

**П.И.Акимов¹, А.А. Гаврилин¹, А.П. Никитин¹,
В.А. Сыровой², В.Г. Чудин¹**

¹ФГУП «НПП «Торий»

²Всероссийский электротехнический институт

Расчетные модели электронно-оптических систем с ленточными электронными пучками для мощных приборов СВЧ

Представлены модель электронного пучка с эллиптическим поперечным сечением и модель конечного ленточного пучка, основанная на формализме геометризованной теории плотных электронных потоков.

Ключевые слова: ленточный пучок, формирующие электроды, оптимизация геометрии потока

В последние годы в качестве одного из основных способов улучшения параметров вакуумных СВЧ приборов (клистронов, ЛБВ) рассматриваются конструкции с использованием ленточных электронных пучков. Преимуществом таких конструкций является то, что большие поперечные размеры пучка позволяют получить большую мощность при меньшем рабочем напряжении и меньшей плотности тока эмиссии. Иначе говоря, при характерном для многолучевых приборов напряжении плотность тока остается на уровне однолучевого варианта. В традиционных конструкциях приборов выходная мощность уменьшается пропорционально квадрату рабочей частоты, в то время как в приборе с ленточным пучком при большом отношении сторон этот параметр изменяется линейно. Преимущества подобных приборов делают их перспективными источниками СВЧ энергии как сверхвысокого уровня в длинноволновых диапазонах (клистроны), так и в миллиметровом диапазоне волн (клистроны, ЛБВ).

Концепция СВЧ приборов с ленточным пучком впервые была предложена в 1938 году В.Ф.Коваленко[1]. Взаимодействие поля пространственного заряда пучка с фокусирующим магнитным полем, полями резонаторов и труб дрейфа электродинамической системы и ускоряющим электрическим полем приводит к закручиванию краев и возникновению диокотронной неустойчивости[2]. Существенно трехмерная структура ленточного пучка не позволяла до сих пор разработать адекватную аналитическую модель. Очевидно, этим можно объяснить тот факт, что, несмотря на многолетнюю историю и явные преимущества ленточных пучков, их применение ограничивалось долгое время СВЧ приборами малой мощности[3].

Взрывной рост публикаций по указанной проблеме связан с развитием программ 3D моделирования электродинамических, электронно-оптических и магнитных систем. Таким образом, следует признать, что последние достижения в разработке СВЧ приборов с ленточными пучками связаны с появлением и развитием методов и программ компьютерного проектирования.

Одним из примеров последних лет являются результаты разработки клистрона с ленточным пучком для стэнфордского ускорителя: в X диапазоне была получена импульсная выходная мощность 2.6МВт при напряжении 73кВ [4]. В случае трехрезонаторного усилителя с распределенным взаимодействием в диапазоне 94 ГГц

достигнута выходная мощность 7.5кВт, а в диапазоне частот 34 ГГц на выходе ЛБВ с ЦСР она составила более 10кВт в полосе около 5ГГц (5).

Характерно, что в некоторых работах рассматриваются только проблемы и результаты компьютерного моделирования отдельных узлов приборов [6] или приводится информация о приборах без указания полученных выходных параметров [7]. Можно предположить, что это, вероятно, связано с недостатками доступных в настоящее время методик расчета и компьютерного моделирования.

Некоторые постановки вызывают совершенное удивление. Так, в [8] в качестве наводящих соображений используются результаты по синтезу осесимметричной пушки Пирса вместо плоской пушки с бесконечным ленточным пучком, а достоверность результатов обосновывается совпадением расчетов по двум различным программам анализа. Подобное совпадение свидетельствует только об отсутствии ошибок программирования при одной и той же или близких моделях пучка.

Авторы работы [9] игнорируют основные результаты теории формирования (угол наклона 67.5° нулевого формирующего электрода), и не знакомы с задачами формирования эллиптических и “почти прямоугольных” пучков [10]. Вывод о предпочтении нулевого формирующего электрода в виде прямоугольного короба, по сравнению с эллиптической геометрией, выбор которой не аргументируется, для пучка с эллиптическим сечением явно противоречит известным в оптике плотных пучков фактам.

Авторам представляется, что, несмотря на развитие производительности компьютеров, существует потребность в разработке теоретических моделей, адекватно описывающих системы формирования и транспортировки ленточных пучков в пушке и в электродинамической системе с использованием формирующих магнитных устройств. Подобные модели оперируют с обыкновенными дифференциальными уравнениями при рассмотрении трехмерных релятивистских непараксиальных потоков и не имеют проблем, связанных с потерей точности численных алгоритмов вблизи сингулярных эмитирующих поверхностей и вырожденных трубок тока.

Управляющими функциями синтеза в модели с эллиптическими трубками $\xi = \text{const}$ являются форма катода и распределение потенциала на оси z пучка. Катод описывается уравнением:

$$z = (L_0 + L_c \cos 2\hat{\Psi} + L_s \sin 2\hat{\Psi})\xi^2$$

$$L_0, L_c, L_s = \text{const}, \quad (1)$$

где Ψ отвечает за обход контура. Для симметричного катода $L_s = 0$ его главные кривизны \varkappa_1, \varkappa_2 выражаются через L_0, L_c и значения начальных полуосей a_0, b_0 сечения:

$$T_0 = \varkappa_1 + \varkappa_2 = \frac{2}{a_0^2 b_0^2} [(a_0^2 + b_0^2)L_0 + (a_0^2 - b_0^2)L_c], \quad K_0 = \varkappa_1 \varkappa_2 = \frac{4}{a_0^2 b_0^2} (L_0^2 - L_c^2). \quad (2)$$

Потенциал U на оси с учетом прикатодной асимптотики при эмиссии в ρ -режиме задается уравнением

$$U = \left(\frac{9J}{2}\right)^{2/3} z^{4/3} \left(1 + \frac{8}{15} T_0 z\right) + \bar{U}(z), \quad \bar{U} \sim z^{10/3}, \quad z \rightarrow 0. \quad (3)$$

Соотношение (3) и последующие уравнения записаны для нерелятивистского электростатического пучка в безразмерных переменных, устраняющих физические константы выбранной системы единиц; J – плотность тока эмиссии.

Для оптимизации геометрии пучка необходимо оперативно менять задаваемую графически информацию о $U(z)$. Эта задача решена посредством сплайн-аппроксимации, позволяющей с гарантированной точностью иметь значения U, U', U'' на интервале интегрирования основного уравнения модели. Надежность алгоритма проверена на тестовой задаче с $U = 1 + (4z^2 - 1)e^{-4z^2}$; эта функция правильно передает качественное поведение потенциала в пушке.

Основное уравнение позволяет произвольно задать изменение полуоси $b(z)$ и вычислить закон изменения второй полуоси:

$$2U \left(\frac{a''}{a} + \frac{b''}{b} \right) + \frac{1}{ab} (abU')' = \frac{a_0 b_0 J}{ab\sqrt{2U}} = \rho. \quad (4)$$

Начальные условия для полуосей определены асимптотиками

$$\begin{aligned} a &= a_0(1 + \bar{a}_3 z) + \bar{a}(z), b = b_0(1 + \bar{b}_3 z) + \bar{b}(z) \\ \bar{a}_3 &= \frac{2}{a_0^2} (L_c - L_0), \bar{b}_3 = -\frac{2}{b_0^2} (L_c + L_0) \end{aligned} \quad (5)$$

При исследовании согласования пучка с магнитной системой в левой части уравнения (4) добавляется член

$$\frac{(a^4 + a^2 b^2 + b^4) \Omega_z^2}{(a^2 + b^2)^2}$$

с квадратом напряженности магнитного поля на оси Ω_z . Возможность распоряжаться функцией $b(z)$ позволяет добиваться высокой компрессии по одной из координат.

Формирующие электроды определяются простыми алгебраическими соотношениями для потенциала в лапласовской области:

$$\begin{aligned} \varphi &= \varphi_i - \rho c^2 \left[\frac{1}{4} c_1^2 (e^{2v} - 1) + \frac{1}{2} (c_1^2 - 1)v + \frac{1}{4} (e^{-2v} - 1) + \frac{1}{2} c_1 (1 - ch2v) \cos 2u \right], \\ c &= \frac{a + b}{2}, c_1 = \frac{a - b}{a + b}; \\ x &= c(e^{-v} + c_1 e^v) \cos u, \quad y = c(e^{-v} - c_1 e^v) \sin u, \end{aligned} \quad (6)$$

где φ_i – потенциал в пучке, ρ – плотность пространственного заряда; x, y и u, v – декартовы и криволинейный координаты в плоскости $z = \text{const}$.

На рисунках 1-3 приведены результаты расчета для случая вогнутого сферического катода.

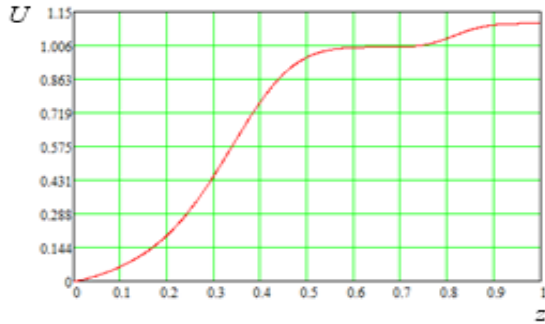


Рисунок 1.

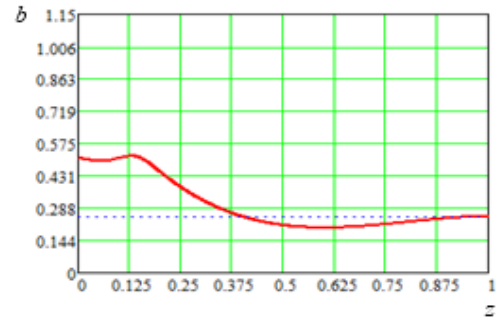


Рисунок 2.

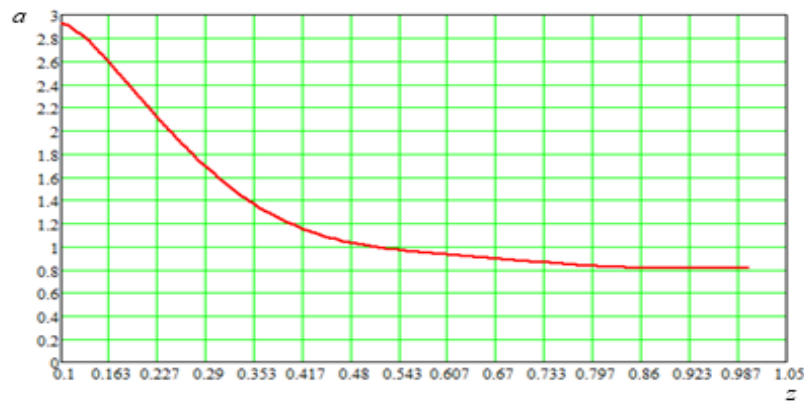


Рисунок 3.

Общая теория вихревых релятивистских пучков с эллиптическими трубками тока и пространственной осью обсуждается в [10].

Вторая модель основана на геометризованной теории плотных электронных пучков. Для случая электростатических течений вводится ортогональная заранее неизвестная система координат x^l, x^2 с коэффициентами Ляме h_1, h_2 , связанная с траекториями (линии x^l). Уравнения пучка и условия эвклидовости пространства, определяющие систему координат, представлены в виде соотношения на траектории и эволюционной системы уравнений в частных производных первого порядка для геометрических и физических параметров потока:

$$\frac{u^2}{h_1} \left(\frac{h_{2,1}}{h_1} \right)_{,1} = -\frac{\varphi_{,1}}{h_1} \frac{h_{2,1}}{h_1} - h_2 \left[2k_1 u^2 + \frac{1}{h_1} \left(\frac{\varphi_{,1}}{h_1} \right)_{,1} \right] + \frac{h_{20}}{u} ;$$

$$z_{,2} = -h_2 \sin \theta , \quad y_{,2} = h_2 \cos \theta , \quad \theta_{,2} = \frac{h_{2,1}}{h_1} , \quad h_{1,2} = -h_1 h_2 K_1 , \quad (7)$$

$$u_{,2} = h_2 k_1 u , \quad \varphi_{,2} = h_2 E_Y , \quad E_v = k_1 u^2 , \quad k_{1,2} = h_2 k_1^2 + \frac{1}{h_1} \left(\frac{h_{2,1}}{h_1} \right)_{,1} ,$$

$$E_{Y,2} = h_2 k_1 E_v - \frac{1}{h_1} \left(h_2 \frac{\varphi_{,1}}{h_1} \right)_{,1} + \frac{h_{20} J}{u} .$$

Здесь x, y, z - декартовы координаты (x - циклическая); k_1 - кривизна траектории, θ - ее угол наклона к оси z ; u, φ, E_v - скорость, потенциал и нормальное электрическое поле на траектории. Первое уравнение (7) содержит только продольные производные, а переменная

x^2 входит как параметр. Для сокращенного обозначения частных производных использованы следующие символы:

$$h_{2,1} = \frac{\partial h_2}{\partial x^1} \quad , \quad \varphi_{,2} = \frac{\partial \varphi}{\partial x^2}$$

Знание решения первого уравнения $h_2(x^1)$ на фиксированной траектории позволяет перейти на новую траекторию $x^2 = \xi$, используя уравнение эволюционной системы. Дифференцирование соотношений (7) по x^2 приводит к уравнению для $h_{2,2}$ на траектории и второму приближению эволюционной систему ($z_{,22}, y_{,22}$ и т.д.). В результате появляется возможность построения решения в виде фрагментов ряда Тейлора по ξ , описывающих непараксиальный пучок. В [10] приведены данные тестирования геометризованных моделей, обнаружившие более высокую точность уже первого приближения по сравнению с традиционной параксиальной теорией в задачах, где применение последней допустимо.

Решение внешней задачи для геометризованной модели возможно в двух вариантах. Первый связан с выделением эллиптического контура с $b = \text{const}$ (полуось по x) и расчеты формирующих электродов по формулам (6). Второй вариант состоит в рассмотрении задачи для плоской центральной части пучка и отдельном формировании торцевой области. При сплайн-аппроксимации потенциала φ на оси возникает новая проблема, связанная с невозможностью использования точного решения для плоского потока, которое основано на аппарате аналитического продолжения, из-за неаналитичности φ (разрыв третьих производных). Выход состоит в построении локального решения, справедливого вблизи катода, и в использовании нелокальной параксиальной модели [10].

Для более тщательного формирования торцов пучка достаточно рассмотреть параксиальный алгоритм решения внешней задачи, когда пучок в системе ζ, x, y ($\zeta = 0$ – уравнение катода) трактуется как квазицилиндр с медленно меняющимся сечением и плотностью пространственного заряда, зависящей только от продольной координаты

$$\varphi = \varphi_i - \rho Re \int_0^v d\eta \int_0^{v-\eta} h^2(u + i\tau, \eta) d\tau \quad (8)$$

Координаты u, v с конформной метрикой $h_1 = h_2 = h$ связаны с контуром сечения пучка $v = 0$. Для эллиптического сечения или “почти прямоугольных” контуров [10] двойной интеграл в (8) выражается через элементарные функции.

Библиографический список

1. Kovalenko V.F. The history of the development of microwave electron-beam tubes / V.F. Kovalenko // - Acad. Ukr.SSSR.-1940. – P.489-505.
2. Cutler C.C. Instability in hollow and strip electron beams / C.C.Cutler // J.Appl. – 1956.– Vol.27.–№ 9. – p. 1028-1029.
3. Будзинский Ю.А. Электронные приборы СВЧ на быстрой циклотронной волне / Ю.А. Будзинский, С.В. Бычковский, С.П. Кантюк, М.А. Мاستюков // Радиотехника.– 1999.–№ 4.– с.32.
4. Cusik M. X-band sheet beam klystron (XSBK)/ M.Cusik, J.Atkinson, A.Balkcum, G.Caryotakis, D.Gajaria, T.Grant, C.Meyer, K.Lind, M.Perrin //– IVEC 2009 (28-30 April 2009). – 2009. – p.296-297.

5. Pascour J. Multi- kW sheet beam amplifiers at Ka and W bands J.Pascour, D. Abe, K. Nquen, E.Wright, D. Pershing, A. Balkcum, P. Larsen P., F. Wood F., R. Myers, B. Levush //– IVEC 2014 (22-24 April 2014). – 2014. – p. 19-20.
6. Indumathi S. Design of RF section for X band sheet beam klystron / S.Indumathi, D. Pal, A.K. Bandyopadhyay, L.M. Joshi, B. Kumar, R. Meena, S. Saha, P. Shukla //– IJECT. – 2015. – Vol.6. – №1. – p.185-189.
7. Ruan C. Theory and experimental investigation of the high performance transport of sheet electron beam for the XSBK and WSBK / C. Ruan, S. Wang, D. Zhao, Y. Han, L. Qingsheng //–VEC2010 – 2010. – p.147-148.
8. Jangid S.K. Design of sheet beam electron gun for X-band klystron. S.K. Jangid, A.K. Bandyopadhyay, L.M.Joshi, D. Kant, N. Devi, D. Pal // – IVEC2013 (21-23 May 2013). – 2013. – Poster Session III 3.34.
9. Tang X. Ellipse-shaped electron gun for W-band sheet beam devices / X. Tang, Z. Duan, X. Guo, Y. Wang, B. Dang , Z. Wang, T. Tang, Y. Wei, Y. Gong // – IVEC2012 (24-26 April 2012). – 2012. – p.385-386.
10. Syrovoy V.A. Theory of intense beams of charged particles / V.A. Syrovoy// – New York : ELSEVIER. – 2011. – p.734.