

Садржај

1	Основне особине сигнала и система	2
1.1	Континуални и дискретни сигнали	2
1.2	Континуални системи	8
2	Фуријеови редови континуалних и дискретних сигнала	13
2.1	Фуријеови редови континуалног сигнала	13
3	Фуријеова трансформација континуалних и дискретних сигнала	19
3.1	Фуријеова трансформација континуалног сигнала	19
3.2	Фуријеова трансформација дискретног сигнала	19
4	Лапласова трансформација	19
4.1	Системи диференцијалних једначина	19
4.2	Преносне функције LTI система	22
5	Одабирање и реконструкција сигнала	25
5.1	„Памти-прати“ (SH) кола	25
6	Z-трансформација	27
6.1	Системи диференцијалних једначина	27
A	Решавање диференцијалних једначина	31
1	Увод	31
2	Линеарне хомогене диференцијалне једначине са константним коефицијентима	32
2.1	Резиме	33
2.2	Примери	33
B	Операциони појачавач и индуктивни елементи	35
3	Напонски диференцијални појачавач	35
4	Негативна повратна спрега	35
5	Индуктивни трансформатори	37
5.1	Спрегнути калемови	37
5.2	Савршени трансформатор	37
5.3	Идеални трансформатор	38
5.4	Магнетизациона индуктивност	38
B	Одређивање импулсног одзива континуалних LTI система	41
6	Поједностављење опште форме	41
7	Одређивање импулсног одзива за поједностављену форму	42

1 Основне особине сигнала и система

1.1 Континуални и дискретни сигнали

Делта импулс и хевисајдова одскочна функција

1. Скицирати временски дијаграм сигнала датог изразом $x(t) = \delta(f(t))$ где је $f(t) = t^2 - 1$, а $\delta(t)$ Дираков импулс.

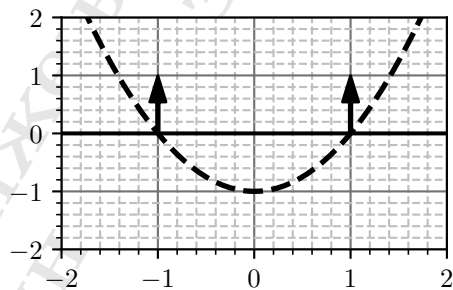
РЕШЕЊЕ:

Користећи дефинициону особину Дираковог импулса да је $\delta(t \neq 0) = 0$, закључујемо да је $x(t) = 0$ за $f(t) \neq 0$. На основу тога, ненулту вредност ће дати сигнал имати само у тачкама које су решење једначине $f(t) = t^2 - 1 = 0$ односно $t = \pm 1$. Дале, приметимо да је за даљу анализу релевантна само непосредна околина тачака $t = \pm 1$, односно, једино је релевантно колико „брзо“ сигнал пролази кроз нулу – за шта је мера први извод у тој тачки.

Одређивањем извода има се да је $\frac{df(t)}{dt} = 2t = \pm 2$ за $t = \pm 1$.

Користећи особину да је $\delta(k(t-\tau)) = \frac{1}{|k|} \delta(t-\tau)$, онда се може писати $x(t) = \frac{1}{2} \delta(t-1) + \frac{1}{2} \delta(t+1)$.

Добијени резултат илустрован је на слици 1.1.

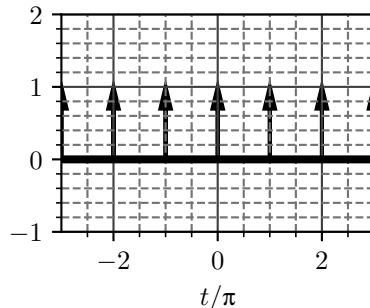


Слика 1.1: $t^2 - 1$ (---), $\delta(t^2 - 1)$ (—)

2. Континуални сигнал $\delta(\sin(t))$ расписати преко скалираних и померених Делта импулса и скицирати његов временски дијаграм.

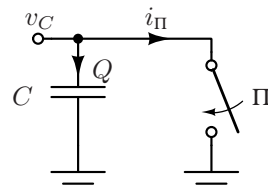
РЕЗУЛТАТ: Сигнал се може изразити као поворка Диракових импулса у облику $x(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(t - k\pi) = \text{Ш}_{\pi}(t)$.

Тражена скица приказана је на слици 2.1.



Слика 2.1

3. У колу са слике познато је $C = 1 \text{ } [\mu\text{F}]$. Идеалан прекидач П је отворен, а кондензатор је оптерећен количином наелектрисања $Q = 1 \text{ } [\mu\text{C}]$. У тренутку $t_0 = 0$ затвара се прекидач. Одредити $v_C = v_C(t)$ и $i_P = i_P(t)$, за $-\infty < t < \infty$.



Слика 3.1

РЕШЕЊЕ. Према услову задатка је $v_C(t < 0) = \frac{Q}{C} = 1 \text{ [V]}$. Према карактеристици идеалног прекидача након затварања прекидача је $v_C(t > 0) = 0$, обједињено ово се може записати у условном облику као $v_C(t) = \begin{cases} 1 \text{ [V]}, & t < 0 \\ 0, & t > 0 \end{cases}$. Добијени израз се може записати

и помоћу Хевисајдове одскочне функције као

$$v_C = 1 \text{ [V]} (1 - u(t)). \quad (3.1)$$

Тако записан израз је нарочито користан за одређивање тражене струје, пошто је струја кондензатора, за референтни смер усклађен са напоном, константне капацитивности дата изразом $i_C = C \frac{dv_C}{dt}$, она се може потражити као $i_C = \frac{dv_C}{dt} = -1 \text{ [}\mu\text{C]} \frac{du(t)}{dt} = -1 \text{ [}\mu\text{C]} \delta(t)$. Пошто је добијена струја кондензатора у супротном референтном смеру од струје прекидача, коначан резултат за струју прекидача је $i_P(t) = 1 \text{ [}\mu\text{C]} \delta(t)$.

Важно је прокоментарисати две ствари у вези са овим резултатом. Прво, физички смисао Делта импулса може се потражити у свим појавама које трају веома кратко а које имају коначан утицај. У овом случају, за „бесконечно кратко“ време кроз прекидач протекне целокупно наелектрисање кондензатора. Са друге стране, приметимо да је димензија сигнала $\delta(t)$ заправо $[s^{-1}]$, па је мера делта импулса који одговара струји заправо количина наелектрисања. Ово је конзистентно са дефиниционим својством Дираковог импулса

$$\text{према } \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{\delta(t)}_{[s^{-1}]} \underbrace{dt}_{[s]} = \underbrace{1}_{[.]}$$

4. Нека је дат континуалан сигнал $x(t) = e^{\sigma t} \Pi_T(t) u(t + \epsilon)$, где је $0 < \epsilon < T$. (а) Одредити услов које треба да задовољава параметар $\sigma \in \mathbb{R}$ тако да интеграл $\int_{-\infty}^{\infty} x(t) dt$ конвергира, и у том случају (б) израчунати тај интеграл.

РЕШЕЊЕ: (а) Дата поворка Делта импулса се може расписати по дефиницији, а затим се може применити особина еквиваленције¹ Делта импулса према

$$x(t) = e^{\sigma t} \underbrace{\sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(t - kT)}_{\Pi_T(t)} u(t + \epsilon) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \underbrace{e^{\sigma t} \delta(t - kT)}_{\text{особина екв.}} u(t + \epsilon) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} e^{\sigma kT} \delta(t - kT) u(t + \epsilon). \quad (4.1)$$

Интеграл датог изрази се онда може израчунати заменом редоследа интеграције и сумирања² према поступку:

$$\int_{-\infty}^{\infty} x(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{\sum_{k=-\infty}^{\infty} e^{\sigma kT} \delta(t - kT) u(t + \epsilon)}_{\text{замена}} dt = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \underbrace{e^{\sigma kT}}_{\text{const}} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t - kT) u(t + \epsilon) dt. \quad (4.2)$$

У последњем написаном интегралу, члан $u(t + \epsilon)$ ограничава интеграл са леве стране чиме се онда интеграл решава провером да ли Делта импулс $\delta(t - kT)$ постоји у домену интеграције $t \in (-\epsilon, \infty)$. као

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(t - kT) u(t + \epsilon) dt = \int_{-\epsilon}^{\infty} \delta(t - kT) dt = \begin{cases} 0 & , k < 0 \\ 1 & , k \geq 0 \end{cases} = u[k] \quad (\text{дискретан јединични низ})$$

¹Особина еквиваленције је $x(t)\delta(t - t_0) = x(t_0)\delta(t - t_0)$.

²Строго оправдање замене интеграла и суме је сложено. Ипак, у инжењерским применама, користимо то без оправдања будући да се *физиолошки* случајеви где то није оправдано у пракси практично не јављају. Практично сматрамо да је $\sum \int \equiv \int \sum$.

(4.3)

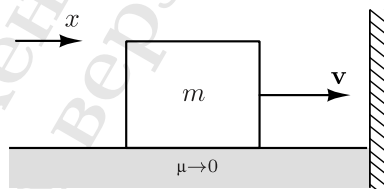
Сменом добијеног резултата у (4.2) добија се геометријски ред³ ограничен са леве стране

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} e^{\sigma k T} u[k] = \sum_{k=0}^{\infty} (e^{\sigma T})^k = \frac{1}{1 - e^{\sigma T}}, \quad \text{под условом конвергенције: } |e^{\sigma T}| < 1. \quad (4.4)$$

Добијени услов конвергенције последица је суме геометријског реда и даје услов па је тражени услов $\sigma < 0$, а тражени интеграл дат је резултатом у изразу (4.4)

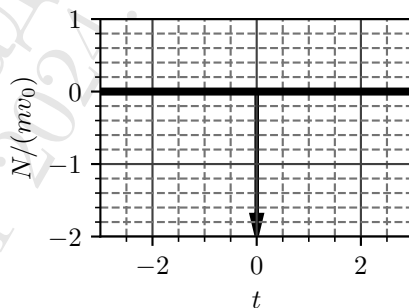
Читаоцу се препоручује да понови задатак у случају да је $\sigma \in \mathbb{C}$.

5. На слици је приказано круто тело масе m које може да се креће по подлози без трења. Брзина тела дата је као $\mathbf{v} = v(t) \mathbf{i}_x$. У тренутку $t_0 = 0$ блок се апсолутно еластично судара са непокретним зидом након чега се креће брзином алгебарског интензитета $v(t) = -v_0$. (а) Одредити и изразити $v(t)$ за $-\infty < t < \infty$. (б) Одредити и нацртати временски дијаграм алгебарског интензитета силе којом зид делује на блок $\mathbf{N} = N(t) \mathbf{i}_x$.



Слика 5.1

РЕЗУЛТАТ: (а) $v(t) = v_0(1 - 2u(t))$. (б) Тражени дијаграм приказан је на слици 5.2. Временски облик силе нормалне реакције зида дат је у облику $N(t) = -2mv_0 \delta(t)$. Нагласимо да је у овом случају димензија мере Делта импулса механички импулс (количина кретања). Односно, може се рећи да механички импулс, који је тело примило приликом краткотрајног дејства силе, одговара мера Делта импулса силе која је на њега том приликом деловала.



Слика 5.2

6. Нацртати следеће континуалне сигнале:

(а) $x(t) = 2u(t) - u(t-1)$, и $\frac{dx}{dt}(t)$; (в) $x(t) = \cos(\pi t)[\delta(t+1) + \delta(t-1)]$, и $\int_{-\infty}^t x(\tau) d\tau$;

(б) $x(t) = u(t+2) - 2u(t) + u(t-1)$, и $\frac{dx}{dt}(t)$; (г) $x(t) = \text{III}\left(\frac{t}{2}\right)$,

где су $u(t)$ и $\delta(t)$ јединична одскочна функција и Дираков импулс редом.

РЕЗУЛТАТ: Тражени дијаграми приказани су на слици 6.1.

7. Нацртати следеће дискретне сигнале $x = x[n]$:

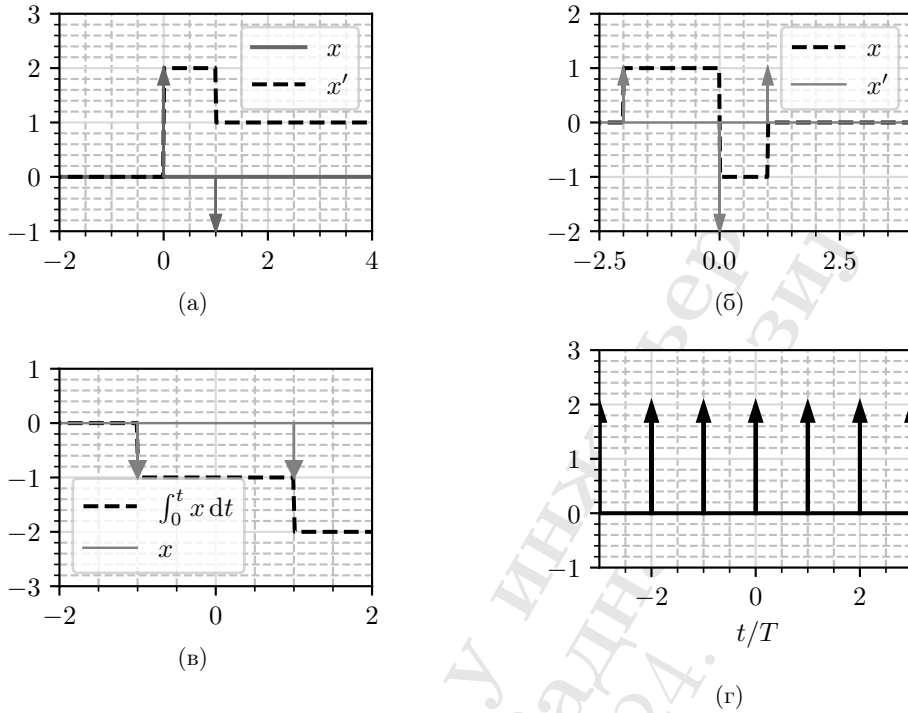
(а) $x[n] = u[n] - 2u[n-4]$,
и $y[n] = \nabla x[n]$;

(в) $x[n] = (1-n)(u[n+2] - u[n-3])$

(б) $x[n] = n^2(\delta[n+2] - 2\delta[n-2])$,
и $y[n] = \sum_{k=-\infty}^n x[k]$;

(г) $x[n] = \cos \frac{\pi n}{N} \left(\sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta[n-kN] \right) u[n]$,
за $N = 3$;

³Сума геометријског реда је облика $\sum_{k=-\infty}^{\infty} q^k = \frac{1}{1-q}$, под условом да је $|q| < 1$.



Слика 6.1

где су $u[t]$ и $\delta[n]$ дискретни јединични низ и дискретни јединични импулс редом, а $\nabla x[n] = x[n] - x[n-1]$ је диференца уназад,

РЕЗУЛТАТ: Тражени дијаграми приказани су на слици 7.1.

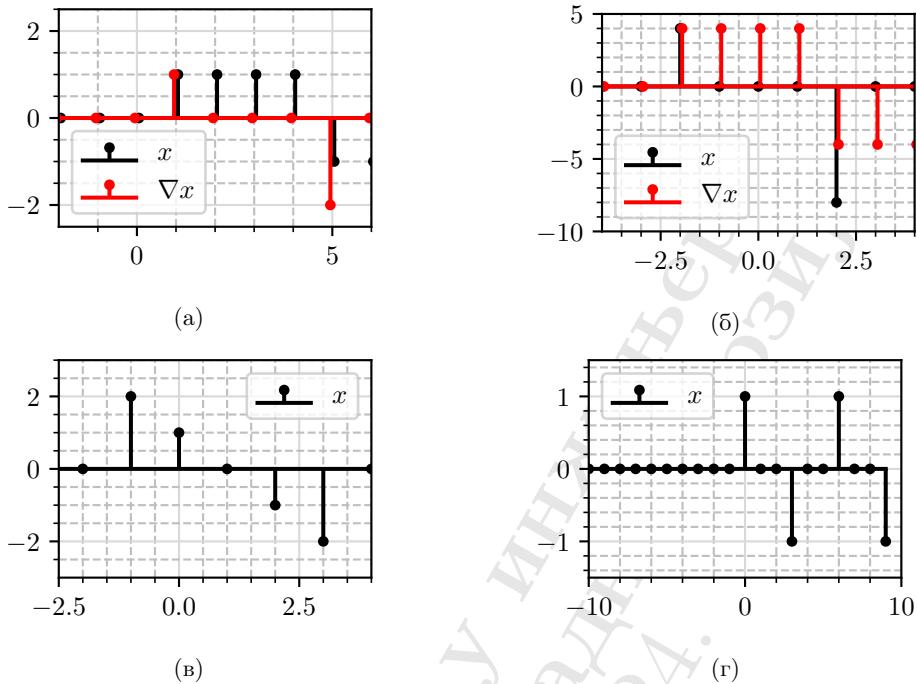
8. Изразити периодичну поворку Диракових импулса $\text{Ш}_T(t)$ сложеном трансформацијом јединичне периодичне поворке Диракових импулса $\text{Ш}(t) = \text{Ш}_1(t)$.

РЕШЕЊЕ: Период тражене поворке једнак је T док је период јединичне поворке једнак јединици. Јасно је потребно онда прво обавити скалирање временске осе тако да се од јединичног импулса добије импулс одговарајуће ширине. Том приликом је потребно обавити скалирање временске осе појединчаног Делта импулса⁴ па се има:

$$\text{Ш}\left(\frac{t}{T}\right) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta\left(\frac{t}{T} - k\right) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta\left(\frac{t - kT}{T}\right) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} T\delta(t - kT) = T\text{Ш}_T(t) \quad (8.1)$$

Коначно, из добијеног резултата је тражени израз $\text{Ш}_T(t) = \frac{1}{T}\text{Ш}\left(\frac{t}{T}\right)$.

⁴Користи се резултат $\delta(a(t - t_0)) = \frac{1}{|a|}\delta(t - t_0)$



Слика 7.1: Уз задатак 7. На апсциси је n , а на ординати су означене величине.

Парносћ сигнала

9. . Одредити парну и непарну компоненту континуалних сигнала $x = x(t)$ за:

(а) $x(t) = e^{kt}$; (б) $x(t) = e^{j\omega_0 t}$;

где су k и ω_0 , познате реалне константе.

РЕШЕЊЕ: Сваки континуални сигнал $x(t)$ може се, на *јединствен* начин, представити преко његове парне и непарне компоненте, $x_e(t) = \text{Ev } x(t)$ и $x_o(t) = \text{Od } x(t)$ редом, као

$$x(t) = x_e(t) + x_o(t). \quad (9.1)$$

Парна и непарна компонента сигнала могу се одредити разматрањем израза за $x(-t)$ као и његове парне и непарне компоненте. Наиме,

$$x(-t) = x_e(-t) + x_o(-t) \Rightarrow x(-t) = x_e(t) - x_o(t), \quad (9.2)$$

при чему су искоришћени $x_e(-t) = x_e(t)$ и $x_o(t) = -x_o(-t)$, према дефиницији парне и непарне компоненте. Одатле се онда из система једначина (9.1) и (9.2) налазе изрази за парну и непарну компоненту сигнала датог као $x(t)$:

$$x_e(t) = \frac{x(t) + x(-t)}{2}, \quad \text{и} \quad (9.3)$$

$$x_o(t) = \frac{x(t) - x(-t)}{2}. \quad (9.4)$$

На основу добијеног резултата (9.4), онда се могу непосредно одредити парна и непарна компонента датих израза

$$(a) \text{ Ev}\{e^{kt}\} = \frac{e^{kt} + e^{-kt}}{2} = \cosh(x), \text{ и } \text{Od}\{e^{kt}\} = \frac{e^{kt} - e^{-kt}}{2} = \sinh(x);$$

$$(b) \text{ Ev}\{e^{j\omega_0 t}\} = \frac{e^{j\omega_0 t} + e^{-j\omega_0 t}}{2} = \cos(\omega_0 t), \text{ и } \text{Od}\{e^{j\omega_0 t}\} = \frac{e^{j\omega_0 t} - e^{-j\omega_0 t}}{2} = j \sin(\omega_0 t);$$

10. Одредити парну и непарну компоненту континуалног простопериодичног сигнала, облика $x(t) = \sin(\omega_0 t + \theta)$, где су ω_0 и θ позанте константе.

РЕШЕЊЕ: Решење се може потражити поступком описаним у задатку 9, ипак, у случају овог задатка, али и разних других сродних примера, резултат се може пронаћи *идентификацијом* парног и непарног дела сигнала, трансформацијом полазног израза. Применимо израз за синус збира⁵ чиме се добија

$$x(t) = \sin(\omega_0 t + \theta) = \underbrace{\cos \theta}_{\text{const}} \cdot \sin \omega_0 t + \underbrace{\sin \theta}_{\text{const}} \cdot \cos \omega_0 t. \quad (10.1)$$

Пошто је познато да су $\sin(\omega_0 t)$ и $\cos(\omega_0 t)$ непаран и паран сигнал редом, а знамо да се сигнал $x(t)$ може на јединствен начин представити као збир његових парних и непарних компоненти, онда морају бити

$$\text{Od}\{x(t)\} = \cos \theta \cdot \sin \omega_0 t, \quad \text{и} \quad (10.2)$$

$$\text{Ev}\{x(t)\} = \sin \theta \cdot \cos \omega_0 t. \quad (10.3)$$

Овакав поступак идентификације компоненти сигнала, често може брже довести до резултата од поступка описаног у задаку 9.

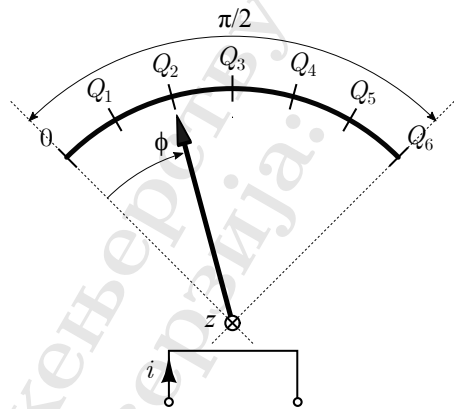
⁵Синус збира углова $\sin(\alpha + \beta) = \sin \alpha \cos \beta + \cos \alpha \sin \beta$

1.2 Континуални системи

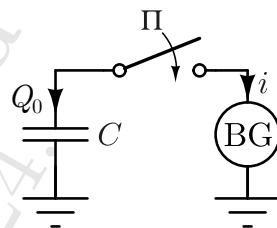
*11. На слици 11.1 је приказана једна конструкција балистичког галванометра (БГ), инструмента за мерење протока наелектрисања. Казаљка инструмента може да прави угаони отклон у границама $0 \leq \phi \leq \frac{\pi}{2}$. Веза између струје, $i = i(t)$, на једином електричном приступу БГ и угаоног отклона казаљке, $\phi = \phi(t)$, дата је диференцијалном једначином $J \frac{d^2\phi}{dt^2} + F \frac{d\phi}{dt} + K\phi = \alpha i$, при чему је позна-

то $J = 6 \text{ [s}^2\text{]}$, $F = 24 \text{ [s]}$, $K = 24$ и $\alpha = \pi \epsilon \left[\frac{1}{\mu\text{A}} \right]$,

где је ϵ основа природног логаритма. Сматрати да се тај приступ БГ, у електричном смислу, понаша као савршен кратак спој. Инструмент се калибрише на основу огледа са слике 2. Непосредно пре затварања прекидача, кондензатор је оптерећен количином наелектрисања $Q_0 = 1 \text{ [}\mu\text{C]}$ а казаљка БГ мирује у нултом положају, $\phi = 0$. (а) Решавањем у временском домену одредити кретање казаљке, $\phi(t)$, по затварању прекидача до успостављања новог стационарног стања. (б) Скицирати временски дијаграм $\phi(t)$.



Слика 11.1



Слика 11.2

(в) Израчунати вредности једнако размакнутих подеока са слике 1, Q_1, Q_2, \dots, Q_6 , ако се као показивање инструмента (односно, количина наелектрисања протекла у импулсу) очитави вредност на коју показује казаљка у тренутку када је најдаље од нултог подеока током свог кретања.

РЕШЕЊЕ: На основу резултата задатка 3, струја која протиче кроз БГ по затварању прекидача је $i(t) = Q_0 \delta(t)$. Та импулсна побуда побуђује разматрани систем па је потребно потражити одзив на побуду.

Карактеристични полином диференцијалне једначине система је $P(\lambda) = J\lambda^2 + F\lambda + K$, корени карактеристичног полинома потражују се из обрасца решења квадратне једначине као $\lambda_{1,2} = \frac{-F \pm \sqrt{F^2 - 4JK}}{2J}$. Заменом бројних вредности установљава се да постоји двоструки реални корен $\lambda_0 = -2 \text{ [s}^{-1}\text{]}$. На основу тога, општи облик одзива на импулсну побуду се може записати у облику

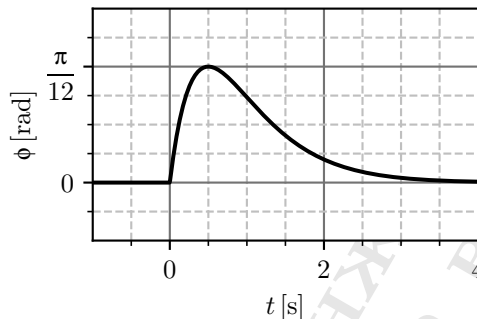
$$\phi(t) = (\Phi_0 + \Phi_1 t) e^{\lambda_0 t}, \quad \text{где су } \Phi_0 \text{ и } \Phi_1 \text{ произвољне константе} \quad (11.1)$$

Користећи поступак за одређивање одзива на импулсну побуду из задатка ??, закључујемо да одзив треба да има прекид у изводу првог реда, а да су остали изводи непрекидни. На основу тога је $\phi(0^+) = 0$ и $\phi'(0^+) = \frac{\alpha Q_0}{J}$.

Из израза (11.1) је $\phi'(0^+) = \Phi_0$ па је $\Phi_0 = 0$. Имајући то у виду, први извод отклона казаљке у нули је $\phi'(t) = \Phi_1 e^{\lambda_0 t} (\lambda_0 t + 1) \Rightarrow \phi'(0^+) = \Phi_1$, одакле се налази да је $\Phi_1 = \frac{\alpha Q_0}{J}$, па је $\Phi_1 = \frac{\pi e}{6} \text{ [s}^{-1}\text{]}$. Коначно је тражени облик угаоног отклона казаљке дат изразом, $\phi(t) = \frac{\alpha Q_0}{J} t e^{\lambda_0 t}$, односно бројевно $\phi(t) = \frac{\pi e}{6} \text{ [s}^{-1}\text{]} t e^{-2 \text{ [s}^{-1}\text{]} t}$.

(б) За цртање временског дијаграма најважнија је максималну тренутну вредност сигнала, будући да се она користи у другом делиу задатка. нуле првог извода налазе се из

ранијег резултата $\phi'(t) = \Phi_1 e^{\lambda_0 t_m} (\lambda_0 t_m + 1) = 0$ одакле је $t_m = -\frac{1}{\lambda_0} = \frac{1}{2}$ [s] а максимална вредност је $\phi_m = \frac{\pi}{12}$ [rad]. Додатно, могуће је одредити и тачку превоја за прецизније цртање, решавањем $\phi''(t) = 0$ добија се да је тренутак превоја $t_\pi = 1$ [s]. Временски дијаграм тог резултата приказан је на слици 11.3.



Слика 11.3

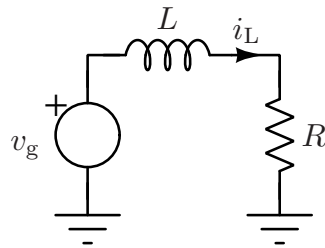
(в) Пошто је дати систем линеаран (описан је линеарном диференцијалном једначином), важи да уколико је побуда $1 \text{ } [\mu\text{C}] \delta(t)$ произвела одзив $\phi(t)$, онда ће побуда облика $k \text{ } [\mu\text{C}] \delta(t)$ произвести одзив облика $k\phi(t)$. Пошто је $\max k\phi(t) = k \max \phi(t) = \frac{k\pi}{12}$, а подеоци размакнути за по тачно $\frac{\pi}{12}$, то подеоци треба да буду $Q_k = k \text{ } [\mu\text{C}]$.

12. Нека је систем описан диференцијалном једначином у облику $P(D)y(t) = x(t)$, где су $x(t)$ и $y(t)$ побуда и одзив тог система редом, а $P(D)$ је оператор дат полиномом са реалним коефицијентима по оператору диференцирања $D = \frac{d}{dt}$. Полазећи од формуле одзива за експоненцијалну побуду, облика $y_p = \frac{e^{at}}{P(a)}$, одредити партикуларни део одзива на нерезонантну побуду када је она простиериодична, облика (а) $x(t) = \cos(\omega_0 t)$ и (б) $x(t) = \sin(\omega_0 t)$.

РЕШЕЊЕ: Приметимо да је $e^{j\omega_0 t} = \cos(\omega_0 t) + j \sin(\omega_0 t)$. Одзив на ту

Мотивисани том примедбом, размотримо побуду комплексним сигналом облика: $\underline{x}(t) = x_r(t) + jx_i(t)$

13. У колу са слике познато је $L = 1 \text{ } [\text{mH}]$ и $R = 50 \text{ } [\Omega]$. У почетном тренутку струја калема је $i_L(0^-) = 0,5 \text{ } [\text{mA}]$. Напон побудног генератора је облика $v_g(t) = V_m \sin(\omega t) u(t)$, где су $V_m = 1 \text{ } [\text{V}]$ и $\omega = 10^6 \text{ } \left[\frac{\text{rad}}{\text{s}} \right]$. Као одзив се посматра струја калема на отпорнику $i_L = i_L(t)$. Одредити (а) одзив на почетне услове, (б) одзив на побуду, (в) комплетан одзив и (г) устаљени одзив.



Слика 13.1

РЕШЕЊЕ: Диференцијална једначина која описује систем је

$$L \frac{di_L}{dt} + Ri_L = v_g. \quad (13.1)$$

Њој одговара карактеристични полином $P(\lambda) = R + L\lambda$ који има само један реалан корен $\lambda_0 = -\frac{R}{L} = -5 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$. Хомогени део решења ове диференцијалне једначине је стога $i_{L,h}(t) = I_0 e^{\lambda_0 t}$, где је I_0 произвољна константа. Партикуларни део се може одредити помоћу поступка показаног за нерезонантну синусоидалну побуду у задатку ??, према

$$i_{L,p} = \text{Im} \left\{ \frac{V_m e^{j\omega t}}{P(j\omega)} \right\} = \text{Im} \left\{ \frac{V_m e^{j\omega t}}{R + j\omega L} \right\} = V_m \frac{R \sin(\omega t) - \omega L \cos(\omega t)}{R^2 + (\omega L)^2}. \quad (13.2)$$

Коначно, опште решење за струју калема је

$$i_L(t) = \underbrace{I_0 e^{\lambda_0 t}}_{\text{Хомогени део}} + \underbrace{V_m \frac{R \sin(\omega t) - \omega L \cos(\omega t)}{R^2 + (\omega L)^2}}_{\text{Партикуларни део}}. \quad (13.3)$$

(а) Одзив на почетне услове налази се само на основу хомогеног дела, помоћу почетних услова. Добија се

$$i_{L1}(t) = I_{01} e^{\lambda_0 t} \Rightarrow i_{L1}(0^-) = I_{01} e^{\lambda_0 \cdot 0} \Rightarrow I_{01} = 0,5 \text{ [mA]}.$$

Тако да је одзив на почетне услве $i_{L1}(t) = 0,5 \text{ [mA]} e^{\lambda_0 t}$.

(б) Одзив на побуду, одређује се заменом постиницијалних почетних услова у опште решење диференцијалне једначине. Приликом тражења одзива на побуду претпоставља се да су сви преиницијални услови равни нули. Додатно, уколико у десној страни нема Диракових импулса онда су све функције $i_L(t), i'_L(t), i''_L(t), \dots, i_L^{(n-1)}(t)$ непрекидне, па су стога и постиницијални услови равни нули. У том облику тражи се *група* константа за хомогени део.

$$\underbrace{i_{L2}(0^+)}_{\text{Постиницијални услов}} = \underbrace{I_{02} e^{\lambda_0 \cdot 0}}_{\text{Хомогени део}} + \underbrace{V_m \frac{R \sin(\omega \cdot 0) - \omega L \cos(\omega \cdot 0)}{R^2 + (\omega L)^2}}_{\text{Партикуларни део}} = I_{02} + \frac{\omega L V_m}{R^2 + (\omega L)^2} \Rightarrow \quad (13.4)$$

$$= I_{02} \approx 1 \text{ [mA]}.$$

Тако да је одзив побуду: $i_{L2}(t) \approx 1 \text{ [mA]} e^{\lambda_0 t} + 50 \text{ [μA]} \sin(\omega t) - 1 \text{ [mA]} \cos(\omega t)$.

(в) На основу суперпозиције, комплетан одзив добија се сабирањем одзива на почетне услове и одзива на побуду. Коначан резултат је валидан од тренутка $t = 0$ услед чега се дописује одскочна функција. Коначно је комплетан одзив:

$$i_L(t) \approx (1,5 \text{ [mA]} e^{\lambda_0 t} + 50 \text{ [μA]} \sin(\omega t) - 1 \text{ [mA]} \cos(\omega t)) u(t). \quad (13.5)$$

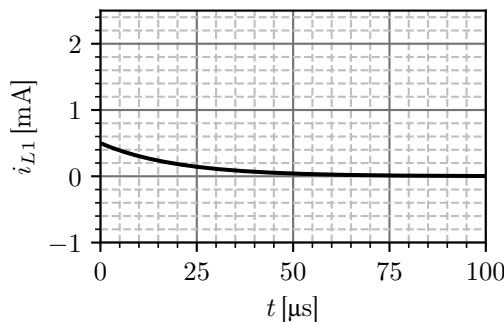
Приметимо да у овом изразу постоји члан добијен из хомогеног дела који је побуђен напонским генератором.

(г) Након довољно дугог времена, чланови хомогеног дела који представљају прелазни режим ишчезавају будући да је $e^{\lambda_0 t} \rightarrow 0$ јер је $\lambda_0 < 0$, након чега преостаје устаљени одзив

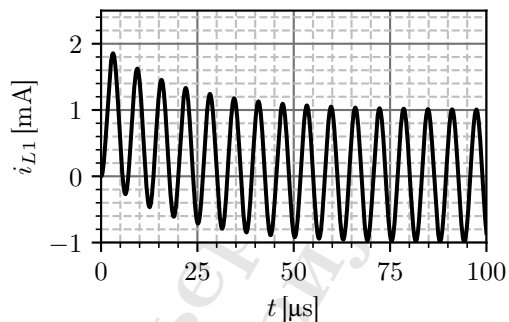
$$i_{L,ss}(t) \approx 50 \text{ [μA]} \sin(\omega t) - 1 \text{ [mA]} \cos(\omega t). \quad (13.6)$$

Добијени резултати су нацртани на дијаграмима на слици 13.2.

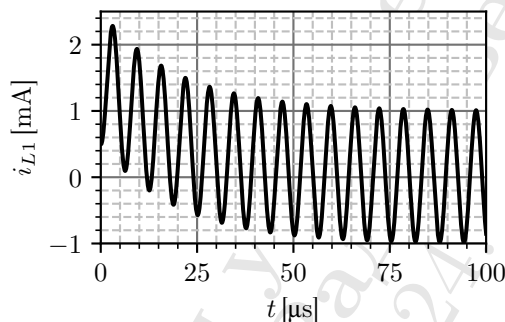
14. Нека је дат континуалан систем диференцијалном једначином облика $y'(t) - ay(t) = x(t)$, где су $x(t)$ и $y(t)$ побуда и одзив тога система редом, а a је позната реална константа. Одредити одзив на експоненцијалну побуду облика $e^{bt} u(t)$, (а) ако је $b \neq a$ и (б) $b = a$.



(а) Сопствени одзив.



(б) Одзив на побуду.



(в) Комплетан одзив

Слика 13.2

РЕШЕЊЕ: За $t < 0$ је одзив на побуду једнак нули, док се за $t > 0$ решава диференцијална једначина $y'(t) - ay(t) = e^{bt}$. У општем случају, решење се састоји из *хомогеног* и *партикуларног* дела. Хомогени део се налази одређивањем корена карактеристичног полинома $P(\lambda) = \lambda - a$ па је $\lambda_0 = a$. Постоји само једна карактеристична функција па је облик хомогеног дела одзива $y_h(t) = Ae^{at}$, за произвољну вредност константе A . Партикуларни део експоненцијалне побуде се тражи у експоненцијалном облику⁶, па је $y_p = Be^{bt}$, заменом у полазну једначину добија се:

$$Bbe^{bt} - aBe^{bt} = e^{bt} \Rightarrow B = \frac{1}{b - a}. \quad (14.1)$$

Комплетан облик одзива је онда облика $y(t) = Ae^{at} + \frac{1}{b - a}e^{bt}$. Будући да је побуда ограничена то је одзив непрекидан па је $y(0^+) = 0$ одакле се налази константа A , па је $A = \frac{1}{a - b}$, коначно се добија да је одзив на тражену побуду:

$$y(t) = \frac{e^{bt} - e^{at}}{b - a}. \quad (14.2)$$

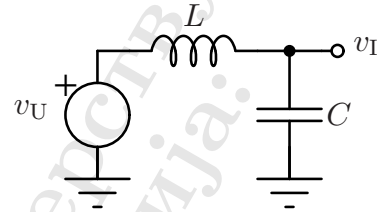
(б) Проблем дељења нулом када је $b = a$ се може решити тражењем граничне вредности. Узмимо да је $b = a + \epsilon$ и заменимо у резултат 14.2, одатле се сређивањем даље има

$$y(t) = \frac{e^{(a+\epsilon)t} - e^{at}}{\epsilon} = e^{at} \frac{1 - e^{-\epsilon t}}{\epsilon}. \quad (14.3)$$

⁶То је природно за очекивати, будући да је експоненцијална функција једина једнака своме изводу.

Будући да је $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{1 - e^{\varepsilon t}}{\varepsilon} = t$ одзив у траженом случају ће бити коначно $y(t) = te^{at}$.

***15.** У колу са слике познати су $L = 100 \text{ } [\mu\text{H}]$ и $C = 1 \text{ } [\mu\text{F}]$. У почетном тренутку у колу нема акумулисане енергије. Посматра се систем чији је улаз напон побудног генератора $v_U = v_U(t)$ а излаз напон у колу $v_I = v_I(t)$. Познато је $v_I(t < 0) = 0$ а побуда је у облику $v_U(t) = V_m \sin(\omega t) u(t)$, где је $V_m = 10 \text{ } [\text{mV}]$. Одредити и скицирати напон на излазу система када је кружна



Слика 15.1

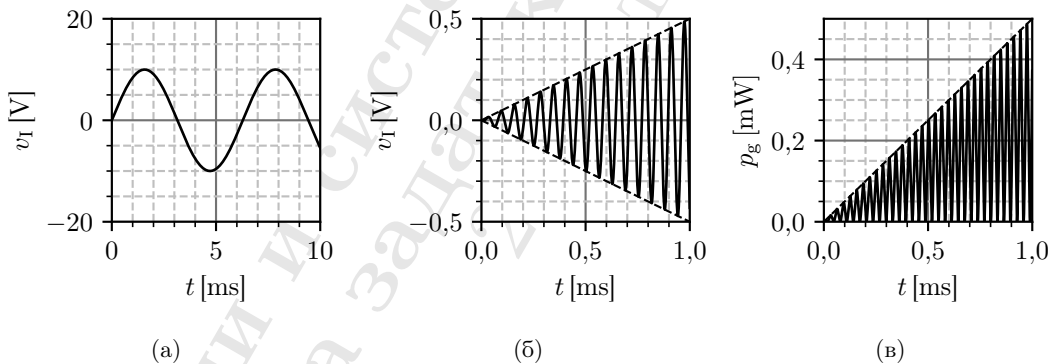
учестаност побудног генератора (а) $\omega = 10^3 \left[\frac{\text{rad}}{\text{s}} \right]$ и (б) $\omega = 10^5 \left[\frac{\text{rad}}{\text{s}} \right]$. За учестаност из тачке (б) скицирати и (в) дијаграм снаге коју улаже напонски генератор у колу $p_g = p_g(t)$.

РЕЗУЛТАТ:

(а) Тражени одзив је $v_I(t) = 10 \text{ } [\text{mV}] \sin(\omega t)$. Резултат је приказан на слици 15.2а.

(б) Тражени одзив је $v_I(t) = -0,5 \left[\frac{\text{V}}{\text{ms}} \right] t \cos(\omega t)$. Резултат је приказан на слици 15.2б.

(в) Тражена снага је $p_g \approx 250 \left[\frac{\mu\text{W}}{\text{ms}} \right] t(1 + \cos(2\omega t))$. Резултат је приказан на слици 15.2в.

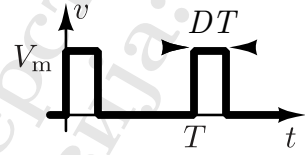


Слика 15.2

2 Фуријеови редови континуалних и дискретних сигнала

2.1 Фуријеови редови континуалног сигнала

16. Дат је напонски сигнал $v = v(t)$ облика периодичне поворке униполарних правоугаоних импулса амплитуде $V_m = 5$ [V], као на слици. Трајање импулса је DT где је $D = 25\%$ (тзв. *фактор испуне*), а учестаност је $f = 1$ [kHz]. Одредити развој овог сигнала у комплексан Фуријеов ред, $V[k]$, на основном периоду T .



Слика 16.1

РЕШЕЊЕ: Развој у Фуријеов ред се може потражити по дефиницији применом аналитичке релације $V[k] = \int_{\langle T \rangle} v(t) e^{-jk\omega_F t} dt$, поступком⁷

$$V[k] = \int_0^T v(t) e^{-jk\omega_F t} dt = \int_0^{DT} V_m e^{-jk\frac{2\pi}{T}t} dt = -\frac{V_m}{jk\frac{2\pi}{T}} e^{-jk\frac{2\pi}{T}t} \Big|_{t=0}^{t=DT} = V_m \frac{1 - e^{-jk2\pi D}}{jk\frac{2\pi}{T}} \quad (16.1)$$

Добијени облик може се поједноставити примедбом $\sin(x) = \frac{e^{jx} - e^{-jx}}{j2} = e^{jx} \frac{1 - e^{-j2x}}{j2}$, односно, $\frac{1 - e^{-j2x}}{j2} = e^{-jx} \sin(x)$, одакле се може писати

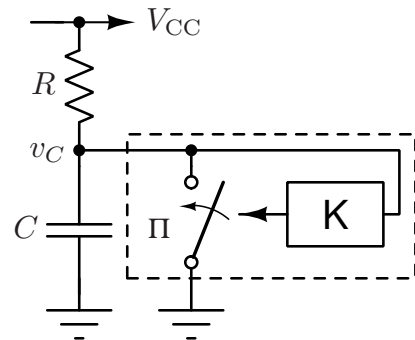
$$V[k] = V_m DT \underbrace{\frac{1 - e^{-j2(k\pi D)}}{j2}}_{=e^{-jk\pi D/2} \sin(k\pi D)} \cdot \frac{1}{k\pi D} = V_m DT \frac{\sin(k\pi D)}{k\pi D} e^{-jk\pi D/2} = V_m DT \operatorname{sinc}(k\pi D) e^{-jk\pi D/2}. \quad (16.2)$$

Добијени резултат може се одредити и таблично којом приликом ће се члан $e^{-jk\pi D/2}$ појавити услед кашењења у времену периодичне поворке правоугаоних импулса симетричне око ординате.

17. У колу са слике познато је $R = 1$ [kΩ], $C = 1$ [μF] и напон напајања $V_{CC} = 5$ [V]. Систем „К“ управља идеалним прекидачем П на основу напона v_C . Прекидач П је иначе отворен, уколико напон v_C достигне вредност mV_{CC} , где је $0 \leq m \leq 1$ позната константа, контролни систем „К“ тренутно и *крайкошрајно* затвара прекидач. У почетном тренутку је $v_C(0) = 0$.

(а) Одредити напон на кондензатору у зависности од времена, и нацртати његов временски дијаграм за $m = \frac{1}{2}$; и

(б) одредити спектралне коефицијенте тог напона на његовом основном периоду у устаљеном сложенепериодичном режиму.



Слика 17.1

⁷Користи се резултат $\int e^{kx} dx = \frac{1}{k} e^x + C$

РЕШЕЊЕ:

(а) Кондензатор се пуни струјом из извора напајања, напона V_{CC} , преко отпорника отпорности R . Израз за напон кондензатора у том случају је

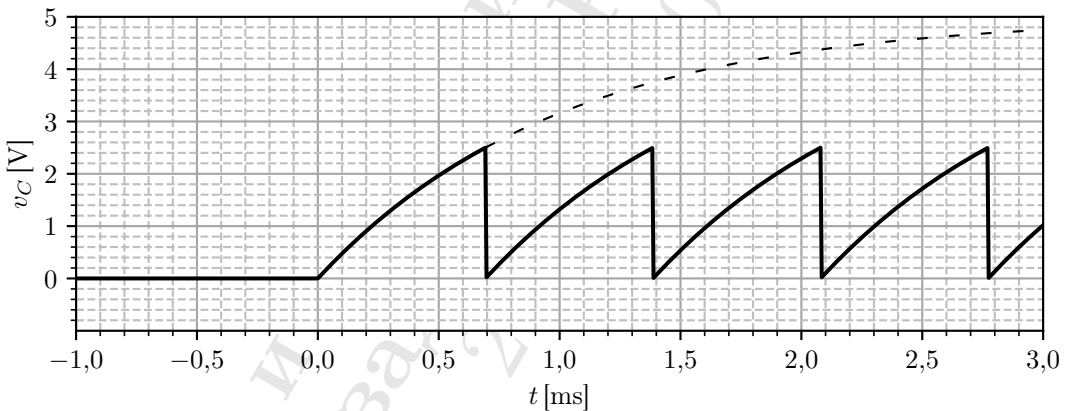
$$v_C(t) = V_{CC} \left(1 - e^{-t/\tau}\right), \quad (17.1)$$

где је $\tau = RC$ временска константа посматраног система првог реда. Пуњење кондензатора траје све док је $v_C(t) < mV_{CC}$. У граничном случају је, $v_C(T) = mV_{CC}$, одатле се може одредити тренутак T када се први пут затвара прекидач. Има се резултат

$$V_{CC} \left(1 - e^{-T/\tau}\right) = mV_{CC} \Rightarrow \ln(1 - m) = -\frac{T}{\tau} \Rightarrow T = \tau \ln \left(\frac{1}{1 - m}\right). \quad (17.2)$$

Након завања прекидача је $v_C(T^+) = 0$, односно, краткотрајно затварање идеалног прекидача у потпуности растеређује кондензатор, након чега се пређашњи процес понавља. Односно, процес описан изразом (17.1) у домену $0 < t < T = \tau \ln \left(\frac{1}{1 - m}\right)$, представља основни период напона на кондензатору.

Уколико се замене дате вредности има се да је временска константа $\tau = 1$ [ms], и да је $T = \tau \ln 2 \approx 0,69$ [ms]. Тражени временски дијаграм приказан је на слици 17.2. На истом дијаграму, испрекиданом линијом приказан је и продужетак дијаграма првобитног пуњења конзатора – који илуструје да би у недостатку прекидача тај напон асимптотски расатао до напона напајања.



Слика 17.2: Пример временског дијаграма за $m = \frac{1}{2}$, $V_{CC} = 5$ [V].

(б) Развој у Фуријеов ред може се поједноставити применом особине суперпозиције $\mathcal{FS}\{v_C(t)\} = \mathcal{FS}\{V_{CC}(1 - e^{-t/\tau})\} = V_{CC}(\mathcal{FS}\{1\} - \mathcal{FS}\{e^{-t/\tau}\}) = V_{CC}(\delta[k] - \mathcal{FS}\{e^{-t/\tau}\})$. Развој преосталог члана, експоненцијалног сигнала, у Фуријеов ред може се обавити по дефиницији⁸, за $\omega_F = \omega_0$ решавањем интеграла⁹

$$\mathcal{FS}\{e^{-t/\tau}\} = \frac{1}{T} \int_0^T e^{-t/\tau} e^{-jk\omega_0 t} dt = \frac{1}{T} \int_0^T e^{-(jk\omega_0 + 1/\tau)t} dt = -\frac{e^{-\left(jk\omega_0 T + T/\tau\right)} - 1}{jk\omega_0 T + T/\tau}. \quad (17.3)$$

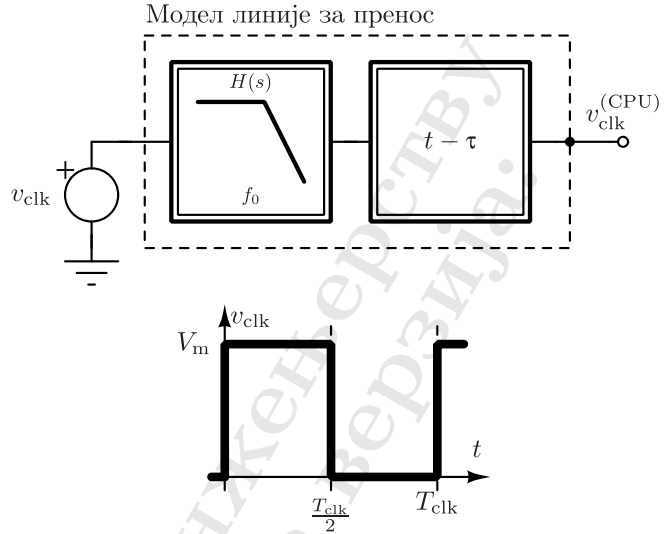
⁸Развој у Фуријеов ред по дефиницији $\mathcal{FS}\{x(t)\} = \frac{1}{T} \int_{\langle T \rangle} x(t) e^{-jk\omega_F t} dt$.

⁹Користи се интеграл $\int e^{kx} dx = e^{kx}/k + C$.

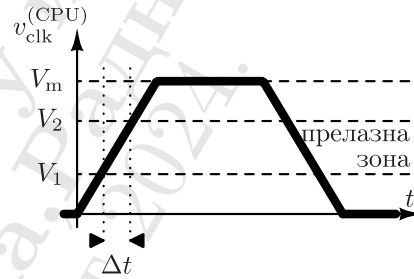
Приметимо да је $e^{-(j2\pi k + T/\tau)} = e^{j2\pi k} + 1 - m = 2 - m$, па се коначно има: $\mathcal{FS}\{e^{-t/\tau}\} = \frac{m-1}{j2\pi k - \ln(1-m)}$. Коначно, добија се да је развој траженог сигнала у Фуријеов ред дат изразом $V_C[k] = V_{CC} \left(\delta[k] - \frac{m-1}{j2\pi k - \ln(1-m)} \right)$.

Представљени систем представља једно принципско решење за пројектовање осцилатора (тзв. *релаксациони осцилатор*). Променом границе укључења контролера који практично ресетује напон кондентора, односно променом параметра m , мења се учестаност осциловања. Систем за контролу „К“ може се реализовати са једним операционим појачавачем који се понаша као компаратор, док је прекидач могуће реализовати као нпр. MOS транзистор.

***18.** На слици 18.1 је представљена принципска шема система за генерисање и довођење сигнала такта до одговарајућег прикључка дигиталног процесора. Генератор такта је идеалан напонски генератор симетричне униполарне поворке правоугаоних импулса учестаности $f_{\text{clk}} = \frac{1}{T_{\text{clk}}} = 4$ [MHz] и амплитуде $V_m = 5$ [V]. Линија за пренос такта моделује се као каскадна веза идеалног блока за кашњење, кашњења $\tau = 125$ [ns], и идеалног филтра пропусника ниских учестаности, чија је фреквенцијска преносна карактеристика $H(j\omega) = \text{rect}\left(\frac{\omega}{2\omega_0}\right)$, где је ω_0 непознати параметар. Према спецификацији употребљеног процесора, при преласку напона такта са ниског на високи ниво, дозвољено је да у прелазној зони између $V_1 = 1,5$ [V] и $V_2 = 3,5$ [V], доведени сигнал такта проведе највише $\Delta t_{\text{max}} = 5$ [ns], као што је илустровано на слици 18.2.



Слика 18.1



Слика 18.2

(а) Одредити развоје генерисаног сигнала такта, $v_{\text{clk}}(t)$, и сигнала такта на улазу у процесор $v_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}(t)$ у комплексан Фуријеов ред у зависности од параметра ω_0 . (б) Одредити коефицијенте развоја сигнала $\frac{dv_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}(t)}{dt}$ у комплексан Фуријеов ред. (в) Одредити параметар ω_0 тако да буде задовољена наведена спецификација датог процесора.

Напомена. Приликом прорачуна времена које сигнал такта проводи у прелазној зони, претпоставити да је нагиб сигнала такта $\frac{dv_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}(t)}{dt}$ практично константан и да има максималну вредност.

РЕШЕЊЕ: Генерисани сигнал такта јесте периодична поворка правоугаоних импулса. Спектар такве поворке, на основном периоду T_{clk} , на основу резултата задатка 16 је $V_{\text{clk}}[k] = (-j)^k \frac{V_m}{2} \text{sinc}\left(\frac{k}{2}\right)$. Модел линије за пренос сачињен је из каскадне везе идеалног филтра и линије за кашњење $T[k] = \text{rect}\left(\frac{k\omega_{\text{clk}}}{2\omega_0}\right) \cdot e^{-jk\omega_{\text{clk}}\tau} = \text{rect}\left(\frac{k\omega_{\text{clk}}}{2\omega_0}\right) \cdot (-1)^k$. Спектар напона на улазу у процесор онда је коначног облика

$$V_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}[k] = T[k] \cdot V_{\text{clk}}[k] = \frac{j^k V_m}{2} \text{rect}\left(\frac{k\omega_{\text{clk}}}{2\omega_0}\right) \cdot \text{sinc}\left(\frac{k}{2}\right) \quad (18.1)$$

(б) Применимо правило извода¹⁰ добија се резултат

$$\mathcal{FS} \left\{ \frac{v_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}}{dt} \right\} [k] = \frac{j^{k+1} k \omega_{\text{clk}} V_m}{2} \text{rect} \left(\frac{k \omega_{\text{clk}}}{2 \omega_0} \right) \cdot \text{sinc} \left(\frac{k}{2} \right) \quad (18.2)$$

(в) Због симетрије, током преласка кроз средину прелазне зоне, сигнал има максималан нагиб у тренутку $t = \tau$, будући да је и ивица сигнала за толико закашњена. По претпоставци из напомене са таквим нагибом нагибом треба да пређе целу прелазну зону за највише време Δt_{max} . Односно треба да важи

$$\frac{v_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}}{dt}(\tau) > \frac{\Delta V}{\Delta t_{\text{max}}} = 0,4 \left[\frac{\text{V}}{\text{ns}} \right] \quad (18.3)$$

Вредност извода у том тренутку потражује се на основу синтетичке релације¹¹ Фурије-овог реда као

$$\frac{v_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}}{dt}(\tau) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \mathcal{FS} \left\{ \frac{v_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}}{dt} \right\} [k] e^{jk \omega_{\text{clk}} \tau} = \mathcal{FS} \left\{ \frac{v_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}}{dt} \right\} [k] (-1)^k \quad (18.4)$$

$$= \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^k j^{k+1} k \omega_{\text{clk}} V_m}{2} \text{rect} \left(\frac{k \omega_{\text{clk}}}{2 \omega_0} \right) \cdot \text{sinc} \left(\frac{k}{2} \right). \quad (18.5)$$

За израчунавање суме распишимо да је $k \text{sinc} \frac{k}{2} = k \frac{\sin(\frac{k\pi}{2})}{\frac{k\pi}{2}}$, те приметимо да је

$\sin \left(\frac{k\pi}{2} \right) = \begin{cases} (-1)^m, & k = 2m + 1 \\ 0, & k = 2m \end{cases}$. Заменом добијених резултата у (18.5) и сређивањем помо-

ћу $(-1)^k j^{k+1} \Big|_{k=2m+1} = (-1)^{2m+1} j^{2m+2} = (-1)^m$, има се $\frac{v_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}}{dt}(\tau) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{\omega_{\text{clk}} V_m}{\pi} \text{rect} \left(\frac{k \omega_{\text{clk}}}{2 \omega_0} \right)$.

Вечичина под сумом је парна функција па се може одговарајућа¹² трансформација. До-

бијена сума се онда може може средити изражавањем правоугаоног импулса у облику $\text{rect} \left(\frac{k \omega_{\text{clk}}}{2 \omega_0} \right) = \begin{cases} 1, & k < \frac{\omega_0}{\omega_{\text{clk}}} \\ 0, & k > \frac{\omega_0}{\omega_{\text{clk}}} \end{cases}$, што се може искористити за постављање горње границе ко-

начне суме: $\frac{v_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}}{dt}(\tau) = \sum_{k=-\infty}^{k < \omega_0 / \omega_{\text{clk}}} \frac{2 \omega_{\text{clk}} V_m}{\pi}$. Број чланова добијене суме јесте , број непарних

бројева између 0 и $\frac{\omega_0}{\omega_{\text{clk}}}$, а који има смисао броја непарних хармоника сигнала такта које пропушта филтар.

Одавде се има $\frac{dv_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}}{dt}(\tau) = M \frac{2 \omega_{\text{clk}} V_m}{\pi}$, на основу услова из (18.3), заменом бројевних вредности налази се услов за број непарних хармоника које филтар треба да пропусти.

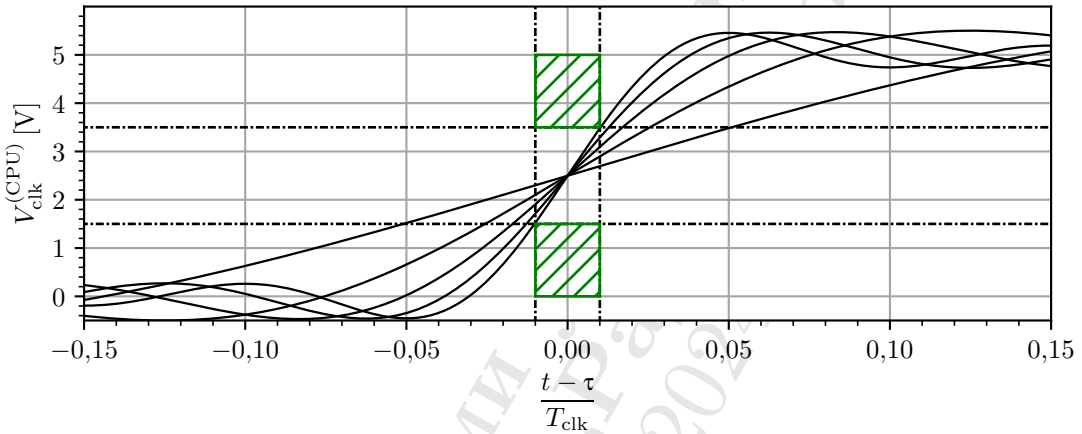
¹⁰Правило извода је $\mathcal{FS} \left\{ \frac{dx(t)}{dt} \right\} = j k \omega_0 \mathcal{FS} \{x(t)\}$

¹¹Користи се у облику $x(\tau) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} X[k] e^{jk \omega_F \tau}$

¹²Трансформација за парни сигнал $a[k]$ је $\sum_{k=-\infty}^{\infty} a[k] = a[0] + 2 \sum_{k=1}^{\infty} a[k]$.

Одавде се има услов да је $M = \frac{\pi}{2\omega_{\text{clk}} V_m} \frac{dv_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}}{dt}(\tau) > 12,5 \left[\frac{\text{ns}}{\text{V}} \right] \cdot 0,4 \left[\frac{\text{nV}}{\text{s}} \right] = 5$. Односно, филтар мора да пропусти *барем* 5 *непарних* хармоника побудног сигнала, а то су ω_{clk} , $3\omega_{\text{clk}}$, $5\omega_{\text{clk}}$, $7\omega_{\text{clk}}$, и $9\omega_{\text{clk}}$, односно, мора бити да је $\omega_0 > 9\omega_{\text{clk}}$, или $f_0 > 9f_{\text{clk}} = 36 \text{ [MHz]}$.

У овом задатку је илустровано, да је стримина ивице правоугаоних импулса сразмерна броју хармоника које пропушта филтар. На слици 18.3 илустрован је резултат. Црвеним областима обележени су габарити унутар којих сигнал не сме да пролази, односно назначене су границе прелазне зоне по времену и по напону. Нацртани су сигнали са 1–5 непарних хармоника, и на слици може да се види да су са најмање 5 непарних хармоника задовољени тражени габарити.



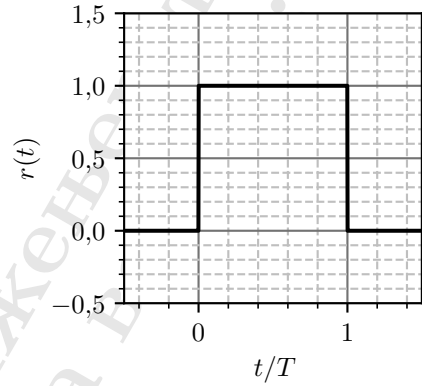
Слика 18.3

3 Фуријеова трансформација континуалних и дискретних сигнала

3.1 Фуријеова трансформација континуалног сигнала

19. На слици 19.1 приказан је правоугаони импулс јединичне амплитуде ширине T , са почетком у нули. Одредити Фуријеову трансформацију тог сигнала.

РЕШЕЊЕ: Дати сигнал се може записати у облику $x(t) = u(t) - u(t - T)$. Применом особине померања у времену Фуријеове трансформације¹³ и табличног резултата $\mathcal{FT}\{u(t)\} = \frac{1}{j\omega} + \pi\delta(\omega)$, има се резултат $X(j\omega) = \frac{1}{j\omega} + \pi\delta(\omega) - \frac{e^{-j\omega T}}{j\omega} - \pi e^{-j\omega T}\delta(\omega) = \frac{1 - e^{-j\omega T}}{j\omega} + \underbrace{\pi(1 - e^{-j\omega T})}_{=0 \text{ за } \omega=0}\delta(\omega)$, где је у последњем кораку примењено својство еквиваленције Дираковог импулса. Коначно је $X(j\omega) = \frac{1 - e^{-j\omega T}}{j\omega}$



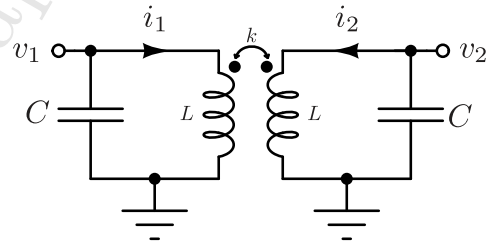
Слика 19.1

3.2 Фуријеова трансформација дискретног сигнала

4 Лапласова трансформација

4.1 Системи диференцијалних једначина

*20. У колу са слике познати су L , C и коефицијент магнетске спреге $k \ll 1$. У почетном тренутку су познати $i_2(0) = v_1(0) = v_2(0) = 0$ и $i_1(0) = I_0$. Поставити (а) систем интегродиференцијалних једначина кола по струјама i_1 и i_2 . Помоћу Лапласове трансформације (б) одредити струју $i_1(t)$. Скицирати (в) временски дијаграм добијеног одзива $i_1(t)$ за $t > 0$.



Слика 20.1

РЕШЕЊЕ: Напоне v_1 и v_2 са једне стране повезују струјно-напонске карактеристике спрегнутих калемова дата је системом једначина

$$v_1 = L_1 \frac{di_1}{dt} + L_{12} \frac{di_2}{dt} \quad (20.1)$$

$$v_2 = L_{21} \frac{di_1}{dt} + L_2 \frac{di_2}{dt}, \quad (20.2)$$

При чему су, по услову задатка, $L_1 = L_2 = L$ и $L_{12} = L_{21} = kL$. Са друге стране, напон и струја су повезани према карактеристици кондензатора¹⁴ при неусклађеним референтним

¹³Својство померања ФТ је $\mathcal{FT}\{x(t - T)\} = \mathcal{FT}\{x(t)\} \cdot e^{-j\omega T}$.

¹⁴Полазећи од израза за струја што се може записати у интегралној форми као $v_1 = -\frac{1}{C} \int_0^t i_1 dt$, односно

смеровима резултата, у систем једначина спрегнутих калемова и даљим сређивањем добија се

$$-\frac{1}{C} \int_0^t i_1 d\tau = L \frac{di_1}{dt} + kL \frac{di_2}{dt}; \Rightarrow \frac{di_1}{dt} + k \frac{di_2}{dt} + \omega_0^2 \int_0^t i_1 d\tau = 0 \quad (20.3)$$

$$-\frac{1}{C} \int_0^t i_2 d\tau = kL \frac{di_1}{dt} + L \frac{di_2}{dt} \Rightarrow k \frac{di_1}{dt} + \frac{di_2}{dt} + \omega_0^2 \int_0^t i_2 d\tau = 0, \quad (20.4)$$

где је $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$. Добијени систем интегро-диференцијалних једначина описује понашање посматраног система

(б) Добијени систем једначина преводи се у фреквенцијски домен применом правила диференцирања уз почетни услов и правила интеграљења¹⁵. Нека су $I_1 = I_1(s)$ и $I_2 = I_2(s)$, онда је

$$sI_1 - I_0 + ksI_2 + \frac{\omega_0^2}{s} I_1 = 0 \Rightarrow (s^2 + \omega_0^2)I_1 + ks^2 I_2 = I_0 s \quad (20.5)$$

$$ksI_1 - kI_0 + sI_2 + \frac{\omega_0^2}{s} I_2 = 0 \Rightarrow ks^2 I_1 + (s^2 + \omega_0^2)I_2 = kI_0 s \quad (20.6)$$

Решавањем добијеног система једначина по непознатим струјама добијају се резултати:

$$I_1 = \frac{I_0 s (s^2 (k^2 - 1) - \omega_0^2)}{(s^2 (k - 1) - \omega_0^2) (s^2 (k + 1) + \omega_0^2)} \quad (20.7)$$

$$I_2 = -\frac{I_0 \omega_0^2 k s}{(s^2 (k - 1) - \omega_0^2) (s^2 (k + 1) + \omega_0^2)} \quad (20.8)$$

Добијени резултати за стурје се растављају на парцијалне разломке у односу на променљиву s^2 (практично се уводи смена). Прво се раставља израз за струју I_1 на парцијалне разломке као

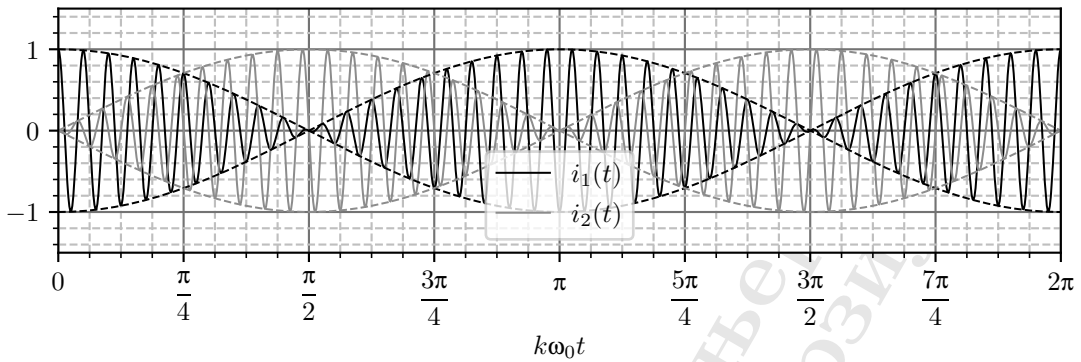
$$I_1 = \frac{A}{s^2(1-k) + \omega_0^2} + \frac{B}{s^2(1+k) + \omega_0^2} \quad (20.9)$$

$$\begin{cases} A = \frac{I_0 s (s^2 (k^2 - 1) - \omega_0^2)}{(s^2 (k - 1) - \omega_0^2) (s^2 (k + 1) + \omega_0^2)} \Big|_{s^2 = \frac{\omega_0^2}{k-1}} = -I_0 s \frac{1-k}{2} \\ B = \frac{I_0 s (s^2 (k^2 - 1) - \omega_0^2)}{(s^2 (k - 1) - \omega_0^2) (s^2 (k + 1) + \omega_0^2)} \Big|_{s^2 = -\frac{\omega_0^2}{1+k}} = I_0 s \frac{1+k}{2} \end{cases} \quad (20.10)$$

Коначно се добија поједностављен облик струје $I_1 = \frac{I_0}{2} \left(\frac{s}{s^2 + \frac{\omega_0^2}{k+1}} + \frac{s}{s^2 + \frac{\omega_0^2}{1-k}} \right)$, а

$v_2 = -\frac{1}{C} \int_0^t i_2 d\tau$. Заменом ову кондензатора $i_C = C \frac{dv_C}{dt}$, интеграљењем обе стране се добија коришћена напонско-струјна карактеристика.

¹⁵Правило диференцирања $\mathcal{L} \left\{ \frac{dx(t)}{dt} \right\} = sX(s) - x(0^+)$; Правило интеграљења $\mathcal{L} \left\{ \int_{0^-}^t f(\tau) d\tau \right\} = \frac{1}{s} F(s)$.



Слика 20.2: Илустрација резултата.

облик у временском домену се одређује непосредном идентификацијом табличних трансформација¹⁶ $i_1(t) = \frac{I_0}{2} \left(\cos \left(\frac{\omega_0}{\sqrt{1+k}} t \right) + \cos \left(\frac{\omega_0}{\sqrt{1-k}} t \right) \right)$.

Друга струја се налази на сличан аналоган начина растављањем израза (20.8) на парцијалне разломке:

$$I_2 = \frac{A}{s^2(1-k) + \omega_0^2} + \frac{B}{s^2(1+k) + \omega_0^2} \quad (20.11)$$

$$\begin{cases} A = \frac{I_0 \omega_0^2 k s}{(s^2(k-1) - \omega_0^2)(s^2(k+1) + \omega_0^2)} \Big|_{s^2 = \frac{\omega_0^2}{k-1}} = I_0 s \frac{1-k}{2} \\ B = \frac{I_0 \omega_0^2 k s}{(s^2(k-1) - \omega_0^2)(s^2(k+1) + \omega_0^2)} \Big|_{s^2 = -\frac{\omega_0^2}{1+k}} = I_0 s \frac{1+k}{2} \end{cases} \quad (20.12)$$

Одакле се има резултат $I_2 = \frac{I_0}{2} \left(\frac{s}{s^2 + \frac{\omega_0^2}{k+1}} - \frac{s}{s^2 + \frac{\omega_0^2}{1-k}} \right)$. Примећујемо да се резултат за ову струју разликује само по знаку једног члана од комплексне струје I_1 , самим тим, резултат у временском домену је $i_2(t) = \frac{I_0}{2} \left(\cos \left(\frac{\omega_0}{\sqrt{1+k}} t \right) - \cos \left(\frac{\omega_0}{\sqrt{1-k}} t \right) \right)$.

(в) Уколико се по претпоставци усвоји да је $k \ll 1$ онда се може апроксимирати¹⁷ да је $\frac{1}{\sqrt{1 \pm k}} = 1 \mp \frac{1}{2}k$. Погоднији облик струја се може добити изражавањем збира односно разлике косинуса преко производа.¹⁸ има се приближни резултат:

$$i_1(t) \approx I_0 \cos(2\omega_0 t) \cos(k\omega_0 t), \quad (20.13)$$

$$i_2(t) \approx -I_0 \sin(2\omega_0 t) \sin(k\omega_0 t). \quad (20.14)$$

¹⁶Релевантна таблична трансформација је $\mathcal{L}\{\cos(\omega_0 t)\} = \frac{s}{s^2 + \omega_0^2}$

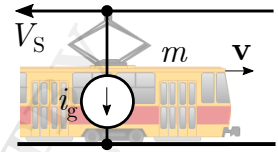
¹⁷Користи се апроксимација првим чланом Тејлоровог развоја $(1+x)^\alpha \approx 1 + \alpha x$, за $\alpha = -\frac{1}{2}$.

¹⁸Одговарајући тригонометријски идентитеи јесу $\cos x + \cos y = 2 \cos \left(\frac{x+y}{2} \right) \cos \left(\frac{x-y}{2} \right)$, и $\cos x - \cos y = -\sin \left(\frac{x+y}{2} \right) \sin \left(\frac{x-y}{2} \right)$

Добијени резултати приказани су на графику на слици 20.2. На слици пуном линијом су приказани одговарајући сигнали. Испрекиданим линијама приказане су енvelope тих сигнала, које илуструју процес „петања“ енергије између једног и другог осцилаторног кола. Појава која је добијена дешава се у општем случају у систему спрегнутих осцилатора.

4.2 Преносне функције LTI система

21. На слици 21.1 приказан је упрошћени модел електричног трамваја масе $m = 20$ [t] који се креће по равnoj прузи. Трамвај се напаја из мреже константног напона $V_S = 650$ [V]. Мотор трамваја се представља идеалним струјним генератором, струје је $i_g = i_g(t)$, која се може контролисати. Претпоставити да се сва снага коју мрежа предаје мотору, без губитака, претвара у механичку енергију посредством механичке силе. На трамвај делује и сила отпора ваздуха дата изразом $\mathbf{F}_{ov} = -b\mathbf{v}$, где је



Слика 21.1

$b = 150 \left[\frac{\text{N}}{\text{km/h}} \right]$ а $v = v(t)$ је брзина трамваја. Посматрамо систем чији једини улаз представља струја i_g а једини излаз тренутна брзина v трамваја. Ако је познато да се тај систем може представити као каскадна веза једног линеарног система чија је функција преноса $H(s)$ и једног нелинеарног система без меморије чија је статичка преносна карактеристика $f(u)$, одредити једно решење за $H(s)$ и $f(u)$. Објаснити да ли је посматрани систем линеаран. Скицирати временски дијаграм тренутне брзине трамваја ако је управљачка струја дата изразом $i_g = I_0 \text{rect} \left(\frac{t}{T} - 1 \right)$, где су $I_0 = 250$ [A] и $T = 20$ [s], а трамвај полази из мировања.

Помоћ. Снага механичке силе F која делује на круто тело које се креће брзином v равна је $P = Fv$.

РЕШЕЊЕ: (а) Укупна механичка снага која делује на трамвај разлика је снаге коју улаже генератор и снаге губитака на отпор ваздуха,

$$P_{\text{meh}} = P_g - P_{ov}. \quad (21.1)$$

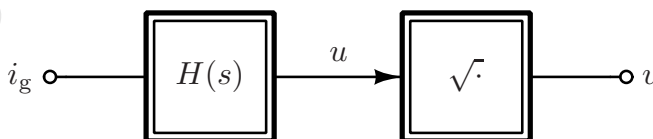
Снагом генератора се управља индиректно помоћу управљачке струје, $P_g = V_S i_g$ док је снага губитака на рачун отпора ваздуха $P_{ov} = F_{ov} v = -bv^2$. Пошто се трамвај креће по равnoj прузи механички рад претвара се у кинетичку енергију па је $P_{\text{meh}} = \frac{dW_k}{dt} = \frac{m}{2} \frac{d(v^2)}{dt}$. Заменом свих одређених снага у израз добија се диференцијална једначина (21.1):

$$\frac{m}{2} \frac{d(v^2)}{dt} = V_S i_g - bv^2 \quad (21.2)$$

Добијена диференцијална једначина по v није линеарна, али се може приметити да је линеарна по v^2 што користимо увођењем одговарајуће смене $u = v^2$, чиме се добија диференцијална једначина на основу које се лако може наћи преносна функција $H(s) = \frac{U(s)}{I_g(s)}$ као

$$\frac{m}{2} \frac{du}{dt} = V_S i_g - bu \Big|_{\mathcal{L}} \Rightarrow \frac{sm}{2} U(s) = V_S I_g(s) - bU(s) \Rightarrow H(s) = \frac{V_S}{\frac{m}{2}s + b} \quad (21.3)$$

Одговарајућа смена се може третирати као нелинеарни систем без меморије, па је тако у целини дати систем представљен каскадном везом линеарног система функције преноса



Слика 21.2

$H(s)$ и нелинеарног система без меморије статичке преносне карактеристике $f(u) = \sqrt{u}$ као на слици 21.2.

(б) Линеарност система проверава се испитивањем хомогености и адитивности. Систем је хомоген уколико, вреди $O\{kx(t)\} = kO\{x(t)\}$. Посматраћемо брзину у устаљеном стању, односно када је $\frac{dv^2}{dt} \rightarrow 0$, тада важи да је $V_S i_g(\infty) - bv(\infty)^2 \rightarrow 0$, односно $v(\infty) = \sqrt{\frac{V_S i_g(\infty)}{b}}$. На основу израза се види да је $v(\infty) \propto i_g(\infty)$ па систем није хомоген, а самим тим ни линеаран. Нагласимо да у општем случају каскадна веза линеарног и нелинеарног система није линеаран систем, ипак, постоје практичне примене у којима се користе нелинеарни системи за изградњу система који су у целини линеарни (нпр. транслинеарна кола у аналојној електроници).

(в) Одзив на задату побуду одредићемо одређивањем међурешења $u(t)$. Побуда се може записати у облику $i_g = I_0(u(t) - u(t-T))$. Тако да ће одзив бити $u(t) = I_0(g(t) - g(t-T))$, где је $g(t)$ одскочни одзив система $H(s)$, због његове линеарности. Одскочни одзив одређујемо у комплексном домену, растављањем на парцијалне разломке

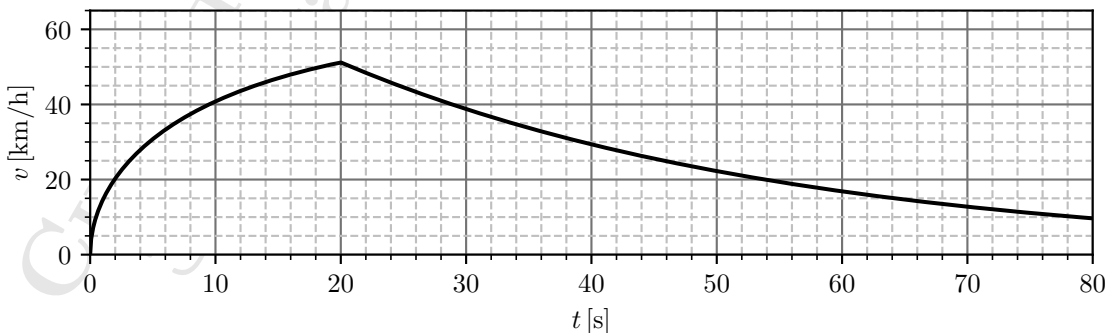
$$G(s) = \underbrace{\frac{1}{s}}_{\mathcal{L}\{u(t)\}} \cdot \underbrace{\frac{V_S}{\frac{m}{2}s + b}}_{H(s)} = \frac{A}{s} + \frac{B}{\frac{m}{2}s + b} = \begin{cases} A = \frac{V_S}{\cancel{\frac{m}{2}s + b}} \Big|_{s=0} = \frac{V_S}{b} \\ B = \frac{V_S}{s \left(\frac{m}{2}s + b \right)} \Big|_{s=-\frac{2b}{m}} = -\frac{mV_S}{2b} \end{cases} \quad (21.4)$$

Сређивањем добијеног израза добија се $G(s) = \frac{V_S}{b} \left(\frac{1}{s} - \frac{1}{s + \frac{2b}{m}} \right)$ па се инверзном Лапласовом трансформацијом налази $g(t) = \mathcal{L}^{-1}\{G(s)\} = \frac{V_S}{b} \left(1 - e^{-\frac{2b}{m}t} \right) u(t)$, сређивањем се даље налази

$$u(t) = \frac{I_0 V_S}{b} \left(\left(1 - e^{-\frac{2b}{m}t} \right) u(t) - \left(1 - e^{-\frac{2b}{m}(t-T)} \right) u(t-T), \right) \quad (21.5)$$

што се може расписати и као

$$u(t) = \frac{I_0 V_S}{b} \cdot \begin{cases} 0, & t < 0 \\ 1 - e^{-\frac{2b}{m}t}, & 0 < t < T \\ (e^{2bT/m} - 1)e^{-\frac{2b}{m}t}, & t > T \end{cases} \quad (21.6)$$



Слика 21.3

па је израз за брзину са израчуатим константама:

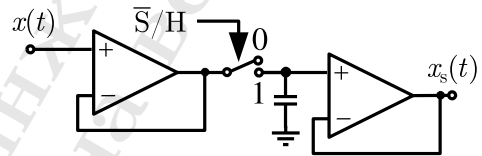
$$v(t) \approx 62,5 \left[\frac{\text{km}}{\text{h}} \right] \cdot \sqrt{\begin{cases} 0, & t < 0 \\ 1 - e^{-t/18 [\text{s}]}, & 0 < t < T \\ 2,04 e^{-t/18 [\text{s}]}, & t > T \end{cases}} \quad (21.7)$$

Добијени резултат приказан је на слици.

5 Одабирање и реконструкција сигнала

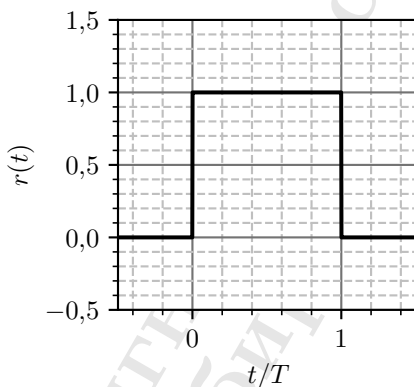
5.1 „Памти-прати“ (SH) кола

22. Сигнал $x(t) = 2 \sin(\omega_0 t)$, где је $\omega_0 = 100\pi$, доводи се на улаз кола са слике. Прекидач у колу је отворен, осим у тренуцима $t = kT$ када је *крайњокоштрајно* затворен ($k \in \mathbb{Z}$). Познато је $T = \frac{2\pi}{\omega_s}$, $\omega_s = 800\pi$. Ако се излазни сигнал кола, $x_s(t)$ обради идеалним филтром функције преноса $H(j\omega) = a \text{rect}\left(\frac{\omega}{4\omega_0}\right)$, израчунати константу a тако да се као резултат добије тачно $y(t) = \sin(\omega_0 t + \phi)$, и том приликом израчунати угао $0 \leq \phi < 2\pi$.

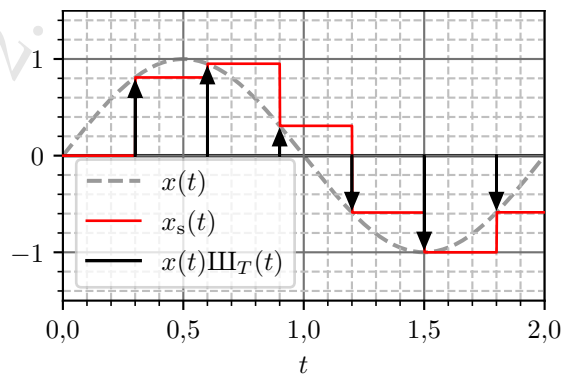


Слика 22.1

РЕШЕЊЕ: Операциони појачавачи у колу повезани су у конфигурацију два јединична бафера. Сигнал на излазу левог операционог појачавача једнак је сигналу $x(t)$, док је напон на кондензатору једнак напону на излазу кола $x_s(t)$. Када је прекидач отворен, напон кондензатора се не мења, док при краткотрајном затварању у тренуцима kT , напон кондензатора прима вредност $x(kT)$. Ово доводи до степеничастог напона, израђеног од низа правоугаоних импулса.



(а) $r(t)$



(б) Уз пример, $T = 0,3$.

Слика 22.2

Такав сигнал се може изградити помоћу низа померених правоугаоних јединичних импулса облика $r(t) = u(t) - u(t - T)$, приказаних на слици 22.2а. Облик излазног сигнала

се онда може представити као $x_s(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x(kT) \cdot r(t - kT)$. Пошто се онда конволуција са Дираковим импулсом може користити за померање у времену, односно важи $r(t - kT) = r(t) * \delta(t - kT)$, добијени израз се може трансформисати поступком¹⁹

$$x_s(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x(kT) \cdot r(t - kT) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x(kT) \cdot r(t) * \delta(t - kT) = r(t) * x(t) \text{Ш}_T(t). \quad (22.1)$$

Тако добијени израз даје основу за фреквенцијску анализу сигнала. Одређивањем спектра таквог сигнала, применом теорема о трансформацији конволуције и проивода, налазимо резултат:

$$X_s(j\omega) = \mathcal{FT}\{x_s(t)\} = R(j\omega) \cdot \frac{1}{2\pi} \left(X(j\omega) * \underbrace{\frac{2\pi}{T} \text{Ш}_{\omega_s}(\omega)}_{\omega_0} \right) = \frac{1}{T} R(j\omega) \sum_{k=-\infty}^{\infty} X(j(\omega - k\omega_s)) \quad (22.2)$$

Израз након филтрирања идеалним филтром је онда облика $X_s^{(f)}(j\omega) = X_s(j\omega) \cdot H(j\omega) = \frac{1}{T} R(j\omega) \sum_{k=-\infty}^{\infty} X(j(\omega - k\omega_s)) \cdot a \text{rect}\left(\frac{\omega}{4\omega_0}\right)$. Пошто је задовољена теорема одберињања ($\omega_s > 2\omega_0$) не долази до преклапања спектралних реплика, па тако идеални филтар који одбацује све чланове ван опсега $\left(-\frac{\omega_0}{2}, \frac{\omega_0}{2}\right)$ задржава само централну спектралну реплику, за $k = 0$, тиме остаје резултат филтрирања $X_s^{(f)}(j\omega) = X_s(j\omega) \cdot H(j\omega)$, односно $X_s(j\omega) = \frac{a}{T} R(j\omega) X(j\omega)$. Практично, може се сматрати да се цео систем од улаза до излаза, у општијем случају под претпоставком задовољења теореме одабирања, може представити једном функцијом преноса облика

$$G(j\omega) = \frac{X_s^{(f)}(j\omega)}{X(j\omega)} = \frac{aR(j\omega)}{T}. \quad (22.3)$$

Заменом резултата за спектар датог правогаоног импулса из задатка 19 и спектра стопериодичног сигнала налазимо конкретан резултат за функцију преноса $G(j\omega) = a \cdot \frac{1 - e^{-j\omega T}}{j\omega T}$. Одређивањем функције преноса на учестаности побуде $\omega = \omega_0$ налазе се појачање амплитуде и фазни померај излазног сигнала.

$$|G(j\omega_0)| = a \left| \frac{1 - e^{-j\omega_0 T}}{j\omega_0 T} \right| = \frac{a \sqrt{2(1 - \cos(\omega_0 T))}}{\omega_0 T} \quad (22.4)$$

$$\arg G(j\omega_0) = \frac{\omega_0 T - \pi}{2} \quad (22.5)$$

Пошто је према услову задатка $\omega_0 T = \frac{\pi}{4}$ коначно се добија да је $|G(j\omega_0)| = \frac{4a}{\pi} \sqrt{2 - \sqrt{2}}$ и $\phi = -\frac{3\pi}{8}$. Према услову задатка, амплитуда побудног и одзивног сигнала је иста, то мора бити $|G(j\omega_0)| = 1$ па је $a = \frac{\pi}{4\sqrt{2 - \sqrt{2}}}$.

Скренимо пажњу на општи закључак. Уколико је теорема одабирања задовољена, односно, уколико не долази до преклапања спектралних реплика, онда се резултат 22.3 може

¹⁹Користи се правило еквиваленције $x(kT)\delta(t - kT) = x(t)\delta(t - kT)$.

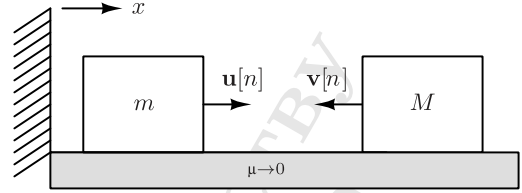
сматрати општим. Односно, он показује како облик реконструкционог импулса $r(t)$, утиче на спектар одзивног сигнала.

Читаоцу се препоручује да размотри какав се сигнал јавља на излазу целог система, уколико се уместо датог идеалног филтра пропусника ниских учестаности, $H(j\omega)$ искористи филтар пропусник опсега учестаности, централне кружне учестаности $2\omega_0$.

6 Z -траснсформација

6.1 Системи диференцих једначина

***23.** У механичком систему са слике познат је однос маса крутих блокова $\alpha = \frac{M}{m}$. Зид са леве је веома масиван и практично непокретан, а са десне стране подлога се протеже у бесконачност. Занемарити трење између подлоге и блокова, $\mu \rightarrow 0$. У почетном тренутку су вектори брзина блокова $\mathbf{v} = v_0 \mathbf{i}_x$ и $\mathbf{u} = 0$ ($v_0 > 0$).



Слика 23.1

Након k међусобних судара блокова су њихови алгебарски интензитети брзина $v[k]$ и $u[k]$. (а) Одредити низове $v[k]$ и $u[k]$. Одредити (б) укупан број судара између блокова у процесу, N , ако је $\alpha = 400^m$, где је m цео број. Сматрати да су сви судари у систему *ајсолоујино еластични*.

Помоћ. Након апсолутно еластичног судара, дуж правца, између блокова масе m_1 и m_2 почетних алгебарских интензитета брзина u_1 и u_2 њихови нови алгебарски интензитети брзина су $v_1 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} u_1 + \frac{2m_2}{m_1 + m_2} u_2$ и $v_2 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} u_1 + \frac{m_2 - m_1}{m_1 + m_2} u_2$ редом. Референтни смерови брзина блокова су један ка другом.

РЕШЕЊЕ: Пошто се судари дешавају у дискретним временским тренуцима док је између њих стање система непроменљиво, процес представљен у задатку се може сматрати *дискретним* у односу на текући број судара. Стање након k -тог судара описано је системом датих диференцијалних једначина као

$$v[k+1] = \frac{M-m}{M+m} v[k] + \frac{2m}{M+m} (-u[k]) \quad (23.1)$$

$$u[k+1] = \frac{2M}{M+m} v[k] + \frac{m-M}{M+m} (-u[k]), \quad (23.2)$$

Важно је нагласити да се у једначинама појављује $-u[k]$ будући да леви блок у судару учествује *након* одбијања о зид са леве стране што доводи до промене знака брзине тог блока. Елиминисањем конкретних маса преко задатог параметра α има се

$$v[k+1] = \frac{\alpha-1}{\alpha+1} v[k] - \frac{2}{\alpha+1} u[k] \quad (23.3)$$

$$u[k+1] = \frac{2\alpha}{\alpha+1} v[k] - \frac{1-\alpha}{\alpha+1} u[k] \quad (23.4)$$

(б) Одређивање одзива система обавља се применом \mathcal{Z} -трансформације уз уважавање почетних услова²⁰ чиме се добија

$$z(V(z) - v[0]) \overset{v_0}{=} \frac{\alpha-1}{\alpha+1} V(z) - \frac{2}{\alpha+1} U(z) \quad (23.5)$$

$$z(U(z) - u[0]) = \frac{2\alpha}{\alpha+1} V(z) - \frac{1-\alpha}{\alpha+1} U(z) \quad (23.6)$$

Сређивањем израза у форму система алгебарских једначина по $V(z)$ и $U(z)$ има се.

$$-zv[0] = \left(\frac{\alpha-1}{\alpha+1} - z \right) V(z) - \frac{2}{\alpha+1} U(z) \quad (23.7)$$

$$0 = \frac{2\alpha}{\alpha+1} V(z) - \left(\frac{1-\alpha}{\alpha+1} + z \right) U(z) \quad (23.8)$$

²⁰ користи се теорема $\mathcal{Z}\{x[n+1]\} = z(\mathcal{Z}\{x[n]\} - x[0])$.

Решавањем система једначина налазе се резултати:

$$U(z) = \frac{2\alpha v_0 z}{z^2 + 2z \frac{1-\alpha}{1+\alpha} + 1} \quad (23.9)$$

$$V(z) = \frac{v_0 z \left(z + \frac{1-\alpha}{1+\alpha} \right)}{z^2 + 2z \frac{1-\alpha}{1+\alpha} + 1} \quad (23.10)$$

Непосредном идентификацијом, одређујемо инверзну \mathcal{Z} -трансформацију добијених резултата: $u[k] = v_0 \sqrt{\alpha} \sin(k\Omega_0)$ и $v[k] = v_0 \cos(k\Omega_0)$, где је $\Omega_0 = \arccos\left(\frac{\alpha-1}{\alpha+1}\right)$.

Блокови ће наставити сударање све док након k судара брзина десног блока у десно не постане већа од брзине левог блока – односно, када након одбијања левог блока о зид он не буде могао да сустигне већи блок. То је изражено условом у облику $-v[k] \geq u[k]$. Гранично решење потражимо у скупу реалних бројева сменом $k \mapsto t$ као

$$-v_0 \cos(t\Omega_0) = v_0 \sqrt{\alpha} \sin(t\Omega_0) \Rightarrow \cos(t\Omega_0) = -\sqrt{\alpha} \sin(t\Omega_0) \Rightarrow \tan(t\Omega_0) = -\frac{1}{\sqrt{\alpha}} \quad (23.11)$$

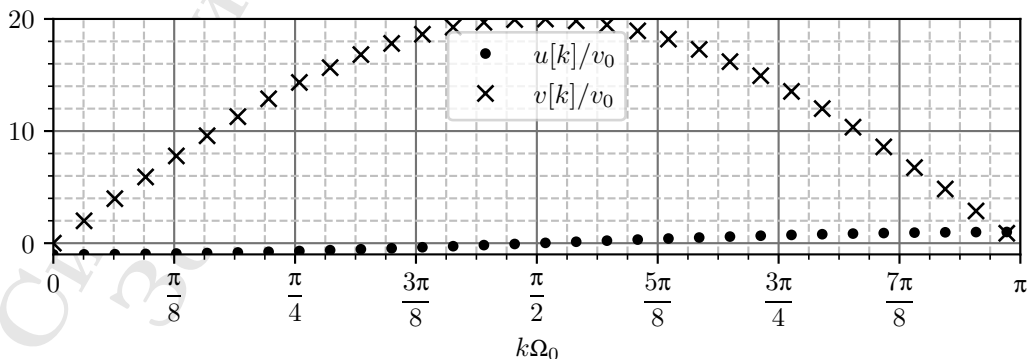
$$\Rightarrow t = \frac{1}{\Omega_0} \left(\arctan\left(-\frac{1}{\sqrt{\alpha}}\right) + \pi \right) \quad (23.12)$$

$$\Rightarrow k_{\max} = N = \lfloor t \rfloor = \left\lfloor \frac{1}{\Omega_0} \left(\arctan\left(-\frac{1}{\sqrt{\alpha}}\right) + \pi \right) \right\rfloor \quad (23.13)$$

Размотримо шта се дешава када α постаје велико. Тада је $\arctan\left(-\frac{1}{\sqrt{\alpha}}\right) \rightarrow 0$, а добијена дискретна кружна учестаност се може апроксимирати у околини јединице помоћу Тејлоровог развоја²¹ поступком

$$\Omega_0 = \arccos\left(\frac{\alpha-1}{\alpha+1}\right) = \arccos\left(1 - \frac{2}{\alpha+1}\right) \approx \frac{2}{\sqrt{\alpha}} \quad (23.14)$$

Заменом добијене апроксимације у израз 23.13 добија се резултат: $N = \lfloor \pi\sqrt{\alpha}/2 \rfloor$. Односно, уколико је $\alpha = 400^m$ онда је $N = \lfloor 10^m \pi \rfloor$, дакле, првих m цифара броја π (!) На слици 23.2 приказан је један пример сигнала $v[k]$ и $u[k]$ за $\alpha = 400$.



Слика 23.2: Пример за $\alpha = 400$, укупно $N = \lfloor 10\pi \rfloor = 31$ судара.

²¹Када је $x \rightarrow 0$ тада је $\arccos(1-x) \approx \sqrt{2x}$

Сигнали и системи у инжењерству
Збирка задатака, Радна верзија:
2. март 2024.

Додатак А

Решавање диференцијалних једначина

1 Увод

Диференцијалне једначине су једначине које су дефинисане над бројевним низовима $x[n]$ ($n \in \mathbb{N}$). Називају се још и *рекурентним једначинама* будући да дају везу између n -тог члана и преосталих чланова низа (рекурентна/рекурзивна веза). У том смислу, диференцијална једначина k -тог реда је, на пример, једначина облика:

$$\Phi(x[n], x[n-1], \dots, x[n-k]) = 0. \quad (\text{A.1})$$

Еквивалентно, овакве једначине могу се формулисати и дефинисањем текућег у односу на претходне и наредне чланове низа. Додатно, за јединствено решење диференцијалне једначине k -тог реда потребно је познавати k вредности низа, на пример. $x[0], x[-1], \dots, x[-k+1]$ (тзв. помоћне вредности) што је еквивалентно почетним условима диференцијалних једначина. Решења диференцијалних једначина се у општем случају не налазе једноставно (налик на диференцијалне једначине). Ипак, постоји поступак решавања за конкретан облик диференцијалних једначина погодан за примену у анализи линеарних система о коме ће бити речи и у овом документу.

Најједноставнија диференцијална једначина је једначина

$$x[n] = kx[n-1], \quad (\text{A.2})$$

где је $k \in \mathbb{R}$ позната константа. Уколико усвојимо да је $x[0] = a$ лако се уочава шема:

$$x[1] = kx[0] = ka \quad (\text{A.3})$$

$$x[2] = kx[1] = k \cdot ka = k^2a \quad (\text{A.4})$$

$$x[3] = kx[2] = k \cdot k^2a = k^3a \quad (\text{A.5})$$

$$\vdots \quad (\text{A.6})$$

Односно, уочава се да је решење $x[n] = k^n a$. Практично, на основу формулације такве диференцијалне једначине поставља се као природно решење скалирана експоненцијална функција $x[n] = Ck^n$. Ово је слично као у случају диференцијалних једначина где су природна решења облика $e^{\lambda x}$. У оба случаја, заједничко је то да под трансформацијом која дефинише једначину (у случају диференцијалне једначине то је извод, а у случају диференцијалне

једначине то је *кашињење*) природно решење не мења облик:

$$e^{\lambda t} \xrightarrow{\frac{d}{dt}} \lambda e^{\lambda t} \sim e^{\lambda t} \quad (\text{A.7})$$

$$\lambda^n \xrightarrow{n \rightarrow n-1} \lambda^{n-1} = \frac{1}{\lambda} \lambda^n \sim \lambda^n \quad (\text{A.8})$$

Односно, као што решења линеарних диференцијалних једначина треба тражити у облику $e^{\lambda x}$ тако решења линеарних диференцијалних једначина треба тражити у облику λ^n .

2 Линеарне хомогене диференцне једначине са константним коефицијентима

Обична линеарна хомогена диференцна једначина k -тог реда са константним реалним коефицијентима је једначина облика:

$$a_k x[n] + a_{k-1} x[n-1] + a_{k-2} x[n-2] + \dots + a_0 x[n-k] = 0, \quad (a_j \in \mathbb{R}) \quad (\text{A.9})$$

или у еквивалентном облику

$$a_k x[n+k] + a_{k-1} x[n+k-1] + \dots + a_0 x[n] = 0 \quad (a_j \in \mathbb{R}) \quad (\text{A.10})$$

Где је познато k вредности за $x[n]$. Претпостављајући облик решења у облику $x[n] = \lambda^n$ и заменом у (A.10) има се:

$$a_k \lambda^{n+k} + a_{k-1} \lambda^{n+k-1} + \dots + a_0 \lambda^n = 0 \Rightarrow \quad (\text{A.11})$$

$$\lambda^n (a_k \lambda^k + a_{k-1} \lambda^{k-1} + \dots + a_0) = 0. \quad (\text{A.12})$$

Члан у загради у изразу (A.12) назива се *карактеристичним полиномом* диференцне једначине:

$$P(\lambda) = a_k \lambda^k + a_{k-1} \lambda^{k-1} + \dots + a_0 \quad (\text{A.13})$$

Добијени полином је исти и за другу варијанту диференцне једначине као из израза (A.9). Степен полинома одговара реду диференцне једначине $\deg P = k$, и једнак је броју линеарно независних партикуларних решења диференцне једначине. Зависно од структуре скупа коренова овог полинома $\{\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_k\}$ одређују се и сама партикуларна решења полазне диференцне једначине. Пошто је посматрана диференцна једначина линеарна, њено опште решење јесте свака линеарна комбинација њених партикуларних решења, односно:

$$x[n] = C_1 \lambda_1^n + C_2 \lambda_2^n + \dots + C_k \lambda_k^n. \quad (\text{A.14})$$

Уколико су неки од коренова вишеструки, јасно је онда да сви чланови λ_i^n нису линеарно независни. На пример, уколико је $\lambda_i = \lambda_j$ онда је $C_i \lambda_i + C_j \lambda_j = (C_i + C_j) \lambda_i$ само једно партикуларно решење. Показује се да је друго партикуларно решење у том случају $n \lambda_i^n$, односно, двоструком корену карактеристичног полинома λ_i одговарају два партикуларна решења λ_i^n и $n \lambda_i^n$. У општем случају корена λ_i вишеструкости q њему одговарају q партикуларних решења и то $\{\lambda_i^n, n \lambda_i^n, n^2 \lambda_i^n, \dots, n^{q-1} \lambda_i^n\}$.

Будући да су разматрани коефицијенти карактеристичног полинома реални, то његови евентуално комплексни корени $\underline{\lambda}_i = \rho e^{j\phi}$ морају имати комплексно конјуговани пар $\underline{\lambda}_j = \underline{\lambda}_i^* = \rho e^{-j\phi}$. Овим двома комплексним коренима одговарају и два линеарно независна партикуларна решења диференцне једначине и то су $\underline{\lambda}_i^n$ и $\underline{\lambda}_i^{*n}$. То се може записати и на следећи начин, применом тригонометријског облика комплексног броја:

$$C_i \underline{\lambda}_i^n + C_j \underline{\lambda}_i^{*n} = C_i \rho^n (\cos(n\phi) + j \sin(n\phi)) + C_j \rho^n (\cos(n\phi) - j \sin(n\phi)) \quad (\text{A.15})$$

$$= \underbrace{(C_i + C_j)}_{\underline{C}'_i} \rho^n \cos(n\phi) + j \underbrace{(C_i - C_j)}_{\underline{C}'_j} \rho^n \sin(n\phi) \quad (\text{A.16})$$

Дакле, као еквивалентан пар линеарно независних решења могу се посматрати и $\{\rho^n \cos(n\phi), \rho^n \sin(n\phi)\}$. На сличан начин, множењем са n^i , се могу добити и партикуларна решења за вишеструке комплексно конјуговане половине као у претходном случају.

2.1 Резиме

За једначине облика (A.10) или (A.9) дефинише се карактеристични полином (A.12) чији скуп коренова одређује партикуларна решења према обрасцу:

- Сваком једноструком реалном корену λ_i одговара тачно једно партикуларно решење λ_i^n .
- Сваком вишеструком реалном корену λ_i вишеструкости q одговара тачно q партикуларних решења $\{\lambda_i^n, n\lambda_i^n, n^2\lambda_i^n, \dots, n^{q-1}\lambda_i^n\}$
- Сваком пару комплексно конјугованих коренова $\underline{\lambda}_i$ и $\underline{\lambda}_j = \underline{\lambda}_i^*$ одговарају два партикуларна решења и то $\{\rho^n \cos(n\phi), \rho^n \sin(n\phi)\}$.
- Сваком пару вишеструкости p комплексно конјугованих коренова $\underline{\lambda}_i$ и $\underline{\lambda}_j = \underline{\lambda}_i^*$ одговарају $2p$ партикуларних решења и то

$$\{\rho^n \cos(n\phi), n\rho^n \cos(n\phi), n^2\rho^n \cos(n\phi), \dots, n^{p-1}\rho^n \cos(n\phi), \},$$

и

$$\{\rho^n \sin(n\phi), n\rho^n \sin(n\phi), n^2\rho^n \sin(n\phi), \dots, n^{p-1}\rho^n \sin(n\phi), \}.$$

тима је исцрпљен скуп могућности за коренове карактеристичног полинома. Имајући свих k линеарно независних партикуларних решења $x_{p,i}[n]$ има се коначно опште решење диференчне једначине у облику:

$$x[n] = C_1 x_{p,1}[n] + C_2 x_{p,2}[n] + \dots + C_k x_{p,k}[n]. \quad (\text{A.17})$$

2.2 Примери

Пример 1. Одредити решење диференчне једначине

$$x[n] - 4x[n-1] + 5x[n-2] - 4x[n-3] + 4x[n-4] = 0 \quad (\text{A.18})$$

ако су познате помоћне вредности $x[0] = 0$, $x[1] = 1$, $x[2] = 11$, $x[3] = 41$.

Решење: Карактеристични полином је $P(\lambda) = \lambda^4 - 4\lambda^3 + 5\lambda^2 - 4\lambda + 4$. Коренове полинома степена већег од два у општем случају није лако наћи. Ипак, постоје неке препоруке за „погађање“ корена. На пример, уколико су сви корени целобројни, онда морају делити слободни члан. Дакле, потенцијални кандидати за целобројне корене су у овом случају $\{1, -1, 2, -2, 4, -4\}$. Лако се проверава да су $P(1) = 1$, $P(-1) = 18$, $P(2) = 0$, $P(-2) = 80$, $P(4) = 68$, $P(-4) = 612$. Односно, један од коренова је 2. Да би се пронашли остали корени, потребно је полином поделити са $(\lambda - 2)$ што се може извести на више начина а најефикаснији је применом Хорнерове шеме:

	λ^4	λ^3	λ^2	λ^1	1
	1	-4	5	-4	4
2	1	-2	1	-2	$\Rightarrow \lambda^3 - 2\lambda^2 + \lambda - 2$

Поново се утврђује провером да је целобројни корен овог полинома 2, односно, поступак треба поновити још једном:

	λ^3	λ^2	λ^1	1
	1	-2	1	-2
2	1	0	1	$\Rightarrow \lambda^2 + 1$

Преостали су још само корени полинома $\lambda^2 + 1$ што су $\{j, -j\}$.

Коначно, сви корени карактеристичног полинома су $[2, 2, j, -j]$. Двоструком корену $\lambda_1 = 2$ одговарају два партикуларна решења и то $x_{p,1}[n] = 2^n$ и $x_{p,2}[n] = n2^n$. Конјугованом пару $\{j, -j\}$ одговарају два партикуларна решења. $\left\{ \cos\left(\frac{n\pi}{2}\right), \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \right\}$ Опште решење је облика:

$$x[n] = C_1 2^n + C_2 n 2^n + C_3 \cos\left(\frac{n\pi}{2}\right) + C_4 \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \quad (\text{A.19})$$

Заменом помоћних вредности у добијено опште решење добија се систем једначина:

$$\begin{aligned} x[0] &= 0 = C_1 + C_3 \\ x[1] &= 1 = 2C_1 + 2C_2 + C_4 \\ x[2] &= 11 = 4C_1 + 8C_2 - C_3 \\ x[3] &= 41 = 8C_1 + 24C_2 - C_4. \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

Решавањем добијеног система једначина добијају се непознате константе $C_1 = -1$, $C_2 = 2$, $C_3 = 1$, $C_4 = -1$. Заменом у опште решење и сређивањем добија се коначни резултат

$$x[n] = (2n - 1)2^n + \cos\left(\frac{n\pi}{2}\right) - \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \quad (\text{A.21})$$

■

Пример 2. Одредити решење диференцне једначине

$$x[n] + x[n - 1] - x[n - 2] - x[n - 3] = 0 \quad (\text{A.22})$$

које задовољава $x[0] = 2$, $x[1] = -1$ и $x[2] = 3$.

Решење: Карактеристични полином је $P(\lambda) = \lambda^3 + \lambda^2 - \lambda - 1$. Полином се може директно факторисати

$$P(\lambda) = \lambda^3 + \lambda^2 - \lambda - 1 \quad (\text{A.23})$$

$$= \lambda^2(\lambda + 1) - (\lambda + 1) \quad (\text{A.24})$$

$$= (\lambda^2 - 1)(\lambda + 1) \quad (\text{A.25})$$

$$= (\lambda - 1)(\lambda + 1)^2. \quad (\text{A.26})$$

Такав карактеристични полином има корене $[1, -1, -1]$ на основу чега има опште решење:

$$x[n] = C_1 + (C_2 + C_3 n)(-1)^n. \quad (\text{A.27})$$

Заменом помоћних вредности добија се систем једначина:

$$x[0] = 2 = C_1 + C_2$$

$$x[1] = -1 = C_1 - C_2 - C_3$$

$$x[2] = 3 = C_1 + C_2 + 2C_3$$

Решења овог система једначина су $C_1 = \frac{3}{4}$, $C_2 = \frac{5}{4}$, $C_3 = \frac{1}{2}$. Коначно решење примера је:

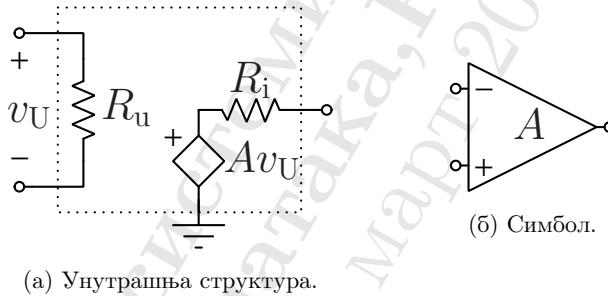
$$x[n] = \frac{3}{4} + \left(\frac{5}{4} + \frac{1}{2}n\right)(-1)^n \quad (\text{A.28})$$

Додатак Б

Операциони појачавач и индуктивни елементи

3 Напонски диференцијални појачавач

Поједностављен модел реалног напонског диференцијалног појачавача без меморије, приказан на слици Б.1а, карактерисан је својом улазном отпорношћу R_u , излазном отпорношћу R_i и напонским појачањем A напонски контролисаног напонског генератора. Има



Слика Б.1: Уз диференцијални појачавач

два улаза, један инвертујући (обележен са „-“) и један неинвертујући (обележен са „+“). Шематски симбол представљен је на слици Б.1б. Дobar диференцијални напонски појачавач задовољава да су $R_u \rightarrow \infty$, $R_i \rightarrow 0$. Такав диференцијални појачавач практично представља идеалан напоном контролисан напонски генератор, када је $v_i = Av_U$.

4 Негативна повратна спрега

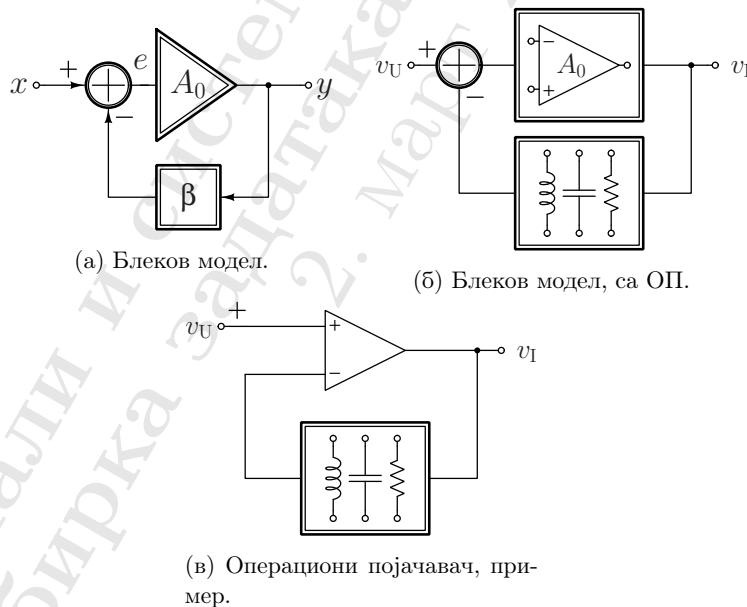
Концепт који суштински мења начин употребе диференцијалног појачавача је са принцип реакције (повратне спреге). Блок модел система са реакцијом приказан је блок дијаграмом на слици Б.2а. У овом моделу, главни појачавач има појачање A_0 а мрежа повратне спреге појачање β . Појачање целокупног система се добија на основу блок дијаграма:

$$e = x - \beta y \quad (\text{Б.1})$$

$$y = A_0 e, \quad (\text{Б.2})$$

одакле се сређивањем добија појачање целог система $A = \frac{y}{x} = \frac{A_0}{1 + \beta A_0}$. Сигнал e назива се још и *сигналом грешке*, а може се изразити преко улазног сигнала као $e = \frac{1}{1 + \beta A_0} x$. Повратна спрега посебно добија на вредности када се размотри главни појачавач са веома великим појачањем, $A_0 \rightarrow \infty$. У том случају су $A_\infty = \lim_{A_0 \rightarrow \infty} \frac{A_0}{1 + \beta A_0} = \frac{1}{\beta}$ и $e_\infty = \lim_{A_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{1 + \beta A_0} = 0$. Односно, за довољно велико појачање главног појачавача, карактеристике система са повратном спрегом диктира мрежа повратне спреге. Посебно, ова топологија се може реализовати, на пример, помоћу операционог појачавача са пасивном мрежом повратне спреге, што је илустровано на слици Б.2б. Према пређашњој дискусији, карактеристике оваквог система зависе само од мреже повратне спреге ако је напонско појачање оваквог доброг диференцијалног појачавача веома велико. Такав диференцијални појачавач, ког кога је још и $A_0 \rightarrow \infty$, назива се **идеални операциони појачавач**. Идеални операциони појачавач најчешће обележавамо изостављањем ознаке напонског појачања. Разлика улазног и повратног сигнала која се појачава, у ваљано одабраној топологији (нпр. слика Б.2в), мора бити разлика напона на улазима операционог појачавача, на основу чега резултат да је $e_\infty \rightarrow 0$ повлачи то да се у оваквом режиму изједначавају напони инвертујућег и неинвертујућег улаза. Важно је нагласити, да ово није једина тополошка опција, већ да се улазни и излазни сигнал могу одузимати и на другачије начине, што се може видети на разним примерима (нпр. инвертујући појачавач).

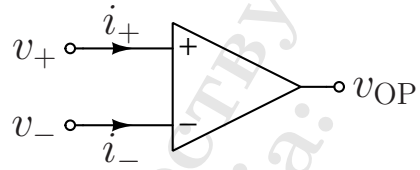
Коначно, уколико је операциони појачавач примењен у режиму повратне спреге онда се он може анализирати помоћу три правила која следе из пређашње анализе:



Слика Б.2: Уз увођење принципа операционог појачавача.

Идеалан операциони појачавач

- $i_+ = i_- = 0$ (јер је $R_u \rightarrow 0$)
- $v_+ = v_-$ (јер је $e_\infty \rightarrow 0$)
- Излаз има произвољну вредност, тако да су задовољени пређашњи услови, $-\infty < v_{OP} < \infty$.



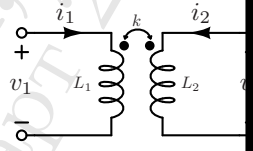
5 Индуктивни трансформатори

5.1 Спрегнути калемови

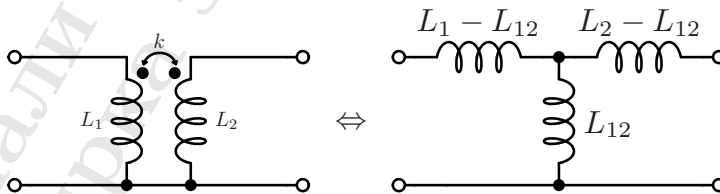
Физички модел на коме су утемељени индуктивни трансформатори је модел спрегнутих калемова. Магнетска спрега два посматрана линеарна намотаја, индуктивности L_1 и L_2 описује се међусобном индуктивношћу $L_{12} = L_{21}$ (за реципрочне средине). Коефицијент магнетске спреге се дефинише као апсолутна вредност међусобне индуктивности сведена на јединицу геометријске средине индуктивности појединих намотаја: $k = \frac{|L_{12}|}{\sqrt{L_1 L_2}}$, за знак међусобне индуктивности је одређен и смером мотања намотаја и шематски се обележава тачкама. Без додатних услова овакав пар спрегнутих калема описан је једначинама у временском домену:

Пар спрегнутих калемова

- $v_1 = L_1 \frac{di_1}{dt} + L_{12} \frac{di_2}{dt}$
- $v_2 = L_{12} \frac{di_1}{dt} + L_2 \frac{di_2}{dt}$



За решавање проблема са спрегнутим калемовима, уколико су калемови кратко спојени са једне стране неретко је веома zgodно прво обавити *распрезање калемова* трансфигурацијом у еквивалентну Т-мрежу као на слици Б.3. Будући да је ово трансфигурација, то подразумева да су ове две мреже еквивалентне у сваком смислу.



Слика Б.3: Уз распрезање калемова.

5.2 Савршени трансформатор

Уколико је магнетска спрега трансформатора савршена, односно уколико нема магнетског расипања, $k = 1$, односно $L_{12} = \pm \sqrt{L_1 L_2}$, такав трансформатор се назива **савршеним**. Без умањења општости, претпоставимо да су референтни смерови напона намотаја одабрали тако да је $L_{12} = \sqrt{L_1 L_2}$. Тада се елиминацијом струја из модела спрегнутих калемова

може показати да важи $\frac{v_1}{v_2} = \sqrt{\frac{L_1}{L_2}}$. Пошто је сопствена индуктивност намотаја сразмерна квадрату броја навојака $L_i \propto N_i^2$, онда је и

$$\boxed{\frac{v_1}{N_1} = \frac{v_2}{N_2}} \quad (\text{Б.3})$$

5.3 Идеални трансформатор

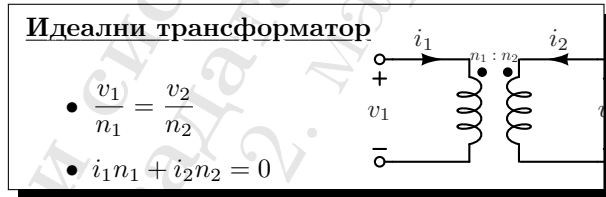
Уколико посматрамо савршени трансформатор и за контуру средње линије језгра напишемо Уопштени Амперов закон имамо једначину

$$N_1 i_1 + N_2 i_2 = \frac{Bl}{\mu_0 \mu_r}, \quad (\text{Б.4})$$

где су B интензитет вектора магнетске индукције у језгру, l дужина средње линије језгра и μ_r релативна пермеабилност материјала од кога је израђено језгро. Представимо број навојака оба намотаја нормализовано као $N_i = n_i N_0$ и заменимо у израз (Б.4). Тада n_i представља релативни број навојака у односу на нормализациони фактор N_0 . За N_0 се може одабрати, на пример, ред величине броја навојака оба намотаја. Уколико су $N_1 = 1000$ и $N_2 = 2000$ онда се може одабрати на пример $n_1 = 1$ и $n_2 = 2$ за $N_0 = 1000$. Другим речима, са n_i кодификујемо релативан број навојака намотаја а са N_0 њихов ред величине. Са тиме у виду једначину (Б.4) можемо записати и као:

$$n_1 i_1 + n_2 i_2 = \frac{Bl}{\mu_0 N_0 \mu_r} \quad (\text{Б.5})$$

Сада, приметимо да уколико је $\mu_r N_0 \rightarrow \infty$ онда једначина постаје $\boxed{n_1 i_1 + n_2 i_2 = 0}$. Тиме се добија модел **идеалног** трансформатора описан са две **алгебарске** једначине:

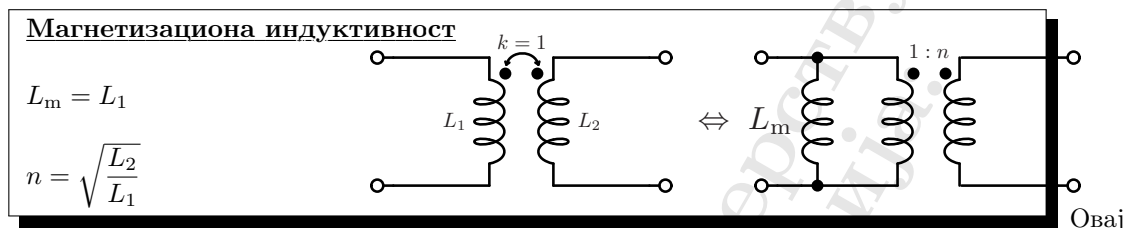


Иако се материјал језгра при пројектовању може одабрати тако да μ_r буде велико, на пример трафо-лимови ($\mu_r \sim 100$), доступни материјали постављају неку горњу границу пермеабилности. Са друге стране, инжењерским одабиром при пројектовању трансформатора може се одабрати велики број навојака намотаја тако да овај услов буде што боље задовољен. На пример, уколико се пројектује трансформатор који треба да удвостручава напон, одабир $(N_1, N_2) = (200, 100)$ је бољи од одабира $(N_1, N_2) = (20, 10)$. То је углавном разлог зашто су скоро сви практични трансформатори са веома великим бројем намотаја, јер је често циљ направити што *идеалнији* трансформатор. Ипак, постоје и неки нарочити изузеци, као на пример Теслин трансформатор. За тачно одређивање потребног броја навојака постоје и други критеријуми, али ћемо се зауставити на овој илустрацији.

5.4 Магнетизациона индуктивност

Савршен трансформатор може се представити и помоћу идеалног трансформатора и једне индуктивности. Положај те индуктивности се може одабрати тако да се решавање

кола највише поједностави (са примарне или секундарне стране). Без доказа наводимо трансфигурацију:



документ се надовезује на вежбе држане четврте седмице. Циљ документа је да обједини и појасни на примерима методе за одређивање импулсног одзива континуалних LTI система.

Сигнали и системи у инжењерству
Збирка задатака, Радна верзија:
2. март 2024.

Додатак В

Одређивање импулсног одзива континуалних LTI система

6 Поједностављење опште форме

Посматрајмо континуални LTI систем описан диференцијалном једначином облика

$$P(D)y(t) = Q(D)x(t), \quad (B.1)$$

где су $x(t)$ и $y(t)$ побуда и одзив система редом, а $P(D)$ и $Q(D)$ произвољни полиноми по оператору диференцирања D . Импулсни одзив овог система $h = h(t)$ представља одзив система на јединичну импулсну побуду $x(t) = \delta(t)$, односно решење једначине

$$P(D)h(t) = Q(D)\delta(t). \quad (B.2)$$

Уколико приметимо смену

$$h(t) = Q(D)h_1(t) \quad (B.3)$$

и заменимо у израз (B.2), даље се може писати

$$P(D)h(t) = Q(D)\delta(t) \Leftrightarrow P(D)Q(D)h_1(t) = Q(D)\delta(t) \Leftrightarrow Q(D)P(D)h_1(t) = Q(D)\delta(t). \quad (B.4)$$

У последњем кораку, начињена је замена редоследа примене оператора, $P(D)Q(D) \equiv Q(D)P(D)$, која је оправдана на основу линеарности. У последњем кораку се може на обе стране применити оператор $Q^{-1}(D)$, чију егзистенцију овде нећемо дискутовати, након чега преостаје резултат:

$$P(D)h_1(t) = \delta(t). \quad (B.5)$$

На основу претходно изнесеног поступка, могуће је одредити импулсни одзив система описаног једначином (B.1) тако што се одреди помоћни одзив $h_1(t)$ помоћног система описаног једначином (B.5) а потом трансформацијом добијеног помоћног одзива у одзив полазног система помоћу (B.3)

Додатно, из практичних разлога постоји ограничење у степенима полинома $\deg P \geq \deg Q$. Уколико се импулсни одзив помоћног система запише у облику $h_1(t) = g(t)u(t)$, онда се могу разликовати случајеви:

$$h(t) = \begin{cases} Q(D)(g(t)u(t)), & \deg P = \deg Q \\ Q(D)(g(t))u(t), & \deg P > \deg Q \end{cases} \quad (B.6)$$

7 Одређивање импулсног одзива за поједностављену форму

На основу претходне дискусије, потребно је и довољно одредити решење једначине $P(D)h_1(t) = \delta(t)$. Препоручена метода за решавање овог проблема је (i) диференцирањем одскочног одзива (дискутовано на предавањима), али се може користити и (ii) поједностављена метода уклапања импулса (енг. *impulse matching*, дискутовано на вежбама).

Прва метода утемељена је на својству линеарности система. Нека је $s_1(t) = O\{u(t)\}$ одскочни одзив посматраног система, онда се диференцирањем обе стране налази

$$\frac{ds_1(t)}{dt} = \frac{d}{dt}O\{u(t)\} = O\left\{\frac{d}{dt}u(t)\right\} = O\{\delta(t)\} = h_1(t), \quad (B.7)$$

при чему је у другом кораку замењен редослед примене оператора диференцирања и система због линеарности. Коначно се има закључак $\frac{ds_1(t)}{dt} = h_1(t)$, односно, **импулсни**

одзив се добија диференцирањем одскочног одзива. Одређивање одскочног одзива представља решавање диференцијалне једначине $P(D)s_1(t) = u(t)$. Велика предност у решавању на овај начин у односу на директно решавање једначине (B.5) јесте то да у њој нема импулса што за последицу има то да је одскочни одзив непрекидан, тако да су једнаке преиницијалне и постиницијалне вредности за $s_1(t)$. Будући да се одскочни одзив одређује за преиницијалне услове равне нули то повлачи да су онда и постиницијални услови равни нули. Одскочни одзив добија се као збир хомогеног и партикуларног дела $s_1 = s_{1h} + s_{1p}$. Хомогени део се одређује на начин показан на часу. Партикуларни део представља усталиени одзив на експоненцијалну побуду $e^{0 \cdot t}u(t)$ и на основу дискусије са часа вежби једнак је $s_{1p} = \frac{1}{P(0)}$.

Друга метода утемељена је на особини линеарне независности различитих извода Диракових импулса. Може се показати да једначина облика:

$$a_0\delta(t) + a_1\delta'(t) + a_2\delta''(t) + \dots + a_n\delta^{(n)}(t) = 0, \quad (n \in \mathbb{N}) \quad (B.8)$$

по непознатим коефицијентима $a_0, a_1, \dots, a_n \in \mathbb{R}$ има само тривијално решење $a_0 = a_1 = a_2 = \dots = a_n = 0$. У контексту решавања диференцијалне једначине облика $P(D)h_1(t) = \delta(t)$ то значи да: (i) пошто се са десне стране налази делта импулс мора се налазити и са леве стране и (ii) пошто се са десне стране не налазе изводи делта импулса њега не може бити ни са леве стране. На основу тога, у изразу $P(D)h_1(t)$ се мора појавити делта импулс и не сме се појавити његов први извод. Претпоставимо да се сабирак $f(t)\delta(t)$ јавља у k -том изводу импулсног одзива, $h_1^{(k)}(t)$, у том случају се у $(k+1)$ -вом изводу импулсног одзива мора наћи сабирак облика $f'(t)\delta(t) + f(t)\delta'(t)$. Односно, да се не би са леве стране појавио извод Дираковог импулса, неопходно је да се импулс појављује тек у највишем изводу импулсног одзива који се јавља у једначини а то је $h^{(\deg P)}(t)$, где је $\deg P$ степен полинома P – ред диференцијалне једначине. Будући да се импулс јавља у $h^{(\deg P)}(t)$ то се Хевисајдова одскочна функција мора јављати у $h^{(\deg P - 1)}(t)$, односно до прекида долази у $(\deg P - 1)$ -вом изводу. Будући да су интегрални Хевисајдове функције непрекидни, то је онда тај и једини извод импулсног одзива који има прекид. На основу тога, ако распишемо оператор система као $P(D) = c_0 + c_1D + c_2D^2 + \dots + c_nD^n$ једначина се може писати као

$$(c_0 + c_1D + c_2D^2 + \dots + c_nD^n)h_1(t) = \delta(t) \quad (B.9)$$

$$c_0h_1(t) + c_1h_1'(t) + c_2h_1''(t) + \dots + c_nh_1^{(n)}(t) = \delta(t) \quad (B.10)$$

Ако интегралимо обе стране добијене једначине $\int_{-\epsilon}^{+\epsilon}$ у произвољно „уским“ границама, $\epsilon \rightarrow 0$, приметивши да онда интегрални свих ограничених функција теже нули преостаје

само члан са импулсом:

$$c_0 \int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} h_1(t) dt + c_1 \int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} h_1'(t) dt + \dots + c_{n-1} \int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} h_1^{(n-1)}(t) dt = \underbrace{\int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} \delta(t) dt}_{=1, \text{ по деф.}} \Rightarrow$$

$$c_n h_1^{(n-1)}(0^+) - c_n h_1^{(n-1)}(0^-) = 1 \quad (\text{B.11})$$

Како су преиницијални услови приликом тражења импулсног одзива равни нули то преостаје $h_1^{(n-1)}(0^+) = \frac{1}{c_n}$. **Коначно су непосредно познати сви постиницијални услови импулсног одзива**

$$h_1(0^+) = 0, \quad h_1'(0^+) = 0, \quad h_1''(0^+) = 0, \dots, \quad h_1^{(n-2)}(0^+) = 0, \quad h_1^{(n-1)}(0^+) = \frac{1}{c_n}, \quad (\text{B.12})$$

где је c_n коефицијент уз највиши извод у диференцијалној једначини а n је ред диференцијалне једначине.

Пример 1. Одредити одзив система описаног диференцијалном једначином $y''(t) + 3y'(t) + 2y(t) = x'(t) + 2x(t)$, на побуду $x(t) = 2e^t u(t - 2)$.

Решење. Одзив на дату побуду $x(t)$ може се одредити конволуцијом. За примену конволуције потребно је прво одредити импулсни одзив система. Систем се може записати у облику (B.1) за $P(D) = D^2 + 3D + 2$ и $Q(D) = D + 2$. Потражимо импулсни одзив помоћног система $P(D)h_1(t) = \delta(t)$.

1. метода (*диференцирањем импулсног одзива*). Импулсни одзив помоћног система тражимо као решење једначине

$$P(D)s_1(t) = u(t). \quad (\text{B.13})$$

Импулсни одзив има хомогени део одређен коренима полинома P и то $\lambda \in \{-2, -1\}$. Облик хомогеног решења је онда $s_{1,h} = C_1 e^{-t} + C_2 e^{-2t}$. Партикуларни део је $s_{1,p} = \frac{1}{P(0)} = \frac{1}{2}$. Коефицијенти у општем облику једначине одскочног одзива налазе се на основу постиницијалних почетних услова који су из раније наведених разлога равни нули.

$$s_1(t) = C_1 e^{-t} + C_2 e^{-2t} + \frac{1}{2} \Rightarrow s_1(0) = 0 = C_1 + C_2 + \frac{1}{2} \quad (\text{B.14})$$

$$s_1'(t) = -C_1 e^{-t} - 2C_2 e^{-2t} \Rightarrow s_1'(0) = 0 = -C_1 - 2C_2. \quad (\text{B.15})$$

Решавањем добијеног система једначина по непознатим коефицијентима добија се $C_1 = -1$, $C_2 = \frac{1}{2}$. Одакле се коначно налази одскочни одзив $s_1(t) = \left(-e^{-t} + \frac{1}{2}e^{-2t} + \frac{1}{2}\right)u(t)$.

Диференцирањем добијеног одскочног одзива добија се и импулсни одзив помоћног система

$$h_1(t) = (e^{-t} - e^{-2t}) u(t)$$

2. метода (*поједностављеном методом уклањања импулса*) Непосредно се решава једначина $P(D)h_1(t) = \delta(t)$. Општи облик импулсног одзива одређен је коренима полинома P на исти начин као у претходној методи, $h_1(t) = C_1 e^{-t} + C_2 e^{-2t}$. На основу закључка методе познати су постиницијални почетни услови као $h_1(0^+) = 0$, $h_1'(0^+) = 1$. Заменом у општи

облик добија се:

$$h_1(t) = C_1 e^{-t} + C_2 e^{-2t} \Rightarrow h_1(0^+) = 0 = C_1 + C_2 \quad (\text{B.16})$$

$$h_1'(t) = -C_1 e^{-t} - 2C_2 e^{-2t} \Rightarrow h_1'(0^+) = 1 = -C_1 - 2C_2, \quad (\text{B.17})$$

$$(\text{B.18})$$

решавањем добијеног система имају се $C_1 = -C_2 = 1$, одакле је $h_1(t) = (e^{-t} - e^{-2t}) u(t)$

Имајући импулсни одзив помоћног система, импулсни одзив полазног система налази се на основу (B.3), одакле је

$$h(t) = Q(D)h_1(t) \Rightarrow h(t) = e^{-t} u(t). \quad (\text{B.19})$$

Одзив на побуду може се потражити конволуцијом

$$y_p(t) = h(t) * x(t). \quad (\text{B.20})$$

У овом случају је најефикасније применити својства конволуције. Побудни сигнал се може записати и као $x(t) = 2e^{t-2} u(t-2) = 2e^2 e^{t-2} u(t-2)$. Приметимо да је побудни сигнал временски померен и скалиран у односу на сигнал $x_1 = e^t u(t)$. Да би се израчунала конволуција (B.20) zgodno је искористити ово својство тако да се конволуција одговарајућим трансформацијама своди на табличну, или једноставнију конволуцију. На основу таблице је $y_{p,1} = h(t) * x_1(t) = e^{-t} u(t) * e^t u(t) = \frac{e^t - e^{-t}}{2} u(t) = \sinh(t) u(t)$. На основу линеарности и временске инваријантности, пошто важи $x(t) = 2e^2 x_1(t-2)$ то је и $y_p(t) = 2e^2 y_{p,1}(t-2)$ одакле је

$$y_p(t) = 2e^2 \sinh(t-2) u(t-2) \quad (\text{B.21})$$

■