

УДК 537.533

## БИПОЛЯРНЫЕ ПОТОКИ С ЗАРЯДОВОЙ И ТОКОВОЙ КОМПЕНСАЦИЕЙ

© 2019 г. М. А. Завьялов<sup>1</sup>, Т. М. Сапронова<sup>1</sup>, \*, В. А. Сыровой<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Всероссийский электротехнический институт – филиал федерального государственного унитарного предприятия “Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики имени академика Е.И. Забабахина”, Москва, Россия

\*E-mail: sapron0109@mail.ru

Поступила в редакцию 20.05.2019 г.

После доработки 20.06.2019 г.

Принята к публикации 27.07.2019 г.

Рассмотрены одномерные потоки заряженных частиц с противоположными знаками зарядов, движущихся в одном направлении: электронный диод (или диод с отрицательными ионами), простреливаемый положительными ионами; ионный диод, пронизываемый релятивистскими электронами. Исследованы варианты с различной степенью компенсации пространственного заряда на выходе из диода, а также случай полной компенсации по заряду, току и магнитному полю.

DOI: 10.1134/S0367676519110292

### ВВЕДЕНИЕ

Интерес к биполярным электронно-ионным потокам со встречным движением компонент после классической работы И. Лэнгмюра [1] привел к рассмотрению одномерных нерелятивистских течений в цилиндрическом и сферическом диодах [2] с экспериментальной апробацией результатов [3], исследованию режимов плоского диода в униполярном и биполярном вариантах с дополнительной инжекцией ионов с плоскости между анодом и катодом [4], изучению влияния ненулевой начальной скорости при произвольных условиях инжекции на электродах и встречном движении компонент [5]. Последние работы посвящены исследованию эффекта релятивистских скоростей электронов [6], режима “ионного фонтана” [7] и расходящегося электронного потока в цилиндрическом и сферическом биполярных диодах [8].

В режиме “ионного фонтана” для ионов имеет место двухпоточный режим: между катодом и плоскостью отражения ионы, тормозясь, движутся в положительном направлении и равный им по интенсивности ионный поток, ускоряясь, возвращается к катоду. При начальной энергии ионов, превышающей энергию электронов на аноде, отражение не реализуется и, начиная с плоскости анода, можно говорить об условиях компенсации электронно-ионного пучка. Несколько расширив обычное понятие биполярного потока как встречного движения электронов и ионов, будем определять этим термином течение, образованное двумя

видами частиц с противоположным знаком заряда (например, отрицательными и положительными ионами) вне зависимости от направления их движения. Работа посвящена рассмотрению одномерных режимов, когда диод с одним видом частиц простреливается плотным потоком зарядов противоположного знака при возможных комбинациях ролей компонент: электронный диод, пронизываемый ионами; ионный диод, пронизываемый электронами; диод, в котором электроны заменены отрицательными ионами.

Рассмотрение ведется в безразмерных переменных

$$\begin{aligned} \bar{r} &= \frac{r}{L_*}, \quad \bar{v} = \frac{v}{V_*}, \quad \bar{\varphi} = \frac{\varphi}{(V_*^2/\eta_e)}, \\ \bar{\rho} &= \frac{\rho}{(\epsilon_0 V_*^2/\eta_e L_*^2)}, \quad \bar{J} = \frac{J}{(\epsilon_0 V_*^3/\eta_e L_*^2)}, \end{aligned} \quad (1)$$

где проведенные нормировки (черточка сверху) соответствуют расстоянию, скорости, потенциалу, плотности пространственного заряда и плотности тока;  $\eta_e = e/m$ ,  $\epsilon_0$  – удельный заряд электрона и диэлектрическая проницаемость вакуума;  $L_*$ ,  $V_*$  – характерные значения длины и скорости. В качестве  $L_*$  удобно выбрать расстояние катод-анод, а  $V_*$  в нерелятивистском случае связать с потенциалом анода  $\varphi_A$ .  $V_*^2 = \eta_e \varphi_A$ , при релятивистских энергиях  $V_* = c$ .

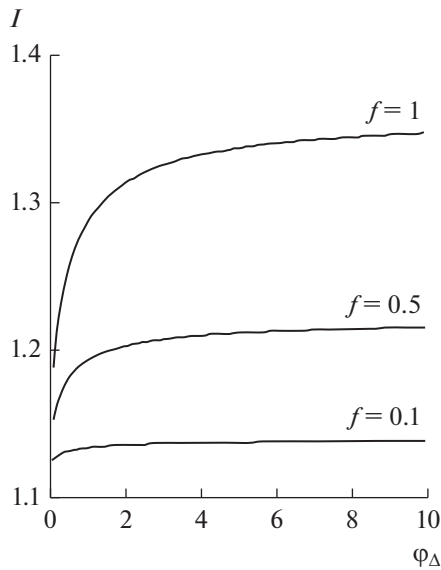


Рис. 1. Зависимость  $I(1; \varphi_{\Delta})$ .

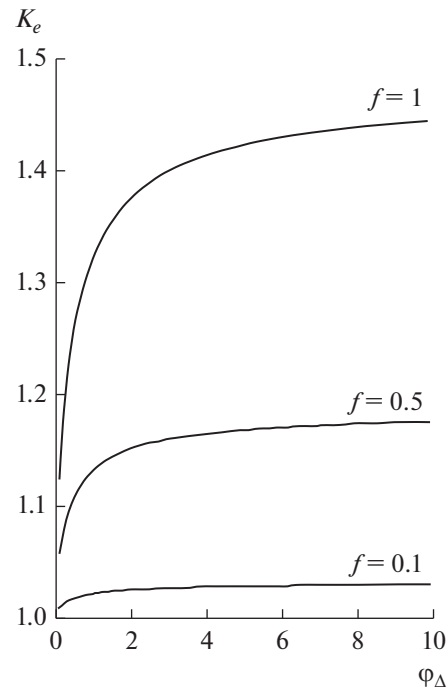


Рис. 2. Зависимость  $K_e(\varphi_{\Delta})$ .

ИНЖЕКЦИЯ ИОНОВ ИЗ-ЗА КАТОДА

Уравнения пучка

Эмиссия электронов с плоскости  $z = 0$  происходит в режиме ограничения пространственным зарядом ( $\rho$ -режим), ионы инжектируются из-за катода с энергией, соответствующей потенциалу  $\varphi_i = \varphi_A + \varphi_{\Delta}$ . Уравнения пучка сводятся к соотношению для потенциала  $\varphi$ :

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2} = \frac{J_e}{\sqrt{2\varphi}} - \frac{J_i}{\sqrt{2\mu(1 + \varphi_{\Delta} - \varphi)}}, \quad \mu = \frac{\eta_i}{\eta_e}. \quad (2)$$

Двукратное интегрирование с выполнением условий  $\rho$ -режима при  $z = 0$  ( $\varphi = \varphi' = 0$ ) приводит к следующему результату

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \left( \frac{d\varphi}{dz} \right)^2 = \\ & = J_e \left\{ \sqrt{2\varphi} + \alpha \left[ \sqrt{2(1 + \varphi_{\Delta} - \varphi)} - \sqrt{2(1 + \varphi_{\Delta})} \right] \right\}, \\ & \sqrt{2J_e} z = \\ & = \int_0^{\varphi} \frac{dt}{\sqrt{\sqrt{2t} + \alpha \left[ \sqrt{2(1 + \varphi_{\Delta} - t)} - \sqrt{2(1 + \varphi_{\Delta})} \right]}} \equiv \\ & \equiv I(\varphi; \varphi_{\Delta}), \quad \alpha = \frac{1}{\sqrt{\mu}} \frac{J_i}{J_e}. \end{aligned} \quad (3)$$

Электронный диод, полная компенсация

Условие компенсации по пространственному заряду  $\rho_e = \rho_i$  при  $z = 1, \varphi = 1$  имеет вид

$$\frac{J_e}{\sqrt{2}} = \frac{J_i}{\sqrt{2\mu\varphi_{\Delta}}}, \quad \alpha = \sqrt{\varphi_{\Delta}}. \quad (4)$$

Дополнительное требование равенства скоростей  $v_e = v_i$ , а, следовательно, и плотностей токов  $J_e = J_i$ , определяет значение  $\varphi_{\Delta}$ :  $\varphi_{\Delta} = \frac{1}{\mu}$ .

Это условие может быть реализовано только для низкоэнергетических электронов (энергия порядка 100 эВ при энергии ионов водорода 180 кэВ).

Из формул (4) следует величина электронного тока

$$J_e = \frac{1}{2} I^2(1; \varphi_{\Delta}). \quad (5)$$

Главной целью в рассматриваемой задаче являются условия компенсации по заряду и току. На рис. 1, 2 и 3 представлены зависимости  $I(1; \varphi_{\Delta})$ ,  $K_e(\varphi_{\Delta})$  и  $J_i(\varphi_{\Delta})/\mu$ .

Диод с отрицательными ионами и инжекцией положительных ионов из-за катода

В случае, когда электроны заменены отрицательными ионами, имеют место приведенные выше формулы с измененным смыслом параметров:

$$J_e \rightarrow J_-, \quad J_i \rightarrow J_+, \quad \alpha \rightarrow \frac{1}{\sqrt{\mu}} \frac{J_+}{J_-}, \quad \mu \rightarrow \frac{\eta_+}{\eta_-}. \quad (6)$$

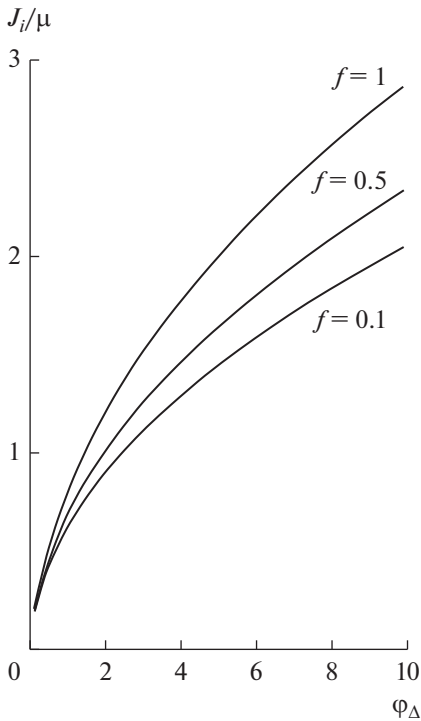


Рис. 3. Зависимость  $J_i(\phi_\Delta)/\mu$ .

*Электронный диод, частичная компенсация*

При выполнении требования  $\rho_i = f\rho_e$  выражение для  $\alpha$  принимает вид

$$\alpha = \sqrt{\phi_\Delta} f. \tag{7}$$

Асимптотика интеграла  $I$  из (3) при  $\phi_\Delta \rightarrow \infty$  описывается формулой

$$I = 2\sqrt[4]{2} \left\{ \frac{1}{f^{3/2}} \left[ \frac{\pi}{2} - \arcsin(1-f) \right] - \frac{\sqrt{2-f}}{f} \right\}. \tag{8}$$

На рис. 1–3 приведены кривые для  $f = 0.5, 0.1$ , аналогичные случаю полной компенсации в плоскости анода. Формула (8) имеет смысл при  $f \leq 2$ , причем при  $f > 1$  следует говорить о режиме перекомпенсации. Коэффициент компенсации  $f_\infty = 2$  при конечной величине  $\phi_\Delta$  соответствует критическим значениям параметров  $\alpha = \alpha_*, f = f_*$ , для которых электрическое поле на аноде обращается в нуль:

$$\alpha_* = \frac{1}{\sqrt{1+\phi_\Delta} - \sqrt{\phi_\Delta}} = \sqrt{1+\phi_\Delta} + \sqrt{\phi_\Delta}; \tag{9}$$

$$f_* = 1 + \sqrt{1 + \frac{1}{\phi_\Delta}}.$$

Видно, что в режиме полной компенсации  $f = 1$  равенства (9) не могут быть реализованы, так как  $f_*$  всегда больше единицы. Интеграл  $I$  и коэф-

фициент усиления  $K_e$  при  $\phi_\Delta \rightarrow \infty, f_\infty = 2$  принимают следующие значения  $I = \frac{\pi}{\sqrt[4]{2}}, K_e = \frac{9}{16} \pi^2 \approx 5.552$ . При  $\alpha > \alpha_*$  квадрат поля на аноде становится отрицательным, а поскольку рост этого параметра обусловлен увеличением инжектируемого ионного тока, то интересно выяснить, что происходит при дальнейшем усилении перекомпенсации. Ответ состоит в том, что при  $\alpha > \alpha_*$  изменяется режим эмиссии электронов: поле на катоде становится положительным, а электронный ток в  $T$ -режиме достигает максимального значения, определяемого свойствами эмитирующей поверхности. Выражение для электрического поля из (3) принимает вид

$$\frac{1}{2} \left( \frac{d\phi}{dz} \right)^2 = \tag{10}$$

$$= \sqrt{2} J_e \left[ \sqrt{\phi} - 1 + \alpha \left( \sqrt{1 + \phi_\Delta - \phi} - \sqrt{\phi_\Delta} \right) \right] + \frac{1}{2} E_A^2,$$

где  $E_A$  – поле на аноде. Записывая это соотношение на катоде, получаем

$$\frac{1}{2} (E_C^2 - E_A^2) = \sqrt{2} J_e \left[ \alpha \left( \sqrt{1 + \phi_\Delta} - \sqrt{\phi_\Delta} \right) - 1 \right]. \tag{11}$$

При  $\alpha > \alpha_*$  выражение в правой части больше нуля. В рассматриваемом случае для фиксированного значения  $J_e$  мы можем распоряжаться только ионным током и энергией ионов. При этом оказывается, что заданному набору физических величин соответствует множество режимов с разными значениями  $E_C > E_A$ , связанными соотношением (11). Аналог интеграла  $I$  из (8) для электрического поля, удовлетворяющего соотношению (10), при  $\phi_\Delta \rightarrow \infty$  определяется выражением

$$I = \frac{2\sqrt{2}}{f} \left( \frac{1}{\sqrt{E_A^2 + f/2} - 1} - E_A \right) + \tag{12}$$

$$+ \frac{\sqrt{2}}{f^{3/2}} \left[ \arcsin \frac{1-f}{\sqrt{2fE_A^2 + (f-1)^2}} - \arcsin \frac{1}{\sqrt{2fE_A^2 + (f-1)^2}} \right].$$

Формула (12) имеет смысл при произвольной степени перекомпенсации, если выполнены условия (11).

**ИНЖЕКЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ-ЗА АНОДА**

*Диод с положительными ионами, полная компенсация*

Случай, когда частицы меняются местами, причем электроны остаются нерелятивистскими, не

требует независимого рассмотрения. При этом для ионов на аноде выполнены условия  $\rho$ -режима, а электроны инжектируются из-за анода в сторону катода  $v_i^2 = 2\mu(1 - \phi)$ ,  $v_e^2 = 2(\phi + \phi_{\Delta e})$ . Отметим звездочкой электронный ток, определяемый формулой (6). При той же избыточной энергии электронов  $\phi_{\Delta} = \phi_{\Delta e}$  ионный ток в  $\rho$ -режиме равен  $J_i = \sqrt{\mu}J_e^*$ . Электронный ток определяется интегралом

$$\begin{aligned} & \sqrt{2J_e} = \\ & = \int_0^1 \frac{dt}{\sqrt{\left[\sqrt{2(t + \phi_{\Delta e})} - \sqrt{2(1 + \phi_{\Delta e})} + \sqrt{2(1-t)}\right] / \sqrt{\phi_{\Delta e}}}} = \\ & = 4\sqrt{\phi_{\Delta e}} I(1; \phi_{\Delta e}), \quad J_e = \frac{1}{2} I^2(1; \phi_{\Delta e}) \sqrt{\phi_{\Delta e}}. \end{aligned} \quad (13)$$

Условие компенсации по пространственному заряду приводит к следующему значению параметра  $\alpha = 1/\sqrt{\phi_{\Delta e}}$ . При дополнительном требовании равенства скоростей имеем  $\phi_{\Delta e} = \mu$ .

*Учет релятивистских эффектов для инжектируемых электронов*

При энергии ионов, соответствующей потенциалу в несколько сотен киловольт, электроны становятся релятивистскими при этом

$$\begin{aligned} v_i^2 &= 2\mu(\phi_A - \phi), \\ v_e^2 &= \frac{(\phi + \phi_{\Delta e})(2 + \tilde{\phi} + \tilde{\phi}_{\Delta e})}{(1 + \tilde{\phi} + \tilde{\phi}_{\Delta e})^2}. \end{aligned} \quad (14)$$

Тильдой отмечены исчезающие в нерелятивистском пределе члены. Распределения поля и потенциала в этом случае отличаются от ранее рассмотренного варианта

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left( \frac{d\phi}{dz} \right)^2 &= J_e \left[ \sqrt{(\phi + \phi_{\Delta e})(2 + \tilde{\phi} + \tilde{\phi}_{\Delta e})} - \right. \\ & - \left. \sqrt{(\phi_A + \phi_{\Delta e})(2 + \tilde{\phi} + \tilde{\phi}_{\Delta e})} + \alpha \sqrt{2(\phi_A - \phi)} \right], \\ \sqrt{2J_e} z &= \int_0^{\phi} \left[ \sqrt{(t + \phi_{\Delta e})(2 + \tilde{t} + \tilde{\phi}_{\Delta e})} - \right. \\ & - \left. \sqrt{(\phi_A + \phi_{\Delta e})(2 + \tilde{\phi}_A + \tilde{\phi}_{\Delta e})} + \alpha \sqrt{2(\phi_A - t)} \right]^{-1/2} dt. \end{aligned} \quad (15)$$

Условие компенсации по пространственному заряду в плоскости катода определяется формулой

$$\alpha = \frac{\sqrt{2\phi_A}(1 + \tilde{\phi}_{\Delta e})}{\sqrt{\phi_{\Delta e}}(2 + \tilde{\phi}_{\Delta e})}. \quad (16)$$

Требование равенства скоростей обеих компонент потока имеет вид

$$\phi_{\Delta e} = \frac{1}{\sqrt{1 - 2\mu\phi_A}} - 1. \quad (17)$$

*Частичная компенсация с релятивистскими электронами*

При частичной компенсации заряда в ионном диоде  $\rho_e = f_e \rho_i$  выражение для  $\alpha$  принимает вид

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{\mu}} \frac{J_i}{J_e} = \frac{1}{f_e} \frac{\sqrt{2\phi_A}(1 + \tilde{\phi}_{\Delta e})}{\sqrt{\phi_{\Delta e}}(2 + \tilde{\phi}_{\Delta e})}. \quad (18)$$

Нарушение эмиссии ионов в  $\rho$ -режиме с анода при перекомпенсации должно иметь место и в этом случае при выполнении условия

$$\begin{aligned} E_C^2 &= 2J_e \left[ \sqrt{\phi_{\Delta e}(2 + \tilde{\phi}_{\Delta e})} - \right. \\ & - \left. \sqrt{(\phi_A + \phi_{\Delta e})(2 + \tilde{\phi}_A + \tilde{\phi}_{\Delta e})} + \alpha \sqrt{2\phi_A} \right] < 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Подстановка  $\alpha$  из (18) в (19) приводит к квадратному трехчлену для  $f_e$ :

$$\begin{aligned} F &\equiv f_e^2 - 4 \frac{1 + \tilde{\phi}_{\Delta e}}{\tilde{\phi}_A + 2(1 + \tilde{\phi}_{\Delta e})} f_e - \\ & - 4\phi_A \frac{(1 + \tilde{\phi}_{\Delta e})^2}{\phi_{\Delta e}(2 + \tilde{\phi}_{\Delta e})[\tilde{\phi}_A + 2(1 + \tilde{\phi}_{\Delta e})]} > 0. \end{aligned} \quad (20)$$

Уравнение  $F = 0$  имеет действительные корни разного знака, причем  $F(0) < 0$ . Таким образом, неравенство (20) выполняется при значении  $f_e$ , превышающем критическую величину  $f_*$ :

$$\begin{aligned} f_e > f_* &= 2 \frac{1 + \tilde{\phi}_{\Delta e}}{\tilde{\phi}_A + 2(1 + \tilde{\phi}_{\Delta e})} \times \\ & \times \left\{ 1 + \sqrt{1 + \frac{\phi_A[\tilde{\phi}_A + 2(1 + \tilde{\phi}_{\Delta e})]}{\phi_{\Delta e}(2 + \tilde{\phi}_{\Delta e})}} \right\}. \end{aligned} \quad (21)$$

В нерелятивистском случае значение  $f_*$  совпадает с формулой (9). Соотношение для поля на катоде и аноде, аналогичное (11), имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} (E_A^2 - E_C^2) &= \\ & = J_e \left[ \sqrt{(\phi_A + \phi_{\Delta e})(2 + \tilde{\phi}_A + \tilde{\phi}_{\Delta e})} - \right. \\ & - \left. \sqrt{\phi_{\Delta e}(2 + \tilde{\phi}_{\Delta e})} - \alpha \sqrt{2\phi_A} \right] > 0. \end{aligned} \quad (22)$$

Предельное значение критического коэффициента компенсации для релятивистских электронов при  $\phi_{\Delta e} \rightarrow \infty$  оказывается тем же, что и для нерелятивистских ионов в электронном диоде:  $f_{\infty} = 2$ .

В работе [14] приведена схема режима “ионного фонтана” с использованием ионного потока

для нагрева термоэмиссионного катода пушки с “тыльной” стороны за счет ионной бомбардировки. Дана оценка основных параметров модели плоского диода с инъекцией ионов для нагрева катода с использованием данных работ [3, 15].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная модель одномерного движения биполярного потока с проницаемыми электродами может быть реализована при балансе между прозрачностью катода и площадью эмиссионной поверхности, который возможно реализовать при современных технологиях. Многопучковая ионная микроструктура в электронном диоде близка к одномерной биполярной модели при поперечном размере пучка, значительно превышающем микромасштаб, и соответствующей системе формирующих электродов [9].

Электронно-ионные пучки с компенсацией по пространственному заряду и току при движении компонент в одном направлении являются интересным электрофизическим объектом для ряда прикладных задач в области материаловедения, электротехники, микро- и нанoeлектроники: модификация поверхностей материалов (включая диэлектрики) с одновременным воздействием электронных и ионных потоков; нагрев, травление, распыление, осаждение, размерная обработка, литография, ионная имплантация.

Пучки с компенсацией могут по заряду и току транспортироваться в вакууме на большие расстояния, представляя по этой причине альтернативный вариант по отношению к традиционным способам передачи электроэнергии [10]. При инъекции в космическое пространство для создания тяги они не возмущают потенциал космического аппарата.

Рассмотренные выше вопросы актуальны для физики, техники и технологии применения интенсивных ионных пучков [11]. Эффект расширения таких пучков при транспортировке в высоком вакууме проявляется в гораздо большей степени, чем в случае электронных потоков. Сравнение можно провести, пользуясь универсальной зависимостью, описывающей разлет произвольного релятивистского пучка заряженных частиц в дрейфовом пространстве [12].

В [11] для пучка протонов с током 1 А, энергией 10 кэВ и начальным радиусом 1 см приведены

следующие оценки: на расстоянии 1 см пучок расширяется в два раза, на длине в 50 см он увеличивает радиус в 100 раз. Для борьбы с этим эффектом, как в электронных, так и в ионных пучках является введение в поток зарядов противоположного знака. В монографии [11] приведены примеры различных способов компенсации пространственного заряда ионных пучков. Один из них — образование “синтезированного” потока при прохождении электронного пучка через ионный источник — близок к рассмотренной в этой работе схеме.

Исследованная модель одномерного частично компенсированного однонаправленного движения ионно-электронного потока напоминает ситуацию с “электронным охлаждением”, идея которого была предложена Г.И. Будкером.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Langmuir I.* // Phys. Rev. 1929. V. 33. № 6. P. 954.
2. *Белкин В.М., Завьялов М.А., Камунин А.А.* // Радиотехн. и электроника. 1976. Т. 21. № 12. С. 2646.
3. *Завьялов М.А., Крейнделъ Ю.Е., Новиков А.А. и др.* Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989.
4. *Акимов П.И., Богословская А.Б.* // Прикл. физ. 2002. № 4. С. 90.
5. *Howes W.L.* // J. Appl. Phys. 1965. V 36. № 6. P. 2039.
6. *Белкин В.М., Завьялов М.А., Сыровой В.А.* // Радиотехн. и электроника. 2011. Т. 56. № 2. С. 212.
7. *Завьялов М.А., Стальков П.М., Сыровой В.А.* // Радиотехн. и электроника. 2017. Т. 62. № 8. С. 799.
8. *Завьялов М.А., Сыровой В.А.* // Радиотехн. и электроника. 2016. Т. 61. № 4. С. 380.
9. *Неганова Л.А., Плохов В.В., Сыровой В.А.* // Радиотехн. и электроника. 1997. Т. 42. № 4. С. 479.
10. *Абрамян Е.А., Альтеркоп Б.А., Кулешов Г.Д.* Интенсивные электронные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1984.
11. *Коваль Н.Н., Окс Е.М., Протасов Ю.С. и др.* Эмиссионная электроника. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009.
12. *Сыровой В.А.* Введение в теорию интенсивных пучков заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 2004.
13. *Молоковский С.И., Сушков А.Д.* Интенсивные электронные и ионные пучки. М.: Энергия, 1972.
14. *Завьялов М.А., Сыровой В.А.* // Тр. VI межд. Крейнделевского семина. “Плазменная эмиссионная электроника”. (Улан-Удэ, 2018). С. 21.
15. *Габович М.Д.* Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972.