

К ВОПРОСУ О ПУСКОВЫХ ТОКАХ В ЛАМПАХ ТИПА «Е»

Г. Н. Коростелев

При рассмотрении ЛОВ типа „Е“ и „безмагнитного магнетрона“ как устройств с бегущей волной получено общее выражение для пускового тока ЛОВ типа „Е“ и „безмагнитного магнетрона“, работающих в дисперсионной области периодической структуры. Применение указанного выражения иллюстрируется на примере замкнутой периодической структуры типа переплетенных пальцев, обладающей аномальной дисперсией.

В генераторах СВЧ, основанных на взаимодействии предварительного сфокусированного электронного потока с полем периодической структуры, величина пускового тока является важной характеристикой, знание которой необходимо для расчета периодических структур, режимов работы и параметров электронных пушек. В настоящей работе проводится расчет пускового тока ламп типа „Е“ [1,2] при рассмотрении их с точки зрения теории лампы с бегущей волной (методом, аналогичным изложенному в работе [3]). При этом можно воспользоваться трактовкой Долера [4] обычных магнетронов как устройств с бегущей волной. Однако в его работе получены мало удобные для практического использования выражения пускового тока магнетрона. Представлялось интересным распространить эту трактовку на приборы типа „Е“ с замкнутой периодической структурой, например, „безмагнитный магнетрон“, и получить более удобные выражения. Весь теоретический анализ в данной работе проводится в предположении существования бегущих волн вдоль периодической структуры в пределах ее дисперсионной области. Этот подход к рассмотрению условий самовозбуждения ламп типа „Е“, в отличие от других, более тесно связывает указанные условия с дисперсионными свойствами системы.

1. ВЫВОД ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ПУСКОВОГО ТОКА

При выводе выражения для пускового тока мы ограничимся малыми сигналами, пренебрегая затуханием в системе и влиянием поля пространственного заряда.

В случае движения сгруппированного электронного потока около периодической структуры он вносит, вообще говоря, положительное или отрицательное затухание и изменяет постоянную распространения системы. Указанное изменение постоянной распространения $\Delta\Gamma$ равно $\Gamma - \Gamma_0$, где Γ — постоянная распространения волны в системе с электронным потоком, Γ_0 — постоянная распространения волны в холодной системе. Вызванное электронным потоком изменение фазы в одной ячейке можно представить в виде

$$d\varphi = i \frac{\int_V jE_z^* dV}{4P}, \quad (1)$$

где V — объем, занимаемый электронным лучом в рассматриваемой ячейке, E_z — продольная составляющая высокочастотного электрического поля, j — переменная составляющая плотности тока в направлении z и P — поток электромагнитной энергии, проходящий через ячейку.

Если считать в некотором приближении j и E_z постоянными на малом участке взаимодействия и длину этого участка единичной, то

$$d\varphi = i \frac{IE_z^*}{4P}, \quad (2)$$

где I — переменная составляющая полного тока. Мощность P можно выразить через сопротивление связи:

$$P = \frac{E_z E_z^*}{2\Gamma_0^2 R_c}. \quad (3)$$

Подставив значение P из (3) в (2), получим:

$$d\varphi = i \frac{I\Gamma_0^2 R_c}{2E_z}.$$

Таким образом, изменение постоянной распространения при введении электронного потока будет иметь вид:

$$\Gamma - \Gamma_0 = i \frac{\Gamma_0^2 R_c I}{2E_z} \quad (4)$$

или

$$(\Gamma - \Gamma_0) \frac{E_z}{V_0} - i \frac{\Gamma_0^2 R_c I}{2R_0 I_0} = 0, \quad (5)$$

где R_0 — сопротивление невозмущенного электронного потока, I_0 — постоянная составляющая полного тока и V_0 — потенциал, соответствующий скорости электронов.

Ограничимся рассмотрением линейной периодической системы и предположим, что траектории электронов в статическом режиме прямолинейны.

Компоненты высокочастотного электрического поля по осям y и z представляют собой решения волнового уравнения

$$E_y = iA \operatorname{ch}(\Gamma_0 y) e^{-i\Gamma_0 z^*}; \quad (6)$$

$$E_z = A \operatorname{sh}(\Gamma_0 y) e^{-i\Gamma_0 z^*}.$$

Найдем изменение переменной составляющей плотности тока, переносимого электронным лучом, на элементе dz в предположении,

что I, j , а также \tilde{v}_z и ρ (где \tilde{v}_z и ρ — соответственно переменные составляющие скорости электронов в направлении z и плотности электронного потока) изменяются во времени и в пространстве по закону $e^{i(\omega t - \Gamma z)}$.

Тогда

$$\frac{dj}{dt} = \frac{\partial j}{\partial t} + \frac{\partial j}{\partial z} \frac{dz}{dt} = \frac{\partial j}{\partial t} + \frac{\partial j}{\partial z} v_0 \quad (7)$$

или

$$dj = i\Gamma_e j dz - i\Gamma j dz, \quad (8)$$

где $\Gamma_e = \omega/v_0$ — «постоянная фазы движения» электронов, v_0 — их невозмущенная скорость. С другой стороны, в нашем случае плот-

* Здесь и в дальнейшем опущен временной множитель $e^{i\omega t}$.

ность тока, идущего в направлении коллектора $j = \rho v_0 + \tilde{v}_z \rho_0$, где ρ_0 — постоянная составляющая плотности электронного потока, и

$$\frac{dj}{dz} = \frac{\partial \rho}{\partial z} v_0 + \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{v}_z}{\partial z} \rho_0 + \frac{\partial \tilde{v}_z}{\partial t} \frac{\rho_0}{v_0}. \quad (9)$$

Применяя одномерное уравнение сохранения заряда $\frac{\partial j}{\partial z} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}$, получаем:

$$dj = i \Gamma_e \frac{\tilde{v}_z}{v_0} j_0 dz, \quad (10)$$

где $j_0 = \rho_0 v_0$ — постоянная составляющая плотности тока. Приравняв правые части равенств (8) и (10), будем иметь:

$$ij \Gamma dz = ij \Gamma_e dz - i \Gamma_e \frac{\tilde{v}_z}{v_0} j_0 dz. \quad (11)$$

Первое слагаемое правой части равенства (11) определяется изменением плотности тока со временем на элементе dz , а второе — модуляцией плотности тока высокочастотной составляющей электрического поля. Дальнейшие преобразования равенства (11) дают:

$$i(\Gamma - \Gamma_e) \frac{I}{I_0} + i \frac{\tilde{v}_z}{v_0} \Gamma_e = 0. \quad (12)$$

Если v_z — полная скорость электронов в направлении z , то можно написать

$$\frac{mv_z^2}{2} = \frac{mv_0^2}{2} - e \tilde{V}(z), \quad (13)$$

где $\tilde{V}(z)$ — переменная составляющая потенциала. В случае одномерной задачи $\tilde{V}(z)$ можно выразить как $\tilde{V}(z) = -\int E_z dz + C$, где произвольную постоянную C можно положить равной нулю. После использования последнего выражения соотношение (13) принимает следующий вид:

$$\frac{mv_z^2}{2} = \frac{mv_0^2}{2} + i \frac{e E_z}{\Gamma_0}. \quad (14)$$

В (13), (14) e и m представляют собой заряд и массу электрона соответственно. Из выражения (14) следует, что

$$v_z = v_0 + i \frac{e E_z}{m v_0 \Gamma_0}; \quad (15)$$

$$\tilde{v}_z = i \frac{e E_z}{m v_0 \Gamma_0}. \quad (16)$$

Уравнение (12) после подстановки в него (16) приобретает такой вид:

$$i(\Gamma - \Gamma_e) \frac{I}{I_0} - \frac{e}{m} \frac{\Gamma_e E_z}{v_0^2 \Gamma_0} = 0 \quad (17)$$

или

$$(\Gamma - \Gamma_e)(\Gamma - \Gamma_0) = \frac{\Gamma_e \Gamma_0 R_c I_0}{4 V_0} = \gamma_M^2. \quad (18)$$

В уравнении (18) сделаем замену переменных $\Gamma - \Gamma_0 = X \gamma_M$, предполагая, что в случае синхронизма между фазовой скоростью

волны и скоростью электронного потока $\Gamma_e \cong \Gamma_0$. После этого уравнение (18) запишется так:

$$X^2 \gamma_M^2 = \gamma_M^2. \quad (19)$$

Два корня этого уравнения $X_{1,2} = \pm 1$ соответствуют двум распространяющимся в системе волнам с постоянными распространения $\Gamma_{1,2}$. Отсюда выражение для полного высокочастотного электрического поля принимает вид:

$$E = A_1 e^{-i\Gamma_1 z} + A_2 e^{-i\Gamma_2 z}. \quad (20)$$

Граничное условие $I_1 + I_2 = 0$ для тока при $z = 0$ вместе с выражением (17) дает следующее соотношение:

$$\frac{A_1}{\Gamma_1 - \Gamma_0} + \frac{A_2}{\Gamma_2 - \Gamma_0} = 0; \quad A_1 = A_2. \quad (21)$$

Граничное условие для электрического поля при $z = l'$ имеет вид: $|A_1 e^{-i\Gamma_1 l'} + A_2 e^{-i\Gamma_2 l'}| = 1$; при $z = 0$: $A_1 + A_2 = G$, где G — коэффициент усиления. При совместном решении граничных условий находим

$$G = \frac{e^{i\Gamma_0 l'}}{\cos \gamma_M l'}; \quad |G| = \frac{1}{|\cos \gamma_M l'|}. \quad (22)$$

В случае самовозбуждения $|G| \rightarrow \infty$,

$$\gamma_M l' \rightarrow \frac{\pi}{2} (2n + 1), \quad (23)$$

где n — целое число, принимающее значения 0, 1, 2, ... Периодическое обращение $|G|$ в бесконечность и появление благодаря этому дискретного ряда величин пусковых токов ($n = 0, 1, 2, \dots$) обусловлено возможностью возникновения в генераторе колебаний, характеризующихся различным амплитудным распределением полного электрического поля вдоль периодической системы. Основное распределение поля для $n = 0$ характеризуется наименьшей величиной пускового тока и, следовательно, наиболее благоприятными условиями возбуждения. Токи в выражении (18), удовлетворяющие условию (23), будут пусковыми токами для ламп типа „Е“:

$$I_{0n} = \pi^2 (2n + 1)^2 \frac{V_0}{\Gamma_0^2 R_c l'^2}, \quad (24)$$

где V_0 — потенциал, соответствующий условию синхронизма между скоростями волн системы и электронного потока и условиям центробежно-электростатической фокусировки [5], l' — длина периодической структуры. Указанные условия определяют V_0 через фокусирующее напряжение и размеры цилиндрической системы, изображенной на рис. 1, следующим образом:

$$V_0 = \frac{V_\Phi}{2 \ln r_2/r_1}; \quad V_\Phi = V_1 - V_2, \quad (25)$$

где V_1 и V_2 — потенциалы системы и внешнего цилиндра относительно катода электронной пушки.

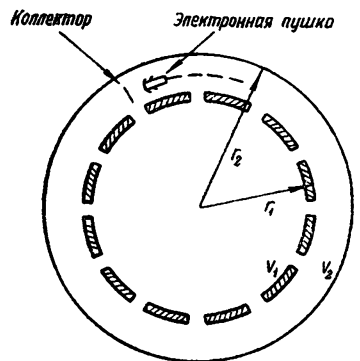


Рис. 1. Поперечное сечение „безмагнитного магнетрона“.

Окончательно формула для пусковых токов в лампах типа „Е“ цилиндрической конструкции принимает такой вид:

$$I_{0n} = \frac{\pi^2}{2} (2n+1)^2 \frac{V_{\Phi}}{\Gamma_0^2 R_c l'^2 \ln r_2/r_1}. \quad (26)$$

2. ПРИМЕР РАСЧЕТА ПУСКОВОГО ТОКА ДЛЯ КОНКРЕТНОГО СЛУЧАЯ

Для иллюстрации методики расчета пусковых токов по выражениям (24) и (26) был проведен численный расчет их для „безмагнитного магнетрона“ в случае использования в нем описанной Лебломом системы [6] (рис. 2), имеющей следующие данные: высота пальцев $h = 17$ мм, число пальцев $N = 10$, $L = 7,5$ мм, $d = 1,5$ мм, $l = 2,5$ мм, $p = 4,5$ мм, $l' = 70$ мм.

Необходимое для расчета сопротивление связи рассчитывалось на расстоянии от системы $d - y_0 = 0,5$ мм, соответствующем прохождение электронного потока в статических условиях ЦЭФ, по формуле [7]:

$$R_c = \frac{377 \frac{v_{\Phi}}{\varphi v_g} \frac{\Phi_0 + \sin \Phi_0}{\Phi_0^2} \left[\frac{\sin(\varphi l/2L) \operatorname{sh}(2\pi y_0/\Lambda)}{(\varphi l/2L) \operatorname{sh}(2\pi d/\Lambda)} \cos \frac{\pi - \varphi}{2} \right]^2}{\sin \frac{\varphi}{2} \left[\frac{2p}{l} \sin \frac{\varphi}{2} + \frac{L-l}{L} \sum_{-\infty}^{\infty} (-1)^m g_m \omega \right]} \quad \text{ом}; \quad (27)$$

$$\omega = \left\{ 1 + \left| \operatorname{cth} \left[(\varphi + 2\pi m) \frac{d}{L} \right] \right| \right\} \times$$

$$\times \frac{\sin[(\varphi + 2\pi m)(L-l)/2L] \sin[(\varphi + 2\pi m)l/2L]}{(\varphi + 2\pi m)^2 l(L-l)/4L^2},$$

где $\Phi_0 = 2\pi h/\lambda$, g_m равно $+1$ при m целом и $m \geq 0$ и -1 при m целом и $m < 0$, λ — длина волны в свободном пространстве, Λ — длина волны в системе, v_{Φ} и v_g — фазовая и групповая скорости волны, φ — сдвиг фазы на один период системы. Четыре последние величины определялись из приведенной в работе [6] дисперсионной кривой структуры (рис. 3) для длин волн λ , соответствующих

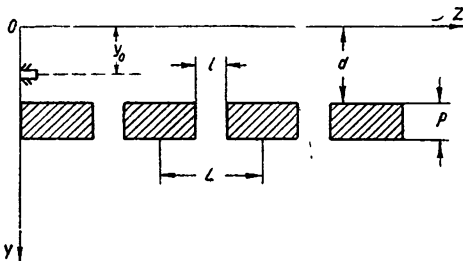


Рис. 2. Продольное сечение периодической структуры.

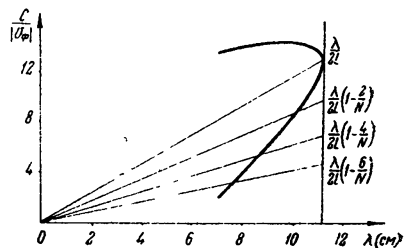


Рис. 3. Дисперсионная кривая периодической структуры.

видам колебаний замкнутой системы. Если φ близко к π , выражение (27) упрощается:

$$R_c = \frac{377 \frac{v_{\Phi}}{\varphi v_g} \frac{\Phi_0 + \sin \Phi_0}{\Phi_0^2} \left[\frac{\sin(\varphi l/2L)}{\varphi l/2L} \right]^2 \left[\frac{\operatorname{sh}(2\pi y_0/\Lambda)}{\operatorname{sh}(2\pi d/\Lambda)} \right]^2}{\left(\frac{2p}{l} + 4 \frac{(L-l)}{L} \left(\frac{\sin[\pi(L-l)/2L] \sin[\pi l/2L]}{\pi^2 l(L-l)/4L^2} - \frac{\sin[3\pi(L-l)/2L] \sin[3\pi l/2L]}{9\pi^2 l(L-l)/4L^2} \right) \right)} \quad \text{ом}. \quad (28)$$

Напряжение синхронизма V_0 , удовлетворяющее условиям ЦЭФ и соответствующее точкам рассчитываемых значений пускового

тока, принимало значения от 2020 в до 6096 в. Весь расчет проделан для основной волны основного ($n=0$) амплитудного распределения поля периодической структуры (типа переплетенных пальцев), обладающей аномальной дисперсией (для тех точек на дисперсионной кривой, которые соответствуют колебаниям замкнутой системы). То обстоятельство, что лампа („безмагнитный магнетрон“) работает только в определенных точках дисперсионной кривой системы, является существенным отличием ее от ЛОВ типа „Е“, работающей с той же системой. Из кривой „а“ на рис. 4 видно, что пусковые токи, рассчитанные по формуле (26), возрастают с укорочением длины волны, так как возрастает напряжение синхронизма. Кроме того, с укорочением длины волны уменьшается сопротивление связи (кривая „б“ на рис. 4). Выразить же зависимость I_{0n} от λ в явном виде затруднительно вследствие различной зависимости от λ многих величин, входящих непосредственно или косвенно в формулу (26). Из этого же численного расчета видно, что в данном устройстве типа „Е“ („безмагнитный магнетрон“) получаются большие величины пусковых токов (~ 200 ма.). Интересно сопоставить эти результаты с аналогичными величинами для ламп типа „М“ цилиндрической конструкции. Из литературы известно [8,9], что для ЛОВ типа „М“ цилиндрической конструкции с системой переплетенных пальцев, работающей в том же диапазоне, пусковые токи, рассчитанные также без учета влияния пространственного заряда, имеют абсолютные величины, в 5–6 раз большие полученных экспериментально [8,9]. Это расхождение можно, по-видимому, объяснить, как это отмечается в литературе, пренебрежением в этих расчетах влиянием поля пространственного заряда [8]. Таким образом, тот факт, что вычисленные в настоящей работе значения пусковых токов приборов типа „Е“ имеют такой же порядок, что и рассчитанные аналогичным образом пусковые токи приборов типа „М“, позволяет надеяться на подобное же уменьшение реальных пусковых токов за счет действия поля пространственного заряда и в случае ламп типа „Е“.

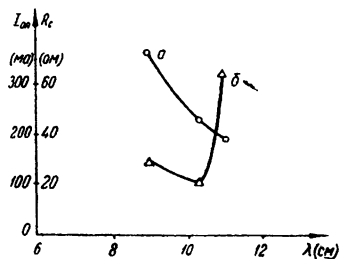


Рис. 4. Зависимость пускового тока I_{0n} (а) и сопротивления связи R_c (б) от длины волны λ .

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Guenard a. O. Dochler, Proc. IRE, 2, 261 (1956).
2. A. Versnel a. J. Jouker, Philips Res. Rep., 9, 458 (1954).
3. R. Warnescke, P. Guenard, O. Dochler, L'onde Electrique, 34, 325 (1954).
4. O. Dochler, Funk und Ton, 5, 257 (1951).
5. Ю. Науменко, Исследование „безмагнитного магнетрона“, доклад на 2-ой Всесоюзной конференции по радиоэлектронике МВО, Саратов, 1957.
6. A. Leblond, Ann. Radioélectr., 8, 194 (1953).
7. R. Fletcher, Proc. IRE, 40, 951 (1952).
8. M. Epsztein, Comptes Rendus, 240, 409 (1955).
9. M. Bennetot, Ann. Radioélectr., 10, 328 (1955).

Саратовский государственный университет

Поступила в редакцию 10 января 1958 г.