УДК 537.538

А.С.МУСТАФАЕВ
Профессор кафедры общей и технической физики
А.В.МОРИН
Аспирант кафедры общей и технической физики

КИНЕТИКА КОРОТКИХ ТЛЕЮЩИХ РАЗРЯДОВ С УЧЕТОМ НЕЛОКАЛЬНОЙ ИОНИЗАЦИИ

Для оценки основных параметров коротких тлеющих разрядов предложена аналитическая модель, учитывающая как рождение электронов в катодном слое, так и нелокальную ионизацию в плазме отрицательного свечения. В отличие от традиционного, данная модель использует подход, в котором разрядный промежуток разделяется на слои объемного заряда и квазинейтральную плазму. Плазменная область включает в себя часть отрицательного свечения, фарадеево темное пространство и положительный столб. Представлены простые выражения для основных характеристик тлеющего разряда (вольт-амперных характеристик, ширины прикатодного слоя, положения точки обращения электрического поля и т.п.), а также профили распределения концентрации плазмы при отсутствии объемной рекомбинации. Полученные результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, в то время как локальные приближения, основанные на классической модели Энгеля – Штеенбека, приводят к существенным расхождениям.

Analytic model for estimating main parameters of the shot glow discharges is presented. Proposed model takes into account as the electrons production in cathode sheath as nonlocal ionization in the negative glow plasma. According the traditional approach, discharge is dividing on different areas by means visual analysis. Discharge gap is dividing on volume charge sheath and quasi-neutral plasma in presented model. Plasmas areas comprise negative glow, Faraday dark space and positive column. Simple expressions for main glow discharge characteristics (voltage-current characteristic, cathode sheath) as well as plasmas density profile without volume recombination are deduced. Finding results satisfactorily correspond to the experimental data. Traditional Enghel – Shteenbek model (witch founded on local approach) gives more considerable disarrangement with experiment.

Тлеющие разряды широко используются во многих практических приложениях и являются предметом многочисленных научных исследований. Для прогнозирования их свойств на практике необходимо иметь возможность быстро оценить основные параметры в интересующих условиях. Для этих целей используются соотношения подобия (scaling laws), которые вплоть до настоящего времени представляют собой тот или иной вариант классической модели Энгеля – Штеенбека (например, [3]). Эти модели основаны на предположении о том, что скорость ионизации определяется локальным значением напряженности поля $E(x)$. Условие поддержания разряда по существу сводится к критерию пробоя Таунсенда

$$M^{(L)} = \exp[\alpha(E)L] - 1 = 1/\gamma \qquad (1)$$

с тем лишь различием, что в этом критерии длина разрядного промежутка L заменяется на толщину катодного слоя d. Другими словами, в локальных моделях коэффициент мультипликации (размножения) электронов в межэлектродном промежутке $M^{(L)}$ заменяется в (1) на коэффициент мультипликации в катодном слое $M^{(CF)}$. Здесь γ – коэффициент ионно-электронной эмиссии с катода; α – ионизационный коэффициент Таунсенда.

Для всех моделей, использующих локальное описание ионизации, характерен тот факт, что в них с неизбежностью катодный слой (*CS*) непосредственно переходит в положительный столб. При таком подходе ионизация (и свечение) сосредоточены в основном в прикатодном слое, где поле велико. Граница между слоем и плазмой совпадает с границей между отрицательным свечением и положительным столбом, а фарадеево темное пространство (*FDS*) в таких моделях отсутствует. Такая картина явно противоречит наблюдениям, что свидетельствует о том, что ионизация в прикатодной области является нелокальной (т.е. не определяется локальным значением электрического поля в данной точке пространства). Действительно, эмитированные катодом и возникающие в катодном слое электроны ускорены сильным полем в слое, производят нелокальную ионизацию в прилегающей к слою плазменной области, где поле мало. Поэтому отрицательное свечение состоит из двух частей, занимает значительную часть слоя, так что половина отрицательного свечения лежит в плазме [1, 6]. Рождающиеся в плазме ионы тоже возвращаются на катод, обеспечивая эмиссию электронов и, как следствие, играют существенную роль в поддержании разряда. Особенно велик этот вклад в аномальном разряде. Толщина катодного слоя и ионизация в нем становятся малыми. В этом случае подавляющее число ионов рождается в плазме отрицательного свечения. Поэтому в тлеющем разряде формируется сложная структура, в которой автономным является не катодный слой, как это предполагается в локальных моделях, а вся совокупность прикатодных частей тлеющего разряда (включающая катодный слой и отрицательное свечение). Таким образом, главным недостатком локальных моделей является использование приближения локального поля для определения скорости ионизации и, как следствие, предположение об автономности катодного слоя (*CS*), т.е. пренебрежение нелокальной ионизацией в плазменной части отрицательного свечения (*PNG*). В такой ситуации использование локальных моделей будет давать не только количественно, но и качественно ошибочные результаты (что отмечалось еще в [4]). Поэтому разработка такой же наглядной, но адекватной модели, позволяющей получить основные характеристики тлеющего разряда с учетом нелокальной ионизации в плазме отрицательного свечения, представляет несомненный интерес для практики.

В данной работе разработана простая модель, позволяющая рассчитать распределение основных продольных параметров и получить вольтамперную характеристику (ВАХ) для коротких (не имеющих положительного столба) тлеющих разрядов, учитывающая нелокальную ионизацию в плазме отрицательного свечения.

Продольное распределение основных параметров короткого тлеющего разряда имеет вид, схематически изображенный на рис.1. В верхней его части (рис.1, *а*, *б*) представлена классификация основных областей разряда, основанная на визуальных наблюдениях (например [3, 4]). На рис.1, *в* представлена классификация и распределение параметров, основанные на разделении на области слоя и плазмы. Сплошной линией на рис.1, *д* изображен случай, когда пробег быстрых электронов меньше длины межэлектродного промежутка, $\Lambda_f < L$. Случай $\Lambda_f > L$, когда часть быстрых электронов достигает анода и их ионизационная способность используется не полностью, соответствует затрудненному разряду (пунктир на рис.1, *г*).

Наиболее полный набор экспериментальных данных по характеристикам тлеющих разрядов имеется для аргона. Основные результаты систематизированы в обзоре [10], а последние эксперименты и симуляции тлеющего разряда в аргоне представлены в работах [7, 8, 11], на которые мы и будем ориентироваться.

В первую очередь необходимо отметить, что если для коэффициента ионизации в аргоне имеются многочисленные данные и их аппроксимации (например [3]), то для коэффициента вторичной эмиссии γ до сих пор существует неопределенность. Этот коэффициент достаточно сложным образом зависит от параметра E/p, качества поверхности катода и т.п. (подробнее см. [9]). На сегодняшний день наиболее последовательным и надежным представляется подход, основанный на нахождении γ из экспериментальных данных по пробою газов (т.е. из соотношения (1) по известным U и pL). Для аргона он в наиболее полном объеме реализован в [9], где на основе обработки большого массива экспериментальных данных по пробою приведены зависимости коэффициента γ от приведенного поля E/p. Эти данные являются на сегодняшний день наиболее надежными, поэтому нам представляется, что эти (или близкие к ним) значения γ предпочтительно использовать на практике.

На рис.2 представлены рекомендованные значения γ и использованная нами аппроксимация в интересующем диапазоне параметра E/p.

На рис.3 для различных давлений и значений параметра pL экспериментальные ВАХ из [7, 8, 11] сопоставлены с расчетами по предложенной модели (сплошные линии) и по локальной модели Энгеля – Штеенбека (пунктир).

Во всех случаях при малых токах (таунсендовский разряд) напряжение на разряде равно напряжению пробоя. По мере роста тока удовлетворительное согласие с экспериментом имеет место только при расчетах по представленной модели, в то время как локальная модель дает сильно завышенные значения напряжения.

Далее конкретизируем характерные точки короткого тлеющего разряда, рассмотрев предельные случаи более подробно. Для затрудненного разряда ($L < L_m$, $U_{br} > BpL$) из условия поддержания следует, что напряжение является монотонной функцией от толщины слоя d, когда приведенная плотность тока такова, что толщина слоя становится меньше длины межэлектродного

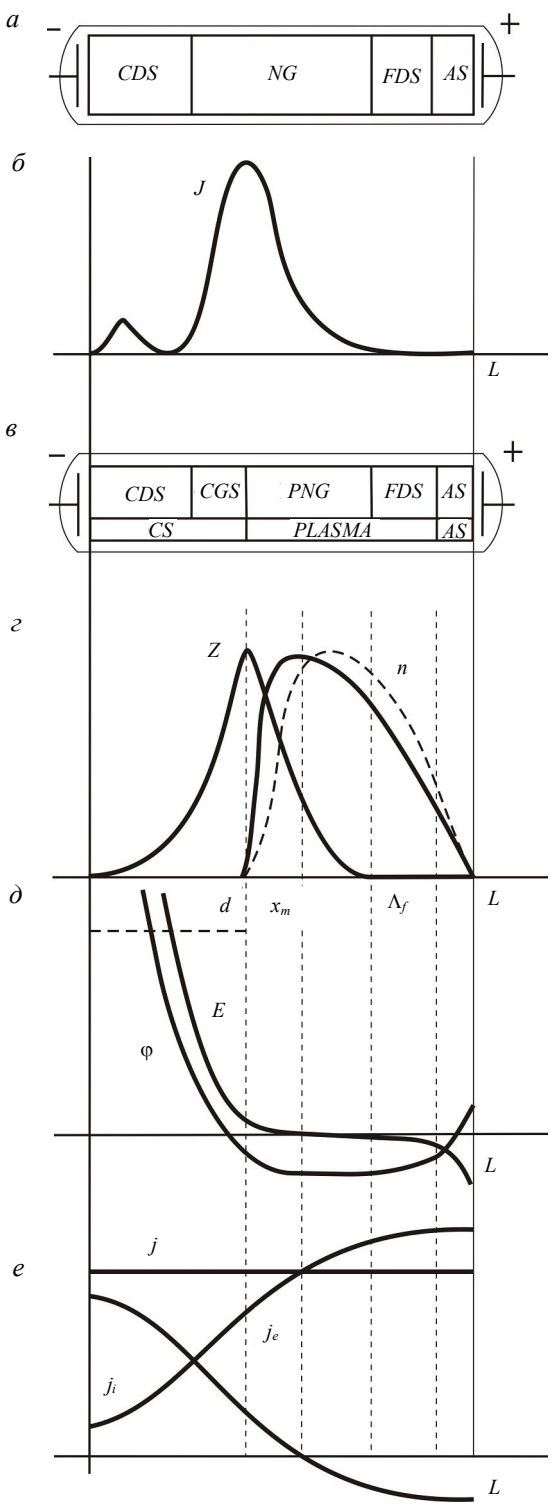


Рис.1. Продольное распределение основных параметров короткого тлеющего разряда длины L

CS – катодный слой толщиной d; *NG* – отрицательное свечение; *AS* – анодный слой; Z – источник ионизации; n – концентрация электронов (x_m – точка максимума); Λ_f – пробег быстрых электронов; φ, E – потенциал и напряженность электрического поля (пунктир – принятое в модели однородное поле в *CS*); j, j_i, j_e – плотность тока и его составляющих

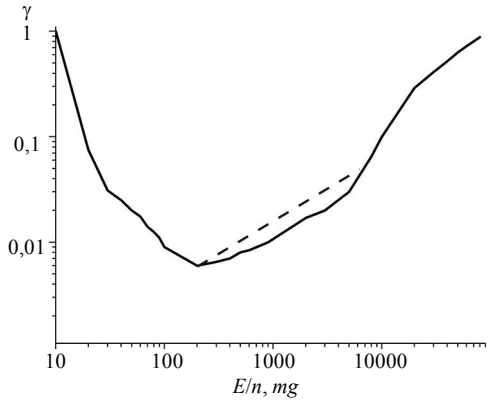


Рис.2. Эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии в аргоне. Сплошная линия – рекомендованные в [9] данные, пунктир – их аппроксимация в виде $\gamma = 0{,}00022[U/(pd)]^{0{,}6}$

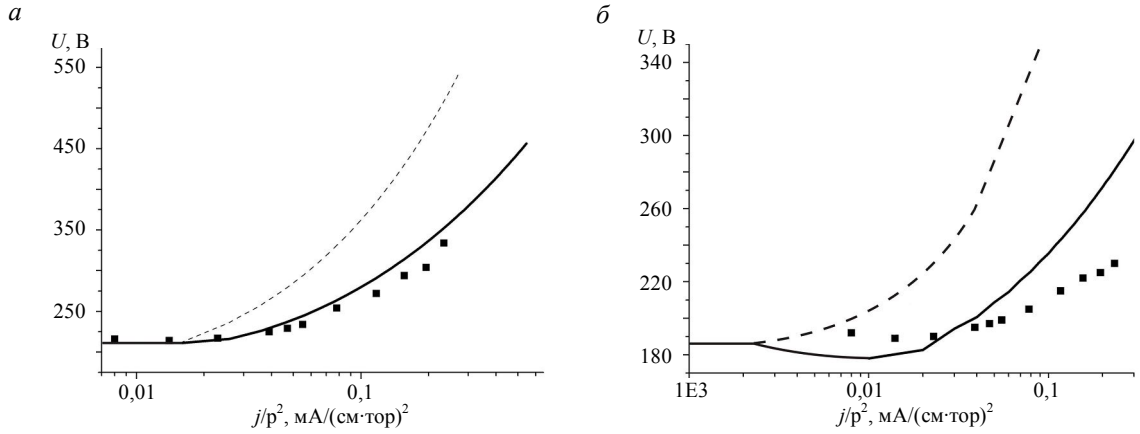


Рис.3. Сравнение известных экспериментов с расчетами по предложенной модели и модели Энгеля – Штеенбека

промежутка L, ВАХ начинает монотонно возрастать по мере роста тока. В этом случае $\Lambda_f > L$, т.е. быстрые электроны с энергией, равной величине катодного падения, достигают поверхности анода и фарадеево темное пространство *FDS* отсутствует. В этом режиме параметр $\lambda > (L-d)$ и условие поддержания имеет вид

$$e^{\alpha_{CF}d}\left[1+\frac{\alpha_{CF}(L-d)}{2}\left(1-\frac{(L-d)}{3\lambda}\right)\right]\approx$$

$$\approx e^{\alpha_{CF}d}\left[1+\frac{\alpha_{CF}(L-d)}{2}\right]=1+\frac{1}{\gamma}. \qquad (2)$$

Концентрация плазмы имеет профиль, близкий к параболическому

$$n_e(x)\approx\frac{s_m}{2D_a}(x-d)(L-x) \qquad (3)$$

с положением точки максимума примерно посредине плазменной области разряда [6]

$$x_m\approx\frac{L+d}{2}. \qquad (4)$$

Половина ионов, родившихся в плазме, при этом возвращается обратно на катод, а остальные уходят на анод.

Как видно из рис.3, с увеличением параметра pL, когда все бо́льшая часть ионов возвращается из плазмы на катод, переход разряда от таунсендовского режима к тлеющему сопровождается небольшим минимумом на ВАХ. Анализ показывает, что в этом случае следует слабая немонотонная зависимость напряжения U от d (а значит и от

разрядного тока). Однако с ростом тока и уменьшением d при $L > L_m$ быстро происходит переход к другому предельному случаю $\lambda < (L - d)$, когда условие поддержания имеет следующую асимптотику:

$$e^{\alpha_{CF}d}\left[1+\alpha_{CF}\lambda\left(1-\frac{\lambda}{(L-d)}\right)\right]\approx$$

$$\approx e^{\alpha_{CF}d}(1+\alpha_{CF}\lambda)=1+\frac{1}{\gamma}. \qquad (5)$$

В этом случае большинство ионов из плазмы отрицательного свечения возвращается обратно на катод. Соответственно для профиля концентрации плазмы в PNG имеем

$$\frac{n_e(x)}{n_\lambda}=\frac{(L-x)}{(L-d)}-e^{-\frac{x-d}{\lambda}} \qquad (6)$$

с положением точки максимума

$$\tilde{o}_m = d+\lambda\ln\left(\frac{\lambda}{(L-d)}\right)\approx d+\lambda, \qquad (7)$$

сдвинутым от границы слоя на характерный масштаб спада источника ионизации в плазме отрицательного свечения.

Интересно отметить, что в сильноаномальном режиме, когда $\alpha_{CF}d << 1$, условие поддержания принимает вид

$$\alpha_{CF}\Lambda_f=\eta U\approx\frac{U}{2pB}\alpha_{CF}\left(\frac{U}{d}\right)=\frac{1}{\gamma}. \qquad (8)$$

Поскольку в таких условиях $U > pBd$, то величина α_{CF} близка к насыщению и меняется слабо, а цена ионизации $1/\eta$ близка к своему минимальному значению (константе Столетова). Если коэффициент γ неизменен, напряжение на разряде не зависит от тока. Насколько нам известно, это явление в разрядах с плоским катодом пока явно не наблюдалось. В разрядах с полым катодом оно хорошо известно [2]. Отметим, что напряжение U сильно чувствительно к значению коэффициента γ: грубо говоря, во сколько раз изменится γ, во столько же раз изменится и напряжение. По-видимому, ситуация, показанная в [5], где при моделировании тлеющего разряда незначительные вариации γ приводили к заметным изменениям U, была близка к этому случаю. Такой результат не может быть объяснен локальной моделью Энгеля – Штеенбека, которая дает только слабую зависимость U от γ.

Предложенная методика позволяет быстро оценить параметры короткого тлеющего разряда для большого количества газов и их смесей. Процедура экспресс-оценки и прогнозирования основных характеристик короткого тлеющего разряда осуществляется следующим образом:

ВАХ разряда получаем путем решения уравнения Пуассона для слоя с условием поддержания:

$$e^{\alpha_{CF}d}\left[1+\frac{\alpha_{CF}(L-d)}{2}\left(1-\frac{(L-d)}{3\lambda}\right)\right]\approx$$

$$\approx e^{\alpha_{CF}d}\left(1+\frac{\alpha_{CF}(L-d)}{2}\right)=1+\frac{1}{\gamma}.$$

Профиль плотности плазмы отрицательного свечения определяем согласно асимптотикам:

$$n_e(x)\approx\frac{s_m}{2D_a}(x-d)(L-x);$$

$$\frac{n_e(x)}{n_\lambda}=\frac{(L-x)}{(L-d)}-e^{-\frac{x-d}{\lambda}}.$$

Значение максимальной плотности плазмы определяем из соотношения:

$$\text{å}D_a\frac{n_m}{(x_m-d)}=j\left(1-\frac{\gamma}{1+\gamma}e^{\alpha_{CF}d}\right). \qquad (9)$$

Таким образом, в работе получены соотношения подобия, позволяющие проводить экспресс-оценку параметров коротких тлеющих разрядов и прогнозировать их основные характеристики с учетом нелокальной ионизации в плазме отрицательного свечения. Представленные выражения проще даваемых классической локальной моделью Энгеля – Штеенбека и требуют знания тех же входных параметров. Представлены аналитические выражения для расчета вольт-амперной характеристики, распреде-

ления концентраций заряженных частиц вдоль разрядного промежутка, распределения потенциала и напряженности электрического поля (включая нахождение точек обращения электрического поля). Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными для аргона показало значительно лучшее согласие, чем в модели Энгеля – Штеенбека.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Кудрявцев А.А.* Тлеющий разряд постоянного тока. Энциклопедия низкотемпературной плазмы / А.А.Кудрявцев, Л.Д. Цендин. М.: Наука, 2000.

2. *Москалев Б.И.*. Разряд с полым катодом. М.: Энергия, 1969.

3. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.

4. *Duyvestein M.J., Penning F.M.* Rev. Mod. Phys., v.12, N2, p.87, 1940.

5. *Donko Z., Hartmann P., Kutasi K.*. Plasma Sources Sci. Technol. v.15, p.178, 2006.

6. *Kolobov V.I., Tsendin L.D.* Phys. Rev. A., v.46, p.7837, 1992.

7. *Maric D., Kutasi K., Malovic G., Donko Z., Petrovic Z.Lj.* Eur. Phys.J., v.21, p.73, 2002.

8. *Maric D., Hartmann P., Malovic G., Donko Z., Petrovic Z.Lj.* J.Phys. D: Appl.Phys., v.36, p.2639, 2003.

9. *Phelps A.V.* Plasma Sources Sci. Technol., v.10, p.180, 2001.

10. *Phelps A.V., Petrović Z.Lj.* Plasma Sources Sci. Technol. V.8 R21, 1999.

11. *Rozsa K., Gallagher A., Donko Z.* Phys. Rev. E., v.52, N1, p.913, 1995.