

Газодинамика и термоионизационная неустойчивость катодной области тлеющего разряда. II

© 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.)

Численно исследуется влияние структуры потока газа в катодном слое тлеющего разряда на его устойчивость. Электрические параметры вычисляются в диффузионно-дрейфовом приближении с согласованным учетом ассоциативной ионизации в качестве дополнительного источника электронов. Модель также включает уравнения для расчета теплового режима катода и неравновесной физико-химической газодинамики умеренно разреженного газа. Показано, что в импульсном разряде растущая ветвь вольт-амперной характеристики, связанная с разрежением газа за катодной ударной волной, может смениться на падающую, обусловленную ростом интенсивности ассоциативной ионизации. Это определяет начало развития неустойчивости катодного слоя. Выполнены верификационные расчеты. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментами.

Введение

В предыдущей работе [1] была разработана модель катодного слоя тлеющего разряда, включающая в себя формулы для расчета напряженности электрического поля, а также систему уравнений для расчета нестационарных течений умеренно разреженного газа, колебательной кинетики молекул, неравновесной диссоциации, температуры катода. Был предложен критерий для определения времени горения разряда в однородном режиме. Переход к преддуговому катодному пятну связывался с повышением скорости ассоциативной ионизации до уровня электроионизационной. Тестирование модели, выполненное с использованием экспериментальных данных [2,3], показало, что расчетное время существования однородной фазы сильноаномального тлеющего разряда удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными.

Преимущество формул, использованных в [1] для расчета распределения электрического поля в катодном темном пространстве (модель I), являются их простота и автоматическая привязка к эмпирическим данным по величинам катодного падения потенциала, толщине катодного слоя и нормальной плотности тока. Однако они не позволяют исследовать влияние скорости термической ионизации газа на электрические параметры катодного слоя. Этот недостаток преодолен в данной работе, так как в модель катодного слоя включены уравнения для расчета баланса ионов и электронов, в которых рождение зарядов описывается как ионизационным коэффициентом Таунсенда, так и скоростью термической ионизации. Распределение поля вычисляется по уравнению Пуассона.

Диффузионно-дрейфовое приближение тлеющего разряда

Здесь приведена одномерная система уравнений для расчета напряженности электрического поля, концентраций ионов и электронов в диффузионно-дрейфовом при-

ближении. Она широко используется для исследования разряда (например, [4,5]), но здесь ее отличительным признаком является наличие членов, связанных с газодинамическими и химическими процессами,

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + v_e \frac{\partial n_e}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} D_e \frac{\partial n_e}{\partial y} + \alpha(E/N) v_e n_e - \beta n_e n_i + R(N_a, T), \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial n_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} D_i \frac{\partial n_i}{\partial y} + \alpha(E/N) v_e n_e - \beta n_e n_i + R(N_a, T), \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 4\pi(n_i - n_e), \quad E = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad (3), (4)$$

где t — время; y — продольная координата; $n_e, n_i, v_e, v_i, D_e, D_i$ — концентрации, скорости и коэффициенты диффузии электронов и ионов; φ — потенциал; E — напряженность электрического поля; N — концентрация молекул; $\alpha(E/N)$ — ионизационный коэффициент Таунсенда; β — коэффициент рекомбинации; $R(N_a, T)$ — скорость ассоциативной ионизации в процессах $A + A \leftrightarrow A_2 + e$, [1]; N_a — концентрация атомов; T — поступательная температура газа.

Скорости ионов и электронов вычисляются по формулам

$$v_e = -\mu_e E, \quad v_i = \mu_i E + v, \quad (5)$$

где μ_e, μ_i — подвижности электронов и ионов; v — скорость газа.

Граничные условия на катоде при $y = 0$ записывались в виде

$$e\mu_i n_i E = \frac{j}{1 + \gamma}, \quad n_e = \gamma n_i \frac{\mu_i}{\mu_e}, \quad \varphi = 0, \quad (6)$$

а на аноде при $y = H$ — в виде

$$\frac{\partial n_e}{\partial y} = 0, \quad n_i = 0, \quad \varphi = \varphi_a, \quad (7)$$

где γ — коэффициент вторичной эмиссии, e — заряд электрона; j — плотность тока; φ_a — потенциал анода;

величины μ_e , μ_i , D_e , D_i , $\alpha(E^2N)$, β были взяты из работы [4].

Для численного решения (1)–(7) была использована конечно-разностная схема второго порядка точности, описанная в [4].

Система уравнения (1)–(7), а также описанные ранее в [1] уравнения неравновесной физико-химической газодинамики и уравнение для расчета температуры катода представляют модель катодного слоя данной работы (модель II). С ее использованием проведены расчеты разряда в азоте при условиях работы [2], плотностях тока 100 и 1000 А/см² и давлениях $p_0 = 50$, 100 Торг соответственно. Модель II вследствие подключения (1)–(7) позволяет исследовать некоторые детали процессов, связанных с рождением и транспортом зарядов, что определяет ее достоинства по сравнению с моделью I. Однако необходимо отметить, что при использовании диффузионно-дрейфового приближения катодного слоя всегда необходима подгонка результатов к экспериментальным данным. В первую очередь это достигается выбором коэффициента вторичной эмиссии γ , при этом получают более или менее удовлетворительное совпадение величин катодного падения потенциала, а также толщины слоя с экспериментальными данными. Сложнее одновременно получить хорошее совпадение трех основных расчетных параметров U_N , $d_N p$, j_N/p^2 с экспериментальными данными, в этом модель I, как было отмечено выше, имеет преимущества. В данной работе была выбрана величина $\gamma = 0.25$.

Результаты расчетов

Сначала были выполнены тестовые расчеты электрических параметров катодного слоя с использованием (1)–(7) без подключения газодинамики, т.е. при однородной плотности газа и без учета термоионизационных процессов. Давление азота при температуре 300 К было равно $p_0 = 50$ Торг, длина разрядного промежутка 0.25 мм, разность потенциалов между электродами $\varphi_a = 450$ В.

На рис. 1 приведены распределения потенциала, напряженности электрического поля, концентраций электронов и ионов. При заданной величине φ_a установилась плотность тока 28.9 А/см². Толщина слоя и катодное падение потенциала приняли значения $d = 0.042$ мм и $U_K = 404$ В. Эти величины неплохо согласуются с величинами $d = 0.052$ мм и $U_K = 406$ В, полученными по теории Энгеля–Штеенбека для той же плотности тока при нормальных величинах $U_N = 208$ В, $i_N/p^2 = 4$ А/(м² · Торг²), $pd_N = 0.5$ Торг · см [6]. Из рис. 1 видно, что поле в катодном слое распределено линейно. Это тоже соответствует теории и совпадает с более поздними экспериментами [7], где было измерено распределение напряженности поля в катодном слое в водороде при низком давлении газа, когда нагревом газа можно было пренебречь.

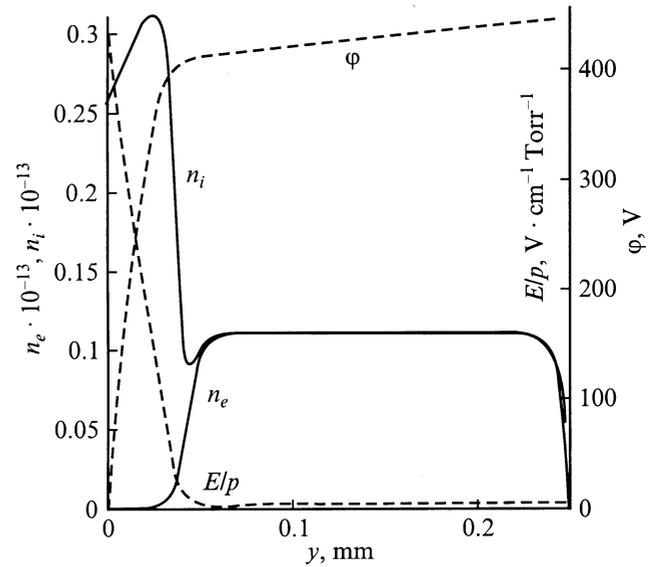


Рис. 1. Распределение в разрядном промежутке потенциала, отношения напряженности электрического поля к давлению газа, концентраций ионов и электронов.

В большей части катодного слоя ионов значительно больше, чем электронов, а резкий рост концентрации последних происходит около внешней границы. Это объясняет, почему диффузионно-дрейфовое приближение, адекватно описывающее ионный ток без учета нелокальных эффектов, также правильно рассчитывает электрическое поле. В положительном столбе получено $E/p = 40$ В/(см · Торг). При увеличении плотности тока до 113 А/см² расчеты дали $E/p = 47$ В/(см · Торг). Это неплохо согласуется с [8], где расчетным путем и экспериментально в импульсном разряде получено $E/p = 32 \div 44$ В/(см · Торг). В экспериментах [9] при значительно меньших плотностях тока в азоте $E/p \approx 30$ В/(см · Торг). Из рис. 1 видно, что около анода наблюдается слой с отрицательным объемным зарядом и с относительно небольшим падением потенциала.

Мы получили результаты, не противоречащие известным данным о катодном слое и положительном столбе при однородной плотности газа, но, как было показано в [1,10], при $p > 5$ Торг нагрев газа изменяет параметры катодного слоя. Сила этого эффекта увеличивается с ростом давления и степени аномальности тока. Поэтому для адекватного расчета катодного слоя необходимо подключать систему уравнений газодинамики.

На рис. 2 представлены распределения концентраций зарядов и плотности газа, полученные в расчетах по полной модели II, т.е. с использованием уравнений (1)–(7) и системы уравнений физико-химической газодинамики [1]. Условия расчета следующие: рассмотрена система азот–медный катод при $p_0 = 50$ Торг и плотности тока $j = 100$ А/см², расстояние между электродами 0.2 мм. Распределения даны для моментов времени $t = 20$ и 45 ns. Время 20 ns соответствует режиму горения при

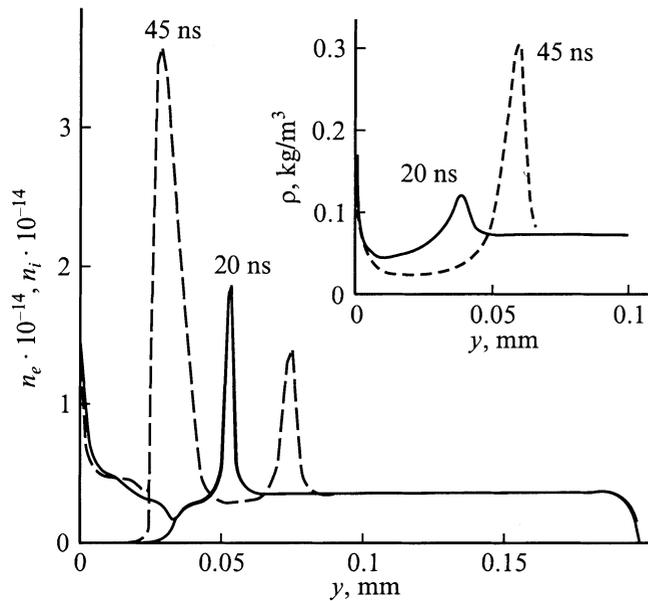


Рис. 2. Распределение в разрядном промежутке концентраций ионов и электронов, а также плотности газа (ρ).

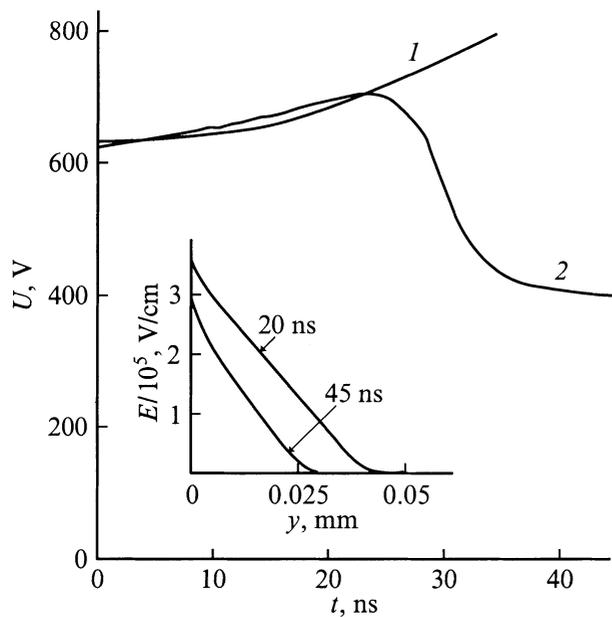


Рис. 3. Распределения по высоте катодного слоя напряженности электрического поля, а также зависимости от времени катодного падения потенциала. 1 — модель I, 2 — модель II.

относительно слабом уровне термоионизации. Время 45 ns — это режим с сильным влиянием термоионизации, что соответствует преддуговому пятну [1]. Видно, что подключение газодинамики существенно меняет картину распределения концентраций зарядов. Первый локальный максимум концентрации ионов появляется на поверхности катода, в зоне локального сжатия газа. Второй максимум концентраций ионов и электронов

находится на фронте катодной ударной волны. Так как при рассмотренных моментах времени ударная волна уже вышла за пределы слоя, на ее фронте сохраняется квазинейтральность плазмы.

На 45-й ns наблюдается также anomalно высокий всплеск концентраций ионов и электронов непосредственно за внешней границей катодного слоя, в нем тоже сохраняется квазинейтральность. К этому моменту времени толщина слоя уменьшилась почти в 2 раза (рис. 3), а катодное падение потенциала уменьшилось от 706 (на 24-й ns) до 400 V. Этот эффект термической ионизации как дополнительного источника электронов, который по инерции существует там, где сильное поле уже затухло.

Начиная с 36-й ns максимум температуры газа, несмотря на существенное уменьшение катодного падения потенциала, фиксируется на уровне 7685 K. С 40-й ns намечается лишь тенденция к уменьшению температуры газа (рис. 4). В данном случае охлаждение газа во внешней части катодного слоя блокируется тепловыделением во внутренней части. Интересно отметить, что на растущей ветви ВАХ, т. е. когда ассоциативная ионизация еще не важна, модели I и II дают хорошо согласующиеся между собой значения катодного падения потенциала и максимума температуры газа в катодном слое (рис. 3, 4).

На рис. 4 приведена зависимость отношения интегральной скорости ассоциативной ионизации в катодном слое к плотности потока зарядов, а фактически к удвоенной величине интеграла от скорости ударной ионизации $R_{int} = (e/j) \int_0^d R(N_a, T) dy$. В [1] было показано, что

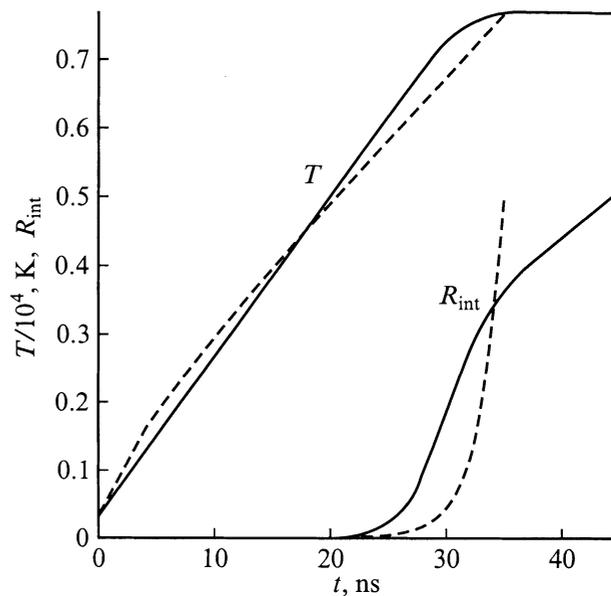


Рис. 4. Зависимости от времени максимальной температуры газа T в катодном слое и относительной величины интегральной скорости ассоциативной ионизации. Штриховая кривая — модель I; сплошная — модель II. Расчет выполнен при постоянной плотности тока.

момент расчетного времени, когда выполняется условие $R_{\text{int}} = 0.5$, хорошо согласуется с экспериментальным временем появления преддугового катодного пятна. Из рис. 4 видно, что спустя 30 ns в модели II рост R_{int} тормозится из-за уменьшения катодного падения потенциала и уровень $R_{\text{int}} = 0.5$ достигается к 45-й ns. В модели I это условие выполняется на 35-й ns, а в экспериментах [2] преддуговое катодное пятно появлялось на 30–40 ns. Таким образом, несмотря на существенную модификацию модели, условие критичности $R_{\text{int}} = 0.5$, введенное в [1], сохраняет свою актуальность.

Предыдущие расчеты были выполнены при фиксированной плотности тока. Однако уменьшение катодного падения потенциала на падающей ветви ВАХ должно приводить к увеличению плотности тока. Приближенные модели, объясняющие поведение катодного слоя на отрицательной ветви ВАХ, предложены, например, в [11,12]. Они не позволяют найти характерное время развития неустойчивости, т.е. время перехода от поднормального к нормальному режиму, но показывают, что на отрицательном участке ВАХ происходят уменьшение диаметра токовой области и увеличение плотности тока.

Аналогичный механизм реализуется и в исследуемых в данной работе процессах, это обсуждалось в [1]. Стартовать он может не по всему диаметру катодного слоя, а там, где находится локальный максимум ассоциативной ионизации, появившейся из-за естественных возмущений параметров. Для выравнивания катодного падения потенциала на внешней границе катодного слоя туда стекается ток. Наша одномерная модель позволяет смоделировать этот процесс в предположении достаточно большого диаметра токовой области и быстрой перестройки плотности тока, т.е. когда диаметр подобласти с критическим уровнем ассоциативной ионизации значительно меньше диаметра токовой области на катоде.

Для этого были выполнены расчеты при следующих условиях. Плотность тока $j = 100 \text{ A/cm}^2$ задавалась только в начальный момент времени. В дальнейшем сохранялась только разность потенциалов между электродами, а плотность тока изменялась в соответствии с условиями в межэлектродном промежутке. Так как в наших расчетах падение потенциала в катодном слое значительно больше, чем в положительном столбе, в данном случае моделировался режим со слабо меняющимся катодным падением потенциала. Это позволило кроме R_{int} проанализировать поведение физических величин более наглядно сигнализирующих о развитии неустойчивости катодного слоя, например, температуры газа и плотности тока.

На рис. 5 приведены временные зависимости R_{int} и максимума температуры в катодном слое. Для сравнения там же приведены данные по модели I при постоянной плотности тока $j = 100 \text{ A/cm}^2$. Видно, что примерно до 40-й ns темп роста температуры по модели II был меньше, чем по модели I. Связано это с тем, что в модели II катодное падение потенциала практически не возрастало, а его слабый рост компенсировался умень-

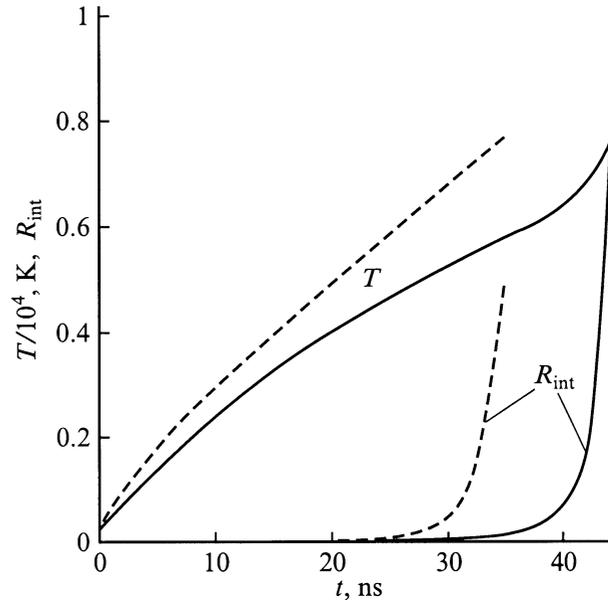


Рис. 5. То же, что на рис. 4, при постоянной величине катодного падения потенциала.

шением плотности тока. В модели I оно увеличивалось (рис. 3). Это определило более позднее проявление ассоциативной ионизации, однако, как только величина R_{int} достигла уровня 0.1, дальнейшее ее увеличение, а также рост температуры проявились взрывным характером из-за увеличения плотности тока. Аналогичная динамика изменения R_{int} , U_K , T_{max} была получена с использованием модели II для азота при $p_0 = 100 \text{ Torr}$, $j = 1000 \text{ A/cm}^2$. Расчетное время развития неустойчивости катодного слоя здесь также удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [2].

В целом разработана модель катодного слоя без введения дополнительных подгоночных параметров. Была использована адекватная система уравнений движения газа, учитывающая его разреженность. Аппарат неравновесной физико-химической газодинамики, включенный в модель, был создан для сильных ударных волн, ссылки даны в [1]. Диффузионно-дрейфовое приближение катодного слоя хорошо известно, оно адекватно описывает необходимые для газодинамики катодного слоя величины: напряженность электрического поля и толщину катодного слоя. Для полноты картины добавлен расчет теплового режима катода, сделано это не только для определения граничного условия, но и для контроля за фазовым состоянием поверхности. И то, что в [2] диссоциация наблюдалась до образования катодного пятна, а появление паров металла происходило позже, говорит об адекватности модели, не требующей в данном случае привлечения малопредсказуемого механизма взрывной эмиссии. В [13] диссоциация водорода экспериментально наблюдалась тоже до формирования катодного пятна.

Полученные данные позволяют описать схему развития термоионизационной неустойчивости катодного

слоя. При достаточно большом токе, когда есть ресурсы по увеличению плотности тока и происходит монотонный рост энерговклада, наблюдается необратимый процесс контракции

$$(N_a, T) \uparrow \rightarrow R_{\text{int}} \uparrow \rightarrow U_K \downarrow \rightarrow j \uparrow \rightarrow (jU_K) \uparrow \rightarrow (N_a, T) \uparrow \dots$$

Если суммарный ток не настолько велик, чтобы при уменьшении U_K вызвать заметный рост плотности тока, возможен спад температуры из-за теплопередачи во внешнюю область. В этом случае получаем автоколебательный режим экспериментально исследованный в [14]. Схема процессов имеет вид

$$(N_a, T) \uparrow \rightarrow R_{\text{int}} \uparrow \rightarrow U_K \downarrow \rightarrow (jU_K) \downarrow \rightarrow T \downarrow \rightarrow R_{\text{int}} \downarrow \rightarrow U_K \uparrow \rightarrow (jU_K) \uparrow \rightarrow (N_a, T) \uparrow \dots$$

Выводы

В импульсном разряде при постоянной плотности тока сначала формируется растущая ветвь ВАХ катодного слоя, обусловленная увеличением аномальности плотности тока из-за разрежения газа. На фронте катодной ударной волны формируются локальные максимумы концентраций ионов и электронов. Другой максимум концентрации ионов может быть расположен в узкой зоне сжатия газа на катоде.

Интенсивность ассоциативной ионизации увеличивается во времени. После достижения ею критического уровня ВАХ становится падающей. Одновременно с ростом ассоциативной ионизации уменьшаются напряженность электрического поля и толщина катодного слоя. В узкой зоне, откуда ушла внешняя граница катодного слоя, т.е. за областью сильных полей, продолжается рождение зарядов в процессах термической ионизации. Это приводит к появлению еще одного локального максимума концентраций зарядов, характерного для неустойчивого состояния катодного слоя.

На падающей ветви ВАХ разряд теряет устойчивость. Динамика этого процесса зависит от внешних условий. При фиксированной величине катодного падения потенциала плотность тока растет с увеличением скорости ассоциативной ионизации. При достижении критического уровня ассоциативная ионизация, плотность тока и температура газа увеличиваются взрывным образом. Расчетные времена развития неустойчивости удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Величины катодного падения потенциала и максимума температуры газа, рассчитанные по двум моделям, хорошо согласуются между собой на растущей ветви ВАХ. Критерий устойчивости, определяемый по интегральной скорости ассоциативной ионизации, позволяет предсказать время появления преддугового катодного пятна при использовании обеих моделей.

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

Список литературы

- [1] Смирнов С.А., Баранов Г.А. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 7. С. 000.
- [2] Бакуит 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] Райзер Ю.П., Суржиков С.Т. // Препринт ИПМ АН СССР, № 304. М., 1987. 40 с.
- [5] Гадияк Г.В., Швейгерт В.А., Ууэмаа О.У. // Изв. СО АН СССР. 1988. Т. 21. Вып. 6. С. 41–48.
- [6] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [7] Barbeau C., Jolly J. // Appl. Phys. Lett. 1991. Vol. 58 (3). P. 237–239.
- [8] Осипов В.В., Савин В.В., Тельнов В.А. // Изв. вузов. Сер. Физика. 1976. № 12 (175). С. 52–56.
- [9] Пашкин С.В., Перетьяко П.И. // Квантовая электрон. 1991. Т. 5. № 5. С. 1159–1160.
- [10] Смирнов С.А. // Материалы конф. "Физика и техника плазмы" Минск, 1994. Ч. 1. С. 168–171.
- [11] Дыхне А.М., Напартович А.П. // ДАН СССР. 1979. Т. 247. С. 837.
- [12] Бронин С.Я., Колобов В.М., Сушкин В.Н. и др. // ТВТ. 1980. Т. 1. С. 46.
- [13] Keeker M.M., Barrant M.R., Craggs J.D. // J. Phys. D. 1972. Vol. 5. P. 253.
- [14] Акишев Ю.С., Напартович А.П., Пашкин С.В. и др. // ТВТ. 1984. Т. 22. № 2. С. 201–207.