

видим, соотношения а)—г) соответствуют выражению (5), т.е. принятые допущения приводят к качественному решению, правильно описывающему процесс растворения.

В ы в о д ы

Скорость растворения пузырьков газа в масле незначительно зависит от рода исходного газа в пузырьке.

В обезгаженном масле пузырьки газа растворяются примерно на порядок быстрее, чем в насыщенном воздушном масле.

Полученное теоретически выражение (5) качественно правильно описывает процесс растворения пузырьков газа в масле.

Л и т е р а т у р а

1. Бумажно-масляная изоляция в высоковольтных конструкциях. Под ред. Г.С. Кучинского. М.—Л., 1963. 2. Степанчук К.Ф., Ржевская С.П. О возможности выделения газа из трансформаторного масла при вибрации в масле твердых деталей. — "Изв. вузов. Энергетика", 1965, № 9. 3. Пинталь Ю.С. Растворение газовых включений в минеральном изоляционном масле. — "Изв. вузов СССР. Энергетика", 1964, № 7.

А.А. Полищук

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ В КЛИСТРОННОМ ГЕНЕРАТОРЕ

Идеализированная теория клистронного генератора, выполненного на отражательном клистроне, рассматривает наиболее общие физические явления в этом приборе, не затрагивая тех электронных процессов, которые могут вызывать отдельные факторы реальной системы.

Увеличение угла пролета электронов через СВЧ-зазор влечет за собой значительное увеличение монотронных потерь, которые становятся сравнимыми с тепловыми потерями в резонаторе. Поэтому большой практический интерес представляет рассмотрение влияния модуляционных потерь на основные энергетические соотношения в клистронном генераторе.

Проанализируем кинематику электронов, пронизывающих зазор в прямом и обратном направлениях. Интегрируя уравнение движения электрона между сетками резонатора и подставляя значение скорости и координаты в начальный момент времени, получим выражения скорости электрона и его фазы на выходе СВЧ-зазора

$$v_d = v \left\{ 1 - \mu [\cos(\varphi + \psi) - \cos\psi] \right\}; \quad (1)$$

$$\varphi_0 = \varphi (1 + \mu \cos\psi) + \mu \sin\psi - \mu \sin(\varphi + \psi). \quad (2)$$

Здесь $\mu = \frac{IU}{mv_0 \omega}$; $\omega(t - t') = \varphi$; $\omega t' = \psi$.

Уравнение для скорости электрона, пролетевшего резонатор вторично, имеет следующий вид [1]:

$$V_2 = V_d \left\{ 1 + \mu_1 [\cos(\psi' + \varphi_2) - \cos\psi'] \right\}. \quad (3)$$

Здесь $\varphi_2 = \varphi'_0 - \mu_1 [\sin(\psi' + \varphi_0) - \sin\psi' - \varphi_0 \cos\psi']$;

$$\psi' = \psi + \phi + \varphi_1; \quad \phi = \frac{4I\omega}{V_0} \cdot \frac{V_0}{V_0 - U_{отр}} \times$$

$$\times \frac{v_d}{V_0};$$

$$\mu' = \mu \frac{V_0}{v_d}; \quad \varphi'_0 = \varphi \frac{V_0}{v_d}.$$

С учетом (1), (2) и (3) получим следующее уравнение для энергии, выделяемой электронным потоком за единицу времени в резонаторе:

$$W_k = \frac{\mu I_0 V_0}{\pi} \int_0^{2\pi} [P(\psi') - P(\psi)] d\psi + \mu^2 \frac{I_0 V_0}{2\pi} \times \int_0^{2\pi} [P(\psi') - P(\psi)]^2 d\psi. \quad (4)$$

При ограничении ряда членами второго порядка малости можно выражения для $P(\Psi')$ и $P(\Psi)$ в подынтегральной функции второго слагаемого формулы (4) заменить их значениями при $\mu = 0$, т.е.

$$P_0(\Psi) = \cos(\Psi + \varphi_0) - \cos\Psi = 2 \sin\left(\Psi + \frac{\varphi_0}{2}\right) \times \sin \frac{\varphi_0}{2}; \quad (5)$$

$$P_0(\Psi') = \cos(\Psi + \varphi_0) - \cos\Psi' = 2 \sin \frac{\varphi_0}{2} \times \sin\left(\Psi + \varphi_0 + \Phi + \frac{\varphi_0}{2}\right). \quad (6)$$

Подставляя (5) и (6) во второе слагаемое соотношения (4) и разлагая подынтегральную функцию первого слагаемого выражения (4) в ряд, ограничиваясь членами первого порядка малости относительного параметра μ , $\frac{3}{4}$ для центра зон генерации $\varphi_n = \Phi_0 + \varphi_0 = 2\pi\left(n + \frac{3}{4}\right)$, т.е. при $\sin \varphi_0 = 1$, получим выражение для полной колебательной мощности клистронного генератора окончательно в следующем виде:

$$\left\{ \begin{aligned} W_k &= 4\mu I_0 V_0 \sin \frac{\varphi_0}{2} J_1\left(2\mu V_0 \sin \frac{\varphi_0}{2}\right) - \\ &- 2I_0 V_0 \mu^2 \left[2(1 - \cos \varphi_0) - \varphi_0 \sin \varphi_0\right] - 4\mu^2 I_0 V_0 \varphi_0 \times \\ &\times (1 - \cos \varphi_0). \end{aligned} \right. \quad (7)$$

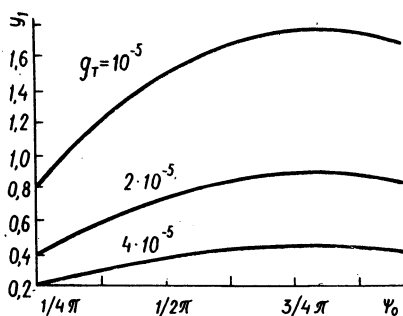
Из выражения (7) видно, что при конечном угле пролета электронов через зазор резонатора колебательная мощность в отражательном клистроне снижается на удвоенную величину модуляционных потерь при прямом пролете электронов и на дополнительный член, пропорциональный углу пролета. Таким образом, при обратном пролете электронов через зазор резонатора потери на модуляцию электронного потока в центре зон колебаний больше, чем при прямом. Анализируя соотношение (7) и сравнивая его с аналогичными выражениями для полной колебательной мощности [2--4], где не учитываются члены раз-

ложения в ряд вплоть до квадратичных, видно, что соотношение (7) становится эквивалентным для полной колебательной мощности нагруженного клистрона с эквивалентной проводимостью

$$g_e = g_o M^2 \left(\varphi_o + 1 - \frac{\varphi_o}{2} \operatorname{ctg} \frac{\varphi_o}{2} \right), \quad (8)$$

т.е. учет мощности, идущей на модуляцию электронного потока высокочастотным полем, приводит к значительному увеличению собственной активной проводимости резонатора. Та-

Рис. 1. Относительная зависимость электронной проводимости и проводимости тепловых потерь в зависимости от угла пролета электронов через зазор резонатора.



ким образом, модуляционные потери для реальных условий эксплуатации клистронных генераторов могут превосходить тепловые потери и определять величину и ход кривых, характеризующих основные параметры отражательного клистрона в зависимости от угла пролета электронов в зазоре резонатора. На рис. 1 приведено соотношение между значениями относительной электронной проводимости $y = \frac{g_e}{g_o}$, вычисленной на основании (8), и величинами проводимости тепловых потерь g_T , реально встречающихся на практике, т.е. $y_1 = \frac{y}{g_T}$ в зависимости от угла пролета.

Л и т е р а т у р а

1. Савельев В.Я. К теории моноотрона. — "Электронная техника", сер. 1, 1966, № 10.
2. Шевчик В.Н. Основы электроники СВЧ. М., 1959.
3. Лопухин В.М. Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками. М., 1953.
4. Бекк А. Электронные лампы. Пер. с англ. Под общ. ред. С.А. Оболенского. М., 1958.