

E 870

KAT

BUDAPEST
KAT
HÍRADÁS

Magyar HIRADÁSTECHNIKA

4

HIRADÁSTECHNIKA

A HIRADÁSTECHNIKAI TUDOMÁNYOS EGYESÜLET LAPJA

Szerkesztőség:

Budapest VI.
Rudas László u. 45.
Telefon: 113—027

Felelős szerkesztő:

Lévai Pál

Szerkesztőbizottság:

Alkér Tibor
dr. Barta István
Boglár Gyula
Bognár Géza
dr. Dénes Péter
Istvánffy Edvin
Izsák Miklós
Koczka László
Kodolányi Gyula
Komlós István
dr. Orbán György
Sárközy Géza
Székely Mihály
Szigeti György
Szikszay Lajos
Vágó Artúr
Valkó Iván Péter
Winter Ernő

Megjelenik kéthavonta
Előfizetési ár egy évre 30.—,
Példányonként 6.— Ft.

<i>Istvánffy Edvin</i> : A vétel mechanizmusa irányított antennáknál	97
Szabványismertetés	101
<i>Rohonczyné Tóth Angéla</i> : Műanyagok szerepe a tropizálásban	102
<i>Barát Zoltán</i> : Szintrögzítés a videoerősítőkbén	107
<i>Skutecky Elemér</i> : Kísérletek alumínium anódú, lehetőleg száraz kivitelű galvánelem készítésére	118
<i>Husztly Dénes</i> : A közvetlenül sugárzó dinamikus hangszóró elmélete és tervezése	124
Könyvismertetés	borító 3

<i>Эдвин Иштванфи</i> : приема в случае направленных антенн	97
<i>Ангела Том Рохонцине</i> : Применение пластмасс в тропизации	102
<i>Золтан Барат</i> : Поплавка уровня в видеоусилителях	107
<i>Элемер Шкутецки</i> : Исследования по изготовлению гальванического элемента по возможности сужого типа с алюминиевым анодом	118
<i>Денеш Хустли</i> : Теория и конструирование динамического громкоговорителя непосредственного излучения	124
Аннотация	3

<i>E. Istvánffy</i> : Die Grundlagen des Empfanges bei Richtantennen	97
<i>Rohonczyne A. Tóth</i> : Kunststoffe in der tropenausführung	102
<i>Z. Barát</i> : Die Wiedergabe der mittleren Helligkeit in den Bildverstärkern	107
<i>E. Skutecky</i> : Versuche zur Verfertigung galvanisches Elementes möglichst in Trockenausführung mit Aluminiumanode	118
<i>D. Husztly</i> : Die Theorie und der Entwurf des direktstrahlenden dynamischen Lautsprechers	124
Buchbesprechung	3

<i>E. Istvánffy</i> : Principes de reception aux antennes dirigées	97
<i>Rohonczyne A. Tóth</i> : Les matériaux plastiques dans la tropicalisation ...	102
<i>Z. Barát</i> : Rétablissement du courant continu dans l'amplificateur d'image	107
<i>E. Skutecky</i> : Essais sur la production d'une pile galvanique possiblement sèche à lanode d'aluminium	118
<i>D. Husztly</i> : La théorie et construction des haut-parleurs dynamiques à radiation directe	124
Revue des livres	3

<i>E. Istvánffy</i> : The mechanism of reception by directional antennae	97
<i>Rohonczyne A. Tóth</i> : Plastics in tropicalization	102
<i>Z. Barát</i> : Direct current restoration in video amplifiers	107
<i>E. Skutecky</i> : Experiments for making galvanic cell with aluminium anode of possibly dry type	118
<i>D. Husztly</i> : Theory and design of direct radiating dynamic loudspeaker	124
Book-review	3

A vétel mechanizmusa irányított antennáknál*

ISTVÁNYFY EDVIN
a műszaki tudományok doktora

Összefoglalás. A hullámegyenlet megoldható olyan módosított Hertz vektorral is, melynél a retardált idő helyett előresiető idő szerepel. A megoldás a konvergáló hullámot abszorbeáló elemi dipólus mezejét írja le. A beeső mező elnyeléséhez ugyanakkora áram tartozik, mint amekkora hasonló mező kisugárzásához szükséges. A közelhatási mezők előresietnek az áramhoz, illetve a töltéshez képest, aminek szükségessége fizikai szemlélettel is igazolható. Az abszorbeáló áramelem segítségével levezethető azon bármely vevőantennára alkalmazható törvény, miszerint a vett hullámok vissz sugárzás nélküli teljes elnyelésének az a feltétele, hogy a vett hullámfront feleljen meg az antenna inverz sugárzási karakterisztikájának. Utóbbi abban különbözik a sugárzási karakterisztikától, hogy az energia áramlás az antenna felé irányul. Ilyen esetekben az antennákra a tápvonal elmélettel analóg számítási módszerek alkalmazhatók. A tárgyalt alapelvből levonható következtetések összhangban vannak a tapasztalatokkal, és világos magyarázatot adnak az irányított vevőantennák tulajdonságaira.

*

A hullámegyenlet Hertz-féle megoldása világos magyarázatot adott az áramelem sugárzására, és lehetővé tette a lineáris antennák és más ismert árameloszlások sugárzásának számítását. Az áramelemből kiinduló divergáló hullámfronthoz hozzátartozik az áramelemben folyó áram, és az ezzel összefüggő közelhatási mezők létezése.

Ezzel kapcsolatban az a felfogás alakult ki, hogy az áramok szabadtérben mindig sugárzást okoznak, így a vevőantennában keletkező áramok is. E felfogást alátámasztotta a vevő dipólus viselkedése, melynél valóban fennáll az, hogy sík hullámfront vételekor az antennában indukált áram sugárzást okoz. Ha a vevő dipólus a saját sugárzási ellenállásával egyenlő ellenállással van lezárva, akkor az antenna a vett teljesítmény felét abszorbeálja és a másik felét kisugározza¹. Ez úgy is felfogható, hogy a fél teljesítmény az antenna mint áramforrás belső ellenállásán vesz el, vagyis ilyenkor az antenna abszorpciós felülete egyenlő a reflexiós felületével. Az említett példánál figyelemre méltó körülmény az, hogy a vett hullámforma lényegesen eltért a kisugárzott hullámformától.

Élesen irányított antennáknál ez a felfogás ellentmondásra vezet. A reciprocitási elvvel bizonyítható, hogy a hullámhosszhoz képest nagy

* Angol nyelven megjelent az Acta Technica 1955. 1—2. számában

¹ E cikk keretében az antenna veszteségi ellenállását elhanyagolhatónak vesszük.

lineáris méretű antenna függőynél az antenna abszorpciós felülete jól megközelítheti a tényleges felületét. Ebből következik, hogy helyes illesztés esetén a terhelés lényegében a teljes felvett teljesítményt abszorbeálja anélkül, hogy a antenna sugároznék.

Hasonló helyzet lehetséges paraboloid tükör fókuszában elhelyezett kis méretű vevő antennánál, ahol az ellentmondás még élesebben jelentkezik.

Irányított antennáknál a vétel mechanizmusa nem lehet ugyanolyan mint sík hullámot vevő dipólusnál. Irányított vevő antennák tárgyalásához bevezetjük az *elemi abszorbeáló dipólus* fogalmát, mely analóg fogalom az elemi sugárzó dipólussal. Be fogjuk bizonyítani, hogy ha a dipólust a sugárzási karakterisztikájának megfelelő konvergens gömbhullámfront éri, akkor — megfelelő lezárás esetén — a dipólus a beérkező hullámot vissz sugárzás nélkül elnyeli.

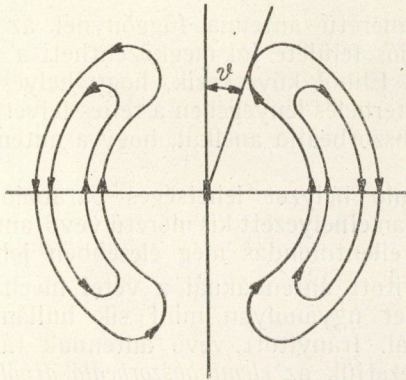
A bizonyítást először a klasszikus fizikában elfogadott módon fogjuk megkísérelni. A konvergens hullám előállítását legegyszerűbben úgy képzelhető el, hogy a dipólustól nagy távolságban koncentrikus gömbfelületet helyezünk el, melynek felülete végtelen vezetőképességű. A dipólust mint adót gerjesztve divergáló hullámot hozunk létre. Az adás csak rövid ideig tartson, mely azonban igen hosszú legyen a rezgési időhöz viszonyítva. Miután a hullámok elérik a gömbfelületet, arról visszaverődnek, és mint konvergens gömbhullám jutnak vissza a dipólushoz. A hullámfront áthaladva a középponton újból divergálónak válik, és közben mind a mágneses, mind az elektromos mezők iránya megfordul. A dipólusban indukált, sugárzó feltelezett áram szintén divergens hullámot állít elő, és azonos amplitudó esetén a két divergens hullám egymást kioltja. Marad a konvergens hullám, melyet a dipólus terhelő ellenállása elnyel.

Ebből következik, hogy *ha a dipólushoz konvergens hullámfront érkezik, mely ugyanolyan formájú, mint amit a dipólus mint adó kisugároznék, akkor megfelelő lezárás esetén az áramelemben indukált teljes áram a mező fogadására szolgál és sugárzással nem jár.*

Ezen bizonyítási kísérletnél eddig csupán a sugárzó mezőket vettük figyelembe. Annak eldöntésére, hogy a klasszikus fizikában ezen általában használt módszer ilyen esetben megfelelő-e, a következőkben a közelhatási mezők szerepét is vizsgálni fogjuk.

A középpontban elhelyezett adó dipólus sugárzó mezejét az 1. ábra mutatja. A metszetben veseformájú elektromos erőternek fent és lent záród

nia kell, amihez radiális mezőre van szükség. Tekintve, hogy a sugárzási mező radiális összetevőt nem tartalmazhat, ezért a radiális tagot a közelhatási mezőnek kell szolgáltatnia. Adáskor a Hertz-féle megoldásban ez azzal van biztosítva, hogy a veséket a közelhatási mező radiális komponense zárja, mely a sugárzási mezővel egyező sebességgel halad kifelé. (Annak ellenére, hogy a radiális tag a távolság második hatványával csökken, a



1. ábra. A sugárzó dipólus veseformájú mezeje

dipólus irányától mért elég kis szögben bármely távolságban egyenlő lehet a sugárzó mezővel.)

Abszorbeáló dipólusnál azonban a klasszikus fizikából vett elv alapján a mező r^{-1} tagjai konvergálnak, de ugyanakkor a dipólusban folyó áram és töltés hatására keletkező, Hertz-féle megoldással definiált közelhatási mezők kifelé haladnak. *Kifelé haladó radiális mező pedig nem tarthatja zárva a bejelő haladó sugárzó mezőt.*

Másrésztől a sugárzás a közelhatási mezőkből indul ki, és ezért létrejött a közelhatási mezők természetéből is következik. Ha a közelhatási mezők késnek az áramhoz képest, akkor az áram csökkenésekor a térben tárolt mágneses energia csak részben kapható vissza és alakulhat át sztatikus energiává. Ugyanez az eset, amikor az áram növekszik és a sztatikus energia alakul át mágneses energiává. *Ezért időben késő közelhatási mezők feltétlenül sugárzást okoznak, ami nem egyeztethető össze a konvergens gömbhullámot teljesen abszorbeáló dipólussal.*

Mint hogy konvergens gömbhullámot abszorbeáló dipólusnál a klasszikus módszer ellentmondásra vezet, szerző megpróbálta a kérdésnek közvetlenül a Hertz-féle egyenletből kiinduló tárgyalását.

A hullámegyenlet Hertz-féle megoldását számos szakkönyvben ismertették. A Hertz-féle vektor a következő:

$$\bar{H} = \bar{M} \frac{e^{j\omega(t - \frac{r}{c})}}{r} = \bar{M} \frac{e^{j(\omega t - \beta r)}}{r} \quad (1)$$

ahol r a koordináta rendszer kezdőpontjától mért radiális távolság, ω a körfrekvencia, c a fény terjedési sebessége, $\beta = 2\pi/\lambda$ a fázistényező. Az áramelem sugárzásának számításához \bar{M} értéke a következő:

$$\bar{M} = \frac{\bar{p}_0}{4\pi\epsilon_0} \text{ és } \bar{p}_0 = \frac{I l}{\omega} \quad (2)$$

\bar{p}_0 vektor iránya megegyezik az áramelem irányával, I az áramelemben folyó áram legnagyobb értéke, l az áramelem hossza és ϵ_0 a szabad tér dielektromos állandója (MKS rendszerben).

A Hertz-vektor szintén megoldása a hullámegyenletnek, mely ez esetben gömbkoordinátákban a következőképpen írható:

$$\frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \bar{H}}{\partial r} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial t^2} \quad (3)$$

A Hertz-vektorból a (4) és (5) formulákkal számítható télerősségek nemcsak a hullámegyenletet, hanem valamennyi Maxwell-egyenletet is kielégítik:

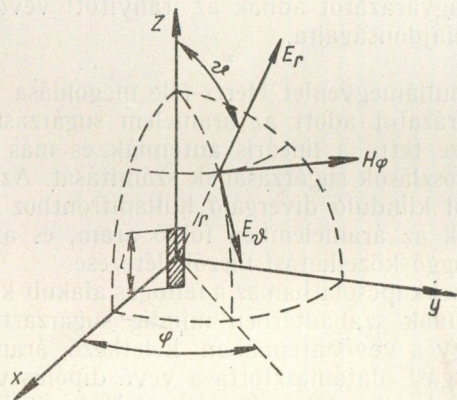
$$\bar{H} = \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \text{rot } \bar{H} \quad (4)$$

$$\bar{E} = \text{rot rot } \bar{H} \quad (5)$$

A 2. ábrán feltüntetett gömbkoordinátákban a Hertz-vektor az alábbi összetevőkre bontható:

$$\bar{H}_r = H \cos \vartheta; \bar{H}_\vartheta = -H \sin \vartheta; \bar{H}_\varphi = 0 \quad (6)$$

ahol H kifejezésben $p_0 = \bar{p}_0$ szerepel.



2. ábra. A z tengely irányába mutató áramelem mezőösszetevői

A mezőkomponensek a (6) egyenletek felhasználásával a következő egyszerűbb formulákkal számíthatók:²

$$H_\varphi = -\epsilon_0 \sin \vartheta \frac{\partial^2 H}{\partial t \partial r}$$

$$E_\vartheta = \frac{\sin \vartheta}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial H}{\partial r} \right)$$

$$E_r = -\frac{2 \cos \vartheta}{r} \frac{\partial H}{\partial r} \quad (7)$$

² Emil Cohn: Das elektromagnetische Feld. Julius Springer, Berlin, 1927. 231. old.

E formulákból a sugárzó áramelem által létrehozott mezőkre a szakirodalomból jól ismert alábbi eredmények kaphatók:

$$H_{\varphi} = \frac{j\omega p_0}{4\pi} \sin \vartheta e^{j(\omega t - \beta r)} \left[\frac{1}{r^2} + \frac{j\beta}{r} \right] \quad (8a)$$

$$E_{\theta} = \frac{p_0}{4\pi \varepsilon_0} \sin \vartheta e^{j(\omega t - \beta r)} \left[\frac{1}{r^3} + \frac{j\beta}{r^2} - \frac{\beta^2}{r} \right] \quad (8b)$$

$$E_r = \frac{p_0}{2\pi \varepsilon_0} \cos \vartheta e^{j(\omega t - \beta r)} \left[\frac{1}{r^3} + \frac{j\beta}{r^2} \right] \quad (8c)$$

Ezen egyenletek a $\vartheta = 0$ irányú áramelemből kiinduló divergáló gömbhullámokat írják le. A sugárzó mezőt H_{φ} és E_{θ} r^{-1} tagjai képviselik. A sugárzó mezőn kívül a távolság magasabb hatványai szerint csökkenő közelhatási mezők is létesülnek.

A (3) hullámegyenletet kielégíti a

$$\bar{\Pi}' = \bar{M} \frac{e^{j\omega \left(t + \frac{r}{c}\right)}}{r} = \bar{M} \frac{e^{j(\omega t + \beta r)}}{r} \quad (9)$$

függvény is, mely az (1) Hertz vektortól abban különbözik, hogy az exponenciális tag argumentumában a retardált idő helyett előresiető idő szerepel. A mezők kifejezése a (7) és (9) egyenletekből a következő:

$$H'_{\varphi} = \frac{j\omega p_0}{4\pi} \sin \vartheta e^{j(\omega t + \beta r)} \left[\frac{1}{r^2} - \frac{j\beta}{r} \right] \quad (10a)$$

$$E'_{\theta} = \frac{p_0}{4\pi \varepsilon_0} \sin \vartheta e^{j(\omega t + \beta r)} \left[\frac{1}{r^3} - \frac{j\beta}{r^2} - \frac{\beta^2}{r} \right] \quad (10b)$$

$$E'_r = \frac{p_0}{2\pi \varepsilon_0} \cos \vartheta e^{j(\omega t + \beta r)} \left[\frac{1}{r^3} - \frac{j\beta}{r^2} \right] \quad (10c)$$

A (8) és (10) egyenletek összehasonlításából kitűnik, hogy az r^{-1} tagoknál H'_{φ} előjele változott, E'_{θ} előjele maradt, tehát az energia áramlás az áramelem felé irányul, ellentétben a (8) egyenletek szerinti sugárzó áramelemmel, ahol az energia áramlás kifelé irányult. Eszerint a (10) egyenletek konvergens gömbhullámot írnak le, melyet a vevő áramelem elnyel.

H'_{φ} r^{-2} tagjának, E'_{θ} és E'_r r^{-3} tagjainak értéke és előjele megmaradt, tehát a közelhatási mágneses és sztatikus mezők a dipólus közelében változatlanok maradtak, ami bizonyítja, hogy a mező fogadásához ugyanolyan áram és töltés szükséges, mint ami a sugárzásnál kellett. Megállapítható még, hogy E'_{θ} és E'_r r^{-2} tagjainak (átmeneti mezők) előjele megváltozott, továbbá, hogy valamennyi tag fázistényezője pozitív.

A teljes abszorpció szükséges feltétele, hogy az áram feleljen meg a mezőnek, vagyis az áram és a mező abszolút értéke közötti összefüggés ugyanolyan legyen, mint a sugárzó áramelemnél, továbbá, hogy az áramelemmel sorbakapcsolt ellenállás éppen annyi teljesítményt vegyen fel, mint amennyi a téből beáramlik. Ez a feltétel kielégíthető, ha a

fogyasztó ellenállás éppen egyenlő az áramelem sugárzási ellenállásával, ami ez esetben *negatív sugárzási ellenállás*, de abszolút értéke egyenlő a sugárzó áramelem pozitív sugárzási ellenállásával.

A veseformájú mezők záródásához a sugárzó dipólusnál a (8c), az abszorbeáló dipólusnál a (10c) egyenletnek az r^{-2} tagja szükséges. Ezen tag mindkét egyenletben fázis-kvadraturában van E_{θ} r^{-1} tagjához képest, ami éppen a vesék zárásának feltétele. A (10c) egyenletben az r^{-2} tag ellenkező előjelű, mint a (8c) egyenletben, továbbá a fázistényező pozitív előjelű a közeledő mezőnek megfelelően. Eszerint a (10c) egyenlet r^{-2} tagja éppen olyan, mint amilyen szükséges a fizikai szemléletnek megfelelően. Ezen tag a konvergens mezőben mindenképpen szükséges, még akkor is, ha nincs a közepén dipólus. (Utóbbi eset a (10) és (8) egyenletek összeadásával kapható meg úgy, hogy a (10) egyenletekbe $+p_0$ -t és a (8) egyenletekbe $-p_0$ -t helyettesítünk.)

A (10) egyenletekben azonban *valamennyi közelhatási tag fázistényezője pozitív, amire a klasszikus fizikában példa nem található*. A Biot-Savart törvény állandó áram által előidézett mágneses hatásra vonatkozik. A Hertz-féle megoldás bemutatta ezen törvényt a sugárzó mezővel kapcsolatos új alakjában, a retardált idővel (negatív fázistényező). *A Hertz-féle megoldás helyességének egyik bizonyítéka éppen az volt, hogy a dipólushoz elég közel a közelhatási mezők átmennek a Biot-Savart, ill. Coulomb törvénybe*. A Hertz-féle egyenlet itt tárgyalt másik megoldása azt mutatja, hogy abszorbeáló dipólusnál a közelhatási mezők pozitív fázistényezőzt tartalmaznak, de a dipólus közelében *itt is átmennek a Biot-Savart, ill. Coulomb törvénybe*.

Abszorbeáló dipólusnál a téből áramlik be az energia. Ehhez szükséges, hogy az áram csökkenésekor több energiát vegyen át a dipólus a téből, mint amennyi előzőleg az áram növekedésekor kiáramlott. Ilyen hatás csak pozitív fázistényezővel képzelhető el.

Az itt tárgyalt abszorbeáló dipólus a közvetlen kísérleti tapasztalat számára nehezen hozzáférhető, és a gyakorlatban nem fordul elő. Azonban segítségével levezethetők oly összefüggések, melyek fontos gyakorlati jelentőséggel bírnak.

A dipólusra vonatkozó tapasztalatok sík hullámok vételére vonatkoznak, amikor a dipólusban folyó áram teljes egészében sugárzik, és az antenába pozitív sugárzási ellenállást visz be. A konvergens hullámot nyelő dipólusnál a bevitt sugárzási ellenállás negatív. Helytelen illesztés esetén a nyelő áramelemben több vagy kevesebb áram létesül, mint amennyi a mező fogadásához szükséges. A vételhez azonban mindig meghatározott áram tartozik és a különbözeti áram a (8) egyenleteknek megfelelően sugárzik.

Mint ismeretes, lineáris antennák vagy más árameloszlások sugárzási karakterisztikája az áramelemek hatásának integrálásával számítható. Ezen módszer alkalmazható sugárzást fogadó antennákra is. Az inverz sugárzási karakterisztika forrása megegyezik a sugárzási karakterisztikával, de az energiaáramlás iránya az antenna felé mutat. Ebből logikusan következik, hogy *ha a*

beérkező hullámfront ugyanolyan formájú, de fordított irányú, mint amit az antenna kisugározna, akkor megfelelő lezárás esetén a beérkező mező teljes elnyelése érhető el. Ezen bizonyításnál az antennára vonatkozólag semmi megszorítást nem tettünk, tehát a következtetés bármely antennára érvényes, akár éles irányítású, akár körsugárzó.

Az itt bevezetett inverz sugárzási karakterisztika fogalom annyiban tér el a reciprocitási elvből levezethető vétel karakterisztika fogalmától, hogy utóbbi különböző irányból beérkező sík hullámfrontra vonatkozik, míg az inverz sugárzási karakterisztika az ezáltal jellemzett, minden irányból egyidejűleg beérkező konvergens hullámfrontot jelent. A két karakterisztika formája azonos.

Ha egy paraboloid tükröt olyan irányított primer sugárzóval világítanak meg, mely a tükör nyílásfelületén állandó fázisú és amplitudójú sík hullámfrontot létesít, és teljes sugárzása a tükör felületére esik, akkor vételkor a sík hullámfrontot a tükör a primer sugárzónak megfelelő konvergens hullámfronttá alakítja és elvileg biztosítható a sugárzás teljes elnyelése, tehát a zérus reflexiós felület. A valóságban ezen feltételeket csak megközelíteni lehet, és gyakorlati esetekben a mellékhatások csökkentése miatt az aperturán az amplitudó rendszerint nem állandó. Sugárzásmentes elnyelés annál kevésbé biztosítható, minél nagyobb a különbség az adási és vételi hullámformák között.

A tápvonal elméletéből ismeretes, hogy ha a lezáró ellenállás megegyezik a tápvonal hullámellenállásával, akkor reflexiómentes lezárás érhető el. A lezáró tagban folyó áram ilyenkor nem sugárzik, mert a beérkező hullámok vételéhez van lekötve. Ez teljes összhangban van az előbbiekből kifejtett elvvel. Ugyanis ha a lezáró ellenállást egy energiaforrással gerjesztenénk, akkor a tápvonalba kisugárzott hullámok teljesen azonos formájúak volnának a vett hullámokkal, ami a sugárzás teljes elnyelésének egyik feltétele.

Olyan vevőantenna esetén, ahol az adási és vételi hullámformák megegyeznek, a tápvonal elmélettel analóg módon könnyen kiszámíthatjuk az illesztetlenségből eredő reflexiót és az antenna áramot.

Legyen a lezáró ellenállás R és az antennának a lezáró ellenállás helyére vonatkoztatott sugárzási ellenállása legyen R_s , mely lehet akár pozitív, akár negatív, aszerint, hogy sugárzó vagy fogadó áramhoz tartozik. Ez esetben R_s a tápvonal hullámellenállásának megfelelő fogalom, mert ez a tér impedanciájának a lezáró ellenállás helyére transzformált értéke. Legyen az antennában folyó teljes áram I_t , mely a fogadott (beeső) hullámhoz tartozó I_i és a kisugárzott (reflektált) hullámhoz tartozó I_r áramok összege:

$$I_t = I_i + I_r \quad (11)$$

A lezáró ellenálláson fellépő teljes feszültség U_t szintén kifejezhető a beeső és a reflektált hullámokból eredő feszültségek összegével:

$$U_t = U_i + U_r \quad (12)$$

Minthogy továbbá:

$$U_t = RI_t; \quad U_i = R_s I_i; \quad U_r = -R_s I_r \quad (13)$$

A (13) kifejezéseket a (12)-be helyettesítve:

$$\frac{R}{R_s} I_t = I_i - I_r \quad (14)$$

A (11) és (14) összeadásával és kivonásával a következő egyenletek kaphatók:

$$\begin{aligned} 2I_i &= I_t \left(1 + \frac{R}{R_s}\right) \\ 2I_r &= I_t \left(1 - \frac{R}{R_s}\right) \end{aligned} \quad (15)$$

Ezekből az áram-reflexiós tényező:

$$\Gamma = \frac{I_r}{I_i} = \frac{R_s - R}{R_s + R} \quad (16)$$

A beeső teljesítmény:

$$P_i = I_i^2 R_s \quad (17)$$

A visszavert teljesítmény:

$$P_r = I_r^2 R_s = I_i^2 R_s \left(\frac{I_r}{I_i}\right)^2 = P_i |\Gamma|^2 \quad (18)$$

A terhelő ellenállás által felvett teljesítmény:

$$P_t = P_i - P_r = P_i (1 - |\Gamma|^2) \quad (19)$$

Pl. ha az antennát zérus ellenállással zárjuk le ($R = 0$), akkor $|\Gamma| = 1$, $I_i = I_r$ és $I_t = 2I_i$. Ilyenkor a teljes beérkező teljesítmény visszaverődik és az antennában kétszer annyi áram lesz, mint reflexiómentes lezárás esetén. Az antenna áram egyik fele a beérkező hullámfront fogadásához kell, másik fele a visszavert hullám kisugárzásához.

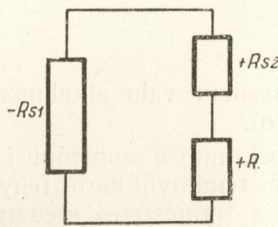
Ezzel analóg eset sík hullámfront visszaverődése a hullámhosszhoz képest nagy lineáris méretű sík fémlemezről. A lemeztől visszavert hullámforma ez esetben is megegyezik a lemezre beeső hullámformával. A szakirodalomból ismert, hogy ha a lemez végtelen vezetőképességű, akkor a felületi áramsűrűség:

$$K = 2(\bar{n} \times \bar{H}_i) \quad (20)$$

ahol \bar{H}_i a beeső hullám mágneses térerősségének vektora és \bar{n} a lemezre merőleges egységvektor. Itt is fennáll, hogy a felületi áram egyik fele a mező fogadásához, a másik fele a visszavert mező gerjesztéséhez szükséges.

A visszaverő sík fémlemezre, és előzőleg a reflexiómentesen lezárt tápvonalra vonatkozó példákat annak igazolására hoztuk fel, hogy az új elvből levonható következtetések minden esetben összhangban vannak a tapasztalatokkal és a más (nem sugárzásból kiinduló) módszerekkel levezethető eredményekkel.

A tárgyalt — nem illesztett — antenna helyettesítő kapcsolását a 3. ábra mutatja, ahol az áramforrást $a-R_{s1}$ negatív sugárzási ellenállás helyettesíti. A terhelés az R terhelő ellenállás és az R_{s2} pozitív sugárzási ellenállás összege. A pozitív és a



3. ábra: Rezonáns vevőantenna helyettesítő kapcsolása

negatív ellenállások egymással egyenlők kell hogy legyenek, tehát :

$$R_{s1} = R + R_{s2} \quad (21)$$

ahol a sugárzási ellenállások az antennában folyó I_t teljes áramra vonatkoznak, és a következő formulából számíthatók :

$$P_i = I_t^2 R_s = I_t^2 R_{s1} \quad (22)$$

$$P_r = I_t^2 R = I_t^2 R_{s2} \quad (23)$$

a (15) egyenletekkel :

$$R_{s1} = \frac{(R_s + R)^2}{4R_s} \quad (24)$$

$$R_{s2} = \frac{(R_s - R)^2}{4R_s} \quad (25)$$

A (24) és (25) egyenletekből könnyen meggyőződhetünk arról, hogy a (21) egyenletben megadott követelmény teljesül.

Érdekes megemlíteni, hogy ha az antenna egyszerű dipólus, mely sík hullámfrontot vesz, és helyesen van illesztve, akkor a megfelelő sugárzási ellenállások : $R_{s1} = 2R_s$ és $R_{s2} = R_s$. Ez esetben a terhelő ellenállás változtatásakor csak R_{s1} változik és R_{s2} állandó marad.

Az elmondottakból több fontos következtetés vonható le : (1) Vételnél a közelhatási mezők előresietnek az áramhoz és töltéshez képest, ha a vett hullámfront megfelel az antenna inverz sugárzási karakterisztikájának. (2) A vevő antennában indukált áram nem feltétlenül okoz sugárzást, hanem részben vagy egészben a sugárzás fogadásához lehet lekötve. (3) Megfelelő hullámformák esetén a hullámok elnyeléséhez ugyanúgy tartozik áram, mint a kisugárzásához. (4) A vett hullámok kisugárzás nélküli teljes elnyelése lehetséges, ha a vett hullámfront megfelel az antenna inverz sugárzási karakterisztikájának. (5) Negatív és pozitív sugárzási ellenállás bevezetése mind a számításnál, mind az elvi sémánál előnyösen használható.

A fentiekben tárgyalt elvek a rádió hullámok vételének a hullámegyenletből kiinduló közvetlen tárgyalását célozzák. Irányított vevőantennákra számításokat eddig csak a reciprocitási elv segítségével lehetett végezni sík hullámfront és helyes illesztés esetére.

A vétel mechanizmusának ilyen interpretációja kedvezően egészíti ki a sugárzásról alkotott fogalmakat, és tökéletesíti a fizikai szemléletet. Valószínű, hogy a módszer továbbfejlesztése lehetővé fog tenni további olyan számításokat is, melyek az eddigi módszerekkel nem voltak elvégezhetőek.

Szabványismertetés

MNOSZ 244—55 Fizikai és műszaki egyenletek írásmódja

A fizikai és műszaki egyenletek írásmódja hazánkban a műszaki és tudományos irodalom szerkesztésének nem kielégítően figyelembevett kérdése. Annál inkább sajnálatos ez a körülmény, mert hazai irodalmunk már több, e tárgykörre vonatkozó, igen figyelemreméltó dolgozattal és e szempontból is példaszerűen megírt egyetemi tankönyvvel rendelkezik. E meglevő irodalmi munkák és a vonatkozó külföldi szabványirodalom tanulságainak leszűrését tartalmazza az MNOSZ 244—55 »Fizikai és műszaki egyenletek írásmódja« című ajánlott szabvány.

A szabvány célja a fizikai és műszaki egyenletek írásmódjának olyan szabályozása, hogy az egyenletek a szereplő fizikai mennyiségek közötti összefüggéseket világosan feltüntessék és a gyors és biztos számítás eszközei legyenek.

A szabvány a következő ötféle egyenletet különbözteti meg és ezt egyben szükségesnek és kielégítőnek vélelmezi :

- mennyiségi egyenletek,
- egységekre szabott egyenletek,
- mérszám-egyenletek,
- mértékegység-egyenletek,
- dimenzió-egyenletek.

Abból az alapfelfogásból kiindulva, hogy a fizikai mennyiség mérszám és mértékegység szorzata, nem ajánlottnak nyilvánítja a — sajnos nagyon elterjedt — *kevert* egyenleteket, amelyekben valamely betűjel hol a fizikai

mennyiség mérszámát, hol a mérszám és mértékegység szorzatát jelenti. (Pl. $v = 3 \cdot 2,6 = 7,8 \text{ m/s}$)

Az egyenleteknek a szabványban közölt írásmódja nemcsak a szabatos értelmezést és számolást könnyíti meg, hanem ugyanazon mennyiségnek más mértékegységbe való átszámítására is könnyebben járható utat jelöl meg. A szabványban rögzített írásmód különösen előnyös akkor, ha nem a legegyszerűbb fajtájú (pl. 2—3 mennyiség szorzatából álló) egyenletről van szó.

A fizikai és műszaki egyenletek írásmódjának kialakításával kapcsolatban nem közömbös a tipografizálás kérdése. Ezideig nem rendelkezünk egy olyan kialakult és legkülönbözőbb oldalról megvilágított és megvitatott mintával, melyet mind a szerzők, az oktatók, mind a nyomdák mértékadónak tekinthettek volna. E szabvány ilyen tekintetben mérvadó, elősegíti a szedésre vonatkozó szabványok, valamint egyéb kiadványok szabatos megalkotását.

A szabvány kidolgozása közben az egyik feladat volt, hogy a felsorolt egyenletek mind vektoriális, mind nem vektoriális írásmód esetén, a számbajövő sokféle felhasználási terület igényeinek megfelelően. A szabvány két azonos példát vezet végig mind az öt írásmódban. Az egyik példa a mechanikából, a másik a villamosságtanból származik.

Műanyagok szerepe a tropizálásban

(«A híradástechnika tropizálási kérdéseiről» tartott ankéton elhangzott előadás)

ROHONCZYNÉ TÓTH ANGÉLA

Beloianisz Híradástechnikai Gyár

A műanyagok trópusi környezetben történő alkalmazásának kérdése a fejlődő híradástechnikai ipar szempontjából igen nagy jelentőségű. Híradástechnikai berendezéseinkben a műanyagok egyre nagyobb és nagyobb mértékben nyerneek alkalmazást, s így a berendezések trópusi kivitelben való kidolgozásánál a műanyagok trópusi környezetben észlelhető viselkedése és alkalmazhatósága egyik igen fontos és komoly kérdés.

Nézzük meg mindenekelőtt, melyek azok a legfontosabb klímák és klímafaktorok, melyek trópusokon a műanyagokra leginkább káros hatással vannak. A különféle trópusi éghajlatok közül a műanyagok szempontjából elsősorban legveszedelmesebb a nedves-meleg klíma penész jelenlétével, ezenkívül a száraz-meleg klíma (sivatagi klíma) és az ott fellépő erős fényhatás.

A nedves-meleg klíma általános hatása a nedvességre érzékeny műanyagoknál elsősorban a legfontosabb tényező, az elektromos szigetelési érték leromlásában észlelhető. Fokozottan áll ez abban az esetben, ha a magas légnedvesség mellett a szokásosnál magasabb hőfokkal (35–45° C) is számolni kell. A szigetelési ellenállás leromlása azonban műanyagoknál rendszerint nem következik be olyan gyorsan, mint pl. szálás anyagok esetében, hanem csak hosszabb idő után. E jelenség magyarázatáról a későbbiekben lesz szó.

Azonos a helyzet mechanikai vonatkozásban is. A nedvesség és a magasabb hőfok a műanyagoknál kisebb vagy nagyobb mérvű duzzadást, az anyag fellazulását idézi elő, ami a híradástechnikai berendezésekben érthetően rendkívül káros jelenség, tekintve, hogy pl. a rétegelt lemezeket igen gyakran alkalmazzuk érintkezőrúgók közötti szigetelésként, ahol a szigetelő lemez méretnövekedése kontaktus-zavarokat eredményezhet.

A száraz-meleg klíma káros hatása főként a műanyagok öregedése szempontjából jelentős. Rétegelt lemezek esetében kiszáradáshoz és így méretváltozáshoz vezethet, lágyított termoplasztoknál pedig nagymértékben elősegíti a lágyító migrációját, vagyis a lágyítónak az anyagban történő vándorlását és esetleges kiválását, ami ilyen esetekben a mechanikai és egyéb tulajdonságok változását vonja maga után.

A száraz-meleg klíma igen fontos tényezője még a fény, mely különösen a termoplasztikus anyagokra nézve veszélyes. Fény jelenlétében az előbb említett változások sokkal nagyobb mértékben következnek be. Érdekes megjegyezni, hogy a 280 m μ -nál, vagyis 2800 Å-nél rövidebb hullámhosszú sugarak, melyek a műanyagok felületének változásait legintenzívebben segítik elő, a trópusokon teljes mértékben hiányoznak. Ennek ellenére a fény igen jelentős klímafaktor, melyet minden

műanyag trópusokon való alkalmazásánál figyelembe kell venni.

Úgy a trópusi, mint a szubtrópusi klímán közösen jelentkező és rendkívül káros tényező a penész, mely nemcsak a természetes eredetű anyagokat, de a műanyagok bizonyos típusait is megtámadja. A trópusokon előforduló penészfajták táptalajul a legkülönbélebb anyagokat is fel tudják használni és táplálkozásuk és anyagcseréjük következtében, mely savas kémhatású termékek képződésével jár, szigetelési zavarokat idézhetnek elő.

A műanyagok tulajdonságainak trópusi környezetben történő változását különféle mesterségesen előidézett és természetes trópusi körülmények között lehet vizsgálni. Jelen közlemény a következő három fajta vizsgálat eredményeit ismerteti:

1. 100% rel. nedv. tartalmú térben 25° C szobahőmérsékleten 6 hónapon át végzett vizsgálatok ;
2. Nigéria különféle klímáin 6 hónapig végzett vizsgálatok ;
3. a Nemzetközi Elektrotechnikai Bizottság szabványa szerint végzett gyorsított nedves-meleg vizsgálatok.

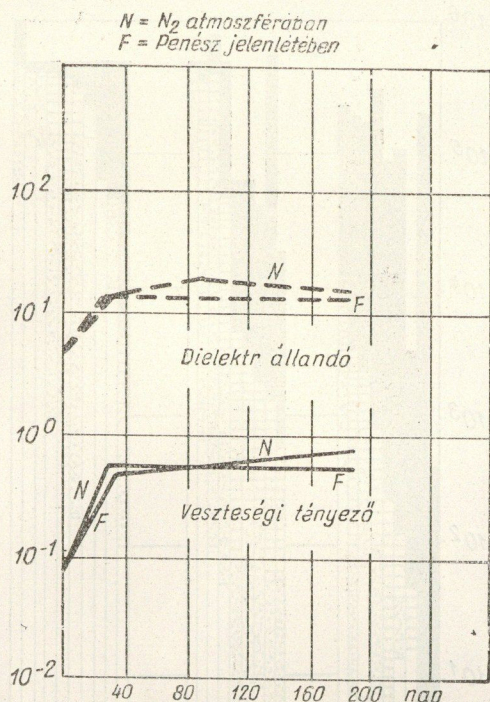
1. táblázat

100% rel. nedv. térben, 25° C-on vizsgált műanyagok jelzése

	a) Rétegelt lemezek.
1.	Durva szövésű, textillel rétegelt fenolgyanta
2., 3.	Rétegelt papírbakelit lemezek, fenolgyantával
5., 7.	Rétegelt papírbakelit lemezek, fenolgyantával nagyfrekvenciás alkalmazásra.
9.	Üvegszövettel rétegelt fenolgyanta.
10.	Azbesztszövettel rétegelt fenolgyanta.
11.	Üvegszövettel rétegelt melamingyanta.
12.	Finomszövésű textillel rétegelt fenolgyanta.
	b) Sajtoló anyagok.
13.	Fenolgyanta.
14.	Fenolgyanta azbeszt-töltőanyaggal.
15—16—17.	Fenolgyanta faliszt töltőanyaggal.
18—19—20.	Fenolgyanta csillám töltőanyaggal
21.	Melamingyanta faliszt töltőanyaggal
	c) Kemény termoplasztok.
24.	Cellulóze-acetát.
25.	Etilcellulóz.
26.	Polivinilidenklorid.
27.	Poliamid (nylon).
28.	Polivinilklorid-acetát kopolimer.
29.	Polimetilmetakrilát (plexi).
30—31—32.	Polistirol.
33.	Polidiklórtirol (Styramic HT).

A 100% relatív nedvességtartalmú térben 25° C szobahőmérsékleten végzett vizsgálatok az első táblázaton látható 28 féle anyagon történtek. A 28 fajta anyag közül az első 9 rétegelt lemez, 9 sajtoló anyag és 10 különféle termoplaszt. Ezeknél a vizs-

gálatoknál főként az elektromos értékek (dielektromos veszteségi tényező, dielektromos állandó, felületi és belső ellenállás stb.) változásának megfigyelése volt a cél.



1. ábra. Az 1. sz. anyag dielektromos állandója és veszteségi tényezője 1 MHz-en, 100% relatív nedvességtartalmú térben, 25 C°-on.

Az 1. ábrán egy rétegelt textilbakelit lemez 1 MHz-en mért dielektromos állandójának és veszteségi tényezőjének változását láthatjuk, 100% relatív nedvességtartalmú térben, 25 C°-on történt 200 napos vizsgálatnál. A vizsgálatok párhuzamosan N₂ atmoszférában és Penicillium Luteum SN 41-gyel fertőzött levegőben történtek, figyelembe véve azt, hogy a nitrogén hátráltatja, a Penicillium Luteum SN 41 pedig elősegíti a penészképződést.

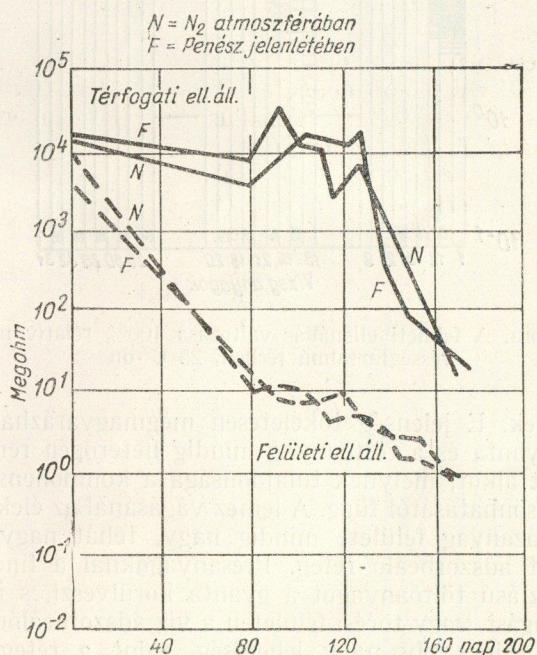
A 2. ábra egy nagyfrekvenciás célokra készült rétegelt papírbakelit lemeznél mutatja be a nedvesség hatását a térfogati és felületi ellenállásra.

A 3–7. ábrák az összes vizsgált anyagoknál a felületi és térfogati ellenállás, átütési szilárdság, dielektromos állandó és veszteségi tényező 6 hónapos vizsgálat alatt történt változásait ábrázolják. Az ábrákon a három főcsoport közül az első a rétegelt lemezek, a második a sajtoló anyagok, a harmadik pedig a lágyító nélküli termoplasztok adatait tartalmazza. A fekete sáv a vizsgálat első napján, a csikozás egy naptól egy hónapig, a pontozott rész pedig egy hónaptól hat hónapig történő vizsgálatnál mért értékek alsó és felső határát adja meg. Az anyagok ilyen egymás melletti ábrázolásának módja igen szemléletes és lehetővé teszi az egyes típusok közül legjobban és legrosszabbul viselkedő anyagok azonosítását.

A 3. ábrából világosan látható pl., hogy a vizsgált anyagok közül hat hónapos vizsgálat után a 29-es anyag, a polimetilmetakrilát viselkedik legjobban. Általában a termoplasztok igen jól megtartják elektromos értékeiket, szemben a rétegelt

lemezek és sajtolóanyagok legnagyobb részével, melyeknél csak egyes típusok mutatnak jó eredményt. Rétegelt lemezek közül az 1-es számú rétegelt textilbakelit lemez felületi ellenállása romlik le hat hónap után legjobban. Hasonló nagyságrendű leromlást mutat a 10-es számú, azbeszt vázú anyag, mely a vizsgálat kezdetén 10⁵ Mohm felületi ellenállással rendelkezett. Az üvegszövet vázú, fenolgyanta alapú rétegelt lemez felületi ellenállása is erősen csökkent. — Sajtoló anyagoknál a faliszt töltésű fenolgyantás présporok értékei igen rosszak; szinte nem is változik azonban a csillámtöltésű fenolgyanta felületi ellenállása. Az azbeszt töltőanyag itt sem ad jó eredményeket. A termoplasztok közül a poliamid és a polistirol-féleségek felületi ellenállása 10²–10³ Mohm nagyságrendre csökken. A polimetilmetakrilát, polivinilidén-klorid, polivinilklorid-acetát kopolimer stb. igen jól megtartják elektromos értékeiket. Már ezekből az ábrákból is megfigyelhető, hogy a töltőanyagok milyensége a tulajdonságokat igen nagy mértékben változtatja.

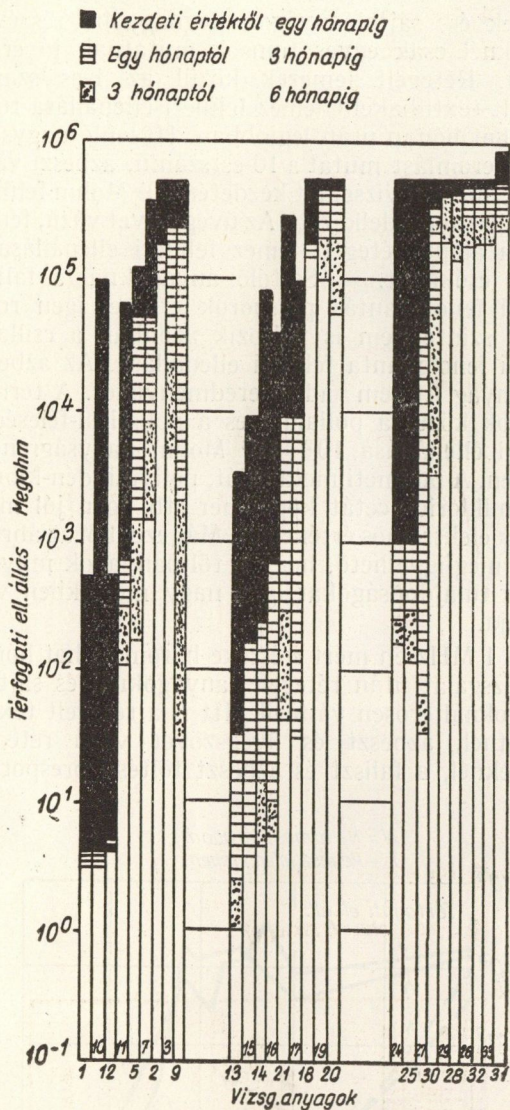
Az 1 MHz-en mért ϵ értéke három és hat hónapos vizsgálat után rétegelt anyagoknál és sajtoló anyagoknál erősen változik. Itt is a rétegelt textilbakelitnél, azbeszt és üvegszövet vázú rétegelt lemezeknél, a faliszt és azbeszt töltésű présporok



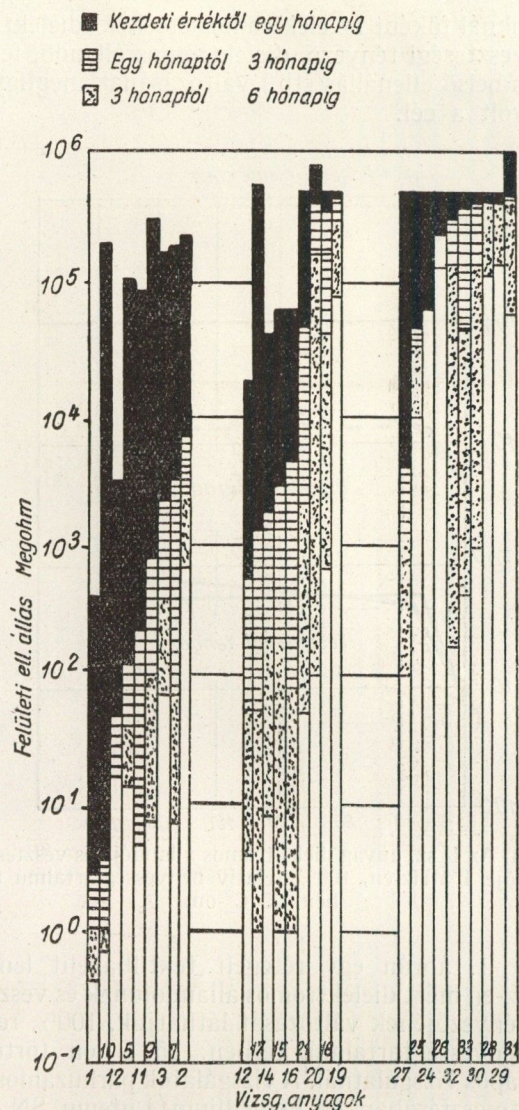
2. ábra. Az 5-ös számú anyag felületi és térfogati ellenállása 100% relatív nedvességtartalmú térben, 25 C°-on.

nál látható a legerősebb ϵ növekedés. Termoplasztok közül legnagyobb változás a cellulózeacetát és a poliamid esetében észlelhető. — A dielektromos veszteségi tényező 1 MHz-en mért értéke legjobban az azbeszt vázú rétegelt lemez, azbeszt töltésű préspor és a poliamid esetében növekszik.

Általánosan megállapítható tehát, hogy az elektromos értékek leginkább rétegelt lemezeknél változtak, gyakran éppen azok, melyek a vizsgálat kezdetén a legjobb elektromos értékekkel rendel-



3. ábra. A felületi ellenállás változása 100% relatív nedvességtartalmú térben, 25 C°-on



4. ábra. Térfigati ellenállás változása 100% relatív nedvességtartalmú térben, 25 C°-on

keztek. E jelenség tökéletesen megmagyarázható. A gyanta és a töltőanyag mindig heterogén rendszert alkot, melynek tulajdonsága a komponensek kölcsönhatásától függ. A lemez vágásánál az éleken a vázanyag felülete mindig nagy, tehát nagy a vizet adszorbeáló-réteg. Présanyagoknál a finom eloszlású töltőanyagot a gyanta körülveszi, s így a vágási vagy törési felületen a víz adszorbeálódására nincs oly nagy lehetőség, mint a rétegelt lemezeknél.

A nedvesség természetesen nemcsak az elektromos, hanem a mechanikai tulajdonságokat is megváltoztatja. Növeli pl. az ütő-hajlító szilárdságot, ami annak a következménye, hogy a polimerizált gyantákra a víz plasztifikáló hatással van.

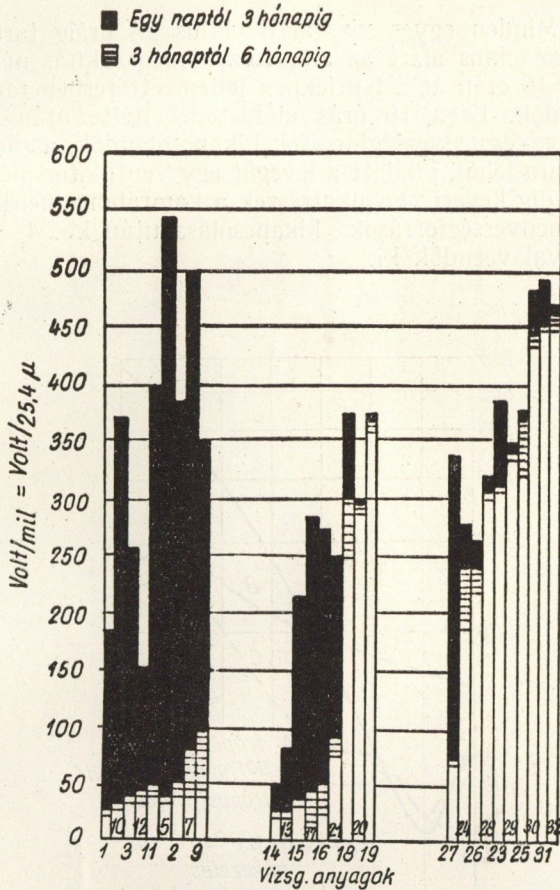
A fenti vizsgálatok az ábrákon bemutatott eredményekkel mesterségesen előidézett körülmények közötti vizsgálatok voltak, és nem ítéhető meg pontosan, hogy a vizsgált anyagok ténylegesen trópusi körülmények között hogyan viselkednének. E vonatkozásban részletes vizsgálatok még nem ismeretesek.

A Ministry of Supply Nigériában hat hónapig végzett vizsgálatokat, azonban csak igen kevés anyag vizsgálati eredménye köztudomású. Trópusi vizsgálatok céljára Nigéria rendkívül alkalmas terület. Földrajzilag az 5. szélességi és 10. hosszúsági foknál fekszik. Klímája kifejezetten trópusi, sőt egyes helyeken szubtrópusi, egy része pedig tengerparti és sivatagi klíma.

A vizsgálatokat a következő műanyagokon végezték:

polistírol, PVC, polivinilformál, cellulózeacetát, fenolgyanta, karbamidgyanta és ebonit. A vizsgálat időtartama hat hónap volt. Mindegyik anyagból tíz mintát vizsgáltak, ezenkívül egyet Port Harcourtban szilikagéles dobozban, egyet pedig Angliában tartottak ellenőrzésül. Hathónapos vizsgálat után az egyes anyagokon a következő változásokat észlelték:

A polistírol súlyváltozást nem szenvedett. Sivatagban erős kopás látható, a felületen nagy lyukak keletkeztek. Az anyag nem penészedett, természetesen azonban megtámadták.



5. ábra: Átütési szilárdság változása 100% relatív nedvességtartalmú térben, 25 C°-on.

A PVC felülete markírozódott, kisebb repedések mutatkoztak, lényeges változás azonban az anyagban nem következett be.

A polivinilformál meglehetősen jól ellenállt a környezeti hatásoknak. Az egyetlen észlelhető jelenség súlynövekedés volt.

A cellulózeacetát felületén kis hólyagosodás jelentkezett. A penész megtámadta. Termeszek támadásának kitett anyagok közül azonban a cellulózeacetát teljesen intakt volt, ami a cellulózeacetát relatíve nagy keménységével magyarázható.

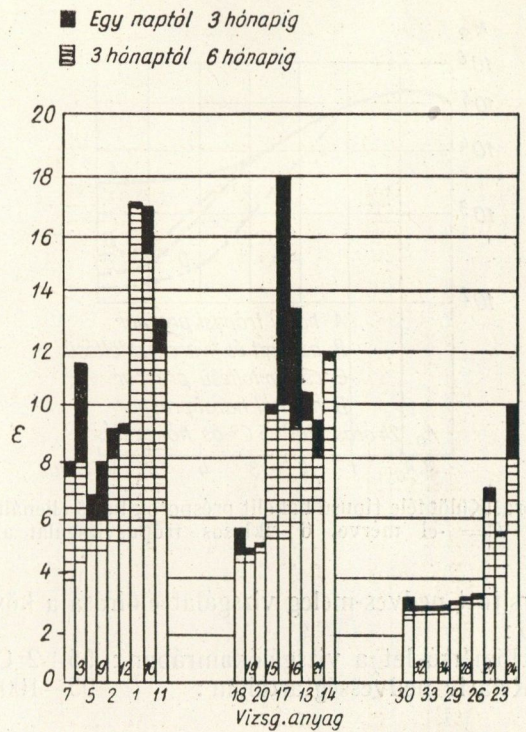
A fenol-formaldehid gyanta felületén erős színváltozás jelentkezett.

A karbamid-formaldehid gyanta igen nagy mértékben károsodott, erősen vetemedett, természetes és egyéb kártevők megrágták, sivatagban erősen kopott. A penész is ezt támadta meg a legnagyobb mértékben.

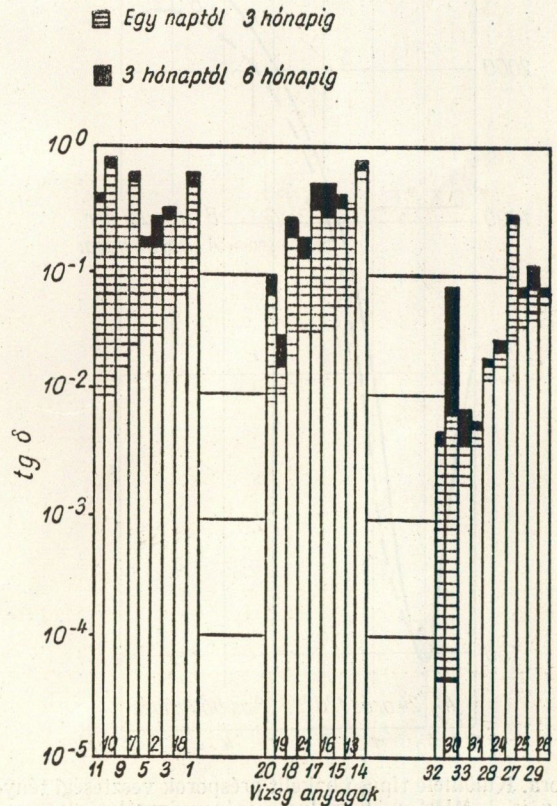
Az ebonitnál igen gyakori jelenség volt a hólyagosodás, az anyag magas nedvességtartalmú környezetben lágy lett, sivatagi klímán pedig össze-görbült.

Általában tehát megállapítható, hogy a vizsgált műanyagok közül ténylegesen trópusi környezetben legkevésbé alkalmazható a karbamid-gyanta. Ugyancsak alkalmatlan trópusi célokra az ebonit.

A mesterségesen előidézett trópusi körülmények közötti vizsgálatok a vizsgálati módszer szempontjából általában igen különbözőek, s így nem is adnak egyértelmű eredményeket. Igen jó összefogó

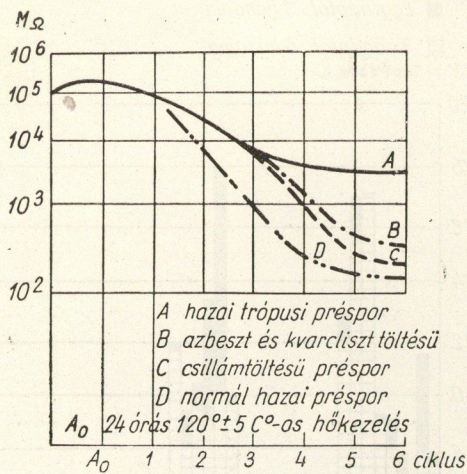


6. ábra. Dielektromos állandó változása 1 MHz-en, 100% relatív nedvességtartalmú térben, 25 C°-on.



7. ábra. Dielektromos veszteségi tényező változása 1 MHz-en, 100% relatív nedvességtartalmú térben, 25 C°-on

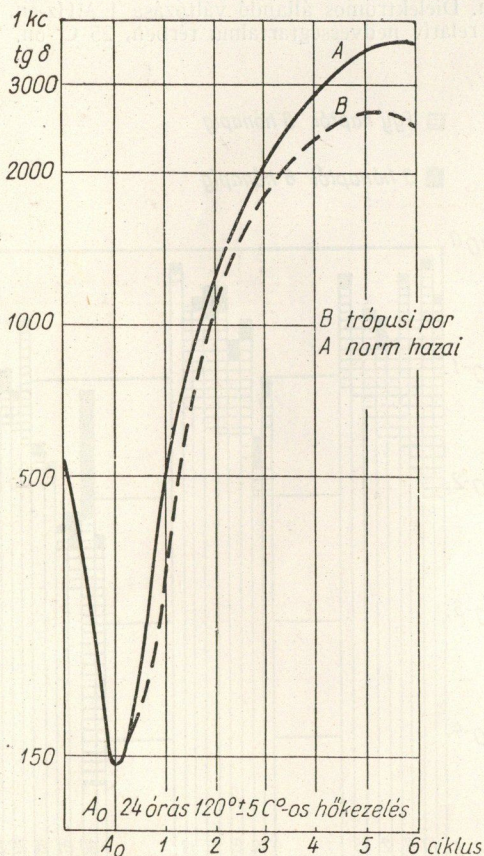
és általánosan elfogadott vizsgálat a Nemzetközi Elektrotechnikai Bizottság 1952-ben összeállított trópusvizsgálati szabványa. E szabvány szerint a



8. ábra. Különböző típusú bakelit prészorok belső ellenállása, 1000 V = -el mérve, 6 ciklusos trópusvizsgálat alatt.

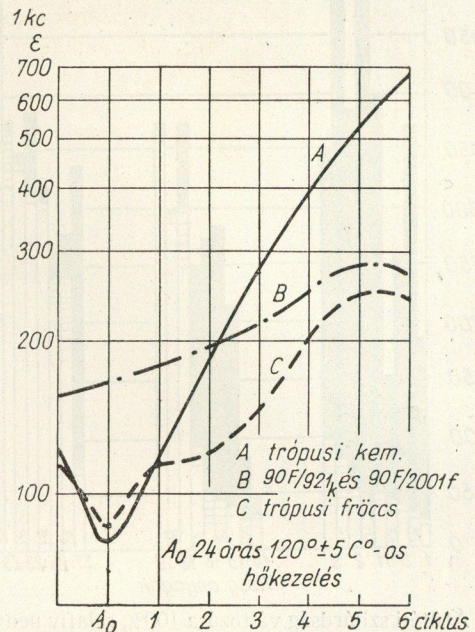
gyorsított nedves-meleg vizsgálat előírása a következő:

Hőmérséklet a vizsgálókamrában: 55±2 C°
 Relatív nedvességtartalom: 95–100%



9. ábra. Különböző típusú bakelit prészorok veszteségi tényezője 1 MHz-en, 6 ciklusos trópusvizsgálat alatt.

Minden egyes vizsgálati ciklus 24 óráig tart. Ezen ciklus alatt az alkatrészek megszakítás nélkül 16 órán át a fentiekben jellemzett térben tartandók. Ezen 16 órás időtartam eltelte után a meleg- és nedvességforrások kikapcsolandók, a zárt kamra lehűl, mialatt a levegőt egy ventilátor még mindig keveri. Az alkatrészek a kamrából a meleg- és nedvességforrások kikapcsolása után kb. 4–5 órával veendő ki.



10. ábra. Különböző típusú bakelit prészorok dielektromos állandója 1 MHz-en, 6 ciklusos trópusvizsgálat alatt.

Szigorúsági feltételek:

- I. szigorúsági fok 6×24 órás ciklus
- II. » » 2×24 » »
- III. » » 1×24 » »

E gyorsított nedves-meleg vizsgálat I. szigorúsági foka szerint részletes vizsgálatokat végeztünk a következő típusú fenol, illetőleg krezol-formaldehid alapú sajtoló anyagokon:

1. trópusálló krezol-formaldehid prészor faliszt töltőanyaggal;
2. fenol-anilin-formaldehid prészor kvarcliszt és azbeszt töltőanyaggal,
3. fenol-formaldehid prészor csillám töltőanyaggal;
4. fenol-formaldehid prészor faliszt töltőanyaggal (típusjelzése: 90 F 921/k és 90 F 2001/f).

A különböző prészorokból előállított próbapálcákat és lemezeket a trópusvizsgálati ciklusok előtt 24 órás 120±5 C°-on történő utóbakelizációnak vetettük alá. (Grafikonokon A₀ jelzés.) A belső szigetelési ellenállás, dielektromos veszteségi tényező és a dielektromos állandó vizsgálatánál kapott eredmények a 8–9–10. ábrákon láthatók.

(Folytatása következik.)

Szintrögztítés a videoerősítőkben

BARÁT ZOLTÁN
Műszaki Egyetem, Híradástechnikai Tanszék

Bevezetés

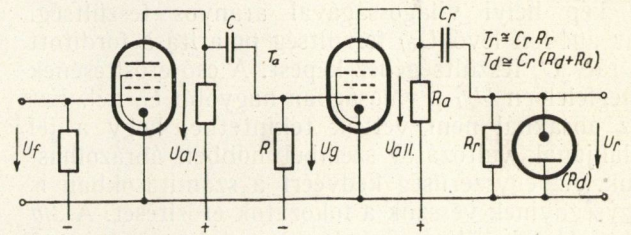
Az erősítők sávszélességét általában az erősítendő jel frekvenciaspektruma alapján határozzák meg. Ilyen módszerrel az erősítők méretezése sokszor nehézségekbe ütközik, és esetleg nem ad megfelelő eredményt. Különösen szembetűnő ez a videoerősítők esetében. Az általános video jel spektruma folytonos, és a konstans »egyenáramú« összetevőtől néhány MHz-ig terjed. A jel alakhú átviteléhez tehát megfelelő sávszélességű »egyenáramú« erősítőre van szükség. Az olyan televíziós vevőkészülékekben, ahol a demodulátor és a képcső között csak egyetlen videofokozat van, az egyenáramú erősítő alkalmazása nem okoz különösebb nehézséget. Ha többfokozatú erősítő szükséges, akkor nem alkalmazhatunk egyenáramú erősítőt az ilyen kapcsolások közismert hátrányai miatt.

Már a harmincas években ismeretes volt olyan kapcsolat, mely lehetővé tette $R-C$ erősítők felhasználását a video jel erősítésére. A kapcsolat a jel speciális alakját (az ütemesen ismétlődő szinkronizáló impulzusokat) használja fel arra, hogy az $R-C$ erősítőben szenvedett alakváltozást az erősítő végén helyesbítse. E feladat elvégzésére többféle szintrögztítő kapcsolat alakult ki, és ezek működési alapelveikben azonosak. Az alábbiakban e kapcsolások alaptípusait mennyiségileg vizsgáljuk, részben az irodalomban elszórtan található számítási eljárások felhasználásával [1], [3], [6], [7].

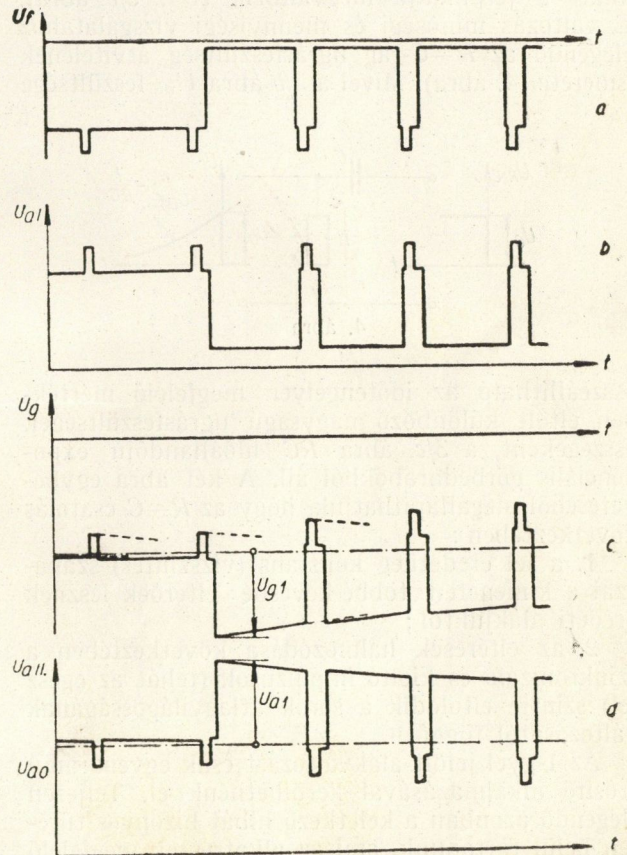
Ha az egyenáramú videoerősítőben a közvetlen csatolás helyett $R-C$ csatolást alkalmazunk, akkor az így keletkező jeltorzulás a jel legkisebb frekvenciájú összetevőinek hiányos átviteléből ered. Ilyen esetben legnehezebb követelményt a konstans világosságú képfelület átvitele jelenti, mert ennél a továbbítandó jel tiszta egyenfeszültség, és ezt csak a kioltó és szinkronizáló jelek szakítják meg (1. ábra). Szerencsére ilyen jel átvitelét aránylag egyszerűen tudjuk számítani. Ezzel világos minőségi és mennyiségi képet kapunk a működésről, és a méretezésnél felhasználható összefüggéseket vezethetünk le.

Ha az első ábrán látható jelet (fehér sorok sorozatát) egy vagy több $R-C$ csatoláson át továbbítjuk, a kimeneten megjelenő jel fokozato-

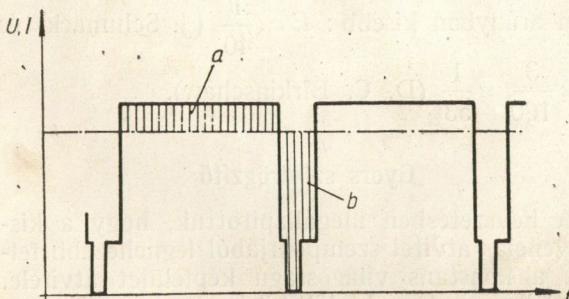
san úgy fog eltolódni, hogy a pontozott vonalú tengely potenciálja (árama) megegyezzen az illető kimeneti pont nyugalmi (vezérlés nélküli) potenciáljával (áramával). Ez a cső anódján a cső munkaponti anódfeszültsége (és árama), a rácson pedig



2. ábra



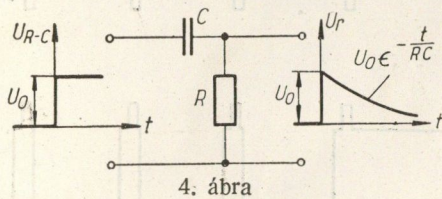
3. ábra



1. ábra

az illető cső rácselőfeszültsége. A pontozott vonalú tengelynek a jelhez viszonyított helyzetét az szabja meg, hogy a jelnek e tengelyen végzett egy periódusra kiterjedő határozott integrálja zérust ad. (Az a -val jelölt terület egyenlő a b -jelével.) Ebben az esetben a kimeneti jel spektrumában konstans (egyenáramú) tag nem szerepel. Ez az $R-C$ csatolás következménye, amit éppen az egyenfeszültségek elválasztása céljából alkalmazunk.

Vizsgáljuk meg a jel alakulását, ha egy $R-C$ csatolású fokozat bemenetére (2. ábra) sok fekete sor után fehér sorokat adunk (U_f , 3/a ábra). Feltevéseink szerint a bemenetre adott jel pontosan a kép helyi világosságával arányos feszültség. Az anódon lévő U_{a1} feszültség polaritása fordított a rács U_f feszültségéhez képest. A cső erősítésének megfelelően U_{a1} a valóságban nagyobb U_f -nél. Ezt az ábránál nem vettük tekintetbe, hogy a jel alakjának változását szembetűnőbben ábrázolhasuk. Az egyszerűség kedvéért a számításokban is egységnyiinek vesszük a fokozatok erősítését. A 3/b ábra U_{a1} feszültsége az $R-C$ csatoláson át jut a következő cső rácsára. Az elválasztó kondenzátor miatt a jel alakja megváltozik (U_g , 3/c ábra). E változás minőségi és mennyiségi vizsgálatához elegendő az $R-C$ -tag ugrásfeszültség átvitelének ismerete (4. ábra). Mivel a 3/b ábra U_{a1} feszültsége



4. ábra

összeállítható az időtengelyen megfelelő mértékben eltolt különböző nagyságú ugrásfeszültségek összegeként, a 3/c ábra RC időállandójú exponenciális görbedarabokból áll. A két ábra egybevetéséből megállapíthatjuk, hogy az $R-C$ csatolás következtében:

1. a jel eredetileg konstans (vízszintes) szakaszai a kimeneten többé-kevésbé eltérőek lesznek eredeti alakjuktól;
2. az eltérések halmozódása következtében a szinkronizáló és kioltó impulzusok (tehát az egész jel) szintje eltolódik a sorok átlagvilágosságának változásától függően.

Az 1-gyel jelölt alakváltozást csak egyenáramú erősítő alkalmazásával kerülhetnénk el. Teljesen elegendő azonban a keletkező hibát bizonyos tűréssen belül tartanunk, ami az alkatrészek megfelelő méretezésével $R-C$ erősítőkkel is elérhető.

A 2-vel jelölt alakváltozás szintrögzítő kapcsolás (a 2. ábrán dióda) alkalmazásával szüntethető meg. E kapcsolás működése a 2. és 3. ábrák alapján a következő: az R_f ellenálláson megjelenő feszültség (az $R-C$ csatolás következtében) a sor végén kisebb mint az elején volt. Mivel a sorvégi feszültségugrás egyenlő nagy a sorkezddővel, a sorvégi ugrás alkalmával a jel átlép az $U_r = 0$ tengelyt. Ekkor a dióda vezetni kezd és U_r rohamosan csökken. Helyes működés esetén (az ú. n. »gyors«

szintrögzítőknél, l. alább) a szinkronizáló impulzus végén a feszültségugrás már gyakorlatilag az $U_r = 0$ szintről indul. Tehát a következő sor elején a potenciál (a visszaadott kép helyi világossága) helyes értékű. Utána ettől eltér, és a hiba legnagyobb a sor végén. E hibafeszültség (ΔU_1 , l. 3/e ábra) nyitja a szintrögzítő diódát a következő szinkronizáló impulzus elején. (A kioltó impulzusváltak időtartamára eső potenciálváltozás elhanyagolható, mert e részek időtartama és potenciáljuknak a nyugalmi értéktől való eltérése kicsi a sor időtartamához, és az általában fennálló potenciálkülönbségekhez viszonyítva.)

Megjegyezzük, hogy a különféle szintrögzítő kapcsolásokat »gyors«-nak vagy »lassú«-nak nevezük aszerint, hogy a megengedett legnagyobb hiba megszüntetésére egyetlen sorszinkronizáló jel időtartama elegendő-e vagy nem. Végül az olyan szintrögzítőt, melynél a dióda (vagy egyéb rögzítő szerv) nyitását nem a keletkező hibafeszültség, hanem külön vezérlő impulzus végzi, vezérelt szintrögzítőnek nevezük [4]. Ezek szerint fent leírt kapcsolásunk a gyors szintrögzítők csoportjába tartozik.

Könnyen belátható, hogy a szintrögzítő kimeneti jele szinkronizáló impulzusainak csúcsa mindig az a potenciál, melyre a dióda- R_f komplexum »hideg« pontját kapcsoljuk. E potenciált (a következő cső üzemi adatainak megfelelően) tetszőlegesen választhatjuk meg (a 2. és 11. ábrákon zérus, a 10. ábrán ettől különböző).

Mint már említettük, az alkatrészeket úgy kell méreteznünk, hogy bármelyik sor bármely pontjának potenciálja csak előírt tűréssen belül különbözzék a helyes értéktől. E hibahatárt tapasztalati úton, szubjektív megítélés alapján kell megállapítanunk. A fototechnikában kialakult szokásnak megfelelően J. Schunack a fehértől a feketéig 30 árnyalati fokozatot különböztet meg. Eszerint a megengedett hiba a fehér és fekete szint különbségének legfeljebb 1/30-a lehet [3]. D. C. Birkinshaw ugyanerre 1/40-et javasol [13]. A számításokban célszerű a hibafeszültséget (ΔU_1 , 3/e ábra) nem a fehér és a fekete szint közötti különbséghez, hanem a fehér jel csúcstól csúcsig mért feszültségéhez (U_{r1}) viszonyítani. Ez a legtöbb televíziós rendszernél közelítőleg 4:3 arányban nagyobb az előbbinél, tehát az így definiált legnagyobb relatív átviteli hiba

$$E = \frac{\Delta U_1}{U_{r1}} \quad (1)$$

ilyen arányban kisebb: $E \approx \frac{1}{40}$ (J. Schunack) és

$$E \approx \frac{3}{160} \approx \frac{1}{53} \quad (\text{D. C. Birkinshaw}).$$

Gyors szintrögzítő

A bevezetésben megállapítottuk, hogy a kisfrekvenciás átvitel szempontjából legnehezebb feladat a konstans világosságú képfeület átvitele. Ez a jelben az 1-gyel jelölt hibát okozza. A 2. alatt

vázolt jelenség akkor mutatkozik legnagyobb mértékben, ha hosszú ideig tartó fekete képfelületet átmenet nélkül fehér követ, vagy sok fehér sor után fekete sorokat adunk. Ezért a mennyiségi vizsgálatot e két esetre végezzük el.

A 3/b ábra első fehér sorának tartama alatt az első cső anódján konstans feszültség (U_{a1}) van. A C-R csatolótag kimenetén (2. ábra) megjelenő U_g feszültség (3/c ábra) ezen a szakaszon (feltételezve, hogy a rácsellenállás jóval nagyobb az anódellenállásnál):

$$U_g = U_{g1} e^{-\frac{t}{RC}} = U_{g1} e^{-\frac{t}{T_a}} \quad (2)$$

Ennek megfelelően a második cső anódján

$$U_{aII.} = U_{a1} e^{-\frac{t}{T_a}} \quad (3)$$

feszültség jelenik meg (3/d ábra). Ez a feszültség a szintrögzítő rész bemeneti feszültsége. A C-R tagon tehát

$$U_{aII.} = i_r R_r + \frac{1}{C_r} \int i_r dt \quad (4)$$

feszültség van. A 3. egyenletből $U_{cII.}$ -t helyettesítve és differenciálva

$$R_r \frac{di_r}{dt} + \frac{i_r}{C_r} = -\frac{U_{a1}}{T_a} e^{-\frac{t}{T_a}} \quad (5)$$

differenciálegyenlet adódik. Az időtengely zérus pontját az első fehér sor kezdeténél vettük fel (1. 2. egyenlet) és vegyük figyelembe, hogy $t = 0$ -nál

$$i_r = i_{r0} = \frac{U_{r1}}{R_r} \quad (6)$$

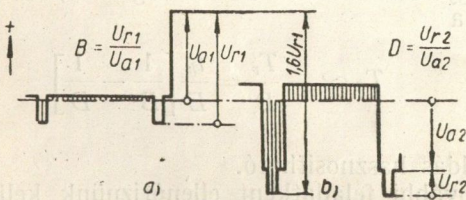
A differenciálegyenletet i_r -re megoldva és $U_r = i_r R_r$ összefüggést helyettesítve a kimeneti feszültség:

$$U_r = U_{r1} \left[e^{-\frac{t}{T_r}} + \frac{e^{-\frac{t}{T_r}} - e^{-\frac{t}{T_a}}}{\frac{U_{r1}}{U_{a1}} \left(\frac{T_a}{T_r} - 1 \right)} \right] \quad (7)$$

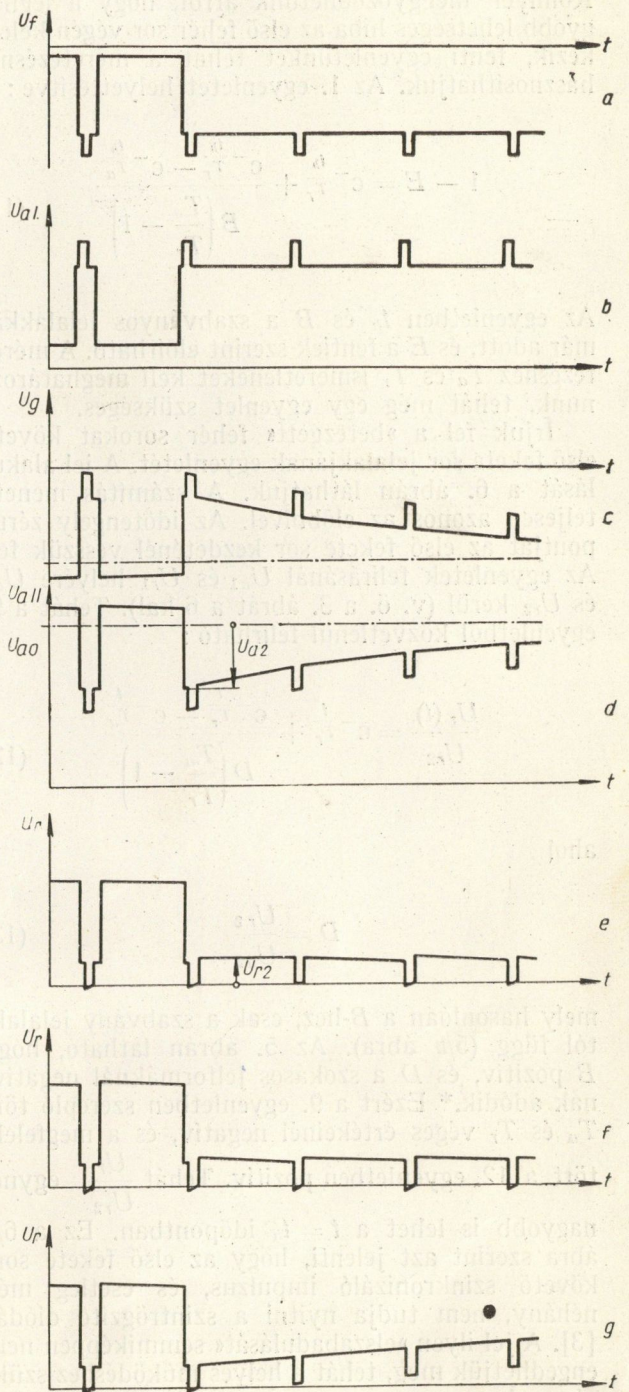
A nevezőben levő feszültségviszony csak a szabványos televíziós jel méreteitől függ (5/a ábra) és a továbbiakban a

$$B = \frac{U_{r1}}{U_{a1}} \quad (8)$$

jelölést fogjuk alkalmazni. Ezzel az első fehér sor jelének egyenlete:



5. ábra



6. ábra

$$\frac{U_r}{U_{r1}} = e^{-\frac{t}{T_r}} + \frac{e^{-\frac{t}{T_r}} - e^{-\frac{t}{T_a}}}{B \left(\frac{T_a}{T_r} - 1 \right)} \quad (9)$$

Ha a sor t_h időtartamú, és a végén ΔU_1 esést engedünk meg (3/e ábra):

$$\frac{U_{r1} - \Delta U_1}{U_{r1}} = e^{-\frac{t_h}{T_r}} + \frac{e^{-\frac{t_h}{T_r}} - e^{-\frac{t_h}{T_a}}}{B \left(\frac{T_a}{T_r} - 1 \right)} \quad (10)$$

Könnyen meggyőződhetünk arról, hogy a legnagyobb lehetséges hiba az első fehér sor végén keletkezik, fenti egyenletünket tehát a méretezésnél hasznosíthatjuk. Az 1. egyenletet helyettesítve:

$$1 - E = \epsilon^{-\frac{t_h}{T_r}} + \frac{\epsilon^{-\frac{t_h}{T_r}} - \epsilon^{-\frac{t_h}{T_a}}}{B \left(\frac{T_a}{T_r} - 1 \right)} \quad (11)$$

Az egyenletben t_h és B a szabványos jelalakkal már adott, és E a fentiek szerint előírható. A méretezéshez T_a és T_r ismeretleneket kell meghatározunk, tehát még egy egyenlet szükséges.

Írjuk fel a »berezgett« fehér sorokat követő első fekete sor jelalakjának egyenletét. A jel alakulását a 6. ábrán láthatjuk. A számítás menete teljesen azonos az előbbivel. Az időtengely zérus pontját az első fekete sor kezdeténél vesszük fel. Az egyenletek felírásánál U_{a1} és U_{r1} helyére U_{a2} és U_{r2} kerül (v. ö. a 3. ábrát a 6-kal). Tehát a 9. egyenletből közvetlenül felírható:

$$\frac{U_r(t)}{U_{r2}} = \epsilon^{-\frac{t}{T_r}} + \frac{\epsilon^{-\frac{t}{T_r}} - \epsilon^{-\frac{t}{T_a}}}{D \left(\frac{T_a}{T_r} - 1 \right)} \quad (12)$$

ahol

$$D = \frac{U_{r2}}{U_{a2}} \quad (13)$$

mely hasonlóan a B -hez, csak a szabvány jelalaktól függ (5/b ábra). Az 5. ábrán látható, hogy B pozitív, és D a szokásos jelformáknál negatívnak adódik.* Ezért a 9. egyenletben szereplő tört T_a és T_r véges értékeinél negatív, és a megfelelő tört a 12. egyenletben pozitív. Tehát $\frac{U_r}{U_{r2}}$ egynél nagyobb is lehet a $t = t_h$ időpontban. Ez a 6/g ábra szerint azt jelenti, hogy az első fekete sort követő szinkronizáló impulzus, és esetleg még néhány, nem tudja nyitni a szintrögzítő diódát [3]. A jel ilyen »elszabadulását« semmiképpen nem engedhetjük meg, tehát a helyes működéshez szükséges, hogy

$$\frac{U_r(t_h)}{U_{r2}} \leq 1 \quad (14)$$

legyen. Ha méretezéshez a határesetet vesszük, akkor a 12. egyenletből:

$$1 = \epsilon^{-\frac{t_h}{T_r}} + \frac{\epsilon^{-\frac{t_h}{T_r}} - \epsilon^{-\frac{t_h}{T_a}}}{D \left(\frac{T_a}{T_r} - 1 \right)} \quad (15)$$

A 11. és 15. egyenletekből az ismeretlen T_a és T_r már meghatározható. Egyszerű módszerekkel sajnos csak az egyiket tudjuk számítani:

$$T_r = \frac{t_h}{\ln \frac{B-D}{B(1-E)-D}} \quad (16)$$

A nevezőt átalakítva:

$$T_r = \frac{t_h}{\ln \left[1 + \frac{BE}{B(1-E)-D} \right]} \quad (17)$$

A számértékeket helyettesítve látható, hogy

$$\frac{BE}{B(1-E)-D} \ll 1 \quad (18)$$

tehát

$$T_r \cong t_h \frac{B(1-E)-D}{BE} = \frac{t_h}{E} \left[1 - \frac{D}{B} - E \right] \quad (19)$$

A T_a -t a 11. és 15. egyenletekből valamilyen közelítő módszerrel kell meghatározunk. Erre egyszerű mód kínálkozik, ha szem előtt tartjuk, hogy az E relatív hiba egynél jóval kisebb. A 3/d ábra szerint világos, hogy ebben az esetben $T_r \gg t_h$ és $T_a \gg t_h$. Tehát jó közelítéssel:

$$\epsilon^{-\frac{t_h}{T_r}} \cong 1 - \frac{t_h}{T_r} \quad \text{és} \quad \epsilon^{-\frac{t_h}{T_a}} \cong 1 - \frac{t_h}{T_a} \quad (20)$$

E közelítésekkel a 11. és 15. egyenleteink új alakja:

$$-E \cong -\frac{t_h}{T_r} + \frac{\frac{t_h}{T_a} - \frac{t_h}{T_r}}{B \left(\frac{T_a}{T_r} - 1 \right)} \quad (21)$$

$$0 \cong -\frac{t_h}{T_r} + \frac{\frac{t_h}{T_a} - \frac{t_h}{T_r}}{D \left(\frac{T_a}{T_r} - 1 \right)} \quad (22)$$

Új egyenletrendszerünkben egyszerűen adódik a

$$T_r \cong \frac{t_h}{E} \left[1 - \frac{D}{B} \right] \quad (23)$$

eredmény, mely t_h -val (általában kevesebb mint 2%-kal) nagyobb T_r -et ad, mint a 19. egyenlet. Az egyenletrendszert T_a -ra megoldva, számunkra csak a

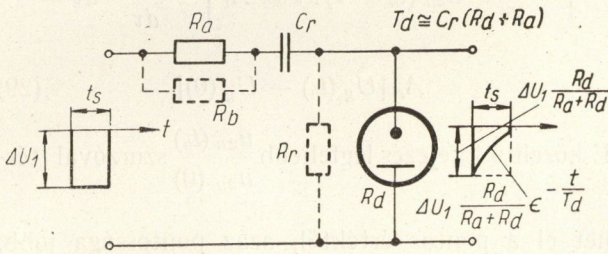
$$T_a \cong -\frac{T_r}{D} = \frac{t_h}{E} \left[\frac{1}{B} - \frac{1}{D} \right] \quad (24)$$

megoldás hasznosítható.

További feladatként ellenőriznünk kell, hogy a szinkronizáló impulzus rövid t_s ideje alatt a dióda

* A magyarországi 625 soros rendszerénél $B = 1,34$ és $D = -0,487$.

árama elegendően lecsökkenti-e a ΔU_1 hiba-feszültséget (3/e ábra). A 2. ábrán látható szintrögzítő fokozat működését ebben az esetben a 7. ábra szemlélteti. A bemenő kapcsolokon levő feszültség megoszlik az R_a és R_d ellenállásokon (a cső belső ellenállása, R_b és R_r vezetése elhanyagolható R_a és R_d vezetése mellett.) A dióda ellenállása nem konstans, és a kisebb anód-katód feszültségekhez nagyobb R_d tartozik [12]. Ezért vezéreltlen szintrögzítőket csak olyan nagy feszültségnél célszerű alkalmazni, ahol ΔU_1 0,6–1 voltnál nem kisebb [4]. A szintrögzítés szempontjából előnyös a kis kimeneti impedanciájú erősítő, tehát helyes lenne R_a -t



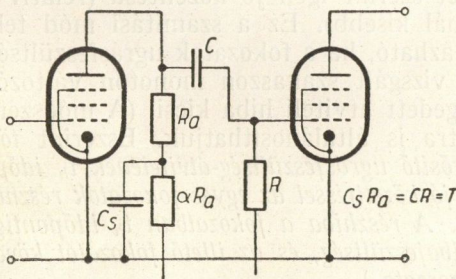
7. ábra

lehetőleg kicsire választani. Azonban a nagyobb erősítés érdekében az anódenellenállást a sávszélesítés és a szórt kapacitásokkal adott határig nagyra választják. Célszerű továbbá lehető nagy R_r -t alkalmazni, hogy C_r (és ezzel T_d) a lehető legkisebbnek adódjék. Így is általában a

$$T_d = C_r (R_d + R_a) < t_s \quad (25)$$

feltétel nem teljesíthető. Ha $T_d \cong t_s$ vagy $T_d > t_s$, akkor a t_s idő nem elegendő a ΔU_1 hiba-feszültség többé-kevésbé teljes megszüntetésére. Ezért a gyors szintrögzítő egyszerű $R-C$ csatolással legtöbb esetben nem alkalmazható.

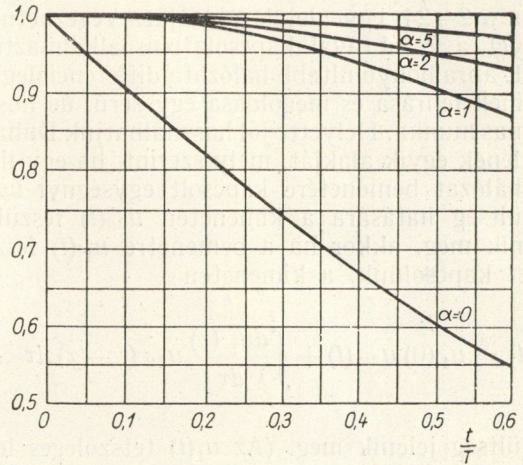
Többen rámutattak már [1], [2], [4], [8], [10], hogy az anódköri kompenzáció (8. ábra)



8. ábra

javítja a kisebb frekvenciák átvitelét, és ezzel a továbbított impulzusok alakját. Ilyen kapcsolással azonos impulzusterítést (ΔU_1) lényegesen kisebb csatolókapacitással érhetünk el, mint az egyszerű $R-C$ csatolás alkalmazásával (változatlan rácsellenállás mellett). A mennyiségi viszonyokat a 9. ábra szemlélteti [2]. A bemenetre ugrásfeszültséget kapcsolva a kimeneten a jól ismert exponenciálisan csökkenő feszültség jelenik meg, ha egyszerű $R-C$ csatolást alkalmazunk ($\alpha = 0$ jelű görbe). Ehhez képest feltűnően jó átvitelt mutat

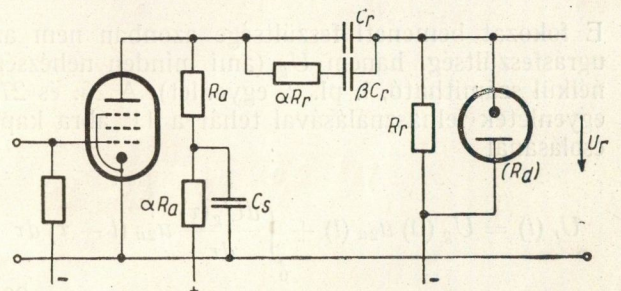
az $\alpha = 1$ -gyel jelölt görbe; vagyis azonos impulzus-terításhoz utóbbi esetben lényegesen kisebb időkonstans szükséges. E kapcsolás előnyéül a kisebb csatoló kapacitást, és a vele járó kisebb alkatrészarárat és szórt kapacitást jelölik meg. További hasznos sajátja még, hogy az anódfeszültség



9. ábra

szüretlenségét, és a fokozat visszahatását a tápegységre az $R_a-C_s-\alpha R_a$ és C_r-R_r tagok jól csillapítják.

E kapcsolásnak van egy, az előbbieknél sokkal lényegesebb előnye, éppen a szintrögzítés szempontjából. Ugyanis ha a szintrögzítő fokozat ilyen kompenzált kapcsolás (11. ábra) a fentiek szerint sokkal kisebb C_r elegendő. Ezzel a $T_d \cong C_r(R_a + R_d)$ időkonstans is lényegesen kisebb lesz. (A szintrögzítés rövid időtartama alatt a C_s feszültsége gyakorlatilag változatlan marad, mert az anódköri időkonstans sokszorosán nagyobb az új rácsköri időkonstansnál (T_d), és így az anódköri »szűrés« tökéletesnek mondható.)



10. ábra

V. E. Thomson [2] a 8. ábra kompenzáló kapcsolását »elsőrendű« kompenzációnak nevezi, s ismerteti az »n-ed rendű« kompenzációt adó hálózat felépítését. Mint láttuk, az elsőrendű kompenzáció igen hasznosnak bizonyul a szintrögzítő fokozatban, és ez fokozottabb mértékű a másodrendű kompenzáció esetében. Ilyen másodrendű kompenzációt tartalmazó szintrögzítő fokozat látható a 10. ábrán. Itt (azonos átviteli követelmények mellett) kisebb C_r szükséges, mint az elsőrendű kompenzációnál (11. ábra) tehát a $T_d \cong C_r (R_d + R_a)$

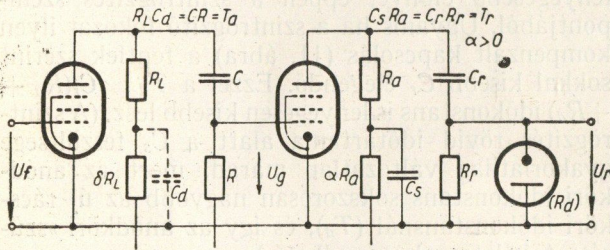
időkonstans is kisebbnek adódik. Tehát a kompenzáló kapcsolások alkalmazása teszi lehetővé a gyors szintrögzítő jó működéséhez szükséges feltétel (25. egyenlet) teljesítését.

Vizsgáljuk meg a mennyiségi viszonyokat, ha a szintrögzítő fokozatban elsőrendű kompenzációt alkalmazunk (11. ábra). Számításunkat elvileg teljesen a 2–24. egyenletek mintájára végezhetnénk, melyet a 2. ábrával kapcsolatban alkalmaztunk. A 11. ábra bonyolultabb hálózata differenciálegyenleteinek felírása és megoldása egyszerű, de hosszadalmas munka. Helyette jól használhatjuk Duhamel tételének egyik alakját, mely szerint, ha egy lineáris hálózat bemenetére kapcsolt egységnyi ugrásfeszültség hatására a kimeneten $u_{2u}(t)$ feszültség jelenik meg, akkor ha a bemenetre $u_1(t)$ feszültséget kapcsolunk, a kimeneten

$$u_2(t) = u_1(0) u_{2u}(t) + \int_0^t \frac{du_1(\tau)}{d\tau} u_{2u}(t - \tau) d\tau \quad (26)$$

feszültség jelenik meg. (Az $u_1(t)$ tetszőleges lehet, de $u_1(t) = 0$ ha $t < 0$.) A 11. ábra második fokozatának ugrásfeszültségátvitelére, mint ismeretes, ($R_r \gg R_a$ és A_r -szeres erősítés feltételezésével):

$$u_{2u}(t) = \frac{A_r}{1 - a} \left[e^{-\frac{t}{T_r}} - a e^{-\frac{t}{aT_r}} \right] \quad (27)$$



11. ábra

E fokozat bemeneti feszültsége azonban nem az ugrásfeszültség, hanem U_g (ami minden nehézség nélkül számítható, l. pl. 2. egyenlet). A 26. és 27. egyenletek felhasználásával tehát a 11. ábra kapcsolásánál

$$U_r(t) = U_g(0) u_{2u}(t) + \int_0^t \frac{dU_g(\tau)}{d\tau} u_{2u}(t - \tau) d\tau \quad (28)$$

Ez megfelel az első számításunk 7. egyenletének, melynek alapján felírható a méretezéshez szükséges kétismeretlenes egyenletrendszer. Így is aránylag bonyolult kifejezéseket kapunk, és az ismeretlenek csak közelítéssel számíthatóak.

Egyszerűbben jutunk eredményhez, ha meggondoljuk, hogy a 28. egyenlet jobboldalának első tagja az a kimeneti feszültség, mely a második cső rácsára adott $U_g(0)$ nagyságú ugrásfeszültség hatására keletkezik. Tehát az $U_g(0)$ szorzótól eltekintve a jobboldal első tagja csak a 11. ábra második fokozatától függ. Ha az első fokozat átvitele nem

teljesen alakhú, akkor a bemenetre adott ugrásfeszültség esetén a 28. egyenletben szereplő derivált nem zérus, tehát a második tag hibát okoz, melyet így joggal az első fokozatnak tulajdoníthatunk. E hibát egyszerűen és igen jó közelítéssel számíthatjuk, mert $u_{2u}(t)$ a $t = 0$ -tól $t = t_h$ -ig terjedő tartományban monoton változik, és gyakorlatilag A_r nagyságú, hiszen a teljes hiba (melyet a fokozatok együttesen okoznak) sem nagyobb 2,5%-nál. Tehát a 28. egyenlet második tagja a $t = t_h$ időpontban:

$$\int_0^{t_h} \frac{dU_g(\tau)}{d\tau} u_{2u}(t_h - \tau) d\tau \cong A_r \int_0^{t_h} \frac{dU_g(\tau)}{d\tau} d\tau = A_r [U_g(t_h) - U_g(0)] \quad (29)$$

E közelítő kifejezés legfeljebb $\frac{u_{2u}(t_h)}{u_{2u}(0)}$ szorzóval tér-

het el a pontos értéktől, azaz pontossága jobb, mint a második fokozat ugrásfeszültség-átvitelének t_h időponti átviteli pontossága. Fenti összefüggések felhasználásával a 28. egyenlet új alakja a t_h időpontban:

$$U_r(t_h) \cong U_g(0) u_{2u}(t_h) + A_r [U_g(t_h) - U_g(0)] \quad (30)$$

átalakítva:

$$U_r(t_h) \cong U_g(0) u_{2u}(0) + [U_g(0) [u_{2u}(t_h) - u_{2u}(0)] + A_r [U_g(t_h) - U_g(0)]] \quad (31)$$

A jobboldal első tagja az átvitt ugrásfeszültség kezdeti értéke, a második tag a második fokozat átviteli hibája, és végül az első fokozat átviteli hibája, szorozva a második fokozat erősítésével. E tagok közül csak az utolsó pontatlan, ez is a 29. egyenlet szerint igen jó közelítésű (relatív hibája 2,5%-nál kisebb). Ez a számítási mód tehát jól alkalmazható, ha a fokozatok ugrásfeszültség-átvitelére a vizsgált szakaszon monoton változó, és a megengedett átviteli hiba kicsi. (A módszert több fokozatra is általánosíthatjuk. Eszerint többfokozatú erősítő ugrásfeszültség-átvitelének t_h időpontbeli hibája jó közelítéssel az egyes fokozatok részhibáinak összege. A részhiba a fokozatban t_h időpontig keletkező hibafeszültség, és az illető fokozatot követő erősítés szorzata.)

A gyors szintrögzítő méretezése, mint azt a 2–24. egyenletek kapcsán láttuk, a fokozatok ugrásfeszültség-átvitelének $t = t_h$ időponti értékére épült. Az eredő átvitel, fentiek szerint, egyszerű összegezéssel számítható, és az eredmény csak az egyes t_h időponti értékektől függ, és független a fokozatok ugrásfeszültség-átvitelének egyébkénti alakjától. Tehát a 2. ábra kapcsolása helyett alkalmazhatunk más kapcsolású (és átviteli) erősítőket (pl. kompenzációs kapcsolást) a szintrögzítő helyesen működik, ha a fokozatok ugrásfeszültség-átvitelére a $t = t_h$ időpontban azonos a 2. ábrához kiszámított átvittel.

A 20. egyenlet szerint a szintrögzítőt megelőző és a szintrögzítő fokozat relatív ugrásfeszültség-átviteli hibái:

$$E_a = \frac{t_h}{T_a} \quad \text{és} \quad E_r = \frac{t_h}{T_r} \quad (32)$$

Felhasználva a 23. és 24. egyenleteket:

$$E_r = \frac{E}{\frac{1}{B} - \frac{1}{D}} \quad (33)$$

$$E_a = \frac{E}{1 - \frac{D}{B}} \quad (34)$$

Tehát ha a 2. ábrának pl. a második fokozatában kompenzációt alkalmazunk (11. ábra), ennek t_h időponti relatív feszültség-átviteli hibája is a 34. egyenletben megadott nagyságú legyen. A 27. egyenlet szerint:

$$1 - E_r = \frac{1}{1 - \alpha} \left[e^{-\frac{t_h}{T_r}} - \alpha e^{-\frac{t_h}{\alpha T_r}} \right] \quad (35)$$

A két utóbbi egyenletből közelítőleg számolható a 11. ábra kompenzált fokozatának T_r időkonstansa. Az exponenciális tagok sorában a harmad- és magasabbfokú tagok elhanyagolásával

$$(1 - \alpha) \left(1 - \frac{E}{1 - \frac{D}{B}} \right) \approx 1 - \alpha + \frac{1}{2} \left(\frac{t_h}{T_r} \right)^2 - \frac{1}{2\alpha} \left(\frac{t_h}{T_r} \right)^2 \quad (36)$$

amiből

$$T_r \approx t_h \sqrt{\frac{1}{2\alpha E} \left[1 - \frac{D}{B} \right]} \quad (37)$$

Ez a gyakorlati esetekben kb. egy nagyságrenddel kisebb a 2. ábra kompenzálatlan erősítőjében szükséges időkonstansnál.

Ha a 11. ábra első fokozatában is kompenzációt alkalmazunk (a szaggatott vonalú rajz szerint), akkor a fentiekhez hasonló számítással, e fokozatban

$$T_a = t_h \sqrt{\frac{1}{2\delta E} \left[\frac{1}{B} - \frac{1}{D} \right]} \quad (38)$$

időkonstans lenne szükséges. Azonban a kompenzált erősítő ugrásfeszültség-átviteli vízszintes érintővel indul (l. a 9. ábrán $\alpha \neq 0$ görbék), tehát az egy sor t_h időtartama alatt keletkező legnagyobb relatív hiba nem a $t = 0$ -tól számított első t_h nagyságú szakaszon lesz, hanem később, az átvitt jel legmeredekebb szakaszán. Tehát kompenzált erősítőnél a 3. és 6c és d ábrák ferdén haladó sorjeli vízszintes érintővel indulnak, elérik legmere-

debb szakaszukat, majd érintőleg közelednek a tengelyhez. A legnagyobb hiba tehát abban a sorjelen lesz, mely e legmeredekebb szakaszra esik. (Ez a sor tartalmazza a görbe inflexió pontját.)

E legnagyobb hiba jó közelítéssel $\left[\frac{dU_g}{dt} \right]_{\max} t_h$. A relatív hibát $U_g(0) = 1$ ugrásfeszültség átvitelével számíthatjuk, tehát

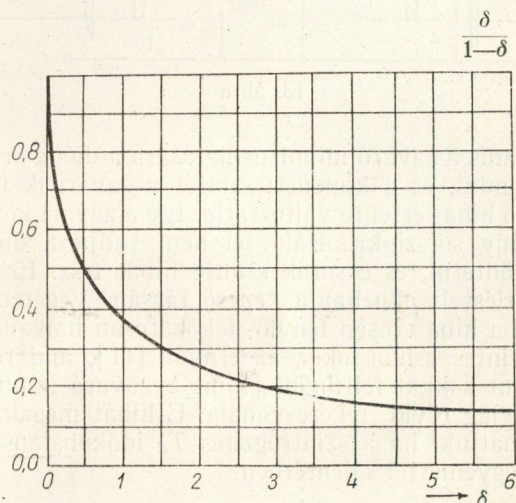
$$U_g(t) = \frac{1}{1 - \delta} \left[e^{-\frac{t}{T_a}} - \delta e^{-\frac{t}{\delta T_a}} \right] \quad (39)$$

és ebből (a 33. egyenlettel)

$$E_a = \frac{E}{\frac{1}{B} - \frac{1}{D}} = \left[\frac{dU_g(t)}{dt} \right]_{\max} t_h = -\frac{1}{T_a} \delta^{1-\delta} t_h \quad (40)$$

a kompenzált erősítőfokozatban tehát

$$T_a = \delta^{1-\delta} \frac{t_h}{E} \left[\frac{1}{B} - \frac{1}{D} \right] \quad (41)$$



12. ábra

időkonstans szükséges. A $\delta^{1-\delta}$ függvény (12. ábra) menetéből látható, hogy δ növekedésével T_a csak a $\delta = 0 \div 2$ szakaszon változik »gyorsan«, ennél nagyobb δ -nál T_a csökkenése mérsékelt.

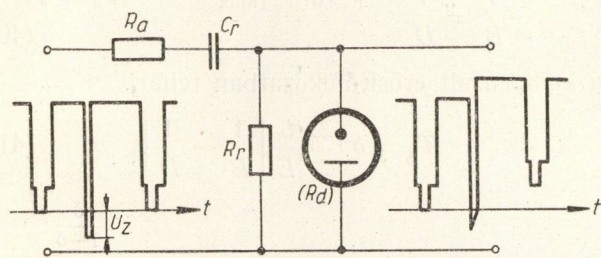
A 41. egyenlet szerinti időkonstans csak akkor elegendő, ha az illető fokozat után (a 11. ábrában a második cső rácsánál) is szintrögzítő van, és így mindig csak a $t = 0$ utáni első t_h szakasz hibájával kell számolnunk. Ilyen közbeiktatott szintrögzítőket nagy kivezérléseknél célszerű alkalmazni mert így a szinteltolódás megakadályozásával a jel átviteléhez szükséges kivezérlési tartomány lényegesen kisebb [4], [10]. A csökkenés az 5. ábra szerint $1/1,6 = 0,625$ -szeres.

Ha az utolsó (tehát szintrögzítőt tartalmazó) fokozatot több erősítőfokozat előzi meg, akkor, a fentebbiek értelmében, az utolsó fokozatot a 34. egyenlet szerinti E_r relatív hibára, a megelőző erősítő láncot pedig E_a relatív hibára (33. egyenlet) kell méretezni. Az E_a az utolsót megelőző fokozatok hibáinak összegeként számítható. Szigorúan véve a vevőkészülékek videoerősítőiben keletkező

hibához hozzá kellene adni az adó video-fokozatainak hibáit is. Ez azonban nem szokás, mert pl. az ikonoskop-típusú csöveknél egyébként is a video-lánc hibájánál jóval nagyobb mértékű szintkorrekciókat kell alkalmazni.

Lassú szintrögzítő

Ha a video jelbe valamilyen úton zavaró impulzusok kerülnek, ez hibás szinkronizálást okozhat, ha a zavarok benyúlnak a szinkronizáló jelek tartományába. Ha a zavaró impulzusok szintje meghaladja a szinkronizáló impulzusok csúcsait is, akkor ez az imént tárgyalt gyors szintrögzítők működését átmenetileg megbénítja (13. ábra) [11].



13. ábra

Ugyanis a zavaró impulzus hatására a dióda árama megindul, és a kimeneti szintet a zavarnak megfelelő hibás értékre változtatja. Így a zavart követő néhány sorszinkronizáló jel nem tudja a diódát működtetni, és e sorok szintje hibás lesz. Ez túlzérlést is okozhat a képcső rácsán. Végeredményül a hiba erősen fénylő, fokozatosan halványuló vízszintes csíkot okoz az ernyőn [11], ami rendszerint sokkal feltűnőbb, mint a zavaró impulzus aránylag rövid, fekete vonala. E hibát megakadályozhatjuk, ha a szintrögzítés T_d időkonstansát a 25. egyenlettel ellentétben

$$T_d \gg t_s \tag{42}$$

egyenlőtlenség szerint választjuk meg. Így ugyanis T_d olyan nagy, hogy rövid zavaró impulzus tartama alatt alig történik szintváltozás. Az ilyen kapcsolást nevezik »lassú« szintrögzítőnek. Ez a kapcsolat alakját tekintve azonos lehet a gyors szintrögzítők kapcsolásával, a különbség az alkatrészek méreteiben van. A 42. egyenlet szerint egyetlen szinkronizáló impulzus hatása a kimeneti szintre jelentéktelen. A lassú szintrögzítő tehát nem szünteti meg a zavaró impulzust, csak megakadályozza az impulzus szintváltoztató hatását. (A kép további zavarmentesítésére célszerűnek bizonyult a zavaró impulzus egy részét (U_z , 13. ábra) leválasztani, és erősítve fordított polaritással hozzáadni a továbbmenő jelhez. E kapcsolást egyes műsorvevő készülékekben alkalmazzák.)

Ha hosszú ideig azonos világozású sorokat adunk, akkor egyensúlyi helyzetben az R_r ellenálláson a sorjel t_h ideje alatt átfolyó töltést a dióda árama (t_s idő alatt) kiegyenlíti (14. ábra). A nagy időállandók miatt az U_1 és U_d feszültségek konstansnak vehetőek, tehát

$$\frac{U_1 - U_{d1}}{R_r} t_h \cong \frac{U_{d1}}{R_d + R_a} t_s \tag{43}$$

Mivel $U_1 - U_{d1} \cong U_1$,

$$U_{d1} \cong U_1 \frac{R_d + R_a}{R_r} \frac{t_h}{t_s} \tag{44}$$

A szintrögzítők számításával kapcsolatban legtöbb szerző fenti összefüggést közli [1], [6], [8]. Ha nem fehér, hanem fekete sorokról van szó, akkor a dióda nyitófeszültsége a fentiekhez hasonlóan:

$$U_{d2} \cong U_2 \frac{R_d + R_a}{R_r} \frac{t_h}{t_s} \tag{45}$$

A kimeneti szint ingadozása a két feszültség különbsége. Ennek U_1 -hez viszonyított értéke a video-jel átvitelének relatív hibája:

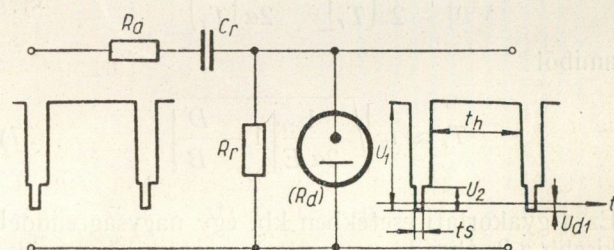
$$E = \frac{U_{d1} - U_{d2}}{U_1} \tag{46}$$

Tekintetbevéve, hogy legtöbb televíziós rendszerben $U_2 = \frac{0,25}{0,9} U_1 \cong 0,28 U_1$ az előbbi egyenletek alapján

$$E = 0,72 \frac{R_a + R_d}{R_r} \frac{t_h}{t_s} \tag{47}$$

A gyakorlatban R_a és R_d adottnak tekinthető, tehát R_r az előző egyenlet szerint

$$R_r = 0,72 \frac{R_a + R_d}{E} \frac{t_h}{t_s} \tag{48}$$



14. ábra

alakban adódik. Megjegyezzük, hogy a hiba C_r -től független (47. egyenlet). C_r csak a zavarérzékenységet szabja meg (42. egyenlet). Végül, hogy a 6/g ábrán látható hiba ne fordulhasson elő, itt is teljesíteni kell a 24. egyenlet

$$T_a (\cong) - \frac{T_r}{D} \tag{49}$$

feltételét (ha a kapcsolat a 2. ábra szerinti), vagy általános esetben az

$$E_1 (\cong) E_r \frac{B - D}{B} - 1 \tag{50}$$

feltételt, mely a 33. és 34. egyenletekből adódott.* A lassú szintrögztítő alkatrésztételei tehát a T_d időkonstans megadásával számíthatóak. A T_d -t, bizonyos határok között (42. egyenlet) szabadon választhatjuk. Eszerint a kapcsolás alkatrészméreteinek megválasztása nem kényes. Zavarérzéketlensége és egyszerűsége miatt a vevőkészülékekben igen gyakran alkalmazzák. Hátránya, hogy a nagyobb időállandók miatt hálózati szűretlenségre érzékenyebb. Ha a jelre (a tökéletlen szűrésből adódó) hálózati feszültség szuperponálódik, ez növeli az erősítőkben keletkező maximális hibát [9]. Ha e növelés nem hanyagolható el, a méretezés megfelelően bonyolultabb. A szűrés javítása céljából iassú szintrögztítőknél is alkalmaznak néha kompenzált kapcsolást is.

A hálózati feszültség nemcsak az anódtáplálás útján kerülhet a jelbe, hanem a szintrögztítő dióda tökéletlen fűtés-katód szigetelése révén is, ha a dióda katódja van jelfeszültségen (például 10. és 14. ábrák) [5]. A dióda az idő nagy részében zárva van, és ekkor a fűtés földelt pontja és az átvezetési hely közötti feszültség a szigetelési ellenálláson és az R_r -n oszlik meg. Az R_r -re jutó feszültség a továbbítandó jelhez adódik. Ez a hiba a diódák nagy részénél jelentős lehet [5]. Ebből a szempontból a gyors szintrögztítő kapcsolás hátrányosabb, mert a csatoló-kondenzátor kicsi, és gyakorlatilag megakadályozza, hogy az anóellenállás párhuzamosan kapcsolódjék R_r -el.

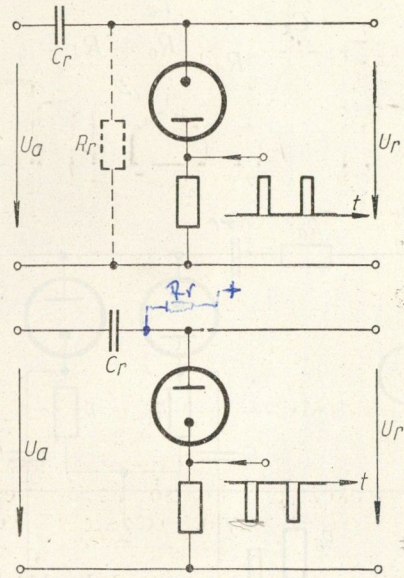
Vezérelt szintrögztítő

A vezérelt szintrögztítőben a szintrögztítő csövet nem a jel hibafeszültsége, hanem külső vezérlő impulzusok működtetik. Legegyszerűbb kivitele egyetlen diódát tartalmaz [4], [10] (15. ábra). Az R_r levezető ellenállás elhagyható lenne, de éppen az imént említett katód-fűtés átvezetés miatt szükséges alkalmazni. Ezért az előbbi kapcsolás helyett célszerűbb a 16. ábrán látható megoldás. A diódát nyitó impulzussorozatot adóberendezéseknél a központi jelgenerátorból, vevőknél a vízszintes sugárterelés jeléből előállítható. A vezérlő impulzussorozat vagy a sorszinkronizáló jelek, vagy a sorkioltó jelek (fekete szint) tartama alatt nyitja a diódát. Ez utóbbi megoldás előnye, hogy a kép egyszer beállított fekete szintje változatlanul megmarad, függetlenül a beérkező video-jel nagyságától. Ilyen (a sorszinkronizáló jelhez képest késleltetett) impulzusokat egyszerű eszközökkel állíthatunk elő a sorszinkronizáló jelből [4]. Bármelyik megoldásnál szükséges, hogy a vezérlő impulzus *legkésőbb* a szinkronizáló (vagy kioltó) jel végénél befejeződjék, tehát a dióda a szinkronizáló (vagy kioltó) jel időtartamán túl ne legyen nyitva [4], [9].

A diódának zárva kell maradnia a sor tartama alatt, a vezérlő impulzus tehát legalább akkora legyen, mint a beérkező jel legnagyobb eltérése a szinkronizálás szintjéről. Mivel zavaró impulzusokkal is számolnunk kell (13. ábra), helyes, ha a jel

* Az egyenlőtlenlégi jeleket azért tettük zárójelbe, mert már az egyenlőség is tartalmaz bizonyos fokú biztonságot. (Az egyenlőség nem a hiba elkerülésének határ-ese).

és a dióda polarításaitól függetlenül legalább U_1 nagyságú impulzusokkal nyitjuk a diódát. A soridő alatti esetleges hibás potenciál-eltolódást a dióda árama helyesbíti. Azonban a 15. ábra kapcsolásánál ez csak akkor sikerül, ha a kimeneti potenciál *negatív* irányban tolódott el. Egyébként a dióda ki sem tud nyitni. Megfelelő R_r , tehát azért is szükséges, hogy a potenciálváltozás (hiba) *irányát* ezzel megszabjuk. Ugyanezért nem mellőzhetjük a levezető ellenállást a 16. ábra kapcsolásában sem. Ott természetesen pozitív potenciálra kell kötni az ellenállást. Mivel a rögzítés szintje a beérkező impulzusok csúcshősszültsége, ha az impulzusok nagysága megváltozik, vele változik a kép fekete-szintje is.



15. és 16. ábra

Ez utóbbi két ok miatt inkább olyan szintrögztítőket alkalmaznak, melyekhez külön levezető ellenállás nem szükséges, és a rögzítés szintje független a vezérlő impulzusok nagyságától. Ilyen pl. a 17. ábrán látható közismert szintfogó kapcsolás [4]. A soridő alatt a diódák zárva vannak, és ha a rácsáramtól eltekintünk s tökéletes szigeteléseket feltételezünk, a C_r kondenzátor »végtelen nagy« ellenállással »egyenfeszültséget« is tökéletesen, hibátlanul továbbít. Így első közelítéssel azt mondhatjuk, hogy az ilyen vezérelt szintrögztítő alakhú jelátvitelt biztosít, melyben a szabad (nem vezérelt, automatikus) szintrögztítők szükségszerű (adott túréren belül tartott) jeltorzításai sem keletkeznek. Ha az esetleges átvezetések mégis elmozdítják a helyes kimeneti szintet, a diódák nyitásakor a kimenet ismét helyes potenciálra kerül.

A 7. ábrával kapcsolatban végzett számításunkhoz teljesen hasonlóan itt is szükséges, hogy a szintrögztítés T_d időkonstansa jóval kisebb legyen a rendelkezésre álló t_s időnél.** Az ottani R_d dióda-

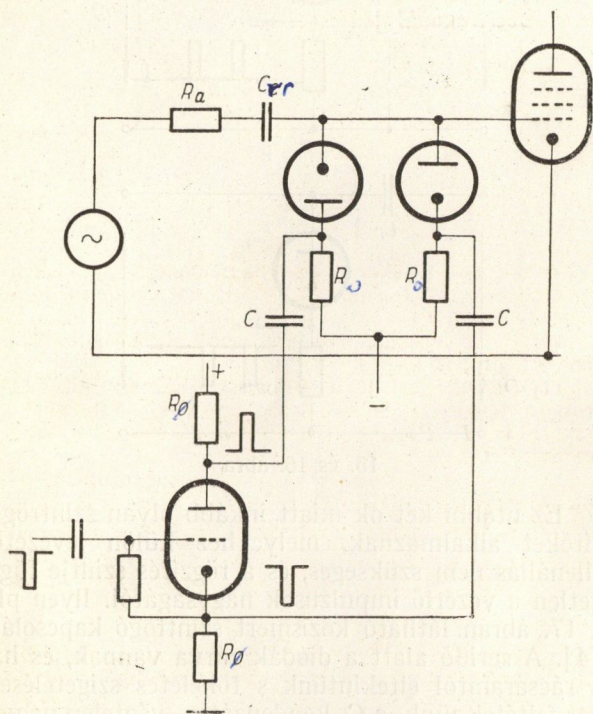
** Ez tehát (a bevezetésben adott definíciók szerint) a gyors szintrögztítők csoportjába tartozik. Elképzelhető »vezérelt lassú« szintrögztítő is, azonban mivel ilyet nem alkalmaznak, a három (gyors, lassú, vezérelt) elnevezés egyértelműen használható. Így az első kettőhöz nem kell hozzátennünk, hogy »nem vezérelt« (automatikus).

ellenállás szerepét itt a szintfogó fokozat belső ellenállása veszi át. Ha az egy diódára jutó nyitó-feszültség nagyobb, mint a várható legnagyobb hibafeszültség, akkor a szintrögzítés tartama alatt mindkét dióda nyitva van. Ekkor a szintfogó belső ellenállása a dióda ellenállásának és R_0 összegének a fele (mivel két párhuzamos rendszer van, a trióda nem vezet, és $R \gg R_d$). Tehát a 25. egyenlethez hasonlóan:

$$T_d = C_r \left(R_a + \frac{R_0 + R_d}{2} \right) \quad (51)$$

ebből

$$C_r = \frac{T_d}{R_a + \frac{R_0 + R_d}{2}} \quad (52)$$



17. ábra

Fenti két egyenlet alapján C_r számítható. Ez ugyan csak felső határt jelent, de a kiadódó C_r -nél kisebbet nem tanácsos alkalmazni. Ugyanis egyrészt ha C_r nagyságrendje eléri a következő fokozat bemenőkapacitásának nagyságrendjét, feszültségosztás keletkezik. Másrészt a dióda hibás katód-fűtés szigeteléséből (esetleg C_r átvezetéséből) eredő áram, és a következő cső rácsárama a kimeneti szintet megváltoztatja, és a szintváltozás annál nagyobb, minél kisebb a C_r kondenzátor. Ha ezen áramok összegének átlagát (mivel az áram függ a pillanatnyi rácsfeszültségtől) \bar{I} -vel jelöljük, és t_h idő alatt a kimeneti feszültség megengedett változása legfeljebb EU_1 lehet:

$$\frac{\bar{I} t_h}{C_r} \leq EU_1 \quad (53)$$

egyenletből

$$\bar{I} \leq U_1 \frac{E C_r}{t_h} \quad (54)$$

Ha sikerül (esetleg válogatás útján) jó katódszigetelésű diódát alkalmazni, akkor a cső rácsáram-karakterisztikájából az 54. egyenlet alapján meghatározható a cső megengedett kivezérési tartománya. (Az 54. egyenletből számított \bar{I} legtöbbször alig lépi túl a negatív rácsfeszültségeknél folyó rácsáramok nagyságrendjét.) Ha a rácsáram jóval kisebb a megengedettnél, jelentéktelenül kicsi átviteli hiba keletkezik.

Ha a vezérelt szintrögzítőt $R-C$ csatolású fokozatok előzik meg (melyekben nincs szintrögzítő), akkor ezeknek egy soron belüli hibái természetesen a kimeneten is megjelennek, s a fokozatok megfelelő méretezésével kell gondoskodnunk arról, hogy a kimeneten lévő relatív hiba ne legyen nagyobb a megengedettnél (E).

A fentiek szerint több körülmény együttesen indokolja az adóberendezésekben a fokozatonkénti vezérelt szintrögzítő alkalmazását:

1. kisebb kivezérési tartomány szükséges;
2. a szintrögzítőt tartalmazó fokozatok átviteli alakhű;
3. kicsi csatolókapacitások szükségesek;
4. előerősítőkben (kis jelfeszültségeknél) csak ez alkalmazható.

Példa

Részben a fentebbiek összefoglalásaként, részben a számértékek bemutatására az alábbiakban kiszámítjuk különféle szintrögzítők adatait.

A jel elegendő nagy a szabad szintrögzítők működtetéséhez is: $U_1 = 35$ V. A dióda ellenállása 0,4 V-nál $R_d = 400 \Omega$. Az átviteli állandók:

$$t_h \cong 54 \mu s \quad E = \frac{1}{40}$$

$$B = 1,34$$

$$t_s = 5,1 \mu s \quad D = -0,487$$

A 2. ábra szerinti gyors szintrögzítőhöz

$$T_r \cong \frac{t_h}{E} \left[1 - \frac{D}{B} \right] = 40 \cdot 54 \cdot 10^{-6} \left[1 + \frac{0,487}{1,34} \right] \cong 2,9 \text{ ms.} \quad (23)$$

$$T_a \cong \frac{t_h}{E} \left[\frac{1}{B} - \frac{1}{D} \right] = 40 \cdot 54 \cdot 10^{-6} \left[\frac{1}{1,34} + \frac{1}{0,487} \right] \cong 6 \text{ ms} \quad (24)$$

időkonstansok szükségesek. Ha $R_r = 1 \text{ M}\Omega$,

$$C_r = \frac{T_r}{R_r} \cong 3 \text{ nF}$$

Ha az előző fokozat anódellenállása $R_a = 3 \text{ k}\Omega$, akkor

$$T_d = C_r (R_a + R_d) = 3 \cdot 10^{-9} (3 \cdot 10^3 + 400) = 10,2 \mu s, \quad (25)$$

tehát $T_d = 10,2 \mu s > 5,1 \mu s = t_s$

Ezért a második fokozatot kompenzált kivitelben kell elkészítenünk (11. ábra, $\alpha = 1 \delta = 0$). Ekkor

$$T_r \cong t_h \sqrt{\frac{1}{2\alpha E} \left[1 - \frac{D}{B} \right]} = 282 \mu s \quad (37)$$

tehát ismét $1\text{ M}\Omega$ -os rácsellenállással

$$C_r = 282\text{ pF}$$

ezzel $T_d = 0,96\ \mu\text{s} < 5,1\ \mu\text{s} = t_s$

Így a hibafeszültségnek csupán 0,5%-a marad meg a szinkronizáló impulzus végén, tehát a szintrögzítés igen jó.

Ha lassú szintrögzítőt készítettünk, ugyanilyen átviteli hibát megengedve (kapcsolás a 2. ábrán):

$$R_r = 0,72 \frac{R_a + R_d}{E} \frac{t_h}{t_s} \cong 1\text{ M}\Omega \quad (48)$$

Ha a szinkronizáló jellel azonos időtartamú zavaróimpulzus (13. ábra) megengedett szintváltoztatása $\frac{U_z}{100}$, a 42. egyenlet

$$T_d = 100\ t_s \quad (42)$$

alakú, tehát

$$T_d = 510\ \mu\text{s}$$

és $C_r = \frac{T_d}{R_a + R_d} = \frac{510 \cdot 10^{-9}}{3,4 \cdot 10^3} = 150\ \text{nF}$ (25)

Ha a 2. ábrán $R = R_r = 1\text{ M}\Omega$, akkor mivel

$$T_a = -\frac{T_r}{D} \quad (49)$$

$$C = -\frac{C_r}{D} = \frac{150 \cdot 10^{-9}}{0,487} \cong 300\ \text{nF}.$$

A feladat megoldására vezérelt szintrögzítőt használva (17. ábra) előírhatjuk, hogy a szintrögzítés időkonstansa itt is $0,96\ \mu\text{s}$ legyen. A diódát $1,8\ \text{V}$ -al kinyitva a dióda árama $6\ \text{mA}$, tehát $R_d = 300\ \Omega$. Ha $R_0 = 5,8\text{ k}\Omega$,

$$C_r = \frac{T_d}{R_a + \frac{R_0 + R_d}{2}} = 160\ \text{pF} \quad (52)$$

és a megengedett átlagos rácsáram:

$$\bar{I} = U_1 \frac{E C_r}{t_h} = 2,6\ \mu\text{A}. \quad (54)$$

Mindkét utóbbi adat aránylag kicsinek adódott, a szigorú (99,5%-os) szintrögzítési követelmény miatt. A gyakorlat-

ban jól megfelel, ha a hiba 90%-ának megszüntetését írjuk elő, s ezzel $C_r = 360\ \text{pF}$ és $\bar{I} = 6\ \mu\text{A}$.

A fentiekben a gyors, lassú és vezérelt szintrögzítők alaptípusait ismertettük. A gyakorlatban használnak ezektől többé-kevésbé eltérő kapcsolásokat is, melyek működése azonban lényegileg meg egyezik a fent vázolt működési módok valamelyikével.

E helyen is megköszönöm *Dr. Barta István* egyetemi tanárnak az előzetes számítások és kísérletek során, valamint e közlemény első fogalmazványával kapcsolatban tett értékes megjegyzéseit és tanácsait.

IRODALOM

- [1] *D. E. Foster, J. A. Rankin*: Video Output Systems. RCA Review, Vol. 5. No. 4. pp. 409—438. April. 1941.
- [2] *W. E. Thomson*: Transient Response of V. F. Couplings. Wireless Engineer, January, 1947. pp. 20—27.
- [3] *J. Schunack*: Die Wiedergabe der mittleren Helligkeit eines Fernsehbildes bei Direkt-Verstärkung. Arch. der Elektr. Übertragung, Bd. 1. S. 127—136. Sept. 1947.
- [4] *K. R. Wendt*: Television DC Component. RCA Review, March, 1948. pp. 85—111.
- [5] *G. E. Valley, H. Wallmann*: Vacuum Tube Amplifiers. MacGraw Hill, 1948. p. 96.
- [6] *W. T. Cocking*: Television Receiving Equipment. Iliffe, 1950. Appendix 4.
- [7] *D. A. Levell*: The Theory and Application of DC Restoring Circuits I. II. El. Engineering, 1951. máj., jún.
- [8] *F. Kerkhof, W. Werner*: Fernsehen. Philips' Techn. Bibl. 1951.
- [9] *W. Dillenburger*: Die Übertragung des Gleichstromwertes in Bildverstärkern. Funk und Ton, Bd. 5. S. 505—513. okt. 1951.
- [10] *B. Л. Крепнер*: Видеоусилители. Москва, 1952. Глава VI. стр. 264—279.
- [11] *Dillenburger, W.*: Aufbau und Arbeitsweise des Fernseh-Empfängers. Schiele-Schön, 1952. S. 133—135.
- [12] *W. T. Cocking*: DC Restoration in Television. Wireless World, March, 1953.
- [13] *D. C. Birkinshaw*: The Importance of the D. C. Component. Journ. of the Television Society. Vol. 7. No. 3. July—Sept. 1953.

Folytatás a 101. oldalról

A szabvány definíciókat alig tartalmaz, viták azonban mégis voltak a dimenzió definíciója körül. A viták onnan származtak, hogy a dimenzióra a fizika irodalmában számos helyen csak a CGS rendszerekre kielégítő definíció található és nem olyan, mely az alapul választott mennyiségektől független. Így a szabvány a következő definíciót tartalmazza: »Valamely mennyiség dimenzióján azt az egytagú hatványszorzat kifejezést értjük, amely megmutatja, hogy a mennyiség fogalmilag, definíciószerűen hogyan van felépítve az alapul választott mennyiségekből, a definiáló egyenlet számbeli állandóit nem tekintve. Az alpmennyiségek dimenzióját nem lehet definiálni.«

A szabvány jóságának vagy nem megfelelő voltának mértéke az lesz, hogy ajánlott jellege ellenére mennyire fogják betartani és mily érdemi szempontok hozhatók fel elgondolásaival szemben. Remélhetőleg a szabvány hozzá fog járulni annak a célnak eléréséhez, amelyet számos

szakemberünk figyelemre méltó dolgozataival elérni kívánt és a fizika és technika teljes területére kiterjeszti azokat az előnyöket, amelyek kezdeményezése és legfontosabb eredményei a villamosság területéről származnak.

IRODALOM

- May Oszkár*: Képletek írásmódjának racionalizálása. Magyar Technika, 1948. 10. szám.
- Dr. Liska József*: Villamos gépek I. rész. 1948. Egyetemi tankönyv.
- Dr. Urbanek János*: A villamosságtan egyenleteinek írásmódja és mértékrendszer kérdései. 1951.
- Endrényi János*: A villamosságtan mértékrendszereiről. Elektrotechnika, 46. évf. 1953. XI. száma.

Dukáti Ferenc

Kísérletek alumínium anódú, lehetőleg száraz kivitelű galvánelem készítésére

SKUTECKY ELEMÉR*

A szárazelemek az első kezdetleges típusok megalkotása óta hatalmas fejlődésen mentek keresztül. A korszerű elemek súlyegységre és térfogategységre eső amperóra, ill. wattóra kapacitás tekintetében sokszorosan felülmúlják a régi cellákat, ezenkívül terhelhetőségük jobb, kapocsfeszültségük egyenletesebb.

Ezekben az elemekben nemcsak természetes barnakövet, hanem különféle eljárásokkal készített mangándioxidot, higanyoxidot, ezüstoxidot, ezüstperoxidot, ezüstkloridot, aktív szén közvetítésével a levegő oxigénjét használják depolarizátorként, ugyanakkor a negatív elektród általában horgany. A második világháború idején — elsősorban a haditechnika által támasztott különleges követelmények miatt — indult meg intenzívebben új galvánelemanód kutatása. Néhány különleges külföldi konstrukció már magnéziumot, vagy magnézium alapú ötvözetet használ, az új anód széleskörű alkalmazását azonban még nem oldották meg.

Előnyös lenne a galvánelemek anódját horgany helyett valamelyik könnyűfémből készíteni, mert ezek nagy negatív elektródpotenciállal rendelkeznek, elektrokémiai egyenértéksúlyuk kicsi, amellett gazdasági szempontból a világviszonylatban jelentkező horganyhiány indokolja, szembeállítva a könnyűfémek növekvő termelésével és szinte korlátlan nyersanyagkészletével.

A következő összehasonlításból látható a könnyűfémeknek előnye — néhány elektrokémiai szempontból — a horgannyal szemben (1. táblázat).

1. táblázat

Fém	Normál potenciál volt	Fajlagos elméleti áramtermelés (Aó/g)
Magnézium	-2,35	2,20
Alumínium	-1,67	2,98
Horgany	-0,76	0,82

Amennyiben ezek az elméleti értékek galván^o elemekben megvalósíthatók, akkor például alumínium anód használata kétszeres feszültség mellett három és félszeres amperóra kapacitást jelentene ugyanolyan súlyú horgany alkalmazása helyett.

Hazai viszonylatban különösen jelentős lehet az alumínium, mint galvanikus anód, mert hazai anyag, ezzel szemben a horganyt importáljuk. Jelenleg azonban az alumínium anód alkalmazásának még több akadálya van, ezeknek legnagyobb része az alumínium elektrokémiai tulajdonságaira vezethető vissza.

Az alumínium normálpotenciálja nagy negatív értékű — a víz elméleti bontási feszültségénél is nagyobb, — tehát ha az alumíniumon levő oxidhártya és a hidrogén leválási túlfeszültsége nem akadályozna meg, a vizet is elbontaná.

Régóta ismeretes, hogy az alumínium galvanikus anódként való alkalmazása rendszerint az oxidréteg növekedéséhez vezet, ami passzíválódást, sőt elektromos szigetelést okozhat. Ez a jelenség képezi alapját például az eloxálásnak, valamint a folyadékos egyenirányító és elektrolitikus kondenzátor készítésének.

Másrésről az oxidréteg megsérülése vagy oldódása után a korrózió nem korlátozható a legtöbb elektrolitban, ami galvánelem esetében azt jelenti, hogy az elem nem raktárképes. Valószínűleg e tulajdonságok miatt fordultak a kutatók inkább a magnézium anód felé. Alumínium anódú elemre a szakirodalomban csak néhány utalás található, azonban ezek sem számolnak be használható, vagy használatbavett konstrukciókról.

G. W. Vinal 1950-ben megjelent munkája [1], amely részletesen ismerteti a galvánelemek fejlődését az 1930-as évek óta, nem tesz említést alumíniummal működő elemről.

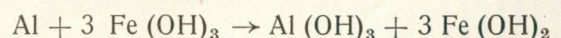
Jumau így ír [2]: «Már sok kutatót csábított a gondolat, hogy elemek negatív elektródjaként alumíniumot használjon. Sajnos ezt a fémét nyílt áramkörben a legtöbb elektrolit megtámadja.»

P. L. Howard cikke [3] érdekes mangándioxid / alumíniumtriklorid / alumínium összeállítású Zamboni típusú telepről számol be.

90 súly % kémiai úton készített mangándioxidot 10% korommal keverve festékkonzisztenciájúra állítanak be, 0,25% alumíniumtriklorid és 5% metilcellulóz tartalmazó vizes oldattal. Ezt az elegyet szálas viszkóza burkolópapírra kenik, szárítás után a papír másik oldalára vákuumban alumíniumot párologtatnak. Az így elkészített lapokból 12–19 mm átmérűjű korongokat vágnak ki és rúd alakú teleppé építik össze. Ezek a telepek csak feszültségforrásként alkalmazhatók, maximálisan 10^{-6} – 10^{-9} amper terheléssel. Például 25,4 mm magasságú oszlop feszültsége 150 V. Az egyes cella feszültsége 10^{-10} ohm ellenálláson keresztül kezdetben 1,15 V., harminc napig tartó folyamatos kisütés végén 0,9 V.

A kísérlethez természetesen különleges műszerek szükségesek. Ezek hiányában az elemet nem tudtam tanulmányozni.

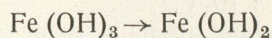
Audubert francia kutató szabadalmában [4] alumínium és vas (III.) hidroxid elektródokkal működő elemet ír le. Kisütési reakció:



Elektromotoros erő a leírás szerint 3 Volt nagyságrendű, ami jól egyezik a Thomson képletből számítható

* A Veszprémi Vegyipari Egyetem Elektrokémiai Iparok Tanszékén készült, s a MTA által 1000,— forinttal jutalmazott diplomamunka.

értékkel, ha figyelembe vesszük, hogy az alumíniumhidroxid képződésekor fellépő enthalpia-változás körülbelül 250 Kkal, míg a



folyamatnál $\Delta H = 25-30$ Kkal. Elektrolitként alkáli- vagy ammoniumklorid, -nitrát, -szulfát használható.

A szabadalmi leírás nem közöl adatokat az elem gyakorlati működéséről, erre vonatkozó utalást a szakirodalomban sem találtam.

Jumau cikke [2], amely részletesen ismerteti a szárazelemek tökéletesítésével kapcsolatban 1947–1950 között elért eredményeket, csupán az elvi összeállításának rövid leírására szorítkozik.

Az elemet megpróbáltam elkészíteni.

Hengerpalást mentén meghajlított, 150×100 mm méretű, 99,5% tisztaságú alumíniumlemez merült 20% nátriumsulfátot, 1% bórsavat tartalmazó elektrolitba.

A vas(III.)hidroxidot vas(III.)klorid oldatból nátriumhidroxiddal választottam le. A lúgos akkumulátoroknál használt perforált vasszalagból táskát készítettem, ebbe helyeztem a vas(III.)hidroxid pasztát szűrés, mosás után.

Nyílt áramköri feszültség kezdetben 1,20 V, lassan emelkedik 1,26 V-ra. 50 ohm külső ellenálláson keresztül a kapocsfeszültség 0,6 V, ennél nagyobb terhelés esetén kb. 0,2 V-ra csökken.

Tekintettel arra, hogy a vas(III.)hidroxid rossz elektromos vezető, a vas(III.)klorid oldathoz leválasztás előtt a vas(III.)hidroxidra számítva 5, 10, 15, 20, 25% grafitport kevertem.

Nyílt áramköri feszültség 1,25–1,28 V, a táskák összenyomásától függően. Présszerszám hiánya miatt a grafitos vas(III.)hidroxid pasztát csak kézzel tudtam a táskába nyomni, ez a cellák belső ellenállásának nem egyértelmű megváltozását okozta.

A 2. táblázatban a különböző grafit tartalommal készített elemek kapocsfeszültségét foglaltam össze a külső ellenállás függvényében.

2. táblázat

Grafit tartalom %	Ellenállás ohm	Kapocsfeszültség volt
0	200	1,26
5	200	1,28
10	200	1,27
15	200	1,28
20	200	1,28
25	200	1,27
0	75	0,70
5	75	0,80
10	75	0,88
15	75	0,91
20	75	0,92
25	75	0,93
0	25	0,18
5	25	0,72
10	25	0,78
15	25	0,80
20	25	0,82
25	25	0,82

20 ohm-nál kisebb ellenállás esetén a kapocsfeszültség hirtelen csökken, 0,20–0,28 V-ra, ez a feszültség azonban 1–2 ohm terhelés esetén sem lesz lényegesen kisebb.

Az áramterhelés határfokának meghatározására 20% grafit adalékkal készült elemet 200 ohm terhelés mellett sütöttem ki 0,60 V-ig (1. ábra). Átlagfeszültség grafikus integrálással 0,919 V.

$$\text{Átlagáramerősség} = \frac{0,919}{200} 10^3 = 4,59 \text{ mA.}$$

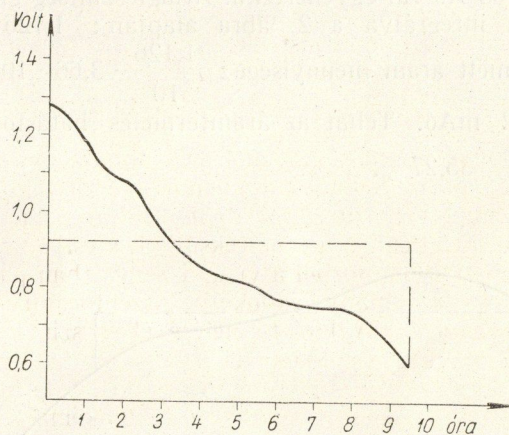
$$4,59 \text{ mA} \times 9,5 \text{ óra} = 43,6 \text{ mAó.}$$

Alumíniumlemez súlycsökkenése a kisütés alatt: 93,2 mg, ami 277,7 mAó-val egyenértékű.

$$\text{Áramtermelés határfoka} = \frac{43,6}{277,7} = 15,7\%.$$

A rossz áramhatásfok az elem önkisülésére enged következtetni.

Az optimális elektrolit összetétel megállapítása, pasztillapréseles, stb. minden valószínűség szerint javítja a cella tulajdonságait, azonban úgylátszik,



1. ábra

nem jobb a jelenleg általánosan használt barnaköves vagy légdepolarizátoros elemeknél, mivel felhasználási területről vagy gyártásáról közlemény nem jelent meg.

Kísérletek szén — krómsav — alumínium összeállítású elemmel.

A VVE Elektrokémiai Tanszékének keretében működő «Faraday» Tudományos Diákkörben *Bártfai Miklóssal* közösen végzett korábbi méréseink szerint, a Poggendorf-elem mintájára készített szén-alumínium elem e. m. e.-je olyan elektrolitban éri el maximális értékét (1,86 V), amely 10% krómsavanhidridet (CrO_3) és 20–21% kénsavat tartalmaz. Ilyen nagy kénsavtartalom esetén azonban az alumínium áramtermelés nélkül is jól oldódik, ezért megpróbáltuk a kénsavat az elektrolitban csökkenteni, illetőleg teljesen kihagyni. A kénsav csökkentésével az elem feszültsége is erősen csökkent, tisztán krómsav oldatban 0,2–0,3 V. A krómsavoldathoz káliumkloridot vagy ammóniumkloridot adva, a feszültség ismét emelkedik 1,1–1,25 voltig, azonban a korrózió is gyorsul.

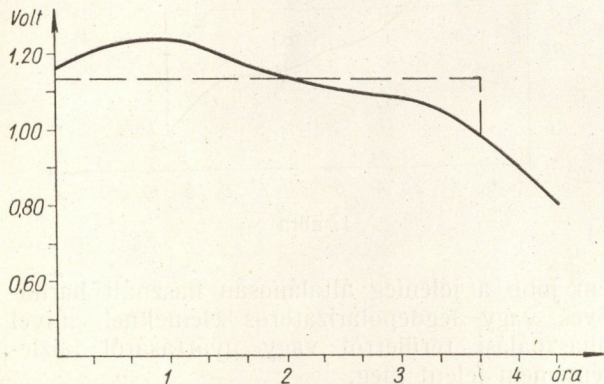
Kísérleteink közben feltűnt, hogy a szénlemez és alumíniumlemez összeérintése az elektrolitban, a rövidzárlati jelenségek helyett, 0,1–0,2 V feszültségemelkedést eredményez.

A következő kísérletnél az érintkező felület növelése céljából alumíniumdrótot tekercseltünk szénrúdra. Ezt a komplexumot az elektrolitoldatba helyezve, 1,42 V nyíltköri feszültség jelentkezett. A tekercs adatai: 1 mm \varnothing -jú 98% tisztaságú kereskedelmi alumíniumhuzal, 6 mm \varnothing -jú szénrúdra, hézagosan 28 menetben föltekercselve. A tekercs teljes hossza 40 mm. Ügyeltünk arra, hogy az alumínium kivezetése még az elektrolitban eltávolodjék a szénrúdtól. Az elektrolitoldat összetétele: 170 g/lit CrO_3 , 30 g/lit KCl. Az elemben felhasznált térfogat: 100 ml.

Az így elkészített elem nyíltköri feszültsége 1,42 V. Kisütési adatait 10 ohm külső ellenálláson keresztül, a 2. ábra mutatja.

A kísérletet megismételve közel azonos eredményeket kaptam, 3 óra 40 perc után 1,0 V kapocsfeszültségnél félbeszakítottam a kisütést. Az alumíniumtekercs súlycsökkenése, 0,392 g, ez 1,168 Aó-val egyenértékű. Átlagfeszültség grafikusán integrálva a 2. ábra alapján: 1,126 V.

A termelt áram mennyisége: $\frac{1,126}{10} \cdot 3,66 \cdot 10^3 = 412 \text{ mAó}$. Tehát az áramtermelés hatásfoka: $\frac{412}{1168} = 35,27\%$.



2. ábra

A terhelhetőség megállapításához a cella kapocsfeszültségét és áramerősségét mértem a külső ellenállás függvényében (3. ábra).

Megpróbáltam az elemet «száraz» kivitelben elkészíteni. Keményítővel, metilcellulózzal, hidrocélulózzal, zselatinnal végzett kísérletek, valamint az elektrolitnak felitatása különböző papírokkal, vattával, az elem terhelhetőségét rontották.

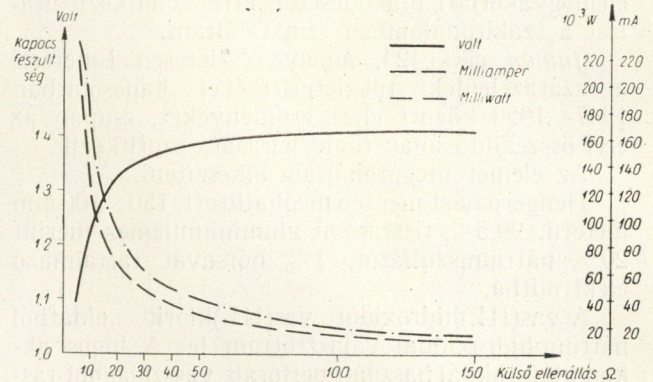
100 ohm terhelés esetén csak állandó keveréssel lehet a feszültséget 1,4 V-on tartani, a keverés megszüntetése után 2–3 perc múlva 1,05–1,0 V-ra csökken.

Hasonló eredményre jutottam kocsonyásítás nélkül, 100 ml elektrolithoz 2 ml tömény foszfor-savat adva. A p_H csökkenése következtében a kapocsfeszültség 10 ohmon keresztül kezdetben kissé magasabb, 1,30 V, de a kisütés folyamán

erősebben csökken, 30 perc múlva 1,0 V, 50 perc múlva 0,9 V. Erélyes keveréssel elérhető legmagasabb kapocsfeszültség 30 perc múlva 1,15 V, 50 perc múlva 1,10 V.

Kisütés közben az oldat színe sötétül, felhígítva láthatóvá válik a C^{3+} ion zöld színe, a kisütési termékeket azonban nem azonosítottam.

Kísérletet végeztem az alumínium oldódására krómsavban. Az előzőekben ismertetett méretű



3. ábra

tekercset szénrúd nélkül különböző koncentrációjú krómsavoldatba helyezve, időközönként mértem a súlycsökkenést (3. táblázat).

3. táblázat

CrO ₃ tartalom g/100 ml	Súlyvesztés mg					
	3	20	23	43	50	70
	óra múlva					
5	4	8	10	27	31	39
7,5	4	19	21	32	36	47
11,2	8	16	20	36	41	49
15	10	21	25	40	45	54

Ha az elektrolit krómsav mellett ammóniumkloridot is tartalmaz, a súlycsökkenés sokkal nagyobb (4. táblázat).

4. táblázat

Oldat összetétel		Súlyvesztés 1 óra múlva mg
CrO ₃ g/100 ml	NH ₄ Cl	
4,5	5	9
7,4	5	36
11,0	5	39
14,8	5	91

A korróziót megakadályozni nem tudtam, megfelelő inhibitor kiválasztása hosszadalmas munkát igényel.

Rövid ideig nagy áramerősséget képes szolgáltatni a krómsavas alumínium elem, különösen nagyfelületű (por) anód esetén, ha az elektrolit literenként 200 g krómsavnál és 50 g ammóniumkloridnál többet tartalmaz. Ebben az esetben az alumínium oldódása meggyorsul, pezsgés közben az elem fel-

melegszik, «begyullad». 30 ml, literenként 250 g krómsavat, 60 g ammóniumkloridot tartalmazó elektrolitot 30 mm Ø-jű, 56 mm magasságú alumíniumpohárba öntöttem, ebbe szénrudat függesztve a következő kisütési eredményeket kaptam 12,5 ohm ellenálláson keresztül (5. táblázat):

5. táblázat

Idő perc	Kapocsfeszültség volt	Hőfok C°
0	1,26	17
10	1,23	29
15	1,20	37
20	1,18	62

Ugyanilyen elektrolittal végeztem a következő kísérletet: Alumíniumpohár belső felületére keményítővel finom alumíniumreszeléket ragasztottam. Szénrúd belefüggesztése és elektrolit betöltése után, a kivezetéseket egy ampermérőn keresztül rövidre zártam. A leolvasott értékeket a 6. táblázat mutatja.

6. táblázat

Idő perc	Kapocsfeszültség volt	Áramerősség amper	Hőfok C°
0	1,02	11	18
5	1,03	13	42
8	1,01	12	58
10	1,0	12	83

A 13-ik percben az elektrolit felforrat és kifutott a pohárból. A leolvasott értékek nem pontosak, mert a műszerek mutatója állandóan mozgott.

Barnaköves elem, horgonnyal bevont alumínium anóddal

Ismeretes, hogy a jelenleg használt barnaköves elemek horganyserlegének mintegy 30–50%-a fordítódik áramtermelésre, a többi az elektrolit kifolyás megakadályozására és a cella szilárdságának biztosítására szolgál.

Horganytakarékossági okból megpróbáltuk a serleget hazai fémből, alumíniumból készíteni, ennek belső felületére galvanikusan leválasztani az elem áramtermeléséhez szükséges horgany mennyiséget. Horgany megtakarítás mellett az eljárás előnye lett volna a tényleges áramsűrűség csökkentése, a nagyobb aktív felület miatt, azonos terhelés esetén [5].

A leválasztást literenként 50 g cinkcianidot, 50 g nátriumcianidot, 50 g nátriumhidroxidot tartalmazó fürdőből 1 A/dm² áramsűrűséggel, 24–30 C° hőmérsékleten végeztem. Téves adat következtében a «nagybot» típusú elem kapacitását 2 Aó-nak vettük, ezért a leválasztandó horgany mennyiséget a fenéksillag által árnyékolt felület figyelmen kívül hagyásával 1,75, 2, 2,25 Aó-val egyenértékűnek állapítottuk meg.

A horganyzott alumíniumserlegeket az Akkumulátor és Szárazelemgyárban 1954. február 25-én «Pertrix» magnéziumkloridos rendszer szerint építették elembe. Az elméletileg 1,75 Aó kapacitású elemeket a továbbiakban A₁, A₂, a 2 Aó kapacitásúakat B₁, B₂, B₃ stb., a 2,25 Aó kapacitásúakat C₁, C₂ jelzéssel jelölöm. A friss cellák kisütését, naponta 10 percig, 5 ohm külső ellenálláson keresztül, a 7. táblázat mutatja. A táblázatban «Be» bekapcsoláskor mért kapocsfeszültséget jelenti, «Ki» ugyanezt a kikapcsoláskor, voltokban. Március 11–16 között a cellák terhelése 5 ohm helyett 10 ohm.

7. táblázat

Dátum	A ₁ cella		B ₁ cella		C ₁ cella	
	Be	Ki	Be	Ki	Be	Ki
II. 26.	1,68	1,32	1,69	1,40	1,69	1,40
27.	1,42	1,28	1,61	1,32	1,60	1,32
III. 3.	1,35	1,25	1,55	1,30	1,50	1,30
4.	1,30	1,22	1,40	1,22	1,45	1,22
5.	1,28	1,15	1,30	1,20	1,45	1,20
6.	1,20	1,10	1,30	1,10	1,30	1,15
8.	1,20	1,10	1,30	1,10	1,30	1,15
9.	1,12	1,05	1,28	1,10	1,20	1,05
10.	1,10	1,02	1,10	1,02	1,20	1,05
11.	1,18	1,10	1,30	1,18	1,30	1,18
12.	1,15	1,08	1,30	1,15	1,30	1,15
13.	1,15	1,08	1,29	1,12	1,28	1,12
15.	1,15	1,03	1,29	1,10	1,28	1,10
16.	1,12	1,05	1,28	1,12	1,25	1,10
17.	1,10	0,98	1,20	1,01	1,18	1,00
18.	1,10	0,98	1,20	1,00	1,15	1,00
19.	1,09	0,98	1,20	1,02	1,12	1,00
20.	1,08	0,98	1,19	0,96	1,12	0,99
22.	1,08	0,96	1,18	1,00	1,10	0,98
23.	1,03	0,90	1,16	0,98	1,08	0,98
24.	1,02	0,90	1,13	0,95	1,08	0,98
25.	1,01	0,90	1,12	0,98	1,05	0,98
26.	1,02	0,90	1,12	0,98	1,02	0,98
27.	—	—	1,12	1,00	1,02	0,98
29.	—	—	1,11	0,98	1,02	0,98
30.	—	—	1,10	0,94	1,01	0,92
31.	—	—	1,10	0,98	1,02	0,92
IV. 1.	—	—	1,08	0,98	1,00	0,92
2.	—	—	1,08	0,95	0,99	0,92
3.	—	—	1,08	0,93	1,00	0,92
5.	—	—	1,05	0,93	0,98	0,90
6.	—	—	1,08	0,95	1,00	0,92
7.	—	—	1,00	0,92	0,99	0,92
8.	—	—	0,97	0,88	0,99	0,91

A B₁ cella naponként be- és kikapcsolási feszültségét hatheti raktározás után a 4. ábrán a folytonos vonalak jelzik. A szaggatott vonalak ugyanilyen körülmények között (5 ohm terhelés naponta 10 percig) kisütött «Pertrix» rendszerű horganyserleges friss elem feszültségét mutatják. Az egyes kisütési napokon a kapocsfeszültség csökkenését az áttekinthetőség érdekében az ábrán nem tüntettem fel. Az abszcissán a kisütési napok száma szerepel, nem az első kisütési nap óta eltelt idő.

A 8. táblázat a cellák másik csoportjának kisütését mutatja 3 hónap raktározás után, az előbbiekel azonos körülmények között.

A B₃ jelű cellát 8 hónap raktározás után folyamatosan sütöttem ki 5 ohm ellenálláson keresztül 0,7 V-ig. Nyíltköri feszültség terhelés előtt 1,52 V, a kisütés után 0,96 V (9. táblázat).

8. táblázat

Dátum	A ₂ cella		B ₂ cella		C ₂ cella	
	Be	Ki	Be	Ki	Be	Ki
VI. 7.	1,40	1,28	1,15	1,12	1,32	1,18
8.	1,48	1,20	1,02	1,08	1,28	1,10
9.	1,30	1,08	1,12	1,10	1,28	1,10
10.	1,14	1,05	1,18	1,05	1,12	1,08
11.	1,12	1,02	1,12	1,02	1,20	1,05
12.	1,12	1,02	1,15	1,02	1,15	1,02
14.	1,15	1,05	1,12	1,02	1,15	1,00
15.	1,12	1,02	1,10	1,02	1,12	0,98
16.	1,12	1,02	1,12	1,00	1,12	0,98
17.	1,12	1,00	1,08	0,98	1,12	0,98
18.	1,10	1,00	1,08	1,00	1,02	0,96
19.	1,10	1,00	1,08	1,00	1,02	0,98
21.	1,08	0,99	1,10	1,03	1,02	0,93
22.	1,05	0,99	1,05	0,98	1,02	0,92
23.	1,02	0,99	1,02	0,98	1,05	0,92
24.	1,01	0,96	1,02	0,96	1,03	0,92
25.	1,00	0,94	1,02	0,94	1,01	0,92
26.	1,02	0,95	1,02	0,92	1,00	0,95
28.	0,99	0,92	1,04	0,98	0,99	0,95
29.	1,00	0,92	1,05	0,98	0,98	0,92
30.	1,00	0,92	1,02	0,92	1,00	0,92
VII. 1.	1,02	0,95	1,02	0,95	1,00	0,95
2.	1,00	0,92	1,02	0,88	0,98	0,88
3.	0,99	0,90	0,98	0,88	0,99	0,89
5.	0,98	0,90	0,96	0,90	0,96	0,90
6.	1,00	0,90	0,98	0,90	0,98	0,90
7.	1,00	0,90	1,00	0,92	1,00	0,90
8.	0,98	0,90	0,96	0,88	0,98	0,90
9.	0,98	0,88	0,94	0,88	0,98	0,90
10.	0,95	0,85	0,92	0,86	0,96	0,86
12.	0,98	0,88	0,95	0,85	0,98	0,88
13.	0,92	0,82	0,90	0,80	0,92	0,88
14.	0,92	0,80	0,85	0,75	0,92	0,85
15.	0,90	0,78	0,82	0,73	0,90	0,80
16.	0,90	0,76	0,82	0,73	0,90	0,75
17.	0,88	0,76	0,82	0,71	0,88	0,75
19.	0,90	0,75	0,85	0,65	0,88	0,72
20.	0,90	0,72	0,78	0,58	0,88	0,72
21.	0,90	0,71	—	—	0,88	0,72
22.	0,89	0,65	—	—	0,96	0,85
23.	0,88	0,65	—	—	0,98	0,86
24.	0,88	0,65	—	—	0,98	0,86
26.	0,88	0,63	—	—	0,99	0,88
27.	0,88	0,60	—	—	1,00	0,88
28.	—	—	—	—	0,98	0,86
29.	—	—	—	—	0,96	0,86

9. táblázat

Idő		Kapocsfeszültség volt	Idő		Kapocsfeszültség volt
óra	perc		óra	perc	
0		1,17	1	30	0,94
1		1,15	1	33	0,94
2		1,14	1	40	0,93
3		1,12	1	45	0,92
5		1,11	1	52	0,91
6		1,10	2	00	0,90
8		1,09	2	5	0,89
14		1,08	2	12	0,88
15		1,06	2	30	0,85
20		1,05	2	36	0,84
30		1,04	2	50	0,82
35		1,03	3	20	0,79
40		1,02	3	25	0,78
45		1,01	3	50	0,76
50		1,00	4	0	0,75
1 00		0,99	4	10	0,74
1 5		0,98	4	30	0,72
1 10		0,97	4	40	0,71
1 15		0,97	4	55	0,70
1 20		0,96			

10. táblázat

Idő		Kapocsfeszültség volt	Idő		Kapocsfeszültség volt
óra	perc		óra	perc	
0		0,50		41	0,95
0,5		0,78		50	0,93
1		0,88	1	15	0,86
2		0,94	1	30	0,83
3		0,96	2	0	0,79
4		0,96	2	25	0,76
5		0,98	3	0	0,74
6		0,98	3	17	0,72
7		0,98	3	45	0,71
9		0,99	4	17	0,68
10		0,99	4	40	0,66
20		0,98	5	15	0,60
30		0,97			

Ezeket az adatokat azért vonatkoztattam súly %-ra, mert az elektrolit térfogata a kocsonyásítás következtében nem mérhető pontosan. A többi cella felbontása és elemzése az előzőhöz teljesen hasonló eredményt adott.

Összefoglalás

A B₂ jelű cellát 1954. III. hó 3-tól 10-ig naponta 10 percig 5 ohm ellenállással terheltem, majd 7 hónappal később 5 ohm ellenálláson keresztül folytonosan sütöttem ki (10. táblázat). Nyíltkörü feszültség a kisütés kezdetén 1,56 V, a kisütés végén 0,88 V.

A B₁ cellát kisütés után felbontva feltűnt, hogy az alumíniumot eléggé egyenletes horganyréteg fedti. Az alumíniumserleg palástjából ismert nagyságú részeket vágtam ki (B₁¹, B₁², B₁³ minták), ezeket feloldva meghatároztam a cink mennyiségét. A kapott eredményeket a hengerpalást teljes felületére vonatkoztatva a B₁¹, B₁², B₁³ minták alapján a teljes horgany mennyiség rendre 1,47, 1,60, 1,36 Aó-val egyenértékűnek adódott.

Az elektrolitból vett minták alapján a cink-tartalom növekedése a kisütés folyamán kisebb a szokásosnál, cinkkloridra számolva az eredeti 1,12 súly %-ról csupán 4,9%-ra nőtt, ugyanakkor az alumínium tartalom 6,4 súly %-ra emelkedett. (A elektrolit kezdetben nem tartalmazott Al³⁺ iont.)

Az eddigi kísérletek alapján nem sikerült alumínium anóddal működő használható galvánelemet készíteni. Sem a krómsavas, sem a horganyzott alumíniumserlegeselem nem képes megközelíteni a horganyanóddal működő barnaköves cella tulajdonságait. A kísérletek mégsem voltak hiábavalóak, mert az alumínium cellák néhány érdekes tulajdonságát ismerhettük meg belőlük.

A krómsavas elem kapocsfeszültsége a kisütés folyamán eléggé egyenletes. Terhelhetősége is jó, belső ellenállása terhelés nélkül alig nagyobb a szénrúd ohmikus ellenállásánál. A teljesítmény-görbe maximumából következtetve, a belső ellenállás bármilyen terhelés mellett is kisebb 5 ohm-nál, vagyis a polarizáció kismértékű.

Érdekes jelenség a «rövidzárlat» kérdése. Az alumíniumhuzal a szénrúdra van tekercselve, tehát hozzáér, mégis a feszültség csökkenése helyett ekkor 0,2 V-os feszültség emelkedés észlelhető, ezen jelenség például horgany esetében nem mutatkozik.

A jelenség okát abban láthatjuk, hogy az alumínium felületén igen porózus, a kromatózáshoz hasonló komplex oxid-kromátréteg keletkezik, amely az egyébként is nagy átmeneti ellenállással rendelkező szénrúdtól távontartja az alumínium fémet, ugyanakkor eléggé porózus ahhoz, hogy az áramtermeléshez szükséges felületet biztosítsa, tehát mikroporózus szeparátorként működik.

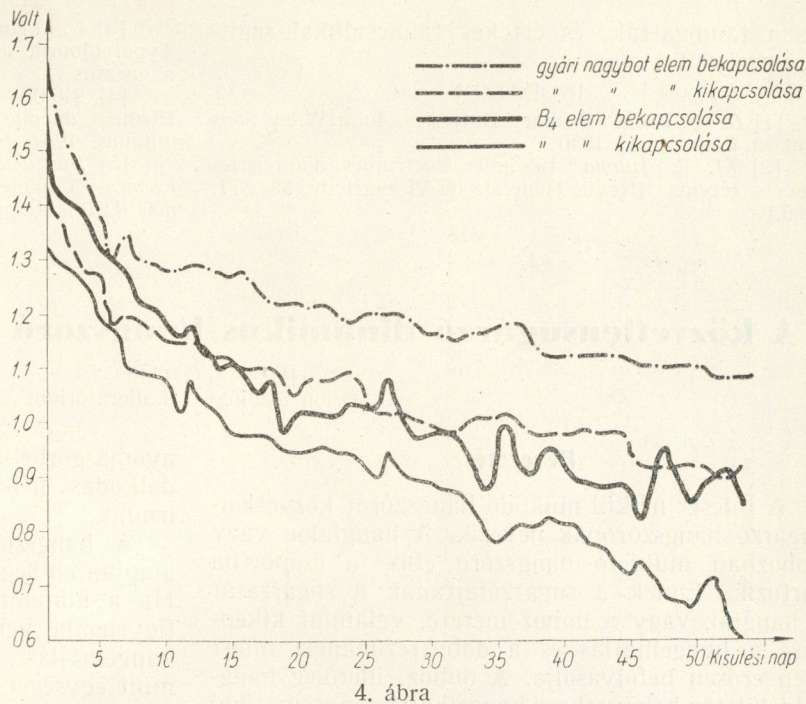
Ezt a feltevést megerősíteni látszik az a kísérleti tény, hogy az elektródoknak az elektrolitba helyezésekor a voltmérő első kitérése terhelés alatt csak 1,12 V, körülbelül 20-30 másodperc múlva a kapcsolófeszültség 1,15 V, legmagasabb értékét mintegy 40 másodperc múlva éri el, amely azután 30 percig nem változik. Másik bizonyítéka lehet a porózus oxidréteg létezésének, hogy az elektrolit kocsonyásítása nem sikerült az elem nagyfokú polarizálódása nélkül. A pórusokban lévő elektrolit kicserélődése ekkor sokkal lassúbb, ezért a koncentrációs polarizáció igen erős. A Leclanché típusú elemekben például a kocsonyásítás csak az ohmikus belső ellenállást növeli meg, a koncentrációs polarizáció nem változik számottevő mértékben. Foszforsav adagolása is káros az elem működésére. A képződött alumíniumfoszfát réteg valószínűleg nem olyan porózus, ezenkívül a foszfátréteg nagyobb villamos ellenállással rendelkezik, mint a kromátréteg.

Az elem legnagyobb hátránya a nagy önkisülés, és ezzel összefüggésben a kis áramhatásfok. Ön-kisülése miatt csak elektrolit nélküli kivitelben, mint aktiválható elem alkalmas raktározásra. Az elem kémiai mechanizmusának és a feltételezett oxid-kromát réteg tulajdonságainak tanulmányozása további vizsgálatokat igényel.

A barnakő depolarizátoros elemek kapcsolófeszültsége a kisütés folyamán erősen változik. Így van ez az alumíniumserleges elemnél is, ennek átlagos feszültsége azonban kisebb, mint a hasonló horganyserleges elemeké. Érdekes jelenség az alumíniumserleges elemnél, a szakaszos kisütés közben mutatózó feszültség emelkedés. Ez a jelenség a horganyserleges elemnél nem mutatkozik, így valószínűleg az alumíniumnak az elemekben végbemenő reakciókban való részvétele okozza. Az elem egyéb tulajdonságai nem térnek el lényegesen a horganyserleges elem tulajdonságaitól.

Az alumíniumserleges barnakőves cella elkészítése — amint a kísérleti rész elején említettem — horgany megtakarítás, nem pedig alumínium elem előállítás céljából történt. A kisütött cellák felbontása és kémiai elemzése azonban azt bizonyítja, hogy az alumínium részt vesz az elemekben lejátszódó reakciókban.

Az a tény, hogy a serlegen levő horgany mennyisége a kisütés végén lényegesen nagyobb, mint



4. ábra

Faraday törvényéből következnek, szükségessé teszi a horgany oldódása mellett még egy anód folyamat feltételezését.

A kisütött cellák elektrolitjának nagy alumínium tartalmából következtetve, ez a folyamat az alumínium oldódása. Az eddigi kísérletek nem adnak választ arra a kérdésre, hogyan történt az oldódás. Lehetséges, hogy az alumínium közvetlenül vesz részt az áramtermelő reakcióban, vagyis a cinkkel együtt oldódik. A másik lehetőség az alumínium nagy normálpotenciáljából adódik. Az elem pihentetésekor a polarizáció megszűnik, és az áramtermeléskor feloldódott cink a szubsztitúciós reakciók egyik fajtájával, cementálódással kiválhat az alumíniumra. Ebben az esetben a szakaszos kisütésre igénybevett cellában a cinkréteg csupán közvetítő, a bruttó anódfolyamat főleg az alumínium oldódása, mert a közben oldódott cink a cementációval nagyrészt regenerálódik, s ez a folyamat szintén alumínium oldódással jár.

Az eddigi vizsgálatok alapján nem dönthető el, hogy az elemekben melyik folyamat, milyen mértékben játszódik le. A jelenleg is folyó kísérletektől várhatjuk a kérdés eldöntését, amelynek alapján lehetőség nyílna raktárképes szárazelem készítésére, alumínium vagy más könnyűfém anóddal. A megfelelően pórusmentes cinkréteg ugyanis kellő védelmet nyújthat az anódként használt könnyűfém nyílt áramköri korróziója ellen, ugyanakkor viszont az áramtermelés kezdetén leoldódva, zavartalanul érvényesülhetnek a könnyűfémek kedvező tulajdonságai.

Diplomamunkám befejezésekor köszönetet mondok Dobos Dezsőnek, a Veszprémi Vegyipari Egyetem Elektrokémiai Iparok Tanszéke vezetőjének, Pavlik Oszkárnak, az Akkumulátor és Száraz-elemtgyár gyártásvezető mérnökének, Bártfai Béla kutatóintézeti osztályvezetőnek, Pesty László kutató vegyész mérnöknek, akik munkámat hatha-

tósan támogatták, és értékes tanácsaikkal segítették.

IRODALOM

[1] G. W. Vinal : Primary Batteries. John Wiley Sons kiadása, New York, 1950.

[2] M. L. Jumau : Les piles électriques d'après les brevets récents. (Revue Générale de l'Électricité, 59, 377, 1950.)

[3] P. L. Howard : A High Voltage Pile of the Zamboni Type. (Journ. of the Electrochemical Society, 99, 1952. augusztus.)

[4] 919.084 sz. francia szabadalom. (René Audubert : Element de pile à cathode d'aluminium ou alliage d'aluminium. 1947. február 27.)

[5] Bártfai Béla, Bártfai Miklós, Dobos Dezső, Skutecky Elemér : «Cinkmegtakarítás Leclanché-típusú szárazelemekben» (Újítók Lapja, 1953. május 5. 27. old. 0566 sz.)

A közvetlensugárzó dinamikus hangszóró elmélete és tervezése

HUSZTY DÉNES

Orion Rádiógyár Laboratórium

Bevezetés

A tölcser nélkül működő hangszórót közvetlensugárzó hangszórónak nevezik. A hangfalon vagy dobozban működő hangszóró ebbe a csoportba tartozik. Ennek a sugárzófajtának a sugárzását a hangfal, vagy a doboz mérete, valamint kiképzése a hangelhajlás és a dobozrezonancia miatt igen erősen befolyásolja. A doboz, illetőleg hangfal felületén bekövetkező hangelhajlást matematikai nehézségek miatt azonban a műszaki gyakorlatban általában ma sem tudjuk számítással követni.

A véges hangfal, illetőleg doboz azt eredményezi, hogy a pontszerű, önmagábanvéve gömbkarakterisztikájú sugárzó — frekvenciától függően — jellegzetes, általában nem gömbi iránykarakterisztikát mutat. Ezzel együtt jár a sugárzó sugárzási impedanciájának megváltozása.

A zárt dobozban működő sugárzó iránykarakterisztikája gömbi, ha a sugárzott hang hullámhossza a sugárzóhoz és a doboz méretéhez viszonyítva nagy. Ugyanennek a sugárzónak ugyanazon frekvencián végtelen falban a karakterisztikája félgömb lenne. (Megjegyzendő, hogy a viszonyokat mindkét esetben a sugárzó egyik oldalára vonatkoztatjuk.) Ha a hullámhossz csökken, a dobozos rendszer karakterisztikája egyre jobban megközelíti a végtelen falon működő sugárzóét. A zárt dobozban, vagy hangfalon működő hangforrás tengelyében a frekvencia függvényében mért hangnyomásgörbe minden esetben egyenletlen. Az egyenletlenség a sugárzótól távolodva egy bizonyos határértékhez tart, amelynek nagysága elsősorban a doboz, ill. a hangfal alakjától, valamint a hullámhossznak és a doboz, vagy fal méretének a viszonyától függ. Ennek a jelenségnek a határfelületeken bekövetkező hangelhajlás az oka. Az észlelés helyén a sugárzás így mindig két összetevőből áll. Az egyik a közvetlen, míg a másik a doboz, ill. hangfal felületén elhajló sugárzásból származik. Ha a méretek és a hullámhossz viszonya a végtelenhez tart, egyre inkább a hangforrás közvetlen sugárzása érvényesül. A végtelen hangfalat így a véges méretű fal, ill. doboz határesetének tekinthetjük.

Ebből a gyakorlat számára azt a tanulságot vonhatjuk le, hogy mivel a valóságban csak végesméretű dobozzal és hangfallal dolgozunk, a mérésnél a fal, ill. doboz hatását minden esetben figyelembe kell vennünk, s nem szabad a hang-

nyomásgörbében mutatkozó egyenletlenségeket gondolkodás nélkül a hangszórószerkezet rovására írunk.

A hangszórók számításánál éppen a fentiek alapján elvileg két lehetőség között választhatunk. Ha a matematikai nehézséget le tudjuk győzni, figyelembe vehetjük a véges fal, ill. doboz okozta hangelhajlást. Ebben az esetben a hangsugárzót mint egységet vizsgálhatjuk. Kétségtől ez volna a helyes, azonban eltekintve a matematikai nehézségektől, minden várható doboz, ill. falelrendezéshez külön ki kell számítani a szükséges adatokat. A nehézséget még az is növeli, hogy a szerkesztő a hangszóró felhasználásának körülményeit gyakran nem is ismeri. Így mindenképpen a másik utat kell választanunk: a viszonyokat idealizálnunk kell. Egy ilyen lehetséges idealizált állapotnak a szabadon, hangfal vagy doboz nélkül sugárzó membrán esetét választhatnánk; a matematikai nehézségek miatt azonban ez nem célszerű. Ezek után ha a tervezendő hangszóró felhasználási módja sokrétű, vagy esetleg ismeretlen, a számítás alapjául szolgáló egyszerűsítő feltevésnek nyilvánvalóan csak a végtelen nagy falban működő sugárzó esetét választhatjuk. Ha az így számított sugárzót azután véges falon, vagy dobozban működtetjük, a számított és gyakorlatban mért értékek a doboz, ill. hangfal mérettől függően általában igen erősen, esetleg jellegben is eltérnek egymástól. A várható különbség a következő: a véges méret hatására a sugárzó iránykarakterisztikája, sugárzási impedanciája megváltozik, frekvenciamenete egyenletlenné válik, torzítása általában megnövekszik, terhelhetősége csökken.

A következőkben áttekintjük a közvetlensugárzó dinamikus rendszerű hangszóró elméletét, majd a számítás menetét számpéldán ismertetjük; előbb azonban összefoglaljuk a hangtan néhány, részünkre szükséges összefüggését.

A végtelen nagy falban mozgó, merev, kör alakú membrán

A végtelen falban mozgó, r (cm) sugarú merev dugattyúmembrán, mely v (cm sec⁻¹) sebességamplitúdával mozog, a sugárzótól mért a (cm) távolságban, ha $a \gg \lambda$,

$$p = p_0 \frac{4J_1(kr \sin \gamma)}{kr \sin \gamma} \quad (1)$$

(dyn cm⁻²) hangnyomást kelt, ahol p_0 a 4π térszögbe sugárzó pontszerű, Q erősségű hangforrás keltette hangnyomás a sugárzótól $a \gg \lambda$ távolságban. Itt

$$p_0 = j \frac{\rho c k Q}{4\pi a} e^{j(\omega t - ka)} \quad (2)$$

ahol $J_1(z)$ elsőfajú elsőrendű Bessel-függvény
 γ a sugárzó normálisa és az észlelés helyéhez vezető helyzetvektor közötti szög

$$k = \frac{\omega}{c} \quad \text{a hullámszám (cm}^{-1}\text{)}$$

$$\begin{aligned} \omega &= 2\pi f \quad \text{a körfrekvencia (sec}^{-1}\text{)} \\ c & \quad \text{a hangsebesség (cm sec}^{-1}\text{)} \\ \rho c & \quad \text{a közeg akusztikus keménysége,} \\ & \quad \text{mely levegőre } \sim 42 \text{ (g cm}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{)} \end{aligned}$$

$$Q = \int_F \vec{v} \cdot d\vec{F} \quad \text{a sugárzó erőssége, amely jelen esetben, mivel } v = v(F) = \text{áll; } Q = vF \text{ (cm}^3 \text{sec}^{-1}\text{)}$$

v a membrán sebességamplitúdója (cm sec⁻¹)

$F = r^2 \pi$ a membrán felülete (cm²).

A sugárzó irányítási tényezőjét a 3. összefüggéssel definiáljuk:

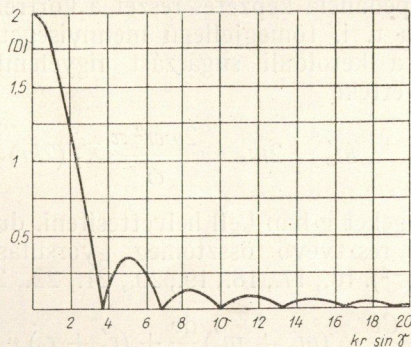
$$D = \left| \frac{p}{p_0} \right| \quad (3)$$

D értéke tehát a vizsgált Q erősségű hangforrás különböző irányban különböző frekvencián létrehozott hangnyomásának viszonya a 4π térszögbe sugárzó, Q erősségű pontszerű sugárzó keltette hangnyomáshoz.

A kör alakú, végtelen falban mozgó merev dugattyúmembrán esetében 1., 2., 3., alapján az irányítási tényező

$$D = \left| \frac{4J_1(kr \sin \gamma)}{kr \sin \gamma} \right| \quad (4)$$

A $D = D(kr, \gamma)$ függvényt az 1. ábrán ábrázoltuk.



1. ábra

Egy tetszőleges sugárzó sugárzási tényezőjének értelmezése a következő: hogyan aránylik a tetszőleges sugárzó és a 4π térszögbe sugárzó Q erősségű pontszerű hangforrás elsugárzott teljesítménye egy-

máshoz, ha mindkét sugárzó tengelyében azonos hangnyomást észlelünk. A sugárzási tényező jele S .

$$S = \frac{N}{N_0} \quad (5)$$

ahol N a vizsgált sugárzó elsugárzott teljesítménye (erg sec⁻¹)

N_0 a 4π térszögbe sugárzó Q erősségű pontszerű hangforrás elsugárzott teljesítménye (erg sec⁻¹).

A sugárzási tényezőt az irányítási tényező felületi integráljából is lezármasztathatjuk; az integrált esetünkben egy a sugarú félgömb felületére kell kiterjesztenünk. Ennek értelmében tehát, ha a sugárzó $v_0 = 0$ esetében az xy síkban van,

$$S = \frac{1}{4\pi a^2} \int_F D^2 dF \quad (6)$$

ahol $dF = a^2 \sin \gamma d\gamma d\varphi$ és $0 \leq \gamma \leq \frac{\pi}{2}$, valamint $0 \leq \varphi \leq 2\pi$.

A sugárzási tényezőt a sugárzási ellenállás segítségével is kiszámíthatjuk; 5-ből:

$$N = N_0 S \quad (7)$$

ahol

$$N_0 = 4\pi a^2 I_0 \quad (8)$$

és I_0 a p_0 hangnyomást keltő pontszerű hangforrás keltette hangintenzitás, másképpen a felületegységen másodpercenként átáramló hangenergia. Egysége erg sec⁻¹ cm⁻².

Ezért figyelembevéve, hogy

$$N = \frac{1}{2} v^2 r_s \quad (9)$$

ahol r_s a sugárzási ellenállás,

$$S = \frac{4\pi r_s}{\rho c k^2 F^2} \quad (10)$$

A végtelen falban 2π térszögbe sugárzó merev dugattyúmembrán sugárzási impedanciája (dyn sec cm⁻¹)

$$Z_s = r_s + jx_s = \rho c r^2 \pi [R_1(2kr) + j X_1(2kr)] \quad (11)$$

ahol

$$R_1(2kr) = 1 - \frac{2J_1(2kr)}{2kr} \quad (12)$$

és

$$X_1(2kr) = \frac{2H_1(2kr)}{2kr} \quad (13)$$

Itt

$$J_1(2kr) = \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \frac{(kr)^{2m+1}}{m!(m+1)!}$$

és

$$H_1(2kr) = \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \frac{(kr)^{2(m+1)}}{(m+0,5)!(m+1,5)!}$$

ha

$$kr \rightarrow 0; R_1(2kr) \rightarrow (kr)^2/2; X_1(2kr) \rightarrow 8kr/3\pi$$

$$kr \rightarrow \infty; R_1(2kr) \rightarrow 1; X_1(2kr) \rightarrow 0$$

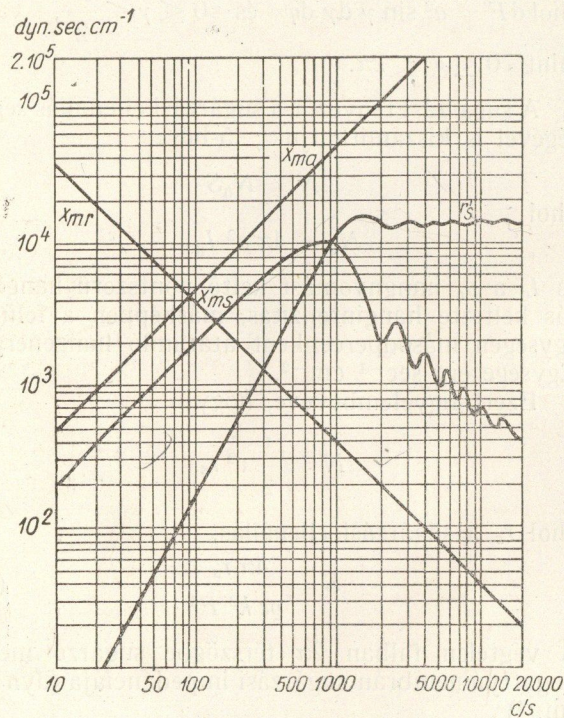
A fenti összefüggésekben szereplő függvények transcendens függvények; $J_1(z)$ elsőrendű, elsőfajú Bessel-függvény, $H_1(z)$ elsőrendű Stuve-függvény. $R_1(2kr)$ és $X_1(2kr)$ értékeit a 2. ábrában foglaltuk össze. A sugárzási ellenállás ismeretében a sugárzási tényező 10., 11. alapján

$$S = \frac{4}{(kr)^2} \left[1 - \frac{2J_1(2kr)}{2kr} \right] \quad (14)$$

ha $kr \rightarrow 0$; $S \rightarrow 2$. Ha $kr \rightarrow \infty$; $S \rightarrow 0$

Az $S = S(kr)$ függvényt a 2. ábrán láthatjuk.

Ezek előrebocsátásával hozzáláthatunk a dinamikus hangszóró elemzéséhez.



2. ábra

A hangszóró impedanciája

a számítás egyszerűsítése érdekében a viszonyokat idealizáljuk és feltételezzük, hogy

1. a membrán merev, síkfelületű, köralakú, s dugattyúként mozog a végtelen nagy, merev hangfalban,

2. a membrán és a lengőtekercs mechanikailag mereven kapcsolódik egymáshoz,

3. a lengőtekercs mozgás közben homogén mágnes térben tartózkodik,

4. a lengőrendszer kitérése akkora, hogy mind a membrán gyűrűjében, mind a központositóban keletkező visszatérítőerő (rúgóerő) egyenesen arányos a kitéréssel, azaz

$$P_3 = \frac{x}{c_1} \quad (16)$$

ahol x a lengőrendszer elmozdulása cm-ben, P_3 a keletkezett visszatérítőerő dyn-ben, c_1 a rúgóállandó, azaz az egységnyi erő hatására bekövetkező elmozdulás. Egysége cm dyn⁻¹.

5. A sugárzásból és a felfüggesztésekben keletkező súrlódásból származó erő a lengőrendszer tengelyirányú sebességével arányos:

$$P_2 = (r'_s + r_v) v \quad (17)$$

Itt r'_s a sugárzási impedancia valós része, azaz a 4π térszögbe sugárzó membrán sugárzási ellenállása, ahol, mivel mindkét membránoldal sugároz,

$$r'_s = 2r_s \quad (18)$$

r_v a mechanikai veszteségi ellenállás (dyn sec cm⁻¹), $v = dx/dt$ a membrán tengelyirányú sebessége (cm sec⁻¹).

Feltételezéseink segítségével két egyenletet írhatunk fel; az elsőt az erők egyensúlyára, a másodikat a hangszóró-áramkör feszültségésére.

A lengőtekercsre ható erő

$$P = \frac{Bli}{10} = \frac{Ci}{10} \quad (19)$$

ahol B a légrésindukció (gauss),
 l a légrésben levő vezető hossza (cm),

$i = i_0 e^{j\omega t}$ a vezetőben folyó áram,
 i_0 az áram csúcserő (A).

Ez a P erő egyensúlyt tart a tömegek gyorsításához szükséges erővel (P_1),

– a súrlódó elemekben keletkező súrlódó erővel (P_2),

– a felfüggesztésben keletkező visszatérítő erővel (P_3); tehát

$$P = P_1 + P_2 + P_3 \quad (20)$$

ahol

$$P_1 = m dv/dt \quad (21)$$

és

$$m = m_a + m'_s \quad (22)$$

a mozgásban résztvevő összes tömeg. Ez két összetevőből áll: a membrán + lengőtekercs + központositó + hozzátétel összes állandó tömegéből (m_a) és az együttrezgő közeg tömegéből (m'_s). (A sugárzási impedancia képzetes részét a körfrekvenciával elosztva t. i. tömegjellegű mennyiséget kapunk.) Tehát a kétoldali sugárzást figyelembevéve, ez utóbbi értéke

$$m'_s = 2m_s = \frac{2\sigma cr^2 \pi}{\omega} X_1(2kr) \quad (23)$$

A tömegeket g-ban kell helyettesíteni. dv/dt a mozgásban résztvevő össztömeg gyorsulását jelenti (cm sec⁻²). 16., 17., 18., 19., 20., 21., 22., 23. alapján

$$\frac{Ci}{10} = (m_a + m'_s) \frac{dv}{dt} + (r'_s + r_v) v + \frac{x}{c_1}$$

vagy figyelembevéve 21., 22-t, valamint azt, hogy

$$v = \frac{dx}{dt}$$

és

$$r_s' + r_v = r_m \quad (24)$$

ahol r_m az összes mechanikai ellenállás (dyn sec cm^{-1}), egyenletünk átalakul:

$$\frac{Ci}{10} = m \frac{d^2x}{dt^2} + r_m \frac{dx}{dt} + \frac{x}{c_1} \quad (25)$$

Ez a másodrendű, inhomogén, lineáris differenciálegyenlet írja le az erők egyensúlyát.

A lengőtekeresre kapcsolt U (Volt) feszültség egyensúlyt tart a lengőtekeres induktív feszültségével:

$$U_1 = L \frac{di}{dt} \quad (26)$$

ahol L a lengőtekeres induktivitása (H)

— az ohmos ellenálláson létrejövő feszültségeséssel:

$$U_2 = Ri \quad (27)$$

ahol

$$R = \rho_e \frac{l}{\varphi q} \quad (28)$$

R a lengőtekeres ohmos ellenállása (Ω)

ρ_e a fajlagos ellenállás ($\Omega \text{mm}^2 \text{m}^{-1}$)

l a vezető hossza (m)

q a vezető keresztmetszete (mm^2)

— a lengőtekeresben a mozgás miatt keletkezett feszültséggel:

$$U_3 = C \cdot v \cdot 10^{-8} \quad (29)$$

Tehát 26., 27., 29. alapján:

$$U = U_1 + U_2 + U_3 = L \frac{di}{dt} + Ri + C \frac{dx}{dt} \cdot 10^{-8} \quad (30)$$

Ez az elektromos kör differenciálegyenlete. Hogy a hangszóróra vonatkozó 25. és 30. differenciálegyenleteket az állandósult állapotra megoldhassuk,

helyettesítsük be a $\frac{d}{dt} = j\omega$ differenciáloperátort,

kezeljük közönséges algebrai mennyiségként, s vegyük figyelembe, hogy $j^2 = -1$. Ezzel 25-ből és 30-ból a következő egyenleteket nyerjük:

$$\frac{Ci}{10} = -m\omega^2 x + jr_m \omega x + \frac{x}{c_1} \quad (31)$$

$$U = j\omega Li + Ri + j\omega x C \cdot 10^{-8} \quad (32)$$

31-ből x értékét kifejezve és 32-be helyettesítve, mivel Ohm törvénye alapján $U = iZ$; a hangszóró impedanciája

$$Z = R + j\omega L + \frac{10^{-9} C^2}{r_m + j\left(\omega m - \frac{1}{\omega c_1}\right)} \quad (33)$$

Szembetűnő, hogy a hangszóró impedanciája három tagból áll: az első kettő a lengőtekeres impedanciája, a harmadik tag a mechanikai elemektől származó elektromos impedancia. Ezt a tagot mozgási impedanciának nevezzük, s Z_{EM} -el jelöljük.

A mozgási impedancia ezek szerint az elektromos körbe áttranszformált, s ott mérhető elektromos impedanciaként mutatkozó elektromechanikai impedancia; a képzetes transzformátornak az áttétele pedig $(Bl)^2 \cdot 10^{-9}$ gauss² cm^2 . A mozgási impedancia tehát

$$Z_{EM} = \frac{10^{-9} C^2}{r_m + j\left(\omega m - \frac{1}{\omega c_1}\right)} \quad (34)$$

Ennek nevezője a mechanikai rendszer impedancia-elemeit tartalmazza, ez tehát a mechanikai impedancia.

$$Z_m = r_m + j\left(\omega m - \frac{1}{\omega c_1}\right) \quad (35)$$

Ha a mechanikai impedancia reaktív összetevője nulla, rezonanciában dolgozik a rendszer. Ekkor $Z_M = r_m$. Ennek feltétele az, hogy $\omega m = \frac{1}{\omega c_1}$;

ebből

$$\omega = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{m c_1}} \quad (36)$$

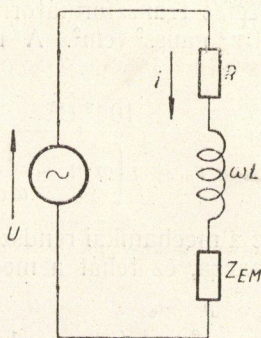
A hangszóró mechanikai rezonanciafrekvenciáját a tömeg és a rugóállandó szabja meg 36. alapján. (A gyakorlatban szereplő ellenállás és tömeg viszonyokból számítható csillapítás, — mely $\delta = r_m/2m$ olyan csekély, hogy a rezonanciafrekvenciát általában nem befolyásolja, s így 36. jó közelítést eredményez.) Itt a mechanikai impedancia valós és a legkisebb, a mozgási impedancia 34. alapján szintén valós és a legnagyobb. 33. alapján belátható, hogy a mechanikai rezonanciafrekvencián a hangszóró impedanciája szükségszerűen megnő, mivel a harmadik tag eléri legnagyobb értékét.

A hangszóró felvett teljesítménye $N = i_{eff}^2 R_E = \frac{U_{eff}^2}{R_E}$. Ha üzemben az átfolyó áram állandó

(nagy belső ellenállású generátor, pl. áramvisszacsatolt végpontoda esetében), a felvett teljesítmény rezonanciában igen megnő. Ez, mint a későbbiekben látni fogjuk, hátrányos. Ha a feszültséget tartjuk állandónak (kis belső ellenállású generátor, pl. trioda segítségével), rezonanciában veszi fel hangszórónk a legkisebb teljesítményt. Ez a táplálási mód általában helyesebb, mert a csőnek a kimenőtranszformátor secundérjére transzformált aránylag kis belső ellenállása a hangszórót berezgési jelenségek szempontjából előnyösen csillapítja.

33. alapján felrajzolhatjuk a hangszóró helyzetítő kapcsolását. Az R ohmos ellenállással sorban van a lengőtekeres induktivitásából származó induktív ellenállás és a mozgási impedancia (3. ábra). A hangszóró mozgási impedanciájára jutó feszültség annál nagyobb, minél nagyobb Z_{EM} a vele sorbakötött R és ωL -hez képest. Sajnos, a valóságban az L és R -től származó elektromos impedancia Z_{EM} -nél mindig sokkal nagyobb, tehát Z_{EM} -re a hangszóróra kapcsolt feszültségnek

csak törtrésze jut; ez magyarázza meg a dinamikus hangszórók rossz hatásfokát.



3. ábra

A mozgási impedancia 34. alapján ismert. Ennek az összetett impedanciának a helyettesítő kapcsolását a következő megfontolások alapján rajzolhatjuk fel. A kört a numerikus számítás egyszerűsítése érdekében soros kapcsolású elemekből fogjuk felépíteni. 34. nevezőjében komplex összefüggés szerepel. Szorozzuk meg az egészet a nevező konjugáltjával: ekkor rendezés után a következő kifejezést kapjuk:

$$Z_{EM} = \frac{10^{-9} C^2}{|z_m|^2} r_m - j \frac{10^{-9} C^2}{|z_m|^2} \left(\omega m - \frac{1}{\omega c_1} \right) \quad (37)$$

Itt $|z_m|^2 = r_m^2 + \left(\omega m - \frac{1}{\omega c_1} \right)^2$ a mechanikai impedancia abszolút értékének négyzete. 24. alapján 37. átalakítható:

$$Z_{EM} = R'_{ES} + R_{EV} + j X_{EM} \quad (38)$$

ahol

$$R'_{ES} = \frac{10^{-9} C^2}{|z_m|^2} r'_s \quad (39)$$

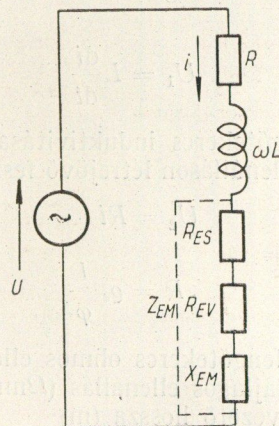
$$R_{EM} = \frac{10^{-9} C^2}{|z_m|^2} r_m \quad (40)$$

$$R_{EV} = \frac{10^{-9} C^2}{|z_m|^2} r_v \quad (41)$$

$$X_{EM} = - \frac{10^{-9} C^2}{|z_m|^2} \left(\omega m - \frac{1}{\omega c_1} \right) \quad (42)$$

Itt R'_{ES} a sugárzási ellenállással ekvivalens elektromos ellenállást,
 R_{EV} a mechanikai veszteségi ellenállásnak megfelelő elektromos ellenállást,
 R_{EM} a mechanikai ellenállásnak megfelelő elektromos ellenállást,
 X_{EM} a mechanikai reaktanciának megfelelő villamos reaktanciát jelenti.

38-ból láthatjuk, hogy a transzformált elemeket sorba kell kötnünk, tehát sikerült a mozgási impedanciát sorbakapcsolt elemekből felépítenünk.



4. ábra

A mechanikai impedancia abszolút értékének négyzetét 22. alapján átalakíthatjuk:

$$|z_m|^2 = r_m^2 + (x_{ms} + x'_{ms} + x_{mr}) \quad (43)$$

ahol

$$x_{ma} = \omega m_a \quad (44)$$

$$x'_{ms} = \omega m'_s \quad (45)$$

$$x_{mr} = \frac{1}{\omega c_1} \quad (46)$$

Ennek a felbontásnak a későbbiekben vesszük majd hasznát.

A mechanikai impedancia elemeinek ismeretében felrajzolhatjuk a teljes helyettesítő kapcsolási vázlatot. A helyettesítő vázlat csak soros elemeket tartalmaz. (4. ábra.)

(Folytatása következik)

Könyvszemle

Valkó Iván Péter: **Mikrohullámú erősítőcsövek**
Műszaki Könyvkiadó. 168 old. 61 ábra

A híradástechnika fejlődésével mind nagyobb aktualitást nyer hazánkban is a mikrohullámú technika. Az ezzel kapcsolatos igények új típusú elektroncsövek kifejlesztését teszik szükségessé és így ezen a vonalon is rendkívül erőteljes fejlődés indult meg. Technikai fejlődésünk jelen fázisában ezen a téren egyik legidősebb feladat: a mikrohullámú jelek közvetlen erősítésének a problémája. Ezek után nyilvánvaló, hogy a »Mikrohullámú erősítőcsövek« c. kiadvány hézagpótló és széleskörű érdeklődésre tarthat számot.

A könyv 12 fejezetbe csoportosítva terjedelméhez mérten kellő részletességgel tárgyalja az anyagot. Az első négy fejezet a tértöltéses vezérlés és a sebességmoduláció elvén működő ismertebb csőtípusokat tárgyalja a mikrohullámú erősítés szempontjából. E csövek tárgyalásánál részletesen kitér a csövek működési elvére és mindazon tényezőre, amely az illető csőtípus felhasználásának a terét meghatározza és korlátozza. A tértöltéses vezérlés elvén működő klasszikus csöveknél részletesen ismerteti a repülési idő hatását, a sebességmoduláció elvén működő klisztroncsövek tárgyalásánál kitér a mikrohullámú tápvozalok és üregrezonátorok vázlatos ismertetésére, majd a sebességmodulációs vezérlés és a sűrűségmoduláció lényegét foglalja össze. Egyenként külön fejezet foglalkozik a kétüreges és háromüreges klisztronok felépítésével és működésével.

A mikrohullámok erősítésének szempontjából a legnagyobb jelentősége a haladóhullámú csöveknek van. Természetszerűen ezt a csőtípust tárgyalja a legrészletesebben — összesen öt fejezetben. Az alapelvek ismertetése után rátér a lassítóvozalok és az elektronnyaláb tulajdonságainak ismertetésére. A szerző külön fejezetet szentel a haladóhullámú csövek zaviszonyainak tárgyalására és a zajtényező javításának elvi és gyakorlati lehetőségeit ismerteti ennek keretén belül. A fejlesztés ezen a vonalon még koránt sem tekinthető lezártnak. A tanulmány értékét emeli, hogy ezen a téren a kutatások legfrissebb eredményeit dolgozza fel. Kétségtelen, hogy a kis zajtényezőjű mikrohullámú csövek kifejlesztése a mikrohullámú technika fejlődésének szempontjából a legidősebb kérdés. Ilyen csövek birtokában a mikrohullámok vételtechnikája gyökeresen egyszerűsíthető és korszerű módszerekkel oldható meg. A haladóhullámú csöveket tartalmazó rész befejező fejezete e csövek alkalmazásáról és felhasználásáról ad tájékoztatást és ezzel nagymértékben emeli a könyv gyakorlati értékét.

A szerző külön csoportba sorolja a haladóhullámú csövekkel hasonló elvén működő erősítő csöveket és ezeket külön fejezetben tárgyalja. A könyv két utolsó fejezete kiegészíti és teljessé teszi az anyagot azért, hogy áttekintést ad a mikrohullámú oszcillátorcsövekről és kitér a mikrohullámú erősítőcsövek technológiájára.

A könyv anyaga rendkívül gazdag. A lényeges részek sokoldalú megvilágításban kerülnek az olvasó elé. A szerző színvonalas matematikai tárgyalás mellett a jelenségek lefolyásának helyes fizikai képét igyekszik kialakítani az olvasóban. Az a tény, hogy még fejlődés és kutatás fázisában levő anyagot gyűjt össze, rendkívül megnehezíti a szerző feladatát tekintettel arra, hogy ilyen esetekben lezárt, kiforrott eredmények és befejezett tények nem közölhetők. Az előadásmódban ebből kifolyólag csak néhány helyen érezhető a megfelelő forma kereséséből származó bizonytalanság. A szerző az anyagot szakszerűen rendezte és a tárgykörrel átfogó egységes képet ad.

A szöveg között elhelyezett ábrák szemléltetővé teszik a tárgyalást, azonban egyes konstrukciós megoldások részletesebb ábrázolást kívánának meg.

A könyv tanulmányozása rendkívül tanulságos, mind az elektroncsövek fejlesztésével foglalkozó szakemberek, mind a mikrohullámú berendezések tervezői számára.

Winter Ernő, a Magyar Tudományos Akadémia levelező tagja a könyvhöz írt előszóban méltán ad kifejezést azon reményének, hogy Valkó Iván Péter könyve a magyar kutatás eredményességéhez jelentős mértékben hozzá fog járulni.

Adamis Béla

N. P. Bogorogyickij, V. V. Paszinkov és B. M. Tarajev: **Elektro- és híradástechnikai anyagok.** Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1955. (308 A/5 old. 208 ábra, ára 38,— Ft.)

Helyesen állapítják meg a szerzők a könyv célját ismertető előszóban, hogy az anyag minőségének nagy jelentősége szükségessé tette, hogy az elektrotechnikusok a korszerű elektrotechnikában felhasznált anyagokkal bővebben foglalkozzanak. E célkitűzésnek megfelelően a könyv a következő négy főfeladatot tárgyalja:

1. Az anyagok tanulmányozásához és vizsgálatához szükséges elméleti alapok.

2. Az anyagok osztályozása.

3. Az anyagok alkalmasságának megítélésére szolgáló jellemzők vizsgálata és meghatározása.

4. Az anyagok legfontosabb technológiai tulajdonságainak ismertetése.

A »Bevezetés« az anyag szerkezetére vonatkozó korszerű ismereteket tárgyalja. A könyv első része nyolc fejezetben a *vilamos szigetelőanyagokkal*, második rész három fejezetben a *vezető-, félvezető- és mágneses anyagokkal* foglalkozik. Az első részben egy-egy fejezet tárgyalja a dielektrikumok polarizációját, villamos vezetőképeségét, fizikai és vegyi tulajdonságait, a dielektromos veszteségeket és a dielektrikumok átütését.

A szerves szigetelőanyagokról szóló fejezetben megtaláljuk a transzformátorolajra, papirkondenzátorok itatására használt, éghetetlen szovolra (klofenre) és ricinusolajra, a viasz-szerű dielektrikumokra (paraffinra, cerezinre, halovaxra, oleovax hidrogénezett ricinusolajra), gyantákra (sellakra, kolofoniumra, kopálra, műgyantákra, mint etilén, polietilén, polizobutilén, polistírol, polivinilklorid, plexi-üveg, fenol-formaldehid- és gliptálgyanták, stb.), bitumenekre, száradó olajokra, lakkokra és telítőanyagokra, szerves rostos anyagokra, műanyagokra, gumira és szerves szilikonvegyületekre vonatkozó adatokat.

A szervetlen szigetelőanyagokkal foglalkozó fejezet a kerámiai anyagokat (szigetelő- és rádióporcelán, keramit, szteatit, tikond, hőálló és vákuumkerámia), az üveget és készítményeit, a csillámot és készítményeit, a kőzeteket (márvány, zsrkő, pala, azbeszt) és az oxid-szigetelőanyagokat tárgyalja.

A könyv második, terjedelemben jóval kisebb része a vezetőanyagokat (réz és ötvözetek, alumínium, acél, rézborítású acél ikerfém, ólom, ón és egyéb fémek, ellenállásanyagok), a félvezetőket (elektrotechnikai szén, termisztorok, feszültségfüggő ellenállások, félvezető egyenirányítók, fényérzékeny ellenállások, félvezető erősítők) és a mágneses anyagokat (elektrolitikus és karbonilvas, dinamó- és transzformátorlemez, vas-nikkel és vas-kobalt ötvözetek, különleges ötvözetek, porvasmagok, nem mágneses acélfajták, permanens mágneses anyagok) tárgyalja.

A könyv 68 táblázata az ismertett anyagokról igen sok értékes adatot tartalmaz és nagyban hozzájárul ahhoz, hogy a mű nemcsak a tankönyv szerepét tölti be, hanem a gyakorlati szakember hasznos kézikönyve is.

Helyes volt az eredeti orosz cím kibővítése a híradástechnikai tartalomra való utalással. Nálunk ugyanis a híradástechnika iránt érdeklődők megszokták, hogy *elektrotechnika* címszó alatt csak az erősáramú technika szerepel. E könyv azonban legalább ugyanolyan részletességgel tárgyalja a *csak* híradástechnikában használatos anyagokat is.

Lonkai Ferenc



MEGJELENT!

Koczka László :

Helyi távbeszélő központok kapcsolástana

A távbeszélő központokba ruházott érték oly nagy, hogy jó karbantartásuk és az elavult rendszerek helyettesítése gazdaságosabbakkal a legnagyobb hozzáértést kívánja. Ennek a népgazdasági szempontból is fontos anyagnak tárgyalása keretében a könyv megfelelő helyet biztosít a kézikapcsolású központoknak is, minthogy ilyenek Magyarországon még hosszabb ideig üzemben maradnak. Ha továbbiakban a szerző a gépi kapcsolású központoknál jelentkező kapcsolótechnikai feladatokat és működési feltételeket részletezi, elsősorban a hazai berendezéseket tartva szem előtt. Így átfogó képet ad a kapcsolótechnika különböző feladatköreiből. Az áramköri részfeladatok ismertetése után a Bell-féle $7A_1$ rendszerű központ, majd a budapesti $7A_1$ és $7A_2$ rendszerű központok kapcsoló áramköreinek részletezésére kerül sor. Külön fejezet tárgyalja a vezetőáramkörrel dolgozó Bell-féle 7D központokat és a legújabb rendszerű külföldi berendezéseket. Az utolsó fejezet a különleges távbeszélő berendezésekről szól, mint amelyek szerves összefüggésben állanak a főközponti áramkörökkel (pénzbeszedő áramkörök, társas berendezések, főközpontok egyes különleges áramkörei). A könyv nagy segítség az ilyen feladatok megoldásával foglalkozó szakemberek részére.

256 l.

Ára kötve 40,— Ft

Valkó Iván Péter :

Mikrohullámú erősítőcsövek

A technikai haladás új alkalmazási területeken — televízió, vezeték nélküli sok csatornás telefónia, rádiólokáció, különböző távvezérlő berendezések, elektronikus számoló- és emlékezőgépek stb. — tette szükségessé az elektroncsövek használatát. Az ún. klasszikus elektroncsövek ezekre a feladatokra nem alkalmasak, mert mikrohullámokon egyáltalán nem, vagy rosszul működnek. Így tehát új típusú csöveket kellett szerkeszteni. A könyv az első olyan magyar munkának mondható, amely átfogóan foglalkozik ezekkel az új elveken alapuló mikrohullámú csövekkel. Különösen ki kell emelnünk a klisztronokra és haladóhullámú csövekre vonatkozó anyagot. A korszerű színvonalon álló munka nélkülözhetetlen mikrohullámú erősítőcsövekkel foglalkozó mérnökök és fizikusok részére.

168 l.

Ára füzve 20,— Ft.

Fenti könyvek beszerezhetők, illetve megrendelhetők az
ÁLLAMI KÖNYVTERJESZTŐ VÁLLALAT KÖNYVESBOLTJAIBAN
SZAKKÖNYVESBOLT : Műszaki Könyvesbolt, VII., Lenin-körút 7.