

ФИЗИКА

УДК 537.533; 621.384

О МЕХАНИЗМЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПЛАЗМЕ ПРИ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ

*д-р техн. наук, проф. В.А. ГРУЗДЕВ;
канд. физ.-мат. наук, доц. В.Г. ЗАЛЕСКИЙ
(Полоцкий государственный университет)*

На основе известной теории предслож, формируемого между невозмущенной плазмой и пристеночным ионным слоем, предложена модель возникновения слабого электрического поля, обусловленного эмиссией электронов из плазмы. Для формирования такого поля, как показано в работе, необходимо создавать условия для ограничения подвижности плазменных электронов в магнитном поле, что реализуется в большинстве конструкций разрядных структур плазменных источников электронов.

Введение. Расширение сферы применения плазменных источников электронов требует развития теоретических основ, определяющих принципы формирования эмиссионного тока и обеспечения его стабильности. В рамках существующей в настоящее время теории считается, что эмиссия электронов осуществляется плазменной поверхностью, а параметры плазмы не зависят от величины тока эмиссии, что соответствует теории зонда в плазме. Такая ситуация соответствует действительности при ограниченных эффективностях извлечения (отношение тока эмиссии к току разряда), как правило, не превышающих 30 % [1; 2]. При конструировании эффективных источников с более высокой эффективностью возникают проблемы со стабильностью горения разряда [3] или с неустойчивостью эмиссии по другим причинам [4], которые можно рассматривать как появления положительных обратных связей между током эмиссии и параметрами разряда. Поэтому важным является поиск механизмов возникновения таких обратных связей, обеспечивающих возмущение плазмы при эмиссии электронов. В ряде работ экспериментально показана возможность формирования слабого электрического поля в плазме, не нарушающего ее квазинейтральность, но способствующего дрейфу плазменных электронов в область эмиссии. Теоретически возможность формирования таких полей в плазме не обсуждалась. Однако возможность существования в плазме слабых полей рассматривалась в рамках теории предслож, ускоряющего ионы из плазмы в приэлектродный слой для выполнения условия непрерывности токов и закона сохранения энергии.

В данной работе в рамках классической теории предслож [5], формирующегося между приэлектродным слоем и невозмущенной плазмой, покажем возможность формирования поля в плазме, ускоряющего электроны в область эмиссии.

Физико-математическая модель эмитирующей плазмы. Для построения физико-математической модели возмущения плазмы будем считать, что выполняются следующие положения:

- магнитное поле в плазме отсутствует или его влиянием можно в первом приближении пренебречь;
- приэлектродные слои являются бесстолкновительными;
- прианодный слой характеризуется отрицательным падением потенциала;
- рекомбинацией зарядов в объеме при достигаемой степени ионизации газоразрядной плазмы (< 10 %) можно пренебречь;
- плазма состоит из однозарядных ионов, электронов и нейтральных частиц.

Как следует из теории существования электродных слоев [6], для устойчивого существования слоя необходимо, чтобы ионы входили в него с энергией не меньше, чем $\sim kT_e/2$, которую они набирают в предслож, тормозящем электроны [6].

Для определения распределения потенциала в слое запишем:

- систему уравнений с учётом безразмерных величин (энергии, потенциала, концентрации и координаты соответственно) [6]:

$$y = \frac{mv_z^2}{2kT_e}; \quad \chi = -\frac{e\phi}{kT_e}; \quad N_{e,i} = \frac{n_{e,i}}{n_0};$$

$$\xi = \frac{z}{\lambda_D}; \quad \lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 kT_e}{n_0 e^2} \right)^{1/2};$$
(1)

- уравнение Пуассона

$$-\frac{d^2\chi}{d\xi^2} = N_i - N_e; \quad (2)$$

- закон сохранения энергии ионов в слое

$$y = y_0 - \chi; \quad (3)$$

- распределение концентрации электронов в слое

$$- N_e = \exp(\chi); \quad (4)$$

- уравнение непрерывности для ионов на границе слоя

$$N_i y^{1/2} = y_0^{1/2}, \quad (5)$$

где y_0 – энергия на границе слоя; $y_0 \geq 0,5$; $n_{e,i}$ и n_0 – концентрация электронов, ионов и невозмущённой плазмы соответственно.

Система уравнений (2)–(5) преобразуется к виду:

$$N_i = \left(1 - \chi/y_0\right)^{-1/2}; \quad \frac{d^2\chi}{d\xi^2} = -\left(1 - \chi/y_0\right)^{-1/2} + \exp(\chi). \quad (6)$$

Граничным условием при $\xi = \xi_{ca}$ для уравнения (6) будет $\left.\frac{d\chi}{d\xi}\right|_{\xi_{ca}} = \chi'_0$, т.е. в плазме (предслое) существует электрическое поле с некоторой напряжённостью (χ'_0) и потенциалом на границе слоя $\chi|_{\xi_{ca}} = \chi_0$.

Умножив (6) на χ' , после однократного интегрирования получаем

$$\left(\frac{d\chi}{d\xi}\right)^2 - (\chi'_0)^2 = 4y_0 \left[\left(1 + \frac{\chi}{y_0}\right)^{1/2} - \left(1 + \frac{\chi_0}{y_0}\right)^{1/2} \right] + 2[\exp(\chi) - \exp(\chi_0)]. \quad (7)$$

Второе интегрирование может быть выполнено численно при условии $\chi|_{\xi=0} = \chi_a$, где $\chi_a = e\phi_{em}/(kT_e)$, ϕ_{em} – разность потенциалов между плазмой и эмиттерным электродом. В уравнение (7) входят величины χ_0 и χ'_0 , которые определяются электрическим полем, возникающим в плазме (предслое). Распределение потенциала в предслое можно определить исходя из следующих соображений. Во-первых, в предслое, в отличие от слоя, выполняется условие квазинейтральности $n_e \approx n_i$. Во-вторых, предслою нельзя в общем случае считать бесстолкновительным, поскольку его протяжённость определяется некоторой характеристической длиной $L \gg \lambda_D$, где L может соответствовать длине свободного пробега ионов для столкновительного предслоя либо ионизационной длине для предслоя с ионизацией.

Запишем закон сохранения энергии ионов в предслое, пренебрегая начальной (тепловой) энергией ионов в невозмущённой плазме:

$$\Delta\left(\frac{mv_z^2}{2}\right) + e\Delta\phi = A, \quad (8)$$

где $A = F_c dz$ – работа силы трения, а сила трения F_c – определяется потерями импульса ионами при столкновении и рождении ионов вследствие ионизации. Согласно [6] $F_c = -m_i v_z \left(\frac{v_z}{\lambda_i} + \frac{\sigma_i}{n_i} \right)$.

Вводя новую координату $\zeta = z/L$ с учётом обозначений (1) получаем:

$$\frac{dy}{d\zeta} + \frac{d\chi}{d\zeta} = -2y \left(\frac{L}{\lambda_i} + \frac{L\sigma_i}{n_i} \left(\frac{m_i}{2kT_e} \right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{y}} \right), \quad (9)$$

где λ_i – длина пробега ионов; L – характеристическая длина предслоя; σ_i/N_i – увеличение числа ионов вследствие ионизации газа.

Распределение потенциала χ в предслое можно оценить, если предположить, что поток электронов в предслое остаётся тепловым, но концентрация электронов падает согласно распределению Больцмана, т.е.

$$j_e = \frac{1}{4} e n_e v_T = \frac{1}{4} e v_T n_0 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT_e}\right). \quad (10)$$

Воспользовавшись уравнением непрерывности для электронов $\text{div } j_e = \sigma_e$. Получаем уравнение для потенциала в предслое:

$$-\frac{1}{4} e v_T n_0 \exp(\chi) \frac{d\chi}{d\zeta} = \sigma_e L, \text{ или } \exp(\chi) \frac{d\chi}{d\zeta} = -\frac{4\sigma_e L}{n_0 v_T}. \quad (11)$$

Решая (11) с граничным условием $\chi|_{\zeta \rightarrow 1} = 0$ получаем выражение:

$$\chi = -\ln\left[1 + \frac{4\sigma_e L}{e n_0 v_T} (\zeta - 1)\right]. \quad (12)$$

С учётом (12) из уравнения (9) получаем уравнение для определения энергии ионов в предслое

$$\frac{dy}{d\zeta} + 2y \left[q + \frac{s_i}{\sqrt{y}} (1 + s_e (\zeta - 1)) \right] = \frac{s_e}{1 + s_e (\zeta - 1)}, \quad (13)$$

с граничным условием $y|_{\zeta \rightarrow 1} = 0$, где $s_i = \frac{\sigma_i L}{n_0} \left(\frac{m_i}{2kT_e} \right)^{1/2}$, $s_e = \frac{4\sigma_e L}{n_0 v_T}$, $q = \frac{L}{\lambda_i}$.

Уравнение (13) получено в предположении, что число генерируемых электронов σ_e и ионов σ_i пропорционально концентрации невозмущённой плазмы n_0 . Если же σ_e и σ_i пропорциональны n_e и n_i , в условиях квазинейтральности (7) трансформируется в выражение:

$$\chi = \frac{4\sigma_e L}{N_0 v_T} (\zeta - 1), \quad (14)$$

а уравнение (13) принимает вид

$$\frac{dy}{d\zeta} + 2y \left[q + \frac{s_i}{\sqrt{y}} \exp(s_e (\zeta - 1)) \right] = s_e. \quad (15)$$

Решение уравнений (13) или (15) может быть получено численным интегрированием. Как показывают расчёты, качественно решения уравнений (13) и (15) не отличаются.

На рисунке 1 представлены решения, полученные при вариации постоянных s_e , s_i , q , входящих в уравнение (13).

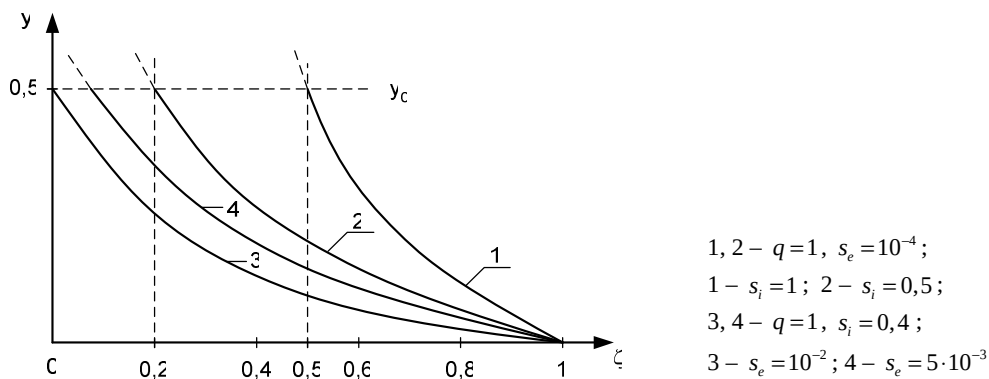


Рис. 1. Зависимость безразмерной энергии, набираемой ионами в предслое, от безразмерной координаты для различных параметров предслоя

Поскольку для формирования слоя с отрицательным падением потенциала достаточно, чтобы энергия ионов была равна $y_0 = 0,5$, то пересечения соответствующих графиков функций $y(\zeta)$ и y_0 определяют положение границы «слой – предслой». Для этого положения в соответствии с выражением (12) или (14) можно определить неизвестные величины $\chi_0 = \chi(\xi_{cl})$ и $\chi'_0 = \chi'(\xi_{cl})$. Если условия в плазме не изменяются, то положение границы «слой – предслой» (плазма) не изменяется.

Необходимо отметить, что для построения зависимости $\chi(\xi)$ в предслое и слое с учётом сшивки обоих решений ((7) с (13) или (15)) требуется согласовать координаты. Поскольку $\xi = z/\lambda_D$, а $\zeta = z/L$, то при $\zeta = \zeta_{cl} = z_{cl}/L$ получаем $\xi_{cl} = L\zeta_{cl}/\lambda_D$.

Предположенный подход является качественной оценкой распределения потенциала в слое и квазинейтральном предслое, и позволяет в достаточной мере прояснить механизм извлечения электронов из плазмы, обеспечивающий не только рост эмиссионного тока на извлекающий электрод (в эмиссионный канал), но и адекватный отклик всей газоразрядной плазмы на извлечение доли электронов.

На рисунке 2 представлены согласованные распределения потенциала в слое и в предслое для различных значений потенциала анода при отрицательном анодном падении.

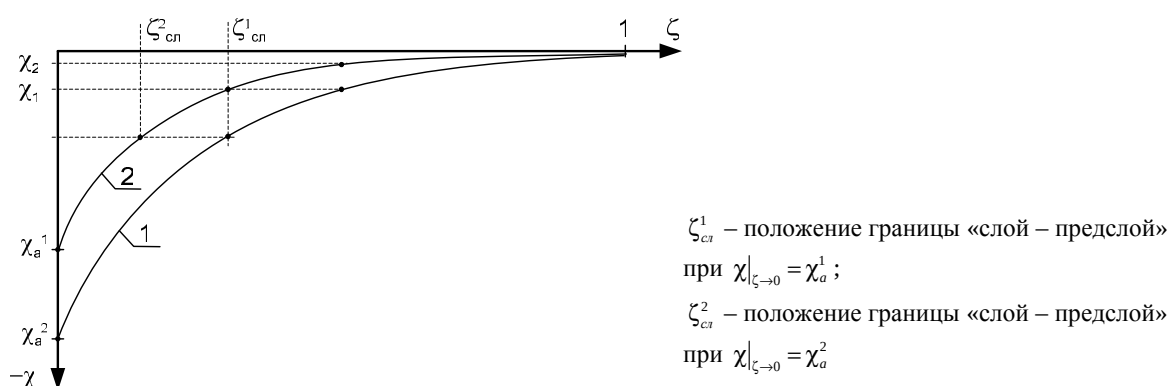


Рис. 2. Распределения безразмерного потенциала в слое и предслое

Данная ситуация на практике может быть реализована в слабозамагниченной плазме, когда магнитное поле имеет направление, совпадающее с направлением извлечения электронов. В этом случае извлечение электронов осуществляется главным образом из объёма, соответствующего цилиндру с площадью основания, равной площади эмиссионного канала, и длиной L_{pl} (где L_{pl} – характеристический размер плазмы или длина пробега электронов).

На рисунке 2 представлены два распределения потенциала в предслое: кривая 2 соответствует распределению вдоль оси эмиссионного канала; кривая 1 – вдоль любой оси вне эмиссионного канала, но параллельной оси выбранной ранее. Вследствие суперпозиции поля в слое и поля ускоряющего электрода $\chi_a^2 < \chi_a^1$ их отличие составляет величину порядка $eDU_{ac}/(kT_e)$ (где D – электрическая проницаемость эмиссионного канала [7]), обусловленную проникновением ускоряющего поля в канал. С увеличением потенциала извлекающего электрода уменьшается протяжённость слоя и смещается положение границы «слой – предслой». При этом на некоторой координате ζ в квазинейтральной плазме (предслое) формируется электрическое поле между областями невозмущённой плазмы и областью, сопряжённой с областью извлечения при условии, что $\lambda_e > L_{pl}$, т.е. для электронов реализуется кнудсеновский режим. Действительно, согласно рисунку 2 на координате ζ возникает разность потенциалов, по оценкам порядка kT_e/e :

$$\chi_2 - \chi_1 = \Delta\chi = \ln \frac{1 + s_e(\zeta - 1)}{1 + s_e(\zeta - 1 + \zeta_{cl}^2 - \zeta_{cl}^1)^2}. \quad (16)$$

В формирующемся электрическом поле плазменные электроны приобретают радиальную компоненту скорости, обеспечивающую движение электронов из области невозмущённой плазмы в область отбора. Это означает, что даже при отборе с закрытой плазменной границы возмущение плазмы захватывает значительный объём плазмы с характерным размером L . В результате параметры газового разряда, такие как концентрация и потенциал плазмы, а также падение потенциала в прианодном слое, оказыва-

ются зависимыми от эффективности извлечения плазменных электронов. Формирование такого градиента потенциала $\Delta\chi$ фактически приводит к увеличению эффективной площади эмитирующей поверхности. Если ограничить размер области, для которой возможен режим извлечения электронов вдоль линий магнитного поля, можно обеспечить ограничение роста эффективности извлечения электронов. Данный способ реализован в газоразрядной структуре плазменного источника электронов [9]. В такой структуре отбор электронов осуществляется из некоторого цилиндрического объёма с площадью основания, соответствующей площади эмиттерного электрода, и высотой L , ограниченной расстоянием между эмиттерным электродом и внутренним катодом. Уменьшение потенциального барьера вблизи эмиттерного электрода приводит к полному извлечению из данной области, дальнейшее извлечение возможно только за счёт дрейфа электронов через боковые поверхности вследствие столкновений с частицами газа и дополнительным дрейфом из области невозмущённой плазмы в поле с разностью потенциалов $\Delta\chi$.

Закключение. Извлечение электронов в слабозамагниченной плазме может приводить к возникновению в плазме локальных электрических полей, которые будут способствовать извлечению электронов за счёт дополнительного их дрейфа из объёма невозмущённой плазмы в область отбора, а также может способствовать накоплению у плазменных электронов дополнительной энергии и увеличению ионизирующей способности плазменных электронов, и как следствие, обуславливать возмущение параметров эмитирующей плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Окс, Е.М. Источники электронов с плазменным катодом / Е.М. Окс. – Томск: НТЛ, 2005. – 216 с.
2. Плазменные эмиссионные системы с ненакаливаемыми катодами для ионно-плазменных технологий / В.Т. Барченко [и др.]; под общ. ред. В.Т. Барченко. – СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2011. – 220 с.
3. Метель, А.С. Расширение рабочего диапазона давлений тлеющего разряда с полым катодом / А.С. Метель // Журнал технической физики. – 1984. – Т. 54, № 2. – С. 241–247.
4. Gruzdev, V.A. Gas discharge plasma disturbance by electron extraction / V.A. Gruzdev, V.G. Zaleski, D.A. Antonovich // Proc. V Intern. Conf. on Plasma Physics and Plasma Technology, Minsk, Belarus, September 18–22 2006. – Minsk, 2006. – Vol. I. – P. 154–157.
5. Riemann K.-U. The Bohm criterion and sheath formation / K.-U. Riemann // J. Phys.D. – 1991. – Vol. 24. – P. 493–518.
6. Chen, Francis F. Introduction to plasma physics and controlled fusion. – second ed. / Francis F. Chen. – New York and London: Plenum Press, 1984. – Vol. 1: Plasma Physics. – 398 p.
7. Царев, Б.М. Расчет и конструирование электронных ламп / Б.М. Царев. – М.: Энергия, 1967. – 671 с.
8. Universal plasma electron source / V.A. Grusdev [et al.] // Vacuum (UK) 77 2005. – P. 399–405.

Поступила 05.02.2014

ABOUT THE MECHANISM OF OCCURRENCE OF ELECTRIC FIELD IN PLASMA AT ELECTRON EMISSION

V. GRUZDEV, V. ZALESSKI

On the basis of the known theory of the prelayer formed between not indignant plasma and nearwall ion layer, the model of occurrence of the weak electric field caused by electron emission from plasma is offered. It is shown, that for formation of such field it is necessary to create conditions for restriction of mobility plasma electrons in a magnetic field that is realised in the majority of designs of digit structures of plasma electron sources.