

7. Официальный сайт компании ООО «Технокерам». 2013. URL: <http://www.rauschert.com.ua/products/high-temperature-ceramics.html> (дата обращения: 21.02.2013).
8. Сплавы для термопар: справочник / под ред. И.Л. Рогельберг, В.М. Бейлин. – М.: Металлургия, 1983. – 360 с.
9. Филиппов М.М., Бабушкин Ю.В., Грибенюков А.И. Проблемы управления процессом выращивания кристаллов методом Бриджмена. – Saarbrücken: Lambert Academic Publishing, 2012. – 174 с.
10. Официальный сайт COMSOL Multiphysics. 2013. URL: <http://www.comsol.com/> (дата обращения: 21.02.2013).
11. Киреев В.И., Пантелеев А.В. Численные методы в примерах и задачах. – М.: Высш. шк., 2004. – 480 с.

Поступила 01.04.2013 г.

УДК 519.63

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ПЛАЗМЕННЫХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ У КОЛЛЕКТОРА ТЕРМОЭМИССИОННОГО ДИОДА

В.П. Зимин

Томский политехнический университет
E-mail: zimmin@tpu.ru

Анализируется модель монотонных плазменных граничных условий у коллектора термоэмиссионного диода на плоскостях плотность плазмы–ионный ток, плотность плазмы–плотность энергии электронов и других. Классифицировано характерное поведение кривых граничных условий, исследованы их особенности изменения, в том числе в области поджига дугового режима.

Ключевые слова:

Граничные условия, краевая задача, метод фазовой плоскости, низкотемпературная плазма, термоэмиссионный диод.

Key words:

Boundary conditions, boundary value problem, method of phase plane, low-temperature plasma, thermionic diode.

Введение

В работе [1] обоснована необходимость и представлены результаты исследования граничных условий у эмиттера термоэмиссионного диода. Исследование модели граничных условий у коллектора также представляет интерес, который обусловлен в первую очередь процессами у коллектора, связанными с переходом диффузионного режима работы диода в дуговой [2–5]. Как и в [1], в данной работе анализируются области возможных решений граничных уравнений, используя методику анализа решений краевых задач на фазовых плоскостях, предложенную в [6–8].

В настоящей работе проведены аналитические и численные исследования модели монотонных граничных условий у коллектора. Выявлены её асимптотическое поведение, характерные изменения при вариации параметров термоэмиссионного диода и плазмы и поведение параметров плазмы при поджиге дугового разряда.

Модель монотонных плазменных граничных условий у коллектора и её анализ

Модель монотонных граничных условий (виртуальный электрод отсутствует) в слое у коллектора для плотности ионного J_{id} , электронного J_{ed} тока и плотности энергии электронов q_{ed} для тормозящего ($V_c \geq 0$) приэлектродного потенциального барьера записывается [6, 9]:

$$J_{ed} = [J_{red} + A_{ce} J_{ed}] \exp\left(-\frac{eV_c}{kT_{ed}}\right) - J_{ce}^{(E)}, \quad (1)$$

$$J_{id} = [J_{rid} + A_{ci} J_{id}] - J_{ci}^{(E)} \exp\left(-\frac{eV_c}{kT_d}\right), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \left(1 - A_{ce} \exp\left(-\frac{eV_c}{kT_{ed}}\right)\right) q_{ed} = \\ & = J_{red} \exp\left(-\frac{eV_c}{kT_{ed}}\right) \left[\frac{2kT_{ed}}{e} + V_c\right] - \\ & - J_{ce}^{(E)} \left[\frac{2kT_c}{e} + V_c\right], \end{aligned} \quad (3)$$

и для ускоряющего ($V_c \leq 0$) приэлектродного потенциального барьера:

$$J_{ed} = [J_{red} + A_{ce} J_{ed}] - J_{ce}^{(0)} \exp\left(\frac{eV_c}{kT_{ec}}\right), \quad (4)$$

$$J_{id} = [J_{rid} + A_{ci} J_{id}] \exp\left(\frac{eV_c}{kT_d}\right) - J_{ci}^{(0)}, \quad (5)$$

$$(1 - A_{ce}) q_{ed} = J_{red} \frac{2kT_{ed}}{e} - J_{ce}^{(0)} \exp\left(\frac{eV_c}{kT_{ec}}\right) \frac{2kT_c}{e}, \quad (6)$$

$$J = J_{ed} + J_{id}, \quad (7)$$

где $J_{red} = \gamma_{ce} n_d \bar{v}_e(T_{ed})$, $J_{rid} = \gamma_{ci} n_d \bar{v}_i(T_d)$ – плотности хаотического тока электронов и ионов из плазмы на коллектор; e – заряд электрона; γ_{ce} , A_{ce} , γ_{ci} , A_{ci} – коэффициенты пропорциональности для хаотического

го тока и анизотропии потоков заряженных частиц и энергии; n_d – плотность плазмы у коллектора; $\bar{v}_e(T_{ed}) = \sqrt{(8kT_{ed})/(\pi m_e)}$, $\bar{v}_i(T_d) = \sqrt{(8kT_d)/(\pi m_i)}$ – тепловые скорости заряженных частиц; k – постоянная Больцмана; m_e, m_i – массы заряженных частиц; J – плотность тока диода; $J_{Ce}^{(E)}, J_{Ci}^{(E)}$ – эмиссионные электронный и ионный токи с учетом нормального эффекта Шоттки [4]; T_{ed}, T_d – температуры электронов плазмы и ионов (атомов) цезия; T_{ec} – температура электронов коллектора; T_c – температура коллектора. Хорошим приближением считается $T_d = T_{ec} = T_c$ [1, 2]. Нижний индекс « d » означает, что значения параметров плазмы берутся у коллектора для пространственной переменной $x=d$, d – межэлектродное расстояние. Эмиссионные электронный и ионный токи коллектора для напряженности электрического поля у коллектора $E=0$ определяются как

$$J_{Ce}^{(0)} = AT_c^2 \exp(-F_c / kT_c),$$

$$J_{Ci}^{(0)} = \frac{eg_i n_{ad} \bar{v}_i(T_d)}{4g_a} [\exp(-(V_i - F_c) / kT_c)],$$

$$\beta_c = \frac{J_{Ci}^{(0)}}{J_{Ce}^{(0)}} \sqrt{\frac{\bar{v}_e(T_c)}{\bar{v}_i(T_c)}},$$

где g_a, g_i – статистические веса атома и иона цезия; F_c – работа выхода электрода в парах цезия; $V_i = 3,89$ эВ – энергия ионизации цезия; $A = 120,2$ А/(К²см²) – теоретическая эмиссионная постоянная; β_c – параметр компенсации заряда у коллектора.

Плотность атомов n_{ad} цезия для слабоионизованной плазмы определяется из уравнения состояния у коллектора

$$kT_d n_{ad} = p_{Cs},$$

где p_{Cs} – давление насыщенных паров в резервуаре с цезием.

Из равенства плотности энергии электронов в плазме у коллектора

$$q_{ed} = -\lambda_{ed} \left. \frac{dT_e}{dx} \right|_{x=d} + \beta_{ed} J_{ed} \frac{kT_{ed}}{e}$$

и плотности энергии электронов через слой у коллектора (3) или (6) получим выражение для пространственной производной температуры электронов плазмы у коллектора

$$\left. \frac{dT_{ed}}{dx} \right|_{x=d} \equiv \left. \frac{dT_e}{dx} \right|_{x=d} = \frac{-q_{ed} + \beta_{ed} J_{ed} kT_{ed} / e}{\lambda_{ed}}, \quad (8)$$

где λ_{ed} – коэффициент теплопроводности электронного газа и множитель β_{ed} , определенные в [2].

Для аналитических исследований модели (1)–(8) выполним ряд преобразований и получим несколько соотношений для параметров диода и параметров плазмы у коллектора. Каждая пара граничных условий (1)–(2) и (4)–(5), с учетом (7), преобразуется следующим образом. Выражается из уравнения баланса для электронного тока, например из (1), экспонента и подставляется в уравнение

(2) баланса для ионного тока и учитывается выражение для J . Окончательно получаем уравнения

$$g_1(n_d, J_{id}) \equiv (1 - A_{Ci}) J_{id} - J_{rid} + J_{Ci}^{(E)} \left[\frac{J_{Ce}^{(E)} + (J + J_{id})}{A_{Ce}(J + J_{id}) + J_{red}} \right]^{T_{ed}/T_d} = 0, \quad (9)$$

$$g_2(n_d, J_{id}) \equiv J_{id} + J_{Ci}^{(0)} - [J_{rid} + A_{Ci} J_{id}] \times \left[\frac{J_{red} + (1 - A_{Ce})(J + J_{id})}{J_{Ce}^{(0)}} \right]^{T_{ec}/T_d} = 0. \quad (10)$$

При фиксированных параметрах диода T_c, F_c, p_{Cs} , J и фиксированных параметрах плазмы T_{ed}, T_{ec}, T_d получили функции (9) и (10), которые в неявном виде задают связь между плотностью плазмы и ионным током и позволяют изучить поведения этих функций и их представление на плоскости (n, J_i) .

Уравнения (9) и (10) имеют точку сшивки ($V_c=0$) с координатами

$$n_d^0 = \frac{\left[(1 - A_{Ci}) J_{Ce}^{(0)} - (1 - A_{Ce}) J_{Ci}^{(0)} + (1 - A_{Ci})(1 - A_{Ce}) J \right]}{(1 - A_{Ci}) \gamma_{Ce} e \bar{v}_e(T_{ed}) - (1 - A_{Ce}) \gamma_{Ci} e \bar{v}_i(T_d)}, \quad (11)$$

$$J_{id}^0 = \frac{\gamma_{Ci} e n_d^0 \bar{v}_i(T_d) - J_{Ci}^{(0)}}{1 - A_{Ci}}. \quad (12)$$

Подставляя (11), (12) в (6) и (8), используя (4) при $V_c=0$, получим выражения для ординат точек сшивки для плоскостей (T_e, q_e) и $(T_e, dT_e/dx)$

$$q_{ed}^0 = \frac{J_{red}^0 \left(\frac{kT_{ed}}{e} - \frac{kT_c}{e} \right) + (1 - A_{Ce})(J + J_{id}^0) \frac{kT_c}{e}}{1 - A_{Ce}}, \quad (13)$$

$$\left. \frac{dT_{ed}}{dx} \right|_{x=d} = \frac{-q_{ed}^0 + \beta_{ed}^0 (J + J_{id}^0) kT_{ed} / e}{\lambda_{ed}^0}. \quad (14)$$

Каждая из функций $g = \{g_1=0, g_2=0\}$ имеет ограниченную область определения: $g_1(n_d, J_{id})=0 - \{n \geq n_d^0, J_{id} \geq J_{id}^0\}$; $g_2(n_d, J_{id})=0 - \{n \leq n_d^0, J_{id} \leq J_{id}^0\}$. Кроме этого, на область определения функций накладывается физическое ограничение $n_d > 0$.

Анализ уравнений (9) и (10) позволяет выявить особенности асимптотического поведения кривых граничных уравнений для различной полярности V_c . При больших значениях $V_c > 0$ ионный ток J_{id} , согласно (9), стремится к асимптоте

$$J_{idass1} = \frac{J_{rid}}{(1 - A_{Ci})}, \quad (15)$$

вследствие этого имеется ограничение на величину V_c .

Подставляя выражение (15) в выражение для ускоряющего потенциального барьера, полученного из (1)

$$V_c = \frac{kT_{ed}}{e} \ln \left(\frac{J_{red} + A_{Ce}(J + J_{id})}{J_{Ce}^{(E)} + (J + J_{id})} \right)$$

и выполняя предельный переход $n_d \rightarrow \infty$, получим предельное значение

$$V_{C \text{ lim}} = \frac{kT_{ed}}{e} \ln \left(\frac{(1 - A_{Ci}) \gamma_{Ce} \bar{v}_e(T_{ed})}{\gamma_{Ci} \bar{v}_i(T_d)} + A_{Ce} \right). \quad (16)$$

При больших значениях $V_c < 0$ плотность ионного тока J_{i0} , согласно (10)

$$J_{idass2} = -J_{Ci}^{(0)}. \quad (17)$$

Так как $J_i - dn/dx$, то асимптотическая зависимость (15) представляет собой граничное условие III рода, (17) – граничное условие II рода, а в промежуточных точках кривой $g = \{g_1=0, g_2=0\}$ – суперпозицию всех трех родов.

Покажем, что в модели (1)–(8) имеется дополнительное ограничение области определения кривой $g_2=0$ и особенность для V_c . Преобразуя (4) с учетом (7), получим формулу для тормозящего приэлектродного барьера ($V_c \leq 0$)

$$V_c = \frac{kT_{ec}}{e} \ln \left[\frac{\gamma_{Ce} en_d \bar{v}_e(T_{ed}) - (1 - A_{Ce})(J + J_{id})}{J_{Ce}^{(0)}} \right]. \quad (18)$$

Так как знаменатель логарифма в (18) должен быть положительной величиной, то выражение для области ограничения параметров плазмы у коллектора на плоскости (n, J_i) запишется как

$$\gamma_{Ce} e \bar{v}_e(T_{ed}) n_d - (1 - A_{Ce}) J_{id} - (1 - A_{Ce}) J > 0. \quad (19)$$

Приравнивая правую часть неравенства (19) к нулю, получим выражение для границы области ограничения

$$\gamma_{Ce} e \bar{v}_e(T_{ed}) n_d^b - (1 - A_{Ce}) J_{id}^b - (1 - A_{Ce}) J = 0, \quad (20)$$

где n_d^b, J_{id}^b – абсцисса и ордината линии границы области ограничения. Совместный анализ уравнений (4), (5), (10) и (20), учитывая (18), показал, что при приближении точки, находящейся на $g_2(n_d, J_{id})=0$, к точке на прямой (20) с координатами

$$n_{db} = \frac{(1 - A_{Ce})(J + J_{idb})}{\gamma_{Ce} e v_e(T_{ed})}, \quad (21)$$

$$J_{idb} = -J_{Ci}^{(0)}, \quad (22)$$

потенциальный барьер у коллектора $V_c \rightarrow -\infty$.

Для получения точек кривой $g = \{g_1=0, g_2=0\}$ и затем вычисления выражений (3), (6), (8), необходимо выполнять численные расчеты. Задаются T_{ed}, T_d и V_c , с учетом (16), при фиксированных параметрах диода T_c, F_c, p_{cs}, J , тогда любая точка кривой $g = \{g_1=0, g_2=0\}$ из области её определения вычисляется путем решения системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно n_d и J_{id}

$$\begin{cases} a_{11}^{Cj} n_d + a_{12}^{Cj} J_{id} = b_1^{Cj} \\ a_{21}^{Cj} n_d + a_{22}^{Cj} J_{id} = b_2^{Cj} \end{cases}, \quad j = 1, 2, \quad (23)$$

где

для $j=1, V_c \geq 0$,

$$a_{11}^{C1} = \gamma_{Ce} e \bar{v}_e(T_{ed}) \exp \left(-\frac{eV_c}{kT_{ed}} \right),$$

$$a_{12}^{C1} = A_{Ce} \exp \left(-\frac{eV_c}{kT_{ed}} \right) - 1,$$

$$b_1^{E1} = J + J_{Ce}^{(E)} - A_{Ce} J \exp \left(-\frac{eV_c}{kT_{ed}} \right),$$

$$a_{21}^{C1} = \gamma_{Ci} e \bar{v}_i(T_d), \quad a_{22}^{C1} = A_{Ci} - 1,$$

$$b_2^{C1} = J_{Ci}^{(E)} \exp \left(-\frac{eV_c}{kT_d} \right),$$

для $j=2, V_c \leq 0$,

$$a_{11}^{C2} = \gamma_{Ce} e \bar{v}_e(T_{d0}), \quad a_{12}^{C2} = A_{Ce} - 1,$$

$$b_1^{C2} = J - J_{Ce}^{(0)} \exp \left(\frac{eV_{EC}}{kT_{ec}} \right) - A_{Ce} J,$$

$$a_{21}^{C2} = \gamma_{Ci} e \bar{v}_i(T_d) \exp \left(\frac{eV_c}{kT_d} \right),$$

$$a_{22}^{C2} = A_{Ci} \exp \left(\frac{eV_c}{kT_d} \right) - 1, \quad b_2^{C2} = J_{Ci}^{(0)}.$$

Контроль решения СЛАУ (23) осуществлялся по невязке функций $g = \{g_1=0, g_2=0\}$. Для учёта эффекта Шоттки организовывался итерационный цикл, окончание которого происходило при достижении заданной относительной погрешности $|\Delta J_{Ce}^{(E)}|/J_{Ce}^{(E)}$.

Результаты численных исследований и их обсуждение

На рис. 1 представлены характерные кривые граничных условий $g = \{g_1=0, g_2=0\}$ у коллектора для различных работ выхода. Сплошными кружками на кривых обозначены точки шивки с координатами (11), (12), находящиеся в первом квадранте. Пунктирной линией обозначена граница области ограничения параметров плазмы у коллектора (20). С увеличением F_c плотность эмиссионного электронного тока $J_{Ce}^{(0)}$ уменьшается ($A/\text{см}^2$): 1,04, 0,33, 0,032, а параметр компенсации β_c увеличивается: $1,05 \cdot 10^{-8}$, $1,07 \cdot 10^{-7}$, $1,11 \cdot 10^{-5}$. Для всех кривых реализуется режим недокомпенсации $\beta_c \ll 1$. Кривые $g_1=0$ практически полностью совпадают с асимптотой (15).

Каждая из кривых $g_2=0$ представляет собой, согласно (10), линию, подобную ветви параболы, большая часть которой находится в первом квадранте. Основные изменения кривой происходят при изменении V_c в диапазоне $[-kT_{ed}/e, 0]$. В области $V_c < -2$ В она приближается сверху к асимптоте (17). При малых β_c и уменьшении $J_{Ce}^{(0)}$ парабола вырождается в прямую.

В некоторых работах, например [2, 4], для анализа параметров плазмы используется модель неэ-

миттирующего коллектора $J_{C_e}^{(0)}=J_{C_i}^{(0)}=0$. В этом случае, как и для малых значений β_C и $J_{C_e}^{(0)}$, в точке сшивки производная dJ_i/dn терпит существенный разрыв, который отражается на вольтамперной характеристике диода. Кривая $g_2=0$ совпадает с прямой (20) (рис. 1, пунктир) и находится полностью в первом квадранте. Координаты точки, в которой $V_C=\infty$, вычисляются по (21), (22) при $J_{C_i}^{(0)}=0$. При анализе данного приближения математических трудностей, связанных с областью ограничения параметров, плазмы у коллектора, не возникает, т. к. V_C вычисляется не из (18), а из уравнения (5)

$$V_C = \frac{kT_d}{e} \ln \left[\frac{\gamma_{C_i} n_d \bar{v}_i(T_d) + A_{C_i} J_{id}}{J_{id}} \right].$$

В случае значительных перекомпенсаций $\beta_C \gg 1$ (рис. 2) поведение кривых $g=\{g_1=0, g_2=0\}$ существенно изменяется. Точки сшивки лежат в четвертом квадранте и кривые $g_1=0$ значительно отклоняются от асимптоты (15). Поведение каждой из кривых $g_2=0$ рис. 2 во многом похоже на поведение кривых рис. 1 за исключением того, что приближение к асимптоте снизу и область выхода к ней менее выражена. При увеличении T_{ed} отчетливо видно движение границы области ограничения параметров плазмы у коллектора вправо по оси *ол*. Поведение кривых $g=\{g_1=0, g_2=0\}$ рис. 2 практически совпадает с поведением соответствующих кривых для эмиттера при больших значениях перекомпенсации β_E [1], за исключением наличия области ограничения параметров плазмы. Переход от характерного вида кривых $g=\{g_1=0, g_2=0\}$ рис. 1 к виду кривых рис. 2 происходит при сочетании параметров диода и плазмы, для которых $J_{id}^{(0)} \approx -J_C^{(0)}$.

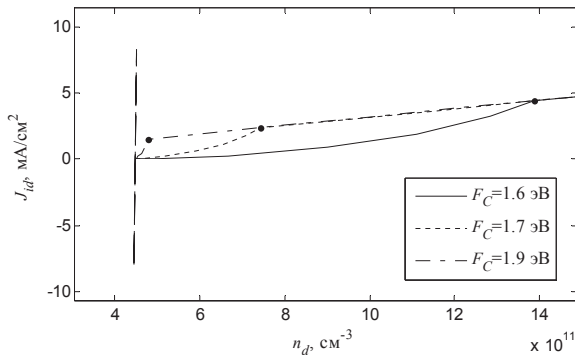


Рис. 1. Зависимости плотности ионного тока от плотности плазмы в оболочке у коллектора для параметров диода: $T_c=1000$ К, $p_{cs}=1$ мм рт. ст., $J=1$ А/см² и плазмы: $T_{ed}=2000$ К, $V_c \in [-5, 0; +0, 25]$

Малые изменения n_d и J_{id} в окрестности точки (n_{db}, J_{idb}) функции $g_2=0$ приводят к существенным изменениям V_C . Например, вариация V_C в диапазоне $[-5, 0; -2, 0]$ на 1 В приводит к вариации в 8–9 знаках после запятой нормализованных величин n_d, J_{id} , а для кривых рис. 1 – в 14–16 знаках. Такая подстройка параметров лабораторной плазмы и такие прецизионные измерения параметров плазмы у электрода невозможны. Распределения

плотности плазмы в межэлектродном зазоре для областей квазинасыщения вольтамперной характеристики диода и поджига разряда, полученные с помощью зондовых измерений [3], практически совпадают.

Точку (n_{db}, J_{idb}) , в связи с большой восприимчивостью [10], наличием ограничения (20), можно рассматривать как точку бифуркации, которая значительно влияет на нестационарные и критические плазменные процессы термоэмиссионного диода [2].

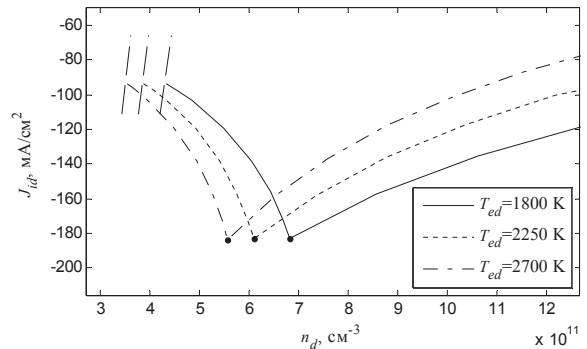


Рис. 2. Зависимости плотности ионного тока от плотности плазмы в оболочке у коллектора для параметров диода: $T_c=1800$ К, $F_c=3,25$ эВ, $p_{cs}=1$ мм рт. ст., $J_{C_e}^{(0)}=0,31$ А/см², $J=1$ А/см² и плазмы: $V_c \in [-5, 0; +0, 17]$, $\beta_C=147,42$

На рис. 3 показаны зависимости $q_{ed}=q_{ed}(n_d)$ и $dT_{ed}/dx=dT_{ed}/dx(n_d)$, построенные с помощью (3), (6)–(8) для данных рис. 1. Видно, что в области определения $g_2=0$ изменение $q_{ed}=q_{ed}(n_d)$ линейно, а для $g_1=0$ – почти линейно. Но при больших эмиссионных токах $J_{C_e}^{(0)}$ зависимость $q_{ed}=q_{ed}(n_d)$ имеет локальный минимум, т. е. в некотором диапазоне изменения n_d разным состояниям плазмы соответствует одинаковая плотность потока энергии электронов. Это обстоятельство отмечалось в [3]. На зависимостях $q_{ed}=q_{ed}(n_d)$, соответствующих кривым рис. 2, локальный минимум появляется при больших значениях T_{ed} . Сечение кривых, подобных кривым рис. 3, при фиксированных значениях n_d позволяют построить зависимости $q_{ed}=q_{ed}(T_{ed})$ и $dT_{ed}/dx=dT_{ed}/dx(T_{ed})$.

В связи с ограничением $V_C < V_{clim}$ имеется ограничение области определения кривой $g_1=0: n_d < n_{dmax}$, так же как и для эмиттерной оболочки [1].

В модели (1)–(8) плотность тока диода $J > 0$ не ограничивается эмиссионным током с коллектора $J_{C_e}^{(0)}$. При вариации J в большом диапазоне форма кривых $g=\{g_1=0, g_2=0\}$ сохраняет характерные особенности, описанные выше, для $J=1$ А/см² (рис. 1, 2).

Относительные изменения эмиссионных токов коллектора за счет нормального эффекта Шоттки практически аналогичны относительным изменениям эмиссионных токов эмиттера [1].

Анализ координат точек сшивки (11)–(12), а также (13)–(14), и их изменений при вариации параметров диода и плазмы является удобным способом оценки вида и изменения положения кривых

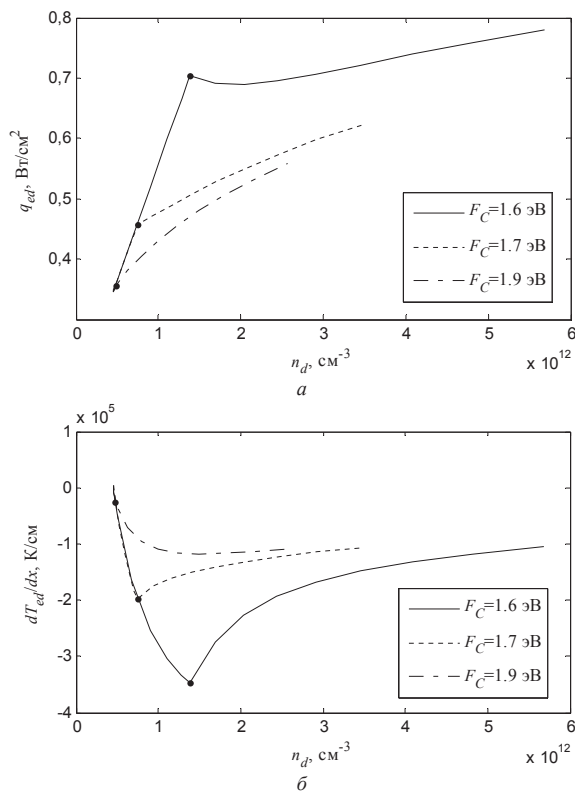


Рис. 3. Зависимости плотности потока энергии (а) и производной температуры электронов от плотности плазмы (б) в оболочке у коллектора для параметров диода: $T_c=1000$ К, $r_c=1$ мм рт. ст., $J=1$ А/см² и плазмы: $T_{ed}=2000$ К, $V_c \in [-5, 0; +0, 25]$

граничных условий у коллектора на фазовых плоскостях, подобных (n, J) . Такой анализ можно проводить подобно тому, как это сделано для модели эмиттерной оболочки [1]. Кроме указанных выше точек важную роль при анализе модели коллекторной оболочки играет граница области ограничения параметров плазмы у коллектора (20) и точка с координатами (n_{db}, J_{id}) , при приближении к которой значение V_c существенно возрастает. Небольшие погрешности вычисления функции $g_2(n_d, J_{id})=0$ в окрестности точки (n_{db}, J_{id}) приводят к неустойчивости вычислительного процесса и, как следствие, к скачкам на вольтамперной характеристике диода [6]. С физической точки зрения анализ поведения кривой $g_2=0$ вблизи прямой (20) важен для понимания процесса перехода из диффузионного в дуговой режим работы диода [5].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зимин В.П. Исследование особенностей плазменных граничных уравнений у эмиттера термоэмиссионного диода // Известия Томского политехнического университета. – 2013. – Т. 322. – № 2. – С. 11–15.
2. Стаханов И.П., Степанов А.С., Пащенко В.П. и др. Физические основы термоэмиссионного преобразования энергии. – М.: Атомиздат, 1973. – 374 с.
3. Бакшт Ф.Г., Дюжев Г.А., Марцинковский А.М. и др. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма / под ред. Б.Я. Мойжеса, Г.Е. Пнкуса. – М.: Наука, 1973. – 480 с.

Модели граничных условий у эмиттера и коллектора обладают симметрией при смене направления протекания плотности тока диода [2]. При замене J на $-J$ все особенности кривых граничных уравнений $f=\{f_1=0, f_2=0\}$, исследованные в [1], проявляются для кривых $g=\{g_1=0, g_2=0\}$, и наоборот.

Выводы

1. Аналитические и численные исследования модели монотонных плазменных граничных условий на плоскости плотность плазмы–ионный ток позволили выявить и исследовать область ограничения параметров плазмы у коллектора. При приближении кривой граничного условия к данной области значительно растет модельное значение скачка потенциала у коллектора. Пересечение границы этой области с кривой граничного условия является точкой бифуркации плазменных процессов термоэмиссионного диода. При приближении к этой точке требуется обеспечение прецизионных вычислений параметров плазмы. Анализ поведения кривой граничного условия в окрестности этой точки играет важную роль в понимании процесса поджига дуги.
2. Координаты точек сшивки граничных условий удобно использовать как для анализа типа кривой граничного уравнения у коллектора, так и для оценки влияния параметров диода и плазмы на их изменение. В области точки сшивки обнаружен резкий излом кривых коллекторных условий. Он характерен как для малых, так и для больших параметров компенсации, но особенно отчетливо проявляется при малых значениях электронного тока эмиссии коллектора.
3. Все выявленные характерные особенности зависимостей плотности ионного тока от плотности плазмы (асимптоты, переходные участки до асимптот) отображаются в поведении плотности энергии электронов и пространственной производной электронной температуры у коллектора от этой переменной. Зависимость плотности энергии электронов у коллектора от плотности плазмы для тормозящего приэлектродного потенциального барьера при больших значениях плотности эмиссионного тока электронов имеет экстремальный характер.

4. Стаханов И.П., Черковец В.Е. Физика термоэмиссионного преобразователя. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 208 с.
5. Зимин В.П. Моделирование поджига дугового разряда в термоэмиссионном преобразователе энергии // Физика низкотемпературной плазмы 2001: Матер. Всерос. науч. конф. – Петрозаводск, 7–10 июля, 2001. – Т. 2. – Петрозаводск: Изд-во ПИЗУ, 2001. – С. 79–82.
6. Зимин В.П. Алгоритм расчета вольтамперных характеристик термоэмиссионного преобразователя с постоянной температурой электронов / Ред. журн. «Известия вузов. Физика». – Томск, 1984. – № 7. – 36 с. – Деп. в ВИНТИ 21.03.1984, № 1571–84.

7. Зимин В.П. Изображение и анализ граничных условий для уравнения теплопроводности на фазовых плоскостях // Известия Томского политехнического университета. – 2011. – Т. 318. – № 4. – С. 29–33.
8. Зимин В.П. Развитие метода фазовой плоскости для анализа решений краевых задач // Известия Томского политехнического университета. – 2012. – Т. 321. – № 2. – С. 17–21.
9. McCandless R.J., Wilkins D.R., Derby S.L. Theory of thermionic converter volume phenomena // IEEE Conf. Record of 1969 Thermion. Convers. Spes. Conf. – Carmel, California (USA), Oct., 1969. – P. 163–169.
10. Руманов Э.Н. Критические явления вдали от равновесия // Успехи физических наук. – 2013. – Т. 183. – № 1. – С. 103–112.

Поступила 19.02.2013 г.

УДК 621.384.64:539.12.04

ЧАСТОТНЫЙ ЛИНЕЙНЫЙ ИНДУКЦИОННЫЙ УСКОРИТЕЛЬ С ДВУМЯ РАЗНОПОЛЯРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

А.И. Мащенко

Томский политехнический университет
E-mail: mashchenko@tpu.ru

Представлена электрическая схема частотного линейного индукционного ускорителя с магнитной коммутацией, формирующего на нагрузке последовательность двух разнополярных импульсов, отделенных друг от друга временным интервалом. Даны методика расчета элементов схемы и результаты расчета параметров выходных импульсов ускорителя при моделировании его работы на активную нагрузку. Полученные расчетные параметры выходных импульсов показывают принципиальную возможность прикладного использования таких ускорителей, например, в технологических процессах в области материаловедения.

Ключевые слова:

Линейный индукционный ускоритель, магнитный импульсный генератор, разнополярные импульсы напряжения, омическая нагрузка.

Key words:

Linear induction accelerator, magnetic pulsed generator, bipolar voltage pulse, ohmic load.

Введение

Линейные индукционные ускорители (ЛИУ) с магнитной коммутацией, разработанные в Физико-техническом институте ТПУ, используются в основном в качестве источников питания релятивистских СВЧ приборов [1]. Отсутствие в ЛИУ на магнитных элементах газоразрядных коммутаторов снимает принципиальные ограничения на частоту повторения импульсов. В продолжительном режиме работы эта частота ограничена тепловыми нагрузками на элементы ЛИУ, в первую очередь на сердечники магнитных коммутаторов (дросселей насыщения), а при кратковременном включении ускорителя в режиме пакета импульсов с еще меньшим периодом следования – частотными возможностями тиристорного зарядного устройства, т. е. временем восстановления тиристоры и временем заряда накопителя первичного источника питания [2]. Эффективность применения ЛИУ с магнитной коммутацией энергии в проводимых экспериментальных исследованиях обусловлена высокой стабильностью их выходных параметров, высокой частотой следования импульсов, достигающей нескольких килогерц, и практически неограниченным ресурсом работы. Такой ускоритель может работать в любом однополярном режиме: отрицательном, когда нагрузкой является, например, релятивистский магнетрон, или положительном – при работе на отражательный триод. Полярность рабочих импульсов ЛИУ может изменяться перестановкой клемм на выходе первичного источника питания.

С целью расширения функциональных возможностей ЛИУ на магнитных элементах, например, для их практического применения в технологических процессах в области материаловедения, необходимо создать устройство, способное сформировать на нагрузке два высоковольтных разнополярных импульса напряжения с временной задержкой между ними [3]. Решение данной задачи позволило бы в случае прикладного использования такой установки повысить ее производительность, эффективность и надежность, а также значительно упростить эксплуатацию.

В настоящей работе представлены схема, методика расчета параметров элементов и результаты моделирования работы ЛИУ с магнитной коммутацией энергии, способного формировать на нагрузке два разнополярных импульса, разделенных временным интервалом, при одном срабатывании первичного источника питания и с высокой частотой посылок двоек импульсов.

При разработке ускорителя с разнополярными импульсами за основу была принята схема построения действующего ЛИУ 0,4/6 [4].