

04;12

Распределение параметров плазмы в прикатодных областях тлеющего разряда в азоте

© А.А. Кудрявцев,² С.У. Нисимов,¹ Е.И. Прохорова,¹ А.Г. Слышов¹

¹ Карельская государственная педагогическая академия,
185680 Петрозаводск, Россия
e-mail: prokhorova@kspu.karelia.ru

² Санкт-Петербургский государственный университет,
199034 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: akud@ak2138.spb.edu

(Поступило в Редакцию 10 октября 2011 г.)

Проведенные исследования в тлеющем разряде низкого давления в азоте свидетельствуют о формировании потенциальной ямы для тепловых электронов и обращении знака электрического поля вблизи максимума концентрации прикатодной плазмы. В зависимости от приведенной длины разряда pL имеет место одна или две точки обращения поля, с которыми коррелирует знак анодного падения (соответственно отрицательный и положительный).

Тлеющий разряд является объектом постоянного внимания [1], поскольку он широко используется как в практических приложениях, так и является удобным физическим объектом для научных исследований.

Поскольку газовые разряды постоянного тока классифицируются по явлениям на катоде, то процессы в прикатодной области определяют их основные свойства. Для тлеющих разрядов физическая картина окончательно прояснилась только в последние годы, когда была установлена определяющая роль процессов нелокальной ионизации быстрыми электронами с катодного слоя (CF) в формировании прикатодной плазмы отрицательного свечения (NG) и фарадеева темного пространства (FDS); обращения знака электрического поля (FR) в плазме и знак анодного падения (AF) (положительный или отрицательный) и т.п. [1–3]. Так, явление FR приводит к тому, что часть ионов из плазмы отрицательного свечения возвращается обратно на катод и вносит значительный вклад в эмиссию электронов с его поверхности. В свою очередь, если при отрицательном анодном падении величина AF мала и ионизации там нет, то при положительном AF падение потенциала в нем сравнимо с потенциалом ионизации газа и имеет место интенсивная ионизация непосредственно у анода [1,3]. Поэтому при любом корректном рассмотрении процессов в прикатодных областях тлеющего разряда необходимо учитывать все эти явления.

Так как все характерные длины релаксации по импульсам и энергиям электронов определяются столкновениями, то параметром подобия является приведенная длина разряда pL [1]. Традиционно при теоретическом рассмотрении и моделировании в литературе основное внимание уделяется атомарным газам. Эксперименты в прикатодной области тлеющего разряда в гелии [4] в целом подтвердили анализ [1–3]. Было показано, что для заданной геометрии разряда в зависимости от давления

образуются одна или две точки обращения поля, с которыми коррелирует знак анодного падения (соответственно отрицательный и положительный). И хотя эта картина, по-видимому, должна быть в целом справедлива и в молекулярных газах, до настоящего времени соответствующие экспериментальные наблюдения, насколько нам известно, не проводились.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований продольной структуры прикатодных областей тлеющего разряда в азоте. Показано, что, как и в исследованном ранее разряде гелия [4], в прикатодной плазме отрицательного свечения и фарадеева темного пространства формируется потенциальная яма для тепловых электронов с обращением знака электрического поля. Соответственно в зависимости от приведенной длины разряда pL образуются одна или две точки обращения поля, с которыми коррелирует знак анодного падения (соответственно отрицательный и положительный). Функция распределения электронов по энергиям (ФРЭ) является максвелловской с температурой, определяемой колебательной температурой молекул азота.

Согласно предыдущему анализу (см., например, [1–3]), 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 $\varphi(x)$ (первая точка обращения поля IFR). 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 λ_F можно оценить по интерполяционной формуле $\lambda_F^{-1} = 2.4/R + \lambda_f^{-1}$ [2,4] (R — радиус трубки, λ_f — масштаб спада источника нелокальной ионизации в плазме электронами, набравшими свою энергию в слое CF [5]). Для аномального разряда можно

воспользоваться оценкой из [6] $\lambda_f \approx \Lambda_f/2 \approx U/2pB$, 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 $B = 342 \text{ В}/(\text{см Torr})$. Поскольку плазма NG всегда сильно неоднородна, то большой градиент плотности электронов приводит к тому, что диффузионная компонента электронного тока там превышает разрядный ток ($eD_e \nabla n > j$). Поэтому от максимума концентрации плазмы по направлению к аноду, где токовое E_c и амбиполярное E_a поля направлены в противоположные стороны, при $|E_c| < |E_a|$ возникает обратное поле, тормозящее электроны и ускоряющее ионы по направлению уже не к катоду, а к положительному аноду [1–3].

В зависимости от величины параметра pL в тлеющих разрядах следует ожидать два основных сценария [2–4]:

а) при низких давлениях, когда длина межэлектродного промежутка $L \leq \Lambda_f$ и нелокальная ионизация значительна во всем разрядном промежутке, участок обратного поля с потенциальной ямой для электронов простирается вплоть до анода. В этом случае и знак АФ отрицательный, тормозящий электроны [3]. Основная часть электронов заперта в этой яме, причем полный перепад потенциала мал ($\sim 1\text{--}2 \text{ eV}$), поскольку он определяется сравнительно низкой ($< 1 \text{ eV}$) температурой запертых электронов T_e . Оценка положения характерной точки x_m в этом случае дает $x_m = (L - d)/2$ в широких трубках ($R > L$) и $x_m \approx d + R$ при $R < L$ [3];

б) при увеличении длины разряда или давления (параметра pL) пробег быстрых электронов становится уже много меньше длины разрядного промежутка ($\Lambda_f < L$) и при $\lambda_f < R$ точка максимума концентрации расположена ближе к границе слоя $x_m \approx d + \lambda_f$. Поскольку концентрация плазмы быстро падает (на масштабе R), то далее к аноду диффузионная компонента электронного тока уже не может обеспечить условие сохранения плотности разрядного тока. Поэтому следует ожидать образование второй точки обращения поля при $x_2 \approx x_m + R$, за которой происходит восстановление прямого поля в плазме и рост собственной ионизации плазменными электронами [2]. В этой переходной области электрическое поле пространственно неоднородно и растет до своего значения в стобе разряда (если позволяет длина межэлектродного промежутка). Соответственно и знак АФ должен измениться на положительный¹.

Эксперименты проводились в цилиндрической разрядной трубке длиной $L = 165 \text{ мм}$ с внутренним диаметром $R = 74 \text{ мм}$, с плоскими молибденовыми катодом и анодом диаметрами 56 и 60 мм соответственно. В трубке располагался подвижный цилиндрический зонд длиной 3 мм и диаметром 0.2 мм, позволяющий проводить измерения вдоль оси разряда.

¹ Вопрос о формировании АФ в длинном разряде с однородным положительным столбом (РС) является до сих пор дискуссионным, поскольку там наблюдалось и отрицательное анодное падение [3].

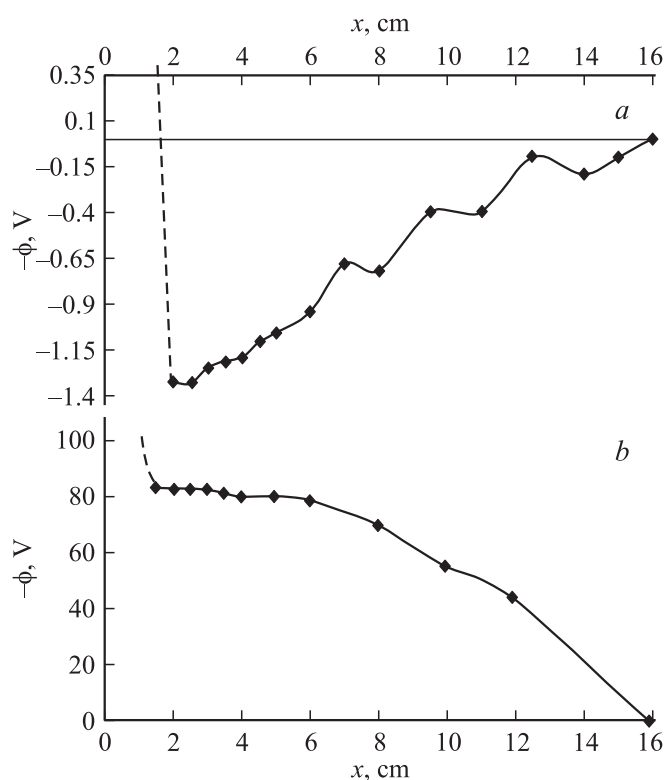


Рис. 1. Аксиальное распределение потенциала для $p = 0.2$ (a) и 0.5 Torr (b), x — расстояние до катода.

Использовался метод модуляции зондового тока с введением в зондовую цепь 100% модулированного сигнала с несущей частотой 100 kHz, и модулирующей частотой 1 kHz. Низкочастотный сигнал с частотой 1 kHz, пропорциональный второй производной зондового тока, выделялся с помощью селективного усилителя с синхронным детектором.

По измеренным вторым производным зондового тока определялась ФРЭ и другие характеристики электронов, а по ее нулю определялся потенциал пространства.

Для достижения пространственного разрешения измерения подвижным зондом проводились при низких давлениях, когда длины пробега частиц и все интересные пространственные размеры максимальны. Исследовался аномальный тлеющий разряд в азоте при низких давлениях и токах от 1 до 15 мА. Ниже приведены характерные результаты для двух давлений $p = 0.2 \text{ Torr}$ (разрядный ток $I = 5.5 \text{ мА}$, напряжение на катоде $U = -960 \text{ В}$) и 0.5 Torr ($I = 10 \text{ мА}$, $U = -540 \text{ В}$), при которых наблюдались два характерных типа пространственного распределения параметров (рис. 1).

Поскольку профили концентрации, определенные разными способами, дают одинаковый ход, то на рис. 2 представлены профили аксиальных распределений концентрации, определенной по ионному току при потенциале изолированного зонда.

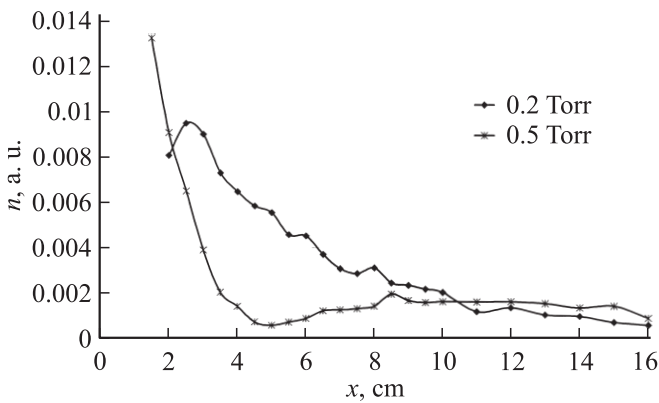


Рис. 2. Аксиальный профиль распределения концентрации для $p = 0.2$ и 0.5 Torr, x — расстояние до катода.

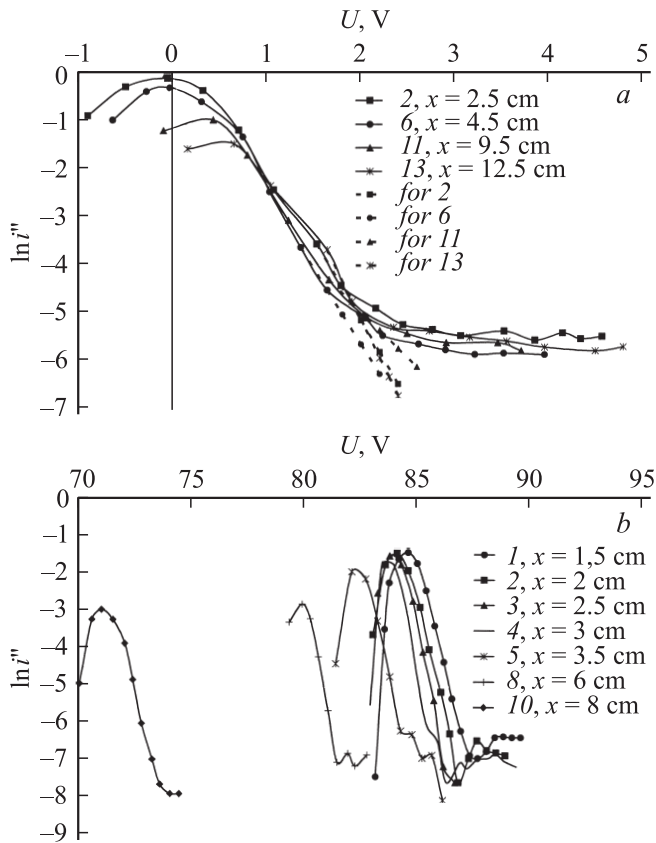


Рис. 3. Вторые производные зондового тока на оси разряда для $p = 0.2$ (a) и 0.5 Torr (b). Разрядные условия соответствуют данным рис. 1, 2.

На рис. 3 представлены ФРЭ (вторые производные зондового тока по потенциалу зонда).

Как видно, при низком давлении, когда пробег электронов с энергией, равной катодному падению, сопоставим с расстоянием катод–анод ($\Lambda_f \approx 960 / (0.2 \cdot 342) \approx 14$ см), на профиле потенциала наблюдается потенциальная яма с минимумом при $x_m \approx 2.5$ см от катода

и глубиной порядка 1.3 eV (рис. 1, a). Практически все приложенное напряжение сосредоточено в узком катодном слое (для аномального разряда его ширина меньше $0.2/p$ см). Такая картина соответствует рассмотренному выше сценарию (a) с одной точкой FR, когда концентрация плазмы имеет максимум в NG и далее монотонно падает к аноду (верхняя кривая на рис. 2). Потенциал плазмы относительно опорного электрода (анода) и само анодное падение отрицательны (тормозят электроны) и малы (несколько T_e), так что ионизация в анодном слое отсутствует. Линейный участок полупологарифмической зависимости на ФРЭ свидетельствует, что электроны в этой образуемой во всем плазменном объеме потенциальной яме имеют максвелл-большмановское распределение. Возможной причиной этого является интенсивное взаимодействие электронов с колебательно-возбужденными молекулами, формирующее вплоть до второго порога колебательного возбуждения азота ($3.5\text{--}4$ eV) максвелловское распределение с $T_e \approx T_v$ колебательной температуре [7]. Практически во всех режимах средняя температура электронов, определенная по наклону логарифма второй производной, составляет 0.3 eV. Этот факт коррелирует с расчетами [8] и экспериментами [7], где показано, что в подобных условиях импульсного возбуждения величина T_v примерно постоянна и равна $0.25\text{--}0.3$ eV.

При более высоком давлении картина пространственного распределения значительно изменяется и наблюдается второй из рассмотренных выше сценариев (рис. 1, b и нижняя кривая на рис. 2). В этом случае уже не все приложенное напряжение падает в катодном слое, а имеется значительный участок с прямым полем в плазме и заметное положительное анодное падение потенциала (притягивающее электроны). В такой ситуации идентифицировать участок слабого изменения потенциала плазмы как потенциальную яму небольшой амплитуды можно лишь с привлечением дополнительной априорной информации. Действительно, оценки по спаду концентрации показывают, что от максимума концентрации плазмы по направлению к аноду $eD_e \nabla n > j$, т.е. точка $x_m \approx 1$ см по-прежнему соответствует первой точке обращения поля 1FR. Поскольку ближе к аноду поле снова прямое, то вблизи начала резкого изменения потенциала должна находиться вторая точка обращения поля 2FR². Она может быть идентифицирована по положению минимума концентрации плазмы $x_{\min} \approx 5$ см (рис. 2). Поэтому участок слабого изменения потенциала скорее следует рассматривать как потенциальную яму малой глубины (порядка 0.5 eV) с двумя точками FR. Далее находится участок прямого поля, ускоряющего электроны к аноду, так что потенциал анода положительный (поле в AF уже не может снова изменить знак и запирает электроны). В такой ситуации ионы

² Случай прямого (без двойного обращения) поля во всем объеме формально также возможен, но условием его реализации является выполнение довольно специфических условий [2].

поступают в плазму из анодного слоя и величина АФ обычно значительна (сравнима с потенциалом ионизации газа [1,3]). Непосредственно на аноде наблюдается светящаяся пленка, свидетельствующая о генерации там зарядов (подробнее см., например, [1,3]). При этом, кроме области NG у катода, никакого свечения разряда во всех исследуемых условиях больше нет. Возможно, это связано с тем, что сравнительно большой радиус трубки приводит при прочих равных условиях к более медленному амбиполяроному уходу зарядов на стенки. Для его компенсации уже не требуется такое, как в классическом РС в узких трубках с $L/R \gg 1$, продольное поле, чтобы вызывать заметное свечение. Компенсация амбиполярной гибели на стенках в рассматриваемых условиях короткого разряда в основном определяется приходом зарядов в продольном направлении со стороны катода и анода. Поэтому плазма существенно нелокальна в том смысле, что в балансе зарядов их диффузионная гибель на стенках в значительной степени компенсируется не столько локальной ионизацией в объеме, как в классическом автономном РС, а в основном их приходом в продольном направлении со стороны катода и анода. В этом смысле точка минимума концентрации 2FR есть то место, где интенсивность источников прихода слева (со стороны катода) и справа (со стороны анода) минимальна. Определенный вклад в баланс зарядов, по-видимому, вносит и пеннинговская ионизация с участием долгоживущих колебательно и электронно возбужденных молекул.

Измеряемые при давлении 0.5 Торг ФРЭ также близки к максвелловским с температурой порядка 0.3 eV. Их положение определяется продольным изменением потенциала пространства (рис. 3, b).

Таким образом, в коротких (без положительного столба) разрядах визуальнo темная область FDS может реализоваться и в заметном постоянном продольном поле. Формально 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). Поэтому, по-видимому, для нее более правильно использовать 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 разрядах. Здесь же для образования продольно однородного РС, по-видимому, просто не хватает места. 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 в разрядах в трубках требует отдельного рассмотрения.

Авторы благодарят Л.Д. Цендина за внимание и помощь в работе.

А.А. Кудрявцев благодарит за поддержку РФФИ и ФЦП.

Список литературы

- [1] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Интеллект, 2009. 734 с.
- [2] *Kolobov V.I., Tsendin L.D.* // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 46. P. 7837.
- [3] *Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д.* Физика тлеющего разряда. СПб.: Лань, 2010. 512 с.
- [4] *Кудрявцев А.А., Нисимов С.У., Прохорова Е.И., Слышов А.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 37. Вып. 17. С. 104–110.
- [5] *Peres I., Quadoudi N., Pichford L.C., Boeuf J.P.* // J. Appl. Phys. 1992. Vol. 72. P. 4533.
- [6] *Кудрявцев А.А., Морин А.В., Цендин Л.Д.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 8. С. 71–82.
- [7] *Kudryavtsev A.A., Ledyankin A.I.* // Phys. Scripta. 1996. Vol. 53. P. 597–602.
- [8] *Демьянов А.В., Жданок С.А., Кочетов И.В., Напартович А.П., Певгов В.Г., Старостин А.Н.* // ПМТФ. 1981. № 3. С. 5.