

И. БЕРШТЕЙН

О ФЛУКТУАЦИЯХ В ЛАМПОВОМ ГЕНЕРАТОРЕ

(Представлено академиком А. А. Андроновым 18 VII 1949)

1. Принципиальное значение флуктуаций в автоколебательных системах было указано Л. И. Мандельштамом ⁽¹⁾: вследствие флуктуаций спектральные линии, даваемые, например, ламповым генератором, имеют и при отсутствии искусственной модуляции конечную ширину, так же как и оптические спектральные линии. Этот вопрос был рассмотрен теоретически в работах автора ^(2, 3). Согласно теории, спектральная линия генератора имеет вид, показанный качественно на рис. 1. Пунктир показывает слагаемую, обусловленную флуктуациями амплитуды. Другая слагаемая обусловлена флуктуациями фазы, происходящими по диффузионному закону $\overline{(\Delta\varphi)^2} = Dt$ *. Относительная ширина линии $\Delta\omega/\omega$ равна $\sim D/\omega$. В практических случаях $D/\omega = 10^{-10} \div 10^{-15}$. Это обстоятельство указывает, что исследование флуктуаций генератора путем снятия spectroграммы практически невозможно как вследствие недостаточной разрешающей силы аппаратуры так и вследствие неизбежных уходов частоты из-за динамических причин. Однако возможен другой экспериментальный подход к вопросу, который позволяет измерять как амплитудные, так и фазовые флуктуации лампового генератора. Такое исследование и составляет содержание излагаемой здесь вкратце работы.

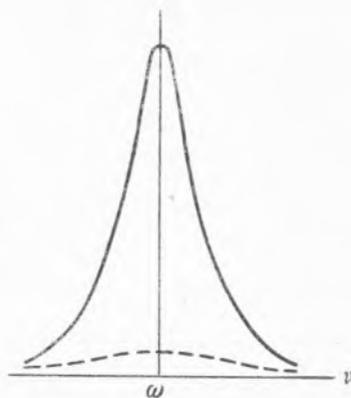


Рис. 1

2. Метод измерения флуктуаций амплитуды генератора сводится к следующему.

Запишем колебание генератора (основную гармонику) в виде

$$(R_0 + z) \cos(\omega t + \varphi). \tag{1}$$

Здесь R_0 — средняя амплитуда колебания; z — флуктуация амплитуды; ω — частота колебания; φ — флуктуация фазы.

Введем понятие о среднем квадрате $\overline{m^2}$ коэффициента модуляции амплитуды (хаотической), вызванной флуктуациями, и его спектральной плотности $\overline{m^2}_\Omega$:

$$m = \frac{\sqrt{2}z}{R_0}; \quad \overline{m^2} = \frac{2z^2}{R_0^2} = \int_0^\infty \overline{m^2}_\Omega d\Omega = \frac{2}{R_0^2} \int_0^\infty z^2_\Omega d\Omega; \quad \overline{m^2}_\Omega = \frac{2}{R_0^2} z^2_\Omega. \tag{2}$$

* Выражение для D см. формулу (55) статьи ⁽³⁾.

Подадим часть напряжения с генератора, имеющую среднюю амплитуду $\sqrt{2}E_0$, на вход детектора.
Ток на выходе детектора

$$I = f(E) \cong f(E_0) + \frac{df(E_0)}{dE}(E - E_0) = f(E_0) + \alpha(E - E_0) \quad (3)$$

будет также флукутировать; средний квадрат его флукутаций в полосе частот $\Omega, \Omega + \Delta\Omega$ равен

$$\overline{I_{\Omega}^2 \Delta\Omega} = \frac{\alpha^2 E_0^2}{2} \overline{m_{\Omega}^2 \Delta\Omega}. \quad (4)$$

Ток детектора, проходя через некоторый импеданс, создает на нем напряжение, которое затем усиливается в полосе $\Omega, \Omega + \Delta\Omega$ и измеряется квадратичным прибором (например термопарой). Зная параметры усилителя, можем найти величину $\overline{m_{\Omega}^2}$. Этим решается задача определения амплитудных флукутаций генератора. Собственные флукутации детекторной лампы могут быть измерены отдельно и учтены. Впрочем, в наших опытах (детекторная лампа 6АС7) шумы детектора составляли лишь несколько процентов от полезного эффекта.

3. Трудность измерения фазовых флукутаций вызвана чрезвычайной малостью величины D (см. выше), а также необходимостью исключить динамические уходы частоты, а следовательно, и фазы колебания. Решить задачу удалось, применяя своеобразный интерференционный метод.

На вход детектора подается разность двух напряжений v_1 и v_2 . Первое снимается непосредственно с генератора; второе — также с генератора, но через посредство неискажающей (лишенной дисперсии) цепи задержки (например, концентрическая линия). Обозначим через u время задержки. Тогда в момент t

$$v_1 = (U_z + z_t) \cos(\omega t + \varphi_t), \quad (5)$$

$$v_2 = k(U_z + z_{t-u}) \cos(\omega t - \omega u - \psi_0 + \varphi_{t-u}), \quad (6)$$

где z_t и φ_t — значения флукутаций в момент t ; k и ψ_0 — постоянные, определяемые аппаратурой.

Напряжение на входе детектора имеет амплитуду U , равную

$$U = \sqrt{(U_z + z_t)^2 + k^2(U_z + z_{t-u})^2 - 2k(U_z + z_t)(U_z + z_{t-u}) \cos(\psi + \varphi_t - \varphi_{t-u})}, \quad (7)$$

где $\psi = \omega u + \psi_0$.

Среднее значение U равно

$$U_0 = U_z \sqrt{1 + k^2 - 2k \cos \psi}. \quad (8)$$

При эксперименте $U_0 \neq 0$. Для среднего квадрата флукутаций величины U имеем

$$\begin{aligned} \overline{x^2} = \overline{(U - U_0)^2} &= \left(\frac{U_z}{U_0}\right)^2 \{[(1 - k \cos \psi)^2 + k^2(k - \cos \psi)^2] \overline{z^2} + \\ &+ 2k(1 - k \cos \psi)(k - \cos \psi) \overline{z_t z_{t-u}} + k^2 U_z^2 \sin^2 \psi \cdot \overline{(\varphi_t - \varphi_{t-u})^2}\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Для оптимального выделения фазовых флукутаций возьмем

$$k = \frac{1}{\cos \psi}, \quad (10)$$

Такой подбор величины k удобен и с экспериментальной стороны (см. ниже). При этом, на основании (8) и (9),

$$\overline{x^2} = \left(\frac{U_0}{U_z}\right)^2 \overline{z^2} + U_z^2 \overline{(\varphi_t - \varphi_{t-u})^2}. \quad (11)$$

Спектральная плотность среднего квадрата коэффициента модуляции U

$$\overline{M_\Omega^2} = \frac{2\overline{x_\Omega^2}}{U_0^2} = \frac{2\overline{z_\Omega^2}}{U_z^2} + 2 \left(\frac{U_z}{U_0}\right)^2 \overline{(\varphi_t - \varphi_{t-u})_\Omega^2} = \overline{M_{\Omega a}^2} + \overline{M_{\Omega \phi}^2}. \quad (12)$$

Первый член $\overline{M_{\Omega a}^2}$, вызванный амплитудными флуктуациями, равен (2). Измеряя, по указанному выше методу, $\overline{M_\Omega^2}$ и вычитая $\overline{M_{\Omega a}^2}$, находим спектральную плотность фазовых флуктуаций. Условие $\overline{M_{\Omega \phi}^2} \gg \overline{M_{\Omega a}^2}$ легко реализуется на опыте. Основную идею описанного метода выделения фазовых флуктуаций (при наличии амплитудных флуктуаций) поясняет векторная диаграмма напряжений U_z , $U_\phi = kU$ и их разность U_0 , изображенная на рис. 2. Зафиксировав вектор U_ϕ , мы при эксперименте меняем величину U_z (без изменения угла ψ), чтобы получить U_0 минимальным. Это и будет при условии (10). Рисунок наглядно показывает, что флуктуации величин U_z и U_ϕ мало изменяют величину U_0 , в то время как фазовые флуктуации (т. е. „шатания“ угла ψ) сильно влияют на нее.

4. Мы измеряли флуктуации обычного лампового генератора на лампах 6К7 и 6Ж7 с колебательным контуром в аноде, катушкой обратной связи в сетке и грид-ликом. Частота колебаний ~ 18 Мгц; емкость контура ~ 30 пФ; мощность — порядка десятых долей ватта. Усилитель после детектора был супергетеродинного типа, позволивший производить измерения в широком диапазоне $F = \Omega / 2\pi = 0,5 \div 90$ кгц.

При измерении амплитудных флуктуаций было обнаружено, что если параллельно контуру генератора подключить (через емкость) диод с утечкой по обычной схеме, то во всем указанном диапазоне F амплитудные флуктуации почти полностью уничтожаются. Это явление представляет практический интерес. Оно легко объясняется теорией диодного детектирования.

Для измерения фазовых флуктуаций была применена обычная концентрическая линия длиной ~ 500 м; при этом $u \approx 3$ мксек. Согласно теории, среднеквадратичная флуктуация фазы за 3 мксек. в наших опытах должна быть порядка 1 угловой секунды при $\overline{M_{\Omega \phi}^2} / \overline{M_{\Omega a}^2} \approx 20$. Иными словами, мы легко наблюдали отклонение напряжений v_1 и v_2 от полной когерентности уже при разности хода, составлявшей $\sim 10^{-6}$ от длины цуга. Отметим, что это далеко не предел. Из (12) видно, что, увеличивая U_z при неизменном U_0 , можно измерять все меньшие величины флуктуаций фазы. В наших опытах было $U_z / U_0 \approx 3$.

5. Результаты измерений сравнивались с теорией, содержащейся в (2, 3). Теория была строго развита для случая так называемых „изотропных флуктуаций“ и при обычных идеализациях (отсутствие сеточного тока и реакции анода). Так как в нашем генераторе (как и во всяком реальном генераторе) флуктуации были „неизотропны“, то расчетные формулы были несколько уточнены: интенсивность случайных толчков усреднялась за период колебания.

Точность наших опытов $\sim 50\%$.

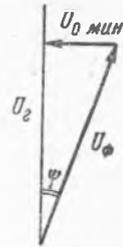


Рис. 2

Сравнение опыта с теорией показало следующее.

а) При не слишком большой амплитуде автоколебаний (~ 75 в) опыт дает спектральную плотность флуктуаций, превышающую теоретическую в $1,2 \div 2$ раза при частотах $F = 50 \div 90$ кгц. В частности, из этих измерений следует $D \approx 15 \cdot 10^{-6}$ (вместо $8 \cdot 10^{-6}$ по теории).

Однако по мере уменьшения F спектральная плотность флуктуаций все более превышает теоретические данные: на самых малых F превышение доходит до 2—3 порядков.

Проведенное исследование показало, что это может быть объяснено для амплитудных флуктуаций в основном явлением мерцания (фликер-эффект), для фазовых флуктуаций — в основном так называемым микрофонным эффектом генераторной лампы.

б) При большой амплитуде автоколебаний (~ 150 в) опыт дает превышение спектральной плотности флуктуаций против теории в $3 \div 10$ раз даже на частотах $F = 50 \div 90$ кгц. Из этих измерений следует $D = 12 \cdot 10^{-6}$ (вместо $3 \cdot 10^{-6}$ по теории).

Это, по видимому, вызывается существенным возрастанием сеточного тока генераторной лампы (с чем связан, очевидно, рост флуктуаций этого тока).

в) При помощи особого усилителя было произведено измерение интегрального эффекта флуктуаций на малых F , при которых ярко выступают побочные факторы (явление мерцания, микрофонный эффект и т. п.). Полоса частот усилителя была от ~ 5 гц до ~ 10 кгц. Это измерение показало, что побочные факторы увеличивают общие амплитудные флуктуации против теории в $10 \div 30$ раз. Общий же уровень фазовых флуктуаций увеличивается против теории в $5 \div 20$ раз. Отметим, что при проведении этих опытов даже нормальный разговор на расстоянии 5 м от аппаратуры, вызывая ничтожно малый микрофонный эффект генератора, давал все же весьма значительное возрастание уровня фазовых флуктуаций.

Разработанная методика может оказаться полезной при измерении весьма малых фазовых флуктуаций, например, возникающих при распространении волн.

Выражаю глубокую благодарность проф. Г. С. Горелику за ценные советы.

Горьковский исследовательский
физико-технический институт
Горьковского государственного университета

Поступило
15 VII 1949

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Л. Мандельштам, Изв. АН СССР, сер. физ., 3, № 4, 525 (1938).
² И. Берштейн, ДАН, 20, № 1 (1938). ³ И. Берштейн, ЖТФ, 11, № 4, 305 (1941).