

ЭЛЕКТРОННАЯ И ИОННАЯ ОПТИКА

УДК 537.533

РЕЖИМ “ИОННОГО ФОНТАНА” ДЛЯ ПЛОСКИХ ДИОДОВ С НЕНУЛЕВЫМ ПОЛЕМ В ПЛОСКОСТИ ОТРАЖЕНИЯ ИОНОВ

© 2021 г. М. А. Завьялов^а, Т. М. Сапронова^а, П. М. Стальков^а, В. А. Сыровой^{а, *}^аВЭИ – филиал ФГУП “РФЯЦ – ВНИИТФ им. акад. Е.И. Забабахина”,
ул. Красноказарменная, 12, Москва, 111250 Российская Федерация

*E-mail: red@cplire.ru

Поступила в редакцию 12.03.2020 г.

После доработки 12.03.2020 г.

Принята к публикации 22.12.2020 г.

Исследован эффект усиления электронного тока в плоских униполярном и биполярном диодах при инжекции ионов со стороны проникаемого и разогреваемого ими катода (режим “ионного фонтана”) в общем случае ненулевого электрического поля в плоскости отражения ионов и на аноде. Для эмитируемых катодом электронов рассмотрен весь диапазон возможных ситуаций, простирающийся от нерелятивистских энергий до ультрарелятивистского предела. Изучено влияние инжектируемых ионов на распределение поля в униполярном диоде при эмиссии электронов, ограниченной температурой.

DOI: 10.31857/S0033849421050132

ВВЕДЕНИЕ

Изучению биполярного потока между параллельными плоскостями посвящено значительное число публикаций, начиная с классической работы И. Лэнгмюра [1]. В них рассматривались постановки, различающиеся условиями эмиссии электронов (ρ -режим, инжекция с ненулевой скоростью, вторичная эмиссия под действием ионной бомбардировки), эмиссии ионов (ρ -режим, T -режим, инжекция с ненулевой скоростью), положением стартовой поверхности последних (анод, плоскость между катодом и анодом) [1–6]. Одной из важных характеристик биполярных диодов является коэффициент усиления электронного тока K_e (отношение электронных токов в биполярном и униполярном диодах), достигающий у нерелятивистского диода в ρ -режиме максимального значения $K_e = 1.86$ [1].

Для сферического и цилиндрического диодов со сходящимся электронным пучком величина K_e зависит от геометрического фактора — отношения радиусов катода и анода и может существенно превышать характерное для плоской геометрии значение [7]. Случай расходящегося электронного пучка рассмотрен в работе [8].

Публикации [1–8] посвящены исследованию диодов с нерелятивистскими электронами, в работе [9] рассмотрен ультрарелятивистский случай, а в [10] проведено подробное исследование плоского биполярного диода с электронами реля-

тивистских энергий, показавшее, в частности, неадекватность ультрарелятивистского приближения в реальном диапазоне релятивистских скоростей из-за исключительно медленного стремления к ультрарелятивистскому пределу.

Вопросы расчета формирующих электродов для клиновидных и конических нерелятивистских биполярных пучков обсуждались в [11], а в случае ленточного релятивистского пучка — в [12].

В работе [13] во всем диапазоне энергии электронов исследован режим “ионного фонтана” при выполнении условий полного пространственного заряда (нулевое электрическое поле) на катоде, аноде и в плоскости отражения ионов. Подробный сравнительный анализ характеристик плоских диодов при принятых в [13] предположениях выполнен в работе [14].

При энергии инжекции ионов, превышающей энергию электронов на аноде, возможно рассмотрение проблем частичной и полной компенсации по заряду и току биполярного пучка, компоненты которого движутся в одном направлении в заанодном пространстве [15, 16].

Ниже исследованы различные варианты диодных конфигураций с плоской геометрией в режиме “ионного фонтана” в общем случае, когда электрическое поле в плоскости отражения ионов в биполярном диоде и в плоскости анода отлично от нуля. Скорость электронов может быть нерелятивистской, релятивистской (при допустимом для плоского диода потенциале анода)

или ультрарелятивистской; последняя определяет границу физически возможных ситуаций при абстрагировании от проблем электрической прочности.

1. УРАВНЕНИЯ ПУЧКА

В релятивистской нормировке, устраняющей из уравнений пучка все физические постоянные используемой системы единиц (потенциал Φ при этом нормируется на 511 кВ), биполярный пучок в режиме ионного фонтана описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Phi}{dz^2} &= J_e \left[\frac{1+\tilde{\Phi}}{\sqrt{\Phi(2+\tilde{\Phi})}} - \frac{\beta}{\sqrt{2(\Phi_B-\Phi)}} - \frac{\alpha}{\sqrt{2(\Phi_A-\Phi)}} \right], \\ &0 \leq z \leq z_B; \\ \frac{d^2\Phi}{dz^2} &= J_e \left[\frac{1+\tilde{\Phi}}{\sqrt{\Phi(2+\tilde{\Phi})}} - \frac{\alpha}{\sqrt{2(\Phi_A-\Phi)}} \right], \quad z_B \leq z \leq 1; \\ \alpha &= \frac{J_i}{J_e} \sqrt{\frac{\eta_e}{\eta_i}}, \quad \beta = \frac{2J_{iB}}{J_e} \sqrt{\frac{\eta_e}{\eta_i}}. \end{aligned} \quad (1)$$

Анод, плоскость отражения ионов и катод обозначены символами A, B, C ; J_e, J_i, J_{iB} — плотности токов электронов и ионов, эмитированных с анода и инжектированных из-за катода соответственно; тильдой отмечены члены, исчезающие в нерелятивистском пределе; η — удельный заряд частицы. Слагаемые в правой части первой формулы в (1) описывают пространственный заряд электронов, ионов фонтана и ионов, эмитированных с анода. При малых скоростях электронов потенциал нормируется на потенциал анода Φ_A .

Первые интегралы уравнений (1) имеют вид

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\Phi}{dz} \right)^2 &= 2J_e \left[\sqrt{\Phi(2+\tilde{\Phi})} + \beta\sqrt{2}(\sqrt{\Phi_B-\Phi} - \sqrt{\Phi_B}) + \right. \\ &\quad \left. + \alpha\sqrt{2}(\sqrt{\Phi_A-\Phi} - \sqrt{\Phi_A}) \right], \quad 0 \leq z \leq z_B; \\ \left(\frac{d\Phi}{dz} \right)^2 &= 2J_e \left[\sqrt{\Phi(2+\tilde{\Phi})} - \right. \\ &\quad \left. - \beta\sqrt{2}\sqrt{\Phi_B} + \alpha\sqrt{2}(\sqrt{\Phi_A-\Phi} - \sqrt{\Phi_A}) \right], \quad z_B \leq z \leq 1. \end{aligned} \quad (2)$$

Выражения (2) удовлетворяют условиям ρ -режима на катоде ($z=0, \Phi=0, E_C=0$) и сопряжены в плоскости отражения ионов, где поле принимает значение E_B . В сечениях B, A для квадрата поля из (2) имеем

$$\begin{aligned} E_B^2 &= 2J_e \left[\sqrt{\Phi_B(2+\tilde{\Phi}_B)} - \beta\sqrt{2\Phi_B} + \right. \\ &\quad \left. + \alpha\sqrt{2}(\sqrt{\Phi_A-\Phi_B} - \sqrt{\Phi_A}) \right], \\ E_A^2 &= 2J_e \left[\sqrt{\Phi_A(2+\tilde{\Phi}_A)} - \beta\sqrt{2\Phi_B} - \alpha\sqrt{2\Phi_A} \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

Интегрирование уравнений (2) приводит к следующему результату:

$$\begin{aligned} z\sqrt{2J_e} &= \frac{\Phi_A^{3/4}}{2^{1/4}} \int_0^{\tilde{\Phi}} \left[\sqrt{t(1+\tilde{\mu}_A t)} + \beta(\sqrt{\tilde{\Phi}_B-t} - \sqrt{\tilde{\Phi}_B}) + \right. \\ &\quad \left. + \alpha(\sqrt{1-t} - 1) \right]^{-1/2} dt \equiv I_1 = \frac{\Phi_A^{3/4}}{2^{1/4}} \bar{I}_1(\tilde{\Phi}; \alpha, \beta, \tilde{\Phi}_B), \\ &0 \leq z \leq z_B; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} (z-z_B)\sqrt{2J_e} &= \frac{\Phi_A^{3/4}}{2^{1/4}} \int_{\tilde{\Phi}_B}^{\tilde{\Phi}} \left[\sqrt{t(1+\tilde{\mu}_A t)} - \beta\sqrt{\tilde{\Phi}_B} + \right. \\ &\quad \left. + \alpha(\sqrt{1-t} - 1) \right]^{-1/2} dt \equiv I_2 = \frac{\Phi_A^{3/4}}{2^{1/4}} \bar{I}_2(\tilde{\Phi}; \alpha, \beta, \tilde{\Phi}_B), \\ z_B \leq z \leq 1; \quad \mu_A &= \Phi_A/2, \quad \mu_B = \Phi_B/2; \quad \tilde{\Phi} = \Phi/\Phi_A. \end{aligned}$$

В ультрарелятивистском случае интегралы $\bar{I}_1, \bar{I}_2$ и формулы (3) принимают вид

$$\begin{aligned} \bar{I}_1 &= \int_0^{\tilde{\Phi}} \left[t\sqrt{\mu_A} + \beta(\sqrt{\tilde{\Phi}_B-t} - \sqrt{\tilde{\Phi}_B}) + \alpha(\sqrt{1-t} - 1) \right]^{-1/2} dt, \\ \bar{I}_2 &= \int_{\tilde{\Phi}_B}^{\tilde{\Phi}} \left[t\sqrt{\mu_A} - \beta\sqrt{\tilde{\Phi}_B} + \alpha(\sqrt{1-t} - 1) \right]^{-1/2} dt; \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} E_B^2 &= 2\sqrt{2}J_e\sqrt{\Phi_A} \left[\tilde{\Phi}_B\sqrt{\mu_A} - \beta\sqrt{\tilde{\Phi}_B} + \alpha(\sqrt{1-\tilde{\Phi}_B} - 1) \right], \\ E_A^2 &= 2\sqrt{2}J_e\sqrt{\Phi_A} \left[\sqrt{\mu_A} - \beta\sqrt{\tilde{\Phi}_B} - \alpha \right]. \end{aligned}$$

Интеграл $\bar{I}_2$ может быть выражен через элементарные функции

$$\begin{aligned} \bar{I}_2 &= \frac{2}{\sqrt{\mu_A}} \left\{ \sqrt{\mu_A\tilde{\Phi} - \beta\sqrt{\tilde{\Phi}_B} + \alpha(\sqrt{1-\tilde{\Phi}} - 1)} \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{\mu_A\tilde{\Phi}_B - \beta\sqrt{\tilde{\Phi}_B} + \alpha(\sqrt{1-\tilde{\Phi}_B} - 1)} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\alpha}{2\sqrt{\mu_A}} \left[\arcsin \frac{-2\sqrt{\mu_A}\sqrt{1-\tilde{\Phi}} + \alpha}{\sqrt{(\alpha - 2\sqrt{\mu_A})^2 - 4\beta\sqrt{\mu_A}\tilde{\Phi}_B}} - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \arcsin \frac{-2\sqrt{\mu_A}\sqrt{1-\tilde{\Phi}_B} + \alpha}{\sqrt{(\alpha - 2\sqrt{\mu_A})^2 - 4\beta\sqrt{\mu_A}\tilde{\Phi}_B}} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

2. ПАРАМЕТРЫ РЕШЕНИЯ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДА

Решение (4) содержит четыре параметра $\Phi_A, \Phi_B, \alpha, \beta$; зависимость двух последних от E_A, E_B следует из формул (3)

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{\sqrt{1-\tilde{\Phi}_B}} \left[\frac{E_B^2 - E_A^2}{2\sqrt{2}\Phi_A J_e} + \sqrt{1+\tilde{\mu}_A} - \sqrt{\tilde{\Phi}_B(1+\tilde{\mu}_B)} \right], \\ \beta &= \left(\frac{1}{\sqrt{1-\tilde{\Phi}_B}} - 1 \right) \frac{E_A^2}{2\sqrt{2}\Phi_B J_e} - \frac{1}{\sqrt{1-\tilde{\Phi}_B}} \frac{E_B^2}{2\sqrt{2}\Phi_B J_e} + \\ &\quad + \frac{\sqrt{1+\tilde{\mu}_B}}{\sqrt{1-\tilde{\Phi}_B}} - \left(\frac{1}{\sqrt{1-\tilde{\Phi}_B}} - 1 \right) \frac{\sqrt{1+\tilde{\mu}_A}}{\sqrt{\tilde{\Phi}_B}}. \end{aligned} \quad (7)$$

При $E_A = E_B = 0$ выражения для α, β в (7) принимают значения α_0, β_0 , соответствующие р-режиму на электродах [13]:

$$\begin{aligned}\alpha_0 &= \frac{1}{\sqrt{1-\bar{\Phi}_B}} \left[\sqrt{1+\mu_A} - \sqrt{\bar{\Phi}_B(1+\mu_B)} \right], \\ \beta_0 &= \frac{\sqrt{1+\mu_B}}{\sqrt{1-\bar{\Phi}_B}} - \frac{\sqrt{1+\mu_A}}{\sqrt{\bar{\Phi}_B}} \left(\frac{1}{\sqrt{1-\bar{\Phi}_B}} - 1 \right) = \\ &= \frac{1}{\sqrt{\bar{\Phi}_B}} (\sqrt{1+\mu_A} - \alpha_0).\end{aligned}\quad (8)$$

В униполярном диоде $\alpha = 0$; в дальнейшем для интегралов в (4) будем указывать только значение аргумента $\bar{\Phi}$, опуская набор параметров $\alpha, \beta, \bar{\Phi}_B$.

Плотность электронного тока, координата плоскости отражения ионов и коэффициент усиления на основании (4) определены выражениями

$$\begin{aligned}\sqrt{2J_e} &= I_1(\bar{\Phi}_B) + I_2(1), \quad z_B = \frac{I_1(\bar{\Phi}_B)}{I_1(\bar{\Phi}_B) + I_2(1)}, \\ \sqrt{K_e} &= \frac{\sqrt{2J_e}}{\sqrt{2J_0}}.\end{aligned}\quad (9)$$

Плотность тока J_0 в униполярном релятивистском диоде описывается формулами

$$\sqrt{2J_0} = I_0(1), \quad I_0(\bar{\Phi}) = \frac{\Phi_A^{3/4}}{2^{1/4}} \int_0^{\bar{\Phi}} \frac{dt}{\sqrt{t(1+\tilde{\mu}_A t)}}. \quad (10)$$

В нерелятивистском и ультрарелятивистском пределах из выражений (10) получаем

$$\sqrt{2J_0} = \frac{4}{3} \frac{\Phi_A^{3/4}}{2^{1/4}}, \quad \sqrt{2J_0} = 2\sqrt{\Phi_A}. \quad (11)$$

В случае $E_A, E_B \neq 0$ параметры α, β должны удовлетворять требованиям $E_A^2 > 0, E_B^2 > 0$ или в развернутом виде

$$\begin{aligned}\alpha + \beta\sqrt{\bar{\Phi}_B} &< \sqrt{1+\mu_A}, \\ \alpha\sqrt{1-\bar{\Phi}_B} - (\alpha + \beta\sqrt{\bar{\Phi}_B}) &> \sqrt{\bar{\Phi}_B(1+\mu_B)}.\end{aligned}\quad (12)$$

Для униполярного диода вместо (12) имеем

$$\alpha = 0, \quad \beta < \beta_0 = \sqrt{1+\mu_B}. \quad (13)$$

Условимся обозначать р- и Т-режимы в плоскостях А, В соответствующими нижними индексами: A_p, B_p и A_T, B_T .

3. ЧАСТНЫЕ СЛУЧАИ

Униполярный диод с ионным фонтаном, режим B_T , нерелятивистские электроны. Интегралы $\bar{I}_1, \bar{I}_2$ и поле E_B определены формулами

$$\begin{aligned}\bar{I}_1 &= \int_0^{\bar{\Phi}} \left[\sqrt{t + \beta(\sqrt{\bar{\Phi}_B - t} - \sqrt{\bar{\Phi}_B})} \right]^{-1/2} dt, \quad \beta < 1; \\ \bar{I}_2 &= \int_{\bar{\Phi}_B}^{\bar{\Phi}} \frac{dt}{\sqrt{\sqrt{t} - \beta\sqrt{\bar{\Phi}_B}}} = \frac{4}{3} (\sqrt{t} + 2\beta\sqrt{\bar{\Phi}_B}) \times \\ &\times \sqrt{\sqrt{t} - \beta\sqrt{\bar{\Phi}_B}} \Big|_{\bar{\Phi}_B}^{\bar{\Phi}} = \frac{4}{3} (\sqrt{\bar{\Phi}} + 2\beta\sqrt{\bar{\Phi}_B}) \times \\ &\times \sqrt{\sqrt{\bar{\Phi}} - \beta\sqrt{\bar{\Phi}_B}} - \frac{4}{3} \bar{\Phi}_B^{3/4} (1 + 2\beta) \sqrt{1 - \beta}; \\ E_B^2 &= 2\sqrt{2\bar{\Phi}_B} J_e (1 - \beta), \quad E_A^2 = 2\sqrt{2} J_e (1 - \beta\sqrt{\bar{\Phi}_B}).\end{aligned}\quad (14)$$

Коэффициент усиления K_e описывается выражением

$$\begin{aligned}\sqrt{K_e} &= B\bar{\Phi}_B^{3/4} + (1 + 2\beta\sqrt{\bar{\Phi}_B}) \sqrt{1 - \beta\sqrt{\bar{\Phi}_B}}, \\ B &= \frac{3}{4} \bar{I}_1(\beta) - (1 + 2\beta) \sqrt{1 - \beta}, \\ \bar{I}_1 &= \int_0^1 \left[\sqrt{t + \beta(\sqrt{1-t} - 1)} \right]^{-1/2} dt,\end{aligned}\quad (15)$$

где $\bar{I}_1(\beta)$ – табулированный в [1] интеграл.

Значение $\bar{\Phi}_B$, при котором функция $\sqrt{K_e}$ достигает максимума $\sqrt{K_{em}}$, удовлетворяет уравнению

$$B\bar{\Phi}_B^{1/4} \sqrt{1 - \beta\sqrt{\bar{\Phi}_B}} + \beta(1 - 2\beta\sqrt{\bar{\Phi}_B}) = 0. \quad (16)$$

Корень этого уравнения

$$\sqrt{\bar{\Phi}_B^*} = \frac{1}{2\beta} \left(1 + \frac{B}{\sqrt{B^2 + 4\beta^3}} \right) \quad (17)$$

позволяет рассчитать максимальный коэффициент усиления и соответствующие ему параметры диода.

Униполярный диод с ионным фонтаном, режим B_T , релятивистские скорости. Интегралы $\bar{I}_1, \bar{I}_2$ определены формулами (4) при $\alpha = 0, \beta < \sqrt{1+\mu_B}$; Φ_A, Φ_B, β – варьируемые параметры:

$$\begin{aligned}\bar{I}_1 &= \int_0^{\bar{\Phi}} \left[\sqrt{t(1+\tilde{\mu}_A t) + l\sqrt{1+\tilde{\mu}_A \bar{\Phi}_B} (\sqrt{\bar{\Phi}_B - t} - \sqrt{\bar{\Phi}_B})} \right]^{-1/2} dt, \\ \bar{I}_2 &= \int_{\bar{\Phi}_B}^{\bar{\Phi}} \left[\sqrt{t(1+\tilde{\mu}_A t) - l\sqrt{1+\tilde{\mu}_A \bar{\Phi}_B} \sqrt{\bar{\Phi}_B}} \right]^{-1/2} dt, \quad l < 1.\end{aligned}\quad (18)$$

Униполярный диод с ионным фонтаном, режим B_T , ультрарелятивистский предел. Оба интеграла $\bar{I}_1, \bar{I}_2$ могут быть выражены через элементарные функции:

$$\begin{aligned}
I_1 &= \int_0^{\varphi} \frac{dt}{\sqrt{t + \beta\sqrt{2}(\sqrt{\varphi_B - t} - \sqrt{\varphi_B})}} = \\
&= 2 \left[\sqrt{\varphi + \beta\sqrt{2}(\sqrt{\varphi_B - \varphi} - \sqrt{\varphi_B})} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{\beta\sqrt{2}}{2} \left(\arcsin \frac{-2\sqrt{\varphi_B - \varphi} + \beta\sqrt{2}}{2\sqrt{\varphi_B} - \beta\sqrt{2}} + \frac{\pi}{2} \right) \right], \quad (19) \\
I_2 &= \int_{\varphi_B}^{\varphi} \frac{dt}{\sqrt{t - \beta\sqrt{2}\varphi_B}} = \\
&= 2 \left[\sqrt{\varphi - \beta\sqrt{2}\varphi_B} - \sqrt{\varphi_B(1 - \beta\sqrt{2})} \right]; \\
\beta\sqrt{2} &= l\sqrt{\varphi_B}, \quad l < 1.
\end{aligned}$$

Используя формулы (9), (19), для коэффициента усиления получаем

$$K_e = \frac{1}{4} \left[2\sqrt{1 - l\sqrt{\varphi_B}} + l\sqrt{\varphi_B} \left(\arcsin \frac{l}{2 - l} + \frac{\pi}{2} \right) \right]^2, \quad (20)$$

причем максимальное значение K_{em} достигается при $\bar{\varphi}_B = \bar{\varphi}_B^*$:

$$\begin{aligned}
\bar{\varphi}_B^* &= \frac{\gamma^2}{4 + l\gamma^2}, \quad \gamma = \arcsin \frac{l}{2 - l} + \frac{\pi}{2}, \\
K_{em} &= 1 + \frac{1}{4} l\gamma^2. \quad (21)
\end{aligned}$$

Соответствующие величины z_B , $\bar{J}_{iB}$ определены формулами

$$\begin{aligned}
z_B &= \gamma \frac{2\sqrt{1 - l} + l\gamma}{4 + l\gamma^2}, \\
\bar{J}_{iB} &\equiv \frac{2J_{iB}\sqrt{\eta_e/\eta_i}}{\varphi_A\sqrt{2\varphi_A}} = \frac{1}{4} l\gamma\sqrt{4 + l\gamma^2}. \quad (22)
\end{aligned}$$

Для электронного тока и поля E_B получаем

$$\sqrt{2\bar{J}_e} = \sqrt{\varphi_A}\sqrt{4 + l\gamma^2}, \quad E_B^2 = \varphi_A\gamma^2(1 - l). \quad (23)$$

При $l \rightarrow 1$ формулы (20)–(23) переходят в приведенные в работе [13] соотношения для параметров потока.

Биполярный диод без ионного фонтана, режим A_T , релятивистские скорости. Этот вариант полностью соответствует рассмотренной выше ситуации с униполярным диодом на интервале $0 \leq z \leq z_B$ и получается из него при следующих заменах:

$$\begin{aligned}
\beta &\rightarrow \alpha, \quad \varphi_B \rightarrow \varphi_A, \quad z_B \rightarrow 1; \\
\alpha &= k\sqrt{1 + \tilde{\mu}_A}, \quad k < 1. \quad (24)
\end{aligned}$$

Нерелятивистский вариант исследован в работе [1].

Биполярный диод с ионным фонтаном, режим B_p , A_T , скорости электронов любые. Условие $E_B = 0$ определяет связь между параметрами α , β :

$$\begin{aligned}
\alpha &= k \frac{\sqrt{1 + \tilde{\mu}_A} - \sqrt{\varphi_B(1 + \tilde{\mu}_A\varphi_B)}}{\sqrt{1 - \varphi_B}}, \quad k < 1; \\
\beta &= \frac{1}{\sqrt{\varphi_B}} \left[\sqrt{\varphi_B(1 + \tilde{\mu}_A\varphi_B)} + \alpha(\sqrt{1 - \varphi_B} - 1) \right]. \quad (25)
\end{aligned}$$

Электрическое поле на аноде и ионные токи описываются формулами

$$\begin{aligned}
E_A &= \left[2\sqrt{2}J_e\sqrt{\varphi_A}(\sqrt{1 + \tilde{\mu}_A} - \beta\sqrt{\varphi_B} - \alpha) \right]^{1/2}, \\
\bar{J}_{iB} &\equiv 2J_{iB}\sqrt{\eta_e/\eta_i} = \beta K_e J_0, \\
\bar{J}_i &\equiv J_i\sqrt{\eta_e/\eta_i} = \alpha K_e J_0, \quad J_e = K_e J_0. \quad (26)
\end{aligned}$$

Все интегралы, кроме интеграла $\bar{I}_2$ из (6), поддаются только численной оценке.

Биполярный диод с ионным фонтаном, режим A_p , B_T , скорости электронов любые. Ситуация аналогична предыдущему случаю: условие $E_A = 0$ задает связь между α и β , интегралы не выражаются через элементарные функции

$$\begin{aligned}
\beta &= l \left[\frac{\sqrt{1 + \tilde{\mu}_A\varphi_B}}{\sqrt{1 - \varphi_B}} - \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \varphi_B}} - 1 \right) \frac{\sqrt{1 + \tilde{\mu}_A}}{\sqrt{\varphi_B}} \right], \quad l < 1; \\
\alpha &= \sqrt{1 + \tilde{\mu}_A} - \beta\sqrt{\varphi_B}. \quad (27)
\end{aligned}$$

Формулы для $\bar{J}_{iB}$, $\bar{J}_i$, J_e из (27) остаются справедливыми, для поля E_B имеем

$$\begin{aligned}
E_B^2 &= 2\sqrt{2}J_e\sqrt{\varphi_A} \times \\
&\times \left[\sqrt{\varphi_B(1 + \tilde{\mu}_A\varphi_B)} - \beta\sqrt{\varphi_B} + \alpha(\sqrt{1 - \varphi_B} - 1) \right]. \quad (28)
\end{aligned}$$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Униполярный диод. На рис. 1 приведены функции $\varphi_B(\beta)$, $z_B(\beta)$, $E_B(\beta)$, $K_{em}(\beta)$, $\bar{J}_{iB}(\beta)$ для униполярного нерелятивистского диода с ионным фонтаном, причем последняя из них определяет ток фонтана при максимальном коэффициенте усиления для данного значения β . Для $\beta = 0.2$ поле $E(\beta)$ возрастает от нуля на катоде до величины, почти равной значению для плоского конденсатора (0.977) при $z_B = 0.277$, $\varphi_B = 0.351$, $K_e = 1.134$ и $\bar{J}_{iB}(\beta) = 0.143$.

Интересным является тот факт, что поле на аноде E_A не зависит от β и остается равным значению $4/3$, характерному для униполярного диода в р-режиме. Часть интервала $z_B \leq z \leq 1$, занятая униполярным потоком, при вариации β представляет собой диод с зависящими от β расстоянием между электродами, приложенной разностью потенциалов и инжектируемым током. Условие

$$K_e(1 - \beta\sqrt{\varphi_B}) = 1, \quad (29)$$

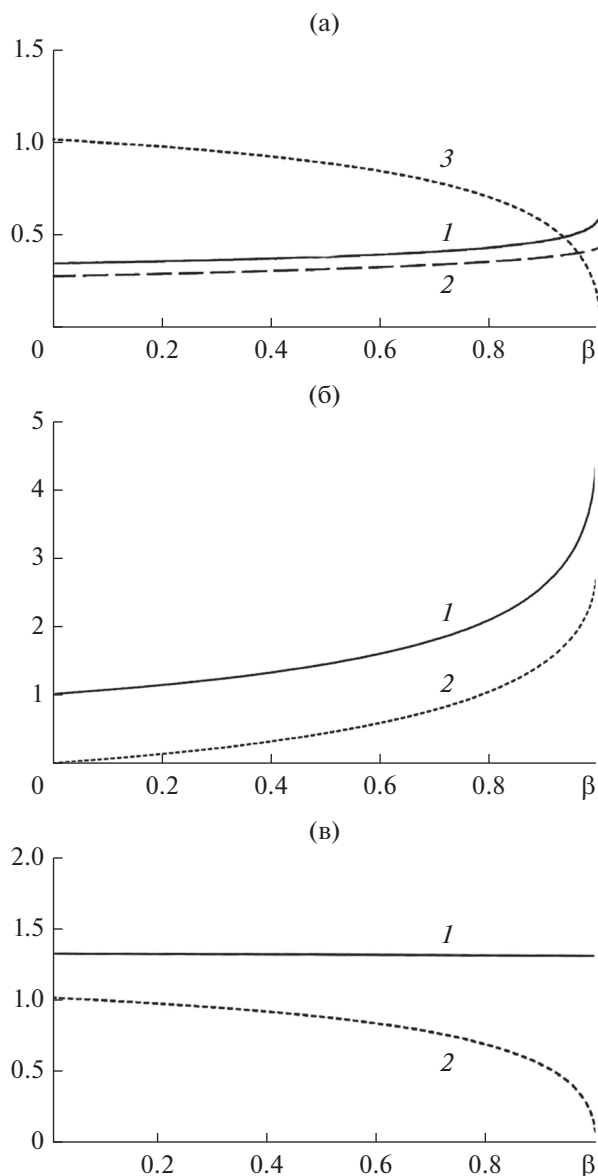


Рис. 1. Параметры униполярного нерелятивистского диода с ионным фонтаном: (а) функции $\phi_B^*(\beta)$ (кривая 1), $\bar{z}_B(\beta)$ (кривая 2), $E_B(\beta)$ (кривая 3); (б): функции $K_{em}(\beta)$ (кривая 1), $\bar{J}_{iB}(\beta)$ (кривая 2); (в) функции $E_A(\beta)$ (кривая 1), $E_B(\beta)$ (кривая 2).

следующее из равенства $E_A = 4/3$, является нетривиальным тождеством, включающим интеграл $\bar{I}_1$ из (15).

Описываемые зависимостями рис. 1 режимы соответствуют возможным стационарным состояниям, определяемым инжектируемым ионным током фонтана. При $\beta \rightarrow 1$ наступает режим B_p с нулевым полем в плоскости отражения, рассмотренный в работе [13]. Параметры ультрареля-

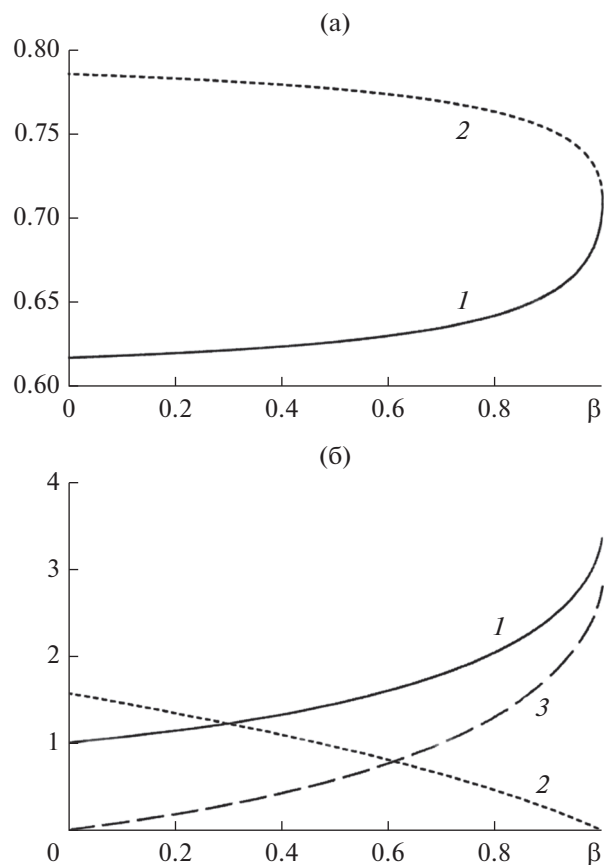


Рис. 2. Параметры ультрарелятивистского униполярного диода с ионным фонтаном: (а) функции $\phi_B(\beta)$ (кривая 1) и $z_B(\beta)$ (кривая 2); (б) функции $K_{em}(\beta)$ (кривая 1), $E_B(\beta)$ (кривая 2) и $\bar{J}_{iB}(\beta)$ (кривая 3).

тивистского униполярного диода с ионным фонтаном представлены на рис. 2.

Биполярный диод. В работе [1] рассматривается биполярный диод с отличным от нуля полем на аноде. На рис. 3 представлены параметры набора режимов B_p , A_T диода с ионным фонтаном. Исходное состояние $k = 0$ соответствует униполярному диоду, при $k = 1$ получаем режим B_p , A_p с нулевым полем на аноде. Для энергии ионов фонтана выбрано значение $\bar{\phi}_B = 0.55$, приводящее в режиме B_p , A_p к максимальному коэффициенту усиления $K_e = 7.827$, $z_B = 0.324$.

Переход от униполярного диода к биполярному в режиме A_p в [1] привел к коэффициенту усиления $K_e = 1.86$. Введение ионного фонтана в униполярный диод обеспечило возрастание K_e до 4.58. В биполярном диоде за счет 30%-го увеличения тока фонтана электронный ток вырос в 7.83 раза. В варианте с фонтаном переход от унипо-

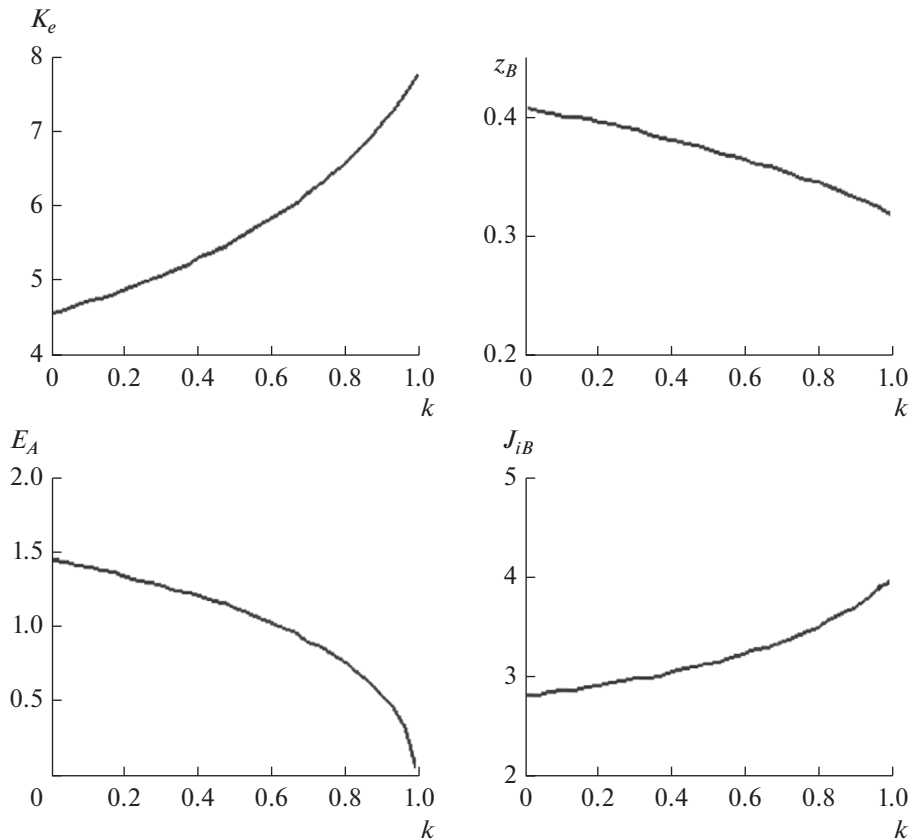


Рис. 3. Параметры нерелятивистского биполярного диода с ионным фонтаном в режиме B_p, A_T .

лярного к биполярному диоду увеличил коэффициент K_e в $7.83/4.58=1.71$ раз.

Режимы B_T, A_p для нерелятивистского случая описывает рис. 4. В исходном состоянии $l = 0$ ионный фонтан отсутствует. Увеличение тока с анода от $\bar{J}_i = 1.2$ в полтора раза при росте тока фонтана от нуля до $\bar{J}_{iB} = 4$ приводит к повышению коэффициента усиления K_e в 4.2 раза. Энергия ионов фонтана соответствует $\bar{\varphi}_B = 0.55$.

На рис. 5, 6 представлен набор режимов, предшествующих варианту B_p, A_p с максимальным коэффициентом усиления $K_e = 6.62$, $z_B = 0.346$, $\bar{\varphi}_B = 0.49$ для релятивистского диода с анодным потенциалом $\varphi_A = 2$. Исходным состоянием для рис. 5 является униполярный диод с фонтаном, причем параметр k управляет током $\bar{J}_i$ с анода, при изменении которого пробегается набор режимов B_p, A_T . Для рис. 6 при $l = 0$ имеем биполярный диод без фонтана и набор режимов B_T, A_p при $l > 0$. Сравнение пар рис. 3, 4 и рис. 5, 6 позволяет судить о промежуточных режимах биполярного диода с ионным фонтаном на концах интервала (0...1 МВ), дающего оценку сверху для

возможных значений анодного потенциала φ_A плоского диода.

5. ЭМИССИЯ С КАТОДА, ОГРАНИЧЕННАЯ ТЕМПЕРАТУРОЙ

В цитированных работах по биполярным пучкам и в разд. 1–4 этой работы предполагалось, что катод находится в p -режиме эмиссии, причем главной задачей являлось достижение максимального коэффициента усиления электронного тока.

Представляет интерес исследовать вопрос об электрическом поле в плоском промежутке с инжекцией ионов из-за катода и эмиссией в T -режиме, когда значение J_e известно. При условии срачивания поля в плоскости отражения ионов имеем

$$\begin{aligned} \bar{E}^2 &= 2J_e \left[\sqrt{\bar{\varphi}(1 + \tilde{\mu}_A \bar{\varphi})} + \beta \sqrt{\bar{\varphi}_B - \bar{\varphi}} + \right. \\ &\quad \left. + \alpha \sqrt{1 - \bar{\varphi} + C} \right], \quad 0 \leq z \leq z_B, \\ \bar{E}^2 &= 2J_e \left[\sqrt{\bar{\varphi}(1 + \tilde{\mu}_A \bar{\varphi})} + \alpha \sqrt{1 - \bar{\varphi} + C} \right], \\ z_B \leq z \leq 1; \quad \bar{E}^2 &\equiv \varphi_A^{3/2} E^2 / \sqrt{2}. \end{aligned} \quad (30)$$

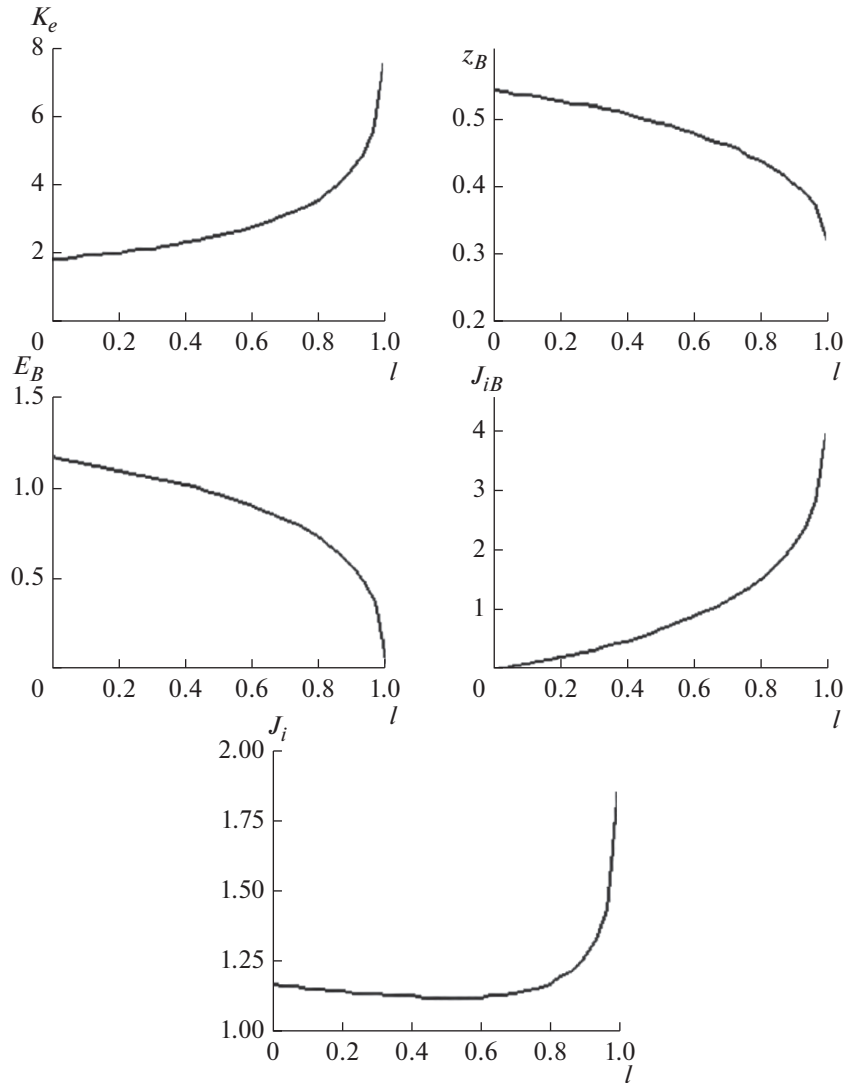


Рис. 4. Параметры нерелятивистского биполярного диода с ионным фонтаном в режиме B_T, A_p .

Значения поля в плоскостях C, B, A определены формулами

$$\begin{aligned}\bar{E}_C^2 &= 2J_e [\beta\sqrt{\bar{\Phi}_B} + C], \\ \bar{E}_B^2 &= 2J_e [\sqrt{\bar{\Phi}_B}(1 + \tilde{\mu}_A\bar{\Phi}_B) + C], \\ \bar{E}_A^2 &= 2J_e [\sqrt{1 + \tilde{\mu}_A} + C].\end{aligned}\quad (31)$$

Неявное решение $z = z(\varphi)$, записанное при $z = z_B$ и $z = 1$, приводит к соотношениям

$$\begin{aligned}z_B\sqrt{2J_e\sqrt{2}} &= \\ &= \int_0^{\bar{\Phi}_B} [\sqrt{t(1 + \mu_A t)} + \beta\sqrt{\bar{\Phi}_B - t} + C]^{-1/2} dt \equiv \bar{I}_1, \\ (1 - z_B)\sqrt{2J_e\sqrt{2}} &= \int_{\bar{\Phi}_B}^1 [\sqrt{t(1 + \mu_A t)} + C]^{-1/2} dt \equiv \bar{I}_2.\end{aligned}\quad (32)$$

При заданных значениях J_e, Φ_A, Φ_B для вычисления константы C служит уравнение

$$\sqrt{2J_e\sqrt{2}} = \bar{I}_1 + \bar{I}_2. \quad (33)$$

Плоскость отражения после этого определяется формулой

$$\bar{z}_B = \frac{\bar{I}_1}{\bar{I}_1 + \bar{I}_2}. \quad (34)$$

Ограничимся рассмотрением случая нерелятивистских скоростей в униполярном диоде с ионным фонтаном. Интегралы $\bar{I}_1, \bar{I}_2$ из (32) принимают вид

$$\begin{aligned}\bar{I}_1 &= \int_0^{\bar{\Phi}_B} [\sqrt{t} + \beta\sqrt{\bar{\Phi}_B - t} + C]^{-1/2} dt, \\ \bar{I}_2 &= \int_{\bar{\Phi}_B}^1 (\sqrt{t} + C)^{-1/2} dt = \\ &= \frac{4}{3} \left[(1 - 2C)\sqrt{1 + C} - (\sqrt{\bar{\Phi}_B} - 2C)\sqrt{\bar{\Phi}_B + C} \right].\end{aligned}\quad (35)$$

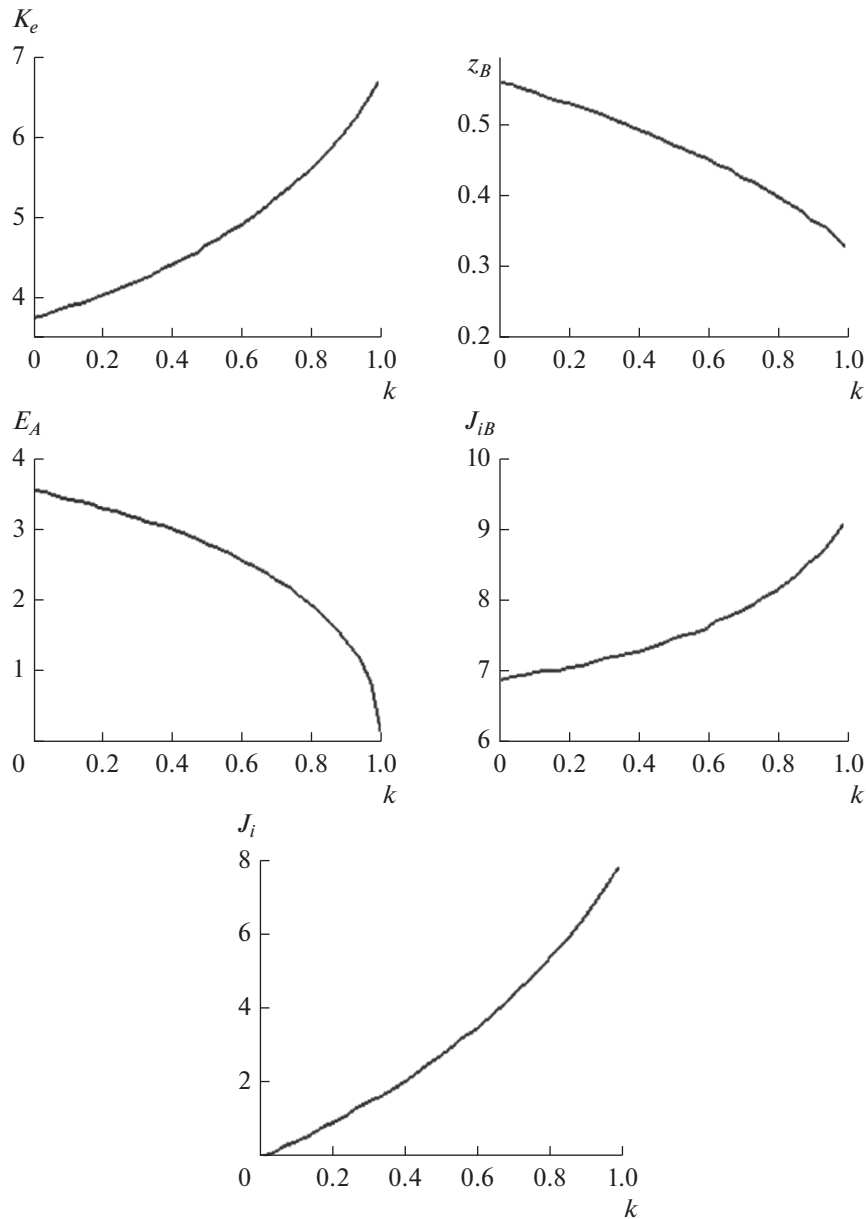


Рис. 5. Параметры релятивистского биполярного диода с ионным фонтаном в режиме B_p, A_T ($\Phi_A = 2$).

Из формул (31) следует связь параметров E_C и E_B :

$$\bar{E}_C^2 = 2J_e\sqrt{\bar{\Phi}_B}(\beta - 1) + \bar{E}_B^2. \quad (36)$$

При $\beta \rightarrow 1$ (возрастание тока фонтана) напряженности поля сравниваются

$$\bar{E}_C = \bar{E}_B. \quad (37)$$

Если $\beta < 1$, то значение E_B не может обращаться в нуль, причем поле

$$\bar{E}_B^2 = 2J_e\sqrt{\bar{\Phi}_B}(1 - \beta) \quad (38)$$

обеспечивает режим C_p на катоде. При $\beta > 1$ невозможна эмиссия, ограниченная пространственным зарядом.

Для демонстрации нескольких численных примеров выберем плотность электронного тока, равную $1/4 J_0$ из (11):

$$\sqrt{2J_0} = \frac{2\sqrt[4]{8}}{3}, \quad \sqrt{2J_e} = \frac{\sqrt[4]{8}}{3}. \quad (39)$$

Примем значение $\bar{\Phi}_B = 0.55$, соответствующее максимальному коэффициенту усиления в варианте C_p, B_p ($K_e = 7.83, z_B = 0.32$). Результаты ре-

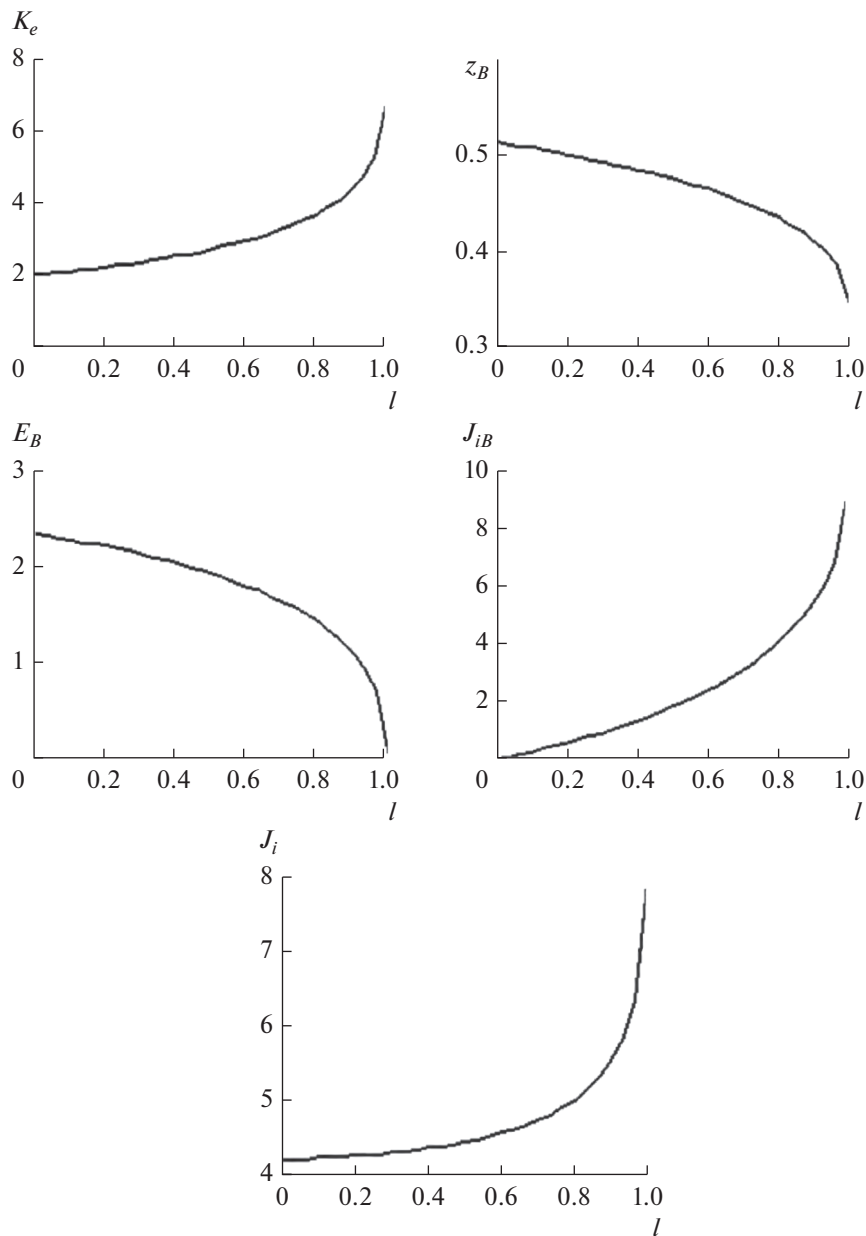


Рис. 6. Параметры релятивистского биполярного диода с ионным фонтаном в режиме B_T , A_p ($\Phi_A = 2$).

Таблица 1. Параметры униполярного нерелятивистского диода с ионным фонтаном и эмиссией электронов в T -режиме

β	C	E_C	E_B	E_A	$\bar{z}_B$
0	1.603	0.844	—	1.076	—
0.5	1.452	1.059	0.987	1.044	0.558
1	1.317	0.957	0.957	1.015	0.544
3	0.885	1.175	0.850	0.915	0.491
5	0.604	1.383	0.773	0.844	0.445
10	0.242	1.845	0.661	0.742	0.361

шения уравнения (33) для нескольких значений параметра β и величины напряженности электрического поля на электродах приведены в табл. 1, причем $\beta = 0$ соответствует униполярному диоду с тем же током J_e , но без фонтана. Из данных табл. 1 видно, что возрастание тока фонтана при $\beta \leq 1$ способствует выравниванию градиентов: в случае $\beta = 1$ вариация поля составляет 6% с превышением значения E для плоского конденсатора на 2%: в униполярном диоде ($\beta = 0$) поле изменяется на 22%. При $\beta > 1$ возрастает поле на катоде, в 1.8 раза для $\beta = 10$ превышая сред-

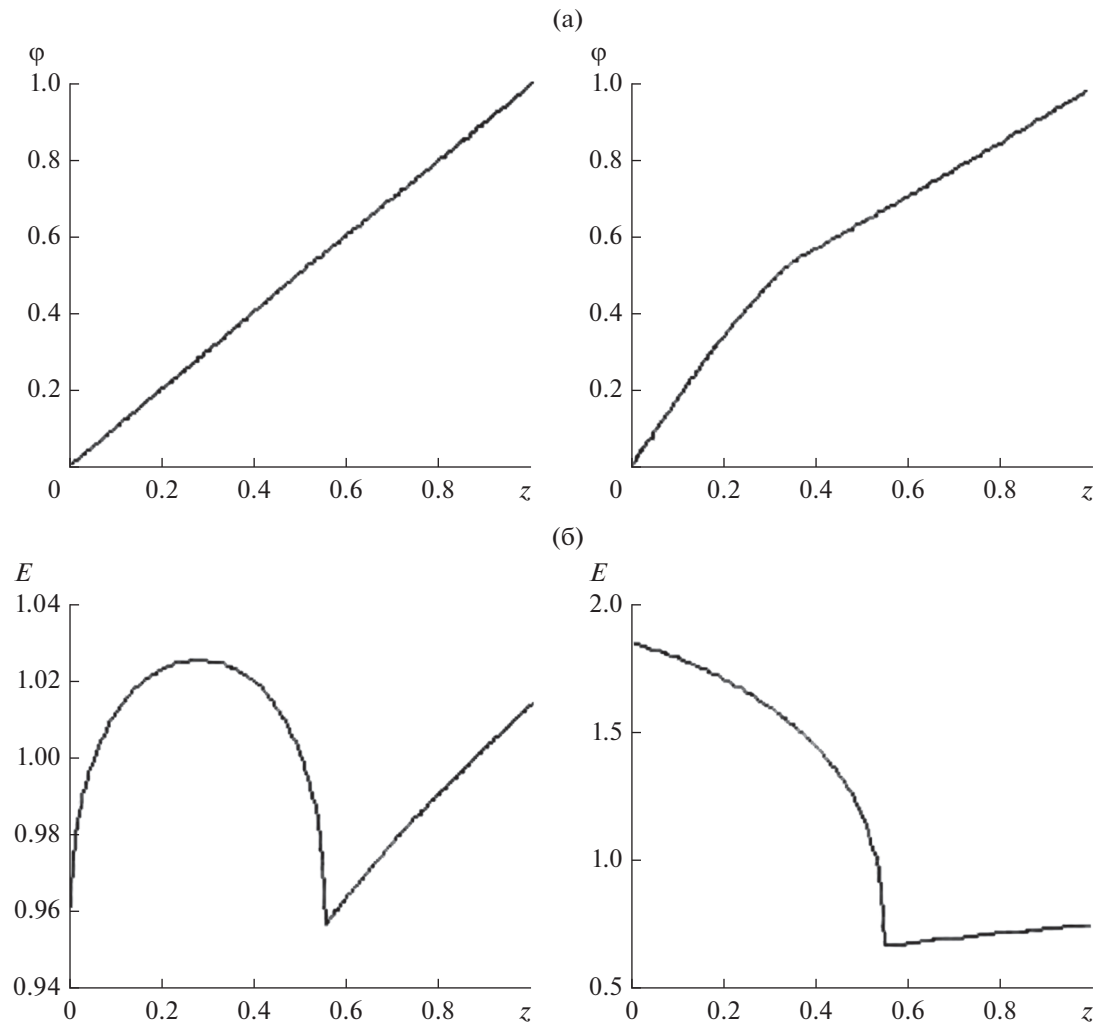


Рис. 7. Параметры нерелятивистского униполярного диода с ионным фонтаном при эмиссии электронов, ограниченной температурой, при $\beta = 1$ (слева) и $\beta = 10$ (справа): а – распределение потенциала; б – распределение поля.

нее значение в интервале $z_B \leq z \leq 1$. Характер изменения потенциала и поля при $\beta = 1, 10$ отражает рис. 7.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При выходе на режим с максимальным коэффициентом усиления электронного тока в униполярном и биполярном диодах с ионным фонтаном, инжектируемым из-за катода, допустимо существование спектра стационарных состояний, характеризующихся меньшими значениями тока фонтана и ненулевым электрическим полем в плоскости отражения. Этот спектр в определенном смысле описывает эволюцию системы при достижении ионным источником максимального тока, или соответствует случаю его недостаточной мощности. Катод и плоскость отражения ионов в униполярном диоде, а также и анод в би-

полярном варианте работают в режиме ограничения тока пространственным зарядом, в то время как поле в плоскости отражения постепенно достигает нулевого значения.

Для катода, эмиссия с которого ограничена температурой, в униполярном диоде возможны режимы с током фонтана J_{iB} , превышающим ток, соответствующий р-режиму на упомянутых электродах. При умеренных значениях J_{iB} ($\beta \geq 1$) имеет место почти линейное распределение потенциала на большей части промежутка. Дальнейшее увеличение тока J_{iB} ($\beta = 10$) приводит к появлению вблизи катода области с высокими значениями напряженности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Langmuir I. // Phys. Rev. 1929. V. 33. № 6. P. 954.
2. Howes W.L. // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. № 6. P. 2039.

3. *Вашковский А.В., Завьялов М.А., Сыровой В.А.* // РЭ. 1999. Т. 44. № 4. С. 485.
4. *Акимов П.И., Богословская А.Б.* // Прикл. физика. 2002. № 4. С. 90.
5. *Астрелин В.Т., Карпов И.В.* // Плазменная эмиссионная электроника / Под ред. А.П. Семенова. Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 2012. С. 74.
6. *Григорьев С.В., Астрелин В.Т., Кандауров И.В. и др.* // Плазменная эмиссионная электроника / Под ред. А.П. Семенова. Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 2012. С. 81.
7. *Белкин В.М., Завьялов М.А., Камунин А.А.* // РЭ. 1976. Т. 21. № 12. С. 2446.
8. *Завьялов М.А., Сыровой В.А.* // РЭ. 2016. Т. 61. № 4. С. 380.
9. *Бобров Ю.К., Быстров В.П., Рухадзе А.А.* // Краткие сообщения ФИАН по физике. 2005. № 7. Р. 23.
10. *Белкин В.М., Завьялов М.А., Сыровой В.А.* // РЭ. 2011. Т. 56. № 2. С. 212.
11. *Белкин В.М., Камунин А.А.* // РЭ. 1979. Т. 24. № 1. С. 142.
12. *Белкин В.М., Завьялов М.А., Сапронова Т.М., Сыровой В.А.* // РЭ. 2014. Т. 59. № 6. С. 593.
13. *Завьялов М.А., Стальков П.М., Сыровой В.А.* // РЭ. 2017. Т. 62. № 8. С. 799.
14. *Завьялов М.А., Сапронова Т.М., Сыровой В.А.* // РЭ. 2018. Т. 63. № 6. С. 597.
15. *Коваль Н.Н., Окс Е.М., Протасов Ю.С., Семашко Н.Н.* Эмиссионная электроника. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009.
16. *Завьялов М.А., Сапронова Т.М., Сыровой В.А.* // РЭ. 2018. Т. 63. № 6. С. 590.