

04;01

## К ТЕОРИИ КАТОДНОГО СЛОЯ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

Б. Я. Мойжес, В. А. Немчинский

Учитывается время запаздывания между набором электроном энергии, необходимой для ионизации, и собственно актом ионизации. В слабых полях это несущественно, в сильных полях приводит к перенормировке измеряемого коэффициента Таунсенда.

В прикатодном слое запаздывание приводит к нелокальной зависимости генерации от поля. Значительная часть генерации, особенно при больших токах, смещается в квазинейтральную плазму в область слабого поля. Генерация там происходит без мультипликации, т. е. рожденные электроны не ускоряются и более не участвуют в генерации.

По экспериментальным значениям  $\alpha$  определяются энергетические затраты на один акт ионизации (цена иона) и время запаздывания, используемые для расчета ВАХ. Наличие минимума напряжения на ВАХ и существование нормальной плотности тока связано с конкуренцией двух тенденций: с одной стороны, цена иона падает с ростом поля, а, с другой стороны, с увеличением тока и уменьшением толщины слоя пространственного заряда генерация вследствие уменьшения пролетного времени перемещается в квазинейтральную плазму, коэффициент размножения снижается, а катодное падение растет.

Рассмотрено также распределение параметров в квазинейтральной плазме. Как и в случае дугового разряда, расчет дает минимум поля и максимум концентрации около катода; при удалении от катода параметры плазмы плавно выходят на значения, характерные для столба.

В последнее время возродился интерес к тлеющему разряду в связи с использованием его в газоразрядных лазерах [1-3]. При построении теории тлеющего разряда основным вопросом является вопрос о скорости генерации в катодном темном пространстве и в прилегающих к нему катодных областях разряда. Для определения скорости генерации используются два способа. Первый состоит в моделировании движения частиц около катода — метод Монте-Карло. В силу своей идейной простоты он в принципе позволяет проследить все детали интересующих процессов. Но из-за изобилия различных элементарных процессов (особенно в молекулярных газах) и плохого знания их сечений, а также из-за необходимости большого машинного счета он пока не получил большого распространения.

Второй способ состоит в использовании экспериментальных данных по первому коэффициенту Таунсенда  $\alpha(E/p)$ . При этом не надо знать ни функции распределения электронов, ни многочисленных сечений — все эти детали «спрятаны» в величине  $\alpha$ .

Традиционно принято описывать зависимость  $\alpha$  от напряженности поля следующим образом:

$$\alpha/p = A \exp(-Bp/E), \quad (1)$$

где  $A$  и  $B$  — некоторые константы. В слабых полях  $\alpha$  очень сильно (экспоненциально) зависит от напряженности поля, в больших полях такая аппроксимация дает не зависящую от  $E$  величину  $\alpha$ .

Используя аппроксимацию (1) и постулируя линейный спад напряженности поля в слое пространственного заряда, Энгель и Штеенбек [4] нашли все характеристики катодного слоя и построили ВАХ разряда. Несмотря на то, что теория Энгеля—Штеенбека качественно, а в ряде случаев и количественно правильно описывает поведение тлеющего разряда, она не свободна от недостатков, которые неоднократно обсуждались в литературе (см., например, [5-8]). Один

из наиболее существенных состоит в том, что генерация связана с локальной напряженностью поля, а не определяется всем ходом потенциала в катодном слое. С этим недостатком тесно связан и другой — в теории Энгеля—Штеенбека отсутствует генерация за пределами катодного слоя в квазинейтральной плазме. Эта генерация и связанный с ней поток ионов из плазмы в слой пространственного заряда весьма существенны, особенно на аномальной ветви ВАХ. Устранению указанных недостатков посвящено большое количество работ (см. обзоры [5-8], среди последних работ отметим [9]).

Укажем на важное для дальнейшего обстоятельство. Поведение  $\alpha$  в сильных полях определяет вид ВАХ разряда при большой плотности тока. В частности,

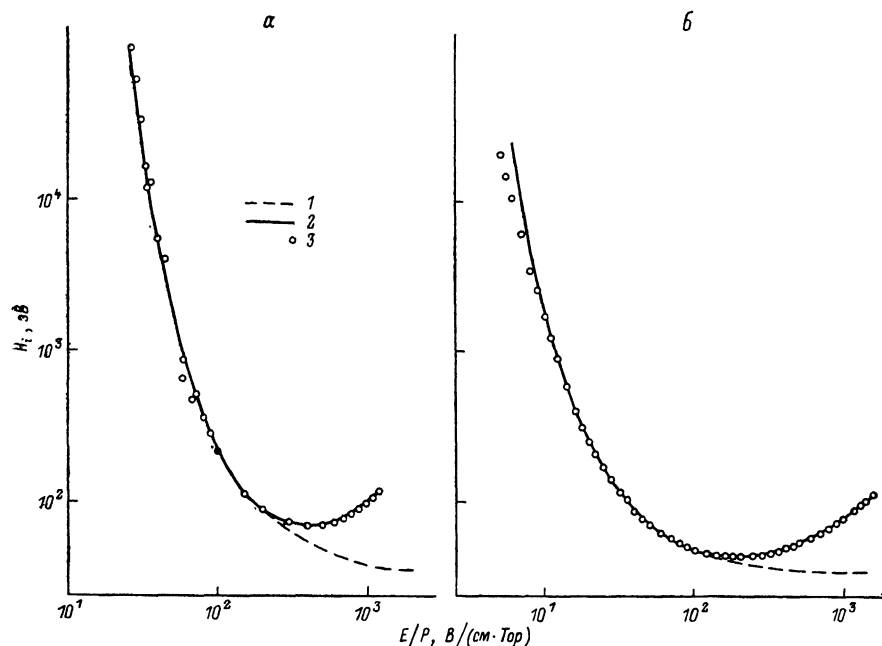


Рис. 1. Зависимость цены иона  $H_i$  от напряженности поля.

1 — расчет без учета запаздывания, 2 — с учетом запаздывания, 3 — экспериментальные данные из [10] для азота (а) и [9] для аргона (б).

подъем ВАХ в аномальной области и существование нормального режима горения, как легко видеть, в теории Энгеля—Штеенбека связаны именно с выходом  $\alpha$  на насыщение при больших напряженностях поля. В то же время аппроксимация экспериментальных данных в форме (1) не является единственно возможной. Если появление экспоненты  $\exp(-Bp/E)$  для слабых полей может быть обосновано физически, то независимость предэкспоненциального множителя от  $E$  никак не обосновывается и, более того, как нам кажется, противоречит простым энергетическим соображениям.

Введем величину энергетических затрат на производство одного иона (цену иона):

$$H_i(E/p) = E/\alpha. \quad (2)$$

Зависимости  $H_i(E/p)$  для атомарного газа (аргона) и молекулярного газа (азота) построены по экспериментальным данным (рис. 1). Видно, что цена иона при малых полях велика, но в сильных полях выходит на константу, в несколько раз превышающую потенциал ионизации  $E_i$ .<sup>1</sup> Такое поведение  $H_i$  представляется естественным. В слабых полях ионизацию производит только экспоненциально малая часть электронов, соответствующая хвосту функции распределения; при больших полях ионизацию производит основная масса

<sup>1</sup> Подъем  $H_i$  в очень сильных полях связан с отсутствием соответствия скорости генерации локальному полю и подробно обсуждается ниже.

электронов, но конкуренция других каналов потерь энергии (возбуждение электронных и внутримолекулярных степеней свободы) приводит к тому, что только определенная часть электронов эффективно ионизует газ, при этом  $H_i$  в соответствующее количество раз превышает потенциал ионизации. Таким образом, с физической точки зрения более оправданной является аппроксимация

$$\frac{\alpha}{p} = A' \frac{E}{p} \exp(-B' p/E), \quad (3)$$

приводящая к постоянной цене иона в сильных полях.

Можно видеть, что при использовании аппроксимации (3) из теории Энгеля—Штеенбека следует падающий вид ВАХ и, следовательно, отсутствие нормального режима горения разряда. Представляется, что для появления нормального режима должны быть более обоснованные физические причины, чем та или иная аппроксимация  $\alpha/p$ .

В настоящей работе предлагается механизм появления нормального режима, связанный с эффектом запаздывания генерации. Качественному рассмотрению этого эффекта посвящен раздел 1, в разделе 2 генерация ионов рассматривается количественно, и в разделе 3 строится ВАХ разряда. Последний раздел посвящен рассмотрению отрицательного свечения, выходу параметров катодных частей разряда на их значения в столбе. Там же формулируются граничные условия на границе плазмы и слоя.

## 1. Качественное рассмотрение запаздывания генерации

Для ионизации электрону необходимо прежде всего набрать энергию, большую энергии ионизации. На это требуется время  $\tau_{\text{набора}} \sim H_i/\mu_e E^2$ . Но даже набрав соответствующую энергию, электрон не сразу производит ионизацию, а какое-то время  $\tau_i$  сохраняет свою большую энергию. По порядку величины  $\tau_i \sim 1/(N\sigma v_e)$ , где  $N$  — концентрация нейтралов,  $v_e$  — скорость электрона, а  $\sigma$  — суммарное сечение ионизации и других потерь энергии. На слаботочной ветви ВАХ катодный слой широк,  $E$  мало, а  $H_i$  велико, и узким местом в генерации является набор энергии электронам ( $\tau_{\text{набора}} \gg \tau_i$ ). После первоначального набора энергии функция распределения электронов в основном определяется локальным полем, генерация вне катодного слоя мала, и таким образом выполняются условия применимости теории Энгеля—Штеенбека.

Но по мере увеличения плотности тока и соответственно концентрации ионов, слой пространственного заряда становится тоньше, растет  $E$  и уменьшается  $H_i$ ,  $\tau_{\text{набора}}$  сокращается и становится порядка  $\tau_i$ . При этом нарушается локальное соответствие между скоростью генерации и напряженностью поля в данной точке — генерация начинает отставать от скорости набора энергии. Кроме того, по мере сокращения ширины слоя пространственного заряда и уменьшения времени пребывания электрона в нем ( $t_{\text{слой}} \sim d/\mu_e E$ ) все большая часть электронов не успевает произвести ионизацию в слое, и часть генерации смещается из катодного слоя в квазинейтральную плазму.

Легко видеть, что ионизация в плазме энергетически менее выгодна, чем генерация в области сильного поля. В сильном поле родившийся электрон ускоряется и производит дальнейшие акты ионизации — происходит мультипликация (размножение) электронов. При этом для увеличения тока электронов в  $1/\gamma$  раз, что необходимо для самоподдержания разряда, требуется падение потенциала  $V_k$ , определяемое из условия

$$e^{\alpha d} = e^{\nabla_k H_i} = 1/\gamma. \quad (4)$$

Если же генерация происходит в плазме, где нет мультипликации, то это требует большего напряжения

$$V_k/H_i \sim 1/\gamma. \quad (5)$$

При увеличении плотности тока уменьшается толщина слоя, растет  $E$  и уменьшается  $H_i$ . Как видно из (4), при этом уменьшается  $V_k$  и ВАХ является падающей. Однако когда суммарное время, необходимое для генерации, ста-

новитесь порядка времени пребывания электрона в катодном слое, все большая часть генерации из слоя перемещается в плазму. Это требует, как видно из (4) и (5), большего напряжения, и на ВАХ наступает подъем — переход к аномальной ветви разряда.

Таким образом, для построения ВАХ разряда и нахождения нормального режима необходимо, во-первых, определить скорость генерации с учетом запаздывания (это сделано в следующем разделе) и, во-вторых, найти ионный ток из плазмы в слой, поскольку при переходе от нормального к аномальному разряду этот ток играет существенную роль.

## 2. Вычисление генерации ионов

В локальном приближении без учета запаздывания генерация описывается уравнением

$$dj_e/dx = \alpha j_e(x). \quad (6)$$

Учтем запаздывание генерации в простейшей экспоненциальной форме<sup>2</sup>

$$\frac{dj_e}{dx} = \int_0^x \alpha(x') j_e(x') \exp\left(\frac{x' - x}{x_0}\right) \frac{dx'}{x_0}, \quad (7)$$

где  $x_0$  — расстояние, которое проходит электрон за время  $\tau_i$ ,

$$x_0 = \mu_e E \tau_i. \quad (8)$$

При  $\tau_i \rightarrow 0$   $x_0$  также стремится к нулю и уравнение (7) переходит в (6). Перенесем  $\exp(-x/x_0)$  из правой части в левую и проинтегрируем. Тогда

$$\frac{d^2 j_e}{dx^2} + \frac{1}{x_0} \frac{dj_e}{dx} - \frac{\alpha}{x_0} j_e = 0. \quad (9)$$

Решение этого уравнения, удовлетворяющее условиям  $j_e(x=0) = j_0$  (эмиссия катода) и  $\left. \frac{dj_e}{dx} \right|_{x=0} = 0$  (см. уравнение (7)), имеет вид

$$j_e(x) = j_0 [\beta_2 \exp(\beta_1 x) - \beta_1 \exp(\beta_2 x)] / (\beta_2 - \beta_1), \quad (10)$$

где

$$\beta_1 = -\frac{1}{x_0} \left( \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \alpha x_0} \right), \quad \beta_2 = \frac{1}{x_0} \left( -\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \alpha x_0} \right). \quad (11)$$

На больших расстояниях от катода, когда остается только нарастающая экспонента, ток меняется пропорционально  $\exp(\beta_2 x)$ , т. е.  $\beta_2$  играет роль эффективного коэффициента Таунсенда ( $\alpha_{\text{изм}} = \beta_2$ ). В слабых полях, когда  $\alpha x_0 \ll 1$  и запаздывание несущественно,  $\beta_2$  совпадает с  $\alpha$ . В сильных полях при  $\alpha x_0 \gg 1$  происходит «перенормировка» коэффициента Таунсенда. Измеряемая  $\alpha_{\text{изм}}$  стремится к не зависящей от  $E$  величине

$$\alpha_{\text{изм}} = \beta_2 \rightarrow \sqrt{\frac{\alpha}{x_0}} = (\mu_e H_i \tau_i)^{-1/2}. \quad (12)$$

Отсюда видно, что, несмотря на то что  $H_i$  в сильных полях не зависит от поля (истинное  $\alpha$  линейно растет с полем), эффективный измеряемый коэффициент Таунсенда выходит на насыщение и перестает зависеть от поля. Именно этим объясняется качественное согласие результатов расчетов по теории Энгеля—Штеенбека с экспериментом, в частности появление нормальной плотности тока.

Вычислим генерацию в квазинейтральной плазме электронами, ускоренными в слое, но не успевшими там ионизовать газ из-за малого времени пребывания

<sup>2</sup> При учете зависимости поля от координаты уравнение (7) принимает вид

$$\frac{dj_e}{dx} = \int_0^x \alpha(x') j_e(x') \exp\left[-\int_{x'}^x \frac{dx''}{\mu_e \tau_i E(x'')} \right] \frac{dx'}{\mu_e \tau_i E(x')}.$$

в слое. Общее количество ионов, генерируемых катодным пучком в плазме, можно получить, если считать, что те электроны, которые не успели ионизовать газ в слое, сделают это в плазме. Дойдут ли рожденные в плазме ионы до слоя пространственного заряда, зависит от скорости их рекомбинации на стенках трубки или в объеме плазмы. При не слишком больших плотностях тока (не слишком большой концентрации) этой рекомбинацией можно пренебречь и считать, что все рожденные ионы достигнут слоя. Ионный ток из плазмы в слой можно получить из (7)

$$j_i(x=d) = \int_0^d \alpha(x') j_e(x') \exp\left(\frac{x'-d}{x_0}\right) dx'. \quad (13)$$

Подставляя сюда (10), получаем

$$j_i(d) = j_0 \frac{\beta_1 \beta_2 x_0}{(\beta_2 - \beta_1)} [\exp(\beta_1 d) - \exp(\beta_2 d)]. \quad (14)$$

Можно видеть, что эта формула правильно описывает предельные случаи. В сильно аномальном режиме в очень тонком слое  $\beta d \ll 1$ , генерация в слое мала, основной ток формируется в плазме. Из (14) для этого предельного случая получаем

$$j_i(d) \sim j_0 \alpha d = j_0 V_k / H_i. \quad (15)$$

Наоборот, в толстом катодном слое со слабым полем и относительно малой ролью запаздывания ( $\alpha x_0 \ll 1$ ), ионный ток из плазмы равен

$$j_i(d) = j_e(d) \alpha x_0 \quad (16)$$

и мал по сравнению с ионным током, генерируемым в слое.

### 3. Расчет вольт-амперной характеристики

Для расчета вольт-амперной характеристики необходимо определить два основных параметра процесса генерации: цену иона и время задержки  $\tau_i$ .

Из экспериментальных данных (рис. 1) в области слабых полей с помощью формулы (3) определялись входящие в нее параметры  $A'$  и  $B'$ . Они оказались для аргона и азота равными  $1/A' = 34$  В,  $B' = 39$  В·см<sup>-1</sup>·Тор<sup>-1</sup> и  $1/A' = 31$  В,  $B' = 198$  В·см<sup>-1</sup>·Тор<sup>-1</sup>. Соответствующие зависимости  $H_i(E/p)$  показаны на рис. 1, кривая 1.

В области очень сильного поля ( $E/p > 1000$  В·см<sup>-1</sup>·Тор<sup>-1</sup>) из сравнения  $\alpha$  и  $\beta_2$  (см. формулу (11)) определялась величина  $x_0$  в этом поле, а из (8) находилось  $\tau_i$ . Необходимые для вычислений подвижности электронов брались для аргона и азота равными  $\mu_e p = 3 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>·Тор/В [11], а скорость ионизирующих электронов  $3 \cdot 10^8$  см/с. Определенная таким образом величина  $N\sigma$  равнялась  $\approx 9$  см<sup>2</sup>·см<sup>-3</sup>·Тор<sup>-1</sup> для аргона и  $\approx 6$  см<sup>2</sup>·см<sup>-3</sup>·Тор<sup>-1</sup> для азота. Значения этих величин представляются разумными: приведенное сечение ионизации как для аргона, так и для азота в диапазоне 50—200 эВ порядка 10 см<sup>2</sup>·см<sup>-3</sup>·Тор<sup>-1</sup> [11]. Получены зависимости  $H_i(E/p)$  для Ag и N<sub>2</sub> рис. 1, кривая 2.

При построении ВАХ мы из соображений простоты вместо линейной аппроксимации поля в слое считали, что напряженность поля постоянна в слое и равна нулю вне его. Такое приближение не слишком сильно сказывается на результатах расчетов [8], но значительно их упрощает. ВАХ строилась следующим образом. Сначала при некоторой заданной величине катодного падения  $V_k$  строилась зависимость коэффициента размножения электронов  $R$  от ширины слоя

$$R = \frac{j_e(\infty)}{j_e(0)} = \frac{j_e(d) + j_i(d)}{j_e(0)}. \quad (17)$$

Из формул (10) и (14) имеем

$$R = \frac{\beta_2 e^{\beta_1 d} - \beta_1 e^{\beta_2 d}}{\beta_2 - \beta_1} + \frac{\beta_1 \beta_2 x_0}{\beta_2 - \beta_1} (e^{\beta_1 d} - e^{\beta_2 d}). \quad (18)$$

Величины  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  и  $x_0$  зависят от  $E = V_k/d$ .

Задавая различные значения  $V_k$ , строим серию кривых  $R(d)$  при различных  $V_k$  (рис. 2). Из условия самоподдержания разряда  $R=1+1/\gamma$  при заданном  $\gamma$  находим зависимость  $V_k(d)$ . Эта процедура для  $1+1/\gamma=10$  показана на рис. 2. Для связи  $V_k$ ,  $d$  и плотности тока используется уравнение Пуассона

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi \left( \frac{j_i}{\mu_i E} - \frac{j_e}{\mu_e E} \right), \quad (19)$$

которое в нашем случае приближенно можно записать в виде

$$\frac{V_k^2}{d^3} = 4\pi \frac{j}{\mu_i}. \quad (20)$$

Подвижности ионов азота и аргона брались равными  $2 \cdot 10^9$  и  $1.2 \times 10^9$  см<sup>2</sup>/В соответственно [11].

Результаты расчетов ВАХ приведены на рис. 3. Отметим следующий факт. Величина катодного падения в минимуме ВАХ (нормальное катодное падение) определяется значением  $\gamma$ . Подбором  $\gamma$  можно добиться согласия  $V_{\min}$  с экспериментальными данными. С другой стороны, нормальная плотность тока, которая в расчете получилась значительно меньше экспериментальной, слабо чувстви-

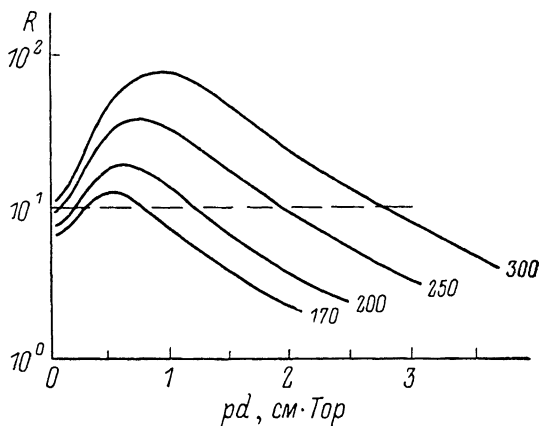


Рис. 2. Коэффициент размножения в катодном слое азотной плазмы в зависимости от ширины слоя. Цифры на кривых — катодное падение в вольтах.

тельна к  $\gamma$ , и добиться согласия вычисленной и измеренной на опыте  $j$  изменением  $\gamma$  нельзя. В то же время минимум  $V_k(j)$  является очень пологим, поэтому учет даже относительно небольших эффектов, увеличивающих эмиссию катода при увеличении плотности тока, как, например, фотоэффект с катода [12], может значительно увеличить расчетную нормальную плотность тока. К такому же результату должен приводить наблюдавшийся на опыте [13] рост  $\gamma$  с плотностью тока.

На этом же рис. 3 показана зависимость так называемой эффективности плазмы  $\delta = j_i(d)/j_e(d)$  от плотности тока. Расчет показал, что  $\delta$  невелика в нормальном режиме, но быстро нарастает на аномальной ветви разряда.

4. Параметры плазмы в отрицательном свечении

#### 4. Параметры плазмы в отрицательном свечении

Рассмотрим распределение параметров в квазинейтральной плазме. В плазме происходят следующие процессы генерации—рекомбинации. Во-первых, происходит генерация пучком быстрых электронов, ускоренных в слое пространственного заряда, но не успевших там ионизовать газ; выражение для скорости этой генерации  $\Gamma_n(x)$  приведено в разделе 3 (см. (13)). Во-вторых, происходит генерация медленными (плазменными) электронами. Именно эта генерация является основной в столбе дуги. Соответствующая скорость генерации пропорциональна первой степени концентрации  $\Gamma_m = \nu n$ . Исчезновение ионов происходит либо путем амбиполярной диффузии на стенки, либо путем объемной реком-

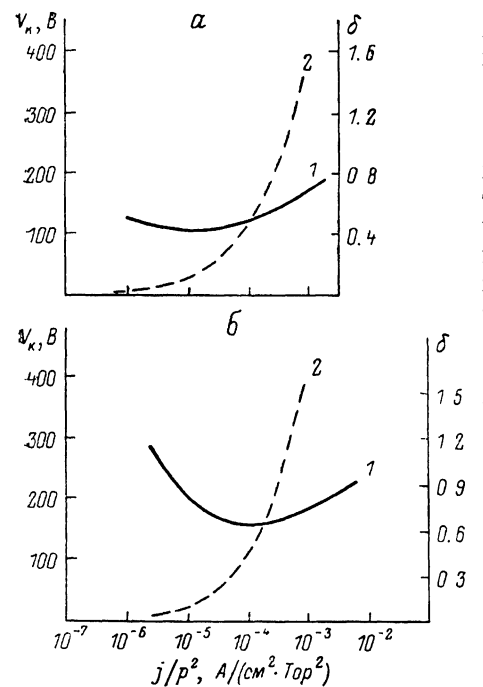


Рис. 3.

1 — зависимость катодного падения потенциала, 2 — эффективности плазмы  $\delta = j_i(d)/j_e(d)$  от плотности тока. а — аргон, б — азот.

генерации  $\Gamma_n(x)$  приведено в разделе 3 (см. (13)). Во-вторых, происходит генерация медленными (плазменными) электронами. Именно эта генерация является основной в столбе дуги. Соответствующая скорость генерации пропорциональна первой степени концентрации  $\Gamma_m = \nu n$ . Исчезновение ионов происходит либо путем амбиполярной диффузии на стенки, либо путем объемной реком-

бинации, кроме того, часть рождающихся в плазме ионов отводится к слою пространственного заряда, откуда они идут на катод.

Распределение параметров в квазинейтральной плазме описывается обычной системой уравнений [5]

$$j_e = en\mu_e E - eD_e \frac{dn}{dx}, \quad j_i = en\mu_i E + eD_i \frac{dn}{dx}, \quad (21, 22)$$

$$\frac{dj_i}{dx} = e\nu(n - n_{cr}) - e\Gamma_{ii}. \quad (23)$$

На последнем уравнении остановимся несколько подробнее. Член с генерацией  $e\nu n_{cr}$  введен для того, чтобы концентрация вдали от катода могла выйти на стационарное значение  $n = n_{cr}$ . Член ухода ионов  $e\nu n$  может описывать как уход ионов на стенки (в столбе он уравнивает генерацию  $e\nu n_{cr}$ ), таким же образом  $e\nu(n - n_{cr})$  может описывать ионизацию — объемную рекомбинацию при малых отклонениях от ионизационного равновесия.

Введем  $\Delta n = n - n_{cr}$ , диффузионную длину  $L = \sqrt{D_a/\nu}$  и безразмерный параметр  $\lambda = x_0/L$  ( $x_0$  — характерное расстояние, на котором спадает в плазме генерация пучком катодных электронов). Тогда распределение концентрации описывается уравнением

$$\frac{d^2 \Delta n}{d\zeta^2} = \Delta n - G \exp(-\lambda\zeta). \quad (24)$$

Рис. 4. Распределение безразмерной концентрации (1) и напряженности поля (2) в отрицательном свечении. Концентрация и напряженность поля отнесены к значениям в столбе.

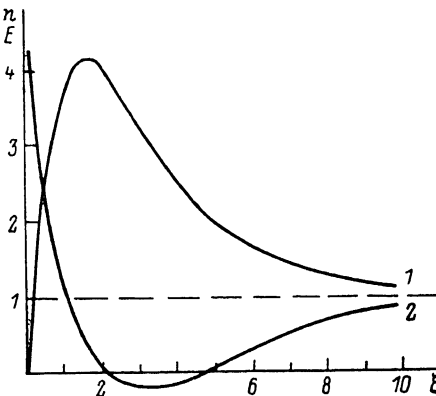


Рис. 4. Распределение безразмерной концентрации (1) и напряженности поля (2) в отрицательном свечении. Концентрация и напряженность поля отнесены к значениям в столбе.

Тут  $\zeta$  — координата, отсчитанная от границы плазма—слой и выраженная в единицах  $L$ ;  $G = \Gamma_{ii}(d)/\nu$  (см. формулу (13)).

Одно граничное условие для (24)  $\Delta n(\infty) = 0$ . Второе ставится на границе

со слоем пространственного заряда. Для его постановки учтем, что эта граница является полностью поглощающей для подводимых к ней ионов — они отводятся сильным полем на катод. Тогда, как показано в [14], аналогично задаче Милна можно ввести экстраполированную длину  $x_{экстр}$  порядка длины свободного пробега иона, на расстоянии которой от границы (ближе к катоду) следует потребовать равенство нулю концентрации.

Решение уравнения (24), удовлетворяющее граничному условию вдали от катода, имеет вид

$$n = n_{cr} + C \exp(-\zeta) + \frac{G \exp(-\lambda\zeta)}{1 - \lambda^2}. \quad (25)$$

Требую равенство нулю концентрации при  $\zeta = -\zeta_{экстр}$  ( $\zeta_{экстр} = x_{экстр}/L \ll 1$ ), получаем следующие приближенные выражения для параметров плазмы на границе со слоем пространственного заряда:

$$n = \zeta_{экстр} \left( n_{cr} + \frac{G}{1 + \lambda} \right), \quad (26)$$

$$j_i = j_e \frac{\mu_i}{\mu_e} + \frac{eD_a}{L} \left( n_{cr} + \frac{G}{1 + \lambda} \right), \quad (27)$$

$$E = \frac{j_e}{e\nu_e} + \frac{D_e}{\nu_e L} \left( n_{cr} + \frac{G}{1 + \lambda} \right) \cdot \zeta_{экстр} \left( n_{cr} + \frac{G}{1 + \lambda} \right). \quad (28)$$

Выписанное решение уравнения (24) также позволяет построить распределение всех параметров в плазме. В качестве примера на рис. 4 показаны зави-

симости  $n(\zeta)$  и  $E(\zeta)$  при  $\lambda=0.5$ ,  $G/n_{ст}=10$ ,  $eD_a n_{ст}/jL=2$ . Видны характерные особенности отрицательного свечения: наличие максимума концентрации и минимума поля, асимптотический выход на параметры столба разряда.

### Литература

- [1] Велихов Е. П., Письменный В. Д., Рахимов А. Т. УФН, 1977, т. 122, № 3, с. 419—448.
- [2] Веденов А. А. Физика электроразрядных  $\text{CO}_2$  лазеров. М.: Энергоиздат, 1982. 111 с.
- [3] Велихов Е. П., Голубев В. С., Пашкин С. В. УФН, 1982, т. 137, № 1, с. 117—150.
- [4] Энгель А., Штеенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах. М.: Л.: ОНТИ, 1936. 283 с.
- [5] Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 544 с.
- [6] Райзер Ю. П. Основы современной физики газового разряда. М.: Наука, 1980. 416 с.
- [7] Блиндерман М. С. Катодные части тлеющего разряда (современное состояние вопроса). Препринт ИПМ, № 216. М., 1983. 68 с.
- [8] Райзер Ю. П. ТВТ, 1986, т. 24, № 5, с. 984—994.
- [9] Вронин С. Я., Колобов В. М. Тез. докл. VI Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Л., 1983, т. 1, с. 149—151.
- [10] Кисикаграси Н. Н., Лукас Ж. Ж. Phys. D, 1979, v. 12, p. 2123—2138.
- [11] Хастед Дж. Физика атомных столкновений. М.: Мир, 1965. 710 с.
- [12] Энгель А. Ионизованные газы. М.: Физматгиз, 1959. 332 с.
- [13] Карабаджак Г. Ф., Песков В. Д. Тез. докл. VI Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Л., 1983, т. 1, с. 236—238.
- [14] Бахит Ф. Г., Иванов В. Г., Мойжес Б. Я. ЖТФ, 1972, т. 42, № 5, с. 921—924.

Ленинградский  
электротехнический институт связи  
им. проф. М. А. Бонч-Бруевича

Поступило в Редакцию  
6 июля 1987 г.