунктир соответствует температуре газа  $T_g = 300$  К.

изменением ионизационной способности электронов в разрядном объеме. Действительно, в стационарном случае уравнение баланса ионов имеет вид:

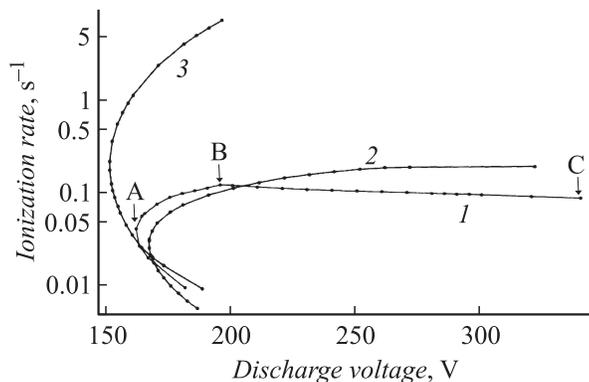
$$\frac{d\Gamma_i}{dx} = R_{\text{ioniz}} - R_{\text{rec}}, \quad (2)$$

где  $R_{\text{ioniz}}$  и  $R_{\text{rec}}$  — полные скорости ионизации и рекомбинации ( $\Gamma_i$  здесь есть суммарный поток всех сортов ионов, поскольку в нашей плазмохимической модели учитываются 3 сорта ионов). Проинтегрировав уравнение (2) от нуля до  $L$  и учитывая, что на катоде  $e\Gamma_i(0) = 1/(1 + \gamma)j$ , а на аноде ионный ток мал по сравнению с полным ( $e\Gamma_i(L) \ll j$ ), получим

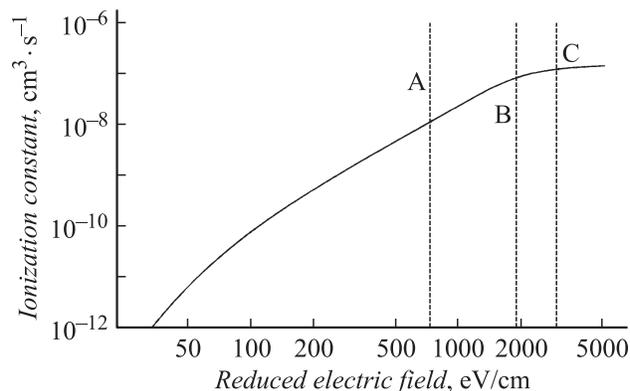
$$j = e(\Gamma_e - \Gamma_i) = e(1 + \gamma) \int_0^L (R_{\text{ioniz}} - R_{\text{rec}}) dx. \quad (3)$$

Из соотношения (3) видно, что если полная (проинтегрированная по всему разрядному промежутку) скорость ионизации насыщается, то даже при малой роли объемных рекомбинационных потерь плотность разрядного тока  $j$  также будет насыщаться.

На рис. 5 представлены кривые зависимостей полной скорости ионизации от разрядного напряжения. Видно, что в расчетах без учета нагрева газа (кривая 3) скорость ионизации монотонно увеличивается с ростом напряжения в полном соответствии с традиционной картиной (для определенности представлены результаты для цилиндрической разрядной камеры с радиусом  $R = 0.15 \text{ mm}$ ). Такое поведение связано с тем обстоятельством, что в реализуемом диапазоне условий коэффициент ионизации Таунсенда экспоненциально зависит от электрического поля (находятся на экспоненциальном участке зависимости от электрического поля). Поэтому рост напряжения приводит к росту числа ионизаций и разрядного тока. В то же время для расчетов с учетом нагрева газа (кривые 1 и 2 на рис. 5) эти величины насыщаются (и даже начинают падать с ростом напряжения для кривой 1 с  $pL = 3 \text{ cm} \cdot \text{Torr}$ ). Причиной этого является тот факт, что увеличение



**Рис. 5.** Зависимости полной скорости ионизации в разрядном объеме от разрядного напряжения. Цифры 1, 2 и 3 и буквы А, В и С на кривой 1 имеют тот же смысл, что и на рис. 2.



**Рис. 6.** Зависимость константы ионизации  $K_{\text{ioniz}}$  от приведенного электрического поля  $\theta$ . Пунктиром с индексами А, В и С отмечены значения  $\langle E/N \rangle_{\text{sheath}}$  для режимов А, В и С, отмеченных на ВАХ для режима  $p = 300 \text{ Torr}$ ,  $L = 0.1 \text{ mm}$ , с учетом нагрева газа.

температуры и соответствующее уменьшение плотности газа инициирует рост приведенного электрического поля (параметр  $E/N$ ). Совокупный эффект от увеличения напряжения и падения плотности газа приводит к тому, что реализуются столь большие значения  $E/N$ , когда коэффициент ионизации выходит на насыщение [1] с последующим слабым изменением от этого параметра (кривые 1 и 2 на рис. 5).

На рис. 6 представлен график зависимости константы ионизации в аргоне от приведенного электрического поля  $\theta = E/N$  и отмечены значения (средние значения по катодному слою  $\langle E/N \rangle_{\text{sheath}}$ ), реализуемые для режимов А, В и С, отмеченных на ВАХ (рис. 2, кривая 1). Видно, что  $\theta$  для точки С находится в области насыщения.

Как известно (см., например, [1]), подобные эффекты характерны для пробоя и развития разряда на левой ветви кривой Пашена ( $pL < (pL)_m$ ). В этом случае уменьшение приведенной длины  $NL$  (при изменении температуры газа параметром подобия для приведенной длины является параметр  $NL$ , а не  $pL$ ) уже не компенсируется ростом параметра  $E/N$  и коэффициента ионизации. Поскольку коэффициент ионизации не растет с  $E/N$ , то при уменьшении параметра  $NL$  для пробоя и развития разряда требуются большие напряжения. Для пробоя при меньших значениях  $NL$  электрону просто „не хватает места“ для размножения, поскольку здесь пробег электрона относительно ионизации (range) превышает межэлектродный зазор [1]. Другими словами, за время пролета межэлектродного зазора быстрый электрон не успевает „израсходовать“ всю свою энергию, так что ионизационная способность быстрых электронов используется не полностью. В свою очередь, и развитие разряда на левой ветви кривой Пашена происходит не так, как на первой [1]: ВАХ таунсендовского разряда является не падающей, а растущей. Рост тока здесь не приводит к развитию неустойчивости и формированию нормальной плотности тока, как на правой ветви.

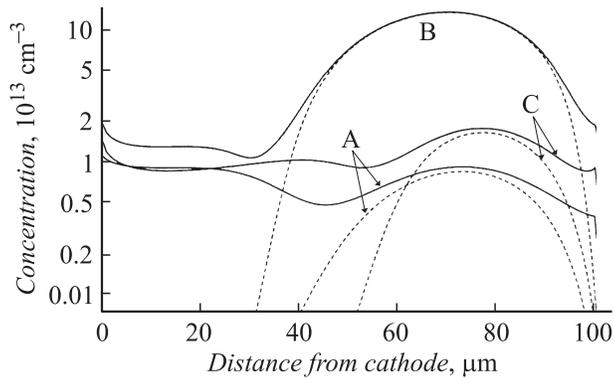


Рис. 7. Профили концентраций электронов (пунктир) и ионов (сплошные линии) для режимов А, В и С на кривой 1 рис. 2.

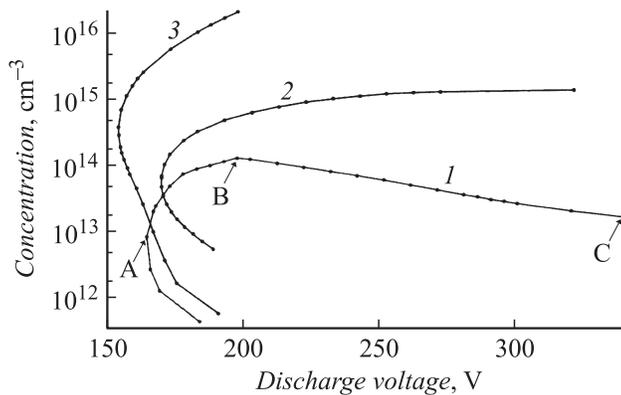


Рис. 8. Зависимости максимальной плотности электронов от разрядного напряжения. Цифры 1, 2 и 3 и буквы А, В и С на кривой 1 имеют тот же смысл, что и на рис. 2.

На левой ветви кривой Пашена развивается затрудненный (obstructed) или высоковольтный разряд [1], причем резкий рост напряжения и связанное с этим увеличение длины Пуассона  $L_p = \sqrt{U/(4\pi n_i)}$  препятствует образованию ярко выраженной плазменной области у анода. Поскольку формирование плазмы со слабым полем является уже невыгодным для его поддержания, ВАХ затрудненного разряда имеет резко растущий вид (см. рис. 2 и подробнее [1]), с заметным отклонением от квазинейтральности в объеме.

На рис. 7 представлены пространственные профили концентраций заряженных частиц для трех характерных режимов. Видно, что в процессе развития разряда происходит переход от поднормального (А) к аномальному (В) и далее затрудненному (С) режиму. Соответственно насыщение разрядного тока приводит к ограничению концентрации заряженных частиц.

Как видно из рис. 8, если без учета нагрева газа концентрация электронов монотонно растет по мере развития разряда и перехода его в аномальный, то при учете нагрева этот рост прекращается (точка В на кривой 1) при переходе к затрудненному разряду.

Таким образом, в работе показано, что на правой ветви кривой Пашена развитие тлеющего разряда имеет стандартный вид перехода от таунсендовского к нормальному и далее аномальному разряду только без учета нагрева газа. На практике это наблюдается для хорошо изученного случая сравнительно низких давлений, когда быстрый теплоотвод препятствует сильному росту температуры газа. При высоких давлениях и не слишком длинных разрядах, когда ярковыраженный положительный столб отсутствует, нагрев газа и уменьшение плотности газа приводят к другому сценарию перехода, а именно от таунсендовского к нормальному и аномальному и далее к затрудненному разряду. Это вызывает эффект самоограничения тока и переход к растущей ВАХ, что способствует устойчивому горению разрядов высокого давления, используемых в современных практических приложениях [3]. При этом формируется короткий (без положительного столба) разряд с нелокальной функцией распределения электродов, требующий уже кинетического описания.

Отметим также, что подобный сценарий развития разряда может быть реализован только для принудительно охлаждаемых электродов, температура которых поддерживается постоянной и близкой к комнатной, когда переход к дуговому разряду затруднен. В случае сильного разогрева катода и возникновения значительного тока термоэмиссии должен реализовываться другой сценарий развития разряда, когда по мере роста тока наблюдаются срыв стабильного горения и переход к дуговому разряду [1].

Авторы выражают глубокую благодарность Л.Д. Цендину за стимулирующие обсуждения и помощь в работе.

Авторы благодарят за поддержку РФФИ, грант № 09-02-01194 и ФЦП НК-110П.

## Список литературы

- [1] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Интеллект, 2009. 756 с.
- [2] Fridman A., Chirokov A., Gutsol A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. Vol. 38. P. R1–R24.
- [3] Becker K.H., Schoenbach K.H., Eden J.G. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. Vol. 39. P. R55–R70.
- [4] Велухов Е.П., Ковалев А.С., Рахимов А.Т. Физические явления в газоразрядной плазме. М.: Наука, 1987. 160 с.
- [5] Arslanbekov R.R., Kolobov V.I. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. Vol. 36. P. 1–9.
- [6] Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A., Arslanbekov R.R., Kolobov V.I. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. Vol. 37. P. 2987–2995.
- [7] Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A., Arslanbekov R.R. // Contrib. Plasma Phys. 2006. Vol. 46. N 10. P. 807–816.
- [8] Кудрявцев А.А., Морин А.В., Цендин Л.Д. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 8. С. 71–82.