ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XII, № 4 РАДИОФИЗИКА 1969

УДК 529 786 2

ТЕХНИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ КВАРЦЕВОГО ГЕНЕРАТОРА

А. Н. Малахов, Н. Н. Солин

Подробно анализируются флуктуации амплитуды и частоты кварцевого генератора, обусловленные флуктуациями различных элементов схемы генератора. Находится техническая ширина спектральной линии кварцевого генератора. Исследуется удельный вклад флуктуаций различных параметров в ширину спектральной линии.

1. ВВЕДЕНИЕ

Технические флуктуации в кварцевых генераторах исследованы совершенно недостаточно (как с экспериментальной, так и с теоретической точки зрения), несмотря на то, что именно они имеют основное значение при практическом использовании кварцевых генераторов. Имеющиеся экспериментальные данные чаще всего носят описательный характер. Теоретические же рассмотрения касались в основном естественных флуктуаций [1–3]. Лишь в работе [4] упоминается о квазистатических флуктуациях внутреннего сопротивления лампы.

В настоящей работе проводится теоретический анализ технических флуктуаций в кварцевом двухконтурном генераторе, обязанных медленным (по сравнению с $\cos(\omega_0 t)$) некоррелированным флуктуациям различных элементов схемы кварцевого генератора (емкости кварца, емкости анодного контура, емкости связи, входной емкости лампы и крутизны лампы).

Данная работа является фактически продолжением работы [3], поэтому здесь рассматривается та же схема кварцевого генератора, используется та же методика анализа флуктуационных уравнений. и, наконец, сохраняются те же обозначения для параметров схемы.

Это дает возможность, избегая громоздких выкладок, привести только окончательные выражения, а основное внимание уделить анализу полученных результатов.

Можно показать, что флуктуационные уравнения в нашем случае имеют такой же вид, как и для естественных шумов [3]. Вся разница заключается в том, что возмущающие силы $f_i(t)$ обязаны теперь не дробовым и тепловым шумам схемы, а флуктуациям параметров схемы, и связаны с ними следующим образом:

$$\begin{aligned}
f_1(t) &= \frac{\omega_1}{2}\frac{s_2}{g_2}\left[\delta C_к + \delta C + (s_1 - h_k)\delta C_1 + \frac{s_3}{s_2}\frac{g_2}{Q_к}\delta C_s + n g_2 \delta S\right],\\
f_2(t) &= \frac{\omega_1}{2}\frac{g_1}{g_2}\left[\delta C_к + \delta C + s_1 h_k \delta C_1 + s_3 h_k \delta C_s + n g_2 \delta S\right],\\
f_3(t) &= -\frac{\omega_1}{2}\frac{g_2}{g_1}\left[\delta C_к - \delta C + s_1 h_k \delta C_1 + s_3 h_k \delta C_s + n_0 g_1 \omega_1^{-1}\frac{d}{dt}\delta S\right],\\
f_4(t) &= -\frac{\omega_1}{2}\left[\delta C_к + \frac{s_2}{g_1}\delta C + \frac{s_2}{g_1}(s_1 - h_k)\delta C_1 + s_3 h_k \delta C_s + n_0 s_2 \omega_1^{-1}\frac{d}{dt}\delta S\right],
\end{aligned} \tag{1}$$

где

$$\delta C_{\text{к}} = \frac{\Delta C_{\text{к}}(t)}{C_{\text{к}}}, \quad \delta C = \frac{\Delta C(t)}{C}, \quad \delta C_1 = \frac{\Delta C_1(t)}{C_1},$$

$$\delta C_s = \frac{\Delta C_s(t)}{C_s}, \quad \delta S = \frac{\Delta S(t)}{S}$$

— относительные флуктуации емкости кварца, емкости анодного контура, емкости связи, емкости входа лампы $C_s(t)$ и крутизны лампы $S(t)$ соответственно.

Коэффициенты связи $s_1 = C_1/(C + C_1)$, $s_2 = C_1/(C_s + C_1)$, расстройка $h_k = (\omega_1^2 - \omega_k^2)\,\omega_1^{-2} = C_{\text{к}}/(C_{\text{к}} + C_1 + C_s)$ имеют согласно [3] порядок малости μ_a, где мы принимаем $\mu_a = Q_a^{-1}$, при этом полагаем также, что $\mu_{\text{к}} = Q_{\text{к}}^{-1}$. Для реальных схем всегда выполняется $\mu_{\text{к}} \leqslant \mu_a^2$ (здесь $Q_{\text{к}}$, Q_a — добротности кварцевого и анодного контуров соответственно).

В (1) введены новые по сравнению с [3] обозначения $n = l(1 - 3\beta_0 R_0^2/4)$, $n_0 = l(1 - \beta_0 R_0^2/4)$, которые имеют порядок малости μ_a, и новый коэффициент $s_3 = C_s/(C_1 + C_s)$, имеющий порядок малости μ_a^0, $l = S/\omega_1(C + C_1) \sim \mu_a$.

То обстоятельство, что вид флуктуационных уравнений остается прежним, делает очевидным следующее. Если спектры флуктуаций параметров постоянны в полосе $[0, \Pi_a]$, где Π_a — полоса анодного контура, то такие флуктуации параметров можно считать белыми, и в этом случае спектры флуктуаций амплитуды и частоты автоколебания имеют тот же вид, что и для естественных шумов. При этом сохраняет свой вид и спектральная картина, рассмотренная в [3]. Определенное различие будет связано лишь с существованием сильной корреляции $f_i(t)$ (см. (1)), чего не было для естественных шумов.

С другой стороны, неравномерность спектров флуктуаций параметров в полосе $[0, \Pi_a]$, которая имеет место, например, для фликкерных флуктуаций параметров, во-первых, сильно изменит спектры амплитудных и частотных флуктуаций кварцевого генератора и, во-вторых, окажет существенное влияние на форму и ширину спектральной линии автоколебания. Тем самым особенности технических флуктуаций кварцевого генератора (по сравнению с естественными флуктуациями) обязаны только особенностям спектров флуктуаций параметров, их коррелированности и отличию от спектра белых шумов.

2. АМПЛИТУДНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ

Рассматривая выражение для возмущающей силы $f_1(t)$, обусловливающей непосредственное воздействие флуктуаций вышеуказанных параметров схемы на относительные амплитудные флуктуации колебания кварцевого контура $\alpha_1(t)$, нетрудно обнаружить, что основной вклад в эту силу вносят флуктуации емкости кварца и флуктуации емкости анодного контура. Флуктуации остальных параметров входят с малым сомножителем и поэтому дают малый вклад.

То же самое имеет место и для относительных амплитудных флуктуаций анодного контура $\beta(t)$, обусловленных непосредственным влиянием флуктуационных сил $f_2(t)$ и $f_3(t)$. Отличие от случая амплитудных флуктуаций кварцевого контура лишь в том, что здесь флуктуации емкости связи $C_1(t)$ будут сказываться еще в μ_a^{-1} раз меньше, чем в первом случае, благодаря тому, что частота генерируемых колебаний

ω_0 близка к частоте кварцевого контура (расстройка h_k имеет порядок μ_a).

Кроме того, поскольку $s_2 \sim \mu_a$, а g_1 и g_2 имеют порядок единицы, то $f_1(t)$ на порядок (по отношению к μ_a) меньше, чем $f_2(t)$ и $f_3(t)$. Это приводит к тому, что интенсивность амплитудных флуктуаций кварца, обусловленных техническими флуктуациями параметров схемы, на порядок меньше интенсивности амплитудных флуктуаций анодного контура. Это значит, что как и для естественных флуктуаций малая связь кварцевого контура с анодным и, следовательно, с лампой (мы полагаем, что сеточных токов нет), определяемая коэффициентом s_2, как бы «предохраняет» кварц от флуктуации параметров других элементов схемы.

Применяя методику, изложенную в [3], можно получить следующую связь спектральных плотностей амплитудных флуктуаций кварцевого колебания $S_{\alpha_1}(\Omega)$ и анодного колебания $S_\beta(\Omega)$ со спектральными плотностями флуктуаций параметров схемы $S_{\lambda_k}(\Omega)$ ($\lambda_1 = \delta C_к(t)$, $\lambda_2 = \delta C(t)$, $\lambda_3 = \delta C_1(t)$, $\lambda_4 = \delta C_s(t)$, $\lambda_5 = \delta S(t)$):

$$S_{\alpha_1}(\Omega) = \frac{\omega_1^2}{4\Omega_0^2} \sum_{k=1}^{5} A_k(\Omega)\, S_{\lambda_k}(\Omega),$$
$$S_\beta(\Omega) = \frac{\omega_1^2}{4\Omega_0^2} \sum_{k=1}^{5} B_k(\Omega)\, S_{\lambda_k}(\Omega). \qquad (2)$$

Частота Ω_0 имеет порядок полосы анодного контура Π_a (см. [3]).

Частотные характеристики $A_k(\Omega)$ и $B_k(\Omega)$ представляют собой фактически «коэффициенты передачи» от флуктуаций параметров λ_k к амплитудным флуктуациям α_1 и β. Структуры выражений для $A_k(\Omega)$ и $B_k(\Omega)$ совпадают со структурой функций $A(\Omega)$ и $B(\Omega)$, полученных в [3].

Однако коэффициенты, входящие в различные $A_k(\Omega)$ и $B_k(\Omega)$ (эти коэффициенты здесь не приводятся из-за их громоздкого выражения), будут разными как по внешнему виду, так и по порядку величины ввиду вышеуказанных особенностей зависимости флуктуационных сил $f_1(t)$, $f_2(t)$ и $f_3(t)$ от флуктуаций параметров схемы. Графики функций $A_k(\Omega)$ и $B_k(\Omega)$ в зависимости от частоты Ω остаются такими же, как и у функций $A(\Omega)$ и $B(\Omega)$, приведенных на рисунках в [3].

Порядок величины коэффициентов A_k и B_k приведен в табл. 1. По нему можно оценивать вклад флуктуаций рассматриваемых параметров в амплитудные флуктуации анодного и кварцевого колебаний.

Таблица 1

	$\lambda_1 = \delta C_к$	$\lambda_2 = \delta C$	$\lambda_3 = \delta C_1$	$\lambda_4 = \delta C_s$	$\lambda_5 = \delta S$
$A_k(\Omega_0)$	μ_a^2	μ_a^2	μ_a^4	$\mu_к^2$	μ_a^4
$B_k(\Omega_0)$	μ_a^0	μ_a^0	μ_a^4	μ_a^2	μ_a^2
D_{0k}	μ_a^0	μ_a^2	μ_a^4	μ_a^2	μ_a^4
D_{1k}	μ_a^{-2}	μ_a^0	μ_a^2	μ_a^0	μ_a^2

При белых флуктуациях параметров спектры амплитудных флуктуаций будут, очевидно, совпадать с частотными характеристиками $A_k(\Omega)$ и $B_k(\Omega)$ и, как уже отмечалось, будут похожими на спектры естественных амплитудных флуктуаций.

Обратимся к случаю, когда флуктуации параметров носят фликкерный характер. Пусть имеются флуктуации параметров, спектральная плотность которых равна

$$S_{\lambda_k}(\Omega)=\frac{K_{\lambda_k}}{2\pi|\Omega|^{\gamma}}, \tag{3}$$

где $K_{\lambda_k}=\mathrm{const}$, $0<\gamma<3$.

Примерный вид спектральных плотностей амплитудных флуктуаций для этого случая изображен соответствующими графиками на рис. 1.

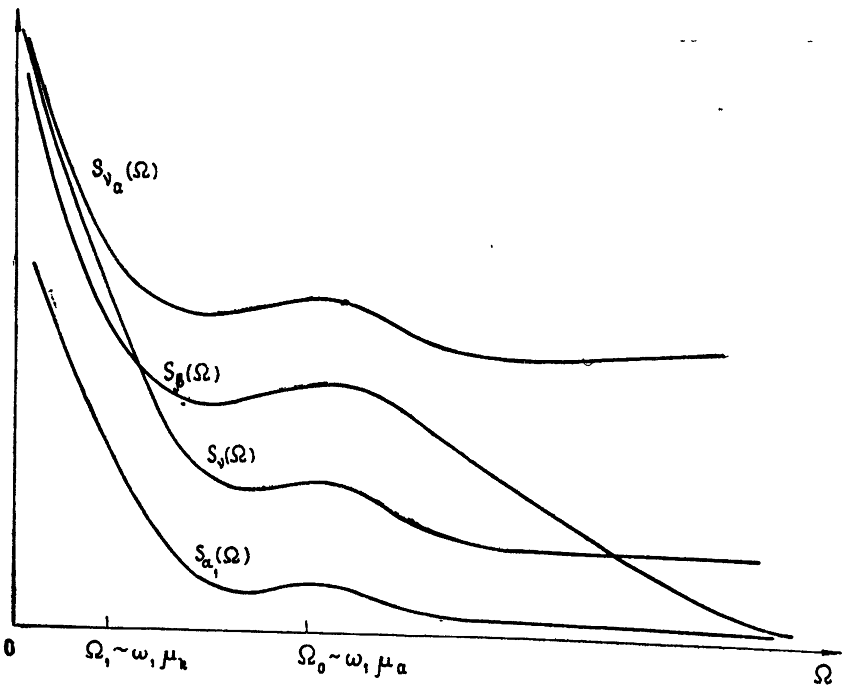

Рис. 1.

Значениям $0<\gamma<1$ соответствуют стационарные флуктуации параметров (см. [5], § 1.6), и для этого случая нетрудно отыскать интенсивность амплитудных флуктуаций $\langle\alpha_1^2\rangle$ и $\langle\beta^2\rangle$:

$$\begin{aligned}\langle\alpha_1^2\rangle&=\frac{\omega_1^2}{4\Omega_0^2}A^1_{\lambda_k}K_{\lambda_k}\operatorname{cosec}\left[\frac{\pi}{2}(1-\gamma)\right],\\ \langle\beta^2\rangle&=\frac{\omega_1^2}{4\Omega_0^2}B^1_{\lambda_k}K_{\lambda_k}\operatorname{cosec}\left[\frac{\pi}{2}(1-\gamma)\right],\end{aligned}\tag{4}$$

где $A^1_{\lambda_k}=\mathrm{const}$, $B^1_{\lambda_k}=\mathrm{const}$, причем $A^1_{\lambda_k}<B^1_{\lambda_k}$.

При анализе мы полагали $\alpha_1(t)$ и $\beta(t)$ достаточно малыми. Нетрудно видеть, что требование их малости сводится к неравенству

$$K_{\lambda_k}\ll\frac{4\Omega_0^2}{\omega_1^2}\,\frac{1}{A^1_{\lambda_k}}\sin\left[\frac{\pi}{2}(1-\gamma)\right]. \tag{5}$$

Таким образом, это условие является по существу условием применимости метода возмущений. Из условия (5) следует, что чем ближе γ к единице, тем меньше должно быть $K\lambda_k$. Это связано с тем, что при $\gamma \to 1$ $\langle \alpha_1^2 \rangle$ и $\langle \beta^2 \rangle$ расходятся. Последнее, в свою очередь, связано с тем, что спектр флуктуаций параметров становится при $\gamma \gg 1$ неинтегрируемым вблизи нуля, функции корреляции у процессов $\lambda_k(t)$, $\alpha_1(t)$ и $\beta(t)$ не существуют, а сами фликкерные процессы становятся нестационарными.

В этом случае условия малости $\langle \alpha_1^2 \rangle$ и $\langle \beta^2 \rangle$ сводятся, как нетрудно понять, к ограничению, накладываемому на длительность времени наблюдения. Подробнее об этом см. в § 4.6 работы [5].

3. ФЛУКТУАЦИИ ЧАСТОТЫ

Перейдем теперь к анализу флуктуаций частоты кварцевого колебания $\nu(t) = d\varphi(t)/dt$. Рассматривая флуктуационную силу $f_4(t)$, которая оказывает непосредственное воздействие на флуктуации частоты $\nu(t)$, можно заметить, что основной вклад в $f_4(t)$ вносят флуктуации емкости кварца $C_к$. Флуктуации емкостей C и C_s оказывают влияние в $\mu_а^{-1}$ раз меньшее: первые—из-за слабой связи анодного и кварцевого контура (коэффициент связи $s_2 \sim \mu_а$), а вторые—из-за малости расстройки $h_к$, также имеющей порядок малости $\mu_а$. Флуктуации емкости C_1 оказывают влияние на $f_4(t)$ еще в $\mu_а^{-1}$ раз меньшее вследствие малости коэффициента связи $s_1 \sim \mu_а$.

Из выражения для $f_4(t)$ также следует, что флуктуации частоты кварцевого генератора порождаются не только флуктуациями различных емкостей схемы. (что естественно, так как от них зависит ω_1 и поправка на частоту $\Delta\omega_0$), но и флуктуациями крутизны лампы, что нетривиально, поскольку ω_0 от S не зависит. Именно поэтому флуктуации частоты зависят от производной флуктуаций крутизны.

Таким образом, хотя сколь угодно медленные флуктуации крутизны и не влияют на частоту генератора, быстрые флуктуации крутизны (а они всегда есть) оказывают на нее определенное воздействие, ослабленное, правда, по сравнению с воздействием флуктуаций емкости кварца в $\mu_а^{-2}$ раз.

Все сказанное выше о вкладе флуктуаций параметров в флуктуации $\nu(t)$ относится также и к медленной компоненте флуктуаций частоты колебания анодного контура, равных $\nu_а(t) = \nu(t) + d\psi_1(t)/dt$, где ψ_1 — разность фаз кварцевого и анодного колебаний, поскольку в этом случае можно считать, что $\nu_а(t) \simeq \nu(t)$.

Между быстрыми флуктуациями $\nu_а(t)$ и $\nu(t)$ будет существенная разница, поскольку в этом случае $\nu(t)$ будет в $\mu_а^{-1}$ раз меньше, чем $d\psi_1/dt = m_0\left(\frac{d\alpha_2}{dt} - \frac{d\alpha_3}{dt}\right)$, так как $\nu(t)$, согласно (1), меньше производных $\frac{d\alpha_2}{dt}$ и $\frac{d\alpha_3}{dt}$ в $\mu_а^{-1}$ раз из-за слабой связи анодного и кварцевого контуров ($s_2 \sim \mu_а$, а m_0 имеет порядок малости $\mu_а^0$).

Применяя методику, изложенную в [3], можно получить следующую связь спектральных плотностей частотных флуктуаций кварцевого колебания $S_\nu(\Omega)$ и частотных флуктуаций анодного колебания $S_{\nu_а}(\Omega)$ со спектральными плотностями флуктуаций параметров схемы:

$$S_\nu(\Omega)=\frac{\omega_1^2}{4}\sum_{k=1}^{5}N_{\nu_k}(\Omega)\,S_{\lambda_k}(\Omega),$$
$$S_{\nu_a}(\Omega)=\frac{\omega_1^2}{4}\sum_{k=1}^{5}N_{\nu_{ak}}(\Omega)\,S_{\lambda_k}(\Omega). \qquad (6)$$

Вид функций $N_{\nu k}(\Omega)$ и $N_{\nu_a k}(\Omega)$ для случая флуктуаций емкостей схемы ($k=1,2,3,4$) будет таким же, как и у аналогичных функций $N_\nu(\Omega)$ и $N_{\nu_a}(\Omega)$, приведенных в [3].

Вид функций $N_{\nu 5}(\Omega)$ и $N_{\nu_a 5}(\Omega)$, отвечающих флуктуациям крутизны лампы, несколько сложнее. Вследствие зависимости $\nu(t)$ от производной $\frac{dS}{dt}$ в $N_{\nu 5}(\Omega)$ появляются члены типа $a\Omega^2$ и $b\Omega^2+c\Omega^4$, которые, однако, в рассматриваемом диапазоне частот $[0,\ \Pi_a]$ возрастают с частотой очень медленно.

Так же, как и в случае естественных флуктуаций, спектральные плотности $S_\nu(\Omega)$ и $S_{\nu_a}(\Omega)$ совпадают при $\Omega\ll\omega_1/Q_к$ (из-за того, что спектральные плотности производных $\frac{d\alpha_2}{dt}$ и $\frac{d\alpha_3}{dt}$ равны нулю при $\Omega=0$), а затем существенно расходятся при возрастании Ω; для достаточно больших частот $S_{\nu_a}(\Omega)$ в μ_a^{-2} раза больше, чем $S_\nu(\Omega)$. Это происходит потому, что на частотах $\Omega\gtrsim\Omega_0$ контуры не влияют друг на друга из-за их инерционности, а поскольку их добротности резко различны, то и спектральные плотности $S_\nu(\infty)$ и $S_{\nu_a}(\infty)$ должны резко отличаться друг от друга.

Несмотря на то, что функции $N_{\nu k}(\Omega)$ имеют сложный вид и обладают рядом экстремумов, их можно, однако, заменить приближенными значениями

$$N_{\nu k}(\Omega)=D_{0k}=\text{const},$$

поскольку все изменения $N_{\nu k}(\Omega)$ не выходят за пределы одного порядка малости. Порядок величины коэффициентов D_{0k} приведен в табл. 1.

Функции $N_{\nu_a k}(\Omega)$ на частотах $\Omega\lesssim\Omega_1$ (Ω_1 — порядка полосы кварцевого контура) имеют тот же порядок величины, что и соответствующие функции $N_{\nu k}(\Omega)$. На частотах, близких к Ω_0, когда влияние кварцевого контура ослабевает, $N_{\nu_a k}(\Omega)$ возрастают в μ_a^{-2} раз, а на частотах $\Omega>\Omega_0$ — стремятся к постоянному значению D_{1k}. Поэтому для всего рассматриваемого диапазона частот вместо точных значений функций $N_{\nu_a k}(\Omega)$ можно взять следующее приближение:

$$N_{\nu_a k}(\Omega)=\frac{D_{0k}\Omega_1^2+D_{1k}\Omega^2}{\Omega_1^2+\Omega^2}.$$

Характерной особенностью $N_{\nu_a k}(\Omega)$ является их существенное уменьшение при $\Omega\ll\Omega_1$ по сравнению со значением при $\Omega\gg\Omega_0$. Если предположить, что $S_{\lambda_k}(\Omega)=\text{const}$, то зависимость $S_{\nu_a}(\Omega)$ будет подобна $N_{\nu_a k}(\Omega)$. Такой ход кривой (сильное спадание при $\Omega\to 0$) аналогичен спектру флуктуаций частоты генератора с шумами, синхронизованного другим генератором с шумами [6]. Эта аналогия позволяет кварцевый двухконтурный генератор рассматривать как некоторую систему двух взаимосинхронизованных генераторов (на одной лампе), одним из которых является кварцевый одноконтурный генератор, а другим—генератор на анодном контуре. В этом случае «хороший» генератор (обладающий более высокодобротным контуром) начинает влиять на «плохой» именно на достаточно низких флуктуационных частотах, соответствующих полосе высокодобротного контура.

Если ограничиться рассмотрением квазистатических флуктуаций, т. е. частотами $\Omega \ll \Omega_1$, то можно получить выражение

$$N_{\nu k}(\Omega) = N_{\nu_a k}(\Omega) = D_{0\,k} = \text{const},$$

которое теперь будет точным. Тем самым, вместо выражений (6) в данном случае получим

$$S_\nu(\Omega) = S_{\nu_a}(\Omega) = \frac{\omega_1^2}{4} \sum_{k=1}^{5} D_{0\,k} S_{\lambda_k}(\Omega). \tag{7}$$

Таким образом, при квазистатических флуктуациях параметров спектры частотных флуктуаций анодного и кварцевого колебаний целиком будут определяться спектрами флуктуаций параметров.

4. ШИРИНА И ФОРМА СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ

Как следует из предыдущего раздела, спектральные плотности флуктуаций частоты $S_\nu(\Omega)$ и $S_{\nu_a}(\Omega)$ не обращаются в нуль при $\Omega = 0$, если спектры флуктуаций параметров простираются до нуля. В этом случае, как известно, имеет место уширение спектральной линии колебания и большой интерес представляет значение ширины спектральной линии.

Примерный вид спектров флуктуаций частоты при фликкерных флуктуациях параметров приведен на рис. 1 (ср. с рис. 3 в [2]).

Приближенное выражение спектральных плотностей флуктуаций частоты кварцевого и анодного колебаний для частот $\Omega < \Omega_1$, согласно (6), имеет вид

$$S_\nu(\Omega) = S_{\nu_a}(\Omega) = \frac{\omega_1^2}{4} \sum_{k=1}^{5} D_{0\,k} \frac{K_{\lambda_k}}{2\pi |\Omega|^\gamma}. \tag{8}$$

На основании [5], § 4.5 этим спектральным плотностям флуктуаций частоты соответствуют следующие значения относительной ширины спектральной линии колебания, обусловленные флуктуациями параметров схемы:

$$\delta f = 2{,}2 \Big[\sum_{k=1}^{5} D_{0\,k} K_{\lambda_k} \Big]^{1/2} \qquad (\gamma = 0{,}9),$$

$$\delta f = \Big[\sum_{k=1}^{5} D_{0\,k} K_{\lambda_k} \frac{1}{\Omega_b} \ln(\Omega_b T) \Big]^{1/2} \qquad (\gamma = 1),$$

$$\delta f = \left\{ \frac{\pi \sum_{k=1}^{5} D_{0\,k} K_{\lambda_k} T^{\gamma-1}}{2\Gamma(\gamma) \sin\left[\frac{\pi}{2}(\gamma - 1)\right]} \right\}^{1/2} \qquad (1 < \gamma < 3). \tag{9}$$

Из-за вычислительных трудностей не удается точно определить формы спектральных линий анодного и кварцевого колебаний, соответствующие спектральным плотностям частотных флуктуаций (6). Тем не менее можно утверждать, что форма спектральной линии находится как бы между резонансной и допплеровской формами при $0<\gamma<1$, а при γ, близких к единице, форму спектральной линии вполне можно считать допплеровской (в полосе основной мощности).

При $1\leqslant\gamma<3$ флуктуации частоты являются нестационарными. Поэтому ширина и форма спектральной линии зависят от времени наблюдения. Форма спектральной линии становится допплеровской только по истечении некоторого времени формирования (см. [5], § 4.5).

5. ВЫВОДЫ И ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ

На основании вышеизложенного можно утверждать, что в случае технических флуктуаций кварцевого генератора, так же как и в случае естественных флуктуаций, пик спектральной линии и его ширина будут для анодного колебания практически теми же, что и для кварцевого колебания. Существенная разница в спектрах кварцевого и анодного колебаний будет, следовательно, только в пьедесталах. Можно предполагать, что значительный рост $S_{\nu_a}(\Omega)$ на частотах $\Omega>\Omega_1$ приведет, во-первых, к большему значению пьедестала спектральной линии анодного колебания и, во-вторых, к большему разнообразию его формы по сравнению с пьедесталом линии кварцевого колебания. Таким образом, если для каких-либо целей необходимо иметь у спектральной линии меньший пьедестал, то в этом случае лучше «снимать» колебания с кварцевого контура. Если же интересоваться только пиком спектральной линии кварцевого генератора, то безразлично, откуда «снимать» выходное колебание—с кварцевого или с анодного контура.

Другой важный вывод следует из сравнения между собой значений коэффициентов D_{0k} (см. табл. 1). Порядок коэффициентов D_{0k} дает возможность оценить вклад флуктуаций рассматриваемых параметров в техническую ширину спектральной линии генерируемого колебания. Оказывается, что наибольший вклад в техническую ширину спектральной линии вносят флуктуации емкости кварца, (если они достаточно интенсивны), для которых $D_{01}\sim\mu_a^0$. Флуктуации остальных параметров значительно ослабляются схемой. Это позволяет дать приблизительную оценку флуктуациям емкости кварца, исходя из значений технической ширины спектральной линии колебаний кварцевого генератора, полученной в эксперименте. Если взять значения технической ширины относительно спектральной линии, полученные в [7], т. е. $\delta f=3{,}3\cdot10^{-7}$ и $\delta f=5{,}5\cdot10^{-9}$, то, согласно (9), находим (полагая $\gamma=0{,}9$), что

$$K_{\delta c_\text{к}}\sim10^{-14}\qquad(\delta f=3{,}3\cdot10^{-7}),$$

$$K_{\delta c_\text{к}}\sim10^{-18}\qquad(\delta f=5{,}5\cdot10^{-9}).$$

Следовательно, можно ожидать, что спектральная плотность флуктуаций емкости кварца по порядку величины равна*

$$S_{\delta c_\text{к}}(\Omega)=\frac{10^{-14}\div10^{-18}}{2\pi\,|\Omega|^{\gamma}}\,. \tag{10}$$

* Надо отметить, что авторам неизвестно ни одной работы, где бы проводились измерения флуктуаций емкости кварца или хотя бы была дана оценка порядка их величины.

Следующими по значимости вклада в частотные флуктуации кварцевого генератора являются флуктуации емкостей C и C_s, для которых коэффициенты D_{02} и D_{04} в μ_a^{-2} раза меньше, чем D_{01}. Следовательно, для них уже необходимо будет иметь $K_{\delta C}$ и $K_{\delta C_к} \sim \mu_a^{-2}$ для того, чтобы получить ту же величину для технической ширины линии. Если $\mu_a^{-1} = Q_a \sim 10^2$, то должно быть $K_{\delta C}$ и $K_{\delta C_к} \sim 10^{-10}$ для $\delta f = 3{,}3 \cdot 10^{-7}$ и $K_{\delta C}$, $K_{\delta C_к} \sim 10^{-14}$ для $\delta f = 5{,}5 \cdot 10^{-9}$.

Согласно оценкам, сделанным в [5], § 3.4, для случая флуктуаций емкостей лампы, входящих в C и C_s, можно ожидать, что $K_{\delta C}$ и $K_{\delta C_к}$ окажутся $\sim 10^{-14} \div 10^{-16}$. Так что техническая ширина спектральной линии $\delta f = 5{,}5 \cdot 10^{-9}$ вполне могла бы быть обусловлена флуктуациями этих емкостей, в то время как на технические флуктуации автогенератора с шириной спектральной линии порядка 10^{-7} они не должны бы влиять.

Для случая флуктуаций емкости связи C_1 и флуктуаций крутизны лампы S (с учетом табл. 1 для оценки соответствующих D_{03} и D_{05}) должно быть $K_{\delta C_1}$ и $K_{\delta S} \sim \mu_a^{-4} K_{\delta C_к}$, т. е. $K_{\delta C_1}$ и $K_{\delta S} \sim 10^{-6}$ для $\delta f \simeq 10^{-7}$ и $K_{\delta C_1}$ и $K_{\delta S} \sim 10^{-10}$ для $\delta f \simeq 10^{-9}$ (при $\mu_a^{-1} = 10^2$). Трудно ожидать такой большой интенсивности флуктуаций емкости связи, но для флуктуаций крутизны лампы такой порядок $K_{\delta S}$ вполне может получиться, если питание схемы осуществлять от «плохих» (в смысле фликкерных флуктуаций) источников питания (см. табл. 1 в [5], § 3.4) или при использовании лампы с «плохим» катодом.

Таким образом, основное влияние на техническую ширину линии колебания кварцевого генератора оказывают флуктуации крутизны лампы и флуктуации емкости кварца.

Авторы благодарны И. Л. Берштейну и М. Е. Герценштейну за полезные критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Е. Жаботинский, П. Е. Зильберман, ДАН СССР, **119**, 918 (1958).
2. А. Н. Малахов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **9**, № 3, 622 (1966).
3. А. Н. Малахов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **11**, № 6, 850 (1968).
4. Ю. Э. Аптэк, Д. П. Филатов, Радиотехника и электроника, **11**, 759 (1966).
5. А. Н. Малахов, Флуктуации в автоколебательных системах, изд. Наука, М., 1968.
6. А. Н. Малахов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **8**, № 6, 1160 (1965).
7. Д. А. Дмитренко, А. И. Чикин, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **6**, № 6, 1271 (1963).

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию
16 октября 1967 г.

TECHNICAL FLUCTUATIONS OF QUARTZ GENERATOR

A. N. Malakhov, N. N. Solin

The amplitude and frequency fluctuations of quartz generator produced by different parameter fluctuations of the generator circuit are analized in detail. The technical width of the quartz generator spectral line is calculated.