

ON THE EFFECTIVENESS OF AN ORBITRON USING THE RESONANCE GROOVE IN A MIRROR PLANE

Yeryomka V. D.¹, Kurayev A. A.², Sinitsyn A. K.²

¹Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of National Academy of Sciences of Ukraine, 12, Ac.Proscura St., Kharkiv, Ukraine, 61085

e-mail: v.yeryomka@gmail.com

²Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics

P. Brovka str, 6, Minsk, Byelarus, 220027

e-mail: sinitsyn@cosmostv.by

Abstract — The calculations of HF-fields in the open resonator (OR) of a THz-range orbitron have been performed. It is shown that, as the OR immobile mirror has a rectangular resonance groove on the bottom of which a binary comb is arranged, one can increase, with the same Q-factor, a HF-field amplitude in the region of the sheet electron beam, at least, by a factor of 6.

I. Introduction

The orbitron differs from a conventional orotron in the presence of the periodic structure formed by two combs which are mirror symmetrical in the planes parallel to the OR axis. The OR volume wave is coupled with the interaction space field, i.e. the binary comb channel in which the sheet electron current is running due to the diffraction by the slotted resonators of the periodic structure [1, 2]. Since an electron beam passes in a binary comb gap, its lateral stratification tends to be drastically reduced [2]. As the calculations suggest, one of the main difficulties over an efficiency improvement of the submm-wave orbitron stems from the need to implement relatively high HF-field strength in the electron-wave interaction region and make use of all layers of a rather powerful electron beam. As long as the latter condition is adequately satisfied by using a klinotron effect in the interaction space formed by two combs converging in a wedge-like fashion [3], the striving toward an increase in the HF-field amplitude in the interaction space, which is made up of the mirror symmetrically arranged combs in the planes parallel to the OR axis, is currently a topical issue.

The present report carries the results from numerical simulation of the electrodynamic system of the orbitron — an e.m. radiation THz-range oscillator. It is shown that by choosing the resonance width of the combs and their placement on the bottom of the rectangular groove in the OR immobile mirror an HF-field amplitude in the electron and wave interaction region, can be increased, at least, by a factor of 6.

II. Orbitron Schematic and Calculation Procedures

The schematic of the above orbitron with a binary comb recessed in a rectangular groove of a immobile mirror of the open resonator (OR) is shown in Fig. 1.

The cross-section dimensions of the double comb were chosen to be $2l_g \approx \lambda/2$ (x – direction), $h_g \approx \lambda \div 4\lambda$ (y -direction) in the same way as in the case of a conventional orbitron. The cross-section dimensions were determined following the computational procedures.

The field of strength was assumed to be changing at a slow rate along the z -direction. The Hertz potential $\Pi^e = u(x,y)$ is then a complex E_z -field component and obeys the Helmholtz dimensionless equation

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + W^2 u = I \quad (1)$$

In order for the computer time to be reduced, the calculations were made in the vicinity of $x \geq 0$. At $x=0$ the symmetry condition was prescribed. An optimization search for parameters was made and in this case the complex current $I = e^{j\varphi}$ was specified between the combs ($x < 0.1$, $y_c - 0.5 < y < y_c + 0.5$, y_c – is the comb center coordinate). All the geometrical dimensions are given in units of $\lambda/2\pi$.

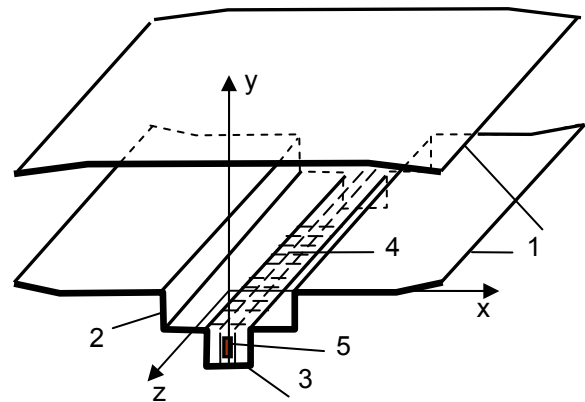


Fig. 1. Orbitron schematic: 1 – open resonator $2L_x \times L_z \times h_R$, 2 – resonance rectangular groove $2l_s \times h_s$, 3 – binary comb $2l_g \times h_g$, 4 – interaction space channel, 5 – sheet electron flow.

Рис. 1. Схема орбитрона: 1 – открытый резонатор $2L_x \times L_z \times h_R$, 2 – резонансная прямоугольная канавка $2l_s \times h_s$, 3 – двоянная гребенка $2l_g \times h_g$, 4 – канал пространства взаимодействия, 5 – ленточный электронный поток

III. Calculation Results

Fig.2 illustrates the fundamental E_{110} - mode of the resonator with a half-wave height and a width of $\approx 5\lambda$, which is loaded with a doubled comb, the dimensions of which are employed in conventional orbitrons $l_g = 1.59$, $h_g = 1.7$.

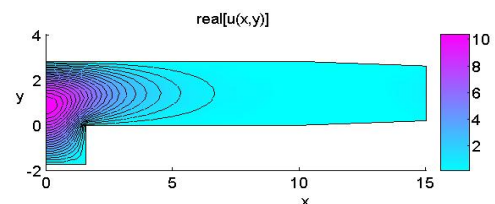


Fig. 2.
Рис. 2.

As seen from the figure above, the field enters the region occupied by the binary comb. The resonance height $h_R = 2.79$ is beyond-cutoff for the mode E_{110} of the comb-free resonator. Therefore, the field is being pressed up to

the axis in the y-direction. This distinctive feature results in the field being unstable and one can note the mixing of modes E_{120} and E_{110} with an increase in the mode index. This fact is illustrated in Fig.3 where we can clearly see the pattern of interaction with the double comb of the operating mode E_{120} .

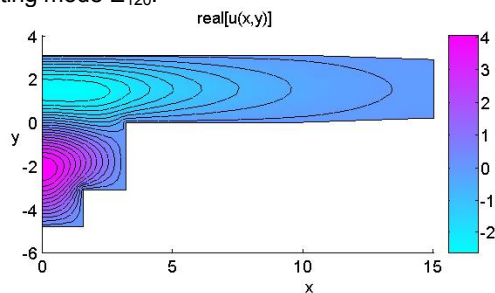


Fig. 3.
Puc. 3.

Fig.3 illustrates the pattern of the field as adequately selected dimensions of the resonance groove $l_s=3.2$, $h_s=3.1$, $h_R=3.0711$. It is seen that one field variation is rightly located in the rectangular groove and is "the foundation" for the field variation above the mirror with no distortions of its conventional shape.

As a result, the structure thus formed is found to be stable and in this way it is difficult to find the field modes with a high index, which are not virtually distorted by the binary comb field. An important feature is that the field amplitude u_0 on the lateral surface of the binary comb almost is twice as high as the field amplitude above the mirror.

When choosing the binary comb width to be a little greater than λ , it is quite possible to evaluate such a depth at which the resonance within the comb is realized on its eigenmode. The pattern of the field for this case $l_g=1.6$, $h_g=17.2029$ ($\sim 3\lambda$), $l_s=2.8$, $h_s=1.792$, $h_R=6.2127$) is shown in Fig.4.

In this situation the field pattern has a peak value not on the surface but close to the axis of the binary comb, which leads to a significant decrease of its inhomogeneity in an electron flow. Besides, the amplitude in the binary comb axis is six times greater than an amplitude field between the OR mirrors as seen in Fig.5.

This effect allows one to achieve a higher efficiency at the one and the same Q-factor of an open resonator.

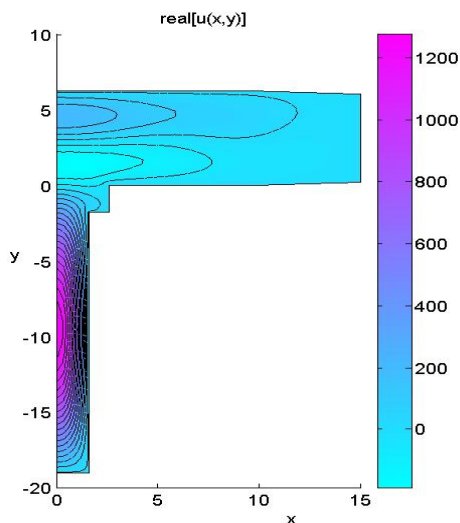


Fig. 4.
Puc. 4.

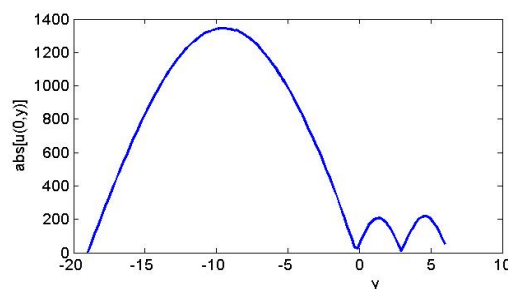


Fig. 5.
Puc. 5.

IV. Conclusion

The orbictron electromagnetic system optimization that is performed through the selection of an optimal width of the binary comb allows one to boost the HF-field intensity, at least, by a factor of 6. This makes it possible to attain, with the same Q-factor, a higher efficiency of the THz-range orbictron operation.

V. References

- [1] V. D. Yeryomka, V. K. Korneenkov, B. K. Skrynnik, V. P. Sheshtopalov. "SU Patent 669963. Diffraction Radiation Oscillator". (in Russian). 1976.
- [2] V. D. Yeryomka, V. F. Kravchenko, A. A. Kurayev, V. I. Pustovoi, A. K. Sinitsyn. Atomic function in the optimization problem on the efficiency of the two-beam orotron with an irregular binary comb (in Russian) // Zarubezhnaya Radioelektronika. Uspekhi sovremennoi radioelektroniki, №3, pp. 58-62. 2000.
- [3] A. V. Gurevich, V. D. Yeryomka, A. A. Kuraev, A. K. Sinitsyn "Thick-electron beam klinoorotron" // 19th International Conference Microwave & Telecommunication Technology" (CriMiCo'2009). Pp.173-175. 2009.

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОРБИКТРОНА С РЕЗОНАНСНОЙ КАНАВКОЙ НА ЗЕРКАЛЕ

Еремка В.Д.¹, Кураев А.А.², Синицын А.К.²

¹Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины

12, ул. Академика Проскуры, Харьков, 61085, Украина
e-mail: v.yeryomka@gmail.com

²Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники

Ул. П. Бровки, 6, Минск, Беларусь, 220027
e-mail: sinitsyn@cosmostv.by

Аннотация — Выполнены расчеты высокочастотных полей в открытом резонаторе (ОР) орбитрона терагерцового диапазона. Показано, что за счет выполнения на неподвижном зеркале ОР прямоугольной резонансной канавки, на дне которой установлена двоякая гребенка, можно при той же добротности резонатора повысить амплитуду высокочастотного поля в области ленточного электронного потока как минимум в шесть раз.

I. Введение

Орбитрон отличается от обычного оротрона наличием периодической структуры образованной двумя гребенками, которые расположены зеркально симметрично в плоскостях параллельных оси открытого резонатора. Объемная волна открытого резонатора связана с полем пространства взаимодействия – канала двоякой гребенки, в котором течет ленточный электронный поток, посредством дифракции на щелевых резонаторах периодической структуры [1, 2]. За счет прохождения электронного пучка в зазоре дво-

енной гребенки значительно уменьшается его поперечное расщепление [2]. Как показали многочисленные расчеты, одна из основных проблем в повышении КПД орбитрона субмиллиметрового диапазона связана с необходимостью реализовать достаточно высокие напряженности ВЧ поля в области электронно-волнового взаимодействия и обеспечить полезное использование всех слоев поперечного сечения достаточно мощного ленточного электронного пучка. Если последнее условие эффективно решается за счет использования клинотронного эффекта в пространстве взаимодействия, образованном двумя сходящимися клином гребенками [3], то проблема повышения амплитуды высокочастотного поля в пространстве взаимодействия, которое образовано гребенками расположенными зеркально симметрично в параллельных оси ОР плоскостях, до настоящего времени остается актуальной.

В настоящем сообщении представлены результаты численного моделирования электродинамической системы орбитрона – генератора электромагнитного излучения терагерцового интервала частот. Показано, что путем выбора резонансной ширины гребенок и их расположения на дне прямоугольной канавки в неподвижном зеркале ОР можно увеличить амплитуду ВЧ-поля в области взаимодействия электронов и волн как минимум в шесть раз.

На поверхности зеркал $u=0$, на открытых концах резонатора используется условие излучения. Для уменьшения затрат, расчет производился в области $x \geq 0$, при $x=0$ задавалось условие симметрии.

Предполагалось, что поле вдоль по z изменяется медленно, тогда потенциал Герца $\Pi^e=u(x,y)$ представляет комплексную E_z -компоненту поля и удовлетворяет безразмерному уравнению Гельмгольца ($W=\omega/\omega_0$, ω , ω_0 – рабочая и опорная частота)

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + W^2 u = I \quad (1)$$

Производился оптимизационный поиск параметров, при которых наблюдался резонанс, при этом задавался комплексный ток $I = e^{j\varphi}$ между гребенками ($x < 0.1$, $y_c - 0.5 < y < y_c + 0.5$, y_c – координата центра гребенки). Все геометрические размеры приведены в единицах $\lambda/2\pi$.

II. Схема орбитрона и метод расчета

Схема орбитрона со сдвоенной гребенкой, установленной на дне резонансной прямоугольной канавки неподвижного зеркала ОР, приведена на рис.1. Открытые плоские зеркала имеют по краям небольшой корытообразный изгиб, обеспечивающий удержание рабочей моды резонатора.

Размер сдвоенной гребенки по оси x задавался таким же, как и в традиционном орбитроне $2l_g \approx \lambda/2$, ее ширина по оси y выбиралась в пределах $h_g \approx \lambda/4 \div 4\lambda$.

Поперечные размеры прямоугольной, резонансной канавки определялись в процессе расчетов.

III. Результаты вычислений

Рис.2 иллюстрирует основную моду E_{110} резонатора полуволновой высоты и шириной $\sim 5\lambda$, нагруженного сдвоенной гребенкой с размерами, обычно используемыми в традиционных орбитронах $l_g=1.59$, $h_g=1.7$. Резонансная высота $h_R=2.7900$ является закритической для волны E_{110} резонатора без гребенки, поэтому поле поджимается к оси в направлении y . Эта особенность приводит к тому, что при увеличении индекса моды, поле неустойчиво и для резонатора $h_R \sim \lambda$ наблюдается смешение мод E_{120} и E_{110} .

Рис. 3 иллюстрирует картину поля при правильно подобранных размерах резонансной прямоугольной канавки $l_s=3.2$, $h_s=3.1$, $h_R=3.0711$. Видно, что одна вариация поля точно уместилась в прямоугольной канавке и является «основанием» для вариации поля над зеркалом, практически не искажая ее классическую форму.

В результате образовавшаяся структура оказывается устойчивой и без труда находят моды поля с более высоким индексом, практически не искаженные полем сдвоенной гребенки. Важным при этом оказывается тот факт, что амплитуда поля на боковой поверхности сдвоенной гребенки u_0 почти в два раза выше, чем амплитуда поля над зеркалом. При выборе ширины сдвоенной гребенки немного большей, чем λ оказывается возможным подобрать такую ее высоту, при которой реализуется резонанс на ее собственной моде. Картина поля для этого случая $l_g=1.6$, $h_g=17.2029$ ($\sim 3\lambda$), $l_s=2.8$, $h_s=1.792$, $h_R=6.2127$ представлена на рис.4.

При этих размерах амплитуда поля имеет максимум не на боковой стороне, а вблизи оси сдвоенной гребенки, что способствует существенному уменьшению неоднородности поля по ширине ленты электронного потока. При этом амплитуда на оси сдвоенной гребенки больше амплитуды в объеме между зеркалами ОР в 6 раз, как это видно из рис.4.

Этот эффект позволяет при той же добротности открытого резонатора достичь более высокого КПД.

IV. Заключение

Путем оптимизации электродинамической системы орбитрона за счет подбора оптимальной ширины сдвоенной гребенки можно увеличить интенсивность высокочастотного поля в пространстве взаимодействия минимум в 6 раз. Это позволяет при той же добротности открытого резонатора достигать более высокого КПД орбитрона в терагерцовом интервале частот.