

Влияние параметров неравновесной плазмы газового разряда на величину отрицательного анодного падения потенциала

В.Я. Мартенс, Н.В. Жданова

Северо-Кавказский государственный технический университет,
355029, Россия; г. Ставрополь, проспект Кулакова, 2, тел. (8652) 94-40-71, 73-53-89
e-mail: VMartens@yandex.ru

Рассмотрен параметр G , определяющий величину анодного падения потенциала и равный отношению плотности тока электронов, поступающих из плазмы в слой объемного заряда, окружающий анод, к плотности разрядного тока на анод. Определен интервал возможных значений этого параметра. На основе модели неравновесной плазмы с распределением электронов по скоростям в виде суммы распределений трех групп электронов (теплые и горячие электроны с максвелловским распределением и направленный в сторону анода поток электронов, причем на направленную скорость электронов наложено максвелловское распределение) получены соотношения, позволяющие рассчитать отрицательное анодное падение потенциала. Проведено сравнение результатов расчета с экспериментом. На основе предложенной модели исследовано влияние параметров неравновесной плазмы на величину отрицательного падения потенциала.

Введение

В плазменных источниках заряженных частиц с пучками большого сечения [1-3] эмитирующая плазма обычно создается газовыми разрядами низкого давления, величина которого во многих случаях не превышает $\sim 0,1$ Па. При таких давлениях и используемых в этих газоразрядных структурах анодах достаточно большой площади падение потенциала у анода обычно бывает отрицательным, причем его величина при определенных условиях может достигать десятков вольт [4-7].

Величину отрицательного анодного падения потенциала необходимо учитывать при организации эмиссии электронов и ионов из таких объемных газовых разрядов. В частности, если эмиссия электронов осуществляется через сетчатый эмиссионный электрод, имеющий анодный потенциал, то величину отрицательного анодного падения потенциала и соответствующую ширину приэлектродного слоя необходимо учитывать при выборе размеров ячеек сетчатого эмиссионного электрода для обеспечения сеточной стабилизации тока эмиссии [8]. От величины отрицательного анодного падения потенциала зависит вид вольтамперной характеристики электронного коллектора в газовом разряде [9] и величина тока эмиссии плазменного катода [3,5,8]. Кроме того, знак и

величина анодного падения потенциала влияют на режимы работы ионных приборов различных типов [10].

Во многих случаях в газовых разрядах низкого давления средняя длина свободного пробега электронов, ускоренных в катодном падении потенциала или в двойном электрическом слое, превышает характерные размеры области, в которой создается плазма. Поэтому часть быстрых электронов не сможет релаксировать за один пролет через эту область, и электронный компонент плазмы будет иметь неравновесное распределение электронов по скоростям. Исследованию влияния параметров такой неравновесной плазмы на величину отрицательного анодного падения потенциала и посвящена данная работа.

Параметр G

Известно [11], что основным параметром, определяющим величину анодного падения потенциала U_a , является отношение плотности тока j_e электронов, поступающих из плазмы в слой объемного заряда, окружающий анод, к плотности разрядного тока на анод j_a : $G = j_e / j_a$. Если пренебречь ионным током на анод, то для плазмы с равновесным (максвелловским) распределением электронов по скоростям при отрицательном анодном падении потенциала

$$U_a = \frac{kT_e}{e} \ln G, \quad (1)$$

где e – заряд электрона, k – постоянная Больцмана, T_e – температура электронов.

Попробуем выяснить, от чего зависит величина параметра G и определить интервал возможных значений этого параметра.

В тлеющем разряде с холодным катодом с учетом равенства катодного и анодного токов ($j_c S_c = j_a S_a$, где j_c – плотность катодного тока, S_c и S_a – площади катода и анода)

$$\begin{aligned} G &= \frac{j_e S_a}{j_c S_c} = \frac{j_e S_a}{(j_{ci} + j_{ce}) S_c} = \\ &= \frac{en_a (kT_{ea} / 2\pi m)^{1/2} S_a}{0,4en_c (2kT_{ec} / M)^{1/2} (1 + \gamma) S_c} = \\ &= \frac{1}{0,8\sqrt{\pi} (1 + \gamma)} \cdot \frac{n_a}{n_c} \sqrt{\frac{T_{ea} M}{T_{ec} m}} \frac{S_a}{S_c} \approx \\ &\approx 0,64 \frac{n_a}{n_c} \sqrt{\frac{T_{ea} M}{T_{ec} m}} \frac{S_a}{S_c}, \end{aligned} \quad (2)$$

где j_{ci} и j_{ce} – ионная и электронная составляющие плотности катодного тока, n_a , n_c – концентрации плазмы вблизи анода и катода, T_{ea} , T_{ec} – температуры плазменных электронов вблизи анода и катода, m , M – массы электрона и иона, γ – коэффициент ионно-электронной эмиссии (в тлеющем разряде при разрядных напряжениях несколько сотен вольт $\gamma \sim 0,1$).

Для плоскопараллельной разрядной системы ($S_a = S_c$) в случае однородного распределения параметров плазмы по положительному столбу разряда ($n_a = n_c$, $T_{ea} = T_{ec}$)

$$G \approx 0,64 \sqrt{M / m}. \quad (3)$$

К аналогичному выводу приходят авторы и других работ. А.В. Жаринов и Ю.А. Коваленко [9] считают, что $G \sim (M/m)^{1/2}$. В работе [12] на странице 340 приводится выражение для U_a , полученное не через параметр G , а из других соображений. Если это выражение сравнить с (1), то формула для G будет отличаться от (3) только числовым коэффициентом: вместо 0,64 будет 0,41.

Для разряда с полым катодом при условии однородности плазмы

$$G \approx 0,64 \sqrt{\frac{M}{m}} \frac{S_a}{S_k}. \quad (4)$$

В работе [13] для указанной геометрии используется аналогичное выражение с числовым коэффициентом 0,658. При использовании такого разряда в качестве плазменного катода с выходом электронов через эмиссионный электрод, находящийся под анодным потенциалом, оптимальным отношением для площадей анода и катода является [14,15,7]

$$S_a / S_k \sim \sqrt{m / M}. \quad (5)$$

При выполнении условия (5) $G \sim 1$.

Экспериментальные результаты, представленные в [6,7], свидетельствуют о том, что на величину G , помимо указанных выше параметров, может существенно влиять поток ионов, поступающих извне в разряд с полым катодом через сетчатый анод. При этом величина отрицательного анодного падения увеличивалась до нескольких десятков вольт.

Теперь оценим G для разряда с термокатодом, работающим в режиме ограничения тока объемным зарядом. В отличие от разряда с холодным катодом основную долю катодного тока составляют не ионы, приходящие на катод, а эмитируемые катодом электроны. Причем соотношение между j_{ce} и j_{ci} , как известно [16], выглядит так:

$$j_{ce} / j_{ci} \sim \sqrt{M / m}. \quad (6)$$

Тогда

$$\begin{aligned} G &= \frac{j_e S_a}{(j_{ci} + j_{ce}) S_c} \approx \frac{1}{0,8\sqrt{\pi}} \cdot \frac{n_a}{n_c} \sqrt{\frac{T_{ea}}{T_{ec}}} \frac{S_a}{S_c} = \\ &= 0,705 \frac{n_a}{n_c} \sqrt{\frac{T_{ea}}{T_{ec}}} \frac{S_a}{S_k}. \end{aligned} \quad (7)$$

Из сравнения (2) и (7) следует, что при прочих равных условиях в разряде с термокатодом, работающим в режиме ограничения тока

объемным зарядом, величина параметра G примерно в $(M/m)^{1/2}$ раз меньше, чем в разряде с холодным катодом. В промежуточном случае, когда термокатод работает в режиме насыщения и наряду с термоэлектронной эмиссией существенным становится вклад γ -процессов на катоде, по-видимому, параметр G должен принимать значения, промежуточные между (2) и (7). При этом по мере уменьшения температуры катода параметр G должен увеличиваться. Экспериментальное подтверждение этому мы нашли в работах [4,17]. По нашим оценкам, сделанным на основе проведенного в [17] исследования разряда с термокатодом в плоской геометрии, величина G по мере уменьшения мощности накала катода увеличивалась от 4 до 7. Из результатов работы [4] следует, что в разрядной системе с цилиндрической геометрией (осевой термокатод и цилиндрический анод) по мере уменьшения мощности накала катода значение G увеличивалось от 5 до 40 и более.

Таким образом, для плазмы с равновесным распределением электронов по скоростям величина параметра G может иметь значения от 1 до нескольких сотен. Нет оснований считать, что для неравновесной плазмы эти пределы будут существенно другими. Введение этого параметра позволяет абстрагироваться от конкретной геометрии разрядного промежутка, сорта рабочего газа, распределения параметров плазмы по объему разряда, типа катода, влияния некоторых внешних факторов и исследовать влияния параметров неравновесной плазмы вблизи анода на величину отрицательного анодного падения потенциала.

Отрицательное анодное падение потенциала для неравновесной плазмы

В данной работе рассматривается модель неравновесной плазмы с распределением электронов по скоростям в виде суммы распределений трех групп электронов. Первые две группы (теплые и горячие электроны) имеют концентрации n_{et} и n_{eh} и максвелловские распределения скоростей с температурами T_{et} и T_{eh} ($T_{et} < T_{eh}$). Третью группу составляет направленный

в сторону анода поток электронов с концентрацией n_{eb} , причем на направленную скорость электронов v_0 наложено максвелловское распределение скоростей с температурой T_{eb} . Такая аппроксимация неравновесного распределения электронов по скоростям использовалась ранее в [17,18].

С учетом принятого распределения электронов по скоростям

$$G = \frac{j_{et} + j_{eh} + j_{eb}}{j_{at} + j_{ah} + j_{ab}} \quad (8)$$

где плотности токов теплых j_{et} , горячих j_{eh} и пучковых j_{eb} электронов, поступающих из плазмы в прианодный слой объемного заряда, а также соответствующие плотности токов j_{at} , j_{ah} , j_{ab} электронов, поступающих на анод, можно расписать следующим образом:

$$\begin{aligned} j_{et} &= en_{et} \sqrt{\frac{kT_{et}}{2\pi m}}, \quad j_{eh} = en_{eh} \sqrt{\frac{kT_{eh}}{2\pi m}}, \\ j_{eb} &= en_{eb} \sqrt{\frac{kT_{eb}}{2\pi m}} \exp\left(-\frac{mv_0^2}{2kT_{eb}}\right) + \\ &+ en_{eb} v_0 \left\{ \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{m}{2\pi kT_{eb}}} \int_0^{v_0} \exp\left[-\frac{m(v-v_0)^2}{2kT_{eb}}\right] dv \right\}, \\ j_{at} &= j_{et} \exp\left(-\frac{eU_a}{kT_{et}}\right), \quad j_{ah} = j_{eh} \exp\left(-\frac{eU_a}{kT_{eh}}\right), \quad (9) \\ j_{ab} &= en_{eb} \sqrt{\frac{kT_{eb}}{2\pi m}} \exp\left[-\frac{m\left(\sqrt{\frac{2eU_a}{m}} - v_0\right)^2}{2kT_{eb}}\right] + \\ &+ en_{eb} v_0 \left\{ \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{m}{2\pi kT_{eb}}} \int_{\sqrt{\frac{2eU_a}{m}}}^{v_0} \exp\left[-\frac{m(v-v_0)^2}{2kT_{eb}}\right] dv \right\}. \end{aligned}$$

Введем обозначения:

$$n_e = n_{et} + n_{eh} + n_{eb},$$

$$\alpha_t = \frac{n_{et}}{n_e}, \quad \alpha_h = \frac{n_{eh}}{n_e}, \quad \alpha_b = \frac{n_{eb}}{n_e},$$

$$\beta_h = \sqrt{\frac{T_{et}}{T_{eh}}}, \quad \beta_b = \sqrt{\frac{T_{et}}{T_{eb}}}, \quad W_a = \sqrt{\frac{eU_a}{kT_{et}}},$$

$$x = \sqrt{\frac{m}{2kT_{eb}}}(v_0 - v), \quad x_0 = \sqrt{\frac{m}{2kT_{eb}}}v_0. \quad (10)$$

С учетом (10) соотношение (8) можно представить в виде

$$G = \frac{\alpha_t + \frac{\alpha_h}{\beta_h} + \frac{\alpha_b}{\beta_b} \Phi_0}{\alpha_t \exp(-W_a^2) + \frac{\alpha_h}{\beta_h} \exp(-\beta_h^2 W_a^2) + \frac{\alpha_b}{\beta_b} \Phi_a}, \quad (11)$$

где

$$\Phi_0 = \exp(-x_0^2) + \sqrt{\pi} x_0 \beta_b^2 \left[1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x_0} \exp(-x^2) dx \right],$$

$$\Phi_a = \exp\left[-(x_0 - \beta_b W_a)^2\right] +$$

$$+ \sqrt{\pi} x_0 \beta_b^2 \left[1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{(x_0 - \beta_b W_a)} \exp(-x^2) dx \right]. \quad (12)$$

С помощью полученных соотношений рассчитаны отрицательные анодные падения потенциала U_a для экспериментальных условий, приведенных в работах [4,17] (таблицы 1 и 2).

Таблица 1. Сравнение экспериментальных и расчетных значений U_a для цилиндрической разрядной системы с осевым термокатодом. Номера столбцов соответствуют номерам экспериментальных зависимостей на рис.13 [4].

Параметры	1	2	3	4
G	5	10	21	40
$n_{et}, 10^{15}, \text{m}^{-3}$	0,66	8,12	21,53	63,30
$n_{eh}, 10^{15}, \text{m}^{-3}$	1,61	1,54	2,73	1,05
$n_{eb}, 10^{13}, \text{m}^{-3}$	4,72	3,09	1,49	—
T_{et}, eV	11,11	2,97	2,46	2,04
T_{eh}, eV	18,65	16,60	11,27	13,59
T_{eb}, eV	0,28	0,45	0,40	—
$mv_0^2/2, \text{eV}$	72,9	59,5	57,5	—
$U_a, \text{V},$ эксперимент	42,9	25,2	18,9	8,7
$U_a, \text{V},$ расчет	43,7	26,6	19,2	9,7

Значения T_{et} и T_{eh} в таблице 2 определены автором работы [17]. Остальные параметры неравновесной плазмы определены по методикам, предложенным И. Ленгмюром [18] и С.Д. Гвоздовером [17]. Удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных значений U_a подтверждает корректность предложенной модели.

Таблица 2. Сравнение экспериментальных и расчетных значений U_a для разрядной системы с плоским анодом и термокатодом. Номера столбцов соответствуют номерам рисунков с экспериментальными зависимостями в [17].

Параметры	3	4	5
G	4,1	6,2	6,6
$n_{et}, 10^{16}, \text{m}^{-3}$	0,70	1,17	1,32
$n_{eh}, 10^{14}, \text{m}^{-3}$	3,61	1,97	1,08
$n_{eb}, 10^{12}, \text{m}^{-3}$	5,01	4,58	3,67
T_{et}, eV	1,47	1,34	1,21
T_{eh}, eV	5,34	8,19	14,66
T_{eb}, eV	0,56	0,54	0,77
$mv_0^2/2, \text{eV}$	25,0	40,6	56,2
$U_a, \text{V},$ эксперимент	1,5	2,6	2,8
$U_a, \text{V},$ расчет	2,4	2,7	2,5

На основе разработанной модели проанализировано влияние различных параметров неравновесной плазмы на величину отрицательного анодного падения потенциала. Для того, чтобы выявить влияние на U_a отдельно горячих электронов и отдельно электронов пучка, целесообразно рассмотреть два частных случая, отличающиеся составом электронного компонента плазмы: 1) комбинация теплых и горячих электронов ($n_{eb} = 0$), 2) комбинация теплых электронов и электронов пучка ($n_{eh} = 0$). Результаты расчета для первого случая представлены на рис. 1 и 2, для второго случая – на рис. 3 и 4.

Как и следовало ожидать, с увеличением концентрации и энергии горячих электронов и электронов пучка отрицательное анодное падение потенциала возрастает.

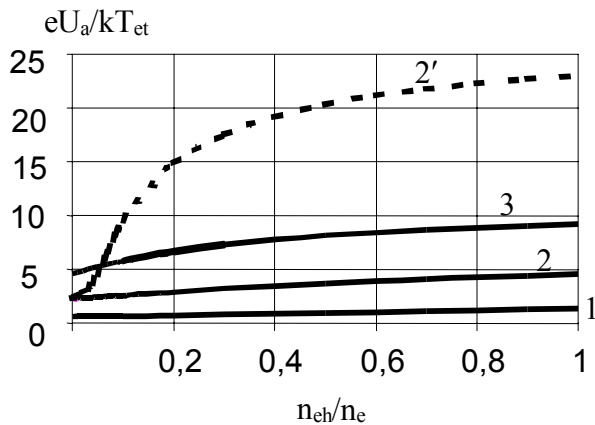


Рис. 1. Зависимость отрицательного анодного падения потенциала от относительной концентрации горячих электронов. $n_{eb} = 0$; $T_{et}/T_{eh} = 0,5$ (1, 2, 3), 0,1 (2'); $G = 2$ (1), 10 (2, 2'), 100 (3).

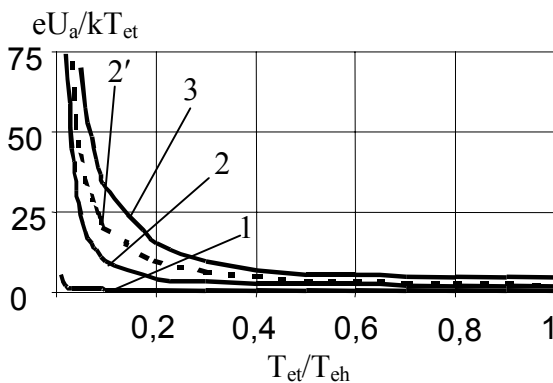


Рис. 2. Зависимость отрицательного анодного падения потенциала от соотношения между температурами теплых и горячих электронов. $n_{eb}=0$; $n_{eh}/n_e = 0,1$ (1, 2, 3), 0,5 (2'); $G = 2$ (1), 10 (2, 2'), 100 (3).

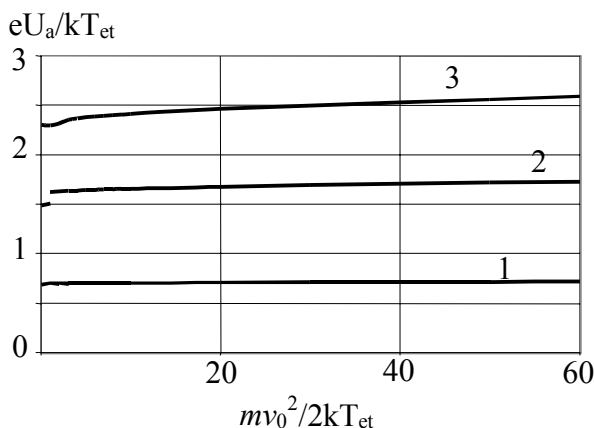


Рис. 3. Зависимость отрицательного анодного падения потенциала от относительной энергии пучка. $n_{eh}=0$; $T_{et}/T_{eb} = 10$; $n_{eb}/n_e = 0,001$; $G = 2$ (1), 5 (2), 10 (3).

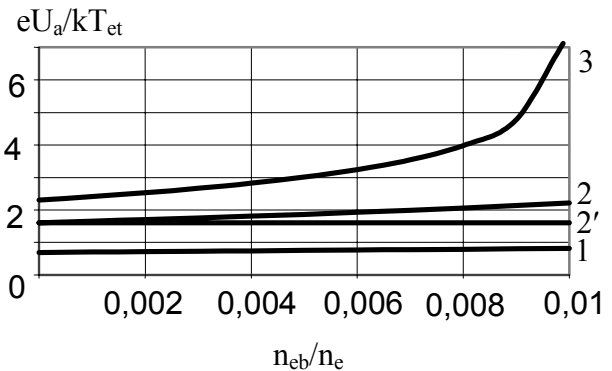


Рис. 4. Зависимость отрицательного анодного падения потенциала от относительной концентрации электронов пучка. $n_{eh} = 0$; $T_{et}/T_{eb} = 10$; $mv_0^2/(2kT_{et}) = 10$ (1, 2, 3), 1 (2'); $G = 2$ (1), 5 (2, 2'), 10 (3).

Список литературы

- [1] Бугаев С.П., Крейнделъ Ю.Е., Щанин П.М. Электронные пучки большого сечения. М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 39-74.
- [2] Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером / Под ред. П.М.Щанина. Екатеринбург: Наука, 1993. С. 42-118.
- [3] Окс Е.М. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения. Томск: Издательство НТЛ, 2005. С. 8-79.
- [4] Клярфельд Б.Н., Неретина Н.А. // ЖТФ. 1958. Т. 28. Вып. 2. С. 296-315.
- [5] Галанский В.Л., Крейнделъ Ю.Е., Окс Е.М., Рупп А.Г. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 8. С. 1518-1521.
- [6] Gavrilov N.V., Kamenetskikh A.S. // Proc. 13th Intern. Symp. on High Current Electronics. Tomsk, 2004. P. 45-48.
- [7] Гаврилов Н.В., Каменецких А.С. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 2. С. 57-61.
- [8] Жаринов А.В., Коваленко Ю.А., Роганов И.С., Тюрюканов П.М. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 1. С. 66-71. Вып. 4. С. 687-693.
- [9] Жаринов А.В., Коваленко Ю.А. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 4. С. 681-686.
- [10] Каганов И.Л. Ионные приборы. М.: Энергия, 1972.
- [11] Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. С. 386-398.
- [12] Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа. М.: Наука, 1978. 416 с.
- [13] Жаринов А.В., Коваленко Ю.А. // Известия вузов. Физика. 2001. Т.44. № 9. С.44-47.
- [14] Метель А.С. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 2. С. 241-247.
- [15] Никулин С.П. // Известия вузов. Физика. 2001. Т.44. № 9. С.63-68.
- [16] Langmuir I. // Phys. Rev. 1929. V.33. №6. p.954-989.
- [17] Гвоздовер С.Д. // ЖТФ. 1933. Т. 3. Вып. 4, С. 587-595.
- [18] Langmuir I. // Phys. Rev. 1925. V. 26. P. 585-613.