

УДК 621.385.69

**ЭЛЕМЕНТАРНАЯ КИНЕМАТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПРЕДГЕНЕРАЦИОННОГО РЕЖИМА ГИРОГЕНЕРАТОРА СО ВСТРЕЧНОЙ ВОЛНОЙ\****Д. И. Трубецков, Е. Я. Шелелева*

На примере гирогенератора со встречной волной проведен теоретический анализ предгенерационного режима гирогенераторов в кинематическом приближении. Электронный пучок предполагается предварительно промодулированным и по смещениям, и по скоростям. Расчеты электромагнитных полей в волноводе проведены в рамках линейной теории в приближении заданного поля и заданных смещений. В предположении, что все входные и выходные величины - случайные функции времени, сделан переход к среднеквадратичным значениям этих величин, а затем к их спектральным плотностям. При этом предполагается, что все флуктуационные процессы стационарны и могут быть рассмотрены с позиций гармонического анализа шумов. Приведены зависимости спектральных плотностей от относительного угла пролета нормальных волн в волноводе и электронном потоке.

1. В предгенерационном режиме, когда ток электронного пучка меньше пускового, а внешний сигнал во входном устройстве отсутствует, генератор представляет собой усилитель флуктуаций в электронном потоке и тепловых шумов в колебательной или волноведущей системе. Спектр шума на выходе генератора непрерывно меняется при изменении тока пучка от нуля до пускового значения. Первоначальный шумовой сигнал усиливается, и при токах пучка, больших пускового значения, из него "развивается" регулярный сигнал.

Для электронных СВЧ приборов с распределенным взаимодействием в настоящее время детально разработана теория предгенерационного режима только для генераторов обратной волны О- и М-типов (ЛОВО и ЛБВМ) [1]. Для них построена теория в приближении заданного тока и заданного поля, а также решена самосогласованная задача с учетом влияния сил пространственного заряда в пучке на процессы взаимодействия. Получены простые аналитические соотношения для спектральной плотности мощности шума на выходе ЛОВ и проведено сравнение теоретических результатов с данными экспериментальных исследований предгенерационного режима таких генераторов.

В настоящей работе для анализа выбрана модель гирогенератора со встречной волной, в которой винтовой электронный поток взаимодействует с полем встречной электромагнитной волны в волноведущей системе. Как будет показано ниже, результаты, полученные для

\*Работа доложена на 6-м семинаре по релятивистской высокочастотной электронике, г. Свердловск, 16-18 мая 1989 г.

ЛОВО, являются частным случаем результатов для анализируемой модели\*.

Очевидно, что исследование предгенерационного режима полезно для понимания физики явлений, связанных с формированием шумового спектра и возникновением колебаний в генераторе со встречной волной (гиро-ГВВ), для оценки времени установления колебаний в генераторе, а также для выяснения возможности использования gyro-ГВВ как узкополосного источника шума, электрически перестраиваемого в некоторой полосе частот. Кроме того, анализируемая модель оказывается наиболее общей из известных для генераторов со встречной волной, поскольку позволяет рассматривать как квадратичную, так линейную группировку электрона.

2. Следуя методике работы [2], рассмотрим движение электронного потока в статическом магнитном поле  $\vec{B}_0$ , направленном вдоль оси  $z$  волноведущей системы, и ВЧ поле бегущей электромагнитной волны  $\vec{E} = V_0 \vec{e} \exp[j(\omega t - hz)]$ ,  $\vec{B} = V_0 \vec{b} \exp[j(\omega t - hz)]$ . В предположении, что ВЧ поле слабо возмущает статическое движение электронов и что  $\beta_{||} \ll \beta_{\perp}$ ,  $\beta_1^2 \ll 1$ , в обозначениях работы [2]\*\* будем иметь

$$\begin{aligned} \vec{r}^{(1)} - \omega_H (1 + \beta_1^2) r_0 \vec{\varphi}^{(1)} - \beta_1^2 \omega_H^2 r^{(1)} &= - \frac{e}{m_0} (1 - \frac{1}{2} \beta_1^2) E_{r\varphi}, \\ (1 + \beta_1^2) r_0 \vec{\varphi}^{(1)} + \omega_H (1 + \beta_1^2) r^{(1)} &= - \frac{e}{m_0} (1 - \frac{1}{2} \beta_1^2) E_{\varphi\varphi}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\vec{z}^{(1)} = - \frac{e}{m_0} (1 - \frac{1}{2} \beta_1^2) E_{z\varphi}.$$

Представим (см. [2]) действующие на электрон поля в виде разложения в ряд Фурье  $\vec{G} = \sum_n \vec{G}_n \exp[j(n\omega_H - h\nu_{||})\tau] e^{j\omega t}$ ,  $\vec{G}_n = G_{rn} \vec{R}_0 + G_{\varphi n} \vec{\Phi}_0 + G_{zn} \vec{Z}_0$ ,  $\vec{R}_0$ ,  $\vec{\Phi}_0$ ,  $\vec{Z}_0$  - единичные векторы. Тогда решение системы уравнений (1) можно также искать в виде ряда

$$\begin{aligned} \vec{r}^{(1)} &= \sum_n \vec{r}_n^{(1)} \exp[j(n\omega_H - h\nu_{||})\tau] e^{j\omega t}, \quad \vec{r}_n^{(1)} = r_n^{(1)} \vec{R}_0 + \\ &+ r_0 \varphi_n^{(1)} \vec{\Phi}_0 + z_n^{(1)} \vec{Z}_0. \end{aligned}$$

\*В работе [5] приведены асимптотические уравнения для универсальной схемы генератора встречной волны с инерционной группировкой (система уравнений (2.15)). Эти уравнения совпадают с уравнениями (1.33)-(1.35) из [1] для ЛОВО, если в последних пренебречь влиянием сил пространственного заряда в пучке и распределенных потерь в волноведущей системе на процессы взаимодействия. Поэтому все результаты предгенерационного режима для ЛОВО справедливы и для моделей генераторов, описываемых системой уравнений (2.15) из [5].

\*\*В дальнейшем всюду пользуемся обозначениями работы [2], не вводя и не объясняя их в тексте.

Учитывая далее, что  $F_{rn} = g_{rn} \exp[j(n\omega_H - hv_{||})\tau]$ ,  $F_{\varphi_n} = g_{\varphi_n} \exp[j(n\omega_H - hv_{||})\tau]$ ,  $F_{zn} = g_{zn} \exp[j(n\omega_H - hv_{||})\tau]$ ,  $\frac{d}{d\tau} = \frac{d}{d\tau} + j\omega = j(\omega - hv_{||} + n\omega_H) = j\Delta\omega_n$ , перепишем уравнения движения (1) следующим образом:

$$\left(\frac{d}{d\tau} + j\omega\right)^2 r_n^{(1)} - \omega_H(1 + \beta_1^2)\left(\frac{d}{d\tau} + j\omega\right) r_0 \varphi_n^{(1)} - \beta_1^2 \omega_H^2 r_n^{(1)} = -\frac{e}{m} V_0 F_{rn},$$

$$(1 + \beta_1^2)\left(\frac{d}{d\tau} + j\omega\right)^2 r_0 \varphi_n^{(1)} + \omega_H(1 + \beta_1^2)\left(\frac{d}{d\tau} + j\omega\right) r_n^{(1)} = -\frac{e}{m} V_0 F_{\varphi_n},$$

$$\left(\frac{d}{d\tau} + j\omega\right)^2 z_n^{(1)} = -\frac{e}{m} V_0 F_{zn}. \quad (2)$$

Предположим, что пучок на входе в пространство взаимодействия предварительно промодулирован и по смещениям, и по скоростям. Начальные условия для систем уравнений (2) в этом случае будут такими:

$$r_n^{(1)}(0) = R(0), \quad r_0 \varphi_n^{(1)}(0) = r_0 \Phi(0), \quad z_n^{(1)}(0) = 0,$$

$$\dot{r}_n^{(1)}(0) = V(0), \quad r_0 \dot{\varphi}_n^{(1)}(0) = r_0 W(0), \quad \dot{z}_n^{(1)}(0) = 0 \quad (3)$$

при  $\tau = 0$ .

Интегрируя систему уравнений (2) при начальных условиях (4) в приближении заданных электромагнитных полей (заданы поля волны постоянной амплитуды с постоянной распространения  $h_0$ ), находим для ВЧ смещений следующие выражения:

$$\begin{aligned} r_n^{(1)} = & R(0) e^{-j\omega\tau} \{j \frac{\omega}{\omega_H} \sin \omega_H \tau + (2 + \beta_1^2) \cos \omega_H \tau - (1 + \beta_1^2)\} + \\ & + r_0 \Phi(0) e^{-j\omega\tau} \{\beta_1^2 \sin \omega_H \tau + j \frac{\omega}{\omega_H} \cos \omega_H \tau - j \frac{\omega}{\omega_H}\} + \\ & + \frac{1}{\omega_H} V(0) e^{-j\omega\tau} \sin \omega_H \tau + \frac{1}{\omega_H} r_0 W(0) e^{-j\omega\tau} (1 + \beta_1^2) (\cos \omega_H \tau - 1) + \\ & + \frac{e}{m} V_0 g_{\varphi_n} e^{-j\omega\tau} \frac{1}{\omega_H} \left\{ \frac{1}{j\Delta\omega_n} [\exp(j\Delta\omega_n \tau) - 1] + \frac{j\Delta\omega_n}{(\Delta\omega_n)^2 - \omega_H^2} \times \right. \\ & \times [\exp(j\Delta\omega_n \tau) - \cos \omega_H \tau - j \frac{\omega}{\Delta\omega_H} \sin \omega_H \tau] \} + \frac{e}{m} V_0 g_{rn} e^{-j\omega\tau} \times \\ & \times \frac{1}{(\Delta\omega_n)^2 - \omega_H^2} \{ \exp(j\Delta\omega_n \tau) - \cos \omega_H \tau - j \frac{\omega}{\Delta\omega_H} \sin \omega_H \tau \}, \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} r_0 \varphi_n^{(1)} = & R(0) e^{-j\omega\tau} \{-\omega_H \beta_1^2 \tau + \beta_1^2 \sin \omega_H \tau + j \frac{\omega}{\omega_H} \cos \omega_H \tau - j \frac{\omega}{\omega_H}\} + \\ & + r_0 \Phi(0) e^{-j\omega\tau} \{j\omega\tau \beta_1^2 + (1 + \beta_1^2) j \frac{\omega}{\omega_H} \sin \omega_H \tau + (2 + \beta_1^2) \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \cos \omega_H \tau - (1 + \beta_{\perp}^2) + \frac{1}{\omega_H} V(0) e^{-j\omega \tau} (1 - \cos \omega_H \tau) + \\
& r_0 W(0) e^{-j\omega \tau} [-\beta_{\perp}^2 \tau + \frac{1}{\omega_H} (1 + \beta_{\perp}^2) \sin \omega_H \tau] - \frac{e}{m} V_0 g_{\varphi n} e^{-j\omega \tau} \times \\
& \times \frac{\beta_{\perp}^2}{1 + \beta_{\perp}^2} \frac{1}{(\Delta \omega_n)^2} \{1 + j\Delta \omega_n \tau - \exp(j\Delta \omega_n \tau)\} + \\
& + \frac{e}{m} V_0 g_{\varphi n} e^{-j\omega \tau} \frac{1}{(\Delta \omega_n)^2 - \omega_H^2} \{\exp(j\Delta \omega_n \tau) - \cos \omega_H \tau - j\frac{\Delta \omega_n}{\omega_H} \sin \omega_H \tau\} - \\
& - \frac{e}{m} V_0 g_{r n} e^{-j\omega \tau} \frac{1}{\omega_H} \left\{ \frac{1}{j\Delta \omega_n} [\exp(j\Delta \omega_n \tau) - 1] + \right. \\
& \left. + \frac{j\Delta \omega_n}{(\Delta \omega_n)^2 - \omega_H^2} [\exp(j\Delta \omega_n \tau) - \cos \omega_H \tau - j\frac{\omega_H}{\Delta \omega_n} \sin \omega_H \tau] \right\}; \quad (5)
\end{aligned}$$

$$z_n^{(1)} = \frac{e}{m} V_0 g_{z n} e^{-j\omega \tau} \frac{1}{(\Delta \omega_n)^2} \{1 + j\Delta \omega_n \tau - \exp(j\Delta \omega_n \tau)\}, \quad (6)$$

теперь  $\Delta \omega_n = \omega - h_0 v_{\parallel} + n\omega_H$ . Для того чтобы применить соотношения (4)-(6) для исследования предгенерационного режима работы gyro-ГВВ, будем считать, что радиальные  $R(0)$  и азимутальные  $\Phi(0)$  ВЧ смещения в пучке, а также радиальные  $V(0)$  и азимутальные  $W(0)$  ВЧ скорости на входе в пространство взаимодействия обусловлены шумовыми флуктуациями смещений и скорости и представляют собой случайные функции времени. Предположим также, что все флуктуационные процессы стационарны и могут быть рассмотрены в рамках гармонического анализа шумов [3].

3. Подставляя выражения (4)-(6) в уравнение возбуждения встречной волны заданными ВЧ смещениями и проводя интегрирование, найдем ВЧ электрические поля, возбуждаемые в волноведущей системе предварительно промодулированным винтовым пучком. Напомним, что уравнения возбуждения встречной волны имеют вид [2]

$$\vec{E} = V_{-s} \vec{E}_{-s}, \quad \vec{B} = V_{-s} \vec{B}_{-s}, \quad V_{-s} = \frac{I_0}{N_s} j\omega \int_{\tau(z)}^{\tau(1)} r_{\tau}^{(1)} \vec{G}_{-s}^* (r^{(0)}) d\tau, \quad (7)$$

как и в работе [2] учтем только резонансные слагаемые (постоянные распространения нормальных волн в "невозмущенном" волноводе и электронном потоке должны быть близки). Тогда из уравнений (7) с учетом выражений (4)-(6) для среднеквадратичного значения напряженности ВЧ электрического поля встречной волны на выходе gyro-ГВВ находим

$$|\overline{E(0)}|^2 = \frac{|G_s|^2 I_0^2 (\omega \tau_1)^2}{N_s^2} |G_{\varphi}|^2 \frac{F_1(\Phi_0)}{F_2(\Phi_0)} + \frac{|\overline{E(1)}|^2}{F_2(\Phi_0)}; \quad (8)$$

$$F_1(\Phi_0) = 2 \frac{1 - \cos \Phi_0}{\Phi_0^2} \left\{ \frac{|G_r|^2}{|G_{\varphi}|^2} [(1 + \beta_{\perp}^2) |\overline{R(0)}|^2 + \frac{\omega^2}{\omega_H^2} r_0^2 |\overline{\Phi(0)}|^2 + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + (1 + \beta_1^2) \frac{r_0^2}{\omega_H^2} [|\overline{W}(0)|^2] + \frac{\omega^2}{\omega_H^2} |\overline{R}(0)|^2 + (1 + \beta_1^2) r_0^2 |\overline{\Phi}(0)|^2 + \\
& + \frac{1}{\omega_H^2} |\overline{V}(0)|^2 \left\} + (\omega_H \tau_1)^2 \beta_1^4 \frac{(2 + \Phi_0^2 - 2 \cos \Phi_0 - 2 \Phi_0 \sin \Phi_0)}{\Phi_0^4} \left\{ |\overline{R}(0)|^2 + \right. \\
& + \frac{\omega^2}{\omega_H^2} r_0^2 |\overline{\Phi}(0)|^2 + \frac{r_0^2}{\omega_H^2} |\overline{W}(0)|^2 \left. \right\} + 2(\omega \tau_1) \beta_1^2 \frac{(2 - 2 \cos \Phi_0 - \Phi_0 \sin \Phi_0)}{\Phi_0^3} \times \\
& \times \left\{ - |\overline{R}(0)|^2 + (1 + \beta_1^2) r_0^2 |\overline{\Phi}(0)|^2 \right\} + \frac{2 \operatorname{Re}(G_r^* G_\varphi)}{|G_\varphi|^2} (\omega_H \tau_1) \beta_1^2 \times \\
& \times \frac{(1 - \cos \Phi_0)}{\Phi_0^2} \left\{ (1 + \beta_1^2) |\overline{R}(0)|^2 + \frac{\omega^2}{\omega_H^2} r_0^2 |\overline{\Phi}(0)|^2 + \frac{r_0^2}{\omega_H^2} \times \right. \\
& \times (1 + \beta_1^2) |\overline{W}(0)|^2 \left. \right\} + \frac{2 \operatorname{Im}(G_r^* G_\varphi)}{|G_\varphi|^2} \left\{ 2(1 + \beta_1^2) \frac{\omega}{\omega_H} [|\overline{R}(0)|^2 - \right. \\
& - r_0^2 |\overline{\Phi}(0)|^2] \frac{(1 - \cos \Phi_0)}{\Phi_0^2} - (\omega_H \tau_1) \beta_1^2 \frac{(2 - 2 \cos \Phi_0 - \Phi_0 \sin \Phi_0)}{\Phi_0^3} \times \\
& \times \left. \left. \left[ (1 + \beta_1^2) |\overline{R}(0)|^2 + \frac{\omega^2}{\omega_H^2} r_0^2 |\overline{\Phi}(0)|^2 + \frac{r_0^2}{\omega_H^2} (1 + \beta_1^2) |\overline{W}(0)|^2 \right] \right\}, \quad (9)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_2(\Phi_0) = & 1 + 2V_0(2\pi CN)^3 \left\{ \frac{(2 - 2 \cos \Phi_0 - \Phi_0 \sin \Phi_0)}{\Phi_0^3} + D \frac{(1 - \cos \Phi_0)}{\Phi_0^2} + \right. \\
& + V_0(2\pi CN)^3 \left[ \frac{(\Phi_0^2 + 4 - 4 \cos \Phi_0 - 4 \Phi_0 \sin \Phi_0 + \Phi_0^2 \cos \Phi_0)}{\Phi_0^6} + \right. \\
& + \frac{D^2 (2 + \Phi_0^2 - 2 \cos \Phi_0 - 2 \Phi_0 \sin \Phi_0)}{2\Phi_0^4} + \left. \right\} \quad (10)
\end{aligned}$$

$$+ D \frac{(4 - \Phi_0 + \Phi_0^2 + \Phi_0^2 \cos \Phi_0 + \Phi_0 \cos \Phi_0 - 4 \cos \Phi_0 - 4 \Phi_0 \sin \Phi_0)}{\Phi_0^5} \Big] \Big\},$$

где

$$(2\pi cN)^3 = (e/m) (I_0/N_s) \omega \tau_1^3 K_0, \quad K_0 = \frac{\beta_1^2}{1 + \beta_1^2} |G_\varphi|^2 - |G_z|^2;$$

$$D = \frac{S_M}{2\omega_H \tau_1 K_0}, \quad S_M = 4 \operatorname{Im} (G_r^* G_\varphi),$$

$\tau_1 = \tau(1)$ ,  $\Phi_0 = \Delta\omega_n \tau_1$  - относительный угол пролета нормальных волн в волноводе и электронном потоке,  $E(1)$  обусловлена тепловыми шумами согласованной нагрузки.

При выводе соотношений (8)-(10) использовано сформулированное выше допущение о том, что  $E(0)$ ,  $E(1)$ ,  $R(0)$ ,  $\Phi(0)$ ,  $V(0)$ ,  $W(0)$  - случайные функции времени, что позволило перейти к их среднеквадратичным значениям  $|\overline{E(0)}|^2$ ,  $|\overline{E(1)}|^2$ ,  $|\overline{R(0)}|^2$ ,  $|\overline{\Phi(0)}|^2$ ,  $|\overline{V(0)}|^2$ ,  $|\overline{W(0)}|^2$ , а затем и к соответствующим спектральным плотностям. В частности, спектральную плотность мощности шума (СПМШ) на выходе гирогенератора можно записать в следующем виде:

$$S(\Phi_0) = \frac{|\overline{E(0)}|^2}{2h_0^2 K \Delta f}, \quad (11)$$

где  $|\overline{E(0)}|^2$  определяется выражением (8),  $K = \frac{2}{N_s} \frac{h_e}{h_0^3} K_0$ ,  $\Delta f = \frac{\Delta\omega}{2\pi}$  - полоса частот анализа [3].

Величина  $\Phi_0$  зависит от частоты, поэтому выражения (8)-(11) неявно описывают спектр сигнала на выходе гирогенератора в предгенерационном режиме.

Ограничимся в дальнейшем анализом составляющей  $S_\Phi$ , обусловленной азимутальными шумовыми флуктуациями на входе в пространство взаимодействия, выражение для которой с учетом формул (8), (9) и (11) имеет вид

$$S_\Phi(\Phi_0) = \frac{|G_s|^2 I_0 (\omega \tau_1)^2 |G_\varphi|^2}{2 N_s^2 h_0^2 K \Delta f} r_0^2 |\overline{\Phi(0)}|^2 \left\{ \frac{2(1 - \cos \Phi_0)}{\Phi_0^2} \times \right. \\ \times \left[ \frac{|G_r|^2}{|G_\varphi|^2} \frac{\omega^2}{\omega_H^2} + (1 + \beta_1^2)^2 + \frac{\operatorname{Re} (G_r^* G_\varphi)}{|G_\varphi|^2} (\omega_H \tau_1) \beta_1^2 \frac{\omega^2}{\omega_H^2} - \right. \\ \left. \left. \frac{2 \operatorname{Im} (G_r^* G_\varphi)}{|G_\varphi|^2} (1 + \beta_1^2) \frac{\omega}{\omega_H} \right] + (\omega \tau_1) \beta_1^2 \frac{(2 - 2 \cos \Phi_0 - \Phi_0 \sin \Phi_0)}{\Phi_0^3} \times \right.$$

$$\times \left[ (1 + \beta_1^2) - \frac{\omega}{\omega_H} \frac{\text{Im}(G_r^* G_\varphi)}{|G_\varphi|^2} \right] + (\omega \tau_1)^2 \beta_1^4 \frac{(2 - 2 \cos \Phi_0 - 2 \Phi_0 \sin \Phi_0 + \Phi_0^2)}{\Phi_0^4} \times \frac{1}{F_2(\Phi_0)}. \quad (12)$$

Кроме того, рассмотрим составляющую  $S_T$ , которая определяется процессом усиления немодулированным электронным потоком тепловых шумов согласованной нагрузки, расположенной на коллекторном конце, и может быть представлена формулой

$$S_T(\Phi_0) = \frac{|\overline{E(I)}|^2}{2h^2 \kappa \Delta f} \frac{1}{F_2(\Phi_0)} = \frac{\kappa T_0}{F_2(\Phi_0)}, \quad (13)$$

где  $\kappa T_0 \Delta f$  - тепловая мощность шума во входной цепи,  $\kappa$  - постоянная Больцмана,  $T_0$  - абсолютная температура входной цепи.

4. Для проведения расчетов СПМШ необходимо знать среднеквадратичные значения флуктуаций смещений и скоростей. Ограничимся в качестве примера выводом соотношения для среднеквадратичного значения флуктуаций азимутальных смещений  $|\overline{\Phi(0)}|^2$ .

Пусть в пространство взаимодействия влетает с интервалом времени  $T$  и со значением азимутальной координаты  $\varphi$  последовательность зарядов. Угловая плотность, создаваемая одним электроном, дается выражением  $j = e\delta(t - t_{\text{вл}}) \delta(\varphi - \varphi_{\text{вл}})$ ,  $t_{\text{вл}}$ ,  $\varphi_{\text{вл}}$  - время влета и азимут влета. Разлагая это выражение в двойной ряд Фурье по  $t$  (в интервале  $[0, T]$ ) и по  $\varphi$  (в интервале  $[0, 2\pi]$ ), легко получить при  $z = 0$  для амплитуд гармоник плотности тока следующее соотношение:

$$j_{n\omega} = 2|e|/T\pi.$$

В случае  $N = I_0 T/|e|$  некоррелированных последовательностей зарядов с различными равномерно распределенными координатами  $\varphi$  ( $I_0$  - постоянная составляющая тока) для среднеквадратичного значения гармоники угловой плотности встраиваемого тока имеем

$$|\overline{j_{n\omega}}|^2 = \frac{4|e|I_0 \Delta f}{\pi^2}, \quad (14)$$

где  $\Delta f = 1/T$  - ширина полосы частот анализа. Полагая далее, что плотность встраиваемого тока изменяется по закону  $j = j_0 + j_{n\omega} \cos(n\varphi - \omega t)$ , а  $\varphi = \varphi_0 + \varphi_{n\omega} \sin(n\varphi_0 - \omega t)$ , и используя формулу (14), для среднеквадратичной величины флуктуаций азимутальных смещений окончательно находим

$$|\overline{\Phi(0)}|^2 = \frac{16|e| \Delta f}{n^2 j_0}, \quad j_0 = \frac{I_0}{2\pi}. \quad (15)$$

Формула (15) является аналогом известной формулы для дробового эффекта.

На рис. 1 и 2 приведены зависимости СПМШ от величины  $\Phi_0$  для некоторой модели gyro-ГВВ ( $\omega = 30$  ГГц,  $\omega_H = 30$  ГГц,  $v_{\perp 1}/v_{\parallel 1} = 1$ ). Явную зависимость СПМШ можно получить, представив  $\Phi_0$  в узком интервале частот  $\Delta\omega$  около частоты  $\omega_{\text{пуск}}$ , соответствующей значению угла пролета  $\Phi_{0\text{пуск}}$ , в виде

$$\Phi_0 = \Phi_{0\text{пуск}} + \left. \frac{\partial \Phi_0}{\partial \omega} \right|_{\omega = \omega_{\text{пуск}}} \Delta\omega.$$

Пусковое значение  $\Phi_{0\text{пуск}}$  определяется из условия самовозбуждения gyro-ГВВ ( $\vec{E}(1) = 0$ ), и в случае  $D = 0$  имеем  $\Phi_{0\text{пуск}} = -\pi$ .

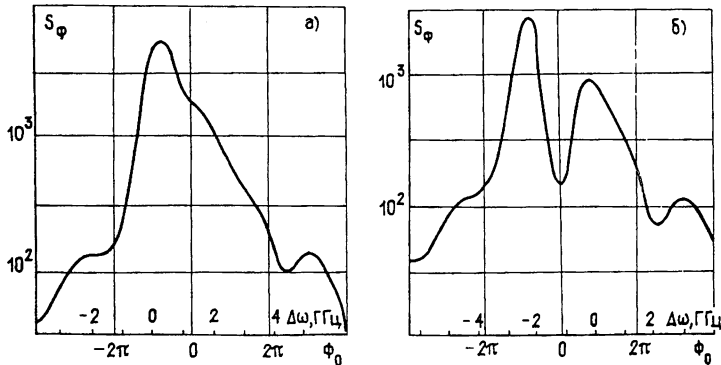


Рис. 1.

Зависимости  $S_\Phi = S_\Phi(\Delta\omega)$  для  $D = 0$  и  $D = -0,2$  представлены на рис. 1а, б, где по оси ординат в логарифмическом масштабе отложены значения  $S_\Phi$  в относительных единицах, а по оси абсцисс - значения  $\Phi_0$  и соответствующие им значения  $\Delta\omega = \omega - \omega_{\text{пуск}}$ . Как и следовало ожидать при  $D = 0$  (коэффициент  $D$  характеризует относительную величину взаимодействия М-типа [4]), когда существенно только взаимодействие О-типа потока с ВЧ полем, вид зависимости  $S_\Phi(\Phi_0)$  качественно совпадает с зависимостью СПМШ на выходе лампы обратной волны типа О (ЛОВО) в предгенерационном режиме (см. [1]). Любопытно, что при этом в выражении для  $S_\Phi(\Phi_0)$  присутствуют слагаемые, аналогичные составляющим СПМШ, обусловленным как модуляцией тока, так и модуляцией скорости пучка на входе в пространство взаимодействия ЛОВО. Учет взаимодействия типа М пучка с электромагнитной волной (при взаимодействии пучка со встречной волной в линии передачи  $D < 0$  [4]) приводит к появлению в зависимости  $S_\Phi(\Phi_0)$  острого минимума при  $\Phi_0 = 0$ , который становится "глубже" по мере увеличения  $|D|$ . При этом значения как основного, так и побочных максимумов уменьшаются. Это связано с тем, что при отрицательных  $D$  уменьшается общая эффективность взаимодействия.

Зависимости составляющей СПМШ  $S_T(\Phi_0)$  для двух значений  $D$  представлены на рис. 2. Расчеты, проведенные по формулам (12), (13) показывают, что составляющая СПМШ  $F_\Phi$  намного больше тепловой



составляющей  $S_T$ .

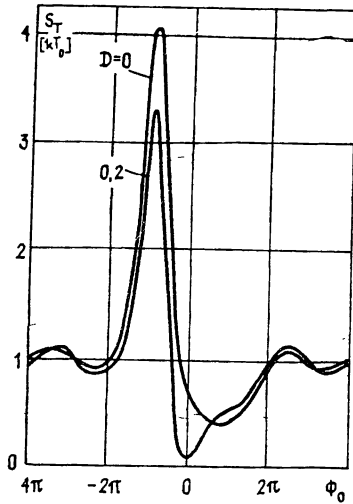


Рис. 2.

5. Представленные выше результаты иллюстрируют наиболее простой подход к анализу предгенерационного режима giro-ГВВ. Уже в рамках элементарной теории ясна важность взаимодействия типа  $M$  в формировании шумового спектра генератора. Дальнейшее развитие теории состоит в решении самосогласованной задачи с учетом большего числа источников шума, а также некоторых факторов, влияющих на процесс взаимодействия (например сил пространственного заряда в пучке).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Электроника ламп с обратной волной. / Под ред. В. Н. Шевчика и Д. И. Трубецкова. - Саратов: Гос. ун-т, 1975. с. 33.
2. Гапонов А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1961. Т. 4. № 3. с. 547.
3. Шумы в электронных приборах. / Под ред. Л. Д. Смоллина и Г. А. Хаусса: Перевод с англ. - М.: Энергия, 1964. Гл. 3.
4. Шевчик В. Н. Взаимодействие электронных пучков с электромагнитными волнами. - Саратов: Гос. ун-т, 1963. Гл. 8.
5. Братман В. Л. и др. Релятивистская высокочастотная электроника. - Горький: ИПФ АН СССР, 1979. с. 265.

Саратовский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
12 февраля 1990 г.