

## Газодинамика и термоионизационная неустойчивость катодной области тлеющего разряда. I

© С.А. Смирнов, Г.А. Баранов

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

(Поступило в Редакцию 10 июля 2000 г.)

Разработана физико-математическая модель области катодного падения потенциала тлеющего разряда, включающая в себя уравнения для расчета нестационарной неравновесной физико-химической газодинамики, температуры катода, напряженности электрического поля. Модель описывает течение вязкого теплопроводного умеренно разреженного газа при числах Кнудсена  $Kn \sim 0.03$ . Распределение электрического поля определяется согласованно с распределением плотности газа при перенормировке величин получаемых по теории Энгеля–Штеенбека. Предложен критерий для расчета времени существования однородной по объему фазы разряда, в его основу положено соотношение между скоростями рождения электронов в процессах ассоциативной,  $A + B \rightarrow AB^+ + e$ , и ударной ионизации  $A_2 + e \rightarrow A_2^+ + e + e$ . Верификационные расчеты выполнены для воздуха и азота. Показано, что при высокой плотности тока из-за диссоциации и сильного перегрева газа интенсивность термоионизационных процессов достигает уровня электроионизационных. Расчетное время этого события удовлетворительно согласуется с продолжительностью однородной фазы аномального катодного слоя полученной в экспериментах.

### Введение и постановка задачи

Газовые разряды используются в лазерах, озонаторах, плазмохимических реакторах. Фундаментальным свойством тлеющего разряда является его переход к дуге, проявляющийся при достаточно больших давлениях газа и плотностях тока. В лазерах контракция разряда срывает когерентное излучение, а в других устройствах ухудшает эффективность технологических процессов.

Состояния разряда и газа взаимосвязаны. В импульсном лазере разряд порождает волны сжатия [1], которые при высоком энергетическом преобразовании трансформируются в ударные волны. Отражаясь от стенок, они могут вернуться в разрядную камеру к следующему импульсу тока. При этих достаточно сильных нарушениях однородности газа происходит переход от тлеющего разряда к дуге. Другие изменения параметров газа, также изменяющие устойчивость разряда, происходят из-за медленной релаксации крупномасштабных тепловых возмущений в так называемой тепловой пробке. Оба явления достаточно хорошо изучены. Для их нейтрализации используются прокачка газа через разрядную камеру и установка в газовом контуре устройств, поглощающих акустические возмущения.

Скрытым, малоисследованным, но универсальным эффектом является влияние "микроструктуры" потока газа в катодном слое на его параметры, в том числе на устойчивость. Важность этого вопроса связана с ключевой ролью катодного слоя в функционировании разряда. При каждом импульсе из катодного слоя вытесняется газ. Разрежение происходит так быстро, что параметры слоя успевают измениться во время импульса тока, в то время как в положительном столбе плотность газа практически не меняется. Например, для азота и медного

катода при давлении  $p = 500 \text{ Torr}$  толщина катодного слоя  $d_N \approx 1 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ , а время прохождения звуковой волны через него около 20 ns. Это значительно меньше времени распространения звука в разрядной камере высотой 0.03 m, которое порядка 140  $\mu\text{s}$ .

Экспериментально эволюция сильно аномального катодного слоя тлеющего разряда в воздухе и техническом азоте исследовалась, например, в [2,3]. Была зафиксирована следующая последовательность событий. После пробоя межэлектродного промежутка горит аномальный разряд с однородным катодным темным пространством (КТП) и однородным диффузным свечением над ним. Затем происходит расслаивание разряда на отдельные диффузные каналы и формируется преддуговое катодное пятно. В месте его появления толщина КТП уменьшается. Визуально это проявляется в сдвиге границы области диффузного свечения к катоду и в локальном повышении яркости. В дальнейшем из пятна происходит пробой катодного слоя. В экспериментах [4] тоже наблюдался переход от однородного аномального слоя к преддуговому пятну с пониженным катодным падением потенциала. Обратные переходы и автоколебательный режим были возможны при относительно небольшом токе. Необратимое развитие дуги происходило при повышении тока. В [2,3] неустойчивость катодного слоя интерпретировалась через взрывную автоэмиссию развивающуюся с микроострий катода при высокой напряженности электрического поля, но это не позволило предсказать продолжительность однородной фазы КТП. В [4] результатам экспериментов была дана качественная интерпретация, основанная на оценке объемных процессов с участием метастабильных частиц, рост концентрации которых увеличивает скорость ударной ионизации. Однако для адекватного исследования

этих явлений необходим строгий количественный анализ взаимосвязи состояния газа и электрических параметров катодного слоя. Это не простой вопрос, так как в литературе нет экспериментальных данных о структуре потока газа в катодном слое, хотя о существовании катодных ударных волн за пределами слоя хорошо известно [5,6]. Сложность проведения таких экспериментов вызвана высокими требованиями к пространственному разрешению приборов из-за малой толщины катодного слоя при высоких давлениях газа.

Исследованию катодной газодинамики посвящены, например, следующие работы. Оценки энерговклада в катодном слое для среды ХеСl лазера при  $p = 0.5\text{--}8$  бар, при плотности тока  $j = 50, 300$  А/см<sup>2</sup> были выполнены в [7]. Использовались экспериментальные данные о скачке плотности газа за катодной ударной волной и одномерная система уравнений Эйлера. В [8] сообщалось о численном исследовании стадии формирования разряда, использовались уравнения Навье–Стокса и уравнения для расчета электрических параметров катодного слоя в диффузионно-дрейфовом приближении. При плотности тока 100 А/см<sup>2</sup> перегрев газа достигал 3000 К за 30 ns. В [9] предпринята попытка анализа термоионизационной неустойчивости катодного слоя. Рассчитывалось электрическое поле при неоднородной плотности газа и при одномерной газодинамике теплопроводного газа. Было получено соответствие между предельным током и реализуемой в катодном слое высокой температурой газа (например, 4300 К), при которой равновесная концентрация электронов потенциально могла бы обеспечить ток разряда. В [10] исследованы расширяющиеся поперек поля катодные слои с использованием системы уравнений вязкого теплопроводного умеренно разряженного газа.

Необходимость развития данного направления очевидна по следующим причинам.

1. Известно о сильном перегреве газа в катодном слое и высокой вероятности развития в нем неустойчивости разряда, [11], но в арсенал большинства исследований не вошел количественный анализ влияния температуры газа на электрические параметры слоя. При давлениях более 5–10 Торр такой анализ необходим и его роль возрастает с увеличением давления. Например, учет неоднородности температуры газа в катодном слое позволили описать влияние ряда газодинамических параметров на предельный ток поперечного тлеющего разряда, [12].

2. Адекватное описание влияния эмиссионных свойств поверхности катода на устойчивость катодного слоя газового невозможно без учета сопутствующего изменения состояния газа, так как при изменении коэффициента вторичной эмиссии меняется напряженность поля и нормальная плотность тока, т.е. меняется энерговклад и, следовательно, газодинамическая структура, которая определяет фон для развития всех элементарных процессов.

3. Газодинамика катодного слоя более сложна, чем она представлена в работах [7–10], и поэтому требует дальнейшего совершенствования моделей.

Цель данной работы — разработка физико-математической модели катодного слоя для исследования механизма развития термоионизационной неустойчивости. Модель включает в себя: систему уравнений нестационарной неравновесной физико-химической газодинамики, уравнения для расчета электрических параметров, уравнения теплового баланса катода. Предложен критерий для определения продолжительности существования однородного катодного слоя от момента его формирования до появления преддугового катодного пятна.

Расчеты по верификации модели выполнены для условий экспериментов [2,3]. Использовалось одномерное приближение, так как диаметры площадей занятых током на медном катоде были значительно больше толщины КТП. Плотности тока и начальные давления были следующими:  $j = 100$  А/см<sup>2</sup> ( $N_2$ ,  $p_0 = 50$  Торр) и  $j = 1000$  А/см<sup>2</sup> ( $N_2$ ,  $p_0 = 100$  Торр) в [2];  $j \approx 120$  А/см<sup>2</sup> (воздух,  $p_0 = 76$  Торр) в [3].

## Модель катодного слоя

Схема процессов и критерий развития неустойчивости. Быстрые нестационарные процессы в сильном электрическом поле катодного темного пространства определяют неравновесность многих из рассматриваемых процессов. В КТП ионный ток значительно больше электронного и энергетический спектр электронов неэффективен для возбуждения колебаний молекул. Напомним, что газ в КТП не излучает из-за того, что энергия электронов больше оптимального уровня возбуждения соответствующих электронных состояний молекул и тем более колебательных. Поэтому энергия, вкладываемая в катодный слой через ионный ток, переходит сначала в поступательную энергию молекул, а затем частично релаксирует в колебательную. Колебательная температура отстает от поступательной, уменьшая скорость диссоциации молекул, [13]. В условиях задачи этот эффект проявляется настолько сильно, что за время существования аномального катодного слоя в [2,3] диссоциация практически не наблюдалась бы, если бы не ее ускорение в других неравновесных процессах, протекающих с участием быстрых молекул, которые образуются из-за перезарядки ионов на молекулах.

В сильном поле КТП средняя скорость ионов значительно больше тепловой скорости молекул. В каждом акте перезарядки, характеризующейся высокой эффективностью [14], ион превращается в быструю молекулу, а молекула — в медленный ион, который затем ускоряется полем. Благодаря столкновениям быстрых молекул ( $N_2^*$ ) с основным фоном медленных происходит неравновесная диссоциация: например,  $N_2^* + M \rightarrow 2M$ ,  $M = N_2, N$ . Эти процессы развиваются на фоне нестационарной газодинамики, когда рост температуры газа вызывает экспоненциальный рост скорости ассоциативной ионизации  $N + N \rightarrow N_2^+ + e$ . При достаточно высокой температуре газа она достигает уровня ударной ионизации

$N_2 + e \rightarrow N_2^+ + 2e$ , которая в обычных условиях обеспечивает рост тока электронов в катодном слое и существование разряда.

Этот момент является критическим для функционирования разряда, так как, если с повышением скорости термической ионизации не произойдет компенсирующего уменьшения электрического поля, ток будет возрастать. Это — положительная обратная связь между температурой газа и плотностью тока, ведущая к развитию неустойчивости катодного слоя. Согласованные расчеты показывают, что при постоянной плотности тока компенсирующее уменьшение напряженности поля и катодного падения потенциала все таки происходит [15]. Следовательно, при достаточно высоком уровне ассоциативной ионизации ВАХ катодного слоя становится падающей, но известно, что на падающем участке ВАХ катодный слой неустойчив, к увеличению плотности тока и уменьшению диаметра токового пятна [16]. Это свидетельствует в пользу корреляции между повышением интенсивности ассоциации ионизации до некоторого критического уровня и образованием преддугового катодного пятна.

Неизбежность уменьшения напряженности поля при появлении дополнительного источника электронов следует также из условия самоподдерживания разряда, (2). Оно выводится из уравнения для роста плотности электронного тока (1) и позволяет ввести критерий оценки времени существования однородного катодного слоя

$$\frac{dj_e}{dy} = \alpha(E/N)v_e n_e e + R(T, N_a)e - \beta n_e n_i e. \quad (1)$$

Из (1) при условиях на катоде  $j_e = -\gamma j_+$ , и на внешней границе катодного слоя  $j = j_e$  получаем

$$\int_0^d (\alpha(E/N)v_e n_e + R(T, N_a) - \beta n_e n_i) dy = \frac{j}{e(1+\gamma)}, \quad (2)$$

где  $y$  — продольная координата катодного слоя;  $\alpha$  — ионизационный коэффициент Таунсенда;  $\beta$  — коэффициент скорости рекомбинации;  $\gamma$  — коэффициент вторичной эмиссии;  $R(T, N_a)$  — скорость ассоциативной ионизации;  $T$  — температура газа;  $N_a$  — концентрация атомов;  $E$  — напряженность электрического поля;  $N$  — концентрация молекул;  $j_e, j_i$  — электронная и ионная составляющие плотности газа;  $j$  — плотность тока;  $v_e$  — скорость дрейфа электронов;  $n_e, n_i$  — концентрации электронов и ионов;  $e$  — заряд электрона;  $d$  — толщина катодного слоя.

Как правило, в катодном слое из-за низкой концентрации электронов можно пренебречь рекомбинацией, кроме того,  $\gamma \ll 1$ . Следовательно, при постоянной плотности тока увеличение  $R(T, N_a)$  вызывает уменьшение  $E$ , а условие достижения ассоциативной ионизацией критического уровня, значимого для трансформации катодного слоя и связанной с падающей ВАХ, можно из (2)

записать в виде

$$\int_0^d R(T, N_a) dy \sim \int_0^d \alpha(E/N)v_e n_e dy \sim A \frac{j}{e}, \quad (3)$$

где  $A$  — коэффициент порядка единицы.

Расчеты показывают, что для оценки времени от момента формирования катодного слоя до прекращения его существования в однородном режиме точность определения  $A$  в (3) не играет большой роли, так как  $R(T, N_a)$  сильно зависит от температуры. Причина следующая: когда интегральная скорость ассоциативной ионизации по порядку величины сравнивается со скоростью ионизации газа электронами, последующие изменения параметров, связанные с образованием катодного пятна, происходят катастрофически быстро. Поэтому за критерий для оценки времени начала этих изменений можно принять условие

$$\frac{e}{j} \int_0^d R(T, \xi) dy = 0.5. \quad (4)$$

Теперь образование преддугового катодного пятна в аномальном катодном слое можно объяснить следующим образом. С повышением температуры условие (4) выполняется сначала локально, например, это может быть центр, где температура газа максимальна, а боковые границы имеют пониженную температуру из-за отвода тепла в бестоковую зону. В области выполнения (4) происходит уменьшение катодного падения потенциала, а граница диффузного свечения газа приближается к поверхности. Для выравнивания катодного падения потенциала по диаметру плотность тока перераспределяется, уменьшаясь на краях, увеличиваясь в центре. Здесь работает тот механизм, когда при уменьшении плотности тока снижается степень аномальности и, следовательно, напряженность поля. Если суммарный ток достаточно большой, его стягивание в преддуговое пятно даст критическое усиление термоионизационных процессов, что завершится образованием самоподдерживающейся дуги, [2–4]. Если ток достаточно мал, преддуговое пятно через некоторое время вырождается, а катодный слой возвращается в однородный аномальный режим, затем последовательность событий может повториться. Этому соответствует автоколебательный режим [4]. Возврат к аномальному состоянию может быть связан с уменьшением энерговклада и, следовательно, температуры газа из-за сильного снижения напряженности электрического поля. Некоторые из этих эффектов более строго рассмотрены в работе [15].

Неравновесная диссоциация — один из ключевых процессов данной модели зависит от эффективной температуры быстрых молекул, которую определяем из следующих положений. Функция распределения ионов по скоростям, приобретенным в сильном электрическом поле при решающей роли перезарядки, аналогична

максвелловской, а средняя энергия дрейфа ионов равна  $\pi m v_+^2 / 4$ , [17], где  $m v_+$  — импульс иона. Из-за высокой эффективности перезарядки ионов полагаем, что такое же распределение имеют быстрые молекулы, поэтому с учетом температуры газа средняя энергия быстрых молекул после акта перезарядки равна

$$E = \frac{\pi}{4} m v_+^2 + \frac{3}{2} k T. \quad (5)$$

Для ионов такая же формула приведена в [14]. Эффективность рассеяния этой энергии для условий расчетов данной работы высока, так как сталкивающие молекулы имеют одинаковые или слабо отличающиеся массы. Поэтому первое после акта перезарядки столкновение быстрой молекулы с медленной наиболее энергоемкое. Усредняя (5) по молекулам, участвующим в этих столкновениях (их число вдвое больше количества быстрых молекул), получаем

$$E_{\text{eff}} = \frac{\pi}{8} m v_+^2 + \frac{3}{2} k T, \quad (6)$$

чему соответствует эффективная температура

$$T_{\text{eff}} = \frac{\pi}{12k} m v_+^2 + T. \quad (7)$$

В данной работе мы не учитываем поправку на неравновесность  $T$ , вызванную существованием источника быстрых молекул, это самостоятельная задача. Оправданием данного упрощения может служить тот факт, что быстрых молекул в КТП значительно меньше тепловых.

Система уравнений газодинамики. Число Кнудсена, вычисленное по длине свободного пробега молекул и толщине аномального КТП, порядка 0.05 для воздуха и 0.02 для азота, следовательно, режим течения газа в КТП переходной — от непрерывного к разреженному. Вероятно, поэтому предварительные расчеты с использованием уравнений Навье–Стокса не дали удовлетворительных результатов. В дальнейшем мы использовали кинетически согласованные разностные схемы [18], удовлетворительно зарекомендовавшие себя для расчета потоков умеренно разреженного газа при  $\text{Kn} \leq 0.1$ . Уравнения (8)–(10), представляющие их дифференциальные приближения, по сравнению с уравнениями Навье–Стокса включают в себя дополнительные члены

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \tau \frac{\partial}{\partial y} (\rho v^2 + p) \right), \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v^2 + p)}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left( \tau \frac{\partial}{\partial y} (\rho v^3 + 3 p v) \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial v}{\partial y} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial (U + p)v}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left( \tau \frac{\partial}{\partial y} (U + 2p)v^2 \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \left( \tau \frac{\partial}{\partial y} p(U + p)/p \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \lambda \frac{\partial T}{\partial y} + Q(e, j, E), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} Q(e, j, E) &= jE - N \left( \Theta_{\text{O}_2} \frac{e_{\text{O}_2} - e_{\text{O}_2}^0}{\tau_{\text{O}_2,R}} + \Theta_{\text{N}_2} \frac{e_{\text{N}_2} - e_{\text{N}_2}^0}{\tau_{\text{N}_2,R}} \right) \\ &+ \nabla \left( RT \sum_{i=1}^{n_k} \frac{D_i^T}{m_i} \nabla (\ln c_i) \right), \end{aligned} \quad (11)$$

где  $t$  — время;  $v, \rho, p$  — скорость, плотность, давление;  $U = \rho c_p T + 0.5 \rho v^2 + N(e_{\text{O}_2} \Theta_{\text{O}_2} + e_{\text{N}_2} \Theta_{\text{N}_2})$  — полная энергия единицы объема;  $e_{\text{O}_2}, e_{\text{N}_2}$  — доля колебательно-возбужденных молекул, приходящихся на одну молекулу смеси;  $e^0$  — равновесное значение;  $\Theta_{\text{O}_2} = 2240$  К,  $\Theta_{\text{N}_2} = 3360$  К — колебательные энергии  $\text{O}_2$  и  $\text{N}_2$ ;  $c_p$  — теплоемкость;  $\mu$  — вязкость;  $\lambda$  — теплопроводность;  $\tau$  — длина свободного пробега молекул;  $D_i^T$  — коэффициент термодиффузии  $i$ -й компоненты;  $\tau_{\text{O}_2,R}, \tau_{\text{N}_2,R}$  — времена релаксации колебательной энергии молекул;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $c_i$  — массовая доля  $i$ -й компоненты смеси;  $m_i$  — молекулярный вес;  $n_k$  — число компонент смеси.

Подстановкой  $Q(e, j, E)$  в уравнение баланса энергии (11) мы учли релаксацию колебательной энергии молекул, джоулевый нагрев газа и диффузионный теплоперенос. Коэффициенты диффузии и теплопроводности, а также теплоемкость смеси вычислялись по формулам работы [19], времена релаксации — по формулам работы [13].

По физическому смыслу первичны не дифференциальные приближения (8)–(10), а порождающие их разностные схемы, базирующиеся на анализе поведения ступенчато-постоянной одночастичной функции распределения [18]. Дополнительные члены уравнений, включающие в себя  $\tau$ , обусловлены заметным изменением параметров потока на длине свободного пробега молекул. Вероятно, они могут иметь аналогию с искусственной вязкостью широко применяемой при расчетах газовых потоков с большими градиентами параметров, хотя их появление в данном случае физически более обосновано. Роль этих дополнительных членов возрастает с увеличением числа  $\text{Kn}$ , но в условиях, когда ими можно пренебречь, (8)–(10) совпадают с уравнениями Навье–Стокса. Уравнение состояния для смеси газов записывается в виде

$$p = \rho RT \sum_{i=1}^{N_k} \frac{c_i}{m_i}. \quad (12)$$

Для определения температуры поверхности катода на ней ставилось условие непрерывности теплового потока и решалось уравнение

$$c_C \rho_C \frac{\partial T_C}{\partial t} = \lambda_C \frac{\partial^2 T_C}{\partial y_C^2}, \quad (13)$$

где индекс  $C$  показывает принадлежность параметра катоду.

Начальные температуры газа и катода были равны 300 К. Другие граничные условия на поверхности записывались по аналогии с [18].

Уравнения колебательной неравновесной химической кинетики. Для расчета степени возбуждения колебательных степеней свободы молекул использовались уравнения

$$\begin{aligned} \frac{\partial e_{O_2}}{\partial t} + v \frac{\partial e_{O_2}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} D_{O_2} \left( \frac{\partial}{\partial y} e_{O_2} + \frac{m_{N_2}}{m} k_{O_2}^T \frac{\nabla T}{T} \right) \\ + \frac{e_{O_2} - e_{O_2}^0}{\tau_{O_2}, R}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial e_{N_2}}{\partial t} + v \frac{\partial e_{N_2}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} D_{N_2} \left( \frac{\partial}{\partial y} e_{N_2} + \frac{m_{N_2}}{m} k_{N_2}^T \frac{\nabla T}{T} \right) \\ + \frac{e_{N_2} - e_{N_2}^0}{\tau_{N_2}, R}. \end{aligned} \quad (15)$$

Для расчета массовых долей компонент смеси ( $c_i$ ) использовались уравнения из [18]

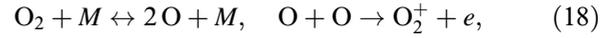
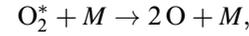
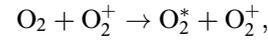
$$\frac{\partial c_i}{\partial t} + v \frac{\partial c_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} D_i \left( \frac{\partial}{\partial y} c_i + \frac{m_i}{m} k_i^T \frac{\nabla T}{T} \right) + W_i, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} W_i = m_i \sum_{r=1}^{N_{hr}} (\nu_{sr} - \nu_{sr}^+) \\ \times \left( k_r^+ \prod_{k=1}^{N_s} \left( \frac{\rho_k}{m_k} \right)^{\nu_{kr}^+} - k_r^- \prod_{k=1}^{N_s} \left( \frac{\rho_k}{m_k} \right)^{\nu_{kr}^-} \right), \end{aligned} \quad (17)$$

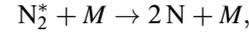
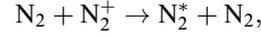
где  $k_i^T$  — коэффициент термодиффузии;  $W_i$  — скорость образования  $i$ -й компоненты;  $k_r^+$ ,  $k_r^-$ ,  $\nu_{r+}$ ,  $\nu_{r-}$  — константы скоростей и стехиометрические коэффициенты прямой и обратной реакции;  $\rho_k$  — парциальные плотности компонент.

Начальные мольные концентрации компонент были следующими: для воздуха  $\xi_{O_2} : \xi_{N_2} = 0.21 : 0.79$ , для азота  $\xi_{N_2} = 1$ . Энергия диссоциации азота заметно больше, чем кислорода, поэтому в воздухе распад молекул азота начинается тогда, когда диссоциация кислорода уже практически закончена [19]. Кроме того, потенциал ионизации  $N_2$  больше, чем у  $O_2$ , что позволяет пренебречь азотной составляющей ионного тока. В результате, проводя тест в условиях начала процессов прогрева и диссоциации газа, для воздуха, вводим упрощения,

рассматривая только следующие реакции:



где  $O_2^*$  — быстрые молекулы кислорода,  $M = O_2, N_2, O$ . Для азота рассмотрены реакции



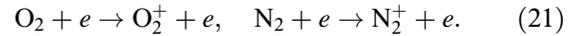
где  $M = N_2, N$ .

Скорости химических реакций (18), (19) вычислялись по формулам [21]. В обоих случаях концентрация быстрых молекул полагалась равной ионной концентрации  $n_+ = j_+ / (ev_+)$ ,  $v_+ \sim (E/N)^{0.5}$  [20]. Для вычисления неравновесной скорости диссоциации с участием быстрых молекул (18), (19) использовалась модель Маччерета–Фридмана [21], согласно которой константы скоростей реакции вычисляются по формулам

$$k^+ = Z(T_r, T_v) k_0^+(T), \quad (20)$$

где  $k^+$ ,  $k_0^+$  — неравновесная и равновесная константы прямых реакций;  $Z(T_r, T_v)$  — коэффициент неравновесности, [21];  $T_r$ ,  $T_v$  — поступательная и колебательная температуры молекул.

Для основной массы газа, состоящей из молекул, имеющих тепловые скорости, белем  $T_r = T$ , а для быстрых молекул —  $T_r = T_{\text{eff}}$  (7). Диссоциация молекул в КТП происходит также в столкновениях с электронами, ее расчет в условиях нелокальности функции распределения электронов по энергии сложен. На данном этапе расчеты функции распределения не проводятся, а для оценки следующей отсюда погрешности процессы рассмотрены в двух приближениях: а) учтены только реакции (18), (19); б) вместе с предыдущими процессами учитывается также диссоциация электронным ударом



Для сечений реакций (21) брались величины  $\sigma_1 = 2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$  и  $\sigma_2 = 0.5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ . Электронный ток в КТП принимался равным 10% от полного. Величина  $\sigma_1$  не меньше максимумов полных сечений диссоциации  $N_2$  и  $O_2$ , полученных с учетом возбуждения их различных электронных состояний в диапазоне энергий электронов 7–70 eV, [16]. По ней мы получаем максимальную оценку погрешности, так как подавляющее число электронов в катодном темном пространстве обладает энергией до 10 eV, [16]. Вероятно, величина  $\sigma_2$  ближе к реальности.

Формулы для расчета напряженности электрического поля при неоднородной плотности газа. Для расчета распределения

напряженности электрического поля в КТП, толщины слоя, плотности тока на катоде в [9] были предложены формулы (22)–(24), основанные на локальной перенормировке параметров слоя по плотности газа,

$$\int_0^d N(y)/[N_0\bar{\delta}(y)] dy = d_N, \quad (22)$$

$$E(y) = \frac{2U_N}{d_N} \frac{N(y)}{N_0} \bar{E}(y) \left( 1 - \int_0^y \frac{N(y)}{N_0\bar{\delta}(y)} dy \right), \quad (23)$$

$$U = \int_0^d E(y) dy, \quad (24)$$

где  $N_0$  — концентрация молекул при однородном распределении температуры газа  $T_0$ ;  $N(y)$  — распределение концентрации молекул, соответствующее текущему состоянию газа в катодном слое;  $U_N$ ,  $d_N$  — нормальные значения катодного падения потенциала и толщины катодного слоя при  $N(y) = N_0$ ;  $U$ ,  $d$  — катодное падение потенциала и толщина катодного слоя при распределении  $N(y)$ ;  $\bar{E}$ ,  $\bar{\delta}$  — нормированные коэффициенты, зависящие от отношения плотности тока к локальному значению нормальной плотности тока, пропорциональной  $N^2(y)$ .

Для системы воздух–медный катод были взяты экспериментальные величины [16]:  $U_N = 370$  В,  $pd_N = 0.23$  Торр·см,  $j_N/p^2 = 2.4$  А/(м<sup>2</sup>·Торр<sup>2</sup>), а для азота  $U_N = 208$  В,  $j_N/p^2 = 4$  А/(м<sup>2</sup>·Торр<sup>2</sup>). Значение  $pd_N = 0.5$  Торр·см для азота и медного катода определено в тестах [9] и не противоречит экспериментальным данным.

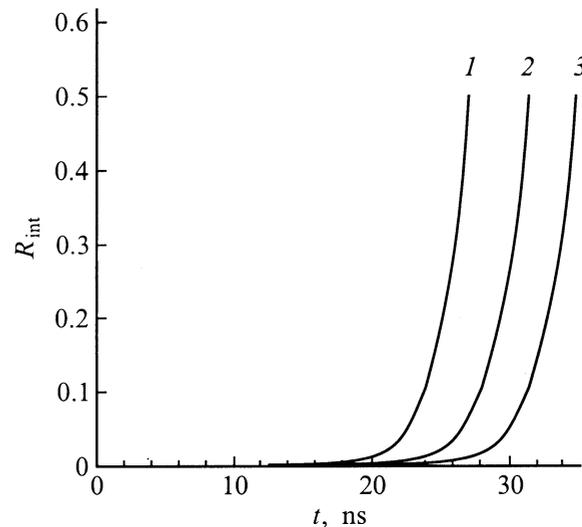
Формулы (22)–(24) удовлетворительно зарекомендовали себя для ряда приложений [2,10,12]. При их выводе в качестве исходных данных использовались основные законы подобия теории Энгеля–Штеенбека, [16]. Они описывают состояние катодного слоя при фиксированном распределении плотности газа и используются в нашей модели в силу быстрого изменения электрических параметров по сравнению с газодинамическими. Они также значительно упрощают расчеты, не требуя решения жестких систем дифференциальных уравнений и, что не маловажно, в них заложены эмпирические константы:  $U_N$ ,  $j_N/p^2$ ,  $pd_N$ . Недостатком является неточность расчета напряженности электрического поля при высокой скорости термической ионизации, когда кроме ионизационного коэффициента Таунсенда необходимо учитывать другие объемные источники электронов. Хотя, как было отмечено выше, для определения времени начала падения ВАХ и сопутствующей трансформации катодного слоя это не имеет принципиального значения.

## Результаты расчетов

На рис. 1 показаны расчетные зависимости отношения интегральной скорости ассоциативной ионизации в КТП к плотности потока заряженных частиц (4)

$$R_{\text{int}} = e/j \int_0^d R(T, N_a) dy,$$

полученные для азота при  $p_0 = 50$  Торр,  $j = 100$  А/см<sup>2</sup>. Видно, что условие (4), определяющие критический уровень интенсивности термоионизационных процессов, при котором возможна трансформация катодного слоя, выполняется на 35-й ns. Это значение получено при пренебрежении диссоциацией молекул электронным ударом (21). При ее учете с сечением  $\sigma_1$  условие (4) выполняется на 27.1-й ns, а при  $\sigma_2$  — на 31.5-й ns. Эти значения времени согласуются с экспериментами [2], в которых нарушение однородности катодного слоя наблюдалось на 30–40-й ns. Из рис. 1 видно, что  $R_{\text{int}}$  быстро изменяется, возрастая от 0.1 до 0.5, примерно на 3-й ns. Распределения параметров газа вдоль электрического поля для моментов времени 5, 20, 35 ns показаны на рис. 2–5. В начальный момент времени толщина катодного слоя составляет 0.046 мм, к 35-й ns она увеличилась до 0.055 мм. Из-за высокой степени аномальности катодного слоя эти значения меньше нормальной величины  $d_N = 0.1$  мм. В распределении поступательной температуры наблюдается локальный максимум  $T_{\text{max}}$  (рис. 2), обусловленный джоулевым нагревом и оттоком тепла в катод. С течением времени положение  $T_{\text{max}}$  удаляется от катода из-за расширения катодного слоя. Из рис. 2 видно, что на 35-й ns  $T_{\text{max}} = 7658$  К, это в 5.38 раз



**Рис. 1.** Зависимость от времени относительной величины интегральной скорости ассоциативной ионизации. 1, 2 — с учетом диссоциации молекул электронным ударом с сечениями  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  соответственно; 3 — диссоциация в столкновениях только атомарных частиц.

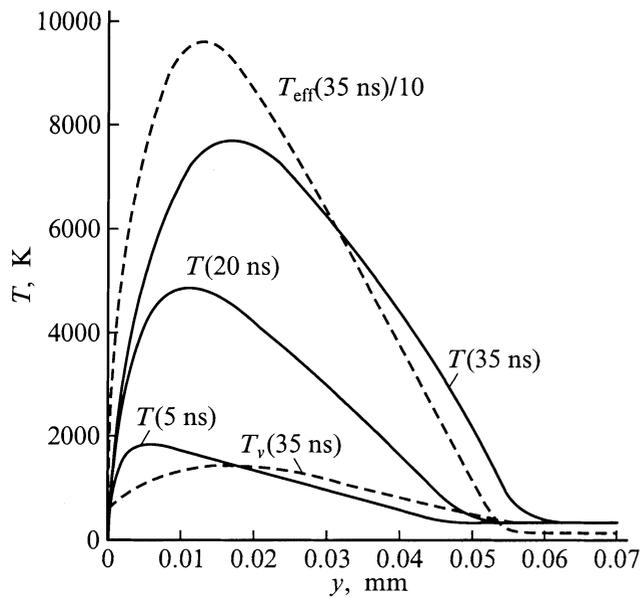


Рис. 2. Распределение по высоте катодного слоя эффективной температуры быстрых молекул  $T_{\text{eff}}$ , колебательной  $T_v$  и поступательной температур газа  $T$ .

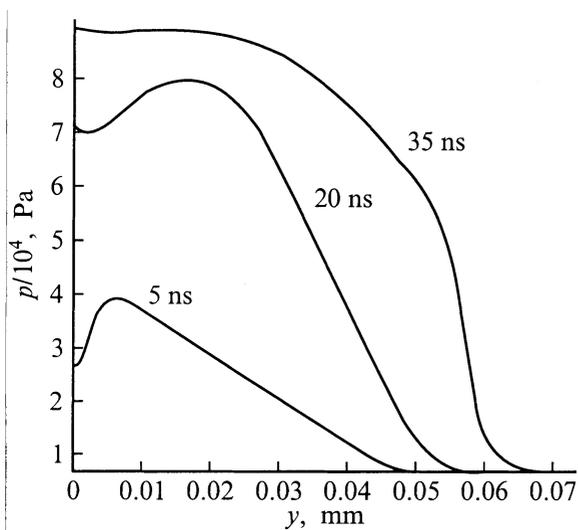


Рис. 3. Распределение по высоте катодного слоя давления газа.

больше максимума колебательной температуры азота  $T_v = 1422 \text{ K}$  и в 12.6 раз меньше максимума эффективной температуры быстрых молекул  $T_{\text{eff}} = 96.3 \cdot 10^3 \text{ K}$ . Наличие максимума  $T_{\text{eff}}$  связано с появлением максимума в распределении  $E/N$  по высоте катодного слоя при нарушении однородности плотности газа, [12].

Параметры газа и катодного слоя динамично меняются. В начальный период времени (5 ns) разрежение газа в КТП незначительно и максимум давления расположен в глубине катодного слоя (рис. 3), повторяя форму распределения температуры. Поэтому сразу после формирования катодного слоя газ начинает вытесняться из

зоны повышенного давления к катоду, а также в сторону положительного столба (рис. 4). За фронтом ударной волны, уходящей от катода, наблюдается скачок плотности газа (рис. 5). Так же, как и в экспериментах [7], он имеет форму пика. Поток, направленный к катоду, сжимает газ на поверхности. Из-за этого на катоде постепенно формируется такой перепад давления, при котором скорость газа направлена только к положительному столбу.

Скорость вытекания газа из катодного слоя и его разрежение увеличиваются со временем. на 35-й ns максимум скорости равен  $V_{\text{max}} = 790 \text{ m/s}$ . Плотность газа за ударной волной в 2.9 раза больше, чем в невозмущенном потоке. Давление на катоде в 14.2 раз больше началь-

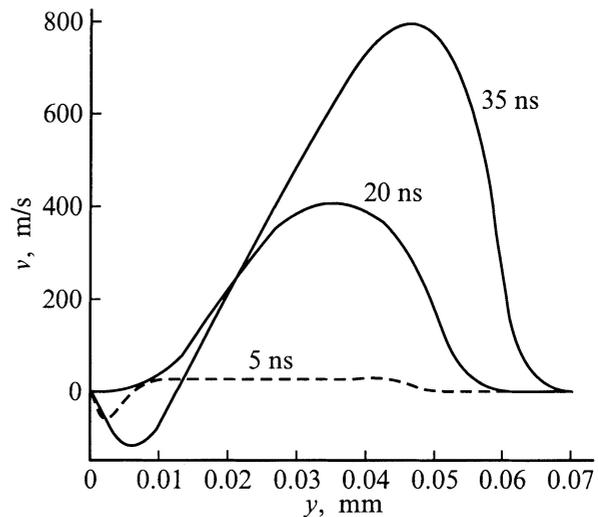


Рис. 4. Распределение по высоте катодного слоя скорости газа.

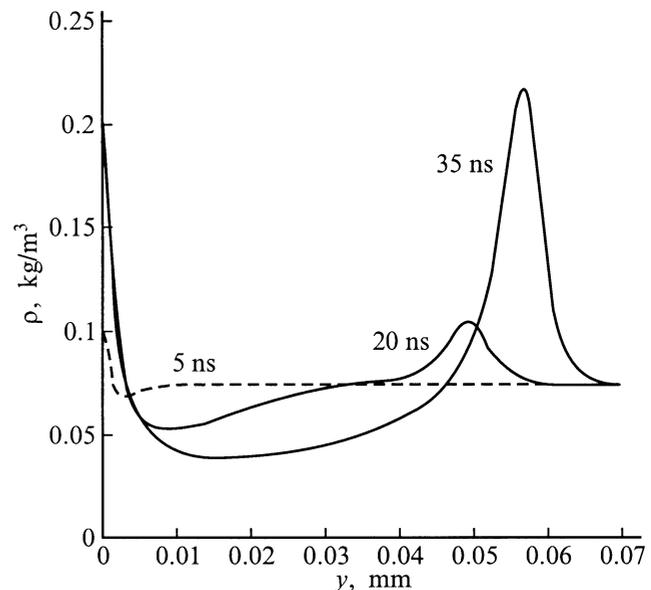
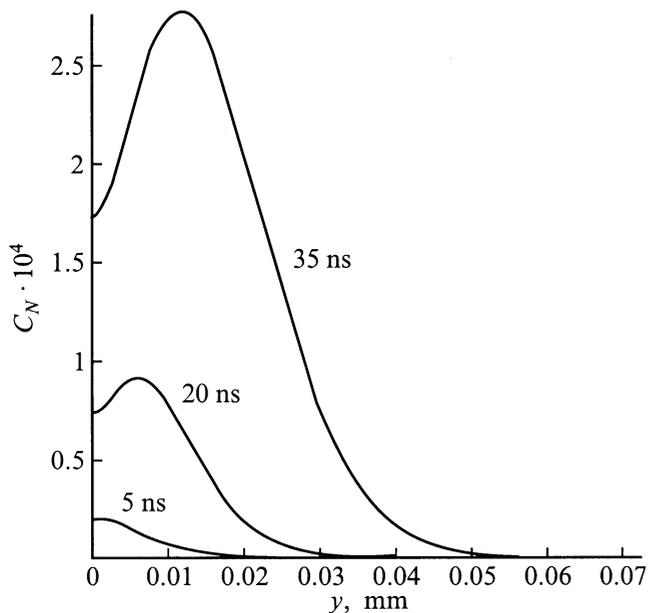


Рис. 5. Распределение по высоте катодного слоя плотности газа.



**Рис. 6.** Распределение по высоте катодного слоя мольной концентрации атомов азота.

ной величины. Максимум концентрации атомов азота  $C_N = 2.76 \cdot 10^{-4}$  расположен на некотором расстоянии от катода (рис. 6). За эти 35 ns катодное падение потенциала возросло от 632 до 806 V. Его высокий начальный уровень обусловлен сильной аномальностью катодного слоя. Из других важных параметров отметим еще температуру поверхности катода, к 35-й ns она увеличилась до  $T_K = 702$  K, что меньше температуры плавления меди.

Более жесткие условия расчета были для азота при  $j = 1000$  A/cm<sup>2</sup> и  $p_0 = 100$  Torr. В экспериментах [2] при этих условиях катодное пятно появлялось через несколько ns. В наших расчетах условие (4) без учета диссоциации азота электронами выполнялось на 2.1-й ns. К этому моменту времени были достигнуты следующие максимальные значения параметров:  $T_{\max} = 9016$  K,  $T_V = 1031$  K,  $T_{\text{ion}} = 115 \cdot 10^3$  K,  $V_{\max} = 161$  m/s,  $C_0 = 9.7 \cdot 10^{-4}$ ,  $T_K = 704$  K. Из-за незначительного разрежения газа, связанного с небольшой длительностью процесса, катодное падение потенциала практически не менялось и было равно примерно 937 V. При учете распада молекул в столкновениях с электронами при  $\sigma_1$  условие (4) выполнялось на 2.07-й ns. Несмотря на это удовлетворительное совпадение расчетного времени с экспериментальным значением, необходимо отметить, что в данном случае значительна неопределенность в расчете газодинамических параметров на ранней стадии развития процессов. Она связана с тем, что в равновесном азоте при  $T = 300$  K,  $p_0 = 100$  Torr среднее время между столкновениями молекул относительно велико, порядка  $\tau = 0.9$  ns. Но возможно в данном случае это не имеет ключевого значения для применения (4), так как нагрев газа производится быстрыми молекулами за

значительно меньшее, чем  $\tau$ , время, а сопутствующие эффекты движения и разрежения газа здесь неважны.

По экспериментальным данным [3], в воздухе при  $p_0 = 76$  Torr локальное смыкание диффузного свечения с центром катода произошло незадолго до 20-й ns. В этом эксперименте на 10-й ns плотность тока была  $j \sim 120$  A/cm<sup>2</sup>, в расчетах мы использовали более точную зависимость  $j(t)$ , определяемую по осциллограмме [3]. В наших расчетах условие (4) выполнялось на 14.4-й ns. Через 1.3 ns величина  $R_{\text{int}}$  возросла в 10 раз. На 14.4-й ns локальные максимумы параметров достигли следующих значений:  $T_{\max} = 4781$  K,  $T_V = 543$  K,  $T_{\text{eff}} = 268 \cdot 10^3$  K,  $V_{\max} = 485$  m/s,  $T_K = 585$  K,  $C_0 = 8.9 \cdot 10^{-2}$ , плотность газа в зоне максимального разряда уменьшилась в 1.64 раз. Катодное падение потенциала увеличилось от 729 до 1150 V, а толщина КТП — от 0.015 до 0.017 mm. В данных условиях диссоциация молекул электронным ударом даже при  $\sigma_1$ , не оказывала существенного влияния.

Более раннее развитие неустойчивости в воздухе по сравнению с азотом в одинаковых условиях вызвано большей величиной  $U_N$  и меньшей  $j_N/p^2$  (чем  $j_N$  меньше, тем больше степень аномальности). Кроме того, распад молекул кислорода происходит значительно быстрее, чем азота, а скорость ассоциативной ионизации быстрее растет с температурой [13]. Вследствие этих же причин в кислороде меньше сказывается учет диссоциации молекул электронами. Из приведенных результатов следует необходимость корректного определения основных параметров катодного слоя  $U_N$ ,  $d_{Np}$ ,  $j_N/p^2$ , по которым можно рассчитать соответствующие аномальные значения, вводя поправки на распределение плотности газа.

В трех рассмотренных экспериментах при выполнении для каждого из них условия (4) напряженность электрического поля на поверхности катода была следующей:  $E_0 = 2.7 \cdot 10^5$  V/cm ( $N_2$ ,  $j = 100$  A/cm<sup>2</sup>);  $E_0 = 8.31 \cdot 10^5$  V/cm ( $N_2$ ,  $j = 1000$  A/cm<sup>2</sup>);  $E_0 = 1.48 \times 10^6$  V/cm (воздух). Используя теорию взрывной автоэмиссии [3], по значениям  $E_0$  можно предположить, что в воздухе катодное пятно появится примерно через такое же время, как и в азоте при  $j = 1000$  A/cm<sup>2</sup>, но это противоречит экспериментам.

Отметим, что из-за сжатия газа на катоде  $E_0$  увеличилась во времени относительно начального значения. Для  $N_2$  при  $j = 100$  A/cm<sup>2</sup> — на 9.6%. Это относительно небольшое изменение  $E_0$  при более чем двукратном увеличении плотности газа на катоде (рис. 5) связано с противоположным действием двух факторов. С одной стороны, рост плотности газа должен приводить к увеличению напряженности электрического поля. С другой, рост плотности локально уменьшает степень аномальности плотности тока и, следовательно, напряженность поля. В сумме они компенсируют друг друга. Для  $N_2$  при  $j = 1000$  A/cm<sup>2</sup> за время процесса величина  $E_0$  увеличилась на 2.5%. Для воздуха увеличение  $E_0$  составило 59% от начального  $9.3 \cdot 10^5$  V/cm. Это связано как с изменением плотности газа, так и тока разряда.

В заключение отметим, что обращает на себя внимание неточность оценки напряженности электрического поля на катоде, проводимая по средней температуре газа, так как плотность газа на катоде за данное расчетное время возрастала, а ее средняя величина в КТП уменьшалась. Видно, что толщина этой зоны с повышенной плотностью газа вблизи поверхности меньше  $10 \mu\text{m}$  (рис. 5), что меньше пространственного разрешения интерферометра [7]. При давлении 5 bar она будет примерно в 75 раз меньше, хотя число  $K_n$  при этом изменится незначительно, так как длина свободного пробега молекул и  $d_N$  одинаково зависят от давления. Такое слабое изменение числа  $K_n$  расширяет диапазон условий применимости модели.

## Выводы

Использование уравнений движения умеренно разреженного газа, методов неравновесной физико-химической газодинамики, дополнение их уравнениями для напряженности электрического поля позволили описать динамику катодного темного пространства тлеющего разряда. Анализ условия самоподдерживания разряда с учетом термической ионизации газа дал критерий для расчета времени существования однородного аномального катодного слоя. Его использование дает расчетное время, удовлетворительно согласующееся с экспериментальными данными. В катодном слое интенсивность термоионизационных процессов увеличивается с ростом диссоциации молекул и температуры газа. Отставание колебательной температуры от поступательной сильно уменьшает скорость диссоциации. Компенсирующее влияние оказывает поступательная неравновесность, связанная с ускорением ионов в сильном поле и их резонансной перезарядкой. В условиях задачи диссоциация молекул при столкновениях с электронами не являлась определяющей. Более того этот вопрос можно изучить, подключая расчет нелокальной функции распределения электронов по энергии. При достаточной продолжительности процесса на устойчивость разряда влияет рост катодного падения потенциала, вызванный разрежением газа.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 98-01-01055.

## Список литературы

- [1] Баранов В.Ю., Борисов В.М., Степанов Ю.Ю. Электро-разрядные эксимерные лазеры на галогенидах инертных газов. М.: Энергоатомиздат, 1988. 216 с.
- [2] Бакич Р.Б., Королев Ю.Д., Месяц Г.А. // Физика плазмы. 1977. Т. 3. Вып. 3. С. 653–656.
- [3] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с.
- [4] Акишев Ю.С., Напартович А.П., Пашкин С.В. и др. // ВТТ. 1984. Т. 22. № 2. С. 201–207.
- [5] Delaporte P., Fontaine B., Forestier B., Sentis M. // Proc. SPIE 8<sup>th</sup> Gas Flow and Chemical Lasers Symposium. Bellingham, WA, 1990. Vol. 1397. P. 485.
- [6] Kosugi S., Maeno K., Honma H. // Jap. J. Appl. Phys. 1993. Vol. 32. P. 1480.
- [7] Schroder G., Haferkamp J., Botticher W. // J. Appl. Phys. 1995. Vol. 78 (8). N 15. P. 4859–4866.
- [8] Фомин В.М., Шаимова И.В., Швейгерт В.А. // Тез. докл. II Всесоюз. совещания по физике электрического пробоя газов. Тарту, 1984. С. 178–180.
- [9] Смирнов С.А. Препринт НИИЭФА. № П-0918. М.: ЦНИИФТОМИНФОРМ, 1993. 64 с.
- [10] Baranov G.A., Smirnov S.A. // XII Intern. Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers and High-Power Laser Conf. SPIE. 1998. Vol. 3574. P. 820–828.
- [11] Осипов В.В. // УФН. 2000. Т. 170. № 3. С. 225–245.
- [12] Баранов Г.А., Смирнов С.А. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 11. С. 49–56.
- [13] Лосев С.А., Макаров В.Н., Погосбекян М.Ю. // МЖГ. 1995. № 2. С. 169–181.
- [14] Мак-Даниель И., Мэзон Э. // Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир, 1976. 422 с.
- [15] Смирнов С.А., Баранов Г.А. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 7. С. 39–43.
- [16] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [17] Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А. // Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.
- [18] Абалкин И.В., Четверушин Б.Н. // 1992. Т. 4. № 11. С. 19–35.
- [19] Латин Ю.В., Стрелец М.Х. Внутренние течения газовых смесей. М.: Наука, 1989. 368 с.
- [20] Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968. 390 с.
- [21] Лосев С.А., Сергиевская А.Л., Русанов В.Д. и др. // ДАН. 1996. Т. 346. № 2. С. 192–196.