

# A sugártetróda hatásfoka

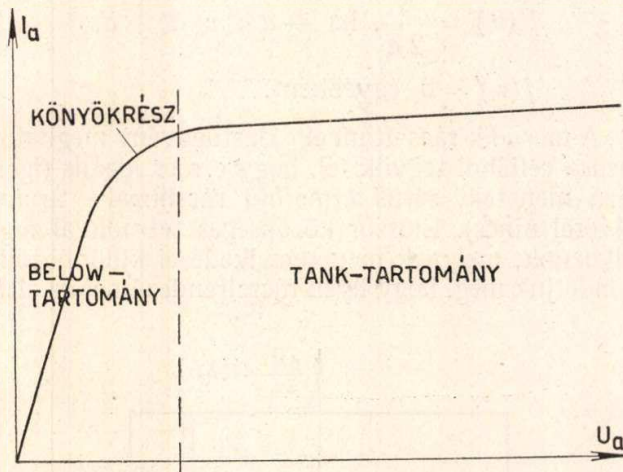
ROMHÁNYI MIKLÓS

(Műszaki Egyetem Vezetéknélküli Híradástechnikai Tanszék)

**Összefoglalás.** A következőkben a sugártetróda elméletéről áttekintő ismertetést adunk, majd az elmélet továbbfejlesztésével meghatározzuk a cső anódhatásfokát. Ez utóbbi kérdéssel az irodalom eddig nem foglalkozott. A probléma megoldását úgy közelítjük meg, hogy a rácsok okozta reflexiót az anód előtt kialakuló potenciálminimum nagyságával mennyiségi kapcsolatba hozzuk és meghatározzuk a karakterisztika »áramátvételi pont«-ját. Ennek alapján megválasztjuk a kivezérlési határpontot, melynek ismeretében kiszámítjuk a kimenő teljesítményt, s végül a hatásfokot.

## Bevezetés

A végerősítőcső feladata a teljesítményerősítés, mégpedig minél nagyobb hatásfokkal, minél kisebb torzítás mellett. A jó hatásfok és kis torzítás elsőrendű üzemi követelmény. A hatásfok javítása céljából a kivezérlési tartományt minél nagyobbra kell választani. Ez azonban csak akkor lehetséges, ha a cső geometriájának célszerű kialakításával gondoskodunk a jelleggörbék előnyös alakjáról.



1. ábra

A régi konstrukciójú tetródák hibája éppen az volt, hogy a csövet a szekunderemisszió miatt nem lehetett kellően kivezélni. A pentódáknál már lényegesen jobb a helyzet. Azonban a karakterisztika könyökrésze itt is aránylag nagy anódfeszültségnél fekszik és az átmenet a *Below*-tartományból a *Tank*-tartományba (1. ábra) nem elég éles.

A fejlődés tehát arra irányult, hogy a *Below*-tartományban a karakterisztika meredek emelkedését biztosítsák és már aránylag kis anódfeszül-

ségnél — a nyugalmi anódfeszültség 15—20%-ánál — elérjék a *Tank*-féle telítési tartományt. Ezt a célkitűzést a sugártetróda kifejlesztésével sikerült megvalósítani.

A karakterisztika menetére többrácsos csöveknél az árameloszlásnak van döntő befolyása. Az árameloszlás viszont az elektronpályáktól függ. A csőben jelenlévő rácsok az elektronokat potenciálviszonyaiknak megfelelően eltérítik. E miatt csökken az elektronok radiális (anódirányú) sebességkomponense, míg az erre merőleges tangenciális sebességkomponens az eltérítés mértékében nő. A csökkent radiális sebességű elektron a segédrács-anód fékező terével szemben az anódra esetleg nem tud felfutni, hanem visszafordul. Igen kis (nullához közeli) anódfeszültségeknél e reflexió miatt a segédrács-anód közben a tértöltés annyira megnő, hogy virtuális katód alakulhat ki. A virtuális katód a még el nem térített elektronok egy részét is reflektálja. Ha az anódfeszültséget zérustól fokozatosan növeljük, akkor a virtuális katód gyorsan feloldódik, sőt a tértöltés által létesített potenciálminimum mélysége is csökken. Mindkét ok azt eredményezi, hogy a reflexió gyorsan megszűnik. E két hatás egymással rendszerint annyira összeolvad (pl. inhomogén keresztmetszet esetén), hogy a virtuális katód nem ugrásszerűen, hanem folyamatosan oldódik fel: a tér bizonyos részeiben még virtuális katód van, mikor más szektorokban már megszűnt. A reflexió gyors megszűnése magyarázza a karakterisztika induló szakaszának hirtelen emelkedését. A reflexió teljes megszűnése után a segédrácson túljutott összes elektronok átmennek az anódra. A karakterisztikán ez egy pontot jelöl ki, mely a karakterisztika *áramátvételi pontja*. Ezen túl a karakterisztika már csak — a belső ellenállásnak megfelelően — főleg a segédrács és anód közti árameloszlás változása miatt emelkedik kis mértékben.

A csövet valamivel az áramátvételi ponton alul szokták kivezélni, mert ezzel a hatásfok javul. A munkaegyenes a 0 V-os vezérlőrácsfeszültséghez tartozó karakterisztikán egy pontot metsz ki, melyet a továbbiakban *kivezérlési határpontnak* nevezünk (9. ábra, B pont). E pont helyzetét az áramátvételi pont ismeretében határozzuk meg. Ennek alapján a munkapont figyelembevételével a cső kimenő teljesítménye és anódhatásfoka kiszámítható.

A továbbiakban a sugártetróda elméletének továbbfejlesztésével az áramátvételi pont és a kivezérlési határpont meghatározását adjuk, ez

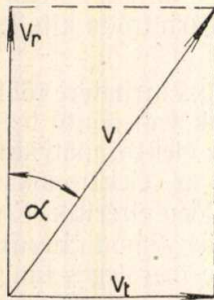


utóbbi ismeretében a cső elméleti anódhatásfoka már egyszerűen kiadódik.

Vizsgálataink során végig feltételezzük, hogy síkelektrodás elrendezéssel van dolgunk. E feltételezés azért jogosult, mert a tényleges sugártetróda-konstrukciók elektródarendszerei — legalábbis a cső »aktív« szektorait illetően — a síkelrendezéshez igen közel állnak.

**Az eltérítés meghatározása**

Az elektronpályákra vonatkozólag Jonker [Irod. 1] végzett beható vizsgálatokat. Az ő vizsgálatai



2. ábra

szerint a rács által eltérített elektronok tangenciális sebességkomponense kis eltérítési szögek esetén, amikoris

$$v_t = v \cdot \sin \alpha \approx v \cdot \text{tg } \alpha,$$

az alábbi módon függ a rács potenciáljától, valamint a rács előtt és után lévő térerősségtől:

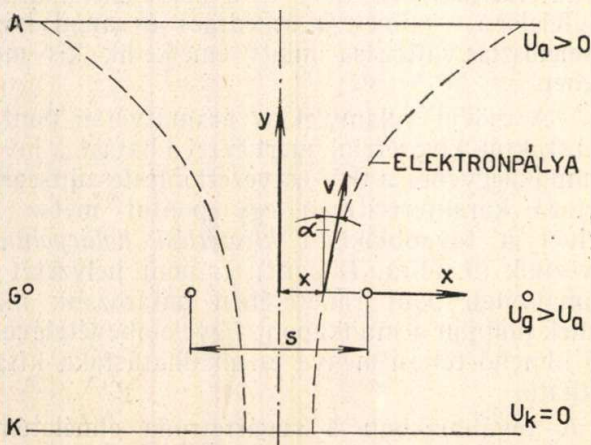
$$v_t = \sqrt{\frac{e}{2m} \frac{x}{U_k}} [E_{1g} - E_{2g}], \quad (1)$$

ahol  $U_k$  a rácsnyílás közepének potenciálja a katódhoz képest,

$E_{1g}$  a rács előtti (katódoldali) térerősség ;  
 $E_{2g}$  a rács mögötti térerősség. Ezek az

$E = -\frac{dU}{dx}$ -nek megfelelő előjellel értendők ;

$x$  pozitív rács esetén a rácsnyílás közepétől mért azon távolság, ahol az elektron



3. ábra

áthalad (3. ábra). Zérus, vagy negatív feszültségen lévő rács esetén  $x$ -et a katód síkjában, az eltérítési szöget pedig az anód síkjában kell mérni.

A képlet — mely kis anódfeszültségeknél jó közelítést ad — több rács esetén is alkalmazható. Például tetróda esetében

$$\left. \begin{aligned} v_{t1} &= \sqrt{\frac{e}{2m} \frac{x_1}{U_{1k}}} \cdot [E_{1g1} - E_{2g1}] \\ v_{t2} &= \sqrt{\frac{e}{2m} \frac{x_2}{U_{2k}}} \cdot [E_{1g2} - E_{2g2}] \end{aligned} \right\} \quad (2a)$$

Itt a betűk jelentése ugyanaz, mint előbb ; az utolsó index arra utal, hogy melyik rácsról van szó.

**Az anódáram-anódfeszültség karakterisztika**

Ezek alapján meg lehet határozni a cső anódáram-anódfeszültség karakterisztikáját.

Az egyes tangenciális sebességkomponensek egyszerűen algebrailag összegeződnek :

$$v_t = v_{t1} + v_{t2}.$$

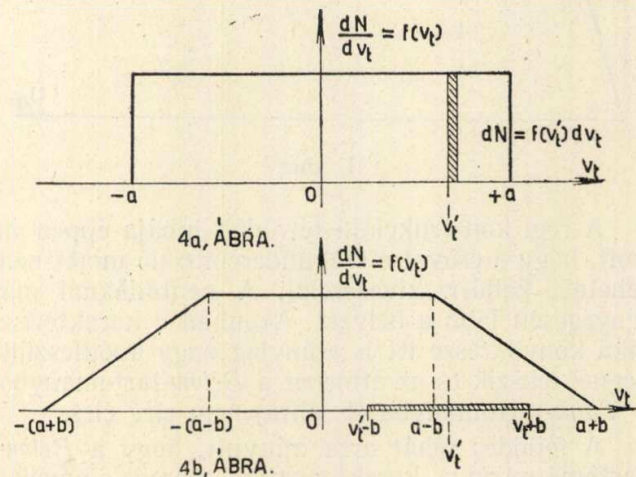
Ha feltételezzük, hogy két szélső sebességhatár között minden tangenciális sebesség egyformán valószínű (egyenletes elektroneloszlás a rács előtt), akkor az első rács után téglányalakú eloszlásgörbét nyerünk (4a. ábra). Ennek megfelelően az eloszlásfüggvényt is nyomban megadhatjuk.

Előzetesen vezessük be a következő jelöléseket :  $v_{t1 \text{ max}} = a$ ;  $v_{t2 \text{ max}} = b$ ;  $N$  pedig jelentse a rácson mp-ként áthaladó elektronok számát. Akkor

$$f(v_t) = \frac{N}{2a}, \text{ ha } -a < v_t < +a,$$

$$f(v_t) = 0 \text{ egyébként.}$$

A második rács utáni eloszlásfüggvény meghatározása céljából tegyük fel, hogy e rács ideális (igen sűrű menetek, zérus átmérőjű rácshuzal ; áramfelvétel nincs). Először közönséges tetródaival foglalkozunk, melynek menetemelkedései különbözők. Gondoljuk meg, hogy ilyen rácselrendezésnél az első



4. ábra



rács által eltérített elektron például  $v'_t$  tangenciális sebességét a második rács legfeljebb  $\pm b$  értékkel módosíthatja. Így a  $v'_t$  sebességgel rendelkező  $dN = f(v'_t) dv'_t$  mennyiségű elektront a második rács a  $(v'_t - b < v_t < v'_t + b)$  intervallumba szórja szét. Feltételezve, hogy ez is egyenletesen történik, a 4a ábrán bevonalkázott elemi téglány a 4b ábra fekvő elemi téglányába megy át. Ennek megfelelően a 4b ábrán szemléltetett  $g(v_t)$  eloszlásfüggvény  $v'_t$  helyhez tartozó ordinátája egyszerűen  $f(v'_t)$ -nek a  $(v'_t - b, v'_t + b)$  intervallumra vett integrálközepeként adódik. Tehát a vesszős jelölést elhagyva, általánosan:

$$g(v_t) = \frac{\int_{v'_t-b}^{v'_t+b} f(u) du}{\int_{v_t-b}^{v_t+b} du} = \frac{1}{2b} \int_{v_t-b}^{v_t+b} f(u) du. \quad (3)$$

Ez egy trapézalakú eloszlásgörbét\* eredményez (4b ábra).

A továbbiakban feltételezzük, hogy a karakterisztika csak a szögeltérés miatt tér el az ideálisról. E feltevést a tapasztalat elég jól igazolja. Ezek alapján az eloszlásgörbe ismeretében a karakterisztika meghatározható. Az anódra ugyanis csak azok az elektronok tudnak felfutni, amelyek  $v_t$  eredő tangenciális sebességkomponense mindkét rácson való átfutás után kisebb egy  $v_0$ -nál, melyet a következő egyenlet határoz meg:

$$v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} U_a}. \quad (4)$$

E képlet indokolása igen egyszerű. Ha ugyanis az anódfeszültséget 0 V-tól kezdve növeljük, akkor a segédrács síkján átlépő elektronok mindig fékező térbe kerülnek, míg  $U_a < U_{g2}$ . Ezért az anódra csak azok az elektronok juthatnak el, amelyek az eltérés után még elég nagy radiális sebességkomponenssel rendelkeznek ahhoz, hogy e komponenshez tartozó kinetikai energiájuk a fékező térben végzendő munka fedezésére elég legyen. Határesetben az elektron sebességének radiális összetevője az anódig éppen zérusra csökken le. Ekkor az elektron közvetlenül az anód előtt csak tangenciális sebességkomponenssel rendelkezik, tehát éppen visszafordul, akárcsak egy ferdén hajított test a röppálya tetőpontjáról.

Az energiatétel alapján felírhatjuk tehát:

$$\frac{1}{2} m v_t^2 = e (U_{g2} - U_a),$$

vagy mivel a 2. ábra szerint  $v_t = v \cdot \cos \alpha$ , és  $v = \sqrt{\frac{2e}{m} U_{g2}}$ , azért írhatjuk:

$$e U_{g2} \cos^2 \alpha = e (U_{g2} - U_a).$$

\*Eleg nagyszámú rács esetén a valószínűségszámítás központi határérték-tétele szerint az eloszlásgörbe a Gauss-féle hibagörbéhez tart. Valójában ennek alakját már három rács esetén is elég jól megközelíti [Irod.1].

Mindkét oldalt  $2/m$ -mel szorozva és figyelembevétel a  $\cos^2 \alpha = 1 - \sin^2 \alpha$  összefüggést, csekély rendezés után kapjuk:

$$\frac{2e}{m} U_{g2} \sin^2 \alpha = \frac{2e}{m} U_a$$

A baloldalon  $v^2 \sin^2 \alpha = v_t^2$  áll, ezért

$$v_t = \sqrt{\frac{2e}{m} U_a},$$

a (4)-el megegyezésben. Ennél nagyobb tangenciális sebességkomponens esetén a radiális összetevő annyira kicsi, hogy az elektron nem jut el az anódig, hanem már előbb visszafordul.

Sugártetródaiban a segédrács-anód közben a téröltés potenciálminimumot létesít. E potenciálminimumon kell az elektronoknak átmenni ahhoz, hogy az anódra eljussanak. Ezért az energiatétel felírásánál  $U_a$  helyébe itt  $U_m$ -et kell írunk, ahol  $U_m$  a potenciál értéke a potenciálminimum helyén. Ennek megfelelően sugártetródaiban

$$v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} U_m}. \quad (4a)$$

Ennek alapján az anódra mp-enként felfutó összes elektronok száma, vagyis az anódiram közönséges tetródaiban a következő módon írható fel:

$$I_a = \int_{-v_0}^{+v_0} g(v_t) dv_t = \frac{1}{2b} \int_{-v_0}^{+v_0} \int_{v_t-b}^{v_t+b} f(u) du dv_t. \quad (5)$$

Ha  $v_0 \geq v_{t \max} = (a + b)$ , akkor a karakterisztika telítésbe megy át.

Sugártetródaiban a második rács utáni tangenciális sebességek eloszlásgörbéje a különleges rácselrendezés miatt még egyszerűbb. Itt a rácsok egyforma menetemelkedésűek és egymással fedésben vannak továbbá az első rács nyílásainak elektronoptika fókuszpontjai a második rács síkjának közelébe esnek. Ez az elrendezés azt eredményezi, hogy az elektronok a második rács nyílásainak egy szűk középső sávjában haladnak át. Ezért a második rács az első rács okozta eltérést vagy megnöveli, vagy csökkenti. Az előbbi eset akkor áll fenn, ha a fókuszpontok a második rács előtt fekszenek, az utóbbi pedig akkor, ha mögötte. Az egész úgy hat, mintha csak egy rács lenne a csőben. Ezért a  $g(v_t)$  eloszlásgörbe egyszerű téglány, melynek alapja az első rács utáni  $2a$  helyett most  $2(a \pm b)$ . A pozitív előjel akkor érvényes, ha a fókuszpontok a második rács előtt fekszenek, a negatív pedig ellenkező esetben. Maga az eloszlásfüggvény az alábbi:

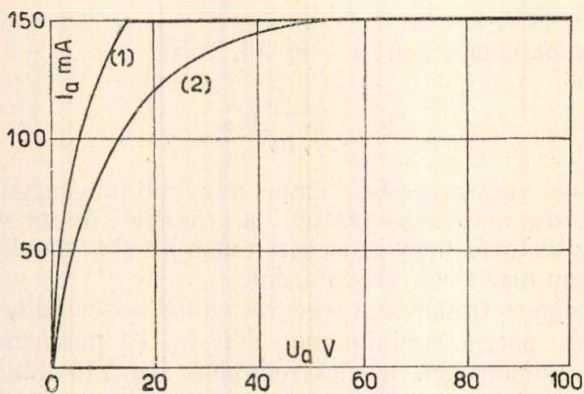
$$\left. \begin{aligned} \bar{g}(v_t) &= \frac{N}{2(a \pm b)}, \\ \text{ha } -(a \pm b) < v_t < +(a \pm b), \\ \bar{g}(v_t) &= 0 \text{ egyébként.} \end{aligned} \right\} \quad (3a)$$

Látni fogjuk, hogy a sugártetródaiban a fókuszbeállítás olyan, hogy a pozitív előjel érvényes.

Az anódiram itt is az (5)-höz hasonlóan írható fel.



A karakterisztikák menetét az 5. ábra mutatja. Az 7-es görbe egy rácsnak, a 2-es két rácsnak felel meg. Sugártetróda anódárama tehát az 7 szerinti, közönséges tetródáé pedig a 2 szerinti. Azonban



5. ábra

sugártetródaiban — mint már említettük —  $U_a$  szerepét a segédrendszer-anód térben kialakuló  $U_m$  potenciálmínimum veszi át.

### Méretezési szempontok

A fenti elméleti megfontolásokból nyilvánvaló, hogy meredek karakterisztika-emelkedés elérésére a rácson okozta eltérítést helyes méretezéssel minél kisebbre kell szorítani. Ezt az alábbi konstrukciós rendszabályokkal érjük el.

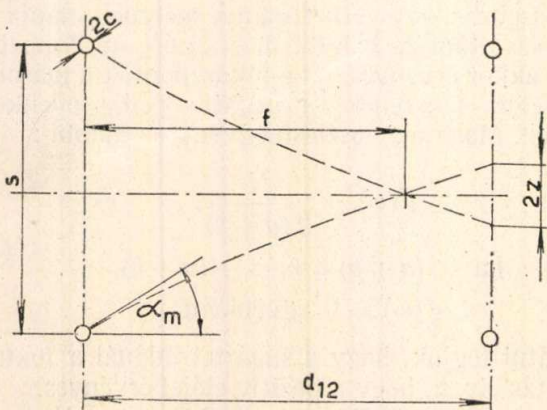
1. A vezérlőrendszer menetemelkedését kicsire választjuk, hiszen a maximális eltérítés arányos a menetemelkedéssel. Ezt egyébként nagy meredek-

$$2z = \frac{2 d_{12} U_{g1 \text{ eff}} \cdot \sin 2 \alpha_m}{U_{g1 \text{ eff}} - U_{g2}} \left[ 1 - \sqrt{1 + \frac{U_{g2} - U_{g1 \text{ eff}}}{U_{g1 \text{ eff}}} \cdot \cos^2 \alpha_m} \right] - s, \quad (7)$$

ahol  $U_{g1} = 0$  esetén

$$\alpha_1 = \arctg \frac{\pi}{2 \ln \frac{s}{2 \pi c}} \quad (8)$$

A fenti képletekben  $U_{g1 \text{ eff}}$  az első rácson effektív potenciálját jelenti; a többi betű jelentése a 6.



6. ábra

ség elérése céljából is meg kell tennünk. A negatív előfeszültség növelésével az eltérítés csökken, mert az elektronok csak a rácsonyílás pozitív részén haladnak át. Ebből következik, hogy az előfeszültség növelésével a könyök élesedik.

2. A segédrendszer meneteit a vezérlőrendszer árnyékába tesszük és a távolságokat úgy választjuk meg, hogy a vezérlőrendszer-nyílás fókuszpontja a segédrendszer-nyílásának közelébe essék. Ekkor az elektronok a rácsonyílás közepén lépnek át és a rácson okozta eltérítés kicsi. Ilyen rácsonrendezés úgy hat, mintha csak egy rácson lenne a csőben, ami éles könyököt eredményez.

Mivel a segédrendszer meneteit a vezérlőrendszer árnyékolja, kisebb lesz a segédrendszer-áram és természetesen a söréztáj is. Ez utóbbi szempont csak a nagyfrekvenciás (szubminiatűr) sugártetródaéknál érdekes.

A fókusz-távolság helyes beállításánál felmerül a kérdés, milyen vezérlőrendszerfeszültség mellett essék a rácsonyílás alkotta elektronoptikai lencse fókuszpontja a segédrendszer síkjának közelébe. Mivel az első rácson eltérítő hatása akkor maximális, ha feszültsége zérus, azért ez a kritikus és a fókusz-távolságra erre az esetre állítjuk be. Ezzel elérjük, hogy a 0 V-hoz tartozó karakterisztika könyöke éles legyen.

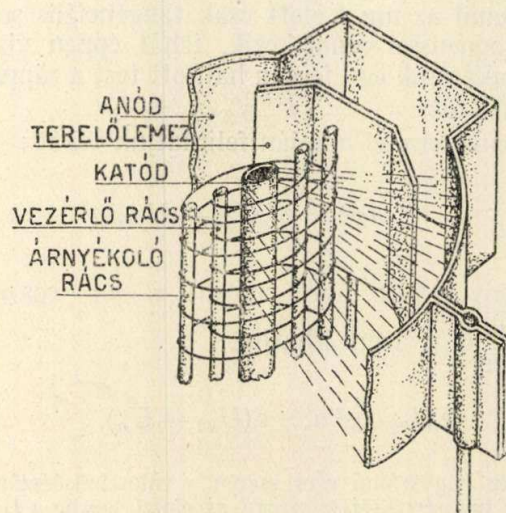
A fókusz-távolságra vonatkozólag szintén Jonker [Irod. 2] végzett számításokat. Az elektronpályák pontosabb analízisével azt találta, hogy síkelektrodás rendszerénél a vezérlőrendszer-től számított fókusz-távolság

$$f = \frac{s}{2 \operatorname{tg} \alpha_m} + \frac{s^2 (U_{g2} - U_{g1 \text{ eff}})}{16 d_{12} U_{g1 \text{ eff}} \cdot \sin^2 \alpha_m} \quad (6)$$

A nyílás szélessége pedig a segédrendszer síkjában

ábráról olvasható le. Az ábrán a rácshuzal mellett elhaladó két szélső elektron pályája van bejelölve.

Tekintettel arra, hogy a rácson közti tértöltés hatását a képletek nem veszik figyelembe, nagyobb



7. ábra



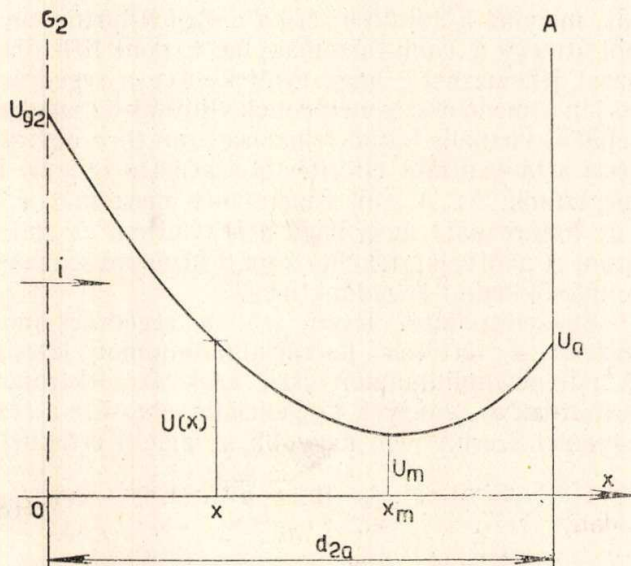
tértöltésnél a fókusz-távolság a (6) képlet által szolgáltatottnál valamivel nagyobb lesz és a fókusz-pont kissé elmosódik. Ezért a második rácsot valamivel a számított fókusz mögé célszerű helyezni.

A fentiek alapján érthető volt az a törekvés, hogy a pentóda fékezőrácst elhagyják; hiszen kevesebb rács a *Below*-tartományban a karakterisztika meredekebb emelkedését eredményezi. A tértöltés által létrehozott potenciáeloszlások beható tanulmányozása pedig lehetővé tette, hogy a fékezőrács szerepét a tértöltés által létesített potenciálmínimumra bizzák. Így született meg 1936-ban a sugártetróda. Ilyen típusú csövet mutat be a 7. ábra.

A rácscok egymással való fedésbehozását a segéd-rács áramfelvételének lezoritása\* mellett az tette szükségessé, hogy az elektronok sűrű nyalábokban haladjanak át a segéd-rács síkján. Ennek az a célja, hogy a szükséges tértöltéshatást könnyen el lehet érni.

**A segéd-rács-anód tér potenciálviszonyai**

A tértöltés okozta potenciálviszonyok vizsgálata céljából a *Poisson*-egyenletet kell megoldani a



8. ábra

következő határfeltételek mellett:  $U(0) = U_{g2}$ ,  $U(d_{2a}) = U_a$  (8. ábra). Kiindulási egyenleteink:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 U}{dx^2} &= -\frac{\rho}{\epsilon_0} \\ i &= -\rho v \\ v(x) &= \sqrt{\frac{2e}{m} U(x)} \end{aligned} \right\}$$

Szokásos rendezéssel:

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = \frac{i}{\epsilon_0 v(x)} = \frac{i}{\epsilon_0 v_2 \cdot \frac{v(x)}{v_2}} = \frac{i}{\epsilon_0 v_2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{U}{U_{g2}}}}$$

\*A végerősítő sugártetródák segéd-rácsárama az anód-áramnak csupán 5—10%-át teszi ki, míg a végpentódáké 12—20%-ot.

A megoldandó egyenlet tehát a következő alakú lesz:

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = \frac{i}{\epsilon_0 v_2} \frac{1}{\sqrt{\frac{U}{U_{g2}}}} \tag{9}$$

Vezessük be a következő új változókat:

$$w = \frac{U}{U_{g2}}, \quad \xi = \frac{x}{d_{2a}} \tag{10}, (11)$$

Ekkor a (9) egyenlet a következőbe megy át:

$$\frac{d^2 w}{d\xi^2} = \frac{i d_{2a}^2}{\epsilon_0 v_2 U_{g2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{w}}$$

vagy

$$\frac{d^2 w}{d\xi^2} = \frac{k^2}{\sqrt{w}} \tag{9a}$$

ahol

$$k^2 = \frac{i d_{2a}^2}{\epsilon_0 v_2 U_{g2}} \tag{12}$$

A (9a) egyenlet a változók szétválasztásával egyszerűen integrálható. Legyen

$$\frac{dw}{d\xi} = \eta; \quad \text{akkor} \quad \frac{d^2 w}{d\xi^2} = \eta \frac{d\eta}{dw}$$

A helyettesítés és integrálás eredménye a következő:

$$\eta^2 = 4k^2 \sqrt{w} + C$$

C értékének meghatározása céljából gondoljuk meg, hogy a potenciálmínimum helyén a potenciálgörbének vízszintes érintője van, vagyis  $\eta = 0$ , ha  $w = w_m$ . Ennek alapján

$$C = -4k^2 \sqrt{w_m}$$

A (9a) alatti egyenlet első integrálja tehát:

$$\eta = \frac{dw}{d\xi} = \mp 2k(w^{1/2} - w_m^{1/2})^{1/2} \tag{13}$$

A negatív előjel a potenciálmínimum helyétől balra, a pozitív előjel pedig attól jobbra érvényes. A változók szétválasztásával

$$\int_{\xi_m}^{\xi} d\xi = \mp \frac{1}{2k} \int_{w_m}^w \frac{dw}{(w^{1/2} - w_m^{1/2})^{1/2}}$$

Ez egyenlet helyettesítéssel integrálható és az alábbi kifejezésre vezet:

$$\xi - \xi_m = \mp \frac{2}{3k} (w^{1/2} + 2w_m^{1/2})^{1/2} (w^{1/2} - w_m^{1/2})^{1/2}$$

A potenciálmínimum helyének távolsága az első határfeltételtől ( $w = 1$ , ha  $\xi = 0$ ) kiadódik:

$$\xi_m = \frac{2}{3k} (1 + 2w_m^{1/2}) \cdot (1 - w_m^{1/2})^{1/2} \tag{14}$$



Tehát

$$\xi = \mp \frac{2}{3k} \cdot [(w^{1/2} + 2w_m^{1/2})(w^{1/2} - w_m^{1/2})^{1/2} \mp (1 + 2w_m^{1/2})(1 - w_m^{1/2})^{1/2}]. \quad (15)$$

A (15) egyenlet implicit formában tartalmazza az  $U = U(x)$  függvényt.

Az átvihető maximális áramerősséget a (15)-ből úgy nyerhetjük, hogy az egyenlőséget az anód helyére írjuk fel; ekkor az áramsűrűséget tartalmazó  $k$  már csak a  $w_m$  függvénye. Ha tehát megkeressük, hogy  $k$ -nak mekkora  $w_m$ -nél van maximuma, akkor az áramsűrűség maximumát is megkapjuk.

Tehát felhasználva, hogy  $\xi = 1$ , ha  $w = w_a$ , kapjuk:

$$\frac{3}{2} k = (w_a^{1/2} + 2w_m^{1/2})(w_a^{1/2} - w_m^{1/2})^{1/2} + (1 + 2w_m^{1/2})(1 - w_m^{1/2})^{1/2}$$

Ebből szélsőértékszámítással az anódra átmenő áramsűrűség maximális értéke — némi átrendezés után:

$$i_{\max} = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{(U_{g2}^{1/2} + U_a^{1/2})^3}{d_{2a}^2} \quad (16)$$

Ennél nagyobb áramsűrűségeknél virtuális katód alakul ki\*; az anódáram hirtelen leesik, a segéd-rács-áram pedig felugrik. A segéd-rács és az anód kritikus távolságát — melynél nagyobb távolságnál adott  $i$  áramsűrűség mellett szintén virtuális katód képződik — a (16)-ból nyerjük, ha megoldjuk  $d_{2a}$ -ra:

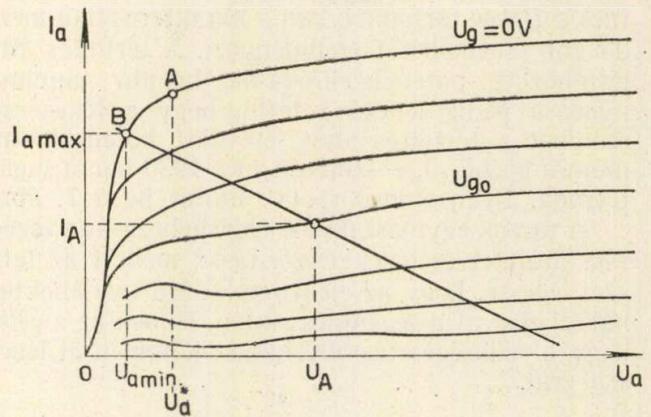
$$d_{2a \max} = \frac{1,53 \cdot 10^{-3} (U_{g2}^{1/2} + U_a^{1/2})^{3/2}}{i^{1/2}} \quad (17)$$

A tértöltéshatás tulajdonképpen az  $id_{2a}^2$  szorzattal jellemezhető. Látjuk, hogy az elektródák távolságával a tértöltéshatás négyzetesen nő, míg az áramsűrűséggel csak lineárisan. A szekunder elektronok kicserélődésének meggátlása céljából szükséges potenciálmínimum kialakításához ennél valamivel kisebb  $id_{2a}^2$  kell, de csak végerősítőcsövek rendelkeznek akkora áramsűrűséggel, hogy a potenciálmínimum kialakítását fékrács helyett a tértöltésre bizzuk. Szubminiatűr kivitelben azonban a nagy áramsűrűségek lehetővé teszik az elv alkalmazását nagyfrekvenciás csöveknél is.

### A hatásfok elméleti meghatározása

Ezekután rátérünk a hatásfok elméleti meghatározására. A hatásfok, mint tudjuk, függ attól, hogy a csövet mennyire vezéreljük ki. Ki kell tehát számítanunk a  $B$  kivezérési határpontnak megfelelő minimális anódfeszültséget (9. ábra). A  $B$  pont azonban közvetlenül nem határozható meg, mert azt a karakterisztika ismeretében a munkaegyes fel-

vételével bizonyos értelemben szabadon választjuk meg. E választás attól függ, hogy maximális kivezérésnél mekkora torzítást engedünk meg. A torzítás annál inkább nő, minél kisebb a  $B$  pontnak megfelelő  $I_{a \max}$ .



9. ábra

Gyakorlatilag úgy járhatunk el, hogy előbb meghatározzuk a karakterisztika  $A$  áramátvételi pontját, melynél a karakterisztika a Below-tartományból átmegegy a Tank-tartományba. E pont fizikailag azzal jellemezhető, hogy ettől kezdve a segéd-rács síkján átmenő összes elektronok eljutnak az anódra, tehát a virtuális katód feloldása után (l. a bevezetést) a tangenciális eltérítéstől származó reflexió is megszűnik. Az  $A$  pont ismeretében most már a  $B$  úgy határozható meg, hogy a  $B$  pontban az anódáram  $A$  pontbeli értékéhez képest bizonyos százalék áramcsökkenést engedünk meg.

Sugártetródról lévén szó, a segéd-rács-anód között a tértöltés potenciálmínimumot létesít. A potenciálmínimumon csak azok az elektronok juthatnak át, amelyek tangenciális sebessége a (4a) egyenlet szerint nem nagyobb az alábbi értéknél:

$$v_t = \sqrt{\frac{2e}{m} U_m}, \quad (18)$$

ahol  $U_m$  a potenciálmínimum értéke.

A (2a) képletek szerint az egyes rácsozta okozta tangenciális sebességek

$$v_{t1} = \sqrt{\frac{e}{2m}} \frac{x_1}{\sqrt{U_{1k}}} [E_{1g1} - E_{2g1}],$$

$$v_{t2} = \sqrt{\frac{e}{2m}} \frac{x_2}{\sqrt{U_{g2}}} [E_{1g2} - E_{2g2}].$$

Az utóbbi képletben figyelembe vettük, hogy  $U_{2k} \approx U_{g2}$ .

A rácsozta után fellépő maximális tangenciális sebesség

$$v_{t \max} = |v_{t1 \max}| + |v_{t2 \max}| = \sqrt{\frac{e}{2m}} \left\{ \frac{x_{1 \max}}{\sqrt{U_{1k}}} |E_{1g1} - E_{2g1}| + \frac{x_{2 \max}}{\sqrt{U_{g2}}} |E_{1g2} - E_{2g2}| \right\} \quad (19)$$

\*Részletesebben lásd pl. [Irod. 3, vagy 4].



A továbbiakban figyelembe kell vennünk, hogy sugártetródában a rácok fedésben vannak és a fókuszálási viszonyok helyes beállítása esetén elektronok csak a második rác nyílásainak egy szűk középső sávjában haladnak át. E sáv szélességét a (7) egyenlet szerint számíthatjuk ki. Ottani jelölésünkkel

$$x_{2 \max} = z = \delta \frac{s - 2c}{2},$$

ahol

$$\delta = \frac{2z}{s - 2c}. \quad (20)$$

Ezek alapján

$$v_{t \max} = \sqrt{\frac{e}{2m} \frac{s - 2c}{2} \left\{ \frac{|E_{1g1} - E_{2g1}|}{\sqrt{U_{k1}}} + \delta \frac{|E_{1g2} - E_{2g2}|}{\sqrt{U_{g2}}} \right\}}. \quad (21)$$

A térerősségek számításánál figyelembe kell vennünk, hogy a vezérlőrács-katód és a segédrács-anód térben a potenciáeloszlás közelítőleg sem lineáris. A vezérlőrács-katód térben, mint ismeretes, ez egy  $\frac{4}{3}$ -os korrekciós tényezővel vehető figyelembe. A segédrács-anód térben pedig a (13) egyenlet alapján a segédrács helyén

$$\frac{dw}{d\xi} = -2k(1 - w_m^{1/2})^{1/2}. \quad (22)$$

Megfelelő átalakítás után

$$E_{2g2} = - \frac{dU}{dx} \Big|_{x=0} = 873 \sqrt[4]{i^2 U_{g2} (1 - w_m^{1/2})^2} \text{ V/cm}, \quad (22a)$$

ahol  $i$  értékét A/cm<sup>2</sup>-ben,  $U_{g2}$ -t pedig V-ban kell helyettesíteni.

Tekintettel arra, hogy bennünket az áramátvételi pontban az anódfeszültség értéke érdekel, az egyenleteinkben szereplő  $w_m$ -et ki kell fejeznünk  $U_a$  segítségével. E célból írjuk fel ismét a (15) egyenletet az anód helyére vonatkozóan.

$$\frac{3}{2}k = (w_a^{1/2} + 2w_m^{1/2})(w_a^{1/2} - w_m^{1/2})^{1/2} + (1 + 2w_m^{1/2})(1 - w_m^{1/2})^{1/2}. \quad (23)$$

Innét  $w_m$  a  $w_a$  függvényeként elvileg kifejezhető, s ezt a fenti képletekbe helyettesítve, a (18) és (21) jobboldalainak egyenlőségéből az alábbi egyenletre jutunk:

$$w_m^{*1/2} = \frac{s - 2c}{4\sqrt{U_{g2}}} \left\{ \frac{|E_{1g1} - E_{2g1}|}{\sqrt{U_{1k}}} + \delta \frac{|E_{1g2} - E_{2g2}|}{\sqrt{U_{g2}}} \right\}. \quad (24)$$

A csillaggal való megjelölés az áramátvételi pontra utal. Ezek után e ponthoz tartozó  $w_a^*$ , majd ebből  $U_a^*$  meghatározható.

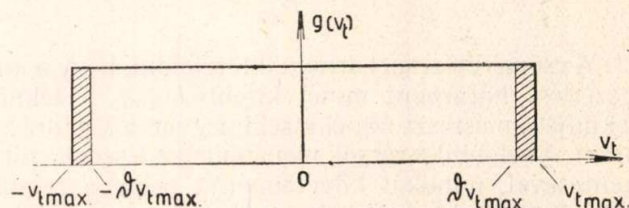
$$w_m^{1/2} = \vartheta \frac{s - 2c}{4\sqrt{U_{g2}}} \left\{ \frac{|E_{1g1} - E_{2g1}|}{\sqrt{U_{1k}}} + \delta \frac{|E_{1g2} - E_{2g2}|}{\sqrt{U_{g2}}} \right\} = \vartheta w_m^{*1/2} \quad (5)$$

Ha ebből  $U_a$ -t az ismertetett módon kiszámítjuk, akkor a B kivezérlési határpontnak megfelelő  $U_{a \min}$  értékét kapjuk meg.

Mivel (23)-ból  $w_m^*$ -ot  $w_a^*$  segítségével nehéz kifejezni, ezért gyakorlatilag úgy járhatunk el, hogy a (24) egyenletet a numerikus értékek behelyettesítése után megoldjuk  $w_m^*$ -ra, és ehhez visszafelé határozzuk meg  $w_a^*$  értékét a (23)-ból.

Hangsúlyozni kell azonban, hogy az anódáram az áramátvételi ponttól kezdve sem konstans, hanem a cső belső ellenállásának megfelelően emelkedik. Ezt főleg az árameloszlás megváltozása okozza.

A karakterisztika átmenete a *Below*-tartományból a *Tank*-tartományba nem éles. Ezért a csövet az áramátvételi ponton alul szokták kivezérelni, bár ezzel a torzítás már rohamosan nő. Hogy a kivezérlést mennyivel kisebb értékig engedjük meg, az a könyök élességétől függ. Erre támpontul a tangenciális sebességek eloszlásgörbéje szolgál. Előírhatjuk például, hogy az áramerősség a kivezérlési határpontban az áramátvételi pontbeli értékének  $\vartheta$ -szorososa legyen, ahol  $\vartheta < 1$  (pl.  $\vartheta = 0,9$ ). Az ehhez tartozó anódfeszültséget az áramátvételi ponthoz hasonlóan számítjuk ki. A viszonyok szemléltetése céljából felrajzoljuk az anódáram elektronjainak tangenciális sebességeloszlási diagrammját a segédrács után. Ez, mint tudjuk, egy téglányalakú görbe (10. ábra). A téglány területének ismeretében a



10. ábra

végekből levágunk annyit, hogy a vonalkázatlan területrészt az egész területnek  $\vartheta$ -szorososa maradjon. Ez a terület arányos az anódárammal. Az így felépítő maximális tangenciális sebesség

$$v'_{t \max} = \vartheta v_{t \max} = \vartheta (|v_{t1 \max}| + |v_{t2 \max}|). \quad (25)$$

Ekkor a kivezérlési határpontot a (24) egyenlőséghez hasonlóan az alábbi egyenlet szolgáltatja:

Az elmondottak fizikailag könnyen értelmezhetők. Ha a segédrács nagy tangenciális sebességváltozást okoz, akkor az eloszlásgörbe elnyúlik,



s a karakterisztika könyöke életlen lesz. Ilyenkor az  $(1 - \vartheta)$ -nak megfelelő területcsökkenés aránylag nagy sebességintervallum elhagyását jelenti, ami  $U_{amin}$  jelentős csökkenésével egyértelmű. Ez főleg pentódáknál fordul elő, ahol az eloszlásgörbe haranggörbéhez hasonlít (l. a lábjegyzetet a 67. oldalon). Sugártetródánál azonban a két rács úgy hat, mintha a csőben csupán egyetlen rács lenne jelen. Sűrű rácsok és helyes fókuszbeállítás esetén az eloszlásgörbe rövid, magas téglány, s így az  $(1 - \vartheta)$  arányú áramcsökkenésnek megfelelő területcsökkenés kis sebességintervallum elhagyását jelenti. Ennek folytán a kivezérlési határponthoz tartozó  $U_{amin}$  nem sokkal lesz kisebb az áramátvételi ponthoz tartozó  $U_a^*$  értékénél, annak megfelelően, hogy ilyenkor a karakterisztika meredeken indul, s a könyök éles.

Ha az  $R_a$  munkaellenállást ismerjük, akkor  $U_{amin}$  és az  $U_A$  nyugalmi anódfeszültség ismeretében a hasznos teljesítmény közelítőleg az alábbi lesz (l. a 10. ábrát):

$$P_h = \frac{(U_A - U_{min})^2}{2R_a} \quad (27)$$

A munkaellenállást a következő egyenletből számíthatjuk ki:

$$R_a = \frac{U_A - U_{amin}}{I_{amax} - I_A} \quad (28)$$

A cső anódvesztése pedig:

$$P_v = I_A U_A \quad (29)$$

Ezek után a végerősítő anódhatásfoka (maximális kivezérlésnél):

$$\eta_a = \frac{P_h}{P_v} \quad (30)$$

A csőméretezésnél arra kell törekedni, hogy a kivezérlési határpont minél kisebb  $U_{amin}$  értéknél feküdjék, másrészt minél kisebb legyen a segéd-rács-áram. Az előbbi a rácsok menetemelkedésének csökkentésével, mindkét követelményt pedig a rácsok egymással való fedésbehozásával és a segéd-rács síkjának a vezérlő-rácsnyílások fókuszpontjaiba való elhelyezésével érhetjük el.

Példaképpen nézzük meg, hogy számításaink mennyire fedik az egyik legsikerültebb sugártetróda, a 6L6G adatait, melynek anódáram-anódfeszültség karakterisztikáját a 11. ábrán láthatjuk.

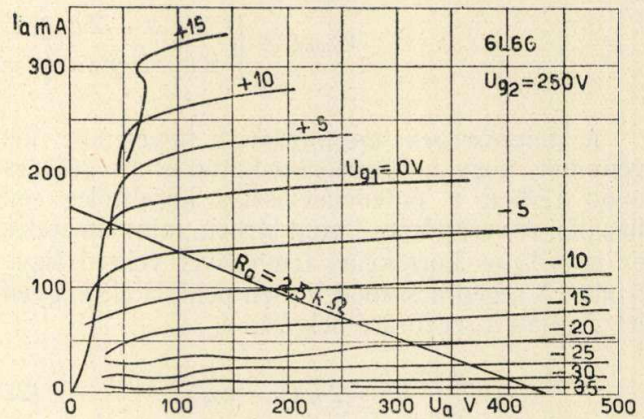
A cső adatai a következők:

a) Villamos adatok:

$$\begin{array}{ll} U_f = 6,3 \text{ V}, & I_{g2} = 5 \text{ mA}, \\ I_f = 0,9 \text{ V}, & S = 6 \text{ mA/V}, \\ U_a = 250 \text{ V}, & R_i = 22,5 \text{ kohm}, \\ U_{g2} = 250 \text{ V}, & R_a = 2,5 \text{ kohm}, \\ U_{g1} = -14 \text{ V}, & R_k = 180 \text{ ohm}, \\ I_a = 72 \text{ mA}, & N_{a\sim} = 6,5 \text{ W}. \end{array}$$

b) A számításához szükséges geometriai adatok:

$$\begin{array}{ll} d_{k1} = 0,5 \text{ mm}, & \text{a katód kent hossza } l_k = 32,7 \text{ mm}, \\ d_{12} = 0,9 \text{ mm}, & \text{a terelőlemezek közti »áramkapu«} \\ s = 0,77 \text{ mm}, & \text{szélessége (becslés) } b = 5,7 \text{ mm}, \\ 2c = 0,1 \text{ mm}, & \text{a segéd-rács-anód távolság} \\ & d_{2a} = 5,3 \text{ mm}. \end{array}$$



11. ábra

1. A segéd-rács áthatása az első rácson és az első rács effektív potenciálja

$D_{21}$  értékét nomogrammból vesszük (l. pl. [Irod. 5], 85. old.). A csőgeometria szerint

$$\frac{2c}{s} = 0,13; \quad \frac{d_{12}}{2c} = 9.$$

Ezek alapján  $D_{21} = 0,13$ .

A katód és az első rács közti kontaktpotenciál értékét  $-0,7$  V-nak vesszük. Ezek után a vezérlő-rács effektív potenciálja 0 V vezérlőfeszültségnél:

$$U_{g1 \text{ eff}} = \frac{U_{g1} + K + D_{21} \cdot U_{g2}}{1 + D_{21} \left( 1 + \frac{4}{3} \frac{d_{12}}{d_{k1}} \right)} \approx 22 \text{ V}.$$

2. A fókusz-távolság és a nyalábszélesség a segéd-rács síkjában

(7) alapján  $U_{g1} = 0$  esetén

$$\alpha_m = \arctg \frac{\pi}{2 \ln \frac{s}{2\pi c}} \approx 60^\circ.$$

A fókusz-távolság tehát (6) alapján

$$f = \frac{s}{2 \operatorname{tg} \alpha_m} + \frac{s^2 (U_{g2} - U_{g1 \text{ eff}})}{16 d_{12} U_{g1 \text{ eff}} \sin^2 \alpha_m} = 0,79 \text{ mm}.$$

Amint látjuk,  $f$  valamivel kisebb mint  $d_{12}$ , tehát a segéd-rács kissé a fókusz mögé van helyezve.

A nyalábszélességet (8) alapján számítjuk ki:

$$2z = \frac{2 d_{12} U_{g1 \text{ eff}} \cdot \sin 2 \alpha_m}{U_{g1 \text{ eff}} - U_{g2}} \left[ 1 - \sqrt{1 + \frac{U_{g2} - U_{g2 \text{ eff}}}{U_{g1 \text{ eff}}} \cdot \cos^2 \alpha_m} \right] - s,$$



$$2z = 0,065 \text{ mm.}$$

Szükségünk lesz még  $\delta$  értékére, mely a (20) egyenlet szerint

$$\delta = \frac{2z}{s-2c} = 0,097 \approx 0,1.$$

### 3. A térerősségek kiszámítása

$$E_{1g1} = -\frac{4 \cdot U_{g1 \text{ eff}} - U_k}{3 d_{k1}} = -585 \text{ V/cm.}$$

$$E_{2g1} = -\frac{U_{g2} - U_{g1 \text{ eff}}}{d_{12}} = -2535 \text{ V/cm.}$$

$$E_{1g2} = E_{2g1} = -2535 \text{ V/cm.}$$

A második rács utáni térerősség kiszámításához ismernünk kell az áramsűrűséget a segéd-rács-anód térben. E célból ismernünk kell azt a felületet, melyen az anódáram áthalad. Példánkban ezt úgy határozzuk meg, hogy a cső aktív hosszát (mely egyenlő a katód kent hosszával), megszorozzuk a tételölemezek közti »áramkapu« (becsült) szélességével. Ezek alapján

$$F = 3,27 \cdot 0,57 = 1,87 \text{ cm}^2.$$

Az áramsűrűség tehát, ha  $I$  értékét a karakterisztika alapján 168 mA-nek vesszük fel (tervezésnél persze külön ki kellene számítani):

$$i = \frac{I}{F} \approx 90 \text{ mA/cm}^2 = 0,09 \text{ A/cm}^2.$$

$E_{2g2}$  értékét most már (22a) szerint számíthatjuk ki.

$$E_{2g2} = 873 \sqrt[4]{i^2 U_{g2} (1 - w_m^{1/2})^2} \text{ V/cm} \approx \\ \approx 1050 \sqrt{1 - w_m^{1/2}} \text{ V/cm.}$$

### 4. Az áramátvételi pont meghatározása.

A (24) egyenlet szerint

$$w_m^{1/2} = \frac{s-2c}{4\sqrt{U_{g2}}} \left[ \frac{|E_{1g1} - E_{2g1}|}{\sqrt{U_{1k}}} + \delta \frac{|E_{1g2} - E_{2g2}|}{\sqrt{U_{g2}}} \right];$$

ahol  $U_{1k}$  a rácsnyílás közepén mérhető potenciál-érték. Ezt a következőképpen számíthatjuk ki (l. pl. [Irod. 5.], X. fejezet):

$$U_{1k} = \frac{s-2c}{4} \cdot |E_{2g1} - E_{1g1}| + U_{g1},$$

ahol most

$$U_{g1} = 0 \text{ V, } E_{1g1} = -585 \text{ V/cm, } E_{2g1} = -2535 \text{ V/cm.}$$

Így

$$U_{1k} = 32,7 \text{ V.}$$

Az áramátvételi pontra nézve kapjuk tehát:

$$w_m^{1/2} = 0,378 + 0,007 \cdot \sqrt{1 - w_m^{1/2}}.$$

Mivel  $\sqrt{1 - w_m^{1/2}} < 1$ , azért a második tag az első mellett alhanyagolható. Tehát az első tagot kissé fölkerekítve

$$w_m^{1/2} \approx 0,38.$$

Ha ezt az értéket a (23) egyenletbe behelyettesítjük, akkor megkapjuk  $w_a^*$  értékét, ebből pedig az áramátvételi ponthoz tartozó  $U_a^*$ -ot.

$$\frac{3}{2} k = (w_a^{1/2} + 2 w_m^{1/2}) (w_a^{1/2} - w_m^{1/2})^{1/2} + \\ + (1 + 2 w_m^{1/2}) (1 - w_m^{1/2})^{1/2},$$

ahol

$$k^2 = \frac{i d_{2a}^2}{\epsilon_0 v_2 U_{g2}}.$$

Az értékek behelyettesítése után

$$k^2 = 1,21; \quad k = 1,1.$$

Ezzel a fenti egyenlet numerikus megoldásaként kapjuk:

$$w_a^* \approx 0,184; \quad U_a^* = 46 \text{ V.}$$

A karakterisztikára egy pillantást vetve látható, hogy ez a tapasztalattal igen jól egyezik.

### 5. A kivezérlési határpont ( $U_{a \text{ min}}$ ).

A (26) egyenlet szerint

$$w_m^{1/2} = \vartheta w_m^{*1/2}.$$

Az éles karakterisztika-könyök miatt  $\vartheta$  értékét egyhez közelinek kell felvennünk. A karakterisztikába berajzolt  $R_a = 2,5 \text{ k}\Omega$ -nak megfelelő munkegyenes a kivezérlési határpontban  $I_{a \text{ max}} = 156 \text{ mA}$ -t metsz ki kb.  $U_{a \text{ min}} = 40 \text{ V}$  anódfeszültségnél. Ez azt jelenti, hogy a kivezérlési határpont árama az áramátvételi pontbeli értéknek kb. 93%-a. Legyen tehát  $\vartheta = 0,93$ , és nézzük meg, képleteink mennyire közelítik meg a valóságos viszonyokat. Így

$$w_m^{1/2} = 0,93 \cdot 0,38 \approx 0,353.$$

Ehhez a (23) egyenlet alapján a következő értékek tartoznak:

$$w_a = 0,166; \quad U_{a \text{ min}} = 41,5 \text{ V.}$$

A karakterisztika alapján azt mondhatjuk, hogy a mérésrel ez az eredmény is igen jó egyezést mutat.

### 6. A teljesítmény.

A (27) egyenlet szerint

$$R_a = \frac{U_A - U_{a \text{ min}}}{I_{a \text{ max}} - I_A} = \frac{(250 - 41,5) \text{ V}}{(156 - 72) \text{ mA}} = 2,48 \text{ k}\Omega.$$

A hasznos teljesítmény a (28) szerint

$$P_h = \frac{(U_A - U_{\text{min}})^2}{2 R_a} = \frac{208,5^2}{4960} = 8,8 \text{ Watt.}$$



## 7. A hatásfok.

A (30) egyenlet szerint

$$\eta = \frac{P_n}{P_v},$$

ahol

$$P_v = I_A \cdot U_A = 0,072 \cdot 250 = 18 \text{ Watt.}$$

Ezzel a cső (elméleti) anódhatásfoka

$$\eta_a = \frac{8,8}{18} = 0,488 \sim 48,8\%.$$

Látjuk, hogy a cső elméleti anódhatásfoka igen közel jár az ideális karakterisztikájú csőre érvényes 50%-hoz.

A fentiek alapján azt lehet mondani, hogy a levezetett képletek a tapasztalattal kellő összhangban vannak.

## IRODALOM

1. J. L. H. Jonker: Die Elektronenbahnen in Mehr-gitterröhren, Philips' techn. Rdsch. 5, 1940, 131—140. old.
2. J. L. H. Jonker: The computation of electrode systems in wich the grids are lined up, Philips Res. Rep. 4, 1949, 357—365. old.
3. B. Salzberg and A. V. Haeff: Effects of space charge in the gride-anode region of vacuum tubes, RCA Rev. 2, 1938, 336—374. old.
4. Palócz I.: Elektroncsövek I, Műegyetemi jegyzet, 1951, Tetróda c. fej. 10—21. old.
5. H. Rothe—W. Kleen: Grundlagen und Kennlinien der Elektronenröhren, 3. Auflage, AVG, Leipzig, 1953.
6. Ю. А. Кацман: Основы расчета радиоламп, Госэнергоиздат, Ленинград—Москва, 1952.

## dr. Georg Havelka prof. előadása

Dr. Georg Havelka magyarországi látogatása során előadást tartott Egyesületünkben a távolbalítás fejlődéséről és jövő lehetőségeiről. A rendkívül érdekes előadást az alábbiakban foglaljuk össze:

A távolbalítást először mechanikus eszközökkel, mint a Nipkow-tárcsa, tükörkerék stb. igyekeztek megvalósítani. Az előadás ismertette ezeknek a módszereknek a hátrányait, amelyek a képvisztaadás elérhető jóságát korlátozták.

Az új elektronikus módszer nem ismer elvi korlátozásokat a képjóság tekintetében. Az elérendő képjóság meghatározásánál azonban a távolbalítás kérdését mint komplex egészet kell figyelembe venni. A távolbalító közvetítés összes költségei az adóberendezés árából, a vevőkészülék és a vevőantenna árából tevődnek össze. Az utóbbi két tételt a közönség viseli és ezek nagyságától függ a távolbalítás elterjedése.

Ezt a szempontot figyelembevéve az 50 periódusú hálózattal rendelkező országokban a 625 soros és másodpercenként 50 félképet közvetítő távolbalítórendszer terjedt el általánosságban. Ez a szovjet szabványnak megfelelő rendszer nyert Csehszlovákiában is bevezetést. Az elérhető képnagyság a 16 mm-es keskenyfilmnek megfelelő minőségű képvisztaadást nyújt. A 16 mm-es filmméret minősége iskolai közvetítések céljára már jó szolgáltatokat tett. Az előadás további része ismertette a távolbalító vevőkészüléket, annak kezelését és bemutatta az új csehszlovák távolbalító vevőt.

A távolabbi fejlődés a nagyfelületű képvisztaadás felé halad. Általános használatra a modern tükör-optikával történő közvetlen vetítés látszik a legjobb megoldásnak.

Mozi célokra és nyilvános vetítésekre különböző optikai és elektronikus módszerek ismeretesek. Az előadás tárgyalta a *Telefunken*, *scophony*, *skyatron*, prof. *Fischer-RCA* nagy-képvétítő rendszereket. A jelenlegi fejlődés legmagasabb fokát egyelőre a fényerős vetítő képcsövek jelentik.

A fejlődés további lehetősége a színes képek televíziós átvitele. Ez a színek komponensek szimultán vagy egymás után következő átvitelével valósítható meg. A színek komponensek váltása az utóbbinál mechanikai vagy elektronikus eszközökkel valósítható meg, egyelőre meglehetősen nehezen.

A színes távolbalítás legfontosabb segédeszköze az olyan képcső, amely egyetlen ernyőn a képeket természetesen színben tudja visszaadni. Erre vonatkozó számos megoldást ismertet és az egyes típusok előnyeit és hátrányait tárgyalta az előadás. Végezetül a távolbalítás-technika néhány tudományos és műszaki alkalmazását ismertette. A *noctovisor*-cső lehetővé teszi, hogy infravörös sugarak segítségével sötétben is lássunk. Az *ultrafax* a televíziós technikán alapuló rendkívüli teljesítőképességű, gyorstávíró rendszer, amellyel egy 500 oldalas könyv teljes szövegét 20 másodperc alatt át lehet vinni. Megemlíttette az ipari távolbalítóberendezés különböző formáit, amelyeknél a képet rövid távolságokra speciális kábelon viszik át. Ezeknek a berendezéseknek veszélyes ipari folyamatok megfigyelésénél van nagy jelentőségük. A repülő navigáció terén is a legutóbbi időben jól beváltak a távolbalítási módszerek.

Az előadást 40 vetített kép kísérte. Az utána következő megbeszélés folyamán a hallgatóság kérdéseire válaszolt az előadó. Ezután szűkebb baráti összejövetel keretében távolbalítási szakértőinkkel részletkérdéseket tárgyalt.



## Lineáris elektromos hálózatok topológiája\*

HENNYEY ZOLTÁN  
a műszaki tudományok kandidátusa  
(Híradástechnikai Tanszék)

### 5. Zárt és nyílt hálózatok

A hálózatokat osztályozzuk aszerint, hogy a hálózatban hány ágat hagyunk »nyitva«, azaz hány ágban nem kapcsolunk be egy meghatározott kétpólust. Ha minden ág be van »töltve« egy paraméterével adott kétpólussal, akkor a hálózatot »zártnak« nevezük. Ilyen zárt hálózat például a sokszor említett *teljes négy-pont hálózat*. (Pl. a 18. ábrán látható.) Ha a hálózat egy ágában nem helyezünk el meghatározott kétpólust, röviden, a hálózat egy *pólus-párját* »nyitvahagyjuk«, akkor az így keletkező nyílt hálózatot *kétpólusnak* nevezük. (Az elemi kétpólussal szemben ez esetben *összetett* kétpólusról beszélünk.) Általában: aszerint, hogy a nyitvahagyott póluspárok száma  $2, 3, \dots, n$ ; beszélünk négy-, hat-, ...  $2n$ -pólusról.

A) Zárt hálózat kapcsán felmerül az a kérdés, hogy mik a hálózat sajátfrekvenciái? A sajátfrekvenciák fizikai jelentése az, hogy ilyen frekvenciájú áram, vagy feszültség létezhetik a hálózatban akkor is, ha valamennyi ág passzív, tehát ha minden forrásparaméter zérus.

Tegyük fel, hogy ismerjük a zárt hálózat minden ágának admittanciáját, illetve impedanciáját a  $p$  frekvencia-paraméter függvényében (tehát a  $Z_j(p)$  ill.  $Y_j(p)$  függvényeket, melyek persze *operátorokat* jelentenek). Ekkor a hálózatdetermináns is  $p$ -nek — az első topológiai szabállyal kiszámítható — valamilyen  $\Delta_H(p)$  függvénye lesz.

Bizonyítás nélkül állítjuk, hogy a  $\Delta_H(p)$  függvény minden  $p_s$  sajátfrekvenciánál eltűnik, és csak ott. Tehát a

$$\Delta_H(p) = 0 \quad (21)$$

egyenletnek, melyben a hálózatdetermináns  $p$ -nek *valós-együtthatójú polinomja*, gyökei a sajátfrekvenciák. Ez a tény ad jelentőséget a hálózat-determinánsnak.

B) Zárt hálózat kapcsán a másik alapvető kérdés az, hogy mi a hálózat  $i$ -edik ágának elektromos állapota; azaz meghatározandók az  $u_i(t)$  és  $i_i(t)$  időfüggvények. Az  $u_i$  ágfeszültség stacioner állapotban az egyes ágak forrásaiból származó komponensekből tevődik össze (általános esetben még a sajátfrekvenciás komponensek jönnek hozzá), tehát így írható:

$$u_i(t) = U_{i1} e^{p_1 t} + U_{i2} e^{p_2 t} + \dots + U_{i6} e^{p_6 t} \quad (22)$$

Ebben a kifejezésben  $U_{ik}$  az  $i$ -edik ágfeszültség  $k$ -adik forrásból származó komponensének komplex amplitudóját jelenti,  $p_k$  pedig a  $k$ -adik forrásfrekvenciát. Az  $u_i(t)$  időfüggvény ismert akkor, ha ismerjük az  $U_{ik}$  *komponens-amplitudókat*, melyek nyilván rendre az

$$F_1, F_2, E_3, E_4, E_5 \text{ és } E_6$$

\* *Folytatás.* (Lásd 1954. 3—4. sz. 33—39. old.)

forrásamplitudókkal arányosak. Hasonlóképpen írható fel az  $i_i(t)$  függvény is:

$$i_i(t) = I_{i1} e^{p_1 t} + I_{i2} e^{p_2 t} + \dots + I_{i6} e^{p_6 t} \quad (23)$$

ahol a komponens áram-amplitudók szintén a fenti forrásamplitudókkal arányosak.

Állapítsuk meg, hogy a hálózat  $i$ -edik ágában felesleges mindkét állapotjellemző — a feszültség és áram — meghatározása. Az egyik állapotjellemző ismeretében ugyanis a másik az ág karakterisztikáján keresztül már számítható.

A Thevenin-ágak állapotának jellemzésére válasszuk az ágáramot, a Norton-ágnál pedig az ágfeszültséget. Azért ezeket, mert a Thevenin-ág szélső esetben rövidzár, a Norton-ág pedig szakadás lehet, amikor a feszültség, ill. az áram feltétlen zérus volta miatt ezek a paraméterek az állapotra nem lennének jellemzők.

A (20) és (21)-es egyenletek felírásánál hallgatólag feltételeztük, hogy a már jól ismert 6 ágból álló négy pont hálózatról van szó. Ennek 1-es és 2-es ága Norton-ág, a többi pedig Thevenin-ág volt. Így a fenti megállapodásunk szerint a hálózat »primer« állapotjellemzői:

$$u_1, u_2, i_3, i_4, i_5 \text{ és } i_6.$$

Ezeknek a paramétereknek a komponensamplitudói pedig a forrás-amplitudókkal arányosak (csak az  $u_1$ -et és  $i_6$ -ot írjuk fel):

$$\begin{aligned} U_{11} &= K_{11} F_1, & U_{12} &= K_{12} F_2, & U_{13} &= K_{13} E_3, \\ I_{61} &= K_{61} F_1, & I_{62} &= K_{62} F_2, & I_{63} &= K_{63} E_3, \end{aligned} \quad (24)$$

Az arányossági tényezőket — a szorzókat — *csatolási tényezőknél* nevezük. Ezek háromféle dimenziójúak lehetnek: ellenállás-, tiszta szám-, és vezetés-dimenziójúak.

A szóbanforgó négy pont-hálózat összes (hat) ágának primer állapotjellemzőjét — a forrásparaméterek és csatolási tényezők ismeretében — a következő egyenletrendszer adja:

$$\begin{aligned} u_1 &= K_{11} f_1 + K_{12} f_2 + K_{13} e_3 + \dots + K_{16} e_6 \\ u_2 &= K_{21} f_1 + K_{22} f_2 + K_{23} e_3 + \dots + K_{26} e_6 \\ i_3 &= K_{31} f_1 + K_{32} f_2 + K_{33} e_3 + \dots + K_{36} e_6 \\ &\vdots \\ i_6 &= K_{61} f_1 + K_{62} f_2 + K_{63} e_3 + \dots + K_{66} e_6 \end{aligned} \quad (25)$$

Az ebben az egyenletrendszerben szereplő  $u$ -k,  $i$ -k,  $f$ -ek és  $e$ -k persze nem az amplitudókat, hanem magukat az időfüggvényeket jelentik, a  $K$ -k pedig *operátorokat*, tehát  $p$ -függvényeket.



Ennek az egyenletrendszernek az együttható-mátrixa :

$$K(p) = \begin{bmatrix} K_{11} & K_{12} & K_{13} & \dots & K_{16} \\ K_{21} & K_{22} & K_{23} & \dots & K_{26} \\ K_{31} & K_{32} & K_{33} & \dots & K_{36} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ K_{61} & K_{62} & K_{63} & \dots & K_{66} \end{bmatrix} \quad (26)$$

a csatolás mátrix (persze  $p$ -függvény), melynek elemei különböző dimenziójú mennyiségek. A dimenzióviszonyok áttekintésére a mátrix-elemeket két szaggatott vonallal négy csoportba osztottuk: a bal felső sarokban *impedanciák*, a bal alsó és jobb felső sarkokban *tiszta számok*, a jobb alsó sarokban pedig *admittanciák* állnak.

A csatolási tényezők kiszámítása topológiai úton a csatolási determinánsok és a hálózatdetermináns megállapításával történik. Ugyanis minden csatolási tényező így írható fel:

$$K_{pq} = \frac{\Delta_{pq}}{\Delta_H} \quad (27)$$

Minden csatolási tényező nevezőjében a hálózatdetermináns szerepel, melyet négy pont-hálózatunk kapcsán a (17) egyenlettel felírtunk. A számlálóban a csatolási determinánsok állnak, melyeket a második és harmadik topológiai szabállyal írhatunk fel.

A csatolási tényezőket — ugyanúgy, mint a csatolási determinánsokat — két csoportba osztjuk, és »ön-csatolási tényezőőről«, ill. »külső csatolási tényezőőről« beszélünk aszerint, hogy az indexek egyeznek, vagy nem.

C) Nyílt hálózat kapcsán már nem merülhet fel az a kérdés, hogy a hálózat egyes ágai milyen elektromos állapotban vannak, mert a nyitott ágak lezárása előtt az egyes ágak elektromos állapotáról nem is beszélhetünk. Az alapvető kérdés nyílt hálózatoknál: mi a két-, négy-, ...  $2n$ -pólusú nyílt hálózat *karakterisztikája*?

A legáltalánosabb lineáris kétpólus karakterisztikája (pl. Thevenin-alakban) egyetlen lineáris egyenlet:

$$u_1(t) = Z_{11}(p) [i_1(t)] + e_{e1}(t) \quad (28)$$

Ez az egyenlet tulajdonképpen egy *lineáris differenciálegyenlet* szimbólikus operátor-szorzással felírva. Ebben az egyenletben tehát  $Z_{11}$  operátort jelent — független változója  $p = \frac{d}{dt}$  —, mely az  $i_1(t)$

időfüggvényre hat. Az operátor-szorzás közönséges szorzásba akkor megy át — és ez az operátorszámítás jelentőségének magyarázata — ha az  $i_1(t)$  időfüggvény *egy-frekvenciás exponenciális* függvény:

$$i_1(t) = I_{1x} e^{px^t} \quad (29)$$

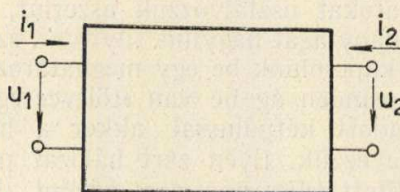
Erre az időfüggvényre a  $Z_{11}(p)$  operátor alkalmazása — stacioner esetben — egyszerűen a

$$Z_{11}(px)$$

komplex számmal — az operátor-függvénynek a  $px$  frekvencián felvett értékével — való szorzást jelenti.

A nyílt hálózatok karakterisztikájában szereplő — lásd pl. a (26) egyenletet — *csatoló impedanciák* a közönséges ág-impedanciáktól a kettős indexszel vannak megkülönböztetve; az eredő forrás-feszültségek és forrás-áramok megkülönböztetésére pedig az indexbe még egy »e« betűt tettünk.

A legáltalánosabb lineáris négy pólus karakterisztikája — szintén Thevenin-alakban — így írható:



15. ábra

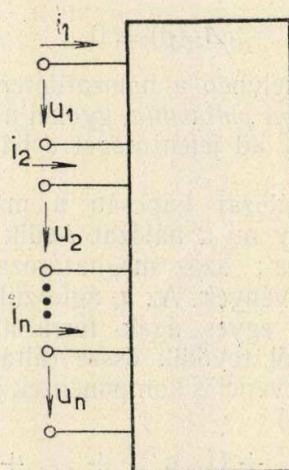
(a négy pólus szokásos ábrázolását a 15. ábrában láthatjuk)

$$\begin{aligned} u_1 &= Z_{11}i_1 + Z_{12}i_2 + e_{e1} \\ u_2 &= Z_{21}i_1 + Z_{22}i_2 + e_{e2} \end{aligned} \quad (30)$$

ez tehát már két egyenletből álló lineáris (differenciál-) egyenletrendszer. Általában  $2n$ -pólusnál (Thevenin-alakban) a karakterisztika így írható fel: (a  $2n$  pólus ábrázolását a 16. ábrában adjuk)

$$\begin{aligned} u_1 &= Z_{11}i_1 + Z_{12}i_2 + \dots + Z_{1n}i_n + e_{e1} \\ u_2 &= Z_{21}i_1 + Z_{22}i_2 + \dots + Z_{2n}i_n + e_{e2} \\ &\vdots \\ u_n &= Z_{n1}i_1 + Z_{n2}i_2 + \dots + Z_{nn}i_n + e_{en} \end{aligned} \quad (31)$$

Megjegyezzük, hogy az ebben az egyenletrendszerben szereplő kis betűk időfüggvényeket, a nagy betűk



16. ábra

pedig operátorokat jelentenek. A  $2n$ -pólus karakterisztikája  $n$  egyenletből álló — általában inhomogén — lineáris (differenciál-) egyenletrendszer.

Nyílt hálózatoknál kézenfekvően máris két csoportot különböztethetünk meg aszerint, hogy a karakterisztika *homogén*, vagy *inhomogén* lineáris egyenletrendszer. Kétpólusnál már a homogén



karakterisztikáját *passzív*nak, az inhomogén karakterisztikáját pedig *aktív*nek neveztük. Közelfekvő lenne ezt a terminológiát minden nyílt hálózatra általánosítani, sajnos azonban a már nemzetközileg meghonosodott és elfogadott terminológia nem így következetes. Praktikusán ugyanis az inhomogén karakterisztikájú nyílt hálózatoknak — a kétpólust kivéve — nincs jelentőségük, és több-pólusoknál már az aktív-passzív megkülönböztetést másra használják.

Az általános karakterisztika, a feszültségeket és áramokat vektorba :

$$\begin{aligned} \underline{u} &= [u_1, u_2, \dots, u_n] \\ \underline{e}_e &= [e_{e1}, e_{e2}, \dots, e_{en}] \\ \underline{i} &= [i_1, i_2, \dots, i_n] \end{aligned} \quad (32)$$

az egyenletrendszer együtthatóit pedig *mátrixba* tömörítve :

$$\underline{Z} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} & \dots & Z_{1n} \\ Z_{21} & Z_{22} & \dots & Z_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Z_{n1} & Z_{n2} & \dots & Z_{nn} \end{bmatrix} \quad (33)$$

így írható fel a mátrixalgebra nyelvén :

$$\underline{u} = \underline{Z} \cdot \underline{i} + \underline{e}_e \quad (34)$$

A homogén karakterisztikájú nyílt hálózatok két nagy csoportját kell még megkülönböztetnünk aszerint, hogy a  $Z$  mátrix *szimmetrikus*, vagy *aszimmetrikus*. Nos, az elfogadott terminológia szimmetrikus esetben *passzív*nak, aszimmetrikus esetben pedig *aktív*nek nevezi a nyílt hálózatot. Kétpólusnál az »együttható-mátrix« egyetlen szám, és így ennek szimmetrikus vagy aszimmetrikus volta nem kerülhet szóba ; itt az aktív és passzív jelzőket az eddigi értelemben használhatjuk.

A jövőben ezt a — nem éppen következetes — terminológiát fogjuk használni és a nyílt hálózatokat a következőképp osztályozzuk :

1. elsősorban a karakterisztika homogén, vagy inhomogén volta szerint megkülönböztetünk *homogén és inhomogén nyílt hálózatokat* ;

2. ezen belül pedig az együttható-mátrix szimmetrikus vagy aszimmetrikus volta szerint *passzív, illetve aktív nyílt hálózatokról* beszélünk.

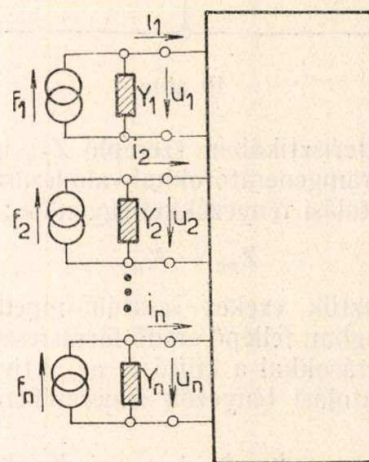
3. Kivételt képeznek a kétpólus-hálózatok, ahol az »együttható-mátrix« csak szimmetrikus lehet (hiszen a mátrix egyetlen »főátló-elemből« áll). Itt a passzív és aktív jelzőket a karakterisztika homogén, ill. inhomogén voltának jelzésére használjuk. Vagyis — abban állapodunk meg, hogy kétpólus-hálózatoknál a *homogén és passzív* valamint az *inhomogén és aktív* jelzők ugyanazt jelentik.

Így természetesen a legáltalánosabb  $2n$ -pólus egy *inhomogén és aktív nyílt hálózat*.

Két nyílt hálózatot akkor mondunk *ekvivalensnek*, ha a megfelelő ágakat azonos — egyébként tetszőszerinti — kétpólusokkal lezárva ezek azonos elektromos állapotba kerülnek. Az így értelmezett ekvivalenciát a nyílt hálózatok karakterisztikáinak azonossága biztosítja.

Vessük fel a kérdést : topológiai úton hogyan határozhatjuk meg egy nyílt hálózat karakterisztikáját? Szorítkozzunk a (31)-el adott általános Thevenin-karakterisztika paramétereinek (a csatoló-impedanciák és eredő forrásfeszültségek) topológiai meghatározására. Ez ugyan az általánosságot csorbítja, de a karakterisztika tetszőszerinti alakban ezzel a gondolatmenettel írható fel.

A (31) egyenletrendszer egy inhomogén, aktív  $2n$ -pólusnak a Thevenin-alakban felírt karakterisztikája. Zárjuk le ennek a  $2n$ -pólusnak valamennyi nyílt ágát egy-egy áramgenerátorral. Vegyük tekin-



17. ábra

tetbe (17. ábra), hogy a záróágak számára az áram mérőiránya fordított, így az áram-generátorok karakterisztikái — egyelőre nem használva ki, hogy ezek admittanciája zérus :

$$\begin{aligned} i_1 + Y_1 u_1 &= f_1 \\ i_2 + Y_2 u_2 &= f_2 \\ &\vdots \\ i_n + Y_n u_n &= f_n \end{aligned} \quad (35)$$

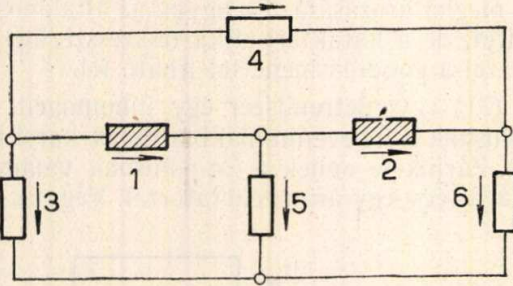
Itt az  $f_1, \dots, f_n$  forrásáramok tetszőszerinti írhatók elő, és lényegében — zérus záró-admittanciák mellett — az  $i_1, i_2, \dots, i_n$  áramok előírását jelentik. A forrásáramok — és ezzel a külső ágramok — előírása után a 17. ábrán látható *zárt hálózat*hoz jutunk, hol valamennyi  $Y$  zérus. Itt az  $u_1, \dots, u_n$  feszültségek a már ismert topológiai úton meghatározhatók.

Legyenek a hálózat belső forrásai az  $\alpha, \beta, \dots, \omega$ -indexű ágakban. A belső ágak jellegétől függően ezek az  $e_\alpha$ , ill.  $f_\alpha$ ;  $e_\beta$ , ill.  $f_\beta$ ;  $\dots$   $e_\omega$ , ill.  $f_\omega$  forrásparaméterekkel vannak jellemezve, melyeket jelöljünk egységesen  $h_\alpha, h_\beta, \dots, h_\omega$ -val. Topológiai úton meghatározva a külső ágak (szakadások) közötti csatolási tényezőt, valamint a külső ágak és az aktív belső ágak közöttit ; a külső ágak primer állapotjellemzőit — tehát a feszültségeket — így írhatjuk :

$$\begin{aligned} u_1 &= K_{11} f_1 + \dots + K_{1n} f_n + K_{1\alpha} h_\alpha + \dots + K_{1\omega} h_\omega \\ &\vdots \\ u_n &= K_{n1} f_1 + \dots + K_{nn} f_n + K_{n\alpha} h_\alpha + \dots + K_{n\omega} h_\omega \end{aligned} \quad (36)$$



Figyelembevéve, hogy a nyílt hálózat áramgenerátorokkal való lezárása esetén a (36)-ban szereplő » $f$ « forrásáramok az előírt » $i$ « ágáramokkal egyenlők: a (31) és (36) egybevételével találjuk, hogy a



18. ábra

(31) karakterisztikában szereplő  $Z_{pq}$  impedanciák éppen az áramgenerátorokkal való lezárások mellett fellépő csatolási tényezőkkel egyenlők:

$$Z_{pq} = K_{pq} \quad (37)$$

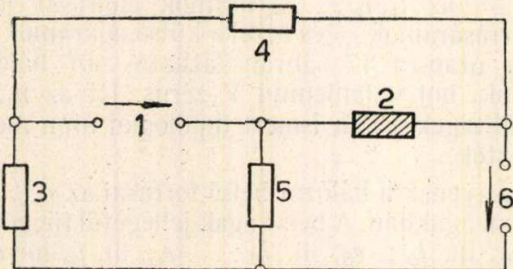
ezért neveztük ezeket »csatoló-impedanciáknak«. Az  $i$ -edik ágban fellépő eredő forrásfeszültség pedig a belső forrásokkal a külső és az aktív belső ágak közötti csatolási tényezők ismeretében így írható fel:

$$e_{ei} = K_{i\alpha} h_{\alpha} + \dots + K_{i\omega} h_{\omega} \quad (38)$$

Persze, ha belső források nincsenek, akkor valamennyi eredő forrásfeszültség zérus, tehát *homogén nyílt hálózatról* van szó.

6. Példák

A) Az első példa a topológiai szabályok alkalmazásának bemutatására legyen egy zárt hálózat elektromos állapotának meghatározása. Írjunk fel a már sokszor tárgyalt és a 18. ábrában újra megrajzolt négy pont-hálózat kapcsán néhány csatolási tényezőt. Legyen feladatunk az 1-es és 6-os ágak elektromos állapotának meghatározása, ha csak ez a két ág aktív. A többi ág — 2-es, 3-as, 4-es és 5-ös — passzív és elektromos állapotukat nem is akarjuk



19. ábra

meghatározni. Így a teljes (25) egyenletrendszer első és utolsó egyenleteit kell csak felírunk, melyek — ha figyelembe vesszük a passzív ágak forrásparamétereinek zérus voltát — az alábbi alakot öltik:

$$\begin{aligned} u_1 &= K_{11} f_1 + K_{16} e_6 \\ i_6 &= K_{61} f_1 + K_{66} e_6 \end{aligned} \quad (39)$$

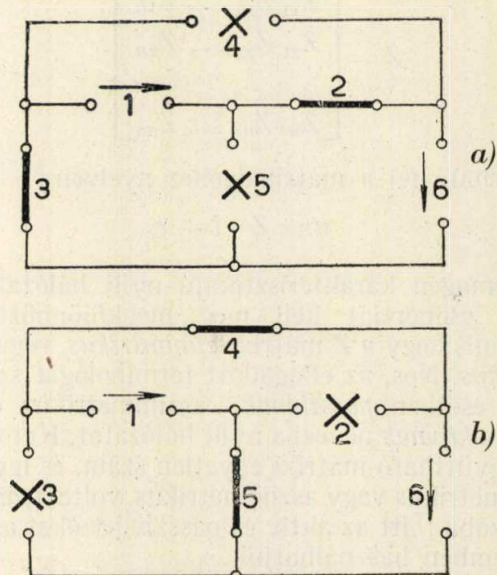
Ezeket a csatolási tényezőket kell tehát kiszámítanunk és ebből a célból meg kell határoznunk a

$$\Delta_H, \Delta_{11}, \Delta_{16}, \Delta_{61}, \text{ és } \Delta_{66}$$

determinánsokat. A hálózat determinánsát az első topológiai szabály alapján már felírtuk a (17) egyenlettel.

A  $\Delta_{16}$  megállapítása céljából először az 1-es és 6-os ágakat eltávolítjuk (19. ábra) és a maradék-hálózat 4 ágának irányítását (mely  $\Delta_{16}$  felírásánál közömbös) elhagyjuk. Az eltávolított ágak helyére irányításukat jelöltük, melyek a csatolási determináns tagjainak előjelére befolyással vannak, tehát nem hagyhatók el. Viszont az eltávolított ágak jellege (Norton- vagy Thevenin-ág) már nem játszik szerepet; az  $Y_1$  és  $Z_6$  paraméterek a  $\Delta_{16}$ -ban nem fordulnak elő.

A kanonikus extrémizálásnál három ágat tettünk rövidzárú; a szubkanonikus extrémizálás tehát a



20. ábra

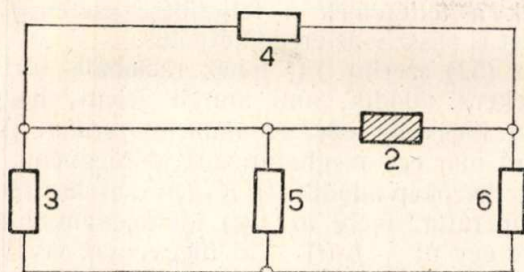
maradék-hálózat két ágának rövidrezárását jelenti. A maradék-hálózat 4 ágából kettőt tehát úgy kell rövidrezárunk, hogy akár a rövidrezárt 1-es, akár a rövidrezárt 6-os ágat hozzátevé aktivizálható extrém hálózathoz jussunk. Az 1-es és 6-os ágakat egyidejűleg rövidrezárva az 1-est és 6-ost egyaránt tartalmazó hurkot kell kapnunk. A fentieknek elegendő szubkanonikus extrémizálás kettő van (20. ábra): vagy a 2-es és 3-as, vagy a 4-es és 5-ös ágakat kell rövidrezárunk. (Egyidejűleg persze a másik két ág szakadás). Összesen 6 szubkanonikus kombináció van; a többi 4 azonban nem tesz eleget a fenti feltételeknek, vagyis a többi szubkanonikus extrémizálás együtthatója zérus. Az extrémizálás együtthatója a 2-es és 3-as ágak rövidrezárásánál — 1, mert az így képződő 1—2—6—3—1 áramkörben az 1-es és 6-os irányítások egyezők; a 4-es és 5-ös ágak rövidrezárásánál pedig +1, mert a keletkező 1—5—6—4—1 áramkörben az 1-es és 6-os irányítások ütköznek. Az első extrémizálásban lényegesen a 2-es, 4-es és 5-ös ágak vannak extrémizálva, tehát a  $\Delta_{16}$  determináns megfelelő tagjában az  $Y_2, Z_4$  és  $Z_5$  tényezők szerepelnek, valamint a



fent megállapított  $-1$  extrémizálási együttható. A második extrémizálásban lényegesen csak a 3-as van extrémizálva, tehát a megfelelő tag  $-$  az extrémizálási együttható  $+1$  lévén  $- + Z_3$ . Így a  $\Delta_{16}$  csatolási determináns:

$$\Delta_{16} = -Y_2 Z_4 Z_5 + Z_3 \quad (40)$$

A fenti megoldásainknál sehol sem használtuk ki azt, hogy a csatolási determináns indexe »16« a



21. ábra

megadott sorrendben. A  $\Delta_{61}$  felírásánál szószerint ugyanezt a gondolatmenetet követhetnénk, hiszen az 1-es és 6-os ágak szimmetrikusan szerepeltek. Vagyis

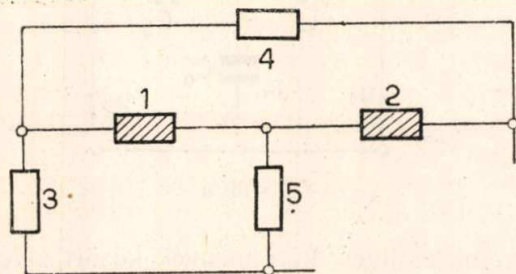
$$\Delta_{61} = \Delta_{16} \quad (41)$$

A  $\Delta_{11}$  meghatározásához az 1-es Norton-ágot — a módosított harmadik topológiai szabály szerint — rövidzárral kell helyettesítenünk (21. ábra), és az így keletkező hálózat determinánsát kell felírunk. Az első topológiai szabály alapján kapjuk:

$$\Delta_{11} = (Z_3 + Z_5)(Z_4 + Z_6) + Z_3 Z_5 + Y_2 Z_4 (Z_3 Z_5 + Z_3 Z_6 + Z_5 Z_6) \quad (42)$$

Végül a  $\Delta_{66}$  felírásához a 6-os Thevenin-ágot szakadással kell helyettesítenünk (22. ábra), és az így keletkező hálózat determinánsa *negatív előjellel* a keresett öncsatolási determinánssal egyezik.

Említésreméltó az itt alkalmazott topológiai gondolatmenet, mely az alábbi algebrai formára vezetett.



22. ábra

A 22. ábrán látható hálózat determinánsát kell felírunk az első topológiai szabály alapján. Bontsuk fel ezt a hálózatot két szembekapcsolt két-pólusra (23. ábra). A baloldali két-pólus a 3-as és 5-ös ágakból; a jobboldali pedig az 1-es, 2-es és 4-es ágakból van összetéve. Ennek a hálózatnak a determinánsát osszuk két részre aszerint, hogy az

extrémizálás melyik oldalt teszi rövidzárrá. (Egy-idejűleg a másik oldalnak szakadássá kell válnia.) Az alábbi táblázatban — algebrai nyelven — fejezzük ki annak feltételét, hogy a bal-, illetve jobboldal aktivizálható rövidzárt, ill. szakadást adjon:

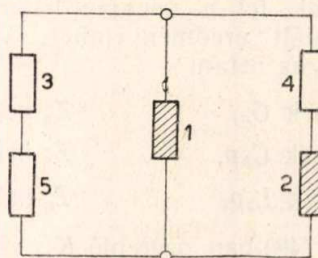
	rövidzár	szakadás
baloldal	1	$Z_3 + Z_5$
jobboldal	$Y_1 + Y_2 + Y_1 + Y_2 Z_4$	$1 + Y_2 Z_4$

Ezekután a hálózat aktivizálhatóságának feltétele: a baloldal aktivizálható rövidzár és egyidejűleg a jobboldal szakadás legyen, vagy a baloldal szakadás és a jobboldal rövidzár legyen; azaz algebrai fordításban (és = szorzás, vagy = összeadás):

$$-\Delta_{66} = 1 + Y_2 Z_4 + (Z_3 + Z_5)(Y_1 + Y_2 + Y_1 Y_2 Z_4) \quad (43)$$

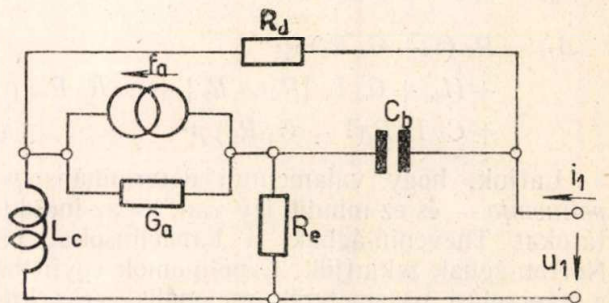
Együtt van az összes determináns, melyek ismeretében a keresett csatolási mátrix így írható:

$$K = \frac{1}{\Delta_H} \begin{bmatrix} \Delta_{11} & \Delta_{16} \\ \Delta_{61} & \Delta_{66} \end{bmatrix} \quad (44)$$



23. ábra

B) A második példa a 24. ábrabeli nyílt hálózat karakterisztikájának meghatározása legyen. Ez a hálózat — nyitott ágát kétpólussal lezárva — ugyanaz, mint a 18. ábrán feltüntetett »négy pont-hálózat«. Még az ágak jellege is azonos, csupán átindexeltük őket; most az 1, 2 ... 5, 6 indexek helyett az



24. ábra

$a, b \dots e, 1$  indexeket használjuk a belső (betűvel) és külső (számmal) ágak megkülönböztetésére.

Az első példa eredményeinek közvetlen felhasználhatósága érdekében le kell mondanunk arról, hogy a fenti nyílt hálózat karakterisztikáját Thevenin-alakban írjuk fel. A karakterisztika Norton-alakjához a következőképpen jutunk:



Legyen a nyílt hálózat *Thevenin-ággal* lezárva, melynek karakterisztikája (itt is figyelembevétel, hogy  $i_1$  mérőiránya fordított):

$$u_1 + Z_1 i_1 = e_1 \quad (45)$$

Ha még a záró kétpólus impedanciáját 0-nak választjuk (azaz a nyílt hálózatot feszültség-generátorral zárjuk le), akkor az  $e_1$  forrásfeszültség megadása lényegében az  $u_1$  feszültség előírását jelenti. Ennek a Thevenin-ágnak az elektromos állapotát az  $i_1$  áram adja meg. A lezárt hálózatban két forrás van: a belső  $f_a$  és a külső  $e_1$ . Tehát  $i_1$  a szereplő csatolási tényezők ismeretében így írható fel (az  $i_1$  mérőirányát megfordítottuk!):

$$i_1 = -K_{1a} f_a - K_{11} e_1 \quad (46)$$

De itt  $e_1$  (45) szerint  $-Z_1 = 0$  esetén — egyenlő  $u_1$ -el, tehát a nyílt hálózat karakterisztikája Norton-alakban:

$$i_1 = Y_{11} u_1 - f_1 \quad (47)$$

hol a (46)-ból kiolvashatóan:

$$\begin{aligned} Y_{11} &= -K_{11} \\ f_{e1} &= K_{1a} f_a \end{aligned} \quad (48)$$

Használjuk fel a négyponthálózatra az első példában talált eredményeinket. Vegyük figyelembe, hogy az ottani

$Y_1$ -nek $G_a$ ,	$Z_4$ -nek $R_d$ ,
$Y_2$ -nek $C_b p$ ,	$Z_5$ -nek $R_e$ és
$Z_3$ -nak $L_c p$ ,	$Z_6$ -nak $Z_1 = 0$

felel meg; a (48)-ban szereplő  $K_{11}$  és  $K_{1a}$  csatolási tényezők, illetve a  $\Delta_{11}$ ,  $\Delta_1$  és  $\Delta_H$  determinánsok a fenti megfelelések alapján a (41), (38) és (17) szerint rendre így írhatók:

$$\begin{aligned} -\Delta_{11} &= (1 + G_a R_c) + \\ &+ (L_c G_a + C_b [R_d + R_e + G_a R_d R]) p + \\ &+ C_b L_c (1 + G_a R_d) p^2 \end{aligned} \quad (49)$$

$$\Delta_{1a} = (L_c - C_b R_d R_e) p \quad (50)$$

$$\begin{aligned} \Delta_H &= R_d (1 + G_a R_e) + \\ &+ (L_c + G_a L_c [R_d + R_e] + C_b R_d R_c) p + \\ &+ C_b L_c R_e (1 + G_a R_d) p^2 \end{aligned} \quad (51)$$

Látjuk, hogy valamennyi determináns  $p$ -nek *polinomja* — és ez mindig így van, ha az induktivitásokat Thevenin-ágnak, a kapacitásokat pedig Norton-ágnak tekintjük. E polinomok együtthatói a kapcsolási paraméterek racionális egész kifejezései.

A determinánsok alapján az eredő kétpólus karakterisztikájának (47)-ben szereplő együtthatói:

$$Y_{11} = -K_{11} = -\frac{\Delta_{11}}{\Delta_H}, \quad (52)$$

és

$$f_{e1} = K_{1a} f_a = \frac{\Delta_{1a}}{\Delta_H} f_a \quad (53)$$

Az (53)-ból kiolvashatóan az eredő kétpólus aktív vagy passzív aszerint, hogy  $f_{e1}$  zérustól különbözik, vagy nem. Ez az eredő forrás-áram kétféleképpen lehet zérus: vagy  $f_a$  zérus, vagy  $\Delta_{1a}$  az. ( $\Delta_H$  nem lehet végtelen!) Ha  $f_a$  zérus, azaz a nyílt hálózat belsejében nincsenek források, akkor az eredő kétpólus természetesen passzív.  $\Delta_{1a}$  akkor zérus, ha

$$L_c = C_b R_d R_e \quad (54)$$

Ennek a feltételnek a teljesülése esetén  $f_a \neq 0$  mellett is passzív az eredő kétpólus.

Az (52) szerint  $Y_{11}$   $p$ -nek racionális törzfüggvényeként adódik, ami annyit jelent, hogy az  $Y_{11}(p)$  függvény egy *admittancia-operátor*. Az  $f_{e1}$  viszont már egy meghatározott időfüggvény, mely a következőképp adódik: a  $K_{1a}(p)$  csatolási tényező egy operátor, mely az  $f_a(t)$  időfüggvényre alkalmazva egy új  $f_{e1}(t)$  időfüggvényre vezet.

Ha az  $f_a(t)$  egy  $p_a$  frekvenciájú *exponenciális* időfüggvény:

$$f_a(t) = F_a e^{p_a t} \quad (55)$$

akkor erre alkalmazva a  $K_{1a}(p)$  operátort, stacioner állapotban az

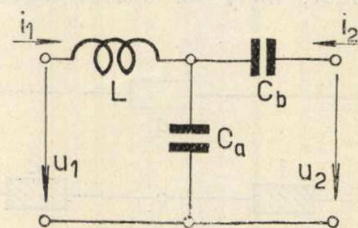
$$f_{e1}(t) = K_{1a}(p_a) F_a e^{p_a t} \quad (56)$$

ugyanolyan *frekvenciájú* időfüggvényt kapjuk. Itt már  $K_{1a}$  nem operátor, hanem közönséges szorzó; a  $K_{1a}$  operátorfüggvény  $p_a$  frekvenciánál felvett értékével kell szoroznunk.

C) Végül az utolsó példa legyen a 25. ábrában látható *négypólus* karakterisztikájának meghatározása. Ez a négypólus mindenesetre *homogén karakterisztikájú*, mert a nyílt hálózat minden ága passzív. A keresett karakterisztika tehát Thevenin-alakban:

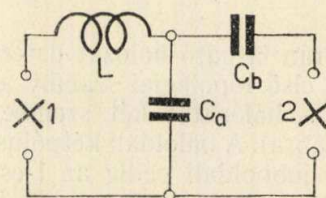
$$\begin{aligned} u_1 &= Z_{11} i_1 + Z_{12} i_2 \\ u_2 &= Z_{21} i_1 + Z_{22} i_2 \end{aligned} \quad (57)$$

A karakterisztika topológiai meghatározása céljából a nyitott ágakat áram-generátorokkal kell



25. ábra

lezárnunk és ilyen körülmények között a  $K_{11}$ ,  $K_{12}$  és  $K_{22}$  csatolási tényezőket megállapítanunk.



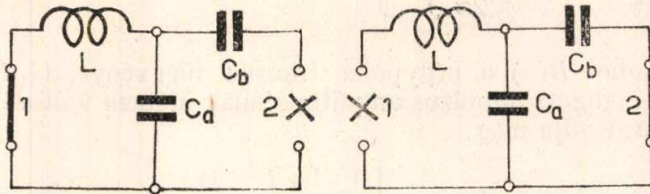
26. ábra



A hálózat determinánsa a 26. ábra alapján — az áramgenerátorokat szakadásnak kell tekintenünk! — így írható:

$$\Delta_H = C_a C_b p^2 \quad (58)$$

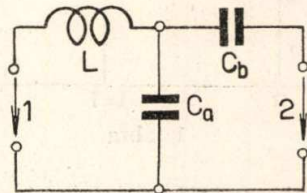
A  $\Delta_{11}$  és  $\Delta_{22}$  felírásához az 1-es, ill. 2-es záró-ágakat kell rövidreznünk a 27. és 28. ábrák szerint. (A másik záró-ág szakadás marad!)



27. ábra

28. ábra

Norton záró-ágokról (áramgenerátorokról) lévén szó: a fenti ábrákban látható hálózatok pozitív



29. ábra

előjelű determinánsa adja (módosított harmadik topológiai szabály) az öncsatolási determinánsokat:

$$\begin{aligned} \Delta_{11} &= C_b p (1 + LC_a p^2) \\ \Delta_{22} &= (C_a + C_b) p \end{aligned} \quad (59)$$

### Minőség és önköltség a híradástechnikában

Május 28-án ankétot tartottunk a minőség és önköltség összefüggéseiről, a minőség javításának és az önköltség csökkentésének kérdéseiről. A beszámolót Hermann László elvtárs, a BHG főmérnöke tartotta. Kiemelte annak az eddig elterjedt nézetnek a helytelenségét, mely szerint a gyártmányok minőségének fokozása általában az önköltség növekedését vonja maga után és viszont az önköltség csökkentése együtt jár a minőség romlásával.

Kimutatta, hogy ennek éppen az ellenkezője igaz: a helyes megtervezés és végrehajtás jelentősen hozzájárulhat a gyártmányok minőségének javításához és viszont a minőség fokozása rendszerint az önköltség csökkentésével jár. Részletesen tárgyalta a minőség és önköltség alakulásában szerepet játszó tényezőket és rámutatott azokra a módszerekre, amelyekkel a minőségjavítás az önköltség-csökkentéssel egyidejűleg érhető el.

A beszámolót számos értékes hozzászólás követte.

A beszámoló és a hozzászólások alapján a legfontosabb teendőket határozati javaslatban foglaltuk össze, melyet az ankét elfogadott. A határozati javaslatot végrehajtás végett az Egyesület vezetősége az illetékes szervek elé terjeszti.

A beszámoló és a hozzászólások leglényegesebb részeit lapunkban közölni fogjuk.

Végül a  $\Delta_{12}$  meghatározásához rajzoljuk fel a 29. ábrát. Innen:

$$\Delta_{12} = C_b p \quad (60)$$

Igy a csatolási tényezők, illetve az ezekkel egyenlő és (57)-ben szereplő csatolóimpedanciák egyszerűsítés után:

$$Z_{11} = \frac{\Delta_{11}}{\Delta_H} = \frac{1 + LC_a p^2}{C_a p} \quad (61)$$

$$Z_{22} = \frac{\Delta_{22}}{\Delta_H} = \frac{C_a + C_b}{C_a C_b p} \quad (62)$$

$$Z_{12} = Z_{21} = \frac{\Delta_{12}}{\Delta_H} = \frac{1}{C_a p} \quad (63)$$

Ezek természetesen impedancia-operátorok, és így  $p$ -nek racionális törtfüggvényei.

### IRODALOM

1. W. Cauer: »Theorie der linearen Wechselstromschaltungen« (Ak. Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1941.)
2. H. W. Bode: »Network Analysis and Feedback Amplifier Design« (D. Van Nostrand, New York, 1945.)
3. W. H. Ingram and C. M. Cramlett: »On the Foundation of Electrical Network Theory« (Journal of Mathematics and Physics, 1944. 23, p. 134.)
4. Y. H. Ku: »Résumé of Maxwell's and Kirchoff's Rules for Network Analysis« (Journal of the Franklin Institute, 1952. 253, p. 211.)
5. J. Lantieri: »Méthode de Détermination des Arbres d'un Réseau« (Annales de Télécommunication, 1950. 5, p. 204.)
6. W. S. Percival: »The Solution of Passive Electrical Networks by Means of Mathematical Trees« (Proceedings of I. E. E., 1953. May, p. 143.)

### Híradástechnikai Konferencia

A Magyar Tudományos Akadémia Műszaki Osztálya és Egyesületünk rendezésében május 6, 7, 8-án tartott híradástechnikai konferencia igen nagy érdeklődés mellett folyt le. Az előadások egész napon át igen látogatottak voltak, miután a vállalatok és intézetek vezetői délelőtt is lehetővé tették a részvételt. Az előadásokhoz sokan szóltak hozzá.

A konferencia rendezői az előadások és a vita anyaga alapján határozati javaslatot dolgoztak ki, amely felöleli a híradástechnikai kutatás legfontosabb kérdéseit. A javaslatokat az illetékes szervek elé terjesztjük.

A konferencia anyaga az Akadémia Osztályközleményeiben meg fog jelenni, azokat az előadásokat azonban, amelyek a legnagyobb érdeklődésre tartanak számot, lapunkban is folytatólagosan közölni fogjuk.

### Helyreigazítás

Az 1954. évi 1—2. számban Palócz István: »Magnetron frekvenciaspektruma« 6. és 7. ábrájának képei felcserélendők.



## Egy időmérési módszerről

LAJTHA GYÖRGY

Mérési módszerek megválasztásakor arról kell dönteni, hogy magát a mérendő mennyiséget, vagy annak melyik hatását hasonlítjuk össze etalonnal. A lehetőségek közötti választást gyakorlati szempontok szabják meg. Üzemi mérések nagy részénél az egyszerű kezelhetőség, a gyors kiértékelési lehetőség a közvetlenül mutató műszereket részesíti előnyben. Ezeknél a műszereknél a mérendő és a kitérés között kell kapcsolatot teremteni. Kikötjük azonban, hogy ezt a kapcsolatot monoton változó függvény írja le, mert ellenkező esetben a mérés egyértelműségét nem tudjuk biztosítani.

Ha időt akarunk mérni elmozdulással, akkor a mozgás sebességének ismerete szolgáltatja a kívánt összefüggést. A millisecundumok nagyságrendjében azonban ez már nem használható módszer, más törvényszerűséget kell a méréshez alkalmazni. A leírandó megoldásnál először idő és feszültség, majd feszültség és kitérés között létesítünk összefüggést. Mindkét kapcsolatot a különleges követelményeknek megfelelően kell megvalósítani.

### 1. Kapcsolat az idő és feszültség között

A mérendő időt egy feszültség-, vagy áramimpulzus hossza jelenti; ez a híradástechnikai mérések esetén közvetlenül adódik, de más területeken is elérhető. Fontos, hogy az impulzus másik jellemzője, az amplitúdó, állandó értékű legyen; ez elektronikus kapcsolással elérhető.

Ha ezt az impulzust (1. ábra) egy négypólus bemenetére kapcsoljuk, akkor a kimenetén megjelenő

$$U_2(t) = \frac{U_0}{j2\pi} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{B(\omega)}{\omega} e^{j\omega t} d\omega - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{B(\omega)}{\omega} e^{j\omega(t-T)} d\omega \right]$$

Ha a  $B(\omega)$  függvénynek csak negatív  $\omega$  értéknél van pólusa, és ez a kikötés csak aktív négypólusra jelent bizonyos korlátozást, akkor a  $t < T$  értékeknél a második integrál eltűnik. Ez a második integrál  $U_2(t)$  értékét csak csökkenti, viszont a mérésnél a feszültség maximumát fogjuk majd indikálni, ami mint látható,  $t = T - \Delta t$  pillanatban lép fel.

$$[U_2(t)]_{\max} = U_2(T) = \frac{U_0}{j2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{B(\omega)}{\omega} e^{j\omega T} d\omega$$

Ha kikötjük még  $B(\omega)$ -ra azt is, hogy az a végtelenben legalább  $\frac{1}{\omega}$  szerint tűnjön el, akkor  $U_2$  a  $T$ -nek monoton növekvő függvénye, így a kapcsolat mérésre alkalmas.\*

A kívánt  $B(\omega)$  transfer függvényt megvalósíthatjuk aluláteresztő szűrővel, vagy  $RC$ -taggal,

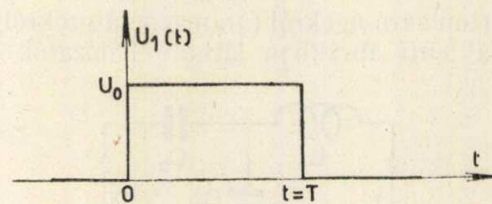
\*Bizonyos esetekben szükség van előírt  $U_2(T)$  függvényre; ilyenkor a fenti Fredholm-féle integrálegenlet numerikus vagy grafikus megoldása nyújtja a keresett négy-pólus transfer függvényt.

feszültség nagyságát Fourier-integrállal számolhatjuk ki.

$$U_2'(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B(\omega) U_1(\tau) e^{j\omega(t-\tau)} d\tau d\omega$$

ahol  $B(\omega)$  a négypólus transfer függvénye,  $U_1(t)$  pedig az impulzus amplitudójának időbeni változását adja meg

$$U_1(t) = \begin{cases} 0 & \text{ha } t < 0 \\ U_0 & \text{ha } 0 < t < T \\ 0 & \text{ha } T < t \end{cases}$$



1. ábra

Ezek figyelembe vételével átírva és az idő szerinti integrálást elvégezve

$$U_2(t) = \frac{U_0}{j2\pi} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{B(\omega)}{\omega} [e^{j\omega t} - e^{j\omega(t-T)}] d\omega \right]$$

Tovább rendezve

$$U_2(t) = \frac{U_0}{j2\pi} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{B(\omega)}{\omega} e^{j\omega t} d\omega - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{B(\omega)}{\omega} e^{j\omega(t-T)} d\omega \right]$$

ahol a feszültséget a kondenzátorról vesszük le, sőt némely csöves négypólussal is (pl. Miller integrátor). Ez az elv az impulzus-szélesség modulációs rendszereknél már ismeretes, ugyanis azok demodulátora így működik.

Példaképpen vizsgáljuk meg azt, ha a négypólus helyébe ideális aluláteresztő szűrőt kapcsolunk.

$$B(\omega) = \begin{cases} 1 & \text{ha } |\omega| < \omega_0 \\ 0 & \text{ha } |\omega| > \omega_0 \end{cases}$$

Az integrált ezek szerint szétbontva három részre, a  $-\infty \rightarrow -\omega_0$  és az  $\omega_0 \rightarrow \infty$  határú tagok nulla értékűek; így marad

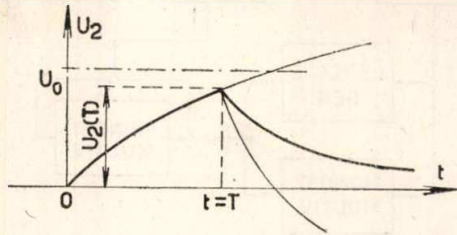
$$U_2(T) = \frac{U_0}{j2\pi} \int_{-\omega_0}^{\omega_0} \frac{e^{j\omega T}}{\omega} d\omega = \\ = \frac{U_0}{j2\pi} \left[ \int_{-\omega_0}^{\omega_0} \frac{j \sin \omega T}{\omega} d\omega + \int_{-\omega_0}^{\omega_0} \frac{\cos \omega T}{\omega} d\omega \right]$$



A második integrál azonosan egyenlő nullával, mert a  $\frac{\cos \omega T}{\omega}$  páratlan függvény [ $f(-\omega) = -f(\omega)$ ]. A  $\frac{\sin \omega T}{\omega}$  függvény páros, így ha annak kétszeresét vesszük, akkor elég nullától  $\omega_0$ -ig integrálni.

$$U_2(T) = \frac{U_0}{\pi} \text{Si } \omega_0 T \cong \frac{U_0 \omega_0 T}{\pi}$$

A közelítés igen pontosnak tekinthető, mert  $\text{Si } \omega_0 T \cong \omega_0 T$ , ha  $\omega_0 T < 1$ . Tehát ha egy ideális

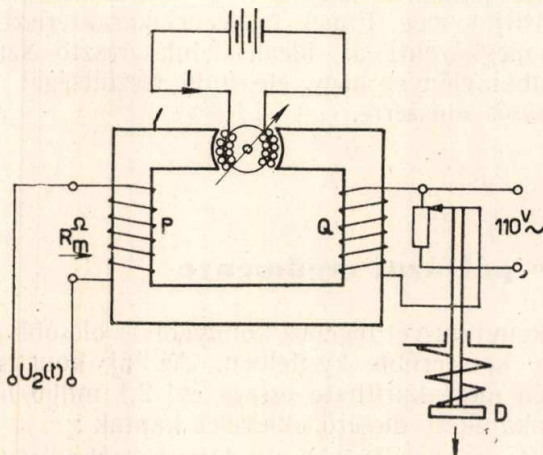


2. ábra

aluláteresztő szűrőre feszültséglökést adunk, akkor a kimeneten mérhető feszültség (2. ábra) maximális értéke az impulzus idejével lineárisan arányos.

**2. Kapcsolat a feszültség és a kitérés között**

Feszültség indikálására általában az áram és a mágneses tér kölcsönhatását használjuk fel, itt is azt alkalmazzuk, de olyan elrendezésben, hogy az folyamatosan változó feszültségértékek esetén azok maximumát mutassa. Láttuk ugyanis, hogy  $[U_2(t)]_{\text{max}}$  arányos  $T$ -vel, tehát ezt az értéket kell a műszernek tartósan mutatnia, hogy kényelmes leolvasást biztosíthassunk. A feladat ezek szerint a mutatót szélső kitérésében rögzíteni, amire itt a

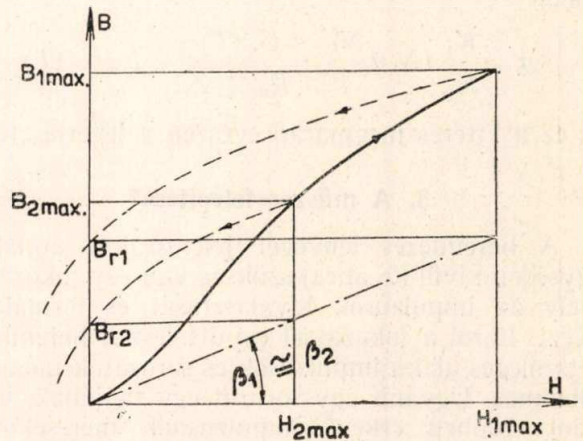


3. ábra

remanenciát használjuk majd fel. A műszer (3. ábra) állórésze szilíciumvasból készül, rajta két tekercs van elhelyezve. Egyik tekercsen (P) a mérendő feszültséggel arányos áramot hajtunk keresztül. Ez az áram a vasban az első mágnesezési görbe szerinti indukciót idézi elő. Amikor a feszültség, amely az áramot előidézi, megszűnik, a vasban

a gerjesztés (4. ábra) nullára esik vissza, de nem az első mágnesezési görbe, hanem a histerézis görbe felső ága mentén. A nyugalmi helyzet akkor következik be, amikor  $H = 0$ , vagyis a görbe metszi a B tengelyt. A metszéspont helye attól függ, hogy a görbén mekkora maximális gerjesztésig jutottunk; természetesen a telítési szakaszt megközelíteni nem szabad. Ez a  $B_r$  remanenciaérték tartósan megmarad és a forgórészben folyó konstans áramra nyomatékot gyakorol. A műszert olyan nagy tehetlenségűnek készítjük, hogy a  $B_{\text{max}}$  következtében fellépő hirtelen lökést nem tudja követni, így a gerjesztés rövid ideje alatt nem lendül ki. A skálát úgy kalibráljuk, hogy a mutató a tekercsen átfolyó maximális áram után megmaradó remanenciaérték hatására tér ki a mérendő feszültséget jelző pontig.

Az állórészen elhelyezett másik tekercs (Q) arra szolgál, hogy minden egyes mérés befejeztével a vasat lemágnesezhessük. Ezzel elérjük, hogy a következő mérésnél ismét a B és a H tengely metszéspontjából indulhatunk ki és az első mágnesezési



4. ábra

görbe mentén haladhatunk. A legerjesztést a D nyomógomb végzi a 3. ábrán látható kapcsolásban. A nyomógomb fokozatos visszaengedése csökkenő amplitudójú váltakozó áramot bocsát az állórészre és ez, mint ismeretes, visszavezeti a histerézis görbét a B — H diagram nullpontjába.

A forgórész számára állandó I értékű áramot biztosítunk. Az áram konstans volta azért lényeges, mert a kitérítő nyomaték ennek az indukcióval való szorzata és az a kívánságunk, hogy a kitérés csak a remanenciától függjön.

A forgórészt kitérítő nyomaték számszerűen kifejezve

$$M = K_1 I N B$$

A kitérítő nyomatékkal kifejezhető a kitérés szöge :

$$\alpha = \frac{M}{K_2} = \frac{K_1}{K_2} I N B$$

E kifejezésben  $K_1, K_2, I$  és  $N$  a műszer állandói. A kitérés a mindenkori indukcióval arányos. Az indukció, amíg a P tekercsben folyik áram, addig  $\mu H$  értékű, az áram megszűnése után pedig a rema-



nencia értékére tér vissza. Fejezzük ki a remanenciát:

$$B_r = \vartheta H_{\max} \quad \vartheta = \operatorname{tg} \beta$$

ahol  $\vartheta$  a vasanyag és a légrésnagyság függvénye.

$$H_{\max} = i_m \frac{N_P}{l}$$

A gerjesztő áramot a négy-pólus kimenő feszültsége hozza létre a műszer ellenállásán

$$i_m = \frac{U_2(T)}{R_m + Z}$$

Itt  $R_m$  a műszer ellenállása,  $Z$  pedig az  $U_2(T)$  feszültséget szolgáltató négy-pólus kimenő impedanciája

Ezt a maximális térerősség képletébe beírva

$$H_{\max} = \frac{1}{R_m + Z} \cdot \frac{N_P}{l} \cdot U_2(T)$$

ebből

$$a = \frac{K_1}{K_2} IN \vartheta \frac{N_P}{l} \cdot \frac{U_2(T)}{R_m + Z} = K_0 U_2(T)$$

és ez a kitérés megmarad egészen a legerjesztésig.

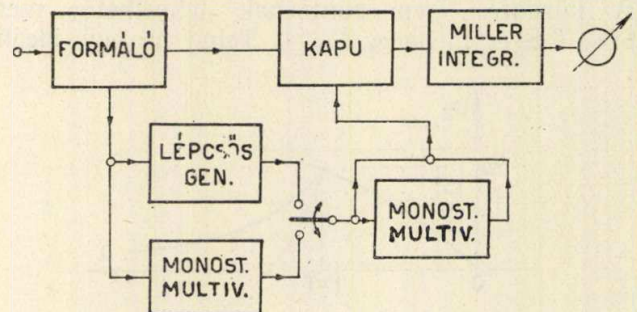
### 3. A műszer felépítése\*

A berendezés lényegét jelentő két átalakító egységen kívül (5. ábra) szükség van egy fokozatra, mely az impulzusok kiválasztását és formálását végzi. Ezzel a fokozattal együtt lesz a berendezés tetszőleges alakú impulzusok és sorozatok mérésére alkalmas. Ugyanis egy sorozat egy tagjának, vagy adott időben érkező impulzusnak mérésekor a kiválasztó fokozat meggátolja, hogy más impulzusok is az átalakító négy-pólus bemenetére jussanak. Eszerint a berendezés bemenete és az átalakító

\*A műszer megépítésével, hitelesítésével és gyakorlati alkalmazásával *Werner János* e számban megjelent cikke foglalkozik.

négy-pólus közé egy kapuáramkört iktatunk, mely csak a mérendő impulzust engedi át. Ugyanez az áramkör végzi el az impulzusok amplitudójának állandó feszültségen tartását.

A kapuáramkört, ha egy sorozat  $n$ -edik tagját akarjuk mérni, lépcsős generátorral vezéreljük. Ez a számláló áramkör akkor ad ki indító jelet, ha  $n - 1$  impulzust befogadott. Ennek az egységnek működéséhez azonosra alakított impulzusokra van



5. ábra

szükség, ezért egy differenciáló és vágó fokozaton át kapja meg a jelet. A lépcsős generátor által kiadott indító feszültség a kapuáramkört kinyitja, azonkívül indítja azt a monostabil multivibrátort is, mely a kapu nyitvatartási idejét megszabja. Ennek visszabilenése adja a záró jelet.

Ha meghatározott  $\tau_1$  és  $\tau_2$  időpont között érkező impulzus, vagy impulzusok mérése a feladat, akkor a lépcsős generátor helyébe egy monostabil multivibrátor kerül, melynek időállandója  $\tau_1$ . Ez a multivibrátor az indító impulzusra átbillen,  $\tau_1$  idő múlva visszatér nyugalmi helyzetébe, ekkor nyitja ki a kapuáramkört és indítja el a  $\tau_2 - \tau_1$  időállandójú, előbb már említett multivibrátort. Az egyes részeket differenciáló tagokkal kapcsoljuk össze.

Az átalakító négy-pólust Miller-integrátorral valósítjuk meg. Ennek frekvenciakarakteristikája jól megközelíti az ideális aluláteresztő szűrőt; további előnye, hogy elegendő feszültséget ad a mutató mészere.

## A »gazdaságosabb méretezés« pályázat eredménye

A múlt évben a *Klement Gottwald-gyár* versenyfelhívásával indult mozgalom folyamánaképpen a *Kohó- és Gépipari Minisztérium* 50 000 Ft-os pályázatát hirdetett. A pályázati felhívás teljes szövege lapunkban is megjelent.

A felhívásra iparunkból a *Híradástechnikai Tudományos Egyesület* útján 8 pályamunka futott be. Tudományos egyesületeiken keresztül vettek részt a pályázaton az erősáramú villamosipar, a gépipar és a műszeripar is. Az első három helyezést ezekből az iparokból érkezett brigádmunkák érték el.

A negyedik helyen *Balogh László* (Telefongyár) egyéni pályázata részesült 5 000 Ft pénzzutalomban. E pályázat tárgya a Telefongyárban gyártott

keskenyfilm-vetítőgépek könnyebb és olcsóbb gyártása korszerűbb kivitelben. Az új konstrukció révén megtakarítható összeg évi 2,1 millió forint. Munkájukért dícsérő oklevelet kaptak:

*Kas Oszkár* (Beloianisz Híradástechnikai Gyár)  
Telefongyár Híradástechnikai Gyárrészleg brigádja

Telefongyár Vasútbiztosító Gyárrészleg brigádja  
Egyesült Izzólámpa Gyár brigádja

A pályázat eredményeképpen a híradástechnikai iparban a gazdaságosabb méretezés következtében rövid időn belül mintegy 3 millió forint kerül megtakarításra.



## Elektronikus módszer kapcsolóelemek működési időinek mérésére

WERNER JÁNOS  
Műszaki Egyetem Vezetékes Híradástechnikai Tanszék

Korszerű távbeszélőközpontok áramköreinek helyes működésében döntő fontosságú tényező az idő. A tervezőtől ez a kapcsolóelemek működési időinek ismeretét, a gyártástól az időelőírások lehető pontos betartását és ellenőrzését követeli meg. Ezért kívánatos olyan időmérési módszer, mely mind a gyártás, mind a laboratórium gyakran sokoldalú igényeihez jól alkalmazkodik. A jelenleg használatos eljárások — például ballisztikus galvanométerrel — távolállnak ettől.

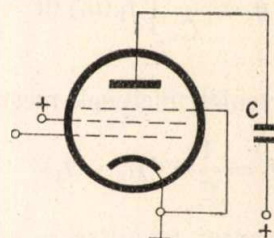
Az elektronika kézenfekvő megoldásokat kínál a kérdéses milliszekundum nagyságrendű időtartamok mérésére. Összefügg ez azzal, hogy elektroncsövek, elektronikus áramkörök jóformán teljesítmény nélkül, egyedül feszültségváltozással is vezérelhetők.

Bármely időmérési módszernél a mérőrendszer számára el kell határolni a mérendő időtartamot megelőző, illetve követő időpontokat magától az időtartamtól. Ez az elhatárolás elektronikus mérésnél úgy történhet, hogy a mérendő időtartam elejét és végét egy-egy feszültségváltozással jellemezzük, melyek vezérlik a mérőrendszert. E feszültségváltozások könnyen előállíthatók, vagy kész áramkörökből — azok megbontása nélkül — megfelelő pontokról levehetőek.

A következőkben egy — a milliszekundum tartományt átfogó — elektronikus időmérési módszert vázolunk, majd jelfogó és kapcsológép működési időinek mérésével két alkalmazási példát adunk.

### Időmérés elve

Nagy belsőellenállású pentóda anódimpedanciájául  $C$  kapacitású kondenzátort iktatunk be az 1. ábra szerinti kapcsolásban.  $t = t_1$  időpontig a cső

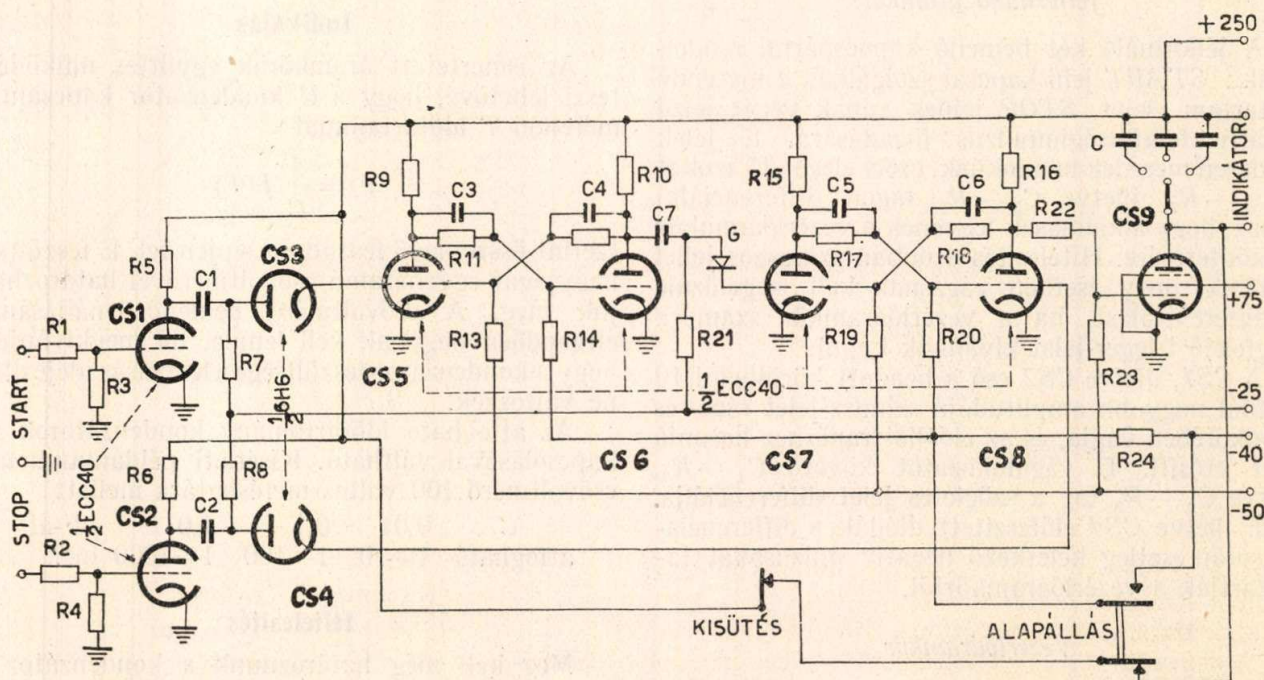


1. ábra

vezérlőrácsát zárófeszültségén túl előfeszítve, anódáram nem folyik; a kondenzátoron töltés és feszültség zérus. Ha  $t = t_1$  pillanatban a rács feszültségét a cső vezető-tartományába vezéreljük és itt állandó értéken tartjuk  $t = t_2$  időpontig, amikor ismét lezárjuk, akkor a kondenzátoron fellépő feszültség

$$u_c = \frac{1}{C} \int_{t_1}^{t_2} i_a dt$$

ahol  $i_a$  a cső anódáram. Első közelítésben a pentóda terheléséhez képest nagy belsőellenállása miatt konstansáramú generátornak tekinthetjük, így előbbi egyenletünk



2. ábra



$$u_c = \frac{i_a}{C} (t_2 - t_1)$$

alakot ölt, azaz a kondenzátor feszültsége arányosan nő a cső vezetésének időtartamával. Az  $i_a$  állandó közelítés nélkül az anódáram — adott cső valamint rácsheszültségek mellett — csupán az anódfeszültségtől függ, mely viszont függvénye a kondenzátor feszültségének. Ezért

$$i_a = f_1(u_c)$$

lévén, eredeti integrálunk most

$$u_c = \frac{1}{C} \int_{t_1}^{t_2} f_1(u_c) dt$$

alakú integrálegyenlet, melynek megoldása

$$u_c = \frac{1}{C} \cdot f(t_2 - t_1)$$

alakú. A kondenzátor feszültsége, valamint a cső vezetésének  $t_2 - t_1 = T$  időtartama között egyértelmű összefüggés áll fenn.

További áramkörünk feladata mármost:

1. Biztosítani kell, hogy a kondenzátort töltő cső vezető-állapotát határoló  $t_1$ , illetve  $t_2$  időpontok egybeessenek a mérendő időtartam elejét és végét határoló időpontokkal.

2. Mód legyen az  $f(t_2 - t_1)$  függvénynek mérés útján — hitelesítéssel — történő meghatározására.

A 2. ábrán látható áramkör ennek megfelelően működik.

### Áramköri leírás

Az időmérő három alapvető részből: a már ismertett kondenzátort-töltő csőből, valamint vezérlő-, és jelformáló áramkörből áll.

### Jelformáló áramkör

A jelformáló két bemenő kapocspárral rendelkezik: *START* jelű kapcsai szolgálnak a mérendő időtartam elejét, *STOP* jelűek annak végét jelző negatív feszültségimpulzus fogadására. E jelek rendszeresen meredek homlokúak, ezért elegendő azokat a  $C_1 - R_7$ , illetve  $C_2 - R_8$  tagon differenciálni ahhoz, hogy alkalmasak legyenek a vezérlőáramkör működtetésére. Hitelesítés azonban szinuszos jellel történik, mely esetben vágásnak kell megelőznie a differenciálást, ha a vezérlőáramkör számára megfelelő trigger-jelet kívánunk kapni.

A *CS1*, illetve *CS2* cső a beadott körülbelül 10 voltnál nagyobb amplitúdójú szinusz-jelet rács- és anódkörében vágja, és az előálló trapézhoz hasonló jelet erősíti. E vágófokozatot követő  $C_1 - R_7$ , illetve  $C_2 - R_8$  tag a szögletes jelet differenciálja. *CS3*, illetve *CS4* előfeszített diódák a differenciálás során esetleg keletkező negatív pulzusokat távol tartják a vezérlőáramkörtől.

### Vezérlőáramkör

A vezérlőáramkör triódái páronként egy-egy bistabil multivibrátort alkotnak.

Alapállapotban *CS6* és *CS8* vezetnek, és párjait: *CS5* és *CS7*-et lezárva tartják. Amidőn egy start-triggerjel az áramkörbe érkezik, hatására az első multivibrátor átbillen: *CS5* vezetni kezd, *CS6* pedig lezár. Utóbbi anódján megjelenő pozitív feszültségugrás a *G* kristálydiódán át *CS7* rácására jut, ezért a második multivibrátor is átbillen: *CS7* vezet, *CS8* lezárt állapotba kerül. Az áramkör ebben az állapotban marad mindaddig, míg a beérkező stopjel *CS8*-at kinyitva a második multivibrátort alapállapotba billenti vissza. Az első multivibrátor állapota most nem változik, mert a *G* előfeszített kristálydióda a visszirányú csatolást meggátolja.

A vezérlőáramkör csöveinek vezető (1), illetve lezárt (0) állapotait a működés egyes fázisaiban az alábbi táblázat foglalja össze:

	CS5	CS6	CS7	CS8
ALAPÁLLAPOT	0	1	0	1
START	1	0	1	0
STOP	1	0	0	1

A táblázatból látható, hogy *CS8* az a cső, mely a start és stop közötti időben nem vezet, ezért anódja lényegesen pozitívabb, mint a megelőző, vagy következő időkből. A *CS9* töltő-pentóda rácstól *CS8* anódjáról vezelve biztosítható, hogy előbbi csupán a mérendő időtartam alatt vezessen.

A stop-jel beérkezése után a multivibrátor-állapotok olyan kombinációja áll elő, melyben minden további — akár a *START*, akár *STOP* kapcsokra jutó — jel hatástalan marad a vezérlőáramkörre.

Újabb mérés előkészítésére a vezérlőáramkört az *ALAPÁLLÁS* billentyű működtetésével alapállapotba kell vinni.

### Indikálás

Az ismertett áramkörök együttes működése teszi lehetővé, hogy a *C* kondenzátor kapcsain a mérendő *T* időtartammal

$$u_c = \frac{1}{C} f(T)$$

szerint összefüggő feszültség lépjen fel. E feszültség nagyságát egyenáramú csővoltmérővel határozhatjuk meg. A csővoltmérő bemenőellenállásának elegendően nagyra kell lennie, ha megkívánjuk, hogy a kondenzátor feszültsége a leolvasás ideje alatt ne változzék.

Az átfogható időtartomány kondenzátorok átkapcsolásával váltható. Kísérleti példányunkon a csővoltmérő 100 voltos méréshatára mellett

<i>C</i>	0,01	0,1	1,0	$\mu\text{F}$ -al
átfogható	1—10	1—100	1—1000	ms.

### Hitelesítés

Meg kell még határoznunk a kondenzátor  $u_c$  feszültsége, valamint a mérendő *T* időtartamok közötti



$$u_c = \frac{1}{C} f(T)$$

függvénykapcsolatot. Ez elvileg különböző idő-különbségű start-stop jelekhez tartozó feszültség-értékek meghatározását jelenti. Ilyen start-stop jelpárat előállító generátor híján elvégezhető a hitelesítés hangolható szinuszjel-generátor segítségével is. Bár utóbbi folyamatosan juttat jelet időmérőnk *START* és *STOP* kapcsaira, az ismertett vezérlőáramkör mégis csupán egyetlen jelpárra reagál, mert stop-állapota után további jelekre érzéketlen marad.

Az időmérő *START*, illetve *STOP* kapocs-párját a szinusz-generátor ellenütemű kimenetével kötve össze, a *START* kapcsokra jutó első negatív jel startállapotba hozza a rendszert. Ezzel egyidejűleg a *STOP* kapcsokra a szinusz-jel pozitív félperiódusa jut, mely hatástalan. A *STOP* kapcsokra start után egy fél periódussal jutó negatív jel a vezérlőáramkört stopállapotba viszi. Start és stop között tehát  $f_s$  Hz frekvenciájú szinusz-jel esetén

$$T = \frac{1}{2 f_s} \text{ szekundum}$$

idő telik el.

Hangfrekvenciás generátorral ilyen módon hitelesíthető időtartomány felső határa 25 ms.

Az 1—25 ms tartományban egy-egy hitelesítési pont felvétele után az *ALAPÁLLÁS* billentyű működtetésével a vezérlőáramkör alapállapotba-állítása mellett a kondenzátor kisütése is megtörténik. Ilyenkor a *KISÜTÉS* billentyűnek nyugalmi helyzetében kell állnia.

A 25—1000 ms tartomány hitelesítése úgy történhet, hogy a hitelesítő generátor egy — például 50 Hz-es — állásában hitelesítő mérősortozatot végzünk olyan módon, hogy a C kondenzátort egy-egy pont felvétele után nem sűjtjük ki. (*KISÜTÉS* billentyű munkaállásában *ALAPÁLLÁS* billentyű működtetése hatástalan a kondenzátor kisütésére.) Ilyen módon — a például választott 50 Hz-es jel segítségével — a 10, 20, 30, 40... ms-os pontokban a hitelesítő függvény felvehető.\* A módszer alkalmazhatóságának feltétele, hogy a mérősortozat alatt a C kondenzátornak ne legyen számottevő feszültségvesztése, mely nagy bemenőellenállású csővoltmérő és kis veszteségű kondenzátor alkalmazásával érhető el. E kellemetlen követelmények elkerülhetők, ha indikátorul olyan műszert használunk, mely az indikált feszültség csúcserékének megfelelő helyzetét megtartja.\*\*

A mérési hiba mindkét esetben függni fog természetesen a hitelesítő generátor frekvencia-hibájától.

### Jelfogó működési időinek mérése

Jelfogó meghúzási ideje alatt a gerjesztőfeszültség bekapcsolása, valamint a jelfogó egy előírt érintkezőjének működtetése közti időtartamot ért-

\*Szinuszjel-generátor hiányában e módszerrel hálózatról végezhető a hitelesítés. Az 1—10 ms tartományban extrapolálni kell.

\*\*L. Lajtha György e számban megjelent cikkét.

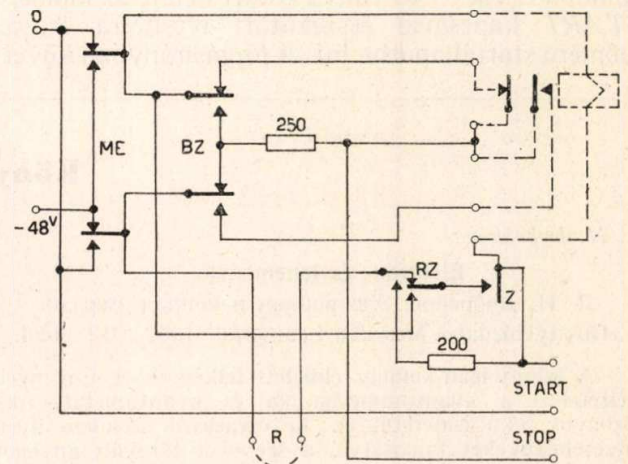
jük. Meghúzási idő mérése során a jelfogó bekapcsolásakor start-, az előírt érintkező működtetésekor stop-impulzust továbbítunk az időmérő megfelelő kapocspárjára.

Elengedési idő mérése során a külső gerjesztés megszűnt, illetve az előírt érintkező működtetése határolja a mérendő időtartamot. Az előírt érintkező mindkét esetben akár záró, akár bontó lehet.

A 3. ábra elrendezést mutat, melynek segítségével mérhető jelfogó

1. meghúzási,
2. elengedési ideje
  - a) ha az elengedés a gerjesztőkör megszakításával, illetve
  - b) a jelfogó gerjesztőtekercsének rövidrezárásával történik.

Mindhárom esetben akár nyugalmi, akár munkaérintkező felhasználható.



3. ábra

Az elrendezés négy kulcsot tartalmaz. Az *ME* kulcs nyugalmi állásában meghúzási-, munkaállásában elengedési idő mérhető. *BZ* kulcs nyugalmi állapotában az előző kulccsal választott mérést a jelfogó bontó (nyugalmi)-, a kulcs munkaállásában pedig záró (munka)-érintkezővel végzi. *RZ* kulcs *Z* kulcsot a jelfogó gerjesztőtekercsével vagy sorba-, vagy parallel kapcsolja. Így *Z* a jelfogó gerjesztő körét zárni, bontani, valamint a jelfogó gerjesztőtekercsét rövidrezárni képes. Az *R* kapocspár közé esetlegesen előtétellenállás iktatható be.

Példaképen meghúzási időt mérve, munkaérintkező segítségével — *ME*, *RZ* nyugalmi, *BZ* munka-helyzetében — az áramkör működése a következő:

*Z* zárásával feszültséget kapcsolunk a jelfogó gerjesztő-tekercsére. Egyidejűleg a *START* kapocs eddigi 0 feszültsége a földhöz képest negatív értékre ugrik. E negatív ugrás start-jel az időmérő számára.

Amidőn a jelfogó zárja munkaérintkezőjét, a *STOP* kapocs feszültségállapotában áll elő negatív ugrás, mely az időmérőt stop-állapotba vezérli.

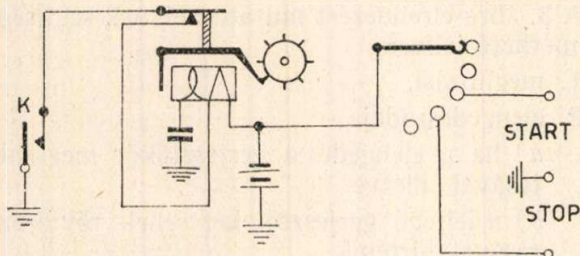
Hasonló elven működik az elrendezés a további öt mérési kombinációban is. *Z* működtetésekor a *START*, az előírt érintkező működtetésekor a *STOP* kapcsokon jelenik meg negatív ugrás, mely az időmérést indítja, majd leállítja.



### Kapcsológép lépésidőjének mérése

Egy további egyszerű elrendezést mutat alkalmazási példaképpen a 4. ábra, melyben kapcsológép lépésidője mérhető.

K kapcsoló működtetésekor a gép — például önszaggató kapcsolásban — mozgásnak indul.



4. ábra

Amidőn egyik — 48 voltra kötött kékje az időmérő START kapcsával összekötött ívcsúcsra ér, az időmérő startállapotba jut. A forgásirányban követ-

kező csúcsról nyerve a stopjelet, az időmérő egy lépés idejét méri.

Az ismertetett elektronikus időmérő használatosságát csupán megvilágítani kívánta, de nem meríti ki a bemutatott két alkalmazási példa. Hasonló elven mérhető érintkezők működési időinek különbsége is jelfogókon. Egy kiegészítő áramkör alkalmazásával egyenáramú,\* vagy hangfrekvenciás impulzussorozatok tetszőleges tagjának időtartama is mérhető. De túl a híradástechnikai alkalmazásokon, elektronikus időmérőnk hasznos segéd-eszköz lehet milliszekundum nagyságrendű idők mérésére mindazon esetekben, midőn a mérendő időtartam eleje és vége közvetlenül vagy közvetve elektromos jelet szolgáltathat.

### IRODALOM

Schalwijk, J.: Time Interval Measurements on Installations during Normal Operation. Comm. News 12. No. 2. Dec. 1951. p. 49—56.

Haworth, J.: A Millisecond Timing Unit. Post Off. El. Eng. Journ. 45. 1. April, 1952. p. 25—29.

\* L. Lajtha György e számban megjelent cikkét

## Könyvszemle

L. N. Dobrjeczov:

### Elektron- és ionemisszió

Л. Н. Добрецов: Электронная и ионная эмиссия «Gosztyehizdat», Moszkva-Leningrád, 1952, 312 oldal.

A könyv igen komoly elméleti felkészültséget igényel. Feltételezi a kvantummechanika és kvantumstatistika bizonyos fokú ismeretét is. Az olvasóval szemben ilyen követelményeket támasztva, a szerző a tárgyalt anyagot tudományosan és teljesen korszerű színvonalon fejti ki. A könyv elsősorban azokhoz szól, akik az emisszióelmélettel kapcsolatos tudományos kutató-munkát végeznek. Ezt segíti elő a könyv végén megadott igen részletes irodalomjegyzék is.

A könyv témafelosztása a következő. Bevezetés. Szabad elektronok. Az elektronok mozgása periodikus térben. Félvezetők. A termikus emisszió termodinamikája. A hőemisszió statisztikus elmélete. A tiszta fémek hőemissziójának kísérleti vizsgálata. Az elektromos tér befolyása a termikus emisszióra. A termoelektronok sebességeloszlása. A thoriumos wolfram. A »folt-elmélet«. Céziomos wolfram. Homogén és hártakatódok kilépési munkája. Az oxidkatód. Hidegemisszió. Normális fotoeffektus. Szелеktív fotoeffektus. Korszerű fotokatódok. Szekunder elektronemisszió. Félvezetők, szigetelők és összetett katódok szekunder emissziója. Anomális szekunder emisszió. Elektronkilépés nehéz részecskék bombázó hatására. Felületi ionizáció. Negatív felületi ionizáció. Nehéz részecskék kilépése ionbombázás hatására. A »háromkettedes hatványtörvény«. Töltött részecskék áramlása vákuumban. Irodalom.

Romhányi (Ragáty) Miklós

V. A. Volohova, I. N. Oser:

### Egyen- és váltóáramú hidak

В. А. Волохова и И. Н. Ошер: Мосты постоянного и переменного тока «Goszenergoizdat», Moszkva—Leningrád, 1951, 168 oldal.

A könyv áttekintést ad a szovjet gyártmányú egyen- és váltóáramú hidak kapcsolásáról és szerkezeti felépítéséről. Ismerteti azok használatát és hitelesítését. Leírja a mutatós nulljelző műszereket, az ellenállásszekrényeket, kapacitásszekrényeket, induktivitásszekrényeket, az ellenállás-, induk-

tívítás- és kölcsönös induktivitásnormáliákat és a tápáramforrásokat. Ismerteti ezek műszaki adatait.

A könyvet a szerzők technikusoknak és műszerészeknek szánták, de mérőhidak konstruálásával foglalkozó mérnökök is hasznát vehetik.

Témafelosztása a következő:

- I. fejr. A hidakról általában
- II. fejr. Hídkapcsolások alapelemei
- III. fejr. Egyenáramú hidak
- IV. fejr. Váltóáramú hidak
- V. fejr. Útmutatás a hidak használatára vonatkozólag

Romhányi Miklós

M. SZ. Nejman:

### Mikrohullámú triódák és tetródák

М. С. Нейман: Триодные и тетродные сверхвысоких частот

»Szovjetszkoje Radio«, Moszkva, 1950, 283 oldal.

A könyv a mikrohullámú triódák és tetródák elméletével, méretezésével és szerkezeti felépítésével foglalkozik. Elektroncsövek tervezésével és kutatásával foglalkozó mérnökök igényeit kívánja kielégíteni. Különösen figyelemre méltók a csövek üregrezonátoraival foglalkozó részek.

A könyv témafelosztása a következő:

Bevezetés

Első rész Elektronikus folyamatok

- I. fejr. A katód-rács közben végbemenő jelenségek
  - II. fejr. A triódák rács-anód terében végbemenő jelenségek keskeny áramimpulzusok esetén
  - III. fejr. A triódák rács-anód terében lejátszódó jelenségek széles áramimpulzusok esetén
  - IV. fejr. A trióda elektronikus viselkedésének általános kérdései
  - V. fejr. Tetródákban lejátszódó elektronikus folyamatok
- Második rész Mikrohullámú »áramkörök«
- V. fejr. Mikrohullámú csövek »rezgőköréi«
  - VII. fejr. Üregrezonátorok egyenértékű paraméterei
  - VIII. fejr. Üregrezonátorok elektromágneses terének és paramétereinek számítása
  - IX. fejr. Mikrohullámú eszcillátorok »áramköreinek« méretezése
  - X. fejr. Mikrohullámú csövek szerkezeti alkatrészei
- Irodalom

Romhányi Miklós



## Jelfogók lemeZRúgóinak tervezési kérdései

SIMON FERENC

### Bevezetés

A jelfogós irodalom meglehetősen elhanyagolja a lemeZRúgókat. Legtöbbször egyáltalán nem foglalkoznak vele, vagy csupán az elvek általános ismertetésére szorítkoznak. A részletekbe menő alapos vizsgálat hiányának a következménye az, hogy a rúgócsomagok kialakításának alapvető hibái legtöbbször csak az üzemi tapasztalatok útján kerülnek napvilágra és a rúgó működtetési nehézségei különben minden szempontból megfelelő jelfogótípusok megszüntetését kényszerítik ki.

A rúgók működési viszonyainak szabatos tárgyalását természetesen nem a napi sablonos jelfogó tervezési problémák teszik szükségessé, hanem az, hogy biztos kritériumok birtokában legyünk a jelfogótípusok megítélésénél és lássuk e szemszögből is a fejlesztés szükségességét és egészséges irányát. Az »Összefoglalás« című pontban fogunk rámutatni arra, hogy a kérdéseknél milyen nagy jelentőségűek a lemeZRúgók helyes kialakításának szempontjai.

### 1. LemeZRúgók alkalmazásának módjai

A jelfogók tulajdonképeni feladatát: áramkörök zárását és bontását nemesfém-érintkezők végzik közvetlenül. A nemesfémek drágasága miatt külön érintkező-csúcsokat készítenk és szerelünk egy olcsóbb anyagból készült vezetőre. A külső áramkör e vezetőhöz csatlakozik és az érintkezők mozgatása sem közvetlenül, hanem a vezető mozgatásával történik.

Az érintkezőt hordó vezető helyzetét mindig rugalmasan rögzíteni kell. Ha az érintkezők a jelfogó elengedett állapotában zárulnak, akkor a jó érintkezés feltételül szolgáló minimálisan 20 g érintkezők közti nyomóerőt úgy biztosítjuk, hogy valamilyen előfeszített rúgóval a horgony által mozgatott érintkezőt nekiszorítjuk az álló, helyzetét nem változtató érintkezőnek. A jelfogó meghúzásakor a horgony e rúgó nyomásával szemben működve választja szét az érintkezőket. Ha viszont a jelfogó elengedett állapotában bontó érintkezőkről van szó, akkor a mozgóérintkezőt hordó vezető egy szigetelő pecken át 5–10 g nyomással támaszkodik a horgonyra. A vezető felfektetése megakadályozza, hogy a mozgóérintkező rezgéseket vegyen át és nem kívánt kapcsolást létesítsen. A

jelfogó meghúzásakor a mágneses húzóerőnek ezt a »felfektetési nyomást« és a záró érintkezők közt megkívánt nyomóerőt kell szolgáltatnia.

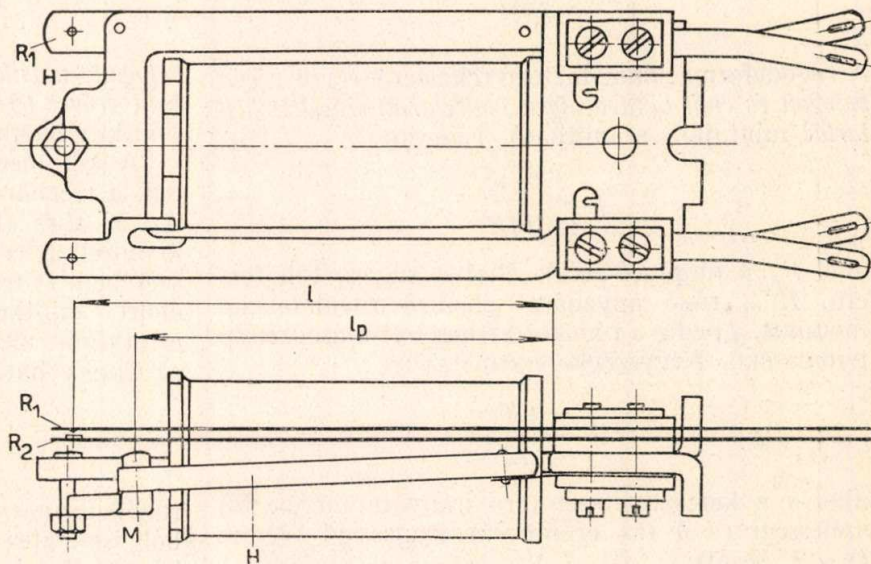
A horgony megfelelően kiképzett szigetelő »pecek« vagy »hidak« közvetítésével mozgatja a vezetőket. Sokérintkezős jelfogóknál az érintkezők közti interferencia miatt csak ez a megoldás alkalmazható.

A mondottaknak megfelelően a horgony mozgásának áramkörök zárására és bontására való átvitele az alábbi szerkezet teszi szükségessé:

1. nemesfém-ből készült érintkezők,
2. az érintkezőket hordó vezetők,
3. a vezetők helyzetét rögzítő rúgók,
4. mozgató pecek, fésűk vagy hidak.

A leggyakrabban alkalmazott, úgynevezett tömegjelfogóknál a 2. és 3. elem, tehát az érintkezőt hordó vezető és a helyzetét rögzítő rúgó feladatát egy elem, a lemeZRúgó végzi el. A horgony mozgását átvivő szervek száma így háromra csökken.

A lemeZRúgók egyik végére az érintkezők vannak erősítve, a másik végük szigetelő fenolfiberlapok közé van ágyazva és acélszorítólapokkal össze van szorítva. Emiatt a lemeZRúgók »egyik végén befogott tartók«-ként tárgyalhatók. A mozgató pecek, illetőleg hidak a rúgókat jó közelítésse



1. ábra

koncentrált erőkként terhelik a rúgók érintkező-oldali végén.

A hazánkban gyártott lapos jelfogók szokásos rúgó csomagját mutatja az 1. ábra. Az  $R_1$  állórúgó a cséve oldallapon fekszik fel kinyúló nyelvénél fogva. Az  $R_2$  mozgó-rúgó a  $H$  horgonyra erősített  $M$  mozgópecken fekszik fel.  $R_2$  rúgó úgy van előfeszítve, hogy a horgonyt a vasmagba erősített horgonyállító csavar végén levő anyához szorítsa. Ezzel a jelfogó elengedett állapotában biztosítva

<sup>1</sup> A Híradástechnikai Tudományos Egyesületben 1952. II. 20-án tartott »A rotary rendszerű központok összehasonlítása más rendszerekkel. I. Rész. Jelfogók« című előadás egy részének anyaga.



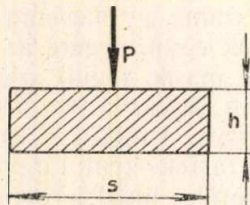
van az érintkezők közti szigetelő légrés, másrészt rögzítve van a horgony helyzete is. A jelfogó működésekor a vasmag magához húzza a horgonyt, miközben a mozgó-pecek a befogástól  $l_p$  távolságra koncentrált erő módjára terheli az  $R_2$  »befogott tartót«. A horgonyra ható  $P_m$  mágneses húzóerő  $l_m$  karja általában különbözik az érintkezőknek a befogástól mért  $l$  távolságától.

A mozgó pecek  $P_p$  erővel terheli a rúgót;  $P_m$  értéke a nyomatékok egyenlősége alapján:

$$P_m = P_p \frac{l_p}{l_m} \quad (1)$$

Ha  $l_m > l_p$ , akkor  $P_p > P_m$ , vagyis a rúgók terhelő erő nagyobb lesz a mágneses húzóerőnél. Az erőnövekedés ára az, hogy a mágneses légrés is ugyanolyan arányban megnő a mozgó-pecek útjához képest. A légrésnövekedés viszont azonos gerjesztésnél a mágneses húzóerő csökkenésével jár.

Amíg az érintkezők érintkezésbe nem jutnak,  $R_2$  rúgó létesíti a horgonyt terhelő rúgó-reakciót. Ez a terhelés két részből adódik: a  $P'_p$  felfektetési nyomásból és az  $R_2$  rúgót deformáló  $P''_p$  erőből.



2. ábra

A rúgódeformációhoz tartozó reakcióerő »egyik végén befogott és ettől  $l_p$  távolságra koncentrált erővel terhelte tartó« mintájára számítható. Eszerint

$$f = \frac{P_p l_p^3}{3JE} \quad (2)$$

ahol  $P_p$  a mozgó-pecek által a rúgóra kifejtett erő,  $E$  a rúgó anyagára jellemző rugalmassági modulus,  $J$  pedig a rúgókeresztmetszet másodrendű nyomatéka. Négyzetgkeresztmetszetre:

$$J = \frac{sh^3}{12}$$

ahol  $s$  a keresztmetszet (erő irányára merőleges) szélessége és  $h$  (az erőirányú) magassági mérete (l. a 2. ábrát).

Az érintkezés felvétele pillanatában az érintkezők közti nyomóerő még nulla. A rúgók minden további deformációja azonban már az úgynevezett »érintkezéstartó« létesíti. Az érintkezéstartó biztosító deformáció létesítésének több módja ismeretes. Legkézenfekvőbb az alábbi két módszer:

(I)  $R_1$  rúgó is deformálódik,

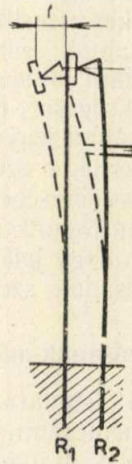
(II)  $R_2$  deformálódik csupán.

Az (I) megoldást a 3. ábra szemlélteti. Itt az érintkezés felvétele után továbbhaladó pecek az  $R_2$  rúgó érintkezőjénél fogva az  $R_1$  rúgót addig hajlítják, míg

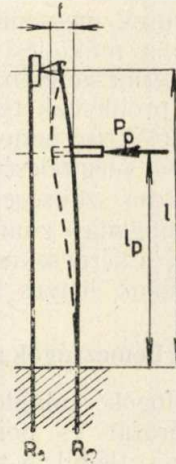
az  $R_1$  kihajlása okozta reakcióerő a kívánt érintkezéstartó nagyságát el nem éri. Az ábrán a rúgók teljes vonallal rajzolt alakja az érintkezés pillanatában, a szaggatott vonallal rajzolt pedig a kívánt érintkezéstartó elérésekor felvett alak.

A (II) megoldást a 4. ábra mutatja. Itt az  $R_1$  rúgó nem deformálódik, helyben marad. Merevségét nagyobb vastagsága és előfeszítése biztosítja. A pecek mozgását a vékonyabb  $R_2$  rúgó deformációja veszi fel.

A két megoldás között lényeges különbség az, hogy (I)-nél  $R_1$  — egyik végén befogott, másik végén terhelte tartó — deformációja ébreszti az érintkezéstartó, (II)-nél viszont  $R_2$  — egyik végén



3. ábra



4. ábra

befogott, másik végén alátámasztott, közben koncentrált erővel terhelte tartó — deformációja létesíti az érintkezéstartó.

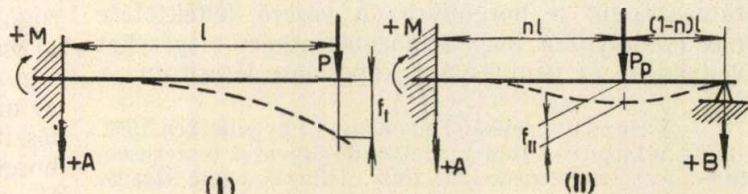
A két megoldással azonosan viselkedő tartóknak a mechanikából ismert képét az 5. ábra adja. Az 5. ábra (I) elrendezésű tartója az  $R_1$  rúgót képviseli az érintkezéstartó létesítésének (I) módjában.  $P$  terhelő erő jelfogóra vonatkoztatva az előírt érintkezéstartó, tehát az  $R_2$  rúgó érintkezője által kifejtett nyomóerőt jelenti,  $f$  pedig az ennek hatására fellépő

$$f = \frac{Pl^3}{3JE} \quad (3)$$

rúgódeformációt. Egyébként — mint a mechanikából ismeretes — a tartó bármely pontjának  $y$  lehajlását a befogástól mért  $x$  távolság függvényében a

$$JEy = Pl \frac{x^2}{2} - P \frac{x^3}{6} = P \frac{x^2}{2} \left( l - \frac{x}{3} \right) \quad (4)$$

kifejezésből nyerjük.



5. ábra



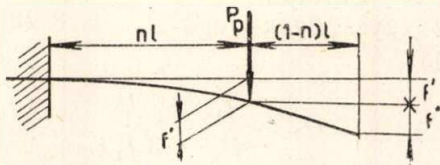
A (II) eset tartója az  $R_2$  rúgót képviseli, így a tartó terhelése a jelfogó  $P_p$  peceknyomásával azonos, az érintkezőnyomás pedig az alátámasztásnál ébredő  $B$  reakcióerővel azonos.

$B$  reakcióerőt és a deformált tartó egyenletét legegyszerűbben a tartóra ható erők és az okozott deformációk közti összefüggés lineáris voltának felhasználásával határozhatjuk meg. Eszerint ugyanis az 5. ábra (II) tartója úgy is felfogható — ha a megtámasztást gondolatban elvesszük — mint egy olyan, egyik végén befogott tartó, melyet két koncentrált  $P_p$  és  $B$  erő terhel, de a tartó végpontja mégsem mozdul el. Ezzel a (II) tartó méretezése az (I) tartóra vonatkozó (3) ill. (4) összefüggések felhasználásával elvégezhető.

A reakcióerők meghatározására most már az

$$A + B + P_p = 0 \text{ és } M + P_p nl + Bl = 0 \quad (5)$$

statikai egyensúlyi egyenleten kívül felírhatjuk a tartó végpontjának nulla elmozdulását kifejező egyenletet is.



6. ábra

A  $P_p$  erő hatására bekövetkező lehajlás a 6. ábra szerint az  $nl$  hosszúságú tartórész

$$f' = P_p \frac{(nl)^3}{3JE}$$

elmozdulásának és az emögötti egyenesen maradó tartórész

$$f'' = (1-n)l \operatorname{tg} \alpha = (1-n)l \frac{P_p (nl)^2}{2JE}$$

lehajlásának összege.  $\operatorname{tg} \alpha$  beírt értéke (4) differenciálásával és értelemszerű helyettesítéssel nyerhető.

Ha viszont csak  $B$  terhelné a tartót, a tartóvég elmozdulása

$$B \frac{l^3}{3JE}$$

lenne. A két erő hatására bekövetkező elmozdulások eredője zérus, tehát

$$P_p \frac{(nl)^3}{3JE} + (1-n)l \frac{P_p (nl)^2}{2JE} + \frac{Bl^3}{3JE} = 0$$

Rendezéssel:

$$\begin{aligned} B &= -P_p n^3 - 3(1-n)n^2 \frac{P_p}{2} = \\ &= -\frac{1}{2} P_p (3n^2 - 3n^3 + 2n^3) \end{aligned}$$

miből végül is:

$$B = -\frac{1}{2} P_p (3-n)n^2 \quad (6)$$

$B$  ismeretében (5)-ből a másik két reakció számítható.

Az elasztikus szálnak  $x$  rendezőjű helyén felépülő  $y$  behajlása  $P_p$  és az éppen kiszámított  $B$  létesítette elmozdulások eredője, mikoris (4) értelemszerű alkalmazásával az alábbi két függvény adódik:

I.  $0 \leq x \leq nl$  esetben:

$$\begin{aligned} JEy &= P_p \frac{x^2}{2} \left( nl - \frac{x}{3} \right) + B \frac{x^2}{2} \left( l - \frac{x}{3} \right) = \\ &= (P_p nl + Bl) \frac{x^2}{2} - (P_p + B) \frac{x^3}{6} \end{aligned}$$

(5) felhasználásával:

$$JEy = -M \frac{x^2}{2} + A \frac{x^3}{6}$$

Hasonló módon adódik a tartó másik szakaszára:

II.  $nl \leq x \leq l$ ;

$$JEy = -M \frac{x^2}{2} + A \frac{x^3}{6} + P_p \frac{(x-nl)^3}{6} \quad (7)$$

A behajlás nagysága  $x = nl$  helyen, tehát a  $P_p$  erő támadáspontjában (7)-be való helyettesítéssel és rendezéssel:

$$JEf = P_p \frac{(nl)^3}{12} [4 - (3-n)^2 n] \quad (8)$$

Az érintkezőnyomás létesítésének e két esete a kiértékelésnél szembevetendő különbséget mutat. E különbségre élesen rávilágít az azonos érintkezőnyomás létesítéséhez szükséges deformációk összehasonlítása.

Az (I) megoldásnál az egységnyi érintkezőnyomást létesítő deformáció, az ú. n.  $D$  rúgóállandó:

$$D_I = \left| \frac{f_I}{P} \right| = \frac{1}{JE} \frac{l^3}{3}$$

(II) megoldásnál a pecek  $f_{II}$  elmozdulásának és  $B$  érintkezőnyomásnak a viszonya:

$$\begin{aligned} D_{II} &= \left| \frac{f_{II}}{B} \right| = \frac{1}{JE} \frac{P_p \frac{(nl)^3}{12} [4 - (3-n)^3 n]}{\frac{1}{2} P (3-n)n^2} = \\ &= \frac{1}{JE} \frac{n}{6} l^3 \frac{4 - (3-n)^2 n}{3-n} \end{aligned}$$

Az  $R$ -típusú jelfogók (I) megoldással működnek, az  $U$ - és  $RU$ -típusúak a (II) elven épülnek. E két utóbbi típusnál a rúgók méretei azonosak és  $n$  értéke kb.  $\frac{3}{4}$ . Vegyünk e két megoldásból egy-egy azonos keresztmetszetű és anyagú rúgópárt, melyeknél tehát  $JE$  azonos és számítsuk ki, mi lesz a rúgóállandók viszonya az érintkezőnyomás létesítésének két esetében.



(I) megoldásra:

$$D_I JE = \frac{l^3}{3} \approx 0,33 l^3$$

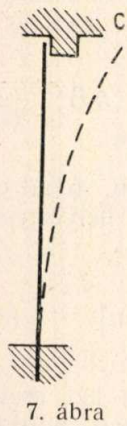
(II) megoldásra:

$$D_{II} JE = \frac{0,75}{6} \frac{4 - (3 - 0,75)^2 \cdot 0,75}{3 - 0,75} l^3 = 0,011 l^3$$

A rúgóállandók viszonya most már:

$$\frac{D_I}{D_{II}} = \frac{0,33}{0,011} = 30 \quad (9)$$

Eszerint ugyanakkora érintkezónyomás létesítéséhez (I) esetben 30-szor akkora deformációra van szükség, mint (II) esetben. Emiatt az (I) megoldást alkalmazó jelfogóknál a horgonyút s ezzel a légrés túlságos megnövekedésének elkerülésére jóval vastagabb rúgókat kellene alkalmazni. A nehézség elhárítására az (I) módszert módosítva alkalmazzuk. E módosított megoldást a jövőben (I') módszerként fogjuk jelölni.



7. ábra

Az elvet a 7. ábra magyarázza. Az  $R_1$  lemeZRúgót úgy alakítjuk ki, hogy terheletlen állapotban a szaggatott vonallal rajzolt alakot vegye fel. Most tehát a szabadon álló, rugalmas deformációtól mentes rúgóalakot írja le a (4) függvény. Ha a rúgót felfektetjük a C cséveoldallapra, akkor éppen e visszahajlítás hozza a rúgót a teljes vonallal rajzolt alakra. Az  $f$  deformáció legyen most is a (3) szerint  $P = 25$  g-hoz tartozó érték. Ez esetben a visszahajlított rúgó 25 gr erővel nyomja a cséveoldallapot, következésképp a rúgónak a cséveoldallapról való leemeléséhez is 25 gr nyomóerő szükséges.

Megfordítva: ha a mozgó rúgó a leírt módon felfektetett álló rúgót érintkezőjével leemeli a cséveoldallapról, akkor már biztosan megvan a szükséges érintkezónyomás. Az érintkezőpár kb. 0,2 mm-es együttes útja, az úgynevezett leemelés az érintkezónyomást már csak lényegtelenül növeli.

Az álló rúgó vastagságát úgy kell meghatározni, hogy az előfeszítés és a leemelés okozta feszültség a rugalmassági határon belül maradjon.

Az álló rúgó leemelése folyamán a mozgó rúgó is deformálódik. Deformációja az 5. ábra (II) esetéhez hasonló. A mozgó rúgó behajlását azonban lehetőleg csökkenteni kell. Ez ugyanis a horgonyút növekedését okozza, ami a légrésnagyság révén a gerjesztés felesleges növelését kívánja és a megengedhető rúgóterhelés csökkentését is szükségessé tenné. A gyakorlatban a mozgó rúgót az álló rúgóval egyenlő vastag lemezből készítik. A gyártásbeli előnyökön kívül ez biztosítja (9) szerint a mozgó rúgónak az állóénál kb. 30-szor kisebb deformációját is.

(I') megoldásnak az alkalmazása a kettős érintkezők bevezetésekor hátrányosnak mutatkozott. Ekkor ugyanis a lemeZRúgók érintkező oldali végét a 8. ábra szerint két ágra hasították és mind-egyik ágra egy-egy érintkezőt erősítettek. Az el-

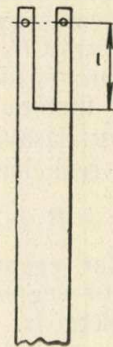
gondolás az volt, hogy ha az egyik ág érintkezője alá valami szigetelő, pl. porszem jut, a másik ág érintkezője még mindig biztosítja az érintkezést. A jó működés megkívánja azt, hogy ha a mozgó rúgó egyik ágának  $f_1$  behajlása a közbe került szigetelő porszem miatt nagyobb lesz a másik ág  $f_2$  behajlásánál, akkor se csökkenjen a 2. ág érintkezónyomása lényegesen a normális  $f_1 = f_2$  esetben fennálló érintkezónyomás alá. Az ágak e mechanikai függetlenítése pontos megfogalmazásban azt kívánja, hogy az egyik ág deformációjában beállott  $\Delta f_2$  növekedés a másik ág érintkezői közti nyomóerőben minél kisebb  $\Delta P_1$  változást okozzon. Ennek egyik feltétele — amint ez mechanikailag könnyen érzékelhető (de a következő pontban számitással is igazoljuk) — hogy az egyes ágak rúgóállandója:

$$D_1 = \frac{f_1}{P_1} = \frac{l_1^3}{3J_1 E} \quad (10)$$

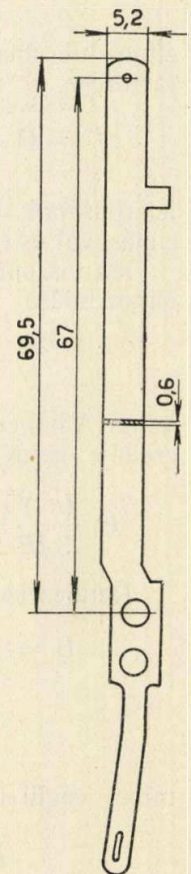
minél nagyobb legyen.  $D_1$ -nek ez az értéke (3)-ból adódik, ha az  $l_1$  hosszúságú ágot a hasítás kiindulási helyén befogott tartónak tekintjük.  $D_1$  akkor nagy, ha az ág keresztmetszetének  $J_1$  keresztmetszeti modulusa kicsi.

$D_1$  növelése azonban ellentétes azzal a kívánssal, hogy a mozgó rúgó minél kisebb deformációt szenvedjen az álló rúgó leemelése közben. A jó kettős érintkezőkre való törekvés az ágak rúgóállandójának növelését követeli, a légrés csökkentése viszont a rúgóállandó csökkenését kívánja. A dilemma megkerülhető, ha megszüntetjük az álló rúgó leemelését s csupán a mozgó rúgót engedjük deformálódni és ezt a deformációt használjuk fel az érintkezónyomás létesítésére. Ezzel azonban áttértünk az érintkező nyomás létesítésének (I') módszeréről a (II) módszerre, mechanikai analógiát véve: az  $R_1$  álló rúgó 5/(I). ábra szerint számítható tartójáról az  $R_2$  mozgó rúgó 5/(II). ábra szerint deformálódó tartójára.

Az áttérés (9)-ből sejthetően jelentékeny rúgóállandó-növelést, tehát rúgóvékonyítást fog megengedni anélkül, hogy csökkenteni kellene az érintkezónyomást, vagy növelni kellene a hasznos légrést. A viszonyok szabatos vizsgálatához azonban először le kell vezetnünk a hasított kétérintkezős lemeZRúgók reakcióinak és



8. ábra



9. ábra



deformációjának számítására szolgáló összefüggéseket.

Példaként az elmondottakra vizsgáljuk meg a régi egyérintkezős, rugóit az (I') módszerrel működtető E-típusú jelfogók lemezzugóinak mechanikai viszonyait.

A 9. ábra a lemezzugó méretezett rajza. A rugó anyaga újzüst, melyre

$$E = 1,2 \cdot 10^9 \text{ g cm}^{-2}$$

$$J = \frac{sh^3}{12} = \frac{0,52 \cdot 0,06^3}{12} \text{ cm}^4 = 9,36 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^4$$

Ahhoz, hogy a rugó-reakció az érintkező helyén 25 g legyen:

$$f = \frac{Pl^3}{3JE} = \frac{25 \text{ g} \cdot 6,4^3 \text{ cm}^3}{3 \cdot 9,36 \cdot 10^6 \text{ cm}^4 \cdot 1,2 \cdot 10^9 \text{ g cm}^{-2}} = 0,195 \text{ cm} = 1,95 \text{ mm}$$

deformáció szükséges. Ebből a rugóállandó:

$$D_{I'} = \frac{l^3}{3JE} = 7,8 \cdot 10^{-3} \text{ cm g}^{-1}$$

Ha a 25 g érintkezőnyomást úgy állítjuk elő, hogy az állórugót 1,7 mm-re előfeszítjük és a leemelést 0,25 mm-re választjuk, akkor 0,25 mm érintkezőkopás után még marad

$$P' = \frac{f}{D_{I'}} = \frac{0,17 \text{ cm}}{7,8 \cdot 10^{-3} \text{ cm g}^{-1}} = 22 \text{ g}$$

érintkezőnyomás.

A mágneses húzóerő hasznosításának mértéke nyilvánvalóan az előírt érintkezőnyomásnak és az őt létesítő peceknomásnak a viszonya. Tekintettel arra, hogy a pecek elhelyezésének változtatása a szükséges mágneses nyomtér értékét nem befolyásolja, a rugókat működtető nyomóerőt az érintkezők magasságába redukáljuk.<sup>1</sup>

Az érintkezőnyomás létesítéséhez egyrészt az állórugót kell deformálnunk — ez 25 g nyomóerőt igényel — másrészt a mozgórugót kell deformálnunk. Az utóbbi érintkezőjével először a 0,2 mm-es szigetelő légrést futja át, majd a mozgórugó leemelésekor 0,25 mm utat tesz meg. Az igényelt erő:

$$\frac{0,045 \text{ cm}}{7,8 \cdot 10^{-3} \text{ cm g}^{-1}} = 5,8 \text{ g}$$

Az igényelt és a létesített erők viszonya most már

$$\frac{25 + 5,8}{25} = 1,23$$

E szám helyett használható a mágneses húzóerőnek a hasznosítása is; ez a szám az előbbinek reciprok értéke:  $\frac{25}{30,8} = 0,815$ . A mozgórugó

felfekvési nyomását nem vettük számításba, mivel ez minden jelfogónál megtalálható, így összehasonlításként nem szolgálhat.

<sup>1</sup> Lásd még a következő pontban részletesebben.

## 2. Kétérintkezős lemezzugók

A kétérintkezős lemezzugók helyes kialakítása-kor követendő irányelveket a rugók mechanikai viszonyait leíró formulákból kell kiolvasnunk. Jelfogó-technikai szempontból a következőket kívánjuk a jó lemezzugótól:

1. Az érintkezőket hordó ágak mechanikailag mennél függetlenebbek legyenek, amint ezt az előzőkben már kifejtettük.

2. Az érintkezőnyomás létesítéséhez mennél kisebb mágneses nyomtérre legyen szükség.

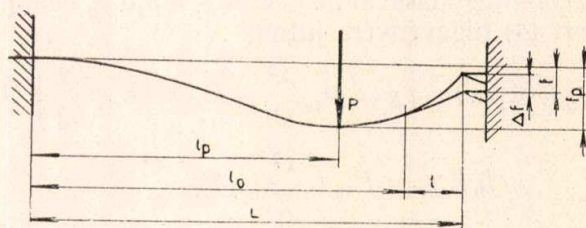
3. Az érintkezők és a mozgópecek kopása csak kevésbé csökkentse az érintkezőnyomás értékét és ne rontsa le a jelfogó beállítási stabilitását.

4. Az érintkezőnyomás létesítéséhez szükséges rugódeformáció mennél kisebb legyen, hogy a mágneses kör mágneses ellenállásának javarészét kitevő hasznos légrés mennél rövidebb legyen.

E négy feltétel közül előbb az első kettőt vizsgáljuk meg.

A megelőző pont (II) megoldását véve, az álló rugó nem deformálódik, csak a mozgó rugó.

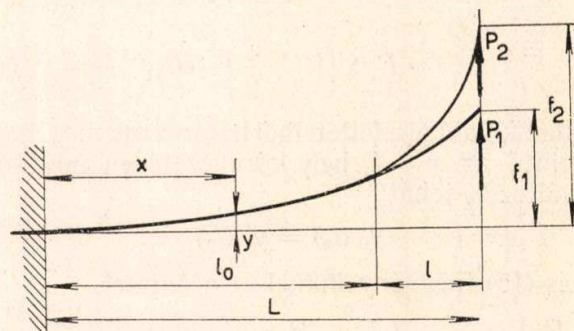
A mozgó rugó deformált alakját a 10. ábrán rajzoltuk meg. A  $L$  hosszúságú rugó egyik végén



10. ábra

befogott tartónak tekinthető. A befogástól  $l_p$  távolságra a mozgópecek  $P_p$  koncentrált erővel terheli, minek hatására itt  $f_p$  mélységre behajlik. A másik végén az 1. és 2. ág különböző magasságban van alátámasztva. Az ágak az érintkező-oldali végtől számított  $l$  távolságban válnak szét két ágra.

A tartó mechanikai viselkedését leíró egyenletek levezetésénél legcélszerűbb az egyszerű egyérintkezős, hasítatlan rugó 5. ábra (II)-jelű tartójánál követett utat járni most is. Ehhez legelőször is a (3) és (4) kifejezések megfelelőit kell megkeresni.



11. ábra

Kérdés tehát, mi lesz a 10. ábra tartójának deformált alakját leíró függvény akkor, ha az (1) és (2) megtámasztást gondolatban elveszük és a tartót csupán az ágak végén (az elvett megtámasztások helyén) terheli  $P_1$  és  $P_2$  erő. A tartó méreteit a 11. ábráról



olvashatjuk le. Tartónk tulajdonképpen az  $R_1$  állórúgót képviseli a kétérintkezős lemezrúgók (I) módszert követő alkalmazásánál  $P_1$ , illetőleg  $P_2$  érintkezőnyomással.

A 11. ábra tartójára, az erők és nyomatékok jobboldalon bejelölt pozitív irányával, két statikai egyensúlyi egyenlet írható fel:

$$A + P_1 + P_2 = 0 \quad \text{és} \quad M + L(P_1 + P_2) = 0$$

Ezekből  $A$  reakcióerő és  $M$  reakció-erőpár

$$P_{12} = P_1 + P_2$$

jelöléssel:

$$A = -P_{12} \uparrow \quad \text{és} \quad M = -L P_{12} \uparrow$$

Az  $L$  hosszúságú mezőt a másodrendű keresztmetszeti nyomatékok szakadásszerű változása miatt két,  $l_0$  és  $l$  hosszúságú mezőre bontva kell tárgyalnunk.

$0 \leq x \leq L_0$  esetén az  $x$  helytől jobbra eső erők nyomatékára felírható:

$$M(x) = P_{12}(L - x) = J_0 E y_0'' \quad (11)$$

ahol  $J_0$  a hasítatlan rúgószakasz keresztmetszetének másodrendű nyomatéka.

(11) integrálásával az  $y_0'$  érintő, majd  $y_0$  behajlás ismert (4) függvényére jutunk:

$$J_0 E y_0' = P_{12} Lx - P_{12} \frac{x^2}{2} = P_{12} x \left( L - \frac{x}{2} \right) \quad (12)$$

$$\begin{aligned} J_0 E y_0 &= P_{12} L \frac{x^2}{2} - P_{12} \frac{x^3}{6} = \\ &= P_{12} \frac{x^2}{2} \left( L - \frac{x}{3} \right) \quad (13) \end{aligned}$$

$l_0 \leq x \leq L$  szakaszon a jobboldali erők nyomatéka és a reciprok görbületi sugár közti összefüggést áganként írjuk fel. Az 1. ágra:

$$M(x) = P_1(L - x) = J_1 E y_1'' \quad (14)$$

ahol  $J_1$  az 1. ág keresztmetszetének másodrendű nyomatéka,  $y_1$  pedig az 1. ág  $x$  abszcisszájú pontjának kihajlása.

(14) integrálásával nyerjük:

$$\begin{aligned} J_1 E y_1' &= P_1 Lx - P_1 \frac{x^2}{2} + C_{11} = \\ &= P_1 x \left( L - \frac{x}{2} \right) + C_{11} \quad (15) \end{aligned}$$

$C_{11}$  állandót abból a feltételből határozzuk meg, hogy az érintő az  $x = l_0$  hely környezetében folytonosan változik, tehát

$$y_0'(l_0) = y_1'(l_0)$$

(12) és (15) függvényeinkkel ez a feltétel

$$\frac{P_{12}}{J_0 E} l_0 \left( L - \frac{l_0}{2} \right) = \frac{P_1}{J_1 E} l_0 \left( L - \frac{l_0}{2} \right) + \frac{C_{11}}{J_1 E}$$

alakot nyeri, amelyből

$$\frac{C_{11}}{J_1 E} = \frac{l_0}{E} \left( L - \frac{l_0}{2} \right) \left( \frac{P_{12}}{J_0} - \frac{P_1}{J_1} \right) \quad (16)$$

(15) integrálása

$$\begin{aligned} J_1 E y_1 &= P_1 L \frac{x^2}{2} - P_1 \frac{x^3}{6} + C_{11} x + C_{12} = \\ &= P_1 \frac{x^2}{2} \left( L - \frac{x}{3} \right) + C_{11} x + C_{12} \quad (17) \end{aligned}$$

függvényre vezet. Az ismeretlen  $C_{12}$  integrálási állandó abból a feltevésből határozható meg, hogy  $x = l_0$  helyen  $y_0$  és  $y_1$  azonos értékűek:

$$y_0(l_0) = y_1(l_0)$$

(13) és (17) függvényeinkkel ez a feltétel

$$\begin{aligned} \frac{P_{12}}{J_0 E} \frac{l_0^2}{2} \left( L - \frac{l_0}{3} \right) &= \frac{P_1}{J_1 E} \frac{l_0^2}{2} \left( L - \frac{l_0}{3} \right) + \\ &+ \frac{l_0^2}{E} \left( L - \frac{l_0}{2} \right) \left( \frac{P_{12}}{J_0} - \frac{P_1}{J_1} \right) + \frac{C_{12}}{J_1 E} \end{aligned}$$

amelyből:

$$\begin{aligned} \frac{C_{12}}{J_1 E} &= \frac{l_0^2}{2 E} \left( L - \frac{l_0}{3} \right) \left( \frac{P_{12}}{J_0} - \frac{P_1}{J_1} \right) - \\ &- \frac{l_0^2}{E} \left( L - \frac{l_0}{2} \right) \left( \frac{P_{12}}{J_0} - \frac{P_1}{J_1} \right) = \\ &= \frac{l_0^2}{E} \left( \frac{P_{12}}{J_0} - \frac{P_1}{J_1} \right) \left( \frac{l_0}{3} - \frac{L}{2} \right) \quad (18) \end{aligned}$$

A (17) függvény most már a (16) és (18) által adott integrálási állandókkal teljesen meghatározza a deformált tartó alakját.

Az (1) ág  $f_1$  behajlását  $x = L$  helyettesítéssel kapjuk:

$$\begin{aligned} f_1 &= \frac{P_1}{J_1 E} \frac{L^2}{2} \left( L - \frac{L}{3} \right) + \\ &+ \frac{L l_0}{E} \left( L - \frac{l_0}{2} \right) \left( \frac{P_{12}}{J_0} - \frac{P_1}{J_1} \right) + \\ &+ \frac{l_0^2}{E} \left( \frac{P_{12}}{J_0} - \frac{P_1}{J_1} \right) \left( \frac{l_0}{3} - \frac{L}{2} \right) \end{aligned}$$

A zárójelek felbontása, a tagok csoportosítása és a lehetséges összevonások után:

$$\begin{aligned} f_1 &= \frac{P_1}{J_1 E} \left( \frac{L^3}{3} - L^2 l_0 + L l_0^2 - \frac{l_0^3}{3} \right) + \\ &+ \frac{P_{12}}{J_0 E} \left( L^2 l_0 - L l_0^2 + \frac{l_0^3}{3} \right) \end{aligned}$$

A jobboldal első tagjának zárójelen belüli kifejezése nem más, mint

$$\frac{(L - l_0)^3}{3} = \frac{l^3}{3}$$

A második tag zárójelen belül

$$L^2 l_0 - L l_0^2 = L l_0 (L - l_0) = L l_0 l$$

E két egyszerűsítés felhasználásával:

$$f_1 = \frac{P_1 l^3}{3 J_1 E} + \frac{P_{12} l_0^3}{3 J_0 E} + \frac{P_{12}}{J_0 E} L l_0 l \quad (19)$$

(19)-et egyszerűbben is nyerhetjük. Eszerint  $f_1$  a következő két összetevő behajlásból állítható elő:

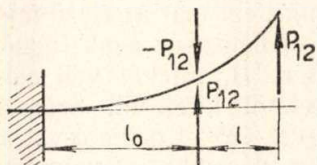


1. Az  $l_0$  hosszúságú hasítatlan rúgó rész behajlása. A tartórész egyik vége be van fogva. A másik vég terhelése a tartó végétől  $l$  távolságban támadó  $P_{12}$  erő. Ez a terhelés a 12. ábra szerint úgy tekinthető, mint a tartó végét terhelő

$P_{12}$  erő és  $M = P_{12} l$  nyomaték eredője.

$P_{12}$  és  $M$  hatására a tartószakasz végpontja a mechanikából ismert járulékok felhasználásával:

$$f_{00} = \frac{P_{12} l_0^3}{3 J_0 E} + \frac{M l_0^2}{2 J_0 E} = \frac{P_{12} l_0^3}{3 J_0 E} + \frac{P_{12} l l_0^2}{2 J_0 E}$$



12. ábra.

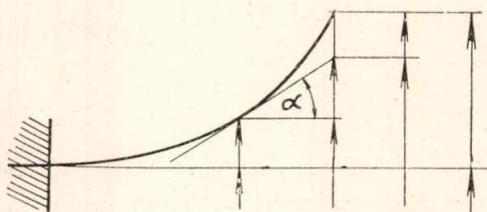
2. A hasítatlan rúgószakaszba befogottnak vehető  $l$  hosszúságú (1) ág behajlása. Ez a 13. ábra szerint az alábbi két részből adódik.

a)  $f_{01}$  a befogás helyén húzott érintő emelkedése.

b)  $f_{11}$  az (1) ág behajlása a terhelő  $P_1$  erő hatására.

$f_{01}$  a deformált hasítatlan rúgószakasz végpontjához húzott érintő iránytangensének és  $l$ -nek a szorzata. A járulékok ismert képleteiből:

$$\begin{aligned} f_{01} &= l \operatorname{tg} \alpha = l \left( \frac{P_{12} l_0^2}{2 J_0 E} + \frac{M l_0}{J_0 E} \right) = \\ &= \frac{P_{12} l l_0}{J_0 E} \left( \frac{l_0}{2} + l \right) \end{aligned}$$



13. ábra.

$f_{11}$  az  $l$  hosszúságú (1) ág behajlása. Az ágot többen befogottnak vettük, a tartó végét terhelő erő  $P_1$ , így a behajlás e része

$$f_{11} = \frac{P_1 l^3}{3 J_1 E}$$

Ezzel  $f_1$  már adódik:

$$\begin{aligned} f_1 &= f_{00} + f_{01} + f_{11} = \frac{P_{12} l_0^3}{3 J_0 E} + \\ &+ \frac{P_{12} l l_0}{J_0 E} \left( \frac{l_0}{2} + \frac{l_0}{2} + l \right) + \frac{P_1 l^3}{3 J_1 E} = \\ &= \frac{P_1 l^3}{3 J_1 E} + \frac{P_{12} l_0^3}{3 J_0 E} + \frac{P_{12} L l_0 l}{J_0 E} \end{aligned}$$

Eredményül (19)-vel azonos kifejezést nyertünk.

Felhasznált formuláink feltételezik  $\alpha$  kis voltát. Erre való tekintettel pl.  $f_{11}$  számításánál értelmetlen lenne  $\cos \alpha$ -val osztani, a látszólagos pontosság-növelés érdekében.

A teljes szimmetria folytán (19) egyúttal a 2. ág  $f_2$  behajlását is adja; evégett csupán az 1 és 2 indexeket kell felcserélni. Ha az így nyert kifejezésekben  $P_{12} = P_1 + P_2$  felbontást is elvégezzük,  $f_1$ , ill.  $f_2$  a következő alakban adódik:

$$\begin{aligned} E f_1 &= P_1 \left( \frac{l_0^3 + 3 L l_0 l}{3 J_0} + \frac{l^3}{3 J_1} \right) + \\ &+ P_2 \frac{l_0^3 + 3 L l_0 l}{3 J_0} \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} E f_2 &= P_1 \frac{l_0^3 + 3 L l_0 l}{3 J_0} + \\ &+ P_2 \left( \frac{l_0^3 + 3 L l_0 l}{3 J_0} + \frac{l^3}{3 J_2} \right) \end{aligned} \quad (21)$$

Az egyenletek egyszerűbb kezelése érdekében vezetjük be

$$a = \frac{l_0^3 + 3 L l_0 l}{3 J_0}; \quad b_1 = \frac{l^3}{3 J_1};$$

$$b_2 = \frac{l^3}{3 J_2} \quad (22)$$

jelöléseket.

A gyakorlatban alkalmazott jelfogóknál

$$J_1 = J_2 = J, \text{ így } b_1 = b_2 = b.$$

E megjegyzések után:

$$E f_1 = P_1(a + b) + P_2 a \quad (22')$$

$$E f_2 = P_1 a + P_2(a + b) \quad (22'')$$

(22) deformációs egyenletekkel most már meghatározhatjuk a 7. ábra tartójának (1), ill. (2) alátámasztásánál ébredő  $B_1$ , ill.  $B_2$  reakcióerők értékét akkor, amikor a tartót  $P$  koncentrált erő terheli. A számításnál a 6. ábra kapcsán követett módszert alkalmazzuk most is.

Ha a megtámasztást gondolatban elvesszük és

a) a tartót a befogástól  $l_p$  távolságban csak  $P$  erő terheli, az 1. és 2. ág lehajlása egyformán

$$\begin{aligned} f^{1,2}(P) &= f(l_p) + (L - l_p) \operatorname{tg} \alpha = \\ &= \frac{P l_p^3}{3 J_0 E} + (L - l_p) \frac{P l_p^2}{2 J_0 E} = \\ &= P \frac{l_p^3}{6 J_0 E} (2 - 3) + P \frac{l_p^2}{2 J_0 E} L = \\ &= P \frac{l_p^2}{2 J_0 E} \left( L - \frac{l_p}{3} \right) \end{aligned} \quad (23)$$

b) Ha a tartót csak  $B_1$  és  $B_2$  erők terhelik, az 1., ill. 2. ág lehajlása (22)-ből:

$$f^1(B_1) = \frac{B_1}{E} (a + b) + \frac{B_2}{E} a$$

$$f^2(B_2) = \frac{B_1}{E} a + \frac{B_2}{E} (a + b)$$



Az 1. ág érintkezőjének elmozdulása a bontott érintkezők közti  $f_{sz}$  szigetelő távolsággal egyenlő, tehát

$$f^{1,2}(P) + f^1(B_1) = f_{sz} \quad (24)$$

Tegyük fel, hogy a 2. ág érintkezői közé valami  $\Delta f$  vastagságú szigetelő — pl. porszem — jutott, emiatt a 2. ág érintkezője csupán

$$f^{1,2}(P) + f^2(B_2) = f_{sz} - \Delta f \quad (25)$$

utat tesz meg.

Vezessük a (23) egyenlet jobboldalán  $P$  faktorra a

$$c = \frac{l_p^2}{2 J_0 E} \left( L - \frac{l_p}{3} \right) \quad (26)$$

jelölést az írásmunka egyszerűsítésére. E jelöléssel (24) és (25) behelyettesítéseivel a következőképpen részletezhető:

$$f_{sz} = Pc + \frac{B_1}{E} (a + b) + \frac{B_2}{E} a \quad (24')$$

$$f_{sz} - \Delta f = Pc + \frac{B_1}{E} a + \frac{B_2}{E} (a + b) \quad (25')$$

Két deformációs egyenletet kaptunk, melyekből a két ismeretlen reakció:  $B_1$  és  $B_2$  meghatározható.

Rendes esetben, mikor az érintkezők közé nem került szigetelő,  $\Delta f = 0$ , így

$$B_1 = B_2 = B.$$

E feltételnél mindegyik egyenlet

$$f_{sz} = cP + \frac{B}{E} (2a + b) \quad (27)$$

alakot veszi fel, melyből a normális érintkezőnyomás:

$$\frac{B}{E} = - \frac{cP - f_{sz}}{2a + b} \quad (27')$$

jobboldalán a számlálóban  $cP \geq f_{sz}$ , hisz  $P$  hatására történik az  $f_{sz}$  lehajlás is.  $B$  felfelé mutat, nagysága a normális érintkezőnyomást adja. Ha a 2. ág  $\Delta f$ -fel feljebb áll, az 1. ág érintkezői közti nyomás  $|B|$ -ről  $|B_1|$ -re csökken. Ennek a nyomáskülönbségnek az érintkezők közti  $\Delta f$  szintkülönbséghez való

$$\frac{|B| - |B_1|}{\Delta f} = \frac{B_1 - B}{\Delta f} = \frac{\Delta |B|}{\Delta f}$$

viszonya — amint ezt már az előző fejezetben megállapítottuk — jellemzi az ágak függőségét. E jellemző elnyerésére  $B_1$  értékét kell először (24') és (25') egyenletekből kifejezni. Szorozzuk evégett (24')-t  $(a + b)$ -vel, (25')-t pedig  $a$ -val, majd az elsőből vonjuk ki a másodikat. Eredményünk:

$$b f_{sz} + a \Delta f = bcP + \frac{B_1}{E} (2ab + b^2)$$

ahonnan rendezéssel:

$$\frac{B_1}{E} = \frac{b f_{sz} + a \Delta f - bcP}{b(2a + b)} = \frac{f_{sz} + \Delta f \frac{a}{b} - cP}{2a + b}$$

Vonjuk ki ebből (27')-t:

$$\frac{B_1 - B}{E} = \frac{\Delta |B|}{E} = \frac{\Delta f \frac{a}{b}}{2a + b}$$

s így a keresett viszony:

$$\frac{\Delta |B|}{\Delta f} = E \frac{1}{2a + b} \frac{a}{b} \quad (28)$$

Folytatása következik

## Könyvszemle

Richard Braun—Hans Kolbe: Die Ultrakurzwellentechnik. Fachbuchverlag Gmb H. Leipzig, 1952.

A könyv első fejezete az ultrarövidhullámú technika alapjaival foglalkozik. A kondenzátorok, tekercsek, rezgőkörök, sávszűrők elméletének rövid áttekintése mellett rövid vezetékelméletet ad. Ismerteti az ultrarövidhullámok terjedési viszonyait, az itt használatos modulációs rendszereket (amplitúdó-, frekvencia-moduláció) és modulációs áramköröket.

Az ultrarövidhullámok vételénél foglalkozik a speciális rezgőkörök és csövek kérdésével, majd az egyenes és szupervevő felépítését tárgyalja.

A második fejezet konstrukciós rész. Először vevő-

készüléktervezési kérdésekkel foglalkozik nagyszámú példa kapcsán, majd ugyanezen módszerrel ultrarövidhullámú adóberendezéseket tárgyal.

Külön fejezetet szentel az antennáknak és az ultrarövidhullámú méréseknek.

A könyv igen nagy anyagot ölel fel, így nincs módja az egyes kérdések részletes tárgyalására, viszont jó áttekintést ad az ultrarövidhullámú problémákról. A könyv egyik értéke a nagyszámú (kb. 100), magyarázatokkal ellátott kapcsolási példa.

Igen bő irodalomjegyzéke van, azonban csak a német nyelvű irodalomra szorítkozik.

Komarik József