

РАДІОЕЛЕКТРОНІКА ТА РАДІОЕЛЕКТРОННЕ АПАРАТОБУДУВАННЯ

УДК 621.317.12

МЕТОДИКА АНАЛІЗУ ПОХИБОК ВІДТВОРЕННЯ СИГНАЛУ ФІЛЬТРОМ СИНТЕЗУ ЦИФРО-АНАЛОГОВОГО ПЕРЕТВОРЮВАЧА

Асп. Рудик А.В., студ. Суп'ян Я.В.

При проходженні складних електрических сигналів крізь дискретні кола за рахунок кінцевої смуги пропускання виникають переходні процеси, які призводять до спотворень сигналу, а відповідно і інформації, що в них закладена. Спектральні та часові методи, які використовуються для знаходження відгуків електрических кіл, на практиці не завжди достатньо ефективні. Тому для оцінки спотворень сигналу необхідно вдосконалити методику знаходження відгуку нелінійного електрического кола на складну входну дію.

Цифро-аналоговий перетворювач (ЦАП) спрощено можна уявити як каскадне з'єднання нелінійного та лінійного кіл (рис.1). Після того, як знайдено струм нелінійного кола $i(t)$, задача зводиться до отримання результату дії періодичної послідовності імпульсів струму $i(t)$ на лінійне коло — синтезний фільтр (СФ). Фільтр відтворює аналоговий сигнал з похибкою, яку необхідно оцінити.

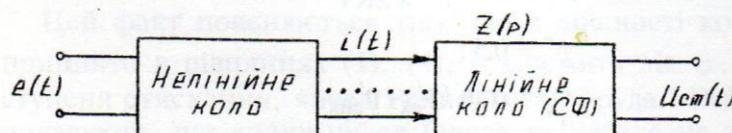


Рис.1. Спрощена функціональна схема ЦАП

Знаходження відгуку фільтра спектральним методом дозволяє отримати розв'язок у вигляді ряду Фур'є. Такий розв'язок має практичну цінність за умови швидкої збіжності ряду. Однак, ця умова рідко виконується, тому оцінити похибку відтворення інформації СФ ЦАП практично неможливо. Потрібний розв'язок може бути знайдений на підставі операційного числення, яке застосовується до стаціонарного режиму [1].

Якщо на СФ при $-\infty < t < \infty$ діє періодична послідовність імпульсів струму $i(t)$ з частотою повторення $\Omega = 2\pi/T_1$, то замість того, щоб визначати вихідну напругу у вигляді ряду Фур'є, розглянемо ефект від вмикання при $t = 0$ струму $i_1(t)$, який співпадає з $i(t)$ при $t > 0$.

Напруга, яка виникає при цьому на вихіді СФ та складається із стаціонарної $U_{ct}(t)$ та переходної $U_{nep}(t)$ напруг, може бути записана у вигляді інтегрального перетворення Лапласа [2]:

$$U_{ct}(t) + U_{nep}(t) = (2\pi j)^{-1} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} I(p) Z(p) e^{pt} dp, \quad (1)$$

де $Z(p)$ — комплексний опір СФ; $I(p)$ — зображення, отримане в результаті використання до $i_1(t)$ однобічного перетворення Лапласа:

$$I(p) = \int_0^{\infty} i_1(t) e^{-pt} dt. \quad (2)$$

Якщо струм $i_1(t)$ періодичний (складається з гармонік з частотами $n\omega$, функція $I(p)$ має особливі точки $p_n = jn\omega$, які знаходяться на уявній осі площини комплексного змінного (рис. 2а) на відстані $|n| \omega$ від точки $p = 0$. Якщо у складі $i_1(t)$ які-небудь гармоніки відсутні, то відповідні частотам цих гармонік точки на уявній осі не є особливими.

Комплексний опір СФ $Z(p)$ майже завжди має особливі точки в лівій напівплощині змінного p (реальні пасивні та активні чотирьохполюсники з втратами).

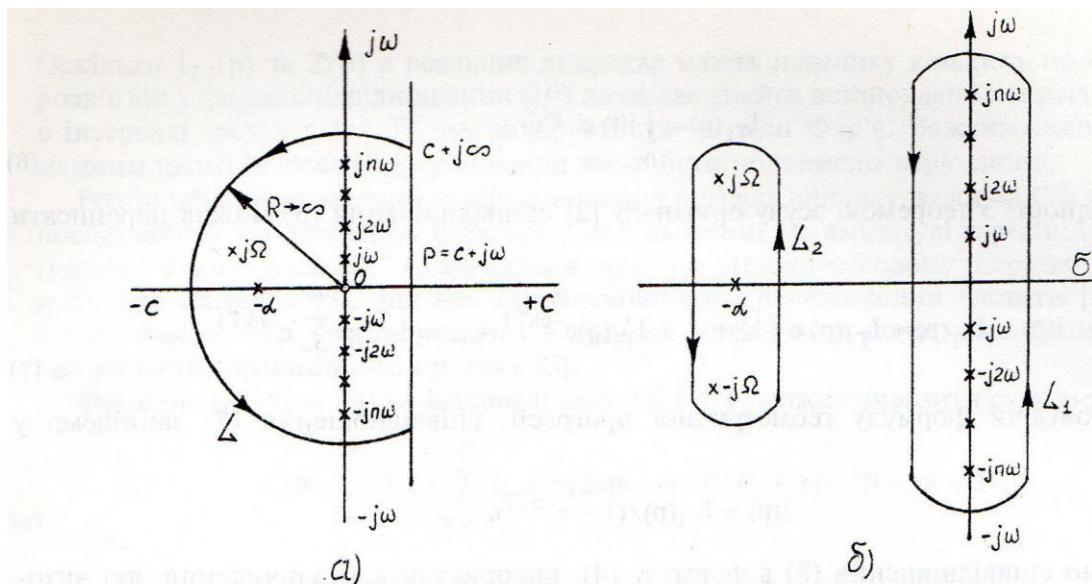


Рис. 2. Заміна шляху інтегрування по прямій $c - j\infty$, $c + j\infty$ інтегруванням за двома замкненими контурами L_1 та L_2 (для $t > 0$)

Для $t > 0$ інтеграл (1), як відомо, дорівнює сумі лишків в усіх полюсах підінтегральної функції, розташованих на уявній осі та зліва від неї [2]. Можна довести, що сума лишків в полюсах функції $I(p)$ визначає встановлену (періодичну) вихідну напругу [2]. Якщо складна періодична послідовність імпульсів $i_1(t)$ складається з ряду гармонік з частотами ω , 2ω , ..., $n\omega$, то можна на підставі принципу накладення встановлену сумарну напругу на виході лінійного СФ визначати у вигляді суми стаціонарних напруг від кожної з гармонік $i_1(t)$ окремо. Таким чином, для отримання встановленої напруги необхідно скласти лишки в особливих точках $p_n = jn\omega$. Звідси виходить, що переходна частина вихідної напруги дорівнює сумі лишків в особливих точках $Z(p)$.

На підставі цього шлях інтегрування $c - j\infty$, $c + j\infty$, який при $t > 0$ утворює контур L (рис. 2а), можна розділити на два контури — L_1 та L_2 (рис. 2б), при цьому :

$$U_{ct}(t) = (2\pi j)^{-1} \oint_{L_1} I(p) Z(p) e^{pt} dp;$$

$$U_{nep}(t) = (2\pi j)^{-1} \oint_{L_2} I(p) Z(p) e^{pt} dp. \quad (3)$$

Якщо врахувати співвідношення (1), знайдемо загальний вираз для невідомої встановленої напруги :

$$U_{ct}(t) = (2\pi j)^{-1} \int_{c - j\infty}^{c + j\infty} I(p) Z(p) e^{pt} dp - (2\pi j)^{-1} \oint_{L_2} I(p) Z(p) e^{pt} dp. \quad (4)$$

Обчислення інтегралу по контуру L_2 не викликає труднощів, бо обмежено кількістю полюсів $Z(p)$. Обчислення першого інтегралу в правій частині співвідношення (4) можна значно спростити, якщо:

1) під час визначення $I(p)$ виходити з рівняння $i_1(t)$, яке задане відповідним рівнянням, а не у вигляді ряду Фур'є;

2) розглядати $U_{ct}(t)$ в межах інтервалу $0 < t < T_1$.

Звертаючись до співвідношення (1) та розбиваючи шлях інтегрування на відрізки T_1 , які дорівнюють періоду $i_1(t)$, можна записати:

$$I(p) = \int_0^{T_1} i_1(t) e^{-pt} dt + \int_{T_1}^{2T_1} i_1(t) e^{-pt} dt + \dots + \int_{kT_1}^{(k+1)T_1} i_1(t) e^{-pt} dt + \dots . \quad (5)$$

Перша складова в правій частині співвідношення (5) відповідає перетворенню Лапласа для функції, яка співпадає з $i_1(t)$ або $i(t)$ в інтервалі $0 < t < T_1$ та дорівнює нулю за межами цього інтервалу. Позначимо цю складову як

$$I_{T_1}(p) = \int_0^{T_1} i(t) e^{-pt} dt. \quad (6)$$

У відповідності з теоремою зсуву оригіналу [2] співвідношення (5) можна переписати таким чином:

$$I(p) = I_{T_1}(p) + I_{T_1}(p) e^{-pT_1} + \dots + I_{T_1}(p) e^{-pkT_1} + \dots = I_{T_1}(p) \sum_{k=0}^{\infty} e^{-pkT_1}. \quad (7)$$

Використовуючи формулу геометричної прогресії, співвідношення (7) запишемо у вигляді:

$$I(p) = I_{T_1}(p) / (1 - e^{-pT_1}). \quad (8)$$

Підставимо співвідношення (8) в формулу (4), використовуючи спрощення, які виходять з обмеження розглянутого часу інтервалом $0 < t < T_1$. Це спрощення відноситься до першого інтегралу в правій частині співвідношення (4), в якому при $0 < t < T_1$ зображення $I(p)$ може бути замінено на $I_{T_1}(p)$. Це видно з співвідношення, отриманого з (4) підстановкою в нього формули (8):

$$\begin{aligned} (2\pi j)^{-1} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} I(p) Z(p) e^{pt} dp &= (2\pi j)^{-1} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} I_{T_1}(p) Z(p) e^{pt} dp + \\ &+ (2\pi j)^{-1} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} I_{T_1}(p) Z(p) e^{(t-T_1)p} dp + \dots + (2\pi j)^{-1} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} I_{T_1}(p) Z(p) e^{(t-kT_1)p} dp. \end{aligned} \quad (9)$$

Для $0 < t < T_1$ всі інтеграли в правій частині співвідношення (9), за виключенням першого, дорівнюють нулю, тому що для $k > 0$ умова $\operatorname{Re}\{p(t-kT_1)\} < 0$ потребує замикання контуру інтегрування в правій напівплощині, де підінтегральна функція особливих точок не має. Таким чином, для $0 < t < T_1$ з (4) маємо кінцевий розв'язок:

$$U_{ct}(0 < t < T_1) = (2\pi j)^{-1} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} I_{T_1}(p) Z(p) e^{pt} dp - (2\pi j)^{-1} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} I_{T_1}(p) Z(p) [1 - e^{-pT_1}]^{-1} e^{pt} dp. \quad (10)$$

Перший інтеграл останнього співвідношення дорівнює сумі лишків в полюсах обох функцій $I_{T_1}(p)$ та $Z(p)$, а другий — сумі лишків в полюсах однієї тільки функції $Z(p)$.

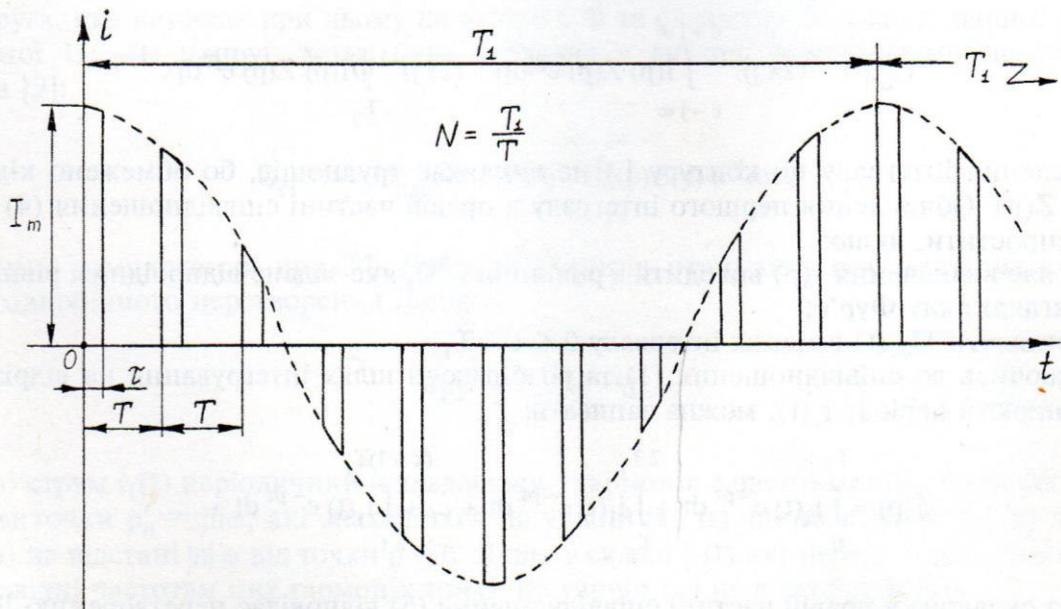


Рис.3. Періодична послідовність імпульсів струму, модульованих по амплітуді гармонійним процесом,
 $N = T_1 / T$ — ціле число

Оскільки $I_{T_1}(p)$ та $Z(p)$ в реальних випадках мають невелику кількість особливих точок, розв'язок у формі співвідношення (10) дозволяє знайти встановлену напругу на виході СФ в інтервалі часу $0 < t < T_1$, не використовуючи ряди Фур'є. Важливо зазначити, що за межами цього інтервалу часу рішення може бути подовжено періодично.

Розглянемо використання співвідношення (10) для випадку, коли на СФ діє періодична послідовність прямокутних імпульсів, модульованих по амплітуді гармонійним процесом (рис.3). Такий випадок зустрічається при масштабно-часовому перетворенні радіоімпульсних сигналів [3], під час стробоскопічного перетворення частоти [4], а також в цифро-аналогових перетворювачах в процесі відтворення початкової фази та амплітуди аналогового гармонійного процесу [5].

Функцію $i_1(t)$ (рис. 3) на інтервалі часу $0 < t < T_1$ можна виразити сумаю таких функцій

$$i_1(0 < t < T_1) = \sum_{k=1}^N I_m \cos[2\pi(k-1)T/T_1 + \varphi] \cdot 1[t - (k-1)T] - \\ - \sum_{k=1}^N I_m \cos[2\pi(k-1)T/T_1 + 2\pi\tau/T_1 + \varphi] \cdot 1[t - (k-1)T - \tau], \quad (11)$$

де N — кількість імпульсів в функції i ($0 < t < T_1$); φ — початкова фаза огинальної відносно опорного сигналу.

Зображення за Лапласом функції i ($0 < t < T_1$) буде дорівнювати

$$I_{T_1}(p) = I_m \sum_{k=1}^N \cos[2\pi(k-1)T/T_1 + \varphi] \int_{(k-1)T}^{\infty} e^{-pt} dt - I_m \sum_{k=1}^N \cos[2\pi(k-1)T/T_1 + \\ + 2\pi\tau/T_1 + \varphi] \int_{(k-1)T+\tau}^{\infty} e^{-pt} dt = I_m \sum_{k=1}^N \left\{ \cos[2\pi(k-1)T/T_1 + \varphi] - \right. \\ \left. - e^{-p\tau} \cos[2\pi(k-1)T/T_1 + 2\pi\tau/T_1 + \varphi] \right\} p^{-1} e^{-p(k-1)T}. \quad (12)$$

В зв'язку з тим, що функція i_1 ($0 < t < T_1$) повторюється періодично з періодом T_1 , зображення імпульсів на інтервалі часу $0 < t < \infty$ буде мати такий вигляд

$$I(p) = I_m \sum_{k=1}^N \left\{ \cos[2\pi(k-1)T/T_1 + \varphi] - e^{-p\tau} \cos[2\pi(k-1)T/T_1 + 2\pi\tau/T_1 + \varphi] \right\} e^{-p(k-1)T} p^{-1} [1 - e^{-pT_1}]^{-1}. \quad (13)$$

Якщо СФ являє собою паралельне резонансне коло, яке налаштоване на частоту Ω , то його опір буде дорівнювати

$$Z(p) = p/[C(p^2 + 2\alpha p + \Omega^2)], \quad (14)$$

де C , $\Omega = 2\pi/T_1$ — відповідно ємність та резонансна частота СФ; $\alpha = \Omega/2Q$ — коефіцієнт загасання СФ; Q — добротність СФ.

Використовуючи зворотне перетворення Лапласа (10) та враховуючи співвідношення (12,13,14), стаціонарну напругу на виході СФ на інтервалі $0 < t < T_1$ отримаємо у вигляді:

$$U_{ct}(0 < t < T_1) = I_m \sum_{k=1}^N \left\{ \cos[2\pi(k-1)T/T_1 + \varphi] (2\pi j)^{-1} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} e^{p[t-(k-1)T]} [C(p^2 + 2\alpha p + \Omega^2)]^{-1} dp - \right. \\ - \cos[2\pi(k-1)T/T_1 + 2\pi\tau/T_1 + \varphi] (2\pi j)^{-1} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} e^{p[t-(k-1)T-\tau]} [C(p^2 + 2\alpha p + \Omega^2)]^{-1} dp - \\ \left. - \cos[2\pi(k-1)T/T_1 + \varphi] (2\pi j)^{-1} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} e^{p[t-(k-1)T]} [C(1 - e^{-pT_1})(p^2 + 2\alpha p + \Omega^2)]^{-1} dp + \right.$$

$$+ \cos[2\pi(k-1)T/T_1 + 2\pi\tau/T_1 + \varphi] (2\pi j)^{-1} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} e^{pt - (k-1)T - \tau} [C(1 - e^{-pT_1})(p^2 + 2\alpha p + \Omega^2)]^{-1} dp \}. \quad (15)$$

Після обчислення інтегралів співвідношення (15) отримаємо

$$U_{ct}(0 < t < T_1) = I_m e^{-\alpha t} [\Omega C(1 - e^{-\alpha T_1})]^{-1} \left\{ \sum_{k=1}^N e^{\alpha(k-1)T} \cos[2\pi(k-1)T/T_1 + \varphi] \sin[\Omega t - \Omega(k-1)T] - \sum_{k=1}^N e^{[\alpha(k-1)T + \alpha\tau]} \cos[2\pi(k-1)T/T_1 + \frac{2\pi}{T_1}\tau + \varphi] \sin[\Omega t - \Omega(k-1)T - 2\pi\tau/T_1] \right\}. \quad (16)$$

Якщо частота настройки СФ дорівнює частоті огинальної імпульсної послідовності $\Omega = 2\pi/T_1$, частота повторення імпульсів ω кратна частоті огинальної $T_1/T = \omega/\Omega = N \geq 3$ — ціле число, $\rho = 1/\Omega C$ — характеристичний опір СФ, $\alpha T(k-1) = \pi(k-1)/NQ$, $\alpha T_1 = \pi/Q$, то з рівняння (16) стаціонарна напруга на виході СФ на інтервалі часу $0 < t < T_1$ буде мати вигляд

$$\begin{aligned} U_{ct}(0 < t < T_1) &= I_m \rho e^{-\alpha t} (1 - e^{-\pi/Q})^{-1} \sum_{k=1}^N e^{\pi(k-1)/NQ} \{ \cos[2\pi(k-1)/N + \varphi] \times \\ &\times \sin[\Omega t - 2\pi(k-1)/N] - e^{\alpha\tau} \cos[2\pi(k-1)/N + \varphi + \Omega\tau] \sin[\Omega t - 2\pi(k-1)/N - \Omega\tau] \} = \\ &= 0,5 I_m \rho e^{-\alpha t} (1 - e^{\alpha\tau}) (1 - e^{-\pi/Q})^{-1} \sin(\Omega t + \varphi) \sum_{k=1}^N e^{\pi(k-1)/NQ} + 0,5 I_m \rho B e^{-\alpha t} \times \\ &\times (1 - e^{-\pi/Q})^{-1} \sum_{k=1}^N e^{\pi(k-1)/NQ} \sin[\Omega t - 4\pi(k-1)/N - \varphi + \Delta\varphi_\tau], \end{aligned} \quad (17)$$

де $B = \sqrt{1 + e^{2\alpha\tau} - 2e^{\alpha\tau} \cos 2\Omega\tau}$, $\Delta\varphi_\tau = \arctg[e^{\alpha\tau} \sin 2\Omega\tau / (1 - e^{\alpha\tau} \cos 2\Omega\tau)]$.

Зміна тривалості імпульсів τ та неточність настройки СФ в резонанс $\Omega \neq 2\pi/T_1$ призводить до появи систематичних адитивних похибок відтворення початкової фази огинальної імпульсної послідовності, які можна врахувати або виключити за допомогою фазообертача, який потрібно включити на виході СФ.

Для високої добротності СФ $Q \gg 1$ (вузькій смузі пропускання) з урахуванням того, що

$$\sum_{k=1}^N e^{\pi(k-1)/NQ} \sin[\Omega t - 4\pi(k-1)/N - \varphi + \Delta\varphi_\tau] \approx 0; \quad \sum_{k=1}^N e^{\pi(k-1)/NQ} \approx (1 - e^{\pi/NQ})^{-1} \approx -NQ/\pi,$$

$1 - e^{-\pi/Q} \approx \pi/Q$ з співвідношення (17) отримаємо

$$U_{ct}(0 < t < T_1) = 0,5 I_m \rho N Q^2 \pi^{-2} (1 - e^{\alpha\tau}) e^{-\alpha t} \sin(\Omega t + \varphi). \quad (18)$$

На інших інтервалах часу $kT_1 < t < (k+1)T_1$ це рішення необхідно подовжити періодично.

Оцінимо похибку, що виникає під час синтезу огинальної у випадку кінцевої добротності СФ. Складання синусоїд з різними амплітудами та фазами в співвідношенні (17) дозволяє знайти стаціонарну напругу на виході СФ в згорнутому вигляді. Допускаючи $B \approx 1 - e^{\alpha\tau}$ для $\tau/T_1 \ll 1$, що виконується на практиці, рівняння (17) запишемо у вигляді

$$\begin{aligned} U_{ct}(0 < t < T_1) &= 0,5 I_m \rho e^{-\alpha t} (1 - e^{\alpha\tau}) (1 - e^{-\pi/Q})^{-1} \left\{ \sin(\Omega t + \varphi) \sum_{k=1}^N e^{\pi(k-1)/NQ} + \right. \\ &\left. + \sum_{k=1}^N e^{\pi(k-1)/NQ} \sin[\Omega t + \varphi - 2\varphi - 4\pi(k-1)/N + \Delta\varphi_\tau] \right\} = 0,5 I_m \rho e^{-\alpha t} (1 - e^{\alpha\tau}) \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \left(1 - e^{-\pi/Q}\right)^{-1} \left\{ \sin(\Omega t + \varphi) \sum_{k=1}^N e^{\pi(k-1)/NQ} \left[1 + \cos(2\varphi + 4\pi(k-1)/N - \Delta\varphi_Q) \right] - \right. \\ & \left. - \cos(\Omega t + \varphi) \sum_{k=1}^N e^{\pi(k-1)/NQ} \sin[2\varphi + 4\pi(k-1)/N - \Delta\varphi_Q] \right\} = \\ & = 0,5 I_m \rho e^{-\alpha t} (1 - e^{\alpha t}) (1 - e^{-\pi/Q})^{-1} D_Q \sin(\Omega t + \varphi + \Delta\varphi_Q), \end{aligned} \quad (19)$$

$$\text{де } D_Q = \left\{ \left\{ 2 \sum_{k=1}^N e^{\pi(k-1)/NQ} \cos^2[\varphi + 2\pi(k-1)/N - 0,5 \Delta\varphi_Q] \right\}^2 + \right. \\ \left. + \left\{ \sum_{k=1}^N e^{\pi(k-1)/NQ} \sin[2\varphi + 4\pi(k-1)/N - \Delta\varphi_Q] \right\}^2 \right\}^{1/2}; \quad (20)$$

$$\Delta\varphi_Q = \arctg \frac{\sum_{k=1}^N e^{\pi(k-1)/NQ} \sin[2\varphi + 4\pi(k-1)/N - \Delta\varphi_Q]}{\sum_{k=1}^N e^{\pi(k-1)/NQ} \cos^2[\varphi + 2\pi(k-1)/N - 0,5 \Delta\varphi_Q]}. \quad (21)$$

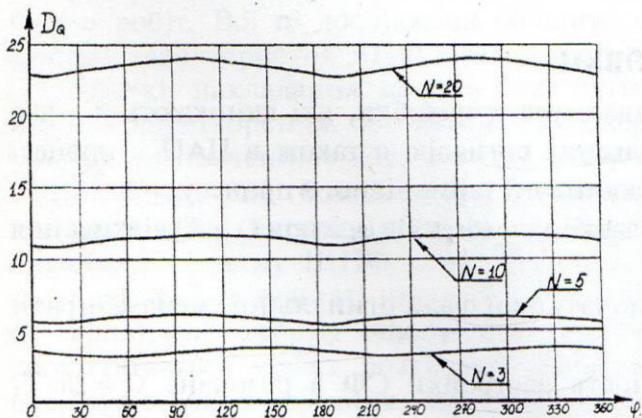


Рис. 4. Графіки залежностей $D_Q = f(\varphi)$ для $Q = 20$ та різних значень N

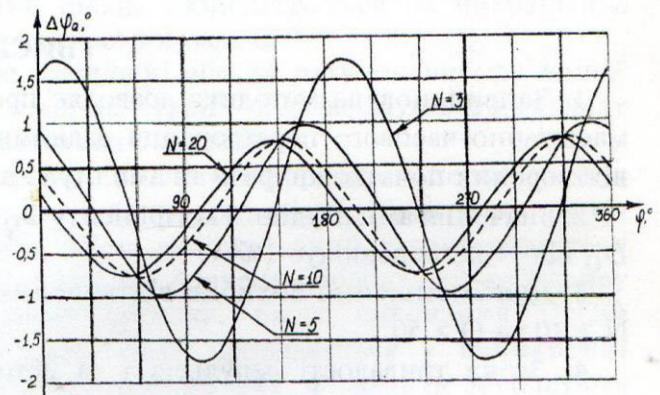


Рис. 5. Графіки залежностей $\Delta\varphi_Q = f(\varphi)$ для $Q = 20$ та різних значень N

На ЕОМ був проведений розрахунок амплітудного коефіцієнту D_Q та похибки відтворення початкової фази огинальної $\Delta\varphi_Q$ за формулами (20) та (21) в залежності від Q , N та φ . На рис. 4 наведені залежності $D_Q = f(\varphi)$ з $Q=20$ та різних значеннях N . Аналіз кривих, зображених на рис. 4, показує, що амплітудний коефіцієнт D_Q приблизно дорівнює N , відношення $D_{Q_{\max}}/D_{Q_{\min}}$ до N зменшується при збільшенні N , а відношення $D_{Q_{\text{sep}}} = 0,5 (D_{Q_{\max}} + D_{Q_{\min}})$ до N збільшується зі збільшенням N . Якщо збільшується добірність Q , абсолютні значення цих відношень зменшуються.

На рис. 5 наведені залежності $\Delta\varphi_Q = f(\varphi)$ з $Q = 20$ та різних значеннях N , які мають явні максимуми та мінімуми і достатньо добре апроксимуються залежністю $\Delta\varphi_Q = \Delta\varphi_{Q_{\max}} \cos(2\varphi + \varphi_N)$,

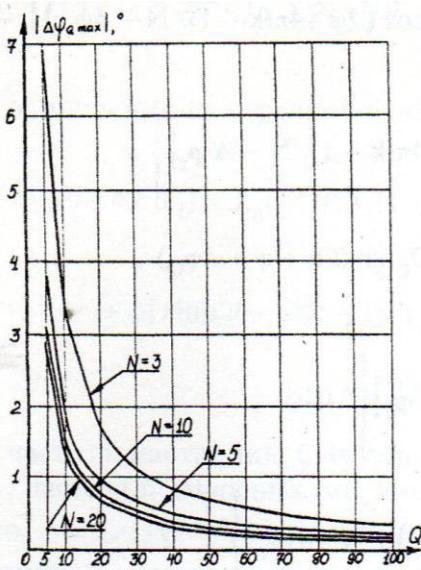


Рис. 6. Графіки залежностей $|\Delta\phi_{Q_{\max}}| = f(Q)$ для різних значень N

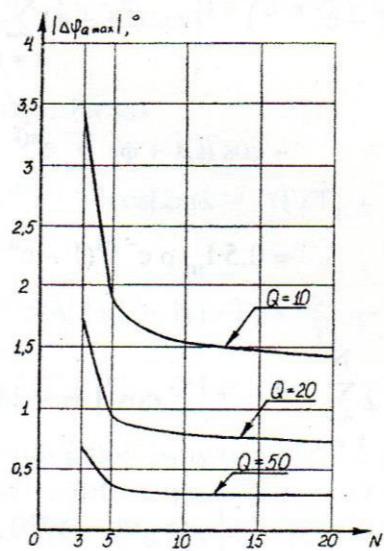


Рис. 7. Графіки залежностей $|\Delta\phi_{Q_{\max}}| = f(N)$ для різних значень Q

де ϕ_N — початкова фаза залежності $\Delta\phi_Q$ з фіксованим значенням N . На рис. 6 та 7 наведені залежності $|\Delta\phi_{Q_{\max}}| = f(Q)$ з різними значеннями N та $|\Delta\phi_{Q_{\max}}| = f(N)$ з різними значеннями Q . Аналіз кривих, зображених на рис. 6 та 7, показує, що максимальні значення похибка $\Delta\phi_Q$ приймає при мінімальних значеннях N та Q , які мало зменшуються при $N \geq 10$ та $Q \geq 50$. Зміна шпаруватості імпульсів $q = T/\tau$ майже не впливає на хід залежностей.

ВИСНОВКИ

- Запропонована методика дозволяє проаналізувати похибки, які виникають під час масштабно-часового перетворення радіоімпульсних сигналів, а також в ЦАП в процесі відтворення початкової фази та амплітуди аналогового гармонійного процесу.
- Значення амплітудного коефіцієнту D_Q слабко залежить від ϕ , а при $Q \geq 50$ відхилення D_Q від N не перевищує 1%.
- Для зменшення похибки відтворення початкової фази огинальної треба обирати $N \geq 10$ та $Q \geq 50$.
- Зміна тривалості імпульсів τ та неточність настройки СФ в резонанс $\Omega = 2\pi/T_1$ призводить до появи систематичних адитивних похибок, які можна врахувати або виключити.

ЛІТЕРАТУРА

- Гоноровский И. С. Радиосигналы и переходные явления в радиоцепях. — М.:Связьиздат, 1954. — 148 с.
- Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. — М.: Радио и связь, 1986. — 512 с.
- А.с. N523362 (СССР). Фазометр коротких радиоимпульсных сигналов / Сульян В. Я., Гущало А. И. Бюл. изобр. 1976, № 28.
- Рябинин Ю. А. Стробоскопическое осциллографирование. — М.: Советское радио, 1972. — 272 с.
- Оппенгейм А. В., Шафер Р. В. Цифровая обработка сигналов. — М.: Связь, 1979. — 416с.

Кафедра радіотехніки