

Максимальная интенсивность почернения в пятнах, получающихся при рассеянии на нитевидных структурах кристалла, превышает только в несколько раз максимальную интенсивность почернения в сплошных линиях от пластинчатых структур. Однако для ширин пятен, получающихся при рассеянии от столбиков, сохраняется несоответствие с опытом в отношении порядка величин, зависимости ширин пятен от энергии частиц пучка и от температуры.

Устранению этих противоречий, имеющих место и для рассеяния на пластинчатых структурах, будет посвящена следующая статья.

ЛИТЕРАТУРА

1. Власов А. А., Кураев В. Н. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астроном., 12, № 3, 328, 1972.
2. Власов А. А. «Теоретическая и математическая физика», 3, 388, 1970.

Поступила в редакцию
7.5 1971 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 621.373.431.2:

Г. А. СИДОРОВА

СИНХРОНИЗАЦИЯ РЕЛАКСАЦИОННОГО ГЕНЕРАТОРА ВНЕШНИМ ТРЕУГОЛЬНЫМ НАПРЯЖЕНИЕМ

Анализ синхронизации разрывных колебаний периодическим внешним воздействием (как правило, синусоидальным) обычно проводится геометрическим методом К. Ф. Теодоровича [1, 2]. В работе [3] предложен метод, использующий аппарат точечных преобразований для решения разнообразных задач принудительной синхронизации. В настоящем сообщении этим методом исследуется принудительная синхронизация по одному опорному уровню для случая треугольной формы напряжений — синхронизируемого и внешнего.

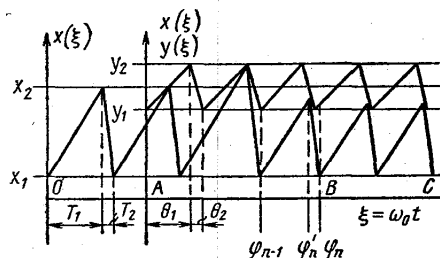


Рис. 1. Выходное напряжение синхронизируемого релаксатора. OA — автономный режим, A — момент включения внешнего воздействия, AB — процесс установления, BC — синхронный режим

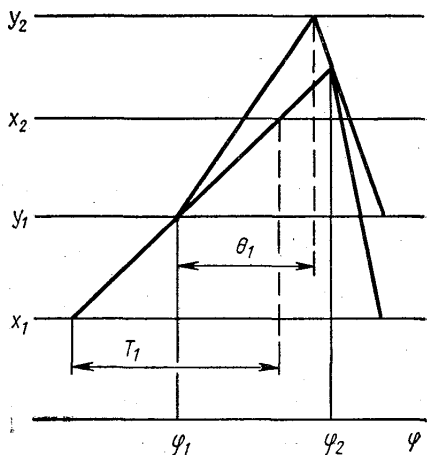


Рис. 2. Иллюстрация явления самоэкранирования, φ_1 и φ_2 — границы участка недостижимых фаз

На рис. 1 показаны колебания синхронизируемого генератора. Размах амплитуд собственных колебаний генератора $\Delta x_0 = x_2 - x_1$, внешнего воздействия $\Delta y = y_2 - y_1$ (x_1, x_2, y_1, y_2 — нижние и верхние опорные уровни напряжений), причем полагаем $y_1 = x_2 - \frac{\Delta y}{2}$, $y_2 = x_2 + \frac{\Delta y}{2}$; $T_1, T_2, \theta_1, \theta_2$ — длительности прямого и обратного

хода собственных колебаний генераторов, выраженные в безразмерном времени $\xi = 2\pi ft$ (f — частота основной гармоники внешнего воздействия).

Итерационные уравнения процесса синхронизации составляются с учетом того, что синхронизируемое напряжение $x(\xi)$ равно напряжению нижнего и промодулированного верхнего опорных уровней в момент начала и окончания заряда:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta x_0}{T_1} (\varphi'_n - \varphi_{n-1} + 2\pi p_n) + x_1 - y [\varphi'_n] &= 0, \\ -\frac{\Delta x_0}{T_2} (\varphi_n - \varphi'_n + 2\pi r_n) - x_1 + y [\varphi'_n] &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где $n=1, 2, \dots, m$

$$y [\varphi'_n] = \begin{cases} \Delta y \frac{\varphi'_n}{\theta_1} + y_1 & 0 < \varphi'_n < \theta_1 \\ y_2 & \varphi'_n = \theta_1 \\ -\Delta y \frac{\varphi'_n - \theta_1}{\theta_2} + y_2 & \theta_1 < \varphi'_n < \theta \\ y_1 & \varphi'_n = \theta, \theta_1 \end{cases}$$

Здесь φ_{n-1} , φ'_n , φ_n — фазы синхронизирующего напряжения, соответствующие трем «вершинам» n -го шага напряжения $x(\xi)$ (см. рис. 1), p_n , r_n — целые числа; $(p_n + r_n)$ означает число периодов внешней силы в периоде n -го шага синхронизируемого напряжения.

От уравнений (1) легко перейти к уравнениям равновесных состояний (т. е. установившегося, синхронного режима), полагая $\varphi_n = \varphi_{n-1} = \varphi_p$, $\varphi'_n = \varphi'_p$, $p_n = p_0$, и $r_n = r_0$.

Запишем относительный размах амплитуды внешнего воздействия $\alpha = \Delta y / \Delta x_0$. $0 < \alpha < 2$. При достаточно больших α часть фаз может оказаться недостижимой вследствие самоэкранирования (рис. 2).

Исследование устойчивости с учетом этого явления показало, что для каждой фазы синхронизирующего напряжения $\theta_1 < \varphi'_p < \theta$ существует устойчивый синхронный режим при значениях $0 < \alpha < \min \{ \alpha_{\text{эк}}, 2 \}$, если $T_1 > T_2$, и при $0 < \alpha < \min \left\{ \alpha_{\text{эк}}, \frac{2\theta_2}{T_2 - T_1}, 2 \right\}$, если $T_1 < T_2$ ($\alpha_{\text{эк}}$ — внешнее воздействие, при котором экранируются фазы φ'_p). Параметры этого режима, определяемые из уравнений равновесных состояний, равны:

$$\begin{aligned} \varphi'_p &= \theta_1 + \frac{\theta_2}{2} + \frac{\theta_2}{\alpha} - 2\pi \frac{\theta_2 (r_0 + p_0)}{\alpha T}, \\ \varphi_p &= \theta_1 + \frac{\theta_2}{2} + \frac{\theta_2}{\alpha} - 2\pi \frac{p_0 (\theta_2 - \alpha T_2) + r_0 (\theta_2 + \alpha T_1)}{\alpha T}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$T_p = (p_0 + r_0) \theta, \quad \Delta x_p = \frac{(p_0 + r_0) \theta}{T} \Delta x_0, \quad (3)$$

где $(p_0 + r_0)$ — порядок синхронизации, T_p , Δx_p — период и размах амплитуды установившихся колебаний. Заметим, что T_p , Δx_p не зависят от амплитуды внешнего воздействия и пропорциональны порядку синхронизации.

Уравнения левой и правой границ областей устойчивой синхронизации находятся также из уравнений равновесных состояний подстановкой в них $\varphi'_{\text{гг}} = \theta_1$; θ и имеют вид

$$\alpha = \pm 2 \left[\frac{p_0 + r_0}{fT_0} - 1 \right]. \quad (4)$$

Уравнение кривой самоэкранирования, ограничивающей (при $\alpha_{\text{эк}} < 2$) области синхронизации сверху, получаем из геометрического построения (см. рис. 2) с учетом вычисленной в (2) величины φ'_p :

$$\alpha_{\text{эк}}^2 + 2\alpha_{\text{эк}} \left[\frac{r_0 + p_0}{fT_0} - \frac{\theta_2}{2T_1} - 1 - \frac{\theta_1}{T_1} \right] + 2 \frac{\theta_2}{T_1} \left[\frac{r_0 + p_0}{fT_0} - 1 \right] = 0. \quad (5)$$

Из (4) и (5) следует, что изменение формы напряжений $\vec{y}(\xi)$, $\vec{x}(\xi)$ (т. е. соотношений между θ_1 , θ_2 , T_1 , T_2) при постоянных полных периодах θ , T деформирует только верхнюю границу. На рис. 3 построены области синхронизации первых четырех порядков для трех случаев: ● — $T_1, T_2 = 0$ (мгновенный обратный ход), ○ —

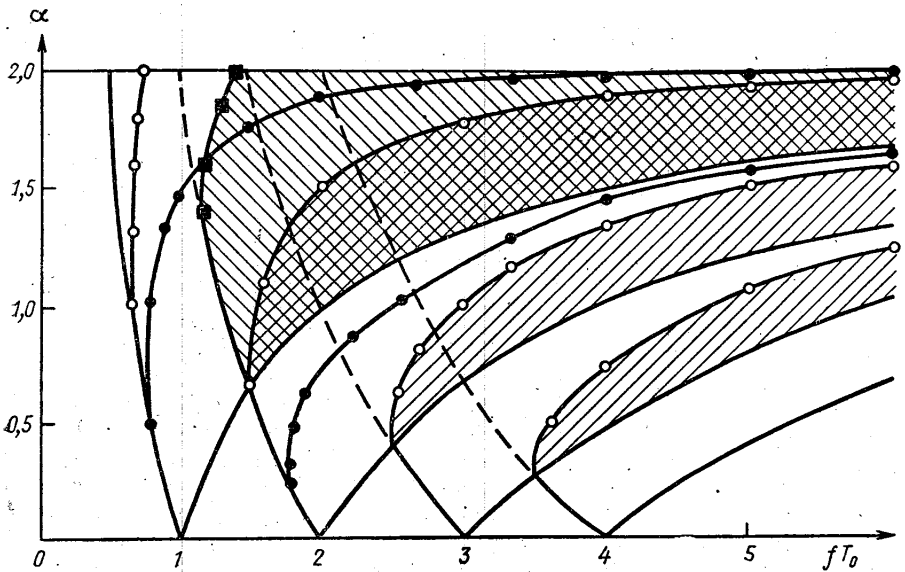


Рис. 3. Области синхронизации релаксатора внешним треугольным напряжением $p_0 + r_0 = 1, 2, 3, 4$; α и f — относительная амплитуда и частота внешнего воздействия; T_0 — период собственных колебаний релаксатора

$T_1 = T_2 = T/2$ (равнобедренная форма) и ■ — $T_1 = T/3, T_2 = 2/3T$ (общий). Внешнее синхронизирующее напряжение равнобедренное. Левые границы областей, построенные без учета самоэкранирования, обозначены пунктиром. В третьем и четвертом порядке кривые самоэкранирования показаны только для случая 2. На рисунке видно, что величина областей существенно зависит от самоэкранирования и, следовательно, от формы напряжения $x(\xi)$. Так, в каждом порядке наименьшая область для случая 1, наибольшая — для 3. В первом порядке релаксатору 3 принадлежит вся область, так как самоэкранирование не наступает вплоть до $\alpha = 2$. На рисунке заштрихованы перекрывающиеся области соседних порядков. Величина перекрывания также зависит от формы напряжения. Самое большое перекрывание для случая 3. В случае 1 при больших α области сближаются, но не перекрываются нигде, что согласуется с результатами для аналогичного релаксатора при синусоидальном внешнем воздействии. Перекрывание областей соседних порядков означает, что выполняются условия для существования режимов с различной кратностью. При этом режим с низшим порядком энергетически более выгоден (см. (5)).

Аналогично, по формулам (4) и (5) строятся области синхронизации и в случае синхронизирующего напряжения треугольной формы более сложной, чем равнобедренная.

Все изложенное может быть обобщено и на случай экспоненциальных напряжений, однако расчеты значительно усложнятся.

ЛИТЕРАТУРА

1. Теодорчик К. Ф. Автоколебательные системы. М., ГИТТЛ, 1952.
2. Капчинский И. М. Методы теории колебаний в радиотехнике. М.—Л., Госэнергоиздат, 1954.
3. Занадворов П. Н. «Вестн. Ленингр. ун-та», физика и химия, № 22, 4, 1967.

Поступила в редакцию
1.6 1971 г.

Кафедра
общей физики для мехмата