

Биполярные потоки с зарядовой и токовой компенсацией

М.А. Завьялов, Т.М. Сапронова, В.А. Сыровой

ВЭИ – филиал ФГУП «РФЯЦ – ВНИИТФ» им. академика Е.И. Забабахина

111250 Москва, Россия

E-mail: sapron0109@mail.ru

DOI 10.31554/978-5-7925-0524-7-2018-32-38

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.

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 различных 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 по времени работы посвящены исследованию эффекта релятивистских скоростей электронов [6], режима "ионного фонтана" [7] и случаю 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 (символы с чертой, которая в дальнейшем опускается), позволяющих исключить все физические константы системы СИ:

$$\begin{aligned}\bar{r} &= \frac{r}{L_*}, \quad \bar{v} = \frac{v}{V_*}, \quad \bar{\varphi} = \frac{\varphi}{(V_*^2/\eta_e)}, \\ \bar{\rho} &= \frac{\rho}{(\varepsilon_0 V_*^2/\eta_e L_*^2)}, \\ \bar{J} &= \frac{J}{(\varepsilon_0 V_*^3/\eta_e L_*^2)},\end{aligned}\tag{1}$$

где проведенные нормировки соответствуют расстоянию, скорости, потенциалу, плотности пространственного заряда и плотности тока; $\eta_e = e/m$, ε_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 φ_A :

$$V_*^2 = \eta_e \varphi_A. \quad (2)$$

При релятивистских энергиях $V_* = c$.

1. Инжекция ионов из-за катода

Уравнения пучка. Эмиссия электронов с плоскости $z=0$ происходит в режиме ограничения пространственным зарядом (ρ -режим), ионы инжектируются из-за катода с энергией, соответствующей потенциалу

$$\varphi_i = \varphi_A + \varphi_\Delta. \quad (3)$$

Уравнения пучка в переменных (1) сводятся к соотношению для потенциала φ :

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2} = \frac{J_e}{\sqrt{2\varphi}} - \frac{J_i}{\sqrt{2\mu(1+\varphi_\Delta - \varphi)}}. \quad (4)$$

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

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\varphi}{dz} \right)^2 = J_e \left\{ \sqrt{2\varphi} + \alpha \left[\sqrt{2(1+\varphi_\Delta - \varphi)} - \sqrt{2(1+\varphi_\Delta)} \right] \right\},$$

$$\sqrt{2J_e} z = \int_0^\varphi \frac{dt}{\sqrt{\sqrt{2t} + \alpha \left[\sqrt{2(1+\varphi_\Delta - t)} - \sqrt{2(1+\varphi_\Delta)} \right]}}, \equiv I(\varphi; \varphi_\Delta);$$

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{\mu}} \frac{J_i}{J_e}. \quad (5)$$

Электронный диод, полная компенсация. Условие компенсации по пространственному заряду $\rho_e = \rho_i$ при $z=1$, $\varphi=1$ имеет вид

$$\frac{J_e}{\sqrt{2}} = \frac{J_i}{\sqrt{2\mu\varphi_\Delta}}, \quad \alpha = \sqrt{\varphi_\Delta}. \quad (6)$$

Дополнительное требование равенства скоростей $v_e = v_i$, а, следовательно, и плотностей токов $J_e = J_i$, определяет значение φ_Δ :

$$\varphi_\Delta = \frac{1}{\mu}. \quad (7)$$

Это условие может быть реализовано только для низкоэнергетических электро-

нов (энергия порядка 100 эВ при энергии ионов водорода 180 кэВ).

Из формул (6) следует величина электронного тока

$$J_e = \frac{1}{2} I^2(1; \varphi_\Delta). \quad (8)$$

Достижение высокого значения коэффициента усиления электронного тока K_e не представляется целью в рассматриваемой задаче в отличие от подхода [1–8]. Главной темой являются условия компенсации по заряду и току. В таблице приведены значения функции $I(1; \varphi_\Delta)$, на рис. 1, 2 и 3 – зависимости $I(1; \varphi_\Delta)$, $K_e(\varphi_\Delta)$ и $J_i(\varphi_\Delta)/\mu$.

Таблица функции $I(1; \varphi_\Delta)$

φ_Δ	I	φ_Δ	I	φ_Δ	I	φ_Δ	I
0.1	1.190	0.7	1.272	1.6	1.306	4.0	1.333
0.2	1.216	0.8	1.278	1.8	1.310	5.0	1.337
0.3	1.233	0.9	1.283	2.0	1.314	6.0	1.340
0.4	1.246	1.0	1.288	2.5	1.321	7.0	1.342
0.5	1.256	1.2	1.295	3.0	1.326	8.0	1.344
0.6	1.265	1.4	1.301	3.5	1.330	9.0	1.346

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:

$$J_e \rightarrow J_-, \quad J_i \rightarrow J_+, \quad \alpha \rightarrow \frac{1}{\sqrt{\mu}} \frac{J_+}{J_-}, \quad \mu \rightarrow \frac{\eta_+}{\eta_-}. \quad (9)$$

Электронный диод, частичная компенсация. При выполнении требования

$$\rho_i = f \rho_e \quad (10)$$

выражение для α принимает вид

$$\alpha = \sqrt{\varphi_\Delta} f. \quad (11)$$

Асимптотика интеграла I из (5) при $\varphi_\Delta \rightarrow \infty$ описывается формулой

$$I = 2\sqrt[4]{2} \left\{ \frac{1}{f^{3/2}} \left[\frac{\pi}{2} - \arcsin(1-f) \right] - \frac{\sqrt{2-f}}{f} \right\}. \quad (12)$$

На рис. 1–3 приведены кривые для $f = 0.5, 0.1$, аналогичные случаю полной компенсации в плоскости анода.

Обратим внимание на тот факт, что

формула (12) имеет смысл для $f \leq 2$, причем при $f > 1$ следует говорить о режиме

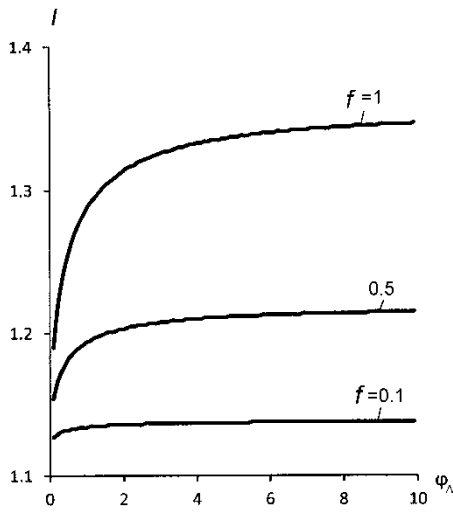


Рис. 1.

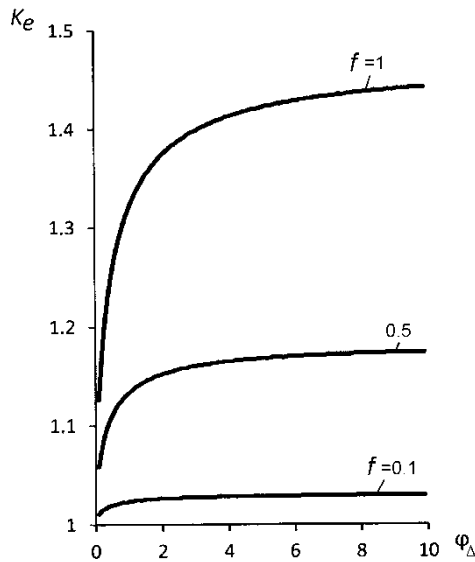


Рис. 2.

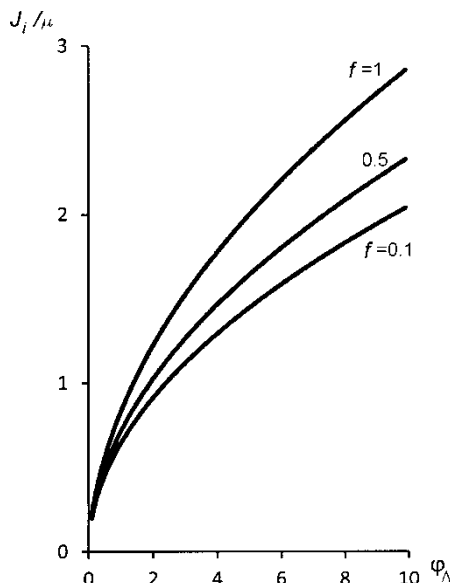


Рис. 3

перекомпенсации. Коэффициент компенсации $f_\infty = 2$ при конечной величине Φ_A соответствует критическим значениям параметров $\alpha = \alpha_*$, $f = f_*$, для которых электрическое поле на аноде обращается в нуль:

$$\alpha_* = \frac{1}{\sqrt{1+\Phi_A} - \sqrt{\Phi_A}} = \sqrt{1+\Phi_A} + \sqrt{\Phi_A},$$

$$f_* = 1 + \sqrt{1 + \frac{1}{\Phi_A}} \quad (13)$$

Видно, что в режиме полной компенсации $f = 1$ равенства (13) не могут быть реализованы, так как f_* всегда больше единицы.

Интеграл I и коэффициент усиления K_e при $\Phi_A \rightarrow \infty$, $f_\infty = 2$ принимают следующие значения:

$$I = \frac{\pi}{4\sqrt{2}}, \quad K_e = \frac{9}{16}\pi^2 \approx 5.552. \quad (14)$$

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.

Режим перекомпенсации при $\alpha > \alpha_$.*

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 (5) принимает вид

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{dz} \right)^2 = \sqrt{2} J_e \left[\sqrt{\Phi - 1 + \alpha(\sqrt{1+\Phi_A} - \sqrt{\Phi_A})} \right] + \frac{1}{2} E_A^2, \quad (15)$$

где E_A – поле на аноде.

Записывая это соотношение на катоде, получаем

$$\frac{1}{2} (E_C^2 - E_A^2) = \sqrt{2} J_e \left[\alpha(\sqrt{1+\Phi_A} - \sqrt{\Phi_A}) - 1 \right]. \quad (16)$$

При $\alpha > \alpha_*$ выражение в правой части больше нуля.

В рассматриваемом случае для фиксированного значения J_e мы можем рас-

поряжаться 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 (16).

Аналог интеграла I из (12) для электрического поля, удовлетворяющего соотношению (15), при $\varphi_A \rightarrow \infty$ определяется выражением

$$I = \frac{2\sqrt{2}}{f} \left(\frac{1}{\sqrt{E_A^2 + f/2 - 1}} - E_A \right) + \frac{\sqrt{2}}{f^{3/2}} \left[\arcsin \frac{1-f}{\sqrt{2fE_A^2 + (f-1)^2}} - \arcsin \frac{1}{\sqrt{2fE_A^2 + (f-1)^2}} \right]. \quad (17)$$

Формула (17) имеет смысл при произвольной степени перекомпенсации, если выполнены условия (16).

2. 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 ρ -режима, а электроны инжектируются из-за анода в сторону катода

$$v_i^2 = 2\mu(1-\varphi), \quad v_e^2 = 2(\varphi + \varphi_{\Delta e}). \quad (18)$$

Отметим звездочкой электронный ток, определяемый формулой (9). При той же избыточной энергии электронов $\varphi_A = \varphi_{\Delta e}$ ионный ток в ρ -режиме равен

$$J_i = \sqrt{\mu} J_e^*. \quad (19)$$

Электронный ток определяется интегралом

$$\sqrt{2J_e} = \int_0^1 \frac{dt}{\sqrt{\sqrt{2(t+\varphi_{\Delta e})} - \sqrt{2(1+\varphi_{\Delta e})} + \sqrt{2(1-t)}/\sqrt{\varphi_{\Delta e}}}} = \sqrt[4]{\varphi_{\Delta e}} I(1; \varphi_{\Delta e}),$$

$$J_e = \frac{1}{2} I^2(1; \varphi_{\Delta e}) \sqrt{\varphi_{\Delta e}}. \quad (20)$$

Условие компенсации по пространственному заряду приводит к следующему значению параметра α :

$$\alpha = 1/\sqrt{\varphi_{\Delta e}}. \quad (21)$$

При дополнительном требовании равенства скоростей имеем

$$\varphi_{\Delta e} = \mu. \quad (22)$$

Превышение энергии инжектируемых электронов над энергией ионов на катоде очень мало ($\varphi_{\Delta e} = \mu\varphi_A$, в (22), как и выше, потенциал отнесен к φ_A).

Учет релятивистских эффектов для инжектируемых электронов. При энергии ионов, соответствующей потенциалу в несколько сотен киловольт, электроны становятся релятивистскими. Уравнения (18) принимают вид

$$v_i^2 = 2\mu(\varphi_A - \varphi),$$

$$v_e^2 = \frac{(\varphi + \varphi_{\Delta e})(2 + \tilde{\varphi} + \tilde{\varphi}_{\Delta e})}{(1 + \tilde{\varphi} + \tilde{\varphi}_{\Delta e})^2}. \quad (23)$$

Тильдой в (27) и далее отмечены исчезающие в нерелятивистском пределе члены.

Распределение поля и потенциала в этом случае отличаются от ранее рассмотренного варианта

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\varphi}{dz} \right)^2 = J_e \left[\sqrt{(\varphi + \varphi_{\Delta e})(2 + \tilde{\varphi} + \tilde{\varphi}_{\Delta e})} - \sqrt{(\varphi_A + \varphi_{\Delta e})(2 + \tilde{\varphi} + \tilde{\varphi}_{\Delta e})} + \alpha \sqrt{2(\varphi_A - \varphi)} \right], \quad (24)$$

$$\sqrt{2J_e} z = \int_0^{\varphi} \left[\sqrt{(t + \varphi_{\Delta e})(2 + \tilde{t} + \tilde{\varphi}_{\Delta e})} - \sqrt{(\varphi + \varphi_{\Delta e})(2 + \tilde{\varphi} + \tilde{\varphi}_{\Delta e})} + \alpha \sqrt{2(\varphi_A - t)} \right]^{-1/2} dt.$$

$$+ \alpha \sqrt{2(\varphi_A - t)} \right]^{-1/2} dt.$$

Условие компенсации по пространственному заряду в плоскости катода определяется формулой

$$\alpha = \frac{\sqrt{2\varphi_A}(1 + \tilde{\varphi}_{\Delta e})}{\sqrt{\varphi_{\Delta e}}(2 + \tilde{\varphi}_{\Delta e})}. \quad (25)$$

Требование равенства скоростей обеих компонент потока имеет вид

$$\varphi_{\Delta e} = \frac{1}{\sqrt{1 - 2\mu\varphi_A}} - 1. \quad (26)$$

В силу $\mu\varphi_A \ll 1$ выражение (26) совпадает с (22).

Частичная компенсация с релятивистскими электронами. При частичной компенсации заряда в ионном диоде

$$\rho_e = f_e \rho_i \quad (27)$$

выражение для α принимает вид

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{\mu}} \frac{J_i}{J_e} = \frac{1}{f_e} \frac{\sqrt{2\varphi_A} (1 + \tilde{\varphi}_{\Delta e})}{\sqrt{\varphi_{\Delta e}} (2 + \tilde{\varphi}_{\Delta e})}. \quad (28)$$

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

$$E_C^2 = 2J_e \left[\sqrt{\varphi_{\Delta e}(2 + \tilde{\varphi}_{\Delta e})} - \sqrt{(\varphi_A + \varphi_{\Delta e})(2 + \tilde{\varphi}_A + \tilde{\varphi}_{\Delta e})} + \alpha \sqrt{2\varphi_A} \right] < 0. \quad (29)$$

Подстановка α из (28) в (29) приводит к квадратному трехчлену для f_e :

$$F \equiv f_e^2 - 4 \frac{1 + \tilde{\varphi}_{\Delta e}}{\tilde{\varphi}_A + 2(1 + \tilde{\varphi}_{\Delta e})} f_e - 4\varphi_A \frac{(1 + \tilde{\varphi}_{\Delta e})^2}{\varphi_{\Delta e} (2 + \tilde{\varphi}_{\Delta e}) [\tilde{\varphi}_A + 2(1 + \tilde{\varphi}_{\Delta e})]} > 0. \quad (30)$$

Уравнение $F = 0$ имеет действительные корни разного знака, причем $F(0) < 0$. Таким образом, неравенство (34) выполняется при значении f_e , превышающем критическую величину f_* :

$$f_e > f_* = 2 \frac{1 + \tilde{\varphi}_{\Delta e}}{\tilde{\varphi}_A + 2(1 + \tilde{\varphi}_{\Delta e})} \times \left\{ 1 + \sqrt{1 + \frac{\varphi_A [\tilde{\varphi}_A + 2(1 + \tilde{\varphi}_{\Delta e})]}{\varphi_{\Delta e} (2 + \tilde{\varphi}_{\Delta e})}} \right\}. \quad (31)$$

В нерелятивистском случае значение f_* совпадает с формулой (13). Соотношение для поля на катоде и аноде, аналогичное (20), имеет вид

$$\frac{1}{2} (E_A^2 - E_C^2) = J_e \left[\sqrt{(\varphi_A + \varphi_{\Delta e})(2 + \tilde{\varphi}_A + \tilde{\varphi}_{\Delta e})} - \sqrt{\varphi_{\Delta e}(2 + \tilde{\varphi}_{\Delta e})} - \alpha \sqrt{2\varphi_A} \right] > 0. \quad (32)$$

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

Заключение

Предложенная идеальная модель од-

номерного движения биполярного потока с проникаемыми электродами может быть реализована при разумном балансе между прозрачностью катода и площадью эмиссионной поверхности, который представляется вполне осуществимым при возможностях современной технологии. Многопучковая ионная микроструктура в электронном диоде близка к одномерной биполярной модели при поперечном размере пучка, значительно превышающем микромасштаб, и соответствующей системе формирующих электродов. В пользу этого утверждения свидетельствуют расчеты однослойного многопучкового инжектора с десятью первоначально круглыми, а затем эллиптическими микропучками, хорошо заполняющими при компрессии кольцевой слой эффективного макропотока [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 наноэлектроники: 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 инжекции 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. Связанные с этим проблемы обсуждаются в обзорной монографии [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. В безразмерных переменных (1) эта зависимость имеет вид [12]

$$z = 2 \left\{ \left[\varphi(2 + \varphi) \right]^{3/2} / J \right\}^{1/2} C(\bar{\delta}),$$

$$C(\bar{\delta}) = \int_0^{\sqrt{\ln \bar{\delta}}} \exp(x^2) dx, \quad \bar{\delta} = \frac{\delta}{\delta_0}. \quad (33)$$

Здесь δ_0 , δ – начальный и текущий радиусы пучка, φ – потенциал в релятивистской нормировке, соответствующий скорости в плоскости инжекции $z = 0$.

При одинаковых начальном радиусе, энергии и плотности тока значение $\bar{\delta}$ достигается электронным и ионным пучками на расстояниях z_e и z_i :

$$z_e = 2 \left[\varphi^{3/2} \eta_e^{1/2} \left(2 + \frac{\eta_e \varphi}{c^2} \right)^{3/2} \frac{\varepsilon_0}{J} \right]^{1/2} C(\bar{\delta}),$$

$$z_i = 2 \left[(2\varphi)^{3/2} \eta_i^{1/2} \frac{\varepsilon_0}{J} \right]^{1/2} C(\bar{\delta}). \quad (34)$$

Для отношения длин получаем

$$\frac{z_e}{z_i} = \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\eta_e \varphi}{c^2} \right)^{3/4} \left(\frac{\eta_e}{\eta_i} \right)^{1/4}. \quad (35)$$

При $\bar{\delta} = 6.25$ интеграл в (33) равен 6 [13]. Для нерелятивистских и релятивистских ($\eta_e \varphi / c^2 = 2$) электронов в случае ионов водорода формула (39) приводит соответственно к следующим значениям отношения z_e / z_i :

$$\frac{z_e}{z_i} \approx 39, \quad \frac{z_e}{z_i} \approx 66. \quad (36)$$

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.

Наиболее естественным путем 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.

Выше также исследована модель одномерного частично компенсированного однонаправленного движения ионно-электронного потока. Она напоминает ситуацию с "электронным охлаждением", идея которого предложена Г.И. Будкером. Целью является уменьшение фазового объема ионных пучков в ускорителях и коллайдерах за счет кулоновских столкновений электронов, эмитируемых термокатодом с энергией в несколько десятых электронвольта, и ионов, извлекаемых из неравновесной плазмы газоразрядного источника, энергия которых составляет десятки электронвольт.

При рассмотрении режимов с перекompенсацией как в электронном диоде с инжекцией ионов, так и в ионном диоде, пронизываемом релятивистскими электронами, обнаружено критическое значение коэффициента компенсации f , при превышении которого режим ρ -эмиссии заменяется T -режимом, причем разность квадратов напряженностей электрического поля на электродах связана одним соотношением, не позволяющим получить независимые значения этих величин. С формальной точки зрения этот факт означает возможность существования бесконечного множества режимов при выполнении единственной упомянутой связи. Можно предположить, что описанная ситуация свидетельствует о возможности развития некоего вида неустойчивости.

Литература

- [1]. Langmuir I. // Phys.Rev. - 1929. - V. 33. - N 6. - P. 954 – 989.
- [2]. Белкин В.М., Завьялов М.А., Камунин А.А. // Радиотехника и электроника. - 1976. - Т. 21. - № 12. - С. 2646 – 2649.
- [3]. Завьялов М.А., Крейнделль Ю.Е., Новиков А.А., Шантурин Л.П. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989. - 256 с.
- [4]. Акимов П.И., Богословская А.Б. // Прикладная физика. - 2002. - № 4. - С. 90 - 101.
- [5]. Howes W.L. // Journal of Applied Physics. - 1965. – Vol. 36. - N 6. - P.2039 – 2045.

[6]. Белкин В.М., Завьялов М.А., Сыровой В.А. // Радиотехника и электроника. - 2011. - Т. 56. - № 2. - С. 212 - 226.

[7]. Завьялов М.А., Стальков П.М., Сыровой В.А. // Радиотехника и электроника. - 2017. - Т. 62. - № 8. - С. 799 – 811.

[8]. Завьялов М.А., Сыровой В.А. // Радиотехника и электроника. - 2016. - Т. 61. - № 4. - С. 380 – 383.

[9]. Неганова Л.А., Плохов В.В., Сыровой В.А. // Радиотехника и электроника. - 1997. - Т. 42. - № 4. - С. 479 - 488.

[10]. Абрамян Е.А., Альтеркоп Б.А., Кулешов Г.Д. Интенсивные электронные пучки:

Физика, техника, применение. М.: Энергоатомиздат, 1984. – 231 с.

[11]. Коваль Н.Н., Окс Е.М., Протасов Ю.С., Семашко Н.Н. Эмиссионная электроника. Серия: Электроника: Прикладная электроника. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009. – 596 с.

[12]. Сыровой В.А. Введение в теорию интенсивных пучков заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 2004. – 487 с.

[13]. Молоковский С.И., Сушков А.Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. Л.: Энергия, 1972. – 271 с.