

УДК 621.384

ОРОТРОН—ЭЛЕКТРОННЫЙ ПРИБОР С ОТКРЫТЫМ РЕЗОНАТОРОМ И ОТРАЖАЮЩЕЙ РЕШЕТКОЙ*

Ф. С. Русин, Г. Д. Богомолов

Описан новый электронный прибор типа «О» — оротрон [1—4]. Представлены экспериментальные результаты по изучению генерации в оротроне на колебаниях миллиметрового диапазона и приводятся некоторые выводы, следующие из линейной теории этого прибора. Обсуждаются перспективы работы оротрона на более коротких волнах.

В настоящее время миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны в основном осваиваются с помощью приборов, успешно работающих в сантиметровом диапазоне. Однако, так как лампы сантиметрового диапазона работают на основном колебании резонатора или основной волне волноводной системы, все размеры резонаторов и поперечные размеры волноводов в этих приборах сравнимы с длиной волны или даже меньше ее. Поэтому при укорочении длины волны возникают большие трудности, обусловленные миниатюрностью приборов.

Размеры открытых резонаторов значительно больше длины волны, и их применение в усилителях и генераторах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов весьма перспективно.

В данной работе сообщается о новом электронном генераторе — оротроне, в котором резонансной системой является открытый резонатор (см. рис. 1). На одном из зеркал резонатора расположена периодическая структура, формирующая пространственные гармоники собственного колебания.

Для открытого резонатора с плоскими прямоугольными зеркалами и однородным распределением поля невозмущенного собственного колебания (вдали от периодической структуры) составляющую E_x можно представить в виде [3]

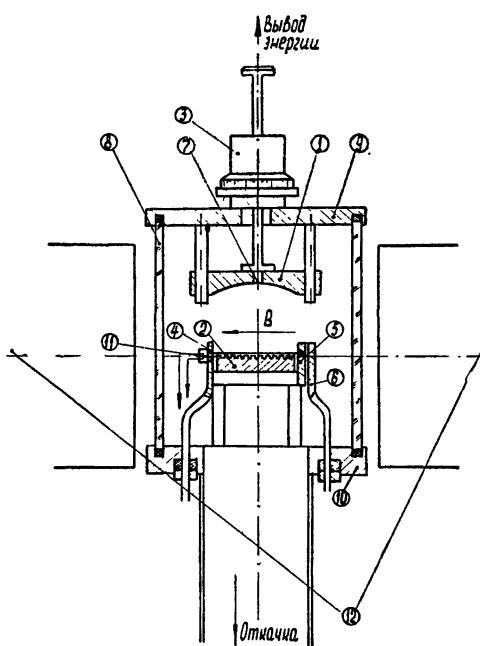


Рис. 1. Схематическое изображение оротрона.

* Доклад на V межвузовской конференции по электронике СВЧ, Саратов, 1966.

$$E_x = -A_0 \sin k(z - H) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \exp\left(-\frac{2\pi n}{l} z\right) \cos \frac{2\pi n}{l} x, \quad (1)$$

где A_0 — амплитуда основного поля собственного колебания открытого резонатора, A_n — амплитуда n -ой пространственной гармоники, $k = \omega/c$ — волновое число, H — расстояние между зеркалами, l — период структуры, причем $l \ll 2\pi/k$.

Электрон, проходящий вблизи периодической структуры со скоростью, близкой к фазовой скорости одной из пространственных гармоник, будет эффективно взаимодействовать с электромагнитным полем открытого резонатора. При пропускании немодулированного электронного пучка можно получить самовозбуждение системы «пучок—резонатор».

Наиболее эффективно взаимодействие электронного сгустка с полем осуществляется, когда его скорость близка к фазовой скорости первой пространственной гармоники, имеющей наибольшую амплитуду. Ниже рассматривается только этот случай.

Механизм взаимодействия электронного потока с полем в оротроне аналогичен механизму взаимодействия в приборах с распределенным взаимодействием типа «О», и для расчета переменной составляющей конвекционного тока в линейной теории оротрона можно воспользоваться дифференциальным уравнением, обычно применяемым в линейной теории ЛОВ или ЛБВ:

$$\frac{d^2 I}{dx^2} - 2ih_e \frac{dI}{dx} + (h_p^2 - h_e^2) I = -i \frac{h_e}{2} \theta \frac{I_0}{U_0} \Sigma_x, \quad (2)$$

которое написано при временной зависимости $e^{-i\omega t}$ и в котором приняты следующие обозначения: $h_e = \frac{\omega}{v_e}$, $h_p = \frac{\omega_p}{v_e}$ — волновые числа,

$v_e \left[\frac{см}{сек} \right] = 5,93 \cdot 10^7 \sqrt{U_0 [B]}$ — скорость электронов, I_0 — постоянная составляющая тока, U_0 — напряжение пучка, $\theta = \frac{S}{S_0}$ — коэффициент использования пучка, Σ_x — усредненное значение составляющей E_x по сечению пучка, которое мы в дальнейшем считаем пропорциональным e^{ihx} , ω_p — частота плазменных колебаний пучка. При однородном распределении тока в пучке $\omega_p = (\Gamma 4\pi e p_0/m)^{1/2} = (\Gamma 4\pi e I_0/m v_e S_0)^{1/2}$, где Γ — коэффициент депрессии, S_0 — сечение пучка, S — эффективное сечение пучка (ср. [6]).

Электромагнитные колебания в оротроне происходят в высокодобротном резонаторе, что позволяет решить уравнение (1) проводить в приближении заданного поля, а для определения условия самовозбуждения использовать закон сохранения энергии

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{\omega W}{Q} + P \geq 0, \quad (3)$$

где W — энергия, запасенная в открытом резонаторе, а

$$P = -\frac{1}{2} \int_0^L I(x) \Sigma_x^* dx \quad (4)$$

— мощность, передаваемая электронным полем потоку, Q — доброт-

нность открытого резонатора, L — длина области взаимодействия, которая определяется распределением поля собственного колебания вблизи зеркала с периодической структурой.

Совместное решение уравнений (1) и (2) дает следующее выражение для пускового тока оротрона:

$$I_0 [a] \simeq 2,1 \cdot 10^{-5} \frac{S_0 U_0^{3/2}}{L^2 \psi Q F_{\max}(\varphi_p)}, \quad (5)$$

где $\psi = W_1/W$ — коэффициент использования электрического поля в резонаторе (см. также формулу (3.32) работы [7]), W_1 — энергия высокочастотного поля синхронной составляющей первой пространственной гармоники, заключенная в объеме, занимаемом электронным пучком.

Периодическая структура в оротроне выполнена в виде гребенки. Теоретический расчет показывает, что при учете только омических потерь электронный поток наиболее эффективно взаимодействует с полем открытого резонатора в том случае, когда глубина канавки гребенки составляет четверть длины волны генерируемого колебания, а ширина канавки — половину периода гребенки. Для этого оптимального случая параметр ψQ выражается формулой

$$\psi Q = \frac{2LS_0L}{\pi^3 z_0 V} \left[1 - \exp \left(-\frac{4\pi}{l} z_0 \right) \right] \frac{H}{\delta(3 + \lambda/l)}, \quad (6)$$

где z_0 — толщина пучка, V — объем открытого резонатора, H — расстояние между зеркалами, δ — толщина скин-слоя, λ — длина волны генерируемого колебания в свободном пространстве.

Функция $F(\varphi, \varphi_p)$ характеризует взаимодействие электронного потока с полем. Она выражается формулой

$$F(\varphi, \varphi_p) = \frac{1}{\varphi_p} \left[\frac{1 - \cos(\varphi - \varphi_p)}{(\varphi - \varphi_p)^2} - \frac{1 - \cos(\varphi + \varphi_p)}{(\varphi + \varphi_p)^2} \right], \quad (7a)$$

где

$$\varphi = (h - h_e)L = h_e L \frac{v_e - v}{v} \quad (7b)$$

— относительный набег фаз, $v = \omega l / 2\pi$ — фазовая скорость первой пространственной гармоники,

$$\varphi_p = \sqrt{2\pi \Gamma \frac{I_0 L^2}{U_0 v_e S_0}} \quad (7c)$$

— параметр пространственного заряда.

Функция $F(\varphi, \varphi_p)$ является нечетной функцией φ . Отсюда следует, что при скорости электронов, в частности равной фазовой скорости волны, мощность взаимодействия между электронным потоком и полем равна нулю при любой величине пространственного заряда. Мощность взаимодействия (функция $F(\varphi, \varphi_p)$) достигает максимума при некотором значении φ (т. е. при некоторой оптимальной расстройке, скоростей), зависящем от φ_p . Первый максимум функции $F(\varphi, \varphi_p)$, который мы обозначаем через $F_{\max}(\varphi_p)$, является монотонно убывающей функцией параметра φ_p и в общем случае довольно сложным образом зависит от этого параметра. Однако в предельных случаях мы имеем простые соотношения

$$F_{\max}(\varphi_p) \simeq \frac{8}{\pi^3} \quad \text{при } \varphi_p \ll 1; \quad (8a)$$

$$F_{\max}(\varphi_p) \simeq \frac{1}{2\varphi_p} \quad \text{при } \varphi_p \gg 1. \quad (8b)$$

Сложная зависимость $F_{\max}(\varphi_p)$ от плотности тока (или, что то же самое, от параметра φ_p) не позволяет при произвольной плотности пространственного заряда получить простой аналитической зависимости для пускового тока. Однако с помощью выражений (8а) и (8б) можно получить две асимптотические формулы, которые позволяют с достаточной для практики точностью оценить пусковой ток оротрона и проанализировать его зависимость от различных параметров пучка, открытого резонатора и периодической структуры. Приведем основные результаты, следующие из такого анализа (см. [2]).

1. Пусковой ток оротрона определяется произведением ψQ , причем при малом пространственном заряде пусковой ток пропорционален $(\psi Q)^{-1}$, а при большом пространственном заряде он пропорционален $(\psi Q)^{-2}$. Если при изменении частоты сохранять неизменными напряжение пучка и параметры открытого резонатора, а параметры гребенки изменять так, чтобы отношение периода гребенки к длине волны и отношение глубины канавки гребенки к длине волны оставались постоянными, то коэффициент использования электрического поля ψ будет пропорционален длине волны λ . С другой стороны, омическая добротность открытого резонатора при нормальном скин-эффекте пропорциональна $\sqrt{\omega}$. Отсюда следует, что при малом пространственном заряде пусковой ток I_0 пропорционален $\sqrt{\omega}$, при большом — ω^* .

2. Пусковой ток оротрона обратно пропорционален квадрату длины пространства взаимодействия как при малом, так и при большом пространственном заряде.

3. Пусковой ток оротрона имеет минимум при некотором оптимальном напряжении, зависящем от потерь в резонаторе и отношения B/y_0 , где B — ширина пространства взаимодействия, y_0 — ширина пучка.

Экспериментальное исследование оротрона в миллиметровом диапазоне волн было проведено на ряде приборов, и генерация получена на длинах волн от 12,2 мм до 1,5 мм.

Открытый резонатор оротрона был образован вогнутым и плоским зеркалами. На плоском зеркале наносилась периодическая структура типа «гребенка» различного шага и глубины, в зависимости от диапазона частот генерации. В наших экспериментах шаг гребенки составлял 1,0 мм (диапазон от $\lambda = 12,2$ мм до $\lambda = 4,3$ мм), 0,55 мм ($\lambda = 4,1$ мм \div $\div 2,3$ мм) и 0,4 мм ($\lambda = 2,1$ мм \div 1,5 мм). Резонатор возбуждался электронным пучком сечением $3,5 \times 0,5$ мм². Пучок создавался диодной пушкой и фокусировался продольным магнитным полем напряженностью до 5000 э. Полученные экспериментальные результаты позволяют сделать следующие выводы.

1. Оротрон является генератором с широким диапазоном перестройки. Если зафиксировать расстояние между зеркалами и изменять только напряжение пучка, генерация происходит на ряде частот в диапазоне, большем октавы. Частоты соответствуют различным собствен-

* Различная зависимость пускового тока от произведения ψQ при малом и большом пространственных зарядах следует из равенств (5), (8а), (8б). При малом пространственном заряде $F_{\max} = \text{const}$ и $I_0 \sim (\psi Q)^{-1}$. При большом пространственном заряде $F_{\max} \sim 1/\varphi_p \sim 1/\sqrt{I_0}$. Правая часть уравнения (5) пропорциональна $\sqrt{I_0}$ и, таким образом, $I_0 \sim (\psi Q)^{-2}$.

ным колебаниям открытого резонатора. При измерении расстояния между зеркалами осуществляется плавная перестройка частоты в этом же диапазоне.

2. Параметры открытого резонатора оротрона можно выбрать такими, чтобы спектр собственных частот был достаточно разрежен в широком диапазоне перестройки. В этом случае зоны генерации (по напряжению) не перекрываются и при фиксированном напряжении генерация происходит на одной частоте.

3. Зависимость выходной мощности (в относительных единицах) от тока пучка, представленная на рис. 2, показывает, что выходная мощность оротрона в широких пределах почти линейно зависит от тока. Максимум импульсной мощности в этом эксперименте равнялся 4 вт.

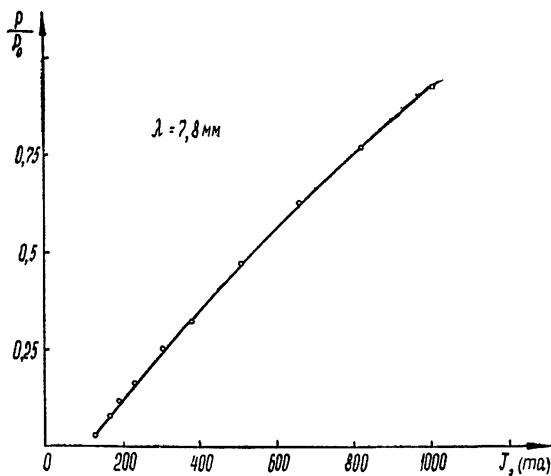


Рис. 2. Зависимость мощности оротрона от тока в пучке.

4. Пусковой ток оротрона сильно зависит от параметров открытого резонатора, гребенки и пучка. В оротроне с гребенкой, имеющей глубину канавки $b = 1,5$ и период $l = 1,0$ мм, пусковой ток на длине волны $\lambda = 9,0$ мм был близок к 100 ма (плотность тока $j = 5,7 \text{ а} \cdot \text{см}^{-2}$), а при глубине канавки $b = 2,3$ мм и периоде $l = 1,2$ мм он был равен 37 ма ($j = 2,1 \text{ а} \cdot \text{см}^{-2}$). Изменив параметры открытого резонатора, так что длина пространства взаимодействия увеличилась почти вдвое, пусковой ток удалось уменьшить с 37 ма до 13 ма ($j = 0,75 \text{ а} \cdot \text{см}^{-2}$), т. е. почти в три раза (вместо расчетных трех с половиной).

Таким образом, в миллиметровом диапазоне оротрон возбуждается при сравнительно небольших плотностях пускового тока.

Исходя из теоретических оценок и экспериментальных результатов, полученных в миллиметровом диапазоне волн, обсудим возможности продвижения оротрона в субмиллиметровый диапазон.

Трудность получения генерации в коротковолновой области миллиметрового диапазона и в субмиллиметровом диапазоне с помощью обычных электронных приборов в значительной степени обусловлена малыми размерами этих приборов и большой плотностью пускового тока.

Открытые резонаторы совмещают высокие добродатости и разреженный спектр с размерами, значительно большими длины волны генерируемых колебаний. Это позволяет в оротроне при переходе к более коротким волнам изменять только параметры гребенки, не изменяя существенно размеров резонатора (при этом благодаря разреженному

частотному спектру генерация происходит только на одной из собственных частот резонатора).

Оценки для пускового тока показывают, что плотность тока эмиссии у эмиттеров, используемых в настоящее время в СВЧ генераторах, вполне достаточна для получения генерации в оротроне на длине волны $\lambda = 0,1 \text{ м.м.}$

На рис. 3 изображена теоретическая зависимость пускового тока (вернее, параметра $I_0 L^2 / S_0 \Gamma$) от напряжения при длине волны $\lambda = 0,1 \text{ м.м.}$. При расчете считалось, что ширина электронного пучка равна ширине области взаимодействия, зеркала открытого резонатора изготовлены из меди, справедлива теория нормального скин-эффекта и существенны только омические потери в зеркалах. На этом рисунке имеются три кривые. Одна из них—кривая 3—расчитана по формуле (5), две другие—по асимптотическим формулам, которые получаются из формулы (5), если в нее подставить значение $F_{\max}(\varphi_p)$, соответствующее малому ($F_{\max}(\varphi_p) = 8/\pi^3$, кривая 2) или большому ($F_{\max}(\varphi_p) = 1/2\varphi_p$, кривая 1) пространственному заряду.

Из рис. 3 видно, что при напряжении $U_0 \approx 4500$ в параметр $I_0 L^2 / S_0 \Gamma$ имеет минимум, приблизительно равный 16 а. При отклонении от этого оптимального напряжения этот параметр довольно быстро увеличивается. Однако этот результат справедлив только при условиях, оговоренных выше.

Если эти условия невыполняются, то можно показать, что минимальное значение $I_0 L^2 / S_0 \Gamma$ увеличивается как $(QB/Q'y_0)^2$, а напряжение, при котором наблюдается этот минимум, как $QB/Q'y_0$, где Q' —полная добротность, а Q —добротность, рассчитанная по теории нормального скин-эффекта.

Таким образом, хотя имеется ряд факторов, увеличивающих пусковой ток, причем их влияние при укорочении длины волны возрастает, тем не менее имеется достаточно большой запас по плотности тока и есть все основания надеяться на успешную работу оротрона в субмиллиметровой области.

Как уже указывалось выше, механизм взаимодействия пучка с полем в оротроне близок к механизму взаимодействия в резонансных ЛБВ и ЛОВ. Однако по сравнению с этими генераторами оротрон, на наш взгляд, имеет ряд преимуществ. Применение в этом приборе открытого резонатора позволяет в оротроне осуществить эффективную обратную связь и, таким образом, уменьшить плотность пусковых токов, а также обеспечить селекцию колебаний, что позволяет получить генерацию на одной частоте (при фиксированном напряжении пучка). Большие размеры открытого резонатора в принципе позволяют получать значительную мощность и выводить ее квазиоптическим способом.

Кроме описанной здесь конструкции оротрона, можно предложить также ряд модификаций. В частности, периодическую структуру можно располагать не на зеркале открытого резонатора, а между зеркалами—в максимуме высокочастотного электрического поля. Можно также предложить оротрон с открытым резонатором другого типа (например,

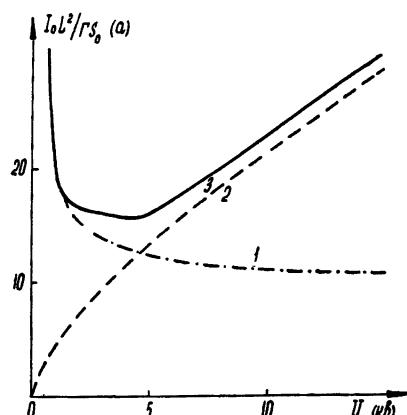


Рис. 3 Теоретическая зависимость параметра $I_0 L^2 / S_0 \Gamma$ от напряжения пучка.

бочкообразным), с периодической структурой другой геометрии, с электронным пучком другой конфигурации.

Применяя два оротрона, связанных только общим электронным пучком, можно получить усилитель, аналогичный двухрезонаторному клистрону с распределенным взаимодействием. Если вместо открытого резонатора взять открытый волновод, согласованный на концах, можно в принципе получить генератор или усилитель типа ЛОВ и ЛБВ. Однако для оценки перспективности таких приборов необходимы дальнейшие исследования.

В заключение авторы благодарят П. Л. Капицу за постоянный интерес к этой работе, Л. А. Вайнштейна и С. П. Капицу—за обсуждение работы и критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Ф С Русин, Г Д Богомолов, Письма в ЖЭТФ, 4, 236 (1966).
- 2 Ф С Русин, Электроника больших мощностей, сб 5, изд Наука, М, 1968, стр 9
- 3 Ф С Русин, Г Д Богомолов, Электроника больших мощностей, сб 5, изд Наука, М, 1968, стр 38
- 4 Ф С Русин, Г Д Богомолов, Электроника больших мощностей, сб. 5, изд Наука, М, 1968, стр 45
- 5 П Л Капица, С И Филимонов, С И Капица, Электроника больших мощностей, сб 3, изд Наука, М, 1964, стр 7
- 6 Л А Вайнштейн, ЖТФ, 26, № 1, 126 (1956)
- 7 П. Л. Капица, Электроника больших мощностей, изд Наука, М, 1962
- 8 Л. А. Вайнштейн, Открытые резонаторы и открытые волноводы, изд Сов радио, М, 1966

Институт физических проблем
АН СССР

Поступила в редакцию
27 января 1967 г

OROTRON—ELECTRON DEVICE WITH AN OPEN RESONATOR AND REFLECTING GRATING

F. S. Rusin, G. D. Bogomolov

A new electron device of an "O" type—Orotron—is described [1–4]. The experimental data on generation in the millimeter range are presented. Some conclusions obtained from the linear theory of this device are given. The possibilities of the orotron operation at the shorter waves are discussed.