

1879



1989

Híradástechnikai Kossuth-díjasok az 1953. évben

Népköztársaságunk ez évben Kossuth-díjban részesítette iparfejlesztő munkájukért *Winter Ernőt*, a Magyar Tudományos Akadémia levelező tagját, *Budincsevits Andort*, a műszaki tudományok kandidátusát és *Pintér János Ede* kutatóintézeti csoportvezetőt, a Távközlési Kutató Intézet mérnökeit.

WINTER ERNŐ

a 20-as években, mint fiatal vegyészmérnök, az Egyesült Izzóban kidolgozta a bariumkatódos elektroncsövek gyártását. Ezzel új magyar iparág alapjait vetette meg és egyben az oxidkatód működése elméletének kutatását is helyes irányba terelte. Neki köszönhetők a kis fűtőtelsítményű telepes csövek. Az elektroncső kezdeti fejlesztéséhez számos tanulmányával lényegesen hozzájárult. Ide tartoznak a többrácsos csövekre vonatkozó szabadalmi. Miután iparágat alapozó munkáját sem anyagi előnyök, sem elismerés nem jutalmazták, anyagi gondoktól kényszerítve, a 20-as évek végén külföldön keresett és talált érvényesülési lehetőséget. Ezután az Egyesült Izzó hamarosan visszahívta. Bár javadalmazása most már a megélhetését biztosította, érdemét megillető elismerésben ekkor sem részesült és tudományos fejlődésre sem volt lehetősége. Munkaszeretete és munkatársainak megbecsülése vitte tovább az ismeretlenségben alkotó mérnök szokásos útján.

A felszabadulás után növekvő alkotóképességgel kidolgozta a félfűtéses telepes miniatűr csősorozatot, amelyet azóta az egész világon utánoznak. Népgazdaságunk fejlődésével lehetősége nyílt, hogy a Távközlési Kutató Intézetben, a kutatómunkát gátló üzemi teendőktől felmentve, dolgozzon tovább. Itt munkatársai segítségével hosszú, fáradságos munkában behozta rádiócső-iparunknak a háború alatt bekövetkezett lemaradását. A modern rádiócsövek konstruk-

cióját és technológiáját a nyugati technikára való támaszkodás nélkül fejlesztette tovább. Ezen eredményeiért most a második, ez esetben 30.000 Ft-os, Kossuth-díjat kapta, ezt megelőzően pedig a Magyar Tudományos Akadémia levelező tagja lett.

Pályafutása alatt szakmájának elvi kérdéseivel foglalkozva, igyekezett a mérnök reális szemléletének megfelelő elektronelméletet kialakítani. Egy ilyen, a matematika gyakran tévútra vezető hajlékony formalizmusától független elméletnek körvonalait vázolta fel akadémiai székfoglaló előadásában.

BUDINCSEVICS ANDOR

1930-ban technikusként kezdte pályafutását az Egyesült Izzó kutatólaboratóriumában. A rádiócsőgyártás vákuumtechnológiájának laboratóriumi kérdéseivel foglalkozva, hamarosan Winter Ernő munkatársa lett. Ebből az időszakból valók a szekunder-emissziós jelenségek vizsgálata közben elért gyakorlati eredményei.

Felszabadulásunk után tovább folytatta tanulmányait, majd Winter Ernővel együttműködésben végzett jelentős munkája érdemesítette őt a kandidátusi tudományos fokozatra és ezt követően a Kossuth-díjra.

PINTÉR JÁNOS EDE

vegyészmérnök 1937 óta Winter Ernő legközelebbi munkatársa. Egyéb üzemi munkáján kívül hozzájárult a multban a kis fűtőtelsítményű telepes csövek és a felszabadulás után a félfűtésű telepes miniatűrcsövek katódgyártási eljárásának kidolgozásához.

A Kossuth-díjat a Távközlési Kutató Intézetben, a két kartársával közös munkából reá eső rész eredményes elvégzéséért nyerte el.



Dr. TOMITS IVÁN

1886 — 1953



Dr. Tomits Iván postaműszaki főigazgató 1953. jan. 9-én hosszas szenvedés után elhunyt. Elmúlását nemcsak a Magyar Posta, amelynek szolgálatában töltötte munkában és tudományos kutatásban gazdag életének javát, hanem a híradástechnikai tudományos körök és az egész magyar híradástechnikai ipar gyászolják.

Dr. Tomits Iván 1886. márc. 11-én Budapesten született. Középiskolai tanulmányainak elvégzése után a budapesti tudományegyetem bölcsészeti karára íratkozott be a matematika-fizika szakra. Kitűnő felkészültségét és tudását mutatja, hogy egyetemi tanulmányainak végén a világhírű *Eötvös Lóránt* professzor 1907-től kezdődőleg tanársegédnek veszi maga mellé. 1913-ban »*summa cum laude*« eredménnyel tesz doktori szigorlatot a híres professzornál. A fiatal fizikust azonban hajlamai a tisztán elméleti oktatás, a tanári pálya helyett olyan technikai pályára vonják, ahol az elméleti kutató munkán kívül a gyakorlati alkalmazás, az üzemtartás is elsőrendűen fontos szerepet játszik. Így 1913. szept. 15-én a *Posta Kísérleti Állomásra* kerül mint műszaki díjnok. Jellemző az akkori viszonyokra, hogy a kitűnő fizikus-doktor, a híres professzor volt tanársegéde, nem lehetett több a Postánál, mint díjnok. Ezzel kezdődött a Posta Kísérleti Állomáson dr. Tomits négy évtizedet

kitöltő működése, melyet csak az első világháború kitörése szakít féibe. 1914-ben katonai szolgálatra kell bevonulnia. 1918-ban leszerel és ismét jelentkezik a postánál szolgálatra. 1919. jan. 7-én, a magyar népköztársaság kereskedelmi és közlekedésügyi minisztere posta segédmérnöknek nevezi ki. 1920 óta haláláig a Posta Kísérleti Állomás elektromos osztályának vezetője.

Dr. Tomits, a fizikus, még műszaki díjnok korában kezdett a távbeszélővezetékek átviteli kérdéseivel elméletileg és gyakorlatilag foglalkozni. A posta akkor alkalmazott először interurbán bevezető Krarup-kábeleket, amelyeket ezidőben még külföldön gyártottak. Ezek üzembehelyezését és átvételét dr. Tomits végezte, mint ahogy ezidőtől fogva a postaüzemet érintő, minden jelentősebb táviró, távbeszélő és rádiótechnikai kérdés megoldásánál iránytmutató szerepet játszik.

Életének a postánál töltött négy évtizedére esik mind a vezetékes híradástechnika, mind a rádiótechnika hatalmas fejlődése. E fejlődés követése, postai üzemeknél való bevezetésének és az új berendezések ellenőrzésének kérdései voltak működésének főbb tárgyai. Elméleti tanulmányok és gyakorlati kísérletek alapján igen sok kutatási munkát is végzett a postánál használatos áramkörök, szerelvények, erősítők és végberendezések üzemének és műszaki minőségének javítása céljából. Különös gonddal foglalkozott az erősáramú vezetékek által a közelükben haladó gyengeáramú vezetékben keltett zúgászavarok és veszélyes feszültségek csökkentésének kérdéseivel, amelyek a zavartalan postai üzem biztosítása céljából az egyre növekvő erősáramú távvezeték-hálózat mellett igen nagy jelentőségűek.

Gyakorlati és kutatói munkái során dr. Tomits nem feledkezik meg első hivatásáról, az oktatásról, a műszaki irodalmi munkásságról sem. 1924-től kezdődően a budapesti Műegyetemen a táviró-távbeszélő technikát adja elő, mint meghívott előadó.

Előadásainak megtartásáról előrehaladott betegsége és az ebből folyó járási nehézségek miatt 1941-ben kénytelen lemondani. A többször ismétlődő postamérnöki tanfolyamoknak azonban továbbra is számos esetben előadója. Előadásait tartalmazó »*Gyengeáramú elektrotechnika*«, »*Vivőáramok technika*«, »*Katódcsőves erősítők*« című kitűnő sokszorosított jegyzetei jelennek meg a postai oktatás részére. A »*Magyar Posta Műszaki Közleményei*«-ben a lap megindulásától, 1927-től kezdve 15 éven át igen sok dolgozata jelenik meg, amelyek főleg a távkábel és légvezetékes áramkörök átviteltechnikai és fenntartási kérdéseivel, továbbá a gyengeáramú vezeték erősáramú befolyásolásának kérdéseivel foglalkoznak. Ez utóbbi, kedvelt témakörébe tartozó cikke jelent meg lapunkban is.

A televíziós jel és átvitel frekvenciahatárai

BARÁT ZOLTÁN

Műszaki Egyetem, Vezetéknélküli Híradástechnika tanszék.

Ma fehér-fekete képátvitelnél sorváltó rendszert és amplitudómodulált átvitelt alkalmazunk. Ennél az átviendő televíziós jel a kép helyi világosságával arányos feszültség vagy áram. A jerről, mint az idő függvényéről, igen keveset mondhatunk, hiszen a televízió továbbítandó kép végtelen sokféle lehet. Kétségtelen azonban, hogy e függvény egyértékű (egy megadott t időpontban csak egyetlen meghatározott jelérték tartozhat hozzá), folytonos és differenciálható. Az utóbbi két tulajdonság a képfelevő csövek működéséből is következik.

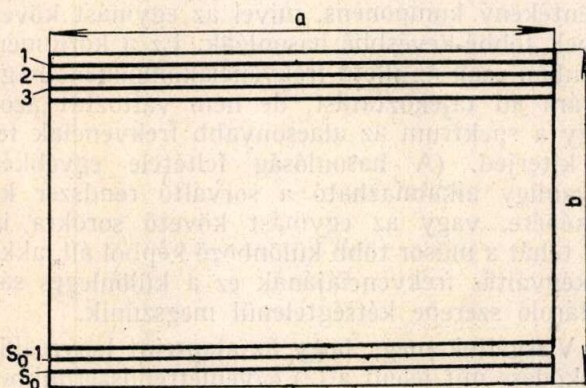
Ezen körülmények már bőven biztosítják a matematikai előfeltételeket ahhoz, hogy ha függvényünk periódikus, akkor Fourier-sorával helyettesítsük. Technikai szempontból ez igen fontos, mert a Fourier-komponensek ismerete megadja az átvivő berendezések szükséges sáv szélességét. A sávhatárok megállapításánál éppen az jelenti a nehézséget, hogy a televíziós jel általában nem periódikus, a Fourier-integrál közvetlen alkalmazásának pedig nehézségei vannak.

(Ha a hangátvitel kérdését vizsgáljuk kissé alaposabban, a fentiekhez hasonló eredményekre jutunk. A levegő nyomásának időbeli változása a beszédnél vagy a zenénél matematikai értelemben közel sem periódikus.)

A televíziós jel azonban kétségtelenül periódikus akkor, ha a »másor« egyetlen állókép. Ekkor ugyanis a kép utolsó sorának továbbítása után a képjel azonosan megismétlődik. Az európai rendszereknél ez $1/25$ mp-enkénti ismétlődést jelent.

A periódikus függvény Fourier-sorba fejthető, s az alapharmónikusa fentiek szerint $\omega = 25 \cdot 2\pi = 50\pi$ rad/s lesz. Jelöljük a képjelet $f(t)$ -vel, s akkor a sor:

$$f(t) = A_1 \cos \omega t + A_2 \cos 2\omega t + \dots + B_1 \sin \omega t + B_2 \sin 2\omega t + \dots$$



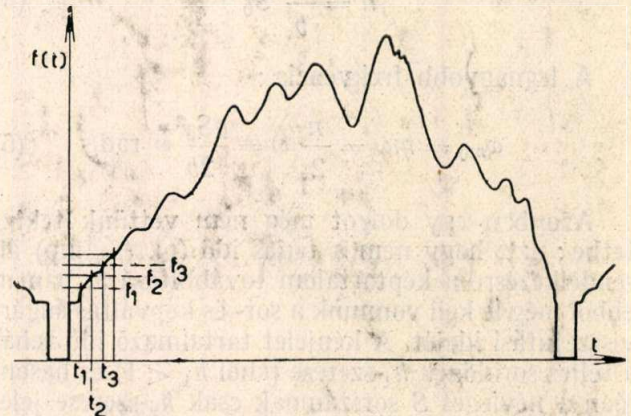
1. ábra.

azaz a sor általában végtelen sok tagot tartalmaz. Ez megfelel annak, hogy teljes pontosságú átvitelhez végtelen nagy sáv szélesség szükséges.

Azonban nincs értelme a sorirányú (vízszintes) felbontóképességet bizonyos mértéken túl fokoznunk, mert a függőlegest úgyis korlátozza a sor-

szám. Függőleges irányban csak annyi helyen írhatjuk elő pontosan a kép világosságát, ahány sorra bontjuk a képet. Ha a kép S_0 sorból áll és magassági mérete b (1. ábra), akkor e pontok b/S_0 távolságra vannak egymástól.

Jelöljük meg vízszintes irányban is (tehát a jel időtengelyén) t_1, t_2, \dots időpontokat úgy, hogy a



2. ábra.

közöttük lévő időkülönbségnek megfelelő távolság a képmezőn egyenlő legyen a sortávolsággal.

Kézenfekvő most már az, ha csak azt követeljük meg, hogy az átvitt függvény ezen t_1, t_2, \dots pontokban legyen pontosan azonos az átviendővel, mely az illető helyeken az f_1, f_2, \dots értékeket veszi fel (2. ábra). Így a vízszintes és függőleges irányú felbontóképesség pontosan megegyezik.

Legyen az így megállapított (1 kép = S_0 sorra eső) t_1, t_2, \dots időpontok száma n , és akkor (1) egyenletünknek n számú időpontban lesz előírt értéke:

$$\begin{aligned} f_1 &= A_1 \cos \omega t_1 + A_2 \cos 2\omega t_1 + \dots + A_m \cos m\omega t_1 + B_1 \sin \omega t_1 + B_2 \sin 2\omega t_1 + \dots + B_m \sin m\omega t_1 \\ f_2 &= A_1 \cos \omega t_2 + A_2 \cos 2\omega t_2 + \dots + A_m \cos m\omega t_2 + B_1 \sin \omega t_2 + B_2 \sin 2\omega t_2 + \dots + B_m \sin m\omega t_2 \\ &\vdots \\ f_n &= A_1 \cos \omega t_n + A_2 \cos 2\omega t_n + \dots + A_m \cos m\omega t_n + B_1 \sin \omega t_n + B_2 \sin 2\omega t_n + \dots + B_m \sin m\omega t_n \end{aligned} \quad (2)$$

Így tehát n egyenletből álló rendszerünkben az f_1, \dots, f_n értékek előírtak, ω -t ismerjük, vagyis lineáris egyenletrendszerünk van az A és B együtthatókra. Ez összesen $2m$ ismeretlent jelent, azaz rendszerünk egyrészt egyértelmű, másrészt ellentmondásmentes csak akkor lehet, ha az ismeretlenek száma egyenlő a felírt egyenletek számával:

$$2m = n \quad (3)$$

Ha tehát a (2) egyenlet jobboldalán lévő trigonometrikus függvény átvitelét megoldjuk, akkor ezzel a baloldalon lévő függvényértékek átvitelét is biztosítottuk. Mivel a (2) és (3) egyenletből az egész

spektrum meghatározható, még csupán n kiszámítása szükséges.

Mint láttuk, a függőleges osztástávolság $\frac{b}{S_0}$

és ugyanilyen hosszú, de $\frac{n}{S_0}$ darab osztás van vízszintesen is az a hosszúságon:

$$\frac{b}{S_0} \frac{n}{S_0} = a \quad (4)$$

tehát

$$n = \frac{a}{b} S_0^2 \quad (5)$$

A legnagyobb frekvencia:

$$\omega_{m0} = m\omega = \frac{n}{2} \omega = \frac{aS_0^2}{2b} \omega \text{ rad/s} \quad (6)$$

Azonban egy dolgot még nem vettünk tekintetbe: azt, hogy nem a teljes idő (pl. $\frac{1}{25}$ mp) áll rendelkezésre a képtartalom továbbítására, hanem ebből még le kell vonnunk a sor- és képváltás sugár visszafutási idejét. A képjelet tartalmazó idő tehát a teljes soridőnek h_1 -szerese (ahol $h_1 < 1$) és hasonlóan a névleges S sorszámnak csak h_2 -szerese jelenik meg a képen. Ha mindkettőt pl. a teljes idő 90%-ának vehetjük, akkor $h_2 = h_1 h_2 = 0,81$ tényezővel szoroznunk kell az időt, vagy ami ugyanaz, osztanunk a frekvenciát és csak így kapunk a képátvitel szemponyjából helyes értéket. Ezt figyelembe véve és ω_{m0} fentebbi értékét behelyettesítve:

$$\omega_m = \frac{\omega_{m0}}{h^2 2\pi} = \frac{aS_0^2}{2bh^2 2\pi} 50\pi = 12,5 \frac{aS_0^2}{bh^2} \text{ c/s} \quad (7)$$

ami $h^2 = 0,81$ és $\frac{a}{b} = \frac{4}{3}$ (normál televíziós kép)

esetében

$$\omega_m = 20,6 S_0^2 \text{ c/s} \quad (8)$$

Például $S = 625$ soros felbontásnál a képmezőn csak $S_0 = hS = 0,9 \cdot 625 = 562,5$ sor jelenik meg. Ezzel a 625 soros felbontás átvitelének alsó sávhatarára 25 Hz, a felső 6,52 MHz, ha csupán egyetlen állóképet továbbítunk.

Vizsgáljuk meg a viszonyokat arra az esetre, ha a műsor nem egyetlen, hanem k számú képből áll, mely a k -adik kép továbbítása után azonosan ismétlődik. A jel továbbra is periódikus marad, de alappfrekvenciája nem $\omega = 50\pi$ rad/s hanem

$$\omega_k = \frac{\omega}{k} \quad (9)$$

Viszont a pontosan átviendő $f_1 f_2 \dots$ függvényértékek száma k -szorosára nő:

$$n_k = kn \quad (10)$$

Ha most az új viszonyokra írjuk fel a (2) egyenletet, látható, hogy a $2m = n$ (3) egyenlőségnek

továbbra is fenn kell maradnia. A (6) egyenlet tehát

$$\omega_{mk} = \frac{n_k}{2} \omega_k = \frac{kn}{2} \frac{\omega}{k} = \frac{n}{2} \omega = \omega_{m0} \quad (11)$$

alakú lesz, azaz a felső határfrekvencia változatlan maradt! Ha tehát ω_m független a k megválasztásától, akkor értékét megtartja, ha k -t minden határon túl növeljük (a műsor végtelen sok különféle képből áll). Ebben az esetben az alsó frekvenciahatár a zérushoz tart, mint az a (9) egyenletünkéből következik.

Az általános televíziós jel spektruma tehát folytonos, és a fentebbi felbontóképességi követelmények mellett a zérus Hz-től a (8) egyenletben megadott ω_m Hz-ig terjed.

*

Nehéz volna eldönteni, hogy jel továbbításánál a néhány MHz-es ω_m , vagy az egyen- és igen lassú változású jelkomponensek átvitele okoz-e nagyobb technikai nehézséget. A felső frekvenciahatár miatt kényszerült a televíziós átvitel az ultrarövid hullámok tartományába. Az alsó sávhatar az adóban a moduláció előtti, a vevőben a demoduláció utáni video fokozatokban jelent különleges követelményt. Ezeket az erősítőket ugyanis egyenfeszültség átvitelére is alkalmassá kellene tennünk. Szerencsére a televíziós jelnek van egy különleges tulajdonsága. Ez abban áll, hogy minden sor végén a jel visszatér egy alapszintre, melyet az irodalom a »feketénél is feketébb«, vagy »infrafekete« szintnek nevez. Ha egyszerű $R-C$ csatolású erősítőket alkalmazunk, akkor az igen alacsony frekvenciájú komponenseket csak hiányosan visszük át. Ezért a sor végén a jel általában nem tér vissza a helyes alapszintre. A visszatérést azonban biztosítani lehet az ismert diódás kapcsolással (alapszint helyreállító). A mai vevőkészülékek ilyen felépítésűek, és a video erősítő alsó sávhatarát az irodalom a képváltás frekvenciájával adja meg. Ez tehát Európában 25 Hz. Kétségtelen, hogy ez a frekvencia a teljes spektrumban igen jelentékeny komponens, mivel az egymást követő képek többé-kevésbé hasonlóak. Ez a körülmény azonban csak az illető frekvenciakomponens nagyságára ad tájékoztatást, de nem változtat azon, hogy a spektrum az alacsonyabb frekvenciák felé is kiterjed. (A hasonlóság feltétele egyébként ugyanúgy alkalmazható a sorváltó rendszer két félképre, vagy az egymást követő sorokra is.) Ha tehát a műsor több különböző képből áll, akkor a képváltás frekvenciájának ez a különleges sávhataroló szerepe kétségtelenül megszűnik.

Vizsgáljuk meg, hogy az alapszint helyreállító működése mit jelent a (2) egyenletrendszerünkben. Ehhez megjegyezzük, hogy amikor a h tényezőt bevezettük, hallgatólagosan kihagytuk a jelből a fénykioltások időtartamát. Ezen az alapon a jel a sor végén az alapszintre tér egyetlen képpont tartamára, és ez egyben már a következő sor kezdőpontja is.

A (2) egyenletrendszer baloldalán az előírt függvényértékek szerepelnek. Az alapszint helyre-

állító minden sor végén gondoskodik a függvényérték helyességéről. A jel ezen pontjai tehát helyükre kerülnek, függetlenül az átviteli rendszertől (a jobboldali frekvenciakomponenseinek teljes vagy hiányos átvitelétől). Írjuk ki külön a (2) egyenletrendszerből azokat az egyenleteket, melyek ezen sorvégi pontokra vonatkoznak:

$$\begin{aligned} f_{\frac{n}{s}} &= A_1 \cos \omega \frac{t_n}{s} + \dots + A_\mu \cos \mu \omega \frac{t_n}{s} + \\ &+ \dots + A_m \cos m \omega \frac{t_n}{s} + \\ &+ B_1 \sin \omega \frac{t_n}{s} + \dots + B_\mu \sin \mu \omega \frac{t_n}{s} + \\ &+ \dots + B_m \sin m \omega \frac{t_n}{s} \\ f_{\frac{2n}{s}} &= A_1 \cos \omega \frac{t_{2n}}{s} + \dots + A_\mu \cos \mu \omega \frac{t_{2n}}{s} + \\ &+ \dots + A_m \cos m \omega \frac{t_{2n}}{s} + \\ &+ B_1 \sin \omega \frac{t_{2n}}{s} + \dots + B_\mu \sin \mu \omega \frac{t_{2n}}{s} + \\ &+ \dots + B_m \sin m \omega \frac{t_{2n}}{s} \\ &\vdots \\ f_n &= A_1 \cos \omega t_n + \dots + A_\mu \cos \mu \omega t_n + \\ &+ \dots + A_m \cos m \omega t_n + \\ &+ B_1 \sin \omega t_n + \dots + B_\mu \sin \mu \omega t_n + \\ &+ \dots + B_m \sin m \omega t_n \end{aligned} \quad (12)$$

A felírt (12) egyenleteink baloldalán feltüntetett függvényértékek létrejöttéről az alapszint helyreállító automatikusan gondoskodik. Ha tehát a (2) egyenlet jobboldali komponenseiből az alacsonyabb frekvenciájúakat nem kívánjuk átvinni, akkor ezt megtehetjük, de csak annyi A , B együtthatót hagyhatunk el vagy módosíthatunk, amennyi a (12) egyenletekből még meghatározható. Ugyanis ha a $\mu\omega$ frekvenciájú komponensét még nem vesszük át, de a $(\mu + 1)\omega$ frekvenciáját már igen, akkor a (12) egyenletrendszerben a μ -nél nagyobb indexű A és B együtthatók ismertnek tekintendők,

(hiszen ezeket továbbítjuk), és a (12) egyenletből a maradék 2μ számú ismeretlen meghatározható. Mivel a (12) egyenletrendszer összesen S egyenletet tartalmaz, ebből legfeljebb S számú ismeretlen határozható meg, tehát

$$2\mu = S \quad (13)$$

Hasonlóan, mint a (2) és (3) egyenletünkénél volt. Ebből

$$\mu = \frac{S}{2} \quad (14)$$

és az a legnagyobb frekvencia, amit még nem kell átvinnünk

$$\omega_a = \mu\omega = \frac{S}{2} \omega = 25\pi S \text{ rad/s} \quad (15)$$

$$\omega_a = 12.5 S \text{ c/s} \quad (16)$$

Viszont az $\omega'_a = \omega_a + 25\text{Hz} = 12,5 S + 25 \text{ Hz}$ -et már kifogástalanul át kell vinni, mert az esetleges hibás átvitel az alapszint helyreállító már nem tudja pótolni.

A (15) egyenletünkről is könnyen bebizonyíthatjuk, hogy az alapperiódust k képre kiterjesztve, ω_a független a k választásától, hasonlóan, mint a (11) egyenletnél már láttuk. (A (12) egyenletrendszer kS egyenletből fog állni, és az alapharmónikus

frekvenciája $\frac{\omega}{k}$ lesz.) A k növelésével azonban az ω'_a mindinkább tart az ω_a -hoz, tehát az általános képpelnél az ω_a alsó határfrekvencia még hibátlanul átvendő.

Fenti számítások szerint tehát lehetőség nyílna a video erősítők alsó átviteli határát az eddigi 25 Hz-ről $\omega_a = 12,5 S \text{ Hz-re}$ emelni. Ezzel a 625 soros átvitel eddigi 18 oktávnyi (25 Hz—6,52 MHz) sávzélességét 9,7 oktávra (7800 Hz — 6,52 MHz) csökkentenénk.

Könyvszemle

Jeftyev—Zsukov: **Rádiókészülékek technológiája.**

Ф. Е. Евтеев и В. А. Жуков:

ТЕХНОЛОГИЯ РАДИОАППАРАТУРЫ.

(Государственное энергетическое издательство, 1952. МОСКВА)

A háromszázoldalas mű húsz fejezetre oszlik. Az egyes fejezeteken belül teljes részletességgel tárgyalja a rádióalkatrész-, illetve készülégyártás minden lehető fázisát. Külön érdeme a könyvnek jó meglátással készült gazdag ábragyűjteménye, amelyek a nyelvi nehézségekkel küzdő konstruktort is a mű eredményes tanulmányozásához segítik.

A könyv rövid bevezetés után sorra tárgyalja a készüléktömeggártás minden fázisát, kezdve a munkamenet-szervezésen és bevégezve a kész készülékek mechanikai vizsgálatán. Így egymás után találkozunk a mű lapjain általános fémtechnológiával, thermoreaktív és thermo-

plasztikus anyagok technológiájával, kerámikus anyagok gyártásával, azok metalizálásával, transzformátorok, fojtótekercek vasmagjainak gyártástechnológiájával, tekercstestek technológiájával, a tekercselés technológiájával, impregnálásokkal, alkatrészek és készülékek hermetizálásával, forgókondenzátorok gyártásával, állandó kapacitású kondenzátorok — köztük az elektrolit-kondenzátorok — gyártásával, ellenállásgyártással, üregrezonátorok, csőtápvonalak gyártástechnológiájával, különféle fémbevonási technológiával, kvarckristályok technológiájával, szerelési és montázstechnológiával, valamint a nyomtatott áramkörű rádiók gyártástechnológiájával.

A könyv gazdag irodalmat sorol fel. Végül melléklettel egészíti ki az egyes fejezeteken belül amugyis gyakran található táblázatokat. Különösen értékes teszi a könyvet az, hogy méretezési képleteket is közöl. A gyártástechnológusoknak és a minőségi ellenőröknek igen nagy segítségére lehet.

Galántha Sándor

Híradástechnikai kábelek szigetelésromlásának jelzése

NOVÁK ISTVÁN

A gyengeáramú kábelek száraz papírszigeteléssel készülnek. Az értől legalább 10 000 MΩ km szigetelést követelünk meg. A legcsekélyebb vízbeszivárgás ezt az értéket nagyságrendekkel redukálja és ennek következtében a kábel használhatatlanná válik. Pl. 1 g bejutó víz, még akkor is, ha valamennyi ér szigetelésén 1 m-es kábeldarabon egyenesen oszlik el, már üzemzavarokat okoz.

Elsőrendő fontosságú az, hogy az üzem a kezdődő vízbehatolásról a lehető legkorábban értesüljön és a javítási intézkedéseket már az előtt megkezdhesse, mielőtt nagyszámú áramkör válna használhatatlanná. Kézenfekvő gondolat az, hogy a vízbehatolást szigetelés-méréssel tartjuk ellenőrzés alatt. A probléma sarokpontja az, hogy több megohmos szigetelésekkel van dolgunk. A szigetelés-mérés árammérés. A gyengeáramú kábelekben megengedhető feszültségek mellett a megohm-rendű szigeteléseken keresztül folyó áramok értéke oly kicsi, hogy azok riasztásra közvetlenül nem használhatók.

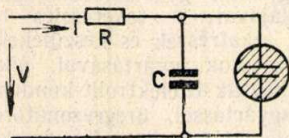
Nyilvánvaló, hogy minden olyan jelzőberendezés, melytől jelfogók működtetésére alkalmas energiákat várunk, csak olyan lehet, mely vagy egyenáramú erősítéssel dolgozik, vagy valamilyen integráló módszer szerint közvetlenül gyűjt fel energiákat.

Az első lehetőséggel szemben a berendezés bonyolultsága és a csövek instabilitása miatt számos ellenvetés tehető. Ezért a következőkben ismertetendő megoldásoknál a második módszert tesszük vizsgálat tárgyává.

Integráló módszer szerint dolgoznak a relaxációs generátor-kapcsolások, melyeknél a rezgés energiafelvétel-energialeadás periódikus játékaént folyik le. Az energiátárolást kondenzátor végzi.

Az alábbiakban kétféle megoldást ismertetünk. Az egyik a hiba indikálására a rezgés kifejlődését használja fel, a másik pedig épp azáltal jelez, hogy a rezgés nem lép fel.

Közismert a Hittorf-féle ködfénylámpás rezgékeltő kapcsolat (1. ábra).



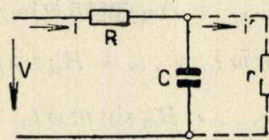
1. ábra.

1. eljárás

A hibát a rezgések leszakadása jellemzi: Vizsgáljuk meg most azt az esetet, amikor kondenzátornak levezetése van (2. ábra). Nyilvánvaló, hogy ebben az esetben a kondenzátor feltöltése lelassul, mert a töltés egy része lefolyik a parallel ellenálláson át. Ha a C kondenzátor momentán feszültségét v' -vel jelöljük:

$$V = iR + v',$$

$$\text{ahol } v' = \frac{Q}{C}.$$



2. ábra.

A v' feszültség az r ellenálláson i' áramot hajt keresztül, mely tehát a kondenzátor töltését és így feszültségét csökkenti.

A tranziens jelenség tehát úgy jellemezhető,

hogy az i töltőáram az idő függvényében az $e^{-\frac{t}{RC}}$ törvény szerint csökken, tehát a kondenzátor a töltési periódus vége felé egyre lassabban növeli feszültségét, ugyanakkor azonban egyre több töltést ad le az r veszteségi ellenálláson keresztül. Felírható tehát:

$$\frac{dv'}{dt} = \frac{1}{C} \frac{dQ}{dt} = \frac{1}{C} (i - i') = \frac{1}{C} \left(i - \frac{V - iR}{r} \right).$$

A feszültségegyenlet:

$$V = iR + v',$$

amit differenciálva

$$\frac{dV}{dt} = R \frac{di}{dt} + \frac{dv'}{dt}.$$

Állandó feszültségű táplálásról lévén szó, $\frac{dV}{dt}$

behelyettesítésével homogén differenciálegyenletünk:

$$0 = R \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} \left(i - \frac{V - iR}{r} \right)$$

amiből

$$\frac{di}{dt} + i \frac{R+r}{RrC} = \frac{V}{RrC},$$

melynek megoldása

$$i = K e^{-\frac{R+r}{RrC} t} + A$$

$t = 0$ } kezdő feltételekkel a konstansokra
 $v = 0$ }

$$K = \frac{V}{R} \frac{r}{r+R} \quad A = \frac{V}{R+r}$$

Anyagszerkezeti vizsgálatok röntgensugárzással

II. rész

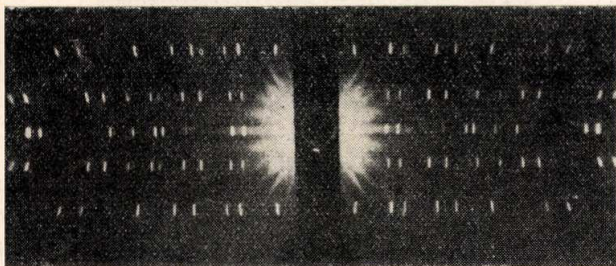
Dr. SASVÁRI KÁLMÁN

A dolgozat első részében a kristályráccsal és annak röntgendiffrakciójával foglalkoztunk. Megállapítottuk a kristályrács belső szerkezete és a kristályrácsról nyert röntgendiffrakciós fölvételek interferenciái közti összefüggést. Áttekintettük azokat a módszereket, amelyek segítségével a röntgenfölvételek alapján a kristály belső szerkezetét lehet meghatározni. A következőkben röviden a röntgenfölvételek készítésével, kiértékelésével és néhány gyakorlati alkalmazásával foglalkozunk.

Röntgendiffrakciós fölvételek készítése és kiértékelése

A kristályszerkezet meghatározásához az egykristályról Bragg-féle forgókristályfölvételt vagy a Weissenberg-féle mozgófilm-fölvételt szokás készíteni. Néha Laue-fölvételt is használunk.

A Bragg-féle fölvételnél a kristályt valamelyik kristálytani tengelye körül forgatjuk. A forgástengely a röntgensugárzás irányára mindig merőleges. Ilyenkor az interferenciafoltok hengerfilmen az



1. ábra. Bragg-féle forgókristályfölvétel hengerkamrában, kvarckristályról (001) tengely körüli forgatással

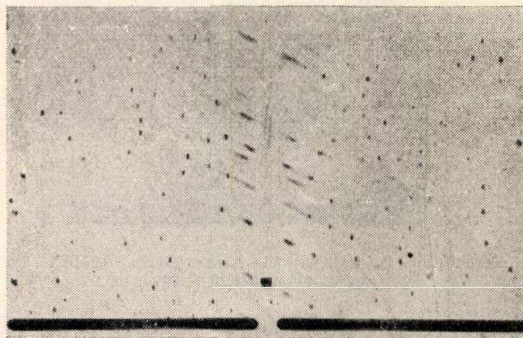
1. ábra szerint az ekvátor (röntgensugáron átfektetett és a forgástengelyre merőleges sík) és azzal párhuzamos egyenesek ú. n. rétegvonalak mentén helyezkednek el. Egy-egy rétegvonalon csak olyan reflexiók vannak, amelyeknek a forgástengelyre vonatkozó Miller-indexe ugyanaz, és pedig a rétegvonal sorszáma. Ha pl. a kristályt a c tengely körül forgatjuk, akkor az ekvátoron a $(hk0)$, az első rétegvonalon $(hk1)$ stb. reflexiók vannak. A h és k itt változó indexek. A rétegvonalaknak az ekvátortól való távolságából a forgástengellyel párhuzamos kristálytani tengelyhosszúság közvetlenül kiszámítható. Ha tehát mindhárom kristálytani tengely körül készítünk forgókristályfölvételt, akkor azokból az elemi test élhosszúságait meghatározhatjuk.

A forgókristályfölvétel kiértékelésének másik fontos szakasza a reflexiók indexelése, vagyis annak megállapítása, hogy az egyes interferenciák melyik hálózati síkhoz tartoznak. Az interferenciák jelölése a hozzá tartozó hálózati sík Miller-indexeivel

történik. A reflexiók indexelését az előzőkben, ahol a szerkezetmeghatározás elvi lehetőségeit tárgyaltuk, szándékosan nem említettük. Itt azonban rámutatunk arra, hogy a szerkezetvizsgálatoknak egy sarkalatos pontja a reflexiók helyes indexelése, mert csak így válik lehetővé, hogy a különböző hálózati síkok reflexióinak mért és számított intenzitásait összehasonlíthassuk, ami éppen a szerkezetmeghatározás alapját képezi. A röntgenreflexiók helyes indexelésére tehát igen nagy gondot kell fordítani.

A forgókristályfölvételeken az interferenciák legtöbbször nagyon sűrűn jelennek meg, különösen akkor, ha a kristályrács primitív és a rácsállandók nagyok a használt röntgensugárzás hullámhosszához képest. Ilyenkor az interferenciák nem mindig indexelhetők ki egyértelműen.

Az egyértelmű indexelés végett teljes körülforogatás helyett $20\text{--}30^\circ$ -os intervallumban oszcilláltatjuk a kristályt, különböző kristályállás mellett. Ezeket úgy választjuk meg, hogy az egymásután következő oszcillációs intervallumok kissé egymásba nyúljanak. Minden egyes kristályállásnál külön fölvételt készítünk. A teljes körülfordulásnál fellépő interferenciákat tehát több filmre osztjuk szét, miáltal egy filmre sokkal kevesebb interferencia esik és így azok biztosabban különíthetők el egymástól. Különösen olyan interferenciák szétválasztásánál lépnek fel bizonytalanságok, amelyek reflexiók



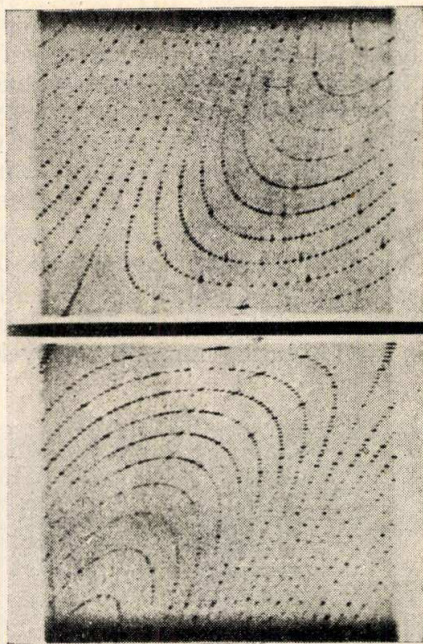
2. ábra. A Weissenberg és forgókristályfölvétel közti összefüggés. A rétegvonal széthúzása a nyíl irányában történt

szögei közel egyenlők és a röntgenfölvételen is közel egymás mellett jelennek meg.

Az ilyen reflexiók szétválasztását is mindig egyértelműen végezhetjük el a Weissenberg-féle röntgenfölvételekkel. Ezeknél a kristályt 360° alatt oszcilláltatjuk, ugyancsak hengeralakú kamra tengelyébe helyezve, miközben a filmet vele szinkron, a forgástengellyel párhuzamosan eltoljuk. A kristály forgatásánál az időben egymásután következő interferenciák a filmen a tranzláció irányában

az időtartamokkal arányosan eltolódnak. Megfelelő rés alkalmazásával gondoskodunk arról, hogy csak egyetlen rétegvonal reflexiói ériék a filmet. Tehát a Weissenberg-fölvételnél nem csinálunk mást, minthogy a 2. ábra szerint a forgókristályfölvétel egyenetlen rétegvonalát rá merőleges irányban széthúzzuk a forgással szinkron végzett tranzlációval. Így a reflexióknak a tranzláció irányában mérhető távolságával meg tudjuk adni, hogy a kristálynak milyen elforgatása mellett követik egymást az egyes interferenciák. Ezzel a röntgen-reflexiók helyes indexelése mindig biztosan elvégezhető.

A Weissenberg-fölvételnél a röntgensugárzás irányát a forgástengelyhez képest különbözőképpen szokás megválasztani. Leggyakoribb az az eset, amikor a beeső sugárzás iránya és a kiválasztott rétegvonalnak az ekvátortól való elhajlási iránya az ekvátor síkjának két oldalán az ekvátorral azonos szöveget zár be. Ez az egyenlőhajlású Weissenberg-fölvétel. Egy ilyen Weissenberg-fölvételt láthatunk a 3. ábrán a rombos tridimit a tengely körüli forgatás negyedik rétegvonaláról.

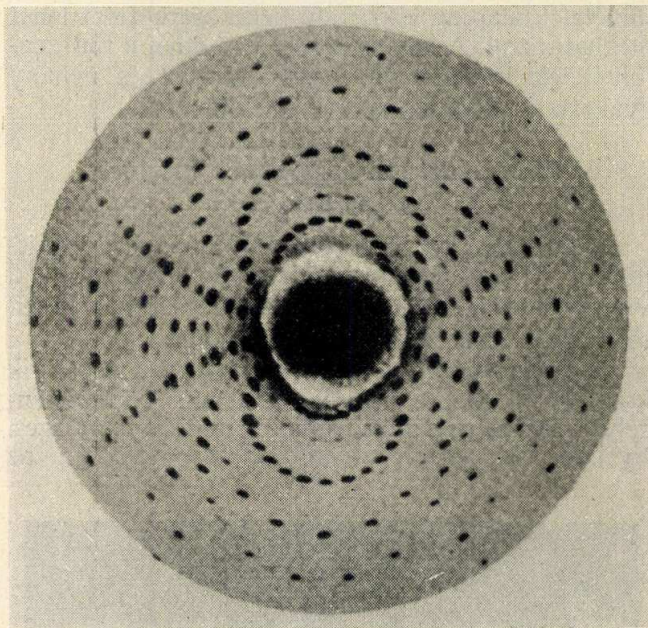


3. ábra. Egyenlőszögű Weissenberg-féle röntgenfölvéte AsS-ról: a c tengely körüli forgatás első rétegvonala

Mind a forgókristály, mind a Weissenberg-fölvételek kiértékeléséhez kész hálózatok álnak rendelkezésre, amelyeket közvetlenül a filmre helyezve, a rácsállandók meghatározásához és az indexeléshez szükséges geometriai adatokat leolvashatjuk. A forgókristályfölvétel hálózatát Bernal készítette el 1926-ban.

A Laue-féle fölvételeknél az egykristályt rögzített helyzetben állítjuk a röntgensugár útjába és a fölvételekhez a direkt sugárirányra merőleges helyzetű síkfilmeket használunk. Különböző az elrendezés ugyanaz, mint a forgókristály-fölvételnél. A rácsállandó meghatározása és a reflexiók indexelése ezen fölvételek alapján nagyon nehézkes és

legtöbbször nem egyértelmű. Azért ilyen értelemben a Laue-fölvételek teljesen háttérbe szorultak. A Laue-fölvételeket azonban szokás használni az egykristály szimmetriájának meghatározására. Ugyanis ennél a fölvételnél az interferenciák elhelyezkedése mindig visszatükrözi a kristály szimmetriáját, de úgy, hogy egy szimmetriaközponttal megtoldja, amint azt már említettük. A kristályt szimmetriájának meghatározása végett mindig úgy helyezzük a röntgensugár útjába, hogy a szimmetria a fölvételből minél könnyebben felismerhető legyen. Így pl. a kristály azon irányát, amellyel párhuzamosan



4. ábra. Laue-fölvétel cerussitról

mosan szimmetriasíkot vagy szimmetriatengelyt várunk, a röntgensugár irányával hozzuk párhuzamos helyzetbe. Egy ilyen fölvételt látunk a 4. ábrán cerussitról, amelynél a röntgensugár iránya párhuzamos volt az egyik kristálytani tengellyel. Ezen felismerhető egy kétfogású tengely, amely párhuzamos a kristálytani tengellyel. Ugyanezzel az iránnyal párhuzamosan két szimmetriasík is van, amelyek egymásra merőlegesek. Megtaláljuk a fölvételben a szimmetriaközpontot is. A fölvételből láthatjuk még, hogy az interferenciák olyan ellipszisek mentén helyezkednek el, amelyek a fölvétel középpontján haladnak át. Ugyanezen ellipszishez tartozó interferenciák olyan síkaktól származnak, amelyek azonos zónatengelyhez tartoznak, azaz ugyanazon kristálytani iránnyal párhuzamosak. A Laue-fölvételeket ezenkívül mikrokristályos anyagnál kristályszemcsék orientációjának meghatározására szokták még felhasználni.

A gyakorlati célokra a kristályos anyag röntgen-diagrammjának előállítására majdnem mindig a Debye—Scherrer-féle porfölvételt használjuk. Ez a szerkezeti kutatásokhoz általában nem alkalmas, legfeljebb csak a nagy szimmetriájú köbös és tetragonális rendszerű kristályoknál használható a rácsállandók meghatározására. Ismert szerkezetű

kristályok röntgendiagrammjának előállítására azonban az előbbieknél sokkal kényelmesebb és legtöbbször jobban hozzáférhető.

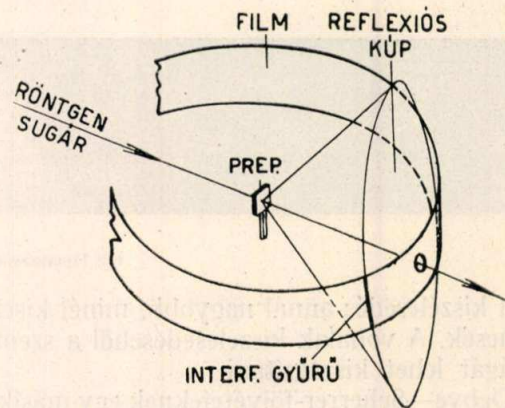
A Debye—Scherrer-fölvételekhez a kristályos anyagot porrá törjük és izotróp kötőanyaggal összekeverve, 0,4—0,5 mm átmérőjű pálcikákat készítünk belőle. A mikrokristályos anyagok közvetlenül is felhasználhatók, ha megfelelő nagyságú darabkát vágunk ki belőlük. A hengeres preparátumot a hengeralakú Debye—Scherrer-féle röntgenkamra geometriai tengelyében helyezük el. A preparátum beállítására megfelelő centírozó berendezés szolgál. A preparátumot a 6. ábra* szerint a röntgenkamra tengelyére merőleges irányú párhuzamos röntgenyalábbal világítjuk meg, amelyet 50—60 mm hosszúságú, körkeresztmetszetű rés segítségével állítunk elő. A rés külső nyílását közvetlenül a röntgensó ablaka elé állítjuk úgy, hogy iránya a röntgensugárzás irányával párhuzamos legyen. A röntgenkamra bemenő részével szemben másik rés van, amelyen át a direkt sugárzást a kamrából kivezetjük. A preparátum ellenkező oldalán lévő rés a bemenő résnél nagyobb keresztmetszetű és annak pontosan a folytatásába esik, hogy a direkt sugárzás szóródás nélkül jusson ki a kamrából. A rés végén ólomüveggel eltakart fluoreszkáló ernyő van. Az előbbi arra való, hogy a direkt sugárzást elnyelje, viszont az ernyő segítségével ellenőrizni tudjuk, hogy vajjon a sugárzás áthalad-e a kamrán, azaz a rések iránya párhuzamos-e a röntgensugárzás irányával. Ebben az esetben ugyanis a rés keresztmetszetének megfelelő nagyságú megvilágított folt jelenik meg az ernyőn.

A preparátumban a kristályszemcsék igen nagy számban és mindenféle orientációban vannak jelen. Ennek következtében egyrészt minden lehetséges kristálytani hálózati sík reflexiós helyzetbe kerül valamelyik kristályszemcsében, másrészt azok a kristályszemcsék, amelyek ugyanazon síkra vannak reflexiós helyzetben, a direkt sugárirányhoz képest is mindenféle orientációban előfordulnak. Ennek következtében ugyanazon hálózati síknak különböző szemcséktől származó reflexiói az 5. ábra szerint a preparátumból kiinduló olyan kúpfelület alkotói mentén helyezkednek el, amelynek tengelye egybeesik a direkt röntgeniránnyal, nyílásszöge pedig 2ϑ azaz a reflexiós szög kétszerese. Így a Debye—Scherrer-féle röntgenfölvétel minden reflexiónak egy 2ϑ nyílású reflexiós kúp felel meg, amelyet a különböző kristályszemcsék azonos rendű interferenciái burkolnak be.

A röntgenkamra belső felületén az ekvátorra szimmetrikusan 25—30 mm széles filmszalagot helyezünk el. A film és reflexiós kúpok metszészvonala mentén az interferenciák erősségének megfelelő feketedéseket kapunk. Ezeket alakjuk után interferenciagyűrűnek nevezzük, valójában negyedrendű görbék ekvátormenti szakaszai. A kiterített filmen az interferencia gyűrűk alakját és elrendezését a 6. ábrán, az alfa-korund röntgenfölvételén láthatjuk.

* I. rész. (1952. 10—12 sz. 147. old.)

Az interferenciagyűrűk feketedése annál egyenletesebb, minél többféle orientációjú kristályszemcséről kapjuk ugyanazt a röntgenreflexiót. Ezért a kristályszemcséket annyira finomra porítjuk, hogy a szemcsenagyság 10^{-3} cm-nél kisebb legyen, azonkívül a preparátumot a kamra tengelye körül forgatjuk. Forgatás közben ugyanaz a kristályszemcse különböző hálózati síkokra kerül reflexiós helyzetbe és így a forgatással azt érjük el, mintha a reflektáló kristályszemcsék számát növeltük volna meg. A forgatást egyenletes szögsebességgel végezzük, hogy ezáltal a különböző kristályszemcsék azonos ideig maradjanak reflexiós helyzetben és így egyrészt a gyűrűk mentén feketedéskülönbségek



5. ábra. Debye—Scherrer-féle porfölvétel egy reflexiós kúpja

ne lépjenek fel, másrészt az interferenciák viszonylagos erősségét se hamisítsuk meg.

A diffrakciós fölvételek idejét úgy választjuk meg, hogy a legerősebb interferenciák feketedése még a feketedési görbe egyenes szakaszában maradjon. Nyomkeresés esetén pedig arra törekszünk, hogy a legerősebb vonalak már észlelhető feketedéssel tudjanak megjelenni.

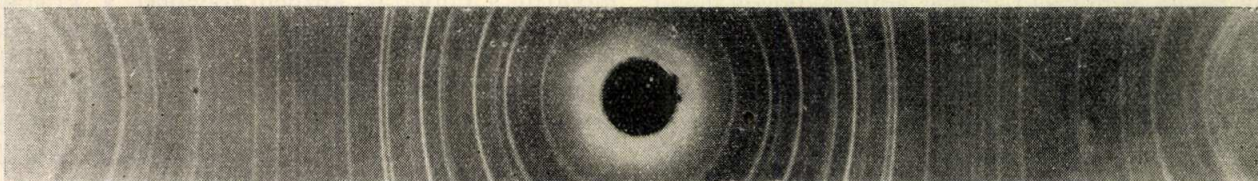
A Debye—Scherrer-röntgenfölvételből, ha mérjük az ekvátor két oldalán lévő azonos interferenciagyűrűknek egymástól vett távolságát, azaz az interferenciagyűrűk átmérőjét, akkor a röntgenkamra átmérőjének ismeretével kiszámíthatjuk a reflexiós szögeket. A röntgenkamra átmérőjét kényelmi szempontból legtöbbször 57,3 mm vagy ennek kétszeresére választják. Ekkor a henger kerületén 1 mm hosszúság kettő, ill. egy foknak felel meg. Így a távolságokból a szögek közvetlenül kiadódnak. Mivel a reflexiók a direkt iránytól 2ϑ szöggel térnek el, a diffrakciós gyűrűk átmérőjéből a 4ϑ szöget kapjuk meg.

Az interferenciagyűrűk átmérőjének mérése annál pontosabb, minél élesebbek az interferenciagyűrűk. A legélesebbek akkor, ha a szemcsenagyság 10^{-3} és 10^{-5} cm között van (6/a ábra). Ha a szemcsék 10^{-3} cm-nél nagyobbak, akkor az interferenciagyűrűk helyét egyes nem összefüggő interferenciapontok jelölik ki, amelyek a szemcsék alakjának és nagyságának megfelelő kiterjedésűek és ennek megfelelően sűrűbben vagy ritkábban jelennek meg. Egy ilyen eset röntgendiagramját láthatjuk

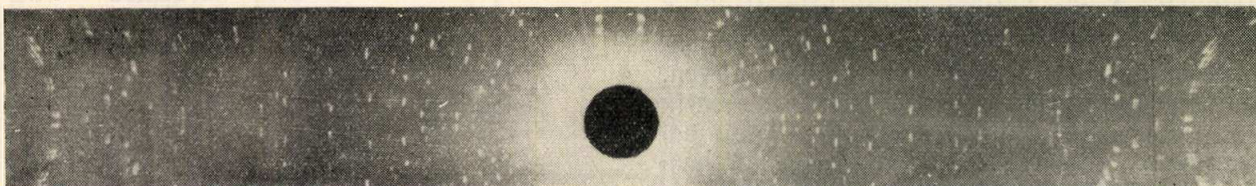
a 6/b ábrán, amely nagyszemcsés alfa-korundról készült.

Ha a mikrokristályos anyagban a kristályszemcsék 10^{-5} cm-nél kisebbek, akkor azt tapasztaljuk, hogy az interferenciagyűrűk kiszélesednek

amely a 7/a ábrán látható. Ez a diagramm onnan származik, hogy az alumínium húzása közben a kristályszemcsék testátlójukkal a húzás irányába állnak be. A testátló körüli elfordulás azonban minden orientációban előfordul. A röntgenfölvétel



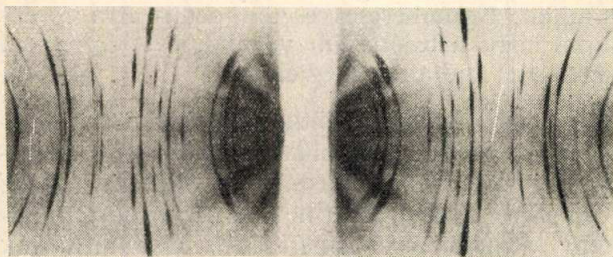
6/a ábra. Finomszemcsés alfa-korund Debye—Scherrer-féle röntgenfölvétele



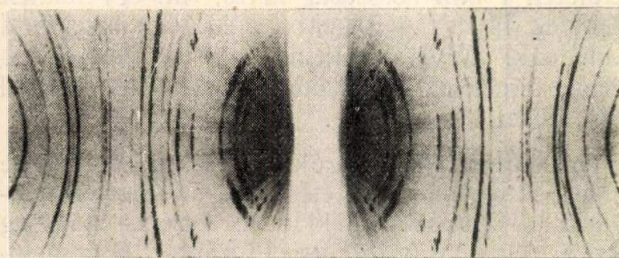
6/b Durvaszemcsés alfa-korund röntgendiagrammja

és ez a kiszélesedés annál nagyobb, minél kisebbek a szemcsék. A vonalak kiszélesedéséből a szemcsék nagyságát lehet kiszámítani.

A Debye—Scherrer-fölvételeknek egy másik jellegzetes megjelenési formáját kapjuk, ha a kristályszemcsék a vizsgálandó mintában bizonyos fokig rendezve vannak. Ekkor a rendezettségnek megfelelően az egyes interferenciagyűrűk helyenként erősebbek, másutt gyengébbek lesznek. Az ilyen fölvételeket rostdiagrammoknak nevezzük.



7/a ábra. Hidegen húzott alumíniumdrótról készült Debye—Scherrer röntgenfölvétel



7/b ábra. Hidegen húzott és utána 600° C hőmérsékleten hőkezelt alumíniumdrót

Rostdiagrammot kapunk pl. egyes fémekről, ha azokat hidegen húzzuk vagy hengereljük. Ilyen pl. a húzott alumíniumdrót röntgendiagrammja,

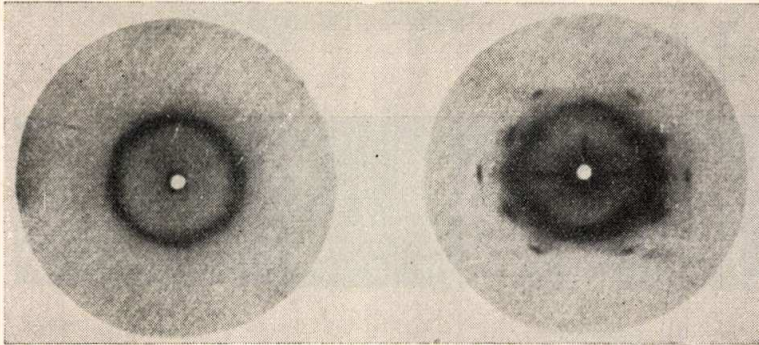
ezért nagyon hasonló ahhoz, amelyet alumínium egykristályról kapunk a forgókristályfölvétellel. A különbség az, hogy igen gyengén a mikrokristályos röntgendiagramm interferenciagyűrűi is megjelennek és az interferenciafoltok pedig erősen kiszélesednek. Ez azzal magyarázható, hogy nem szigorúan minden szemcse állt be a rendezés irányába, amelyek pedig beálltak, azok orientációja kisebb-nagyobb ingadozást mutat a húzás iránya körül.

A fémek rostdiagrammjából többek között felvilágosítást nyerhetünk a rendezettség irányára (milyen kristálytani irányukkal álltak be a kristályszemcsék) és a rendezettség fokára. De a röntgenfölvételek segítségével követni tudjuk a rostszerkezet változását is, amely különböző behatásokra áll elő. Így pl. ha ugyanazt az alumíniumdrótot, amelyről a 7/a ábrán lévő fölvétel készült, félóránig 600° C-on hőkezeltük és utána készítettünk róla röntgenfölvételt, akkor a 7/b ábrán levő diagrammot kapjuk. Ez világosan mutatja, hogy hőkezelés közben rekristallizációs folyamat játszódott le, amely a kristályszemcséket rendezetlen állapot felé toltta el.

Rostdiagrammot kapunk egyes természetes organikus anyagoknál is, mint cellulóze, selyem, nyújtott kaucsuk, haj, izomrostok stb. Ezek az anyagok hosszú molekulákból állnak, amelyek vagy már természetes állapotban is a rosttengellyel párhuzamosan helyezkednek el, vagy pedig, mint a kaucsuknál, többszörös nyújtással a nyújtás irányában kiegyenesíthetők. Természetes állapotban a kaucsuk hosszú láncai rendezetlenül összevissza kanyarognak az anyagban.

Ezen rostos anyagok hosszú molekuláiban rövidebb vagy hosszabb periódusok ismétlődnek. Ugyanílyenek a párhuzamosan rendezett láncok oldalirányában is föllépnek. Ezen ismétlődő térbeli periódusok következtében kapunk a fémeknél

észlelt rostdiagrammhoz hasonló röntgendiagrammot. Néha a rostdiagramm a forgókristály fölvételhez hasonlít és a rétegvonalak is fölismerhetők, ha a direkt röntgensugár irányát a rosttengelyre merőlegesen választjuk. A 8. ábrán az eredeti és nyújtott kaucsuk röntgenfölvételét látjuk. Nyújtás előtt a kaucsukról egyetlen amorf gyűrűt kapunk, amely a rendezetlen molekulában gyakori atomtávolságnak felel meg. Nyújtott állapotban már rétegvonalak mentén rendezett interferenciákat kapunk, amelyek eléggé kiterjedtek. A rétegvonalakból a rosttengely irányában egyetlen periódus



8. ábra. Kaucsuk röntgendiagrammja.
a természetes állapotban. b nyújtott állapotban

állapítható meg, amelyet rácsállandónak lehetne tekinteni. Ellenben kristálycellára további adatokat a fölvétel nem nyújt és így a rostdiagramm szerkezetmeghatározásra nem alkalmas. A rostos szerkezet ismétlődő periódusai többnyire a kristályos fölépítésben is előfordulnak, de szigorú értelemben vett kristályok a rostos anyagokban még valószínűleg nincsenek. A molekula alakját és elrendezését a röntgendiagrammok alapján csak úgy tudjuk meghatározni, ha az illető anyagot sikerül kristályosítani. Ma már igen nagy számban folynak ilyen irányú vizsgálatok, jó eredménnyel. Már sokszor néhány tized mm nagyságú kristály elegendő ahhoz, hogy a Fourier-analízishez szükséges röntgenfölvételeket el lehessen készíteni.

Kristályos anyagok identifikálása

A Bragg-egyenlet szerint a kristályos anyag röntgendiffrakciós fölvételén minden racionális kristálytani hálózati síkhoz tartozik egy-egy röntgeninterferencia. Az első részben láttuk, hogy az egyes interferenciák reflexiós szöge az elemi test élhosszával, ezek egymásközi szögeivel és a röntgensugárzás hullámhosszával egyértelműen meg van adva. Az interferenciák erősségét pedig a kristály elemi testében levő atomok milyensége és térbeli elrendezése határozza meg.

Minden kristályos anyagnak más és más a kémiai összetétele, azaz más-más atomok alkotják az elemi test építőköveit. Ezek anyagoként változó nagyságú és alakú elemi testben, legtöbbször egymástól különböző térbeli elrendezésben vannak jelen. Ebből következik, hogy a különböző kristályos anyagoknál az azonos Miller-indexű kristálytani hálózati síkoknak más és más lesz a reflexiós szögük

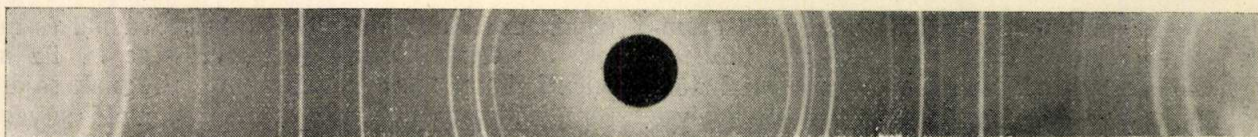
ugyanannál a röntgenhullámhosszágnál és más lesz a reflexiók viszonylagos erőssége is. Ez azt jelenti, hogy minden kristályos anyagnak sajátos röntgendiagrammja van, amely az illető anyagra jellemző. Ennek alapján minden kristályos anyagot röntgendiagrammjával, azaz röntgeninterferenciáinak összességével egyértelműen identifikálhatjuk. Azonkívül ugyanannál az anyagnál nyomomonkövetjük mindazokat a változásokat, amelyek a röntgendiagramm megváltozásával járnak. Ilyenek pl. a hőkitérés, rugalmas feszültségek okozta belső deformációk, amelyek rácsállandó változással járnak; atomátrendeződés, amikor ugyanaz az anyag más kristálymódosulatba megy át, pl. alfa-vas gamma-vasba, vagy gamma-korund alfa-korundba stb.

A különböző kristályos anyagok, vagy azonos anyagok különböző kristályos módosulatai sajátos röntgendiagrammjainak szemléltetése végett példaképpen nézzük a 9. ábrát. Ezen a réz, az alumínium és az alumínium-oxid különböző hidrátjainak és anhidrátjainak Debye—Scherrer-fölvételeit láthatjuk. A fölvételek mind $Cu K\alpha$ ($\lambda = 1,539 \text{ \AA}$) sugárral készültek.

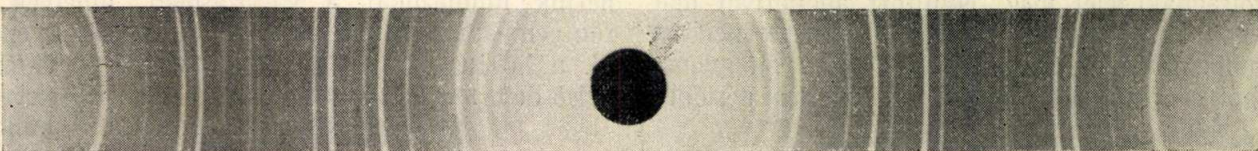
Az Al köbös lapcentrált rácsban kristályosodik, ugyanúgy, mint a Cu, csak az atomsugarak arányában más az elemi test élhosszával. Amíg a réz rácsállandója $a_{Cu} = 3,60775 \text{ \AA}$, addig az alumíniumé $a_{Al} = 4,04145 \text{ \AA}$. A két rácsállandó éppen az atomsugarak arányában különbözik ($r_{Cu} = 1,27 \text{ \AA}$ és $r_{Al} = 1,43 \text{ \AA}$). A kis rácsállandó és a lapcentrált rács nagyszámú kioltása miatt az interferenciák kis számban jelennek meg (9. ábra a és b). A két lapcentrált rácsban az interferenciák intenzitásaránya ugyanaz, mivel mindegyik rács ugyanazon atomelrendeződés mellett, egynemű atomokból épül föl. A két elemi test egymástól különböző mérete folytán azonban az interferenciák reflexiós szögei különböznek egymástól. Az Al interferenciái a nagyobb rácsállandónak megfelelően a réz interferenciagyűrűihez képest a kisebb szögek felé tolódnak el. Ennek következtében a legnagyobb szögeknel még új bb interferenciagyűrűk is jelentkeznek.

Az $Al(OH)_3$ három kristálymódosulatban ismeretes, ú. m.: hidrargillit, a- és b-bayerit. A hidrargillit fölvételén (9/c ábra) az interferenciagyűrűk igen nagy számban vannak jelen, ami onnan ered, hogy az alumíniumhoz képest sokkal nagyobbak a rácsállandók (a hidrargillit monoklin cellájának adatai: $a = 8,62 \text{ \AA}$, $b = 5,06 \text{ \AA}$, $c = 9,70 \text{ \AA}$, és $\beta = 94^\circ 34'$), és az elemi test primitív. Ennél a rácsnál csak a tranzlációs szimmetriaelemek (jelen esetben kétfogású csavartengely és csúszósík) adnak kioltást, de ezek sokkal kisebb számban vannak, mint a lapcentrált rácsnál.

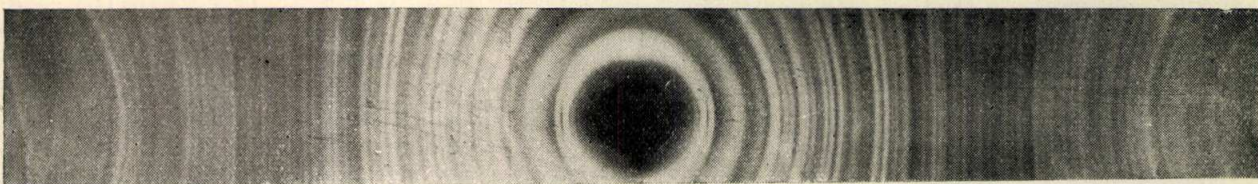
Az a- és b-bayeritnél (9. ábra d és e) már kisebb számú reflexiót kapunk. A két belső gyűrű ugyanaz, mint amelyeket a hidrargillitnél is látunk. A



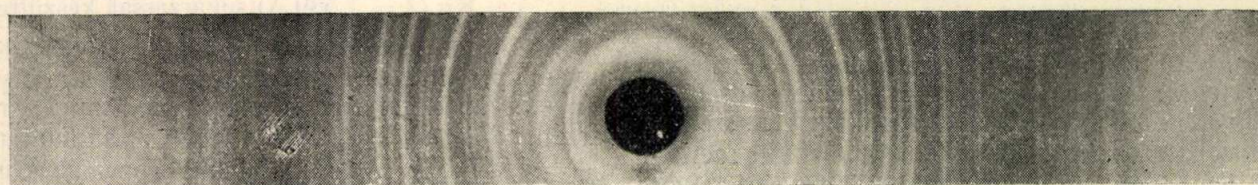
9/a. ábra. Réz



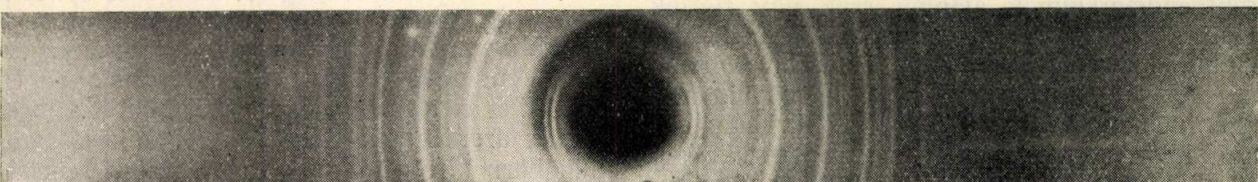
9/b. ábra. Alumínium



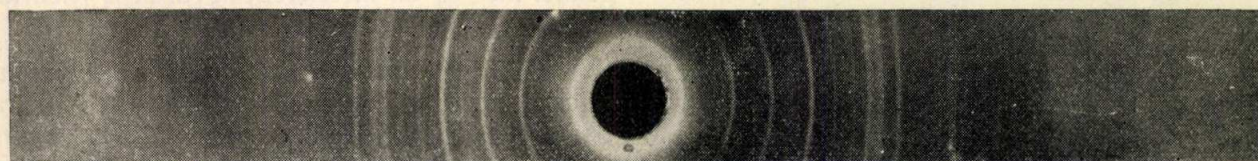
9/c. ábra. Hidrgillit



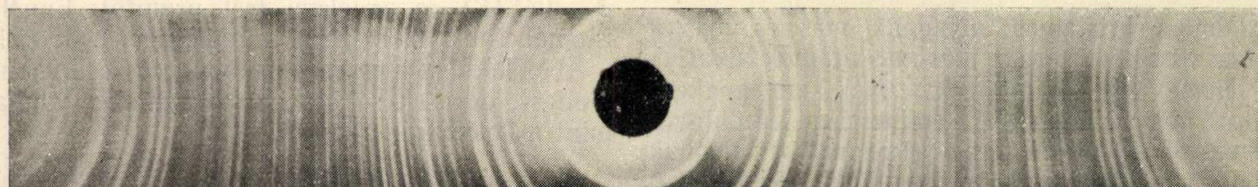
9/d. ábra. α -bayerit



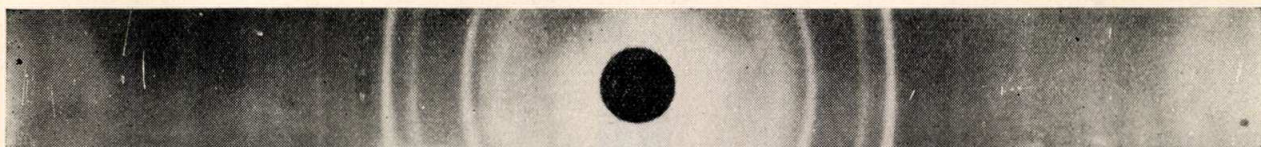
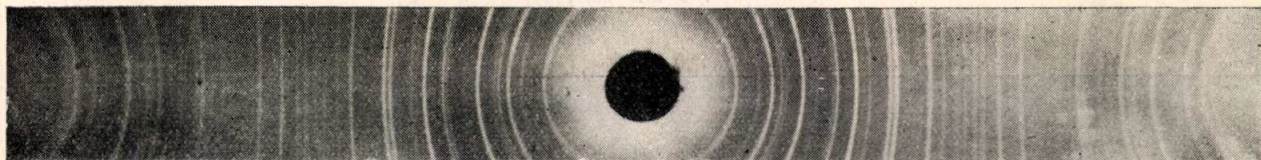
9/e. ábra. β -bayerit



9/f. ábra. Böhmit



9/g. ábra. Diaszpor

9/h. ábra. Gamma- Al_2O_3 9/i. ábra. Alfa- Al_2O_3

9. ábra. Réz, alumínium és alumínium-oxid hidrátjainak és anhidrátjainak röntgendiagrammjai

diagramm többi gyűrűi már teljesen különböznek a hidrargillittől. A kétféle bayerit diagrammja egymástól nem nagyon különbözik. Az interferenciák reflexiós szögei majdnem ugyanazok — csak kisebb eltéréseket találunk — és az intenzitások is csak egy-két gyűrűnél térnek el lényegesebben. Mindkét módosulat szerkezete még ismeretlen, de röntgendiagrammjuk alapján mindig fölismerhetők. Persze nehezen tudjuk őket egymástól megkülönböztetni, ha a kétféle bayerit egyszerre jelenik meg a vizsgálandó anyagban.

A böhmít és diaszpor szintén azonos kémiai összetételűek, kémiai képletük AlOOH , röntgendiagrammjuk azonban szintén egymástól különböző (9. ábra *f* és *g*). Ez megint a különböző kristályszerkezettel magyarázható.

Mindkét módosulat a rombos rendszerben kristályosodik (böhmít: $a = 4,40 \text{ \AA}$, $b = 9,38 \text{ \AA}$, $c = 2,83 \text{ \AA}$; diaszpor: $a = 3,78 \text{ \AA}$, $b = 11,80 \text{ \AA}$, $c = 2,85 \text{ \AA}$). Már a cellaméretük is eltérnek egymástól, de a leglényegesebb eltérés az atomok belső elrendezésében van. Különbözik a kétféle módosulatban egyrészt az oxigénatomok egymáshoz való kapcsolódása, másrészt azok illeszkedése. A diaszporban az oxigénatomok mind egyenértékűek, mindegyik a másikhoz hidrogénnel át kapcsolódik. A böhmítben ezzel szemben kétféle oxigént kell megkülönböztetni. Az egyik fajta oxigének hidrogénnel át kapcsolódnak egymáshoz, itt hidroxilionok vannak, míg a másik fajta oxigének egyáltalán nem kapcsolódnak hidrogénnel és így oxigén-ionok. A diaszporban az oxigének hatszöges szoros illeszkedésben, míg a böhmítben köbös szoros illeszkedésben vannak. Ez az oka annak, hogy hőkezelésnél, amikor a víz eltávozik a két kristálmódosulattól, a diaszpor közvetlenül alfa-korundba, a böhmít pedig gamma-korundba megy át. Ezek olyan átmenetek, amelyeknél a víz távozása után az oxigének illeszkedési módja változatlan marad.

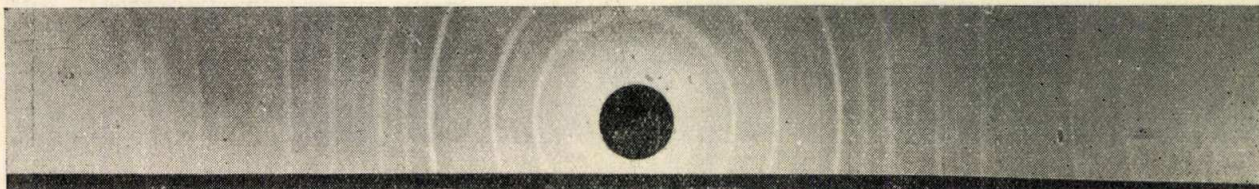
Az alfa- és gamma- Al_2O_3 azonos kémiai összetételűek, de különböző a kristályszerkezetük. A gamma- Al_2O_3 köbös (spinell defekt) rácsban kristályosodik ($a = 7,9 \text{ \AA}$), amelyben az oxigének köbös szoros illeszkedésben vannak. Magasabb hőmérsékleten (1000° C fölött) az oxigének illeszkedése átrendeződik hatszöges

szoros illeszkedésbe és a gamma- Al_2O_3 ezáltal alfa-korundba megy át. A $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ keletkezési és az $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ -ba való átalakulási hőmérséklete között, a hőmérséklet emelése közben, a spinell defekt rácsában az alumínium-ionok fokozatos átrendeződése folyik, ami azonos oxigénrendezésű átmeneti szerkezeteket eredményez. Ezen kationátrendeződés közben a gamma- Al_2O_3 főként a vonalak számosságában különböző röntgendiagrammot ad. Az átmenetek röntgendiagrammjai és az átalakulás hőmérséklete különböző aszerint, hogy a gamma- Al_2O_3 -t hőkezeléssel hidrargillitből, vagy a kétfajta bayerit egyikéből állítjuk elő. A 9/h ábrán látható gamma- Al_2O_3 diagramm egy vonalszegényebb módosulatról készült, amely 500° C -on végzett hőkezelésnél keletkezett hidrargillitből.

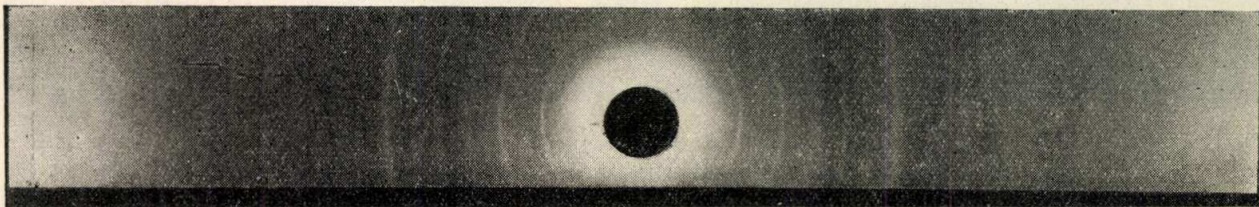
Az alfa-korund romboéderecs kristályrendszerben kristályosodik, amelynek cellaadatai $a = 5,12 \text{ \AA}$, $\alpha = 55^\circ 17'$. Ez is aránylag sok interferenciából álló diagrammot ad (9/i ábra).

A felsorolt különböző kristályos anyagok és azonos anyagok különböző kristályos módosulatainak röntgendiagrammjai mind az interferenciagyűrűk számosságában és elrendezésében, mind pedig azok viszonylagos erősségében különböznek egymástól. Igen érzékenyek a szerkezet minden változására és így nemcsak a különböző kristályos anyagok, de ugyanazon anyag különböző kristályos módosulatainak azonosítására és fölismerésére igen alkalmasak.

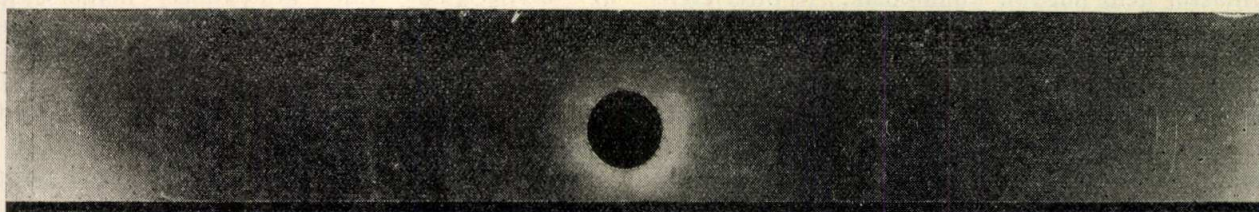
Legtöbbször nem tiszta anyagok fordulnak elő, hanem különböző kristályos anyagok mechanikai keverékét kell megvizsgálunk és azonosítani a benne előforduló különböző tiszta anyagokat. Erre a célra a keverékanyagról készített röntgendiagrammot felhasználhatjuk, ha azt a benne előforduló tiszta anyagok röntgendiagrammjaival összehasonlítjuk. A megoldáshoz próbálgatással jutunk el. Nagyon megkönnyíti az azonosítást, ha ismerjük a vizsgálandó anyag kémiai összetételét, ami által fogalmat alkothatunk magunknak arról, hogy benne milyen vegyületek fordulhatnak elő. Így aránylag kevés számú próbálgatással megtaláljuk azokat az elemeket vagy vegyületeket, amelyek röntgendiagrammjai a



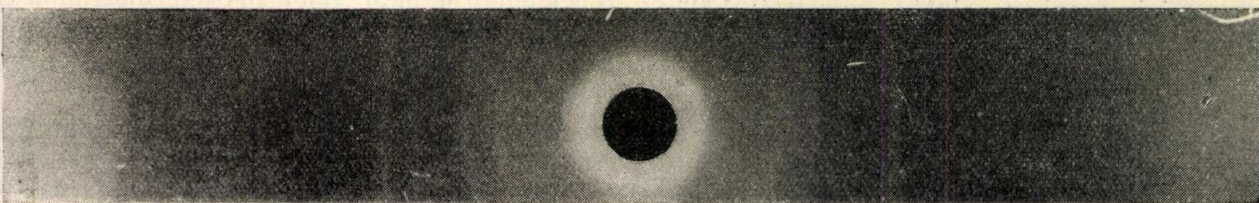
10/a ábra. MoO₃



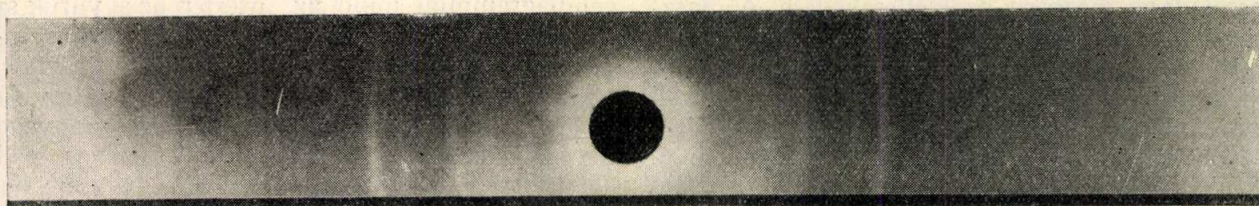
10/b ábra γ -Al₂O₃+2% MoO₃



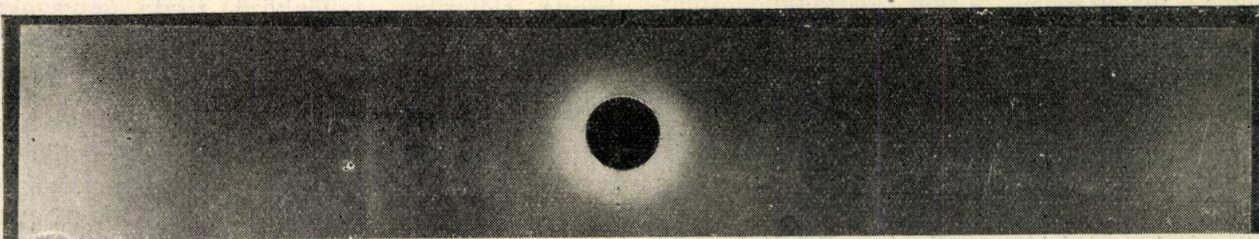
10/c ábra. γ -Al₂O₃+1% MoO₃



10/d ábra γ -Al₂O₃+0,5% MoO₃



10/e ábra γ -Al₂O₃+0,2% MoO₃



10/f ábra. γ -Al₂O₃

10. ábra. Gamma-Al₂O₃ és MoO₃ keverék röntgendiagrammja különböző súlyszázalékos MoO₃ tartalom mellett

vizsgálandó anyag röntgendiagrammjában jelen vannak.

Amikor kristályos anyagok keverékéről készítenk röntgenfölvételt, akkor azonos expozíciós idők mellett az egyes komponensek interferenciái gyengébbek lesznek, mint tiszta anyag esetén. Ez az egyes komponensek mennyiségének a csökkenésével jár együtt. Ezért a keverék röntgendiagrammjában a komponenseknek általában csak az erős interferenciái jelennek meg, míg a gyenge interferenciák intenzitása annyira lecsökken, hogy azok már nem mutathatók ki. Az identifikálásnál valamely tiszta anyag jelenlétét biztosra vehetjük, ha a még jelenlevő legkisebb intenzitású interferenciától a legnagyobb intenzitásúig minden gyűrű hiánytalanul megvan. Egyezni kell egyrészt az interferenciagyűrűk helyének, azaz a reflexiók szögeknek, ill. $\sin^2 \theta$ értékeknek és az interferenciák viszonylagos erősségének. A tiszta anyagok adatait vagy az irodalomban ismert táblázatokból vehetjük, vagy a tiszta anyagokról készített röntgenfölvételek alapján magunk határozhatjuk meg.

A különböző tiszta anyagok röntgendiagrammjával való összehasonlítást addig folytatjuk, amíg az összetett anyag röntgendiagrammjának összes gyűrűjét nem sikerült identifikálni. Megeshet az, hogy a tiszta anyagok egyes gyűrűi összeesnek. Az ilyen interferenciagyűrűk viszonylagos erőssége a tiszta anyagokéhoz képest megnövekedett.

Példaképpen nézzük a 10. ábrát, amelyen a γ - Al_2O_3 és MoO_2 keverékének röntgendiagrammját látjuk különböző súly-%-os MoO_2 tartalomnál. Ezen láthatjuk, hogy a %-os tartalommal hogyan növekszik a MoO_2 megjelenő vonalainak száma és erőssége.

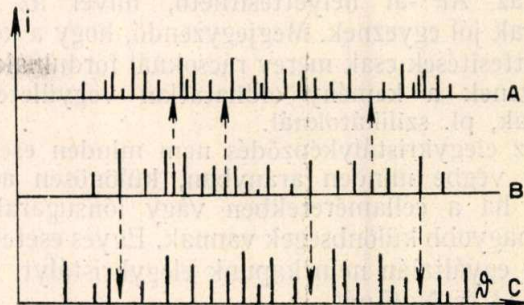
Kristályos anyag mennyiségi elemzése

Ha valamely kristálykeverékben az egyik komponens mennyiségét folytonosan csökkentjük, (10. ábra), akkor ennek a komponensnek az interferenciagyűrűi folytonosan gyengébbek lesznek és mind több és több interferenciagyűrű eltűnik. Először csak a leggyengébb gyűrűk hiányoznak, majd fokozatosan mindig erősebb gyűrűk maradnak el, míg végezetül már csak az egyetlen legerősebb gyűrű marad meg. Még tovább csökkentve az illető komponens százalékos mennyiségét, egy bizonyos összetételnél ez a legerősebb interferenciagyűrű is eltűnik. Lesz tehát a kiválasztott komponens koncentrációjának egy olyan küszöbértéke, amelynél a legerősebb interferenciagyűrűje még éppen megjelenik. Ez megadja a kimutathatóság alsó határát. A tapasztalat szerint a különböző anyagoknál más és más az a küszöbérték, amelynél az egyik komponens a másik mellett még kimutatható.

Így pl.

| NiO mellett | Ni kimutatásának küszöbértéke kb. | % |
|---|-----------------------------------|------|
| CaCO_3 „ NaCl „ „ „ | „ „ „ „ | 2% |
| Cu „ Sb „ „ „ | „ „ „ „ | 3% |
| γ - Al_2O_3 „ α - Al_2O_3 „ „ „ | „ „ „ „ | 1—2% |
| ZrO_2 „ MgO „ „ „ | „ „ „ „ | 1% |
| | | 10% |

Amint e néhány példán láthatjuk, a kimutathatóság érzékenysége eléggé korlátozott. Az érzékenységet erősen befolyásolja az, hogy milyen erősségű gyűrűk azok, amelyek az összetett anyag más interferenciáitól távol esnek, tehát az elemzéshez, ill. kimutathatósághoz felhasználhatók. Erre szemléletes példát láthatunk a 11. ábrán. A függőleges



11. ábra. Három fiktív kristályos anyag sematikus Debye—Scherrer-fölvétele

vonalak az interferenciagyűrűk helyét, magasságuk pedig a viszonylagos erősségüket jelzik. Ha a B anyagot akarjuk kimutatni az A mellett, akkor erre nem a legerősebb vonalakat, hanem a nyíllal jelzett aránylag gyenge vonalakat használhatjuk föl. Ezek azok a legerősebb vonalakat, amelyek az A anyag más vonalaitól távol esnek. Ezek a gyenge vonalakat már aránylag nagy koncentrációnál eltűnnek. Ezzel szemben, ha a B anyagot a C mellett akarjuk kimutatni, akkor arra a B diagrammjának már a legerősebb vonalait használhatjuk és ezáltal lényegesen kisebb koncentrációnál tűnnek el a B anyag jellemző vonalai. Ebből láthatjuk, hogy a B anyagot sokkal érzékenyebben tudjuk kimutatni a C-ben, mint az A-ban. A kimutathatóság ezenkívül még más tényezőktől is függ, úgymint az atomok viszonylagos szóróképeségétől, abszorpciótól stb. Azért a kimutathatóságot minden összetett anyagra kísérletileg kell megállapítani.

A röntgendiffrakciókkal való mennyiségi elemzés az érzékenység határán belül a spektroszkópiából ismert módon történik. Az alapanyag és vizsgálandó anyagból kiválasztott egy-egy elemzési interferenciagyűrű intenzitásarányát ismert összetételeknél meghatározzuk és azt diagrammba állítjuk. Ennek alapján az elemzési gyűrűk intenzitásarányának mérésével a koncentráció meghatározható.

Elegykristályok vizsgálata

Izomorf ionkristályokban, amelyekben azonos számú atom azonos módon van kapcsolva, igen gyakori, hogy azonos előjelű és hasonló sugarú ionok részben vagy minden arányban helyettesíthetik egymást. Ilyen esetben elegykristályról beszélünk. Így pl. Mg_2SiO_4 (forsterit) és Fe_2SiO_4 (fayalit) minden arányban elegyedhetnek szilárd fázisban, vagyis Fe^{2+} és Mg^{2+} ionok minden arányban helyettesíthetik egymást. Az ionsugarak $r_{\text{Mg}} = 0,78 \text{ \AA}$ és $r_{\text{Fe}} = 0,83 \text{ \AA}$ csak kevésbé térnek el egymástól és ugyanez áll a két rombos cella méretére és tengelyarányára is. A két anyag elegykristálya a $(\text{Mg}, \text{Fe})_2 \text{SiO}_4$ (olivin).

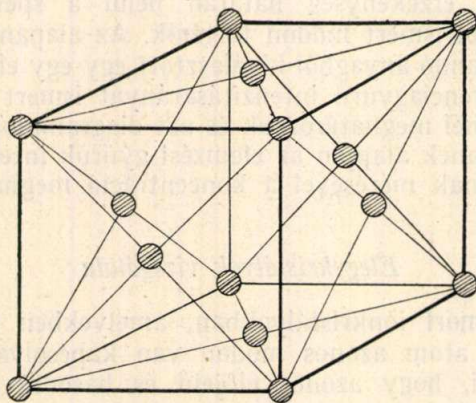


Az izomorf ionkristályoknál azonban nemcsak egyes, hanem kettős helyettesítések is ismeretesek. Így pl. a $\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$ (albit) és $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$ (anortit) is elegykristályt alkotnak. Itt a NaSi és CaAl párok helyettesítik egymást. A kettős helyettesítésnél az ionok előjelének és a vegyértékek összegének kell azonosnak lenni, azonkívül az ionsugaraknak kell megegyezni. A jelen esetben a Na^+ a Ca^{+2} -vel, az Si^{4+} az Al^{3+} -al helyettesíthető, mivel az ionsugarak jól egyeznek. Megjegyzendő, hogy a kettős helyettesítések csak merev rácsoknál fordulnak elő, amilyenek a kemény oldhatatlan vegyületeknél vannak, pl. szilikátoknál.

Az elegykristályképződés nem minden esetben megy végbe minden arányban, különösen akkor nem, ha a cellaméretben vagy ionsugarakban már nagyobb különbségek vannak. Egyes esetekben pedig egyáltalán nem kapunk elegykristályt, mint pl. NaJ és NaF-nál.

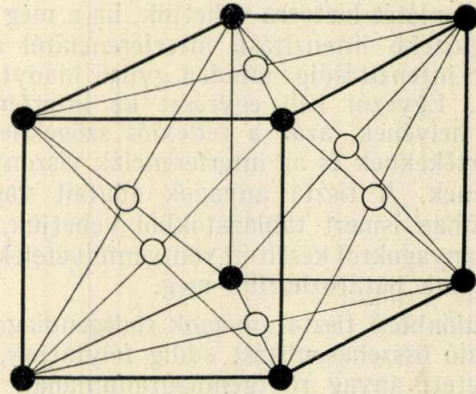
Az elegykristályok fizikai tulajdonságai, sűrűség, törésmutató stb. szabályosan változnak a százalékos összetétellel, úgyannyira, hogy a fizikai tulajdonság változásából az összetételre lehet következtetni. A homogén elegykristályban sem makroszkópicusan, sem röntgenográfiailag nem lehet inhomogenitást találni. Ez nyilvánvalóvá teszi, hogy az elegykristályt homogén belső szerkezet jellemzi. Elegykristályban az elemi testek, amelyekben az ionok helyettesítése teljes statisztikus rendezetlenségben történik, kifelé egységesek. Ezt igazolják a röntgendiffrakciós fölvételek, amelyek az elegykristályról egyetlen röntgenogramot adnak. Ez a két összetevő izomorf kristály diagramjától annyiban különbözik, hogy a rácsállandó a százalékos összetétel arányában megváltozott.

Hasonló jelenséget észlelünk a fémek nagy részénél, amelyek korlátolt vagy korlátlan arányban elegyednek egymással mind folyékony, mind szilárd fázisban. Korlátolt arányú oldódásnál az oldhatóság a hőmérséklettel változik.

12/a ábra. AuCu_3 rendezetlen rácsa

A fémek (A, B) típusú homogén elegykristályában a kétfajta atom statisztikusan tölti be a pozíciókat. A röntgenfölvétel egyetlen kristályrács röntgenogramját adja, amelynek megfelelően az összetételnek megfelelően különbözik az összetevők rácsállandójától. A rácsban ilyen esetekben nem tudjuk megadni külön az A és külön a B típusú

atomok helyét és így kifelé úgy viselkedik, mintha egynemű atomokkal volna betöltve. Ilyen pl. minden összetételnél az Au és Cu szilárd oldata, ha a folyékony oldatot gyorsan hűtjük le. Mindkét elem köbös lapcentrált rácsban kristályosodik. Rácsállandóik $a_{\text{Cu}} = 3,61 \text{ \AA}$, $a_{\text{Au}} = 4,07 \text{ \AA}$. Amikor ezek elegykristályt alkotnak, akkor abban az atomok statisztikus rendezetlensége abban nyilvánul meg, hogy az elegykristály rácsa kifelé továbbra is mint lapcentrált rács viselkedik. Erről röntgenfölvétel alapján közvetlenül meggyőződhetünk.

12/b. ábra. AuCu_3 rendezett rácsa

Ha a két kristály folyékony oldatában a százalékos összetétel AuCu_3 vagy AuCu képletnek felel meg, vagy ettől nem nagyon tér el, akkor lassú hűtéssel rendezett rácsokhoz juthatunk.

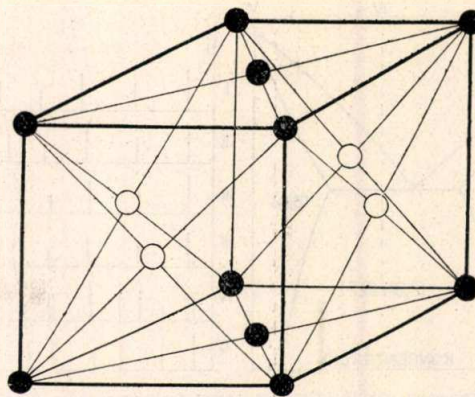
Az AuCu_3 elegykristály rácsában az Au atomok a lapcentrált rács négy pozíciója közül egyet foglalnak el, míg a többi három pozíciót a Cu atomok töltik be. A statisztikusan rendezetlen elegykristály rácsában az atomok helye röntgendiffrakciós fölvételből atomfajták szerint nem különböztethető meg, mert az egymásután következő cellákban más-más elrendezésben vannak. Azért a rendezetlen elegykristály elemi testének ábrázolásában az atomokat a 12/a ábra szerint egységes körökkel jelöljük. Ilyenformán a rendezetlen elegykristály rácsa lapcentrált. Az elegykristály rendezett rácsában az Au és Cu atomok már egységesen töltik be a cella négy pozícióját és pedig a 12/b ábrának megfelelő módon. Ez a rács már nem lapcentrált, hanem primitív. Az előbbivel szemben tehát egy új rács-típus lép föl. Ezt az új rácsot szuperrácsnak vagy felsőbb rácsnak nevezzük. S valóban, ha a rendezett, tehát lassú hűtéssel nyert AuCu_3 összetételű elegykristályról röntgenfölvételt készítünk, akkor a gyors hűtéssel nyert rendezetlen rácsú elegykristály röntgenfölvételéhez viszonyítva, új interferenciagyűrűk lépnek föl. S ezek éppen azok az interferenciák, amelyek a lapcentrált rács kioltásai miatt maradtak el.

Az itteni megállapításokat közvetlenül igazolja a 13. ábra három röntgenfölvétele, amelyek különböző sebességgel hűtött AuCu_3 elegykristályról készültek. Az a fölvétel a gyors hűtéssel nyert rendezetlen elegykristályról készült és ezen csak a lapcentrált rács interferenciái vannak jelen. A b-nél lassúbb hűtéssel részlegesen rendezett a rács

és ennek megfelelően már gyengén megjelennek a szuperrács különvonalai is, amelyek lapcentrált rácsnál tiltottak. A c fölvétel egészen lassan hűtött preparátumról készült, amikor az elegykristály már teljesen rendezett és így a primitív rács összes interferenciái teljes intenzitással jelennek meg.

Egészen más szuperrácsot kapunk az AuCu összetételnél. Ekkor a rendezett rácsban az Au és Cu atomok két-két pozíciót foglalnak el és pedig a 14. ábrának megfelelő atomelrendezéssel. Ebben Au és Cu rétegek váltogatják egymást. Ekkor a szuperrács ugyancsak primitív lesz, de mivel az Au és Cu atomátmérői különböznek, a rétegekre merőleges irányban a rácsállandó más lesz, mint a rétegekkel párhuzamos irányban. Ezáltal a szuperrács a tetragonális kristályrendszerbe megy át. Ugyanakkor az AuCu összetételű rendezetlen rács köbös lapcentrált.

A lapcentrált rácsban a kioltások éppen onnan erednek, hogy a cella csúcsain és lapközepein azonos szóróképességű atomok vannak. Mihelyt ez az elegykristálynál rendezés következtében megszűnik, a röntgenfölvételek a primitív rács diagrammját adják. Ez a megállapítás azonban csak bizonyos korlátozással érvényes. Ugyanis abban az esetben, amikor olyan két fém elegykristályával állunk szemben, ahol a kétfajta atom szóróképessége nem nagyon különbözik egymástól, a centrált rács kioltásai akkor is föllépnek, ha a rács rendezett, azaz szuperrács. Ilyen esettel állunk szemben a Fe és Co elegykristályánál. Ezek közül a Fe köbös tércentrált rácsban, míg a Co köbös lapcentrált rácsban kristályosodik. A majdnem azonos szóróképesség (Fe rendszáma 26, Co-é 27) következtében a röntgen diffrakciós fölvétel akár a FeCo összetételű



14. ábra. Rendezett AuCu rács

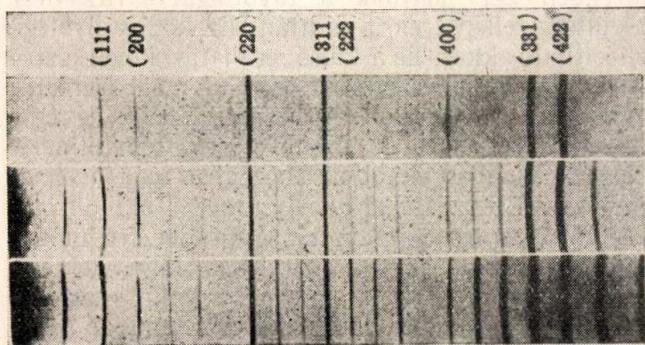
egymásban. Amíg a Ni százalékos mennyisége 0 és 20% között van, a Ni oldódik vasban, azaz az elegykristály köbös tércentrált rácsban jelenik meg ($a = 2,860-2,864$). A 30%-os Ni tartalom fölött viszont a Fe oldódik Ni-ben és akkor köbös lapcentrált rácsú elegykristályt kapunk ($a = 3,588-3,517$). 20 és 30% közötti Ni tartalomnál a két elegykristály keveréke szerepel. Magas hőmérsékleten viszont csak a lapcentrált rács jelenik meg bármilyen összetételnél.

Az elegykristályban a különböző sugarú atomok helyettesítése következtében a rácsállandó megváltozik, és pedig a százalékos összetételnek megfelelően. Ez a röntgendiagrammban az interferenciagyűrűk eltolódásában jelentkezik. Előzetes kalibrációs diagramm alapján a gyűrűk eltolódásából vagy a rácsállandó megváltozásából az elegykristály százalékos összetételét is meg lehet határozni. A kalibrációs diagrammot pontról-pontra kell kimérni, mivel nem minden esetben áll fönn egyenes arány, hanem sok esetben a vonaleltolódás és százalékos összetétel közti összefüggést gyengén meghajolt görbe adja.

Több komponensű rendszerek vizsgálata

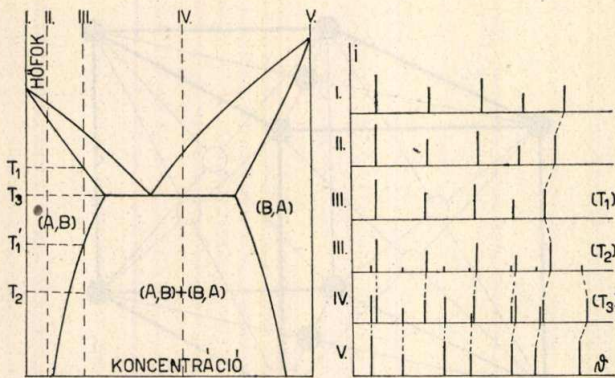
A kristályos anyagok identifikálása igen fontos szerepet játszik a több komponensű rendszerek vizsgálatánál, ahol mindig arra vagyunk kíváncsiak, hogy adott komponensekből álló rendszerben milyen kristályos anyagok és azok milyen módosulatban vannak jelen. Szemléltető példát látunk ilyen esetre a 15. ábrán, ahol szilárd fázisban egymásban részlegesen oldódó anyagok kétkomponensű rendszerének fázisdiagrammja és különböző összetételeknél a szilárd fázis röntgendiagrammjának sematikus rajza van föltüntetve.

Az I és V jelzésű helyen vett minta a két tiszta anyag (komponens) röntgendiagrammját adja. A II jelzésű helyen (A, B) elegykristályt kapunk. Ezt a szilárd fázisról készített röntgendiagramm alapján állapítjuk meg. A röntgendiagrammon az interferenciagyűrűk az I diagrammhoz viszonyítva a nagyobb rácsállandónak megfelelő irányban tolódtak el. Megfigyelhetjük, hogy annál nagyobb az interferenciagyűrű eltolódása, minél nagyobb reflexiós szöghöz tartozik. Ez meg-

13. ábra. AuCu₂ röntgenfölvétel; a felső (a) rendezetlen, a középső (b) részben és az alsó (c) egészen rendezett rács esetén

elegykristály gyorsan, akár lassan hűtött rácsáról készül, mindenképpen tércentrált rács diagrammját kapjuk. A szuperrács létezését azonban igazolni tudjuk neutrondiffrakciós fölvétellel. A neutronszóróképesség a kétféle atomra észrevehetően különbözik egymástól és azért a lassan hűtött FeCo neutrondiffrakciós fölvételen már a primitív rács összes vonaljai megjelennek, ami éppen a szuperrács létezését jelenti.

Egy másik érdekes példa a köbös lapcentrált Ni ($a = 3,52 \text{ \AA}$) és a szobahőmérsékleten köbös tércentrált Fe ($a = 2,86 \text{ \AA}$) elegykristálya. Ezek alacsonyabb hőmérsékleten részlegesen oldódnak



15. ábra. Részlegesen oldódó kristályos anyag fázisdiagrammja és sematikus röntgendiagrammja különböző összetételénél és hőkezelésénél.

felel annak, hogy a nagyobb szögek felé a szinuszfüggvény mindig lassabban változik a szöggel.

A III jelzésű fölvételeiből két példány látható. Mindegyik ugyanazon koncentrációhoz tartozik és pedig olyanhoz, amelynél szobahőmérsékleten mindkét fajta elegykristály megjelenik. Az (A, B) esetben a B oldódik az A-ban és (B, A) esetben az A oldódik B-ben. A felső fölvételt akkor kapjuk, ha a folyékony rendszert T_1 hőmérsékletéről hirtelen hűtjük le. Ekkor nincsen idő arra, hogy (B, A) elegykristály is keletkezzék, ami igen lassú hűtésnél T_1 hőmérséklet alatt a szilárd fázis átkristályosodásával keletkezik. Ha ugyanezt a rendszert T_2 -ről hűtjük le hirtelen szobahőmérsékletre, akkor a fázisdiagrammnak megfelelően mindkét fajta elegykristály megjelenik, csak a (B, A) típusú elegykristályok az (A, B)-hez viszonyítva kis %-os mennyiségben vannak jelen és így interferenciái igen gyengék, amint az a sematikus rajzon látható.

A IV jelzésű koncentrációnál a rendszert T_3 hőmérsékletéről hűtjük le. Ekkor mindkét elegykristály nagy százalékos mennyiségben van jelen és így mindkét fajta elegykristály interferenciagyűrűi erősek.

Már ebből is láthatjuk, hogy röntgenfölvételek mennyire fontos adatokat szolgáltatnak a többkomponensű rendszer szerkezetének vizsgálatához, amelyek más módon nem közelíthetők meg. Röntgenfölvétel alapján megállapítható, hogy milyen kristályos módosulatok vannak jelen. Az interferenciagyűrűk intenzitásarányából meg lehet határozni a különböző kristályos anyagokból álló rendszer százalékos összetételét. Az interferenciagyűrűk eltolódásából pedig az egyes elegykristályok összetételét lehet megállapítani.

Ha az elegykristály százalékos összetételét az interferenciagyűrűk eltolódásából, ill. a rácsállandó-változásból akarjuk meghatározni, akkor a rácsállandó mérését igen nagy pontossággal (kb. 10^{-4}Å) kell elvégezni. Erre legjobb a hátsó-reflexiók módszert felhasználni. Ennél a rácsállandót azokból az interferenciagyűrűkből számítjuk ki, amelyek reflexiók szögei a 90° -hoz legközelebb esnek. Így érjük el a legnagyobb érzékenységet. Ugyanis, mint a 15. ábrán is láttuk, ugyanazon rácsállandó változáshoz annál nagyobb gyűrű-eltolódás tartozik, minél nagyobb a reflexiók szög.

$\vartheta > 75^\circ$ -tól kezdve a rácsállandót már 10^{-4}Å körüli pontossággal kapjuk meg.

Fémek rugalmas belső feszültségének mérése

A gyakorlatban előforduló kristályos anyagok általában mikrokristályos állapotban vannak, ahol a kristályszemcsék orientációja teljesen rendezetlen. Ennek következtében az egykristály anizotrópiája a mikrokristályos anyagban eltűnik és így rugalmas viselkedés szempontjából a mikrokristályos anyag kváziizotrópnak tekinthető.

Homogén izotróp közegben a rugalmasság határára belől az erőhatás következtében fellépő kiterjedés (relatív megnyúlás) Hooke-törvény szerint egyenesen arányos a kiterjedés irányában fellépő σ feszültséggel és fordítva arányos az izotróp anyag E rugalmassági együtthatójával, azaz

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E}, \quad (1)$$

ahol σ -t és E -t kg/mm^2 -ben mérjük, dimenziójuk dyn/cm^2 . Ezen egyenlet értelmében a homogén izotróp közegben fellépő belső feszültséget tetszőleges irányban meghatározhatjuk, ha ismerjük az illető anyag rugalmassági együtthatóját és a kérdéses irányban mérni tudjuk a rugalmas kiterjedést. A kiterjedés tetszőleges irányban az

$$\varepsilon = \frac{l - l_0}{l_0} \quad (2)$$

alakban adható meg, ahol l_0 a kérdéses irányban egy eredeti hosszúságot, l pedig ennek megnyúlt hosszúságát jelenti. Ezen egyenlet szerint a kiterjedés meghatározásához mérnünk kell a vizsgálandó közegben két pontnak a távolságát a rugalmas feszültség fellépte előtt és után. Ez könnyen megvalósítható akkor, ha a külső erőhatás következtében fellépő belső feszültséget akarjuk meghatározni, amikor is a távolságmérést elvégezhetjük az erőhatás fellépte előtt és után. Teljesen tehetetlenek vagyunk azonban akkor, ha a közegben már meglévő maradandó feszültséget akarjuk mérni, amikor is a feszültségmentes állapotot nem ismerjük. Itt jönnek segítségünkre a röntgendiffrakciós fölvételek.

A mikrokristályos anyagban a rugalmas feszültség hatására beálló deformációk alkalmával tulajdonképpen a kristályrácsban az atomok viszonylagos távolsága változik meg, azaz a rács rugalmasan deformálódik. Ez a deformáció az irány szerint változik. Ennek következtében a rácsállandók, ill. a kristálytani hálózati síkok identitástávolsága is megváltozik, és pedig irány szerint különböző módon a feszültségi ellipszoidnak megfelelően.

A röntgendiffrakciós fölvételekből a Bragg-egyenlet felhasználásával meg tudjuk határozni a hálózati síkok identitástávolságát. A mikrokristályos anyagban a kristályszemcsék mindenféle orientációban jelen vannak. Így bármely irányhoz mindig találunk olyan kristályszemcséket, hogy bennük egy tetszőleges hálózati sík a kiválasztott irányra merőleges legyen. Ha ezekben a szemcsékben határozzuk meg a kiválasztott sík identitástávolságát, amely

feszültség alatt d , és feszültségmentes állapotban d_0 , akkor ezekből éppen az előbbi definíció szerint a kiterjedés

$$\varepsilon = \frac{d - d_0}{d_0} \quad (2a)$$

alakban fejezhető ki.

A vizsgálandó anyag rendszeren vagy állandó külső terhelésnek van alávetve, vagy pedig maradó belső rugalmas feszültségek lépnek föl benne. Ilyenkor a feszültségmentes állapot előállítható azáltal, hogy az első esetben a vizsgálandó anyagból kis darabokat vágunk ki, vagy utóbbinál a belső rugalmas feszültséget hőkezeléssel megszüntetjük. Az első eset azért nem tetszetős, mivel a vizsgálatot csak az anyag roncsolása árán tudjuk elvégezni, a második esetben a tiszta fémektől eltekintve számolnunk kell azzal, hogy a hőkezelés közben az ötvözet illékonyabb komponensei gyorsabban illanak el, miáltal az ötvözet összetétele megváltozik. Ennek következtében a feszültségmentes állapotban az eredetivel különböző összetételű anyagot vizsgálunk, ami a vizsgálat eredményét meghamisítja. Ezenkívül számolnunk kell az esetleges rekristallizációval, ami az anyag tulajdonság változását vonja maga után.

Ha a rugalmas feszültség okozta kiterjedés helyett két különböző irányú kiterjedés külső hatását fejezzük ki, akkor azt a röntgenmódszerrel a feszültségmentes állapot ismerete nélkül is meg tudjuk határozni. Ilyenkor feszültség alatt a vizsgálandó irányban és a felületre merőleges irányban mérjük a kiválasztott hálózati identitástávolságát, amit d , ill. d_{\perp} -el jelölünk. Ezekből a kétirányú kiterjedés különbsége

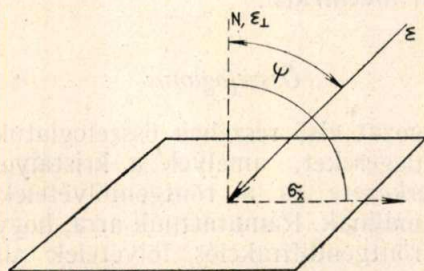
$$\varepsilon - \varepsilon_{\perp} = \frac{d - d_{\perp}}{d_0} \sim \frac{d - d_{\perp}}{d_{\perp}} \quad (3)$$

Ez a kifejezés már nem tartalmazza a feszültségmentes állapot identitástávolságát és igen jó közelítéssel érvényes, mivel $d - d_{\perp}$ igen kicsiny d_0 -hoz képest, viszont d_0 csak kis mértékben különbözik a d_{\perp} -től.

A rugalmas deformáció egyenleteiből, amelyek a rugalmas feszültségek és kiterjedések között állnak fenn, a következő összefüggés vezethető le:

$$E(\varepsilon - \varepsilon_{\perp}) = (1 + \nu) \sigma_x \sin^2 \psi, \quad (4)$$

ahol ψ jelenti a 16. ábra szerint a kiválasztott iránynak, amelyben az ε kiterjedést mértük, a



16. ábra. Hátsóreflexiós röntgenfölvételnél a direkt sugáriránynak a felülethez viszonyított helyzete

felület normálisával való hajlásszögét, ν a vizsgált anyagra vonatkozó Poisson-féle szám, σ_x pedig a röntgensugárral által megvilágított felületben a felület érintősíkjával párhuzamos rugalmas feszültség, amelynek iránya a kiválasztott iránynak a felület érintő síkjára eső vetületével párhuzamos.

Ezzel a módszerrel tehát közvetlenül csak a vizsgált anyag felületével párhuzamos irányú feszültséget tudunk mérni. Azonkívül tudjuk, hogy a szerkezeti vizsgálatokhoz használatos röntgensugárzás a fémeknél, különösen a nagyobb rendszámúaknál, csak igen vékony felületi rétegbe tud behatolni. Éppen ezért a feszültségmérés eredménye nem az egész anyagra kiterjedő átlagérték, hanem csak a röntgensugár által átjárt rétegre vonatkozik. A felületben mindig kéttengelyű feszültségi rendszer uralkodik, amelynek két fő-tengelye az érintő-síkban van.

Számítás útján kimutatható, hogy ha a felületre merőleges irányon kívül nem egy, hanem három különböző ferde irányú kiterjedésmérést végzünk, akkor ezekből a felületi feszültségi ellipszis fő-tengelyeinek nagyságát és irányát is meg tudjuk határozni.

A röntgenfölvételek készítésénél aránylag kis, kb. 1 mm \varnothing körfelületet világítunk meg és így a feszültségi állapot, amit röntgendifrakciós módszerrel meg tudunk határozni, ezen kis felületre vonatkozik. Ha tehát a vizsgálandó anyag felületét ilyen kis felületelemekkel végigjárjuk és elég sűrűn különböző pontokban meghatározzuk a feszültségi állapotot, akkor megkaphatjuk a felületben a feszültségeloszlást.

A röntgenmódszernek nagy előnye, hogy éppen a felületben adja meg a feszültségi állapotot, mert általában a felületben a legnagyobbak a feszültségek és rendszeren a repedések is innen indulnak el.

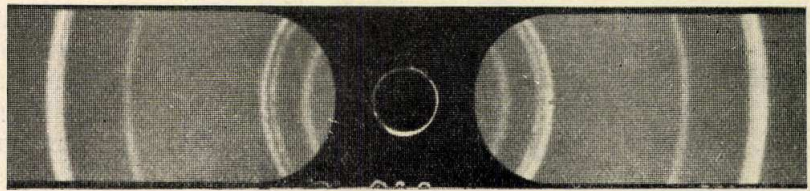
Ha a rugalmas feszültségek mérését 1—2 kg/mm² pontossággal akarjuk meghatározni, akkor a kiterjedések számításához az identitástávolságok mérését az anyag rugalmassági együtthatójától függően, 10⁻⁴—10⁻⁵ Å pontossággal kell elvégezni. Ez igen nagy követelmény, ami az identitástávolságok méréséhez az érzékeny hátsó-reflexiós módszert teszi szükségessé. Ilyenkor nagy (kb. 0,01 mm) pontosságra kell törekedni az interferenciagyűrűk átmérőinek meghatározásánál, aminek alapján az identitástávolságokat számítjuk.

A feszültség alatt álló anyagról készült hátsó-reflexiós fölvételben az interferenciakúp nyílásszöge a tengelyén átfektetett különböző irányokban más és más — mivel más-más irányú szemcsékben föllépő identitáshoz tartozó reflexiós irányok — és így az interferenciagyűrűk a felvétel két szemközti oldalán nem szimmetrikusak. Ennélfogva a reflexiós szöget itt nem határozhatjuk meg a gyűrűk átmérőjéből. Általában úgy járunk el, hogy a vizsgálandó felületre vékony rétegben olyan feszültségmentes összehasonlítható anyagot viszünk föl poralakban, amelynek rács-állandóját nagy pontossággal ismerjük (pl. arany, alumínium, ezüst, réz stb.) és amelynek van interferenciája a vizsgálandó anyag kiválasztott inter-

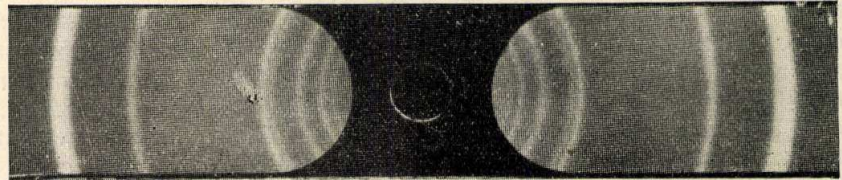
ferenciája közvetlen közelében. Ilyenkor a röntgenfölvételen a kétféle anyag interferenciagyűrűi egymás mellett jelennek meg, amelyek közül az összehasonlító anyag interferenciagyűrűi a direkt röntgenirány két oldalán szimmetrikusak (17. ábra). A vizsgálandó anyag interferenciagyűrűjének átmérőjét ekkor az összehasonlító anyag interferenciagyűrűjének átmérőjéből és a két interferenciagyűrűnek egymástól vett távolságából számíthatjuk ki. Az újabb irodalomban már olyan módszerek is ismeretesek, amelyekkel az összehasonlító anyag nélkül is pontosan meg lehet határozni a feszültség alatt álló anyag reflexiós szögét. Akár egyik, akár másik módszert alkalmazunk, a méréshez mindig szükség van arra, hogy az interferenciagyűrű helyét pontosan megállapítsuk. Ez legjobban akkor megy, ha a gyűrűk egyenletes intenzitáseloszlásúak. Sok esetben ez nem áll fenn, amikor nem elég finomak a kristályszemcsék (17a ábra). Ilyen esetben a gyűrűk feketedését némileg elkenhetjük, ha a filmet a sugárirány, mint tengely körül forgatjuk. Mivel az interferenciagyűrűk nem körök, a forgatást legfeljebb 8—10°-os oszcillációval helyettesíthetjük, hogy a gyűrűk aszimmetriáját el ne rontsuk. Ilyen módon készült a 17b ábra fölvétele. A 17a és b ábrán az azonos gyűrűk eltolódása a különböző film-preparátumtávolságtól származik.

A felületben megadott irányú feszültség mérését az imént vázolt eljárás alapján két hátsóreflexiós fölvételből határozhatjuk meg. Ma már inkább az egyetlen fölvétel módszerét alkalmazzák.

A felülethez ferde irányú röntgennyaláb esetén a hátsóreflexiós fölvétel két oldalán, mint azt már megállapítottuk, az interferenciagyűrűk nem szimmetrikusak. A 18. ábra szerint ugyanazon interferenciagyűrűnek az ekvátorra eső jobb- és baloldali pontjai olyan kristályszemcsék reflexiójától származnak, amelyekben a kiválasztott hálózati sík normálisa a megvilágított felület normálisával $\psi_0 + \eta_+$, ill. $\psi_0 - \eta_-$ szöget zárnak be. A gyűrű ezen két ellentett pontja tehát feszültség alatt álló anyagnál a feszültségmentes állapothoz képest



17/a. ábra



17/b. ábra

17. ábra. Wolfram-drót hátsóreflexiós röntgen fölvétele. a segédanyag nélkül (álló filmmel); b Al segédanyaggal (a film fölvétele alatt 10°-os oszcillációt végezett)

különbözőképpen tolódik el. Ha a gyűrű két oldalán föllépő eltolódások különbségét mérjük — jelöljük ezt Δ -val — akkor ebből a felülettel párhuzamos feszültségi komponenst

$$\sigma_x = C \cdot \Delta \tag{5}$$

alakban adhatjuk meg, ahol C adott körülmények között egy állandó. Ha pl. $\psi_0 = 45^\circ$, akkor

$$C = \frac{E}{a_0 (1 + \nu) \sin \eta_0} \cdot \frac{da}{dr} \tag{6}$$

ahol $\eta_0 = 90^\circ - \vartheta_0$, ϑ_0 a feszültségmentes állapotban a reflexiós szög, a a rácsállandó, r pedig az interferenciagyűrű sugara. Ebben az egyenletben

$$\frac{da}{dr} = \frac{a}{2R} \cdot \cotg \vartheta \cdot \cos^2 2\vartheta, \tag{7}$$

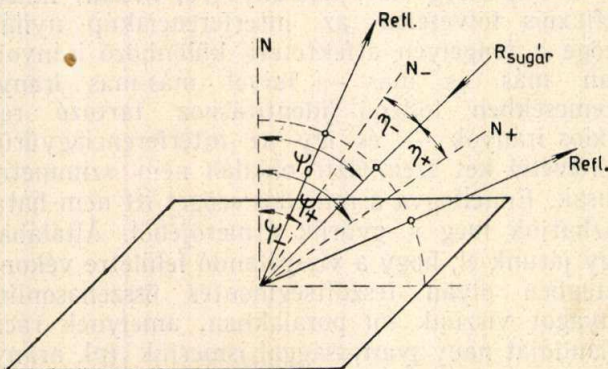
ha R a megvilágított felületnek a filmtől való merőleges távolságát jelenti. Pl. acélnál $Co K\alpha_1$ ($\lambda = 1,785287 \text{ \AA}$) sugázzal az (130) reflexióra, ha $R = 57,22 \text{ mm}$,

$$C = 66,0 \text{ kg/mm}^3. \tag{8}$$

Eszerint 1 kg/mm^2 feszültségváltozásnál a kétoldali gyűrűeltolódások különbsége $0,015 \text{ mm}$. Ahhoz tehát, hogy a gyakorlatban pl. vasnál eddig elért $2\text{—}3 \text{ kg/mm}^2$ mérési pontosságot elérjük, a vonaleltolódások mérését legalább $0,02 \text{ mm}$ pontossággal kell elvégezni. Ez az identitástávolság mérésénél az előbb jelzett pontosságnak felel meg. Természetesen a nagyobb rugalmassági együtthatóval bíró anyagoknál a mérés pontosságát arányosan növelni kell.

Összefoglalás

A dolgozat első részében összefoglaltuk azokat az összefüggéseket, amelyek a kristályos anyag belső szerkezete és a röntgenfölvételek adatai között fennállnak. Ráműtöttünk arra, hogy miként lehet a röntgendiffrakciós fölvételek alapján a kristály belső szerkezetét meghatározni. A második részben a röntgendiffrakciós fölvételek gyakorlati



18. ábra. Hátsóreflexiós fölvétel reflexióinak irányja a felület normálisához viszonyítva.

alkalmazásának területét tekintettük át nagy vonásokban. A különböző alkalmazási területek közül egyeseket részletesebben, másokat csak érintőlegesen tárgyaltunk. Egyes hazai viszonylatban ritkábban előforduló eseteket, mint pl. a kisszögű röntgenszórás módszerét egyáltalán nem érintettük. Ezzel különben egy későbbi alkalommal külön szeretnék foglalkozni. A dolgozat nagyobb terje-

delme ellenére is csak a röntgendiffrakciós módszer lényegéről ad képet és csupán föl akarja vetni azokat a problémákat, amelyek a röntgendiffrakciós módszer segítségével megközeleíthetők, ill. megoldhatók.

Köszönetet mondok *Sass Lóránt* vegyész mérnök kartársamnak, aki a röntgenfölvételek reprodukálásánál igen értékes segítséget nyújtott.

Elektroncsövek mikrofóniájáról

SEBESTYÉN LÁSZLÓ

Függelék

az 1952. 19—12. számban (174—181. old.) közölt cikkhez,

I.

Sík trióda anódáramára kiinduló egyenletünk:

$$I_a = \frac{C \left(V_r + \frac{V_a}{\mu} \right)^{3/2}}{d_{kr}^2 \left(1 + \frac{1}{\mu} \frac{d_{ka}}{d_{kr}} \right)^2} \quad (1)$$

A trióda anódáramának ez a kifejezése dr. Takács Lajostól származik. Levezetése a következő.

Mint ismeretes, Langmuir-féle katódot feltételezve (azaz az elektronok kezdősebessége $v = 0$ és a katód korlátlanul emittál) sík elrendezésű dióda anódáram

$$I_a = \frac{F}{9\pi} \sqrt{2 \frac{e}{m}} \frac{V_a^{3/2}}{d^2} \quad (2)$$

ahol d a katód-anód távolság.

A trióda tárgyalását visszavezethetjük dióda tárgyalására. Feltételezzük, hogy a trióda a rácskatód térben tértöltési tartományban, a rácsanód térben telítési tartományban működik. Ha a trióda rácsa negatív feszültségű, akkor a rácstra nem repülnek elektronok és az anódáram megegyezik a rác síkjában képzeltek sík elektródára folyó árammal.

Negatív rácselepfeszültség esetén tehát a trióda helyettesíthető egy olyan diódával, amelynek anódáram a trióda anódáramát szolgáltatja, azaz

$$I_a = \frac{F}{9\pi} \sqrt{2 \frac{e}{m}} \frac{V_a^{3/2}}{d'^2} \quad (3)$$

itt meg kell határozni V'_a és d' értékeket.

A trióda erősítési tényezője a rác-anód és katód-anód kapacitás viszonya:

$$\mu = \frac{C_{ar}}{C_{ka}} \approx \frac{d_{ra}}{\frac{f}{2\pi} \ln \frac{f}{2\pi c}} = \frac{d_{ra}}{C_1} \quad (4)$$

(A jelölések értelmét lásd az 1. sz. ábrán.)

V'_a és d' meghatározásához a következő feltevésekkel élhetünk:

a) V'_a legyen egyenlő a rácselepfeszültségnek (V_r) és az anód által a rácstra influált feszültségnek (V_a/μ) összegével, azaz

$$V'_a = V_r + \frac{V_a}{\mu} \quad (5)$$

b) A trióda átlagos statikus térerőssége a katód mentén azaz

$$E = \frac{V_r + \frac{V_a}{\mu}}{d_{rk} + \frac{d_{ka}}{\mu}} \quad (6)$$

legyen egyenlő a dióda statikus térerősségével a katódnál, azaz

$$\frac{V_r + \frac{V_a}{\mu}}{d_{rk} + \frac{d_{ka}}{\mu}} = \frac{V'_a}{d'} \quad (7)$$

Innen

$$V'_a = V_r + \frac{V_a}{\mu}; \quad (8)$$

$$d' = d_{kr} + \frac{d_{ka}}{\mu} \quad (9)$$

Ezzel

$$I_a = \frac{F}{9\pi} \sqrt{2 \frac{e}{m}} \frac{\left(V_r + \frac{V_a}{\mu} \right)^{3/2}}{\left(d_{kr} + \frac{d_{ka}}{\mu} \right)^2} = \frac{C \left(V_r + \frac{V_a}{\mu} \right)^{3/2}}{d_{kr}^2 \left(1 + \frac{1}{\mu} \frac{d_{ka}}{d_{kr}} \right)^2}$$

A pontosabbnak tartott egyenlet sík trióda anódáramára (lásd pl. Spangenberg: Vacuum Tubes 186. old.)

$$I_a = \frac{F}{9\pi} \sqrt{2 \frac{e}{m}} \frac{\left(V_r + \frac{V_a}{\mu} \right)^{3/2}}{d_{kr}^2 \left[1 + \frac{1}{\mu} \left(\frac{d_{ka}}{d_{kr}} \right)^{4/3} \right]^{3/2}} \quad (10)$$

Hogy az általunk használt közelítés mértékéről tájékozódjunk, számítsuk ki kísérleti triódnak az 1. és 10. sz. egyenlet szerinti anódáramát. Az 1. egyenlet szerint $I_a = 4,18$, a 10. számú szerint pedig 3,85 mA. Az eltérés kb. 8%, ami esetünkben megengedhető.

II.

Katódmozgás vizsgálatára sík triódánk két felét párhuzamosan kapcsolva képzeljük el. 1. sz. egyenletünket a vizsgálat céljára a következő módon alakítjuk át:

$$I_a = I_{a1} + I_{a2} = \frac{C}{d_{kr1}^2} \frac{V_o^{3/2}}{\left(1 + \frac{1}{\mu} \frac{d_{ka1}}{d_{kr1}}\right)^2} + \frac{C}{d_{kr2}^2} \frac{V_o^{3/2}}{\left(1 + \frac{1}{\mu} \frac{d_{ka2}}{d_{kr2}}\right)^2} = \frac{C V_o^{3/2}}{\left(d_{kr1} + \frac{d_{ka1}}{\mu}\right)^2} + \frac{C V_o^{3/2}}{\left(d_{kr2} + \frac{d_{ka2}}{\mu}\right)^2} \quad (11)$$

Mint hogy $d_{ak1} = d_{kr1} + d_{ra1}$ és $\mu = \frac{d_{ra}}{C_1}$; (az erősítési tényező nem függ a katódmozgástól) ezért a 11. sz. egyenlet írható:

$$I_a = C V_o^{3/2} \left\{ \frac{1}{\left[d_{kr1} \left(\frac{1+\mu}{\mu} \right) + C_1 \right]^2} + \frac{1}{\left[d_{kr2} \left(\frac{1+\mu}{\mu} \right) + C_1 \right]^2} \right\} \quad (12)$$

Feltételezzük, hogy a katód a rácshoz képest — elkerülhetetlen szerelési pontatlanság következtében — aszimmetrikus elhelyezkedésű. A mikrofonia következtében fellépő pillanatnyi aszimmetria tehát áll egy állandó részből (szerelési pontatlanság A_0) és egy változó részből (a), amely éppen a mikrofonia. Jelöljük

$$d_{rk1} + d_{rk2} = 2 d_{ro}$$

$$d_{rk1} - d_{rk2} = 2 A$$

ahol $A = A_0 + a$ a katód aszimmetria pillanatnyi értéke és $2 d_{ro}$ a kétszeres rácscatód távolság, amely feltevésünk szerint a katódmozgástól függetlenül állandó. Mint hogy katódmozgás esetén a rácscatód távolság nem változik, azért az ezzel arányos erősítési tényező is változatlan marad. Bevezetve ezeket a jelöléseket, 12. sz. egyenletünk a következő alakban írható:

$$I_a = C V_o^{3/2} \left\{ \frac{1}{\left[(d_{ro} + A) \frac{1+\mu}{\mu} + C_1 \right]^2} + \frac{1}{\left[(d_{ro} - A) \frac{1+\mu}{\mu} + C_1 \right]^2} \right\} = C V_o^{3/2} \left\{ \frac{1}{(\beta + \alpha A)^2} + \frac{1}{(\beta - \alpha A)^2} \right\} = \frac{3}{2} C V_o^{3/2} \frac{\beta^2 + \alpha^2 A^2}{(\beta^2 - \alpha^2 A^2)^2} \quad (13)$$

Anódáram kifejezésére szolgáló egyenletünk ebben az alakjában alkalmas a katódmozgás

befolyásának vizsgálatára. A munkaellenállást kicsinek és az anódfeszültséget állandónak tételezzük fel. Az anódáram a katódmozgásnak és a rácscatód feszültségének függvénye, azaz $I_a = f(V_r, A)$ Sorbafejtve:

$$\Delta I_a = \frac{\partial I_a}{\partial V_r} v + \frac{\partial I_a}{\partial A} a + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 I_a}{\partial V_r^2} v^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 I_a}{\partial A^2} a^2 + \frac{\partial^2 I_a}{\partial A \partial V_r} v a + \dots \quad (14)$$

A sorbafejtés céljából képezzük az egyes differenciálhányadosokat.

$$\frac{\partial I_a}{\partial V_r} = 3C V_o^{1/2} \frac{\beta^2 + \alpha^2 A^2}{(\beta^2 - \alpha^2 A^2)^2} \quad (15)$$

$$\frac{\partial^2 I_a}{\partial V_r^2} = \frac{3}{2} C V_o^{-1/2} \frac{\beta^2 + \alpha^2 A^2}{(\beta^2 - \alpha^2 A^2)^2} \quad (16)$$

$$\frac{\partial I_a}{\partial A} = C V_o^{3/2} \frac{12\beta^2 \alpha^2 A + 4\alpha^4 A^3}{(\beta^2 - \alpha^2 A^2)^3} \quad (17)$$

A 17. sz. egyenlet nevezőjét kifejtve és a magasabbrendű tagokat elhanyagolva a differenciálhányadosok következő alakban írhatók:

$$\frac{\partial I_a}{\partial A} = C V_o^{3/2} \frac{12\alpha^2 A}{\beta^4 - 3\beta^2 \alpha^2 A^2} \quad (18)$$

$$\frac{\partial^2 I_a}{\partial A^2} = C V_o^{3/2} \frac{12\alpha^2 \beta^2 + 36\alpha^4 A^2}{\beta^6 - 6\beta^4 \alpha^2 A^2 + 9\beta^2 \alpha^4 A^4} \quad (19)$$

$$\frac{\partial^2 I_a}{\partial A \partial V_r} = \frac{\partial}{\partial V_r} \frac{\partial I_a}{\partial A} = \frac{\partial}{\partial A} \frac{\partial I_a}{\partial V_r} = \frac{3}{2} C V_o^{1/2} \frac{12\alpha^2 A}{\beta^4 - 3\beta^2 \alpha^2 A^2} \quad (20)$$

A 15, 16, 18, 19, 20. sz. egyenleteket a 14. sz. egyenletbe helyettesítve:

$$\Delta I_a = 3C \left\{ V_o^{1/2} \frac{\beta^2 + \alpha^2 A^2}{(\beta^2 - \alpha^2 A^2)^2} v + V_o^{3/2} \frac{4\alpha^2 A}{\beta^4 - 3\beta^2 \alpha^2 A^2} a + V_o^{-1/2} \frac{\beta^2 + \alpha^2 A^2}{4(\beta^2 - \alpha^2 A^2)^2} v^2 + V_o^{3/2} \frac{2\alpha^2 \beta^2 + 6\alpha^4 A^2}{\beta^6 - 6\beta^4 \alpha^2 A^2} a^2 + V_o^{1/2} \frac{6\alpha^2 A}{\beta^4 - 3\beta^2 \alpha^2 A^2} v a + \dots \right\} \quad (21)$$

Hogy a 21. sz. egyenletet áttekinthetővé tegyük, további elhanyagolásokkal csak az A -ban elsőfokú tagokat vesszük figyelembe. (Az elhanyagolás jogosult, ha A elég kicsi a rácscatód és rácscatód távolságokhoz képest.) Ezzel

$$\Delta I_a = 3C \left\{ \frac{V_o^{1/2}}{\beta^2} v + \frac{4V_o^{3/2} \alpha^2 A}{\beta^4} a + \frac{V_o^{-1/2}}{4\beta^2} v^2 + \frac{2\alpha^2 V_o^{3/2}}{\beta^4} a^2 + \frac{6\alpha^2 V_o^{1/2} A}{\beta^4} v a + \dots \right\} \quad (22)$$

Ha ide $a = A_1 \sin \omega_m t$, $A = A_0 + A_1 \sin \omega_m t$
 $v = V_1 \sin \omega_r t$,

értékeket helyettesítjük, megfelelő trigonometriai átalakítások után a 23. egyenletre jutunk.

Vákuumszivattyúk

BÁNKI LÁSZLÓ

A vákuumszivattyúk, fejlődésük kezdetén, főleg fizikai laboratóriumok céljaira, kísérleti objektumok légritkítására szolgáltak; ezek a szivattyúk, követeve a folyadékszivattyúk konstrukciós elveit, főleg dugattyús kivitelűek voltak, melyekkel mérsékelt szívóteljesítményt és alacsony vákuumfinomságot lehetett elérni.

A vákuumszivattyúk nagyarányú kifejlődése túlnyomórészt a vákuumtechnikai ipar gyors fejlődésével és fokozódó igényeivel kapcsolódott össze; ez elsősorban vonatkozik a vákuumtechnikai cikkek gyártásával kapcsolatos mindmagasabb fokú vákuumfinomságra. Ezen igények folyamánaképpen jöttek létre azok az új vákuumszivattyú-konstrukciók, melyek lehetővé tették különböző típusú izzólámpák és kisülékes világítócsövek, valamint az ezeknél is nagyobb vákuumigényességű elektroncsövek tömeggyártásban és mégis magas minőségi fokban való előállítását. A vákuumszivattyúk fenti irányú fejlődési vonalát első lépésben az *olajtömítésű rotációs szivattyúk*, másodfokon pedig a higany vagy olajgőz közvetítésével dolgozó ú. n. *diffúziós szivattyúk* jelzik. Ezen szivattyútípusok kifejlesztésével és tökéletesítésével az addig elért tized higanymilliméter nagyságrendű nyomást egy milliommód, sőt egy tízmilliomod milliméter nyomásra sikerült lecsökkenteni. E magas vákuum előállítására szolgáló berendezések a fentemlített vákuumtechnikai cikkekben túl igen fontos szerepet játszanak új technológiai eljárások, mint pl. fémek és nem fémek bevonatok készítése, valamint számos fizikai készülék és a modern fizikai kutatás széles területein is. (Elektronmikroszkóp, spektrográfiai vizsgálatok, atommagkutató berendezések.)

Fenti fejlődéssel parallel haladt durvább vákuumot produkáló, de nagy szívóteljesítménnyel bíró dugattyús és rotációs vákuumszivattyúk kialakítása; ezek amellett, hogy egyrészt vákuumtechnikai gyárak központi vákuumellátását szolgálják, nagy szerepet visznek a kémiai ipar különböző területein, mint pl. desztillációs eljárásoknál. De mind nagyobb szerepe van a vákuumszivattyúk alkalmazásának tisztán mechanikai berendezéseknél, anyagok vákuummal való megfogásának, mozgatásának, porszerű és egyéb anyagok elszívásának technikájában, valamint tisztítóberendezések technikájában is.

A vákuumszivattyúkat elvi konstrukciójuk, illetve az általuk előállítható vákuum finomsága alapján a következő kategóriákba oszthatjuk:

1. *Nagyteljesítményű dugattyús vagy forgórendszerű soktollatús vákuumkompresszorok*; szállító-képességük kb. 5000 m³/óráig terjed, az általuk elérhető vákuum 0,2—0,05 higanymilliméter.

2. *Forgórendszerű, olajtömítéssel működő rotációs szivattyúk* (ú. n. *olajszivattyúk*). Ezek többnyire egyfokozatú kivitelben készülnek és 1/1000 higany-

milliméter nagyságrendű végvákuumot érnek el; a kétfokozatú (kaszkád) olajszivattyúk elérhető végvákuuma 1/100 000 higanymilliméter.

3. *Gőzsugárszivattyúk*, főleg kémiai üzemekben használatosak (maró gázok elszívására) 1/10 000 Hgmm végvákuummal.

4. *Diffúziós szivattyúk*, higany- vagy olajgőz közvetítésével, 1/1 000 000, sőt ennél finomabb vákuum elérésére. A gőzsugár- és diffúziós szivattyúk nem tartalmaznak mozgó mechanikai alkatrészeket, depressziót kifejtő hatásuk tisztán a higany-, ill. olajgőzök áramlása folytán jön létre.

Mielőtt a szivattyúk elvi alapjaival foglalkoznánk, a vákuumszivattyúkkal kapcsolatos néhány alapfogalmat kell megismernünk; ezek: a végvákuum, elővákuum és szívósebesség.

1. *Végvákuum* alatt értjük valamely szivattyúval elérhető legkisebb nyomást. Ez gyakorlatilag azt a nyomást jelenti, melyet a szivattyú lezárt szívóvezetékében elérhetünk, ha a vákuumszivattyút addig működtetjük, míg a nyomás már gyakorlatilag nem változik.

2. *Elővákuum*: Sok szivattyú nem képes az evakuálandó tartályból kiszívott alacsony nyomású levegőt közvetlen a külső atmoszférába kinyomni, hanem csak annál lényegesen kisebb nyomású térbe. Ilyenek például a diffúziós szivattyúk, melyek alacsony végvákuumértéküket csak úgy tudják elérni, ha a kompresszió magassága nem több 10—15 Hg mm-nél. De teljesítményük még nagyobb, ha kisebb nyomómagasságra kell dolgozniuk. Ezen szivattyúkhöz tehát, hogy működni tudjanak, egy elővákuumszivattyút kell alkalmazni a szükséges elővákuum nyomás létesítésére.

3. *Szívósebesség*: Valamely szivattyú szívósebessége alatt értjük a rendszerből az időegység alatt elszívott gáztérfogatot, a szívócsonkon felépő nyomáson mérve. Ha Q -val jelöljük a szivattyún vagy a csatlakozó vezeték keresztmetszetén átáramló gázmennyiséget és P -vel a szívócsonkon mért nyomást, úgy a szívósebesség

$$S = \frac{Q}{P}$$

Ez a definíció úgy mechanikai, mint diffúziós szivattyúk esetére alkalmazható. Úgy a mechanikai, mint a diffúziós szivattyúk jellemezhetőek olyan szívósebességükkel, mely a nyomásesés aránylag hosszabb folyamata alatt állandó marad.

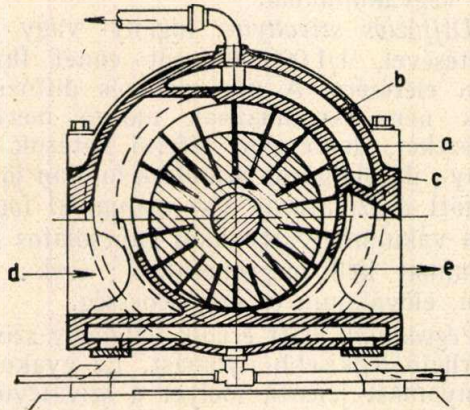
Mechanikai szivattyúknál ez a jellemző adat az ú. n. volumetrikus szívósebesség. Ez alatt értjük a szivattyúszerkezet által az időegység alatt kinyomott térfogattmennyiséget. Ha tehát egy teljes fordulat alatt a közrezárt és átprésztázott (kinyomott) térfogat V , és a szivattyú fordulat-száma n , úgy a volumetrikus szívósebesség:

$$S_v = n \cdot V$$

A mechanikai szivattyúk volumetrikus szívósebességét 1 atm. nyomásra vonatkoztatjuk és $m^3/óra$ -ban szoktuk kifejezni. Valamely p szívótérnyomás esetén az időegység alatt elszívott gázmennyiséget megkapjuk, ha a volumetrikus szívósebességet megszorozzuk p -vel:

$$Q = S_v \cdot p.$$

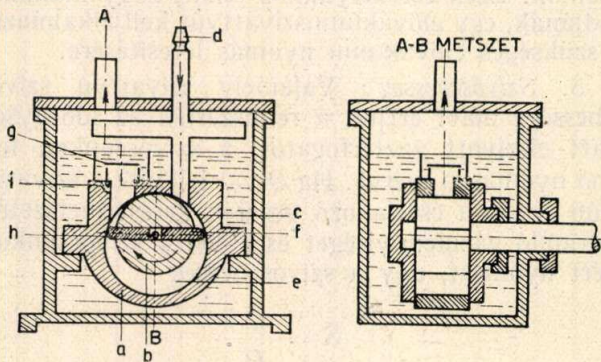
Diffúziós szivattyúk esetén, bár volumetrikus szívóteljesítményről nem beszélhetünk, mégis megad-



1. ábra

hatunk egy jellemző szívósebességet, mely a szivattyúzás hosszabb tartama alatt állandó marad; ez az ú. n. redukált szívósebesség valamely adott nyomásra, legtöbbszörre 1μ nyomásra vonatkoztatott, 1 mp alatt szállított gázmennyiség, literekben megadva.

A fentiekből következik, hogy a szállított légmennyiség a nyomás csökkenésével állandóan fogy és a végvákuum elérésével 0-ra esik le.



2. ábra

A nagyteljesítményű vákuumkompresszorok egyik kiviteli alakját az 1. ábrán látható soktolattyús rotációs szivattyú rajza mutatja. Ennél az a házban b excentrikusan elhelyezett dob forog, melynek réseiben a c tolattyúlapok az ábrán látható módon vannak elhelyezve; ezek forgás közben a ház belső falán végigcsúsznak, s ily módon a dob és a henger felületei közt zárt kamrákat képeznek. Ezen kamrák a ház baloldali részén, a d szívócsatlakozáson keresztül levegőt vesznek fel, majd a legfelső ponton a szívórésztől elválasztva, azt fokozatosan a csökkenő kamra-

térfogatokban összekomprimálják és végül a jobb oldali e csatlakozáson át az atmoszférába kinyomják. Ezek a szivattyúk, ellentétben a később leírt rotációs olajszivattyúkkal, olajtömítés nélkül dolgoznak és így csak mérsékelt vákuumot érnek el (0,3—0,1 torr). Nagy fordulatszámuk folytán kis dimenziójuk ellenére nagy szállítósebességgel bírnak ($5\,000\ m^3/h$ -ig). Alkalmazási területük a dugattyús szivattyúkéval azonos.

A magasabb vákuum elérésére, mint említettük, az olajtömítéssel dolgozó forgónyelves szivattyúk szolgálnak; ennek elvi rajzát a 2. ábra mutatja, melyről a szivattyú működés módja leolvasható. A hengeres furatú a házban forog az excentrikusan elhelyezett b dob, melynek a dob középsíkján áthaladó hornyában két nyelv van elhelyezve; ezeket rúgó szorítja széjjel a ház falához úgy, hogy forgás közben azon végigcsúsznak. A dob a nyíl irányában forogva, a c tér növekszik és ezáltal a d szívónyíláson át levegőt szív, míg ugyanakkor a már bezárt e térben lévő levegőt az f nyelv maga előtt hajtva, komprimálja és végül a g visszacsapó szelepen keresztül az atmoszférába vagy az elővákuumba kinyomja.

Mint látható, a zárószelep felett olajívó helyezkedik el. Ennek célja a következő:

1. a szelep feletti olajívó megakadályozza, hogy a szelepen keresztül külső levegő jusson vissza a térbe;

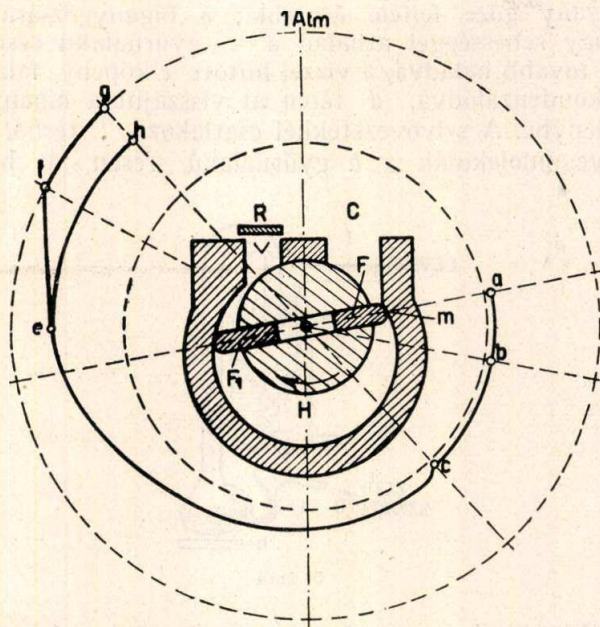
2. a szeleptányérnak a kompresszió végén (kipuffogáskor) történő megemelésekor a szelep feletti olajtérből olaj áramlik a szelep alatti kompressziós térbe, miáltal a h nyelv nemcsak levegőt, hanem olajat is nyom ki maga előtt és ezáltal olajjal kitöltve a szelep alatti káros teret, biztosítja a komprimált levegő teljes kinyomását; ezáltal a káros térnek az előbbi szivattyúnál fellépő káros hatása teljesen kiküszöbölődik.

Az olajnak a kompressziós térbe való jutását célozza a nagyobb olajszivattyúknál alkalmazott i furat is, melyen át állandóan olaj folyik át a szelep alatti térbe. A végvákuumhoz közel ugyanis olyan kicsi az összekomprimált levegő nyomása, hogy az nem volna elegendő a szelep felemeléséhez; az i nyíláson keresztül azonban annyi olaj jut a kompressziós térbe, hogy a h nyelv a szelepet az összegyűlt olajjal emeli meg és a fölös olajat a komprimált levegővel együtt kitolja.

3. A szelep alatti olajtérből olaj jut a nyelvek, a ház és a dob érintkező felületei közé és az így keletkezett olajfilmek tömítésül szolgálnak, megakadályozzák a levegőnek a kompresszió térből az érintkező réseken keresztül a szívótérbe való visszajutását. Ez az olajfilm egyszersmind az egymáson csúszó részek között kenőanyagul is szolgál.

A külső levegőnek a csapágý résein való beszívargásának megakadályozására gyakran, mint az ábrán is látható, a szivattyúházat egy olajjal töltött házban helyezzük el. Az olajtérből a vákuum hatására a csapágý és a dobtengely közé beszívargó olajfilm tömítésül és egyszersmind kenőanyagul is

szolgál. Nem minden olajszivattyú van olajházzal körülvéve; jó tömitést érhetünk el azáltal is, hogy a kimenő tengely csapágyperselyéhez a szelep feletti olajtérből furaton keresztül olajat vezetünk, ugyanakkor a kifelé eső oldalon a tengely és a csapágypersely közé jó gumitömést alkalmazunk. Ilyen esetben azonban fontos, hogy az öntött szivattyúház porózmentes, vákuumtömör anyagból készüljön.



3. ábra

A Gaede-féle olajszivattyú belsejében lefolyó nyomásváltozás polár diagrammját a 3. ábra mutatja. Ez az ábra a szivattyú sematikus rajzát abban a helyzetben tünteti fel, mikor a jobboldali F nyelv az m pontban a H teret elzárta a rákapcsolt C szívóvezetéktől. Ebben a pillanatban a H térben ugyanaz a nyomás van, mint az evakuálandó recipiensben. Legyen ez a nyomás a polár diagrammban a -val jelölve. A dobnak a nyíl irányában való továbbforgásakor b pontig ez a nyomás nem változik, mert amennyit a H tér az F nyelvnél fogy, ugyanannyit növekszik az F_1 nyelvnél és így nem történik kompresszió. A b ponttól kezdve a H tér fokozatosan csökken és a benne rekedt levegő komprimálódik, míg f -nél eléri az R szelepre ható atmoszferikus nyomást és innen kezdve állandó nyomáson kitolódik az atmoszférába. A diagramm jellegzetes pontja a g pont, a nyelvnek ezen ponton való áthaladása után a szelep alatti V tér összekapcsolódik az F_1 nyelv mögötti térrel. A diagramm c pontján tehát, amennyiben a szelep alatt összekomprimált levegőrész maradt, annak visszaexpandálása folytan nyomásugrás áll elő. Természetesen annál kisebb, minél tökéletesebben kitöltődik a V tér olajjal.

A polár diagramm vonalán az e pontban elágazás látható, mely állandó nyomást mutatva, h pontig tart. Az $a-b-c-e-h$ vonal a levegővel beszívott vízgőz nyomásemelkedését mutatja.

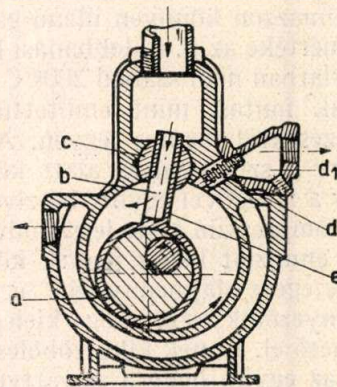
A vízgőz nyomása az a pontban a szívótérben lévő levegővel egyenlő; kompresszió közben az e pontig a gőz túlhevített és nyomása emelkedik. Miután e pontban elérte a H tér hőfokának megfelelő telítési nyomást, a vízgőz nyomása tovább már nem emelkedik, hanem a további komprimáláskor a fölös gőz lecsapódik.

A diagrammból a Gaede-szivattyú volumetrikus teljesítményének meghatározását is láthatjuk; m pontban történik a szívótér elválasztása az evakuálandó C tértől; az így elválasztott H térben a nyomás még azonos a C tér nyomásával és így a H térben rekedt levegőmennyiség az, amit a szivattyú egy fél fordulat alatt elszállít. A volumetrikus szívósebesség tehát:

$S = n \cdot 2 \cdot H$, ahol n a szivattyú fordulatszám.

A fenti konstrukciótól eltérő jellegű a forgótolattyús vákuumszivattyú (4. ábra). Ennél a forgó excenterdob körül a hengeres gyűrű helyezkedik el, mely forgáskor a szivattyúház belső hengeres falán végighalad. A hengeres gyűrű egy széles, lapos b tolattyúban folytatódik, mely az excenterdob forgása közben a c csap vezetékeiben fel-tolódik és a csappal együtt lengő mozgást végez. A tolattyú az ábrán látható üreges kivitelű. A levegő a dob forgásakor ezen üregeken keresztül szívódik a szívótérbe, ugyanakkor a dob másik oldalán az előzőleg beszívott levegő komprimálódva, a d rúgóval terhelt nyomószelepen keresztül kitolódik az olajjal töltött d_1 térbe; innen a levegő a szivattyúházhoz kapcsolt olajszeptátorba jut, ahol a levegővel ragadt olajrészecskék ütközés folytán leválasztódnak, a levegő pedig a külső atmoszférába jut.

Az excenterdob továbbforgásakor a tolattyú alsó tömör e része betolódik a lengő csap vezeté-



4. ábra

kébe, ezáltal a beeresztő nyílást teljesen elzárja és a beszívott levegőt az evakuálandó tértől elválasztja, ezután folytatódik az előbb leírt processzus.

Mint a működésből látjuk, egy teljes periódus 2 fordulat alatt megy végbe: az első fordulat alatt a levegő a térbe beszívódik, a második alatt komprimálódva, a szelepen át kitolódik; minden fordulathoz tartozik azonban az egyik oldalon egy szívó és a másik oldalon egy kompressziós fázis. Ezek alapján egy forgótolattyús szivattyú volu-

metrikus teljesítményét megadja a tolattyú felső, zárt helyzetének megfelelő térfogat szorzata a dobnak az időegység alatti fordulatszámával.

Nagyobb szivattyúk vízköpennyel vannak körülvéve. Ez a szivattyú sűrűdési és kompressziós munkája folytán keletkezett meleg elvezetésére szolgál. A kompresszió okozta meleg csak nagyobb levegőmennyiség szivattyúzásánál, tehát főleg csak a szivattyúzás elején számottevő és így rövid ideig áll fenn. A legtöbb kisebb teljesítményű szivattyúnál a szivattyúház léghűtése teljesen elegendő.

A fent leírt szivattyúk legfontosabb jellegzetesége, bármily konstrukciót mutatnak is, a bennük cirkuláló olaj közvetítő szerepe. Éppen ezért e szivattyúkhöz használt olaj mennyiségének és minőségének igen fontos szerepe van e szivattyúk jó működésében, illetve az alacsony végvákuumnyomás elérésében. A mennyiség szerepe abban nyilvánul, hogy kevés olaj esetén a forgó részek kenése és vákuumtömítése nem kielégítő, légáteresztés állhat elő; sok olaj bejutása a szivattyútérbe szintén káros, minthogy az olaj a levegővel való érintkezéskor gázokat nyel el, amelyet a szivattyúzás expanziós ciklusában kibocsát és ezáltal a végvákuumot rontja.

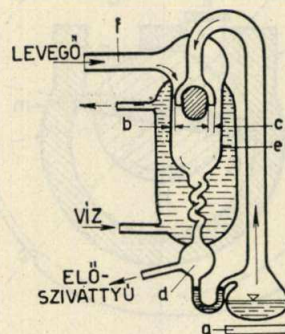
Az olaj minőségét tekintve, fontos, hogy az megfelelő viszkozitással és alacsony gőztenzióval bírjon, és hogy szennyeződésektől mentes legyen. Minthogy az olajnak főfeladata, hogy a szivattyúban lévő tereket egymástól eltömítse, e célból szükséges, hogy az olaj az üzemi hőfokon is kellő viszkozitással bírjon; másrészt a túlnagy viszkozitás növeli a sűrűdést és így megnöveli a szivattyú meghajtásához szükséges hajtóerőt. A szivattyú indításakor az olaj még hideg és így viszkozitása is magasabb, mint az üzemi, magasabb temperaturánál. A jó szivattyúolaj egyik követelménye, hogy a viszkozitás-temperatura diagramm enyhén emelkedő legyen. További követelmény, hogy az olaj ne tartalmazzon könnyen illanó gázalkatrészeket. Ennek mértéke az ú. n. lobbanási hőfok, melynek a gyakorlatban nem szabad 200°C alatt lennie.

Ugyancsak fontos, mint említettük, hogy az olaj szennyeződésektől mentes legyen. A szennyeződés többnyire a szivattyúzás alatt következik be azáltal, hogy a levegővel együtt beszívott vízgőzök egy része a kompresszió alatt lecsapódva, az olajba jut és azzal emulziót képez, ennek következtében az olajtartály egész olajmennyisége egy idő múlva annyira szennyeződik vízzel, hogy kielégítő vákuum már nem érhető el. Ennek kiküszöbölésére két mód kínálkozik: az egyik, hogy a szivattyúolajat meghatározott időszakonként kicseréljük, a másik pedig, hogy az olajtartályt ellátjuk cirkuláltató berendezéssel, amelyben az olaj víztartalmát száraz levegő befúvatásával eltávolítjuk. Megjegyezzük azonban, hogy a vizen kívül egyéb, részben finom, szilárd szennyeződések is jutnak a szivattyútérbe, ez utóbbiak főleg a szivattyú sűrűdési felületeiről; így azután az olaj fokozatos elszennyeződése és ennek folytán időszakos kicserélése ez utóbbi esetben is elkerülhetetlenné válik.

A beszívott vízgőz kondenzálódásának megakadályozására szolgál a Gaede által bevezetett

ú. n. gázballaszt alkalmazása. Ennek lényege az, hogy a szivattyúház megfelelő helyén (a kompressziós részen) egy furatot alkalmazunk, mely a szivattyú terét a külső atmoszférával köti össze. Ezáltal a térbe a kompresszió alatt külső, száraz levegő áramlik be, mely a gőzt a szivattyúból kiöblíti, mielőtt az kondenzálódni kezdene.

Magasfokú vákuum elérésére, mint említettük, a diffúziós szivattyúk szolgálnak. Működésük elvét az 5. ábra mutatja. Az a fűtőtest által felhevített higany gőze felfelé áramlik; a higanygőz-áram nagy sebességgel áthalad a c gyűrűalakú résen és tovább haladva, a vízzel hűtött e köpeny falán lekondenzálódva, d téren át visszajut a higanyedénybe. A szívóvezetékekkel csatlakozó f térből a levegőmolekulák a b gyűrűalakú résen át be-



5. ábra

diffundálnak a nagysebességű higanygőz-áramba, ott annak hatására felgyorsulnak. Az így keletkezett gőz-levegőáramból, mint említettük, a higany az edény hűtött falával való érintkezés folytán lecsapódik, a levegő pedig továbbhaladva, a d térbe jut, ott nyomása annyira megnövekszik, hogy a d térhez kapcsolt elővákuumszivattyú elszívhatja.

Hogy a levegőmolekulák az alacsony nyomású f térből a magasabb nyomású higanygőz terébe juthatnak, a gázok kinetikai elmélete alapján magyarázható. Eszerint ugyanis a gázoknak egymásba való diffúziója nem a teljes nyomáskülönbségnek, hanem a két gáz parciális nyomásának a függvénye. Egy A térből tehát bediffundálhat valamely gáz egy nagyobb nyomású B térbe, ha ott az illető gáz parciális nyomása kisebb, mint A -ban volt.

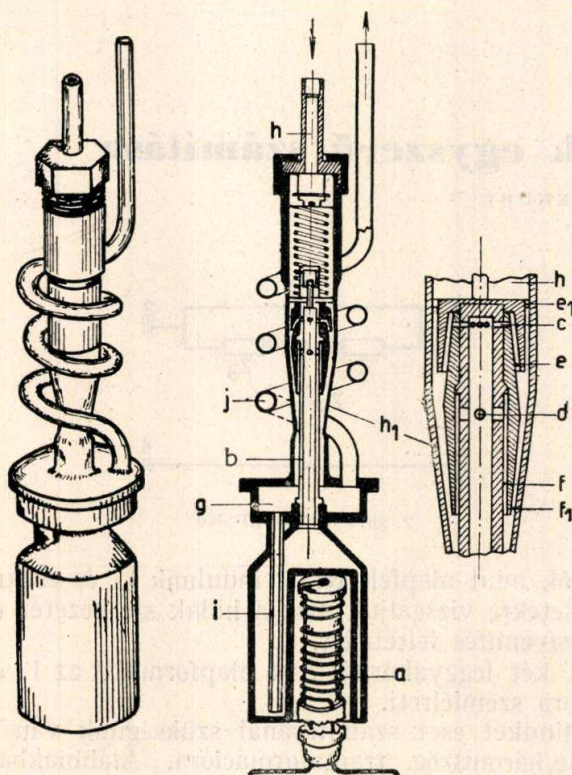
A diffúziós hatás annál nagyobb, minél nagyobb a gázmolekula közepes szabad úthossza, mert ezáltal nagyobb a valószínűsége annak, hogy a gáz molekulái ütközés nélkül bejuthatnak a másik gáz terébe. Minthogy a közepes szabad úthossza a nyomás függvénye, következik, hogy a diffúziós szivattyú csak alacsony nyomásnál működőképes. Csak kb. $0,01$ Hgmm-en alul, ahol a közepes szabad úthossz 1 mm fölé emelkedik, lehet a gázdifúzió magas vákuum elérésére felhasználni.

Mint láttuk, a b résen át levegő-molekulák diffundálnak a gőz-áramba, de ugyanakkor higany-molekulák is diffundálnak hőmozgásuk következtében a szívótérbe. Ennek mennyisége függ a felhasznált gőz molekulasúlyától, és ha ez elég nagy,

az említett diffúzió aránylag kicsi. Azonos temperatúra esetén ugyanis a nagy molekulású gőzmolekulák kisebb sebességgel bírnak és így ugyanazon idő alatt sokkal több kis molekulású levegő diffundál a gőztérbe, mint nagy molekulású gőz fordított irányban. Ez indokolja diffúziós szivattyúknál a higany vagy speciális olajok használatát, mert ezek molekulásúlya nagy, emellett gőznyomásuk szobahőmérsékleten igen kicsiny.

A diffúziós szivattyúk konstrukciójánál épp úgy, mint a rotációs szivattyúknál, legfontosabb szempont a lehető nagy szívóképesség és végvákuum elérése. Diffúziós szivattyúknál azonban hozzájárul még ehhez a szükséges elővákuumnyomás kérdése is. Minthogy az egy fokozatban alkalmazott diffúzió igen kicsiny nyomásnövekedést hoz létre, azon célból, hogy a diffúziós szivattyú egy rotációs szivattyú szívóterére mint elővákuumra dolgozhasson, többfokozatú kivitelben állítják elő. Ez annyit jelent, hogy a felgyorsított levegőáramot újabb réseken át vezetjük, melyeknél a gőzáramtól újabb impulzusokat kap és így nagyobb sebességgel jutva az expanziós térbe, ott nagyobb nyomást ér el.

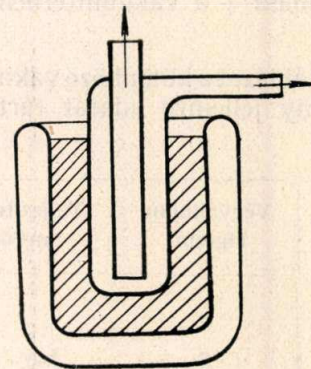
A 6. ábra kétfokozatú diffúziós szivattyút ábrázol. Az *a* fűtőtest által hevített higany gőze a *b* csövön felszállva, a *c*, ill. *d* furatokon és az *e*, ill. *f* réseken át nagy sebességgel halad lefelé és magával ragadja a *h* szívótérből első



6. ábra

fokon az e_1 , másodfokon az f_1 réseken át elszívott levegőt, ill. gőzlevegőkeveréket. A higany a kívülről vízzel hűtött h_1 köpeny falán kondenzálódik és *g* téren és *i* csövön keresztül visszajut a higanyos edénybe. A felgyorsított levegő a

g térbe áramlik, nyomása megnövekszik és a *j* spirálcsőven keresztül az elővákuumszivattyú szívóterébe jut. A vízköpeny a *j* spirálcövet is körülveszi, ezáltal a levegővel ragadott higanygőz ott lecsapódik és visszafolyik a higanyedénybe.



7. ábra

A diffúziós szivattyúkkal elérhető végvákuum elméleti határát a közvetítő gőz tenziója szabja meg a szívótér hőmérsékletén. Higany-diffúziós szivattyúk esetén az elérhető végvákuum 10^{-6} Hgmm körül van, a szükséges elővákuum a háromfokozatú kivitelnél 15—20 Hgmm.

Jobb eredmény érhető el, ha közvetítő folyadékul higany helyett speciális olajokat használunk. Ilyenek az ú. n. apiezon-olajok, melyeknek gőztenziója a higanynál lényegesen kisebb (szobahőmérsékleténél 0,01 mikron, a higany 1,8 mikronos nyomásával szemben). Még jobb eredményt adnak az ú. n. silicon-olajok. Ezek összetételükben alapvetően különböznek a többi olajfajtától; szerkezetükben ugyanis a kémiai lánc széntagjait szilíciumatomok helyettesítik. Jellemzőjük az alacsony gőztenzió és jó ellenállóképesség oxidációval szemben.

Végül meg kell említenünk, mint a vákuumszivattyú fontos kiegészítő részét, a kifagyasztó edényt. Ezt az evakuálandó tér és a vákuumszivattyú közé helyezik azon célból, hogy az olajnak, ill. higanygőzöknek a szivattyúból a vákuumtérbe való átdiffundálását megakadályozza. Kivitelét a 7. ábra mutatja. A vákuumtérből áramló gáz a belső csövön, majd a külső edényen át halad a vákuumszivattyúhoz; az edény egy kettősfalú palack terébe van helyezve, melyben hűtőfolyadék van: folyékony levegő (-180°C) vagy acetoneban oldott szilárd szén-sav (-80°C). A kettősfalú hőpalack a hővezetés csökkentésére evakuálva, a hőszugárzás csökkentésére pedig ezüstözve van. Ezáltal a hűtőfolyadék hőfelvételét akadályozzuk, s így annak elpárolgását késleltetjük.

Megjegyezzük, hogy a fentebb említett végvákuumadatok a kifagyasztóedény közbeiktatásával értendők és így azok a vákuumtérben levő permanens gázok (levegő stb.) nyomására vonatkoznak. Ha ugyanis a szívótér és a vákuummérő (ionizációs manométer) közé kifagyasztó edényt kapcsolunk, úgy a rendszerben levő vízgőz-

nyomás a manométeren csak a kifagyasztóedény hőfokának megfelelő elenyészően csekély nyomással szerepel.

A vákuumtérben levő valóságos nyomás a permanens gáznak a manométer által mutatott parciális nyomása + a vákuumtérben lévő vízgőznyomás.

Az alábbi táblázat a különböző vákuumszivattyú-típusok néhány jellemző adatát tartalmazza.

| Szivattyú-típus | Végvákuum Hgmm | Teljesítmény m ³ /óra | Elővákuum Hgmm |
|---------------------------|----------------|----------------------------------|----------------|
| Álló rendszerű dugattyús | | | |
| egyfokozatú | 5 | 140—700 | |
| kétfokozatú | 0,25 | 140—700 | |
| Fekvő rendszerű tolattyús | | | |
| egyfokozatú | 8—3 | 40—2000 | |
| kétfokozatú | 0,2—0,05 | 40—2000 | |
| Forgótolattyús | | | |
| egyfokozatú | 6—3 | 90—1600 | |
| kétfokozatú | 0,1—0,2 | 90—1000 | |

| Szivattyú-típus | Végvákuum Hgmm | Teljesítmény m ³ /óra | Elővákuum Hgmm |
|---------------------------------|--|----------------------------------|----------------|
| Rotációs (olaj) | | | |
| egyfokozatú | $1 \cdot 10^{-3}$ | 2—5 | |
| kétfokozatú | $1 \cdot 10^{-5}$ | 2,5—10 | |
| Forgótolattyús kettős (parall.) | $5 \cdot 10^{-3}$ — $10 \cdot 10^{-3}$ | 150 | |
| Gázballasztos | | | |
| egyfokozatú | 1 | 2—150 | |
| kétfokozatú | $5 \cdot 10^{-2}$ | 2—5 | |
| forgótolattyús | 1 | 50—600 | |
| Gőzsugár | 10^{-3} | 2,5 | |
| Diffúziós (higany) | | | |
| kétfokozatú | 10^{-6} -ig | 35—40 (10^{-3} -nál) | 12—15 |
| háromfokozatú | 10^{-6} -ig | 60—70 (10^{-3} -nál) | 20 |
| Olajdiffúziós | | | |
| háromfokozatú | 10^{-6} -ig | 130 (10^{-3} -nál) | 0,1 |
| kétfokozatú | 10^{-5} -ig | 7000 (10^{-4} -nél) | 0,01 |

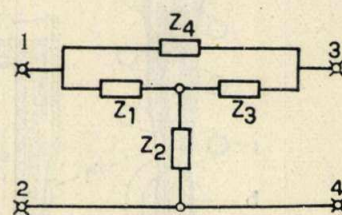
Áthidalt és kettős „T”-hidak egyszerű számítása

Dr. techn. MAGYARI ENDRE

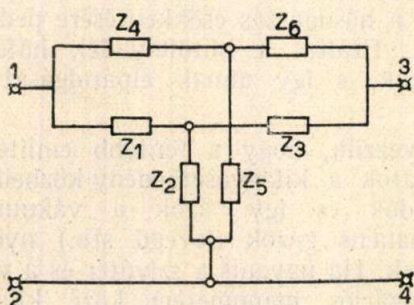
A korszerű átvitel- és mérés technikában az áthidalt és kettős »T«-hidak mind nagyobb szerephez jutnak sokoldalú, érdekes és gyakorlatilag jól felhasználható tulajdonságaik révén.

A vonatkozó irodalom még nem túlságosan nagy. A legtöbb ismertetés a problémát teljes általánosságban kezeli és a gyakorlatilag fontos kiegyenlítetttséget csak mint különleges esetet mutatja be.

Lényegesen egyszerűsíteni lehet az aránylag bonyolult számításokat, ha a gyakorlatilag fontos esetekre szorítkozunk, tehát a kiegyenlített álla-



2. ábra Áthidalt „T”-hid



1. ábra Kettős „T”-hid

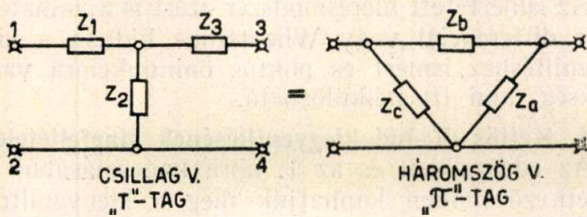
potból, mint alapfeltételből indulunk ki és ezekre az esetekre vizsgáljuk meg a hidak szerkezetét és a kiegyenlítés feltételeit.

A két leggyakoribb eset alapformáját az 1. és 2. ábra szemlélteti.

Mindkét eset számításánál szükségünk van a csillag/háromszög transzformációra. Alábbiakban ennek az irodalomban alig ismert, egyszerű és — az eddigi képletekkel szemben — fejben is könnyen megjegyezhető alakját fogjuk bemutatni.

1. A csillag/háromszög transzformáció.

Ismert tény az, hogy a 3. ábra bal oldalán látható T-tag adott frekvencián átalakítható a



3. ábra

jobb oldalon látható Δ-taggá oly módon, hogy a szorítók közti feszültségkülönbségek, a bemenő és kimenő áramerősségek, nemkülönbén a fázisviszonyaik változatlanok maradnak. Természetesen mód van arra is, hogy a háromszöget csillaggá alakítsuk át, hasonló feltételekhez kötve. Az irodalomban leggyakrabban a következő átalakítási összefüggéseket találjuk :

Y/Δ átalakítási esetre :

$$Z_a = \frac{Z_1 Z_2 + Z_2 Z_3 + Z_3 Z_1}{Z_1}$$

$$Z_b = \frac{Z_1 Z_2 + Z_2 Z_3 + Z_3 Z_1}{Z_2}$$

$$Z_c = \frac{Z_1 Z_2 + Z_2 Z_3 + Z_3 Z_1}{Z_3}$$

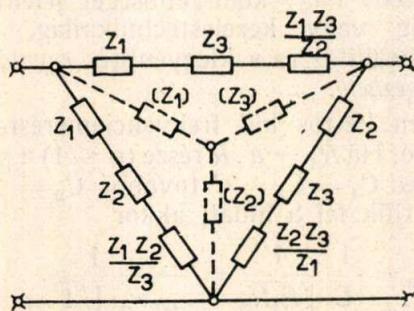
Δ/Y átalakítási esetre :

$$Z_1 = \frac{Z_b Z_c}{Z_a + Z_b + Z_c}$$

$$Z_2 = \frac{Z_c Z_a}{Z_a + Z_b + Z_c}$$

$$Z_3 = \frac{Z_a Z_b}{Z_a + Z_b + Z_c}$$

A képletek egyébként megjegyzésre elég jó alakúak, de nehéz hozzájuk áramkört elképzelni. Egy kis átalakítással ezen könnyen lehet segíteni :



4. ábra

Az Y/Δ esetről végezzük el az osztásokat (l. a 4. ábrát is) :

$$Z_a = Z_2 + Z_3 + \frac{Z_2 Z_3}{Z_1}$$

$$Z_b = Z_3 + Z_1 + \frac{Z_3 Z_1}{Z_2}$$

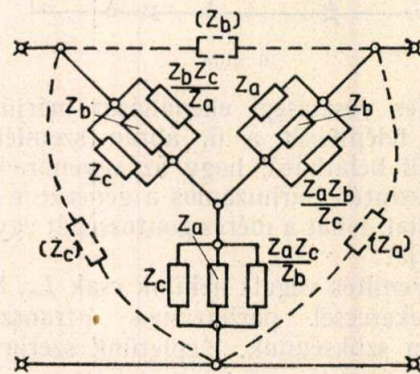
$$Z_c = Z_1 + Z_2 + \frac{Z_1 Z_2}{Z_3}$$

Megjegyezhető : a csillag két csatlakozó ellenállása teljes értékben sorbakapcsoltnak jelenik meg a háromszög oldalában + sorban még szorzatuk osztva a szemközti csillagtaggal.

A Δ/Y esetről vegyük a reciprokok értékeit :

$$G_1 = \frac{1}{Z_1} = \frac{Z_b + Z_c}{Z_b Z_c} + \frac{Z_a}{Z_b Z_c} = G_{bc} + G_k$$

A ciklikus cserélgetést figyelembevéve és a két vezetőképességet ismét ellenállásokként kezelve, ez megfelel áramkörileg (l. az 5. ábrát) :



5. ábra

Megjegyezhető : a háromszög két csatlakozó ellenállása teljes értékben párhuzamosan kapcsoltnak jelenik meg a csillagban + párhuzamosan még szorzatuk osztva a szemközti háromszög taggal.

Ebben a fogalmazásban a soros és párhuzamos kapcsolások alakai egyezése helyes megjegyzést biztosít az emlékezet részére.

2. Az áthidalt »T«-híd kiegyenlítésének alapfeltétele.

Ha a 2. ábra T-tagját átalakítjuk háromszöggé, akkor az 5. ábra jelölésével Z_1 és Z_4 párhuzamos kapcsolásban jelentkeznek. A Z_a és Z_c a generátorral és fogyasztóval kerülnek párhuzamos kapcsolásba és így a kiegyenlítést illetően befolyással nem bírnak. Kiegyenlítés akkor lesz, ha a Z_1 és Z_4 eredő vezetőképessége = 0, azaz :

$$G_e = \frac{1}{Z_b} + \frac{1}{Z_4} = 0, \text{ amiből}$$

rögtön látható, hogy a kiegyenlítés alapfeltétele — ez egyébként logikailag is várható volt :

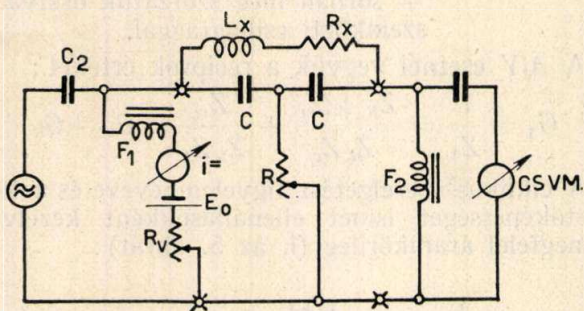
$$Z_b = -Z_4$$

Ez más szóval azt jelenti, ha sikerül ezt a transzformációt és impedancia-egyeztetést megvalósítani, az 1., 2. szorítók közt hiába van egy generátor felől feszültség, a kimenő szorítók nem jelentkezik feszültség. Ez annál is inkább jelentős, mert a »T«-tag önmagában kiegyenlítődik ki, minden néven nevezendő szorított kapacitás becsatlakozik a

generátor és indikátor kapcsaira, ami a kiegyenlítést magát nem befolyásolhatja.

3. Önindukciómérés T-híddal.

Feladatunk, hogy egyenáramú előmágnesezés-sel egy vasas tekercs váltakozó áramú önindukció-



6. ábra

ját és teljes veszteségi ellenállását mérjük meg.

A híd felépítését a 6. ábrán szemlélhetjük. Közvetlenül belátható, hogy az egyenáramú táplálás útja szintén párhuzamos a generátor és indikátor oldallal, tehát a mérés pontosságát egyáltalán nem zavarja.

A kiegyenlítés végett nekünk csak L_x, R_x vizsgálható tekercsel párhuzamos Δ -transzformált értékre van szükségünk. Képletünk szerint ez:

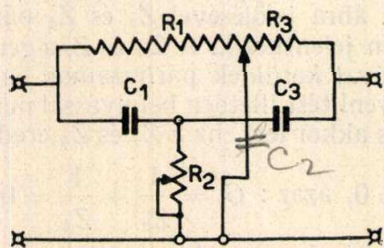
$$Z_b = Z_1 + Z_3 + \frac{Z_1 Z_3}{Z_2} = -j \frac{1}{\omega C} - j \frac{1}{\omega C} - \frac{1}{\omega^2 C^2 R} = - \left(\frac{1}{\omega^2 C^2 R^2} + j \frac{2}{\omega C} \right)$$

ennek kell egyenlőnek lenni $-Z_4 = -(R_x + j\omega L_x)$

tehát $R_x + j\omega L_x = \frac{1}{\omega^2 C^2 R} + j \frac{2}{\omega C}$
azaz

$$L_x = \frac{2}{\omega^2 C} \quad \text{és} \quad R_x = \frac{1}{\omega^2 C^2 R} = \frac{L_x}{2CR}$$

Természetesen az egyenáramú út el is hagyható, ezzel a C kondenzátorok is, és tiszta váltakozó áramú mérés folytatható. Érzékeny csővoltmérővel



7. ábra

és esetleg elébe tett sávszűrővel 1‰ pontosságig könnyen lehet mérni, ha ilyen pontosságú C és R szekrények rendelkezésre állanak.

Adott esetben

$$\left. \begin{array}{l} C = 91,2 \text{ nF} \\ R = 24700 \ \Omega \\ \nu_0 = 1230 \text{ cps} \end{array} \right\} \begin{array}{l} L_x = 0,367 \text{ Hy} \\ R_x = 81,5 \ \Omega \\ Q = \frac{L\omega}{R} = \frac{0367 \cdot 7750}{81,5} = 34 \end{array}$$

mérésadatokból: }
ami kitűnően egyezett másféle Q-méréssel (33,8).

Az ismertetett mérés módszer azért is ajánlható, mert differenciál vagy Wheatstone hídban a kiegyenlítéshez ismert és pontos önindukcióra van szükség, ami itt nélkülözhető.

4. Kettős »T«-híd kiegyenlítésének alapfeltétele.

Az eddigiekből és az 1. ábra kapcsolásából a következő módon kaphatjuk meg a kiegyenlítés feltételét:

A Z_1, Z_2, Z_3 T-tagból transzformálható Z_b háromszög hossztagnak és a Z_4, Z_5, Z_6 T-tagból transzformálható Z_b háromszög hossztagnak egyformáknak, de ellenkező előjelűeknek kell lenniök.

Legyen a Z_1, Z_2, Z_3 csillag ugyanaz, mint az előbb az önindukciómérésnél és a Z_4, Z_5, Z_6 az előbbinek invertált alakja, azaz Z_4, Z_6 lesz most ellenállás és Z_5 kondenzátor (7. ábra).

Az ilyen híd kitűnően használható mind sávszűrőként, mind szelektív erősítőkben frekvenciakiemelésre, vagy jól stabilizált hangfrekvenciás generátorban frekvenciameghatározó tagnak.

A $C_1 R_2 C_3$ tag transzformálásával ismertetett módon a Z_b hossztagra:

$$Z_b = - \left(\frac{1}{\omega^2 C_1 C_3 R_2} + j \frac{C_1 + C_3}{\omega C_1 C_3} \right)$$

érték adódik és az $R_1 R_3 C_2$ tagból

$$Z_\beta = R_1 + R_3 + j\omega R_1 R_3 C_2.$$

Ismét legyen $-Z_\beta = Z_b$, akkor a kiegyenlítés két feltétele:

$$R_1 + R_3 = \frac{1}{\omega^2 C_1 C_3 R_2} \quad \text{és} \quad \frac{C_1 + C_3}{\omega C_1 C_3} = \omega R_1 R_3 C_2$$

Ha $R_1 + R_3 = R$, tehát egy állandó értékű potencióméter P csúszkája választja szét R_1 és R_3 értékét, akkor a következő két értékes összefüggés írható fel az előbbi két feltételből:

$$\omega = \sqrt{\frac{C_1 + C_3}{C_1 C_2 C_3 R_1 R_3}} \quad \text{és} \quad R_2 = \frac{1}{\omega^2 C_1 C_3 R}$$

A kiegyenlítés frekvenciája független R_2 értékétől és a teljes 0 lezárást R_2 változtatásával lehet elérni. Ez a két tény nagy könnyebbséget jelent mérés-technikailag vagy kezeléstechnikailag, mert a frekvenciabeállítás és a kiegyenlítés egymástól függetlenül végezhető.

Az ilyen kettős híd frekvenciamérésre is felhasználható. Ha $R_1 = a \cdot R$ része ($a < 1$) a potencióméternek és $C_1 = C_3 = C$ továbbá $C_2 = 2C$ értékkel építjük fel a hídat, akkor

$$\omega_0 = \frac{1}{C} \frac{1}{\sqrt{R_1 R_3}} = \frac{1}{RC a} \sqrt{\frac{1-a}{a}}$$

tehát az R potencióméter gombja rögtön frekvencia szerint kalibrálható (a értéke szerint).

Aki egy kissé belemélyed az ismertetett eljárásba, még sok hasznos kapcsolást tud kidolgozni. Célszerű különböző T-tagok csillagtranszformált hossztagjait különböző esetekre előre kiszámítani s így mindig a kívánt követelmények szerint lehet gyakorlatilag jól és olcsón megvalósítható mérőhidakat építeni.

Differenciálszűrők tervezése

RAJÓ LÁSZLÓ

E cikk a differenciálszűrők két típusának részletes analízisét és tervezését ismerteti. Célja a vivőfrekvenciás távíró adó- és vevő-sávszűrők üzemi és tervezési viszonyainak ismertetése kapcsán rámutatni annak a lehetőségére, hogy a hazai gyártású vivőfrekvenciás távíró, erősáramú carrier és villamos távmérőberendezések részére szükséges sávszűrőkben anyagmegtakarítást érjünk el. A differenciálszűrőkkel ugyanis a jelenleg alkalmazott sávszűrőkhöz képest általában 2:3 arányú elemszám-megtakarítás érhető el.

Az ilyen típusú szűrők tervezése a hazai irodalomban eddig még nem szerepelt, bár Hennyey Zoltán villasmérnök hallgatók részére kiadott »Átviteltechnika« c. jegyzetében tárgyalt szűrőtervezési módszer értelemszerűen differenciálszűrőkre is alkalmazható. Ettől részben eltérő eljárást azért választottunk, mert a választott típusú szűrők specialitásai egyszerűbb tervezési eljárást tesznek lehetővé.

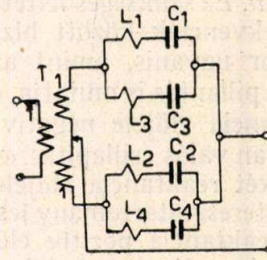
A szűrőtervezési gyakorlatban közismertek az X-tagú szűrők előnyei. A zárótartományban elérhető magas csillapítás és a póluscillapítás növelésének lehetősége a veszteségek kompenzálásával mindinkább kedvelté teszik az X-szűrőket. Ezzel szemben szintén közismert hátrányuk a T, ill. Π -szűrőkkel szemben az elérhető csillapítás erős tolerancia-érzékenysége és a nagyobb elemszám. Az előbbi hátrányt azonban az egyre növekvő pontosságú alkatrészyártás mindinkább háttérbe szorítja, az elemszám csökkentését pedig takarékkapcsolással oldják meg. Így keletkezik az X-taghoz képest feleannyi elemszámú differenciálszűrő.

A következőkben a differenciálszűrők elméletével foglalkozunk, de csak olyan mértékben, amennyire arra a tervezés szempontjából szükség van. Az elméleti fejtegetéseinket Jaumann,¹ illetve Wallot² felfogásában ismertetjük és azokat csak ott egészítettük ki saját vizsgálataink eredményeivel, ahol annak tervezési vagy ellenőrzési szempontból szükségét láttuk.

E dolgozat megírásánál az a hazai gyártásban időszerű cél vezetett bennünket, hogy főleg a távíró vevő- és adószűrők tervezéséhez nyújtsunk segítséget a tervezőmérnök számára. Ez okból fejtegetéseinket nem általánosságban végezzük, hanem a külföldi berendezésekben bevált két típus tervezésének kidolgozására korlátozzuk és a szám példát is ebben az értelemben választottuk. Meg kell azonban jegyeznünk, hogy ez nem jelent erős megszorítást, az eljárás értelemszerűen minden más célra tervezett differenciálszűrőre kiterjeszhető.

Vevőszűrő

Vizsgáljuk először a vevősávszűrő kapcsolását (1. ábra).



1. ábra

A T differenciál-transzformátor áttételét válasszuk egyelőre 1:(1+1)-re. (A differenciál-transzformátor elméletét lásd pl. J. Wallot idézett könyvében.)

Az $L_1 C_1$ és $L_3 C_3$ soros rezgőkörök párhuzamos eredő reaktanciáját jelöljük X_1 -gyel, az $L_2 C_2$ és $L_4 C_4$ -ét pedig X_2 -vel.

Ebben az esetben a szűrő hullámellenállását a

$$Z = \frac{1}{2} \sqrt{-X_1 X_2} \quad (1)$$

képlet adja. A csillapítás a

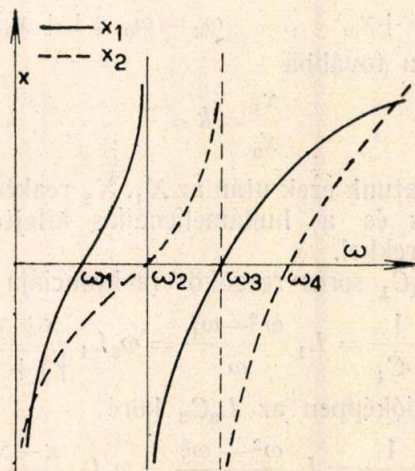
$$\text{th} \frac{g}{2} = \sqrt{\frac{X_1}{X_2}} \quad (2)$$

formulából nyerhető, ahol g az átviteli állandó. Amint láthatjuk, a (2) formula teljesen, az (1) pedig $\frac{1}{2}$ faktor eltéréssel egyezik az X-tagra érvényes formulákkal.

Csillapítás

Először a csillapítás formulájával foglalkozunk. Láthatjuk, hogy ha X_1 és X_2 reaktanciák előjelei megegyeznek, a csillapítás valós lesz, ellenkező esetben képzetes, tehát ekkor valós csillapítás nincs, csak fázisforgatás. Természetesen a hullámellenállás éppen fordított tulajdonságokat mutat.

Az X_1 és X_2 reaktanciák frekvenciadiagrammát a 2. ábra mutatja.



2. ábra

Az ábrából látjuk, hogy a rezonanciák ($X = 0$), ill. antirezonanciák ($X = \infty$) úgy vannak rendezve, hogy X_1 antirezonanciájánál X_2 -nek első rezonanciája, X_1 második rezonanciájánál X_2 -nek antirezonanciája van. Ez szükséges feltétele annak, hogy az ω_1 és ω_4 frekvenciák között biztosítsuk az áteresztést. Ekkor ugyanis, amint azt a 2. ábrára vetett egyetlen pillantás is mutatja, $\omega < \omega_1$ esetben mindkét reaktancia előjele negatív, hányadosuk pozitív lévén, van valós csillapítás. $\omega_1 < \omega < \omega_4$ tartományban a két reaktancia előjele mindig ellentétes, ez tehát áteresztőtartomány lesz, $\omega > \omega_4$ esetben mindkét reaktancia pozitív előjelű, így ez is csillapítótartomány. Fenti szűrőnk tehát sávszűrő, amelynek átviteli sávját az

$\omega_1 \leq \omega \leq \omega_4$
egyenlőtlenség szabja meg. A 2. ábra jelöléseit alkalmazva láthatjuk, hogy

$$\omega_1 < \omega_2 < \omega_3 < \omega_4.$$

Válasszuk meg az ω_0 sávközép-frekvenciát az

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\omega_1^2 + \omega_4^2}{2}} \quad (3)$$

formula értelmében. Ez a választás bizonyos mértékig szokatlan a sokkal megszokottabb

$\omega_0 = \sqrt{\omega_1 \omega_4}$
választással szemben, de a formulák lényeges egyszerűsödését eredményezi. Keskenysávú szűrők esetén a két érték alig valamivel tér el egymástól.

Vezessünk be az ω frekvenciaparaméter helyett egy relatív frekvenciaparamétert, az x -et

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1+x} \quad (4)$$

relációval.

Láthatjuk, hogy amíg $0 \leq \omega \leq \infty$,

addig $-1 \leq x \leq \infty$,
tehát x csak -1 és $+\infty$ között van értelmezve.

A négy lényeges frekvenciához a következők relatív paramétereket rendeljük:

$$\omega_1 \quad -x_0, \text{ ezzel} \quad \omega_1 = \omega_0 \sqrt{1-x_0} \quad (5)$$

$$\omega_2 \quad -x_1, \quad \omega_2 = \omega_0 \sqrt{1-x_1} \quad (6)$$

$$\omega_3 \quad +x_1, \quad \omega_3 = \omega_0 \sqrt{1+x_1} \quad (7)$$

$$\omega_4 \quad +x_0, \quad \omega_4 = \omega_0 \sqrt{1+x_0} \quad (8)$$

Legyen továbbá

$$\frac{x_1}{x_0} = k < 1 \quad (9)$$

Feladatunk ezek után az X_1, X_2 reaktanciák, a csillapítás és a hullámellenállás kifejtése fenti paraméterekkel.

Az $L_1 C_1$ soros rezgőkör reaktanciája

$$\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} = L_1 \frac{\omega^2 - \omega_1^2}{\omega} = \omega_0 L_1 \frac{x+x_0}{\sqrt{1+x}} \quad (10)$$

Hasonlóképpen az $L_3 C_3$ köré

$$\omega L_3 - \frac{1}{\omega C_3} = L_3 \frac{\omega^2 - \omega_3^2}{\omega} = \omega_0 L_3 \frac{x-x_1}{\sqrt{1+x}} \quad (11)$$

A kettő párhuzamos eredője, az egyszerűsítések végrehajtása után

$$X_1 = \frac{\omega_0 L_1 L_3}{\sqrt{1+x}} \cdot \frac{(x+x_0)(x-x_1)}{L_1(x+x_0) + L_3(x-x_1)} \quad (12)$$

Hasonló számítással

$$X_2 = \frac{\omega_0 L_2 L_4}{\sqrt{1+x}} \cdot \frac{(x-x_0)(x+x_1)}{L_2(x+x_1) + L_4(x-x_0)} X \quad (13)$$

X_1 -nek antirezonanciája van $-x_1$ -nél,
 X_2 -nek antirezonanciája van $+x_1$ -nél,

tehát a (12) nevezője $x = -x_1$ -nél,
a (13) nevezője $x = +x_1$ -nél lesz zérus.

$$L_1(-x_1+x_0) + L_3(-x_1-x_1) = 0 \quad (14)$$

$$L_2(x_1+x_1) + L_4(x_1-x_0) = 0. \quad (15)$$

Ebből a két egyenletből

$$\frac{L_1}{L_3} = \frac{L_4}{L_2} = \frac{2x_1}{x_0-x_1} = \frac{2k}{1-k} \quad (16)$$

Ezeket (12)-be, illetve (13)-ba helyettesítve

$$X_1 = \frac{\omega_0 L_1}{\sqrt{1+x}} \cdot \frac{x_0-x_1}{x_0+x_1} \cdot \frac{(x+x_0)(x-x_1)}{x+x_1}, \quad (17)$$

ill.

$$X_2 = \frac{\omega_0 L_4}{\sqrt{1+x}} \cdot \frac{x_0-x_1}{x_0+x_1} \cdot \frac{(x-x_0)(x+x_1)}{x-x_1} \quad (18)$$

Ezzel

$$\left[\text{th} \frac{g}{2} \right]^{\pm 1} = \sqrt{\frac{X_1}{X_2}} = \sqrt{\frac{L_1}{L_4} \frac{x-x_1}{x+x_1}} \sqrt{\frac{x+x_0}{x-x_0}} \quad (19)$$

Legyen

$$\lambda = \sqrt{\frac{L_1}{L_4}}, \quad (20)$$

így

$$\left[\text{th} \frac{g}{2} \right]^{\pm 1} = \lambda \frac{x-x_1}{x+x_1} \sqrt{\frac{x+x_0}{x-x_0}} \quad (21)$$

Vizsgáljuk először az áteresztőtartományt

$$-x_0 < x < +x_0$$

Ekkor, mivel

$$\frac{g}{2} = \frac{b}{2} + j \frac{a}{2} \quad (22)$$

és itt $b = 0$

$$\text{th} j \frac{x}{2} = \text{tg} \frac{\alpha}{2} = \lambda \frac{x-x_1}{x+x_1} \sqrt{\frac{x_0+x}{x_0-x}} \quad (23)$$

adja a fázisforgatás mértékét

$$x = -x_0 \text{ helyen} \quad \text{tg} \frac{\alpha}{2} = 0, \text{ így } \alpha = 0$$

$$x = -x_1 \quad \text{,,} \quad \text{tg} \frac{\alpha}{2} = \infty \quad \text{,,} \quad \alpha = \frac{\pi}{2}$$

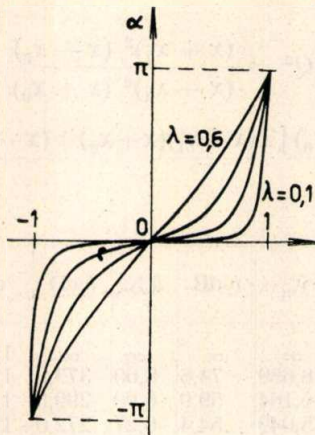
$$x = x_1 \quad \text{,,} \quad \text{tg} \frac{\alpha}{2} = 0 \quad \text{,,} \quad \alpha = \pi \quad (24)$$

$$x = x_0 \quad \text{,,} \quad \text{tg} \frac{\alpha}{2} = \infty \quad \text{,,} \quad \alpha = \frac{3\pi}{2}$$

vagyis a fázisforgatás szöge az áteresztőtartományban 0 -tól $\frac{3\pi}{2}$ -ig fut.

A fázisforgatás görbeseregét a 3. ábra mutatja (különböző k értékek mellett $\lambda = 1$ választással).

Két csillapítótartományt kell megkülönböztetnünk. Az »alsó« csillapítótartományban $x < -x_0$



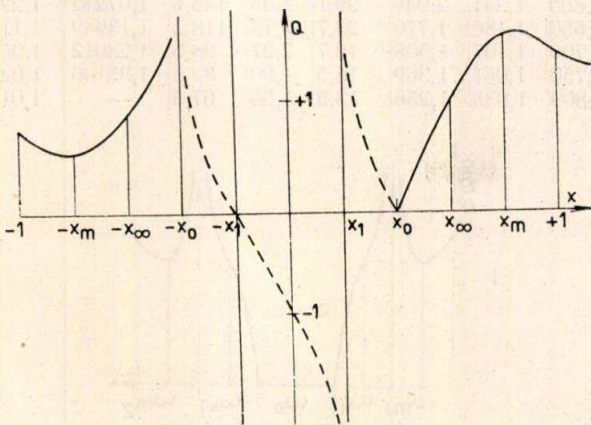
3. ábra

Itt tehát $x = -|x|$. (25)

Ekkor

$$\left[\operatorname{th} \frac{b}{2} \right]^{\pm 1} = \lambda \frac{-|x| - x_1}{-|x| + x_1} \sqrt{\frac{-|x| + x_0}{-|x| - x_0}} = \lambda \frac{|x| + x_1}{|x| - x_1} \sqrt{\frac{|x| - x_0}{|x| + x_0}} \quad (26)$$

A »felső« csillapítótartományban $x > +x_0$
Itt tehát $x = |x|$; (27)



4. ábra

a csillapítást pedig a

$$\left[\operatorname{th} \frac{b}{2} \right]^{\pm 1} = \frac{1}{\lambda} \frac{|x| + x_1}{|x| - x_1} \sqrt{\frac{|x| - x_0}{|x| + x_0}} \quad (28)$$

formula adja.

- Láthatjuk, hogy a csillapítás valamely $+x$, ill. $-x$ értéknél csak a λ , ill. $1/\lambda$ faktorokban különbözik. Éppen ezért a λ -t szimmetriafaktorunk nevezzük. Szimmetrikus csillapításviszonyokat nyerünk mindkét csillapítótartományban, ha λ értékét

1 -nek választjuk. Célkitűzésünknek megfelelően legyen

$$\lambda = 1. \quad (29)$$

Jelöljük Q -val a csillapításfüggvényt:

$$Q = \frac{x + x_1}{x - x_1} \sqrt{\frac{x - x_0}{x + x_0}} \quad (30)$$

Ha a csillapítás menetéről felvilágosítást akarunk nyerni, vizsgálunk kell a Q függvény viselkedését az x relatív frekvencia függvényében.

A Q görbe menetéről a 4. ábra nyújt kvalitatív felvilágosítást. Zérus frekvencián ($x = -1$) a Q értéke

$$Q_{-1} = \frac{1 - x_1}{1 + x_1} \sqrt{\frac{1 + x_0}{1 - x_0}}, \quad (31)$$

így tehát a zérus frekvencián véges a csillapítás értéke.

$x = -x_m$ helyen a Q görbének relatív minimuma van. Itt természetesen a csillapítás is minimális lesz.

$x = -x_\infty$ helyen $Q = 1$, ekkor a csillapítás végtelen nagy lesz, hiszen

$$\operatorname{th} \frac{b}{2} = 1 \text{ esetben } b = \infty$$

$x = -x_0$ helyen $Q \rightarrow \infty$, így a csillapítás zérus, $-x_0 < x < +x_0$ tartományban a Q függvény képzetes és monoton csökken.

$x = -x_1$ helyen eléri a zérus értékét és átsap negatív képzetes értékekre

$x = 0$ helyen $Q = -j$ és tovább csökken.

Balról közeledve x_1 -hez a negatív végtelenben eltűnik és x_1 -et elhagyva a pozitív végtelenből csökken zérusra.

$x = x_0$ helyen zérus.

$x > x_0$ értékeknél ismét valóssá válik és

$x = +x_\infty$ -nél eléri az 1 -et. Itt a csillapítás ismét végtelen nagy lesz. Q értéke tovább növekszik (a reciproka csökken), ezzel a csillapítás ismét csökken.

$x = +x_m$ -nél ismét csillapításminimum van, x további növekedésénél a Q aszimptotikusan közeledik $+1$ -hez, a csillapítás ismét növekszik, az $x = +\infty$ -ben eléri a végtelen értéket.

Következő feladatunknak tekintjük a csillapításgörbe (ill. Q görbe) jellegzetes pontjainak (nevezetesen x_∞ és x_m) meghatározását.

Lássuk először a póluscsillapítás helyének meghatározását.

Póluscsillapítás ott lesz, ahol $Q = 1$

$$\frac{x_\infty + x_1}{x_\infty - x_1} \sqrt{\frac{x_\infty - x_0}{x_\infty + x_0}} = 1 \quad (32)$$

négyzetre emelve

$$\left(\frac{x_\infty + x_1}{x_\infty - x_1} \right)^2 \frac{x_\infty - x_0}{x_\infty + x_0} = 1, \quad (32a)$$

azaz

$$(x_\infty + x_1)^2 (x_\infty - x_0) = (x_\infty - x_1)^2 (x_\infty + x_0). \quad (33)$$

A műveletek elvégzése után a lehetséges egyszerűsítéseket végrehajtva nyerjük

$$x_\infty = \pm \frac{k}{\sqrt{2k-1}} x_0. \quad (34)$$

Láthatjuk, hogy csillapításpólus csak abban az esetben van, ha

$$2k - 1 > 0, \text{ ill. } k > \frac{1}{2}. \quad (35)$$

A (34) formula arra is utal, hogy a két pólus szimmetrikusan helyezkedik el az x-tengelyen az origóra nézve.

$$\frac{dQ^2}{dx} = \frac{(x-x_1)^2(x+x_0)[2(x+x_1)(x-x_0)+(x+x_1)^2] - (x+x_1)^2(x-x_0)[2(x-x_1)(x+x_0)+(x-x_1)^2]}{(x-x_1)^4(x+x_0)^2}. \quad (37)$$

A differenciálhányadost zérussal téve egyenlővé, rendezés után a következő egyenletet nyerjük:

$$\frac{x_m - x_1}{x_m + x_1} \cdot \frac{x_m + x_0}{x_m - x_0} = \frac{3x_m + (2x_0 - x_1)}{3x_m - (2x_0 - x_1)}. \quad (38)$$

A harmad- és elsőfokú tagok szimmetria-viszonyok miatt kiesnek, így a (38) egyenletből:

$$x_m = \pm x_0 \sqrt{\frac{k(2-k)}{2k-1}} \quad (39)$$

egyenlet adja a minimális csillapítások helyeit.

A

$$\left[\text{th} \frac{b}{2} \right]^{\pm 1} = \frac{x + x_1}{x - x_1} \sqrt{\frac{x - x_0}{x + x_0}}$$

egyenletbe téve $x = x_m$ értéket, a minimális csillapítás értékét nyerjük.

Egyszerűség okáért legyen

$$\varphi = \sqrt{\frac{k(2-k)}{2k-1}}. \quad (40)$$

Ekkor

$$x_m = \pm \varphi x_0. \quad (41)$$

Mivel (9) értelmében $x_1 = kx_0$, ezeket (40)-be téve

$$\left[\text{th} \frac{b_m}{2} \right]^{\pm 1} = \frac{\varphi + k}{\varphi - k} \sqrt{\frac{\varphi - 1}{\varphi + 1}}. \quad (42)$$

Látjuk, hogy a minimális csillapítás értékét kizárólag k határozza meg (φ is csak a k függvénye). Abban az esetben, ha előírjuk a minimális csillapítás értékét, a (42) egyenlet segítségével készített táblázatból megállapíthatjuk a hozzátartozó k értéket (I. táblázat). A táblázat azt is mutatja, hogy k értékének növelésével javul a szűrő választóélessége, de ugyanakkor rohamosan csökken a minimális csillapítás értéke is.

Végül még egy — a tervező számára fontos — érték kiszámításával foglalkozunk.

A szűrő csillapítási diagramját mutatja az 5. ábra az ω frekvencia függvényében. Tervezési szempontból is fontos azt tudnunk, hogy a szűrő milyen ω_k frekvenciáktól teljesíti a minimálisan garantált csillapítást. Következő feladatunknak tehát az ω_k frekvenciák (ill. $\pm x_k$) kiszámítását

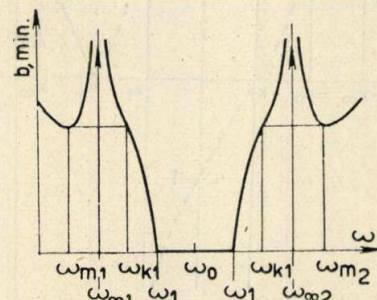
A pólusfrekvenciákat x_0 -hoz közelítve növelhetjük a szűrő választó élességét. A későbbiek folyamán azonban látjuk, hogy ennek az ára a minimális csillapítás csökkenése.

A következőkben a minimális csillapítás helyét és értékét számítjuk ki. Vizsgálunk kell tehát Q minimumát (ill. maximumát). Egyszerűbb azonban Q^2 minimumát vizsgálni. Természetesen a minimum helyét illetően ezek azonos értéket adnak.

$$Q^2 = \frac{(x + x_1)^2 (x - x_0)}{(x - x_1)^2 (x + x_0)} \quad (36)$$

I. táblázat

| k | y_∞ | y_m | b/dB | b/N | b/cD | cTh δ | ψ_k |
|-------|------------|----------|----------|----------|----------|--------------|----------|
| 0,500 | ∞ | ∞ | ∞ | ∞ | ∞ | 1,00000 | ∞ |
| 0,505 | 5,050 | 8,689 | 74,6 | 8,60 | 373,0 | 1,00037 | 4,3879 |
| 0,510 | 3,606 | 6,164 | 59,9 | 6,90 | 299,5 | 1,00182 | 3,1436 |
| 0,515 | 2,973 | 5,049 | 54,4 | 6,27 | 272,0 | 1,00381 | 2,6002 |
| 0,520 | 2,600 | 4,386 | 50,2 | 5,78 | 251,0 | 1,00619 | 2,2807 |
| 0,525 | 2,347 | 3,935 | 47,2 | 5,44 | 236,0 | 1,00873 | 2,0659 |
| 0,530 | 2,164 | 3,603 | 44,9 | 5,17 | 224,5 | 1,01144 | 1,9096 |
| 0,535 | 2,021 | 3,346 | 42,8 | 4,93 | 214,0 | 1,01462 | 1,7901 |
| 0,540 | 1,909 | 3,139 | 41,0 | 4,72 | 205,0 | 1,01796 | 1,6951 |
| 0,545 | 1,816 | 2,968 | 39,8 | 4,59 | 199,0 | 1,02053 | 1,6176 |
| 0,550 | 1,739 | 2,824 | 38,1 | 4,39 | 190,5 | 1,02500 | 1,5532 |
| 0,555 | 1,673 | 2,700 | 37,1 | 4,27 | 185,5 | 1,02837 | 1,4985 |
| 0,560 | 1,617 | 2,592 | 35,9 | 4,14 | 179,5 | 1,03250 | 1,4515 |
| 0,565 | 1,567 | 2,496 | 35,0 | 4,03 | 175,0 | 1,03675 | 1,4102 |
| 0,570 | 1,523 | 2,413 | 33,8 | 3,89 | 169,0 | 1,04166 | 1,3754 |
| 0,575 | 1,485 | 2,337 | 32,9 | 3,79 | 164,5 | 1,04635 | 1,3438 |
| 0,580 | 1,450 | 2,269 | 32,0 | 3,68 | 160,0 | 1,05117 | 1,3160 |
| 0,585 | 1,418 | 2,207 | 31,3 | 3,61 | 156,5 | 1,05583 | 1,2911 |
| 0,590 | 1,391 | 2,150 | 30,5 | 3,51 | 152,5 | 1,06098 | 1,2685 |
| 0,595 | 1,365 | 2,098 | 29,8 | 3,43 | 149,0 | 1,06678 | 1,2483 |
| 0,600 | 1,341 | 2,049 | 29,1 | 3,35 | 145,5 | 1,07212 | 1,2229 |
| 0,650 | 1,186 | 1,710 | 23,7 | 2,73 | 118,5 | 1,13949 | 1,1115 |
| 0,700 | 1,107 | 1,508 | 19,7 | 2,27 | 98,5 | 1,23012 | 1,0556 |
| 0,750 | 1,061 | 1,369 | 16,5 | 1,90 | 82,5 | 1,35106 | 1,0268 |
| 0,800 | 1,033 | 1,256 | 13,5 | 1,56 | 67,5 | — | 1,0120 |



5. ábra

tekintjük. A feladat megoldását a következő megfontolással végezzük.

A minimális csillapítás ismeretében az I. táblázatból k értékét megválaszthatjuk.

A 6. ábrán megegyezően megrajoltuk a Q függvényét. Kiszámítjuk azt az x értéket, ahol Q értéke megegyezik a minimális csillapításnak megfelelő Q_m -mel, ekkor kapjuk $-x_k$ értéket. Természetesen $+x_k$ értéknél ugyanekkora lesz a csillapítás (Q értéke itt Q_m reciproka), hiszen $\lambda = 1$ választással

a csillapításgörbét szimmetrikussá tettük (természetesen csak az $1 < x < +1$ tartományban).

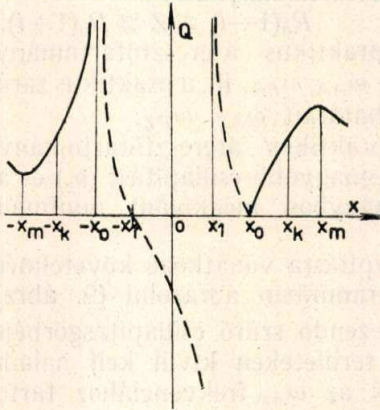
Felírhatjuk tehát, hogy

$$\frac{x_k + x_1}{x_k - x_1} \sqrt{\frac{x_k - x_0}{x_k + x_0}} = \frac{x_m + x_1}{x_m - x_1} \sqrt{\frac{x_m - x_0}{x_m + x_0}} \quad (43)$$

Mivel ebben az egyenletben x_k előjele felett nem döntöttünk, várhatjuk a 6. ábra értelmében, hogy negatív értéket kapunk x -re.

A törteket eltávolítva

$$(x_m - x_1)^2 (x_m + x_0) (x_k + x_1)^2 (x_k - x_0) = (x_m + x_1)^2 (x_m - x_0) (x_k - x_1)^2 (x_k + x_0). \quad (44)$$



6. ábra

Legyen

$$A = (x_m - x_1)^2 (x_m + x_0) = x_m^3 + (x_0 - 2x_1)x_m^2 + (x_1^2 - 2x_0x_1)x_m + x_0x_1^2, \quad (45)$$

ill.

$$B = (x_m + x_1)^2 (x_m - x_0) = x_m^3 - (x_0 - 2x_1)x_m^2 + (x_1^2 - 2x_0x_1)x_m - x_0x_1^2, \quad (46)$$

ezzel

$$A(x_k + x_1)^2 (x_k - x_0) = B(x_k - x_1)^2 (x_k + x_0). \quad (44a)$$

A műveleteket elvégezve, zérusra redukálva az egyenletet és $(A-B)$ -vel osztva:

$$x_k^3 + \frac{A+B}{A-B}(2x_1 - x_0)x_k^2 - (2x_0 - x_1)x_1x_k - x_0x_1^2 = 0 \quad (47)$$

A és B értékeit helyettesítve, továbbá figyelembe véve azt, hogy

$$x_1 = kx_0 \text{ és } x_m = x_0 \sqrt{\frac{k(2-k)}{2k-1}},$$

nyerjük az

$$x_k^3 - (2-k)x_mx_k^2 - (2k-1)x_m^2x_k + kx_m^3 = 0 \quad (48)$$

egyenletet.

Ezt a harmadfokú egyenletet azonban exakt módon meg tudjuk oldani, ha megfontoljuk, hogy a $Q_m = \text{const}$ egyenes (lásd 6. ábrát) a Q görbét $x = x_m$ pontban érinti, a (48) harmadfokú egyenletnek tehát x_m kettős gyöke lesz.

Valóban (48)-at $(x_k - x_m)^2$ -tel osztva $x_k = kx_m$ -et kapunk eredményül, maradék nélkül.

Az

$$x_k + kx_m = 0 \quad (49)$$

egyenletből

$$x_k = -kx_m \quad (50)$$

adja a (48) egyenlet bennünket érdeklő gyökét.

Természetesen az $x_k = +kx_m$ helyen is ugyanakkora csillapítást kapunk.

Könnyen igazolható fenti állításunk, csak arról nem szabad elfelejtkeznünk, hogy a póluson való áthaladás közben Q -nak reciprok értékét kell vennünk, vagyis

$$\frac{\varphi + k}{\varphi - k} \sqrt{\frac{\varphi - 1}{\varphi + 1}} = \frac{k\varphi - k}{k\varphi + k} \sqrt{\frac{k\varphi + 1}{k\varphi - 1}}. \quad (51)$$

Az (51) egyenlet igazolását az olvasóra bízuk. x_k értékeit k függvényében szintén I. táblázatunk adja.

Hullámmellenállás.

Fentiekben részletesen foglalkoztunk az általunk választott típusú differenciálszűrő csillapítási viszonyaival.

A következőkben a hullámmellenállás frekvenciafüggőségének megállapítását tűzzük ki célunkul.

A már ismert jelölésekkel

$$Z = \frac{1}{2} \sqrt{-X_1 X_2} = \frac{\omega_0 \sqrt{L_1 L_4}}{2} \cdot \frac{x_0 - x_1}{x_0 + x_1} \cdot \sqrt{\frac{x_0^2 - x^2}{1 + x}}. \quad (52)$$

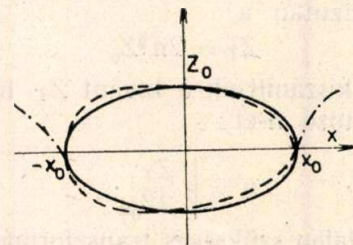
Az állandó részt leválasztva:

$$Z_0 = \frac{\omega_0 \sqrt{L_1 L_4}}{2} x_0 \cdot \frac{1 - k}{1 + k} \quad (53)$$

$$Z = \frac{Z_0}{x_0} \sqrt{\frac{x_0^2 - x^2}{1 + x}}. \quad (52a)$$

Látjuk, hogy $x = 0$ esetben (tehát sávközépen) $Z = Z_0$. Az (52a) egyenletet kissé átalakítva

$$\frac{x^2}{x_0^2} + \frac{Z^2}{Z_0^2} (1 + x) = 1. \quad (54)$$



7. ábra

Az áteresztőrészben $x \ll 1$ (főleg keskeny-sávú szűrők esetén).

Ekkor

$$\frac{x^2}{x_0^2} + \frac{Z^2}{Z_0^2} \approx 1. \quad (55)$$

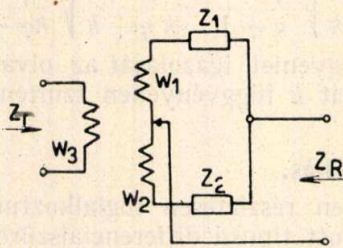
Ez egy ellipszis egyenlete. Az (52) egyenlet értelmében ennek az ellipszisnek a pozitív ordinátájú

félvívét tekintjük a hullámellenállás mértani helyének. Az $1 + x$ faktor miatt a valóságos görbe kis aszimmetriát mutat (7. ábra, szaggatott görbe).

Itt kell megjegyeznünk, hogy azonos hullámellenállás esetén a differenciálszűrő nagyobb induktívítású tekercseket kíván, mint a T (ill. II) szűrők. Ezt az (53) egyenlet is azonnal mutatja. Az ott szereplő

$$\frac{x_0}{2} \cdot \frac{1 - k}{1 + k}$$

faktor egynél jóval kisebb, azonos hullámellenállás esetén tehát a $\sqrt{L_1 L_4}$ értéket kell megfelelően növelni.



8. ábra

Ez nagy tekercsinduktívítások (különösen keskenysávú szűrők esetén) igen kényelmetlenül, sőt sok esetben egyáltalán nem realizálható. Ennek elkerülésére azonban kényelmes mód kínálkozik éppen differenciálszűrőknél a differenciál-transzformátor segítségével.

A 8. ábrán látható differenciálkapcsolás hullámellenállásai ugyanis

$$Z_T = 2n^2 \sqrt{Z_1 Z_2} \tag{56}$$

ill.

$$Z_R = \frac{1}{2} \sqrt{Z_1 Z_2} \tag{57}$$

n megfelelő választásával a Z_T hullámellenállást tetszőlegesen megszabhatjuk, ill. megadott Z_T -hez tetszőleges Z_1 és Z_2 impedanciákat választhatunk.

A gyakorlatban úgy járunk el, hogy egy jól realizálható tekercsinduktívításból kiindulva meghatározzuk a hozzátartozó Z_0 névleges hullámellenállást. Ezután a

$$Z_T = 2n^2 Z_0 \tag{58}$$

egyenletből kiszámítjuk a kívánt Z_T hullámellenálláshoz tartozó n -et:

$$n = \sqrt{\frac{Z_T}{2Z_0}} \tag{59}$$

Az R oldalon szükséges transzformációt természetesen külön transzformátorral kell megoldanunk. Speciálisan távírószűrőknél erre lehetőséget ad az a körülmény, hogy a szűrő a vevőegység bemenőtranszformátorára csatlakozik, így ez a transzformátor biztosítja a megfelelő impedancia-transzformációt.

A zárótartományban $|x| > x_0$ és így

$$Z = j \frac{Z_0}{x_0} \sqrt{\frac{x^2 - x_0^2}{1 + x}} \tag{60}$$

A hullámellenállás $|x|$ növekedésével nő, azaz minél inkább távolodunk az áteresztőtartománytól mindkét irányba, annál nagyobb lesz a hullámellenállás. Szűrőtípusunkat ez a tulajdonsága párhuzamos kapcsolásra teszi alkalmassá. Ekkor két vagy több egymástól távolos áteresztőtartományokkal bíró szűrő nem söntöli egymást.

Vevőszűrő tervezése

A szűrőtervezés a következő adatokból indul ki:

1. Ismernünk kell a két lezáró ellenállást (R_0).
2. A hullámellenállás megengedett ingadozását az áteresztőtartományban:

$$R_0(1-i) \leq Z \leq R_0(1+i)$$

3. A praktikus áteresztőtartomány frekvenciahatárait ω_{AA} , ω_{FA} , ill. a praktikus zárótartomány frekvenciahatárait ω_{AZ} , ω_{FZ} .
4. A praktikus áteresztőtartományban megengedett legnagyobb csillapítást (b_0) és a praktikus zárótartományban megkívánt minimális csillapítást (b_m).

A csillapításra vonatkozó követelményeket célszerű diagrammban ábrázolni (9. ábra).

A tervezendő szűrő csillapításgörbéjének a vonalkázott területeken kívül kell haladni.

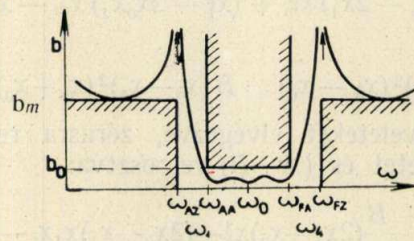
Jelöljük az ω_{AA} frekvenciához tartozó relatív frekvenciákat $-x_i$ -vel, az ω_{FA} -hoz pedig rendeljük $+x_i$ -t. Ekkor

$$\omega_{FA} = \omega_0 \sqrt{1 + x_i} \tag{61}$$

$$\omega_{AA} = \omega_0 \sqrt{1 - x_i} \tag{62}$$

A két egyenlet négyzetének hányadosa

$$\left(\frac{\omega_{FA}}{\omega_{AA}}\right)^2 = \Omega_i^2 = \frac{1 + x_i}{1 - x_i} \tag{63}$$



9. ábra

Ebből

$$x_i = \frac{\Omega_i^2 - 1}{\Omega_i^2 + 1} \tag{64}$$

A hullámellenállás diagrammját (igen jó közelítéssel) ellipszisnek tekintjük. A hullámellenállás megengedett ingadozása

$$R_0(1-i) \leq Z \leq Z_0 = R_0(1+i) \tag{65}$$

ahol i -t adottnak tekintjük. Amint a 10. ábra mutatja, a relatív frekvencia-paraméter $-x_i < x < +x_i$ határok között változik a hullámellenállásnak (65)-ben megengedett ingadozása mellett.

A praktikus áteresztőtartomány határai tehát $-x_i$ és $+x_i$.

Következő feladatunk a teoretikus áteresztőtartomány határfrekvenciáinak (ω_1 , ω_4) meghatározása.

Az (55) egyenletet használjuk fel erre a célra, azzal az eltéréssel, hogy figyelembe vesszük a

$$Z_0 = R_0(1+i) \quad (66)$$

és

$$Z_i = R_0(1-i) \quad (67)$$

relációkat.

$$\left(\frac{x_i}{x_0}\right)^2 + \left(\frac{Z_i}{Z_0}\right)^2 = 1, \quad (68)$$

ill.

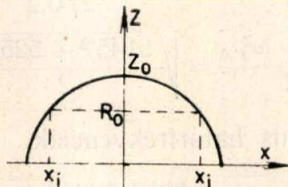
$$\left(\frac{x_i}{x_0}\right)^2 + \left(\frac{1-i}{1+i}\right)^2 = 1. \quad (68a)$$

Ebből rövid számolás után

$$x_0 = x_i \frac{1+i}{2\sqrt{i}}. \quad (69)$$

A (61) és (62) egyenletekből

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\omega_{AA}^2 + \omega_{FA}^2}{2}} \quad (70)$$



10. ábra

ω_0 és x_0 ismeretében a teoretikus határfrekvenciák az

$$\omega_1 = \omega_0 \sqrt{1-x_0},$$

ill.

$$\omega_4 = \omega_0 \sqrt{1+x_0}$$

ismert összefüggésekből számíthatók.

Abban az esetben, ha a számított teoretikus határfrekvenciák a praktikus zárórészbe esnek, vagy annyira megközelítik azokat, hogy az

$\omega_{AA} - \omega_{AZ}$, ill. $\omega_{FZ} - \omega_{FA}$ (lásd a 9. ábrát) frekvenciahatárok közötti, ú. n. *no man's land* (senki földje) igen keskeny lenne, ami igen nagy választóélességű szűrőt követelne, akkor valamilyen kompromisszumot kell elfogadnunk a hullámellenállás ingadozása és a választóélesség között. Természetesen előfordulhat az az eset is, hogy megadott hullámellenállás-ingadozás mellett olyan nagy választóélesség szükséges, amelyet ezzel a szűrőtípussal nem tudunk biztosítani (figyelembevéve még a garantált csillapítást is). Ilyen esetben 4-nél több rezgőkörös szűrőtípussal kell kísérletet tennünk.

A szűrőelméletből ismeretes, hogy a szűrő üzemi csillapítása pozitív és negatív irányban eltér a hullámcsillapítástól. Kimutatható, hogy a negatív irányú eltérés 6 dB (0,7 N)-nél kisebb. Ezért a garantált minimális csillapításhoz 6 dB-t hozzáadunk, az így kapott értéket tekintjük minimális csillapításnak.

Az I. táblázat segítségével megállapítjuk a minimális csillapításhoz tartozó k értéket. Ugyancsak az I. táblázatból vesszük x_∞/x_0 , x_m/x_0 és x_k/x_0

értékeit, ezekből x_0 -lal való szorzás után nyerjük x_∞ , x_m és x_k értékeket, amelyekből az

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1+x}$$

reláció segítségével számítjuk ω_∞ , ω_m és ω_k frekvenciákat.

A zérus frekvencián a csillapítást a (32) egyenlet adja

$$\left[\operatorname{th} \frac{b}{2}\right]^{\pm 1} = \frac{1-kx_0}{1+kx_0} \sqrt{\frac{1+x_0}{1-x_0}}.$$

Az $\omega = \omega_0 \sqrt{2}$ frekvencián ugyanekkora a csillapítás értéke ($x = 1$).

Ezekből az adatokból a csillapításgörbe vázlatosan megrajzolható. Amennyiben a garantált feltételeknek megfelel, kiszámíthatjuk a kapcsolási paramétereket. $\lambda = 1$ esetben $L_1 = L_4$ lévén, az (53) egyenlet így módosul:

$$Z_0 = \frac{\omega_0 L_1}{2} x_0 \frac{1-k}{1+k} \quad (71)$$

ω_0 , x_0 , k és Z_0 ismeretében

$$L_1 = L_4 = \frac{2Z_0}{\omega_0 x_0} \frac{1+k}{1-k} \quad (72)$$

és a (16) egyenlet figyelembevételével

$$L_2 = L_3 = \frac{Z_0}{\omega_0 x_0} \cdot \frac{1+k}{k}. \quad (73)$$

A kapacitások a Thomson-formulával számolhatók

$$C_1 = \frac{1}{L_1 \omega_1^2}, \quad (74)$$

$$C_2 = \frac{1}{L_2 \omega_2^2}, \quad (75)$$

ahol $\omega_2 = \omega_0 \sqrt{1-kx_0}$;

$$C_3 = \frac{1}{L_3 \omega_3^2}, \quad (76)$$

ahol $\omega_3 = \omega_0 \sqrt{1+kx_0}$;

$$C_4 = \frac{1}{L_4 \omega_4^2}. \quad (77)$$

Meg kell jegyeznünk, hogy az induktivitások kifejezésében csak az $\omega_0 x_0$ kifejezés frekvenciafüggő.

De

$$\omega_0 x_0 = \omega_0 \frac{\omega_0^2 - \omega_1^2}{\omega_0^2} = \frac{(\omega_0 + \omega_1)(\omega_0 - \omega_1)}{\omega_0}. \quad (78)$$

Keskenysávú szűrők esetén azonban

$$\omega_0 + \omega_1 \approx 2\omega_0, \quad (79)$$

így

$$\omega_0 x_0 \approx 2(\omega_0 - \omega_1), \quad (80)$$

vagyis az induktivitásokat lényegében nem a frekvencia (sávközép) határozza meg, hanem a sáv-

szélesség. A (72), (73) és (80) formulák összevetése arra is rámutat, hogy éppen a kis sávzélesség eredményez nagy induktívitasokat.

Abban az esetben, ha a (72) és (73) formulákkal számított induktívitasok realizálhatatlanul nagyok lennének, önkényesen csökkentjük az induktívitasok értékét realizálható értékekké, valamilyen ν faktoralal ($\nu < 1$). Természetesen ekkor Z_0 értéke is νZ_0 lesz. Ekkor az 59. egyenlet értelem-szerű alkalmazásával a differenciáltranszformátor áttétele

$$n = \frac{1}{\sqrt{2\nu}} \quad (81)$$

Hátra van még a kész szűrő csillapításának ellenőrzése az áteresztőtartományban. Ezt *H. F. Mayer*³ közelítő formulájával

$$b_0 \approx \frac{3}{Q} \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \quad (74)$$

számítjuk, ahol

$Q = \frac{\omega_0 L}{r}$ valamennyi tekercs egyforma jósága,

$\Delta\omega = \omega_4 - \omega_1$ a sávzélesség.

Amennyiben b_0 értékét előírjuk, (82) közvetlenül a tekercsektől megkívánt jóságot adja:

$$Q \cong \frac{3}{\frac{\Delta\omega}{\omega_0} b_0} \quad (83)$$

A (82) formula mutatja, hogy azonos Q -jú tekercsek esetén annál nagyobb a szűrő alapszűrés, minél kisebb a sávzélesség.

Amennyiben az áteresztőtartományban pontosabban akarjuk ismerni a csillapítás ingadozásait, a szintén *H. F. Mayer*tól származó

$$b = \frac{\varepsilon}{2} \frac{d\alpha}{d\omega} \quad (84)$$

formulával pontról pontra megszerkeszthetjük. A (84)-ben

$$\varepsilon = \frac{r}{L} + \frac{g}{C},$$

ahol r a tekercs veszteségi ellenállása, g a kondenzátor vezetése, α a veszteségmentes szűrő fázisforgatása (az áteresztőrészben).

Természetesen α függvénye ω -nak.

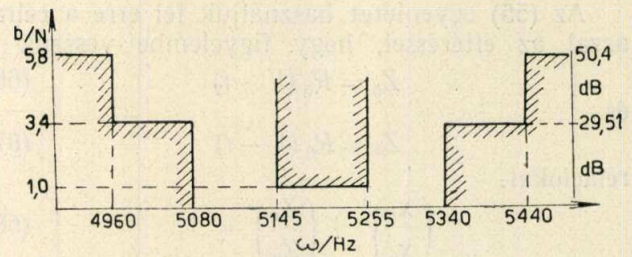
Példa vevőszűrő tervezésére

Előbbiekben az elvi tervezés menetét mutattuk be. Most egy számpéldát dolgozunk ki az elmondottak illusztrálására.

Tervezendő egy differenciálszűrő, amely a következő feltételeknek tesz eleget:

1. A hullámellenállás névértéke $R_0 = 600 \Omega$. Ingadozása a praktikus áteresztőrészben $\pm 20\%$ -nál kisebb.

2. A garanciális csillapításkövetelményeket alábbi diagramm szabja meg (11. ábra):



11. ábra

Adataink szerint $i = 0,2$

$$Z_0 = R_0 (1 + i) = 600 \Omega (1 + 0,2) = 720 \Omega$$

$$\Omega_i^2 = \left(\frac{\omega_{FA}}{\omega_{AA}} \right)^2 = \left(\frac{5255}{5145} \right)^2 = 1,04322$$

$$x_i = \frac{\Omega_i^2 - 1}{\Omega_i^2 + 1} = \frac{1,04322 - 1}{1,04322 + 1} = 0,02115$$

$$x_0 = x_i \frac{1 + i}{2\sqrt{i}} = 0,02115 \frac{1 + 0,2}{2\sqrt{0,2}} = 0,02838$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\omega_{AA}^2 + \omega_{FA}^2}{2}} = \sqrt{\frac{5145^2 + 5255^2}{2}} = 5200,3 \text{ Hz}$$

A teoretikus határfrekvenciák

$$\omega_1 = \omega_0 \sqrt{1 - x_0} = 5200,3 \text{ Hz} \sqrt{1 - 0,02838} = 5125,9 \text{ Hz} = 32207,2$$

További nevezetes frekvenciák relatív frekvenciái:

$$\omega_{-\alpha} = 4960 \text{ Hz}$$

$$x_{-\alpha} = \left(\frac{\omega_{-\alpha}}{\omega_0} \right)^2 - 1 = \left(\frac{4960}{5200,3} \right)^2 - 1 = -0,09035$$

$$\omega_{-\beta} = 5080 \text{ Hz}$$

$$x_{-\beta} = \left(\frac{\omega_{-\beta}}{\omega_0} \right)^2 - 1 = \left(\frac{5080}{5200,3} \right)^2 - 1 = -0,04581$$

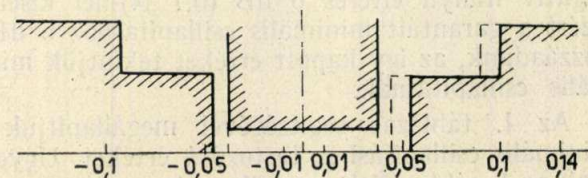
$$\omega_{\beta} = 5340 \text{ Hz}$$

$$x_{\beta} = \left(\frac{\omega_{\beta}}{\omega_0} \right)^2 - 1 = \left(\frac{5340}{5200,3} \right)^2 - 1 = +0,05436$$

$$\omega_{\alpha} = 5440 \text{ Hz}$$

$$x_{\alpha} = \left(\frac{\omega_{\alpha}}{\omega_0} \right)^2 - 1 = \left(\frac{5440}{5200,3} \right)^2 - 1 = +0,09422$$

Ezekután fel tudjuk rajzolni a csillapításkövetelményeket a relatív frekvenciasíkon (12. ábra).



12. ábra

Ezekkel

$$\omega_2 = \omega_0 \sqrt{1 - x_0}, \quad (8)$$

ill.

$$X_1 = \omega_0 L_1 \frac{x + x_0}{\sqrt{1 + x}} \quad (9)$$

$$X_2 = \omega_0 L_2 \frac{x - x_0}{1 + x} \quad (10)$$

$$\left[\text{th} \frac{g}{2} \right]^{\pm 1} = \sqrt{\frac{x_1}{x_2}} = \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \sqrt{\frac{x + x_0}{x - x_0}} \quad (11)$$

Vezessük be a

$$\lambda = \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \quad (12)$$

és

$$y = \frac{x}{x_0} \quad (13)$$

további paramétereket.

Ekkor

$$\left[\text{th} \frac{g}{2} \right]^{\pm 1} = \lambda \sqrt{\frac{y + 1}{y - 1}} \quad (14)$$

Határfrekvenciák nyilván $y_0 = \pm 1$ -nél vannak

$$-\frac{1}{x_0} \cong y \cong -1 \quad (15)$$

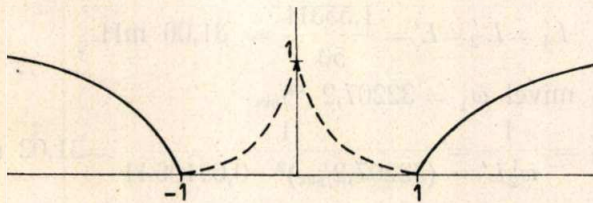
tartomány adja az alsó záró sávot.

Itt

$$y = -|y| \quad (16)$$

és

$$\left[\text{th} \frac{b}{2} \right]^{\pm 1} = \lambda \sqrt{\frac{-|y| + 1}{-|y| - 1}} = \lambda \sqrt{\frac{|y| - 1}{|y| + 1}} \quad (17)$$



16. ábra

A felső zárósávban

$$1 \leq y \leq \infty, \quad (18)$$

ekkor

$$\left[\text{th} \frac{b}{2} \right]^{\pm 1} = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{|y| - 1}{|y| + 1}} \quad (19)$$

Látjuk, hogy az alsó és felső zárótartomány csillapításainak kifejezéseiben szintén fellép a λ szimmetriafaktor.

$\lambda = 1$ választással szimmetrikus lesz a két zárótartomány csillapításgörbéje.

Ekkor

$$\left[\text{th} \frac{b}{2} \right]^{\pm 1} = \sqrt{\frac{|y| - 1}{|y| + 1}} = Q. \quad (20)$$

A Q görbét ábrázoltuk a 16. ábrán.

A Q itt már normált görbe és ezért érdemes a $Q(y)$ és $b(Q)$ függvényeket tabellálni. (II. táblázat.)

II. táblázat

| y | Q | b | | y | Q | b | |
|-----|----------|------|------|-----|----------|------|------|
| | | dB | N | | | dB | N |
| 1,2 | 0,301 51 | 5,4 | 0,62 | 3,2 | 0,733 75 | 16,3 | 1,88 |
| 1,4 | 0,408 26 | 7,5 | 0,87 | 3,4 | 0,738 61 | 16,5 | 1,89 |
| 1,6 | 0,480 39 | 9,1 | 1,05 | 3,6 | 0,751 81 | 17,0 | 1,96 |
| 1,8 | 0,534 52 | 10,3 | 1,19 | 3,8 | 0,763 76 | 17,5 | 2,01 |
| 2,0 | 0,577 35 | 11,4 | 1,32 | 4,0 | 0,774 60 | 18,0 | 2,06 |
| 2,2 | 0,612 37 | 12,4 | 1,43 | 4,2 | 0,784 47 | 18,4 | 2,12 |
| 2,4 | 0,641 70 | 13,2 | 1,52 | 4,4 | 0,793 49 | 18,5 | 2,13 |
| 2,6 | 0,666 67 | 14,0 | 1,61 | 4,6 | 0,801 77 | 19,2 | 2,21 |
| 2,8 | 0,688 24 | 14,7 | 1,69 | 4,8 | 0,809 48 | 19,6 | 2,26 |
| 3,0 | 0,707 11 | 15,3 | 1,76 | 5,0 | 0,814 81 | 19,8 | 2,28 |

A táblázat is mutatja, hogy a csillapítás az átteresztő sávtól mindkét irányban távolodva csak lassan nő. Ezt a körülményt a szűrő egyszerű struktúrája is indokolja. A fázisforgatást az átteresztő tartományban a

$$\text{tg} \frac{\alpha}{2} = \sqrt{\frac{1 + y}{1 - y}} \quad (22)$$

ill.

$$\cos \alpha = -y \quad (22a)$$

formula adja.

Hullámellenállás

$$Z = \frac{1}{2} \sqrt{-X_1 X_2} = \frac{\omega_0 \sqrt{L_1 L_2}}{2} \sqrt{\frac{x_0^2 - x^2}{1 + x}} \quad (23)$$

$$\lambda = 1 \text{ esetben } L_1 = L_2 = L \quad (24)$$

és bevezetve a

$$Z_0 = \frac{\omega_0 L}{2} x_0 \quad (25)$$

névellőállást, amely az $x = 0$ helyen adja a hullámellenállást

$$Z_0 = \frac{Z_0}{x_0} \sqrt{\frac{x_0^2 - x^2}{1 + x}} \quad (26)$$

(26)-ból kis átalakítás után

$$\frac{x^2}{x_0^2} + \frac{Z^2}{Z_0^2} (1 + x) = 1 \quad (27)$$

ill.

$$\frac{x^2}{x_0^2} + \frac{Z^2}{Z_0^2} \approx 1 \quad (27a)$$

formulát kapjuk. A hullámellenállás viselkedése tehát megegyezik az előbb tárgyalt típuséval, ezért vele külön nem foglalkozunk.

Összehasonlítás kedvéért számítsuk ki a szűrő csillapítását a zérus frekvencián és végtelen nagy frekvencián.

Zérus frekvencián a csillapítás

$$\left[\operatorname{th} \frac{b}{2} \right]^{\pm 1} = \sqrt{\frac{1-x_0}{1+x_0}}, \quad (28)$$

ill.

$$b = \lg \left[\frac{1}{x_0} + \sqrt{\left(\frac{1}{x_0} \right)^2 - 1} \right]. \quad (29)$$

Végtelen nagy frekvencián a csillapítás végtelen nagy.

Tervezés

A tervezés igen egyszerűen alakul ennél a típusnál. x_0 meghatározása az előbbi típuséval azonos módon történik. Itt azonban a csillapításgörbét x_0 már teljesen meghatározza.

Foglaljuk össze a tervezés menetét. $\omega_{FA}, \omega_{AA}, R_0$ és i ismeretében

$$Z_0 = R_0(1+i) \text{ adja a névellenállást,}$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\omega_{AA}^2 + \omega_{FA}^2}{2}} \text{ a sávközép frekvenciáját,}$$

$$x_i = \left(\frac{\omega_{FA}}{\omega_0} \right)^2 - 1 \text{ a praktikus áteresztő tartomány relatív határfrekvenciáit,}$$

ill.

$$x_0 = x_i \frac{1+i}{2\sqrt{i}} \text{ a relatív teoretikus határfrekvenciát,}$$

$\omega_1 = \omega_0 \sqrt{1-x_0}$, ill. $\omega_2 = \omega_0 \sqrt{1+x_0}$ a teoretikus határfrekvenciákat.

Ezek után a kapcsolási paramétereket számítjuk. L számítása a (25) egyenletből történik:

$$L_1 = L_2 = L = \frac{2Z_0}{x_0\omega_0}.$$

A kapacitások:

$$C_1 = \frac{1}{\omega_1^2 L} \text{ és } C_2 = \frac{1}{\omega_2^2 L}.$$

Amennyiben az induktivitás értéke túl nagy lenne, a már ismert módon járunk el.

Példa a tervezésre

A kidolgozott vevőszűrő példához csatlakozva, számítsuk ki annak adószűrő megfelelőjét.

A praktikus és teoretikus áteresztőtartományok egyezése miatt Z_0 és ω_0 értékét ismertnek tekintjük:

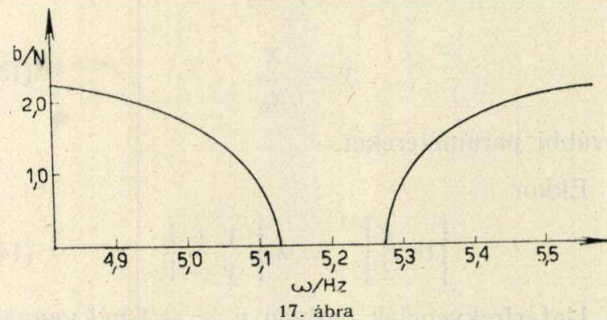
$$Z_0 = 720 \Omega$$

$$x_0 = 0,02838.$$

Összehasonlítás kedvéért számítsuk ki a csillapításokat az előbbi szűrő lényeges frekvenciáin:

| ω | y | b | |
|-----------|----------|------|------|
| | | dB | N |
| 4865,9 Hz | — 4,3860 | 18,7 | 2,16 |
| 4960 Hz | — 3,1836 | 15,9 | 1,83 |
| 5004,8 Hz | — 2,6000 | 14,0 | 1,61 |
| 5029,2 Hz | — 2,2807 | 12,7 | 1,47 |
| 5080 Hz | — 1,6142 | 7,7 | 0,88 |
| 5126 Hz | — 1,0000 | 0 | 0 |
| 5277 Hz | 1,0000 | 0 | 0 |
| 5340 Hz | 1,9154 | 11,0 | 1,27 |
| 5366 Hz | 2,2807 | 12,7 | 1,47 |
| 5388,7 Hz | 2,6000 | 14,0 | 1,61 |
| 5440 Hz | 3,3199 | 16,2 | 1,87 |
| 5514,4 Hz | 4,3860 | 18,7 | 2,16 |

A csillapításgörbét a 17. ábra mutatja a frekvencia függvényében.



17. ábra

Ezután a kapcsolási paramétereket számítjuk

$$L_1 = L_2 = L = \frac{2Z_0}{x_0\omega_0} = \frac{2 \cdot 720 \Omega}{0,02838 \cdot 32675,7/\text{sec}} = 1,553 \text{ H.}$$

Itt is $\nu = \frac{1}{50}$ mértékű impedancia transzformációt alkalmazva

$$L'_1 = L'_2 = L' = \frac{1,553 \text{ H}}{50} = 31,06 \text{ mH}$$

és mivel $\omega_1 = 32207,2 \text{ ra/sec}$

$$C'_1 = \frac{1}{\omega_1^2 L'} = \frac{1}{(32207,2/\text{sec})^2 \cdot 0,03106 \text{ H}} = 31,02 \text{ nF}$$

és

$\omega_2 = 33156,4 \text{ ra/sec}$ lévén

$$C'_2 = \frac{1}{\omega_2^2 L'} = \frac{1}{(33156,4/\text{sec})^2 \cdot 0,03106 \text{ H}} = 29,29 \text{ nF.}$$

A rezgőköröket

$\omega_1 = 5126 \text{ Hz}$, ill. $\omega_2 = 5277 \text{ Hz}$ -re kell behatolni.

A differenciáltranszformátor áttétele ugyancsak

$$n = 5 \text{ lesz.}$$

Az áteresztőtartomány csillapítására az előbb tárgyalt szűrő eredményei érvényesek.

Üzemi csillapítás

Az R_0 lezáró ellenállások között dolgozó veszteségmentes szűrő üzemi csillapítására a következő formula érvényes⁴:

$$b = \lg \left| \cos \alpha + \frac{j}{2} \left(\frac{R_0}{Z} + \frac{Z}{R_0} \right) \sin \alpha \right| \quad (1)$$

Az áteresztőtartományban b kicsiny, ezért

$$b \approx \frac{1}{8} \left(\frac{R_0}{Z} + \frac{Z}{R_0} \right)^2 \sin^2 \alpha, \quad (2)$$

ahol α a fázisforgatás.

A vevőszűrő fázisforgatását a (23) formula adja.

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} = \frac{x-x_1}{x+x_1} \sqrt{\frac{x_0+x}{x_0-x}} = \frac{y-k}{y+k} \sqrt{\frac{1+y}{1-y}} \quad (3)$$

A Z hullámellenállásra az (27 a) közelítő formulát használva:

$$\left(\frac{Z}{Z_0} \right)^2 = 1 - \left(\frac{x}{x_0} \right)^2, \quad (4)$$

ill. $Z_0 = R_0 (1+i)$ és $\frac{x}{x_0} = y$ egyenletek figyelembevételével:

$$\left(\frac{Z}{R_0} \right)^2 = (1+i)^2 (1-y^2) \quad (4a)$$

(3) és (4a) segítségével a (2) egyenlet a következőképpen alakul:

$$b \approx \frac{1}{8} \frac{(y^2-k^2)^2 \left[\frac{1}{1+i} + 1+i - (1+i)y^2 \right]^2}{[k^2 - (2k-1)y^2]^2} \quad (5)$$

Mivel (5)-ben y a négyzeten szerepel, az üzemi csillapítás y -ra szimmetrikus lesz. Ez azonban csak közelítőleg helyes, mert Z -nek nem a pontos értékével számoltunk.

$$y_{\max} = \sqrt{\frac{(1+i)k^2 - \sqrt{(1+i)^2 k^4 - (1+i)(2k-1)k^2 \left[2(1-k)(1+i + \frac{1}{1+i}) - (1+i)k^2 \right]}}{(1+i)(2k-1)}} \quad (11)$$

formula adja a maximumok helyét.

A maximumok értékét (11)-nek (8)-ba való helyettesítésével nyerjük.

Számítsuk ki pl. a példánkban tárgyalt vevőszűrő üzemi csillapításának lényeges helyeit és értékeit.

Az üzemi csillapítás zérus lesz

$$y = \pm k = \pm 0,52 \text{ helyeken.}$$

Ezekhez

$$x = \pm kx_0 = \pm 0,52 \cdot 0,02838 = \pm 0,01476$$

relatív frekvenciák, ill.

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1-kx_0} = 5200,3 \text{ Hz} \sqrt{1-0,01476} = 5161,8 \text{ Hz}$$

és

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1+kx_0} = 5200,3 \text{ Hz} \sqrt{1+0,01476} = 5238,5 \text{ Hz}$$

frekvenciák tartoznak.

Maximum három helyen lesz. Az egyik a sávközépen $\omega_0 = 5200,3$ Hz. Itt $y = 0$.

Az üzemi csillapítás zérus lesz

$$y = \pm k \quad \text{ill.} \quad y = \pm \sqrt{1 + \frac{1}{(1+i)^2}} \text{ helyeken}$$

$$b_0 \approx \frac{1}{8} \left[1+i + \frac{1}{1+i} \right]. \quad (6)$$

A határfrekvenciákon $y = \pm 1$ a csillapítás

$$b_H = \frac{1}{8} \left(\frac{1+k}{1-k} \right)^2 \frac{1}{(1+i)^2}. \quad (7)$$

A b függvény további vizsgálata céljából állítsuk elő a differenciálhányadosát. E célból írjuk b -t a következő formában:

$$b \approx \frac{1}{8} P^2 = \frac{1}{8} \left(\frac{(y^2-k^2) \left[\frac{1}{1+i} + 1+i - (1+i)y^2 \right]^2}{[k^2 - (2k-1)y^2]} \right)^2 \quad (8)$$

Mivel

$$\frac{db}{dy} = \frac{2}{8} P \cdot \frac{dP}{dy} \quad (9)$$

$$\frac{db}{dy} = 0, \text{ ha } P = 0, \text{ vagy } \frac{dP}{dy} = 0.$$

Mivel $b = \frac{1}{8} P^2 > 0$, a $P = 0$ helyeken a b függvénynek csak minimumai lehetnek. A maximumok helyeit

$$\frac{dP}{dy} = 0 \quad (10)$$

egyenlet adja. P -nek y szerinti differenciálhányadosát kiszámítva, azt zérussá téve az

Megjegyezzük, hogy a pontos formula az (1) egyenlet figyelembevételével

$$b_H = \frac{1}{2} \ln \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{1+k}{1-k} \right)^2 \frac{1}{(1+i)^2} \right] \quad (12)$$

és ez esetünkben $b_h = 0,5$ N értéket ad az üzemi csillapításra a teoretikus határfrekvencián.

A következőkben határozzuk meg az adószűrő üzemi csillapítását (veszteségmentes szűrőnél) R_0 lezáró ellenállások között. A (2) formulába helyettesítve a (22), ill. (27a) egyenleteket, az üzemi csillapításra

$$b \approx \frac{1}{8(1+i)^2} \left[1 + (1+i)^2 (1-y^2) \right]^2 \quad (13)$$

egyenletet nyerjük.

A pontos formula

$$b = \frac{1}{2} \lg \left[y^2 + \left(\frac{1 + (1+i)^2 (1-y^2)}{2(1+i)} \right)^2 \right] \quad (13a)$$

A csillapítás zérus lesz

$$y = \pm \frac{\sqrt{i(2+i) + (1+i)\sqrt{i(2+i)}}}{1+i} \quad (14)$$

Esetünkben $i = 0,2$ ez

$y = + 0,925$ -öt ad eredményül.

A teoretikus határfrekvencián az üzemi csillapítás ($y = 1$) (13a)-ból

$$\begin{aligned} b_H &= \frac{1}{2} \lg \left[1 + \frac{1}{4(1+i)^2} \right] = \\ &= \frac{1}{2} \lg \left[1 + \frac{1}{4(1+0,2)^2} \right] \end{aligned} \quad (15)$$

$$b_H = 0,41 \text{ N} = 3,6 \text{ dB.}$$

A közelítő formula $b_0 = 0,434$ N = 3,8 dB értéket ad a

$$b_H \approx \frac{1}{8(1+i)^2} \quad (15a)$$

értelmében.

Sávközépen $y = 0$, a csillapítás

$$b_0 = \frac{1}{8} \cdot \frac{1 + (1+i)^2}{(1+i)^2} = 0,25 \text{ N.} \quad (16)$$

Gyakorlati kivitelezés

A fenti pontokban vázlatos elméleti ismeretést és részletes tervezési utasítást adtunk a választott típusú szűrőkről.

A következőkben néhány olyan szempontra hívjuk fel a kivitelező konstruktőr figyelmét, amelynek szem előtt tévesztése úgy az áteresztő-, mint a zárótartományban lerontja a szűrőtől várható eredményeket.

A tekercsek elkerülhetetlen önkapacitását megfelelő vasmag választásával olyan alacsony értéken kell tartani, hogy az üzemi frekvencián (soros rezonancia) a látszólagos induktivitás ne lépje túl a tekercstől megkövetelt tolerancia határát. A lát-

zólagos induktivitást a következő (közelítő) formula adja:

$$L_i = \frac{L_0}{1 - \left(\frac{\omega_i}{\omega_0} \right)^2}, \quad (1)$$

ahol L_0 a tekercs zérus frekvencián »mért« induktivitása (extrapolációval nyert érték) és

$$\omega_0^2 = \frac{1}{L_0 C_0}, \quad (2)$$

ahol C_0 a tekercs önkapacitása. Fenti követelményünk azt jelentené, hogy

$$C_0 \leq \frac{\gamma}{100} C_i, \quad (3)$$

ahol γ az induktivitás megengedett százalékos toleranciája

$$L_0 \left(1 - \frac{\gamma}{100} \right) < L < L_0 \left(1 + \frac{\gamma}{100} \right) \quad (4)$$

C_i a tekercssel együtt dolgozó soros kondenzátor.

Ez meglehetősen szigorú feltétel a tekercsek számára. Például $\pm 0,5\%$ tolerancia és $C_i = 20$ nF-os soros kondenzátor esetén $C_0 \leq 100$ pF.

A kondenzátorok veszteségének elhanyagolhatónak kell lennie a tekercsek vesztesége mellett. Ez a feltétel megköveteli a styroflex vagy csillám dielektrikum alkalmazását.

Az alkalmazott vasmag és dielektrikum hő-koeficienseit

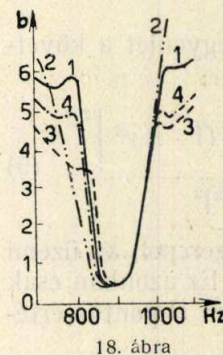
úgy kell megválasztani, hogy azok egymás változását a tolerancia határokra belül kompenzálják a várható hőmérsékleti értékek között.

Az elkészült szűrőket be kell hangolni, azaz a soros rezonanciákat a megadott értékekre be kell állítani. A 18. ábra mutatja egy szűrő néhány csillapítási diagramját a III. táblázatban megadott behangolási hibák esetén. Látható az ábrából, hogy néhány Hz eltérés már komoly csillapításromlást okoz.

III. táblázat
A körök saját frekvenciái Hz-ben

| | 855 | 876,6 | 923,3 | 945 | |
|-----------|-------|-------|-------|-----|----------------------|
| 1. görbe* | | | | | *helyesen behangolva |
| 2. görbe | 846,5 | 876,6 | 923,4 | 945 | |
| 3. görbe | 855 | 868 | 923,4 | 945 | |
| 4. görbe | 846 | 868 | 923,4 | 945 | |

Célszerű a tekercsek induktivitását a soros rezonanciájának frekvenciáján beállítani, annál inkább, mert ott mindjárt a hozzátartozó kapacitásértékkel végezve a beállítást, automatikusan biztosítottuk a soros rezonancia pontos beállítását. A beállítást természetesen soros rezonanciahídon végezzük.



18. ábra

IDÉZETT IRODALOM

¹ A. Jaumann: Über die Eigenschaften und die Berechnung der mehrfachen Brückenfilter (E. N. T. 1932. VII. 243—283)

² J. Wallot: Einführung in die Theorie der Schwachstromtechnik (Springer Verlag, Berlin 1940.)

³ H. F. Mayer: Über die Dämpfung von Siebketten im Durchlässigkeitbereich (E. N. T. 1925. X. 335—338)

⁴ W. Cauer: Theorie der linearen Wechselstromschaltungen (Akad. Verlag, Leipzig 1941)

KÉTPÓLUSOK, NÉGYPÓLUSOK ÉS SZÜRŐK ÚJABB IRODALMA

1940

H. Piloty: Kanonische Kettenschaltung für Reaktanzvierpole mit vorgeschriebenen Betriebseigenschaften. (TET. IX 249—258, X 279—291, XI 320—325)

W. Cauer: Vierpole mit vorgeschriebenen Dämpfungsverhalten. (TFT. VII. 185—192, VIII. 228—325)

B. A. Rosenfeld: Matematyicseskaja tyeorija skali krugojov gyagrammi (csetirepoljusnyika). (E. Sz. 4.)

M. G. Cimbalisztij: Metod nahozszenija dvuhpoljusnyika po zadannim grafikam aktivnoj i reaktyivnoj szosztavljajuscik jevo szoprotivljenija. (E. Sz. 8.)

D. M. Krisztal: O nyekatorih casztnyik szlucsajah szojeginyjonyij nyeszkojkih csetirepoljusnyikov v ogyin szosztavnoj csetirepoljusnyik. (E. Sz. 5—6., 62—68.)

1942

W. Saraga, L. Festage: New Graphical Methods for Analysis and Design.

„State Line Representation“ of Filter Characteristics (W. E. III. 68—80).

W. P. Mason: Elektromechanical Transducers and Wave Filters. (Van Nostrand, New-York).

E. Rumpelt: Schablonverfahren für den Entwurf elektrischer Wellenfilter auf der Grundlage der Wellenparameter. (T.F.T. VIII 203—210.)

1944

B. P. Asszajev: Csetirepoljusnyiki. Osznovi tyeorii i jevo prilozsenyje k nyekatorim voproszám ragyiotyehnyiki (Szvjazizdat M.)

V. N. Kessenyah: Tyeorema o zapasze enyergi reaktyivno dvohpoljusznika. (Zs. T. F. 7—8. 478—480.)

L. A. Cejllin: O povtornom szoprotivljenijii szimmetricsnih odnorodnih cepnih szhem. (DAN SzSzSzR, VII 302—304)

P. L. Kalantarov: Ob opregyelenijii maximumov rezonansznoj krivoj szimmetricsnoj odnorodnoj cepnoj szhemi. (DAN SzSzSzR IX 397—399)

N. T. Ming: Realisierung von linearen Wechselstromschaltungen vorgeschriebener Frequenzabhängigkeit unter Berücksichtigung der Verluste der Spulen und Kondensatoren. (Dr-Dissert. Berlin)

1945

F. Scowen: An Introduction to the Theory and Design of Electric Wave Filters. (Chapman and Hall London)

A. F. Beleckij: Dvuhpoljusnyiki, szogyerzsaszcsije elementi dvuh razlicnih tyipov. (TVEASZ 10. 85—110)

1946

P. L. Kalantarov: O rezonansznych javlenijah iz odnorodnih szimmetricsnih cepnih szhemah. (DAN SzSzSzR V 353—356)

V. Belevitch: Insertion Loss and Effective Phase Shift in Composite Filters at Cut-off Frequencies. (E. C. 192—194)

1947

P. L. Csebisjev: Polnoje szobranje szocsinyenij (Akademii Nauk)

Achijezojev: Lekcii po tyeorii approximacii (Gosztje-hizdat)

Adler: Compact Electromechanical Filter (E. IV 100—105)

W. Herzog: Antimetrische Filter (A. E. Ü. IX 122—127)

1948

G. L. Ragan: Microwave Transmission Circuit (Mc. Graw Hill New-York M. I. T.)

V. N. Lisztov: K voproszu ob obobzjonnoj tyeorii mosztikovih i cjepocsjecsnih filtrov (Izdaniye Leniisz)

G. Bode: Tyeorija cepej i projektyirovanyije uszilyteljev sz obratnoj szvazju (Goszenyergoizdat)

V. Ju. Lamnoszov: Raszcsot szlozsnih filtrov. (Goszenyergo izdat)

W. Herzog: Betriebs- und Echomass für leerlaufende Vierpole. (A. E. Ü. II. 84—48)

C. Wisspeintner: Einführung in die Betriebsparametertheorie der Filterberechnung. (F. V 131—140, VI 154—163, VII 130—199, VIII 210—214)

1949

M. Dishal: Design of Dissipative Band-Pass Filters Producing Desired Exact Amplitude-Frequency Characteristics. (P. I. R. E. IX 1050—1069)

M. S. Carrington: Transient Response of Filters. (RCA. Rev. IX 397—429)

V. von B. Roberts Jr, L. L. Burns: Mechanical Filters for Radio Frequencies. (R. C. A. Rev. IX. 348—365)

W. Herzog: Siebschaltungen mit Schwingkristallen (Dietrich'sche Verlag, Wiesbaden)

1950

F. Scowen: An Introduction to the Theory and Design of Electric Wave Filters (Chapman & Hall, London)

G. E. Puhov: Ob uravnenijah csetirepoljusznika vkljucsennogo v szlozonuju el. cep (Elektricsesztoivo V 55—57)

Sz. Sz. Kogan: Tyeorija i raszcsjet filtrov. (Szvjazizdat)

W. Herzog: Der Einfluss von Schaltkapazitäten auf Filter-Dämpfungskurven und seine Eliminierung.

1951

W. Cauer: Berechnung von Hochfrequenzschaltungen mit relativ engem Durchlassbereich (A. E. Ü. II 88—109)

H. Edelmann: Über eine neue Methode zur Berechnung von Hochfrequenz-Siebschaltungen mit Tschebyscheff'schem Verhalten der Verstärkung (A. E. Ü. V 284-292)

V. Fetzer: Die numerische Berechnung von Filterschaltungen mit allgemeinen Parametern nach der modernen Theorie unter besonderer Berücksichtigung der Cauer'schen Arbeiten (A. E. Ü. XII 499—508)

G. Bosse: Siebketten ohne Dämpfungsschwankungen im Durchlassbereich (Potenzketten). (F. X 279—285)

Hennyey Z.: Átviteltechnika (Műsz. Egy. Bp.)

W. Kleen: Der Zusammenhang zwischen Kettenleitern und Rundfunksiebschaltungen. (F. u. T. VI 273—281)

1952

Jr. L. L. Burns: A Band-Pass Mechanical Filter for 100 Kilocycles. (KCA Kec. III 34—46)

Dr. Willoner G., Egyedy A.: A híradástechnika elektromos szűrőláncai. (N. K. F. K. V, Bp.)

H. Edelmann: Eine neue Methode für Berechnung H. P. Filter mit Tschebyscheff Verfahren. (A. E. Ü. II 81—92)

V. Fetzer: Die numerische Berechnung von Filterschaltungen. (A. E. Ü. X 419—431)

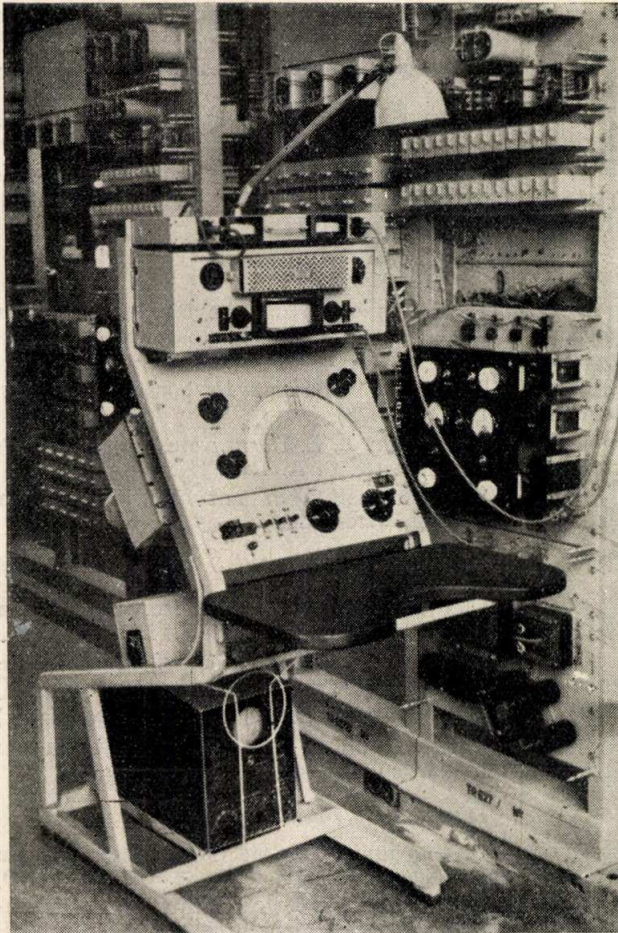
K. H. Haase: Zur Aufstellung der charakteristischen Funktion und Berechnung der Betriebsdämpfung symmetrischer und Betriebsparameter-Filter. (F. V. 168—176, VI. 182).

P. David: Les Filtrés électriques. Généralités. (Gautier-Villars, Paris)

Vizsgálóberendezés — selejtanyagból

Levél a Szerkesztőséghez

A háromsatornás vivőfrekvenciás távbeszélőberendezések gyártása az exportigények kielégítésére a Beloiannisz gyárban olyan mértékben megnőtt, hogy új vizsgáló mérőhelyekről kellett



gondoskodni. A vállalat átviteltechnikai minőségellenőrző osztályának a dolgozói ezért elhatározták, hogy túlnyomórészt selejt anyagból olyan műszerkocsit állítanak össze, amivel a háromsatornás berendezések összes ellenőrző és beállító mérései

elvégezhető. Az osztály dolgozói brigádot alakítottak és tervüket rövid idő alatt valóra váltották.

A megépített műszerkocsi, amint a fényképen is látható, állva és ülve egyaránt könnyen használható. Az íróasztal kivágásánál elhelyezett fogórudat megemelve a kocsi a hátsó két gumikeréken könnyen betolható a keretsorok közé. Előli kerék helyett gumitalpat szereltek fel, ezáltal a kocsi mérés közben biztosan áll a helyén.

Legfelül helyezték el az anódáram és a fűtőáram mérésére való műszereket. Ezek alá építették be a szintmérőt, amely -5 N és $+3\text{ N}$ határok között 35 kHz -ig terjedő frekvencián a szintet $\pm 5\text{ cN}$ pontossággal méri. A szintmérőt használaton kívüli elavult készülékből állították össze.

A szintmérő alatt látható Wien-hidas oszcillátort teljes egészében a brigád tagjai tervezték és készítették, 3 frekvenciasávra ($0,2-4$; $6-28$ és $8-35\text{ kHz}$) kapcsolható át. A kimenő szint ingadozása az első (beszédfrekvenciás) körzetben kisebb, mint $\pm 0,15\text{ dB}$ annak ellenére, hogy itt a frekvenciaátfogás húszszoros. A vivőfrekvenciás körzetekben is kisebb a szintingadozás, mint $1,2\text{ dB}$.

A vizsgálatokhoz csillapító szekrényre is van szükség. Ezt is a brigád tagjai tervezték és készítették. A fényképen az oszcillátor alatt láthatjuk. A csillapítószekrény max. csillapítása $9,1\text{ N}$. A bemenő és kimenő impedanciája 600 ohm . Áthidalt T-tagokból áll. Végül tápegységet is építettek, melyet az írópult mögött helyeztek el. Ez látja el a mérőkocsit fűtőfeszültséggel és stabilizált anód-feszültséggel. A kocsi aljában, könnyen kiserelhető módon, katódsugár oszcillográf helyezhető el.

A műszerkocsi már több, mint 1 év óta az üzemben igen jól bevált. Munkájával a brigád sikeresen járult hozzá a felemelt ötéves terv teljesítéséhez és ezzel a szocializmus építéséhez.

Bonyhádi Károly

a Beloiannisz Híradástechnikai Gyar
minőségellenőrzője

Helyreigazítás.

Barát Zoltán: A közvetlensugárzó dinamikus hangszóró hatásfoka, 1952. 10—12. sz. 156. oldal.
(3) egyenlet: $r_m + r_c$ helyett $r_v + r_s$
(7) és (8) egyenlet: r_m helyett r_v

159. oldal végétől 6. sor: „az” helyett r_s
159. oldal utolsó sor: Bl^2 helyett $(Bl)^2$
160. oldal 10. sor: $(R)^2$ helyett $(Bl)^2$
„Irodalom előtti 8. sor [5] helyett [7].