

04;12

Условия существования положительно заряженной структуры в тлеющем разряде с осцилляцией электронов в магнитном поле

© С.П. Никулин

Институт электрофизики УрО РАН,
620049 Екатеринбург, Россия

(Поступило в Редакцию 14 апреля 1997 г.)

Разработана аналитическая модель сильнооточной формы тлеющего разряда низкого давления в магнитном поле. Получены выражения для критических значений индукции магнитного поля и давления, ниже которых существование этой формы разряда становится невозможным. Показано, что происходящий при повышении давления переход от высоковольтной формы разряда к сильнооточной обусловлен не повышением интенсивности ионизации, а увеличением скорости дрейфа плазменных электронов поперек магнитного поля. Оценки по полученным выражениям согласуются с данными экспериментов по порядку величины. Показано, что в режиме электронной эмиссии область существования разряда может существенно измениться.

Горение тлеющих разрядов с осциллирующими электронами возможно в двух формах: высоковольтной, для которой характерно преобладание в промежутке отрицательного заряда, и сильнооточной, при которой практически весь промежуток заполнен плазмой с небольшим перепадом потенциала, а разрядное напряжение почти целиком сосредоточено в прикатодном ионном слое [1]. Во втором случае формирующаяся в разрядном промежутке структура обладает в целом положительным зарядом. В работе [2] рассматривался разряд в магнитном поле и была отмечена перспективность использования разрядов с положительно заряженной структурой для создания эффективных газоразрядных приборов, в частности электронных источников. Однако в проведенном в [2] анализе рассматривалась ситуация, когда нескомпенсированный положительный заряд, пропорциональный разности концентраций ионов и электронов, не сосредоточен в прикатодной области, а равномерно распределен в разрядном промежутке. Кроме того, считалось, что ионизация в разряде осуществляется плазменными электронами, в то время как результаты экспериментов [3] показывают, что наряду с группой медленных плазменных электронов, распределение которых близко к максвелловскому, в тлеющих разрядах с осцилляцией электронов имеется группа так называемых быстрых частиц. Эти частицы возникают в результате γ -процессов на катоде и, ускоряясь в катодном слое, приобретают энергию, соответствующую величине катодного падения потенциала, которую затем растрачивают в упругих и неупругих столкновениях с атомами нейтрального газа. Доля этих частиц невелика, но именно их вклад в ионизацию является основным, в то время как вклад вторичных плазменных электронов, возникающих в результате ионизации быстрыми частицами, не является существенным, так как они не получают от слабого электрического поля, существующего в плазме, достаточной энергии. Разделение газоразрядного промежутка на катодный слой и плазменную область, а также учет ионизации, осуществляемой быстрыми частицами, позволили рассчитать характеристики тлеющего разряда с осцилляцией электронов в полном катоде

в удовлетворительном согласии с экспериментальными результатами [4]. Целью настоящей работы является разработка упрощенной аналитической модели сильнооточной формы разряда с осцилляцией электронов в магнитном поле, основанной на раздельном рассмотрении двух групп электронов и оценка условий реализации этой формы. Особый интерес представляет определение нижней границы рабочего диапазона давлений, так как одним из основных применений рассматриваемого разряда является разработка на его основе источников заряженных частиц, в которых низкое давление необходимо для обеспечения электрической прочности ускоряющего промежутка. Кроме того, в рамках разработанной модели будет рассмотрено влияние электронной эмиссии на характеристики разряда.

Модель разряда в магнитном поле

Рассмотрим задачу в плоской геометрии. Будем считать, что в плоскости $x = 0$ расположен анод, а в плоскости $x = d$ катод газоразрядной системы. На промежуток, заполненный газом до давления p , наложено перпендикулярное электрическому полю магнитное поле с индукцией B . Влиянием магнитного поля на движение ионов можно пренебречь и считать, что при низких давлениях в кнудсеновском режиме разряда ионы покидают промежуток без столкновений. Что же касается электронов, то они являются замагниченными и вследствие осцилляций в магнитном поле проходят путь, существенно превышающий длину промежутка, поэтому для них, несмотря на формальное выполнение условий кнудсеновского режима, учет столкновений необходим.

В качестве физического обоснования разделения электронов на две группы можно указать на то обстоятельство, что транспортное сечение кулоновского взаимодействия резко уменьшается с увеличением энергии. Расчеты по приведенной в [5] оценочной формуле дают величину $4 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$ для электронов с тепловой энергией 5 eV, характерной для плазменных электронов в рассматриваемых разрядах, и $4 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ для

электронов с энергией 500 eV, характерной для быстрых частиц. В то же время для большинства газов сечения различных видов взаимодействия между электронами и атомами по порядку величины составляют 10^{-16} см^2 . Из приведенных цифр видно, что медленные частицы достаточно интенсивно взаимодействуют между собой, что, по-видимому, и обуславливает возникновение близкого к максвелловскому распределения в области малых энергий, в то время как для быстрых частиц даже при довольно высокой степени ионизации газа основным остается взаимодействие с нейтральными частицами.

При торможении быстрой частицы в газе ее энергия расходуется на возбуждение и ионизацию атомов, а также в упругих столкновениях. При этом в широком диапазоне начальных энергий на образование одной пары заряженных частиц требуется в среднем затратить некоторое постоянное для каждого рода газа количество энергии W . Учитывая также, что в характерном для быстрых частиц тлеющего разряда диапазоне энергий 100–1000 eV сечение ионизации с хорошей точностью аппроксимируется зависимостью типа $1/\nu$, где ν — скорость частицы, и соответственно частоту ионизации ν_i можно считать величиной постоянной, запишем следующее соотношение для характерного времени релаксации быстрых частиц:

$$\tau_r = \frac{eU_c}{\nu_i W}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона; U_c — катодное падение потенциала, практически равное разрядному напряжению; eU_c — энергия, приобретенная быстрой частицей после прохождения катодного слоя.

По истечении времени τ_r быстрая частица утрачивает способность к ионизации и переходит в группу медленных частиц. Тогда для быстрых частиц можно записать уравнение непрерывности в следующем виде:

$$\frac{d(n_f \nu_f)}{dx} = \frac{n_f}{\tau_r}, \quad (2)$$

где n_f и ν_f — концентрация быстрых частиц и средняя скорость их направленного движения поперек магнитного поля соответственно.

В правой части (2) нет знака минус, так как за положительное направление для потоков быстрых, так и медленных электронов будем считать направление от катода к аноду. Поток быстрых частиц определяется диффузией поперек магнитного поля

$$n_f \nu_f = D_f \frac{dn_f}{dx}, \quad (3)$$

где D_f — коэффициент диффузии быстрых частиц, а дрейфовой составляющей можно пренебречь, так как слабое электрическое поле, имеющееся в плазме, не оказывает существенного влияния на движение быстрых частиц.

Чтобы убедиться в этом, оценим отношение характерного расстояния l , проходимого быстрым электроном в

результате дрейфа, к характерной диффузионной длине $l_D = \sqrt{D_f \tau_r}$. Для коэффициента подвижности быстрых электронов можно записать следующее соотношение:

$$\mu_f = \frac{e \nu_f}{m \omega^2}, \quad (4)$$

где ν_f — эффективная частота столкновений для быстрых электронов, m и ω — масса и ларморовская частота электрона.

В (4) учтено, что для замагниченных электронов $\nu_f \ll \omega$. Учитывая также, что квадрат скорости быстрой частицы меняется от $2eU_c/m$ практически до 0 и в среднем составляет величину $\sim eU_c/m$, запишем для коэффициента диффузии быстрых частиц следующее выражение:

$$D_f = \frac{eU_c \nu_f}{3m \omega^2}. \quad (5)$$

Перепад потенциала на плазменной области рассматриваемых разрядов составляет величину порядка kT_e/e , где k — постоянная Больцмана, T_e — температура плазменных электронов. Поскольку протяженность катодного слоя, как правило, существенно меньше размера плазменной области, то среднюю напряженность электрического поля в плазме можно оценить как

$$E = \frac{kT_e}{ed}. \quad (6)$$

Используя (4)–(6), получаем

$$\frac{l}{l_D} = \frac{\mu_f E \tau_r}{\sqrt{D_f \tau_r}} \approx \sqrt{\frac{\nu_f R_L}{\nu_i d}} \frac{kT_e}{\sqrt{eU_c W}}, \quad (7)$$

где R_L — характерный ларморовский радиус быстрых электронов.

В (7) отношение l/l_D представлено в виде произведения трех сомножителей, первый из которых $\sqrt{\nu_f/\nu_i}$ является величиной порядка единицы, второй R_L/d для рассматриваемого разряда обязательно меньше единицы, так как в противном случае электроны сразу уйдут на анод и никаких осцилляций не будет, и, наконец, третий сомножитель $kT_e/\sqrt{eU_c W}$ является величиной, много меньшей единицы, так как тепловая энергия плазменных электронов существенно меньше и энергии быстрых частиц, и энергетической цены иона. Таким образом, и в целом рассматриваемое отношение является величиной, много меньшей единицы, а, значит, дрейфовой составляющей потока быстрых частиц можно пренебречь по сравнению с диффузионной.

Для потока плазменных электронов существенными являются и диффузионная и дрейфовая составляющая

$$n_e \nu_e = D_e \frac{dn_e}{dx} - \mu_e n_e \frac{d\varphi}{dx}, \quad (8)$$

где n_e , ν_e , D_e и μ_e — концентрация, средняя скорость направленного движения, коэффициент диффузии и коэффициент подвижности медленных электронов в поперечном магнитном поле; φ — потенциал.

Уравнение непрерывности для медленных частиц запишем в следующем виде:

$$\frac{d(n_e v_e)}{dx} = -v_i n_f. \quad (9)$$

В правую часть (9) можно было бы добавить член, соответствующий переходу электронов из группы быстрых частиц в группу медленных, но он существенно меньше ионизационного члена. Что касается уравнения непрерывности для ионов, то оно выглядит аналогично

$$\frac{d(n_i v_i)}{dx} = v_i n_f, \quad (10)$$

где n_i и v_i — концентрация и средняя скорость ионов, но в правой части стоит знак плюс, так как за положительное направление для ионного потока принято направление от анода к катоду.

Уравнение движения ионов будем использовать в упрощенной форме [6], но без столкновительного члена

$$\frac{d(n_i v_i^2)}{dx} = -\frac{en_i}{M} \frac{d\varphi}{dx}, \quad (11)$$

где M — масса иона.

Комбинируя уравнения (2) и (3), можно получить дифференциальное уравнение второго порядка для n_f

$$n_f - l_D^2 \frac{d^2 n_f}{dx^2} = 0. \quad (12)$$

Одно из двух необходимых для решения этого уравнения граничных условий определяется процессами на катоде

$$n_f(d) v_f(d) = D_f dn_f/dx_{x=d} = \gamma j_c / e, \quad (13)$$

где γ — эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии, j_c — плотность ионного тока на катоде.

В качестве второго можно выбрать обращение n_f в 0 на поглощающей стенке, т.е. на аноде

$$n_f(0) = 0. \quad (14)$$

Удовлетворяющее обоим граничным условиям решение имеет следующий вид:

$$n_f = \frac{\gamma j_c l_D \operatorname{sh}(x/l_D)}{e D_f \operatorname{ch}(d/l_D)}. \quad (15)$$

Считая, что все образующиеся в промежутке ионы поступают на катод, можно записать следующее выражение для плотности ионного тока на катоде:

$$j_c = \int_0^d e v_i n_f dx = \frac{\gamma j_c v_i l_D^2}{D_f \operatorname{ch}(d/l_D)} (\operatorname{ch}(d/l_D) - 1). \quad (16)$$

Из (16) вытекает, что для самоподдержания разряда должно выполняться следующее условие:

$$\gamma v_i \tau_r (1 - 1/\operatorname{ch}(d/l_D)) = 1. \quad (17)$$

Вводя в рассмотрение параметры

$$U_0 = \frac{W}{e\gamma}, \quad B_0 = 1.5 \frac{\sqrt{mWv_f/v_i}}{\gamma e d} \quad (18)$$

и безразмерные переменные

$$u = U_c/U_0, \quad b = B/B_0, \quad (19)$$

можно преобразовать (17) к следующему виду:

$$u(1 - 1/\operatorname{ch}(2.61b/u)) = 1. \quad (20)$$

Физический смысл введенного параметра U_0 вполне ясен. Это — минимальное возможное напряжение горения разряда, которое достигается, когда все быстрые электроны успевают полностью растратить свою энергию в промежутке и только после этого уходят на анод. В этом случае число ионов, образованных одним быстрым электроном $N_i = eU_0/W = 1/\gamma$. При горении разряда с более высоким напряжением каждый электрон также образует в среднем $1/\gamma$ ионов, а избыток энергии выносится с электронным потоком на анод.

Для выяснения физического смысла параметра B_0 проведем еще некоторые преобразования. Из (20) можно получить явное выражение для зависимости $b(u)$

$$b = \frac{u}{2.61} \operatorname{arch} \left(\frac{u}{u-1} \right). \quad (21)$$

Функция (21) имеет в точке $u = 1.73$ минимум, равный единице. Соответственно обратная функция $u(b)$, определяющая зависимость напряжения горения разряда от индукции магнитного поля, имеет область определения $b \geq 1$ и является в этой области двузначной (кривая 1 на рис. 1), а при $b < 1$ или соответственно при

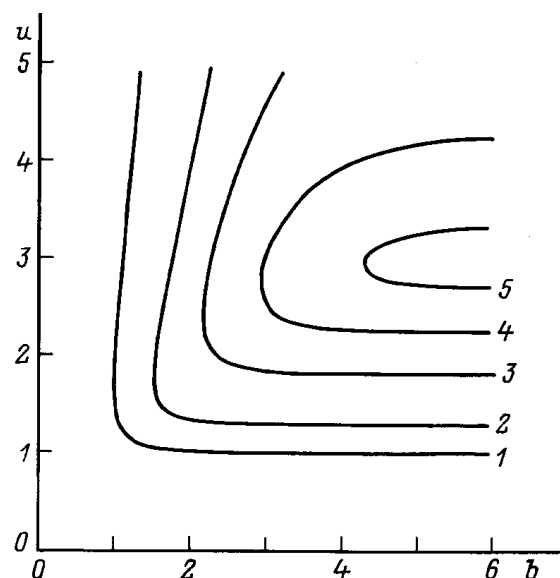


Рис. 1. Зависимости напряжения от индукции магнитного поля. β : 1 — 0, 2 — 0.2, 3 — 0.33, 4 — 0.37, 5 — 0.384.

$B < B_0$ выполнение условия самостоятельности невозможно ни при каком напряжении. Таким образом, B_0 — это минимальное значение индукции магнитного поля, при котором еще возможно горение рассматриваемой формы разряда.

Оценки B_0 по приведенному выражению хорошо согласуются с результатами экспериментов [7,8], в которых исследовался разряд в системе "обращенный магнетрон". Однако следует отметить, что результаты экспериментов показывают, что нижняя граница диапазона магнитных полей меняется с изменением давления в разряде, хотя эта зависимость и является довольно слабой: например, в [7] при давлении газа 0.3 Па сильноточный разряд удавалось инициировать при $B = 14$ мТ, а при увеличении давления в 2 раза магнитную индукцию удалось уменьшить до 13 мТ. Излагаемая модель в силу сделанных допущений ($\nu_i \sim \text{const}$, $\nu_f \sim \text{const}$) не описывает этот слабый эффект. Для его описания необходима разработка более точной модели.

Физический смысл возникновения двузначности функции $u(b)$, по-видимому, следующий: в условиях, соответствующих нижней ветви, электроны сравнительно медленно движутся поперек магнитного поля и успевают растратить почти всю свою энергию на ионизацию, а в условиях, соответствующих верхней ветви, быстрые частицы обладают высокой энергией и могут осуществить большое число ионизаций, но они и быстрее диффундируют поперек магнитного поля и уходят на анод, успев растратить лишь незначительную часть своей энергии. Впрочем, следует сказать, что качественный вид экспериментальных зависимостей $U(B)$ соответствует нижней ветви приведенной зависимости, а что касается верхней ветви, то такие растущие зависимости наблюдались в экспериментах по зажиганию разряда [9], но автору неизвестны работы, в которых наблюдались бы такого рода зависимости для напряжения горения разряда. По-видимому, состояния, соответствующие верхней ветви, являются неустойчивыми.

В подтверждение этого предположения можно привести следующие рассуждения. На приведенной кривой $u(b)$ в точности выполняется условие самостоятельности $\gamma N_i = 1$, левее этой кривой ионизация идет слабее и $\gamma N_i < 1$, а правее находится область повышенного размножения $\gamma N_i > 1$. Предположим, что питание разряда осуществляется от источника эдс через некоторый балластный резистор. Тогда, если разряд находится в состоянии, соответствующем верхней ветви, при случайном ослаблении интенсивности ионизационных процессов и разрядного тока уменьшается падение напряжения на балластном резисторе и возрастает напряжение на разрядном промежутке. В результате разряд попадает в область, соответствующую пониженному размножению, ионизация продолжает уменьшаться и разряд гаснет. Если же разряд находится в состоянии, соответствующем нижней ветви зависимости $u(b)$, то в аналогичной ситуации увеличение разрядного напряжения приведет к попаданию разряда в область повышенного размножения и случайно возникшее уменьшение интенсивности

ионизации будет скомпенсировано. Итак, на основании проведенных рассуждений и известных экспериментальных работ можно сделать вывод, что хотя выполнение условия самостоятельности возможно при двух различных напряжениях горения разряда, но устойчивым и реализуемым в эксперименте является то состояние, которое соответствует нижней ветви зависимости $u(b)$.

Выполнение условия самостоятельности является необходимым, но недостаточным условием для реализации рассматриваемой формы разряда. Необходимо еще выяснить, при каких условиях квазинейтральная плазма будет заполнять весь промежуток от прикатодного ионного слоя до анода. Пренебрегая вкладом быстрых частиц в полный отрицательный заряд, запишем условие квазинейтральности в виде

$$n_e = n_i = n. \quad (22)$$

При найденной функции $n_f(x)$ решение системы уравнений (8)–(11), (22) не вызывает особых затруднений. Для плотностей электронного и ионного потоков получается соответственно

$$nv_e = \frac{j_c \operatorname{ch}(d/l_D) - \operatorname{ch}(x/l_d)}{e \operatorname{ch}(d/l_D) - 1}, \quad (23)$$

$$nv_i = \frac{j_c \operatorname{ch}(x/l_D) - 1}{e \operatorname{ch}(d/l_D) - 1}. \quad (24)$$

Для определения концентрации плазмы комбинируем уравнения (10) и (11) и, избавляясь от членов, содержащих $d\varphi/dx$, получаем после некоторых преобразований следующее уравнение:

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{(nv_i)^2}{n} + nv_b^2 \right) = \frac{env_e}{M\mu_e}, \quad (25)$$

где $v_b = \sqrt{kT_e/M}$ — боровская скорость.

Проинтегрируем записанное уравнение в пределах от некоторой точки x до границы между плазмой и ионным слоем, при этом пренебрегаем толщиной катодной области и считаем, что эта граница находится в точке $x \approx d$,

$$\begin{aligned} & \left(\frac{(j_c/e)^2}{n(d)} + n(d)v_b^2 \right) - \left(\frac{(nv_i)^2}{n} + nv_b^2 \right) \\ & = \int_x^d \frac{env_e dx}{M\mu_e} \equiv f(x). \end{aligned} \quad (26)$$

Разрешая полученное выражение относительно n , получаем

$$n = \frac{g(x) + \sqrt{g^2(x) - 4(nv_i)^2 v_b^2}}{2v_b^2}, \quad (27)$$

где

$$g(x) \equiv \left(\frac{(j_c/e)^2}{n(d)} + n(d)v_b^2 \right) - f(x). \quad (28)$$

Полученная формула (27) имеет физический смысл лишь тогда, когда выражение, стоящее под знаком квадратного корня, положительно, а точки, в которых это

выражение обращается в 0, являются границами квазинейтральной плазмы. Одна из таких точек это граница между плазмой и прикатодным слоем. Учитывая, что $f(d) = 0$ и $nv_i(d) = j_c/e$, получаем

$$\left(\frac{(j_c/e)^2}{n(d)} + n(d)v_b^2 \right) - \frac{2j_cv_b}{e} = 0, \quad (29)$$

откуда для концентрации плазмы на границе с ионным слоем находим

$$n(d) = \frac{j_c}{ev_b}. \quad (30)$$

Поскольку нас интересует случай, когда плазма заполняет весь газоразрядный промежуток от прикатодного слоя до анода, то во всем остальном промежутке подкоренное выражение должно быть положительным и лишь в крайнем случае оно может обратиться в 0 на аноде. Учитывая, что ионный ток на аноде равен нулю, получаем, что для реализации рассматриваемой формы разряда необходимо выполнение условия $g(0) \geq 0$, что обеспечивается, если

$$f(0) = \int_0^d \frac{env_e dx}{M\mu_e} = \frac{j_c}{M\mu_e} \times \left(\frac{d \operatorname{ch}(d/l_D) - l_D \operatorname{sh}(d/l_D)}{\operatorname{ch}(d/l_D) - 1} \right) < \frac{2j_cv_b}{e}. \quad (31)$$

Учитывая, что коэффициент подвижности электронов поперек магнитного поля пропорционален концентрации нейтрального газа N можно преобразовать (31) к следующему виду:

$$Nd \geq \frac{m}{2M} \frac{(\omega d)^2}{v_b k_e} F(b), \quad (32)$$

где $k_e = v_b/N$ — эффективная частота столкновений плазменных электронов, отнормированная на единичную концентрацию нейтрального газа, а функция $F(b)$, определяемая соотношением

$$F(b) = u(b) \left(1 - \frac{\operatorname{th}(2.61b/u(b))}{2.61b/u(b)} \right), \quad (33)$$

слабо меняется с ростом b (от 0.7 при $b = 1$ до 1 при $b \rightarrow \infty$) и при проведении оценок вполне может быть заменена на единицу. Соотношение (32) определяет нижнюю границу рабочего диапазона давлений рассматриваемой формы разряда. Интересно отметить, что соотношение (32) можно преобразовать к эквивалентной форме, имеющей простую физическую интерпретацию,

$$\bar{v}_e \approx \frac{\mu_e k T_e}{ed} \geq \frac{v_b}{2} \approx \bar{v}_i. \quad (34)$$

Таким образом, переход от высоковольтной к сильноточной форме разряда при повышении давления становится возможным не вследствие более интенсивной ионизации, на что указывалось в работах [2,7], а благодаря обеспечению сравнимой или более высокой, чем у ионов,

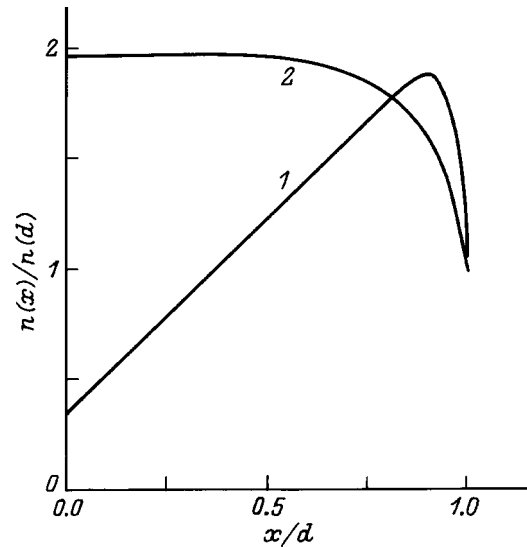


Рис. 2. Типичные распределения концентрации плазмы в сильных и слабых магнитных полях: b : 1 — 6, 2 — 1.

скорости движения электронов поперек магнитного поля. Этот вывод согласуется с известными результатами экспериментов по изучению условий горения тлеющего разряда с осцилляцией электронов в полном катоде [10], в которых было показано, что напряжение горения разряда резко возрастает при уменьшении отношения площадей анода и катода ниже величины $\sim \sqrt{m/M}$. Именно при выполнении этого условия в отсутствие магнитного поля скорость ухода электронов из разрядного промежутка меньше, чем скорость ухода ионов.

Наименьшее рабочее давление p_{cr} достигается при минимально возможной индукции магнитного поля и может быть определено по формулам

$$p_{cr} = \frac{0.35kTm}{k_e v_b M d} (\omega_0 d)^2 = \frac{0.78kTWv_f}{\gamma^2 k_e v_b M d v_i}, \quad (35)$$

где T — температура газа, $\omega_0 = eB_0/m$.

При $p = p_{cr}$ горение исследуемого разряда возможно лишь при единственном значении индукции магнитного поля. При увеличении давления выше p_{cr} диапазон магнитных полей расширяется, и это дает возможность, варьируя B , получать различные профили концентрации плазмы (рис. 2), в том числе возможно получение распределения с достаточно протяженным участком, где плазма близка к однородной (кривая 2 на рис. 2). Это позволяет использовать данный тип разряда для получения пучков большого сечения.

С увеличением магнитного поля минимальное рабочее давление возрастает примерно пропорционально квадрату магнитной индукции. Область давлений и магнитных полей, в которой возможна реализация сильноточной формы разряда, показана на рис. 3. Левее 0А в слабых магнитных полях ее поддержание невозможно вследствие недостаточной ионизации и невыполнения условия самостоятельности, а ниже кривой 0С вследствие недо-

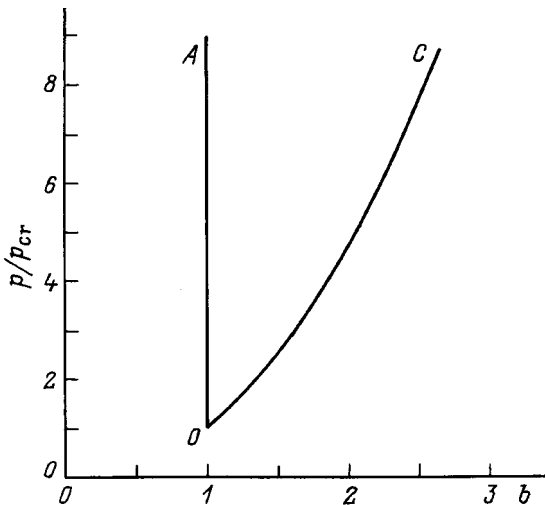


Рис. 3. Область реализации сильноточной формы тлеющего разряда в магнитном поле.

статочной скорости движения электронов и невозможности поддержания квазинейтрального состояния на участке от прикатодного слоя до анода. При измерении экспериментальной зависимости напряжения горения разряда от индукции магнитного поля, проводимом при поддержании постоянного давления, постепенное увеличение B может привести к тому, что рабочая точка пересечет кривую OC , в этом случае квазинейтральное состояние в прианодной области будет нарушено и вблизи анода начнет формироваться электронный слой. Измеряемая зависимость будет в этом случае немонотонной. Падающий участок, соответствующий нижней ветви зависимости $u(b)$, сменится растущим, так как падение напряжения на анодном слое начнет вносить существенный вклад в полное разрядное напряжение [8].

Следует отметить, что критическая концентрация нейтрального газа может быть существенно уменьшена при достаточно высокой степени его ионизации вследствие того, что перенос электронов поперек магнитного поля начинает идти не только за счет столкновений с нейтральными атомами, но и за счет электрон-ионных столкновений ($\mu_e \sim v_e + v_{ei}$). Аналитическое решение задачи в этом случае получить не удалось, но результаты численных расчетов приводят к довольно-таки очевидным выводам. Например для случая, когда частота электрон-ионных столкновений сравнивались с эффективной частотой электрон-атомных столкновений, было получено, что критическая концентрация может быть уменьшена примерно в 2 раза. Однако поскольку высокая степень ионизации достигается при больших разрядных токах и сопровождается существенным увеличением температуры газа, то не следует ожидать существенного выигрыша в давлении газа. Наоборот, как показывают результаты экспериментов, при повышении разрядного тока происходит некоторое увеличение критического давления. Детальный анализ тепловых процессов в рассматриваемых разрядах и определение температуры газа, а также электронной температуры выходит

за рамки данной работы и может стать предметом для дальнейшего изучения.

Другим фактором, способным существенно повлиять на величину критического давления, является то, что в сильных магнитных полях в плазме возможно возникновение шумов и неустойчивостей, приводящих к так называемой аномальной диффузии и резкому увеличению скорости движения электронов поперек магнитного поля. Это, очевидно, способствует расширению рабочего диапазона давлений, но вряд ли использование этого режима, для которого характерно наличие резких пространственных и временных неоднородностей в плазме, является целесообразным при разработке плазменных источников заряженных частиц по крайней мере тех, которые предназначены для генерации пучков большого сечения. Если же наличие стабильной однородной плазмы не является для какого-то приложения обязательным и в то же время желательно обеспечить пониженное давление, тогда такой режим может быть использован.

Влияние электронной эмиссии на характеристики разряда

Пусть газоразрядный промежуток ограничен в направлении вдоль магнитного поля и имеет в этом направлении длину L . На торцевые электроды подан катодный потенциал, препятствующий уходу электронов, но один из этих электродов имеет форму сетки с прозрачностью α и через него при приложении ускоряющего напряжения между сеткой и некоторым ускоряющим электродом осуществляется электронная эмиссия из разрядной плазмы. Не вдаваясь в усложняющие детали, связанные с особенностями эмиссии в присутствии приэлектродных слоев [11], будем считать, что через участок сетки с единичной площадью за время dt эмиттируется $\alpha \bar{v} dt / 4$ частиц и соответственно на столько же уменьшается число частиц nL в воображаемом столбике, опирающемся на этот участок,

$$d(nL) = -\alpha \bar{v} dt / 4. \quad (36)$$

Отсюда для изменения концентрации в результате эмиссии получаем

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{\alpha \bar{v} n}{4L} = -\frac{n}{\tau}, \quad (37)$$

где введено характерное время потерь частиц в результате эмиссии

$$\tau = \frac{4L}{\alpha \bar{v}}. \quad (38)$$

Для плазменных электронов $\bar{v} = \sqrt{8kT_e/\pi m}$, для быстрых частиц, скорость которых изменяется в пределах от $\sqrt{2eU_c/m}$ практически до нуля, среднюю скорость можно положить равной $\sqrt{eU_c/2m}$ и тогда для характерного времени эмиссионных потерь быстрых частиц τ_{ef} получаем следующее выражение:

$$\tau_{ef} = \frac{4L}{\alpha} \sqrt{\frac{2m}{eU_c}}. \quad (39)$$

При наличии эмиссии уравнение непрерывности для быстрых частиц примет вид:

$$\frac{d(n_f v_f)}{dx} = \frac{n_f}{\tau_r} + \frac{n_f}{\tau_{ef}} = \frac{n_f}{\tau_f}. \quad (2')$$

где введено характерное время полных потерь быстрых частиц

$$\tau_f = \frac{\tau_r \tau_{ef}}{\tau_r + \tau_{ef}}. \quad (40)$$

Уравнение движения (3) не изменится, и в результате совместного решения (2') и (3) можно получить для концентрации быстрых частиц

$$n_f = \frac{\gamma j_c l_f \operatorname{sh}(x/l_f)}{e D_f \operatorname{ch}(d/l_f)}, \quad (41)$$

где $l_f = \sqrt{D_f \tau_f}$.

Пренебрегая уходом ионов на торцы, будем по-прежнему считать, что все образующиеся в промежутке ионы поступают на катод, и, проводя аналогичные преобразования, получим, что для самоподдержания разряда должно выполняться условие

$$\frac{u}{1 + \beta u^{3/2}} \left(1 - \frac{1}{\operatorname{ch}(2.61 b \sqrt{1 + \beta u^{3/2}/u})} \right) = 1, \quad (42)$$

где параметр β определяется следующим выражением:

$$\beta = \frac{\alpha \sqrt{2W/m}}{8\gamma^{3/2} \nu_i L}. \quad (43)$$

Нетрудно видеть, что в отсутствие эмиссии (при $\alpha = 0$) соотношение (42) переходит в (20). Выражение (42) определяет в неявном виде зависимости $u(b)$, представленные на рис. 1 для различных значений параметра β . Как видно, с увеличением β зависимости смещаются вправо и нижняя граница области магнитных полей возрастает. Или иначе можно сказать, что каждому значению b соответствует некоторое критическое значение параметра β_{cr} , которое нельзя превышать, чтобы не нарушить выполнение условия самостоятельности разряда. Отсюда возникает ограничение снизу на давление, необходимое для поддержания разряда в режиме электронной эмиссии. Вводя константу ионизации $k_i = \nu_i/N$, можно получить следующее соотношение:

$$p > \frac{\alpha k T \sqrt{2W/m}}{\beta_{cr}(b) 8\gamma^{3/2} k_i L}. \quad (44)$$

Вид функции $\beta_{cr}(b)$ можно определить, если из (42) найти явное выражение для зависимости $b(u)$ и исследовать ее на минимум. В результате получим зависимость $b_{min}(\beta)$, обратная к которой и будет зависимостью $\beta_{cr}(b)$. Функция $\beta_{cr}(b)$ равна 0 при $b = 1$, затем постепенно возрастает и стремится к 0.4 при $b \rightarrow \infty$, а при $\beta > 0.4$ оказалось, что функция $u(b)$ вообще не является действительной. Таким образом, минимальное давление p_0 , при котором рассматриваемая форма разряда еще

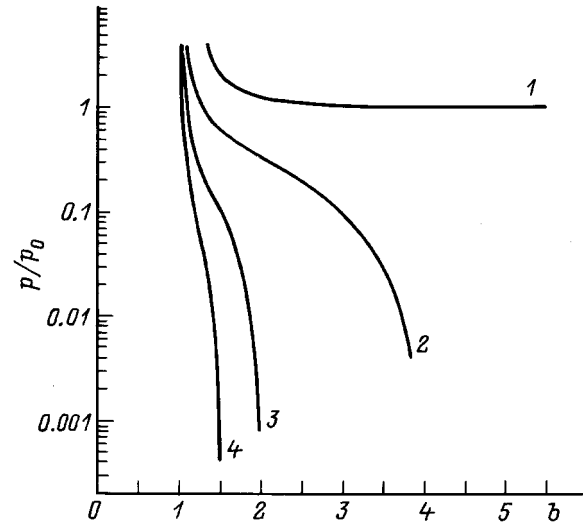


Рис. 4. Зависимости критического давления от индукции магнитного поля. d_e/d : 1 — 1, 2 — 0.75, 3 — 0.5, 4 — 0.3.

может быть реализована при наложении на промежутки сильных магнитных полей ($b \gg 1$), определяется следующим соотношением:

$$p_0 = \frac{\alpha k T \sqrt{2W/m}}{3.2\gamma^{3/2} k_i L}. \quad (45)$$

В слабых магнитных полях ($b \geq 1$) давление должно быть еще выше (кривая 1 на рис. 4), поскольку здесь $\beta_{cr} < 0.4$.

Таким образом, при переходе в режим электронной эмиссии ситуация с обеспечением самостоятельности разряда существенно меняется. Если в отсутствие эмиссии для этого было достаточно, чтобы магнитное поле было выше некоторого значения, то при наличии эмиссии необходимо обеспечить и определенный уровень давления, причем, как показывают оценки по выражению (45), этот уровень при не слишком больших L (порядка нескольких d) существенно выше, чем уровень критического давления, определяемый по соотношению (35). Это означает, что переход в режим электронной эмиссии может привести к нарушению стабильности разряда, что подтверждается результатами экспериментов [12]. В этой работе попытка извлечения электронов через весь торцевой электрод привела к тому, что для сохранения устойчивости разряда в системе типа обращенный магнетрон пришлось существенно увеличить напуск газа в систему, что в свою очередь привело к трудностям в функционировании ускоряющей системы источника. В то же время извлечение электронов не через весь торец, а только из прианодной области не приводило к этим негативным последствиям.

Анализ ситуации с извлечением электронов лишь из некоторой части промежутка (через участок с протяженностью $d_e < d$) в рамках рассматриваемой модели позволил объяснить это различие. При проведении этих расчетов на участке $[d_e, d]$ использовалось уравнение

непрерывности в виде (2), а на участке $[0, d_e]$ в виде (2'). Для сшивки решений использовались условия непрерывности функции $n_f(x)$ и ее первой производной в точке $x = d_e$. Анализ полученного условия самостоятельности (оно является очень громоздким и не приводится) показал, что для его выполнения также необходимо обеспечить некоторый уровень давления, меняющийся с изменением магнитного поля, но этот уровень существенно (на несколько порядков) ниже, чем в ситуации, когда извлечение электронов осуществляется через весь торец. Причем, как видно из рис. 4, на котором показаны зависимости критического давления от магнитного поля для нескольких значений d_e/d , большая разница достигается не только, когда $d_e/d \ll 1$, но уже при значениях $d_e/d \sim 0.5$. Это объясняется тем, что концентрация быстрых частиц резко падает от катода к аноду, и в прианодную часть разряда они попадают уже в значительной степени, реализовав свою способность к ионизации.

Резкое снижение уровня давления, необходимого для обеспечения условия самостоятельности, при извлечении электронов только из прианодной области приводит к тому, что нижняя граница рабочего диапазона давлений для рассматриваемого разряда, вновь будет определяться не условиями ионизации, а условиями движения плазменных электронов, как это было в отсутствие эмиссии. Получить аналитическое решение для концентрации плазмы при наличии электронной эмиссии из части газоразрядного промежутка не удалось. Результаты численного анализа показывают, что в этом случае происходит расширение области, в которой возможна реализация сильноточной формы разряда, в сторону более низких давлений. Это объясняется убыстрением ухода электронов из разрядного промежутка, так как в этом случае электроны уходят не только поперек магнитного поля на анод, но и вдоль магнитного поля в ускоряющий промежуток [2]. Расширение области реализации разряда создает возможность возникновения ситуации, когда разряд, горевший в высоковольтной форме, переходит при подаче ускоряющего напряжения и отборе электронов в сильноточную форму. Это приводит к уменьшению напряжения горения разряда, что также наблюдалось в экспериментах [12]. Кроме того, следует обратить внимание на то, что ограничение эмиссионной области не препятствует достижению высокой эффективности эмиссии. Об этом свидетельствуют и результаты расчетов и экспериментальные данные.

Заключение

Для реализации сильноточной формы тлеющего разряда с осциллирующей электронов в магнитном поле необходимо, чтобы индукция магнитного поля была не ниже некоторой критической величины B_0 , так как в противном случае быстрые электроны уходят на анод, не успев произвести достаточное для выполнения условия самостоятельности количество ионизаций. Кроме того,

необходимо поддержание давления в разряде на уровне, при котором скорость движения плазменных электронов поперек магнитного поля была бы сравнима или превышала скорость движения ионов. Минимальное рабочее давление достигается при $B = B_0$. При увеличении магнитной индукции минимальное давление возрастает примерно пропорционально квадрату B в условиях "классической" диффузии.

При электронной эмиссии условия горения разряда могут существенно измениться. Возможно увеличение напряжения горения и даже погасание разряда при интенсивном уходе из него быстрых частиц. Это отрицательное влияние может быть существенно уменьшено, если отбор частиц осуществлять из прианодной части разряда, причем ограничение области токоотбора не препятствует достижению высокой эффективности эмиссии. Если рабочая точка (B, p) и до, и после перехода в режим электронной эмиссии находится в пределах области существования разряда, то напряжение существенно не изменится. И наконец, возможна ситуация, когда электронная эмиссия приводит к тому, что в разряде, горевшем в высоковольтной форме с преобладанием отрицательного заряда, возникает положительно заряженная структура, т.е. он перейдет в сильноточную форму и напряжение горения уменьшится.

Список литературы

- [1] Габович М.Д. Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972. 304 с.
- [2] Жаринов А.В., Никонов С.В. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 7. С. 1268–1273.
- [3] Источники электронов с плазменным эмиттером / Под ред. Ю.Е. Крейнделя. Новосибирск: Наука, 1976. 130 с.
- [4] Никулин С.П. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 12. С. 21–27.
- [5] Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. 271 с.
- [6] Eromberg L., Smullin L.D. // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50. P. 2634–2637.
- [7] Окс Е.М., Чагин А.А., Щанин П.М. // Докл. I Всесоюз. совещания по плазменной эмиссионной электронике. Улан-Удэ, 1991. С. 18–23.
- [8] Берсенева В.В., Гаврилов Н.В., Никулин С.П. Материалы конф. "Физика низкотемпературной плазмы". Петрозаводск, 1995. Ч. 1. С. 251–253.
- [9] Kunhardt E.E. // The behavior of Systems in the Space Environment / R.N. De Witt et al. Kluwer Academic Publishers, 1993. P. 669–711.
- [10] Метель А.С. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 2. С. 241–247.
- [11] Крейнделю Ю.Е., Никулин С.П., Пономарев А.В. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 6. С. 196–199.
- [12] Gavrillov N.V., Nikulin S.P., Ponomarev A.V. // Proc. of X Intern. Conf. on High Power Particle Beams. USA, 1994. P. 507–510.