

О напряжении горения сильноточного разряда низкого давления

А.В. Козырев

Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия
e-mail: kozyrev@to.hcei.tsc.ru

Проведено теоретическое обобщение условия самоподдержания объемного разряда низкого давления, позволяющее получить количественную оценку напряжения горения сильноточного разряда в произвольной геометрии электродов. На основе общего выражения рассчитано напряжение горения разряда цилиндрической геометрии с полым катодом и внешним магнитным полем.

Введение

Как правило, в качестве плазменных источников заряженных частиц используются устройства на основе газового разряда низкого давления [1,2]. Этот разряд имеет специфические черты, выделяющие его на фоне других видов разряда: тлеющего, дугового, разряда высокого давления. Низкое давление газа в таком разряде требует нетривиальных методов его инициирования и поддержания.

Можно перечислить три основных способа организации разряда низкого давления: а) магнитное поле, ограничивающее подвижность электронной компоненты плазмы; б) полые электроды, являющиеся своего рода электростатическими ловушками, удерживающими электроны в объеме; в) малые геометрические размеры анодного электрода, также способствующие более длительному времени жизни электронов в разряде.

Все три способа заставляют электроны в разряде совершать длительные блуждания в объеме, совершая при этом ионизацию рабочего газа. Поэтому разряды низкого давления часто называют разрядами с осциллирующими электронами.

В практических конструкциях все три способа удержания электронов используются в совокупности, но часто один из способов выходит на первые роли. В частности, принято выделять отдельные типы разрядов:

1) отражательный разряд, когда катод в виде двух эквипотенциальных электродов под одним потенциалом помещен в аксиальное магнитное поле, ортогональное электродам;

2) разряд с полым катодом и/или анодом, в котором осцилляции электронов совершаются за счет их многократного отражения от потенциального барьера, имеющего место на границе между плазмой и электродами;

3) разряд с малым размером анода (например, в виде одной или нескольких тонких проволочек), который обеспечивает ввод электрической энергии в электронную компоненту плазмы и в то же время не позволяет электронам быстро покинуть разрядный объем.

Ниже для определенности мы будем говорить о комбинированном отражательном разряде с полым катодом, хотя некоторые выводы и зависимости будут справедливы и для других геометрических конфигураций разрядной системы.

Строгое теоретическое моделирование таких систем затруднено присутствием двух взаимодействующих между собой областей разряда, характер движения электронов в которых принципиально отличается. В катодной полости электроны движутся практически свободно в пределах области квазинейтральной плазмы, а в межкатодном промежутке «замагниченные» электроны перемещаются к аноду поперек силовых линий магнитного поля. Ионы в обеих областях сильноточного разряда можно считать не замагниченными.

Одним из основных параметров разряда является напряжение его горения. В настоящее время уже очевидно, что напряжение горения в таких разрядах определяется, прежде всего, потерями быстрых частиц [3,4]. Но общей количественной зависимости напряжения горения от степени потерь быстрых электронов не было сформулировано. В данной работе при-

водится весьма общая связь между напряжением горения разряда U_c и долей быстрых электронов в полном потоке электронов на анод.

Модель разрядной ячейки

На рис. 1 схематично показана конфигурация разрядной системы. Речь пойдет о сильно-точном разряде Пеннинга, в котором основной объем занят квазинейтральной плазмой (на рисунке этот объем заштрихован), отделенной от электродов сравнительно тонкими слоями объемного заряда, в которых падает значительная часть напряжения горения разряда. Основным методом удержания электронов в межкатодном пространстве разряда Пеннинга – это достаточно сильное аксиальное магнитное поле, силовые линии которого упираются в эквипотенциальную поверхность катода (линии магнитного поля на рисунке не показаны).

Считаем, что напряжение горения разряда падает в основном в слое прикатодного про-

странственного заряда ионов. Поэтому и вкладываемая в разряд мощность выделяется в прикатодном слое, в результате чего формируется поток быстрых электронов (на рисунке показан короткими стрелками), ускоренный прикатодным падением потенциала. Эти электроны, попадая в столб разряда, производят ионизацию газа. Возникающие медленные «плазменные» электроны и ионы обеспечивают проводимость столба разряда. В целях упрощения физической модели разряда пренебрежем вкладом в ионизацию газа «плазменных» электронов столба, считая, что вся ионизация обеспечивается за счет энергии быстрых электронов.

В соответствии с этой моделью стационарные уравнения непрерывности для потока быстрых электронов J_f и плазменных (медленных) электронов J_e можно записать так:

$$\nabla \cdot J_f = -\frac{n_f}{\tau_f}, \quad \nabla \cdot J_e = \alpha \frac{n_f}{\tau_f}. \quad (1)$$

Здесь n_f – концентрация быстрых электронов, а τ_f – среднее время жизни быстрых электронов, за которое один «погибший» быстрый электрон оставляет в месте гибели $\alpha > 1$ медленных плазменных электронов. Оценка коэффициента размножения электронов α определяется начальной энергией быстрых электронов, а последняя совпадает с прикатодным падением потенциала U_c :

$$\alpha \approx \frac{eU_c}{W_{ion}}. \quad (2)$$

Здесь W_{ion} – средняя энергия, которая требуется для создания одного вторичного электрона за счет столкновения быстрого электрона с атомом. Мы ниже будем называть ее «ценой ионизации».

Следствием двух уравнений (1) является тождество:

$$\iiint_V \nabla \cdot (J_e + \alpha J_f) dV = \iint_S (J_e + \alpha J_f) \cdot dS = 0. \quad (3)$$

Здесь интеграл по объему, занятому квазинейтральной плазмой, по теореме Остроградско-Гаусса выражается через интеграл по замкнутой поверхности, ограничивающей этот объем.

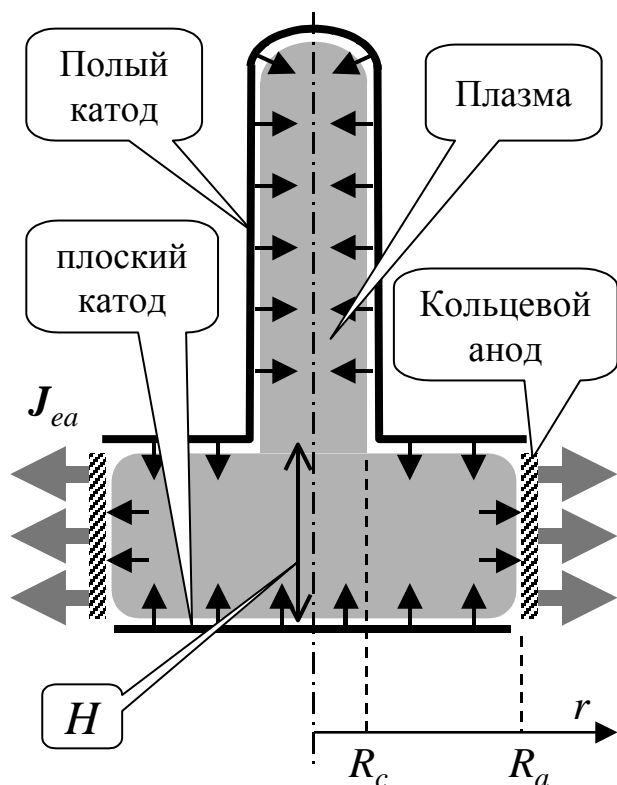


Рис. 1. Схематичное изображение разрядной ячейки и система координат.

Интеграл (3) по замкнутой поверхности, в свою очередь, может быть разделен на два интеграла: поток электронов на анод и поток электронов с катода:

$$\begin{aligned} \iint_{S_a} (\mathbf{J}_e + \alpha \mathbf{J}_f) \cdot d\mathbf{S} &= \\ &= -\iint_{S_c} (\mathbf{J}_e + \alpha \mathbf{J}_f) \cdot d\mathbf{S} = -\alpha \iint_{S_c} \mathbf{J}_f \cdot d\mathbf{S}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь учтено, что плазменные электроны уходят только на анод (этот поток изображен на рис. 1 широкими стрелками), создавая практически весь ток разряда, а быстрые электроны, попадая в плазму с катода, могут частично уходить и на анод (потоки быстрых электронов показаны на рис. 1 короткими стрелками), не полностью «погибая» в объеме. Если за положительное направление вектора $d\mathbf{S}$ принять вектор нормали, направленный наружу из разрядного объема, то правая часть равенства (4) будет положительной, так как поток быстрых электронов с катода направлен внутрь разрядного объема.

Введем для дальнейшего анализа некоторые дополнительные обозначения: I_{ea} – ток плазменных электронов на анод; I_{fa} – ток быстрых электронов на анод; I_{fc} – ток быстрых электронов на катоде; I_{ic} – ток ионов на катод; I – полный ток разряда. Указанные токи связаны друг с другом известными равенствами:

$$\begin{aligned} I_{fc} &= \gamma I_{ic}, \\ I_{ic} (1 + \gamma) &= I, \\ I_{ea} + I_{fa} &= I. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь γ – эффективный коэффициент ион-электронной эмиссии, который обобщает процессы рождения вторичных электронов на катоде.

Равенство (4) с учетом соотношений (5) может быть записано так (ниже мы входящий в объем ток I_{fc} считаем положительным, хотя его поток через поверхность отрицателен):

$$\begin{aligned} I_{ea} + \alpha I_{fa} &= \alpha I_{fc} \rightarrow \\ \rightarrow I + (\alpha - 1) I_{fa} &= \frac{\alpha \gamma}{1 + \gamma} I. \end{aligned} \quad (6)$$

При записи этих уравнений предполагалось, что ни плазменные, ни быстрые электроны не

могут попасть на катод, благодаря высокому потенциалу плазмы относительно катода

Если теперь ввести долю быстрых электронов в анодном токе разряда $\psi = I_{fa}/I$, то из последнего равенства (6) легко получить условие самоподдержания разряда:

$$1 + (\alpha - 1)\psi = \frac{\alpha \gamma}{1 + \gamma} \rightarrow \alpha \gamma = \frac{(1 - \psi)(1 + \gamma)}{1 - \psi(1 + 1/\gamma)} \quad (7)$$

Фактически условие (7) определяет коэффициент размножения α , примерно пропорциональный прикатоде падению потенциала U_c . Если область основной генерации плазменных электронов пространственно удалена от анода, как это имеет место в отражательном разряде с полым катодом, то доля тока быстрых электронов на аноде будет очень малой $\psi \ll \gamma$. В этом предельном случае получим минимальную величину коэффициента $\alpha \approx 1 + \gamma^{-1}$, а следовательно, и теоретический минимум прикатоде падения U_c . Именно этим обусловлена энергетическая эффективность такой конструкции разряда, причем *форма катодной полости не играет принципиальной роли*.

Определяющую роль в скорости ухода быстрых электронов из объема плазмы на анод играет так называемая диффузионная длина. Это расстояние Λ , на которое быстрый электрон успевает в среднем продиффундировать от места своего рождения до места гибели. Диффузионную длину определим так же как это было сделано в работе [5]:

$$\Lambda = \sqrt{D_f \tau_f} \approx \frac{U_c}{B} \cdot \sqrt{\frac{\sigma_{fa} m}{\sigma_{ion} W_{ion}}} \quad (8)$$

Здесь D_f – коэффициент диффузии быстрых электронов поперек силовых линий сильного магнитного поля, σ_{fa} и σ_{ion} – средние сечения столкновения быстрых электронов с атомами – транспортное и ионизации соответственно, B – магнитная индукция, m – масса электрона.

Если радиус анода или радиус плазменного столба невелик, то есть сравним с диффузионной длиной Λ , то правая часть (7) будет расти, и в пределе $\psi \rightarrow \gamma/(1 + \gamma)$ она будет стремиться к бесконечности. Таким образом, для оценки прикатоде падения потенциала необходимо для заданной конфигурации элект-

тродов и магнитного поля уметь (по возможности точно) рассчитывать долю тока быстрых электронов на анод ψ . Продемонстрируем один из вариантов такого расчета.

Пример расчет потока быстрых электронов на анод

Для отражательного разряда естественно выбрать цилиндрическую систему координат, и рассматривать в ней распределение плазмы только в основной части разрядного объема. Основной частью будем называть объем, ограниченный по радиусу цилиндрическим анодом, а по продольной координате двумя эквипотенциальными дисковыми катодами, в одном из которых имеется сравнительно длинная полость (рис. 1). Дальнейшее геометрическое упрощение будет состоять в расчете только радиальных зависимостей всех параметров разряда, полагая их распределение вдоль магнитных силовых линий равномерным.

Будем полагать радиус апертуры полости, выходящей в основной объем, равным R_c , радиус анода R_a , а высоту основного объема H , как показано на рис.1. Положим также полный ток, поступающий из полости в межкатодный объем, исключительно электронным. Это означает, что мы полностью пренебрегаем как появлением быстрых электронов, попадающих из полости в межкатодный объем, так и возможным обменом ионами между межкатодным объемом и полостью.

Основное упрощение дальнейшего расчета заключается в предположении постоянства концентрации плазмы n_0 в межэлектродном зазоре от радиуса полости R_c вплоть до поверхности анода R_a . Это приближение исключает диффузионную компоненту токов, и поэтому может быть названо «приближением дрейфового потока».

Уравнение непрерывности для радиального распределения концентрации быстрых электронов $n_f(r)$ в приближении продольной однородности запишем в безразмерных координатах $\rho = r/\Lambda$ [5]:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{dn_f}{d\rho} \right) - n_f = -\gamma \frac{V_b \tau_f}{H} n_0, \quad (9)$$

где $V_b = \sqrt{kT_e/M}$ – скорость, с которой ионы выходят из области квазинейтральной плазмы на катод (обычно ее называют «бомбовской» скоростью), T_e – температура электронов в столбе разряда, M – масса ионов.

Правая часть (9) описывает появление быстрых электронов в объеме за счет γ -процессов на катоде под действием падающих на него ионов. Формулируя разумные граничные условия, традиционно используемые при решении подобных задач (максимум концентрации n_f лежит на границе катодной полости ($r = R_c$), а у анода концентрация быстрых электронов должна обращаться в нуль: $n_f(R_a) = 0$), получим аналитическое решение (9) для концентрации быстрых электронов:

$$n_f(\rho) = \gamma \frac{V_b \tau_f}{H} n_0 \left[1 - \frac{I_0(\rho)K_1(\rho_c) + K_0(\rho)I_1(\rho_c)}{I_1(\rho_c)K_0(\rho_a) + I_0(\rho_a)K_1(\rho_c)} \right]. \quad (10)$$

Здесь $I_n(z)$ и $K_n(z)$ – известные модифицированные функции Бесселя.

Теперь можно определить диффузионный ток быстрых электронов на анод:

$$I_{fa} = 2\pi e R_a H \left(-D_f \frac{dn_f}{dr} \Big|_{R_a} \right) = \gamma \cdot e n_0 V_b \Lambda \cdot 2\pi R_a \frac{I_1(\rho_a)K_1(\rho_c) - K_1(\rho_a)I_1(\rho_c)}{I_1(\rho_c)K_0(\rho_a) + I_0(\rho_a)K_1(\rho_c)}, \quad (11)$$

который нам необходим для вычисления безразмерной величины ψ , входящей в уравнение (7) для напряжения горения.

В работе [6] было показано, что при известной концентрации плазмы n_0 , плотность хаотического тока электронов на анод поперек магнитного поля может быть рассчитана по формуле:

$$j_e(R_a) \approx \frac{e n_0 v_{eT}}{4\sqrt{1 + \beta_e^2}}. \quad (12)$$

Здесь $\beta_e = (r_{eT} n_a \sigma_{ea})^{-1}$ – параметр Холла для плазменных электронов, $r_{eT} = m v_{eT} / eB$ – средний циклотронный радиус плазменных электронов, n_a – концентрация атомов газа, σ_{ea} – транспортное сечение электрон-атомных

столкновений, $v_{eT} = \sqrt{8kT_e / \pi m}$ – средняя тепловая скорость плазменных электронов.

Полагая, что ток электронов на аноде переносится главным образом плазменными электронами, из (12) и (11) можно найти безразмерное отношение тока быстрых электронов на аноде к полному току разряда:

$$\psi = \gamma \frac{\Lambda}{H} \sqrt{\frac{2\pi m}{M}} (1 + \beta_e^2) \cdot \frac{I_1(\rho_a)K_1(\rho_c) - K_1(\rho_a)I_1(\rho_c)}{I_1(\rho_c)K_0(\rho_a) + I_0(\rho_a)K_1(\rho_c)}. \quad (13)$$

В это итоговое выражение входят геометрические параметры разрядной ячейки, магнитная индукция и все характерные параметры рабочего газа и плазмы.

Для дальнейшего расчета существенно, то, что величина ψ зависит также от энергии быстрых электронов, которая определяет диффузионную длину Λ (см. формулу (8)). Поэтому подстановка (13) в (7) дает нам уравнение, из которого можно вычислить прикатодное падение потенциала U_c , составляющее основную часть напряжения горения разряда. Пример подобного расчета приведен на рис. 2.

В этом расчете были приняты следующие количественные параметры разрядной ячейки и рабочего газа (аргона): размеры

ячейки $R_a = 7$ мм, $R_c = 2$ мм, $H = 7$ мм, эффективные величины $\gamma = 0.1$, $W_{ion} = 30$ эВ, сечения столкновений $\sigma_{ea} \cong 1.5 \cdot 10^{-15}$ см², $\sigma_{fa} \cong 2 \cdot 10^{-16}$ см², $\sigma_{ion} \cong 1 \cdot 10^{-16}$ см², температура ионов $T_i = 0.05$ эВ, температура электронов $T_e = 5$ эВ. Эти параметры примерно соответствуют известной разрядной ячейке, описанной в работе [7].

Как видно на рис. 2, представленная модель, несмотря на присущую ей сильную упрощенность реальных процессов, в целом неплохо описывает наблюдаемые на практике тенденции.

Выводы

Основной результат настоящей работы заключается в получении общей количественной закономерности (7), связывающей долю тока быстрых электронов на аноде ψ с коэффициентом размножения α , которая справедлива для произвольной геометрии разрядной ячейки. Чем аккуратнее удастся рассчитать параметр ψ для конкретной конструкции разрядной ячейки, тем полнее расчет напряжения горения будет отражать функциональные зависимости.

Соотношение (7) позволяет анализировать и более сложные ситуации, например, когда доля ψ будет меняться за счет эмиссии части плазменных и/или быстрых электронов через эмиссионное отверстие в катоде.

Список литературы

- [1] Габович М. Д. Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972.–304 с.
- [2] Крейндель Ю. Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977.–144 с.
- [3] Никулин С. П. // ЖТФ, 1998, т. 68, в. 7, с. 56–63.
- [4] Глазунов В. Н., Метель А. С. // Физика плазмы, 1982, т. 8, в. 5, с. 1099–1104.
- [5] Зюлькова Л. А., Козырев А. В., Проскуровский Д. И. // ЖТФ, 2005, т. 75, в. 11, с. 59–64
- [6] Литвинов И. И. // ЖПМТФ, 1977, № 1, с. 52–55.
- [7] Remppe N., Osipov I. // Rev. of Sci. Instrum., 2000, v. 71, No 4, p. 1638

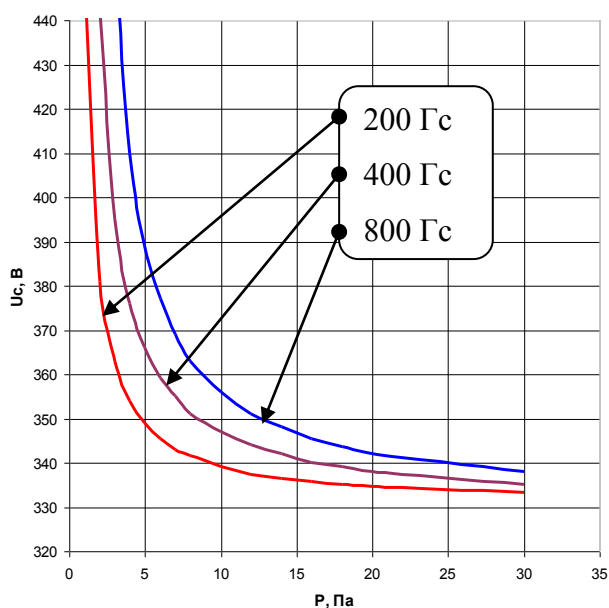


Рис. 2. Расчетные зависимости напряжения горения разряда в аргоне от давления газа при различных величинах магнитного поля.