E 870

Magyar HÍRADÁSTECHNIKA

D/4

Könyvtár

10–12

MAGYAR HIRADÁSTECHNIKA III. ÉVF. 10—12. SZÁM 145—192. OLD. BUDAPEST, 1952. OKT.—DEC.

1952. okt.—dec. III. évfolyam 10—12. szám

Magyar HIRADÁSTECHNIKA

A HIRADÁSTECHNIKAI TUDOMÁNYOS EGYESÜLET LAPJA

Felelős szerkesztő:
Lévai Pál

Szerkesztőbizottság:
Alkér Tibor
Balla Miklós
Barcza László
dr. Barta István
Boglár Gyula
Bognár Géza
Honti Péter
Izsák Miklós
Koczka László
Kodolányi Gyula
dr. Orbán György
Sárközy Géza
Székely Mihály
Szigeti György
Szikszay Lajos
Szokol Hubert
Vágó Artur
Valkó Iván Péter
Winter Ernő

Dr. Sasvári Kálmán: Anyagszerkezeti vizsgálatok röntgensugárzással ... 145
Barát Zoltán: Közvetlensugárzó dinamikus hangszóró hatásfoka 156
Dr. Knapp Oszkár: Vákuumtechnikai üvegek és azok tulajdonságai 161
Fábián Anna: Rádióellenállások gyártása 169
Sebestyén László: Elektroncsövek mikrofóniájáról 174
Almássy György: Határfrekvencia alatti csillapítók 182
Süli Mihály: Rezgő kvarc egyenértékű ellenellenállásának mérése Clapp-oszcillátorral 189

Könyvszemle

Sz. A. Drobov: Rádió-adóberendezések 155
A. A. Bulgákov: Automatikus vezérlések elektromos berendezései 173
I. P. Natanszon: Konstruktív Függvénytan 181

Шашвари Калман: Испытания структуры материалов рентгеновскими лучами 145
Барат Золтан: Эффективность непосредственно-лучистого динамического громкоговорителя 156
Кнапп Оскар: Вакуумтехнические стекла и их свойства 161
Фабиан Анна: Производство радио-сопротивлений 169
Шебештьен Ласло: О микрофонии электронных трубок 174
Алмашши Дьэрдь: Глушители под критической частотой 182
Шыли Михаль: Измерение эквивалентного сопротивления колебающегося кварца при помощи осциллятора типа Клаппа 189
Обзор книг 155, 173, 181

(Folytatás a borító 3. oldalán.)

Megjelenik kéthavonta
Előfizetési ár egy évre 30.—,
példányonként 6.50

Szerkesztőség — Редакция — Rédaction — Editor — Schriftleitung; Budapest, VI. Rudas László-u. 45. Tel.: 113—027

Anyagszerkezeti vizsgálatok röntgensugárzással I. rész.

DR SASVÁRI KÁLMÁN

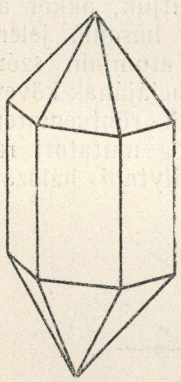
Fejlődő híradástechnikai iparunk mind több és több új anyagot igényel és használ fel.

Irányított tulajdonságú anyagok előállításának kutatásánál és a jelenleg használatos anyagok tulajdonságainak alaposabb megismerésénél és ellenőrzésénél is nélkülözhetetlenné vált az anyagszerkezet röntgenvizsgálata.

A vákuumtechnikában különösen aluminiumoxid katódfelületek, üvegek és wolframfém szerkezetének, kristály-orientációjának, szemcsenagyságának vizsgálatára használják. Megbízható módszer átlátszatlan szilárd testek belső feszültségeinek mérésére. A híradástechnika egyéb területein a mágnesanyagok kutatásánál jutott fontos szerephez.

*

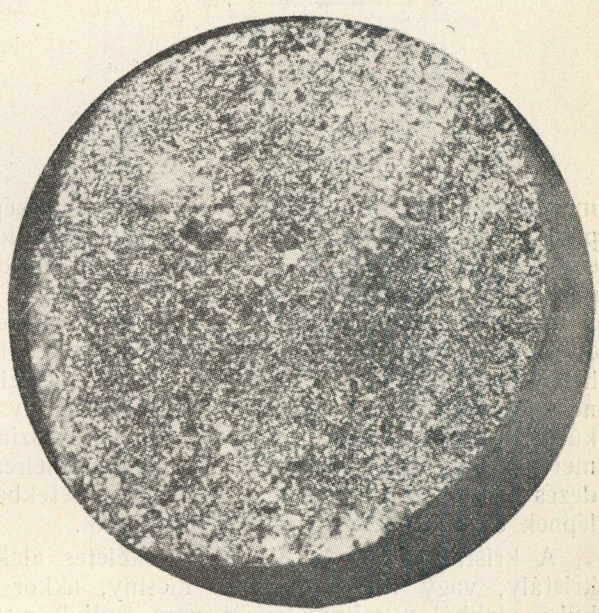
Ma már tudjuk, hogy a szilárd testek majdnem kivétel nélkül kristályos szerkezetűek. Ez alatt azt értjük, hogy szabályos felépítést mutatnak, ami legszembetűnőbben a külső megjelenési formában jelentkezik. A kristályos anyag nemcsak mint jólfejlett, szabályos lapokkal körülvett térbeli alakzat, ú. n. egykristály jelenik meg, mint az az 1. ábrán látható, hanem legtöbbször mikrokristályos formában találjuk, amire a 2. ábrán láthatunk példát. A mikrokristályos anyag kristályszemcséinek (egykristálykák) mérete kb. 20 Å (1 Å = 10^{-8} cm) nagyságrendtől kezdve a makrokristályos méretig bármely nagyságban előfordulhat.



1. ábra.
Kvarc egykristály

A kristályos anyag egykristályairól mindig felismerhető. Minden kristályos anyagnak megvan a maga sajátos kristály formája, ami külsőleg abban nyilvánul, hogy mindig ugyanazon kristálylapok jelennek meg és ezek által bezárt szögek, a lapszögek ugyanannál a kristályos anyagnál mindig ugyanazok. Jellemző az egykristályra az anizotrópiája, amely azt jelenti, hogy fizikai tulajdonságai, (törésmutatója, hő- és elektromos vezetőképessége, rugalmassági együtthatója stb.) irány szerint változnak. A mikrokristályos anyagban a kristályszemcsék egyes esetektől eltekintve teljes rendezetlenségben vannak. Ennek következtében az egykristályra jellemző anizotrópia megszünik és fizikailag izotróp módon viselkedik. Bizonyos szemcsenagyságon alul sok esetben a külső alakból egyáltalán nem tudjuk megállapítani, hogy az ill. anyag kristályos vagy amorf állapotban van-e jelen.

Az egykristály külső megjelenése és fizikai anizotrópiája a kristály belső szerkezetére vezethető vissza, ami alatt az atomok térbeli elrendezését értjük. Ez az elrendezés irány szerint változik, és ennek megfelelően változnak a kristály fizikai tulajdonságai is. Egy irányon belül a kristály fizikai tulajdonságai nem változnak, ha a kristályt akár kis szemcséből kiindulva növesztjük (kristályosítás), vagy oldással folytonosan kisebbítjük. Ebből már nyilvánvalóan következik, hogy az atomok különböző elrendezése nem folytatódik az egész egykristályon át, hanem egy méreten túl, ugyanazon elrendeződés ismétlődik. Már ebből bizonyosra vehetjük, hogy a kristálynak van egy legkisebb mérete, amelyen belül az anyag összes



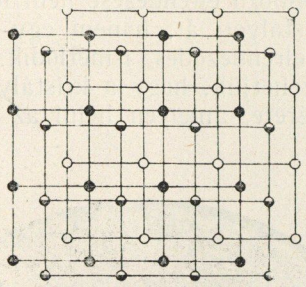
2. ábra. W drót törési felülete 15-szörös nagyításban

különböző atomjai olyan befejezett elrendezésben vannak, amely minden irányban más, de egy irányon belül a kristályban mint identikus elrendezés egymásután periódikusan ismétlődik.

Ha a makroszkópikus egykristályt folytonos darabolásnak vetjük alá éspedig a kristálytani tengelysikokkal párhuzamosan, akkor végezetül eljutunk a kristály legelemibb részéhez, az ú. n. elemi testhez. Ez minden esetben elemi parallelepipedon, amelynek alakját a kristályrendszer és a kristálytani tengelyarányok adják meg. Ezen legelemibb kristály még a makroszkópikus kristály minden tulajdonságát és teljes szimmetriáját magában foglalja. További darabolással ez megszűnik. A kristálynak az elemi testig tartó földarabolása természetesen csak elvileg végezhető el. Valóság-

ban a makroszkópikusan ismert kristály elemi teste változáson megy át a szabadfelületen, tehát akkor is, ha a kristályból egyetlen elemi testet kiragadunk és így őt a szomszédos cellák atomjainak erőteréből eltávolítjuk. Amikor tehát a kristály földarabolásával akarjuk megközelíteni az elemi testet, egy olyan fiktiv kristályt tételezünk föl, amelyben az atomok be vannak fagyasztva és ezáltal geometriai elrendezésüket és egymástól való távolságukat az atomok közti erőhatások nélkül is megtartják.

Amikor a kristály belső szerkezetéről beszélünk, akkor az alatt mindig a kristály elemi testének alakját, nagyságát, a benne lévő atomokat és azok térbeli elhelyezését értjük. Ez utóbbit akkor is-



3. ábra. Síkrácsok egymásbatolt rendszere

merjük, ha meg tudjuk adni az atomok középpontjainak koordinátáit az elemi parallelepipedon egy csúcsában összefutó három élre, mint koordinátatengelyekre vonatkoztatva.

A makroszkópikus kristályt az elemi parallelepipedonok folytonos egymásmellé helyezéséből lehet fölépíteni, bármely ismeretes külső megjelenési formájában. A tökéletes kristály csak olyan külső formákban fog megjelenni, amelynek szimmetriája megfelel az elemi testben az atomelrendezés térbeli szimmetriájának. Kivételes esetekben lépnek csak föl ú. n. pszeudoszimmetriák.

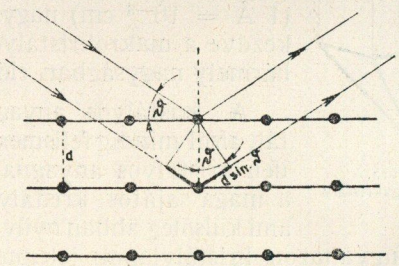
A kristályos anyag, ha nem tökéletes alakú kristály, vagy mérete nagyon kicsiny, akkor a külső alakból a szimmetriáját nem tudjuk megállapítani. Mindig választ kapunk azonban a szimmetriára, ill. az atomelrendeződésre, azon fizikai jelenségek alapján, amelyek az atomok elrendezésével és azok belső szimmetriájával vannak összefüggésben. Ilyen a röntgendiffrakció, amellyel a következőkben akarunk foglalkozni.

Az elemi testben az atomelrendezés szimmetriái között a pontszimmetriák (szimmetria-központ, szimmetria-tengely és szimmetria-sík) mellett még új szimmetriaelemek lépnek föl, amilyenek a csavartengelyek és csúszósíkok. Ezek az ú. n. tranzlációs szimmetriák. Ha a kristálytanból ismeretes 32 kristályosztályban a pontszimmetriákhoz még ezek összes lehetséges kombinációit hozzávesszük, megkapjuk a 230 tércsoportot, amelyek az összes lehetséges különböző szimmetriájú atomelrendezést foglalják magukban.

A makroszkópikus kristály az elemi testek egymás mellé helyezésével úgy épül fel, hogy bármely elemi test a másikba önmagával párhuzamos eltolással vihető át. Ennek következtében az elemi test minden atomja a tranzlációs tengelyek (kristálytani tengelyek) irányában az elemi test tengelyhosszúságában ismétlődik. Így a kristály csupa olyan azonos alakú és nagyságú elemi parallelepipedonok egymásbahelyezésével állítható össze, amelyek csúcspontjain egynemű atomok vannak. Tehát valójában a kristály egymásba tolt térbeli rácsok sokaságából áll éspedig annyi különböző rácsból, ahány különböző (nem identikus) atom van az elemi testben. Egy ilyen atomelrendezést láthatunk síkban ábrázolva a *3. ábrán*. Ha ezen különböző atomokból álló elemi parallelepipedonokból tetszőlegesen kiválasztunk egyet és tekintjük az összes többieknek ebbe a kiválasztottba eső atomjainak összeségét, akkor éppen a kristály elemi testét kapjuk. Ilyenformán a kristály elemi testét úgy is definiálhatjuk, mint a kristályban azon különböző atomok összeségét, amelyek periodikus egymásutánjából épül fel a makroszkópikus kristály.

Az elemi test élhosszúságai a térbeli rács állandói, a rácsállandók vagy identitástávolságok. Ezek általában 2 és 20 Å közötti távolságok, tehát levegőben még jól észlelhető (kevéssé abszorbeálódó) röntgensugárzás hullámhosszúságánál nem sokkal nagyobbak.

Röntgeninterferencia kristályrácson. Ha a kristályt röntgensugárzással megvilágítjuk, akkor az optikából ismeretes diffrakcióhoz hasonló jelenséget észlelünk. Ez a térrács atomjain szórt koherens röntgensugárzás interferenciájának következménye. A kristály térrácsának röntgeninterferenciáit, mint arra először Bragg mutatott rá, úgy tekinthetjük, mint a kristálytani hálózati



4. ábra. Bragg-egyenlet levezetése

síkok reflexióit. Éspedig a (hkl) rendű térrácsinterferencia azonos a (hkl) Miller indexű hálózati sík reflexiójával.

Monokromatikus röntgensugárzás esetén megadott (hkl) rendű térrácsinterferencia, mint könnyen kimutatható, csak akkor jelenik meg, ha a kristály a beeső sugárzás irányához képest meghatározott helyzetben van. Ennek megfelelően a hálózati síkok sem minden, hanem csak egyetlen beesési szög mellett adnak röntgenreflexiót éspedig csak akkor, ha az egymásután következő azonos hálózati síkokról reflektált röntgensugárzás útkülönbsége a sugárzás hullámhosszúságának egészszámú többszöröse, ami éppen a reflektált sugárzás

interferenciájának feltétele. A szomszédos azonos hálózati síkokról reflektált röntgensugárzás útkülönbsége a 4. ábra szerint fejezhető ki és ezzel a kristálytani hálózati síkok reflexiójának feltételei egyenletét

$$n \cdot \lambda = 2 \cdot d\,(\mathrm{hkl}) \cdot \sin \vartheta \qquad (1)$$

alakban kapjuk meg, ahol λ jelenti a röntgensugárzás hullámhosszúságát Å-ben, d(hkl) a (hkl) Miller indexű hálózati sík identitástávolsága (két szomszédos (hkl) sík egymástól vett távolsága) ugyanazon egységben mérve, ϑ a beeső röntgennyaláb irányának a (khl) hálózati síkkal való hajlásszöge, amelyet az illető sík reflexiós szögének nevezünk, n pedig kis egésszám. Ez jelenti a reflexió (interferencia) rendjét. Az (1) egyenlet a híres Bragg-féle interferencia feltétel, amely adott d, λ és n értékek mellett csak egyetlen ϑ szöggel elégíthető ki. A ϑ tehát a hálózati síkra jellemző reflexiós szög.

Megjegyzendő, hogy a síkok magasabbrendű reflexiói (amikor az útkülönbség nem λ, hanem annak egészszámú többszöröse) helyett mindig a magasabbrendű síkok elsőrendű reflexióiról beszélünk. Így pl. az (100) hálózati sík másodrendű reflexiója azonos a (200) sík elsőrendű reflexiójával, mivel mindkettő végeredményben ugyanahhoz a feltételi egyenlethez tartozik. Ugyanis

a) az (100) sík másodrendű reflexiójára: $2\lambda = 2d\,(100) \sin \vartheta$;

b) a (200) sík elsőrendű reflexiójára: $\lambda = 2d\,(200) \sin \vartheta$. Mivel $d\,(200) = \frac{d\,(100)}{2}$, a két egyenlet egymásba megy át. Ezért a Bragg-egyenletet mindig az elsőrendű reflexióknak megfelelően

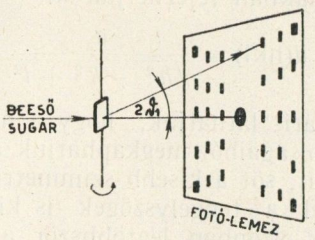
$$\lambda = 2d \sin \vartheta \qquad (1a)$$

alakban használjuk.

A Bragg-egyenlet szerint, ha a kristály (térrács) összes különböző (hkl) rendű interferenciáit, azaz az összes, különböző (hkl) indexű hálózati sík reflexióit meg akarjuk kapni, akkor a kristály helyzetét a monokromatikus röntgensugárzás irányához képest úgy kell változtatni, hogy egymásután minden sík reflexiós helyzetbe kerüljön. Ezt elérjük a kristály forgatásával. Ez az eljárás az ú. n. forgókristálymódszer. Eljárhatunk úgy is, hogy a kristályt porrá törjük és úgy világítjuk meg, a röntgensugárzással. Ekkor a különböző kristályszemcsék, ha megfelelően apróra törjük őket, mindenféle orientációban előfordulnak és így minden egyes síkhoz lesznek megfelelő állású kristályszemcsék, amelyek reflektálják a röntgensugárzást. Ez az ú. n. *Debye-Scherrer-féle* módszer. A *Bragg*-egyenletet az összes hálózati síkokra úgy is ki tudjuk elégíteni, hogy fehér (folytonos) röntgensugárzással világítjuk meg a kristályt. Így készülnek a Laue-fölvételek.

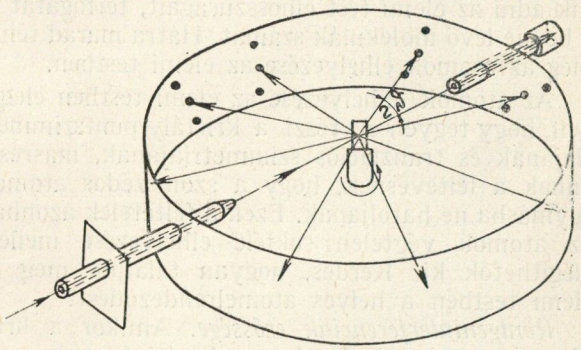
A különböző hálózati síkok különböző térbeli elhelyezkedésűek. Ha a kristályt tetszőleges tengely körül forgatjuk, amely legtöbbnyire kristálytani tengellyel esik össze, akkor a különböző síkok röntgenreflexiói forgatás közben az időben egymás után a tér különböző irányaiban jelennek meg. A különböző reflexiók irányát és helyzetét a beeső röntgensugárzáshoz képest a kristály helyzetén kívül a síkok normálisainak iránya, a síkok identitástávolsága és röntgensugárzás hullámhosszúsága határozza meg.

Ha a kristály mögé fotografiai lemezt helyezünk, amely síklemez esetén mindig merőleges a beeső sugárzás irányára, akkor a reflektált sugárzás, ill. az interferencia irányokban a fotografiai lemezen



5. ábra. Röntgenfelvétel elrendezése síklemez esetén

fekete foltok ú. n. interferenciafoltok jelennek meg. Ilyen elrendezés sematikus rajzát láthatjuk az 5. ábrán. A kristálytól kiinduló egyenesek néhány reflexió irányát szemléltetik. A reflexiók irányában általában nagyon gyenge a sugárzáserősség, de változó is aszerint, hogy milyen a röntgencső teljesítménye, azonkívül milyen minőségű és mennyiségű kristályos anyagról készítjük a fölvételt. Eszerint az expoziciós idő nagyon változó és néhány perctől 15—20 óráig terjedhet.



6. ábra. Debye—Scherrer-féle röntgenkamra vázlatos rajza

A síklemeznél csak a kisebb szögek alatt reflektált interferenciákat kaphatjuk meg. Ezért a röntgenfelvételek készítéséhez sokkal inkább a 6. ábrán látható Debye—Scherrer-féle hengerkamra használatos, amelynek tengelyében helyezzük el a vizsgálandó kristályt (néha tized mm nagyságú), a röntgensugárzást pedig a henger palástjára merőlegesen vezetjük be. A fotografiai filmet a kamra belső felületén helyezzük el. Jól definiált beeső sugárirányt úgy kapunk, hogy minden esetben hosszú hengeres rést alkalmazunk. Ezzel az elrendezéssel már $\vartheta = 90°$-ig minden reflexiót megkapunk.

Ha ismerjük a filmnek a beeső sugárzás irányához való helyzetét és a kristálynak a filmtől való

távolságát, akkor minden egyes reflexiónak a filmen elfoglalt helyzetéből meg tudjuk határozni a hozzátartozó reflexiós szöget. Ismerve a röntgensugárzás hullámhosszúságát, a Bragg-egyenlet alapján a reflexiós szögekből az egyes kristálytani síkok identitástávolsága számítható ki. Az identitástávolságok viszont kifejezhetők az elemi test élhosszúságaival és az élek által bezárt szögekkel. Legegyszerűbb esetben, amikor a kristály a köbös rendszerben kristályosodik, a (hkl) hálózati sík identitástávolságát az a kristálytengellyel a következő alakban fejezhetjük ki

$$d(\mathrm{hkl}) = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}$$

Ebből máris láthatjuk, hogy a hálózati síkok identitástávolságaiból megkaphatjuk az elemi test élhosszúságait, sőt a kisebb szimmetriájú kristályrendszereknél a tengelyszögek is kiszámíthatók. Ez utóbbiak azonban legtöbbször a kristálytani mérésekből már ismeretesek. A tengelyhosszúságok és szögek ismeretével ki lehet számítani az elemi test térfogatát, V-t és ebből tovább a kristály s sűrűségének ismeretével az elemi testben lévő molekulák számát

$$Z = \frac{V \cdot s}{1{,}65 \cdot M} \qquad (2)$$

ahol M a kristályos anyag molekulasúlya, amely szorozva van a Loschmidt-féle szám reciprokával. (Így kapjuk a molekula abszolut tömegét.)

Láthatjuk tehát, hogy a röntgeninterferenciák geometriai elhelyezésének kiértékeléséből meg tudjuk adni az elemi test élhosszúságait, térfogatát és a benne levő molekulák számát. Hátra marad tehát még az atomok elhelyezése az elemi testben.

Az atomok elhelyezése az elemi testben eleget kell, hogy tegyen egyrészt a kristály pontszimmetriájának és tranzlációs szimmetriájának, másrészt annak a feltevésnek, hogy a szomszédos atomok egymásba ne hatoljanak. Ezek a feltételek azonban az atomok végtelen sokféle elhelyezése mellett elégíthetők ki. Kérdés, hogyan találjuk meg az elemi testben a helyes atomelrendeződést?

Röntgeninterferenciák erőssége. Amikor a kristályt röntgensugárzással megvilágítjuk, akkor ott többek között az interferencia szempontjából fontos koherens szórás következik be. A röntgensugárzás szóródhat a kristályt alkotó atomok atommagjáról és az azt körülvevő elektronokról. Az elektronok *Thomson* szórásából ismeretes, hogy a szórt sugárzás erőssége fordítva arányos a szóró elemi részecske tömegének négyzetével. Ebből az következik, hogy az atommag szórása az elektron szórásához képest elhanyagolható. (Már hidrogénnél is 10^6-szor kisebb az atommag szórása az elektron szórásánál.) Tehát nyilvánvaló, hogy valamely atom szóróképessége csupán elektronjainak szórásából adódik és így annál nagyobb, minél nagyobb az atom rendszáma.

Egyetlen szabadelektron által szórt röntgensugárzás erősségét Thomson klasszikus elmélete alapján számíthatjuk. Eszerint ha a beeső surgárzás polarizálatlan és egységnyi amplitudójú, akkor a direkt irányhoz képest 2ϑ irányban szórt sugárzás energiája

$$I = \frac{I_s}{I_0} = \frac{a_e^2}{R^2} \cdot \frac{1 + \cos^2 2\vartheta}{2} \qquad (3)$$

ahol $a_e = \dfrac{e^2}{mc^2}$ a klasszikus elektronátmérő, R a szóró elektrontól való távolság, $\dfrac{1 + \cos^2 2\vartheta}{2}$ pedig az ú. n. polarizációs tényező. Ez utóbbi figyelembe veszi, hogy az elektromágneses sugárzás azon komponense, amely a direkt és a szórás iránya által alkotott síkban rezeg, szórás közben amplitudócsökkenést szenved, amely $\cos 2\vartheta$-val arányos.

A röntgensugárzás egy atomon belül az elektronfelhő különböző helyéről szóródik. Mivel az atom-méret a röntgensugárhullámhosszúsággal azonos nagyságrendű, azért az atom különböző helyéről kiinduló és egy irányban haladó szórt koherens sugárzás nem elhanyagolható útkülönbséggel lép ki az atomból és interferálódik. A különböző irányokban a szórt sugárzás között föllépő útkülönbség annál nagyobb, minél nagyobb a szórási szög, a direkt sugárzás irányától számítva. A szórási szög növekedésével tehát az atom szóróképessége folytonosan változik éspedig csökken.

Az atomok szóróképességét az ú. n. atomtényezőkkel adjuk meg. Ez jelenti bármely atomnál a koherens szórt sugárzás amplitudóját egyetlen szabad elektron által szórt sugárzás amplitudójához viszonyítva, ha a direkt sugárzás amplitudója egységnyi. A direkt irányban, amelyben fáziskülönbség nincsen, a definició szerint az atomtényező éppen az atom elektronjainak számával, azaz a rendszámmal egyenlő. A direkt iránytól tetszőleges 2ϑ szöggel eltérő irányban pedig az atomtényező, ha az atomban az elektronok $\varrho(r)$ sűrűségeloszlását gömbszimmetrikusnak vesszük és a 2ϑ irányban szórt koherens sugárzás amplitudójának kiszámításához a fáziskülönbséget az atom elektronfelhőjének egész térfogatára kiterjesztjük, a következő alakban kapjuk meg.

$$f = 4\pi \int_0^\infty \varrho(r) \cdot r^2 \frac{\sin sr}{sr}\, dr \qquad (4)$$

ahol $s = \dfrac{4\pi}{\lambda} \sin \vartheta$, r pedig jelenti az atom középpontjától való távolságot. Ha ezt a kifejezést a direkt irányra, vagyis $s = 0$-ra integráljuk, akkor éppen az atom rendszámát kapjuk, amint azt az imént mondottak alapján el is várjuk.

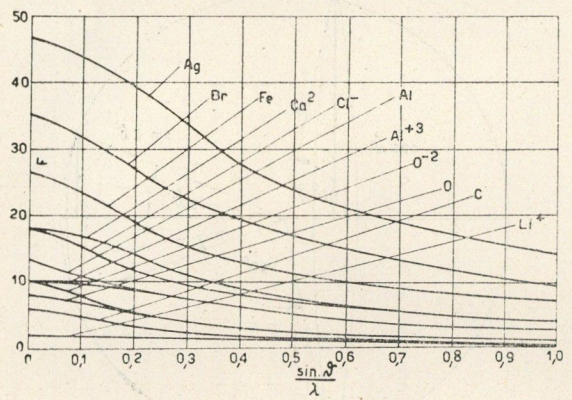
Ahhoz, hogy az atomtényező numerikus értékeit ebből az egyes atomokra kiszámíthassuk, ismernünk kell az atom $\varrho(r)$ elektronsűrűségeloszlását.

Az atomok elektronsűrűségeloszlását exakt kvantummechanikai számítások nem tudják megadni és csupán közelítő formulák ismeretesek. Ezek azt veszik föl, hogy az elektronok az atom körül egy elektronfelhőben foglalnak helyet és az

elektronsűrűség csupán az atommagtól való távolság függvénye, tehát mint már előbb mondottuk, gömbszimmetrikus.

Az atomtényezők egyes atomokra kísérletileg is meghatározhatók. Az előbbi elméletek alapján számított atomtényezők a kísérletiekkel igen jól egyeznek. Legjobb egyezést éppen akkor kapjuk, ha a gömbszimmetria mellett még azt tételezzük fel, hogy az elektronok az atommag körül egyenletesen vannak elkenve.

Az atomtényezők nem minden atomra határozhatók meg kísérletileg. Mivel a számított és kísérleti adatok jó egyezésben vannak, azoknál az atomoknál, amelyeknél kísérleti adatok nincsenek, a számított értéket fogadhatjuk el. Az atomtényezőket — különböző atomokra és ionokra — táblázatokba állítva készen találjuk.



7. ábra. Néhány atom és ion atomtényezője

Az atomtényezőre befolyással van az atomok hőmozgása, amelyet a Debye-féle hőmérsékleti tényezővel lehet figyelembe venni. Erre azonban itt külön nem térünk ki.

Szemléltetésképen néhány atom és ion atomtényezőjét adjuk a 7. ábrán, az atomtényező fenti kifejezésének megfelelően $\sin\vartheta/\lambda$ függvényében. Ezek a görbék is azt mutatják, hogy az atom szóróképessége legnagyobb a direkt irány közelében. A szórási szöggel előbb hirtelen csökken, majd ellaposodik. Azonkívül megállapítható, hogy a pozitiv ión atomtényezője kisebb, a negatívé pedig nagyobb, mint a semleges atomé. Ez onnan van, hogy az atomtényező az atom alektronjainak számával azonos értelemben változik

Az atomtényezőnek a szórási szöggel való változása azt eredményezi, hogy a magasabbrendű interferenciák (nagyobb reflexiós szögek) felé a röntgenreflexiók erőssége folytonosan csökken éspedig az atomtényezőknek megfelelően. Ez a reflexiók erősségének normális esése.

A Bragg-egyenlet értelmében, amikor a kristályt a párhuzamos röntgennyalábban állandó tengely körül forgatjuk, akkor reflexiót szigorúan véve csak akkor kaphatunk, amikor valamelyik hálózati sík pontosan reflexiós helyzetben van. Ez érvényes is volna, ha a makroszkópikus kristályok deálisak lennének. Valójában a makroszkópikus kristály ideális kristálymozaikokból épül fel, amelyek egymáshoz képest néhány ívpercnyire el vannak fordulva. Ennek következtében röntgeninterferenciát nemcsak szigorúan a Bragg-féle reflexiós szögnél kapunk, hanem egy akörüli $d\omega$ kúpszögön belül. A forgókristály fölvételeknél a kristályt mindig állandó szögsebességgel forgatjuk, hogy a különböző hálózati síkok azonos ideig legyenek reflexiós helyzetben és ezáltal a különböző rendű interferenciák intenzitásarányát helyesen kapjuk meg. A mozaikszerkezet következtében azonban állandó forgási szögsebesség mellett is különböző ideig vannak a különböző síkok reflexiós helyzetben, annak ellenére, hogy az interferencia kúpszög minden síkra kb. ugyanaz. A reflexiós időtartamnak a ϑ szöggel való összefüggése elég bonyolult, ellenben jól szemléltethető és matematikailag könnyen számítható, ha bevezetjük a reciprok rácsot. Erre itt nem térünk ki, hanem egyszerű utalással megadjuk, hogy a reflexiós időtartam mozaikkristály esetén

$$\frac{1}{\sin\vartheta\cdot\cos\vartheta}=\frac{2}{\sin 2\vartheta}$$

-val arányos. Ennek megfelelően változnak meg az intenzitások is a mozaikszerkezet következtében. Ez a kifejezés mint Lorentz-tényező ismeretes.

Az elektronok *Thomson* szórásából és atomtényezőből, a polarizációs és *Lorentz* tényező, azonkívül az anyag abszorpciójának figyelembevételével az egyszerű primitiv rácsnál, amikor csak az elemi test sarokpontjain tételezünk fel atomokat, a röntgeninterferenciák erősségét a következő alakban fejezhetjük ki:

$$I=A_0\cdot\frac{1+\cos^2 2\vartheta}{\sin 2\vartheta}\cdot f^2=A_0\,\Theta\cdot f^2 \qquad (5)$$

ahol A_0 a vizsgált anyagra jellemző állandó; benne szerepelnek a Thomson formula univerzális állandói, a használt röntgensugárzás hullámhossza, abszorpciós együttható stb., Θ az összevont polarizációs és Lorentz-tényező, f pedig a kristályt alkotó atomfajta atomtényezője a kérdéses interferencia reflexiós szögénél.

Egyszerű primitiv rács, amelynek csak a sarokpontjain vannak atomok, nem létezik. Minden kristály összetett rácsot képez, azaz egynemű vagy különböző fajta atomokból álló primitiv rácsokból tevődik össze és ennek megfelelően összetett, ill. komplex rácsról beszélünk. A legáltalánosabb a komplex rács esete, amikor az elemi test sarokpontjain kívül a test belsejében is vannak atomok éspedig nemcsak egynemű, hanem különböző atomok.

Amikor a kristálynak valamelyik (hkl) hálózati síkja reflexiós helyzetben van, akkor az elemi test sarokpontjain elhelyezkedő atomokról a reflexiós irányban szórt koherens röntgensugárzás fáziskülönbsége a kezdőpontnak kiválasztott sarokpont atomjáról ugyanezen irányban szórt sugárzáshoz viszonyítva $2\pi\cdot n$, ahol n egész szám. Ez éppen az interferencia követelménye. Ellenben az elemi test belsejében elhelyezkedő i-ik atomról

a reflexió irányában szórt sugárzás fáziskülönbsége a kezdő pont atomjához viszonyítva a kezdőponttól való térbeli eltolásnak megfelelően már

$$\varphi = 2\pi (hx_i + ky_i + lz_i) \qquad (6)$$

lesz, ahol (x_i, y_i, z_i) az elemi test i-ik atomjának koordinátáit jelentik az elemi test tengelyeire, mint egységvektorokra vonatkoztatva. Ennek következtében az elemi test különböző atomjairól a reflexiós irányban szórt koherens sugárzáson egy újabb interferencia lép föl. Ezt az interferenciát egyszerűen úgy kaphatjuk meg, ha az elemi test különböző atomjairól a reflexiós irányban szórt koherens sugárzás fényvektorait fölírjuk a kezdőpontra vonatkoztatott fázissal, amely az i-ik atomra

$$f_i \cdot e^{2\pi i (hx_i + ky_i + lz_i)} \qquad (7)$$

és ezeket a fényvektorokat az elemi test összes atomjaira összegezzük. Így kapjuk a (hkl) rendű interferenciához tartozó strukturamplitudót

$$F = \sum_{i=1}^{n} f_i \cdot e^{2\pi i (hx_i + ky_i + lz_i)} \qquad (8)$$

ahol n az elemi testben lévő különböző atomok számát jelenti. Ha a kristálynak szimmetriaközpontja van és ebbe tesszük az elemi test kezdőpontját, akkor a strukturamplitudó

$$F = 2 \sum_{i=1}^{n} f_i \cdot \cos 2\pi (hx_i + ky_i + lz_i) \qquad (8a)$$

kifejezésre egyszerűsödik.

A strukturamplitudó kifejezésében az atomtényező szorzóját strukturfaktornak nevezzük. S eszerint a trukturamplitudó az elemi test atomjaira vonatkozó atomtényezők és strukturfaktorok szorzatösszege. A strukturfaktor képviseli tehát a strukturamplitudónak a kristály belső szerkezetével való összefüggését. Egyetlen atom strukturfaktora mindig egynél kisebb vagy legfeljebb azzal egyenlő.

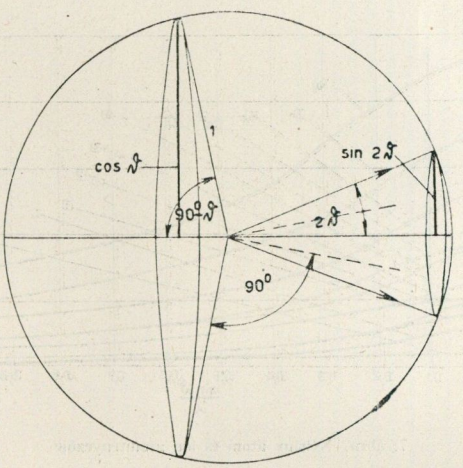
Összetett, ill. komplex rács esetén a röntgeninterferencia erőssége a strukturamplitudó négyzetével arányos, tehát az intenzitás formula.

$$I = A_0 \cdot \Theta \cdot F^2 \qquad (9)$$

lesz és az idealizált egyszerű rács intenzitásformulájától annyiban különbözik, hogy f^2 helyébe F^2 azaz a strukturamplitudó négyzete kerül. Ez az intenzitáskifejezés az egyes reflexiók erősségét adja meg, amelyeket az egy-kristály diffrakciós fölvételeinél kapunk.

A Debye—Scherrer-féle porfölvételnél a nagy számban levő kristályszemcsék statisztikus rendezetlenségben vannak. Ennek következtében — mint később látni fogjuk — a különböző szemcsék azonos (hkl) rendű reflexiói a direkt röntgenirány körüli 2ϑ nyilású kúpfelületen vannak. Ezen kúpfelületnek a fotografiai filmmel való metszése mentén ú. n. interferenciagyűrűket kapunk. Ebben az esetben az azonos ϑ szöghöz tartozó különböző (hkl) síkok interferenciái, mint interferenciagyűrűk nem választhatók szét, hanem mint egyetlen gyűrű jelentkeznek. Így az eredő gyűrű intenzitása annyiszor lesz nagyobb, amennyi az azonos identitástávolságú síkok száma. Pl. a köbös kristálynál 6 db (100), 8 db (111), 12 db (110), 24 db (120), 48 db (123) stb. lap van, amelyek mind azonos valószínűséggel reflektálnak. Így tehát minden interferenciagyűrű erőssége a reflektáló síkok számossága arányában nagyobb, mint egyetlen reflexióé.

A porfölvételnél a röntgeninterferenciák erősségét még geometriai tényezők is befolyásolják. Mint mondottuk, a kristályszemcsék azonos rendű interferenciái egy a direkt röntgenirány körüli 2ϑ nyilású kúpfelületen vannak. Ugyanakkor a reflektáló normálisok ugyancsak a direkt röntgenirány körüli $90° - \vartheta$ nyilású kúpfelületet borítanak be. Az összetartozó kétfajta kúpot a 8. ábrán



8. ábra. A Debye—Scherrer-féle porfelvételek interferenciáinak erősségéhez tartozó geometriai tényező levezetése

láthatjuk. Könnyen belátható, hogy a reflexiós kúpon elhelyezkedő interferenciák eredő erőssége annál nagyobb, minél nagyobb a reflektáló szemcsék viszonylagos száma, és azok azonos interferenciái, minél kisebb nyílásszögű kúpon helyezkednek el.

A síknormálisok egyenletes eloszlását föltételezve, az imént mondottak azt jelentik, hogy az interferenciák erőssége egyenesen arányos az egységnyi alkotójú síknormális kúp körmetszetének sugarával, azaz $\cos\vartheta$-val és fordítva arányos az egységnyi alkotójú reflexiós kúp körmetszetének sugarával, azaz $\sin 2\vartheta$-val.

A reflexiós síkok számosságát és a most tárgyalt geometriai tényezőket is figyelembe véve, a porfölvételen az interferencia-gyűrűk erőssége

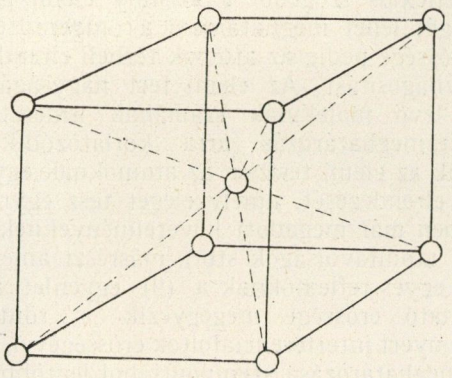
$$I = A_0 \Theta \frac{\nu}{\sin \vartheta} F^2 \qquad (9a)$$

ahol ν a hálózati síkok számosságát jelenti.

A strukturamplitudó a (8) egyenlet szerint tartalmazza az elemi test atomjainak egyrészt az atomtényezőit másrészt a koordinátáit. Ennek következtében a röntgeninterferenciák erőssége az előzőkben már összefoglalt tényezőkön kívül még

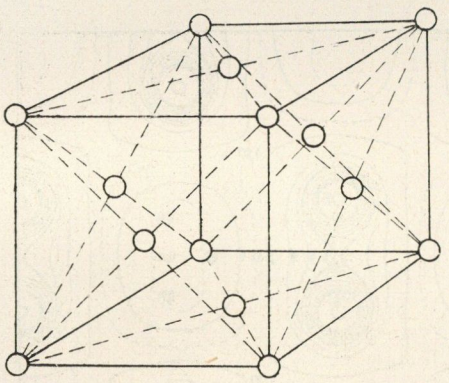
függ attól is, hogy milyen különböző atomok vannak az elemi testben és mi ezeknek a térbeli elrendezése.

A röntgeninterferenciák intenzitás kifejezéséből megállapíthatjuk, hogy növekvő ϑ reflexiós szöggel az interferenciák erőssége f^2-nek megfelelően csökken. Ez az u. n. normális intenzitás-esés és az



9/a ábra. Tércentrált rács elemi cellája (Wolfram)

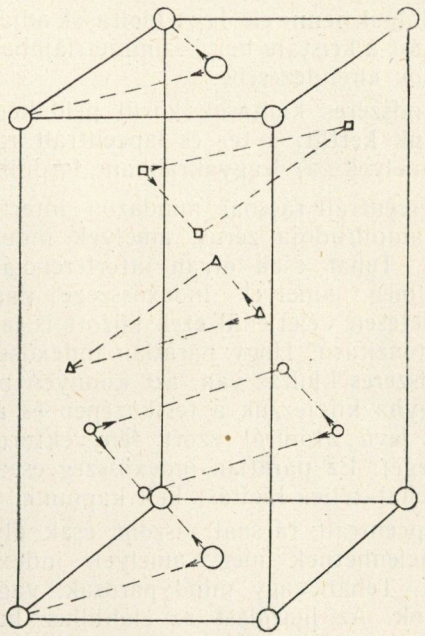
interferenciák olyan csoportján belül érvényes, amelyekhez ugyanazok a strukturfaktorok tartoznak. Az esetek legnagyobb számában azonban a különböző interferenciákhoz más-más struktur-



9/b ábra. Lapcentrált rács elemi cellája (Réz)

faktorok tartoznak, amelyek a strukturamplitudókat különböző mértékben gyengítik és ennek következtében a strukturamplitudók, ill. az interferenciák erősségének sorrendje a reflexiós szögek nagysági sorrendjétől eltér és teljes szabálytalanságot mutat.

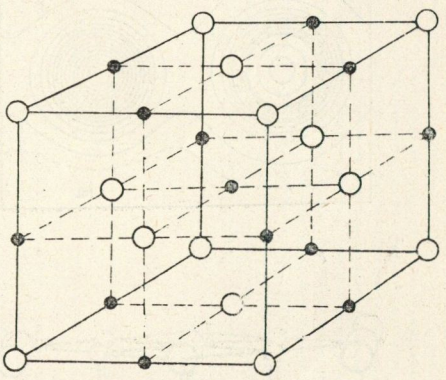
A primitiv rács szimmetriája változatlan marad, ha az elemi cella sarokpontjain levő atomfajtát a cella lapközepein vagy testközepén is elhelyezzük. Ilyen esetben centrált rácsot kapunk. A hét kristályrendszeren belül az összes lehetséges centrált rácsokat a 14 Bravais-rács foglalja magában. A centrálásnak 3 típusát ismerjük: *a)* tércentrált rács, amikor a cella csúcsain kívül a testközépen van még ugyanaz az atom (9/*a* ábra). Így kristályosodik pl. a wolfram; *b)* lapcentrált rács, amelynél a csúcsokon kívül a lapközepek vannak ugyanazon atommal betöltve (9/*b* ábra). Ilyen pl. a réz kris-



9/c ábra. Báziscentrált rács elemi cellája (Jód)

tályrácsa; *c)* báziscentrált rács, amikor a sarokpontokon kívül egyik véglapközépen van még ugyanaz az atom (9/*c* ábra), a jód összetett kristályrácsa. A centrálás nemcsak összetett, hanem komplex rácsnál is előfordul. Így pl. lapcentrált rácsban kristályosodik a NaCl, amelynek elemi teste a 9/*d* ábrán látható. Ennek rácsa két egymásba tolt lapcentrált rács, amelyek közül egyik Na^+, a másik Cl^- ionokból áll. A két rács egymáshoz képest fél élhosszúsággal van eltolva.

A centrált rácsok a röntgeninterferenciákban mindig szisztematikus kioltásokat okoznak. Ugyanis a centrálás következtében bizonyos típusú interferenciák striukturamplitudója mindig zérus és emiatt ezen interferenciák egyáltalán nem jelennek meg. Hasonlóan szisztematikus kioltásokat okoz-



9/d ábra. Komplex lapcentrált rács elemi cellája (NaCl)

nak a transzlációs szimmetriaelemek, tehát csúszósíkok és csavartengelyek. Mind a különböző centrálásoknak, mind pedig a transzlációs szimmetriáknak sajátos kioltásuk van, amelyekből visszafelé következtetni lehet arra, hogy milyen centrálása van a rácsnak és milyen transzlációs szimmet-

riák fordulnak benne elő. Így a kioltások adják az első betekintést a kristály belső szimmetriájába és ezzel az atomok elrendezésébe.

A rendszeres kioltások közül példaképpen kiválasztunk kettőt, a tér és lapcentrált rács kioltását, amelyek a leggyakrabban fordulnak elő.

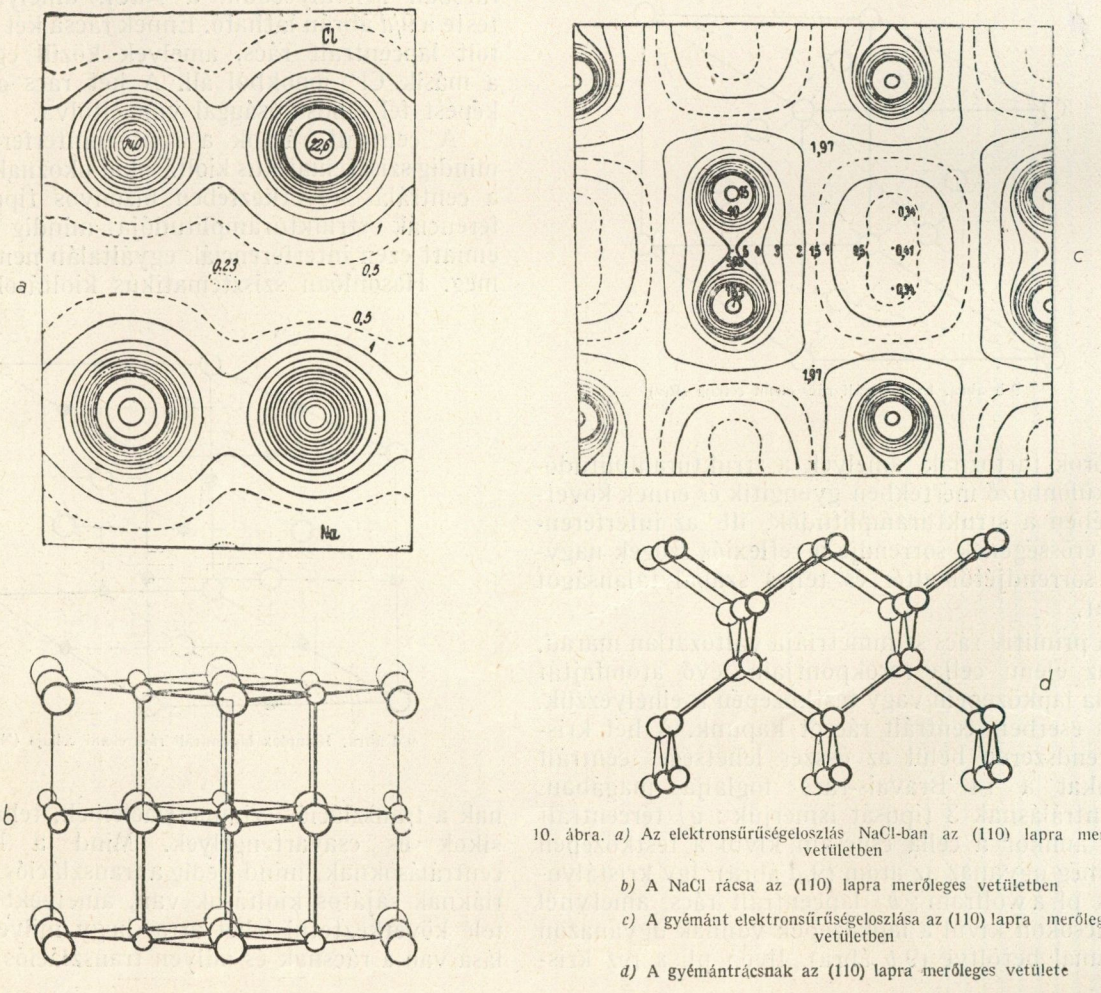
A tércentrált rácsnál mindazon interferenciák strukturamplitudója zérus, amelyek indexösszege páratlan. Tehát csak olyan interferenciák jelenhetnek meg, amelyek indexösszege párosszám. Természetesen véletlenül ezek között is lehet még nulla intenzitású. Hogy páratlan indexösszeg esetén rendszeres kioltás van, azt könnyen belátjuk, hogyha kifejezzük a testközépen és a kezdőpontban levő atomról szórt fényvektorok fáziskülönbségét. Ez páratlan indexösszeg esetén mindig π, tehát teljes kioltást kell kapnunk.

A lapcentrált rácsnál viszont csak olyan reflexiók jelenhetnek meg, amelyek indexei nem kevertek. Tehát vagy mind párosak, vagy mind páratlanok. Az igazolást az előbbihez hasonlóan itt is könnyen elvégezhetjük.

A pontszimmetriák rendszeres kioltással nem járnak. Ezek meghatározására vagy a kristálytani méréseket, vagy a Laue-féle röntgenfelvételeket használhatjuk föl. A Laue-fölvételen a szimmetriasík és szimmetriatengely mindig fölismerhető. Szimmetriaközpontra vonatkozólag a Laue-fölvételek nem nyújtanak felvilágosítást, mivel a fölvételen a szimmetriaközpont akkor is megjelenik, ha a kristálynak nincs is. Így azokat a szimmetriakombinációkat, amelyek csak szimmetriaközpontban különböznek egymástól, Laue-fölvétel alapján nem tudjuk megkülönböztetni.

A kristály szerkezetének meghatározása. Az eddigiekből megállapítható, hogy a röntgeninterferenciák reflexiós szögéből a kristály elemi testének nagyságát lehet meghatározni, a röntgeninterferenciák erőssége pedig az atomok térbeli elrendezésére ad felvilágosítást. Az elemi test nagyságának és benne levő molekulák számának ismeretével a szerkezetmeghatározás arra korlátozódik, hogy keressük az elemi testben az atomoknak egy olyan térbeli elrendezését, amely eleget tesz egyrészt az előzőkben már megadott követelményeknek (szimmetria, atomtávolságok stb.), másrészt amely mellett az egyes reflexióknak a (9) egyenlet alapján számítható erőssége megegyezik a röntgenfölvételen nyert interferenciafoltok erősségével. A szerkezet meghatározása szempontjából legtöbbször az is elegendő, ha a mért és számított intenzitások sorrendje egyezik meg.

Gyakorlatilag úgy járunk el, hogy próbálgatással, egymásután a legvalószínűbb atomelrendeződések mellett, összehasonlítjuk a röntgeninterferenciák mért és számított erősségét. S ezt addig folytatjuk, amíg kielégítő egyezést nem kapunk.



10. ábra. *a)* Az elektronsűrűségeloszlás NaCl-ban az (110) lapra merőleges vetületben

b) A NaCl rácsa az (110) lapra merőleges vetületben

c) A gyémánt elektronsűrűségeloszlása az (110) lapra merőleges vetületben

d) A gyémántrácsnak az (110) lapra merőleges vetülete

Az atomok paramétereinek meghatározására ennél sokkal elegánsabb eljárás a Fourier-analizis.

Az atomok milyensége és azok térbeli elhelyezkedése az elemi test belsejében meghatározott elektronsűrűségelosztást eredményez. Ez az elektronsűrűség függvényanalitikailag háromszoros Fourier-sorba fejthető, amely egyszerű esetben, amikor a kristálynak szimmetriaközpontja van, ilyen alakban írható:

$$\varrho\,(xyz) = \frac{1}{V} \sum_{h} \sum_{k}^{+\infty} \sum_{l} F\,(hkl) \cdot \cos 2\pi\,(hx + ky + lz) \qquad (10)$$

ahol V = az elemi test térfogata, (xyz) egy tetszőleges pontjának koordinátái, F (hkl) Fourier-együtthatóról pedig kimutatható, hogy a (hkl) interferenciához tartozó strukturamplitudóval azonos. Ha az összegezést az elemi test minden egyes pontjára, vagy legalább is elég sűrűn kiválasztott pontokra elvégezzük, akkor az elemi test egész térfogatára megkapjuk az elektronok sűrűségeloszlását.

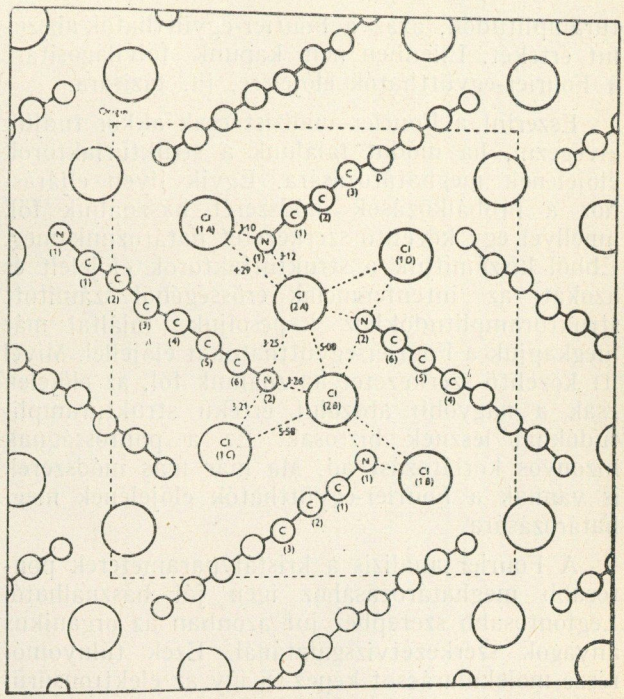
Az atomok helyén az elektronsűrűség maximumot mutat. Ezen az alapon ki lehet jelölni az atomok helyét az elemi testben.

Sokkal egyszerűbb, ha az elektronsűrűségeloszlásnak az elemi test egyik lapjára, ill. metszetére eső vetületét határozzuk meg. E célból azt a metszetet választjuk, amelyben az atomok vetületének legegyszerűbb elrendezését várhatjuk. Pl. a (001) síkra való vetület esetén, ha a kristálynak szimmetria központja van

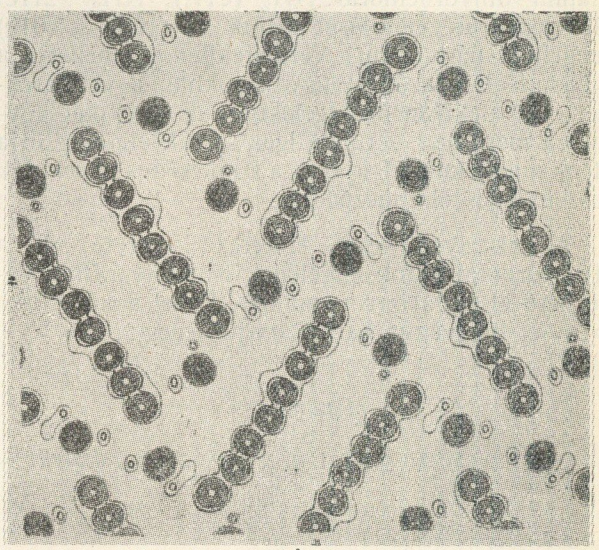
$$\sigma\,(xy) = \frac{1}{A} \sum_{h}^{+\infty} \sum_{k} F\,(hk0) \cdot \cos 2\pi\,(hx + ky) \qquad (11)$$

ahol A a kiválasztott metszet területe. Ilyenkor az (xy) síkot osztjuk be elég sűrű hálózatra és ezen osztáspontokban számítjuk ki az elektronsűrűség vetületét. Ha az egyenlő sűrűségű helyeket folytonos vonallal kötjük össze, akkor az elektron sűrűség eloszlására egy igen áttekinthető képet kaphatunk, amint azt a 10. ábrán láthatjuk. Az atomok középpontjai a maximumok helyén vannak. Ha olyan maximumok körül, amelyeknél atomok nincsenek fedésben, elvégezzük az elektronsűrűség összegezését egészen kis sűrűségű helyekig, akkor a kapott számérték az illető atom elektronjainak számát adja. Ezen az alapon azt is meg tudjuk mutatni, hogy az illető helyen milyen atom van jelen, azonkívül az atomos vagy iónos állapotban van-e. Ehhez természetesen az szükséges, hogy a számításokhoz felhasznált F(hk0) strukturamplitudókat elég nagy pontossággal ismerjük és mindazon interferenciák F értékét felhasználjuk, amelyek intenzitása nem elhanyagolhatóan kicsiny.

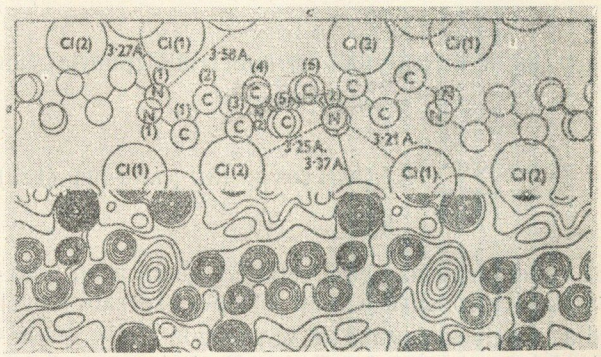
A röntgeninterferenciák erőssége, mint láttuk, arányos F^2-el. Tehát a röntgeninterferenciák erősségének mérése alapján (az abszolut intenzitások mérésére itt nem térünk ki) kiszámíthatjuk a struk-



a



b



c

11. ábra. Hexamethylendiamin dihydrochlorid $NH_2(CH_2)_6NH_2 \cdot 2\,HCl$ elektronsűrűségeloszlása és molekula elrendeződése
a), b) (100) tengellyel párhuzamos vetületben
c) (010) tengellyel párhuzamos vetületben

turamplitudók, azaz a Fourier-együtthatók abszolut értékét. Ellenben nem kapunk fölvilágosítást a Fourier-együtthatók előjelére, ill. fázisára.

Eszerint a Fourier-analizist csak akkor tudjuk elvégezni, ha módot találunk a strukturfaktorok előjelének meghatározására. Egyik ilyen eljáráshoz a próbálkozások módszerét használjuk föl, amellyel egy közelítő szerkezetet határozunk meg. Ebből kiszámítjuk a strukturfaktorok előjeleit és azokat az intenferenciák erősségéből számított strukturamplitudókhoz kapcsoljuk, miáltal már megkapjuk a Fourier-együtthatókat előjellel. Mivel itt közelítő szerkezetet használunk föl, az előjelek csak a nagyobb abszolut értékű strukturamplitudóknál lesznek biztosak. Ez a pontosságnak bizonyos korlátozást ad. Ma már más módszerek is vannak a Fourier-együtthatók előjelének meghatározására.

A Fourier analizis a kristályparaméterek pontosabb meghatározásához igen jól használható. Legfontosabb szerephez jut azonban az organikus anyagok szerkezetvizsgálatánál. Ezek túlnyomórésze molekularácsot képez. S így az elektronsűrűség eloszlás megfelelő vetületben a molekula alakját is megadja. A 11. ábrán a hexamethylendiamin dihydrochlorid $NH_2\ (CH_2)_6\ NH_2 \cdot 2HCl$ elektronsűrűségeloszlását látjuk az (100) és (010) tengellyel párhuzamos vetületekben és mellette a molekulaelrendeződést ugyanazokban a vetületekben. Az elektronsűrűségeloszlásnak ezen két egymásra merőleges vetülete igen szemléletesen állítja elénk a molekula alakját és a szomszédos molekulák viszonylagos elrendeződését.

A kristályszerkezet előzetes ismerete, ill. a strukturamplitudók előjelének ismerete nélkül végezhető el a Patterson-analizis. Ezzel a következő $\varphi\,(uvw)$ függvényt határozhatjuk meg:

$$\varphi\,(uvw) =$$

$$= \frac{1}{V}\int_0^1\!\!\int\!\!\int \varrho\,(xyz)\cdot\varrho'\,(x+u,\ y+v,\ z+w)\,dxdydz =$$

$$= \frac{1}{V^2}\sum_h\sum_k\sum_l F^2\,(hkl)\,e^{2\pi i\,(hu+kv+lw)} \qquad (12)$$

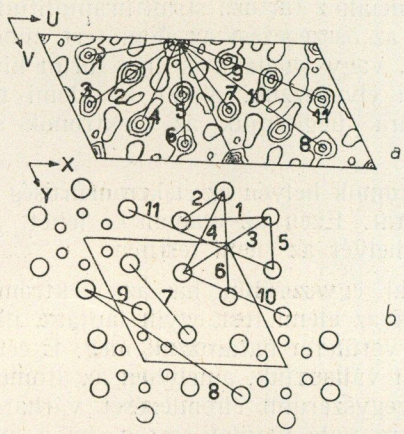
vagy ha a kristálynak szimmetriaközpontja van

$$\varphi\,(uvw) =$$

$$= \frac{2}{V^2}\sum_h\sum_k\sum_l F^2\,(hkl)\cos 2\pi\,(hu+kv+lw) \qquad (12a)$$

Ez a függvény az egész cellatérfogatra azon pontpárok elektronsűrűségének közepes szorzatösszegét adja, amelyek egymástól ugyanazon $\sqrt{u^2+v^2+w^2}$ távolságban vannak. Ez a függvény mindazon esetben maximumot mutat, amikor (uvw) olyan rádiuszvektor végpontjának koordinátáival azonos, amely irány és nagyság szerint az elektronsűrűségeloszlás két maximumának távolságával egyenlő. Ez másképpen kifejezve azt jelenti, hogy a φ(uvw) függvény maximumaihoz tartozó (uvw) számhármasok olyan rádiuszvektorok végpontjait jelölik ki, amelyek irány és nagyság szerint az elemi test két-két atomjának távolságát adják.

Eszerint a Patterson-analizissel atomtávolságokat lehet meghatározni, ha a φ(uvw) függvény maximumainak (uvw) számhármasát meghatározzuk. Ez ugyan csak annyit mond, hogy milyen irányú és nagyságú atomtávolságok vannak az elemi testben, anélkül, hogy azok helyére bármi felvilágosítást is tudna adni, mégis szerkezetmeghatározás szempontjából néha igen jól hasznosítható. A C_6Cl_6 kétdimenziós Patterson diagrammját láthatjuk a 12/*a* ábrán. A maximumok helyét a nivóvonalak sorozata jelöli meg. Az egyes maximumokhoz tartozó és a kezdőpontból kiinduló rádiuszvektorok sorszámmal vannak ellátva. Az ezeknek megfelelő atomtávolságok helyét a szerkezet vetületében a 12/*b* ábrán lehet látni.



12. ábra. *a)* C_6Cl_6 kétdimenziós Patterson elemzésének ábrázolása az (u,v) koordinátarendszerben. A számozott egyenesek a fontosabb maximumok rádiuszvektorait jelölik ki

b) A Patterson-diagrammban kijelölt rudiuszvektoroknak megfelelő atomtávolságok a szerkezet megfelelő vetületében

A szerkezeti kutatások során kiderült, hogy az atomok egy minimális távolságon túl nem közelítik meg egymást. A Fourier-analizisből pedig megállapítható, hogy atomok elektroneloszlása gömbalakú. Ezekből a kísérleti adatokból következik, hogy az atomokat határozott nagyságú gömbökkel helyettesíthetjük. Ezek sugarai a különböző szerkezetek (főként paramétermentes szerkezetek) ismert minimális atomtávolságaiból határozhatók meg. Goldschmidt és munkatársai végeztek atom, ill. iónrádiusz meghatározásokat az AB és AB_2 típusú iónvegyületek atomtávolságaiból és csaknem az összes iónsugarakat meg tudták határozni.

Ezek az iónrádiuszok természetesen nem szigorúan lezárt értékek, hanem változnak, pl. a hőmozgással és a koordinációs számmal (a közvetlen szomszédok száma). Ez utóbbit az iónnak a környező iónok befolyásától is függő polarizálhatósága és az iónsugarak aránya határozza meg. Minél kisebb

a koordinációs szám, annál kisebb az iónsugár és viszont. Tehát ugyanazon ión sugara is változik aszerint, hogy milyen koordinációba kerül.

Az iónsugár ugyanannál az atomnál változik az elektronok számával. A negativ iónok sugara nagyobb, a pozitivaké pedig kisebb, mint a semleges atomoké.

Az atomoknak és iónoknak lezárt sugarú gömbökkel való helyettesítése csak olyan értelemben jogosult, hogy rögzítsük a távolságokat, amelyekben az atomok és iónok egymást megközelíthetik. Ez így is igen nagy segítséget jelent a szerkezeti kutatásoknál. Lehetővé teszi az atomok egymáshoz és a szimmetriaelemekhez való viszonylagos elhelyezését és ezzel geometriailag lehetséges szerkezeti modellek összeállítását.

IRODALOM

Astbury: Fundamentals of Fibre Structure; Oxford University Press 1933.

Barrett: Structure of Metals; Mc Graw-Hill Book Co, London, 1943.

Bijveot-Kolkmeijer-Mc Gillavry: Röntgenanalyse von Krystallen; Springer, Berlin, 1940.

Booth: Fourier Analysis; Cambridge University Press, 1948.

Bouman: Selected Topics in X-Ray Crystallography; North-Holland Publishing Co, Amsterdam, 1951.

W. L. Bragg: The Crystalline State; Vol I. Bell and Sons Ltd, 1933.

Brandenberger: Röntgenographisch Analytische Chemie; Birkhäuser, Basel, 1945.

Brasseur: Les Rayons X et leurs Applications; Desoer, Liège, 1945.

M. I. Buerger: X-Ray Crystallography; John Wiley & Sons, New-York, 1942.

Bunn: Chemical Crystallography; Clarendon Press, Oxford, 1945.

Burgers: Rekristallisation verformter Zustand und Erholung; Akad. Verlags, Becker und Erler, Leipzig, 1941.

Clark: Applied X-Rays; Mc Graw-Hill Book Co., London, 1940.

Compton—Allison: X-Rays in Theory and Experiment; Van Nostrand Co. New-York, 1935. 2. Ed.

I. G. Demjanyikov: Kvantitatív röntgenszínképelemzés különleges spektrográfon. Izvesztija A. N. SSSR. Ser. Fiz. Moszkva 3—4, 239, 1951.

V. V. Dmohovszkij: Az ipari röntgenberendezések racionális felépítésének elvei. Izvesztija A. N. SSSR. Ser. Fiz. Moszkva, 3—4, 265, 1951.

Evans: Crystal Chemistry; Cambridge University Press, 1946.

Ewald: Kristallen und Röntgenstrahlen;

Glocker: Materialprüfung mit Röntgenstrahlen; Springer, Berlin, 1949, 3. Aufl.

Halla—Mark: Röntgenographische Untersuchung von Kristallen; Ambrosius Barth, Leipzig, 1937.

Henry—Lipson—Wooster: The Interpretation of X-Ray Diffraction Photographs; Mc Millen and Co, London, 1951.

Internationale Tabellen zur Bestimmung von Krystallstrukturen Bd I—II; Bornträger, Berlin, 1935.

James: The Crystalline State Vol. II.; Bell and Sons Ltd, London, 1948.

A. I. Katijgorodszkij: A kristályok szerkezetének vizsgálata röntgenanalizissel. Izvesztija: A. N. SSSR. Ser. Fiz. Moszkva, 3—4, 157, 1951.

M. v. Laue: Röntgenstrahlinterferenzen; Akad. Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1948.

Lonsdale: Crystals and X-Rays; Van Nostrand Co. New-York, 1949.

Náray—Szabó: Kristálykémia; Egyetemi nyomda, Budapest, 1944.

Niggli: Grundlagen der Stereochemie; Birkhauser, Basel, 1945.

Niggli: Geometriche Krystallographie des Diskontinuums; Leipzig, 1919.

Pauling: The Nature of the Chemical Bond; Cornell University Press, 1945.

Phillips: An Introduction to Crystallogaphy; Longmans, Green & Co, London, 1946.

Regler: Grundzüge der Röntgenphysik; Urban und Schwarzenberg, Wien, 1937.

Spiegel—Adolf and *Henny:* X-Ray Diffraction Studies in Biology and Medicine; Grune and Stratton, New-York, 1947.

Strukturbericht I—VII; Akad. Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1913—39.

Taylor: An Introduction to X-Ray Metallography; Chapman and Hall Ltd. London, 1945.

Wells: Structural Inorganic Chemistry; Oxford University Press, 2. Ed. 1950.

Wassermann: Texturen metallischer Werkstoffe; Springer, Berlin, 1939.

Wrinch: Fourier Transforms and Structure Factors; American Society for X-Ray and Electrondiffraction, 1946.

Wyckoff: Crystal Structures; Interscience Publishers Inc., New-York, London, 1948.

Zachariasen: Theory of X-Ray Diffraction in Crystals; John Wiley and Sons New-York, Chapman and Hall Ltd, London, 1946.

Könyvszemle

Sz. A. Drobov: **Rádió-adóberendezések**

С. А. Дробов: Радиопередающие устройства. (Военное Издательство Военного Министерства Союза ССР, Москва 1951).

Második, javított és bővített kiadás

A több mint 1000 oldalas mű 18 fejezetben a korszerű adástechnikának részletes és kitűnő tankönyve. Az egyes fejezetekben a következő kérdéseket tárgyalja: rádió-adóberendezések általános kérdései, csöves generátorok elméleti alapjai, független gerjesztésű csőgenerátorok elmélete és méretezése, független gerjesztésű csőgenerátorok kapcsolási rendszerei, frakvenciasokszorozás, az öngerjesztés elmélete, a frekvenciastabilitás elmélete, öngerjesztésű csőgenerátorok kapcsolási módjai, kvarcgenerátor, a moduláció általános elmélete, amplitudómoduláció, frekvenciamoduláció, impulzusmoduláció, hosszú- és rövidhullámú adók, az ultrarövidhullámú generátorok általános sajátságai, méteres hullámok rezgéskeltői, deciméteres hullámok rezgéskeltői, magnetron-generátorok.

A mű — amellett, hogy a rendkívül gazdag szovjet irodalom egész kincsestárából merít — a szerző számos önálló tudományos eredményét tartalmazza. A hatalmas anyag elsajátítását a kidolgozott méretezési mintapéldák egész sora, valamint az egyes fejezetek végén közölt méretezési képletgyüjtemények könnyítik meg. A mű végén számos táblázat található, melyek a méretezés megkönnyítését szolgálják, és egy igen részletes irodalmi felsorolás. Mindezek együttvéve igen emelik a könyv értékét és használhatóságát. E munkát az adástechnikában magukat specializálni kívánó szakembereinknek a legmelegebben ajánljuk.

Ragály Miklós

A közvetlensugárzó dinamikus hangszóró hatásfoka

BARÁT ZOLTÁN
Műszaki Egyetem, Vezetéknélküli Híradástechnika Tanszék, vezetője *Dr. Barta István*

A »dinamikus« elektromechanikai átalakítási elvet hangszóróknál mintegy három évtizede alkalmazzák. Megjelenése után gyorsan kiszorította a többi rendszert, s azóta felépítése lényegileg alig változott. Hogy hatásfoka a tizedszázalékok nagyságrendjéből néhány százalékra emelkedett, az elsősorban az anyagok, különösképpen a mágnesanyagok fejlődésének tulajdonítható. A hangszóró hatásfokáról számos közlemény jelent meg. Az alábbi számítások első részében egy lehetőleg általános érvényű összefüggést vezetünk le a dinamikus hangszórú hatásfokára. Ebből kiindulva összefoglaljuk az ismert legfontosabb méretezési elveket.

A második rész célja az alkatrészméretek helyes arányának meghatározása. Ezzel támpontot kívánunk adni a méretezésnek lehető jó hatásfok elérésére.

A hatásfok kérdése nem választható el az átviteli sávszélességtől, mert minél szélesebb sávban változatlan, s minél jobb hatásfokot kívánunk elérni. Így azonban a kérdés túlzottan bonyolult, s számítással követése csaknem lehetetlen. Ezért általában hatásfokot a «dugattyútartomány«-ban számítanak, s ezt általános érvényűnek fogadják el. A hangszóró dugattyútartománya az a frekvenciasáv, amelyen belül a membrán teljes felülete még gyakorlatilag azonos fázisban mozog. Helyesen méretezett membránnál ez csak egy felső frekvenciahatárt szab meg, mely általában 600—1000 Hz körül van. Mivel a műsor teljesítményének döntő része a 200—800 Hz-es frekvenciatartományra jut [1], valóban a hangszórók »hangosságát« jól jellemzi a dugattyútartományban elért hatásfok, míg az ezeknél mélyebb és magasabb hangok átvitele inkább a hang minőségére jellemző.

Számításaink első részének érvényessége a dugattyútartományra terjed ki és a következőket feltételezi: 1. A felfüggesztés rugalmas visszatérítő ereje lineárisan nő a nyugalmi helyzettől való távolodással. 2. A ható erő arányos az árammal (a mágnestér homogén).

A hajtóponti mechanikai impedancia. A hatásfok számításához határozzuk meg azt a mechanikai impedanciát, amelyre a meghajtó erőnek dolgoznia kell. Ehhez helyezzük gondolatban légüres térbe a hangszórót. Így egyszerű mechanikai lengőrendszerrel van dolgunk, melynek m_m tömege összeadódik a membrán, cséve és pille tömegéből, c rúgóállandója a felfüggesztések rugalmasságából, és r_v veszteségi (mechanikai) ellenállása a belső anyagsúrlódásokból. A mechanihai impedancia az erő és a sebesség viszonya:

$$z_m = r_v + j\left(\omega m_m - \frac{1}{\omega c}\right) \qquad (1)$$

Most hangszórónkat visszahelyezve a légtérbe, a z_m impedancián kívül a légterhelésből eredő z_s impedancia is észlelhető lesz a lengőcsévénél. A z_s végtelen merev hangfalra pontosan számítható és ismeretes, hogy pozitív reaktanciát tartalmaz (pl. [5]):

$$z_s = r_s + j\,\omega\, m_s \qquad (2)$$

Az észlelhető eredő mechanikai impedancia:

$$z = z_m + z_s = r_m + r_c + j\left[\omega\,(m_m + m_s) - \frac{1}{\omega\, c}\right] \qquad (3)$$

Az r_s mechanikai ellenálláson »elvesző« teljesítmény nyilván az elsugárzott hangteljesítmény. Az m_s láthatóan olyan hatású, mintha a membrán tömege megnövekedett volna, ezért sokszor »együttrezgő levegő tömeg«-nek szokták nevezni. (Mivel a (3) egyenletünkben szereplő r_s és m_s akusztikus eredetűek, nem feltétlenül frekvenciafüggetlenek. Ez esetünkben is így van, tehát $r_s = r\,(\omega)$; $m_s = m_s\,(\omega)$, amire még visszatérünk).

Elektromos impedancia, hatásfok. Vizsgáljuk meg, hogy egy elektromechanikus átalakítónál a mechanikai impedancia mekkora Z elektromos impedanciát okoz az elektromos kapcsokon. Ha egy szokásos hangszórónál B indukciójú mágnestérben l hosszúságú vezetőn I áram folyik, a lengőcsévére ható erő:

$$F = BlI \qquad (4)$$

Ha a cséve v sebességgel mozog, akkor a vezetőben

$$U = Blv \qquad (5)$$

feszültség indukálódik. Tehát a mechanikai terhelésből származó elektromos impedancia:

$$Z = \frac{U}{I} = \frac{Blv}{\frac{F}{Bl}} = \frac{(Bl)^2}{\frac{F}{v}} = \frac{(Bl)^2}{z} \qquad (6)$$

Tehát a mechanikai impedancia reciproka Bl áttételű ideális transzformációval elektromos impedanciaként jelentkezik a cséve kapcsain.

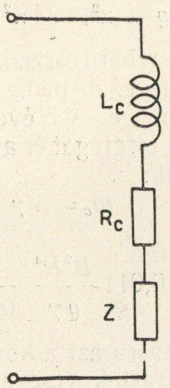
A hangszóró összimpedanciája az R_c csévellenállás, L_c induktivitás és a Z elektromechanikus impedancia összege (1. ábra). A Z helyett célszerűbb annak reciprokával számolni:

$$\frac{1}{Z} = \frac{r_s + r_m + j\left(\omega m_o - \frac{1}{\omega\, c}\right)}{(Bl)^2} \qquad (7)$$

ahol $m_o = m_m + m_s$. Ezen eredő vezetést célszerűen két komponens összegeként kezeljük:

$$G_s = \frac{r_s}{(Bl)^2};\quad Y = \frac{r_m}{(Bl)^2} + j\,\frac{\omega\, m_o - \frac{1}{\omega\, c}}{(Bl)^2} = G_m + j\,B_m \qquad (8)$$

Ilyen módon különválasztottuk a hangszóró elektromos impedanciájából azt az elemet, mely a számunkra hasznos hangteljesítményt szállítja (G_s; 1., 2. ábra).



1. ábra.

A hangszóró teljes impedanciája a 2. ábra szerint:

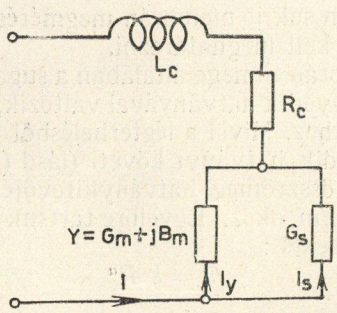
$$Z_t = R_c + j\,\omega\,L_c + \frac{1}{G_s + G_m + j\,B_m} = \frac{1 + R_c(G_s + G_m) + j\,B_m R_c}{G_s + G_m + j\,B_m} + j\omega L_c \qquad (9)$$

Ennek valós része:

$$R_t = \frac{R_c(G_s + G_m)^2 + G_s + G_m + B_m^2 R_c}{(G_s + G_m)^2 + B_m^2} \qquad (10)$$

Továbbá a 2. ábra szerint:

$$\frac{I}{G_s + G_m + j\,B_m} = \frac{I_s}{G_s};\quad |I_s|^2 = \frac{|I|^2 G_s^2}{(G_s + G_m)^2 + B_m^2} \qquad (11)$$



2. ábra.

A hangszóróba beadunk $|I|^2 R_t$ elektromos teljesítményt és ebből hanggá lesz $\frac{|I_s|^2}{G_s}$. A kettő viszonya a hatásfok:

$$\eta = \frac{|I_s|^2}{G_s |I|^2 R_t} = \frac{G_s}{R_c(G_s + G_m)^2 + G_s + G_m + B_m^2 R_c} \qquad (12)$$

$$\eta = \frac{G_s}{R_c\,[(G_s + G_m)^2 + B_m^2] + G_s + G_m} \qquad (13)$$

Ha most bevezetjük a (8) egyenlet jelöléseit és $\omega m_0 - \frac{1}{\omega c} = x$, tehát $B_m = \frac{x}{(Bl)^2}$; akkor:

$$\frac{1}{\eta} = \frac{R_c\,[(r_s + r_v)^2 + x^2]}{(Bl)^2 r_s} + \frac{r_s + r_v}{r_s}. \qquad (14)$$

Mivel $R_c = \varrho\,\frac{l}{A}$; ahol ϱ a fajlagos ellenállás, A a vezető keresztmetszete és V a vezető köbtartalma:

$$\frac{1}{\eta} = \frac{\varrho}{B^2 V}\left[r_s + 2\,r_v + \frac{r_v^2}{r_s} + \frac{x^2}{r_s}\right] + \frac{r_v}{r_s} + 1 \qquad (15)$$

Fenti egyenletünk a hatásfok reciprokát tartalmazza, tehát az esetleges javításkor mindig a tagok legnagyobbikának csökkentésére kell törekedni. A szokásos hangszóróknál a rezonanciafrekvencia feletti tartományban a két utolsó (zárójelen kívüli) tag elhanyagolható és ezzel a közelítéssel egyenletünk szerint *a hangszóró hatásfoka arányos az indukció négyzetével, a mágnestérben lévő vezető térfogatával és a vezető fajlagos ellenállásának reciprokával* [2]. A térfogattal kapcsolatos megállapításunk azonban csak akkor érvényes, *ha a cséve tömege elhanyagolható hányada az összes lengőtömegeknek*, mert egyébként a V változtatása a zárójel utolsó tagjában szereplő x mechanikai reaktanciában is jelentős változást okoz.

A lengőcséve. Mivel $\frac{B^2 V}{2_{\mu o}}$ a légrés vezetővel kitöltött részének mágneses energiája, azt is mondhatjuk, hogy a hatásfok a mágneses energiával, adott mágnesanyag esetén a mágnes súlyával arányos. A súly helyett jó közelítéssel a hangszóró árát is vehetnénk. Így még azt is hozzáfűzhetjük, hogy a teljes légréstérfogatnak csak 0,2—0,3-szerését tudjuk vezetővel kitölteni, érthető gyártási okok miatt. Kisebb mérettűrések jobb mágnestér kihasználást, de esetleg sokkal nehezebb gyártást eredményeznek. A legjobb eredményt szögletes vezetők, esetleg csévetest nélküli alkalmazásával érjük el, de a gyártási nehézségek miatt ezeket alig alkalmazzák [1].

A hangszórócsévéket a torzítások elkerülése céljából a mágnessaru vastagságánál vagy hosszabbra, vagy rövidebbre készítik. Előbbi esetben a cséve olyan mértékben hosszabb a légrésnél, hogy a legnagyobb várható membránkitérésnél is a nagy indukciójú mágnesteret teljes hosszában kihasználjuk. Viszont mindig van a csévének olyan része, mely a mágnestéren kívül marad, s ez egyszerű előtétellenállásként rontja a hatásfokot. A másik megoldás olyan rövid csévét alkalmaz, mely a legnagyobb kitéréseknél is teljes egészében bent marad a homogénnek tekinthető mágnestérben. Ez viszont mágnesteret hagy kihasználatlanul és így hatásfok szempontjából ez sem tekinthető a legjobb megoldásnak. Az optimum a kettő között, tehát ott található, ahol a csévehossz kb. azonos a mágnestér hosszával, ami viszont a torzítást tekintve a legrosszabb eredményt adja. Bármelyik módszernél tehát a két követelmény pontos ellentéte egymásnak. Könnyen belátható, hogy a

mágnestér hosszát a várható amplitudóhoz képest nagyobbnak választva, a hasznos és kihasználatlan tér- (vagy vezető-) részek viszonya javul, így a torzítás csökken, vagy ugyanolyan torzítást megengedve a hatásfok növelhető.

Megjegyezzük, hogy a rövidcsévés megoldásnál a cséve céljaira csak annyi lengőtömeget építünk be, amennyit tökéletesen ki is használunk (valamint a cséveinduktivitás is viszonylag kicsi), tehát feltétlenül ezt kell alkalmaznunk a különleges, magashangsugárzó hangszóróknál.

r_v, r_s, m_s. A (15) egyenletből leolvasható a hatásfoknak a frekvenciától való függése is. Az r_v veszteségi mechanikai ellenállás legtöbb esetben konstansnak tekinthető és értéke a szokásos méretű hangszórókat tekintve 0,1—0,8 $\frac{Ns}{m}\left(100—800\frac{\text{dyn.s}}{\text{cm}}\right)$ nél általában nem nagyobb. Hatása csak a rezonancia környékén ($x \cong 0$) érvényesül, egy-két oktávval felette elhanyagolható. Ebben a tartományban a hatásfokot a zárójelbeni tagok közül az $\frac{x^2}{r_s}$ szabja meg. Az r_s pontos matematikai kifejezése [3] helyett a következő igen jó közelítést [4] használhatjuk (R a membrán sugara):

$$r_s = 0{,}44\, R^4 f^2 * \tag{16}$$

ha csak olyan frekvenciákra kívánjuk alkalmazni, melyeknél a levegőbeni hanghullámhossz nagyobb a membrán kerületénél. Azonnal látható, hogy jóval a rezonanciafrekvencia felett, ahol a reaktancia már csaknem tiszta tömeggátlás: $x \cong \omega m_o$, az $\frac{x^2}{r_s}$ tag és ezzel a hatásfok is, gyakorlatilag független a frekvenciától. Hasonlóan látható az is, hogy a lengőtömegek csökkentésével a hatásfok közel négyzetesen javult. Ez nem vonatkoztatható közvetlenül a membrán tömegére is, mert hozzáadandó még a cséve és főleg a légterhelésből eredő tömeggátlás, mely utóbbi a fentebb említett határfrekvenciáig

$$m_s = 6{,}3\, R^3 \tag{17}$$

értékkel az össztömegnek jelentős hányadát adja.

A fenti következtetések talán szemléletesebbek, ha a 2. ábrát részleteiben is megrajzoljuk (3. ábra). Az alkatrészek jelei mellé a szokásos értékjelölések (L, R, C) szerinti mennyiségeket írtuk. A hasznos teljesítmény a frekvenciával négyzetesen csökkenő $\frac{(Bl)^2}{r_s}$ »ohmos« ellenálláson jelentkezik. A reaktanciák antirezonáns frekvenciája környékén a $\frac{(Bl)^2}{r_v}$ mechanikai veszteség, más frekvenciákon a reaktanciák igen hatásos mellékzárat jelentenek, tehát a befektetett teljesítmény nagy része az R_c cséveellenállásra jut. Ugyancsak belátható, hogy legjobb hatásfok a rezonanciafrekvencia környékén van.

Az optimális méretek. Ha kiragadjuk a fentemlített, közel konstans hatásfokú tartományt (mely kb. egybeesik a műsorteljesítmény döntő részét vivő frekvenciákkal), akkor a (15) egyenlet alapján

$$\eta \cong \frac{B^2 V}{\varrho}\,\frac{r_s}{x^2} = \frac{B^2 V}{4\pi^2 \varrho}\,\frac{0{,}44 R^4}{m_o^2} \tag{18}$$

Az m_o két részből tehető össze $m_o = m_c + m$, ahol m_c a lengőcséve tömege, m pedig a membrán, légterhelés, stb. össztömege. A cséve tömege kifejezhető még a V hasznos térfogat és a vezetőanyag sűrűségének szorzatával:

$$m_c = V\gamma \tag{19}$$

és ezekkel:

$$\eta \cong 0{,}011\,\frac{B^2 R^4}{\varrho\gamma}\,\frac{m_c}{(m_c + m)^2} \tag{20}$$

Ebből első pillantásra azt a következtetést vonhatjuk le, hogy a hatásfok a cséveanyag $\varrho\gamma$ állandójának csökkentésével arányosan növekszik, és hogy a tömegeket úgy kell megválasztanunk, hogy a jobb oldal utolsó törtjének maximuma legyen. Ez a maximum $m_c = m$-nél van [3]. Mivel a törtnek csak m_c függvényében van maximuma, az $m_c = m$ választás akkor adja a legjobb hatásfokot, ha adott méretű és tömegű membránhoz kívánunk csévét készíteni.

A gyakorlatban azonban inkább úgy adódik a kérdés, hogy adva van a mágnestér köbtartalma (és ezzel közelítőleg a hangszóró ára) és ehhez kell optimális méretű membránt választani és esetleg megvizsgálni, hogy nem vörösréz cséveanyag alkalmazásától, milyen eredményeket várhatunk.

A (20) egyenletünkben a membrán tömege és mérete is szerepel és a kettő nyilván nem független egymástól. Általában olyan könnyű membrán készítésére törekszenek, mely még nem eredményez alharmonikusképzést és keresztmodulációs torzításokat. Az alkalmasságot kísérletekkel döntik el, tehát a membrán tömege és mérete közötti összefüggést is célszerűen sok jó membrán megmérésével tapasztalati úton kell meghatározni.

A membrán tömege általában a sugár harmadik, illetőleg negyedik hatványával változik, de közelebb a harmadikhoz. Mivel a légterhelésből eredő tömeg is a harmadik hatványt követi (lásd (17) egyenletet), ez az össztömeg hatványkitevőjében jelentős változást nem okoz. Egyelőre tartsuk meg az általános jelöléseket:

$$m = k\, R^\alpha \tag{21}$$

Ezt a (20) egyenletünkbe helyettesítve:

$$\eta \cong 0{.}011\,\frac{B^2 m_c}{\varrho\gamma}\,\frac{R^4}{(m_c + kR^\alpha)^2} \tag{22}$$

Ennek R változó szerinti helyi szélsőértéke ott van, ahol

$$\frac{d}{dR}\,\frac{R^4}{(m_c + kR^\alpha)^2} = 0 \tag{23}$$

Ebből a szélsőérték helyére

$$(R_{o\,1,2}^\alpha) = m_c \frac{\alpha \pm \alpha - 4}{2k(2-\alpha)} \tag{24}$$

egyenlőség adódik.

* Az egyenletek az MKS rendszer egységeiben értendők.

Mivel $\alpha > 2$ és csak pozitív valós R_o értékekkel kívánunk foglalkozni,

$$R_o = \sqrt[a]{\frac{2\,m_c}{k(\alpha-2)}} \qquad (25)$$

méret adódik a membrán optimális sugarára Könnyen meggyőződhetünk róla, hogy ezen egyetlen szélsőérték a (22) egyenletünknek maximumhelye. Mielőtt eredményünket részletesebben vizsgálnánk, helyettesítsük be azt a (22) egyenletbe. Így megkapjuk a maximális hatásfokot, mely a (22) egyenlet közelítésének megfelelő érvényű:

$$\eta < 0{,}011\,\frac{B^2 m_c}{\varrho\,\gamma}\,\frac{\left(\frac{m_c}{k}\,\frac{2}{\alpha-2}\right)^{\frac{4}{\alpha}}}{m_c^2\left(1+\frac{2}{\alpha-2}\right)^2} =$$

$$= \frac{0{,}011\,B^2}{\varrho}\,\frac{\left(\frac{V\gamma}{k}\,\frac{2}{2-\alpha}\right)^{\frac{4}{\alpha}}}{V\gamma^2\left(1+\frac{2}{\alpha-2}\right)^2} \qquad (26)$$

Ha a (25) egyenletünkben az $\alpha = 3$ érvényességét fogadjuk el, akkor

$$R_o = \sqrt[3]{\frac{2\,m_c}{k}}\,; \qquad m = k\,R_o^3 = 2\,m_c \qquad (27)$$

vagyis, hogy *adott mágnestér esetén legjobb hatásfokot olyan membrán ad, melynek tömege a (légterheléssel együtt) a cséve tömegének kétszerese.* Fentebbi feltételeink mellett az $m = m_c$ csak $\alpha = 4$ esetén adna optimális hatásfokot.

A hatásfok felső határa (26) egyenlet szerint:

$$\eta_{\alpha=3} < \frac{3{,}1\cdot 10^{-3}}{k^{4/3}}\,\frac{B^2\sqrt[3]{V}}{\gamma^{2/3}} \qquad (28)$$

És $\alpha = 4$ esetén:

$$\eta_{\alpha=4} < \frac{2{,}75\cdot 10^{-3}}{k}\,\frac{B^2}{\varrho\,\gamma} \qquad (29)$$

Két utóbbi egyenletünk szerint a *maximális hatásfokra tervezett* hangszóróban, ha vörösréz helyett alumínium vezetőt alkalmazunk, a hatásfok 1,3-szeresére ($\alpha = 3$), vagy $\alpha = 4$ esetén is legfeljebb kétszeresére javulna. Itt kiegészíthetjük a (15) egyenlethez fűzött megjegyzésinket azzal, hogy a *fenti szempontok szerint méretezett* hangszóró hatásfoka a hasznos mágnestér térfogatának csupán $\frac{1}{3}$-ik hatványával nő. Az $\alpha = 4$ esetében a hatásfok függetlenné válik a hangszóró méreteitől.

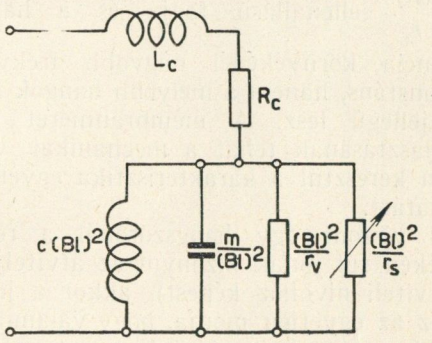
A (28) és (29) egyenleteinkből az elhanyagolások miatt sokkal jobb hatásfokok adódnak ki a gyakorlatban tapasztalt értékeknél és így a (15) egyenletünkből elhagyott utolsó tag (+1) is jelentősebb szerephez jut. Ezt figyelembe véve a (28) egyenletünk új alakja:

$$\eta_{\alpha=3} < \frac{1}{\frac{k^{4/3}\gamma^{2/3}\varrho}{3{,}1.10^{-3}\,B^2\sqrt[3]{V}} + 1} \qquad (30)$$

Az eredményben ez már jelentős változást okoz' ugyanis egységnyi B (10 000 Gs), és 1 g-os alumínium lengőcséve, valamint tömeg nélküli membrán ($k = k_o = 6{,}3$ 1. (17) egyenlet) esetére a (28) egyenlet $\eta_{\alpha=3} < 0{,}33$-at, a (30) egyenlet $\eta_{\alpha=3} < 0{,}25$-öt eredményez. Ebből még az is következik, hogy valamennyi változó módosítása a valóságban mindig kisebb hatású, mint azt a (28) egyenlet alapján várnánk. Az eltérés annál nagyobb, minél jobb hatásfokú hangszóróról van szó.

Példaként vegyünk egy hangszórót, melynek $m_c = 1$ g tömegű vörösréz lengőcsévéjét $B = 1\,\frac{V_s}{m^2}$ indukciójú légrésben helyezzük el. A membrán tömege legalább akkora, mint az együttrezgő légtömeg, tehát $k = 2k_o = 12{,}6$. Ilyen adatok felhasználásával a (30) egyenlet 6,1%-ot eredményez a hatásfok felső határára.

Az r_v jelentősége a méretezésben. Ha megvizsgáljuk a forgalomban lévő legkülönfélébb gyártmányú hangszórókat, és ezek adatait egybevetjük fenti eredményeinkkel, akkor csaknem teljesen egyöntetűen két lényeges eltérést tapasztalunk. Az egyik, hogy a hangszóró hatásfoka általában meg sem közelíti a fenti számítások szerinti maximális értéket; a másik, hogy a membrán nagysága (átmérője és tömege) nagyobb az imént számított optimális méretnél.

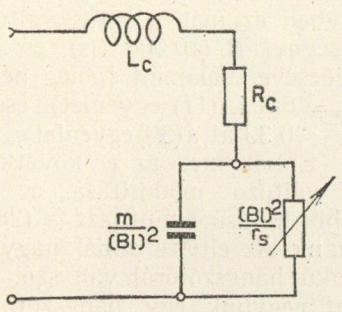


3. ábra.

A kérdést könnyen áttekinthetjük, ha fenti számításaink menetét végig kísérjük a 3. ábra kapcsán. A (15) általános érvényű egyenletünkből kiemeltük a mai hangszóróknál döntő fontosságúnak megjelölt tagot és a (18) egyenletünkben már csak ezzel számoltunk tovább. Ez gyakorlatilag azt jelenti, hogy a 3. ábrából két tagot elhagytunk (4. ábra).

A 4. ábrán a hasznos ellenállás lényegesen nagyobb, mint a vele párhuzamos kapacitás reaktanciája. A két elemre jutó feszültséget tehát az utóbbi szabja meg. Így a hasznos ellenálláson a frekvencia növekedtével lineárisan csökken a feszültség. A hasznos teljesítmény mégis változatlan marad, mert az a frekvencia négyzetével nő (l. (16) egyenlet). Így adódik a hatásfok frekvenciafüggetlennek a (18) egyenletben.

Egy ilyen rendszerben, ha egy (az optimálishoz képest) nagy membrán méretét csökkentjük, akkor a $\frac{Bl^2}{r_s}$ hasznos ellenállás nő (l. (16) egyenlet).



4. ábra.

Hasonlóan nő a kapacitás reaktanciája is. mert a membrán tömege csökken. Így az összteljesítménynek nagyobb része jut a hasznos ellenállásra. (A reaktancia növekedése mérsékeltebb, mint a hasznos ellenállásé, és ezért van szélsőértéke a hatásfoknak.) A hatásfok javítása tehát a fenti esetben a 4. ábrán párhuzamosan kapcsolt két elem impedanciájának növelését is jelenti.

Ekkor azonban mindinkább szerephez jut a 3. ábra $\frac{(Bl)^2}{r_v}$ ellenállású tagja és a hatásfok a rezonancia környékénél nagyobb frekvenciákon sem konstans, hanem a mélyebb hangok felé csökkenő jellegű lesz. A membránméret optimális megválasztásának tehát a mechanikai veszteség, és ezen keresztül a karakterisztika egyenletessége szab határt.

Ha viszont egy hangszórónál a rezonancia környékén túl jónak bizonyul az átvitel (az átlagos átviteli nívóhoz képest), akkor a javításnak nem az az egyetlen módja, hogy valamilyen úton nagyobb veszteséget viszünk a rendszerbe.

E célból rendszerint olyan membrán- és pilleanyagot alkalmaznak, melynél az r_v mechanikai veszteségi ellenállás elegendően nagy [7]. Ez legjobban a rezonanciafrekvencia környékén rontja a hatásfokot. Nagyobb frekvenciákon legnagyobb admittanciája az $\frac{m}{(Bl)^2}$ kapacitásnak van, és mivel $r_s > r_v$, az utóbbi szerepe mindinkább elhanyagolható. Ha azt kívánjuk, hogy a csillapító hatás csak a rezonanciafrekvencia környékére korlátozódjék, más úton kell a veszteségeket növelni. A membrán fedődómját és a pillét likacsosra készítik, és a lyukak méretével és sürüségével elérhető a csillapítás kivánt nagysága és frekvenciafüggése. [6]. A fenti eljárások lényege azonos, és hátrányuk, hogy bármelyiket alkalmazva az átlaghatásfok csökken.

Ha viszont ugyanezen hangszórót kisebb méretű membránnal látjuk el, akkor is romlik a rezonanciakörnyéki hatásfok, de az egyenletes hatásfokú frekvenciaszakaszon javul, tehát a hangszóró átlaghatásfoka jobb lesz.

A kétféle eljárás szemléltethető a 3 ábrán is. Az első esetben az induktivitásból és kapacitásból álló párhuzamos rezgőkör csillapítását azzal fokozzuk, hogy a $\frac{(Bl)^2}{r_v}$ ellenállást csökkentjük (az r_v mechanikai veszteség növelésével). Ezzel a $\frac{(Bl)^2}{r_s}$ hasznos ellenállásra is kisebb teljesítmény jut. Ha viszont kisebb membránt alkalmazunk (változatlan rezonanciafrekvencia mellett), akkor a 3. ábra valamennyi párhuzamosan kapcsolt elemének impedanciája nő, csak a $\frac{(Bl)^2}{r_v}$ ellenállás változatlan. Így a rezgőkört terhelő hatása éppen úgy érvényesül, mint az előbbi esetben. Mivel azonban a Z elektromechanikai összimpedanciája nőtt, a változatlan R_c cséve-ellenállásra az összteljesítmény kisebb része jut, tehát az átlaghatásfok jobb. A sugárzó méretének csökkentése kedvezően befolyásolja az iránykarakterisztikát is, mert így az irányított sugárzás a nagyobb frekvenciák felé tolódik el.

A hatásfokot tehát nem kezelhetjük a hangszóró önálló jellemzőjeként, hanem tekintetbe kell vennünk az egyéb adatokkal (átviteli egyenletesség, irányítás, torzítás stb.) való összefüggését is [5] Így ha egy hangszóró bizonyos tulajdonságán javítani kívánunk, ki tudjuk választani azt az utat, amely egyben a hatásfok szempontjából is a legjobb eredményt adja. Láttuk viszont azt is, hogy a mai anyagainkkal ilyen rendszerű hangszóróknál a hatásfok javításának meglehetősen szűkre szabott határai vannak.

Irodalom:

[1] *V. Salmon:* Efficiency of Direct Radiator Loudspeakers. Audio Eng. 1951. aug.

[2] *V. V. Furdujev:* Elektroakusztika. Moszkva 1948. 183. old.

[ ] *H. F. Olson:* Elements of Acoustical Engineering. 1948. 129. old. 6. 3. ábra.

[4] *V. V. Furdujev:* Elektroakusztika. Moszkva 1948. 109. old.

[5] *H. F. Olson:* Elements of Acoustical Engineering. 1948. 90—92. old.

[6] *G. Buchmann, K. Küpfmüller:* Fortschritte in der Entwicklung elektrodinamischer Lautsprecher. FTZ. 1951. jun.

[7] *H. F. Olson:* Sensitivity, Directivity, and Linearity of Direct Radiator Loudspeakers. Audio Eng. 1950. okt.

Vákuumtechnikai üvegek és azok tulajdonságai

KNAPP OSZKÁR dr

Ha az üveg fogalmi meghatározását, definícióját le akarjuk szögezni, akkor tekintetbe kell azt vennünk, hogy ennek a szónak, kifejezésnek háromféle jelentése van. Az üveg mindennapi, a köztudatba átment értelme az, hogy egyike azon sokféle kereskedelmi árunak, mellyel a köznapi életben találkozunk. Az üvegnek ez az értelmezése széleskörű fogalom. Magába foglalja lakásaink, gyáraink, középületeink ablaküvegét és üvegtégláit, melyek megvédenek bennünket az időjárás viszontagságaitól, anélkül, hogy a világosságot elzárnák. E definíció körébe tartoznak a háztartási üvegek, asztali és befőttes üvegeink, a palackok és díszüvegek. Értjük alatta a kutatók eszközeit, a hőmérőt, az optikai műszerek üvegeit, az izzólámpák üvegalkatrészeit és a rádióadó- és vevőcsövek búráit. Fáradságos lenne annak felsorolása és összegyüjtése, hogy a mai fejlett kulturális élet terén az áruk mennyiféle változatát nevezzük üvegnek.

Az üveg szó egy másik értelmezése annak vegyi sajátosságain alapszik. Eszerint az üveg bizonyos vegyi nyersanyagok keverékének megolvasztása és az azt követő lehülés eredménye. Ez a definíció tisztán gyakorlati; tapasztalati úton választja el az üveges és nemüveges anyagokat, éles határt vonva közöttük, de csak a kémikust, az üvegszakembert érdekli, aki a nyersanyagok számos féleségeiből és azok mennyiségének változtatásával üveget állít elő. Ez az értelmezés azonban nem ad felvilágosítást az üveg rendeltetéséről és felhasználásáról.

Végül van az üvegnek egy harmadik értelmezése, mely szerint az egy fizikai állapot; szervetlen anyagoknak olyan állapota, mely analóg a folyékony állapottal, de attól annyiban tér el, hogy a hígfolyós folyadék lehülés közben fokozatosan oly magasfokú viszkozitási értéket ér el, hogy minden gyakorlati szempontból merevnek, ridegnek tekintendő. Ez a fizikai definíció szerint a felhasználó, de különösen a műszaki ember érdekkörén kívül fekszik az, hogy milyen nyersanyagokból és milyen úton létesült az üveg, milyen oxidokból, szilikátokból, foszfátokból, fluoridokból tevődik össze. A műszaki embert csakis az érdekli, hogy a fizikai állapotú üveg, melyet céljaira igénybe vesz, milyen tulajdonságokkal rendelkezik, kielégíti-e azokat a nagyrészt fizikai, de részben kémiai minőségi és mennyiségi követelményeket, melyeket vele szemben támaszt.

Ilyen értelemben vákuumtechnikai üvegeknek a műszaki üvegeknek azt a féleségét nevezzük, melyek a vákuumtechnikai készítmények gyártása és használata szempontjából a megkívánt tulajdonságokkal rendelkeznek.

A vákuumtechnika rohamosan fejlődő és szerteágazó ipara az üvegek számos féleségét veszi igénybe. Ha a vákuumtechnikai üvegek ismertetését és rendszerezését tűzzük ki feladatul, akkor elsősorban azokat a tulajdonságokat kell ismernünk, amelyekkel azoknak rendelkezniök kell. Ez ismeretek alapján azután rendeltetésük szerint csoportosítjuk azokat, majd a csoportok egyes tagjait ismertetjük és lerögzíthetjük azokat a tulajdonságokat, melyekkel rendelkezniök kell.

A vákuumtechnikai üvegek legjellemzőbb és legáltalánosabb fizikai tulajdonsága a *hőtágulás*. Akár üveget üveggel olvasztunk össze, akár üveget fémmel vagy kerámiával kötünk össze, alapvető követelmény, hogy az üveg hőtágulását helyesen válasszuk meg és annak mértékét szigorúan ellenőrizzük. Csakis ennek a feltételnek szigorú betartása mellett kerülhetjük el az uralkodó feszültségek okozta repedéseket és töréseket.

Miként kevés kivétellel minden anyag, az üveg is felmelegítve kitágul, lehűlve vagy lehűtve pedig összehúzódik. A hőtágulás mértékét a hőtágulási együttható adja meg, melyet a hőfokegységre számított egységnyi hosszváltozással jellemezünk. Ha t_1 hőfoknál l_1 hosszúságú pálca t_2 hőfokra hevítve l_2 hosszúra nő, akkor t_1 és t_2 hőfokok között a közepes lineáris hőtágulási együttható

$$\alpha = \frac{l_2 - l_1}{l_1} \cdot \frac{1}{t_1 - t_2} = \frac{1}{l_1} \cdot \frac{\Delta l}{\Delta t}$$

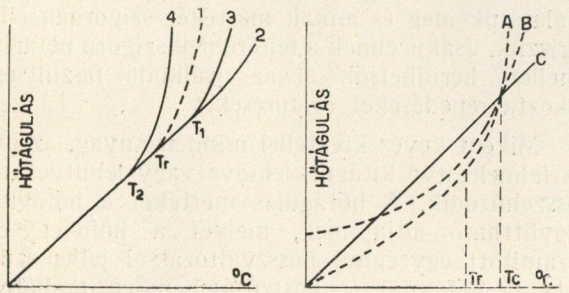
A valóságban az üveg nem a tér egy, hanem mindhárom irányában terjed a hő hatására, a térfogatos hőtágulásra ezért a közepes lineáris hőtágulási együttható háromszorosa jellemző. A hőtágulási együttható értékét 10^{-7} értékben adjuk meg.

Az üvegek hőtágulási együtthatójának értéke különböző hőfokhatárok között változik és e változás a különböző összetételű üvegeknél nem azonos. Ezért nem elegendő, ha az együttható értékét átlagosan határozzuk meg, hanem szükséges, és a vákuumtechnikai üvegeknél elengedhetetlen, hogy a hőtágulás és a hőfok összefüggését emelkedő hőfokkal határozzuk és ismerjük meg. A különböző összetételű üvegek viselkedése a hőtágulás szempontjából annyiban azonos, hogy bizonyos hőfokig, általában 400—600 C°-ig a hőtágulás-hőfok görbe arányosan nő. Magasabb hőfokon elérünk egy kritikus hőfokhoz, melyen felül a hőtágulás tetemes mértékben növekszik. Azt a hőfokot, melynél ez a hirtelen változás fellép, transzformációs pontnak nevezzük. Adott összetételű üvegnél ez a pont nem állandó, hanem az üveg előzetes hőkezelésétől, úgynevezett termikus múltjától és a felhevítés vagy lehülés időbeli lefolyásától függ. Ezt a jelenséget azzal magyarázzuk, hogy a lehülő üvegnek nincs alkalma a mindenkori hőfoknak megfelelő egyensúlyi állapotot felvenni, hanem az alacsonyabb hőfokokon a magasabb hőfokoknak megfelelő egyensúlyi állapotok befagynak. Ezek a befagyott, magasabb hőfokokhoz tartozó egyensúlyi állapotok

10^{13} és 10^{14} g/cm sec viszkozitási határok között kiegyenlítődnek és a transzformációs pontban fellépő hirtelen változást idézik elő. Ezzel a jelenséggel magyarázható az is, hogy azonos összetételű üveg hőtágulása gyorsan hűtött, tehát befagyasztott, ledermesztett állapotban nagyobb, mint lassan lehűtött állapotban.

Ha két üveget tartósan akarunk összeolvasztani, azok összehúzódása a transzformációs pont alatt és szobahőfok között közel azonos legyen, mert csak íly feltétel mellett áll elő feszültségmentes kötés.

Üveg és fém tartós kötésének már szigorúbb és bonyolultabb feltételei vannak. Az üveg és a fém hőtágulási görbéinek nemcsak közel azonosnak



a. 1. ábra. *b.*

kell lenniök, hanem tekintettel kell lenni a fém viselkedésére is. Ha a fém hőtágulás-hőfok görbéje egyenes vagy közel egyenes, tehát irányváltozást nem mutat, akkor bármilyen azonos, illetve közel azonos hőtágulású üveggel tartósan köthető. Ezt az esetet mutatja 1/*a* ábránkon az 1. és 2. görbe, melyek közül az előbbi az üveg, az utóbbi a fém görbéje. Ha azonban a fém görbéje törést mutat, akkor annak tartós kötése az azonos hőtágulási üveggel attól függ, hogy a fém törése az üveg transzformációs pontja alatt vagy felett van. Ha ez a törőspont, T_1, mint azt az ábrán a 3. görbe jelzi, az üveg transzformációs pontja felett van, a kötés tartós, mert a hőtágulási különbségek, a szilárd fém és a még folyékony, képlékeny állapotú üveg között nem okozhatnak feszültségi állapotot. Ha azonban olyan beforrasztó fémet kötünk üveghez, amelynek töréspontja, T_2, alacsonyabb hőfokon van, mint az üveg transzformációs pontja, tartós kötést még abban az esetben sem kaphatunk, ha a fém és az üveg hőtágulása a T_2 fémtörési pont alatt azonos. Az 1. üveg *Tr* transzformációs pontja és a fém T_2 pontja közötti hőfoktartományban ugyanis feszültségek lépnek fel, melyek, miután a már szilárd, rideg üvegben nem tudnak kiegyenlítődni, törést okoznak.

Üveg és kerámia kötésének fontos feltétele az, hogy az üveg transzformációs pontja alacsonyabb legyen, mint az a hőfok, melyre a kötés céljából az üveget és kerámiát felhevítjük. Az *A* üveg és *C* kerámia hőtágulási görbéit az 1/*b* ábra vázolja, Az ábrán *Tr* az üveg transzformációs pontja. *Tc* pedig a kötési hőfok. Tekintettel kell lenni a kötés utáni hűtésre is. Ha gyors a lehülés, akkor a lehült üvegbe egy magasabb hőfok hőtágulási állapota fagy be, lassú lehülésnél pedig egy alacsonyabb hőfoké. A lehülés idejétől, gyorsaságától függően az üveg feszültségi állapota különböző. Ha az üveg és a kerámia hőtágulási együtthatója lehült állapotban azonos, akkor megfelelő hűtés mellett a lehült kötés feszültségmentes, mint azt az ábra *A* üvegének hőtágulási görbéje mutatja. Az üveg és a kerámia hőtágulásának ily módon való kiválasztása azonban a gyakorlatban nem ajánlatos. A kötés után ugyanis a kötött rész az elkészült vákuumtechnikai készítménybe beépítve újabb hűtésre kerül, hogy a gyártás közben keletkezett feszültségeket eltűntessük. Az újra felmelegítésnél azonban a transzformációs pont közelében az üveg és a kerámia hőtágulása nagy különbséget mutat és a lehülésnél fellépő nagy feszültségek a lehülés közben törésre vezethetnek. Célszerűbb tehát a gyakorlatban oly üveget választani a kötésre, melynek hőtágulása kisebb s melyet az ábrán *B* jelez. Ez üveggel lehűlés közben kisebb feszültségek keletkeznek és kisebb a törés lehetősége. Szobahőfokon ugyan hőtágulási különbség lép fel, mely az üvegben nyomási feszültséget, és a kerámiai testben húzási feszültséget okoz, a kerámiai részek azonban egyrészt nagyobb húzási szilárdsággal rendelkeznek, másrészt vastagabb falmérettel képezhetők ki. További követelmény a tartós kötés elérésére az, hogy a hőkezelés 600 és 1000 C° között legyen.

A hőtágulási együttható mérése dilatométerrel történik, melynek többféle jólismert kivitele van. Meghatározható azonban a hőtágulási együttható egyszerű módszerrel is. A mérendő üvegből szűknyakú lombikot készítünk és azt színültig higannyal megtöltve lemérjük, hőfokát pedig megállapítjuk. Ezután bizonyos hőfokig felmelegítjük a lombikot, miközben a higany kitágul és kifolyik a lombikból. Lehűtve ismét a lombikot az eredeti hőfokra, azt ismét lemérjük. A két mérés különbségéből a térfogatos hőtágulási együttható a két hőfok között kiszámítható.

Habár a hőtágulási görbe irányváltozási pontja megszabja a transzformációs pontot, ez utóbbit pontosabban elektromos módszerrel lehet meghatározni. Az elektromos vezetőképesség és hőfok görbéjének töréspontját előnyösen használhatjuk fel erre a célra.

A transzformációs területet, az irányváltozás alsó és felső határát, meghatározhatjuk optikai úton is, megfigyelve azt a hőfokot, melynél a feszültségek fűthető polarizációs mikroszkópon megfigyelve adott idő alatt eltünnek. Ha a feszültségek eltűnésének ideje 15 óra, akkor a megfigyelt megállapított hőfokot fesztelenedési vagy alsó hűtési pontnak nevezzük. Ha pedig a feszültség 15 perc alatt oldódik fel, akkor a megfelelő hőfok a hűtési vagy felső hűtési pont. A két pont közötti hőfokkülönbség a hűtési zóna.

A vákuumtechnikai üvegek másik lényeges tulajdonsága a *viszkozitás* és annak a hőfokfüggvénye. A viszkozitás-hőfok görbe szabja meg a megmunkálhatóság mértékét. Miután a viszkozitás

a hőfok emelkedésével igen rohamosan nő, annak értékét logaritmikus értékekben adjuk meg.

Az üveg gyártása és utólagos hőkezelése szempontjából a viszkozitás igen fontos tulajdonság. A viszkozitás-hőfok összefüggése szabja meg, hogy mikép lehet az üveget formálni. Általában az az üveg a legkedvezőbb, melynek viszkozitása két adott hőfok között igen hosszú idő alatt változik azonos mértékben. Az üveg megmunkálhatóságának és hőkezelésének mértékét viszkozitási értékekkel, illetve az azokhoz tartozó hőfokokkal jellemezzük.

A különféle üvegek viszkozitás-hőfok görbéjének meghatározása körülményes és nehéz feladat a magas hőfokok és az üvegolvadék korroziv természete miatt. A meghatározás viszkoziméter-készülékkel történik, melynek mérési elve az, hogy olvadt üvegben ismert hőmérsékleten platinahenger torziós mozgást végez. A mozgást előidéző erő, melyet megmérünk, arányos a viszkozitással. Viszkoziméterrel a viszkozitást 10^8 poise alatt lehet meghatározni. Ez az érték felett a viszkozitás meghatározása üvegszál deformációjának megfigyelése alapján történik.

A viszkozitás értéke nemcsak a hőfok függvénye, hanem azt a hőfokváltozás ideje is nagy mértékben befolyásolja. Az olvadékból kihúzott, friss üvegszál viszkozitása nem azonos az ugyanabból kihúzott, de hosszú időn át jól lehűtött szálával. Az üveg összetételétől függően a hirtelen és lassan hűtött üveg viszkozitása között tízszeres különbség is lehet. Ennek oka az, hogy a hirtelen lehűtött üvegnek nincs alkalma a mindenkori hőfoknak megfelelő egyensúlyi helyzetet felvenni és abba a magasabb hőfokú üveg egyensúlyi helyzete és tulajdonságai fagynak be.

A teljes viszkozitás-hőfok görbe meghatározása és ismerete helyett a gyakorlatban bizonyos kiválasztott pontokkal, illetve az azokhoz tartozó hőfokokkal jellemezzük a különféle üvegeket. Ily pontok a következők:

1. A transzformációs pont, melyet már jellemeztünk, és amelynél minden üveg viszkozitása 2×10^{13} poise. E pont meghatározása, mint már említettük, az elektromos vezetés mérése alapján történik. A hőfok emelésével hirtelen elektromos vezetés növekedés lép fel. A vezetés-hőfok görbe törési pontja adja meg a transzformációs pontot, illetve az annak megfelelő hőmérsékletet.

2. A lágyulási pont az a hőfok, melynél 229 mm hosszúságú, 0,65 mm átmérőjű üvegszál 1 perc alatt 1 mm-rel nyúlik meg. E hőfoknál a viszkozitás értéke $10^{7,6}$ poise.

3. A folyáspont az a hőfok, melynél az üveg viszkozitása 10^5 poise. Meghatározása céljából egy 0,65 mm átmérőjű üvegszál kis részét elektromosan fűtött tekercs terében felizzítjuk és megmérjük azt az időt, mely alatt az üvegszál meghatározott hosszal megnyúlik. A szálat súllyal kell megterhelni, hogy az a meglágyult üveg felületi feszültségét ellensúlyozza.

A transzformációs, lágyulási és folyási pontok segítségével a viszkozitási görbét meg lehet rajzolni.

Egy másik jellemző tulajdonság a *hőszilárdság*, melyet az a hőfokkülönbség jellemez, amelyet az üveg hirtelen lehűtésénél törés nélkül elbír. A hőszilárdság nemcsak az üveg összetételétől függ, hanem az üvegtárgy alakjától és falvastagságától is. Meghatározása olykép történik, hogy üvegpálcákat felhevített kemencéből hideg vízbe ejtünk. A hőfokot állandóan emeljük és az el nem törött pálcákat visszahelyezzük a kemencébe. Ha minden pálca eltörött, a kemencehőfok és a víz hőfokának különbségét megállapítjuk.

A vákuumtechnikai üvegek fontos jellemzője az *elektromos vezetés*. A szobahőfokú üveg igen jó elektromos szigetelő, a hőfok emelkedésével azonban az üveg mindinkább vezeti az áramot a Rasch—Hinrichsen törvény szerint, melyet a következő képlet fejez ki:

$$\log W = \frac{A}{T} + B$$

amely képletben A és B állandók és T az abszolút hőmérséklet. Miután a különböző összetételű üvegek vezetés-hőfok görbéinek alakja azonos, kiválaszthatunk egy tetszőleges vezetőképesség értéket, amelyhez tartozó hőfok a vezetés jellemzője. Erre a

$$W = 100 \times 10^{10} \text{ ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$$

értéket fogadták el és a hozzátartozó hőfokot $T_{k\,100}$-nak nevezik. Meghatározása olykép történik, hogy adott méretű üveghenger két lapját ezüstözzük, azokat két fémelektróda közé helyezzük és emelkedő hőfokon ismert egyenfeszültség mellett az átfolyó áramot mérjük. A vezetés-hőfok görbe felvétele után a 100×10^{10} ohm^{-1}cm^{-1} vezetőképességnek megfelelő hőfokot megállapítják.

Mint minden üveg, úgy a vakuumtechnikai üvegek is *gázokat* adnak le légritkított térben. E gázokat szobahőfokon az üveg felületén elhelyezkedő vékony vízréteg nyeli el. Az elnyelt gázokat csak az üvegfal hevítésével és állandó szivattyúzásával lehet eltávolítani. Az eltávozó gázok és a hőfok görbéje két maximumot mutat, az egyik kb. 150, a másik kb. 550 C°-on.

Vákuumtechnikai üvegek lényeges tulajdonsága a *vízoldhatóság*, mely az üveg vegyi ellenállását jellemzi az atmoszféra behatásával szemben. A vízoldhatóság megállapítása oly módon történik, hogy a vizsgálandó üveget dara nagyságúra törjük, a 0,3 mm alatti és a 0,5 mm feletti szemcséket eltávolítjuk, és annyi grammot mérünk le, mint amennyi fajsúlyának négyszerese, azt 100 cm vízben 100 C°-on 5 óra hosszat forraljuk, majd lehűtve átszűrjük, a szüredék 75 cm³-nyi mennyiségét bepároljuk, lemérjük és a mért súlyt az eredeti 100 cm³-re átszámítjuk. A mért súly milligrammjai így átszámítva adják a vízoldhatósági számot.

Miután megismertük a vákuumtechnikai üvegek fontosabb tulajdonságait, reátérhetünk azok felosztására és ismertetésére.

A vákuumtechnikai üvegeket felhasználásuk szerint négy csoportba oszthatjuk. E csoportok a következők:

A) Buraüvegek, melyek a vákuumtechnikai készítmények ballonját, buráját alkotják és melyeket fémekkel nem kötünk.

B) Fémkötőüvegek, melyek a vákuumtechnikai készítmények állványát, szívócsöveit, tárcsáit alkotják és melyeket elektróda bevezető fémekkel vagy ötvözetekkel kötünk.

C) Kerámiakötőüvegek, melyek kerámiai alkatrészek és üvegek összekötésére alkalmasak.

D) Egyéb különleges üvegek.

Az egyes csoportokba beosztható alcsportokat és az egyes üvegfajtákat az alábbiakban ismertetjük. Megadjuk annak az üveggyárnak nevét is, mely az üvegeket olvasztja és forgalomba hozza. A gyártó üveggyárak rövidített jeleit az 1. táblázat foglalja össze.

1. táblázat

Rövidítés	Üveggyár
T	Egyesült Izzólámpa és Villamossági Vállalat, Újpest.
Sz	Szovjetunió
M	Moosbrunner Glasfabrik, Wien.
O	Glaswerk Osram, Weisswasser, Oberlausitz.
BTH	British Thomson-Houston Ltd, Chesterfield.
GEC	General Electric Co., Shenectady, USA.
J	Glaswerk Jena.
F	Glaswerk Fischer, Ilmenau
Ph	Glashütte Philips, Eindhoven
W	General Electric Company, Wembley (Anglia)
K	Üveggyár, Karcag.

A. Buraüvegek

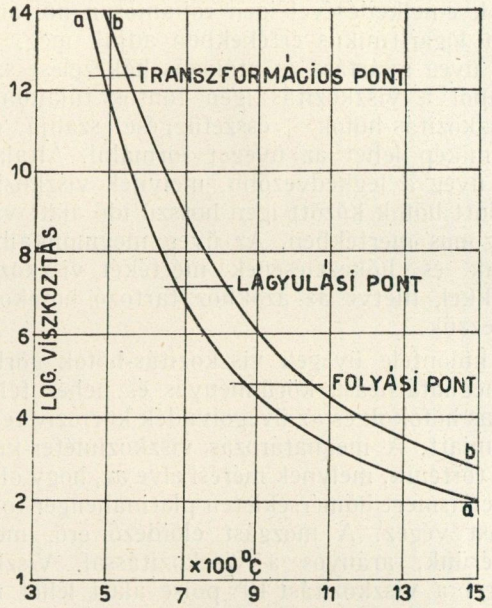
A buraüvegeket a következő csoportosításban és felsorolásban ismertetjük:

1. *Lágy buraüvegek.* Ezekből az üvegekből készülnek az izzólámpák és rádiócsövek burái és a fluoreszcens fénycsövek üvegköpenyei. Legjellemzőbb tulajdonságuk a viszkozitásgörbe, mely megszabja hőkezelésüket és megmunkálhatóságukat. A lágy buraüvegek fajtái különböző jelzésűek az alábbi felsorolás szerint. (2. táblázat.)

2. táblázat

Jelzés	Megnevezés	Gyártja
B	Magnéziaüveg	T
2	Buraüveg	Sz
1,065	Mészmagnéziaüveg	M
105	Magnéziaüveg	O
584/a	Középkemény thüringiai eszközüveg	O
C 19	Mész-szódaüveg	BTH
008	Mészüveg	GEC

A lágy búraüvegek viszkozitási görbéjét a 2. ábrán látjuk.



2. ábra.
a—a lágy üveg, *b—b* kemény üveg

2. *Színes lágy buraüvegek.* A színes burák alapanyaga lágy buraüveg, melynek keverékébe színező oxidokat adagoltak. A burák színezése három célt szolgál: a dekorációs, a napfény és a fényképelőhívó fotolámpák gyártását. Az egyes jelzéseket és megnevezéseket a 3. táblázat adja meg.

3. táblázat

Jelzés	Megnevezés	Gyártja
586	Napfénybura	O
C 19 B	Napfénybura	BTH
583	Napfénybura	GEC
656, 672n	Vörös	O
C 4 R	Vörös	BTH
255, 596	Vörös	GEC
542	Sárga	O
C 19 Y	Sárga	BTH
370	Sárga	GEC
240, 662 b	Kék	O
C 19 Bl	Kék	BTH
538	Kék	GEC
6720	Fotovörös	O
537	Fotokék	GEC
641/e	Zöld	O
432	Zöld	GEC
C 19 G	Zöld	BTH

3. *Lágy tejüvegek.* A tejüvegekből, melyeket opálüveg néven is ismernek, izzólámpák és csőlámpák részére búrák készülnek. Az üvegiparban a tejesítést többféle módon lehet létrehozni, a vákuumtechnikában fluórsókat használnak erre a célra. A tejüvegek különféle jelzéseit és megnevezéseit a 4. táblázatban látjuk.

4. táblázat

Jelzés	Megnevezés	Gyártja
29	Fehéropál	Sz
140	Fehér tömör opál	O
C 6 W	Fehéropál	BTH
630	Opál	GEC
219	Sárga tömör opál	O
221	Narancsopál	O
223	Vörös opál	O

A lágy tejüveg közé tartoznak az átfogott tejüvegek, melyeknek belső rétege lágy buraüveg s azon vékony tejüveg réteg van. Csőlámpaburák kettős átfogással is készülnek, melyeknél a lágy buraüveget kívül és belül lágy tejüvegréteg fogja át.

4. *Különleges lágy buraüvegek.* Ebbe a csoportba tartoznak azok a buraüvegek, melyekre különleges követelményeket írunk elő, mint ultra- vagy infraátbocsátás, röntgensugár elnyelés, fémgőzökkel szembeni ellenállás stb. Ezeket az üvegeket az 5. táblázat sorolja fel.

5. táblázat

Jelzés	Megnevezés	Gyártja
55	Ultraátbocsátó üveg	Sz
550	Ultraátbocsátó üveg	O
835/a	Ultarátbocsátó üveg, Hg-gőz ellenálló	O
594	Ultraátbocsátó üveg, kékesszínű	O
982	Ultraátbocsátó üveg, mészüveg	GEC
C 17 BW	Ultraátbocsátó üveg, világoskék	BTH
C 18 BW	Ultraátbocsátó üveg, sötétkék	BTH
640/a	Infraátbocsátó fekete üveg	O
187	Röntgensugár elnyelő üveg	O
689/a	Röntgensugár elnyelő üveg, fekete	O
23	Röntgensugár elnyelő üveg	Sz
009	Röntgensugár elnyelő üveg	GEC
122/p	Higanygőz ellenálló üveg	O
C 21	Higanygőz ellenálló üveg	BTH
C 10	Nátriumgőz ellenálló üveg	BTH
714	Nátriumgőz ellenálló üveg	GEC
3061 III	Nátriumgőz ellenálló üveg	J

A lágy buraüvegek tulajdonságait a 6. táblázat foglalja össze. A tulajdonságok mértékszámait maximum és minimumértékek adják meg. Az alsó és felső hűtési határ ingadozása a transzformációs pont ingadozása közé esik, azért azok értékeit a táblázat nem tartalmazza.

5. *Keményüvegek.* A keményüvegek közé az alkáliszegény vagy alkálimentes üvegek tartoznak. A keményüvegeket nem szabad összetéveszteni az eszközüvegek közé tartozó keményüvegekkel. Míg az eszközövegeket a keménység szempontjából a vízoldhatóság szerint vizsgáljuk és csoportosítjuk,

6. táblázat

Tulajdonság	Minimum	Maximum
Fajsúly	2,47	2,60
Hőtágulás	88	94
Transzformációs pont	460	512° C
Lágyulási pont	680	699° C
Folyási pont	880	900° C
Hőszilárdság	92	100° C
Vízoldhatóság	39	65

addig a vakuumtechnikai keményüvegek jellemzője a magas lágyulási pont. Ügyelnünk kell arra, hogy a középkemény eszközüveget, mint pl. az 584. jelű Osram-üveget vagy a Fischer Prima üveget ne tekintsük a lágyulás szempontjából is középkeménynek, mert azok középkemény elnevezésük dacára is a lágy buraüvegek közé tartoznak.

7. táblázat

Jelzés	Megnevezés	Gyártja
742	Alkálimentes keményüveg	T
40	Keményüveg	Sz
394/b	Termikusan erősen igénybevett üveg	O
C 53	Égetőcső	BTH
774	Pyrex	GEC
172	Égetőcső	GEC

A keményüvegek viszkozitásgörbéjét vázlatosan a 2. ábrán látjuk, a különböző keményburaüvegeket a 7. táblázatban foglaltuk össze.

A keményburaüvegek tulajdonságait a 8. táblázat adja meg.

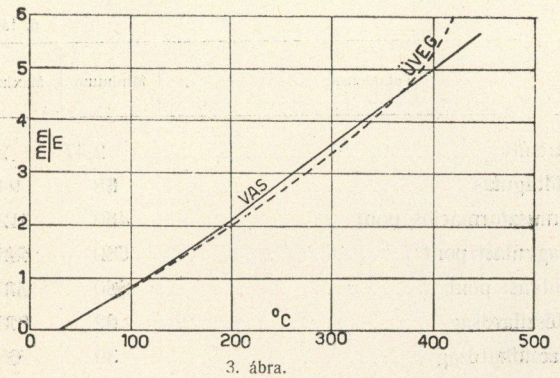
8. táblázat

Tulajdonság	Minimum	Maximum
Fajsúly	2,25	2,62
Hőtágulás	31	34
Trancszformációs pont	535	735° C
Lágyulási pont	750	960° C
Folyási pont	1000	1100° C
Hőszilárdság	170	240° C
Vízlodhatóság	4	8

B. Fémkötőüvegek

A fémkötőuvegeket általában csövek formájában hozzák forgalomba. Elnevezésüket az a fém vagy ötvözet után nyerik, melyekkel tartós kötésre alkalmasak. Alcsoportokra beosztásuk is ez a szempont szerint történik.

1. *Vaskötőüvegek.* Miként nevük is jelzi, ezeket az üvegeket árambevezető vashuzallal kötik. A



3. ábra.

vaskötőüvegek és a színvas hőtágulási görbéit a 3. ábra mutatja. A vaskötőüvegeket a 9. táblázat sorolja fel.

9. táblázat

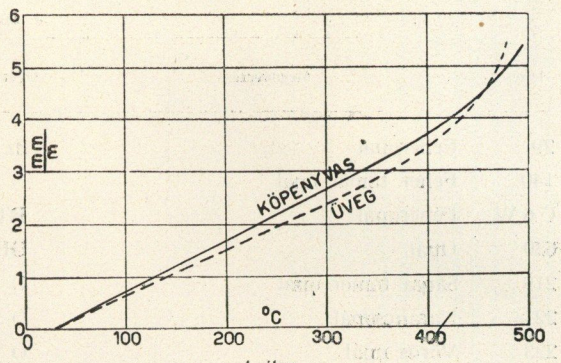
Jelzés	Megnevezés	Gyártja
1238	Vaskötőüveg	F
541	Acélkötőüveg	GEC
8 c	Acélkötőüveg	BTH
G	Vaskötőüveg	M
Ll	Ólommentes üveg	M
—	Alacsony olvadású üveg	Ph

A vaskötőüvegek tulajdonságait a 10. táblázat adja meg. A Philips gyártmányú üveget réz kötésére is lehet használni.

10. táblázat

Tulajdonság	Minimum	Maximum
Fajsúly	3,0	3,3
Hőtágulás	114	138
Transzformációs pont	394°	474° C
Lágyulási pont	425	600° C
Tkloo	120	310 °C

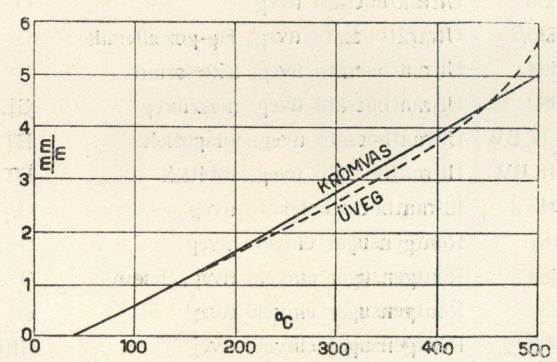
2. *Köpenyvaskötőüvegek.* A leggyakrabban használatos lágy fémkötőüvegeket legtökéletesebben platinahuzallal köthetjük, mert annak hőtágulási görbéje törést nem mutat és az üveg tökéletesen tapad felületére. Az igen költséges nemesfémhuzal helyett eleinte vasnikkelhuzalt használtak, melyet platinafémköpennyel vontak be. A vasnikkelhuzal 48% nikkelt tartalmazott, a köpenyt alkotó platina pedig az összsúly 40%-a, majd, hogy a bevezető huzal még olcsóbb legyen, 13%-a volt. Később a platina helyett réz alkotta a köpenyt, mely 45% nikkeltartalmú vasötvözetet vett körül. Ezt a dumet néven ismeretes bevezetőhuzalt ma kiterjedten használják a vákuumtechnikában. A köpenyvaskötőüvegek hőtágulási görbéjét a 4. ábrán láthatjuk, míg a különféle fajtáit a 11. táblázatban foglaltuk össze.



4. ábra.

11. táblázat

Jelzés	Megnevezés	Gyártja
M 32	Ólomüvegcső	T
ZC 4	Ólomüveg	Sz
123 a	M-üveg	O
352	22% ólomüveg	O
743	Ólommentes üveg	O
L1	Ólomüveg	W
C 12	Csőüveg	BTH
BM	Csőüveg	M
O 12	Ólomüveg	GEC
3079 III.	Ólomüveg	J



5. ábra.

A köpenyvaskötőüvegek tulajdonságait a 12. táblázatban látjuk.

12. táblázat

Tulajdonság	Minimum	Maximum
Fajsúly	3,04	3,11
Hőtágulás	81	92
Transzformációs pont	415	440° C
Lágyulási pont	620	630° C
Folyási pont	880	900° C
Tkloo	270	325° C
Vízoldhatóság	15	20
Hőszilárdság	84	99° C

3. *Krómvaskötőüvegek.* Az árambevezetésre használatos krómvas 20—30% krómot tartalmaz, míg másik alkatrésze vas. A krómvaskötőüvegek hőtágulási görbéjét az 5. ábra mutatja, míg felsorolásukat a 13. táblázat tartalmazza.

13. táblázat

Jelzés	Megnevezés	Gyártja
M 28	Tárcsaüveg	T
816	Krómvasüveg	GEC
125 AJ	Krómvasüveg	GEC
AF 1	Eszközüveg	M

A krómvasüveg tulajdonságait a 14. táblázatban soroljuk fel.

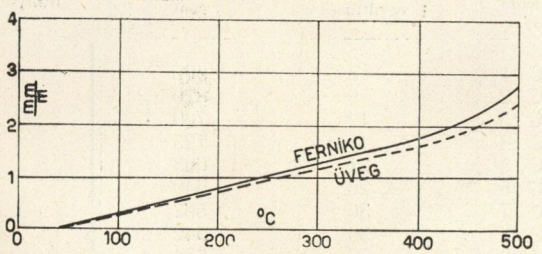
14. táblázat

Tulajdonság	Minimum	Maximum
Fajsúly	3,00	3,10
Hőtágulás	92	100
Transzformációs pont	430	500° C
Lágyuláspont	620	640° C
Tkloo	140	320° C
Vízoldhatóság	10	15

4. *Ferniko kötőüvegek.* A ferniko ötvözet átlagösszetétele a következő:

52—56% vas
26—28% nikkel és
18—20% kobalt.

Az üveg és árambevezetőhuzal hőtágulási görbéjét a 6. ábra, az üvegeket a 15. táblázat adja meg.



6. ábra.

15. táblázat

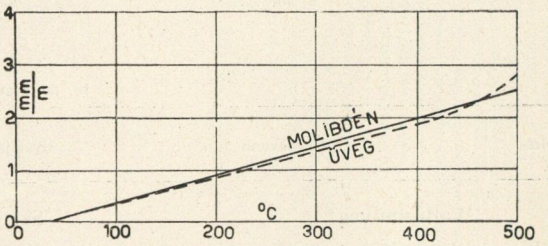
Jelzés	Megnevezés	Gyártja
756	Ferniko üveg	O
C 40	Ferniko üveg	BTH
H 26 X	Ferniko üveg	W
G 28	Ferniko üveg	Ph. K

Ez üvegek tulajdonságai a 16. táblázatban láthatók.

16. táblázat

Tulajdonság	Minimum	Maximum
Fajsúly	2,24	2,30
Hőtágulás	49	58
Transzformációs pont	500	515° C
Tkloo	185	220° C
Hőszilárdság	170	180° C
Vízoldhatóság	50	60

5. *Molibdénkötőüvegek.* A vákuumtechnikában a molibdénkötéseket elektromosan erősen terhelt alkatrészek részére használják. Az üveg és a fém hőtágulási görbéjét a 7. ábrán látjuk, míg az egyes üvegeket a 17. táblázatban tünetetjük fel.



7. ábra.

17. tábláza

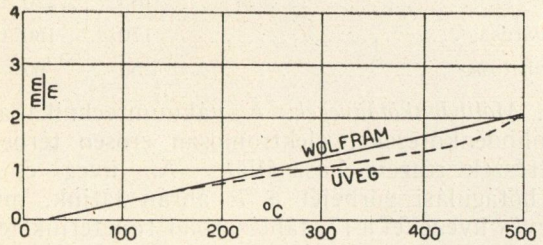
Jelzés	Megnevezés	Gyártja
ZC 5	Molibdénüveg	Sz
424 d	Eszközüveg, rezisztens	O
637	Molibdénüveg	O
G 20	Eszközüveg laboratóriumi célokra	J
1447 III	Molibdénüveg	J
1639 III	Molibdénüveg	J
MMo	Molibdénüveg	M
HH	Molibdénüveg	W
C 11	Molibdénüveg	BTH
705	Molibdénüveg	GEC

A molibdénkötő üvegek használatánál figyelembe kell venni a kötendő fém vastagsági méretét. A 424d és G 20 üvegeket csak abban az esetben szabad használni, ha a molidbénhuzal 1 mm-nél vékonyabb. Az 1447 III üveget 3 mm huzalátmérőig, az 1639 III üveget bármily méretig lehet használni. A molibdénkötő üvegek tulajdonságait a 18. táblázat tünteti fel.

18. táblázat

Tulajdonság	Minimum	Maximum
Fajsúly	2,23	2,39
Hőtágulás	47	52
Transzformációs pont	500	580° C
Lágyulási pont	700	790° C
Tkloo	190	340° C
Hőszilárdság	165	185° C
Vízoldhatóság	6	8

6. *Wolfrámkötő üvegek.* A wolfrámfémet alacsony hőtágulása és elasztikus tulajdonságai miatt elterjedten alkalmazza a vákuumtechnika keményüvegek kötésénél. Az üveg és a fém tágulási görbéit a 8. ábra mutatja, az egyes üvegfajtákat pedig a 19. táblázat foglalja össze.



8. ábra.

19. táblázat

Jelzés	Megnevezés	Gyártja
17	Wolfrámüveg	Sz
362a	Ólomtartalmú wolfrámüveg	O
712b	Ólommentes wolfrámüveg	O
712h	Ólommentes wolfrámüveg, ultraát-bocsátó	O
3891 III.	Duránüveg	J
1646 III.	Wolfrámüveg	J
2950 III.	Supremax	J
C 9	Wolfrámüveg	BTH
W 1	Wolfrámüveg	W
772	Nonex	GEC

A wolfrámkötőüvegek felhasználásánál is tekintettel kell lenni az árambevezető wolframhuzal méretére. A Supremax üveg akkor használható, ha a huzal átmérője 1 mm alatt van. 3. mm átmérőig használható a Duránüveg, vastagabb wolfrám kötésénél pedig a fém és a Duránüveg közé az 1646 III üveget rétegezzük.

A wolfrámkötőüvegek tulajdonságait a 20. táblázatban találjuk.

20. táblázat

Tulajdonság	Minimum	Maximum
Fajsúly	2,27	2,35
Hőtágulás	36	42
Transzformációs pont	522	565° C
Lágyulási pont	750	920° C
Folyáspont	860	1200° C
Tkloo	340	450° C
Hőállóság	190	240° C
Vízoldhatóság	6	8

C. Kerámiakötő üvegek

A kerámiák és üvegek kötése szempontjából a kerámiákat három csoportra osztjuk. Az egyik csoport tartalmazza azon kerámiákat, melyeknek hőtágulása a platináét vagy a köpenyvashuzalét közelíti meg. Ezek a porózus kerámikus anyagok, mint pl. az Ergan. A második csoportba tartozó kerámiák a wolfrámhőtágulást közelítik meg, mint pl. a Calit, Frequenta, Steatit. A harmadik csoportba tartozók pedig a molibdénhez közeli hőtágulással rendelkeznek. A kötendő kerámia szerint ezért köpenyvas-, wolfrám- és molibdénkötőüvegeket használnak, kiválasztva azok közül azt az üveget, mely a kötendő kerámiának legjobban megfelel és legjobban megközelíti azokat a feltételeket, melyeket már ismertettünk.

D. Egyéb különleges üvegek

Ebbe a csoportba osztjuk a közüvegeket, melyek arra a célra szolgálnak, hogy áthidalják azokat a hőtágulási különbségeket, melyekkel különböző üvegek rendelkeznek. E közüvegek segítségével különböző hőtágulási üvegeket is összeolvaszthatunk. Közüveget használunk általában akkor, ha két összeolvasztandó üveg hőtágulási együtthatója között nagyobb a különbség, mint 10%. Függ azonban a hőtágulási különbség mértéke attól is, hogy milyen az összeolvasztandó cső átmérője. Kis átmérőjű csöveknél kevesebb közüveget hsználhatunk, mint nagy átmérőjűeknél. Megfelelő számú közüveggel a szélsőséges hőtágulású lágy üvegeket a kvarcüveggel is össze lehet kötni, bár ily esetben 15 közüvegre van szükség. A közüvegeket a jénai és az Osram üveggyárak gyártják. Jelölésükre betűt és folyószámot vagy római számot használnak. A közüvegek jelöléseit és jellemző tulajdonságait a 21. táblázat foglalja össze.

21. táblázat

Jelzés	Hőtágulási együttható	Transuformációs pont	Gyártja
C 1	8	900	
C 2	9	820	
C 3	12	760	
C 4	15	725	
C 5	21	663	
C 6	26	640	
C 7	30	562	
C 8	35	542	J
C 9	37	534	
C 10	48	558	
C 11	50	514	
C 12	61	551	
C 13	62	562	
C 14	73	555	
C 15	73	548	
C 16	80	505	
I	6	—	
II	7	—	
III	12	—	
IV	17,5	—	
Z 24	24	603	
Z 28	28	559	O
Z 54	54	550	
Z 63	63	550	
Z 70	70	545	
Z 78	78	540	

Említettük, hogy a vákuumtechnikai üvegek felhasználásánál nem a kémiai összetétel, hanem a fizikai és kémiai tulajdonságok játszanak döntő szerepet. Annak illusztrálására, hogy az üvegipar az üvegképző oxidok és egyébb vegyi alkatrészek milyen változataival éri el a különféle tulajdonságokat, a 22. táblázatban összefoglaltuk az ismertetett csoportok egy-egy üvegének összetételét.

A vákuumtechnikai üvegek csoportosítása, az egyesek csoportokba osztott üvegek felsorolása és tulajdonságaik ismertetése nem merítette ki mai összes ismereteinket. Nem terjedt ki továbbá azokra a lehetőségekre, melyek a vákuumtechnika állandó fejlődésének követelményei, és melyek, miután az üvegekkel szemben mindég újabb és szigorúbb követelmények merülnek fel, az eddig ismeretes féleségeket számos új üveggel fogják gyarapítani.

22. táblázat

Üveg	SiO_2	Al_2O_3	CaO—MgO	Na_2O—K_2O	B_2O_3	BaO	ZnO	PbO	P_2O_5	F_2
C 19	72,0	1,0	9,4	17,3	—	—	—	—	—	—
140	63,7	4,2	5,6	13,5	—	—	8,5	—	—	7,3
3061 III	—	25,0	18,0	1,5	22,5	33,0	—	—	—	—
774	80,6	2,0	1,1	4,5	11,9	—	—	—	—	—
8 c	—	15,5	—	14,0	14,0	—	—	23,0	33,5	—
C 12	56,0	1,3	—	12,5	—	—	—	30,0	—	—
C 40	66,0	2,0	—	8,0	24,0	—	—	—	—	—
1447 III	64,3	4,0	—	7,5	12,0	—	12,0	—	—	—
C 9	74,6	1,0	—	5,9	18,0	—	—	—	—	—
C 5	83,6	5,0	—	1,4	8,8	1,2	—	—	—	—

Rádióellenállások gyártása

FÁBIÁN ANNA

Az ellenállások gyártásának eredete az 1914—18-as háborúig nyúlik vissza, amikor katonai célokra triódacsövekkel együtt kezdték őket alkalmazni erősítőkben. Kezdetben huzalellenállásokat használtak erre a célra, ezek azonban nagy frekvenciákon nem voltak megfelelők. Indukciómentes ellenállások kellettek.

Ezek első formája elszenesített, vagy szénnel átitatott fa vagy rostanyag volt, amelyet kivezetésekkel láttak el és bakelizált papírcsövekbe húztak be. Még a rádió előtti időkből való a grafit csík vagy vonal ellenállás is, az ilyeneket szigetelő alapra rajzolták és eleinte szigeteletlenül, később külön csőbe húzva használták, ami nem sokat javított minőségükön.

A rádiózás első éveiben fémoxidokból, fémszulfidokból, karbidokból és hasonló keverékekből készítettek ellenállásokat olymódon, hogy ezeket hengeres tartókba préselték és rájuk préselték a kivezetéseket is. Némely esetben a fémoxidokat összeszinterelték. Hasonlóképen használtak fémport, szenet valamilyen töltőanyaggal pl. bórnitriddel, kénnel vagy talkummal. Mangándioxidpor egyedül vagy szénnel keverve és töltőanyaggal összepréselve szintén kedvelt anyag volt. Készítettek ellenállásokat olymódon is, hogy papírt vagy egyéb rostos anyagokat finoman eloszlatott szénnel impregnáltak olyformán, hogy az oldószerben finoman diszpergált szenet ráülepítettek a hordozótestre, vagy éppen belekalanderezték a papírba. Innen csak egy lépés volt a kötőanyagos szénréteg ellenállás, szigetelő alapon (pl. kerámia vagy üvegtesten) valamilyen lakkal vagy zománccal rögzítve. Hasonló típusokat kaptak, ha a vezető réteget spriccelték a szigetelőre.

A kötőanyagos tömör ellenállások őse a sziliciumkarbidos ellenállás volt, amelyhez még szigetelőanyagot kevertek, hogy ilymódon szabályozzák az ellenállást. Az egész keveréket hengerformába préselték vagy olvasztották. Ennek a típusnak nagyon erős negatív hőmérsékleti együtthatója volt, ami használatát bizonyos speciális esetekre korlátozta, ahol ilyen karakterisztika kívánatos. Ez a típus, több javítás után, ma is használatban van.

A sziliciumkarbid helyett szenet véve, már megvolt a ma is ismert tömör ellenállás.

Eleinte az ellenállásokat külső bevonat, nedvességvédelem nélkül készítették, később az igények

fejlődésével a szigetelés szükségessége egyre inkább felmerült.

A szigetelésnek három fő formája alakult ki:

1. az ellenállást teljesen beleolvasztják vagy préselik egy szigetelő anyagba, általában bakelittípusú műanyagba;

2. kerámia csőbe zárják és kemény lezáróanyaggal légmentesen tömítik a kivezetőknél;

3. üvegtartóba zárják légmentesen.

Mindhárom konstrukció egyformán alkalmas bármely típusú ellenállásra, de az utoljára említettnek használata csak különleges stabilitású és különleges pontosságú ellenállásoknál indokolt.

Tömör ellenállások mai gyártása

Ez a típus jó terhelhetősége és olcsó előállítása miatt tarthat számot érdeklődésre. Lényegében finom eloszlású vezetőszemcsék, leginkább szénféleségek, vagy elektronvezető fémoxidok, szulfidok szigetelő kötőanyaggal összekeverve, olymódon, hogy az egész merev vezetőrúd formájába önthető vagy préselhető legyen. Az ellenállásértéket a vezető és a szigetelő anyag arányával szabályozzák, továbbá azzal, hogy vezetőként különböző fajlagos vezetőképességű anyagot használnak, u. m. grafit, lángkorom, gázkorom, stb. A vezető- és a szigetelő anyag szemcsenagysága is befolyásolja az ellenállásértéket és bizonyos mértékig az is, ha változtatják a préselési nyomást, vagy az utólagos hőkezelést, amelynek az ellenállásrudakat alá szokták vetni, esetleg gyantával vagy viasszal utólagos impregnálást alkalmaznak. A tömör ellenállások kivezetése vagy ráspriccelt rézgyűrű vagy ráprésélt rézlemezke, vagy ráprésélt fémkupak. Az elérhető ellenállásértékek 10 ohm és 10^7 ohm között mozognak, a wattszámot az ellenállás alakja és mérete határozza meg.

Újabban ebből a típusból különlegesen kis formátumok — miniatür példányok iránt mutatkozik érdeklődés.

Tömör ellenállások gyártását általában gazdaságosságuk miatt kívánják bevezetni. Ez a gyártás nagyon kifizetődőnek látszik. Megtakarítható a hordozó kerámia anyag, amely a kész ellenállás árához viszonyítva nem olcsó, megtakarítható a sok különböző munkafázis, viszonylag nagy tömegű nyersanyag előkészíthető egyszerre és majdnem egyetlen, tömegben géppel végezhető munkamenettel a kész ellenállás állítható elő. A nyersanyag előkészítés fő problémája az, hogy olyan anyagokban, amelyek később valamilyen egyszerű módon megszilárdíthatók, teljesen egyenletesen diszpergálják a vezető szemcséket. Ezt úgy próbálják elérni, hogy először az összes felhasználandó anyagok közül a folyékonyakat keverik össze, ezekben finoman eloszlatják a vezető szemcséket, majd a szilárdabb töltőanyagokkal rendkívül intenzív keverés közben eldolgozzák. Ha pl. préselhető bakelitellenállásokat akarnak készíteni, a bakelitgyantát oldják, ebben diszpergálják a szénféleséget, majd utólag keverik hozzá a szokásos töltőanyagokat, amelyeket előzetesen lehetőleg igen finomra őröltek. Az így előkészített anyagból egyszerűen préseléssel elő lehet állítani az ellenállástesteket. Nagyon vonzó változata az előállításnak, hogy a kivezetőket ugyanazon művelettel préseljék bele az ellenállástestbe. Ilyenkor a jobb érintkezés érdekében a kivezetések végét nagyobb felületűre képezik ki, továbbá a felfekvés helyén rendkívül alacsony ohmértékű átmeneti anyagcsomócskát préselnek be. Préseléstechnikai okból azonban nagyon gyakori hogy a kivezetőket nem préselik bele az ellenállástestbe, hanem utólag kívülről préselik ill. nyomják rá. Ilyenkor az érintkezőfelületen célszerű soppolt kontaktréteget vinni az érintkezőkupak alá.

A tömör ellenállástestek az idő folyamán és főként a terhelés következtében még változásokon, nem utolsó sorban zsugorodásokon mennek keresztül. Ezért nehéz az előre bepréselt kivezetőkkel dolgozni, és ezért kell az ellenállástesteket öregbíteni.

Gyártási nehézség a feszültségfüggőség alacsonyan tartása is. Legtöbb nehézséget azonban a szórás okozza. A szórás ugyanis alig tartható 2—3 nagyságrenden belül, az utólagos korrekció pedig sokkal alatta marad a rétegellenállásokon köszörüléssel elérhető eredménynek. Ezért olyan piaclehetőségeknél, amelyeknél bizonyos favorizált értékek iránt mutatkozik érdeklődés és aránylag szűkek a kívánt tűréshatárok, ott a különben olcsón előállítható tömör ellenállások gyártása mégsem fizetődik ki.

Kötőanyagos rétegellenállások

Ezeknél nem az egész ellenállástest áll azonos anyagból vagy anyagkeverékből, hanem csak erősen redukált keresztmetszetben szerepel valamilyen szigetelőn, kerámián vagy üvegcsövön. A felhasznált vezetőanyag általában szén, a szigetelőanyag lakkféleség. A szénféleség finom eloszlású grafit, lángkorom vagy gázkorom. Előnyösen használhatók a folyékony közegben diszpergált grafitféleségek, amelyek Hidrokollag, Aquadag stb. néven kerültek kereskedelmi forgalomba. Az egészen alacsony ohmértékű — 10 ohm körüli — értékek készítésénél még finom eloszlású ezüsport, vagy oldható ezüstkolloidot is használnak.

A kötőanyagnak kettős szerepe van: egyrészt hígít, rögzített viszonylagos távolságokban, másrészt mint kötőanyag a szigetelő tartóra erősíti a vezető burkolatot.

A kötőanyag alapja rendszerint lakk vagy szintetikus gyanta, amely melegítés után polimerizálódva jól ellátja ezt a kettős feladatot és még védőburokként is szerepel.

Az ellenállás tulajdonságait nagyon befolyásolja a felhasznált lakk minősége. Általában lágyított bakelitlakkok szoktak megfelelni a célnak.

A vezetőrétegnek a szigetelőre való felvívése különböző módszerekkel történhet. Tipikus módszerek: a szórás és a mártás, ami közben az anyag folyékony állapotban van, majd ezt követi a szárítás és beégetés.

Az ellenállás értékét nagyjából a keverék összetételének változtatásával lehet szabályozni, pontosan beállítani pedig köszörüléssel szokás.

A köszörülés abból áll, hogy a kerámia hordozó fedő szénrétegében spirális árkot köszörülünk vagy vájunk, amiáltal az áram útjának hossza a végek között az eredeti értékről annak sokszorosára nő, keresztmetszete pedig egyidejüleg lecsökken. Minthogy a nagyon magas és nagyon alacsony értékekre megfelelő minőségű szénfedőrétegek készítése nehezebb, azért magas értékeknél lehetőleg nagy átmérőt kell választani a hordozó számára, a magas köszörülési nyereség miatt. Alacsony értékeknél a nagyobb keresztmetszet előnye, hogy adott hosszúság mellett nem kell túl vastag réteget készíteni ahhoz, hogy alacsony ellenállásokat kapjunk.

A köszörülés változtatható tényezői, a vájattávolság és a vájatszélesség befolyásolják az ellenállás tulajdonságait. Szélesebb vájatok növelik a köszörülési nyereséget ellenállás értékben, de túl széles vájatok már nem használhatók, mert a tényleges felületet erősen lecsökkentik, ami terhelhetőség szempontjából káros. A teljes felület közel 50%-ának elvesztése is előfordulhat és ez már egyáltalán nem kívánatos. Ezt a tényezőt különösen a magas ellenállásértékek készítésénél kell figyelembe venni. Ilyen értékeket csak finom köszörűvájatokkal szabad készíteni, különben a megmaradó réteg túl keskeny lesz és ezáltal a gyártás közben az ellenállások könnyen károsodásnak vannak kitéve. A vájatszélesség csökkentésének gyakorlatilag határt szab a keramikus hordozó felületi egyenetlensége. A nagyon vékony vájat szélességben igen egyenetlen és könnyen állhat elő rövidzárlat a spirális menetei közt. Mély és nagyon keskeny vájat nem könnyen készíthető. A legtöbb célra 0,25 mm vájatszélességgel lehet dolgozni. 0,2 mm-es vájatszélesség már az elérhetőség határait surolja. A köszörült ellenállásrétegek mechanikai védelmét és a levegő nedvességétől való védelmét külső szigetelő lakk bevonat biztosítja.

Az ellenállások biztonságos terhelhetősége függ attól a maximális hőmérséklettől, amelyen az ellenállások működhetnek. Minden kötőanyagos ellenállástípusnál a magasabb hő megbontja a szénrészecskék és a kötőanyag kapcsolatát és így nem kívánatos ellenállásváltozásokat idéz elő, amelynek nagysága a kötőanyag milyenségétől függ és bizonyos határhőmérsékleten túl igen nagy elváltozások várhatók. Nagyon kis méretű ellenállásoknál a fémkivezetések okozta hőelvezetés is számottevő hűtés szempontjából.

Rétegellenállások kötőanyag nélküli vezető réteggel

A rétegellenállások másik fajtája az olyan, amelynél a vezetőréteget nem kötőanyagba ágyazott vezetőszemcsék alkotják, hanem kizárólag vezetőrészecskék rétege vonja be a szigetelő kerámiát. Ez a vezetőréteg lehet fém, vagy szén. Folytonos fémrétegből álló ellenállásokat soppolással vagy vákuumban elgőzölögtetéssel állítottak elő. Ez a gyártási mód kb. 25 évvel ezelőtt kezdődött de csak viszonylagosan alacsony ohmértékekre sikerült megoldani. Köszörüléssel fel tudtak menni kb. 200 000 ohmra. Alacsony hőkoefficiensű ellenállásokhoz nemes fémeket, pl. platinát, ezüstöt, rhodiumot használtak, esetleg ezek ötvözetét. Ha kerámia alapon készítették, akkor ráégetéssel és spirálköszörüléssel, ha pedig papíralapon készítették, akkor elgőzölögtetéssel és cik-cakos vájatok alkalmazásával dolgoztak.

Ez a típusú ellenállás a gyakorlatban nem terjedt el. Annál nagyobb tért hódított a tiszta vezetőréteges ellenállások másik fajtája, a hőbontással készült keményszénréteg ellenállás.

Ennél nem szigetelő részek közt elhelyezkedő grafit vagy korom részecskék alkotják a vezető réteget, hanem egy speciális módon előállított keményszén réteg. Minőségileg felette áll az előbb ismertetett típusoknak. Az ellenállásérték hosszabb időn át állandó marad, hőmérséklet, terhelés és ezeknek a tényezőknek ciklikus ismétlése is aránylag keveset változtat az ellenállásértéken. Nedvesség-behatásokkal szemben is kevésbbé érzékenyek, nedvességvédelemre azonban itt is szükség van, sőt éppen az egyéb előnyös tulajdonságok miatt érdemes különlegesen jó nedvességvédelmet alkalmazni, esetleg csövecskébe való forrasztással.

Az ellenállás kitűnő minőségi tulajdonságai annak köszönhetők, hogy a vezetésben tisztán szén vesz részt, közbeeső szigetelő foltocskák nélkül, és maga a szénféleség is különleges szerkezetű. Az ilyen összefüggő, különleges szerkezetű szénféleséget szénhidrogén gőzök hőbontása útján lehet a keramikus tartófelületre csapatni. A szénréteg szerkezete nagyon fontos a minőség szempontjából. A piacon kb. 15 éve vannak ilyen ellenállások, de az első sorozatok még korántsem voltak olyan jó tulajdonságúak, mint a későbbiek, valószínűleg azért, mert a réteg eleinte csaknem kizárólag amorf szénrészecskékből állt, míg a maiaknál a réteg szénkristályok halmazából áll, lapos kristályokból, amelyek oszlopszerűen egymáson vannak felhalmozva. A szénréteg általában nagyon vékony, 0,1 mikron körüli vastagságú.

Az ellenálláshordozótest alakja általában rúd, amelynek hossza legtöbbször négyszer akkora mint az átmérője. Anyaga különlegesen finomszemcséjű, speciális összetételű kerámia. Az ellenállások minősége szempontjából a felület elsőrendű szerepet játszik. Ezért a felület különleges kikészítésére nagy gondot kell fordítani.

Az előre kikészített felületű porcelánokra megfelelő minőségű kristályos szénréteget kell csapatni. Ilyen kristályos szénréteg csak 800 °C feletti hőmérsékleteken állítható elő. Legmegfelelőbbek a lassú lerakódással kialakult rétegek. A szén lerakódása a szénhidrogénekből 8—900° C feletti bontási hőmérsékleten csak oxigénmentes közegben lehetséges Az oxigén kiküszöbölésének módja szerint a gyártás két módon lehetséges:

1. a szénhidrogéneket vákuumban bontjuk vagy
2. semleges gázzal pl. nitrogénnel töltött térben.

A gyártás történhet szakaszosan és folyamatosan is. Általában vákuumban a szakaszos, nitrogénatmoszférában pedig a folyamatos gyártási mód a szokásos. Ez utóbbi valamivel atmoszféranyomás feletti térben, ami által elkerülhetők a tömítési nehézségek.

Bontás vákuumban (szakaszos gyártási eljárás)

A berendezés vákuumkemence, amelyet 1000—1100°C-ra lehet felvinni. A vákuumot megfelelő szivattyúrendszerrel lehet elérni. A reakciótér maga nem porózus anyagból készült cső, amelyet fűtőtest vesz körül. A végeken vákuumtömített fémkupakok vannak, ezeket hűtik, hogy a rászerelt gumiszerű tömítések el ne égjenek. A reakciótér hőmérsékletét a cső közepébe nyúló tapintó hőmérővel lehet mérni. A berendezés rendszerint olyan, hogy a szénhidrogént evakuálás közben lehet betáplálni. Ilymódon a szénhidrogén bomlástermékeket mindjárt elszívatják. Némely berendezésnél a szénhidrogéngáz áramát a vákuum fenntartása mellett meg is lehet fordítani. Ilymódon egyenletesebb borítóréteget lehet előállítani.

A reakcióteret képező csövet forgatják, nehogy a kerámiatestek egymásratapadása helyén ne legyen folytonos a burkolat.

A reakcióteret képező dobot ill. csövet eleinte fémből készítették, később úgy találták, hogy izzó fém jelenléte rontja a szénburok minőségét, azonkívül gyorsan tönkre is megy a magas hőmérsékleten, azért később kerámiából készítették. A szénréteg lerakódása után a szénnel bevont porcelántesteket 350—400°C-ra hűtik le, mielőtt oxigénes térbe kerülnek.

Az ellenállásérték durva beállítása a szénhidrogén gőz vagy gáz mennyiségének szabályozása által történik. Ha a szénhidrogén gőzöket folyadékból nyerjük, úgy a gőzadagolás sebességét a betápláló nyílás szűkítésével vagy bővítésével szabályozhatjuk, sőt a folyadék hőmérsékletének változtatásával is. Az ellenállás-értéket sok tényező befolyásolja : a hőmérséklet, a gázáramlás sebessége, a szivattyúzás sebessége, a porcelántestek adagolási sebessége, és a szénhidrogén minősége is a szénhidrogén bomlási hőmérsékletétől függően.

A pontos ellenállásértékre köszörülés és további feldolgozás olyan, mint a kötőanyagos réteges ellenállásnál.

Szénréteg kicsapatása semleges gázáramban (folyamatos gyártás.)

A kerámia testeket folyamatosan visszük át a reakciótéren és e közben folyamatosan melegszenek fel a reakció hőmérsékletére, majd folyamatosan lehűlnek szobahőmérsékletre, mielőtt újra levegőre jutnak. Próbáltak olyan kemencéket konstruálni, hogy az izzó részen vákuum legyen, de ez a tömítések miatt nem igen volt megvalósítható. Ezért közel atmoszféra nyomáson dolgoznak, és semleges gázzal kevert szénhidrogén gáz kis túlnyomással üzi ki a csőből a levegőt. A csövet forgatják, hogy a porcelánok ne folytonosan érintkezzenek a cső falával. A porcelántestek egymást tolják végig a csővön, amelybe szénhidrogén gőzzel, pl. benzingőzzel kevert semleges gázt engednek. A felmelegített zónában a szénhidrogén elbomlik és a kiváló szén a porcelántestekre csapódik. A porcelántestek adagolására és továbbítására bármilyen alkalmas mechanikai berendezés megfelelő. A gyakorlati kivitelezésnél ügyelni kell arra, hogy a semleges gázzal kevert szénhidrogén gőz csak közvetlenül a felmelegített zónánál találkozzék a porcelántestekkel, hogy a kicsapódás csak a legelőnyösebb körülmények között menjen végbe.

Eddig csak általánosan történt említés a szénhidrogén gőzökről, amelyeket a kemencébe vezetnek, hogy hőbomlásuk útján a szénréteget kialakítsák. Erre a célra nemcsak szénhidrogén gőzöket hanem szénhidrogén gázokat is szoktak használni. A szénhidrogén gőzt szobahőmérsékleten folyékony szénhidrogénből nyerik pl. azáltal, hogy a semleges gázt átbuborékoltatják a folyadékon, úgyhogy a gőzt a gáz átviszi magával egyenesen a kemence meleg zónájába. Semleges gázként általában nitrogént használnak. Szénhidrogén gőzt nyernek a folyékony szénhidrogének melegítése által is. Ilyenkor a gőzt saját nyomása viszi a kemencébe, vagy ha vákuumkemencét használnak, alacsony nyomáson párologtatják el a szénhidrogént anélkül, hogy hőmérsékletét emelnék. A lehetséges folyadékok : benzin, heptán, petroléter, vagy ezek keveréke.

Gázként az alacsony szénszámú szénhidrogének szerepelnek, amelyek szobahőmérsékleten és atmoszféra nyomáson gázalakúak. Gáz használata esetén a kemencébe való adagolás egyszerűen szabályozható. Ugyanígy szabályozható az elpárologtatás útján nyert gőz adagolása is, ilyenkor az áramlási sebességet szabályozzák. Ha folyékony szénhidrogénből semleges gáz átbuborékoltatásával nyert gőzzel dolgoznak, akkor az adagolás szabályozása úgy történhet, hogy a folyadék hőmérsékletét, illetőleg a gáz áramlási sebességét változtatják. Ha a folyadéknak vákuumba történő direkt elgőzölögtetéséről van szó, a bevezető kapilláris átmérőjét változtatják.

Az ellenállásérték durva beállítása

Az ellenállásérték függ a hordozó méreteitől és a lerakódott szénréteg vastagságától. Ez a vastagság változik a reakciótérbe engedett szénhidrogén gőz mennyiségével és a reakcióidővel. Az ellenállás értéke ezen tényezőkön kívül még a reakció hőmérsékletétől is függ, mert a hőmérséklet befolyásolja a lerakódó szénréteg kristályszerkezetét. Mindezen tényezők változtatásával az ellenállásértéket csak nagyjából lehet beállítani, a pontos ohm-értéket itt is köszörüléssel lehet elérni.

Kivezetések

Formában a legkülönbözőbbek lehetnek, de mind nyomással érintkeznek az ellenállástesttel. Kupakok, vagy fémszalagok szokásosak, amelyeket akár köszörülés előtt, akár köszörülés után helyeznek el az ellenálláson. A felerősítés művelete szükségszerűen megzavarja a szénkristályok rendjét a kivezetés környezetében, ami az ellenállás elektromos karakterisztikájának rosszabodását okozhatja. Ezért külön kontaktrészt szoktak felvinni, legtöbbször soppolás útján.

Az ellenállás védelme atmoszferikus befolyásokkal szemben.

A legegyszerűbb védelem a lakkréteggel való bevonás. Egy vagy két rétegben, mártással, vagy spricceléssel szokták a lakkréteget felvinni. A lakk minősége igen nagy befolyással van a nedvességvédelemre. Beégető lakkok általában jobbak. A lakk kiválasztásánál az ellenállás egyéb tulajdonságaira is figyelemmel kell lenni. Sokszor áll elő olyan helyzet, hogy a nedvességvédelmet kitűnően ellátó lakkal borított ellenállások terhelésnél változnak nagyobb mértékben. Az általános használatban carbamid alapú lakkok fordulnak elő leggyakrabban. Ha — 40 és + 115 °C között való igénybevételre tervezik az ellenállásokat, egyik legnehezebb megoldásra váró probléma a fokozott nedvességvédelem. Erre a célra gliptal típusú lakkot ajánlanak, megfelelően lágyítva, és különösen a magasabb hőmérsékleten üzemben tartott ellenállások számára siliconlakkokat.

Szénpotenciométerek ellenállásteste

Lényegében rétegellenállás ez, amelynek előre megadott ohm-értékeket kell a pálya különböző pontjaiban felmutatni. Ezt olymódon lehet legegyszerűbben elérni, hogy a különböző pályaszakokra különböző fajlagos ellenállásértékű réteget visznek fel. A rétegek anyaga: szénféleségek, ezüst és lakk. A nyersanyagok kiválasztása még a fix ellenállásánál is nagyobb gondot igényel, mert a potenciométer ellenállástest bizonyos, a nyersanyagok által döntően befolyásolt tulajdonságai itt még inkább előtérbe jutnak, mint ugyanezen tulajdonságok a fix ellenállásoknál. A zörej ilyen tulajdonság és a nedvességállás, továbbá a kopásállás. A nedvességállás magának a réteget alkotó kötőanyagnak tulajdonsága kell hogy legyen, mert járulékos nedvességálló fedőréteget itt nem lehet alkalmazni. Az ellenállásrétegnek ohmértékváltozás nélkül el kell viselnie a leszedőszegecs koptatását és amellett alacsony zörejűnek kell lennie. Mindezek a tulajdonságok és a velük szemben támasztott követelmények és a vonatkozó vizsgálati előírások szabványban vannak lefektetve. Az ellenállástestek kiszítéséhez felhasznált nyersanyagok, u. m. szénféleség és a lakk minősége döntő fontosságú. Ezért kiválasztásukra különleges gondot kell fordítani.

Az anyagelőkészítésnél a finom eloszlatás feltételeit kell figyelembe venni. A szénféleséget előzetesen gondosan ki kell szárítani, esetleg semleges atmoszférában izzítani (kalcinálni), majd az eloszlatást és keverést golyós malomban végezni. A szigetelőre való felvivés a szokásos módon történhet, mártás, szórás, öntés stb. útján.

Az előírt karakterisztikát legtöbbször úgy érik el, hogy a különböző ohmértékű szakaszokat különböző fajlagos ellenállású anyagokból készítik Az értékek korrekciója itt csak hőkezelés és a réteg vastagságának csiszolás útján történő vékonyításával történik.

Külön nedvességvédelem nincs.

A fejlesztés lehetőségei

A rádiózás bevezetésével 1923-ban nagy kereslet mutatkozott 1—2 megohmos ellenállásokban. Az ilyenek gyártása fellendült, a méretek egyre kisebbedtek, a minőség javult, a minőséggel szemben újabb és újabb követelmények támadtak, melyeket egymásután sikerült kielégíteni, ugyanekkor pedig jó gyártástervezéssel az árak egyre csökkentek. Azért az árért, amibe a rádiózás kezdetén 1 db. ellenállás került, a második világháború után már 100—150 darabot lehetett előállítani, hasonlíthatatlanul jobb minőségben. És ez az egyik irány, amelyet a további fejlődésnek követnie kell. Egyre jobb kivitelű ellenállásokat kell gyártani, egyre olcsóbban. A fejlődés másik iránya minden valószínűség szerint a mostanitól eltérő, ma még különleges tulajdonságúként kezelt ellenállások gyártása lesz. Ilyenek pl. a nagy hőérzékenységű, nagy negatív hőkoefficiensű, vagy különlegesen feszültségérzékeny ellenállások. A különlegesen nagy neg. hőkoefficiensű ellenállástípusok oxidokat és szulfidokat tartalmaznak préselt por alakban, vagy kötőanyaggal keverve: részben burkolórétegként, részben szilárd rúd formájában.

Uránium, ezüst, réz, mangán, nikkel, kobalt oxidok és szulfidok a leghasználatosabbak. Az ilyen nagy negatív hőkoefficiensű ellenállások termistor, varistor, urdox stb. néven szerepelnek. Feszültségérzékeny tulajdonságokat a legtöbb kötőanyagba préselt fémpor mutat. Leginkább használatosak a réz, vagy tellurium pora, azonkívül titán, vanádium, niobium oxidok, siliciumcarbid, magnéziumoxid alappal készült kerámikus anyagok mutatnak ilyen tulajdonságokat.

Ezeknek a különleges típusoknak már ma is sokirányú felhasználási lehetősége van, ami kívánatossá teszi gyártásukat.

Könyvszemle

A. A. Bulgákov: **Automatikus vezérlések elektronikus berendezései**

А. А. Булгаков: Электронные устройства автоматического управления. (Госэнергоиздат, Москва—Ленинград 1951).

A könyv a termelésben alkalmazott gépsorok és folyamatok automatikus vezérlésének elektronikus berendezéseit ismerteti. Egyrészt számított, másrészt kísérleti úton felvett jeleggörbék kíséretében, konkrét példák segítségével világítja meg e tipikus rendszerek és alapelemeinek szerkesztési alapelveit, azok működését, valamint méretezésük és tervezésük elméleti és módszertani kérdéseit. Példákon keresztül bemutatja, miképpen alkalmazhatók az elektronikus berendezések az ipar különféle ágaiban.

A szerző e könyvet az ipar automatizálásával foglalkozó mérnököknek szánta, de az automatikában elmélyülni kívánó egyetemi hallgatók és aspiránsok tankönyvként is használhatják.

Ragály Miklós

Elektroncsövek mikrofoniájáról

SEBESTYÉN LÁSZLÓ

Összefoglalás. Az elektroncsöveken fellépő mikrofonia-jelenség matematikai analizisének segítségével a következők mutathatók ki:

A teljesen szimmetrikus felépítés csökkenti a mikrofoniát, ilyenkor a mikrofónia-jel frekvenciaspektruma nem tartalmazza magát a mechanikus gerjesztő frekvenciát, csak ennek harmonikusait.

Aszimmetrikus felépítés esetén maga a gerjesztő frekvencia is jelentkezik; a mikrofonia spektrumban megjelennek az erősíteni kívánt jel-frekvencia és a mechanikus gerjesztő frekvenciából alkotott kombinációs frekvenciák.

Kiszámítható, hogy a mikrofónia szempontjából a csőben milyen távolságok lényegesek.

A »mechanikus meredekség« bevezetésével tájékozódni lehet arról, hogy az egyes elektródák elmozdulása milyen következményekkel jár.

A kísérleti berendezés a számításokat kvalitative igazolta. A berendezés segítségével objektiv mérések végezhetők és anélkül, hogy a vizsgálandó csövet fel kellene törni, következtetni lehet arra, hogy milyen elektrodák és milyen mértékben mozognak. Ez lehetőséget nyújt a csőkonstrukció módosítására. Ismertetjük erre vonatkozó kísérleteinket.

Bevezetés

Elektroncsövek mikrofoniája alatt azt a jelenséget értjük, hogy a csövet érő rázkódtatások következtében a cső elektródái kismértékben (periodikusan) egymáshoz képest elmozdulnak és így a cső köreiben kisfrekvenciás váltóáram keletkezik. A rázkódtatásokat vagy közvetlen mechanikai behatások okozzák, mint pl. járműveken elhelyezett készülékeknél, épületek rázkódtatása következtében, vagy akusztikus úton keletkeznek, mint pl. szórakoztatási célokat szolgáló rádióvevőkészülékekben, ahol az erősítő csövek és a hangszóró rendszerint közös dobozba vannak beépítve.

Vizsgáljuk meg, hogy egy rádió-vevőkészüléknél milyen jellegű zavarokat okoz a csövek mikrofoniája. Ezek a zavaró jelenségek két csoportba, mégpedig az ú. n. kisfrekvenciás és nagyfrekvenciás mikrofoniára oszthatók. A *hangfrekvenciás fokozatban* a mikrofonia úgy jelentkezik, hogy a készülék — különösen erősebb hangok esetén — búgó hangot ad, a búgás a bemenő jel levétele után sem szűnik meg. A hangfrekvencia előrősítőcső az erősebben veszélyeztetett, mert ez után még erősítés következik.

Ha a *nagyfrekvenciás fokozat* valamelyik csöve kap mechanikus gerjesztést, aminek következtében pl. a cső rácsa végez kis kilengéseket, akkor a meredekség változhat a gerjesztés ütemében, ez modulálja az erősíteni kívánt vivőhullámot és a zavaró modulációt a detektor ugyanúgy leválasztja a vivőhullámról, mint az eredeti modulációt. Ha a keverőcsőnél lép fel ez a jelenség, akkor frekvenciamoduláció keletkezhet. A nagyfrekvenciás mikrofoniánál — szemben a hangfrekvenciással — minden nagy-, illetve középfrekvenciás erősítő cső egyformán veszélyeztetve van, a mikrofonia nő az összerősítéssel, függetlenül attól, hogy a mikrofoniás cső előtt vagy után növeljük az erősítést, végül pedig az jellemzi még, hogy csak akkor lép fel, ha bemenő nagyfrekvenciás jel van, ennek levételével megszűnik.

Ezek a jelenségek és a védekezés ellenük (csövek megfelelő elhelyezése, rugalmas felfüggesztések, megfelelően kialakított doboz stb.) jól ismeretesek a készüléképítő előtt. Lényegesen kevésbbé ismeretesek azonban magán a csövön belül lejátszódó jelenségek és azok a csőkonstrukciós és vizsgálati szempontok, amelynek segítségével kis mikrofoniájú csövek készíthetők.

A *csőtechnikai szempontból* felmerülő kérdések rendszerint a következők:

1. melyek azok az elektróda távolságok, csőméretek, amelyek mikrofonia szempontjából jelentősek, kis mikrofoniájú cső tervezése hogyan vág össze egyéb csőkonstrukciós szempontokkal;
2. milyen elektródák mozgása okozza a mikrofoniát és hogyan lehet ezek mozgását megakadályozni;
3. milyen objektív eszközökkel lehet mikrofoniát mérni, különböző csöveket összehasonlítani.

A következőkben ezeknek a kérdéseknek tisztázására végzett vizsgálataink egy részéről számolunk be. A kérdés matematikai tárgyalásával Graffunder és Rothe foglalkoztak (1). Ugyanezen az úton indul el Waynick (2), majd csatlakozva hozzá Cohen és Bloom (3), a számításokat továbbfejleszti és kiegészíti Wenzel és Waynick (4). Összefoglaló ismertetést közöl Vlaszov (5).

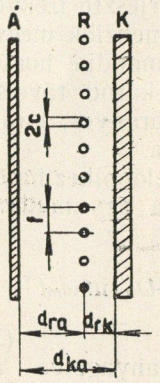
I. Matematikai tárgyalás

Fontosabb jelölések

I_a = anódáram
V_a = anódfeszültség
V_r = rácsfeszültség
$= V_{ro} + v = V_{ro} + V_1 \sin \omega_r t$
$V_o = V_r + \frac{V_a}{\mu}$
$A = A_o + a = A_o + A_1 \sin \omega_m t$, lásd 2. ábra
$C = 2{,}335 \times 10^{-6}$F
F = aktív katódfelület
$C_1 = \frac{d_{ra}}{\mu}$
ω_m = mechanikus körfrekvencia
ω_r = rácsváltófeszültség körfrekvenciája

d_{rk} = rács-katód távolság
d_{ra} = rács-anód távolság
d_{ka} = katód-anód távolság
$2d_{ro}$ = kétszeres rács-katód távolság
} 1. és 2. ábra

$\alpha = \frac{1+\mu}{\mu}$
$\beta = \alpha d_{ro} + C_1$
μ = erősítési tényező
A_o = szerelési katódszimmetria
A_1 = katódmozgás amplitudója
D_r = rácsmozgás amplitudója
D_a = anódmozgás amplitudója
D_k = katódmozgás amplitudója (egyoldalas csövön)
U = tápfeszültség



1. ábra. A triódánál használt jelölések.

A mikrofonia okának és nagyságának számítással történő meghatározásához kézenfekvő kiindulás volna, hogy az egyes elektródákat mint rezgő rendszereket vizsgáljuk, kiszámítsuk saját frekvenciájukat és adott gerjesztés esetén amplitudóikat. Ez az út azonban egyes speciális esetektől (telepes cső fűtőszála) eltekintve nem látszik járhatónak, mert az elektródák még a legegyszerűbb felépítésű triódában is olyan bonyolult rezgőrendszert alkotnak, amely számítással nehezen követhető. Ha pedig számításokra alkalmas modellt konstruálunk, úgy a valóságtól túlságosan messze kerülünk.

Járhatóbb útnak látszik az, hogy ha valamilyen meghatározott jellegű elektróda mozgást tételezünk fel és megvizsgáljuk, hogy az egyes elektródák elmozgása milyen változást okoz az anódáramban.

A számítást részletesebben egy telepes trióda katódjának mozgására mutatjuk be. Sík triódánál számításaink a következő korlátozó feltételekkel érvényesek:

a) Az egyes elektródák mint merev testek mozognak, mozgás közben nem deformálódnak, a rácsnál a rácsmenetek külön mozgása elhanyagolható.

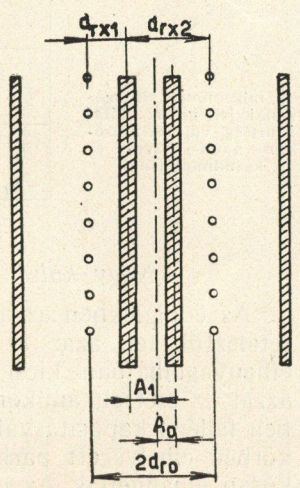
b) A rács, katód, anód mozgása egymástól független és rezonancia frekvenciáik nem esnek egybe. (A mozgások függetlensége azt jelenti, hogy pl. a mozgó rácsborda nem gerjeszti mozgásra az anódot.)

Kísérleteink szerint, amelyeket úgy végeztünk, hogy feltört csöveket a későbbiekben leírt vibrátorba fogtunk be és az elektróda elmozdulásokat sztroboszkópikus megvilágítással mikroszkóp alatt néztük, a korlátozó feltételek közül az első nem mindig áll fenn, mindenesetre azonban a számítás hasznos segédeszköz a bevezetésben feltett kérdések megválaszolásánál.

Ebben a fejezetben az eredményeket és az ezekből levonható következtetéseket ismertetjük, a levezetéseket külön fogjuk közölni.

A számítás menete a következő: a sík trióda anódáramának közelítő kifejezését katódmozgás vizsgálatának céljára olyan módon alakítjuk át, hogy az anódáramra egy $I_a = f(V_r, A)$ kifejezést nyerjünk, ahol V_r a rács vezérlő feszültsége, A pedig a feltételezett rács-katód asszimmetria, amely áll egy A_0 állandó — szerelés következtében fellépő — és egy $a = A_1 \sin \omega_m t$ változó részből, amely éppen a mikofonia. Az anódáramot sorbafejtve és szinuszos változásokat feltételezve azt kapjuk, hogy az anódáram megváltozása

$$\Delta I_a = 3C \left\{ \frac{V_o^{1/2}}{\beta^2} V_1 \sin \omega_r t + \frac{4V_o^{3/2}\alpha^2 A_o}{\beta^4} A_1 \sin \omega_m t + \frac{3V_o^{3/2}\alpha^2}{\beta^4} A_1^2 (1 - \cos 2\omega_m t) + \right.$$
$$+ \frac{V_o^{-1/2}}{4\beta^2} \frac{V_1^2}{2} (1 - \cos 2\omega_r t) + \frac{6V_o^{1/2}\alpha^2}{\beta^4} \left[\frac{A_o A_1 V_1}{2} [\cos(\omega_r - \omega_m) t - \cos(\omega_r + \omega_m) t] + \right.$$
$$\left. \left. + \frac{A_1^2 V_1}{4} [2 \sin \omega_r t + \sin(2\omega_m - \omega_r) t - \sin(2\omega_m + \omega_r) t] \right] \right\} \quad (23)$$



2. ábra. Katódmozgás esete.
A_o a katód szerelési aszimetriája.
A_1 a mikrofonia következtében fellépő pillanatnyi kilengés
$2d_r$ az állandónak feltételezett kétszeres rácskatód távolság.

Bár ezt az egyenletünket számos elhanyagolás után kaptuk, alkalmas arra, hogy fontos következtetéseket vonjunk le belőle. (A bonyolultabb egyenletekre vezető pontosabb tárgyalás a lényeget illetően nem mond többet.) A következőkben ebből az egyenletből kapott tanulságokat fogjuk levonni.

a) Vizsgáljuk meg először azt az esetet, ha a rács nem kap vezérlést, azaz $v = 0$, ilyenkor a 23. sz. egyenlet a következőre egyszerűsödik:

$$\Delta I_a = \frac{3C\,4V_o^{3/2}\alpha^2 A_o}{\beta^4} A_1 \sin \omega_m t + \frac{3C\,V_o^{3/2}\alpha^2}{\beta^4} A_1^2 (1 - \cos 2\omega_m t) \quad (24)$$

Ha $A_0 = 0$, azaz a katód a rács és anódhoz képest teljesen szimmetrikus elhelyezésű, akkor

$$\triangle I_a = \frac{3CV_o^{3/2}\alpha^2}{\beta^4} A_1^2 (1-\cos 2\omega_m t) \quad (25)$$

Ez az eredmény arra a fontos tényre mutat rá, hogy ha a kezdeti aszimmetria zérus, az anódáramban nem szerepel maga a mechanikus gerjesztő frekvencia, csak ennek magasabb harmonikusai, a mikrofónia lecsökken.

25. sz. egyenletünkből leolvasható, hogy a rács-katód távolság nagyságával hogyan változik a mikrofonia katód-mozgás esetén. Ha μ elég nagy, akkor

$$\alpha = \frac{1+\mu}{\mu} \cong 1$$

és $$\beta^4 = \left(\frac{1+\mu}{\mu} d_{ro} + \frac{d_{ra}}{\mu}\right)^4 \cong d_{ro}^4$$

Ezzel $$\triangle I_a \cong \frac{C_2}{d_{ro}^4} A_1^2 (1-\cos 2\omega_m t) \quad (26)$$

A katódmozgás által okozott mikrofonia tehát első közelítésben a rács-katód távolság negyedik hatványával fordított arányban változik és a kilengés nagyságával négyzetes összefüggés áll fenn.

A 25. sz. egyenlet rámutat az előfeszültségnek katódmikrofoniát befolyásoló hatására. Az anódáram megváltozása (25. számú egyenletből) akkor lehet nulla, ha

$$-V_{ro} = \frac{V_a}{\mu} \quad (27)$$

A katódmozgásból származó mikrofonia tehát csak akkor szűnik meg, amikor a cső lezár. Ezt a kézenfekvőnek látszó eredményt azért jegyezzük itt meg, mert mint a későbbiekben igazolni fogjuk, rácsmikrofonia esetén nem ez a helyzet.

b) Ha a rács vezérlést kap, akkor a 23. sz. egyenlet értelmében fellépnek a mechanikus gerjesztő frekvencia és az erősítendő jelből képzett kombinációs frekvenciák. Ha ismét azt tesszük fel, hogy a kezdeti aszimmetria zérus, akkor csak az erősítendő jel és a mechanikus gerjesztő frekvencia magasabb harmonikusaiból képzett kombinációs frekvenciák ($2\omega_m+\omega_r$ stb.) lépnek fel, tehát a cső felépítésénél teljes szimmetriára kell törekedni.

A rácsmozgás vizsgálatánál a hosszadalmas és nehezen áttekinthető és pontosabb számítás helyett itt csak a kvalitative helyes eredményt nyújtó leegyszerűsített számítást ismertetjük, amelynél csak egyoldalas triódára számolunk.

Kiinduló egyenletünk rácsmozgás vizsgálatához

$$I_a = \frac{C}{d_{kr}^2}\left(V_r + \frac{V_a}{\mu}\right)^{3/2} \quad (28)$$

A magasabbrendű tagok elhanyagolásával az anódáram Taylor-sora a következő alakban írható:

$$\triangle I_a = \left(\frac{3}{2}\frac{C}{d_{kr}^2} V_o^{3/2} \frac{V_a}{\mu}\frac{1}{d_{ra}} - 2\frac{C}{d_{kr}^3} V_o^{3/2}\right) d_r \quad (29)$$

ahol $d_r = D_r \sin \omega_m t$

és D_r a rácsmozgás amplitudója. Csak az elsőfokú tagokat figyelembevéve kiszámítható, hogy milyen előfeszültségnél lehet $\triangle I_a = 0$

$$V_{ro} = \frac{V_a}{\mu}\left(\frac{3}{4}\frac{d_{kr}}{d_{ra}} - 1\right) \quad (30)$$

Abban a speciális esetben, ha $d_{kr} = d_{ra}$, akkor

$$-V_{ro} = \frac{V_a}{4\mu} \quad (31)$$

Tehát (csak az elsőfokú tagok figyelembevétele esetén) a rácsmozgás által okozott mikrofonia egy meghatározott előfeszültség értéknél legkisebb és szemben a katódmozgás esetével ez az optimális előfeszültség megvalósítható. Ha a másodfokú tagokat is figyelembe vesszük, kimutatható, hogy a rácsmikrofonia csak egy meghatározott *anód-katód anód-rács* viszonynál csökkenhet nullára (3). Teljes szimmetria esetén ugyanúgy mint katódmozgásnál a Taylor-sor első tagja eltűnik és a mikrofonia áramfrekvencia spektrumában csak a gerjesztő frekvencia harmoni kusai szerepelnek. A dimenziók megválasztására 29. sz. egyenletünk azt mondja, hogy a rácsmikrofonia közelítőleg a rács-katód távolság harmadik hatványával fordítottan arányos, a rács-anód távolságnak kisebb a szerepe.

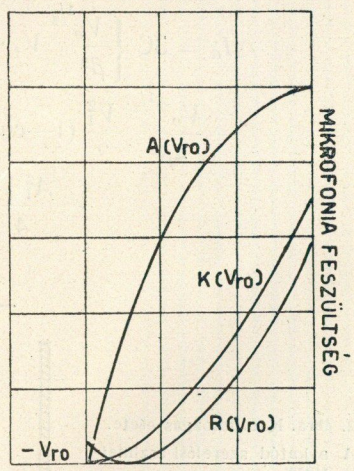
Az anódmozgás vizsgálatánál az előbbihez hasonlóan egyoldalas triódára számolva az anódáram Taylor-sora:

$$\triangle I_a = -\frac{3}{2}\frac{C}{d_{kr}^2}\left(V_r + \frac{V_a}{\mu}\right)^{1/2}\frac{V_a}{\mu}\frac{1}{d_{ra}} D_a \sin\omega_m t + \ldots \quad (32)$$

A magasabbrendű tagokat elhanyagolva azt kapjuk, hogy $\triangle I_a$ zérus lehet, ha

$$-V_{ro} = \frac{V_a}{\mu} \quad (33)$$

tehát ugyanaz a helyzet áll fenn, mint katódmozgás esetén, azonban a mikrofónia az előfeszültség $^1/_2$ hatványával változik, szemben a rácsmozgásnál fellépő $^3/_2$ hatvánnyal.



3. ábra.
A mikrofónia változásának jellege az előfeszültség változása esetén anód-, rács- és katódmozgásnál.

Nagy külső ellenállás esete

Az eddigiekben az anódfeszültséget állandónak tételeztük fel, azaz az anódköri munkaellenállás elhanyagolhatóan kicsi volt. Nem foglalkoztunk azzal az esettel, amikor a mikrofónia következtében fellépő kapacitásváltozások a rács vagy anódkörben elhelyezett párhuzamos rezgőkört periodikusan elhangolják. Az elektródák saját frekvenciaj

rendszerint a hangfrekvenciás tartomány alsó részébe esnek, ezeket a rezgéseket nagyfrekvenciás erősítő körök nem viszik tovább, ellenben, mint a bevezetésben utaltunk rá, nem kívánt modulációként jelentkezhetnek. Vizsgáljuk meg most a munkaellenállás befolyását a mikrofoniára. Hangfrekvenciás erősítőként kapcsolt csőnél nagy munkaellenállást használunk, ilyenkor a rácsfeszültség-anódáram karakterisztikát kis szakaszán egyenesnek tekinthetjük. Az anódáram, közelítőleg

$$I_a = C\,\frac{V_r + V_a/\mu}{\left(d_{rk} + \frac{d_{ka}}{\mu}\right)^2} \qquad (34)$$

ahol $$V_a = U - R_a I_a \qquad (35)$$

Itt U a tápfeszültség.

A 35. sz. egyenletet a 34. sz. egyenletbe helyettesítve és rendezve:

$$I_a = C\,\frac{\mu V_r + U}{\mu + R_a}\left(d_{rk} + \frac{d_{ka}}{\mu}\right)^{-2} \qquad (36)$$

A katódmozgás vizsgálatához helyettesítsük

$$d_{ka} = d_{rk} + d_{ra} \quad \text{és} \quad \frac{1+\mu}{\mu} \cong 1$$

ezzel

$$I_a = C\,\frac{\mu V_r + U}{\mu + R_a}(d_{rk} + C_1)^{-2} \qquad (37)$$

A rács-katód távolság egy D_{ro} állandó és egy $D_k \sin\omega_m t = \delta$ változó részből áll. Ezekkel a Taylor-sor:

$$\triangle I_a = C\,\frac{\mu}{\mu + R_a}(d_{kr} + C_1)^{-2} v -$$

$$-2C\,\frac{\mu V_r + U}{\mu + R_a}(d_{rk} + C_1)^{-3}\delta -$$

$$-2C\,\frac{\mu}{\mu + R_a}(d_{kr} + C_1)^{-3}\delta \cdot v + \ldots \qquad (38)$$

A munkaellenállás növelésével és a tápfeszültség csökkentésével a katódmozgásból származó mikrofonia csökken. Rövidség kedvéért elhagytuk a rács és anódmozgás vizsgálatát, amely ehhez hasonló jellegű eredményt ad: a nagyobb munkaellenállás kedvező. Az így elérhető hatás azonban a kísérletek tanulsága szerint meglehetősen kevés.

A triódára elvégzett és a fentiekben vázlatosan ismertetett számítás kiterjeszthető többrácsos csövekre, a menete a triódáéval megegyező. Hengeres csövek esetén kvalitative a sík elrendezésre számított értékekkel megegyező eredményeket kapunk.

II. Mechanikus meredekség

Az eddigiek alapján kiszámítható, hogy valamilyen csőnél a rács-, katód-, anód elmozdulása milyen anódáram változást okoz. Ennek alapján lehetséges a meredekség fogalmának mintájára »mechanikus meredekséget« definiálni, azaz megadni azt az anódáram változást, amely valamilyen elektróda egységnyi elmozdulása következtében lép fel. Minél kisebb ez a mechanikus meredekség, annál kevésbbé lesz hajlamos a cső mikrofoniára. Egy-oldalas csövet feltételezve és a magasabbrendű tagok elhanyagolásával a mechanikus meredekségek a katódra, rácsra, illetve anódra vonatkozólag rendre a következők

(az $I_a = C V_o^{3/2}\,\dfrac{1}{\left(d_{kr} + \frac{d_{ka}}{\mu}\right)^2}$ egyenletből):

$$S_{km} = 2\,\frac{C}{{d_{kr}}^3}\,V_o^{3/2} \qquad (39)$$

$$S_{rm} = {}^3/_2 C\,\frac{V_a}{\mu}\,\frac{1}{{d_{kr}}^2\,d_{ra}}\,V_o^{1/2} - 2C\,\frac{V_o^{3/2}}{{d_{kr}}^3} \qquad (40)$$

$$S_{am} = {}^3/_2 C\,\frac{V_a}{\mu}\,V_o^{1/2}\,\frac{1}{{d_{rk}}^2\,d_{ra}} \qquad (41)$$

Számítsuk ki ezeket pl. a 6 J 6 sík triódára. 6 J 6 cső adatai: $d_{rk} = 0{,}12$ mm, $d_{ra} = 0{,}4$ mm, $d_{ka} = 0{,}52$ mm. Hangfrekvenciás erősítőként működtetve $V_a = 100$ V, katódejtőellenállás $R_k = 50\,\Omega$, $\mu = 38$, $I_a = 8{,}5$ mA. Ezekkel az értékekkel

$S_{km} = 420$ mA/mm
$S_{rm} = 300$ mA/mm
$S_{am} = 120$ mA/mm

Ugyanezen csövön a rácsmikrofonia szempontjából optimális feszültség $V_{r\ opt} \cong 2{,}1$ körül van a fenti beállításnál.

Egy másik kísérleti triódán, melynek adatai a következők:

$d_{rk} = 0{,}36$ mm, $d_{ra} = 1{,}41$ mm, $d_{ka} = 1{,}77$ mm, $\mu = 17$, $V_r = 2$V, $V_a = 100$ és $F = 50$ mm², az egyes mechanikus meredekségek rendre

$S_{km} = 50$ mA/mm
$S_{rm} = 45{,}5$ mA/mm
$S_{am} = 14{,}5$ mA/mm

Ezek szerint mindkét számpéldában a katódmozgás okozta a legnagyobb áramváltozást; mindhárom elektróda mozgása azonos nagyságrendű mikrofoniát okozhat. Nem indokolt tehát az a feltevés, hogy a rácsmozgás eleve nagyobb bajt okoz, mint a többi elektródáé.

A 3. ábrán feltüntetettük a mikrofonia változásának jellegét az előfeszültség függvényében. Jelentősége gyakorlati szempontból kevés, inkább arra szolgálhat, hogy mérésnél segítséget nyújt a mozgó alkatrész felismerésére.

III. Mérések

A matematikai tárgyalás és a mechanikus meredekség bevezetése az előszóban feltett kérdések közül az elsőre igyekezett legalább kvalitatív választ adni, tehát tájékoztatást nyújtani arra, hogy milyen elektródatávolságok fontosak és ezek változtatásától mit lehet várni. Nem adott azonban választ a második és harmadik kérdésre; ez a kísérletek feladata.

A kísérleti berendezés elkészítésénél a következő célokat tűztük ki:

1. A mérőberendezés tegyen lehetővé objektiv méréseket.

2. A számítással kapott eredmények ellenőrzésére módot nyujtson.

3. A mozgó alkatrészek identifikálhatók és

4. Az egyes alkatrészek önfrekvenciái megállapíthatók legyenek.

Röviden áttekintjük a használatos mérési eljárásokat. Ezek lényegileg a következő csoporttokba oszthatók:

a) Akusztikus gerjesztéssel, illetve visszacsatolással dolgozó berendezések.

b) Mechanikus úton csillapodó rezgéssel történő gerjesztéssel, meghatározott magasságból történő leejtéssel, megütéssel.

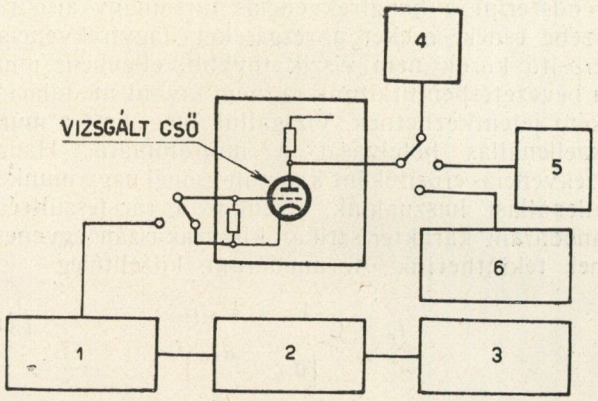
c) Csillapítatlan gerjesztéssel, a csövet valamilyen periódikus mozgást végző vibrátorhoz kapcsolva.

Valamennyi általunk ismert mérési eljárás ezeknek valamilyen kombinációja. Az *a)* alatti eljárásnál a vizsgált csövet hangszóró gerjeszti mechanikus rezgésekre, a mikrofonia által keltett feszültséget visszatápláljuk a hangszórót ellátó erősítőre. A jó vagy rossz csöveket aszerint lehet szétválasztani, hogy egy kísérleti úton meghatározott hangerőt beállítva a rendszer begerjed-e, vagy nem. Akusztikus vizsgálat végezhető olyan módon is, hogy nagy hangerejű hangszóróval rázatjuk meg a bekapcsolt csövet, amely egy erősítő bemeneti fokozata és mérjük a mikrofonia output-ot. Minthogy a hangnyomás mérése kényes és nehezen megoldható feladat, ennek hiányában pedig az alkatrészeket mozgásra gerjesztő energiáról nincs tájékozódásunk, ezért ilyen jellegű berendezés céljainkra nem felel meg.

A legegyszerűbbnek látszó akusztikus eljárást és a megütéssel vagy leejtéssel végzett vizsgálatokat is csak összehasonlításra, tömegmérésre célszerű használni. Hogy a vizsgált cső különböző frekvenciákkal és meghatározott energiával legyen rezgésre gerjeszthető, vizsgálataink céljára dinamikus hangszóró elvén működő vibrátort készítettünk, amelynek kilengése mérhető.

A mozgó alkatrész identifikálására kapcitásmérésen alapuló módszert választottunk annak az elgondolásnak alapján, hogy a mikrofonia együttjár az elektródák közti kapacitás megváltozásával. A kísérleti elrendezés vázlatát a 4. sz. ábra mutatja. A hangfrekvenciás generátor (1) táplálja a vibrátort (2), amelynek kilengését kondenzátor-mikrofon elven működő kilengésmérő (3) méri. A hangfrekvenciás erősítőként kapcsolt cső a vibrátorfejbe van befogva; vezérlő rácsa rövidrezárható, vagy a hangfrekvenciás generátorból kap jelet. Anódköréhez szelektív erősítő, harmonikus analizátor (4), oszcillográf (5) csatlakozik. A mikrokapacitásmérő az egyes elektródák közé kapcsolható (6).

A mérési eljárás során a hanggenerátort a teljes hangfrekvenciás tartományon végighangolva az anódkörhöz csatlakozó oszcillográfon regisztráljuk a mikrofonia következtében fellépő váltóáramú

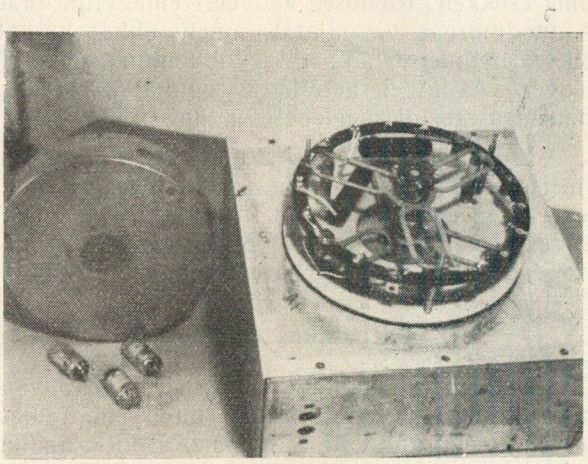


4. ábra. Mérési elrendezés.

komponenseket; ezek nagysága és száma jellemzi a csövet. A harmonikus analizátor felhasználható arra, hogy az anódáram frekvencia spektrumából az egyes frekvenciákat kiválasszuk. A használt analizátor 20 és 16 000 Hz közt 30, 10, 2 Hz sávszélességűre állítható. Következő lépésként a mikrokapacitásmérőt az egyes elektródák közé kapcsoljuk és a hanggenerátort az előző mérésből ismert rezonancia-helyekre állítjuk. A mikrokapacitásmérőt rendre az egyes elektródák közé kapcsoljuk és mérjük a kapacitásváltozásokat. A mozgó alkatrész meghatározására a kapacitásmérésen kívül segítséget nyújt az, hogy az előfeszültség változtatásával másképpen viselkedik a mikrofónia, ha azt rács, katód, vagy anódmozgás okozza.

A mérési berendezések közül a vibrátor és a mikrokapacitásmérő tarthat különösebb érdeklődésre számot.

A *vibrátor* dinamikus hangszóró elvén működik. A lengőtekercs egy műanyag csőre van felépítve, amely két helyen van megfogva, először a szokásos pille helyén, másodszor ettől néhány centiméter távolságban elhelyezett második pillével. A kettős megfogás biztosítja a függőleges irányú mozgást. A kilengés mérése kondenzátor-mikrofon elvén történik, a kondenzátor egyik fegyverzete a gerjesztés vasmagjára van felszerelve, a másik fegyver-



5. ábra.

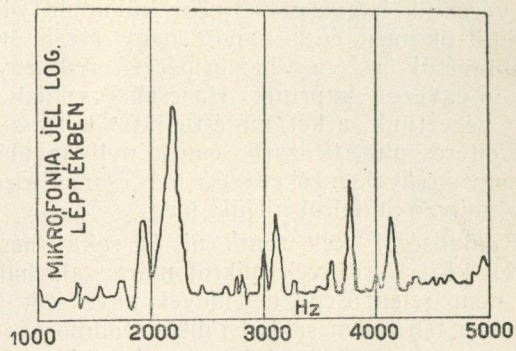
zete a mozgó rész. Az álló fegyverzethez erősített kondenzátor-lemez távolsága egy csavarorsó segítségével állítható.

A vizsgált cső hozzávezetéseinek úgy kell a tápfeszültségekhez, az oszcillográfhoz, illetve mikrokapacitásmérőhöz csatlakozni, hogy egyrészt a vibrátor mozgása akadálytalan legyen, másrészt a hozzávezetések mozgását ne mérjük bele a kapacitásváltozásba. Az első megoldásnál a kivezetések higanycsészékbe nyúltak bele. Jobb megoldásnak bizonyult a cső kivezetéseinek a befogó fejen elhelyezett csavarokhoz történő rögzítése, a mozgó fejről a pillére ragasztott vezetékben futnak a hozzávezetések a tápfeszültségekhez és a pille külső, álló részén vannak a csatlakozások. Ez a megoldás teljesen üzembiztosnak bizonyult.

A *mikrokapacitásmérő* és kilengésmérő Zakariás-kapcsolás elvén működik (6). Ennek lényege, hogy ha egy kettős vezérlőrácsú cső egyik vezérlőrácsára rádiófrekvenciás váltófeszültséget viszünk, akkor a tértöltési csatolás következtében a másik rács körében elhelyezett impedancián (párhuzamos rezgőkör) is fellép ugyanez a feszültség. A cső anód egyenárama a rezgőkör hangolásának függvényében a nyugalmi áram körül változik. A mérendő periódikus kapacitás-változásból a cső munkaellenállásán ezzel arányos váltófeszültség keletkezik. A berendezés hiteles kondenzátorral van ellátva, melynek segítségével megállapítható, hogy egységnyi kapacitásváltozás milyen anódáramváltozást okoz, periódikus változás esetén pedig a keletkezett váltófeszültség nagyságából kiszámítható a kondenzátor lemezei (kilengésmérő kondenzátor, vagy elektródák) közti távolságváltozás. Berendezésünk érzékenysége olyan volt, hogy 1 pF kapacitásváltozás 1 mA anódáram változást okozott, tehát a cső 50 000 ohm munkaellenállásán 50 volt feszültségváltozást. Ehhez még kétfokozatú, változtatható erősítésű erősítő csatlakozott. A berendezéssel 10^{-4} pF periódikus kapacitás-változás jól mérhető volt. A cső elektródáinak kapacitásváltozását mérve a hozzávezetések nem játszanak szerepet.

IV. Néhány mérési eredmény

A fentiekben leírt berendezéssel száznál több különböző típusú telepes és hálózati triódát és pentódát vizsgáltunk meg, részben a már ismertetett eljárással, részben úgy, hogy a vibrátorba befogott csövet sztroboszkópikus megvilágítás mellett mikroszkóp alatt vizsgáltuk. Ez utóbbi eljárásnak természetesen korlátozott lehetőségei vannak, nemcsak a mérendő mozgás kicsinysége miatt, hanem főleg azért, mert a szériacsöveken az árnyékoló henger, az üvegfalra lecsapódott getter-tükör, vagy maga az anód eltakarja a cső szerkezetét. Felbontott csöveken a csillapításviszonyok megváltoznak. Ezeken tapasztaltuk, hogy a nagy menetemelkedésű fékezőrács és — főleg végerősítő csöveken — a segédrács a rácsbordákra merőlegesen is végez lengéseket.



6. ábra.

A vibrátorba helyezett csövek anódáramában 20 és 12 000 Hz között számos rezonanciahely van. (Ilyen görbét mutat a 6. ábra egy triódát 1000 és 5000 Hz közötti frekvenciákkal gerjesztve.) Egyes csőtípusoknak vannak jellemző rezonancia-frekvenciái, azonban a szórás a rezonancia-frekvenciát illetően egy típuson belül is jelentős. A berendezéssel elvégezhető volt a mikrofonia-spektrum harmonikus analizise. Amikor a rács vezérlést kapott, felléptek a mechanikus és elektromos frekvenciákból alkotott kombinációs frekvenciák. Előfordult olyan jelenség, hogy a mechanikus gerjesztő frekvencia második harmonikusa nagyobb amplitudóval jelentkezett, mint az alapharmonikus. (Pl. a vibrátort 1200 Hz-re állítva számottevő mikrofonia jel keletkezett az oszcillográf ernyőjén. Harmonikus analizátorral megvizsgálva azt tapasztaltuk, hogy a 2400 Hz frekvenciájú komponens nagyobb amplitudóval szerepel a jelben, mint az 1200-as. A vibrátort 2400 Hz-re állítva viszont, kisebb jelet kaptunk.) A cső, amelyik ezt a jelenséget mutatta, lényegesen jobb volt, mint a hasonló típusú csövek átlaga. Ez alátámasztani látszik a közelítő számításnak azt az eredményét, hogy teljes szimmetria esetén csak a gerjesztő frekvencia magasabb harmonikusai lépnek fel a mikrofonia jelben. A vizsgálatokat úgy végeztük, hogy különböző frekvenciáknál a gerjesztő teljesítmény közel állandó legyen, tehát növekvő frekvenciánál a kilengést csökkentettük. Ezáltal gondoltuk legjobban megközelíteni a valóságot.

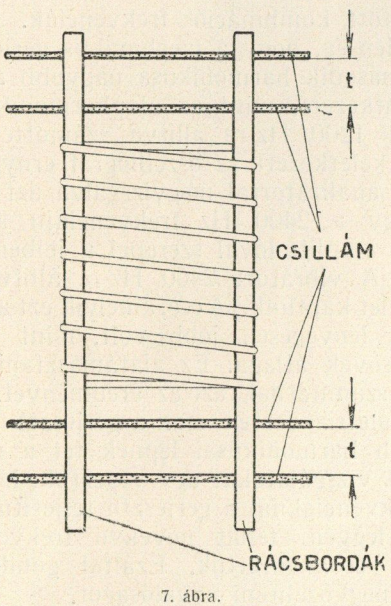
Tapasztaltuk azt, hogy különböző energiával rezgésre gerjesztve a csövet, a rezonancia-frekvenciák és amplitudók néha jelentős mértékben eltolódnak. Ennek magyarázata lehet, hogy erős lökés legyőzi azt a surlódást, amellyel a katód vagy rácsborda a csillámba fekszik és a szimmetria-viszonyok minimális eltolódása megváltoztatja a cső érzékenységét rázással szemben.

Összehasonlító vizsgálatokat végeztünk az egyszeri megütéssel kapott mérés és a vibrátorral végzett mérés közt. Az egyszeri megütésnél a hangfrekvenciás erősítőként kapcsolt csőhöz egy ballisztikus erősítő csatlakozik; a megütés következtében fellépő első legnagyobb kitérés az összehasonlításra alkalmas mérőszám. A vibrátoros mérésnél pedig úgy lehet 1 számmal jellemezni a csövet, hogy bizonyos nivón felüli rezonancia amplitudókat összeadunk. Ha az egyszeri megütést

úgy végeztük, hogy a csövet négy különböző oldaláról ütöttük meg és a kapott négy érték átlagát hasonlítottuk össze a vibrátormérés eredményével, igen jó egyezést kaptunk. Ha csak egyoldali megütést végeztünk, a két mérési eljárás közt számottevő eltérés mutatkozott; ennek nyilvánvaló oka az, hogy a csövek érzékenysége más és más, aszerint, hogy milyen oldalról ütjük meg.

Különbséget kell tenni új és sokat használt csövek közt. A csövek mikrofoniára való hajlama bár nem jelentősen, de idővel növekszik. Régi csöveken feltűnően sokkal több katódmozgás által okozott mikrofoniát találtunk, mint új csöveken. Ennek okául azt tételezzük fel, hogy ki-be kapcsolásnál a katódcső melegedés és kihülés következtében fellépő méretváltozása kidörzsöli a tartócsillámban a furatot.

Közvetett fűtésű csöveken a fűtőszál általában lazán fekszik a katódcső belsejében. Minthogy a fűtőszál közvetlenül nem szerepel az anódáram körében, általában az a nézet, hogy a fűtőszál mozgása elhanyagolható. Ezzel szemben azt tapasztaltuk, hogy a fűtőszál mozgása két különböző hibát okozhat, még pedig: 1. a laza fűtőszál mozgásra gerjeszti a katódot; 2. a katódcsatolású pentagrid konverternél a fűtőszál mozgása következtében fellépő kapacitásváltozás elhangolhatja az oszcillátort.

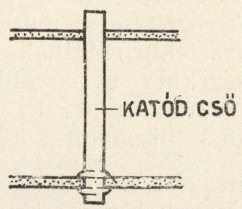


7. ábra.

A legáltalánosabban előforduló eset a rácsbordák mozgása. Megakadályozására végzett kísérleteink szerint, ha a rácsbordákat a 7. sz. ábra szerinti módon fogjuk be, akkor a rezonanciafrekvenciák lényegesen magasabbra tolódnak el és ugyanolyan gerjesztő energia mellett sokkal kisebb kilengést végeznek. Így például egy rácsborda sajátfrekvenciáját 670-ről 1020-ra lehetett felvinni és ugyanolyan kilengéshez szükséges energia négyszeresére nőtt. A két-két csillámlemez távolságát (t) a megengedhető legnagyobb értékre kell választani.

A katódcső rezgéseinek megakadályozására hatásos eszköz, ha csak egyik végén befogott tartóként engedjük rezegni olyan módon, hogy az egyik csillámlemezbe mereven befogjuk (8. sz. ábra), vagy a rácsbordáknál alkalmazott kettős csillámlemezes megfogást használjuk. Így azonos hatásos hossz mellett kilengése kisebb, saját frekvenciája magasabb lesz.

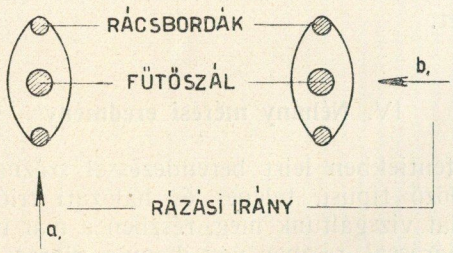
A többi alkatrész-vizsgálatok kézenfekvő eredményekre vezettek. Az anódlemezt merevítő bordákkal, hornyokkal ajánlatos ellátni. Rövid, vastag vezetékeket célszerű használni, lapos szalag helyett szögvasként meghajlítva.



8. ábra.

Pentódáknál a nagy átmérőjű segéd és fékezőrácsnál célszerű két borda helyett négy bordát alkalmazni, vagy a második bordapár helyett a rácsmeneteket végighegeszteni.

Működő csövön a mozgó alkatrész meghatározására a kapacitásváltozás mérésén kívül különböző segédvizsgálatokat végeztünk. Így például telepes csövön, ha fűtőszál rezonanciára volt gyanunk, a vibrátorba befogott csövet hossztengely körül 90°-kal elforgattuk. Fűtőszál mozgás esetén a rezonancia-frekvenciának (és a mikrofonia output-nak) változatlannak kell maradnia; rácsmozgásnál azonosan nem közömbös a rázás iránya (9. sz. ábra). Másik ellenőrző vizsgálatnál a kapacitásmérőt a rács és fűtőszál közé kapcsolva, befűtött, majd hidegcsövön keressük a rezonancia-helyeket. Ha befűtött csövön számottevően nagyobb kapacitásváltozást mérünk, akkor ez annak jele, hogy a meleg fűtőszál erősen megnyúlik, a szálfeszítő nem követi a fűtőszálnak melegedés következtében fellépő méretváltozását. A kapott eredmények kiértékelése nem mindig egyszerű feladat; előfordulnak az anódáramban olyan rezonancia-helyek, amelyeknek kapacitásméréssel nem találtuk az okát, és fordítva, kapacitásváltozásokat mérünk, amelyek az anódáramban nem szerepelnek. Módszeres eljárással azonban a mozgó alkatrész meglehetős biztonsággal megállapítható volt; egyes esetekben segítségül szolgált még az előfeszültségváltozás is, amelynek hatásával az előbbiekben részletesen foglalkoztunk.



9. ábra.

Néhány frekvenciánál nagy amplitudójú éles csúcsok jelentkeznek. Ilyenkor 10—20 Hz-el elhangolva a jel teljesen megszűnik. Más helyeken

viszont (mély hangoknál) 50—150 Hz tartományon belül közel állandó marad. A széles rezonanciasávokat rendszerint nagyobb tömegű alkatrészek, anódlemez, okozzák, a keskenyeket rendszerint vékony kötőhuzalok, elektróda hozzávezetések stb.

V. Összefoglalás

Áttekinthetőség kedvéért összefoglaljuk vizsgálataink fontosabb eredményeit.

1. A cső szerelésénél minél nagyobb fokú szimmetriára kell törekedni. Teljes szimmetria a mikrofóniát lényegesen csökkenti.

2. Az elektromos beállítás változtatásával lényeges javulás nem érhető el. Nagy munkaellenállást és kis anódfeszültséget kell használni. A csövet a karakterisztika egyenes részére kell beállítani, szabályozó csöveknél leszabályozott állapotban a nagyfrekvenciás mikrofóniára való hajlam erősen megnő. Rácsmikrofónia szempontjából van optimális előfeszültség, amelyet a cső beállításának megfelelően kell megválasztani. Az optimum nem éles és értéke olyan, hogy beállítása — egyéb szempontok miatt — nem mindig valósítható meg.

3. Az ismertetett számítási eljárás kvalitatív képet ad a várható jelenségekről. A mechanikus meredekség segítségével kiszámítható, hogy az egyes elektróda elmozdulások milyen anódáram változással járnak, és így a csövek mikrofóniára való hajlama — összehasonlítás céljára — 1 számmal jellemezhető. A tényleges elektróda elmozdulásokat kísérleti úton kell meghatározni, mert ez a felépítés függvénye.

4. Kapacitásmérésen alapuló módszerrel — egyéb segédvizsgálatok igénybevételével — a mozgó elektródák meghatározhatók anélkül, hogy a csövet fel kellene törni.

5. A vibrátoros mérés lehetőséget nyujt alkatrészek saját frekvenciáinak meghatározására és lehetőséget nyujt a csőkonstrukció módosítására, kis mikrofóniájú cső építésére.

6. A gerjesztő amplitudók és az elektródák kilengése között egyértelmű összefüggést megállapítani nem tudtunk. Úgyszintén szélsőségesen eltérő eredményeket kaptunk ugyanazon típusú csőnél aperiódikusan (egyszerű megütéssel) mozgásra gerjesztett elektródák csillapodására vonatkozólag. Fel kell tételeznünk, hogy mindkettő jelentékeny részben egyéb elektromos adatokat nem befolyásoló szerelési koincidenciától függ.

7. Egyes csőtípusokon az illető típusra jellemző rezonancia-frekvenciák lépnek fel. Speciális hangfrekvenciás erősítők esetén, amikor nem az egész hangfrekvenciás tartományt, hanem csupán annak egy részét kell átfogni, a fentiekben leírt vibrátor felhasználható arra, hogy az erősítő részére szánt csöveket vizsgálatnak vessük alá, nem esik-e jellemző rezonancia-frekvenciájuk az átvinni kívánt frekvenciatartományba.

A fentiekben leírt vizsgálatokat 1949—50-ben az Egyesült Izzólámpa és Villamossági Rt. kutató laboratóriumában végeztük. Köszönettel tartozunk Valkó Iván Péter elvtársnak, aki a munkát irányította és számos tanáccsal járult hozzá; dr. Takács Lajosnak a számítási részek ellenőrzéséért és dr. Dallos Andrásnak, akivel számos megbeszélést folytattunk.

HIVATKOZÁSOK

1. *Graffunder* és *Rothe*: Telefunkenrőhre **2**, 6, 1936, 36. o. Telefunkenrőhre **2.** 8, 1936. 147. old.
2. *Waynick*: J. of Appl. Phys. **18.**, 2. 1947. 239. old.
3. *Cohen* és *Bloom*: PROC. IRE. **36**, 8., 1948. 1039. old.
4. *Wenzel* és *Waynick*: PROC. IRE **38.**, 5. 1950. 524. o.
5. *Vlaszov*: Elektroncsövek. Szvajztechizdat, 1944.
6. *Zakariás*: Tungsram Radio Technische Mitteilungen 1938—39, 103. és
Magyar Szabadalom, 123288. sz.

Könyvszemle

I. P. Natanszon: **Konstruktív Függvénytan**
Akadémiai Kiadó, Budapest 1952
Fordítás orosz eredetiből

A »konstruktív függvénytan« elnevezés újabb keletű. *S. N. Bernstejn*től származik, aki a matematikai analízisnek azt az ágát jelöli így meg, mely tetszőleges függvényeknek a legegyszerűbb analitikus eszközök segítségével való megközelítő előállításával foglalkozik. Ez a témakör a matematikának a híradástechnika szempontjából egyik legfontosabb témakörét, függvények Fourier-sorral való megközelítését öleli fel, és ezért a könyv a matematikus olvasón kívül (ilyenek számára készült) a híradástechnika elméleti kérdéseivel foglalkozók érdeklődésére is számot tart.

A könyv három részre osztva tárgyalja az anyagot. Az első rész az egyenletes megközelítésekkel foglalkozik. Ennek során *Weierstrass* tételeit, algebrai és trigonometrikus polinomokkal való megközelítésre vonatkozó tételeket, a Fourier-sorokra vonatkozó legfontosabb tételeket tárgyalja részletesen.

A második részben a négyzetes megközelítésekről van szó. A szerző az alapfogalmakat ismerteti; majd az ortogonális polinomok tulajdonságait tárgyalja.

A harmadik rész az interpoláció és mechanikus kvadratura fejezeteit öleli fel. Tárgyalja az interpolációs eljárások konvergenciáját, a *Bernstejn*-féle konvergens eljárásokat részletesen ismerteti. A kvadraturák kérdéseivel foglalkozó fejezetek a *Gauss*-féle kvadraturák kérdéseivel és a gyakorlati matematika szempontjából fontos *Csebisev*-féle problémával is részletesen foglalkoznak.

A könyv végén a szerző igen alapos bibliográfiát ad.

A mű tartalmának gazdagságáról a fenti vázlatos felsorolás alig ad képet. Tárgyalásmódja végig rendkívül egyöntetű: tétel, lemmák, bizonyítás. A könyv valós problémákkal foglalkozik, komplex-változós függvénytant is alig használ. Világos tárgyalásmódja lehetővé teszi, hogy a témakörben járatlan olvasó is nagyobb nehézségek nélkül tanulmányozhassa és sajátíthassa el annak tartalmát.

A fordító *Rényi Artur*, a lektor *Tandori Károly* és a szerkesztő *Sőke-alvi-Nagy Béla* alapos és pontos munkája, a könyv gondos kiállítása lényegesen hozzájárultak a magyar kiadás értékének emeléséhez.

Boglár Gyula

Határfrekvencia alatti csillapítók

ALMÁSSY GYÖRGY

A modern híradástechnika fejlődése során egyre rövidebb hullámhosszak kerülnek felhasználásra. A mikrohullámok alkalmazása új módszerek kidolgozását tette szükségessé. Az újonnan kialakított eljárások, technikai megoldások némelyike azonban a közönséges rádiófrekvenciás gyakorlatban is igen jó eredménnyel használható. Ilyen pl. a határfrekvencia alatti csillapító, amely modern szignálgenerátorokban, illetve csővoltmérőkben mint hiteles osztó van alkalmazva.

Csillapítókra, osztókra a híradástechnika minden területén szükség van. A szokásos T tagokból előállított osztónak, csillapítónak az elkészítése a ferekvencia növekedésével egyre nagyobb nehézséget jelent. A szórt kapacitások és a szórt induktívitások nagyobb frekvenciáknál döntő módon befolyásolják az áramköri elemek értékét. A frekvencia további növelésekor, amikor a kapcsolási elemek méretei a hullámhosszal összemérhetőek lesznek, sugárzás is fellép. Az áramköri elemek méreteinek csökkentésével a frekvencia növelésekor fellépő hátrányokat bizonyos fokig enyhíteni lehet, ebben az esetben azonban csak kis teljesítményt lehet feldolgozni. Mindezeket a hátrányokat teljesen kiküszöböli a hullámvezetőből kialakított ú. n. határfrekvencia alatti csillapító (irodalom 1.).

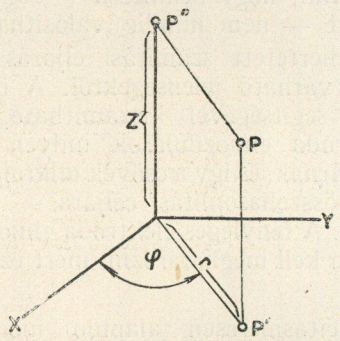
Amint ismeretes, hullámvezetőben elektromos energia szállítás csak egy bizonyos értéknél rövidebb hullámhossz esetén lehetséges. Ha a hullámhossz a határhullámhossznál nagyobb, az elektromágneses tér a hullámvezető belsejében exponenciálisan csökken és ha a vonal veszteségmentes, a tengelye mentén haladva fázistolás nem észlelhető. Az ideális, veszteségmentes tápvonal is tehát mint csillapító működik a határfrekvenciánál kisebb frekvencia esetén. A csillapítás ebben az esetben azáltal jön létre, hogy a veszteségmentes tápvonal reflektálja a bejutó elektromágneses energiát. Az ilyen fajta csillapítást reflexiós csillapításnak nevezik. A csillapítást dB-ben szokás mérni.

A határfrekvencia alatti hullámvezető csillapítása a hullámvezető geometriai méreteiből és a kialakult hullámformából igen pontosan meghatározható. A számítás annyira megbízható, hogy a gondosan elkészített határfrekvencia alatti csillapító csillapítás standardként használható, a kiszámított csillapítást fogadva el hitelesnek. Gyártástechnikai okokból a határfrekvencia alatti csillapítókat rendszerint körkeresztmetszetű hullámvezetőből készítik.

Az elektromágneses teret a hullámvezetőben különböző módon lehet létrehozni. TM és TE (transzverz mágneses és transzverz elektromos) hullámformát különböztetünk meg. A jelölés arra vonatkozik, hogy melyik térerősségnek vannak kizárólag a hullámvezető tengelyére merőleges, transzverzális komponensei. Mindkét hullámfajtánál a hullámvezetőben lehetséges hullámformák két dimenziós sokaságot alkotnak, amelyek megjelölésére kettős index használatos:

$$TE_{m,n} \quad TM_{m,n}$$

Hengeres hullámvezetőben kialakult hullámformák jellemzésére henger koordináta rendszert használunk. Egy tetszőleges térbeli pont 3 koordinátájaként megadjuk az X, Y síkban levő vetületének az origótól való távolságát (r), az X, Y síkban levő vetületet az origóval összekötő egyenesnek az X tengellyel bezárt szögét (φ) és a pontnak az X, Y síktól való távolságát (Z) amint ez az 1. ábrán látható.

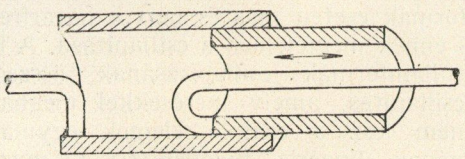


1. ábra. Henger koordináta rendszer

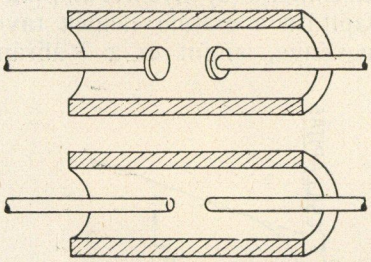
A hullámvezetőben a különböző hullámformák azáltal jönnek létre, hogy különböző formájú állóhullámok alakulnak ki. A hullámvezető faláról az elektromágneses hullámok ugyanis visszaverődnek és a falon az elektromos térerősségnek nem lehet érintő irányú, a mágneses térerősségnek pedig nem lehet normális irányú komponense, mivel ebben az esetben az ideális vezetőnek feltételezett falban végtelen nagy áramok folynának, ami a gyakorlati észleléseknek ellentmond. A $TE_{m,n}$ hullámforma esetén m jelenti E_r (az elektromos térerősség sugárirányú komponense) állóhullámainak a számát, ha $\varphi = 0$-tól $\varphi = 2\pi$-ig változik. n jelenti E_φ állóhullámainak a számát a sugár mentén (r) mérve. TM hullámforma esetén az indexek jelentése ugyanaz, csak a megfelelő H komponensre vonatkozik. A határfrekvencia alatti csillapítóban a szükséges hullámformát a csatolás megfelelő kialakításával tudjuk biztosítani. A gyakorlatban rendszerint a hullámvezető és központos tápvonal (koaxiális kábel) között történik a csatolás.

A határfrekvencia alatti csillapítóknál mind a TM, mind a TE hullámforma egyaránt használatos. A TE hullámformát a központos tápvonal belső vezetőjéből kiképzett hurok, a TM hullám-

formát pedig a központos tápvonal belső vezetőjének végére helyezett tárcsa segítségével gerjesztjük. (A tárcsa esetleg el is hagyható). Különböző csatolási módok a 2. ábrán láthatók.



2. ábra
a) TE hullámformával működő határfrekvencia alatti csillapító



b) TM hullámformával működő határfrekvencia alatti csillapítók

A csatoló elemek közti szakaszban hiányzik a belső vezető, tehát mint hullámvezető működik. A határfrekvencia alatti csillapító csillapítása a hullámvezető hosszával arányos, tehát a csatoló elemek egymástól való távolságától függ. A határfrekvencia alatti csillapító méretezésénél legelőször a körkeresztmetszetű hullámvezető határhullámhosszát kell meghatározni.

A határfrekvenciához tartozó, szabadtérben mért határhullámhossz az (1) egyenletből számítható ki:

$$\lambda_h = \frac{2\pi r \sqrt{E_r U_r}}{S_{m,n}} \qquad (1)$$

ahol λ_h a határhullámhossz,

r a körkeresztmetszetű hullámvezető sugara (dimenziója megegyezik λ_h dimenziójával),

ε_r a hullámvezetőt kitöltő anyag relatív dielektromos állandója,

μ_r a hullámvezetőt kitöltő anyag relativ permeabilitása,

$S_{m,n}$ TM hullámforma esetén az m-ed rendű Bessel függvény n-edik gyöke,

$S_{m,n}$ TE hullámforma esetén az m-ed rendű Bessel függvény differenciálhányadosának n-edik gyöke.

A gyakorlatban rendszerint levegő tölti ki a határfrekvencia alatti csillapítót tehát $\mu_r = 1$ és $\varepsilon_r = 1$.

$S_{m,n}$ fontosabb értékei az I. táblázatban találhatók.

1. táblázat

Az (1) egyenletben szereplő $S_{m,n}$ értékei körkeresztmetszetű hullámvezetők esetén

	TM$_{m,n}$ *hullámforma*							
S_{01}	2,405	S_{02}	5,520	S_{03}	8,654	S_{04}	11,79
S_{11}	2,832	S_{12}	7,016	S_{13}	10,17	S_{14}	13,32
S_{21}	5,136	S_{22}	8,42	S_{23}	10,62	S_{24}	14,80
S_{31}	6,38	S_{32}	9,76	S_{33}	13,02	S_{34}	16,22

	TE$_{m,n}$ *hullámforma*					
S_{01}	3,832	S_{02}	7,016	S_{03}	10,17
S_{11}	1,841	S_{12}	5,33	S_{13}	8,45
S_{21}	3,05	S_{22}	6,71	S_{23}	9,97
S_{31}	4,20	S_{32}	8,02	S_{33}	11,35

A határfrekvenciáknál jóval nagyobb frekvenciájú elektromágneses hullám elhanyagolhatóan kis csillapítással szinuszosan változva halad a hullámvezető tengelye mentén. A határfrekvenciánál jóval kisebb frekvenciájú elektromágneses hullám erősen csillapodik és a hullámvezető tengelye mentén exponenciálisan csökken. A határfrekvencia körül folytonos az átmenet az egyik állapotból a másikba. A hullámvezető csillapítását nehéz kiszámítani, ha a hullámhossz alig valamivel nagyobb mint a határhullámhossz. A gyakorlatban azonban ennek az esetnek nincs jelentősége. Ha a hullámhossz legalább 5%-al nagyobb mint a határhullámhossz, a hullámvezető csillapítási tényezője az alábbi képletből számítható ki:

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_h}\sqrt{1-\left(\frac{\lambda_h}{\lambda}\right)^2}, \qquad (2)$$

ahol

α a csillapítási tényező, a hullámvezetőben tovahaladó λ hullámhosszúságú elektromágneses hullám csillapítása a hullámvezető egységnyi hosszúságú szakaszán. neper/m-ben mérve. Szokásosabb mértékegység a db (1 neper = 8,6858 db).

λ_h a határhullámhossz, azaz a határfrekvenciához tartozó szabadtérben mért hullámhossz.

λ a hullámvezetőben tovaterjedő elektromágneses hullám szabadtérben mért hullámhossza. (A szabadtérben mért hullámhossz a TEM elektromágneses hullám vakuumban, illetve gyakorlatilag levegőben mért hullámhossza. A hullámvezetőben mért hullámhossz általában nagyobb mint a szabadtérben meghatározott hullámhossz).

A szabadtérben mért hullámhossz és a frekvencia közötti ismert összefüggést a (3) egyenlet adja meg:

$$\lambda \cdot f = 2{,}998 \times 10^8 \text{ m/sec}, \qquad (3)$$

ahol λ a hullámhossz m-ben,

f a másodpercenkénti rezgésszám, a frekvencia Hz-ben.

A csillapítási tényezőnek —α-nak az értéke független a hullámvezető anyagától, ha az jó vezető. A (2) egyenletből látható, hogy α a hullámhossztól gyakorlatilag független, ha $\frac{\lambda_h}{\lambda}$ értéke kicsi. A határfrekvencia alatti csillapítóknak ez igen nagy előnye. Például $\lambda_1 - 1{,}5\,\lambda_1$ sávban a csillapítási tényező 1%-on belül független a hullámhossztól, ha a hullámvezető átmérője úgy van megválasztva, hogy $\lambda_h \leqq 0{,}19\,\lambda_1$

2. táblázat

Körkeresztmetszetű hullámvezető határhullámhossza átmérőjének függvényében

Hullámvezető átmérő mm	5	7	10	15	20	30
TM_{01} λ_h [cm]	0,6521	0,9144	1,3063	1,9594	2,6125	3,9189
TE_{11} λ_h [cm]	0,8532	1,1945	1,7064	2,5596	3,4129	5,1192

Precíziós kivitelű csillapítóknál igen gondos és pontos mechanikai megmunkálásra van szükség. A mechanikai méretek tűrése határozza meg az elektromos pontosságot.

A (2) egyenletből, ha $\frac{\lambda_h}{\lambda} \ll 1$,

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_h} \tag{5}$$

λ_h értékét az (1) egyenletből behelyettesítve, ha $\varepsilon_r = \mu_r = 1$,

$$\alpha = \frac{2\pi\, S_{m,n}}{2\pi\, r} \tag{6}$$

Innen

$$\alpha = \frac{S_{m,n}}{r} \tag{7}$$

A (7) egyenletből differenciálás útján könnyen kiszámítható, hogy

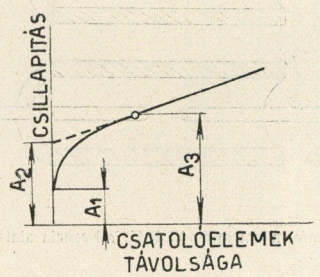
$$\frac{d\alpha}{\alpha} = -\frac{dr}{r} \tag{8}$$

Tehát a hullámvezető sugarának, illetve átmérőjének százalékos tűrésével azonos a csillapítás százalékos tűrése.

Különleges eljárással elektrolitikus úton is előállítható a hullámvezető. Valamely alacsony olvadáspontú, vagy oldható pontosan megmunkált tükörfényes fémmagra galvanikus úton megfelelő vastagságú fémréteget lehet rávinni, amely esetleg különböző fémekből is állhat. Megfelelő rétegvastagság elérése után a belső mag kiolvasztható, vagy esetleg kioldható. Jól elkészített mag esetén, a hullámvezetőt nem kell megmunkálni. A bevonat elkészítéséhez legcélszerűbb rezet vagy nikkelt használni.

Különböző hullámformák hatása

A határfrekvencia alatti csillapítóknál a csatolás a hullámvezetőben nemcsak egyetlen hullámformát hoz létre. Ugyanannak a hullámvezetőnek, amint az I. táblázatból látható, különböző hullámformák esetén más és más a határfrekvenciája és ennek megfelelően a csillapítása. A különböző hullámformák csillapításának összege az eredő csillapítás, amely mérésekkel meghatározható, nem lesz a csatoló elemek egymásközti távolságának lineáris függvénye. A magasabb indexű hullámformák rohamosabban csökkennek, teljesítményük tehát a legkisebb indexű (TM_{10} vagy TE_{11}) hullámformához képest elhanyagolhatóvá válik. Ekkor a (2) egyenlet alapján a hullámvezető csillapítása a csatoló elemek távolságának lineáris függvénye, amint ez a 3 ábrán látható.



3. ábra. Határfrekvencia alatti csillapító csillapítása a csatoló elemek távolságának a függvényében

A 3. ábrán látható diagrammon 3. nevezetes pontot lehet megkülönböztetni: A_1 jelenti azt a legkisebb csillapítást, amelyet a csillapítóval még be lehet állítani. A csillapítás minimumra csökken, ha a csatoló elemek pl. csatoló hurkok közvetlenül érintkeznek. Általában még ebben az esetben sem lehet O csillapítást elérni. A maradék csillapítást a csatoló elemeknél fellépő diszkontinuitások reflexiós csillapítása és az impedanciaillesztő elemek veszteséges csillapítása idézi elő. A_2 az a csillapítás érték, ahol a csillapítási görbe lineáris szakaszának meghosszabbítása metszi a csillapítás tengelyét. Nagy X értékeknél, ahol a diagramm már lineáris, a csillapítás

$$A = A_2 + \alpha X \tag{9}$$

képletből kiszámítható.

A a határfrekvencia alatti csillapító csillapítása db-ben.

α a csillapítási tényező dB/m-ben.

X a csatolóelemek közti távolság m-ben.

A_3 az a csillapítás érték, ahonnan számítva a csillapítási görbe megadott tűrésen belül lineáris. Kétféle értékmérés szokásos:

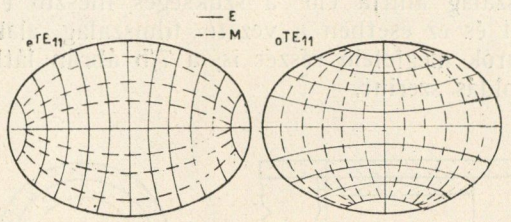
1. A_3 az a csillapítás érték, ahol a csillapításgörbe iránytangense csak egy megadott (pl. 1%) százalékkal tér el a lineáris szakasz iránytangensétől.

2. A_3 az a csillapítás, ahol a csillapítási görbe csak egy megadott értékkel (pl. 0,5 db) tér el a csillapítás görbe lineáris szakaszának extrapolált értékétől.

A gyakorlatban kívánatos, hogy A_3 minél kisebb legyen. Ezt azáltal lehet elérni, hogy egyrészt gondoskodni kell arról, hogy lehetőleg csak egy hullámforma alakuljon ki a hullámvezetőben, másrészt az impedancia illesztő elemeket lehetőleg kis veszteségűre kell készíteni.

A magasabb indexű hullámformák ú. n. hullámforma szűrő segítségével küszöbölhetők ki. A hullámformaszűrő olyan hullámvezető, amelyben csak a legkisebb indexű hullámforma tud gyakorlatilag csillapításmentesen tovaterjedni. A magasabb indexű hullámformák határfrekvencia alatt vannak és erősen csillapodnak. A hullámforma szűrőt a gyakorlatban ritkán alkalmazzák.

Egyetlen hullámforma esetén is zavarok állnak elő, ha a hullámvezető nem pontosan körkeresztmetszetű. A hullámformák kiszámításánál feltételezve, hogy a hullámvezető ellipszis keresztmetszetűvé deformálódott, a Bessel függvények helyett a Mathieu függvényeket kell felhasználni. Két egymásra merőlegesen polarizált TE_{11} hullámforma tud kialakulni, amint ez a 4. ábrán látható.



4. ábra. Két egymásra merőlegesen polarizált tengelyű TE_{11} hullámforma, amely ellipszis keresztmetszetű hullámvezetőben alakul ki

Mivel ugyanazon típusú, de különbözően polarizált hullámformának ugyanaz a csillapítási tényezője, az ellipszis keresztmetszetű hullámvezető csillapítási görbéje csak akkor tér el a körkeresztmetszetűétől, ha az ellipszis keresztmetszetű cső a tengelye körül el van csavarodva. A polarizációs síkok elfordulása ebben az esetben egyenértékű azzal, mintha a csatolóhurkokat forgattuk volna el egymáshoz képest. Mivel az elcsavarodás minden keresztmetszetben más és más lehet, a hibát kikompenzálni egyszerű eszközökkel nem lehet.

Határfrekvencia alatti csillapítók illesztése

A hiteles csillapító illesztése igen fontos feladat, mivel az illesztetlenség reflexiós csillapítást idéz elő, amely frekvenciafüggő, nehezen meghatározható és a hitelesítést lehetetlenné teszi. Különösen fontos a határfrekvencia alatti csillapító illesztése, mivel bemenő impedanciája tiszta reaktív, ha a csatoló elemek egymásközti távolsága elég nagy. Ha nincs jó illesztés, az állóhullám viszony nagyon rossz lesz, 40—50 körüli. Ha a generátor frekvenciája kissé elhúzódik, jelentékenyen megváltozhat a generátorból kicsatolt teljesítmény. Az illesztés oly módon történik, hogy a határfrekvencia alatti csillapító és a fogyasztó közé jól illesztett veszteséges csillapítót helyezünk. A veszteséges csillapító az elektromágneses energiát hővé alakítja. Az illesztőtag különböző módszerekkel állítható elő.

Fontosabb méretezési szempontok, amelyeket az illesztőtag méretezésénél figyelembe kell venni:

1. Az üzemi sávban maximálisan megengedhető állóhullám viszony.
2. Az áramforrás, illetve a fogyasztó reflexiója az alkalmazott tápvonalban.
3. Az illesztőtag maximálisan megengedhető veszteséges csillapítása.
4. Az illesztőtag maximális terhelhetősége. (Megengedhető maximális átlag, illetve csúcsteljesítmény).
5. Az illesztőtag maximálisan megengedhető méretei.
6. Könnyű gyárthatóság.
7. Reprodukálhatóság.

A gyakorlatban használatos határfrekvencia alatti csillapítók legtöbbnyire körkeresztmetszetűek és központos tápvonalhoz csatlakoznak. Az illesztő elemek ennek megfelelően többnyire központos tápvonalban vannak kivitelezve. Általában a következő illesztő elemek használatosak:

1. Folyamatosan eloszló ellenállású csillapító.
2. Ellenállásból készült csatoló hurok.
3. A csatoló elemhez képest megfelelő helyen alkalmazott sönt vagy soros koncentrált ellenállás.

A folyamatosan eloszló ellenállású csillapító legegyszerűbb formája megfelelő hosszúságú veszteséges kábel (természetesen az energiaátvitelre használatos kis veszteségű kábelek is felhasználhatók erre a célra).

Adott állóhullám-viszony biztosításához szükséges illesztő csillapítás nagysága a következőképp számítható ki. Ha az illesztő veszteséges csillapító mögött a tápvonal rövidre van zárva, teljes reflexió áll elő. Ez a feltétel a gyakorlati eseteknél valamivel szigorúbb. Jelöljük A-val a csillapító dB-ben mért csillapítását. Mivel a rövidzár helyén teljes a reflexió, a csillapítón át visszajutó reflektált jel kétszer megy keresztül a csillapítón, egyszer előrehaladva, egyszer visszaverődve.

$$2A = 10 \log \frac{N_{\text{haladó}}}{N_{\text{visszavert}}} \qquad (10)$$

Mivel a teljesítmény a feszültség négyzetével arányos,

$$2A = 10 \log \frac{U^2_{\text{haladó}}}{U^2_{\text{visszavert}}} \qquad (11)$$

Innen

$$A = 10 \log \frac{U_{\text{haladó}}}{U_{\text{visszavert}}} \qquad (12)$$

$$\frac{U_{\text{haladó}}}{U_{\text{visszavert}}} = \frac{1}{\Gamma} \quad \text{a reflexió koefficiens} \qquad (13)$$

(Simonyi: Elméleti villamosságtan 274. oldal.)

$$\frac{1}{\Gamma} = \frac{r+1}{r-1} \qquad (14)$$

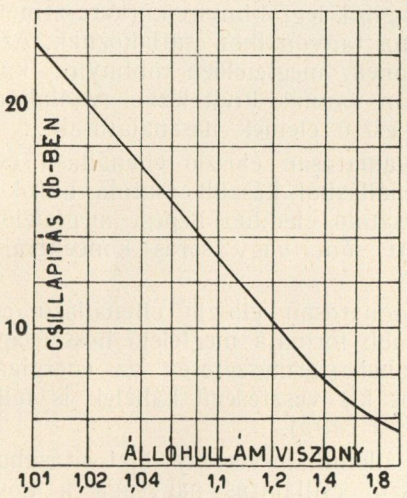
ismert összefüggés szerint, ahol r az állóhullám-viszony.

$$A = 10 \log \frac{r+1}{r-1} \qquad (15)$$

Például ha $r = 1{,}1$

$$A = 10 \log \frac{2{,}1}{0{,}1} = 13{,}22 \text{ dB}$$

Adott állóhullám-viszony biztosításához szükséges csillapítás az 5. ábrán látható diagrammból is leolvasható.



5. ábra. Adott állóhullám-viszony biztosításához szükséges illesztőelem csillapítása

A veszteséges kábelnek mint illesztő-csillapítónak az *előnyei:*

1. A szükséges csillapítás érték a kábel hosszának megfelelő méretre való levágásával igen rövid idő alatt beállítható.

2. Viszonylag nagy teljesítmény feldolgozására alkalmas.

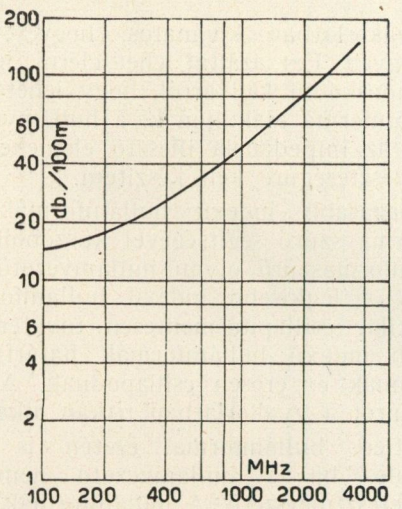
Hátrányok:

1. Ha nagy csillapításra van szükség, hosszú kábelt kell használni.

2. A kábel csillapítása függ a hőmérséklettől és a frekvenciától.

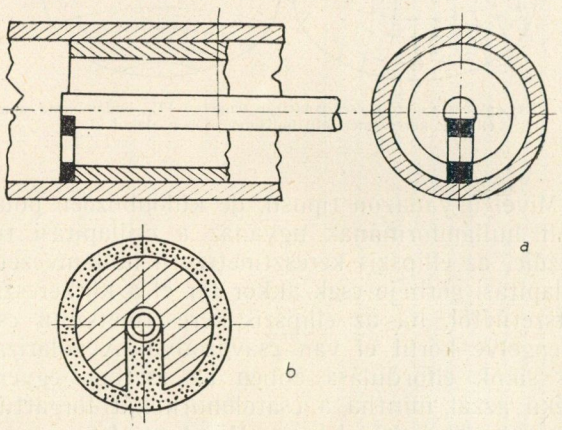
3. A kábelcsatlakozóknál, a kábel hajlítgatásakor a belső érintkezők mozognak és emiatt a csatlakozó reflexiója változik.

Két jellegzetes kábel- típus csillapítását a frekvencia függvényében a 6. ábra tünteti fel.



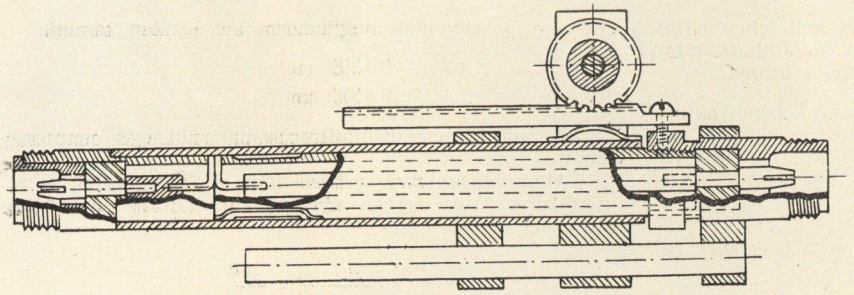
6. ábra. Kábelek csillapításának változása a frekvencia függvényében

Határfrekvencia alatti csillapítókat úgy is lehet illeszteni, hogy a csatoló hurok ellenállásból készül. Kétféle megoldás szokásos, vagy egy kis 0,1 W-os szilit van alkalmazva a 7/a ábra szerint, vagy egy szigetelő tárcsára rávitt vezető filmszalag állítja elő a szükséges illesztő ellenállást és ez esetben a vezető filmszalag alakítja a hurok megfelelő részét is, a 7/b ábrán látható megoldás szerint.



7/a ábra. TE_{11} hullámformát használó határfrekvencia alatti csillapító illesztése ellenállásból készült csatoló hurokkal
7/b ábra. TE_{11} hullámformát használó határfrekvencia alatti csillapító illesztése ellenállásból készült csatoló hurok segítségével. A pontozott felület ezüsttel van bevonva, vonalkázással a csupasz szigetelőanyag felülete van jelölve

A 8. ábrán látható egyszerű határfrekvencia alatti csillapítókban a csatoló hurkok érintkeznek. (Irodalom: MiT 11 Montgomery: Technique of Microwave Measurements). A baloldali csatolóhurok egy tengelyirányban mozgatható hüvelyhez van forrasztva. A hüvely csatolóhurok felé eső vége 8—10 tengelyirányú bemarással fel van hasítva, hogy a hüvely és a tápvonal közti jó rugozó érintkezés biztosítva legyen. A hüvelyt fogasléc meghajtás segítségével lehet tengelyirányban mozgatni. A mechanikai stabilitást a mozgó hüvelyhez mereven hozzáerősített acél vezetőrúddal biztosítjuk. Az impedancia illesztését veszteséges kábellel célszerű megoldani. A 8. ábrán látható egyszerű megoldásnak számos hibája van, azonban igen

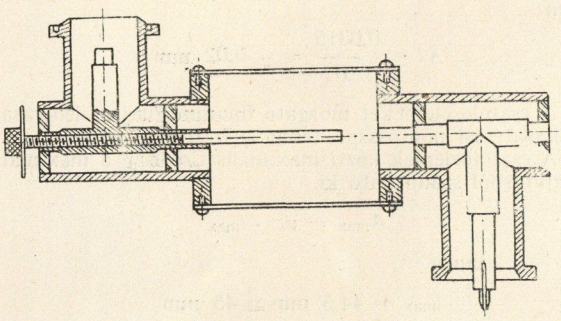


8. ábra. TE_{11} hullámformájú határfrekvencia alatti csillapító

nagy előnye az egyszerű szerkezeti megoldás. A felhasított hüvely rugózó érintkezői könnyen berágódást idéznek elő a hullámvezető falán. Ha pedig nem kielégítő az érintkezés, az elektromágneses energia kiszivárog, megkerüli a csillapítót és a mérést meghamisíthatja. Megfelelő kenést célszerű alkalmazni. A mechanikai vezetést külön kell biztosítani és semmi esetre sem szabad az érintkező rugókra bízni.

A 9. ábrán látható megoldásnál TM_{01} hullámforma alakul ki és a csatolást a belső vezető csavarmenet segítségével történő mozgatásával lehet változtatni. A belső vezetőt szigetelő tárcsából készült gyűrűkkel rögzítjük. A határfrekvencia alatti hullámvezető átmérőjét a normál tápvonal külső vezetőjének belső átmérőjénél nagyobbra választottuk, hogy kisebb legyen a csillapítási tényező.

A TE_{11} és TM_{01} hullámformát alkalmazó határfrekvencia alatti csillapítók előnyeit és hátrányait a következőkben foglalhatjuk össze:



9. ábra. TM_{01} hullámformájú határfrekvencia alatti csillapító

A TE_{11} hullámformát alkalmazó határfrekvencia alatti csillapítónak legkisebb a csillapítási tényezője adott geometriai méretek esetén. Igen érzékeny a körkeresztmetszet deformációra (Lásd 4. ábra). Ha deformált keresztmetszetű, tengelye körül elcsavarodott csőből készítjük a hullámvezetőt, a hitelesítési görbéje nagymértékben eltér a számítottól. A felhasított hüvely mozgás közben kikoptatja a hullámvezetőt és a méretváltozás folytán a hitelesítési görbe megváltozik. A csillapítás változtatás közben a csatoló hurkoknak nem szabad egymáshoz képest elfordulniok, mert ez a csillapítás megnövekedését idézi elő.

A TM_{01} hullámformát alkalmazó határfrekvencia alatti csillapító hátránya, hogy ha a központos tápvonal belső vezetőjének folytatásaként kiképzett csatoló elektróda a legkisebb mértékben is excentrikus, TE hullámformák is fellépnek. Viszonylag kis energiájú TE_{11} hullámformájú komponens is súlyos zavarokat okozhat. A TE_{11} hullámformának ugyanis kisebb a csillapítása adott határfrekvencia alatti csillapító esetén, mint a TM_{01} hullámformának. A TE_{11} hullámforma tehát viszonylag egyre erősebb lesz, amint a csillapítást növeljük. Nagy csillapításoknál a számított csillapítási görbe emiatt nem érvényes. A TE_{11} hullámforma létrejöttét a csatolóelemek megfelelő kialakításával el lehet kerülni.

Mindkét típusú határfrekvencia alatti csillapító hátrányos sajátságait helyes szerkesztéssel, gondos kivitellel, ki lehet küszöbölni. Elvileg nem lehet eldönteni, hogy a TE_{11}, illetve TM_{01} hullámformát alkalmazó megoldások közül melyik a kedvezőbb. A gyakorlatban a hurkos csatolású TE_{11} hullámformát használó határfrekvencia alatti csillapító van jobban elterjedve.

A továbbiakban egy példa kapcsán a határfrekvencia alatti csillapító méretezési módszerei kerülnek ismertetésre.

Példa

Méretezendő egy 1000—2000 MHz frekvenciasávban működő határfrekvencia alatti csillapító, amelynek a csillapításváltozását $\pm 1{,}5\%$ pontossággal lehet meghatározni. Maximális csillapítás állítási lehetőség 40 dB. Kalibrációs táblázat segítségével a csillapítás változás mérési pontossága $\pm 0{,}1$ dB. Meg kell határozni a mechanikai szerkesztéshez szükséges adatokat.

A TE_{11} hullámformát előállító hurkoscsatolást célszerű alkalmazni. A csillapító az 1500 MHz-en észlelhető csillapítás értékeknek megfelelően van skálázva. Ennél kisebb frekvencián a valódi csillapítás a skáláról leolvasott értéknél nagyobb, nagyobb frekvencián pedig kisebb. A határfrekvencia alatti csillapító átmérőjét a frekvenciaváltozás folytán maximálisan megengedhető hiba alapján lehet meghatározni. A csillapító $\lambda_1 = 30$ cm-től $\lambda_2 = 15$ cm-ig terjedő hullámhosszsávban működik. A csillapító hitelesítése $\lambda_k = 20$ cm-en történik. A sáv elején, illetve végén maximum 1,5% lehet a kalibrációs hiba. A sáv elején a hiba $h_1 = 1{,}5\%$

$$h_1\% = \frac{\frac{2\pi}{\lambda_h}\sqrt{1-\left(\frac{\lambda_h}{\lambda_1}\right)^2} - \frac{2\pi}{\lambda_h}\sqrt{1-\left(\frac{\lambda_h}{\lambda_k}\right)^2}}{\frac{2\pi}{\lambda_h}\sqrt{1-\left(\frac{\lambda_h}{\lambda_k}\right)^2}} 100 \quad (16)$$

Ahol

λ_h a hullámvezető határfrekvenciája
λ_1 a sáv elejének hullámhossza ($\lambda_1 = 30$ cm)
λ_k a közepes hullámhossza ($\lambda_k = 20$ cm).

A fenti adatok felhasználásával λ_h értéke kiszámítható.

$$\lambda_{h_1} = 4{,}55 \text{ cm}.$$

Hasonlóan kiszámítható a skála végén megengedhető kalibrációs hibából egy másik határhullámhossz

$$\lambda_{h_2} = 3{,}85 \text{ cm}.$$

A további méretezésnél a kisebbiket kell felhasználni. A számításból látható, hogy a rövidebb hullámhosszúságú sávban lesz nagyobb a csillapító kalibrációs hibája.

1. egyenletből a hullámvezető sugara kiszámítható

$$r = \frac{S_{m,n}\,\lambda_h}{2\,\pi} \qquad (17)$$

Ahol

$S_{m,n} = 1{,}841$ a TE_{11} hullámforma esetén. A λ_h értéket behelyettesítve

$$r = 1{,}13 \text{ cm}.$$

A hullámvezető átmérőjét válasszuk 20 mm-re. Ekkor a csillapítás frekvenciafüggéséből eredő hiba még kisebb lesz. Azonban más hibaforrásokat is figyelembe kell venni.

Mivel a csillapító kezdeti csillapítása a csatolóelemek nem lineáris függvénye, precíziós mérések csak 30 dB-nél nagyobb csillapítás esetén végezhetők. Az előírt 40 dB-es csillapítás állítási lehetőség tehát 30—40 dB-es határok között biztosítható.

A kalibrációs skála használata esetén megengedhető $\pm 0{,}1$ dB-es tűrés három egyenlő részre osztható fel:

1. A frekvencia-meghatározás bizonytalanságából, a leolvasás pontatlanságából, a hitelesítési táblázat hibájából eredő tűrés.

2. A határhullámhossz alatti hullámvezető átmérőjének pontatlanságából származó tűrés.

3. A finommeghajtás pontatlansága által előidézett tűrés.

A megengedhető tűrés 3 egyenlő részre való felosztása nem feltétlenül helyes. A tűrést úgy kell felosztani, hogy egyforma technikai nehézséget jelentsen mindegyik esetben a megkívánt pontosság biztosítása. A $\pm 0{,}1$ dB mérési pontosság %-osan a legkedvezőtlenebb esetben

$$h_3 = \frac{0{,}1}{70} \cdot 100 = 0{,}143\%$$

$$h_4 = \frac{h_3}{3} = 0{,}048\%$$

h_4 az egyes előbb említett tényezők megengedhető tűrése. A hullámvezető határfrekvenciája

$$\lambda_h = \frac{2\,\pi \cdot r}{S_{m,n}} = \frac{2\,\pi \cdot 1}{1{,}841} = 3{,}4129$$

A csillapítási tényező α_k $\lambda_k = 20$ cm-en

$$\alpha_k = \frac{2\,\pi}{3{,}4129}\sqrt{1 - \left(\frac{3{,}4129}{20}\right)^2} = 1{,}814 \text{ Néper/cm}$$

Hasonlóan kiszámítható

$$\alpha_k = 15{,}75 \text{ dB/cm}$$
$$\alpha_{15} = 15{,}57 \text{ dB/cm}$$
$$\alpha_{30} = 15{,}88 \text{ dB/cm}$$

A %-os frekvencia hiba

$$h_{f\,15} = \frac{\alpha_k - \alpha_{15}}{\alpha_k} \cdot 100 = 1{,}15\%$$

Hasonlóan kiszámítható

$$h_{f30} = 0{,}83\%$$

mivel h_{f15} és h_{f30} 1,5%-nál kisebb, az enyhébb követelmény ki van elégítve, mivel a többi hiba a kalibrációs hiba mellett elhanyagolható. A hullámhossz meghatározás hibája legyen $\pm\Delta\lambda$, ennek következtében a csillapítás változás maximális hibája 0,040% lehet. A 2. egyenletből

$$\alpha\,(1 \pm 0{,}00048) = \frac{2\,\pi}{\lambda_h}\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_h}{15 \pm \Delta\lambda}\right)^2}$$

$\Delta\lambda$-ra a $\pm$ előjelnek megfelelően két értéket kapunk

$$\Delta\lambda_1 = 0{,}1335 \text{ cm}$$
$$\Delta\lambda_2 = 0{,}1303 \text{ cm}$$

A hullámhossz meghatározásánál szükséges pontosság tehát = 0.87%

Maximálisan megengedhető tűrés. 8. egyenletből az átmérő-tűrés %-os értéke egyenlő a csillapítás tűrés %-os értékével

$$\frac{h_4}{\alpha \cdot 100} = \frac{\Delta d}{d}$$

Innen

$$\Delta d = \pm 9{,}6\ \mu$$

Az MNOSZ 1863—50 szabvány szerint H7 tűrés alkalmazható. Ennél az illesztésnél a tűrés $+21\ \mu$ és 0 között változhat. A számításokat 20,00105 átmérőjű hullámvezetőre kell elvégezni. Az alaplyuk rendszer alkalmazása feltétlenül indokolt, mert az adott hullámvezetőhöz készítjük el az egyes szerkezeti elemeket.

Az átmérő tűrés folytán csillapítás-mérésnél előálló viszonylagos hiba

$$h_6 = \frac{0{,}0105}{20{,}00105} = 0{,}00050$$

A finommeghajtás pontatlansága folytán megengedhető viszonylagos tűrést megkapjuk, ha a megengedhető tűrésből kivonjuk az átmérő pontatlanság és hullámhossz meghatározás bizonytalansága folytán előálló hibákat.

$$h_{megh} = 0{,}00143 - 0{,}00048 - 0{,}00050$$

$$h_{megh} = 0{,}00050$$

Az átmérő pontatlanság folytán előidézett tűrés a legkedvezőtlenebb esetben 70 dB-es mérésnél dB-ben kifejezve:

$$\Delta A = 0{,}00045 \times 70 = 0{,}0315 \text{ dB}$$

ΔA csillapításváltozás előidézésében a csatolóelemeknek Δl úthosszal kell egymáshoz képest elmozdulniok

$$\Delta A = \alpha_k\ \Delta l$$

Innen

$$\Delta l = \frac{0{,}0315}{1{,}575} = \pm 0{,}02 \text{ mm}$$

A csatoló elemeket mozgató finommeghajtás leolvasási és visszatérési pontossága tehát $\pm$ 0,02 mm legyen.

A csatolóelemek közti maximális távolság a maximális csillapításból számítható ki.

$$A_{max} = \alpha_k \cdot l_{max}$$

Innen

$$l_{max} = 44{,}5 \text{ mm} \cong 45 \text{ mm}$$

A szerkesztés megindításához szükséges adatok tehát összefoglalva a következők:

Csatolóelemek közti maximális távolság	45 mm
Hullámvezető átmérő	⌀ 20 H7
A csatolóelemeket mozgató finommeghajtás leolvasási és visszatérési pontossága	$\pm$0,02 mm

A csillapítás frekvenciafüggését megadó táblázatban a frekvenciát 0,1% pontosan kell megadni. A csillapítás mérésnél a frekvenciát 0,73%-ra pontosan kell ismerni. (0,73 + 0,1 = 0,83).

Példában kidolgozott határfrekvencia alatti csillapító hosszabb hullámhosszra is használható. A 3. táblázatban van feltüntetve a hullámvezető csillapításának frekvenciafüggése. A frekvenciafüggés a következő képlet alapján számítható ki:

$$h_7 = \frac{\frac{2\,\pi}{\lambda_h} - \frac{2\,\pi}{\lambda_h}\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_h}{\lambda}\right)^2}}{\frac{2\,\pi}{\lambda_h}} 100\,\%.$$

3. táblázat

20 mm átmérőjű határfrekvencia alatti csillapító viszonylagos csillapítása a hullámhossz függvényében

	1000 cm	500 cm	100 cm	50 cm	10 cm
h_7 %	0,00058	0,00233	0,055827	0,2331	6,008

IRODALOM

C. G. Montgomery: »Technique of Microwave Measurements« (Mit 11).

Anthony B. Giordano: Design Analysis of a TM-Mode Piston Attenuator. Proc. I. R. E. 1950. máj.

R. A. Valitov, V. N. Szretyenszkij: Radioizmerenyija na szverhvüszokih csasztotah.

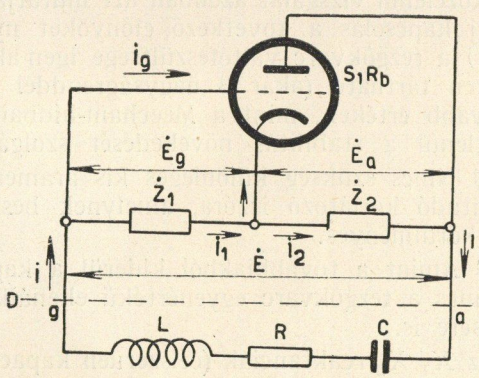
Rezgő kvarc egyenértékű ellenállásának mérése Clapp oszcillátorral

SÜLI MIHÁLY

Elvi meggondolások.

A Clapp oszcillátor alapvető elvi vázlata az 1. ábrán látható, A *D* vonal fölött lévő rész *a*—*g* kapcsokon mért impedanciája egyszerűen számítható, ha: 1) $\dot{I}_g = 0$ és 2) $\dot{Z}_2 \ll R_b$ ahol R_b a cső belső ellenállása.

A komplex nagyságokat ponttal ellátott nyomtatott nagybetűkkel, pl: $\dot{Z} = a + jb$, abszolút értéküket pedig a pont elhagyásával jelezzük pl. $Z = \sqrt{a^2 + b^2}$



1. ábra.

Az impedancia számítás menete a következő:

$$\dot{E} = \dot{E}_a + \dot{E}_g$$

$$\dot{E}_g = \dot{I}_1 \dot{Z}_1 = \dot{I} Z_1 \qquad \text{(1-es feltétel)}$$

$$\dot{E}_a = \dot{I}_2 \dot{Z}_2 = (\dot{I}_2 + \dot{I})\, \dot{Z}_2$$

$$\dot{E} = \dot{I} \dot{Z}_1 + (\dot{I}_a + \dot{I}) \dot{Z}_2$$

$$\dot{I}_a = S.\dot{E}_g = S.\dot{I} \dot{Z}_1 \qquad \text{(2-es feltétel)}$$

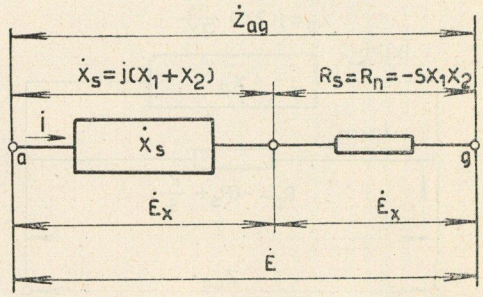
$$\dot{E} = I \dot{Z}_1 + \dot{I} \dot{Z}_2 + \dot{I}\, S \dot{Z}_1 \dot{Z}_2$$

Ebből $\dot{Z}_{ag} = \dot{E}/I = \dot{Z}_1 + \dot{Z}_2 + S \dot{Z}_1 \dot{Z}_2 \qquad (3)$

Ha $\dot{Z}_1$, ill. $\dot{Z}_2$ veszteségmentes és azonos előjelű reaktanciák (pl. jó keramikus kondenzátorok), amelyeknél $tg\ \delta \cong 5 \times 10^{-4}$, tehát

$$Q_c = 1 : tg\ \delta \cong = 2000, \quad \text{akkor}$$

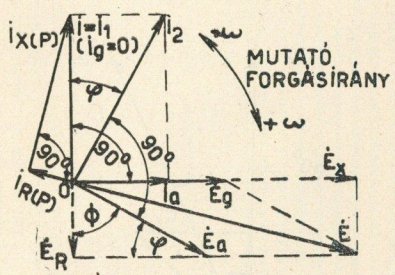
$$\dot{Z}_{ag} = i\,(X_1 + X_2) - SX_1 X_2 \qquad (4)$$



2. ábra.

Vagyis az impedanciának ohmos komponense negatív előjelű, azaz egy ú. n. »negatív ellenállás«, amelynek abszolút értéke $R_n = S X_1 X_2$. A 2. ábrán látható az egyenértékű impedancia elvi kapcsolása. A negatív ellenállás jelenléte igen szemléltetően és könnyen belátható, ha megszerkesztjük a *D* vonal fölötti rész *mutatós* (vektor-) diagrammját.

Ez a 3. ábrán látható, amely azonos előjelű $X_1 X_2$ reaktanciák esetére van szerkesztve. Könnyen belátható, hogy az $\dot{E}$ kapocsfeszültség és az átfolyó $\dot{I}$ áram közötti fázisszög nagyobb



3. ábra.

mint 90°, az $\dot{E}$ feszültség reaktív komponense $\dot{E}_x$, ohmos komponense pedig $\dot{E}_R$. Azonban $\dot{E}_R$ az $\dot{I}$ -vel ellentétes irányú, tehát az $R_n = \dot{E}_R/\dot{I}$ viszony negatív ellenállást határoz meg. Egy adott R_n negatív ellenállás előállítása egy adott csővel

(ismert S) azt jelenti, hogy $X_1 . X_2$ állandó. Leggazdaságosabb megoldás az, amelynél $X_1 + X_2$ egy minimumot ad. Ez $X_1 = X_2 = X$-nél áll elő. Ebben az esetben

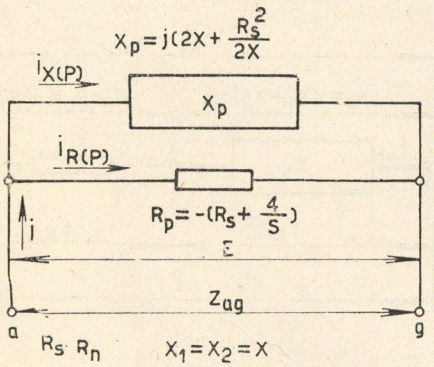
$\dot{Z}_g = 2\dot{I}X - SX^2$ (5) és $R_n = SX^2$ (6)

Ha az a—g pontokra kapcsolt L, C rezgőkör R veszteségi ellenállása teljesíti az $R \leqq R_n$ feltételt, úgy a rezgőkörben csillapítatlan rezgések állnak elő ($R = \omega L/Q$).

A rezgések frekvenciája valamivel eltér a rezgőkör önfrekvenciájától. Ha X-et egyenlő kapacitásokból állítjuk elő, úgy a rezgések frekvenciája

$$f_0 = f\sqrt{1 + C/C_{ag}}$$

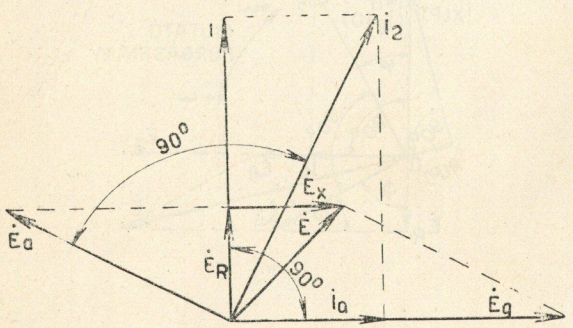
ahol C_{ag} az a—g pontok közti eredő kapacitás, azaz $X_1 = X_2 = X = 1/2\omega C_{ag}$, míg f az L, C rezgőkör önfrekvenciája.



4. ábra.

A 3. ábrán látható az egyenértékű parallel kör diagrammja is, ahol $\dot{I} = \dot{I}_{x(p)} + \dot{I}_{R(p)}$.

Az átfolyó $\dot{I}$ áramnak az $\dot{E}$ kapocsfeszültség irányába eső — tehát az ohmos — összetevője a kapocsfeszültséggel ellenkező irányú. (A p és s indexek a parellel ill. soros egyenértékű körök állandóit jelzik). A 4. ábrán látható az egyenértékű párhuzamos áramkör kapcsolása. Amennyiben $\dot{Z}_1$ és $\dot{Z}_2$ veszteségmentes, de ellenkező előjelű reaktanciák, az a—g kapcsokon mért impedancia ohmos összetevője pozitív előjelű és a rendszer nem használható rezgések gerjesztésére. Ebben az



5. ábra.

esetben az 5. ábrán látható mutatós diagramm adódik, itt az $\dot{E}$ kapocsfeszültség és az $\dot{I}$ áram közötti fázisszög kisebb, mint 90°.

Másszóval a rezgések gerjesztésének főfeltétele, hogy vagy mindkét reaktancia kapacitív, vagypedig mindkettő induktív legyen.

Ha az 1. ábrán látható kapcsolásban $X_1 = X_2 = X = 1/2\omega C_{ag}$ és $C_{ag}/C = n$ úgy kimutatható, hogy a C_{ag} kapacitásának egy adott változása (pl. az elektródák melegedéséből vagy a tértöltés változásából adódó pF rendű változás) a rezgések frekvenciáját csak df/n^2-al változtatja meg. Itt df az a frekvencia változás, amelyet a C hangoló kapacitásának egy ugyanilyen abszolút értékű kapacitás változása okozna. (Ha az 1. ábrán $X_1 = X_2 = X = \frac{1}{2\omega C}$, míg C-t rövidre zárjuk, az ismert Colpitts kapcsolást nyerjük.)

Vagyis — amint ismeretes — ez a műkapcsolás erősen csökkenti az elektroncső adataiban beálló változások által okozott frekvencia elhúzódást. (Ugyanis amint később a megvalósított kapcsolásból is látjuk, n mindig sokkal nagyobb mint 1).

Önként adódott tehát a gondolat — amikor egy nagystabilitású kvarcoszcillátor megépítése felvetődött —, hogy az a—g pontok közé rezgőkvarcot kapcsolva (megfelelően méretezett S és X esetén) a kvarc rezgésbe jön soros rezonáns frekvenciáján és így hasonló módon csökkenthető az elektron-csőnek a frekvenciára gyakorolt befolyása. Ismeretesek ugyan olyan kvarcoszcillátor kapcsolások, amelyek ezt a befolyást lényegesen lecsökkentik, pl. Meecham-híd kapcsolás.

Közelebbi vizsgálat azonban azt mutatja, hogy az új kapcsolás a következő előnyöket nyujtja:

a) a rezgőkvarc váltófeszültsége igen alacsony értéken tartható (akár 3 nagyságrenddel is alacsonyabb értéken, mint a Meecham-hídban), ami feltétlenül a stabilitás növekedését szolgálja.

b) Nincs szükség különleges kis áramerősségű amplitudó korlátozó izzóra, amelynek beszerzése elég körülményes.

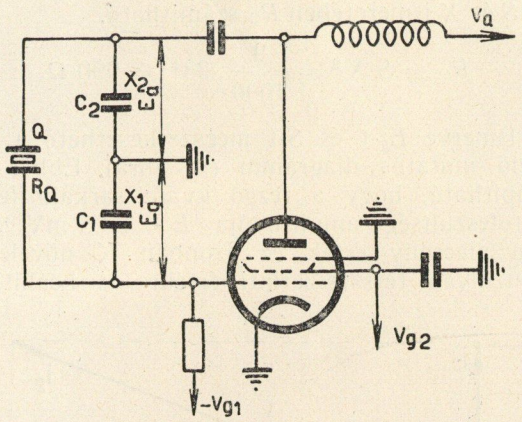
c) Amint a továbbiakból kiderül a kapcsolás alkalmas a rezgőkvarc egyenértékű ellenállásának mérésére is.

Az X_1 X_2 reaktanciák (célszerűen kapacitások) méretezéséhez szükséges lévén a rezgőkvarc egyenértékű ellenállásának ismerete, kényszerítően adódik a *c)* pont megoldásának szükségessége.

Mivel ez az ellenállás nagyságrendben különbözik a szokásos rezgőkörök veszteségi ellenállásától — rezgőköröknél $R = 2$—50 ohm, kvarcnál $R = 500$—10.000 ohm — a (2) feltétel betartása érdekében pentóda alkalmazása vált szükségessé. Az elgondolt és megvalósított kapcsolás a 6. ábrán látható, ez elvben egyáltalán nem különbözik az 1. ábrán látható kapcsolástól.

A stabilitás érdekében megkívánt alacsony rezgésamplitudó beállítása végett amplitudó határoló alkalmazása is szükséges. Ez egyúttal az (1) feltételt és így a használt egyenletek exaktságát is biztosítja.

A 7. ábrán látható kapcsolás alkalmas úgy az egyenértékű ellenállás mérésére, mint a stabilitás vizsgálatára.



6. ábra.

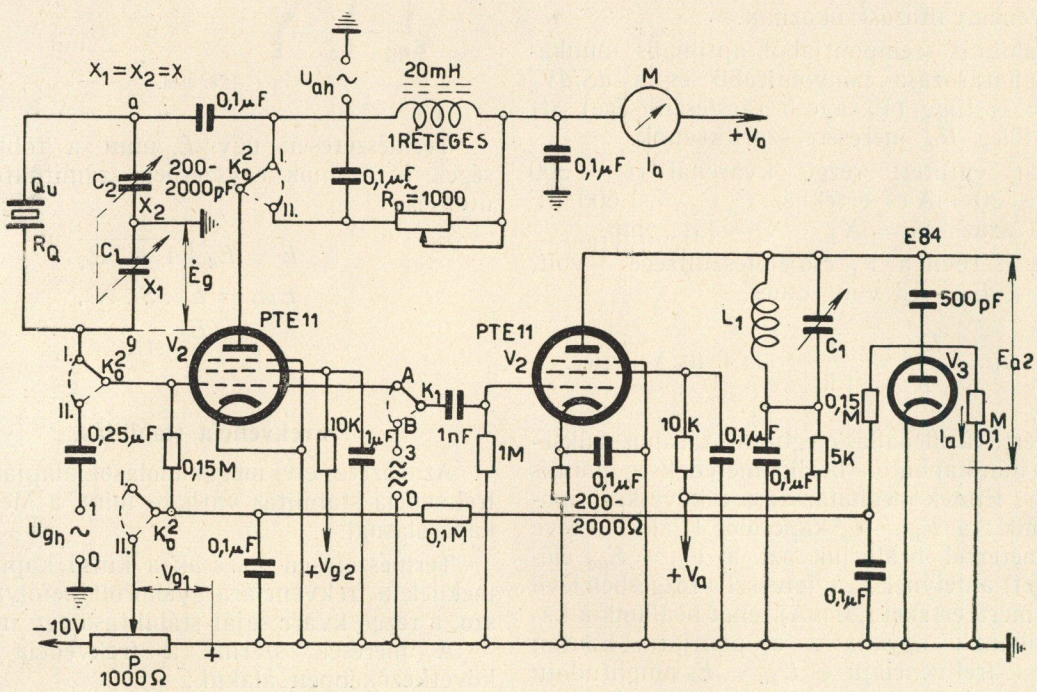
A megvalósított berendezés

A megépített mérőberendezés kapcsolási rajza a 7. ábrán látható. Az értékek úgy lettek megválasztva, hogy $f_Q = 250$—400 Kc/s frekvenciájú és $R_Q = 500$—10.000 ohm egyenértékű soros rezgő kvarcon végzett mérés kapcsán kerül ismertetésre.

(K^1_0 $K_0{}^2$ kapcsolók I-es, K_1 kapcs. A állásban.)

Ha az $R = S.\ X^2$ feltétel teljesítve van, úgy a kvarc rezgésbe jön. A V_1 cső $\dot{E}_g$ rácsváltófeszültsége vezérli a V_2-es amplitudó határoló erősítőt, amelynek anódján $\dot{E}_{a2} = K.\ \dot{E}_g$ nagyságú váltófeszültség jelenik meg. K a V_2-es cső erősítési tényezője, amelyet — előzőleg (K_1 kapcs. B állásban), a 3—0 pontokra (torzítások elkerülése végett) cca 0,1 volt amplitudójú f_Q (itt 300 Kc/s.) frekvenciájú váltófeszültséget adva — lemérünk.

Természetesen előzőleg az L_1 C_1 rezgőkört lehangoljuk f_Q-ra mikroampermérővel mérve az I_a maximumát, ezen művelet után az L_1 C_1 rezgőkört többé nem változtatjuk. Jelen esetben $K = 130\times$-os. Az $\dot{E}_{a2}$ feszültséget a V_3-as csúcsfeszültség egyenirányító u. ilyen nagyságú egyenfeszültséggé változtatja, amely megfelelő RC tagokkal szürve



7. ábra.

ellenállással bíró rezgő kvarcok mérése elvégezhető legyen, a rendelkezésre álló maximálisan 10 mA/V meredekségű csővel. (A berendezés jóval szélesebb sáv átfogására is alkalmas.)

A V_1-es cső a tulajdonképpeni kvarcoszcillátor, V_2 az amplitudó határoló erősítő, míg V_3 a V_1-es cső előfeszültségét szolgáltató egyenirányító cső, amely a V_2-es cső nagyfrekvenciás anódváltófeszültségét egyenirányítja.

Működés

A következőkben a működés egy $f_Q = 300$ Kc/s frekvenciájú Quarz—Keramik gyártmányú V_1-es cső előfeszültségét beállítja. Ha X (ill. C_1 C_2) helyesen van megállapítva, úgy az anódegyenáram I_a olyan értékre áll be, amelynél az $R_Q = S.\ X^2$ feltétel biztosítva van — vagyis a kvarc olyan amplitudóval fog rezegni, hogy az $\dot{E}_{a2}$ által meghatározott előfeszültség a V_1 cső meredekségét fenti feltételnek megfelelő pontra állítja be. Az előzetes becslés alapján megválasztott — C_1 C_2 kapacitás ezt jól biztosította. C_1 C_2-öt csökkentve a V_1 cső anódárama csökken, mert X növekedik és az adott R_Q-hoz kisebb meredekség S szükséges és fordítva. Túl alacsony X-nél a maximális S sem biztosítja a rezgésfeltételt és az anódegyenáram I_a magas

értékre ugrik (előfesz. O lesz), ezért kezdetben alacsony C_1C_2-vel, azaz magas X-el indulunk.

A $C_{ag}/C \gg 1$ feltétel is teljesítve van, mert rezgő kvarc esetén az egyenértékű soros rezgőkör C kapacitása tized pF rendű.

A kvarc egyenértékű ellenállásának mérése

(K_0^1—K_0^2 kapcs. I-es, K_1 kapcs. A állásban).

A C_1 és C_2-es kondenzátorokat úgy állítjuk be, hogy I_a megközelítse a cső megengedett anódveszteségéhez tartozó áramot, de valamivel kisebb értékre mint az a pont, ahol a rezgések leszakadnak. Vagyis a maximális meredekséget cca 90%-ra közelítjük meg, hogy bizonyos tartalék maradjon. Ha I_a-t kisebb értékre állítjuk, úgy több okból csökken a stabilitás:

a) kisebb lesz a C_{ag}/C viszony,

b) megnő $\dot{E}_g$, tehát a kvarz igénybevétele is.

c) a nagyobb $\dot{E}_g$ nagyobb torzítást jelent, az anódváltóáram — $\dot{I}_a$ — jobban eltér a szinusztól és felharmonikusai a csőkarakterisztikától függve adalékos fázishibát — végeredményben frekvenciaváltozást okoznak.

A stabilitás szempontjából optimális munkapont meghatározása bonyolultabb és a dS/dV_g viszonytól is függ (V_g a cső rácsfeszültsége), itt azonban főleg R_Q mérésére szorítkozunk.

A már említett rezgő kvarcnál ($f_Q = 300$ kc/s) $I_a = 20$ mA-es értékhez $C_1C_2 = 1.600$ pF szükséges azaz $X_1 = X_2 = X = 331$ ohm.

Ebben az esetben a V_1 cső előfeszültsége 3 volt, azaz $V_{g1} = E_{a2} = 3$ volt csúcs,

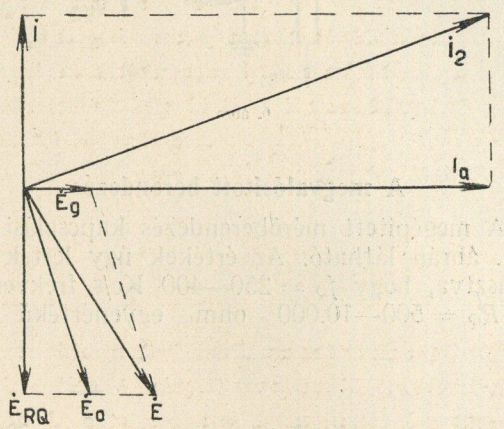
$$\text{tehát } E_g = \frac{E_{a2}}{K} = \frac{3}{130} = 23{,}1 \text{ m V csúcs.}$$

Az egyenértékű ellenállás meghatározásához szükséges még a munkaponton beálló meredekség pontos ismerete is. Ennek meghatározása a következő módon történik: a K_0^1—K_0^2 kapcsolót II állásba téve a P potméterrel beállítjuk azt a $V_{g1} = E_{a2}$ előfeszültséget, amelynél $I_a =$ felveszi a rezgésben lévő kvarcnál mért értéket (20 mA) tehát beállunk a karakterisztikának ugyanarra a pontjára. Ezután cca 5 kc/s frekvenciájú és $U_{gh} = E_g$ amplitudójú feszültséget adva az 1—0 pontokra az R_0 potmétert addig változtatjuk amíg $U_{ah} = U_{gh}$. Ekkor $S = 1/R_0$ jelen esetben $R_0 = 111$ ohm és $S = 1/111 = 9$ mA/V. A méréshez használt váltófeszültség frekvenciája azért lett cca 5 kc/s-ban megállapítva, mert az R_0 itt még ohmikus és a V_1 cső segédrácsának $O \sim$ potenciálja erre a frekvenciára már biztosítva van.

S és X ismeretében R_Q számítható.

$$R_Q = S X^2 = \frac{9}{1000} \cdot 331^2 = 990 \ \Omega.$$

Ismerve E_g-t és S-t megszerkeszthető a megfelelő mutatós diagramm (8. ábra). Ebből megállapítható, hogy a rezgő kvarc sarkain fellépő váltófeszültség amplitudója $E = 83.5$ mV tehát igen alacsony érték, ez azonban K növelésével úgyszólván tetszésszerinti értékre is beállítható.



8. ábra.

Természetesen úgy E mint a többi feszültségek és áramok egyszerűen számítható algebrai úton is:

$$E = E_g \sqrt{4 + SR_Q}$$

$$E_{RQ} = E_g \cdot S \cdot X,$$

$$\dot{I} = \frac{E_g}{X} \text{ stb.}$$

Frekvencia stabilitás.

Az előzetes elvi meggondolások alapján nagyobb frekvencia stabilitás várható mint a Meecham-hid kapcsolásnál.

Természetesen itt csak a külső kapcsolási elemeknek a frekvenciára gyakorolt befolyásáról van szó, a rezgő kvarc saját stabilitása egy más kérdés.

A mérések szerint a frekvencia stabilitás következőképpen alakul:

1. Az X reaktancia (C_1C_2) 10%-os változása 1×10^{-7} frekvencia változást okozott.

2. A tápfeszültség (anód és segédrács feszültség) 30%-os változtatása $\sim 0{,}3 10^{-8}$ frekvencia változást okozott.

Nyilvánvaló, hogy a kapcsolás felhasználható nagystabilitású kvarcoszcillátorok megépítésénél.

Felelős szerkesztő: Lévai Pál — Felelős kiadó: Solt Sándor — Kiadóhivatal: Nehézipari Könyv- és Folyóiratkiadó Vállalat, Budapest, V., Nagy Sándor-u. 6. — Távbeszélő: 111—091 — Egyszámlaszám 23878201-47
Akadémiai nyomda, Gerlóczy-utca 2 — 21672 — Készült 1000 példányban — Felelős vezető: ifj. Puskás Ferenc

(Folytatás a borító 2. oldaláról.)

K. Sasvári: Strukturuntersuchungen der Materie mittels Röntgenstrahlen 145
Z. Barát: Wirkungsgrad des direktstrahlenden dynamischen Lautsprechers 156
O. Knapp: Vacuumtechnische Gläser und deren Eigenschaften 161
A. Fábián: Erzeugung von Widerständen für die Radioindustrie 169
L. Sebestyén: Über die Mikrophonie der Elektronröhren 174
G. Almássy: Dämpfungselemente für das unterkritische Frequenzgebiet. 182
M. Süli: Messung des Ersatzwiderstandes von Schwingquarzen mittels des Clapp-Oszillators 189
Bücherschau 155, 173, 181

K. Sasvári: Études sur la structure de la matière à l'aide de rayonnement X. 145
Z. Barát: Rendement des haut-parleurs dynamiques à rayonnement directe 156
O. Knapp: Verres de la technique à vide poussé et leurs charactéristiques 161
A. Fábián: Fabrication des résistances de la T. S. F 169
L. Sebestyén: Sur l'effet microphonique des tubes électroniques 174
G. Almássy: Attenuateurs pour la gamme des fréquences subcritiques .. 182
M. Süli: Mesure de la résistance équivalente du cristal de quartz vibrant à l'aide de l'oscillateur Clapp 189
Revue littéraire 155, 173, 181

K. Sasvári: Investigations on the Structure of Matter by X-Ray Methods 145
Z. Barát: Efficiency of Direct Radiating Dynamic Loudspeakers 156
O. Knapp: Glasses for Vacuum-Technical Purposes and their Properties .. 161
A. Fábián: Production of Resistors for Telecommunication Purposes .. 169
L. Sebestyén: Microphonic Effects in Electronic Tubes 174
G. Almássy: Subcritical Frequency Attenuators 182
M. Süli: Measuring of the Equivalent Resistance of Vibrating Quartzes by the Clapp Type Oscillator 189
Review of Books 155, 173, 181

Előfizetési díjak
a Posta Központi Hírlapiroda Ü.V
(Budapest, József nádor-tér 1.
Telefon: 183-022, 180-850)
61.254 számú csekkszámlájára
fizetendők be

Ára: 6,50 Ft

MEGJELENT!

A. D. Frolov:

Rádióvevőkészülékek szerkesztése.

A Nehézipari Könyvkiadónál megjelent könyv azokat az alapelveket tárgyalja, amelyekből a rádióamatőrnek egyes elemek és az azokhoz tartozó alkatrészek megválasztásánál ki kell indulnia. A kondenzátorok és ellenállások névleges értékén kívül megadja a megengedett tűréshatárokat is. A mű számos szövegmagyarázó táblázatot és grafikont tartalmaz, melyek a számításoknál is használhatók. Az elvi kapcsolások és az áramkörök ismertetésén kívül azokat az irányelveket kapja meg az olvasó, amelyeket készülékek tervezésénél követnie kell.

176 lap *Ára fve 16.50 Ft*

V. N. Guszev:

Rövidhullámú amatőrantennák.

A könyv az antennák általános ismertetése után részletesen foglalkozik az antennák minőségi vizsgálatával, a dipol-antennákkal, a több sugárzóból álló irányított antennákkal, hosszú-, V-alakú-, rombusz-alaku-, »ferde-sugár«-antennákkal. Végül a mű részletesen ismerteti a tápvezetékekre vonatkozó tudnivalókat. (Népszava Könyvkiadó.)

76 lap *Ára fve 5.— Ft*

Taraba István:

Távbeszélő- és távjelzőberendezések.

(Népszava Könyvkiadó.) *Ára fve 11.50 F*

Izjumov:

Rádiótechnikai tanfolyam.

3. jav. kiadás. (Nehézipari Könyvkiadó.) *Ára kve 45.— Ft*

Szmirenyin:

A rádiótechnika kézikönyve.

(Nehézipari Könyvkiadó.)

I. kötet *Ára kve 77.— F*
II. kötet *Ára kve 88.— Ft*

BESZEREZHETŐK:

VALAMENNYI ÁLLAMI KÖNYVESBOLTBAN

SZAKKÖNYVESBOLT:

NEHÉZIPARI KÖNYVESBOLT, VII., Lenin-körút 7.

NEHÉZIPARI KÖNYV- ÉS FOLYÓIRATKIADÓ VÁLLALAT,
BUDAPEST, V., NAGY SÁNDOR-UTCA 6.