

Nemlineáris oszcillátorok egzakt szintézise

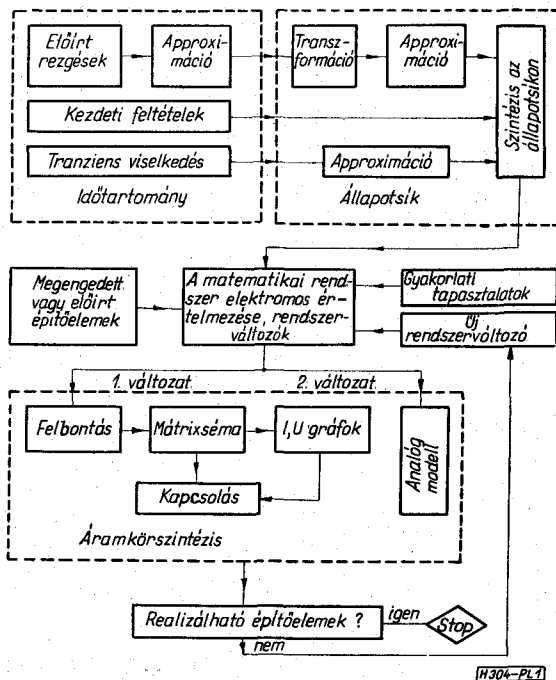
ETO: 517.947.44: 621.373.

Szinte áttekinthetetlen azoknak a cikkeknek, szak-
könyveknek a sokasága, melyek témája nemlineáris
rendszerek analízise. Ezzel szemben csak az utóbbi
években jelent meg néhány olyan publikáció, mely
nemlineáris rendszerek szintézisének problémájával
foglalkozott [7, 9, 2, 3, 1]. Ebben a dolgozatban azt
szeretnénk megmutatni, hogy nemlineáris rendszerek
egy osztályának — a nemlineáris periodikus rezgések
előállításának — szintézisfeladata a lineáris rendsze-
rek szintézisénel szokásos alapvető gondolatmenet-
hez illeszkedően megoldható. Célkitűzésünk tehát, hogy
nemlineáris oszcillátorokra egy általános szintézis-
eljárást adjunk meg: az egzakt, direkt szintézis mód-
szereivel tervezendő egy elektromos oszcillátor, mely
előírható tranzienst viselkedésű tetszőleges periodikus
rezgések előállítására képes.

Az eljárás két részből épül fel: a) matematikai
szintézis, b) áramkörösintézis.

Az 1. ábra blokkdiagramja áttekintést kíván nyúj-
tani a szintézis főbb lépéseiről. Részletesebben a
szintézis matematikai részével fogunk foglalkozni,
az áramkörösintézis főbb lépéseire csak utalni fogunk.
Az áramkörösintézist egy későbbi publikációban ki-
vánjuk részletesen bemutatni.

Beérkezett: 1974. V. 21. A BME Villamosmérnöki Karának
25 éves fennállása alkalmából rendezendő tudományos ülés-
szakon elhangzó előadás.



1. ábra

1. Matematikai szintézis

1.1. Alapok

Tételezzük fel, hogy rezgőképes elektromos rend-
szereink a függő változóktól függő együtthatójú kö-
zönséges differenciálegyenlettel elegendő pontosság-
gal leírhatók. Ebben az értelemben a periodikus rez-
géseket leíró matematikai rendszernek legalább más-
odrendűnek kell lenni. Kézenfekvő okokból kifolyó-
lag viszont a realizálandó kapcsolásnak minél egy-
szerűbbnek kellene lenni úgy, hogy ebből a szem-
pontból pedig legfeljebb egy másodrendű matemati-
kai rendszer jönne szóba.

Ez megfelel két elsőrendű differenciálegyenlet
rendszerének (állapotegyenletek)

$$\frac{dx_1}{d\tau} = G(x_1, x_2), \quad (1)$$

$$\frac{dx_2}{d\tau} = H(x_1, x_2),$$

ahol x_1, x_2 dimenziómentes (normált) állapotválto-
zók, τ a normált idő. A továbbiakban másodrendű,
egy szabadságfokú dinamikus rendszerekkel foglal-
kozunk. Feltételezzük, hogy a rendszer állapotai köl-
csönösen és egyértelműen hozzá vannak rendelve az
 x_1, x_2 állapotsík pontjaihoz, valamint feltesszük, hogy
a $G(x_1, x_2)$ és $H(x_1, x_2)$ függvények az állapotsíkon
analitikusak. (Abban a speciális esetben, ha $x_1 = x$ és
 $x_2 = y = \frac{dx}{d\tau}$, az állapotsík a fázissíkba megy át.)

Ha

$$x_{1i}(\tau, x_{10i}, x_{20i})$$

és

$$x_{2i}(\tau, x_{10i}, x_{20i}) \quad \text{ahol } i = 1, 2, \dots, n \quad (2)$$

az (1)-es differenciálegyenlet-rendszer x_{10i}, x_{20i} kez-
deti feltételektől függő periodikus megoldásai, akkor
ezen megoldásoknak az állapotsíkon n számú zárt
görbe n határciklus felel meg. Könnyen belátható,
hogy másodrendű dinamikus rendszerrel elvileg $2n$
számú egymástól különböző, az n kezdeti feltételtől
függő periodikus rezgés valószínűsíthető meg. Ha csak
egyetlen periodikus rezgés előállítása a feladatunk,
mint ebben a dolgozatban, úgy a másik megoldást
elvileg tetszőlegesen megválaszthatjuk, csak a később-
iekben ismertető szintézis szükséges feltételeit
kell kielégítenünk.

1.2. Határciklusok szintézise

A matematikai szintézis első lépéseként az által-
anosság kedvéért a következő feladat megoldását

tűzzük ki célul: keressük meg azt a differenciálegyenletrendszer, melynek a periodikus rezgéseknek megfelelő zárt görbék és csakis azok határciklusai, ezenkívül megoldásként egyetlen olyan szinguláris ponttal sem rendelkezik, mely az n zárt görbe valamelyikén helyezkedik el.

Az n számú zárt görbére vonatkozóan a következő feltételeket tesszük:

a) a zárt görbék nem érintik és nem metszik egymást,

b) feltételezzük, hogy a zárt görbék egyenletei az állapot síkon

$$c_i(x_1, x_2) = q_i; \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (3)$$

formában ismertek.

c) A $c_i(x_1, x_2)$ függvények (mint kétváltozós függvények, az egész állapot síkra nézve) a következő tulajdonságokkal rendelkeznek:

1. $c_i(x_1, x_2)$ folytonos és egyértékű,
2. $c_i(x_1, x_2) > 0$ egyetlen $P_i(x_{1s_i}, x_{2s_i})$ pont kivételével, ahol

$$c_i(x_{1s_i}, x_{2s_i}) = 0.$$

Definiáljuk a következő segédfüggvényt:

$$C(x_1, x_2) = \prod_{i=1}^n [c_i(x_1, x_2) - q_i]. \quad (4)$$

Könnyen belátható, hogy $C(x_1, x_2)$ $c_i(x_1, x_2)$ -re tett feltételeink miatt a következő tulajdonságokkal rendelkezik:

- a) $C(x_1, x_2)$ folytonos és egyértékű,
- b) $C(x_1, x_2) = 0$ az n zárt görbén,
- c) $C(x_1, x_2) > 0$ azokban a pontokban, melyek az n görbén kívül, illetve páros számú görbe belsejében helyezkednek el.
- d) $C(x_1, x_2) < 0$ páratlan számú görbék belsejében.

Ezek felhasználásával, a nemlineáris differenciálegyenletek kvalitatív elméletének segítségével bebizonyítható [1], hogy az alábbi

$$\begin{bmatrix} \frac{dx_1}{d\tau} \\ \frac{dx_2}{d\tau} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varphi_{11}(x_1, x_2) & \varphi_{12}(x_1, x_2) \\ \varphi_{21}(x_1, x_2) & \varphi_{22}(x_1, x_2) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\partial C}{\partial x_1} \\ \frac{\partial C}{\partial x_2} \end{bmatrix} \quad (5)$$

nemlineáris differenciálegyenlet-rendszer a szintézisfeladatot kielégíti, ha a rendszer $\varphi_{12}(x_1, x_2)$, $\varphi_{11}(x_1, x_2)$, $\varphi_{21}(x_1, x_2)$ és $\varphi_{22}(x_1, x_2)$ paraméterfüggvényeire a következő megkötéseket tesszük:

$$\begin{aligned} \varphi_{12}(x_1, x_2) &= -\varphi_{21}(x_1, x_2), \\ \varphi_{11}(x_1, x_2) &= \varphi_{11}^*(x_1, x_2) \cdot C(x_1, x_2), \\ \varphi_{22}(x_1, x_2) &= \varphi_{22}^*(x_1, x_2) \cdot C(x_1, x_2), \end{aligned} \quad (6)$$

ahol $\varphi_{11}^*(x_1, x_2)$ ill. $\varphi_{22}^*(x_1, x_2)$ függvényeknek egyidejűleg vagy pozitív definitnek vagy negatív definitnek kell lenniük, a szóban forgó határciklus stabilitástípusától függően. Ha φ_{11}^* és φ_{22}^* pozitív definit és a határciklus a többen kívül, ill. páros számú határciklusok belsejében helyezkedik el instabil határgörbéről van szó, míg φ_{11}^* és φ_{22}^* negatív definit volta a határciklust stabillá teszi. Ha a kérdéses határciklus

páratlan számú határgörbe belsejében helyezkedik el az előző állapot ellenkezőjét kapjuk. Ha egy határciklus stabilitástípusa az előírt stabilitási feltétellel nem egyezik meg, egy választógörbe felvételével az eredeti stabilitástípus megváltoztatható.

1.3. Periodikus rezgések szintézise

1.3.1. Szintézis, a berezgési folyamat figyelembe vétele nélkül

Ebben az esetben az 1.2. fejezet határciklus-szintézis eredményei közvetlenül felhasználhatók.

A grafikusán vagy analitikusan adott

$$x_1(\tau) = x_1(\tau + T), \quad (7)$$

$$x_2(\tau) = x_2(\tau + T)$$

periodikus rezgésekhez az idő eliminálása után az x_1, x_2 állapot síkon a

$$c(x_1, x_2) = q \quad (8)$$

határciklus, ill. a

$$C(x_1, x_2) = c(x_1, x_2) - q \quad (9)$$

segédfüggvény tartozik. A határciklus akkor lesz stabil, ha (5)-ben φ_{11}^* és φ_{22}^* egyébként tetszőlegesen megválasztható paraméterfüggvények negatív definitnek. Most még φ_{12} alkalmas meghatározásával azt kell biztosítanunk, hogy az előírt periodikus rezgések (5)-nek stacionárius megoldásai legyenek. $x_1(\tau)$ és $x_2(\tau)$ differenciálhányadosaiból τ eliminálása után az x_1, x_2 síkon a következő egyenletet nyerjük:

$$F(x_1, x_2) = 0 \quad (10)$$

(5)-t (10)-be helyettesítve és kihasználva, hogy stacionárius esetben $C(x_1, x_2) = 0$, az ismeretlen φ_{12} meghatározható.

Különleges figyelmet érdemel az az eset, ha csak egyetlen periodikus rezgést írunk elő, pl. $x_1(\tau)$ -t. Ekkor célszerűen

$$x_2(\tau) = \frac{dx_1}{d\tau} \quad (11)$$

választva és ennek megfelelően fázisváltozókra áttérve (5)-ös, a szintézisfeladatot kielégítő differenciálegyenlet-rendszer az

$$\begin{bmatrix} \frac{dx}{d\tau} \\ \frac{dy}{d\tau} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \varphi_{12} \\ -\varphi_{12} & \varphi_{22}^* \cdot C(x, y) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\partial C}{\partial x} \\ \frac{\partial C}{\partial y} \end{bmatrix} \quad (12)$$

egyenletté egyszerűsödik, ahol

$$\varphi_{12}(x, y) = y \cdot \left[\frac{\partial C}{\partial y} \right]^{-1}, \quad (13)$$

$\varphi_{22}^*(x, y)$ tetszőlegesen választható, de negatív definit.

1.3.2. A berezgési folyamat figyelembevétele

Ha a rendszerünk még nem érte el a stacionárius állapotot, ez az állapot síkon oly módon is interpretálható, hogy mennyire tér el a (4) alatt definiált segéd-

függvényünk a stacionárius állapothoz tartozó zérusértéktől. Ha ezt az eltérést mint hibát fogjuk fel és Q -val jelöljük,

$$C(x_1, x_2) = Q, \tag{14}$$

Q időbeli megváltozása arra lesz jellemző, hogy milyen gyorsan éri el rendszerünk a stacionárius állapotot.

Tételezzük fel, hogy Q például a következő:

$$\frac{dQ}{d\tau} + \frac{\psi}{K} Q = 0 \tag{15}$$

elsőrendű differenciálegyenletnek eleget tesz, ahol ψ egy még ismeretlen függvény, K egy állandó. (14)-es egyenletből következik, hogy

$$\frac{dQ}{d\tau} = \frac{\partial C}{\partial x_1} \cdot \frac{dx_1}{d\tau} + \frac{\partial C}{\partial x_2} \cdot \frac{dx_2}{d\tau}, \tag{16}$$

(5)-ös egyenlet (16)-ba helyettesítve az (15)-es differenciálegyenlet felhasználásával kapjuk, hogy

$$\varphi_{11} \cdot \left(\frac{\partial C}{\partial x_1}\right)^2 + (\varphi_{12} + \varphi_{21}) \frac{\partial C}{\partial x_1} \cdot \frac{\partial C}{\partial x_2} + \varphi_{22} \left(\frac{\partial C}{\partial x_2}\right)^2 + \frac{\psi}{K} C = 0. \tag{17}$$

Könnyen felismerhető, hogy a (17)-es egyenlet kielégíthető, ha az (5) differenciálegyenlet-rendszerre tett feltételeink teljesülnek. Ez viszont azt jelenti, hogy a $\varphi_{11}(x_1, x_2)$, $\varphi_{22}(x_1, x_2)$ paraméterfüggvények és ψ függvény mindig megválaszthatók oly módon, hogy a berezgési folyamatra tett előírásaink teljesüljenek. A következőkben lássunk néhány egyszerű példát a szintéziseljárás szemléltetésére.

1.4. Példák a matematikai szintézisre

1.4.1. Egzakt szinuszosan rezgő oszcillátor tervezése

Az előírt periodikus rezgések legyenek

$$\begin{aligned} a_1(t) &= A \sin \omega_0 t \\ a_2(t) &= A \sin (\omega_0 t + \alpha), \end{aligned} \tag{18}$$

illetőleg normáíva

$$x_1 = \frac{a_1}{A}; \quad x_2 = \frac{a_2}{A} \tag{19}$$

$$\begin{aligned} r &= \omega_0 t \\ x_1(\tau) &= \sin \tau \\ x_2(\tau) &= \sin (\tau + \alpha), \end{aligned} \tag{20}$$

τ eliminálása után a segédfüggvényre adódik

$$C(x_1, x_2) = x_1^2 + x_2^2 - 2x_1x_2 \cos \alpha - \sin^2 \alpha \tag{21}$$

(1.5)-ben válasszuk

$$\begin{aligned} \varphi_{11}^* &= 0 \\ \varphi_{22}^* &= -\frac{\varepsilon}{2} \end{aligned} \tag{22}$$

ahol ε egy tetszőleges pozitív szám.

$\frac{dx_1}{d\tau} = \cos \tau$ és $\frac{dx_2}{d\tau} = \cos (\tau + \alpha)$ ismeretében (10)-re

$$F(\dot{x}_1, \dot{x}_2) = \dot{x}_1^2 + \dot{x}_2^2 - 2\dot{x}_1\dot{x}_2 \cos \alpha - \sin^2 \alpha = 0 \tag{23}$$

adódik, melyből $C(x_1, x_2) = 0$ és (5) felhasználásával φ_{12} -re kapjuk, hogy

$$\varphi_{12} = \frac{1}{2 \sin \alpha}. \tag{24}$$

Ezzel visszánormálás után az oszcillátort leíró differenciálegyenlet-rendszer az alábbi alakot ölti:

$$\frac{da_1}{dt} = \frac{\omega_0}{\sin \alpha} (a_2 - a_1 \cos \alpha) \tag{25}$$

$$\frac{da_2}{dt} = \frac{\omega_0}{\sin \alpha} (a_2 \cos \alpha - a_1) -$$

$$-\frac{\varepsilon \omega_0}{A^2} (a_1^2 + a_2^2 - 2a_1a_2 \cos \alpha - A^2 \sin^2 \alpha) (a_2 - a_1 \cos \alpha).$$

1.4.2. Nemszinuszos periodikus rezgés egzakt szintézise

Határozzuk meg annak az oszcillátornak differenciálegyenletét, mely a 2. ábrán látható periodikus rezgést állítja elő. (Normált állapot.) Mivel egyetlen periodikus megoldást írtunk elő, célszerű azonnal az egyszerűbb fázisokra áttérnünk. Egy approximáció után (a τ tartományban) pl.

$$y(\tau) = \frac{3 \sin \tau}{(2 + \cos \tau)^2}, \tag{26}$$

mellyel

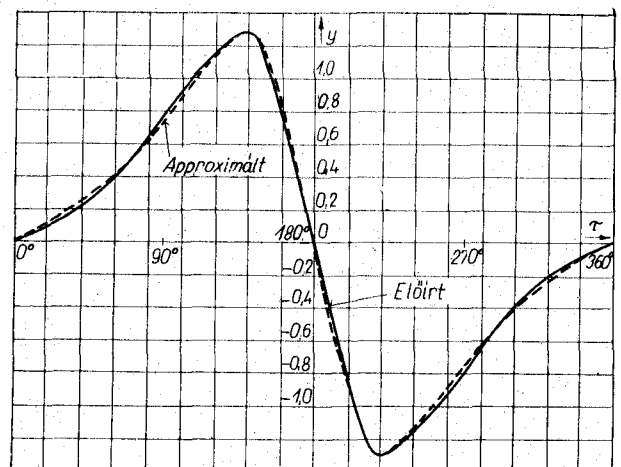
$$x = \int y d\tau = \frac{3}{2 + \cos \tau} - \frac{3 + \sqrt{3}}{2}. \tag{27}$$

A két utóbbi egyenletből τ eliminálása után a segédfüggvényre kapjuk

$$\begin{aligned} C(x, y) &= x^4 + 2(1 + \sqrt{3})x^3 + \\ &+ 3(1 + \sqrt{3})x^2 + 3y^2 - \left(\frac{3 \cdot \sqrt{3}}{2} + \frac{9}{4}\right). \end{aligned} \tag{28}$$

Válasszuk (12)-ben

$$\varphi_{22}^* = -\frac{\varepsilon}{6} \tag{29}$$



2. ábra

ahol $\varepsilon > 0$
és határozzuk meg

$$\frac{\partial C}{\partial x} = 4x^3 + 6(1 + \sqrt{3})x^2 + 6(1 + \sqrt{3})x \quad (30)$$

$$\frac{\partial C}{\partial y} = 6y$$

értékeket. (13) alapján pedig

$$\varphi_{12} = \frac{y}{\frac{\partial C}{\partial y}} = \frac{y}{6y} = \frac{1}{6}. \quad (31)$$

Ezzel tehát a keresett differenciálegyenlet-rendszert meghatároztuk:

$$\frac{dx}{d\tau} = y$$

$$\frac{dy}{d\tau} = - \left[\frac{2}{3} x^3 + (1 + \sqrt{3})x^2 + (1 + \sqrt{3})x \right] - \varepsilon [x^4 + 2(1 + \sqrt{3})x^3 + 3(1 + \sqrt{3})x^2 + 3y^2 - \frac{3\sqrt{3}}{2} - \frac{9}{4}] \cdot y. \quad (32)$$

1.4.3. Berezgési folyamat előírása

Határozzuk meg az egzakt szinuszosan rezgő oszcillátor $\left(\alpha = \frac{\pi}{2} \text{re}\right)$ differenciálegyenlet-rendszerét, ha a Q -hibára a következő (normált) időfüggést írjuk elő:

$$Q = \frac{-Ae^{-k\tau}}{1 + Ae^{-k\tau}}. \quad (33)$$

Az 1.4.1-es példából a segédfüggvény most

$$C(x_1, x_2) = x_1^2 + x_2^2 - 1$$

(14) és (15) alapján

$$\frac{\psi}{K} = -\frac{1}{Q} \frac{dQ}{d\tau}, \quad (34)$$

illetőleg (17)-ből (6) felhasználásával, feltételezve, hogy pl.:

$$\varphi_{11}^* = \varphi_{22}^* = \varphi^* \quad (35)$$

$$\frac{\psi}{K} = -\varphi^* \left\{ \left(\frac{\partial C}{\partial x_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial C}{\partial x_2} \right)^2 \right\}. \quad (36)$$

Könnyen belátható, hogy

$$\left(\frac{\partial C}{\partial x_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial C}{\partial x_2} \right)^2 = 4(1 + Q), \quad (37)$$

és így

$$\varphi^* = \frac{i}{4Q(1+Q)} \frac{dQ}{d\tau}, \quad (38)$$

(33) segítségével

$$\frac{dQ}{d\tau} = -kQ(1+Q), \quad (39)$$

vagyis

$$\varphi^* = -\frac{k}{4}, \quad (40)$$

mellyel rövid számítás után a keresett egyenletrendszer rendelkezésünkre áll:

$$\frac{dx_1}{d\tau} = x_2 - \frac{k}{2}(x_1^2 + x_2^2 - 1)x_1, \quad (41)$$

$$\frac{dx_2}{d\tau} = -x_1 - \frac{k}{2}(x_1^2 + x_2^2 - 1)x_2.$$

2. Áramkörszintézis

Az áramkörszintézis módszerét (1. változat) röviden egy példa alapján kívánjuk bemutatni [1, 2, 3, 4, 5, 8].

2.1. Feladatküszítés

Határozzuk meg szisztematikus úton az 1.4.2. Példában előírt periodikus rezgést előállító nemlineáris oszcillátor egy elektromos helyettesítő képét.

2.2. A szintézis főbb lépései

2.2.1. Első lépés

A megengedett építőelemek lerögzítése:

- lineáris és nemlineáris ellenállások
- lineáris kapacitások és induktivitások
- lineáris és nemlineáris áram- vagy feszültségvezérelt áramforrások

2.2.2. Második lépés

A (32) alatti matematikai rendszer elektromos értelmezése: rendszerváltozók felvétele, visszanzormálás.

Legyen

$$\tau = \omega_0 t = \frac{2\pi}{T} t \quad (42)$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

$$x = \frac{i}{i_0}$$

$$y = \frac{u}{u_0}.$$

2.2.3. Harmadik lépés

A matematikai rendszer felbontása [1], lineáris és nemlineáris operátoregyütthatók bevezetése.

A következő

$$f(x) \cdot \frac{dx}{d\tau} = f(x) \cdot y = \frac{d}{d\tau} \left[\int f(x) dx \right] \quad (43)$$

felbontási utasítás alkalmazásával és a (42) alatti visszanzormálási előírások felhasználásával (32)-es dif-

ferenciálegyenlet-rendszerből az alábbi operátoros formában felírható egyenletrendszert kapjuk:

$$u = \left[L \frac{d}{dt} \right] i \quad (44)$$

$$i = - \left[C \frac{d}{dt} \right] u - \left[C \frac{d}{dt} \right] \cdot [\bar{R}] i + [\bar{S}] u - [\bar{\beta}] i,$$

ahol

$$L = \frac{u_0}{i_0 \omega_0}; \quad C = \frac{i_0}{u_0 \omega_0} \quad (45)$$

$$[\bar{R}] = \frac{\varepsilon u_0}{4i_0} ()^1 + \frac{\varepsilon(1+\sqrt{3})u_0}{i_0^3} ()^3 + \frac{\varepsilon(1+\sqrt{3})u_0}{2i_0^4} ()^4 + \frac{\varepsilon u_0}{5i_0^8} ()^8,$$

$$[\bar{S}] = \frac{\varepsilon(5+3\sqrt{3})}{2} \cdot \frac{i_0}{u_0} ()^1 - \frac{3 \cdot \varepsilon \cdot i_0}{u_0^3} ()^3,$$

$$[\bar{\beta}] = \sqrt{3} ()^1 + \frac{1+\sqrt{3}}{i_0} ()^2 + \frac{2}{3 \cdot i_0^2} ()^3.$$

2.2.4. Negyedik lépés

A kapcsolásszintézis algoritmusának alkalmazása [1, 2, 3]. Itt kívánjuk megjegyezni, hogy a kapcsolásszintézis algoritmusát angol 60-as nyelven programozva lett, úgyhogy az algoritmus mátrixsémájának felírása után a további szintézis lépéseket a számítógép végezheti el [6].

Az algoritmus alkalmazása kedvéért $[\bar{\beta}]$ nemlineáris operátoron a következő formális átalakítást végezzük el:

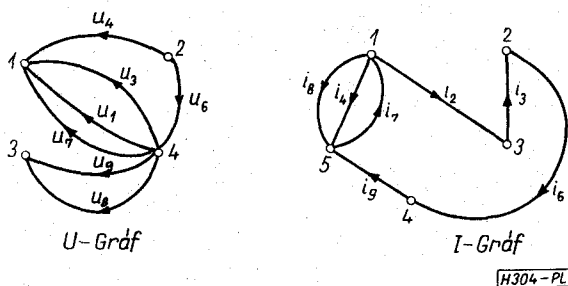
$$[\bar{\beta}] = [w] \cdot \left[\frac{1}{w} \beta \right] \quad (46)$$

Ezzel (44) és (45) alapján a struktúraegyütthatók bevezetése után az alábbi mátrixsémát kapjuk:

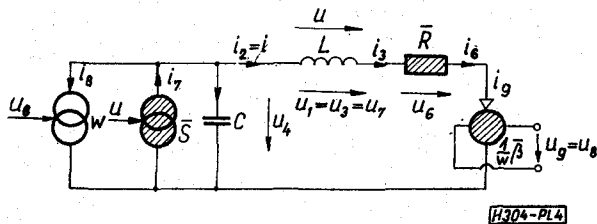
u	i	u	i	i	u	i	i	u
1	2	3	4	5	6	7	8	9

$$\begin{bmatrix} u_1 \\ i_2 \\ i_3 \\ u_4 \\ u_5 \\ i_6 \\ u_7 \\ u_8 \\ i_9 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 & -1 & 1 & -1 \\ 1 & L \frac{d}{dt} \\ 1 & & C \frac{d}{dt} \\ & & C \frac{d}{dt} & 1 \\ & & & & \bar{R} \\ & & & & & \bar{S} \\ & & & & & & w & 1 \\ & & & & & & & & \frac{1}{w} \bar{\beta} \end{bmatrix} \cdot (47)$$

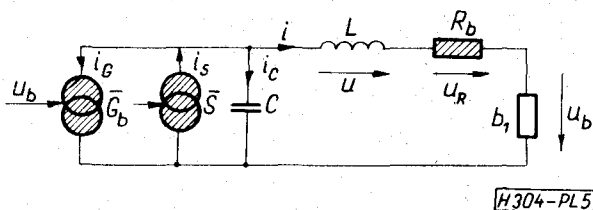
Az egyszerűsítő algoritmus lépések után (vagy a számítógépprogram lefutása után) a következő összetartozó feszültség, ill. áramgráfokat nyerjük (3. ábra).



3. ábra



4. ábra



5. ábra

2.2.5. Ötödik lépés

Elvi kapcsolat felrajzolása.

A szintézis és algoritmus utolsó lépéseként (47) és az összetartozó U, I gráfok segítségével a 4. ábrán látható helyettesítő képet nyerjük. E kapcsolat a realizálás szempontjából az 5. ábrán látható módon egyszerűsíthető.

A kapcsolat tehát a követelményeknek megfelelően lineáris induktivitást, kapacitást és ellenállást, nemlineáris ellenállást, illetőleg feszültségvezérelt nemlineáris áramgenerátorokat tartalmaz.

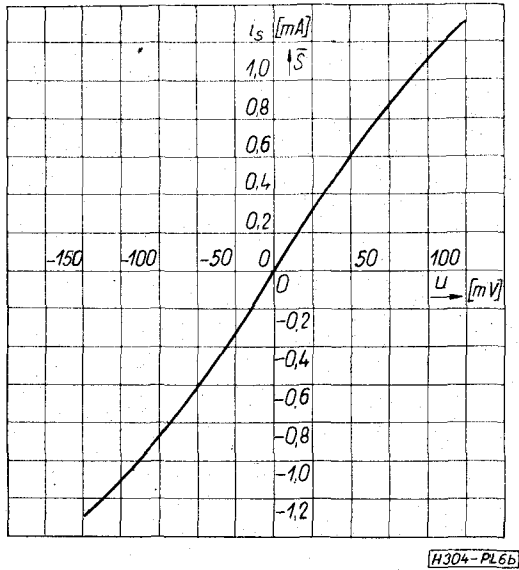
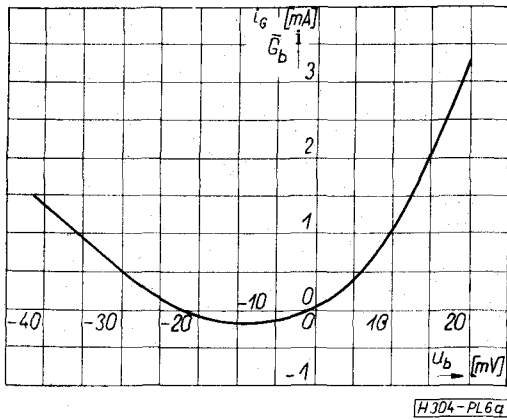
A nemlineáris elemek karakterisztikáit

$$\begin{aligned} i_0 &= 1 \text{ mA} \\ U_0 &= 1 \text{ V} \\ f_0 &= 5 \text{ kHz} \\ \varepsilon &= 0,1 \\ L &= 32 \text{ mH} \\ C &= 33 \text{ nF} \end{aligned} \quad (48)$$

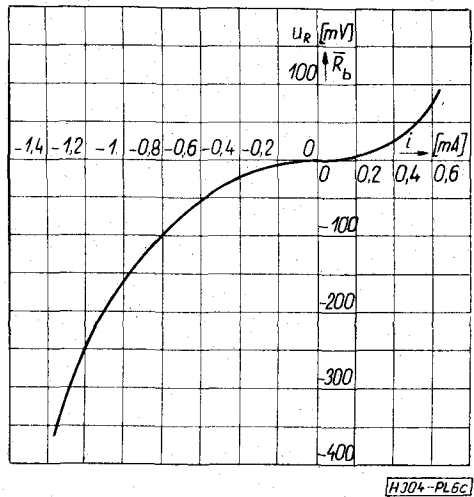
paraméterkombinációra a 6a, 6b, 6c ábrán adtuk meg.

IRODALOM

[1] Palotás, L.: Beitrag zur Synthese nichtlinearer Schwingungssysteme und zum Entwurf von RC - Sinusoszillatoren. Kandidátusi értekezés. TH Ilmenau, 1972.
 [2] Christ, E. J.: Die Anwendung des Tensorkalküls bei der Analyse und Synthese nichtlinearer Systeme. Ing. Diss. TH Ilmenau, 1967.



6a ábra
6b ábra



6c ábra

- [3] Brykin, W. K.—Christ, E. J.: Über ein Verfahren zur Systemsynthese. XIII. Int. Wiss. Koll. TH Ilmenau, 1968.
- [4] Mason, S. J.: Feedback theory — Some properties of signal flow graphs. Proc. IRE 41 (Sept. 1955).
- [5] Chow, Y.—Cassinol, E.: Linear signal-flow graph and Applications. John Wiley & Sons Inc. New York, London, 1962.
- [6] Sacher, F.: Systemsynthese auf dem Elektronenrechner. Diplomarbeit, TH Ilmenau 1970.
- [7] Fujita, H.: On a nonlinear but perfectly sinusoidal oscillator. Proc. Fujihara Mem. Fac. Engng. Keio University (Tokyo) 16 (1964) Nr. 61, 29—34. p.
- [8] Promberger, M.: Anwendung von Matrizen und Tensoren in der theoretischen Elektrotechnik Akademie Verlag, 1960.
- [9] Smets, H. B.: Analysis and Synthesis of Nonlinear Systems IRE Trans. on CT—7 Dec (1960).