

УДК 537.533

ФОРМИРОВАНИЕ БИПОЛЯРНОГО ЭЛЕКТРОННО-ИОННОГО ПОТОКА С СЕЧЕНИЕМ, БЛИЗКИМ К ПРЯМОУГОЛЬНОМУ

А. В. Вашковский, М. А. Завьялов, В. А. Сыровой
РГНЦ "Всероссийский электротехнический институт", Москва, Россия

Обсуждаются проблемы расчета и экспериментальной реализации биполярных потоков в связи с их приложениями к мощным приборам с плазменным анодом, термоэмиссионным или плазменным катодом. Рассчитаны формирующие электроды для биполярного пучка, представляющего собой фрагмент потока в плоском диоде с сечением, близким к прямоугольному.

Одна из характерных особенностей применения электронных пушек в технологии, плазменной электронике, в различных устройствах электрофизики состоит в том, что в них, с одной стороны, проявляется ряд "сопутствующих" ионно-плазменных эффектов, которые оказывают существенное влияние на работу электронно-оптических систем (ЭОС) и транспортировку пучка, а с другой — все шире целенаправленно используются плазменные явления для получения и формирования электронных пучков.

Проявление ионно-плазменных процессов в электронных пушках обусловлено обычным для технологических установок несовершенством вакуума, созданием систем с выпуском электронных пучков в среду с повышенным давлением, вплоть до атмосферного, а также генерацией плотной пучковой плазмы в пролетных каналах устройств плазменной электроники СВЧ за счет ионизации газа электронами пучка и развития коллективных пучково-плазменных взаимодействий. Ионно-плазменным процессам в электронных пучках и пушках посвящена монография [1].

Наличие плазмы в области анода вакуумного диода приводит к поступлению ионов в межэлектродный промежуток, частичной компенсации пространственного заряда электронов, перераспределению электрического поля и увеличению тока, пропускаемого диодом. Явления, характерные для биполярных диодов с плазменным анодом и встречным движением электронов и ионов, исследовались при работе электронных пушек как с термоэмиссионным, так и плазменным катодом при образовании анодной плазмы самим электронным пучком, а также в специально поставленных экспериментах на биполярных ЭОС с термокатодом и плазменным анодом, создаваемым с помощью автономных газоразрядных источ-

ников плазмы различных типов. Экспериментальные исследования показали возможность практической реализации высокоперевансных биполярных ЭОС пушек квазистационарного и стационарного режимов. Так, в работе [2] экспериментально реализована и исследована модель вакуумного сферического диода с термокатодом и плазменным анодом. Биполярные ЭОС, "настроенные" с помощью автономно управляемых источников плазмы, защищены от неустойчивых процессов интенсивного газовыделения в технологических камерах электронно-лучевой обработки материалов. Такие системы могут найти применение для устройств плазменной электроники с вводом электронного пучка в среду с повышенным давлением и его транспортировкой в плазменном канале гибридных электродинамических замедляющих структур [3, 4]. В подобных приборах плазменный анод является согласующим элементом между областью пучково-плазменного взаимодействия и областью формирования электронного пучка.

Создание анодно-плазменных биполярных ЭОС с термокатодом, нагреваемым равномерно распределенным по поверхности катода ионным потоком, приводит к значительному упрощению катодных узлов пушек, а также высоковольтных источников питания [1].

Биполярные потоки занимают промежуточное положение между чисто электронным пучком и многокомпонентной средой, в которой необходимо учитывать различные объемные процессы [5]. Однако это довольно сложный объект, с трудом поддающийся теоретическому анализу, о чем свидетельствуют известные в литературе решения, описывающие наиболее простые одномерные потоки в плоском, цилиндрическом и сферическом диодах [6—8]. Несмотря на то, что существование точных решений для двумерных течений (в том числе релятивистских) между наклоненными плоскостями и спиральными электродами отмечено в работах [9, 10], соответствующие системы обыкновенных дифференциальных уравнений до сих пор не проинтегрированы. Их решение сводится к краевой задаче с особыми точками на концах интервала, отвечающими условиям термоэмиссии, а при необходимости определения собственных чисел — согласованных значений плотностей электронного и ионного токов.

В настоящее время наиболее сложную многокомпонентную среду можно эффективно описывать лишь с помощью численных моделей [11], решение задач оптимизации для которых затруднительно по тем же причинам, что и в вакуумном случае для программ траекторного анализа. Целесообразно совместное использование подхода, изложенного в работе [11], и простой феноменологической теории неподвижного неоднородного ионного фона [12].

Описанная ситуация заставляет относиться с особой бережностью к тем немногим случаям, когда решение уравнений биполярного потока может быть дополнено расчетом формирующих электродов. Ниже подобная задача рассмотрена для почти прямоугольной вырезки из плоского биполярного диода. Интерес к такой геометрии вызван тем, что широкие пучки находят многочисленные приложения в системах накачки газовых лазеров, плазмохимических реакторов и т. д.

Распределение потенциала φ и плотности пространственного заряда ρ в плоском биполярном диоде описывается соотношениями [1]

$$z = \frac{3}{4\sqrt{k}} \int_0^{\varphi} \frac{d\varphi}{\sqrt{\varphi + \alpha(\sqrt{1-\varphi}-1)}}, \quad \rho = \frac{4}{9k} \frac{\sqrt{1-\varphi} - \alpha\sqrt{\varphi}}{\sqrt{\varphi(1-\varphi)}}. \quad (1)$$

Здесь k — коэффициент увеличения электронного тока;

$\alpha = (J_e \sqrt{m_i} / J_i \sqrt{m_e})$, где J, m — плотность тока эмиссии и масса частицы,

индексы относятся к электронам и ионам.

Значению $\alpha = 1$ соответствует эмиссия, ограниченная пространственным зарядом, когда межэлектродный промежуток $0 \leq z \leq 1$ разделен эквипотенциальной плоскостью $z = 0,5$ со значением $\varphi = 0,5$, причем распределение ρ , кривые φ и $1 - \varphi$ симметричны относительно этой плоскости (рис. 1).

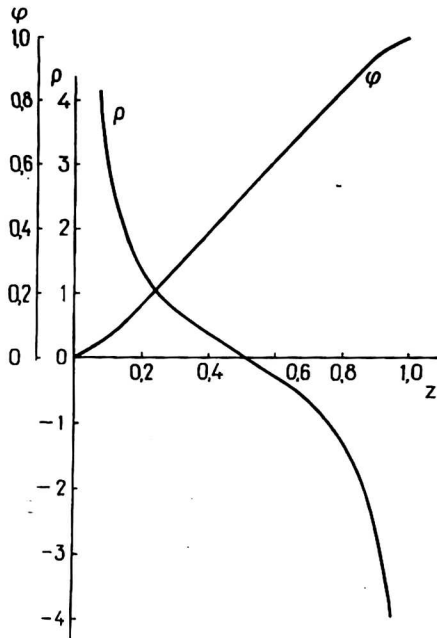


Рис. 1. Распределения потенциала и плотности пространственного заряда

Интеграл в (1) может быть выражен через эллиптические интегралы. Вблизи электродов для задания φ и ρ удобно использовать асимптотику [1]:

$$\begin{aligned} \varphi &= k^{2/3} z^{4/3} - \frac{1}{5} k z^2 + \frac{1}{700} k^{4/3} z^{8/3} - \frac{871}{31500} k^{5/3} z^{10/3} + \frac{12293}{3234000} k^2 z^4; \\ \rho &= \frac{4}{9} k^{2/3} z^{-2/3} - \frac{2}{5} k + \frac{2}{415} k^{4/3} z^{2/3} - \frac{871}{4050} k^{5/3} z^{4/3} + \frac{12293}{269500} k^2 z^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Решение ψ уравнения Лапласа с потенциалом (1) и нулевым нормальным полем на границе будем искать в виде

$$\psi = \varphi + \varepsilon^2 S, \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = \varepsilon, \quad (3)$$

где ε — геометрический малый параметр, формально характеризующий узость полосы, в которой строится решение внешней задачи. В результате для S имеем

$$\frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 S}{\partial y^2} = -\rho(z). \quad (4)$$

Контур пучка получается в результате разложения в ряд Лорана функции, осуществляющей конформное отображение внешности прямоугольника на внешность единичного круга при сохранении конечного числа членов ряда:

$$x+iy=c\left[1+\sum_{k=1}^n c_k t^{1-2k}\right], \quad t=e^{-v+iu}, \quad (5)$$

где u, v — криволинейные ортогональные координаты, в которых граница пучка описывается уравнением $v = 0$;

c, c_k — коэффициенты, зависящие от отношения a/b полюсей сечения.

На рис. 2 представлены кривые, аппроксимирующие квадрат и прямоугольники с отношением сторон 2 и 9. Видно, что вполне приемлемое приближение достигается при $a/b \sim 2$ тремя ($n = 2$) членами ряда, а при $a/b \sim 9$ — пятью ($n = 4$).

Переход к u, v в (4) приводит к уравнению:

$$\frac{\partial^2 S}{\partial u^2} + \frac{\partial^2 S}{\partial v^2} = -\rho(z)b^2(u, v), \quad (6)$$

где $b_1 = b_2 = b(u, v)$ — коэффициенты Ляме в системе u, v .

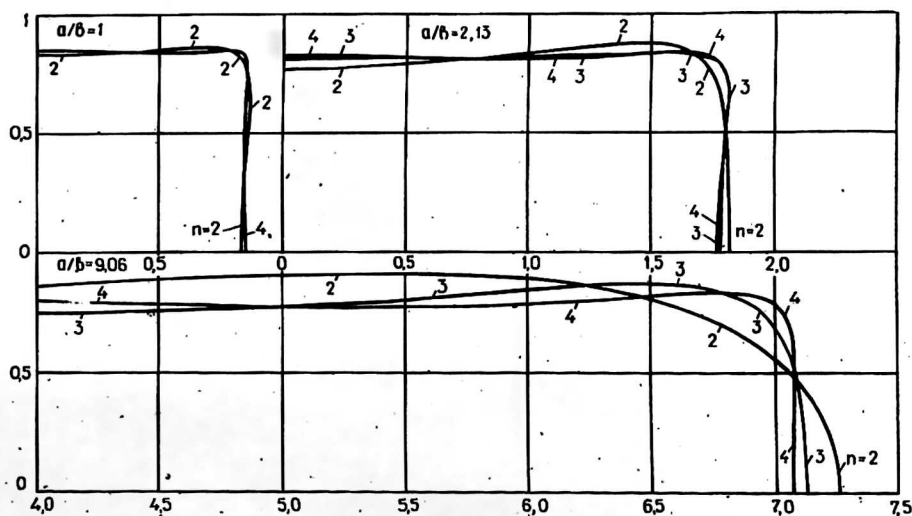


Рис. 2. Аппроксимация квадрата и прямоугольников с отношением стороны 2 и 9 (цифры соответствуют числу членов ряда)

Решение уравнения (6) при сформулированных выше условиях Коши на границе $v = 0$ потока из (5) выражается формулой

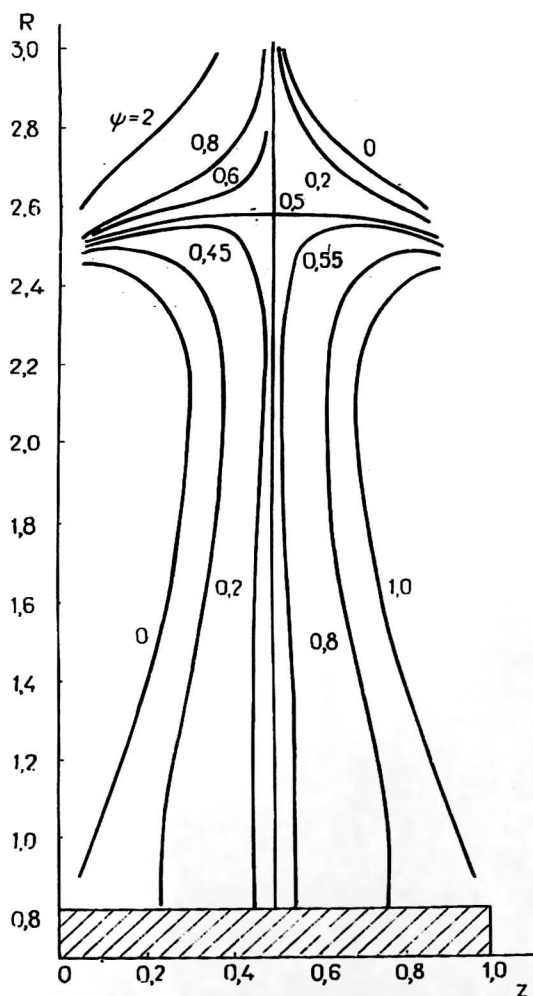
$$S = -\rho(z) \operatorname{Re} \int_0^v d\eta \int_0^{v-\eta} b^2(u+i\xi, \eta) d\xi. \quad (7)$$

Решение (7) для коэффициентов Ляме системы (5) может быть выписано в элементарных функциях [13].

Рис. 3, а — иллюстрирует результаты расчета эквипотенциальных поверхностей вне пучка; рис. 3, б — дает сечение, проходящее через середину стороны скругленного

квадрата; рис. 3, б — отвечает плоскости, проведенной через его диагональ; на рис. 3, в изображено поперечное сечение пространственной картины плоскостью $z = 0,25$ для скругленного прямоугольника с отношением сторон 2. Вблизи электродов картина эквипотенциалей напоминает случай электронного потока. Основное качественное отличие, иллюстрируемое рис. 3, а, б, состоит в наличии эквипотенциальной плоскости $z = 0,5$ с потенциалом $\psi = 0,5$.

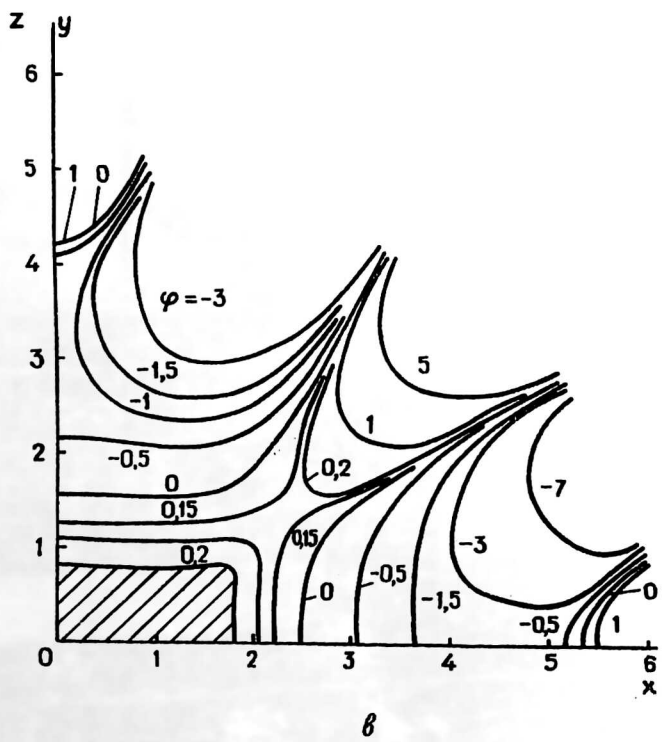
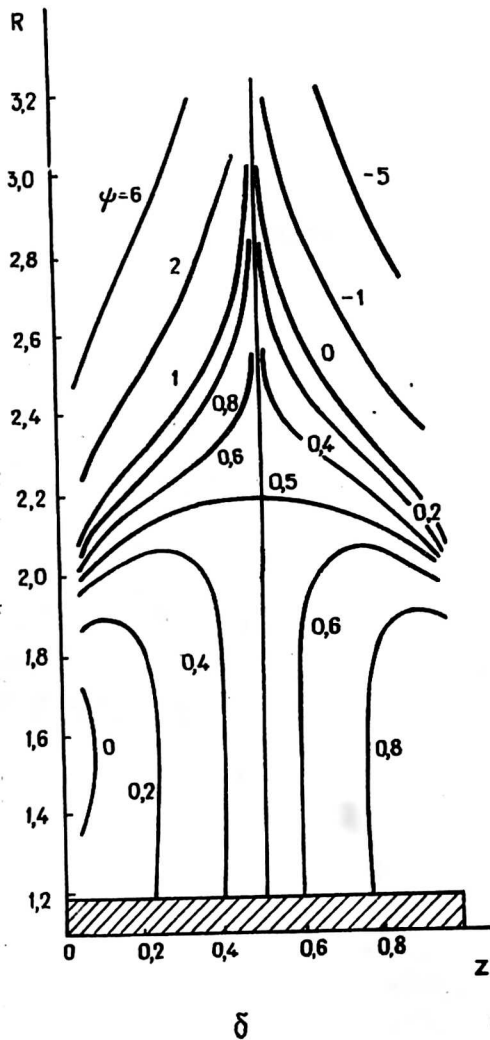
Для биполярного диода нельзя построить точное решение задачи формирования из-за усложнившейся по отношению к зависимости $\varphi = z^{4/3}$ структуры особенности на электродах. Известно [13], однако, что уточнения при параксиальном описании в основном требует прикатодная область. Решение в ней может быть получено в виде ряда, каждый из членов которого представляет собой точное решение [14] при условиях Коши, определяемых степенными слагаемыми в асимптотиках (2).



а

Рис. 3. Эквипотенциальные поверхности вне пучка:

- а — сечение, проходящее через середину стороны скругленного квадрата;
 б — плоскость, проведенная через диагональ квадрата;
 в — поперечное сечение пространственной картины плоскостью $Z = 0,25$ для скругленного прямоугольника с отношением сторон 2



Литература

1. Завьялов М. А., Крейнделъ Ю. Е., Новиков А. А., Шантурин Л. П. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. — М.: Энергоатомиздат, 1989.
2. Завьялов М. А., Камунин А. А., Переводчиков В. И. // ПЭ, 1975. Т. 20. № 7. С. 1466.
3. Zavjalov M. A., Mitin L. A., Perevodchikov V. I. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1994. V. 22. № 5. P. 600.
4. Батских Г. И., Гуреев К. Г., Завьялов М. А. и др. // ПЭ, 1993. Т. 38. № 9. С. 1681.
5. Лондер Я. И., Ульянов К. Н. // Теплофизика высоких температур, 1979. Т. 17. № 5. С. 949.
6. Langmuir I. // Phys. Rev. 1929. V. 33. № 5. P. 954.
7. Денегга А. I., Камунин А. А., Тимофеева Г. Г. // Proc. X. Inter. Conf. Phenom in Ionized Gases. Oxford, 1971.
8. Белкин В. М., Завьялов М. А., Камунин А. А. // ПЭ, 1976. Т. 21. № 12. С. 2646.
9. Сыровой В. А. // Журн. прикл. механики и техн. физики, 1963. № 3. С. 26.
10. Сыровой В. А. // Там же, 1965. № 5. С. 9.
11. Дзагуров Л. Ю., Коваленко Ю. А. // ПЭ, 1987. Т. 32. № 4. С. 847.
12. Неганова Л. А., Сыровой В. А. // Там же, 1992. Т. 37. № 12. С. 2275.
13. Сыровой В. А. // Там же, 1994. Т. 39. № 7. С. 1190.
14. Сыровой В. А. // Там же. № 6. С. 990.

BEAM-FORMATION ELECTRODES FOR ELECTRON-ION SPACE-CHARGE-FLOW WITH ALMOST RECTANGULAR CROSS-SECTION

A. V. Vashkovsky, M. A. Zavjalov, V. A. Syrovoy
RSPC All-Russia Electrotechnical Institute, Moscow, Russia

The problems of calculation and experimental realization of bipolar space-charge-flow are discussed in connection with their applications for powerful devices with plasma anode and plasma or thermoemission cathode. The beam formation electrodes are calculated for electron-ion beam with almost rectangular cross-section.