

Краткие сообщения

04

Корреляция между обращением знаков электрического поля в прикатодной плазме и анодного падения потенциала в коротком тлеющем разряде постоянного тока

© Е.И. Прохорова,^{1,3} А.А. Кудрявцев,^{2,3} А.А. Платонов,¹ А.Г. Слышов¹

¹ Петрозаводский государственный университет,
185910 Петрозаводск, Россия

² Харбинский политехнический университет,
Харбин, Китай

³ Санкт-Петербургский государственный университет,
199034 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: prokhorova@petsu.ru

(Поступило в Редакцию 24 октября 2016 г.)

Выполнены сравнительно простые зондовые и оптические эксперименты, подтверждающие наличие двух основных сценариев формирования продольных характеристик короткого (без положительного столба) тлеющего разряда. 1. При низких давлениях, когда имеет место одна точка обращения знака электрического поля в максимуме концентрации плазмы, анодное падение отрицательное и величина анодного падения мала, там нет ионизации и анодная область темная. 2. при повышении давления следует ожидать две точки обращения поля, знак анодного падения положителен и анодное падение потенциала сравнимо с потенциалом ионизации газа, имеет место интенсивная ионизация непосредственно у анода, который ярко светится.

DOI: 10.21883/JTF.2017.07.44687.2076

Тлеющий разряд представляет собой наиболее подробно исследованный и практически важный плазменный объект. За полтора века интенсивных исследований накоплен огромный объем информации о его свойствах (см., например, [1,2]). Тем не менее можно отметить две важных фундаментальных проблемы, дискуссия вокруг которых ведется до сих пор.

Так, лишь сравнительно недавно был надежно экспериментально установлен факт обращений знака электрического поля (FR) в прикатодной плазме отрицательного свечения (NG) и фарадеева темного пространства (FDS) [3]. В этих областях разряда электрическое поле мало, и в зависимости от длины разрядного промежутка здесь формируется одна или две точки обращения знака электрического поля (см., например, [2–9]). Формально возможен случай прямого электрического поля во всей плазменной области тлеющего разряда. В рамках гидродинамической модели уточненный критерий обращения поля представлен в [9].

Их положение важно знать как с научной, так и прикладной точек зрения, поскольку первая точка FR определяет долю ионов из плазмы отрицательного свечения, которая возвращается обратно на катод и вносит (часто значительный) вклад в эмиссию электронов с его поверхности. В свою очередь, наличие потенциальной ямы для электронов в плазме при обращении знака поля приводит к запираению внутри нее отрицательных ионов и пылевых (аэрозольных) частиц, что важно для приложений. К сожалению, в этих областях разряда электри-

ческое поле и перепад потенциала имеют относительно малые величины, причем расстояние между точками обращения поля не превышает длину энергетической релаксации электрона [2]. Поэтому на практике определение и/или предсказание как самого факта обращения поля в данных условиях, так и количества там точек FR является далеко не тривиальной задачей [1,2].

Также до сих пор остается дискуссионным и во многом неясным вопрос о физических механизмах формирования анодного падения потенциала (AF) [1,2]. Поэтому предсказать его знак и величину в конкретных условиях часто бывает затруднительно. В эксперименте наиболее детально изучено анодное падение в длинном разряде с положительным столбом (PC), где часто наблюдается как положительное, так и отрицательное AF. В одной из последних работ на эту тему [10] намечены лишь пути для решения проблемы AF в разряде с PC и сделан принципиальный вывод, что определяющую роль в объяснении этого явления должна играть нелокальная кинетика электронов.

Отметим, что для короткого (без PC) разряда в последнее время был достигнут значительный прогресс в понимании физических механизмов формирования его параметров [2,11–16]. Было показано, что характерными точками продольной структуры разряда в первую очередь являются: граница слоя катодного падения d , разделяющая области объемного заряда и плазмы, и точка максимума концентрации плазмы x_m , которой соответствует экстремум электрического потенциала $\varphi(x)$ (пер-

вая точка обращения поля 1FR). Далее за x_m по направлению к аноду плотность плазмы убывает экспоненциально примерно как $n(x_m) \exp(-x/\lambda_f)$. Характерный масштаб спада плотности плазмы в FDS λ_f можно оценить по интерполяционной формуле $\lambda_f^{-1} = 2.4/R + \lambda_f^{-1}$ [1,2] (R — радиус трубки, λ_f — масштаб спада источника нелокальной ионизации в плазме электронами, набравшими свою энергию в слое CF. В [11] была рекомендована оценка $\lambda_f \approx \Lambda_f/2 \approx U/2pB$, где Λ_f — пробег (range) быстрых электронов, набравших энергию катодного падения U , а B — параметр аппроксимации коэффициента Таунсенда, $\alpha/p = A \exp(-Bp/E)$ (для азота $B = 342 \text{ V}/(\text{cm}10^2 \text{ Pa})$). Поскольку плазма NG и FDS всегда сильно неоднородна, то большой градиент плотности электронов приводит к тому, что диффузионная компонента электронного тока там практически всегда превышает разрядный ток ($eD_e \nabla n > j$) и возникает обратное поле, тормозящее электроны и ускоряющее ионы по направлению уже не к катоду, а к положительному аноду [1,2,4]. В рамках гидродинамической модели уточненный критерий обращения по [1,24] поля представлен в [9].

Как результат в зависимости от соотношения между длиной L и пробегом (range) Λ_f быстрых электронов, набравших энергию катодного падения U в тлеющих разрядах, следует ожидать два основных сценария [2,7,8,11]:

1. При низких давлениях, когда длина межэлектродного промежутка $L \leq \Lambda_f$, участок обратного поля с потенциальной ямой для электронов простирается вплоть до анода. Поскольку при $x > x_m$ ионы движутся к аноду, то поле у анода не может изменить знак (в противном случае положительного анодного падения этим ионам было бы негде гибнуть). При этом и знак анодного падения (AF) отрицательный, тормозящий электроны. Основная часть электронов заперта в этой яме, причем полный перепад потенциала мал ($\sim 1-2 \text{ eV}$), поскольку он определяется сравнительно низкой ($< 1 \text{ eV}$) температурой запертых электронов T_e [2,11].

2. При увеличении длины разряда или давления (параметра pL) пробег быстрых электронов становится уже много меньше длины разрядного промежутка ($\Lambda_f < L$). Поскольку концентрация плазмы быстро спадает (на масштабе R), то далее к аноду диффузионная компонента электронного тока уже не может обеспечить условие сохранения плотности разрядного тока. Поэтому при $x_2 \approx x_m + R$ следует ожидать образование второй точки обращения поля, за которой происходят постепенное восстановление прямого поля в плазме и рост собственной ионизации плазменными электронами [2,11]. Поскольку в этой переходной области электрическое поле пространственно-неоднородно и растет, то знак AF должен измениться на положительный. Как отмечено в [7,8], пока длина разряда такова, что для образования продольно однородного РС не хватает места, такая промежуточная темная область с неоднородной плазмой и заметным прямым полем имеет черты как фарадеева темного пространства FDS (отсутствие свечения), так

и положительного столба РС (практически постоянное прямое поле). В частности, для нее подходящим является предложенный в [1] термин „неоднородная плазменная область разряда“. Некоторой аналогией этой области может служить переходная слабосветящаяся область между FDS и автономным однородным РС в классических длинных разрядах. Отметим, что в разрядах повышенных давлений ранее также наблюдался аномально длинный FDS с неоднородным полем, классифицированный в [1] как неоднородный плазменный столб. Поэтому вопрос о формировании темной (или слабо светящейся) области FDS в разрядах в трубках требует отдельного рассмотрения.

Исходя из сказанного выше можно заключить, что явления обратного поля и знака анодного падения в коротких разрядах взаимосвязаны друг с другом. При этом следует ожидать два основных сценария:

1) при низких давлениях, когда имеет место одна точка FR в максимуме концентрации плазмы, анодное падение отрицательное и величина падения AF мала, там нет ионизации и анодная область темная;

2) при повышении давления следует ожидать 2 точки FR, знак AF положителен и падение потенциала сравнимо с потенциалом ионизации газа, имеет место интенсивная ионизация непосредственно у анода, который ярко светится.

Основываясь на этих соображениях, в настоящей работе предложены и выполнены сравнительно простые зондовые измерения плавающего потенциала и оптические наблюдения за анодным свечением, позволяющие быстро определить, какой из вышеприведенных сценариев реализуется на практике.

При определении пространственного распределения потенциала плазмы обычно измеряется вторая производная зондового тока, нуль которой отождествляется с потенциалом пространства в данной точке [17]. Но измерение второй производной зондового тока достаточно сложная экспериментальная задача, особенно в прикатодной области разряда. В настоящей работе наряду с измерениями второй производной зондового тока по потенциалу зонда исследовалось поведение плавающего потенциала при различных параметрах разряда, зависимость которого от координаты должна быть подобна соответствующей для второй производной. В то же время экспериментальное определение плавающего потенциала является более простой задачей и обычно не вызывает затруднений на практике, поскольку для этих измерений достаточно только вольтметра с большим входным сопротивлением.

Измерения проводились в цилиндрической стеклянной газоразрядной трубке с внутренним радиусом $R = 37 \text{ mm}$ с подвижным плоским молибденовым катодом диаметром 56 mm и плоским молибденовым анодом диаметром 60 mm . В трубке располагался подвижный цилиндрический зонд длиной 3 mm и диаметром 0.2 mm , выходящий из центра анода и позволяющий проводить измерения вдоль оси разряда. Максимальное расстояние между анодом и катодом составляло 165 mm .

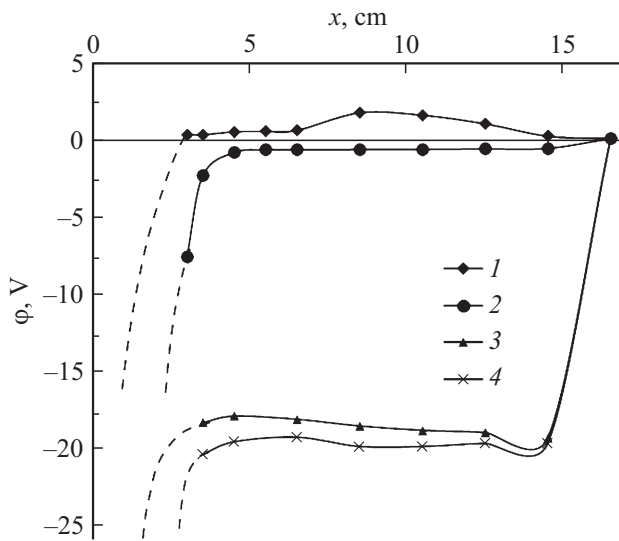


Рис. 1. Распределение потенциала пространства (1, 3) и плавающего потенциала (2, 4) по длине разрядного промежутка (азот, давления 0.2 (1, 2) и 0.35 (3, 4) Па, разрядный ток 10 мА), x — расстояние от катода. 1 — потенциал пространства, давление 20 Па, 2 — плавающий потенциал, давление 20 Па, 3 — потенциал пространства, давление 35 Па, 4 — плавающий потенциал, давление 35 Па.

Трубка находилась под откачкой в течение нескольких дней. Непосредственно перед измерениями трубка заполнялась азотом при рабочем давлении 10–60 Па и зажигался разряд при разрядном токе в 3–5 раз больше рабочего. Тренировка проводилась при изменении полярности электродов 3–4 раза с последующей откачкой. Для очистки зонда на него подавалось напряжение $U = -250$ В относительно анода в течение всего времени между измерениями.

С помощью подвижного зонда измерялась вторая производная зондового тока, которая позволяет получить информацию о потенциале пространства в области расположения зонда. Исследования проводились в азоте при разрядном токе 10 мА и давлениях 10–55 Па. Вторые производные измерялись с помощью установки, описанной в работе [18]. Потенциал, соответствующий нулю второй производной, принимался за потенциал пространства.

На рис. 1 приведены распределения потенциала пространства по длине разрядного промежутка при двух типичных исследованных давлениях азота (20 и 35 Па соответственно). Одновременно с измерением вторых производных определялся плавающий потенциал зонда относительно анода. Для измерений использовался обычный цифровой вольтметр с большим входным сопротивлением.

Из рис. 1 видно, что при более низком давлении газа измеряемые потенциалы по абсолютному значению малы и отличаются от потенциала анода в пределах 1–2 В. Наблюдаемая картина соответствует сценарию 1 — одной точке обращения поля и отрицательному анодному

падению. В то же время при увеличении давления виден их значительный рост до абсолютных значений относительно анода, соответствующих потенциалу ионизации газа. Согласно приведенному выше анализу, это соответствует сценарию 2 — формированию второй точки обращения поля в плазме и далее снова прямого поля к аноду и положительному анодному падению. Следует отметить, что в обоих случаях сами пространственные распределения потенциалов в плазме ведут себя подобным образом, мало изменяясь по величине и образуя слабые потенциальные ямы для электронов глубиной 1–2 eV. Поскольку температура электронов T_e в прикатодной плазме NG и FDS низка (< 1 eV), то и перепад потенциала, соответствующий нескольким T_e/e , также имеет небольшую величину (подробнее см., например, [2]).

Резкое изменение абсолютной величины потенциала плазмы относительно анода при переходе от рассмотренного выше сценария 1 к сценарию 2 можно видеть из результатов измерений зависимости плавающего потенциала от давления газа для одной точки внутри газоразрядной трубки (рис. 2). Видно, что при низких

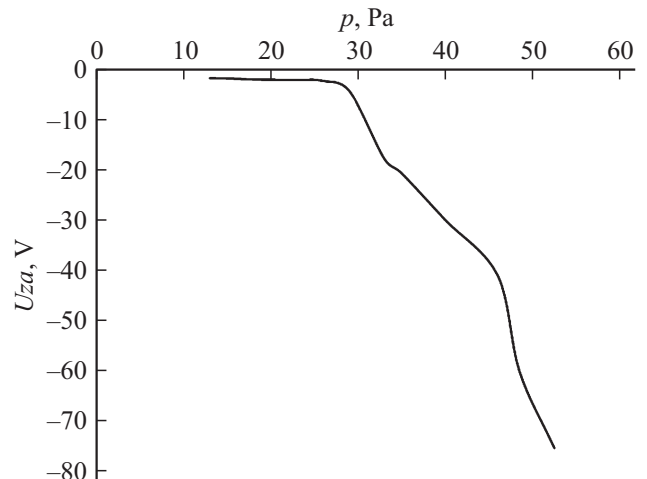


Рис. 2. Зависимость плавающего потенциала от давления (азот, разрядный ток 10 мА, $x = 10$ см до катода).

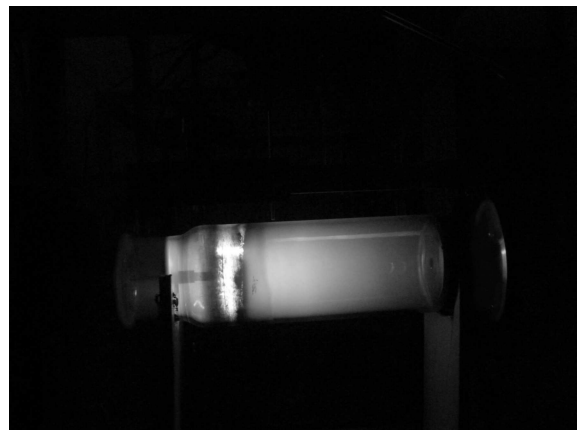


Рис. 3. Фотографии разряда для условий рис. 1.

давлениях азота (от 10 до 29 Па в настоящем исследовании) плавающий потенциал мало меняется и остается малым (менее 2 В). В то же время при увеличении давления (29–55 Па) виден резкий рост до 20 В и далее более плавный рост с давлением газа по абсолютному значению до 70–80 В. По-видимому, этот рост связан с увеличением длины области прямого поля и увеличении там падения потенциала.

На рис. 3 представлены свечения разряда для условий рис. 1. Наблюдаемая картина свечения полностью соответствует приведенному выше анализу. Видно, что при низких давлениях, когда $L \leq \Lambda_f$, анодная область темная, причем область отрицательного свечения распространяется вплоть до анода. В то же время при повышении давления $L > \Lambda_f$, наблюдаются темная область фарадеева темного пространства и светящаяся пленка непосредственно вблизи анода.

Таким образом, по характеру поведения плавающего потенциала в зависимости от экспериментальных условий можно спрогнозировать образование потенциальной ямы для медленных электронов на пространственном распределении потенциала пространства в прикатодной плазме NG и FDS. Когда при этом плавающий потенциал имеет небольшое значение по абсолютной величине (в нашем случае менее двух вольт), анодное падение отрицательное (отгалкивающее электроны). При достижении плавающего потенциала относительно анода по абсолютному значению десятков вольт можно утверждать, что анодное падение положительное.

В свою очередь, в результате простых визуальных наблюдений за характером свечения анода можно сделать следующие выводы.

В тех случаях, когда анод темный, следует ожидать потенциальную яму для электронов вплоть до анода и отрицательного анодного падения, составляющего малую (менее нескольких вольт) абсолютную величину. При ярком анодном свечении следует ожидать положительное анодное падение, величина которого порядка и выше потенциала возбуждения газа. И хотя в этом случае формально возможно наличие прямого электрического поля вдоль всего разрядного промежутка (от катода до анода), когда потенциал плазмы меняется монотонно, наиболее вероятным является наличие потенциальной ямы.

Зондовые измерения выполнены при поддержке гранта РФФ 14-12-00094, оптические измерения выполнены при поддержке гранта РФФИ 16-08-00870.

Список литературы

- [1] Райзер Ю.П. // Физика газового разряда. М.: Наука. 1987.
- [2] Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. // Физика тлеющего разряда. СПб.: Лань, 2010.
- [3] Gottscho R., Mitchell A., Scheller G.R., Chan Yin-Yee, Graves D. // Phys. Rev. A. 1989. Vol. 40. N 11. P. 6407–6414.
- [4] Rozhansky V.A., Tsendin L.D. // Transport phenomena in partially ionized plasmas. Taylor & Francis, NY. & London, 2001.
- [5] Fiala A., Pichford L.C., Boeuf J.P. // Phys. Rev. E. 1984. Vol. 49. P. 5607–5622.
- [6] Кудрявцев А.А., Тошнова Н.Е. // Письма в ЖТФ. Т. 31. No 9. 2005. С. 26–34.
- [7] Кудрявцев А.А., Нисимов С.У., Прохорова Е.И., Слышов А.Г. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 17. С. 104–110.
- [8] Кудрявцев А.А., Нисимов С.У., Прохорова Е.И., Слышов А.Г. // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 9. С. 8–11.
- [9] Барзилович К.А., Богданов Е.А., Кудрявцев А.А. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. No 13. С. 88–94.
- [10] Цендин Л.Д. // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 11. С. 154–158.
- [11] Кудрявцев А.А., Морин А.В., Цендин Л.Д. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 8. С. 71–82.
- [12] Bogdanov E.A., Adams S.F., Demidov V.I., Kudryavtsev A.A., Williamson J.M. // Phys. Plasmas. 2010. Vol. 17. N 10. P. 103502(1-11).
- [13] Богданов Е.А., Кудрявцев А.А., Чирцов А.С. // ЖТФ. 2011. Т. 81. No 1. С. 59–64.
- [14] Rafatov I.E., Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A. // Phys. Plasmas. 2011. Vol. 19. P. 033502.
- [15] Rafatov I.E., Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A. // Phys. Plasmas. 2012. Vol. 19. P. 093503.
- [16] Eylenceoglu E., Rafatov I.E., Kudryavtsev A.A. // Phys. Plasmas. 2015. Vol. 22. N 1. P. 013509(1–9).
- [17] Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1996.
- [18] Платонов А.А. Матер. XIII Междунар. конф. Физика в системе современного образования (ФССО-2015). СПб., 2015. Т. 2. С. 248–250.