

УДК 537.533

ГЕОМЕТРИЗОВАННАЯ ТЕОРИЯ ВТОРОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ПРИ РАСЧЕТЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУШЕК С ЭКРАНИРОВАННЫМ КАТОДОМ

© 2024 г. Т. М. Сапронова, В. А. Сыровой

ВЭИ – филиал ФГУП "РФЯЦ – ВНИИТФ им. акад. Е.И. Забабахина",
ул. Красноказарменная, 12, Москва, 111250 Российская Федерация
E-mail: red@cplire.ru

Поступила в редакцию 13.04.2023 г.

После доработки 02.04.2023 г.

Принята к публикации 20.08.2023 г.

Обсуждаются алгоритм и результаты расчетов плотного электронного пучка с экранированного от магнитного поля катода при эмиссии в р-режиме на основе геометризованной теории второго приближения.

Ключевые слова: геометризованная теория, второе приближение, плотный электронный пучок

DOI: 10.31857/S0033849424090138, EDN: HJVCCM

ВВЕДЕНИЕ

Геометризованная теория основана на новой форме уравнений плотного пучка, записанных в заранее неизвестной системе криволинейных координат x^i , связанной с траекториями частиц (линии x^1) или трубками тока (поверхности $x^2 = \text{const}$). В общем случае релятивистских потоков и пучков с нерелятивистскими скоростями в произвольно ориентированном внешнем магнитном поле система x^i оказывается неортогональной. Помимо уравнений движения, в которых в результате упомянутых действий уменьшается число компонент скорости, и уравнений Максвелла система геометризованных уравнений включает условия эвклидовости пространства – шесть тождеств Ляме, представляющих собой нелинейные уравнения в частных производных второго порядка относительно элементов метрического тензора g_{ik} .

Геометризованный подход позволяет рассмотреть ряд задач, связанных с произвольной ориентацией магнитного поля на катоде, недоступных для классической параксиальной теории. Достаточно отметить, что задача об электронно-оптической системе гиротрона с узким электронным пучком не допускает применения параксиального формализма при эмиссии в р-режиме из-за невозможности выполнить условия эмиссии на катоде с наклоненным под острым углом магнитным полем.

Тестирование геометризованных моделей на эталонных точных решениях показало [1], что уже первое приближение имеет значительные

преимущества перед параксиальной теорией в тех задачах, где оба подхода могут быть применены.

Использование высших приближений геометризованной теории открывает возможность синтеза электронных пучков, выходящих из класса узких по своим геометрическим параметрам.

Теория геометризованных электронных пучков в общем виде сформулирована в монографиях [2, 3], обзорных работах [4, 5] и последующих публикациях [6–9], в которых сделан новый шаг по наполнению системы координат физическим смыслом: использование в качестве продольной координаты x^1 во всем поле течения потенциала электрического поля ϕ или потенциала W обобщенного импульса.

Цель работы – использование второго приближения для расчета электронно-оптической системы пушки с экранированным катодом.

1. УРАВНЕНИЯ ПЕРВОГО И ВТОРОГО ПРИБЛИЖЕНИЙ ДЛЯ СПЛОШНОГО ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ПУЧКА

Геометризованные уравнения двумерных пучков удалось представить [2, 3] в виде соотношения на искривленной трубке тока, которое имеет вид обыкновенного дифференциального уравнения второго порядка по координате x^1 относительно элемента g_{22} метрического тензора, в которое поперечная координата x^2 входит как параметр, и эволюционной системы. Последняя представляет

собой совокупность уравнений, выражающих первые производные по x^2 от геометрических и физических параметров потока через функции x^1 , известные на базовой трубке тока. Описанная декомпозиция исходной системы уравнений позволяет перейти на соседнюю трубку тока и тем самым сформировать тело пучка.

В отличие от параксиального подхода, связанного с пренебрежением рядом "малых членов", соотношение на трубке тока и эволюционная система эквивалентны исходным точным уравнениям пучка.

Высшие приближения теории получаются в результате дифференцирования подвергнутой декомпозиции системы уравнений нужное число раз по x^2 и исключении части возникающих производных по этой переменной при помощи эволюционной системы предыдущего приближения. Переход к сплошным осесимметричным потокам, уравнения модели для которых формулируются на оси z , требует раскрытия ряда неопределенностей, связанных с тем, что коэффициент Ляме h_3 , соответствующий азимуту, и главная кривизна трубки тока k_2 , отвечающая за осесимметричность, обращаются на оси симметрии в нуль и бесконечность:

$$h_3 = R, \quad k_2 = -\cos\theta/R; \quad 2\varphi = u^2, \quad E_v = 2k_1\varphi. \quad (1)$$

Здесь z, R – цилиндрические координаты, θ – угол наклона трубки тока к оси z ; k_1 – первая главная кривизна трубки тока; u, E_v – скорость и нормальное электрическое поле.

Рассмотрение нерелятивистских потоков при отсутствии магнитного поля можно проводить в ортогональных координатах x^1, x^2 с коэффициентами Ляме h_1, h_2 .

Выполнение намеченной программы приводит к следующему уравнению первого приближения на оси z :

$$h_{2,11} + \frac{1}{2}\bar{\varphi}_{,1}h_{2,1} + \frac{1}{4}\bar{\varphi}_{,11}h_2 = \frac{h_{20}^2 J}{2h_2 u^3}, \quad (2)$$

где J – плотность тока эмиссии. Для сокращенного обозначения частных производных принято правило

$$h_{2,1} \equiv \partial h_2 / \partial x^1, \quad \varphi_{,2} \equiv \partial \varphi / \partial x^2, \quad (3)$$

индекс нуль относит величину к катоду $x^1 = 0$, черта означает деление на φ : $\bar{\varphi}_{,11} \equiv \varphi_{,11} / \varphi$. Уравнение (2) и последующие соотношения записаны в нормировках, исключающих из уравнений пучка все физические постоянные используемой системы единиц.

Уравнение второго приближения для функции $h_{2,22}$ имеет вид [10]

$$\begin{aligned} & h_{2,2211} + \frac{1}{2}\bar{\varphi}_{,1}h_{2,221} + \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}\bar{\varphi}_{,11} + \frac{J}{h_2^2 u^3}\right)h_{2,22} = \\ & = \frac{3}{16}h_2^3\bar{\varphi}_{,1111} + \frac{7}{4}h_2^2h_{2,1}\bar{\varphi}_{,111} + \left(\frac{3}{8}h_2^2h_{2,11} + \frac{27}{8}h_2h_{2,1}^2\right)\bar{\varphi}_{,11} + \\ & + \frac{3}{4}h_{2,1}\left(h_2h_{2,11} + h_{2,1}^2\right)\bar{\varphi}_{,1} - \frac{1}{2}h_2h_{2,1}^2\bar{\varphi}_{,1}^2 - \frac{1}{4}h_2^2h_{2,1}\bar{\varphi}_{,1}\bar{\varphi}_{,11} - \\ & - \frac{17}{2}h_2h_{2,1}^2 - \frac{1}{2}h_{2,1}^2h_{2,11} + \frac{h_{20}^2 J}{h_2 u^3}\left(-\frac{3}{4}h_2h_{2,11} + \frac{1}{2}h_{2,1}^2 - \right. \\ & \left. - \frac{1}{4}k_{10}^2 + \frac{3}{16}h_2^2\bar{\varphi}_{,11} - \frac{9}{32}h_2^2\bar{\varphi}_{,1}^2 + \frac{9}{8}h_2h_{2,1}\bar{\varphi}_{,1} + \frac{3}{4}\bar{J}_{,22}\right). \quad (4) \end{aligned}$$

Здесь k_{10} – кривизна катода на оси, $\bar{J}_{,22} \equiv J_{,22} / J$.

Эволюционная система первого приближения образована нечетными функциями поперечной координаты

$$R_{,2} = h_2, \quad \theta_{,2} = h_{2,1}, \quad k_{1,2} = h_{2,11}, \quad E_{v,2} = 2\varphi h_{2,11}. \quad (5)$$

Вторые производные четных функций определены выражениями

$$\begin{aligned} z_{,22} &= -h_2h_{2,1}, \quad h_{1,22} = -h_2h_{2,11}, \\ \varphi_{,22} &= h_2E_{v,2}, \quad u_{,22} = h_2h_{2,11}u. \end{aligned} \quad (6)$$

Знание функции $h_{2,22}$ позволяет вычислить третьи производные нечетных и четвертые производные четных функций

$$\begin{aligned} R_{,222} &= h_{2,22} - h_2h_{2,1}^2, \\ E_{v,222} &= 2\varphi\left(h_{2,2211} + h_2h_{2,1}h_{2,111} + 10h_2h_{2,11}^2 + h_{2,1}^2h_{2,11}\right), \\ z_{,2222} &= -h_2h_{2,221} - 3h_{2,1}h_{2,22} - h_2^2h_{2,1}h_{2,11} + h_2h_{2,1}^3, \quad (7) \end{aligned}$$

$$\varphi_{,2222} = h_2E_{v,222} + 3h_{2,22}E_{v,2}, \quad uu_{,2222} = \varphi_{,2222} - 3u_{,22}^2.$$

Известные на оси производные (5)–(7) позволяют построить фрагменты рядов Тэйлора по поперечной координате $x^2 \equiv y$ для искомых параметров задачи

$$\begin{aligned} \varphi &= U + \frac{1}{2}\varphi_{,22}y^2 + \frac{1}{24}\varphi_{,2222}y^4, \quad E_v = E_{v,2}y + \frac{1}{6}E_{v,222}y^3, \\ Z &= z + \frac{1}{2}z_{,22}y^2 + \frac{1}{24}z_{,2222}y^4, \quad R = R_{,2}y + \frac{1}{6}R_{,222}y^3, \quad (8) \end{aligned}$$

где U – потенциал на оси.

Последние два соотношения при фиксированном значении $y = x^2$ определяют конфигурацию трубки тока, а при $z = \text{const}$ являются параметрическими уравнениями ортогональной трубкам тока поверхности $x^1 = \text{const}$.

2. ПОТЕНЦИАЛ НА ОСИ

Примем для потенциала на оси $U(z)$ следующую форму [11]:

$$U(z) = U_4 z^{4/3} [\bar{U}(z)]^2, \quad (9)$$

$$\bar{U}(z) = 1 + \bar{U}_7 z + \bar{U}_{10} z^2 + a_3 z^3 + a_4 z^4 + a_5 z^5,$$

причем в отличие от [11] коэффициенты \bar{U}_7 , \bar{U}_{10} определены результатами теории антипараксиальных разложений [2, 3], описывающих характер особенности, свойственной ρ -режиму эмиссии на катоде с неоднородным токоотбором

$$U_4 = \frac{1}{2} \left(\frac{9J}{2} \right)^{2/3}, \quad \bar{U}_7 = \frac{8}{15} \kappa_{10}, \quad \bar{U}_{10} = \frac{361}{900} \kappa_{10}^2 - \frac{4}{45} \bar{J}_{,22}. \quad (10)$$

Вторая производная плотности тока на оси является управляющим параметром задачи. Функция $\bar{U}(z)$ за счет коэффициентов a_3 , a_4 , a_5 должна обеспечить выход потенциала на полку при $z = z_a$ с условиями

$$U = 1, \quad U' = 0, \quad U'' = 0. \quad (11)$$

Значения коэффициентов a_3 , a_4 , a_5 следуют из решения системы линейных уравнений

$$z_a^3 a_3 + z_a^4 a_4 + z_a^5 a_5 = \bar{U}_a - \left(1 + \bar{U}_7 z_a + \bar{U}_{10} z_a^2 \right),$$

$$3z_a^2 a_3 + 4z_a^3 a_4 + 5z_a^4 a_5 = \bar{U}'_a - \left(\bar{U}_7 + 2\bar{U}_{10} z_a \right),$$

$$6z_a a_3 + 12z_a^2 a_4 + 20z_a^3 a_5 = -\frac{2\bar{U}_a}{9z_a^2} - \frac{8\bar{U}'_a}{3z_a} - \frac{\bar{U}_a'^2}{\bar{U}_a} - 2\bar{U}_{10};$$

$$\bar{U}_a = \left(U_4 z_a^{4/3} \right)^{-1/2}, \quad \bar{U}'_a = -\frac{2\bar{U}_a}{3z_a}. \quad (12)$$

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ТОКА ЭМИССИИ И ФОРМА КАТОДА

В общем случае геометризованная теория устанавливает связь между формой криволинейной оси пучка и распределением физических параметров на ней, с одной стороны, и конфигурацией катода и законом токоотбора — с другой. Если вблизи катода на оси пучка разложения коэффициентов Ляме и потенциала в рассматриваемом случае описываются выражениями

$$h_1 = a_0 \left(1 + \bar{a}_3 z + \bar{a}_6 z^2 + \dots \right), \quad h_2 = b_0 \left(1 + \bar{b}_3 z + \bar{b}_6 z^2 + \dots \right),$$

$$\varphi = \varphi_4 z^{4/3} \left(1 + \bar{\varphi}_7 z + \bar{\varphi}_{10} z^2 + \dots \right), \quad (13)$$

то вторые производные главных кривизн κ_{10} , κ_{20} стартовой поверхности определены формулами

$$\kappa_{10} = \kappa_{20} = -\bar{b}_3,$$

$$\frac{1}{b_0^2} \kappa_{10,22} = \frac{3}{b_0^2} \kappa_{20,22} = - \left(\frac{1}{b_0^2} \bar{b}_{3,22} + 2\bar{b}_3 \bar{b}_6 \right). \quad (14)$$

Для производных плотности тока имеем

$$\frac{1}{b_0^2} \bar{J}_{,22} = 10\bar{b}_6, \quad \frac{1}{b_0^4} \bar{J}_{,2222} = -\frac{5}{b_0^4} a_{0,2222} + 360\bar{b}_6^2. \quad (15)$$

Правые части в (14), (15) в конечном счете выражаются через коэффициенты разложения потенциала,

$$\bar{\varphi}_7 = -\frac{16}{15} \bar{b}_3, \quad \bar{\varphi}_{10} = -\frac{16}{9} \bar{b}_6 + \frac{163}{150} \bar{b}_3^2, \quad T_0 = \kappa_{10} + \kappa_{20},$$

$$\bar{b}_9 = \frac{9}{74} \left(\frac{4898}{405} \bar{b}_3 \bar{b}_6 - \frac{122029}{30375} \bar{b}_3^3 - \frac{11}{3} \bar{\varphi}_{13} \right),$$

$$\bar{b}_{12} = \frac{9}{268} \left(\frac{3004}{135} \bar{b}_3 \bar{b}_9 + \frac{2114}{81} \bar{b}_6^2 - \frac{201877}{12150} \bar{b}_3^2 \bar{b}_6 - \frac{3166}{18225} \bar{b}_3^4 + \frac{1}{12} \bar{\varphi}_{10}^2 - \frac{523}{45} \bar{b}_3 \bar{\varphi}_{13} - \frac{35}{3} \bar{\varphi}_{16} \right);$$

$$\frac{1}{b_0^2} \bar{b}_{3,22} = -\frac{45}{2} \bar{b}_9 - \frac{13}{2} \bar{b}_3 \bar{b}_6,$$

$$\frac{1}{b_0^4} a_{0,2222} = -\frac{2}{b_0^2} \bar{b}_{6,22} - 6\bar{b}_3 \bar{b}_9 - 4\bar{b}_6^2 - 2\bar{b}_3^2 \bar{b}_6,$$

$$\frac{1}{b_0^2} \bar{b}_{6,22} = - \left(3\bar{b}_3 \bar{b}_9 + \frac{67}{8} \bar{b}_6^2 + \frac{1}{2} \bar{b}_3^2 \bar{b}_6 + \frac{1467}{1600} \frac{1}{b_0^2} T_{0,22} \bar{b}_3 + \frac{27}{32} \frac{1}{b_0^2} \bar{\varphi}_{10,22} \right),$$

$$\frac{1}{b_0^2} \bar{\varphi}_{10,22} = 24\bar{b}_{12} + 12\bar{b}_3 \bar{b}_9 + 4\bar{b}_6^2 +$$

$$+ (12\bar{b}_9 + 4\bar{b}_3 \bar{b}_6) \bar{\varphi}_7 + 4\bar{b}_6 \bar{\varphi}_{10}. \quad (16)$$

Из приведенных формул следует, что если ограничиться квадратичными зависимостями по поперечной координате, то условия $\kappa_{10} = \text{const}$, $J = \text{const}$, $\kappa_{10,22} = \kappa_{20,22} = J_{,22} = 0$ будут выполнены для потенциала с коэффициентом разложения $\bar{\varphi}_{13}$, равным

$$\bar{\varphi}_{13} = -\frac{4515073}{4120875} \bar{b}_3^3 \approx -1.096 \bar{b}_3^3. \quad (17)$$

Для потенциала (9) коэффициенты разложения, входящие в формулы (16), кроме уже приведенных в (10), имеют вид

$$\bar{\varphi}_{13} = 2a_3 + 2\bar{U}_7 \bar{U}_{10}, \quad \bar{\varphi}_{16} = 2a_4 + 2a_3 \bar{U}_7 + \bar{U}_{10}^2. \quad (18)$$

4. ФОРМИРУЮЩИЕ ЭЛЕКТРОДЫ

При расчете формирующих электродов представим потенциал φ_i в пучке и φ вне пучка в виде суммы решения уравнения Лапласа с заданным распределением $U(z)$ на оси и члена, описывающего пространственный заряд [12]

$$\varphi_i = \varphi_L + \int \frac{dR}{R} \int R \rho dR, \quad \varphi = \varphi_L + \Pi,$$

$$\varphi_L = U - \frac{1}{4} U'' R^2 + \frac{1}{64} U'''' R^4. \quad (19)$$

Функция Π в (19) удовлетворяет условиям сопряжения на границе пучка $R = R_e$ с интегральным членом в выражении для φ_i :

$$\Pi_e = \int_0^{R_e} \frac{dR}{R} \int_0^R R \rho dR, \quad (\Pi_{,R})_e = \frac{1}{R_e} \int_0^{R_e} R \rho dR. \quad (20)$$

Плотность пространственного заряда на основе второго приближения геометризованной теории определена формулой

$$\rho = \frac{h_{20} h_{30} J}{h_2 h_3 u} = \frac{h_{20}^2}{h_2^2} \frac{J}{\sqrt{2U}} \left\{ 1 + \left[\frac{1}{6} (h_{2,1}^2 - b_3^2) - \frac{2}{3} \frac{h_{2,22}}{h_2} + \frac{1}{2} (\bar{J}_{,22} - h_2 h_{2,11}) \right] y^2 \right\}. \quad (21)$$

Функции в (8) при степенях поперечной координаты $y \equiv x^2$ зависят от z , причем эта величина не является координатой цилиндрической системы, но параметром, при помощи которого определяются цилиндрические координаты R, Z трубки тока $x^2 = \text{const}$ и ортогональные им кривые $x^1 = \text{const}$, маркируемые на оси пучка величиной z .

Разрешим итеративно уравнения для R, Z из (8) относительно z, y :

$$y = \frac{R}{h_2}, \quad z = Z - \frac{1}{2} z_{,22} \frac{R^2}{h_2^2},$$

$$y = \frac{R}{h_2} - \frac{1}{h_2} \left(\frac{1}{6} R_{,222} - \frac{1}{2} z_{,22} h_{2,1} \right) \frac{R^3}{h_2^3}. \quad (22)$$

Исключая поперечную координату y из (21) и выполняя интегрирование, получим

$$\Pi = \frac{1}{2} \rho_0 R^2 \left(1 + \frac{1}{4} \bar{\rho}_2 R^2 \right), \quad \rho_0 = \frac{h_{20}^2}{h_2^2} \frac{J}{\sqrt{2U}},$$

$$\bar{\rho}_2 = \frac{1}{6} (h_{2,1}^2 - b_3^2) - \frac{2}{3} \frac{h_{2,22}}{h_2} + \frac{1}{2} (\bar{J}_{,22} - h_2 h_{2,11}). \quad (23)$$

Окончательное выражение для потенциала вне пучка с границей $R = R_e(z, y), Z = Z_e(z, y)$ принимает вид

$$\varphi = \varphi_L + \frac{1}{2} \rho_0 R_e^2 \left(1 + \frac{1}{2} \bar{\rho}_2 R_e^2 \right) \ln \frac{R}{R_e} + \frac{1}{4} \rho_0 R_e^2 \left(1 + \frac{1}{4} \bar{\rho}_2 R_e^2 \right). \quad (24)$$

5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В качестве характерных величин в упоминавшемся выше приведении уравнений к безразмерному виду при выполнении расчетов приняты следующие значения для длины L_* , потенциала φ_* и плотности тока J_* :

$$L_* = 1 \text{ см}, \quad \varphi_* = 30 \text{ кВ}, \quad J_* = 19.3 \text{ А/см}.$$

На рис. 1 для сферического катода с радиусом кривизны $r_c = 3$, поперечным размером пучка на катоде $R_c = 0.75$ и плотностью тока $J = 0.05862$, соответствующей току пучка $I = 2$ А, приведены результаты интегрирования уравнений (2), (4) относительно функций $h_2, h_{2,22}$ и их производных.

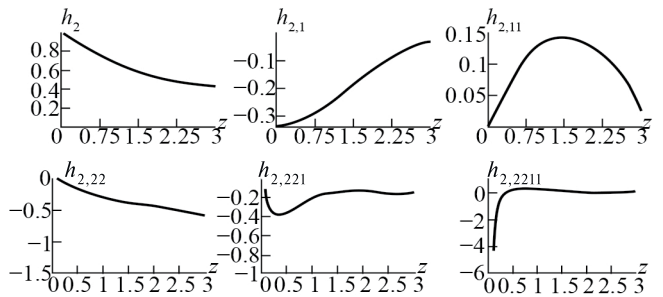


Рис. 1. Решение уравнений первого и второго приближений: функции $h_2, h_{2,22}$ и их производные.

На рис. 2, 3 представлена зависимость конфигурации потока в первом и втором приближениях от начальной ширины пучка и соответствующие распределения потенциала на оси. Обращает на себя внимание увеличение точности первого приближения при уменьшении значения R_c , сопровождающегося ростом плотности тока эмиссии.

Влияние тока пучка при фиксированной начальной геометрии течения представлено на рис. 4, 5, в то время как рис. 6, 7 иллюстрируют эффекты, связанные с уменьшением радиуса кривизны катода, которое приводит к вариантам со значительной линейной компрессией.

Геометрия электронно-оптической системы, рассчитанной по формуле (24), приведена на рис. 9. Параксиальное выражение для лапласовского поля в (19) при сохранении члена с четвертой производной приводило к не имеющему физического смысла монотонному поведению потенциала вблизи катода, поэтому при расчетах было использовано низшее параксиальное приближение.

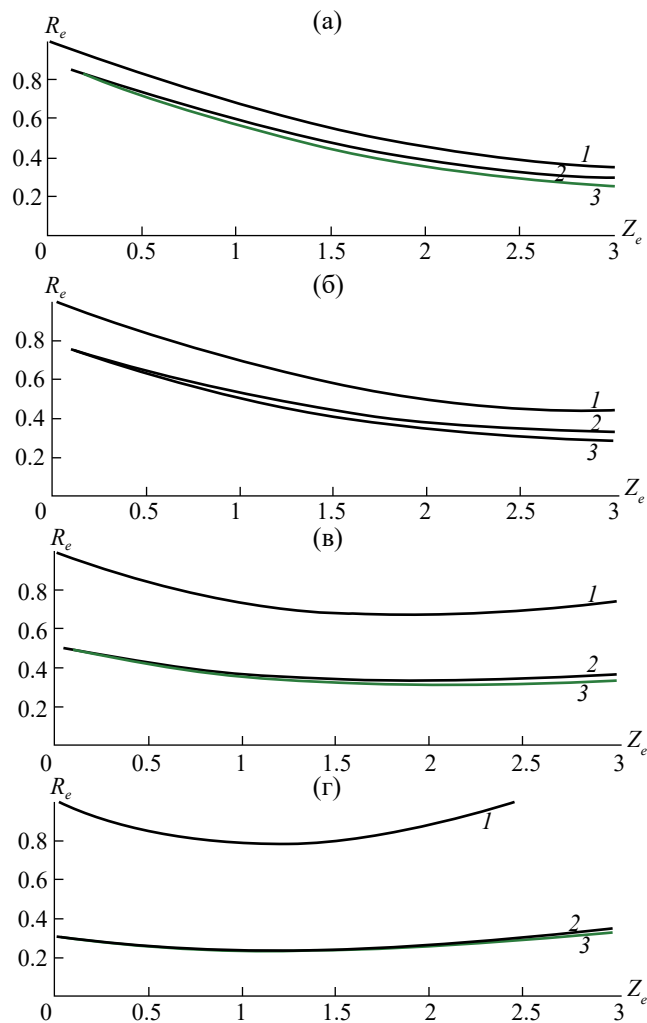


Рис. 2. Зависимость конфигурации потока от начальной ширины пучка R_c при $I = 2, r_c = 3$: а) $R_c = 0.85, J = 0.045425$, б) $R_c = 0.75, J = 0.05862$, в) $R_c = 0.5, J = 0.13309$; г) $R_c = 0.3, J = 0.37136$; кривая 1 – h_2 , кривая 2 – R_{e1} в первом приближении, кривая 3 – R_{e2} во втором приближении.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ результатов позволяет выявить область параметров, в которой первое приближение геометризованной теории обладает высокой точностью, в то время как использование двух приближений позволяет рассчитывать электронные потоки с отношением поперечного размера к продольному размеру в диапазоне 0.25...0.5, в том числе пучки с высокой линейной компрессией.

Разработка электронных приборов с ранее не рассматривавшимися экстремальными параметрами по сути своей является задачей синтеза, хотя и не всегда может быть решена на основании приближенных теоретических моделей без

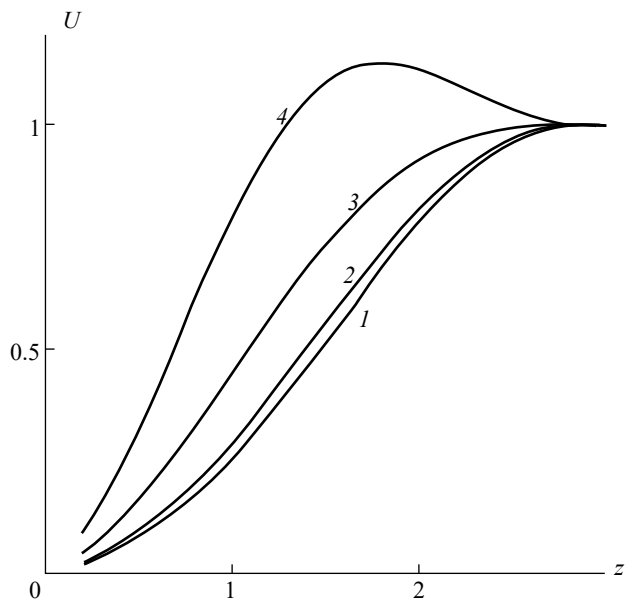


Рис. 3. Распределение потенциала $U(z)$ на оси при разной начальной ширине пучка: кривые 1...4 соответствуют случаям, представленным на рис. 2а, 2б, 2в, 2г.

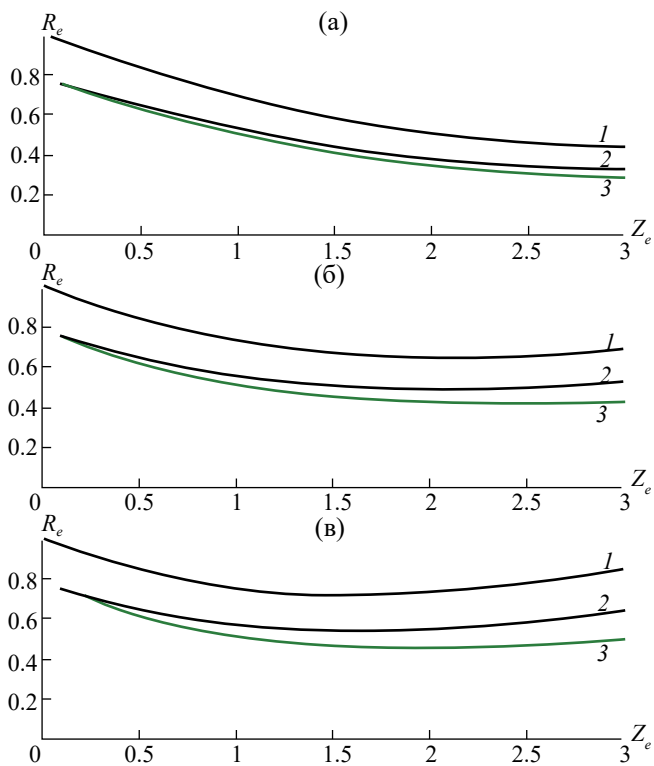


Рис. 4. Зависимость конфигурации потока от тока пучка при $R_c = 0.75, r_c = 3$: а) $I = 2, J = 0.05862$, б) $I = 4, J = 0.11724$, в) $I = 6, J = 0.17586$.

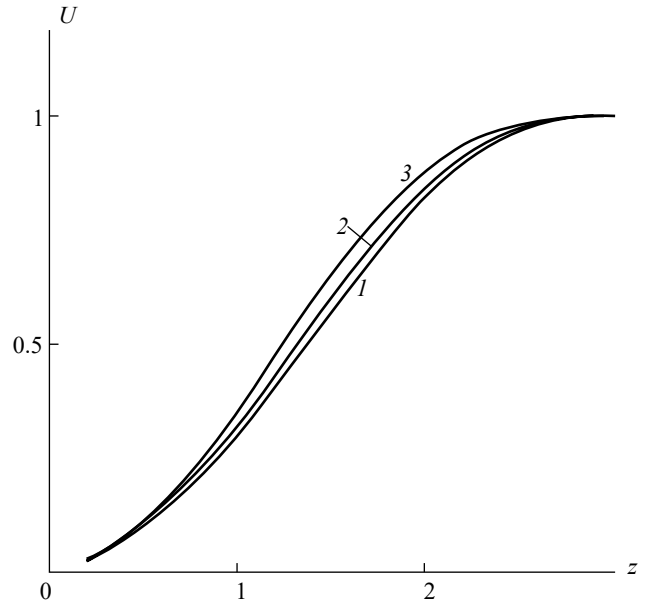
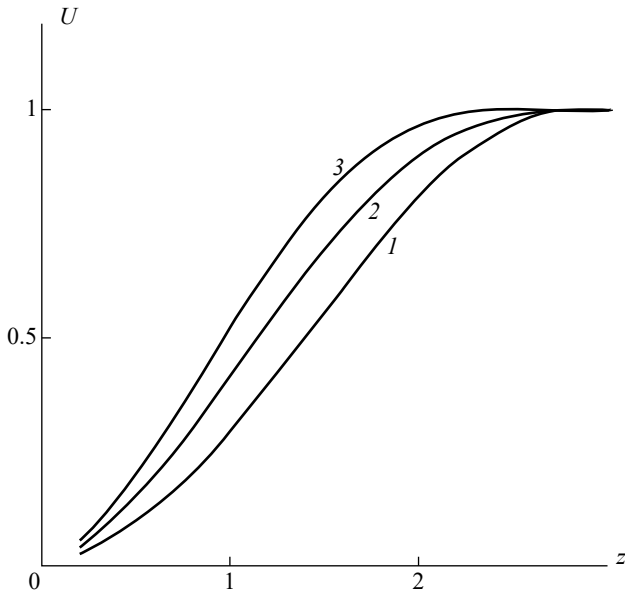


Рис. 5. Распределение потенциала $U(z)$ на оси при различном токе пучка: кривые 1...3 соответствуют случаям, представленным на рис. 4а, 4б, 4в.

Рис. 7. Распределение потенциала $U(z)$ на оси при различной кривизне катода: кривые 1...3 соответствуют случаям, представленным на рис. 6а, 6б, 6в.

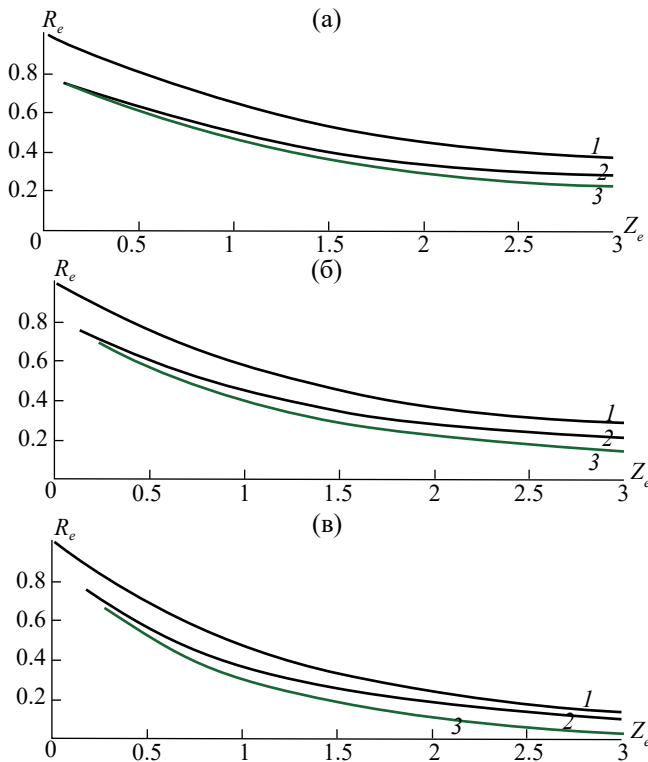


Рис. 6. Зависимость конфигурации потока от кривизны катода при $I = 2$, $R_c = 0.75$: а) $r_c = 2.5$, б) $r_c = 2.0$, в) $r_c = 1.5$.

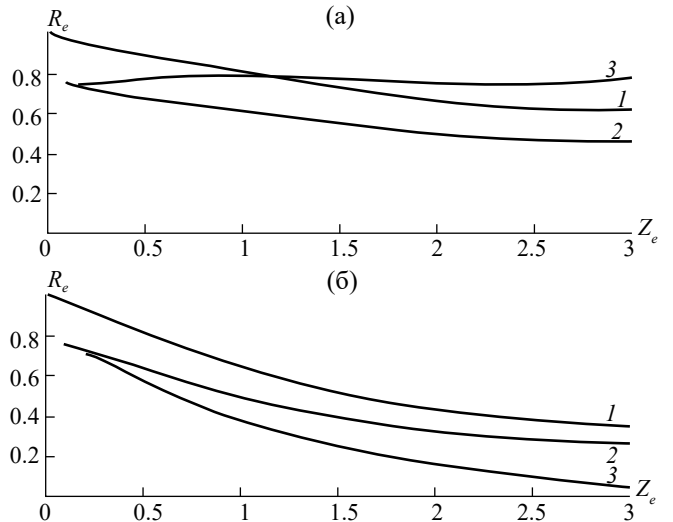


Рис. 8. Роль \bar{J}_{22} как управляющего параметра: а) $\bar{J}_{22} = 3.55$, б) $\bar{J}_{22} = -1.78$, двукратное увеличение и падение плотности тока эмиссии к периферии катода.

привлечения численных методов. Упомянутые модели, однако, могут играть роль нулевого приближения, обладая при этом преимуществами перед лобовым численным подходом по части описания окрестности сингулярных эмитирующих поверхностей как в области, заполненной зарядами, так и в лапласовской окрестности кромки катода (тепловой зазор [13]).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

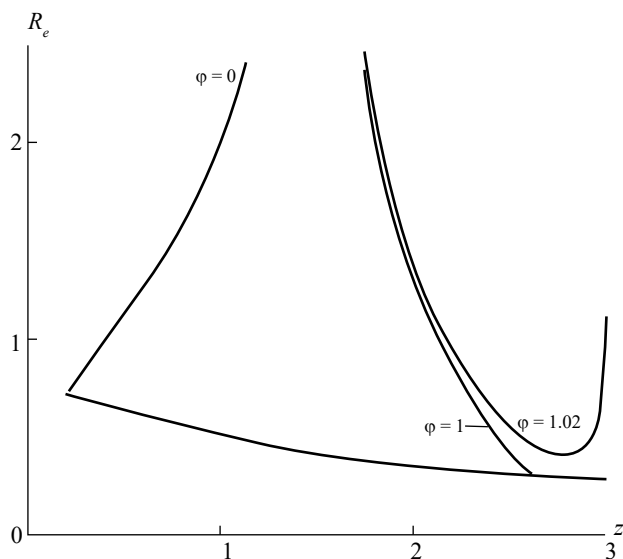


Рис. 9. Конфигурация электронно-оптической системы при $R_c = 0.75$, $r_c = 3$, $I = 2$, $J = 0.05862$.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

1. Сапронова Т.М., Сыровой В.А. // РЭ. 2010. Т. 55. № 6. С. 726.
2. Сыровой В.А. Теория интенсивных пучков заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 2004.
3. Syrovoy V.A. Theory of Intense Beams of Charged Particles. Amsterdam: Elsevier, 2011.
4. Сыровой В.А. // РЭ. 1999. Т. 44. № 6. С. 645.
5. Сыровой В.А. // Прикл. физика. 2002. № 3. С. 25.
6. Сыровой В.А. // РЭ. 2013. Т. 58. № 6. С. 614.
7. Сыровой В.А. // РЭ. 2017. Т. 62. № 5. С. 502.
8. Сыровой В.А. // РЭ. 2019. Т. 64. № 1. С. 82.
9. Сыровой В.А. // РЭ. 2022. Т. 67. № 6. С. 615.
10. Сыровой В.А. // РЭ. 2023. Т. 68. № 5. С. 472.
11. Невский П.В. Теория В.Т. Овчарова и примеры ее использования при расчете электронно-оптических систем электровакуумных приборов. Обзоры по электронной технике // Электроника СВЧ. Сер. 1. № 15. 1989.
12. Сыровой В.А. Введение в теорию интенсивных пучков заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 2004.
13. Сыровой В. А., Свешников В. М., Козырев А. Н. Аналитическое и численное моделирование интенсивных пучков заряженных частиц. Новосибирск: СО РАН, 2023.

GEOMETRIZED SECOND APPROXIMATION THEORY FOR ELECTRON GUNS WITH MAGNETICALLY SHIELDED CATHODE

T. M. Saprionova, V. A. Syrovoy

VEI – the Branch of FSUE "RFNC – VNIITF named after Acad. E. I. Zababakhin",
Krasnokazarmennaya Str. 12, Moscow, 111259 Russian Federation
E-mail: red@cplire.ru

Received October 13, 2022, revised April 02, 2023, accepted August 20, 2023

The algorithms and results of calculations for electron beams from magnetically shielded cathode in ρ - mode emission are discussed using the second approximation of geometrized theory.

Keywords: geometrized theory, second approximation, dense electron beams