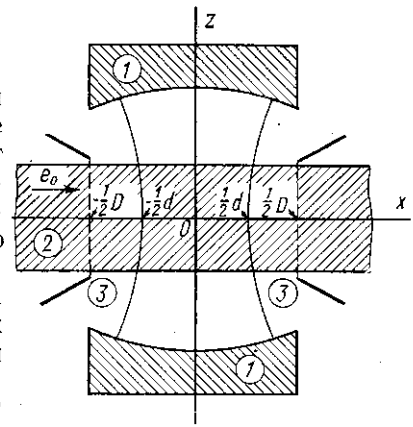
УДК 621.385.623.2

РАССЛОЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В ПОЛЕ ОТКРЫТОГО РЕЗОНАТОРА

Ю. К. Алексеев, А. И. Костиенко

(кафедра радиофизики СВЧ)

В работе [1] нами была рассмотрена возможность использования ускорения в постоянном электрическом поле промодулированного электронного потока для увеличения мощности СВЧ приборов О-типа. При этом было показано, что наиболее выгодно ускорять электронный поток с промодулированной плотностью тока, поскольку в этом случае при ускорении электронов сохраняется неизменным спектральный состав конвекционного тока. Таким модулятором плотности тока в миллиметровом и более коротковолновом диапазоне волн может служить открытый резонатор (ОР), состоящий из двух вогнутых зеркал устойчивой геометрии, как это было показано в [2, 3].



В данной работе ставится задача теоретического изучения спектральных характеристик модулятора плотности тока на основе ОР и учета эффекта расслоения электронного потока в поле ОР с целью его применения в релятивистских электростатических СВЧ усилителях и генераторах.

Рассмотрим модулятор тока (рисунок), состоящий из ОР со сферическими зеркалами *1* и возбужденный на основном типе колебаний с диаметром каустики *d*. Ленточный электронный поток *2*, бесконечно тонкий по оси *oy*, пронизывает поле ОР и проходит через ось симметрии *oz*. Пространство взаимодействия потока с полем ограничено идеальными сетками *3*, расположенными симметрично относительно оси *oz*, расстояние между сетками *D* предполагается настолько большим, что сетки лишь незначительно уменьшают добротность ОР и практически не влияют на распределение поля низшего типа колебаний.

Далее мы предполагаем малую плотность тока модулируемого электронного потока, что позволяет не учитывать поля пространственного заряда и использовать одноэлектронное приближение в описании взаимодействия потока с полем ОР. Ограничиваясь наиболее интересным для практики случаем модуляции нерелятивистского потока и предполагая постоянное магнитное поле вдоль оси *ox* достаточно большим, запишем задачу о движении электрона в поле ОР в следующем виде:

$$\begin{cases} \dfrac{d\psi}{d\varphi} = \alpha_1 e^{-(2\chi/\theta_d)^2} \cos\Phi \sin\varphi, \\ \dfrac{d\chi}{d\varphi} = \psi, \quad \chi|_{\varphi_0} = -\dfrac{1}{2}\,\theta_0, \quad \psi|_{\varphi_0} = 1, \end{cases} \tag{1}$$

где $\varphi=\omega t$, $\chi=\omega x/v_0$, $\psi=v/v_0$ — нормированные время, координата и скорость электрона; $\theta_d=\omega d/v_0$; $\theta_0=\omega D/v_0$; $\alpha_1=\eta E_1/(\omega v_0)$; $\eta=e_0/m_0$; e_0, m_0, v_0, φ_0 — заряд, масса, скорость и фаза влета электрона соответственно; ω, E_1 — круговая частота и максимальная амплитуда напряженности поля на оси ОР; $\cos\Phi$ описывает стоячий характер волны по оси oz: $\Phi=m\pi$ — пучность поля, $\Phi=\pi/2+m\pi$ — узел поля ($m=0, \pm1, \pm2, ...$).

Решая систему (1) методом последовательных приближений, получаем в 3-м приближении связь между истинным θ и невозмущенным θ_0 пролетными углами электронов в пространстве взаимодействия в следующем виде:

$$\theta=\frac{\theta_0+\frac{\pi^2}{10}\alpha_1\cos\Phi\,[e^{-(p-2\theta/\theta_0)^2}\sin(\varphi_0+\theta)-e^{-p^2}\sin\varphi_0]}{1+0{,}56\sqrt{\pi}\,\alpha_1 e^{-p^2}\cos\Phi\cos\varphi_0}, \qquad (2)$$

где $p=D/d$. Пренебрегая в числителе (2) вторым слагаемым, малым по сравнению с $\theta_0\gg1$ (т. е. мы рассматриваем реализуемый на практике режим больших пролетных углов электронов в поле ОР), а также предполагая, что $0{,}56\sqrt{\pi}\,\alpha_1 e^{-p^2}\cos\Phi\ll1$, получаем из (2):

$$\theta=\theta_0-0{,}56\sqrt{\pi}\,\alpha_1 e^{-p^2}\theta_0\cos\Phi\cos\varphi_0. \qquad (3)$$

Зависимость времени движения $T=\theta(\varphi_0)/\omega$ электрона через модулятор от фазы φ_0 его влета в поле является следствием модуляции средних скоростей электронов на входе в ОР, где входная сетка «обрезает» адиабатически медленно спадающую амплитуду поля ОР и создает тем самым условия для эффективной среднескоростной модуляции [4]. Двигаясь далее в переменном поле ОР, более быстрые (в среднем) электроны догоняют медленные, в результате на выходе модулятора образуются электронные сгустки и появляется переменная плотность тока.

Используя (3), находим спектральный состав тока на выходе из пространства взаимодействия:

$$i_1(\varphi_1)=I_0+2I_0\sum_{m=0}^{\infty}J_m(0{,}56\sqrt{\pi}\,m\alpha_1 e^{-p^2}\theta_0\cos\Phi)\cos\left[m\left(\varphi_1+\frac{\pi}{2}-\theta_0\right)\right], \qquad (4)$$

где φ_1 — фаза вылета электронов через выходную сетку модулятора, I_0 — входной ток. Из этого выражения следует, что происходит расслоение электронного потока при его движении через модулятор в том смысле, что на участках электронного потока, проходящих через пучности поля ($\cos\Phi=\pm1$) образуются сгустки электронов, максимальное значение амплитуды первой гармоники равно $1{,}16I_0$; на тех же линиях потока, которые проходят через узлы поля ($\cos\Phi=0$), группировки не происходит, плотность тока остается непромодулированной. Поэтому для широкого ленточного потока представляют интерес усредненные по координате z амплитуды гармоник $\bar{i}_m$ конвекционного тока, причем усреднение достаточно провести по одному полупериоду стоячей волны в ОР, поскольку на другом полупериоде картина группировки повторяется (со сдвигом по фазе на π), предполагая при этом, что на ширине электронного потока изменением амплитуды пучности поля и диаметра каустики можно пренебречь.

В результате усреднения для $\bar{i}_m$ было получено следующее вы-

ражение:

$$\bar{i}_m = 2I_0 J_{m/2}^2 (0{,}28\sqrt{\pi}\, m\alpha_1 e^{-p^2}\theta_0), \qquad (5)$$

из которого, в частности, следует, что такой модулятор может обеспечить максимальное среднее значение 1-й гармоники $0{,}92\, I_0$ при $\alpha_1 e^{-p^2}\theta_0 = 2{,}35$.

Таким образом, можно сделать вывод, что эффект расслоения широкого электронного потока в поле стоячей волны ОР на области с высокой и низкой степенью группировки приводит лишь к незначительному снижению средних значений амплитуд гармоник конвекционного тока и энергии, запасенной в потоке на частоте модулирующего сигнала. Однако оценку влияния эффекта расслоения на электронный КПД потока необходимо проводить с учетом конкретного устройства отбора энергии, поскольку это может потребовать усреднения аплитуд гармоник с весом, отличным от единицы.

Наличие сеток в поле ОР приводит к появлению в промодулированном потоке разброса скоростей электронов $\Delta v/v_0$, оценка которого дала следующее неравенство:

$$\left|\frac{\Delta v}{v_0}\right|_{\max} \leqslant 2{,}24\sqrt{\pi}\, \alpha_1 e^{-p^2}. \qquad (6)$$

Из сравнения (4), (5) с (6) видно, что, увеличивая p и θ_0 так, чтобы $e^{-p^2}\theta_0 = \mathrm{const}$, можно уменьшить выходной разброс скоростей при сохранении постоянными значений амплитуд гармоник конвекционного тока. Использование же последующего ускорения промодулированного электронного потока в постоянном электрическом поле уменьшает роль выходного разброса скоростей в формировании переменной плотности тока, поскольку вызываемый разбросом процесс перегруппировки замедляется тем сильнее, чем больше ускорение потока [1].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Алексеев Ю. К., Костиенко А. И. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1983, 24, № 1, с. 25. [2] Костиенко А. И. и др. Деп. ВИНИТИ № 2933-83 от 1.06.83. [3] Алексеев Ю. К. и др. В кн.: X Всесоюз. науч. конф. «Электроника сверхвысоких частот». Минск, 1983, с. 221. [4] Алексеев Ю. К., Афонин Д. Г., Костиенко А. И. Там же, с. 219.

Поступила в редакцию
12.04.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 1

УДК 539.2.01

ОБ ОТНОШЕНИИ ВНЕШНЕГО И ВНУТРЕННЕГО ПЕРИМЕТРОВ ПЕРКОЛЯЦИОННЫХ КЛАСТЕРОВ

И. М. Соколов

(кафедра квантовой радиофизики)

Задачи теории протекания часто используются для описания скачкообразных изменений электронных и упругих свойств неупорядоченных систем [1, 2]. Вопрос об отношении внешнего и внутреннего периметров конечных кластеров является весьма важным. Он, например, естественным образом возникает при исследовании квантового эффекта Холла [3].

Решение этого вопроса может быть основано на рассмотрении топологических свойств перколяционных кластеров и соображениях по-