



МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПУСКОВЫХ ТОКОВ МНОГОРЕЗОНАТОРНЫХ КЛИСТРОННЫХ АВТОГЕНЕРАТОРОВ

Ю.Д. Жарков

На основе теории каскадной группировки рассмотрена методика расчета пусковых токов многорезонаторных клистронных автогенераторов.

Многорезонаторные клистроны являются традиционными приборами вакуумной сверхвысокочастотной электроники, получившими широкое практическое применение [1]. В последние годы интерес к ним возрос еще и в связи с тем, что на их основе возможно создание автогенераторов хаотических колебаний с большой мощностью и значительным КПД [2].

Одним из основных параметров таких автогенераторов является пусковой ток. Теоретические оценки возможностей клистронных автогенераторов хаотических колебаний с различным числом резонаторов, а также изложение этих вопросов в общих и специальных курсах требуют последовательного расчета пусковых токов клистронных автогенераторов с учетом эффекта группировки электронов в каждом из резонаторов. Эту задачу можно решить только на основе теории каскадной группировки электронов [3].

В настоящей работе дается методика расчета пусковых токов клистронных автогенераторов с разным числом резонаторов на основе каскадной группировки. Для начала колебаний естественным является предположение о малом сигнале. Кроме того, будем считать группировку кинематической, а все резонаторы одинаковыми и настроенными на одну частоту (синхронный режим).

Последовательно рассмотрим расчет пускового тока для двух-, трех-, четырех- и пятирезонаторного клистронов.

Двухрезонаторный клистрон. Допустим, что к первому высокочастотному зазору клистроны приложено напряжение

$$u(t) = u_1 \sin \omega t_1,$$

где u_1 – амплитуда ВЧ-напряжения первого зазора, t_1 – время пролета электроном первого зазора, ω – резонансная частота резонатора. Тогда в приближении малого сигнала скорость электрона v на выходе этого зазора будет

$$v = v_0 \left(1 + \frac{M\xi_1}{2} \sin \omega t_1 \right),$$

где $v_0 = \sqrt{2(e/m)u_0}$; $\xi_1 = u_1/u_0$, u_0 – постоянное ускоряющее напряжение клистрона, e и m – заряд и масса электрона; M – коэффициент эффективности модуляции.

Фаза прибытия электрона во второй (выходной) зазор клистрона будет

$$\omega t_2 = \omega t_1 + \theta_0 - X \sin \omega t_1,$$

где $\theta_0 = \omega l/v_0$ – угол пролета в пространстве дрейфа между резонаторами, l – расстояние между первым и вторым зазорами; $X = M\xi_1\theta_0/2$ – параметр группировки.

Ток i сгруппированного потока в пространстве дрейфа определяется из закона сохранения заряда $I_0 dt_1 = i dt_2$, где I_0 – постоянный ток электронного пучка. Амплитуда сгруппированного тока будет $i_1 = I_0 X$.

Амплитуда напряжения u_2 на втором зазоре

$$u_2 = \frac{M i_1}{G_n} = \frac{1}{2} M^2 \frac{I_0}{u_0} \frac{1}{G_n} \theta_0 u_1 = \varkappa_2 u_1,$$

где $\varkappa_2 = (1/2)M^2(I_0/u_0)(1/G_n)\theta_0$, $G_n = 1/(\rho Q_n)$ – активная проводимость второго резонатора, связанного с нагрузкой, ρ – волновое сопротивление резонатора, Q_n – нагруженная добротность резонатора.

Коэффициент усиления двухрезонаторного клистрона $K_{2u} = \varkappa_2$. Амплитудное условие самовозбуждения, если нет потерь в линии обратной связи, имеет вид $K_{2u} = 1$.

Из этого условия следует уравнение для определения пускового тока $I_{0\text{пуск}2}$ двухрезонаторного клистронного автогенератора

$$\varkappa_2 = \frac{1}{2} M^2 \frac{I_{0\text{пуск}2}}{u_0} \frac{1}{G_n} \theta_0 = 1.$$

Трехрезонаторный клистрон. В трехрезонаторном клистроне сгруппированным в пространстве дрейфа потоком в промежуточном резонаторе при синхронной настройке возбуждается напряжение

$$u_2(t) = -u'_2 \cos(\omega t_2 - \theta_{01}).$$

Знак минус свидетельствует о том, что электронные сгустки попадают в максимум тормозящего поля второго резонатора. Здесь $\theta_{01} = \omega l_{12}/v_0$ – угол пролета в первом пространстве дрейфа, l_{12} – расстояние между первым и вторым резонаторами; $u'_2 = (1/2)M^2(I_0/u_0)(1/G_0)\theta_{01}u_1$ – амплитуда напряжения, возбуждаемого в промежуточном резонаторе, G_0 – активная проводимость промежуточного резонатора.

Скорость электронов на выходе второго зазора

$$v_2 = v_0 \left[1 + \frac{M\xi_1}{2} \sin \omega t_1 - \frac{M\xi_2}{2} \cos(\omega t_2 - \theta_{01}) \right],$$

где $\xi_2 = u'_2/u_0$.

Фаза прибытия электрона в третий, выходной, зазор клистрона ωt_3 в приближении малого сигнала

$$\omega t_3 = \omega t_1 + \theta_{01} + \theta_{02} - X_{13} \sin \omega t_1 + X_{23} \cos \omega t_1.$$

Здесь $\theta_{02} = \omega l_{23}/v_0$ – угол пролета во втором пространстве дрейфа, l_{23} – расстояние между вторым и третьим резонаторами; $X_{13} = (1/2)M\xi_1(\theta_{01} + \theta_{02})$ – первый парциальный параметр группировки; $X_{23} = (1/2)M\xi_2\theta_{02}$ – второй парциальный параметр группировки.

Во втором зазоре происходит дополнительная скоростная модуляция электронного потока, приводящая к каскадной группировке во втором пространстве дрейфа в результате скоростной модуляции в обоих зазорах.

Перепишем ωt_3 в виде

$$\omega t_3 = \omega t_1 + \theta_{01} + \theta_{02} - \omega t_3 = \omega t_1 + \theta_{01} + \theta_{02} - X' \sin(\omega t_1 + \varphi'),$$

где $X' = \sqrt{X_{12}^2 + X_{13}^2}$; $\varphi' = -\arctg(X_{23}/X_{13})$.

Определяя ток сгруппированного во втором пространстве дрейфа потока по закону сохранения заряда, найдем выражение для амплитуды возбужденного в третьем зазоре напряжения

$$u_3 = \frac{MI_0 X'}{G_H} = \frac{MI_0}{G_H} X_{13} \sqrt{1 + \left(\frac{X_{23}}{X_{13}}\right)^2}.$$

Проводя элементарные преобразования, получим

$$u_3 = \varkappa_3 \sqrt{1 + \left[\frac{\varkappa_3(G_H/G_0)\theta_{01}\theta_{02}}{(\theta_{01} + \theta_{02})^2}\right]^2} u_1,$$

где

$$\varkappa_3 = \frac{1}{2} M^2 \frac{I_0}{u_0} \frac{1}{G_H} (\theta_{01} + \theta_{02}).$$

Коэффициент усиления трехрезонаторного клистрона будет

$$K_{3u} = \frac{u_3}{u_1} = \varkappa_3 \sqrt{1 + \left[\frac{\varkappa_3(Q_0/Q_H)\theta_{01}\theta_{02}}{(\theta_{01} + \theta_{02})^2}\right]^2},$$

где $Q_0 = 1/(\rho G_0)$ – собственная добротность резонатора. Пусковой ток трехрезонаторного клистрона $I_{0\text{пуск}3}$ можно найти из уравнения

$$\varkappa_3 \sqrt{1 + \left[\frac{\varkappa_3(Q_0/Q_H)\theta_{01}\theta_{02}}{(\theta_{01} + \theta_{02})^2}\right]^2} = 1.$$

Четырехрезонаторный клистрон. В предпоследнем резонаторе четырехрезонаторного клистрона сгруппированный поток возбуждает напряжение $u_3(t)$

$$u_3(t) = -u'_3 \cos(\omega t_3 - \theta_{01} - \theta_{02} - X_{23}),$$

где $u'_3 = (MI_0/G_0)X_{13}\sqrt{1 + (X_{23}/X_{13})^2}$. Тогда скорость v_3 на выходе третьего зазора

$$v_3 = v_0 \left[1 + \frac{M\xi_1}{2} \sin(\omega t_1) - \frac{M\xi_2}{2} \cos(\omega t_2 - \theta_{02}) - \frac{M\xi_3}{2} \cos(\omega t_3 - \theta_{01} - \theta_{02} - X_{23}) \right],$$

где $\xi_3 = u'_3/u_0$.

Фаза прибытия электрона в выходной зазор ωt_4 будет

$$\omega t_4 = \omega t_1 + \theta_{01} + \theta_{02} + \theta_{03} - X_{14} \sin(\omega t_1) + (X_{24} + X_{34}) \cos(\omega t_1),$$

где

$$X_{14} = \frac{M\xi_1(\theta_{01} + \theta_{02} + \theta_{03})}{2}; \quad X_{24} = \frac{M\xi_2(\theta_{02} + \theta_{03})}{2}; \quad X_{34} = \frac{M\xi_3}{\theta_{03}},$$

$\theta_{03} = \omega l_{34}/v_0$, l_{34} – расстояние между третьим и четвертым зазорами. Выражение для ωt_4 можно переписать в виде

$$\omega t_4 = \omega t_1 + \theta_{01} + \theta_{02} + \theta_{03} - X'' \sin(\omega t_1 + \varphi''),$$

где $X'' = \sqrt{X_{14}^2 + (X_{24} + X_{34})^2}$; $\varphi'' = -\arctg((X_{24} + X_{34})/X_{14})$.

Используя, как и прежде, закон сохранения заряда, найдем амплитуду тока сгруппированного в результате каскадной группировки потока

$$i_{a3} = I_0 X''.$$

Тогда амплитуда возбужденного в выходном резонаторе напряжения будет

$$u_4 = \frac{MI_0 X_{14}}{G_n} \sqrt{1 + \left(\frac{X_{24} + X_{34}}{X_{14}} \right)^2}.$$

Выполняя несложные выкладки, найдем для коэффициента усиления четырехрезонаторного клистрона

$$K_{4u} = \frac{u_4}{u_1} =$$

$$= \varkappa_4 \sqrt{1 + \frac{\varkappa_4 Q_0}{Q_n} \left[\frac{\theta_{01}(\theta_{02} + \theta_{03})}{(\theta_{01} + \theta_{02} + \theta_{03})^2} + \frac{\theta_{03}(\theta_{01} + \theta_{02})}{(\theta_{01} + \theta_{02} + \theta_{03})^2} \sqrt{1 + \frac{\varkappa_4 \frac{Q_0}{Q_n} \theta_{01}^2 \theta_{02}^2}{(\theta_{01} + \theta_{02} + \theta_{03})^2 (\theta_{01} + \theta_{02})^2}} \right]^2},$$

где $\varkappa_4 = (1/2)M^2(I_0/u_0)(1/G_n)(\theta_{01} + \theta_{02} + \theta_{03})$. Из условия $K_{4u}=1$ можно найти пусковой ток $I_{0\text{пуск4}}$ четырехрезонаторного автогенератора. Аналогичные вычисления были проведены и для пятирезонаторного клистрона.

Интересно сравнить пусковые токи автогенераторов с разным числом резонаторов при условии, что расстояние между входным и выходным резонаторами остается одним и тем же. В этом случае для трехрезонаторного клистрона $\theta_{01} + \theta_{02} = \theta_0$,

для четырехрезонаторного $\theta_{01} + \theta_{02} + \theta_{03} = \theta_0$, а для пятирезонаторного клистрона $\theta_{01} + \theta_{02} + \theta_{03} + \theta_{04} = \theta_0$. Тогда $\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon_4 = \varepsilon_5 = \varepsilon$. Кроме того, будем считать $Q_0/Q_n = 3$, а $\theta_{01} = \theta_{02}$ (для трехрезонаторного клистрона), $\theta_{01} = \theta_{02} = \theta_{03}$ (для четырехрезонаторного) и $\theta_{01} = \theta_{02} = \theta_{03} = \theta_{04}$ (для пятирезонаторного). Тогда условия самовозбуждения автогенераторов, определяющие пусковые токи для клистронов с различным числом резонаторов n , но одинаковым расстоянием между входным и выходным резонаторами, будут следующими:

$$n = 2 \longrightarrow \varepsilon = 1;$$

$$n = 3 \longrightarrow \varepsilon \sqrt{1 + \left(\frac{3}{4}\varepsilon\right)^2} = 1;$$

$$n = 4 \longrightarrow \varepsilon \sqrt{1 + \frac{4}{9}\varepsilon^2 \left[1 + \sqrt{1 + \frac{\varepsilon^2}{4}}\right]^2} = 1;$$

$$n = 5 \longrightarrow \varepsilon \sqrt{1 + \frac{9}{16}\varepsilon^2 \left[\frac{3}{4} + \sqrt{1 + \frac{9}{64}\varepsilon^2} + \frac{3}{4} \sqrt{1 + \frac{\varepsilon^2}{4} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{9\varepsilon^2}{64}}\right)^2}\right]^2} = 1.$$

Полученные для пусковых токов результаты можно представить в виде таблицы: число резонаторов n , отношение пусковых токов $I_{0\text{пуск}n}/I_2$

n	2	3	4	5
$I_{0\text{пуск}n}/I_2$	1	0.85	0.72	0.63

Приведенные примеры показывают, что основное влияние на величину пускового тока многорезонаторных клистронных автогенераторов при одинаковой длине пространства дрейфа между первым и последним резонаторами оказывает не число зазоров, расположенных на этой длине, а протяженность пространства дрейфа.

Предложенная методика расчета пусковых токов клистронных автогенераторов может быть обобщена на случай конечной расстройки частот промежуточных резонаторов. Для этого режима работы клистрона проводимость резонаторов Y_n записывается в комплексной форме

$$Y_n = G_0(1 + 2jQ_0\delta_n),$$

где $\delta_n = (\omega/\omega_n - 1)$ – относительная расстройка по частоте n -го резонатора, ω_n – собственная частота n -го резонатора.

Тогда, учитывая, что напряжение на n -м зазоре выражается как $u_n = Mi_{n-1}/Y_n$, можно вычислить коэффициент усиления клистрона K_n и найти условия самовозбуждения генератора с учетом затухания L в линии обратной связи как $K_n = L$.

Расчет пускового тока экспериментального образца клистронного генератора дал для оптимальной зоны с учетом затухания в цепи обратной связи значение $I_{0\text{пуск}} = 6$ мА, в то время как на опыте он оказался равным 8 мА. Следует указать, что в расчете не учитывался пространственный заряд потока.

Достоинством предложенной методики, основанной на теории каскадной группировки, является возможность расчета пусковых токов клистронных автогенераторов с разным числом резонаторов и разными расстояниями между ними при конечных расстройках резонаторов.

Выражаю благодарность профессору Б.С. Дмитриеву за обсуждение этой статьи и полезные замечания.

Работа поддержана грантом РФФИ проект № 06-02-16451-а.

Библиографический список

1. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по СВЧ электронике для физиков. Т.1.М.: Физматлит, 2003.
2. Дмитриев Б.С., Жарков Ю.Д., Клоков Д.В., Рыскин Н.М. Экспериментальное исследование сложной динамики в многорезонаторном клистронном автогенераторе с запаздывающей обратной связью // ЖТФ. 2003. Т. 73, вып. 7. С. 105.
3. Шевчик В.Н. Основы электроники сверхвысоких частот. М.: Сов. радио, 1959.

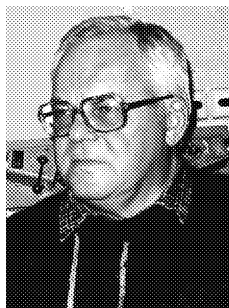
*Саратовский государственный
университет*

*Поступила в редакцию 20.02.2007
После доработки 30.03.2007*

CALCULATION TECHNIQUE OF STARTING CURRENT OF MULTICAVITY KLYSTRON AUTOGENERATORS

Yu. D. Zharkov

On the base of the cascade-bunching theory the calculation technique of starting current of multicavity klystron autogenerators is presented in this paper.



Жарков Юрий Дмитриевич – родился в селе Терса Еланского района Волгоградской области (1931). Окончил физический факультет СГУ (1953). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1961) и доктора (1987) в области радиофизики и электроники СВЧ. В настоящее время – профессор кафедры электроники, колебаний и волн СГУ. Область научных интересов – физическое моделирование процессов взаимодействия потоков заряженных частиц с СВЧ-полями, исследование сложной динамики в СВЧ-генераторах с запаздывающей обратной связью. Опубликовал более 200 работ, среди них несколько учебных пособий, 20 изобретений.