

# Предельные токи кольцевых электронных пучков в пролетных каналах электровакуумных устройств миллиметрового диапазона

В.Е. Родякин<sup>1</sup>, В. М. Пикунов<sup>1</sup>, В.Н.Аксенов<sup>2</sup>, Н.Е. Овсянников<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

**Аннотация:** в данной работе приводятся результаты численных исследований предельных токов кольцевых электронных пучков, транспортируемых в пролетных каналах устройств клистронного типа миллиметрового диапазона. Рассматриваются предельные токи, обусловленные продольным торможением силами пространственного заряда, условиями равновесной поперечной фокусировки, возбуждением диокотронной неустойчивости при транспортировке таких пучков.

**Ключевые слова:** предельные токи, миллиметровый диапазон, кольцевой электронный пучок, устройства клистронного типа

## 1. Введение

В настоящее время происходит интенсивное освоение миллиметрового диапазона (с частотами  $f_0 = 0,03-0,3$  ТГц и длинами волн  $\lambda = 1-0,1$  мм). Поэтому повышение мощности компактных электровакуумных усилителей и генераторов в этом диапазоне является актуальной задачей. [1]. Перспективными в этом направлении являются устройства клистронного типа: клистроны, лампы бегущей волны (ЛБВ) на цепочках связанных резонаторах (ЦСР), клистроны с распределенным взаимодействием, клистроды, твистроны и др.

Для эффективного взаимодействия электронного потока с электромагнитными полями многоззорных резонаторов электровакуумных приборов клистронного типа, радиус пролетного канала  $R_r$  должен быть меньше четверти рабочей длины волны  $\lambda$ . Из-за малых размеров сечения пролетного канала в миллиметровом диапазоне при увеличении силы тока, определяющей выходную мощность, приходится переходить к использованию электронных потоков с высокими значениями плотности тока в пучке (более 1000 А/см<sup>2</sup>) [1], а также применять такие распределенные потоки, как кольцевые, коаксиальные, многолучевые и ленточные.

Высокие значения плотности тока и сильные электростатические поля могут приводить к разбросу электронов пучка по энергиям, оседанию электронов на стенки устройства, к диокотронной неустойчивости, разрушению пучка и т.п. Нахождение и обеспечение условий, исключающих эти явления при транспортировке таких плотных электронных потоков в пролетных каналах электровакуумных устройств, является одной из важнейших задач, возникающих перед разработчиками при создании подобных устройств миллиметрового диапазона.

В работе приводятся результаты численных исследований зависимости предельных токов от различных параметров кольцевых электронных пучков с учетом диокотронной неустойчивости. Численные расчеты выполнены, в том числе с использованием квазитрехмерной программы «Арсенал-МГУ» [2].

## 2. Макроскопические условия устойчивости равновесных электронных конфигураций аксиально-симметричных пучков в конечном магнитном поле.

Для транспортировки мощных электронных потоков в пролетных каналах используется сильные фокусирующие однородные магнитные поля  $B_\phi$ , которые позволяют скомпенсировать действующие на электроны поперечные расталкивающие силы пространственного заряда и провести электронный поток через пролетный канал без токооседания. Вычисление предельного тока  $I_{limB}$ , определяемого условиями радиального равновесия электронного пучка, осуществляется согласно метода из работы [3]. При этом предполагается, что фокусировка электронного пучка в пролетном канале компактного электровакуумного прибора осуществляется постоянными магнитами, а величина фокусирующего магнитного поля ограничена значением 1 Тл.

Высокие значения плотности пространственного заряда, могут вызывать существенное изменение потенциала по радиусу пролетного канала (так называемое “провисание” потенциала), приводящее к торможению электронов в продольном направлении и уменьшению скорости пучка, вплоть до образования виртуального катода и прекращения транспортировки электронного потока. Аналитическое решение задачи нахождения предельного вакуумного тока  $I_{limV}$ , вызванного провисанием потенциала, возможно только в приближении бесконечно тонкого кольцевого пучка. Поэтому для вычисления  $I_{limV}$  кольцевого электронного пучка конечной толщиной в литературе получили распространение приближенные формулы, которые имеют значительную погрешность по сравнению со значениями, рассчитанными с помощью двумерных компьютерных кодов [4]. По этой причине для расчета предельного вакуумного тока, используется численный алгоритм, который был разработан авторами и успешно применен для определения  $I_{limV}$  сплошных цилиндрических пучков[3].

При транспортировке плотных кольцевых электронных потоков в пролетных каналах из-за наличия шира азимутальных скоростей существует также опасность возникновения диокотронной неустойчивости [5,6], которая может ограничивать длину транспортировки пучка. Для оценки линейных инкрементов мод диокотронной неустойчивости, в случае малых длинноволновых возмущений параметров кольцевого электронного пучка используются результаты работ [5-7]:

$$\omega_i = \frac{\omega_D}{2} (4c - b^2)^{1/2} = \frac{\omega_D}{2} \sqrt{D(l)} \quad (1)$$

Здесь  $\omega_D = \omega_{p0}^2 / (2\gamma_0^2 \Omega_e)$ ,  $\omega_{p0}^2 = \frac{e\rho_0}{m\varepsilon_0}$ ,  $\Omega_e = \frac{e}{m} B_\phi$ ,  $\gamma_0 = \left(1 - \left(\frac{v_0}{c}\right)^2\right)^{-1/2}$ ,

$$b = l \left(1 - \frac{R_{b0}^2}{R_b^2}\right) + \left(\frac{R_b^{2l}}{R_T^{2l}} - \frac{R_{b0}^{2l}}{R_T^{2l}}\right), \quad c = l \left(1 - \frac{R_{b0}^2}{R_b^2}\right) \left(1 - \frac{R_{b0}^{2l}}{R_T^{2l}}\right) - \left(1 - \frac{R_{b0}^{2l}}{R_b^{2l}}\right) \left(1 - \frac{R_b^{2l}}{R_T^{2l}}\right), \quad l - \text{номер}$$

моды диокотронной неустойчивости.

В работе [8] численное исследование показало, что инкремент колебаний с ростом  $l$  сначала увеличивается, проходит через максимальное значение  $l = l_0$ , и потом уменьшается, стремясь к нулю. Значению инкремента неустойчивости можно сопоставить длину развития диокотронной неустойчивости  $L^*$ , равную [6, 8]:

$L^* = \frac{v_{z0}}{\omega_i}$ , где:  $v_{z0} = c \sqrt{\frac{\gamma_0^2 - 1}{\gamma_0^2}}$  - средняя скорость электронов кольцевого пучка.

$$L^* \approx \frac{v_{z0}}{\omega_i} \approx 8\pi\epsilon_0 c^2 \frac{(\gamma_0^2 - 1)R_b \Delta R_b B_\Phi}{I_b \sqrt{D(l_0)}} \sim 20 \times 10^6 \frac{(\gamma_0^2 - 1)R_b \Delta R_b B_\Phi}{I_b \sqrt{D(l_0)}} [M], \quad (2)$$

Здесь:  $r_b, \Delta r_b$  - в метрах,  $B_\Phi$  - в теслах,  $I_b$  - в амперах,

Из (2) следует, что диокотронная неустойчивость представляет, весьма серьезную опасность для тонкостенных трубчатых пучков  $\Delta R_b / R_b \ll 1$ . Для устойчивой транспортировки кольцевого пучка необходимо увеличивать фокусирующее магнитного поля, радиус и толщину пучка, либо, уменьшать тока пучка, что ведет к уменьшению выходной мощности устройства.

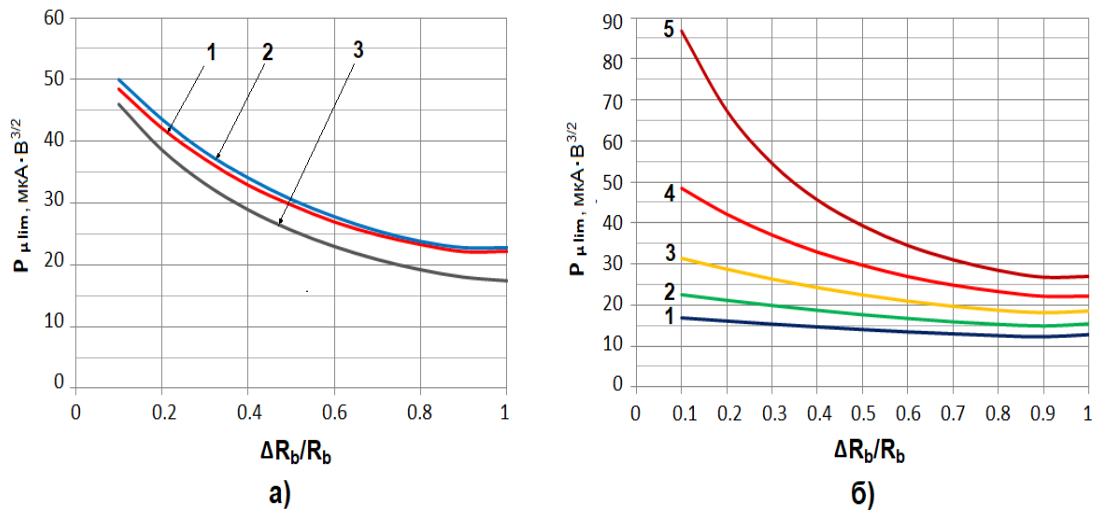
### 3. Результаты численных исследований

Для проверки точности расчета предельных вакуумных токов кольцевых электронных потоков с помощью алгоритма, разработанного авторами [3], был выбран кольцевой электронный поток с коэффициентом заполнения трубы, равным 0.8, и ускоряющим напряжением 10 кВ. На рис.1а приведены зависимости предельного микроперванса  $P_{\mu\text{lim}} = 10^{-6} I_{\text{lim}V} / V_0^{3/2}$  от толщины пучка, полученные с помощью разработанного алгоритма, программы «Арсенал-МГУ» и аналитической формулы (3) [9]:

$$I_{\text{lim}V} = 17 \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{1 + 2 \ln(R_T / R_b) - [2R_{b0}^2 / (R_b^2 - R_{b0}^2)] \ln(R_b / R_{b0})} [kA] \quad (3)$$

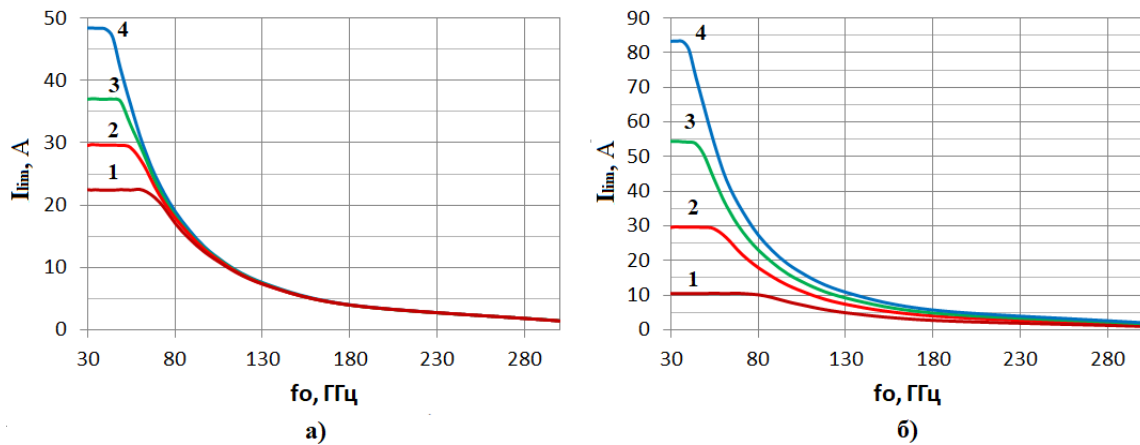
Сравнение результатов показывает, что значения предельного микроперванса, полученные с помощью разработанного алгоритма, хорошо совпадают с результатами расчетов по программе «Арсенал-МГУ». Данные же, полученные по формуле (3), имеют значительную погрешность от 5 до 20% по сравнению со значениями, рассчитанными с помощью разработанного алгоритма и программы «Арсенал-МГУ».

На рис.1б представлены результаты исследования зависимости предельного микроперванса от толщины кольцевого электронного пучка для различных значений коэффициента заполнения пучком пролетного канала. Использование кольцевых электронных пучков позволяет транспортировать через пролетные каналы электронные потоки со значениями предельных токов, превышающими значения для сплошных пучков. Превышение тем больше, чем ближе внешняя граница пучка располагается к внутренней стенке пролетного канала. Так для коэффициента заполнения 0.8 превышение составит около двух раз, а для коэффициента заполнения 0.9 – около трех раз. Однако проведенный анализ предельных токов с учетом ограничения тока, вызванного нарушением радиального равновесия пучка  $I_{\text{lim}B}$  показал, что это преимущество кольцевых пучков при частотах выше 50...70 ГГц трудно реализовать практически из-за ограничений со стороны величины фокусирующего магнитного поля.



**Рисунок 1.** Зависимость предельного микропервеанса от толщины кольцевого пучка: а) для коэффициента заполнения 0.8, полученная с помощью разработанного алгоритма (1), программы «Арсенал-МГУ» (2) и аналитической формулы 3 (3); б) для коэффициентов заполнения 0.5 (1), 0.6 (2), 0.7 (3), 0.8 (4), 0.9 (5), полученные с помощью разработанного алгоритма.

Результаты исследований с помощью разработанного алгоритма зависимости предельных токов  $I_{lim} = \min(I_{limV}, I_{limB})$  от частоты для кольцевого электронного пучка с различными параметрами представлены на рис.2. Горизонтальные участки



**Рисунок 2.** Зависимости предельных токов кольцевого электронного пучка  $I_{lim} = \min(I_{limV}, I_{limB})$  от рабочей частоты: а) для ускоряющего напряжения 10 кВ при относительной толщине пучка 1.0(1), 0,5(2), 0,3(3), 0,1(4); б) для относительной толщины пучка 0,5 при ускоряющем напряжении 5 кВ (1), 10 кВ (2), 15 кВ (3), 20 кВ (4).

соответствуют областям ограничения тока за счет провисания потенциала  $I_{limV}$ , а быстро спадающие с увеличением частоты – областям ограничения  $I_{limB}$ . На рис.2а приведены результаты для пучка с ускоряющим напряжением 10 кВ для различных значений относительной толщины потока. На рис.2б представлены результаты расчетов для пучка с относительной толщиной 0,5 для различных значений ускоряющего напряжения. С увеличением ускоряющего напряжения правая граница зоны ограничения тока за счет провисания потенциала смещается к длинноволновой части миллиметрового диапазона. Для ускоряющего напряжения 5 кВ (кривая 1)

граничная частота равна 90 ГГц, а для ускоряющего напряжения 20 кВ (кривая 4) – 40 ГГц.

#### 4. Заключение

Разработанный в [3] алгоритм обеспечивает хорошую точность оценок предельных параметров кольцевых электронных потоков в широкой области изменения их параметров.

Приведены оценки предельных токов, вызванных продольным торможением сил пространственного заряда, для кольцевых электронных пучков при различных параметрах потоков.

Показано, что величина предельных токов в низкочастотной части миллиметрового диапазона  $f_0 < 70$  ГГц в основном определяется действием тормозящих сил пространственного заряда. В высокочастотной части диапазона 70-300 ГГц предельные значения токов определяются условиями равновесной фокусировки пучков.

Для устойчивой транспортировки электронного пучка, по отношению к диокотронной неустойчивости длина приборов клистронного типа, использующих кольцевые пучки, должна быть меньше характеристической длины  $L^*$  самой неустойчивой моды с номером  $l_0$ .

Работа выполнена при поддержке **Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.**

#### Список литературы

1. Anurag Srivastava. European Journal of Advances in Engineering and Technology, 2015, 2(8): 54-64.
2. А.Н. Сандалов, В.М. Пикунов, В.Е. Родякин. В сб. «Вакуумная СВЧ электроника». НН, Изд.
3. В.Е. Родякин, В. М. Пикунов, В.Н.Аксенов, Н.Е. Овсянников. Предельные токи сплошных аксиально-симметричных электронных пучков в пролетных каналах электровакуумных устройств миллиметрового диапазона. Настоящий сборник. 2019.
4. Thode L.E., Godfrey V.B., Shanahan W.R. // Phys. Fluids.1979 Vol. 22 N 4, p. 747-763.
5. Р.Девидсон. Теория заряженной плазмы. пер с англ. М Мир 1978 г. 216с.
6. Р.Миллер. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. М.Мир 1984 г. 432 с.
7. Еремеев А.И., Кабанов В.С., Стрелков П.С и др.//Физика плазмы. 1988, Т. 14, вып.8. С. 958-964.
8. Нечаев В.Е. // Известия вузов.Радиофизика. 1982 Т. 25, № 9. С. 1067-1075.
9. ДиденкоА.Н., Григорьев В.П. Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применения. М.: Атомиздат, 1977.-277с.