

УДК 621.385.623.2

## ТЕОРИЯ ПЕРЕХОДНОГО ПРОЦЕССА В ВЫСОКОДОБРОТНОМ РЕЛЯТИВИСТСКОМ МОНОТРОНЕ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ\*

Д. И. Трубецков, А. П. Четвериков

В рамках приближенной аналитической теории исследован переходный процесс в высокочастотном релятивистском монотроне бегущей волны в случае возбуждения единственного типа колебаний и в случае конкуренции двух типов колебаний резонатора. Оценено время установления колебаний при возбуждении начальных колебаний шумами электронного потока и фронтом быстро нарастающего импульса тока.

1. Переходный процесс играет принципиальную роль в релятивистских СВЧ генераторах, поскольку его длительность сравнима (особенно в резонансных приборах) с длительностью импульсов тока, формируемых сильноточными ускорителями. Теоретическое исследование переходного процесса возможно только в рамках нестационарной нелинейной теории прибора. В данной работе проведено исследование высокочастотного релятивистского монотрона бегущей волны (РМБВ), который считается перспективным релятивистским СВЧ генератором в коротковолновой части СВЧ диапазона из-за простоты конструкции [1, 2].

2. Начнем с анализа переходного процесса в РМБВ в случае взаимодействия электронного пучка только с одним типом колебаний резонатора, считая, что ток пучка несколько выше пускового значения для данного типа колебаний и ниже пусковых значений для остальных типов колебаний. Анализ проведем для модели прибора, описанной в [1]: моноскоростной на входе в пространство взаимодействия ультрарелятивистский электронный пучок (во всем пространстве взаимодействия  $\gamma^2 \gg 1$ ,  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ ,  $v$  — скорость электронов,  $c$  — скорость света), сфокусированный бесконечным магнитным полем, движется вдоль оси  $z$ ; высокочастотное поле считается однородным в сечении пучка; кулоновским взаимодействием пренебрегается. Полагая резонатор РМБВ высокочастотным и считая, что пучок взаимодействует эффективно с бегущей волной, попутной с ним [1], запишем для напряженности поля волны  $E = \operatorname{Re} \left\{ C \frac{E_0}{2} \exp [j(\omega t - \beta_0 z)] \right\}$ , где  $E_0$  — собственная функция данного типа колебаний, которая не зависит от  $z$ ,  $\beta_0$  — продольное волновое число,  $C = |C| e^{j\psi}$  — безразмерная, медленно меняющаяся по сравнению с  $e^{j\omega t}$  комплексная амплитуда поля. Уравнения движения в этом случае запишутся в виде [1]

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\theta} = -\mu \cos(\Phi + \psi); \quad (1)$$

\* Часть результатов была доложена на первом Всесоюзном семинаре «Высокочастотная релятивистская электроника», Горький, 1978.

$$\frac{d\Phi}{d\tilde{\theta}} = 1 + \alpha(\mathcal{E}^{-2} - 1), \quad (2)$$

где  $\mu = \frac{|C|(\gamma_0 - 1)}{2\gamma_0\tilde{\theta}_L}$ , причем нормировка  $C$  проведена таким образом,

что в области пучка  $E_0 = V_0/L$ ,  $V_0$  — ускоряющий потенциал,  $L$  — длина резонатора. Остальные обозначения имеют тот же смысл, что и в [1]:  $\mathcal{E} = \gamma/\gamma_0$ ,  $\gamma_0 = \gamma|_{z=0}$ ,  $\tilde{\theta} = \pi z/\lambda\alpha\gamma_0^2$ ,  $\tilde{\theta}_L = \tilde{\theta}|_{z=L}$ ,  $\alpha = \frac{1}{1 + (\kappa\gamma_0/\beta_0)^2}$ ,  $\Phi = \omega t - \beta_0 z$ ,  $\kappa$  — поперечное волновое число, причем  $(\kappa/\beta_0)^2 \ll 1$ .

Для  $C$  запишем нестационарное уравнение возбуждения резонатора [3], предполагая, что время нарастания тока пучка от нуля до стационарного значения  $I_0$  мало по сравнению с полным временем установления колебаний. Тогда

$$\begin{aligned} \frac{dC}{d\tau} + \frac{C}{2Q} &= -\frac{1}{2N\omega} \int_0^L i(\omega, z) E(z) dz = \\ &= -\frac{I_0 V_0}{4N\omega} \frac{1}{L} \int_0^L \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-i\Phi} d\Phi_0 dz. \end{aligned} \quad (3)$$

В (3)  $E(z) = E_0 \cos \beta_0 z$ ,  $N$  — норма данного типа колебаний,  $\tau = \omega t$ ,  $\Phi_0 = \omega t_0$  — момент влета электронов в резонатор. Полагая  $\mu \ll 1$ , разложим  $\mathcal{E}$  и  $\Phi$  в степенной ряд по  $\mu$ , ограничиваясь в разложении членами первого порядка малости,

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= 1 + \left( \frac{d\mathcal{E}}{d\mu} \right)_{\mu=0} \mu, \\ \Phi &= \Phi_0 + \tilde{\theta} + \left( \frac{d\Phi}{d\mu} \right)_{\mu=0} \mu. \end{aligned} \quad (4)$$

Предположим, что  $C$  слабо изменяется за время пролета электронов через резонатор. Подставляя (4) в (1) и (2) и решая получившиеся уравнения, будем иметь

$$\Phi = \Phi_0 + \tilde{\theta} + 2\alpha\mu \left[ 2 \sin \frac{\tilde{\theta}}{2} \sin \left( \Phi_0 + \psi + \frac{\tilde{\theta}}{2} \right) - \tilde{\theta} \sin(\Phi_0 + \tilde{\theta}) \right]. \quad (5)$$

Используя (5) и известную формулу  $\exp(\pm jz \sin t) = \sum_r J_r(z) \exp(\pm jrt)$

(где  $J_r(z)$  — функция Бесселя первого рода  $r$ -го порядка), легко показать, что

$$\frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-i\Phi} d\Phi_0 = 2e^{-i(\tilde{\theta}-\psi)} \sum_r J_r \left( 4\alpha\mu \sin \frac{\tilde{\theta}}{2} \right) J_{r-1}(2\alpha\mu\tilde{\theta}) e^{ir(\tilde{\theta}/2)}. \quad (6)$$

Подставляя (6) в правую часть (3) и разлагая функции Бесселя в степенные ряды с точностью до членов порядка  $\mu^3$  (при этом, как видно из (6), необходимо выполнение условия  $\alpha\mu\tilde{\theta}_L \ll 1$ ), приходим к типичным для резонансных автогенераторов уравнениям [4]:

$$\frac{d|C|}{d\tau} + \frac{|C|}{2Q} = p\varphi_1|C| + q\varphi_3|C|^3; \quad (7)$$

$$\frac{d\psi}{d\tau} = p\varphi_0 + q\varphi_2|C|^2, \quad (8)$$

где в данном случае  $p = \frac{I_0 e (1 - \alpha)^2}{m_0 c^3 \gamma_0^3 H}$ ,  $q = \frac{\alpha^2}{4} \left(1 - \frac{1}{\gamma_0}\right)^2 p$ ,

$H = \frac{\int_{S_{\perp}} |\nabla E(r)|^2 dS}{4\pi E^2(r)}$ ,  $E(r)$  характеризует поперечное распределение электрического поля,  $S_{\perp}$  — площадь поперечного сечения волновода.

$$\varphi_0(\tilde{\theta}_L) = \frac{2 \sin \tilde{\theta}_L - \tilde{\theta}_L (1 + \cos \tilde{\theta}_L)}{\tilde{\theta}_L}, \quad \varphi_1(\tilde{\theta}_L) = \frac{2(1 - \cos \tilde{\theta}_L) - \tilde{\theta}_L \sin \tilde{\theta}_L}{\tilde{\theta}_L},$$

$$\varphi_2(\tilde{\theta}_L) = \frac{1}{\tilde{\theta}_L^3} \int_0^{\tilde{\theta}_L} \left\{ 4 \sin^2 \frac{\tilde{\theta}}{2} \left[ \sin^2 \frac{\tilde{\theta}}{2} - \tilde{\theta} \sin \tilde{\theta} \right] - \right. \\ \left. - \frac{\tilde{\theta}^2}{2} \left[ \sin \tilde{\theta} (\tilde{\theta} + 2 \sin \tilde{\theta}) + 2 \sin^2 \frac{\tilde{\theta}}{2} \right] \right\} d\tilde{\theta},$$

$$\varphi_3(\tilde{\theta}_L) = \frac{1}{\tilde{\theta}_L^3} \int_0^{\tilde{\theta}_L} \left\{ 2 \sin^2 \frac{\tilde{\theta}}{2} [\tilde{\theta} (2 \cos \tilde{\theta} + 1) - \sin \tilde{\theta}] + \right. \\ \left. + \frac{\tilde{\theta}^2}{2} [\tilde{\theta} \cos \tilde{\theta} - \sin \tilde{\theta} (2 \cos \tilde{\theta} + 1)] \right\} d\tilde{\theta}.$$

Из графиков  $\varphi_0(\tilde{\theta}_L) - \varphi_3(\tilde{\theta}_L)$ , характеризующих особенности РМБВ как автогенератора (рис. 1), следует, что в РМБВ возможны как мягкий, так и жесткий режимы возбуждения колебаний. Зоны мягкого режима определяются условием  $\varphi_1 > 0$  (при этом  $\varphi_3 < 0$ , как видно из рис. 1). В этом режиме

$$|C| = \frac{|C_{уст}|}{\sqrt{1 + [1 + |C_{уст}/C_0|^2] \exp(-2\sigma\tau)}}, \quad (9)$$

где  $|C_{уст}| = \sqrt{-\sigma/\delta}$  — амплитуда установившихся колебаний,  $\sigma = p\varphi_1 - 1/2Q > 0$  (пусковое условие:  $\sigma = 0$ ),  $\delta = q\varphi_3 < 0$ ,  $C_0$  — амплитуда начальных колебаний. Из (9) следует, что амплитуда колебаний с течением времени монотонно приближается к стационарному значению. Такое поведение амплитуды является следствием условия малости изменения амплитуды колебаний за время пролета электронов через резонатор. Как видно из (9), время, за которое амплитуда колебаний достигнет уровня  $\nu |C_{уст}|$  (в качестве  $\nu$  обычно выбирают значение 0,9), определяется выражением

$$\tau_{\nu} = \frac{1}{2\sigma} \ln \left( \frac{\nu^2}{1 - \nu^2} \left| \frac{C_{уст}}{C_0} \right|^2 \right). \quad (10)$$

Зоны жесткого возбуждения колебаний определяются условием  $\varphi_1 < 0$ ,  $\varphi_3 > 0$ . Здесь величина  $|C| = \sqrt{-\sigma/\delta}$  определяет пороговую амплитуду колебаний, необходимую для «раскачки» автогенератора. Для определения амплитуды стационарных колебаний необходимо знать следующие члены разложения по  $|C|$  в уравнении (7). В дальнейшем ограничимся рассмотрением мягкого режима самовозбуждения, стационарная теория которого, как уже отмечалось, рассмотрена в [1] и [2]. Заметим, что в нашем случае результаты стационарной теории получаются при предельном переходе  $\tau \rightarrow \infty$  и полностью совпадают с полученными в [1].

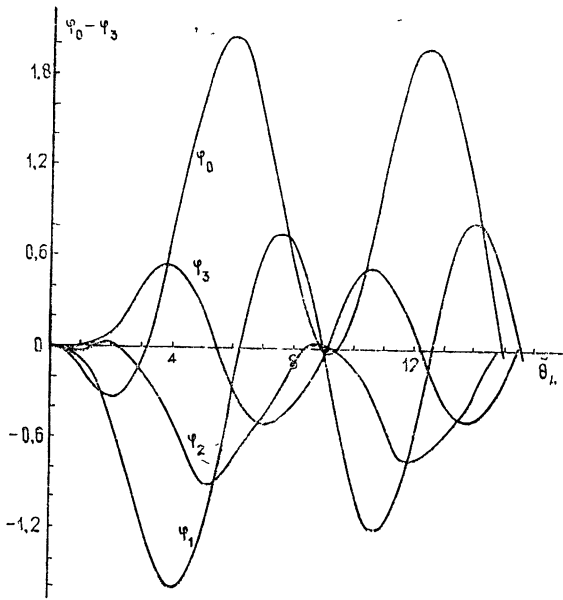


Рис. 1. Зависимость  $\varphi_0 - \varphi_3$  от  $\tilde{\theta}_L$ .

3. Для расчетов по формулам (9) и (10) требуется знать амплитуду начальных колебаний, которые могут возбуждаться в РМБВ либо дробовыми шумами электронного потока, либо фронтом быстро нарастающего импульса тока. В обоих случаях будем рассчитывать  $|C_0|$  по формуле возбуждения резонатора заданным током [3]:

$$|C_0| = \left| \frac{Q\omega}{N} \int_0^L i(\omega) E(z) dz \right|, \quad (11)$$

где под  $i(\omega)$  понимается в случае возбуждения дробовыми шумами величина  $i_{др}(\omega) = \sqrt{\frac{eI_0 \Delta\omega}{\pi}}$  ( $\Delta\omega = \omega/2Q$  — ширина спектральной линии данного типа колебаний), а в случае возбуждения фронтом импульса тока — величина  $i_{фр}(\omega) = \frac{\bar{i}(\omega)\Delta\omega}{2\pi}$ , где  $\bar{i}(\omega)$  — спектральная плотность импульса тока [5]. Очевидно, что возбуждение фронтом импульса тока будет происходить при условии  $\frac{\bar{i}^2}{I_0} > \frac{8\pi eQ}{\omega}$ . Для определения  $\bar{i}(\omega)$  необходимо знать достаточно точно форму импульса тока. Наибольший

вклад в  $\bar{i}(\omega)$  дают участки импульса, на которых значительные изменения тока происходят за время, малое по сравнению с  $2\pi/\omega$ . В частности, при переходе автоэлектронной эмиссии во взрывную может возникнуть скачок тока  $\Delta I_0$ , происходящий за время  $t_{ск} \ll 2\pi/\omega$ . Полагая, что в этом случае  $\bar{i}(\omega)$  определяется только этим скачком, будем иметь  $\bar{i}(\omega) = \frac{\Delta I_0}{\omega} [5]$ .

4. Приведем некоторые численные оценки. Предположим, что как в [1]  $\gamma_0 = 3$ ,  $\tilde{\theta}_L \approx 5\pi/2$ ,  $\alpha = 0,5$ ,  $H = 0,3$ ,  $Q = 500$ ,  $I_{п} = 0,73 \cdot 10^3 A$ ,  $I_0 = 2I_{п}$ ,  $\lambda = 3 \text{ см}$  (при этом  $\alpha\mu\tilde{\theta}_L \approx 0,95$ ,  $\mu \approx 0,24$ ). Возбуждение начальных колебаний фронтом импульса в этом случае будет происходить, если  $\Delta I_0/I_0 > 3 \cdot 10^{-4}$ . В частности, при  $\Delta I_0/I_0 = 0,01$  время установления (при  $\nu = 0,9$ )  $t_{уст} \approx 210 \text{ нс}$  ( $\tau_{уст} \approx 1,36 \cdot 10^4$ ). Если начало генерации вызывается дробовыми шумами,  $t_{уст} \approx 270 \text{ нс}$ . Частота установившихся колебаний при этом  $\omega' = \omega(1 + d\psi/d\tau) = 1,0004 \omega$ . Отсюда следует, что время установления колебаний в РМБВ достаточно большое, причем в течение значительной части переходного процесса происходят колебания с  $|C| \ll |C_{уст}|$  (рис. 2). Вследствие этого КПД прибора в течение переходного процесса мал, а усредненный по длительности импульса тока  $t_{имп}$  КПД его будет определяться по формуле

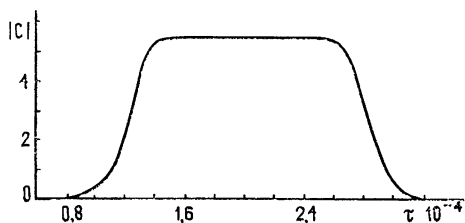


Рис 2. Зависимость  $|C(\tau)|$  в случае возбуждения единственного типа колебаний.

$$\eta = \eta_{ст} \frac{t_{имп} - t_{уст}}{t_{имп}},$$

где  $\eta_{ст}$  — КПД прибора в стационарном режиме, причем  $\eta$  может быть значительно меньше  $\eta_{ст}$ , поскольку  $t_{уст}$  сравнимо с  $t_{имп}$ . Поэтому для РМБВ могут оказаться более приемлемыми режимы с большим отношением  $I_0/I_{п}$  и, следовательно, меньшим  $t_{уст}$  (если исключить проблему конкуренции типов колебаний, см. ниже), которые являются неоптимальными с точки зрения стационарного режима, но имеют более высокий средний КПД. Другим методом снижения  $t_{уст}$  является, как отмечалось в [1], снижение добротности резонатора, а также использование РМБВ в более коротковолновой части СВЧ диапазона. Однако для исследования таких режимов работы РМБВ необходимо построение более общей теории, учитывающей всю сложность процесса нелинейной группировки электронов, а также запаздывающий характер их взаимодействия с полем (т. е. не малое, вообще говоря, изменение амплитуды поля за время пролета электронов через резонатор).

5. Если в зону самовозбуждения РМБВ попадают несколько типов колебаний, отличающихся продольными индексами, то при превышении током пучка соответствующих пусковых значений возможно их одновременное самовозбуждение (из-за условия  $(\alpha/\beta_0)^2 \ll 1$  одновременное возбуждение типов колебаний с различными поперечными индексами маловероятно). Рассмотрим простейший случай одновременного возбуждения двух типов колебаний с продольными индексами, отличающимися на единицу. Введем частоту  $\omega_0$ , такую, что  $\omega_1 \approx (n + 1)\omega_0$ ,  $\omega_2 \approx n\omega_0$ , где  $\omega_1$  и  $\omega_2$  — собственные частоты двух возбуждающихся типов колебаний соответственно,  $n$  — целое. Будем полагать, что ком-

плесные амплитуды  $C_1$  и  $C_2$  полей этих колебаний слабо изменяются в течение времени  $T_0 = 2\pi/\omega_0$  (очевидно, что это возможно, если  $\omega_0 \gg \Delta\omega_1, \Delta\omega_2$  или  $n/2Q_{1,2} \ll 1$ ). В этом случае

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\tilde{\theta}_1} = -\mu_1 \cos(\Phi_1 + \psi_1) - \mu_2 \cos(s\Phi_1 + \psi_2),$$

$$\frac{d\Phi_1}{d\tilde{\theta}_1} = 1 + \alpha_1(\mathcal{E}^{-2} - 1),$$

$$\frac{dC_1}{d\tau_1} + \frac{C_1}{2Q_1} = -\frac{I_0 V_0}{4N_1 \omega_1} \frac{1}{L} \int_0^L \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-i\Phi_1} d\Phi_0 dz, \quad (12)$$

$$\frac{dC_2}{d\tau_1} + s \frac{C_2}{2Q_2} = -\frac{I_0 V_0}{4N_2 \omega_1} \frac{1}{L} \int_0^L \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-js\Phi_1} d\Phi_0 dz,$$

где

$$\tilde{\theta}_1 = \frac{\pi z}{\lambda_1 \alpha_1 \gamma_0^2}, \quad \Phi_1 = \omega_1 t - \beta_{01} z, \quad s = \omega_2/\omega_1, \quad \Phi_0 = \omega_0 t_0, \quad \tau_1 = \omega_1 t,$$

индексы 1 и 2 относятся, соответственно, к первому и второму типам колебаний. Используя метод, изложенный выше, вместо (12) получим

$$\frac{d|C_1|}{d\tau_1} + \frac{|C_1|}{2Q_1} = p \varphi_1(\tilde{\theta}_{1L}) |C_1| + q \varphi_3(\tilde{\theta}_{1L}) |C_1|^3 + q \varphi_K(\tilde{\theta}_{1L}, s) |C_1||C_2|^2; \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{d|C_2|}{d\tau_1} + s \frac{|C_2|}{2Q_2} = p \frac{\varphi_1(\tilde{\theta}_{2L})}{s} |C_2| + q \frac{\varphi_3(\tilde{\theta}_{2L})}{s^3} |C_2|^3 + \\ + q \frac{\varphi_K(\tilde{\theta}_{2L}, 1/s)}{s^3} |C_2||C_1|^2, \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi_K(\tilde{\theta}_L, s) = \frac{1}{\tilde{\theta}_L^3 s^4} \int_0^{\tilde{\theta}_L} [\tilde{\theta} \cos \tilde{\theta} - \sin \tilde{\theta}] \left[ \left( s \tilde{\theta} + 2 \sin \frac{s\tilde{\theta}}{2} \right)^2 - \right. \\ \left. - 4s\tilde{\theta} \sin \frac{s\tilde{\theta}}{2} \left( 1 + \cos \frac{s\tilde{\theta}}{2} \right) \right] d\tilde{\theta}. \end{aligned}$$

Уравнения конкуренции колебаний, аналогичные (13) и (14), хорошо известны (см., например, [6-8]). Специфика конкуренции колебаний в РМБВ определяется соотношением коэффициентов в уравнениях (13) и (14). Из графиков  $\varphi_K(\tilde{\theta}_L, s)$ , приведенных на рис. 3, следует, что условие устойчивости двухчастотных колебаний  $\varphi_3(\tilde{\theta}_{1L})\varphi_3(\tilde{\theta}_{2L}) > \varphi_K(\tilde{\theta}_{1L}, s)\varphi_K(\tilde{\theta}_{2L}, 1/s)$  не выполняется во всей зоне мягкого режима, и в РМБВ устанавливается только режим одночастотных колеба-

ний\*. Поскольку добротности  $Q_i$  ( $i = 1, 2$ ) и амплитуды начальных колебаний  $|C_i|$  для обоих видов приблизительно одинаковы и  $|C_{0i}/C_{уст i}| \ll 1$ , то устанавливается тот тип колебаний, инкремент которого больше. Действительно, из-за малости  $|C_{0i}|$  ( $|C_{0i}/C_{уст i}| < 10^{-3}$ ) значительную часть переходного процесса оба колебания нарастают практически независимо друг от друга по закону  $|C_i| = |C_{0i}| \exp(\sigma_i \tau_i)$  (линейная стадия процесса), и в нелинейную стадию (начало которой приближенно определяется моментом достижения одной из амплитуд значения  $|C_i| \sim 1$ ) они вступают с достаточно сильно отличающимися амплитудами даже при небольшой разнице инкрементов  $\sigma_i$  (см. численные расчеты), после чего колебание с меньшей амплитудой («слабое») подавляется колебанием с большей амплитудой («сильным»). Если к началу нелинейной стадии процесса амплитуды отличаются значительно ( $\left| \frac{C_c}{C_{сл}} \right| \gg 10$ ), то можно пренебречь влиянием «слабого» колебания на «сильное». Длительность переходного процесса в этом случае увеличивается ненамного по сравнению со случаем индивидуального установления «сильного» типа колебаний, но в спектре вы-

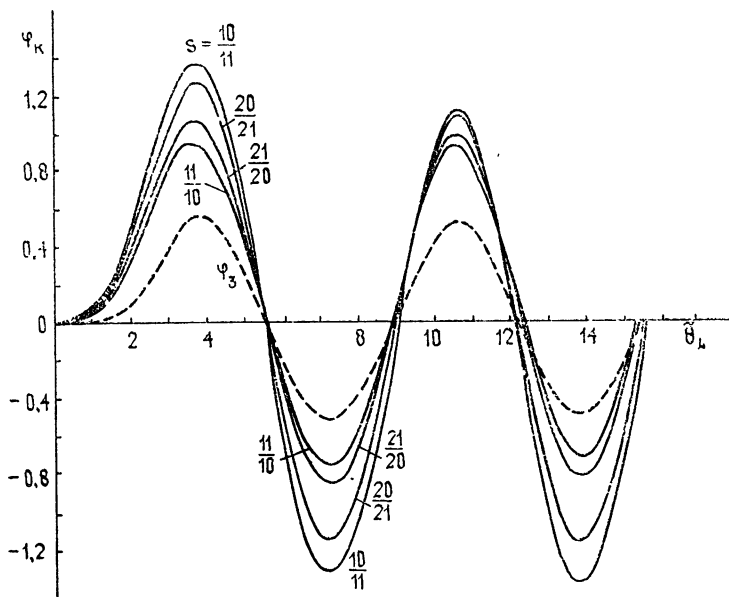


Рис. 3. Зависимость  $\varphi_K$  от  $\theta_L$  при различных  $s$ .

ходного сигнала присутствует составляющая на частоте «слабого» типа колебаний. Для оценки ее пренебрежем в уравнении для «слабого» типа колебаний «собственной» его нелинейностью, а учтем только нелинейное подавление за счет «сильного» типа колебаний. В этом случае

$$|C_{сл}| = \frac{|C_{0 сл}| \exp \left[ \left( \frac{\sigma_{сл} \varphi_{3с} - \sigma_c \varphi_{К сл}}{\varphi_{3с}} \right) \tau_{сл} \right]}{\left[ \left| \frac{C_{0с}}{C_{устс}} \right|^2 + \exp(-2\sigma_c \tau_{сл}) \right]^{1/2} \varphi_{3с}^{1/2}} \quad (15)$$

\* Отметим, что такой характер процесса конкуренции колебаний типичен и для нерелятивистского битрона [6], и вообще характерен для случая, когда оба взаимодействующих типа колебаний получают энергию от одного источника [7, 8].

Максимальное значение  $|C_{сл}|$  определяется по формуле

$$|C_{сл}|_{\max} = |C_{осл}| \left( 1 - \frac{\varphi_{зс} \sigma_{сл}}{\varphi_{Ксл} \sigma_c} \right)^{\frac{\varphi_{Ксл}}{2\varphi_{зс}}} \left[ \left( \frac{\varphi_{Ксл} \sigma_c - \varphi_{зс} \sigma_{сл}}{\sigma_{сл} \varphi_{зс}} \right) \left| \frac{C_{ос}}{C_{уст.с}} \right|^2 \right]^{-\frac{\sigma_{сл}}{2\sigma_c}} \quad (16)$$

Величина эта достаточно мала по сравнению с  $|C_{уст.с}|$ . Поэтому, если не предъявляются особые требования к чистоте спектра выходного сигнала, нет необходимости применения специальных мер по селекции типов колебаний. В случае, если к началу нелинейной стадии амплитуды  $|C_1|$  и  $|C_2|$  сравнимы по величине, для описания переходного процесса необходимо численно интегрировать уравнения (13) и (14). Как показывают расчеты (см. п. 6), здесь конкуренция типов колебаний приводит к незначительному увеличению длительности переходного процесса, но  $|C_{сл}|_{\max}$  сравнима с  $|C_{уст.с}|$ , поэтому необходимо применять какие-либо способы для селекции типов колебаний.

В заключение отметим, что приведенные выше соображения справедливы и для случая возбуждения более, чем двух типов колебаний, если обеспечены такие условия, что к началу нелинейной стадии переходного процесса один тип колебаний («сильный») имеет преобладающую амплитуду. В этом случае можно пренебречь влиянием остальных типов колебаний («слабых») на процесс установления «сильного», а их характеристики рассчитывались по формулам (15) и (16), считая, что «сильный» и каждый «слабый» типы колебаний взаимодействуют парно.

6. Приведем некоторые численные расчеты для процесса конкуренции типов колебаний в РМБВ.

а) Пусть фронтом импульса тока ( $\Delta I_0/I_0 = 10^{-2}$ ) возбуждаются два типа колебаний, для которых  $\tilde{\theta}_{1L} = 7,8$ ,  $\tilde{\theta}_{2L} = 7,4$  (т. е. расположенные в первой зоне колебаний симметрично относительно ее центра);  $n = 20$ , и ток пучка немного ниже минимального пускового значения для остальных типов колебаний, попадающих в зону колебаний. Значения остальных параметров одинаковы для обоих типов колебаний и совпадают с рассмотренными в п. 4. При этом  $I_d/I_{п1} \approx 1,35$ ,  $I_0/I_{п2} \approx 1,45$ , а инкременты  $\sigma_1 = 0,35 \cdot 10^{-3}$ ,  $\sigma_2 = 0,45 \cdot 10^{-3}$ , и в результате конкуренции типов колебаний устанавливается тип колебаний с большей частотой. К началу нелинейной стадии переходного процесса ( $\tau_1 = 2,5 \cdot 10^4$ ) здесь  $|C_2| \approx 1$ , а  $|C_1| \approx 0,1$ , т. е. можно пренебречь влиянием «слабого» типа колебаний на установление «сильного», что подтверждается непосредственным численным интегрированием уравнений (13) и (14).  $t_{уст}$  в данном случае для  $\lambda = 3 \text{ см} \sim 400 \text{ нс}$ , а  $\left| \frac{C_{2уст}}{C_{1\max}} \right|^2 \approx 10^3$ .

б) Пусть фронтом импульса тока ( $\Delta I_0/I_0 = 10^{-2}$ ) возбуждаются три типа колебаний, для которых  $\tilde{\theta}_{1L} = 7,2$ ,  $\tilde{\theta}_{2L} = 7,6$  (центр первой зоны колебаний),  $\tilde{\theta}_{3L} = 8$  или  $\omega_1 = (n+1)\omega_0$ ,  $\omega_2 = n\omega_0$ ,  $\omega_3 = (n-1)\omega_0$ ,  $n = 20$ . Пусть ток пучка  $I_0 = 2I_{п2}$ , что ниже пусковых значений тока для остальных типов колебаний, попадающих в зону колебаний. Значения остальных параметров одинаковы для всех типов колебаний и совпадают с рассмотренными в п. 4. Инкременты в данном случае  $\sigma_1 = 0,885 \cdot 10^{-3}$ ,  $\sigma_2 = 10^{-3}$ ,  $\sigma_3 = 0,659 \cdot 10^{-3}$  и к началу нелинейной стадии ( $\tau_2 \approx 1,1 \cdot 10^4$ )  $|C_1| \approx 0,25$ ,  $|C_2| \approx 0,9$ ,  $|C_3| \approx 0,02$ , откуда следует, что можно пренебречь влиянием третьего типа колебаний на два остальных, в результате взаимодействия которых установится второй тип ко-



лебаний. Однако поскольку в начале нелинейной стадии переходного процесса амплитуды  $|C_1|$  и  $|C_2|$  сравнимы по величине, для описания переходного процесса необходимо численно решать уравнения (13) и (14). Результаты расчета приведены на рис. 4. Видно, что длительность переходного процесса в этом случае незначительно увеличивается по сравнению со случаем индивидуального установления второго типа колебаний, а  $\left| \frac{C_{с. уст}}{C_{сл. макс}} \right|^2 \approx 10^2$ .

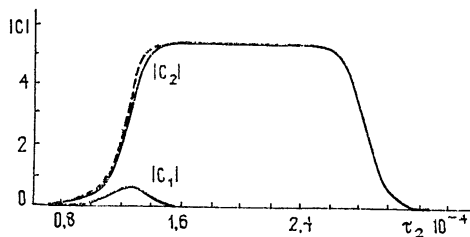


Рис. 4. Зависимость  $|C_1(\tau)|$  и  $|C_2(\tau)|$  в случае взаимодействия двух типов колебаний (штриховой линией показана зависимость  $|C_2(\tau)|$  в случае индивидуального установления „сильного“ типа колебаний).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. К. Юлпатов, Изв. вузов — Радиофизика, 13, № 12, 1784 (1970).
2. А. В. Сморгонский, Изв. вузов — Радиофизика, 16, № 1, 150 (1973).
3. Л. А. Вайнштейн, В. А. Солнцев, Лекции по сверхвысокочастотной электронике, лекция 2, изд. Сов. радио, М., 1973.
4. Л. А. Вайнштейн, В сб. Электроника больших мощностей, вып 6, изд. Наука, М., 1969.
5. Н. С. Гинзбург, С. П. Кузнецов, Т. Н. Федосеева, Изв. вузов — Радиофизика, 21, № 7, 1037 (1978).
6. Н. И. Струтинский, Научн.-техн. сб. Электроника, № 6, 3 (1958).
7. У. Э. Лэмб, в кн. Квантовая оптика и квантовая радиофизика, изд. Мир, М., 1966.
8. Г. С. Нусинович, Лекции по электронике СВЧ (4-я зимняя школа-семинар инженеров), кн. 3, изд. СГУ, Саратов, 1978.

Саратовский государственный университет

Поступила в редакцию  
30 января 1979 г.

#### THEORY OF A TRANSITION PROCESS IN HIGH-QUALITY RELATIVISTIC MONOTRONE OF A TRAVELLING WAVE

*D. I. Trubetskoy, A. P. Chetverikov*

In the frames of an approximate analytical theory a transition process is investigated in high-quality relativistic monotrone of a travelling wave for the case of excitation of a single type of oscillations and for the case of competition of two types of oscillations of the resonator. The time of oscillations stabilization is estimated when initial oscillations are excited by an electron flux noise and by the front of quickly increasing current pulse