

01; 04; 10

## ЭЛЕКТРОННЫЙ ПУЧОК В ГАЗОНАПОЛНЕННОМ УСКОРЯЮЩЕМ ПРОМЕЖУТКЕ

А. В. Жаринов, С. В. Никонов

Аналитически решена задача о предельном электронном токе в газонаполненном ускоряющем промежутке с учетом ионизации и выгорания газа для плоской, цилиндрической и сферической геометрий при кнудсеновском режиме движения ионов и произвольном виде сечения ионизации. Показано, что при учете только процесса ионизации электронами для пучка, энергия которого на входе в промежуток больше потенциала ионизации, в стационарном режиме без учета выгорания газа или при достаточной его подаче ограничение на плотность тока отсутствует. Без внешней подачи газа предельная концентрация ускоряемого электронного потока определяется начальной концентрацией газа. Найдены распределение потенциала и других величин в промежутке и оптимальные для токопрохождения параметры системы.

Интенсивные квазистационарные электронные потоки находят широкую область приложений в различных областях физики плазмы, СВЧ электроники, технологии обработки материалов. В теории формирования таких потоков одним из ключевых является вопрос о предельной плотности электронного потока  $j_e$  в ускоряющем промежутке. Еще Ленгмюром [1] эта задача решена для промежутков в отсутствие ионов (закон «3/2»), с полным потоком с анода и с однородным фоном неподвижных ионов и показано, что в двух последних случаях по сравнению с первым величина  $j_e$  возрастает соответственно в 1.86 и в 2.865 раза при тех же значениях ускоряющего напряжения  $\varphi_0$  и длины промежутка  $d$ . В последние два десятилетия появилось много работ (см., например, [2-7]), в которых экспериментально и с помощью численных методов изучается диод, в котором ионы образуются в результате ионизации разреженного газа ускоряемым электронным потоком. Показано, что возможна плотность тока, на порядок и более превышающая вакуумную. Однако пока нет ответа на естественно возникающий вопрос о предельно возможной плотности тока.

В теоретических работах обычно исследовалась следующая модель. Стационарный электронный пучок инжектируется в промежуток длины  $d \ll 1/n_g \sigma_i$  ( $n_g$  — концентрация газа,  $\sigma_i$  — сечение ионизации электронами пучка). Образующиеся в результате ионизации ионы бесстолкновительно движутся к катоду,  $\delta$ -электроны быстро уходят на анод. Ионизацией ионами пренебрегается из-за малой скорости, а ионизацией  $\delta$ -электронами — из-за их малой концентрации.

В настоящей работе будет показано, что при определенных условиях эта задача имеет аналитическое решение, из которого следует, что ограничение плотности тока связано с выгоранием газа. Без учета выгорания в рамках данной (стационарной одномерной) модели ограничение отсутствует. В отличие от традиционно рассматриваемого плазменного диода, в котором перепад потенциала сосредоточен в узком приэлектродном двойном слое, будет получено распределение потенциала  $\varphi(x)$ , соответствующее квазинейтральному в каждой точке промежутку без приэлектродного слоя. Рассматриваем случай, когда начальная энергия инжектируемого пучка  $W_0 > I$  ( $I$  — потенциал ионизации газа). Смысл этого ограничения будет раскрыт ниже; здесь отметим, что в газонаполненном триоде [8] и при использовании плазменного эмиттера электронов [9]  $W_0 \gg I$  и  $W_0 \gg I$  соответственно.

Уравнение Пуассона в данном случае имеет вид

$$\frac{1}{x_k} \frac{d}{dx} x^k \frac{d\varphi}{dx} = g \frac{ej_b}{x^k} \left\{ \frac{1}{c} \left[ 1 - \left[ 1 + \frac{e(W_0 + \varphi)}{mc^2} \right]^{-2} \right]^{-1/2} - \sqrt{\frac{M}{2e}} \times \right. \\ \left. \times \int_{x_a}^x \frac{n_g(x') \sigma_i(x') dx'}{\sqrt{\varphi(x') - \varphi(x)}} \right\}, \quad (1)$$

где  $x_a$  — координата анода,  $m$  и  $M$  — массы электрона и иона,  $c$  — скорость света.

Для плоского диода  $k=0$ ,  $g=4\pi$ ,  $j_b = n_b v_b$  — плотность электронного потока; для цилиндрического  $k=1$ ,  $g=2$ ,  $j_b$  — погонный поток; для сферического  $k=2$ ,  $g=1$ ,  $j_b$  — полный электронный поток. Рассматриваем плоский диод, координата  $x$  отсчитывается от анода. Ионы считаем нерелятивистскими. Граничные условия имеют вид  $\varphi(0) = \varphi_0$ ,  $\varphi(d) = 0$ . Отметим, что уравнение вида (1) встречается при решении многих задач физики плазмы. Например, в работе [10] оно рассматривалось при изучении распределения потенциала в приэлектродном слое плазмы с учетом рассеяния ионов на атомах газа. Рассмотрим ультрарелятивистский и нерелятивистский электронные потоки без учета и с учетом выгорания газа.

1. Ультрарелятивистский пучок. При  $eW_0 \gg mc^2$ , полагая  $\xi = x/d$ ,  $\eta = \varphi/\varphi_0$ ,  $n_b = j_b/c$ ,  $n_g = n_{g0} n(\xi)$ ,  $v = n_{g0} c$ ,  $\sigma_i = \text{const}$ ,  $j = (2/\pi)^2 4\pi n_b e^2 / M v^2$ ,  $f = \frac{2}{\pi} \sqrt{2e\varphi_0 / M v^2 d^2}$ , перепишем (1) в виде

$$\frac{f^2}{2j} \frac{d^2 \eta}{d\xi^2} = 1 - \frac{2}{\pi f} \int_0^\xi \frac{n(\xi') d\xi'}{\sqrt{\eta(\xi') - \eta(\xi)}}, \\ \eta(0) = 1, \quad \eta(1) = 0. \quad (2)$$

При отсутствии выгорания газа ( $n=1$ ) уравнение (2) имеет решение

$$\eta(\xi) = 1 - \xi^2. \quad (3)$$

Величины  $j$  и  $f$  в этом случае связаны соотношением

$$j = f^2 / (1 - f), \quad (4)$$

которое условно (ток в системе задан «из вне») будем называть вольт-амперной характеристикой (ВАХ). Когда интенсивность пучка  $j$  возрастет от нуля до  $\infty$ , степень нейтрализации  $n_b/n_i = f < 1$  изменяется от нуля до 1. При  $j \rightarrow \infty$  система переходит в благоприятный для токопрохождения квазинейтральный режим ( $n_i - n_b \ll n_i \approx n_b$ ), при этом

$$n_i - n_b = \frac{n_b}{j} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{M v^2}{4\pi e^2}, \quad \alpha \equiv \sqrt{\frac{M}{m}} n_{g0} c_i d = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{2e\varphi_0}{mc^2}}, \quad (5)$$

отношение левой части (2) к каждому из членов правой есть  $1/j$ .

Для интенсивного пучка следует учесть выгорание газа. Пренебрегая в этом случае левой частью уравнения (2), находим его решение и ВАХ (которая следует из граничных условий)

$$\eta(\xi) = 1 - \left[ \int_0^\xi n(\xi') d\xi' \right]^2 / f^2, \quad (6)$$

$$f = \int_0^1 n(\xi) d\xi. \quad (7)$$

Рассмотрим сначала зависимость  $n(\xi)$  при внешней подаче газа для трех случаев: а) газ подается с анода:  $n_g v_g(\xi=0) = n_{g0} v_g \equiv J_g = \text{const}$ , б) с катода:

$n_g g_g (\xi=1) = -J_g$  в) с анода и катода поступают равные потоки  $\pm J_g/2$ . Считая, что газ проходит через систему с постоянной скоростью  $v_g$  и не отражается в плоскостях анода и катода, в результате решения соответствующих уравнений непрерывности

$$\frac{dn_g}{d\xi} = \mp \lambda n_g, \quad \frac{d^2 n_g}{d\xi^2} = \lambda^2 n_g$$

имеем

$$n_g(\xi) = \begin{cases} n_{g0} \exp(-\lambda \xi), \\ n_{g0} \exp[-\lambda(1-\xi)], \\ n_{g0} \exp(-\lambda/2) \operatorname{ch}[\lambda(\xi - 1/2)]. \end{cases} \quad (8a)-(8b)$$

Параметр  $\lambda = j_b \sigma_i d / v_g$  характеризует интенсивность пучка. Подставляя (8) в (6), (7), получаем

$$\eta(\xi) = \begin{cases} 1 - \left[ \frac{1 - \exp(-\lambda \xi)}{1 - \exp(-\lambda)} \right]^2, \\ 1 - \left[ \frac{\exp(\lambda \xi) - 1}{\exp(\lambda) - 1} \right]^2, \\ 1 - \left[ \frac{\operatorname{sh}[\lambda(\xi - 1/2)] + \operatorname{sh}(\lambda/2)}{2 \operatorname{sh}(\lambda/2)} \right]^2, \end{cases} \quad (9a)-(9b)$$

$$f = \begin{cases} [1 - \exp(-\lambda)]/\lambda, \\ 2 \exp(-\lambda/2) \operatorname{sh}(\lambda/2)/\lambda. \end{cases} \quad (10a), (10b)$$

При  $\lambda > 1$  основная часть падения потенциала в случае а приходится на прианодную область, в случае б — на прикатодную, в случае в — на обе приэлектродные области. Там же группируется газ. При  $\lambda \gg 1$ ,  $n_b \ll n_{g0}$  из (10) следует ВАХ

$$\lambda = 1/f \quad \text{или} \quad n_{g0} v_g = n_i \sqrt{2e\varphi_0/M}. \quad (11)$$

Видно, что ограничение на ток отсутствует. Спадающий характер ВАХ обусловлен увеличением времени жизни нейтрализующих заряд пучка ионов с уменьшением напряжения. При  $f \rightarrow 0$  предельная концентрация пучка  $n_b \approx n_{g0}$  определяется начальной скоростью рождающихся ионов, которой в настоящем рассмотрении пренебрегается. При  $\lambda \ll 1$  (9) переходит в (3). Подставляя (9), (10) в левую часть (2) и требуя ее малости по сравнению с каждым членом правой, находим, что условие применимости решений (9), (10) есть  $j \gg 1$ . На рис. 1 схематично показано распределение  $\eta(\xi)$  при больших  $\lambda$ . Буквы на кривых соответствуют зависимостям (9a)–(9b). Кривая 1 — зависимость (3).

Рассмотрим, наконец, случай, когда внешняя подача газа отсутствует, а поток ионов на катод равен встречному потоку образованных в результате их поверхностной рекомбинации нейтралов. Полагаем, что выгорание существенно, и влиянием отраженных от электродов потоков газа пренебрегаем. При этом  $n_g = n_0 \exp(\lambda \xi)$ . Константу  $n_0$  найдем из условия, что суммарное количество ионов и нейтралов не изменяется

$$\int_0^1 n_g(\xi) d\xi = \int_0^1 (n_{g0} - n_i) d\xi = n_{g0} - n_b. \quad (12)$$

Здесь  $n_{g0}$  — начальная (до инжекции пучка) концентрация газа. Из (12) находим

$$n_g = n_{g0} n(\xi) = n_{g0} \left( 1 - \frac{n_b}{n_{g0}} \right) \frac{\lambda \exp(\lambda \xi)}{\exp(\lambda) - 1}. \quad (13)$$

Из (7), (13) получаем ВАХ, которая при  $\lambda \gg 1$  имеет вид

$$n_b = n_{g0} (1 - f). \quad (14)$$

Максимальная концентрация пучка при этом равна начальной концентрации газа. Действительно,  $n_{g0}$  определяет верхний предел для количества нейтрализующих заряд пучка ионов. Распределение  $\eta(\xi)$  дается зависимостью (96). Из (14) следует, что ионный ток  $j_i \sim n_b f$  достигает максимума при  $n_b = n_{g0}/2$ . Условие применимости результатов (13), (14) есть  $(1 - n_b/n_{g0})^2 \lambda^2/j \ll 1/2$ . На рис. 2 схематично приведены зависимости (4), (11), (14) (кривые 1, 2, 3 соответственно).

2. Нерелятивистский пучок. Пусть  $e(\varphi_0 + W_0) \ll mc^2$ . Введем обозначения

$$\eta(\xi) = \frac{\varphi(\xi) + W_0}{\varphi_0 + W_0}, \quad \eta_0 = \frac{W_0}{\varphi_0 + W_0}, \quad \eta_i = \frac{I}{\varphi_0 + W_0}, \quad j^* = \frac{4j_b}{9j_0},$$

$$j_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} \frac{(\varphi_0 + W_0)^{3/2}}{9\pi d^2}}, \quad \sigma_i = \sigma_0 \left( \frac{\varphi_0 + W_0}{I} \right) \sigma(\eta), \quad \alpha = \sqrt{\frac{M}{m}} n_{g0} d \sigma_0.$$

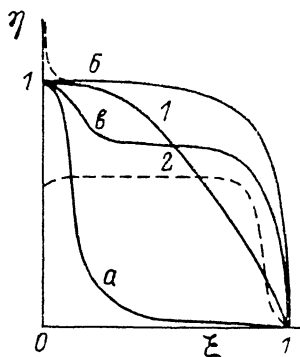


Рис. 1. Распределение потенциала.

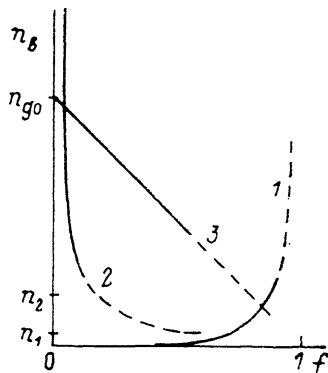


Рис. 2. Зависимость  $n_b$  от  $f$ .  
 $n_1 = (\pi/2)^2 (M v^2/4 \pi e^2)$ ,  $n_2 = v_g/\sigma_1 c d$ .

Уравнение (1) принимает вид

$$\frac{1}{j^*} \frac{d^2 \eta}{d\xi^2} = \frac{1}{\sqrt{\eta}} - \alpha \int_0^\xi \frac{\sigma(\eta(\xi')) n(\xi') d\xi'}{\sqrt{\eta(\xi') - \eta(\xi)}}, \quad (15)$$

$$\eta(0) = 1, \quad \eta(1) = \eta_0. \quad (16)$$

Пусть  $n=1$  ( $\lambda \ll 1$ ). Для модельного сечения ионизации  $\sigma = 1/\tau_1 + \sigma_1$ ,  $\sigma_1 = 2(1 - \eta_0)/j^*$  уравнение (15) имеет решение

$$\eta(\xi) = 1 - (1 - \eta_0) \xi^2, \quad \alpha = \frac{2}{\pi} \sqrt{1 - \eta_0}. \quad (17)$$

Отношение левой части (15) к первому члену правой есть  $\sigma_1$ ;  $\sigma_1 \rightarrow 0$  при  $j^* \rightarrow \infty$ . Заметим, что выражения (5), (17) для  $\alpha$  с точностью до коэффициентов порядка единицы следуют непосредственно из условия квазинейтральности  $j_b/\bar{v}_b \approx \bar{j}_i/\bar{v}_i$ , где  $\bar{j}_i \approx j_b n_g \sigma_i d$ ,  $\bar{v}_i \approx \sqrt{2e\varphi_0/M}$ ,  $\bar{v}_b \approx c \{1 - [1 + e(\varphi_0 + W_0)/mc^2]^{-2}\}^{1/2}$  (черта означает усреднение по длине промежутка).

Найдем решение (15) для сильноточного пучка при произвольном виде  $\sigma(\eta)$ . Вводя функцию  $F$

$$Fd\eta = \sigma(\eta) d\xi, \quad (18)$$

перепишем (15) в виде

$$\frac{1}{2j^*} \frac{d}{d\eta} \left[ \frac{\sigma(\eta)}{F(\eta)} \right]^2 = \frac{1}{\sqrt{\eta}} - \alpha \int_1^\eta \frac{F(\psi) d\psi}{\sqrt{\psi - \eta}}. \quad (19)$$

Пренебрегая в нулевом приближении по  $1/j^*$  левой частью (19) ( $|n_i - n_b| \ll \ll n_i \approx n_b$ ), получаем для определения  $F$  уравнения Абеля. Подставляя его единственное решение  $F = F_0 = -1/\pi \alpha \eta \sqrt{1 - \eta}$  в (18), имеем

$$\frac{d\eta}{d\xi} = -\pi \alpha \sigma(\eta) \eta \sqrt{1 - \eta}. \quad (20)$$

При  $W_0 < 1$   $\sigma = 0$ , поэтому необходимое условие существования квазинейтрального режима есть  $W_0 > 1$ . Действительно, в области, где нет ионообразования, концентрация ионов с ростом  $\xi$  уменьшается, а электронов увеличивается, так что равенство  $n_i = n_b$  невозможно. Из (20) также следует, что поле на аноде ( $\eta = 1$ ) равно нулю. При  $\xi \rightarrow 0$  стремятся к нулю как скорость ионообразования, так и скорость ухода ионов, концентрация  $n_i$  ( $\xi = 0$ ) при этом остается постоянной. Одно из граничных условий (16) определяет константу интегрирования (20), второе — значение  $\alpha$ , соответствующее  $j_b \rightarrow \infty$  — ВАХ, которую формально можно рассматривать как условие совместности для уравнения (15) с малым параметром при старшей производной. Для томпсовской аппроксимации сечения  $\sigma_i = \sigma_0 (1/\eta - \eta_i/\eta^2)$  из (20) находим

$$2\sqrt{1 - \eta_i} + \frac{\eta_i}{\sqrt{1 - \eta_i}} \ln \frac{\sqrt{1 - \eta_i} + \sqrt{1 - \eta}}{\sqrt{1 - \eta_i} - \sqrt{1 - \eta}} = \pi \alpha \xi.$$

При  $W_0 \gg 1$   $\sigma = 1/\eta$  и приходим к (17). При  $\sigma = 1$

$$\eta(\xi) = \text{ch}^{-2}\left(\frac{\pi \alpha}{2} \xi\right), \quad \alpha = \frac{1}{\pi} \ln \frac{1 + \sqrt{1 + \eta_0}}{1 - \sqrt{1 - \eta_0}}. \quad (21)$$

Область применимости полученных решений, например, при  $\sigma = 1/\eta$  есть

$$j^* \gg 2(1 - \eta_0). \quad (22)$$

Полагая  $F = F_0 + F_1$  ( $|F_1| \ll |F_0|$ ), подставляя найденное выше  $F_0$  в левую часть (19), решая получающиеся уравнения Абеля относительно  $F_1$ , находим из (18) решение с точностью до членов первого порядка по  $1/j^*$ . Для  $\sigma = 1/\eta$  это дает

$$\sqrt{1 - \eta} \left[ 1 + \frac{(\pi \alpha)^2}{6j^{*2}} (\eta + 2) \right] = \frac{\pi \alpha}{2} \xi. \quad (23)$$

Требование  $|F_1| \ll |F_0|$  при этом приводит к неравенству (22). ВАХ находится из (23), (16)

$$j^* = \frac{(\pi \alpha)^2 (\eta_0 + 2)}{6 \left( \frac{\pi \alpha}{2} \sqrt{\frac{\varphi_0 + W_0}{\varphi_0}} - 1 \right)}. \quad (23)$$

Видно, что при увеличении  $\varphi_0$  и приближении его к значению, определяемому (17),  $j^* \rightarrow \infty$ . Таким образом, без учета выгорания газа ограничение на плотность тока отсутствует.

Учтем выгорание. В квазинейтральном пределе имеем (ср. с. (20))

$$\frac{d\eta}{d\xi} = -\pi \alpha n(\xi) \sigma(\eta) \eta \sqrt{1 - \eta}. \quad (24)$$

Это решение справедливо для любого вида зависимости  $\sigma(\eta)$ . Пусть  $\sigma = 1$ . Распределение потенциала и ВАХ имеют вид

$$\eta(\xi) = \text{ch}^{-2} \left[ \frac{\pi \alpha}{2} \int_0^\xi n(\xi') d\xi' \right], \quad \eta_0 = \text{ch}^{-2} \left[ \frac{\pi \alpha}{2} \int_0^1 n(\xi) d\xi \right]. \quad (25)$$

Подставляя (8) в (25) для рассмотренных выше режимов внешней подачи газа находим

$$\eta(\xi) = \begin{cases} \text{ch}^{-2} \left[ \frac{\pi\alpha}{2\lambda} (1 - e^{-\lambda\xi}) \right], \\ \text{ch}^{-2} \left[ \frac{\pi\alpha}{2\lambda} e^{-\lambda\xi} (e^{\lambda\xi} - 1) \right], \\ \text{ch}^{-2} \left\{ \frac{\pi\alpha}{2\lambda} e^{-\lambda/2} \left[ \text{sh} \left[ \lambda \left( \xi - \frac{1}{2} \right) \right] + \text{sh} \left( \frac{\lambda}{2} \right) \right] \right\}, \end{cases} \quad (26a) - (26b)$$

$$\frac{\varphi_0}{W_0} = \begin{cases} \text{sh}^2 \left[ \frac{\pi\alpha}{2\lambda} (1 - e^{-\lambda}) \right], \\ \text{sh}^2 \left[ \frac{\pi\alpha}{\lambda} e^{-\lambda/2} \text{sh} \frac{\lambda}{2} \right]. \end{cases} \quad (27a), (27b)$$

При  $\lambda \gg 1$  ВАХ имеет вид (ср. с. (11))

$$\frac{\varphi_0}{W_0} = \text{sh}^2 \frac{\pi\alpha}{2\lambda}. \quad (28)$$

При  $\lambda \ll 1$  (26) переходит в (21). Без внешней подачи газа определяем  $n_0$  в зависимости  $n_g(\xi) = n_0 \exp(\lambda\xi) \equiv n_{g0} n(\xi)$  из условия

$$\int_0^1 n_g(\xi) d\xi = n_{g0} - \int_0^1 n_0 d\xi = n_{g0} - \frac{j_b}{v_0} \int_0^1 \frac{d\xi}{\sqrt{\eta(\xi)}}, \quad (29)$$

где  $v_0 = \sqrt{2e(\varphi_0 + W_0)/m}$ ,  $n_{g0}$  — начальная концентрация газа,  $\eta(\xi)$  дается выражением (26б). При  $\lambda \gg 1$  из (29) находим (ср. с (14))

$$\frac{\varphi_0}{W_0} = \text{sh}^2 \frac{\pi\alpha}{2} \left( 1 - \frac{j_b}{n_{g0} v_0} \right). \quad (30)$$

Видно, что предельная плотность электронного потока  $j_b = n_{g0} v_0$ . Столь большое его значение обусловлено тем, что нейтрализация заряда интенсивного пучка в прикатодной области, где его концентрация максимальна, облегчается в данном случае «сгребанием» газа к катоду. Характеристики (24), (28), (30) ведут себя аналогично соответствующим зависимостям для ультрарелятивистского диода, показанным на рис. 2.

Для реализации параллельного ограниченного электронного потока необходимо найти конфигурацию электродов, расположенных вне пучка и обеспечивающих создание электрического поля, действующего на пучок таким же образом, как «отброшенная» часть неограниченного электронного потока. Электроды должны располагаться вдоль эквипотенциальных поверхностей. Для ленточного пучка без учета магнитного поля эквипотенциали определяются из условия  $\text{Re } \eta(\xi + i\zeta) = \text{const}$  ( $\zeta = y/d$ , координата  $y$  отсчитывается от границы пучка). Например, для распределения  $\eta(\xi)$  вида (17) анодный фокусирующий электрод представляет плоскость, наклоненную под углом  $\pi/4$  к границе пучка, катодный — гиперболический цилиндр  $\xi^2 - \zeta^2 = 1$ .

### Заключение

Сделаем несколько замечаний относительно полученных результатов.

Из вида уравнения (1) ясно, что метод его решения для сильноточного пучка в квазинейтральном режиме в цилиндрическом и сферическом диодах аналогичен описанному выше. Это относится и к пучку, инжектируемому в анодной плоскости (тормозящее внешнее поле) при  $eW_0 > e\varphi_0 + eI$ .

Из уравнения (1) также следует, что без учета  $\delta$ -электронов большим токам могут соответствовать два типа решений: 1) найденное выше единственное (что следует из единственности решения уравнения Абеля) решение для квазинейтрального промежутка, описывающее «плавное» изменение потенциала; 2) решение с отрицательно заряженным слоем, когда значения  $n_0$  и  $\Delta\varphi$  велики. В силу граничных условий это может быть лишь в узком слое. Если напряжение на промежутке  $\varphi^*$  несколько больше величины, соответствующей квазиней-

тральному режиму  $\varphi_0$  (или при соответствующем изменении отвечающих ему значений  $n_{p0}$ ,  $d$ ,  $j_b$ ), то к области квазинейтральной двухкомпонентной ( $n_i \approx n_e$ ) плазмы может примыкать узкий прианодный слой отрицательного заряда, толщина которого связана с током пучка зависимостью типа закона «3/2». Распределение  $\eta(\xi)$  у анода при этом представлено на рис. 1 штриховой кривой. При  $\varphi^* < \varphi_0$ ,  $W_0 \approx I \ll \varphi_0$  можно ожидать, что с учетом захватываемых  $\delta$ -электронов зависимость  $\eta(\xi)$  при уменьшении  $\varphi^*$  будет эволюционировать к распределению, описываемому плазменный диод (рис. 1, кривая 2). В плазменном диоде ионы компенсируют заряд пучка и плазменных электронов; в квазинейтральном режиме ионы «используются» более эффективно — только для компенсации заряда пучка. Таким образом, при изменении  $p \equiv n_{p0}d$  от  $p_{\min}$  до  $p_{\max}$  перепад потенциала в квазинейтральной области  $\varphi_0$  изменяется в соответствии с найденными выше ВАХ от  $\approx Mv_{g0}^2/2$  до полного приложенного напряжения  $\varphi^*$ . Перепад  $\varphi^* - \varphi_0$  приходится на узкий прианодный слой. При  $p > p_{\max}$  захватываются плазменные электроны, при  $p < p_{\min}$  сильноточный режим невозможен.

При рассмотрении предельных токов мы ограничились рамками принятой модели. Для очень больших токов следует, в частности, учитывать кулоновское трение, влияние температуры и градиента давления газа, магнитного поля пучка. За рамками настоящей работы остались также вопросы об установлении изучаемых распределений и их устойчивости.

Авторы благодарны А. Я. Эндеру и В. И. Бабанину за полезное обсуждение.

#### Литература

- [1] *Langmuir I.* // *Phys. Rev.* 1929. Vol. 33. P. 924—1003.
- [2] *Каплан В. Б., Марциновский А. М., Циркель Б. И., Юрьев В. Г.* // Вопросы физики низкотемпературной плазмы. Минск, 1970. С. 537—540.
- [3] *Бабанин В. И., Эндер А. Я.* // *ЖТФ.* 1971. Т. 41. Вып. 4. С. 720—727.
- [4] *Бабанин В. И., Эндер А. Я.* // *ЖТФ.* 1972. Т. 42. Вып. 10. С. 2137—2143.
- [5] *Бабанин В. И., Эндер А. Я.* // *ЖТФ.* 1981. Т. 51. Вып. 11. С. 2260—2270.
- [6] *Коробова Н. И., Менажин Л. П., Сибирияк И. О., Ульянов К. Н.* // *РиЭ.* 1983. Т. 28. № 3. С. 583—589.
- [7] *Гордин В. А., Лондер А. Я., Сибирияк И. О., Ульянов К. Н.* // *РиЭ.* 1984. Т. 29. № 4. С. 774—780.
- [8] *Выборнов С. И., Жаринов А. В., Коваленко Ю. А.* // *ЖТФ.* 1985. Т. 55. Вып. 4. С. 801—804.
- [9] *Жаринов А. В., Коваленко Ю. А., Роганов И. С., Тюрюканов П. М.* // *ЖТФ.* 1986. Т. 56. Вып. 1. С. 66—71.
- [10] *Bakshat F. G., Dyuzhev G. A., Martsinovskiy A. M. et al.* *Thermonic Converters and Low-Temperature Plasma.* Springfield: Technical Information Center, 1978. 176 p.

Всесоюзный электротехнический институт им. В. И. Ленина  
Москва

Поступило в Редакцию  
16 февраля 1988 г.  
В окончательной редакции  
31 мая 1988 г.