

# A Tudományos Munkások Világszövetsége

## III. közgyűlésének határozatai

### I. sz. Határozat.

1. A Tudományos Munkások Világszövetségének III. Közgyűlése olyan pillanatban ül össze, amikor új lehetőségek merültek fel a nemzetközi feszültség enyhítésére — és inkább mint valaha tudatában van azoknak a lehetőségeknek, amelyek a tudomány jóra vagy rosszra való felhasználásában rejlenek — újra leszögezi alapszabályának legfontosabb célkitűzését: »Munkálkodni a tudomány legteljesebb hasznosításáért, a béke és az emberiség jólétének érdekében.«

2. A Közgyűlés felhívja az egész világ tudományos munkásait, hassanak oda, hogy országaik kormányai tegyenek meg mindent a nemzetközi ellentétek békés megoldása érdekében. Ilyen megegyezés a fegyverkezés csökkentéséhez vezetne és a tudomány számára felmérhetetlen jelentőségű lenne. A békés kutatás és a tudomány fejlesztése számára komoly összegeket biztosítana és felszabadítana intézményeket és tudományos munkásokat, akik jelenleg háborús kutatásokkal foglalkoznak. Ily módon a tudomány összes erőforrásait az emberiség teljes jólétének felépítésére lehetne hasznosítani.

### II. sz. Határozat.

A tudósok munkájuk természeténél fogva jól tudják, milyen súlyos veszélyt jelentenek az emberiség számára az olyan tömegpusztító fegyverek, mint az atombomba, a hidrogénbomba, vegyi és rádióaktív mérgek és a baktériumfegyver. Viszont teljes mértékben tudatában vannak, hogy milyen óriási jótéteményt jelentene az emberiség számára az atomenergia békés célokra való felhasználása.

A Tudományos Munkások Világszövetsége elhatározza, mindent elkövet annak érdekében, hogy a széles tömegek felismerjék a tudomány alkalmazásának eme kettős arculatát. A tudomány új lehetőségeit nem szabad rombolás céljára felhasználni. A tömegpusztító fegyverek kiküszöbölése terén az első lépés már megtörtént akkor, amikor majd minden kormány ratifikálta a baktériumfegyverek használatát megtiltó, 1925-ös genfi egyezményt.

A Közgyűlés nyomatékosan felhívja minden ország kormányát, egyezzenek meg nemzetközi tárgyalások útján abban, hogy betiltják a tömegpusztító fegyvereket és e tekintetben olyan gyakorlati rendszabályokat fogantossanak, amelyek tudományosan megalapozottak és hatékonyak.

### III. sz. Határozat.

1. A Tudományos Munkások Világszövetségének III. Közgyűlése megerősíti állásfoglalását, alapszabályának és alapokmányának megfelelően, a tudományos szabadság korlátozásával, a szabad nemzetközi tudományos érintkezés korlátozásával és a tudományos vagy technikai alkalmazás korlátozásával szemben, amelyet bármely országban bárki ellen érvényesítenek, az illetőnek neme, faja, nemzetisége, politikai felfogása vagy vallása miatt. A Közgyűlés felhívja tagszervezeteit, hogy országukban vizsgálják meg a hátrányos megkülönböztetés minden ilyen esetét, számoljanak be róla és más szervezetekkel együtt tegyenek olyan intézkedéseket ezek ellen, amelyek a legcélravezetőbbnek látszanak és nyújtsanak anyagi és erkölcsi támogatást mindazoknak, akiket az ilyen megkülönböztetések sújtanak.

2. A Közgyűlés, hogy a maga részéről megfelelően hozzájáruljon a nemzetközi feszültség enyhítéséhez, elhatározza, hogy a nemzetközi tudományos kapcsolatok sürgősen szükséges megjavítására ösztönzi tagszervezeteit. Felkéri tagszervezeteit, hogy éljenek a Világszövetség adta lehetőséggel annak érdekében, hogy tájékoztassák egymást a saját országaikban folyó tudományos tevékenységről, valamint országaik tudományos dolgozóinak helyzetéről. Továbbá nyomatékosan felhívja tagszervezeteit, hogy mozdítsák elő és javítsák meg a tudományos könyv- és folyóiratcserét, segítsék elő a tudósok, kutatók, egyetemi hallgatók tanulmányútjait a jelenlegi korlátozásoktól mentesen.

3. A Közgyűlés leszögezi, hogy a tudomány felhasználásában rejlő lehetőségeknek sokkal szélesebb körben és sokkal mélyebben ismerteknek kellene lenniök, mert csak akkor válhat általánossá annak követelése, hogy éljünk is ezekkel a lehetőségekkel. A Közgyűlés egyhangúan elhatározza, hogy akciót kezdeményez a tudomány felhasználásában rejlő lehetőségek közismertté tételére és ennek érdekében a tömegpropaganda minden eszközökkel felhasználja.

4. A Közgyűlés meg van győződve arról, hogy a tagszervezetek ilyen tevékenysége révén a Világszövetség alapszabályának és alapokmányának szellemében, a tudományos munkások világszerte meg fogják találni a módját, hogy valóra váltsák leghőbb vágyukat, annak biztosítását, hogy a tudomány a legteljesebb mértékben az emberiség javát szolgálja.



# A hangerőszabályozás művészi és technikai kérdései a hangátvitelben

KISS LÁSZLÓ

A hangátvitel feladata az, hogy akusztikai eseményeket természetűen közvetítsen a hallgatóhoz. A közvetlen, »élő« hangátvitel a közvetítendő cselekmény és a megfigyelő helye közötti térbeli távolságot hidalja át, míg a rögzített hangátvitel a térbeli távolság kiiktatásán felül a felvétel és visszaadás időpontjai között időbeli eltolásra is lehetőséget nyújt. A hangforrás által keltett akusztikai energia-változásoknak elektromos, mágneses, mechanikai, vagy fényenergiává való átalakítása, valamint ennek hanggá történő visszaalakítása igen sok olyan külső tényező befolyásától függ, melyek közül egynek megváltoztatása is az eredeti hangképnek erős eltorzítását hozhatja magával. Az alábbiakban az átvitt hang minőségét befolyásoló tényezők közül a hang egyik legfontosabb jellemzőjét, a dinamikát tesszük vizsgálataunk tárgyává.

A hangátvitelben a beszéd és zene közül az utóbbinak átvitele kívánja meg magasabb technikai követelmények megvalósítását. Mivel a beszéd közvetítése a minőségi zeneátvitel technikai határain belül történik, tárgyalásunkban általában a magasabb minőségi követelményeket támasztó zeneátvitel kérdéseivel foglalkozunk.

Egy zenemű jellegét — a többi között — a fortissimo és pianissimo részek közötti ellentét adja meg. Ezt a számokkal is kifejezhető arányt dinamikának nevezzük. A dinamikát az előadásban előforduló legkisebb és legnagyobb intenzitásamplitúdók viszonya határozza meg.

A dinamika fogalmának pontos meghatározásához szükséges, hogy megkülönböztetéseket tegyünk a hangforrás helyén effektíve fellépő dinamika, az átvitel folyamán megvalósítható dinamika, valamint a hallgató által fiziológiailag érzékelhető dinamika között. E szerint a dinamikának három fajtáját különböztetjük meg:

1. a zenemű előadása közben előforduló legkisebb és legnagyobb hangerősségek viszonya a *természetes* (zenei) *dinamika*,

2. az átvivőlánc zajfeszültségének a megengedhető legnagyobb jelfeszültséghez mért aránya a *technikai dinamika* és

3. a fül által érzékelhető legkisebb és legnagyobb hangnyomásoknak aránya a *szubjektív dinamika*.

## Természetes dinamika

A zenemű dinamikája, mely egyike a mű fő jellemzőinek, lényegében három tényezőtől függ:

- a szerző művészi elképzeléseitől, melyeket a partitúrában *p*, *mf*, *ff* stb. jelekkel ír elő az előadók számára,
- a művet előadó zenekar összetételétől, amely nagyságával és erős hangszereinek (fúvósok, nagybőgő, üstőb) számával megszabja a zenekar legnagyobb hangerejét és
- attól az előadási módtól, ahogyan a karmester a szerző előírásait értelmezi.

Egyes karmesterek a pianissimókat enyhén megemelik és megfordítva: csökkentik a fortissimók szintjét, hogy így »diszkrét« hatást érjenek el. Mások ezzel ellentétben a zenei kifejezést a zenekar adottságainak megfelelően kiterjesztik, hogy a nagyobb kontraszt élénkebbé, színesebbé tegye a mű előadását. Többek között ez a felfogásbeli különbség teszi kedveltté egyik, vagy másik karmestert a zenekedvelő közönség körében.

A szerző előírásainak zenei értelmezésébe csak mikrofon segítségével tudunk valamilyen normalizációt behozni. Ilyen módszerrel nagy szimfonikus zenekar játéka közben a karmester helyén az alábbi hangerőfokozatokat lehet megállapítani:

<i>ppp</i> 20 phon	<i>f</i> 75 phon
<i>pp</i> 45 phon	<i>ff</i> 85 phon
<i>p</i> 55 phon	<i>fff</i> 95 phon
<i>mf</i> 65 phon	

A zeneművek természetes dinamikája különböző kiegészítő tényezőktől is függ, ilyenek pl. a terem akusztikai tulajdonságai, a zenekar és a mikrofon elhelyezése stb. A szerzők az évszázadok folyamán a zenekar méreteinek kiterjesztésével állandóan növelték műveiknek termé-

szetes dinamikáját. Erre bizonyíték az alábbi érdekes táblázat:

Zenekarok	A zenészek száma
Bach kamarazenekara	12
Mozart zenekara	35
Beethoven zenekara	90
Liszt zenekara	100
Wagner zenekara	130
Berlioz zenekara	450
Mahler zenekara (a IV. szimfónia előadásánál)	1000

A gyakorlatban a dinamika nem növekedhet minden határon túl. Alsó határát az alapzaj jelenségei szabják meg; ezek megadják azt az »alapot«, amelyen az esztétikai jelnek kell nyugodnia. Az alapzaj az előadás körülményeivel erősen változik: rossz hangversenytermekben (ajtók, köhögés, suttogás) tekintélyes, 45—50 phon értéket is elérhet. Kevésbé fontos az alapzaj kérdése akusztikailag jól kialakított teremben, ahol a terem saját hangjainak intenzitása a hangversenydobogóról érkező hangokkal ellentétben a távolsággal arányosan csökken.

»Halk« közönség eredeti hangspektrumának összetételét csak igen pontatlan szubjektív mérési eljárással lehet megállapítani a fellépő hangenergiák csekély volta miatt. A mérések azt mutatják, hogy az alapzaj hangspektruma főképpen mély összetevőket (emberek mozgása, mormogás) foglal magában. A zajszint gyorsan esik a középhangok felé és a karmester mögé helyezett mikrofon jól kialakított, telt teremben csupán 20—25 phon alapzajt érzékel azoknál a frekvenciáknál, melyeknél a fül érzékenysége normális. Majdnem üres rádióstúdióban a mikrofont 20 phonnál nagyobb erősségű zaj nem éri.

A pianissimók alsó határát a gyakorlatban az egyes hangszerek által megszólaltatható legkisebb hangerősség és maga a zenekar, mint »zajforrás« szabja meg. A pianissimókban ritkán fordul elő, hogy két, vagy három hangszerrel kevesebb volna egyidejűleg játékban. Az általuk keltett »alapzaj« — a zenekar legkisebb hangerőssége — a hangszerek fajtái és az előadott hangok magassága szerint erősen változik. A mérhető phon-értékeket a zenei dinamikatartomány alsó határának kell tekinteni. A felső határt, mint már említettük, a zenekar összetétele és mérete határozza meg.

Ha a zenészek a karmester körül  $R$  m sugarú körben helyezkednek el, a legtávolabbi hangszer által kitocsájtott hanghullámot a hallgató  $2R/340$  sec-mal később érzékeli mint a legközelebbi által megszólaltatott hangot; ezáltal időbeli eltolódás keletkezik, melyről a kísérletek azt mutatták, hogy legfeljebb  $1/10$  sec lehet, a zenemű egységére való kellemetlen hatás — visszahangjelenségek — nélkül, és ez mintegy 40 m átmérőben határozza meg a zenekar legnagyobb kiterjedését. A kritikus távolság egyes előadókknál, amelyeknél a szokottnál több — pl. 400 — zenész működik közre, bizonyos mértékben még kiterjeszthető. (Csajkovszkij: 1812 nyitány a moszkvai Nagy Színházban, vagy Berlioz: Rákóczi induló a párisi Cirque d'Hiver-ben).

A természetes dinamikatartomány szélessége a zenei műfajok szerint erősen változik.

Mint az 1. ábra mutatja, a legnagyobb hangnyomás-különbségek és legszélesebb dinamikusáv a nagyzenekari művekben fordul elő, míg a szólóhangszerek dinamikája lényegesen kisebb értéket ér el.

A dinamikát egyszerű arányon kívül — pl. 1 : 1000 — logaritmusok segítségével is ki lehet fejezni. Így a *természetes* (zenei) *dinamika* értékét decibelben

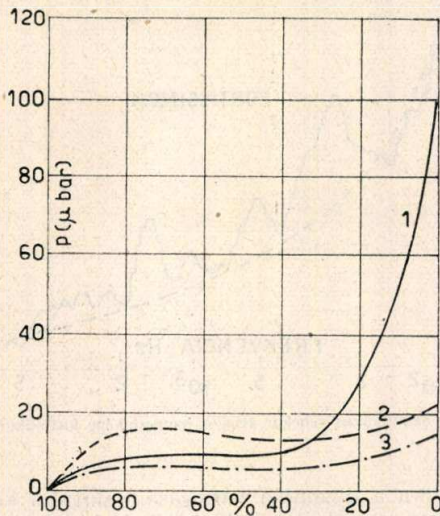
$$d = 20 \cdot \log \frac{p_{\max}}{p_{\min}} = 10 \cdot \log \frac{I_{\max}}{I_{\min}} \text{ dB}$$

összefüggés adja. Itt

- $p_{\max}$  ( $\mu\text{bar}$ ) a legnagyobb hangnyomás
  - $p_{\min}$  ( $\mu\text{bar}$ ) a legkisebb hangnyomás
  - $I_{\max}$  ( $\text{W}/\text{cm}^2$ ) a legnagyobb hangintenzitás és
  - $I_{\min}$  ( $\text{W}/\text{cm}^2$ ) a legkisebb hangintenzitás
- a zenemű előadása közben.



A közvetítendő hangfolyamat intenzitásterjedelmének nagy jelentősége van az átviteltechnikában: a kérdéses hangerőtartományon belül a hangrögzítő- és visszaadó berendezéseknek lineárisan kell dolgozniuk.



1. ábra. A különböző műfajoknál előforduló hangnyomásértékek százalékos aránya a művek teljes időtartamához képest. 1 szimfonikus zene, 2 tánczene, 3 zongora

Az alábbi táblázatban  $p_{max}$  a fortissimókban előforduló legnagyobb hangnyomást,  $p_{min}$  a pianissimókban előforduló legkisebb hangnyomást jelenti rádióátvitel esetén a mikrofon helyén. A zárójelben lévő számérték a mikrofon és a hangforrás közti távolságot jelenti.

Hangforrás	A szereplők száma	$p_{max}$ ( $\mu\text{bar}$ )	$p_{min}$ ( $\mu\text{bar}$ )	$\frac{p_{max}}{p_{min}}$	Dinamika (dB)
Zongora (7 m) .....	1	16,8	0,10	168	45
Vonósnégyes (2,5 m) .	4	16,8	0,12	140	43
Tánczene .....	9	26	0,2	130	42
Szórákoztató zene ....	21	20	0,08	250	48
Fúvószenekar .....	25	44,2	0,13	340	50
Szimfonikus zenekar ..	55	24	0,06	400	52
Férfikórus .....	38	23	0,1	230	47
Kórus és zenekar ....	350	150	0,5	300	49
J. S. Bach: Branden- burgi verseny elő- adása .....	7	18,7	0,05	374	51

Az élő beszéd dinamikája 1 : 20–30 (25–30 dB) körül mozog, míg a suttozás — kiabálás hangnyomásviszonya 1 : 1000 (60 dB) értéket is elérhet.

A táblázatban a dott kísérleti eredmények azt mutatják hogy a természetű hangátvitel érdekében támasztott követelmények eléggé súlyosak. A fellépő hangnyomásértékek a mikrofon helyén  $5 \cdot 10^{-2} \mu\text{bar}$  és  $1,5 \cdot 10^2 \mu\text{bar}$  között ingadoznak. A gyakorlatban általában 50 dB-es dinamikával szokás számolni mint felső értékkel. Különleges esetekben a hangnyomás a táblázatban szereplő értékeket felülmúlhatja, így pl. szimfonikus zenemű előadása közben szélső esetben 1 : 3000 (70 dB) dinamika is előfordulhat.

Széles dinamikájú mérhető Beethoven Coriolan-nyitányában, modern zenekarral, a szerző előírásainak figyelembevételével történő előadásban; az első ütemek modulációs\* csúcsai 120 tagú zenekarnál elérik a 105 phont (100 watt akusztikus teljesítmény!), az alapzaj pedig ez esetben 15–25 phon között változik. Ezekkel az értékekkel találkozunk Wagner egyes darabjainál is. (»Az istenek alkonya«.) A szólóhangszerek dinamikája aránylag kicsi, zongoránál

\* Moduláció = a hangfrekvenciás áram amplitudóváltozásai. (Nem téveszendő össze a rádiótechnikában használatos »modulációs fok« kifejezéssel.)  
Túlmoduláció = a megengedhető legnagyobb értéket meghaladó moduláció.

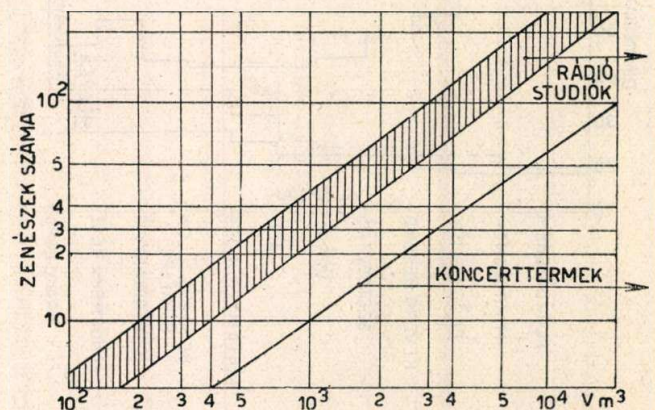
például a húrok aránylag lassú mozgása miatt nem lépi túl a 45 dB-t.

Egy zenekar által elérhető dinamikataromány szélessége és a zenekar által megszólaltatott hangteljesítmény — a teremben egyenletes hangerőeloszlást feltételezve — meghatározza az előadóteremnek a zenekar által megkívánt optimális méretét. Ezt az összefüggést, amely — eléggé durván — megadja a zenekar és a terem megfelelő arányát, igen gyakran figyelmen kívül hagyják. A nem megfelelő — csekély, illetve túlságosan nagy — terem méret a hallgatóban akusztikai telítettség, illetve hangelmosódás kellemetlen érzetét kelti.

**Technikai dinamika**

A természetű hangátvitel megvalósítása komoly technikai nehézségekkel jár. A rendelkezésre álló modern hangátvitelrendszerek, hangrögzítő- és visszaadó berendezések műszaki teljesítőképessége a technikai fejlődés ellenére is korlátozott, ezért a hangjelenségek átvitelében a minőség rovására engedelmények adására kényszerülünk; különösen a természetes dinamika átvitelére jelentősen nem tökéletesen megoldott kérdést. E ténynek figyelembevétele elsősorban zenei szempontból jelentős, mert nagy hangerő-különbségek zenei, főképpen nagyzenekari művek előadása közben fordulnak elő. Az itt adódó dinamikaértékek a beszédéhez képest százszoros értéket is elérhetnek. Csúcsértékek aránylag ritkán lépnek fel (lásd az 1. ábrát), így az átvitelrendszereket gazdasági okokból óvatosan megállapított hangnyomás-középtételek tervezik és korlátozzák: a kézi szabályozást, vagy automatikus szabályzóberendezéseket alkalmaznak.

A természetes dinamikának a technikai dinamika szűkebb határai közé történő összenyomását az eredeti mű kényszerű eltorzításának kell tekintenünk. E mesterséges torzítás a közvetített művek zenei minőségét nem hagyja érintetlenül. Az átvitelberendezések tervezőinek, valamint



2. ábra. Összefüggés a zenészek száma és az optimális terem nagyság (V) között

a közvetítések művészi és technikai lebonyolítóinak feladata, hogy a hangminőségnek e csökkenését a zenei kontrasztok és árnyalatok megtartásával a lehető legkisebbre szorítsák le.

A rádióátvitelben a technikai eszközökkel megvalósítható dinamika alsó határát a stúdióban uralkodó zaj, mikrofonok, erősítők, hangrögzítő- és lejátszóberendezések, valamint az adóberendezés alapzaja, a légköri zavarok zajsztintje és a vevőkészülék önzaja szabja meg. A felső határt a közvetítőlánc által átvihető legnagyobb hangerősség: a mikrofonok, erősítők, hangrögzítőberendezések, adóállomás és vevőkészülék legnagyobb torzítatlan feszültségstintje jelenti.

A technikai dinamika számszerű összefüggésben az alábbiakban fejezhető ki:

$$d = 20 \cdot \log \frac{U_{max}}{U_{min}} = 20 \cdot \log \frac{I_{max}}{I_{min}} = 10 \cdot \log \frac{N_{max}}{N_{min}} \text{ dB}$$

- Itt  $U_{max}$  (mV) ... a legnagyobb torzítatlan feszültség
- $I_{max}$  (mA) ... a legnagyobb torzítatlan áramerősség
- $N_{max}$  (mW) .. a legnagyobb torzítatlan teljesítmény
- $U_{min}$  (mV) .. a legkisebb zajfeszültség
- $I_{min}$  (mA) .. a legkisebb zajáramerősség
- $N_{min}$  (mW) ... a legkisebb zajteljesítmény



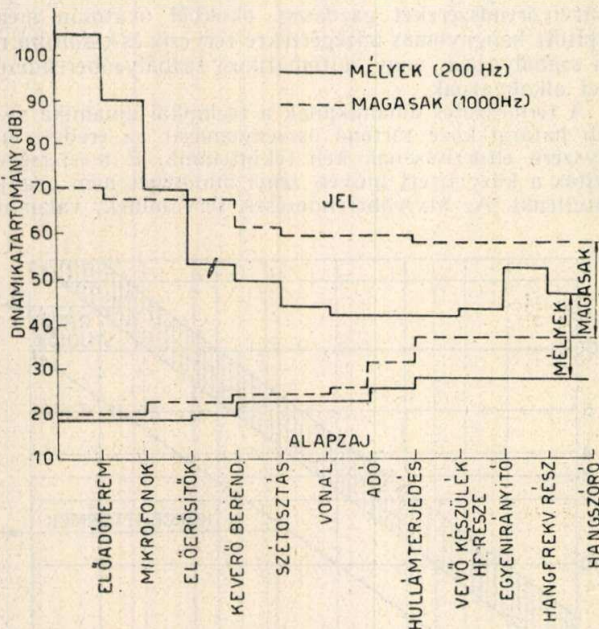
A technikailag megvalósítható dinamika szélessége az alkalmazott átvivőrendszer típusától és minőségétől függ. A gyakorlatban három fő hangátviteli módot különböztetünk meg:

1. közvetlen, »élő« rádióközvetítés,
2. rögzített rádióközvetítés (magnetofon, hanglemez) és
3. préselt kereskedelmi lemez lejátszása.

A különböző átviteli módokkal megvalósítható technikai dinamikaértékek lényegesen eltérnek egymástól; e különbségek az alábbi táblázatban szembetűnők.

Közvetlen mikrofonátvitel (hangerősítés)	1 : 5000 (75 dB)
Rádióadás	1 : 60 (35 dB)
Rádióvétel	1 : 60 (35 dB)
Magnetofon	1 : 1000 (60 dB)
Viaszlemez	1 : 300 (50 dB)
Lakklemez	1 : 60 (35 dB)
Préselt kereskedelmi lemez	1 : 30 (30 dB)
Film	1 : 200 (45 dB)

Míg a hangerősítés, a közvetlen mikrofonátvitel a legnagyobb természetes dinamikaértékek torzítatlan átvitelét is lehetővé teszi, addig a különböző hangfelvételi eljárásoknál, rádióadásnál és rádióvételnél megvalósítható technikai dinamika szélessége a természetes dinamikatartománytól lényegesen szűkebb. Ez a tény a hangátviteli folyamat-



3. ábra. A dinamika lépcsőzése közvetlen rádióadás esetén.

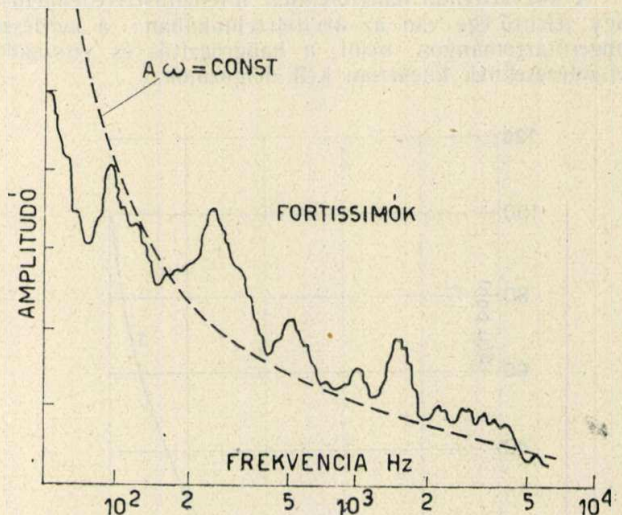
ban fontos utasítást jelent: a természetes dinamika értékeit mesterségesen a technikai dinamika határai közé kell szorítani a lehetőséghez képest úgy, hogy az előadott mű zenei hűsége a kontrasztok megőrzésével biztosítható legyen.

Az »élő« rádióközvetítésben háromféle dinamikuszűkítés szerepel:

a) A mikrofonok széles tartományban lineárisak, a mikrofon előerősítők azonban mintegy 40 dB-re korlátozzák a dinamikát az előerősítőcső jelleggörbéjének görbülete és az alapzaj miatt.

b) A hangmérnök, vagy technikus meghatározott szabályok szerint nagy gondal szabályozza a dinamikát. A szabállyal fellépő hatásoknak fontos szerepe van a szimfónikus zene közvetítésének minőségében. A dinamika szélső értéke az adónak szolgáltatott legnagyobb modulációs feszültségnek és az első cső rácán mérhető zajfeszültségnek viszonya. A hangmérnök ezek között a határok között szabályozhat.

c) A közvetítőlánc végén az atmoszférikus zavarok figyelmen kívül hagyásával — tökéletes közvetítést feltételezve — vannak olyan torzítást okozó szervek pl. a rádióvevőkészülék hangfrekvenciás fokozatai és hangszórója, melyek a dinamikát erősen korlátozzák.



4. ábra. Szimfónikus zenekar átlagos hangszíneke fortissimóknál

A 3. ábra a dinamika változásait mutatja különböző frekvenciákon az átvitel különböző fázisaiban. Látható, hogy a láncban a »leggyengébb« elem a vevőkészülék, mely magas hangoknál a dinamikát erősen korlátozza; a hangszóró torzításai pedig különösen a mély hangoknál nagyobbak, mint az átvivőlánc bármely tagjának torzítása.

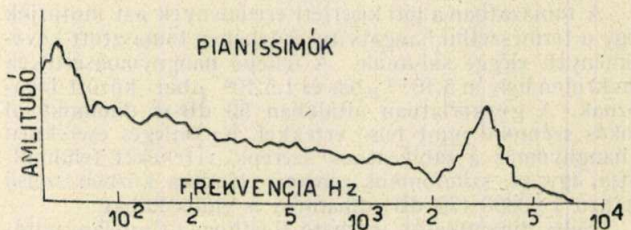
Rögzített rádióközvetítéseknél a fentiekén kívül a vágófej, maga a lemez és a lejátszófej is korlátozza a dinamikát. Ebben a főszerepet az elektromechanikus szervek játsszák: a mély hangoknál lineáris torzítást idéznek elő, 200 Hz alatt csak »konstans amplitúdóval« tudunk visszaadni konstans sebességamplitúdó ( $A \omega$ ) helyett, mint ahogyan ezt az elektromágnesség törvényei kívánják. Állandó sebességamplitúdó mellett pedig az elektrodinamikus, vagy elektromágneses lejátszófej független lehetne a frekvenciától.

A szimfónikus zene átlagos hangszíneke hűen követi az  $A \omega = \text{konstans}$

törvényszerűséget. (4. és 5. ábra). Ez a mély hangoknál nagy amplitúdót jelent.

A fellépő nagy amplitúdók miatt lemezvágásnál a kontrasztoknak összenyomása válik szükségessé; ezt a kontrasztszűkítést a lejátszóerősítő az eredetinek megfelelő módon visszakorrigálja. A vágható cellulóz-alapanyagú lemezeknek a dinamika lépcsőzésében aránylag csekély befolyása van.

A mély hangoknál, 50—100 Hz között a gyakorlatban a dinamika általában 10—12 dB-el csökken, ez az egyik fő oka a hangminőség romlásának rögzített szimfónikus hangversenyek visszaadásánál a közvetlen adásokhoz képest. Rádióközvetítésnél a minőségi hangátvitel érdekében a mély hangok kiemelésével kontrasztkiterjesztést szoktak megvalósítani a lejátszóerősítő korrekciós tagjának segítségével,



5. ábra. Szimfónikus zenekar átlagos hangszíneke pianissimóknál.

hogy ki lehessen egyenlíteni a rögzítés és visszaadás közbeiktatásából adódó mintegy 20 dB-es esést. Ez a kiterjesztés a gyakorlatban azonban nem lépi túl a 10 dB-t. (6. ábra).

Legkedvezőtlenebb a helyzet préselt kereskedelmi lemez esetén: itt a dinamikát nem csupán a vágó- és lejátszófejek jelleggörbéje korlátozza; maga a kemény részecskéket tartalmazó préselt lemez is erős alapzajt, sistergést



okoz. A lemez anyagán kívül a visszaadás körülményei is — a tű alakja, helyzete, kopott volta — az alapzaj növelésével erősen korlátozzák a megvalósítható dinamikát.

Mágneses hangfelvételnél a helyzet lényegesen kedvezőbb: a magnetofonrögzítés és lejátszás mintegy 60 dB-es dinamikája általában lehetővé teszi a zeneművek természetes dinamikájának hanghű visszaadását.

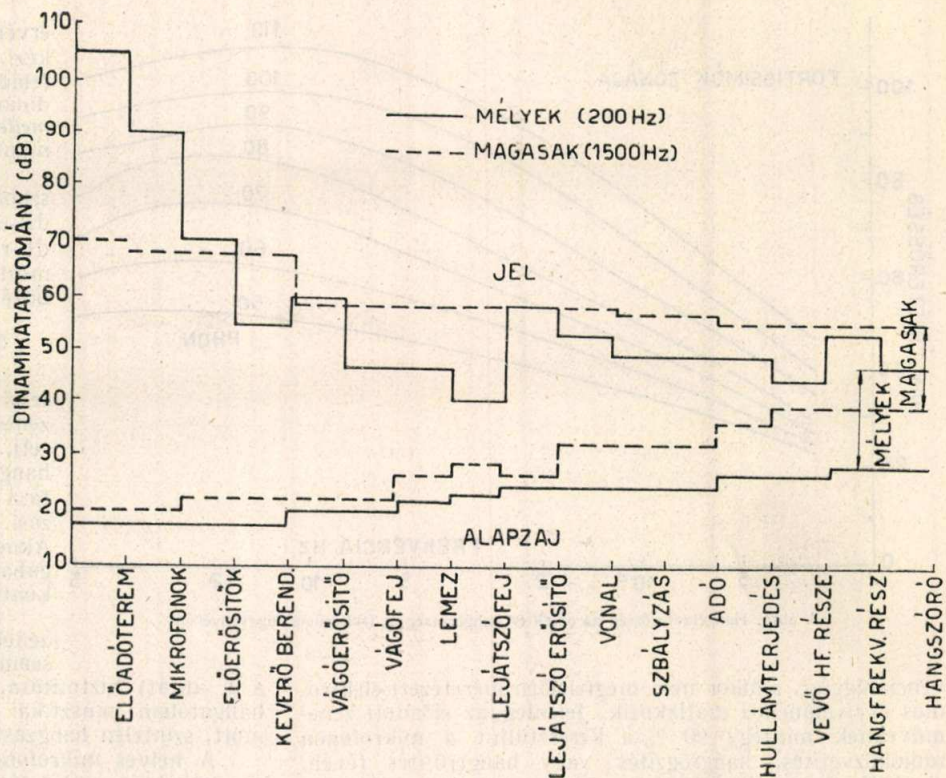
**Szubjektív dinamika**

A szubjektív dinamika értékét az emberi fül, mint hangfelfogó szerv fiziológiai tulajdonságai szabják meg. A fül átvivőképessége dinamika szempontjából minden technikai berendezésnél tökéletesebb: a hallás alsó és felső küszöbértéke a Fletcher-görbe szerint az 1000 Hz körüli rezgésszámoknál mintegy 120 dB-es dinamikatarományt határol. A hangnyomás abszolút értéke az alsó határon  $2 \cdot 10^{-4}$   $\mu$ bar, a felsőnél pedig  $2 \cdot 10^2$   $\mu$ bar körül mozog.

A fül érzékenysége, mint ismeretes, a mély és magas frekvenciák felé erősen csökken: a mély hangoknál figyelembe veszi a véráram lüktetésének erősségét és rezgőképét és kevéssel felette marad az általa keltett hangnyomások abszolút értékeinek. A magas hangoknál az érzékenység a levegő-molekulák hőmozgásának spektriális eloszlását követi és az érzékenységi görbe sehol sem éri el az alsó küszöbön a kritikus értékeket.

A fül frekvenciafüggő érzékenységi görbéjének e tulajdonságaival együtt más fiziológiai adottságok is — nemlineáris hangérzeterősségnövekedés, elmosódási jelenségek — sok szubjektív elemet visznek be a hangátviteli folyamatba. Ezeknek figyelmen kívül hagyása a hangátvitelt technikai öncélusággá súlyosztatná le. A hangátviteli folyamatban ezért a természetes és technikai dinamika mellett a »hallásszerű«, szubjektív dinamikának jelentős szerepe van.

A fellépő alapzaj-jelenségeknek műszerrel mért (objektív) és a fül által érzékelt (szubjektív) értékei jelentősen eltérhetnek egymástól a mély frekvenciáknál. Így pl. az erősáramú hálózat szórásaiból adódó 50 Hz-es, vagy (egyen-



6. ábra. A dinamika lépcsőzése rögzített visszaadás (lemez) esetén.

irányítóknál) 100 Hz-es bűgást a fül sokkal csekélyebb mértékben érzékeli, mint maga abb frekvenciákrak ugyanolyan feszültsége mellett. Ezért pontos méréseknél különb éget tesznek idegenfeszültség és zajfeszültség fogalma között.

A zajfeszültséget úgy mérik, hogy a feszültségmérő-műszer elé »fűlszűrőt« iktatnak és ez utánozza a fülnek 30 phonnál mutatózó érzékenységét. A szűrőt úgy méretezik, hogy az 1000 Hz-es rezgésszámmal ne csillapítson, a mély és legmagasabb hangoknál pedig a 30 phonos hangerőérzékenységnek megfelelő csillapítást jelentsen. Az előírások általában megkövetelik, hogy a zajfeszültség kisebb legyen, mint -60 dB, azaz a legnagyobb amplitudó 1/1000 része.

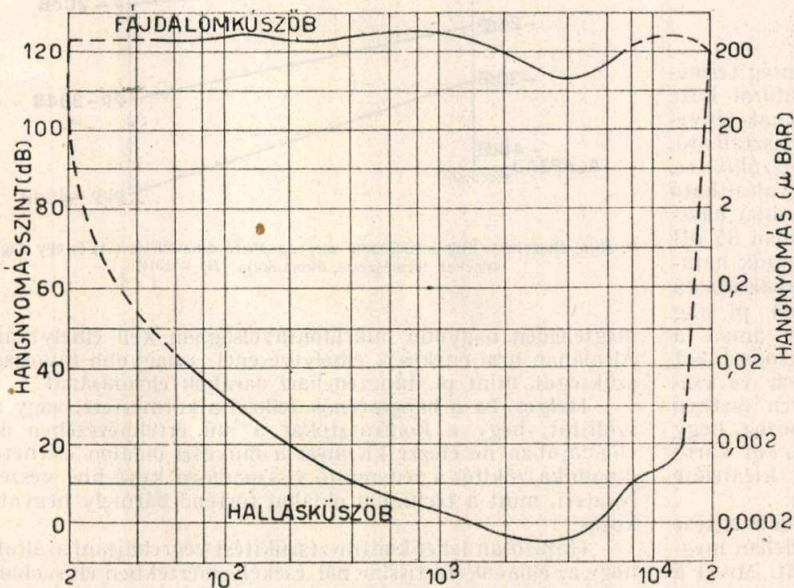
Idegenfeszültségen a fűlszűrő nélkül mért, tehát normális, frekvenciafüggetlen voltmérő által mutatott feszültséget értjük. Az előírások szerint az idegenfeszültségnek -40 dB-nél, azaz a legnagyobb amplitudó 1/100 részénél kisebbnek kell lennie.

A fül érzékenységének frekvenciafüggése a vizsgált hangjelenség — nagyzenekari előadás — hangenergiájának szubjektív hangképi eloszlásában a zenekar átlagos hangképéhez viszonyítva lényeges eltéréseket okoz. A szimfónikus zenekar átlagos hangspektruma azt mutatja, hogy nagy energiaamplitudók mindig a mély hangoknál térnek vissza. Jól ismert tény viszont az, hogy a fül fiziológiai érzékenysége 200 Hz-től lefelé gyorsan csökken és a 90–110 phonos szintnél 35–150 Hz között, azaz a zenekar hangszerének mély regisztereiben közel 14 dB-lel változik (Lásd a 7. ábrát.)

A zeneszerzők ösztönösen ismerik ezt a jelenséget, ezért a pianissimók általában a középső regiszterekben, a fortissimók pedig a teljes zenekar megszólaltatása közben a mély regiszterekben fordulnak elő.

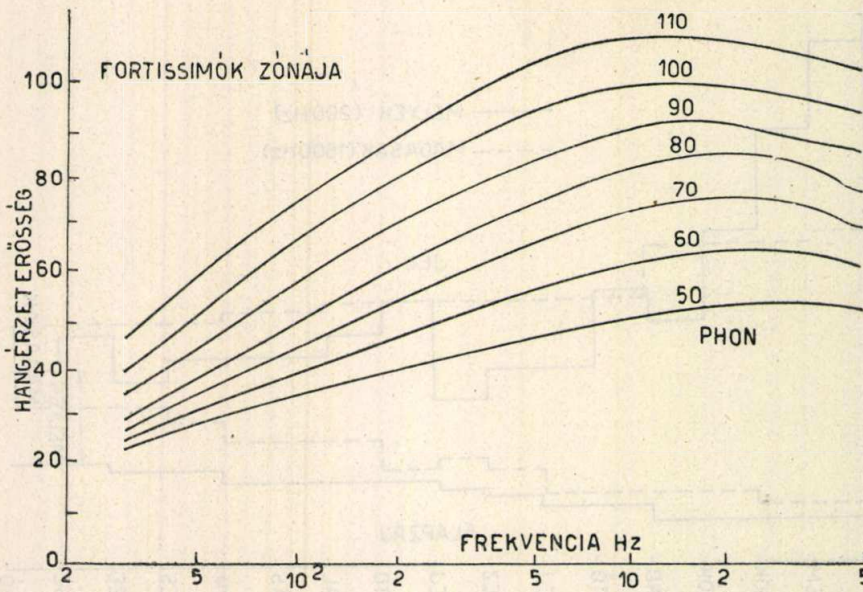
A végzett kísérletek szerint a fűlcsigában mért feszültséggörbe nagy nyomásoknál a 8. ábrához hasonló lefolyású és ez megerősíti a fül frekvenciafüggő érzékenységéről szóló ismereteinket.

A jó minőségű mikrofon ellentétben a fül viselkedésével, csak akkor mutat frek-



7. ábra. A fül érzékenységi görbéje.





8. ábra. Hangérzet erősség az objektív hangerősség és frekvencia függvényében

venciafüggést, amikor nem megfelelően méretezett elektromos átvivőlánchoz csatlakozik. Jelenleg az előadott zeneműveknek mintegy 90 %-a keresztüljut a mikrofonon rádióközvetítés, hangrögzítés vagy hangerősítés révén. A rádióműsoroknak általában 20 %-át teszi ki a klasszikus zene (néhol többet is) és ez a zenének különleges — jó, vagy rossz — átvitelét jelenti. A zene elektroakusztikus átvivőláncon keresztül történő érzékelésének ezek szerint tehát nagyobb a jelentősége, mint a közvetlen hallású érzékelésnek.

A szubjektív dinamikának kialakulásához hozzájárul a fülnek az a tulajdonsága is, hogy a szubjektíve érzékelt hangerősségek (hangosság) összegeződése eltér a fizikai energaösszegeződés törvényeitől. Ez a pszichológiai jelenség annál inkább érvényre jut, minél nagyobb a hangzinkülönbség az egyidejűleg megszólaltatott hangforrások — pl. egy crescendóban belépő és erősödő hangszercsoportok — között, ha a belépések időkülönbsége szűk határok között az elmosódási küszöbön (1/16 sec) belül mozog. Így Ravel Bolerojában a 16 ütemes téma fokozatos erősödését nem csupán a hangteljesítmény növekedése okozza, hanem az is, hogy a különböző hangszínezetű hangszerek egymásutáni belépése az említett pszichológiai hatást eredményezi. Beethoven III. Leonora nyitányában, ehhez hasonlóan, a dinamika kibontakozása szintén a különböző hangszínezetű hangszerek egymásutáni megszólaltatásával hozható összefüggésbe.

**Szabályozási módok**

Az eddigiekből következik, hogy a hangjelenség természetes dinamikájának a technikai dinamika határai közé történő összenyomása a hangátviteli folyamatoknak lényeges mozzanata. A hangátvitel gyakorlatában tapasztalható, hogy nem minden esetben van szükség kontrasztszűkítésre, mert a technikai eszközökkel általában megvalósítható 1 : 100 (40 dB) dinamikatarományt aránylag ritkán használjuk ki. A természetes dinamika értéke általában 35 dB körül mozog és gyakran már a művészi oldalon szűk határok között van, így összenyomására, vagy utánszabályozásra nincsen szükség. Táncczeneműsorok rádióátvitelnél pl. alig beszélhetünk lényeges dinamikáról, különösen annál a hangfelvételi irányzatnál, amely a hangszercsoportokat területileg igyekszik szétválasztani több mikrofon és csekély mikrofontávolságok alkalmazása által. Ilyen esetben a fellépő dinamika olyan szűk határok között mozog, hogy utánszabályozás nem minden esetben szükséges, sőt káros is lehet, mert egyes hangszercsoportok túlzott kiemelése a mű zenei egyensúlyát teljesen megbonthatja.

Egyes zeneműfajok — szimfonikus zene — közvetítése esetén azonban az aránylag nagy intenzitássterjedelem megkívánja a dinamika ellenőrzését és szabályozását. Mivel a természetes dinamika kényszerű megváltoztatása az eredeti hangjelenség tökéletes átvitelét és a művészi szempontok

érvényesülését gátolja, az alkalmazott kézi, vagy automatikus szabályozás feladata az, hogy a zenemű természetes dinamikáját a zenei hűség megtartása mellett igyekezze lezúskítani a technikailag megvalósítható dinamikasávra.

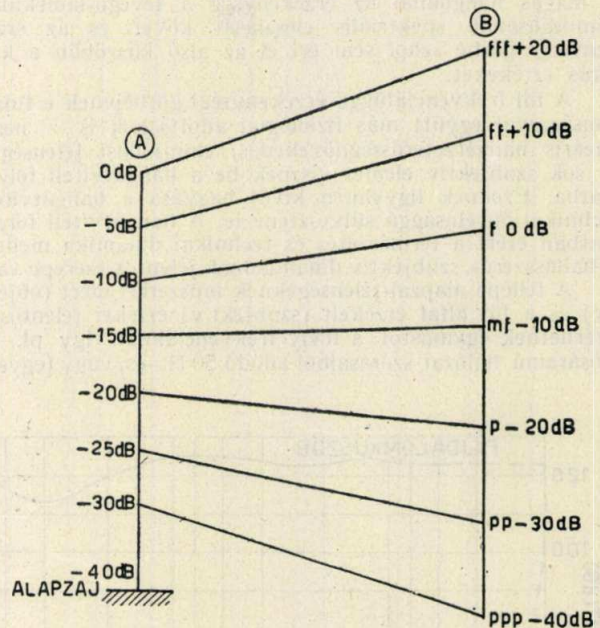
A 9. ábra vázlatosan feltünteti a szabályozási folyamat célját: a 60 dB-es természetes dinamikasávot 30 dB-re kell összenyúrtani. Vizsgáljuk meg most a szabályozás kivitelének különböző módszereit.

**Szabályozás az előadóteremben**

Mivel a hangerőszabályozóval történő minden beavatkozás a visszaadott zenemű művészi hitelességét veszélyezteti, a szabályozásban legelsősorban a hangerőszabályzó helyzetének változtatása nélkül alkalmazható szabályozási lehetőségeket kell felhasználnunk. Akusztikai megfontolások alapján magában a stúdióban is végrehajthatunk kontrasztszűkítést.

Igen lényeges ilyen szempontból a zenekar nagyságának és az előadók számának megfelelő stúdió-tér fogat (lásd a 2. ábrát) biztosítása, mivel a túlszűfolt előadóterem a hallgatóban akusztikai telítettség érzetét kelti és nyomott, színtelen hangzást okoz.

A helyes mikrofonelrendezés és megfelelő mikrofontávolságok megválasztásánál mindig figyelembe kell venni az egyes hangszercsoportok által megszólaltatott hangteljesítmények nagyságát. Így pl. a nagyobb hangteljesítményt sugárzó hangszercsoportokat (rézfúvó, üstdob) ennek



9. ábra. Összehasonlítás a rádióadás megengedhető dinamikája (A) és egy nagy zenekar természetes dinamikája (B) között.

megfelelően nagyobb mikrofontávolságban kell elhelyezni. Általában lírai énekesek elhelyezésénél is nagyobb távolság szükséges, mint pl. táncczenekari darabok előadásánál.

Helyes, ha a hangmérnök felkéri a karmestert, vagy a szólót, hogy a kontrasztokat a mű értelmezésében és előadásában ne élezze ki, mert a művészi oldalon elérhető dinamikuszűkítés a zenemű jó visszaadását kevésbé veszélyezteti, mint a technikai oldalon történő bármely beavatkozás.

Hatásosan lehet kontrasztszűkítést végrehajtani azáltal, hogy az előadók fortissimónál csekély mértékben eltávolodnak a mikrofontól, illetve pianissimónál közelebbnek a mikrofonhoz. A lírai énekesek a magasabb regiszterekben általa-



ban nagyobb hangenergiával énekelnek, ezért helyes, ha fortissimók alkalmával a szopránénekes fejét enyhén elfordítja, vagy kissé eltávolodik a mikrofontól. A hirtelenl történő, vagy nagyobb mérvű eltávolodás természetesen károsan befolyásolja az előadás minőségét, ezért ezt a módszert igen óvatosan kell alkalmazni.

### Szabályozás hangerőszabályzóval

Az eddigiekben már meghatároztuk a dinamikasabályozás problémáját: a stúdióban fellépő 50–60 dB-es természetes dinamikát a zenei kifejezésnek, árnyalatoknak, a mű időbeli kibontakozásának figyelembevételével mintegy 35 dB-re kell összenyomni. A szabályozás technikai kivitelezésénél a mikrofonelőerősítő és főerősítő közé beiktatott frekvenciafüggetlen csillapítással a modulációs feszültséget olyan mértékben emeljük, vagy csökkentjük, hogy a legkisebb kivezérés a maximumhoz viszonyítva legalább –35 dB legyen, illetve a megengedett  $\pm 0$  dB felső modulációs szintet tartósan ne lépje túl.

A moduláció objektív ellenőrzése decibel-, vagy százalékskálával ellátott frekvenciafüggetlen kivezérésérő műszer segítségével történik. A megfigyelés szempontjából igen lényeges a műszer időállancójának helyes megállapítása, mert csak ilyen esetben tudja az emberi szem — fiziológiai tehetetlensége miatt — a regisztrált elektromos jelenségeket hűen követni. A gyakorlatban jól bevált műszereken a skálamutató a visszafutás fázisában  $\pm 0$  dB-ről –40 dB-re 1 sec alatt tér vissza. A moduláció szubjektív ellenőrzésére hangszóró szolgál.

Fontos tény, hogy a fül különösen érzékeny kontraszthatásokra, de ezzel ellentétben kevésbé érzékeny az abszolút szintkülönbségekre és még kevésbé képes hangerősszintek megjegyzésére. A pianissimó árnyalatoknál a fül kedvező tulajdonságot mutat: mikor az alaprajz a pianissimókifejezés számára a hangelfedési hatás szomszédságát jelenti, a fül — logaritmus érzékenysége miatt — kiélezi ezt az árnyalati különbséget és ezzel azt a szubjektív benyomást kelti, mintha a pianissimó árnyalatot még halkabban játszották volna. Ez a szubjektív dinamika kiterjesztés és a technikai dinamikuszkűkítés részben ellensúlyozza.

Az elmondottakból a szabályozás elvégzésére az alábbi követeléseket vonhatjuk le.

Nem szabad ugrásszerűen növelni, vagy csökkenteni a hangerősséget, a szabályozást folyamatosan kell elvégezni. A fül korlátozott felbontóképessége miatt 1,5–2 dB hangerőugrásokat még nem vesz észre, a hangerőszabályzó kialakításánál és a szabályozás elvégzésénél tehát ezen a határon belül kell maradnunk.

Lehetőleg kerülni kell a pianissimó részek alatt történő szabályozást, mert a fül az alacsonyabb hangerőszinteknél a hangerősségváltozásra nagyobb érzékenységet mutat.

Az utánszabályozást, vagy hangerőcsökkentést lehetőleg zenei moncat végén, pauzában kell elvégezni, mert — mint említettük — a fül abszolút hangerősségértékekre nehezen tud visszaemlékezni.

A helyes dinamikasabályozás elvét két mondatban ki lehet fejezni:

— először is a hangerősség-csúcsok ismeretében meg kell határozni a mű közepes hangerősségszintjét és

— a szabályozást ehhez a szinthez viszonyítva kell lefelé, vagy felfelé elvégezni.

A középszint helyes beállítása azt eredményezi, hogy a »minimális szabályozás« elve megvalósítható, azaz a szabályozóhoz a legkevesebbszer kell hozzányúlni.

Vizsgáljuk meg az alábbi diagrammon, hogyan lehet a zenei hűség megővése mellett az erősítőfokozatok túlzott elkerülését elérni. (10. ábra).

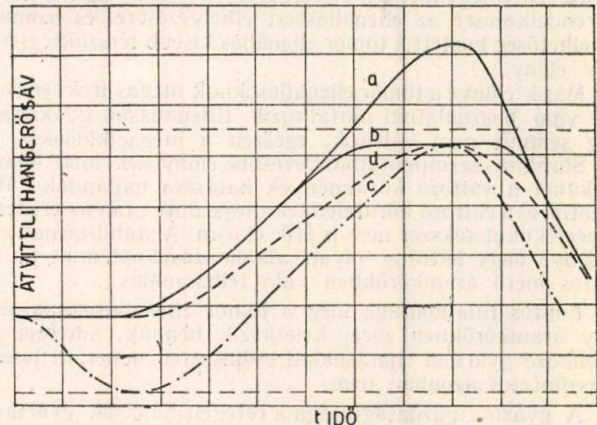
Ábrázolja az *a* jelű görbe a mikrofonelőerősítő kimenő pontján mérhető feszültséget. Többféle eljárást ismerünk a görbe túlmodulációs pontjának lejjebbszoritására.

*a)* Az a hangmérnök, aki nem veszi figyelembe a zenei árnyalatokat és nem tudja, hogy melyik pillanatban következik be a túlmodulációs pont, a *b* jelű görbe szerint szabályoz; akkor kezdi csupán csökkenteni a modulációs szintjét, amikor műszerének mutatója már a megengedhető felső modulációs határ felé közeledik. Ez a szabályozási mód egyáltalán nincsen tekintettel a zenei finomságokra és a fortissimó csúcán váratlanul fellépő hangerőesés pszichológiai hirtelen törés benyomását kelti. A mű szerzője

által megírt és a zenekar által jól előadott crescendo így a szabályozás áldozata lesz.

*b)* Ha a zenemű crescendo-jellegű része nem hosszú időtartamú, a középszint előzetes csökkentésével a *c* görbe szerint az eredeti dinamika görbével párhuzamos jellegű szabályozást lehet megvalósítani, így a mű crescendóját hűen tudjuk visszaadni. Ez a szabályozási mód különösen akkor alkalmazható, amikor a crescendót megelőző rész elhalkuló jellegű, mert a középszint csökkentése a decrescendónak megfelelő értelmű és nem ellene »dolgozik«.

*c)* Egyes zeneműveknél — pl. Ravel Bolerójánál — a crescendo folyamatosan, hosszabb idő alatt éri el a tetőpont-



10. ábra. A dinamikasabályozás különböző módjai. *a)* az eredeti hangerősségváltozás, *b)* a csúcserék helytelen levágása, *c)* a crescendót megtartó alásabályozás, *d)* a csúcserék időtartamának meghagyása a meredekség megváltoztatása mellett.

ját. Ilyen esetekben helyes a crescendo egész tartama alatt a *d* görbe szerint folyamatosan csökkenteni a modulációt mert a szabályozás — hosszú időtartama miatt — nem vehető észre és a mű zenei hűségét nem rontja le.

A gyakorlat azt mutatja, hogy aránylag nagy dinamikanövekedést is vissza lehet adni nagyobb mérvű szabályozás nélkül, ha a növekedés kezdete előtt a közvetítés művészi és technikai közreműködői a hangerősségszintet az egész dinamikatartományak (hangerősségskála) olyan pontjára helyezik, amelyből a dinamikanövekedés további korlátozás — szűkítés, vagy utánszabályozás — nélkül ki tud bontakozni.

Az elektroakusztikus berendezések átvivőképességének technikai és gazdasági korlátjai — mint láttuk — erősen határt szabnak az eredeti hangjelenség tökéletes átvitelének és így a közvetített zenemű mind művészi, mind technikai vonatkozásban veszít zenei hűségéből. A visszadás olcálán kell tehát minden lehető eszközt felhasználni a mű kényyszerű eltorzulásának visszakorrigálására. A rádiótechnika többféle módszert alkalmaz és ismer az összenyomott dinamika kiterjesztésére (dinamikaexpander). Különböző frekvenciafüggő korrekciós elemek beiktatása által, ha nem is teljes, de jelentős kontrasztkiterjesztést lehet elérni és ezáltal a hangátvitel minősége lényegesen megjavítható. E módszerek tárgyalása messze vezetne, itt megelégszünk a felvételi olcálán végbemenő folyamatok vizsgálatával. A nyert eredmények helyes felhasználásán áll, vagy bukik — a többi között — a zenei és prózai rációműsorok hű továbbítása, a film és hang-lemez hangjának művészi megalkotása — általában az átviteltechnikus, a hangmérnök számára hivatásának teljesítése: a természetű hangátvitel megvalósítása.

### IRODALOM:

- F. Trendelenburg: Einführung in die Akustik. — Springer, Berlin. 1950.  
 W. Reichardt: Grundlagen der Elektroakustik. — Akademische Verlags-gesellschaft, Leipzig. 1952.  
 F. Kronos: Die magnetische Schallaufzeichnung. — Verlag B. Erb., Wien. 1952.  
 J. Bernhart: Traité de prise de son. — Eyrolles, Paris. 1949.  
 K. Henney: Radioengineering Handbook. McGraw-Hill, New-York. 1950.  
 A. Moles: Dynamique de la musique et expression de contrastes. — Radio service 9151/1—2, Basel.  
 J. Grunert—A. Schneider: Künstlerische und technische Probleme der Schallaufnahme und Schallübertragung. — Funk und Ton 1950/1. Berlin.



## Tömör ellenállások

FÁBIÁN ANNA

### I.

Tömör ellenállások fogalomkörébe tartoznak mindazok az ellenállások, melyeknél az ellenállástest teljes térfogata egészében részt vesz az elektromos vezetésben és teljes egészében azonos anyagból vagy anyagkeverékből áll. Ez a típus jó terhelhetősége és olcsó előállítása miatt tarthat számot érdeklődésre. A jó terhelhetőség miatt különösen olyan alkalmazási lehetőségeknél lép előtérbe, ahol viszonylag kis hely áll rendelkezésre az ellenállástest elhelyezésére, és azonos terhelhetőség mellett a tömör ellenállás kisebb térszükséglete nagy előny.

Másik előnye a tömör ellenállásoknak magas frekvencián való használatnál mutatkozik. Ellenállásuk gyakorlatilag semmit nem változik, egészen a megaciklusokig.

Stabilitás szempontjából kevésbé előnyösek, mert ohmértéküket a változó körülmények hatására hajlandók változtatni, és a változó körülmények megszűnte után az eredeti ohmértéküket sokszor nem is érik el újra. A stabilitásnak ez a hiánya nagy hátrány olyan alkalmazásoknál, mint pl. a pontos mérő áramkörökben való felhasználás.

Fontos tulajdonsága még a tömör ellenállásoknak az, hogy áramkörökben zörej keletkezik bennük, amelyet a különböző gyártási eljárásokkal csökkenteni lehet, teljesen megszüntetni azonban nem.

A gyártás gazdaságossága a rétegellenállások gyártási költségeivel való összehasonlításakor tűnik ki. Első közelítésben a tömör ellenállások gyártása nagyon kifizetődőnek látszik. Megtakarítható vele elsősorban a kerámia anyag, amely a kész ellenállás árához viszonyítva általában nem olcsó, és megtakarítható az ügyes, begyakorolt munkásokat igénylő munkafázisok egész sora. A tömör ellenállás gyártásánál viszonylag olcsó nyersanyagokból indulnak ki, elég nagy tömeg készíthető elő egyszerre, és legtöbbször egészen kevés számú, jól gépesíthető művelettel, tömeggyártásban állíthatók elő a teljesen kész ellenállások.

Legtöbb nehézséget a szórás okozza. A szórás ugyanis alig tartható nagyságrenden belül, az utólagos korrekció pedig sokkal alatta marad a rétegellenállásokon közörrüléssel elérhető eredményeknek. Ezért olyan piaclehetőségeknél, amelyeknél bizonyos favorizált értékek iránt mutatkozik érdeklődés és aránylag szűkek a kívánt tűréshatárok, ott a különben olcsón előállítható tömör ellenállások gyártása mégsem fizetődik ki.

### II.

A tömör ellenállások lényegében finom eloszlású vezetőszemecskék, leginkább szénfészeségek, vagy elektronvezető fémoxidok, fém-szulfidok, magukban vagy szigetelő kötőanyaggal keverve, szilárd formába öntve, fröccsentve, préselve, stb. Ilymódon szilárd, merev vezetőrudakat állítanak elő, amelyek megfelelő kontaktussal, esetleg nedvességvédő vagy jelző burokkal ellátva kerülnek kereskedelmi forgalomba. Az ilyen típusú ellenállások gyártásának előnyei oda hatottak, hogy egy iparág fejlődéséhez képest rendkívül rövid idő alatt, valóban nem egészen egy évtized alatt, nagyon sokféle gyártási mód és lehetőség született. Ezek gyakorlatilag jobban vagy kevésbé használhatók, de sokrétűségükkel és ötletességükkel fogva, mindenképen nagyon érdekesek.

A különböző gyárak gyártási módszereiket gondosan titokban tartották, eleinte tudományos közlemények formájában sem szivárgott ki semmi. Így ha áttekintést akarunk nyerni a gyártás elvi megoldási lehetőségeiről, csak a nyilvánosságra hozott szabadalmi leírásokra vagyunk utalva. Az első szabadalmak az 1920-as évek közepe táján jelennek meg. Ilyen pl. a következő: ellenálláselem, melynek anyaga rézoxid. Kellő mechanikai szilárdságot, az elektromos szempontból való egyenletességet, tehát a teljes keresztmetszeten való egyöntetűséget azáltal éri el, hogy egy alkalmasan választott alakú réztestet, hosszának csak egy részén, de teljes keresztmetszetében megfelelő kezeléssel vezető oxidvegyületté változtat. A réztest el nem oxidált végei célszerűen a kivezetéseket alkotják és tökéletes elektromos érintkezést biztosítanak.

Ez a típus főként magas ohmértékű ellenállásokat adott. Szükség volt alacsony ohmértékű és jól terhelhető ellenállásokra. A rétegellenállások erre a célra nem voltak olyan jók, mint a tömörök, mert a vékony réteg kevésbé állja a terhelést, mint a teljes térfogat. Ezért olyan eljárást dolgoztak ki, mely az ismert módon, széntartalmú oxigénmentes atmoszférából valamilyen hordozóra csapatas útján ellenállásanyagot készít, amely bármilyen kívánt ellenállásértékre, magasakra és alacsonyakra, továbbá alacsony és magas terhelésekre egyaránt felhasználható. A szent nagyon finom szemcséjű szigetelő porra csapatják (ez a por lehet magnézia, homok, vagy bármilyen más, igen hőálló anorganikus anyag). A kicsapódás folyamata csak másodpercekig vagy legfeljebb percekig tart, mert a réteg azonnal képződik, amint a gáz az izzó szigetelő részecskével találkozik. Az így szénréteggel ellátott porszemcséket alkalmas szigetelő kötőanyaggal összekeverik és rúd- vagy lemezalakra formálják, majd az így előállított ellenállástesteket keményítési eljárás során szilárdítják. A leírás szerint az ilymódon előállított ellenállások különlegesen állandó ellenállásértékűek és a kívánt ellenállásértékek tömeggyártás során teljesen egyenletesen nyerhetők. Az ohmértéket az utólag hozzákevert kötőanyag mennyiségével lehet szabályozni. Külön előnye az ilyen ellenállásoknak, hogy amellet, hogy a szénhidrogén gázból lecsapatott kemény szén előnyös tulajdonságaival bír, nincs meg benne a hátrány, amelyet a tartóra csapatott kemény szénréteg vékony volta rejt magában. Az ellenállásnak nagyon kis temperaturakoefficiense van. Nedvességgel szemben nagyon ellenálló. Külön védelmet tehát nem igényel.

További előnye az ilymódon készített tömör ellenállásnak, hogy olyan kemény, hogy a csúszó érintkező végig csúszhat rajta anélkül, hogy megsértené.

A felhasználás során az ellenállások tulajdonságaival szemben különböző követelmények merültek fel, így először a hőmérsékleti együtthatóval szemben. Kis hőmérsékleti együtthatójú ellenállások előállítására kért szabadalom szerint szigetelő fémoxidokat és vezető fémoxidokat (a vezető oxidok ne legyenek ionvezetők) kevernek össze úgyelve arra, hogy a szigetelő és a vezető oxidok egymással egyfázisú testet (vegyület, oldat vagy elegy-kristály) alkossanak. Az ellenállásokat 1700°C felett, lehetőleg 1800°C-nál, redukáló izzításnak vetik alá, előnyösen csaknem tiszta hidrogén áramban vagy hidrogén-nitrogén áram keverékében. Szigetelő oxidként főleg magnézium és alumínium oxidokat, vezetőként titán-oxidot választanak. Az így készült ellenállás 0-50°C között maximálisan 30% ellenállásérték változást mutat, ami technikai célokra a feltaláló szerint kielégítően alacsony hőmérsékleti együttható.

A kontaktuszt szinterelés előtt a kontaktfém feliszapolt kenőcsével vonja be és úgy szinterel. Erre azért van szükség, mert a forrasztásnál gyakran előfordult, hogy az ellenállástest porusaiból a kontaktfém szemcséi kihúzódtak. Jó eredményeket értek el, ha a porózus fémkontaktuszt olyan fémmel itatták át, amely a kontaktfémmel nem alkot ötvözetet. A kivezetők felforrasztása a porosok teleitásával egyidejűleg történt. Forrasztófémként ugyanis azt a fémeket használták, amelyet a kontaktfém teleitására is. Pl. wolfram-molibdén kontaktfém esetén, ha a kivezetések vasdrótok előnyösen voltak használhatók a forrasztásra réz és ezüst, valamint ezek ötvözetei.

Az ellenállásokkal szemben támasztott minőségi követelmények fokozásával felmerült a zörejmentesség kérdése. és megindult a zörejmentes ellenállások készítésére szolgáló módszerek kidolgozása.

Ilyenek pl. a szent igen finom eloszlásban tartalmazó oldatot bepárolása, vagy olyan nem illékony szénvegyületek szénre való lebontása, amely szénvegyületeket előzőleg itatás útján szigetelő hordozóban oszlattak el.

A zörejmentesség elérése végett a szénfészeség felületére tapadt gázokat és nedvességet vákuumban való izzítással eltávolítják, majd vákuumban szigetelő kötőanyaggal keverik és így védik a további behatásoktól. A nedvesség eltávolítása után készített ellenállások zöreje 20-30%-kal kisebb, mint az anélkül gyártottaké, feltéve természetesen, hogy egyébként azonos körülmények között készültek.



Egy másik szabadalom magas ohmértékű ellenállások előállítását írja le. A gyártás célja elektromos szempontból kifogástalan, tartós és kevésbé érzékeny felületű ellenállások gyártása. Ezeket a tulajdonságokat olyan eljárással éri el, amely a végső keményítési eljárás előtt alkalmazott megelőző hőkezelés után, még plasztikus állapotban magas hőmérsékleten való préselésből, majd utólagos nyomás- és hőkezelésből áll.

Pédaul ellenállás alapanyagként fenol-aldehid műgyanta alkoholos oldatát veszi egy szabadalom bejelentője. Ebbe az oldatba viszi az elektromos vezető anyagot pl. grafitot olyan mennyiségben, hogy homogén keverék keletkezzék. Ebbe a keverékbe semleges töltőanyagot visz, az oldószert elpárolgatja, majd hőkezelésnek veti alá.

Eközben a kötőanyagon olyan változás megy végbe, amely annak fokozatos megkeményedésében nyilvánul meg. Ez az előzetes hőkezelés 130-140° C-on megy végbe. Meleg állapotban 100° C-on való préselés következik, 2000 kg/cm<sup>2</sup> nyomással. Préselés után az ellenállásokat utólagos hőkezelésnek veti alá 150° C-on.

Ha a préselés túl alacsony hőmérsékleten történik, a keletkező ellenállások rendszertelen vezetőképességűek lesznek. Ha pedig a préselés túl magas hőmérsékleten következik be, az ellenállásanyag már nem folyik megfelelően és nem fog a kívánt minőségű tömör szerkezetet előállítani. Lényeges azonkívül, hogy a préselés még az anyagnak igen plasztikus állapotában történjen, ami az előzetes hőkezelés megfelelő megválasztásával érhető el.

Az optimális préselési hőmérséklet az éppen felhasználásra kerülő ellenállás alapanyag típusa szerint állapítható meg. Az ilyen módon előállított ellenállások erősítőkörökben alkalmazva még mindig túl nagy zörejrel működtek. Mivel a zöreje annál nagyobb, minél kevéssé egyenletes és finoman vannak az elektromosan vezető részecskék az elektromosan szigetelő kötőanyagokban eloszolva, azért nem elégedtek meg avval, hogy a vezetőanyagot, pl. kormot, golyós malomban őröljék finomra, mert a golyós malomban nem sikerül az őrlet finomságát bizonyos fokon túl növelni, ezért egyedül ezen az úton nem is lehetett az ilyen ellenállások zöreijnívóját bizonyos határ alá szorítani.

Sokkal nagyobb finomsági fokozat érhető el ultrahanghullámok alkalmazásával. A golyós malomban lehetőleg legfinomabbra őrölt szénbe keverik az ellenállás szilárdítható alapanyagát polimolekuláris állapotban tartalmazó folyékony oldatba, majd a keveréket ultrahanghullámok behatásának teszik ki. A szigetelő anyag minden egyes vezető szemcsét teljesen beburkol, sőt elképzelt, hogy az ultrahanghullámok lecsökkentik a műgyanta típusú szigetelő oldat felületi feszültségét és ezáltal a szigetelő anyag a vezető részecskék apró üregeibe nyomul. Az így készített ellenállások belseje és felülete teljesen egyenletes anyageloszlást mutat.

Az ultrahang kezelés ideje és hullámhossza függ a kiindulási anyagok minőségétől. Általában növekvő frekvenciával és növekvő behatási idővel növekszik az elérhető diszperzitásfok is. Így ezek a nagyságok valamely kisebbek lehetnek keményszen vezető anyag felhasználása esetén, mint ha korom a vezető, ezen anyagok szerkezetének megfelelően.

A korom szerkezetével mellett az egyes részek szétdarabolása magas frekvenciákon és hosszabb behatási idő mellett jobban elérhető.

A kötőanyag fizikai tulajdonságai annyiban játszanak szerepet, hogy pl. a félig folyós kötőanyag növekvő viszkozitásával rövidebb hullámhossz és hosszabb behatási idő alkalmazandó. Ezek alapján nagyságrendileg néhány perctől 1 óráig terjedő hatás ajánlatos 40—600 kHz frekvenciákkal. Az éppen optimális értékek természetesen tág határok között mozognak; a pontos értéket kísérletek alapján kell megállapítani.

További minőségi követelmények a terhelhetőség nagyságára vonatkoznak. Ennek megfelelően módszereket dolgoztak ki különlegesen jól terhelhető ellenállások készítésére. Ilyen lehetőség pl. szén és fénoxidok, fémszulfidok vagy karbidok keverékének felhasználása gyantával, mint kötőanyaggal megkötve. Vasszulfid, szén, rézoxidul keveréke valamilyen félvezető kötőanyaggal megkötve, kitűnő hővezető képességével tűnik ki és így 15-20%-kal kisebb dimenziójú darabok bírják ugyanazt a terhelést, amelyet egyenként a szén-kötőanyagossal ellenállások bírnának. Ilyen ellenállások előállítására az alkotóelemeket finoman elszórt állapotban

félvezető kötőanyagba, pl. zaponlakkba, műgyantalakkba ágyazzák, majd a már ismert módokon dolgozzák fel.

Különlegesen magas terhelést vízüveges vagy cementes kötőanyag használatával érnek el.

Az ilyen ellenállások a légköri behatásokkal szemben komoly védelmet igényelnek.

Műgyanta, vagy cementes kötőanyagokon kívül lehet kötőanyagként aszfaltféleséget is felhasználni. Erre vonatkozó szabadalmi leírás szerint a grafitot szerves kötőanyagban és szerves oldószerekben diszpergálják. A kötőanyag és a grafit aránya 3 : 1 és 1 : 3 között változhat. Kötőanyagként olyan szénhidrogént választanak, amely szerves oldószerekben oldódik, aromás gyököket tartalmaz, esetleg oxigén hidakkal. Ha az ellenállást magas hőmérsékleten pl. 100° C-on kívánják használni, célszerű egy magasabb olvadáspontú kötőanyagot választani, pl. olyat, amelynek olvadáspontja 115° C felett van. Kitűnő eredmények érhetők el aszfaltféleségekkel, amelyek olvadáspontja magasabb. Az oldószert forráspontja 100° C alatt legyen, hogy melegítéssel könnyen lehessen a keverékből eltávolítani. A grafit, kötőanyag és oldószert jó összekeverésre golyós malomban történi. A szabadalmaztató feltételezi, hogy az ellenállás kitűnő stabilitását annak köszönheti, hogy a kötőanyag aromás gyökei elősegítik a grafitra való adszorpcióját.

Az ilyen típusú ellenállásoknál azt találták, hogy a hőkoeficiens nagysága függ a kötőanyag koncentrációjától. Azt is megállapították, hogy a kötőanyag koncentrációjának növelésével a hőkoeficiens 0 lesz, majd pozitív irányba csap át. Bizonyos keverékekkel olyan hőkoeficiens értéket el, amely 5-ször akkora mint a fémeké, szobahőmérséklet és a megengedett 130° C-os max. üzemi hőmérséklet között.

Azt találták ezenkívül, hogy az ellenállások tulajdonságait befolyásolja a kötőanyag tágulási együtthatója. Legjobb eredményeket olyan kötőanyagokkal értek el, amelyek tágulási együtthatója magasabb mint a grafité. A hőmérséklet emelésevel az ellenállásérték kevésbé csökken vagy éppen növekszik, amint a kötőanyag mennyiségét és hőtágulási együtthatóját növelik. Feltevésük szerint ez abból származik, hogy a grafit szemcsék közti érintkezés csökken az aszfalt tágulásával. A fajlagos ellenállás változik a grafit koncentrációjával. Kívánság szerint a fajlagos ellenállás növelhető finomra őrölt, elektromosan szigetelő, nem porózus anyagok hozzáadásával.

A kész ellenállást a kötőanyag lágyuláspontját meghaladó hőmérsékleten melegítik ki, vigyázva arra, hogy közben a kötőanyagban bomlás ne következzen be, amely célra előnyös nem oxidáló gázatmoszférában végezni a melegítést. Ezt a hőkezelést addig folytatják, amíg megfelelően stabil terméket nem kapnak.

### III.

Az előzőekben leírt gyártási eljárások alapján azt szűrhetjük le, hogy a gyártási nehézségeknek két főfajtája van. Az egyiket a minőségi követelményektől való eltérések okozzák, a másikat a gazdaságosság kérdéseivel függ össze.

A minőségi követelményekkel szemben a magas zörejnívó, magas feszültségfüggés, magas hőkoeficiens és alacsony terhelhetőség mutatkozik.

A gazdaságosság követelményeivel szemben áll az aránylag egyenletlen előállítási lehetőség. A kész ellenállás ohmértékét erősen befolyásolják az anyagelőkészítésnél és feldolgozásnál felmerülő és teljesen ki nem küszöbölhető egyenlenségek, a kész ellenállás ohmértéke pedig nem korrigálható olyan mértékben és olyan egyszerűen, mint amilyen módon a rétegellenállásokat a köszörléssel lehet korrigálni.

A minőségi követelményekkel szemben mutatkozó nehézségek abból erednek, hogy a vezető szemcsék nem érintkeznek egymással, hanem kisebb-nagyobb szigetelő közfal van közöttük és ezért kis kondenzátorokként viselkednek az áram útjában. Ennek kiküszöbölésére vagy legalább is csökkentésére az anyagelőkészítés és gyártás folyamán kell törekedni. Az előkészítés során pl. a vezetőként felhasználásra kerülő szénféleséget megtisztítják a felületére tapadó idegen anyagoktól. Vákuumban való ízzítással (kalcinálás) még az esetleg felületére tapadó gázokat is eltávolítják. A feldolgozás folyamán különös gondot fordítanak arra, hogy szigetelő kötőanyaggal való elkeveredése minél egyenletesebb és alaposabb legyen. Különleges oldó, őrölt és keverő berendezéseket használnak fel ennek a célnak elérésére. A feldolgozás módján kívül függenek ezek a tulajdonságok a felhasznált nyersanyagok alaptulajdonságaitól is. A felhasznált szén-



féleség szemcsenagysága és fajlagos vezetőképessége fontos szerepet játszik a zörej és a feszültségfüggés kialakításában, vagy kiküszöbölésében. Finom szemcés új szén használatánál nagyobb valószínűséggel várhatjuk, hogy a vezetőszigetelő előzár egyenletesebb lesz, és az egyes vezetőszemcsék közé előkelőbb szigetelő rétegek vastagsági kisebb értékek közé esnek, mint nagyobb szemcsék esetén. Nagyobb fajlagos vezetőképességű vezető használatánál hasonló jelenéget várhatunk. Ugyanazon ohmérték eléréhez magasabb fajlagos vezetőképességű szénféle-égből többet kell ugyanazon szigetelő kötőanyag mennyiséghez bemérni. Azonos szemcsenagyság esetén ez azt jelenti, hogy az egyes szemcsék közé vékonyabb szigetelőrétegek jutnak, ami szintén javítja a zörej és feszültség tulajdonságait.

A szigetelő kötőanyag kiválasztásánál figyelembe kell venni ennek hőtágulási tulajdonságait, különös tekintettel a felhasznált vezetőanyagok hőtágulására. Ez különösen az elektromos tulajdonságok terhelés alatti megváltozását befolyásolja.

A szigetelő kötőanyag folyékony állapotba vivésénél arra kell ügyelni, hogy a művelet teljesen egyenletes legyen eredményesen. A kész oldat viszkozitása ne legyen magas, mert ebben az esetben a vezetőrések belekeveredése nem történhet kellő finomságú elcsatásban. A túlzott hígítás viszont akkor lehet káros, mikor a töltőanyagokkal való összekeverés után az oldószer elpárologtatására kerül sor. Itt az alkalmazott hőkezelés túlzott mértéke ártalmas lehet a későbbi feldolgozás szempontjából, amennyiben ronthatja a műanyag préselési folyamán mutatóanyag plaszticitását. Ugyanezen ok miatt már az oldás folyamán is kerülni kell az elegy felesleges felmelegedését.

A feldolgozás során a hátrányos zörej tulajdonságok kiküszöbölése elsősorban a keverés intenzívebbé tésével történik. Azonkívül, hogy a szilárd anyagokat a lehető legfinomabbra őrlővel használják fel, ezek összekeverésének alaposágáról is gondoskodni kell. Az üzemi gyakorlatban ilyen keverésekre legmegfelelőbbnek a golyós malomok mutatkoznak. Megfelelő mennyiségű és méretű őrlő golyó és alkalmasan választott forgási sebesség mellett nagyon jó keverés lehet elérni. A jó keverés szempontjából előnyös, ha azokat az alkatrészeket, amelyeket folyékony állapotba visznek, ez az üzemi gyakorlatban főként a szigetelő kötőanyagot vnatkozik, amely, ha műgyanta alapú, legtöbbször jól oldható.

Némely esetben a szénféleség is folyékonyvá tett állapotban kerül felhasználásra. A finomra őrlött grafitot egyes vállalatok kolloid szuszpenzió formájában hozzák forgalomba. Ez a szuszpenzió valamilyen védőkolloiddal stabilizálva van. Felhasználása a finom eloszlás miatt előnyös.

Ha folyékony és szilárd alkatrészeket alapos összekeveréssel kell elérni, kitűnő eredménnyel használhatók az ultrahang üzemi keverő berendezések. Ilyenek használata esetén az optimális frekvenciát és keverési időt külön ki kell kísérletezni.

A folyékony kötőanyagba a vezetőrészeket kívül semleges, igen finomra őrlött töltőanyagokat szoktak keverni. Ezek a töltőanyagok nagyon sokféle lehetnek, pl. kvarcliszt, homok, aszbesztliszt, fűrészpórá, kaolin, magnézia, földpát, szulphát stb. A töltőanyagok bekeverése után az egész elegyet további feldolgozás előtt legtöbbször ki kell szárítani. Az illékony alkatrészek elpárologtatása emellett hőmérséklettel, esetleg csökkentett nyomással gyorsítható. A hőmérséklet emelésének alkalmazásánál, mint már fentebb említettük, óvatosságnak kell lenni, mert műgyanta alapú kötőanyag használata a műgyanta veszíthet plaszticitásából. Ezért előnyös csökkentett nyomással dolgozni, esetleg a kettőt együtt alkalmazni, ilymódon egy viszonylag alacsonyabb hőmérséklettel is elérhető ugyanaz a cél. Az anyagkeverék ki-zárítás után kisebb-nagyobb szilárd csomókba áll össze. Ezeket az anyagcsomókat porrá kell őrlni. Az őrlőpor szilárd formába tömörítése préseléssel, műgyanta alapú kötőanyag használata esetén az anyag termélete szerint megkívánt technológiával, melegen préseléssel vagy fröcsentéssel történik.

A melegen préselés technikája nagy tapasztalatot, ismereteket és különleges gondosságot kíván. A préselési hőmérséklet és nyomás nagy mértékben befolyásolja az ellenállás tulajdonságait. Ez érthető is, ha meggondoljuk, hogy a préselés folyamán az ellenállásanyag először többé-kébbé folyós masszává alakul, amely csak később válik szilárd

tömeggé. Ez a folyamat az általában használatos üzemi körülmények között legfeljebb néhány percet vesz igénybe. A megfolyás ideje alatt azonban az egyébként nagy gondú előkézitett és összekevert anyagban bizonyos átrendeződés mehet végbe, amelynek eredményeképpen a teljesen egyenletes anyagelosztástól eltérések jöhetnek létre. A jobban folyós folyékonyvá vált részek, továbbá a szilárd részek közül a súlyosabbak a nehézségi erő hatására folytán az ellenállást alóbb részében megsűrűsödnek, míg a többi alkotó elem a felsőbb részekben marad. A hőhatásnak intenzívebben kitett, a szerszámmal közvetlenül érintkező részek előbb szilárdulnak meg, ami esetleg később az ellenállástestben belül kialakuló belső feszültségek létrejöttét okozhatja. Mind-ezen folyamatokat befolyásolja természetesen még az a körülmény is, hogy a teljes préselési nyomás elérése milyen felmelegedési stádiumban találja az anyagot. Minthogy minden anyagkeverékre más és más körülmények a legelőnyösebbek, esetenként külön kell kikérletezni azokat. Az általános ismertetés csak arra szorítkozhat, hogy felsorolja azokat a tényezőket, amelyek hatását figyelembe célszerű venni a külső körülmények megválasztásánál. Ezek a külső körülmények a présnyomástól, működési hőmérséklettől függenek, továbbá nem kis mértékben a préserszám építési módjától és a fűtőttest méretezésétől, valamint a szerszámon való elhelyezéstől.

A prés fontos tulajdonsága első sorban a vele elérhető nyomás nagysága, de legalább ilyen fontos az is, hogy a teljes nyomás elérése milyen sebességgel történhet, hiszen mint említettük, nem mindegy, hogy a felmelegedő anyagot milyen felmelegedési állapotban éri a nyomás. Törekedni kell arra, hogy a préselmeny megszilárdulása gyorsan és egyenletesen menjen végbe, nehogy átrendeződésekre kerülhessen sor. Ezért a fűtőttest elhelyezése olyan legyen, hogy a szerszám átmelegedésénél különböző hőmérsékletű zónák ne alakulhassanak ki, a hőkezelés teljesen egyenletes legyen. A szerszámon célszerű kis túlfutót nyílást hagyni, ami az esetleges anyagfelesleg eltávolítását teszi lehetővé, bár ennek jelentősége pontos anyagbeméréssel csökkenthető.

A pontos anyagbemérésén kívül az adagolást célszerűen tablettázással lehet összekötni. A tablettázás előnye az egyenletes és gyors adagolás lehetővé tételén kívül különösen a többrészes szerszámoknál, valamint a kivételek megoldásánál jutnak előtérbe. A tablettázásra automatikus gépi berendezések vannak forgalomban, amelyekbe egyben bele lehet tölteni a poralakú anyagot, és a gép adagolja, valamint a megkívánt formára préseli hidegen olyan nyomással, amely elegendő mechanikai szilárdságot ad neki, hogy egy csarabban tovább kezelhető legyen, de nem tömöríti annyira, hogy az a megőmlés folyamatát károsan befolyásolja.

Többrészes szerszámmal a tablettázatlanul a szerszámbeontott anyag a rendelkezésre álló idő és a folyási körülmények mellett nem oszlik meg egyenletesen a formadarabok helyére. A szélekre, vagy a beöntés helyétől távolabb pontokra kevesebb anyag jut, ami szélöségek esetében odáig fajulhat, hogy az egyes formadarabok szemmel látható szerkezeti ingadozásokat mutatnak, ami nemcsak mechanikai tulajdonságaikat befolyásolja károsan, hanem elektromos sajátságait is, nem utolsósorban terhelhetőségüket és ohmértéküket.

A tablettázást követi az anyagkeverék megszilárdítását célzó művelet, a melegen való préselés. A préselés művelete nemcsak minőégileg igen fontos tényező, hanem gazdaságilag is. A tömör ellenállásokat jó terhelhető égük mellett nem utolsó sorban olcsó kivitelezésük miatt szeretik gyártani. Azonban természetüknel fogva a kész ellenállások ohmértéke már nem korrigálható. Ezért az anyagelőkészítés és a feldolgozás során arra kell törekedni, hogy a legyártott ellenállások ohmértéke olyan mértékben közelítse meg a kívánt ohmértéket, hogy azon már utólagos korrekcióra ne legyen szükség.

A gyakorlatban ezt a követelményt teljesen elérni nem lehet. Különböző gyártási módszerekkel többé vagy kevésbé közelíthető meg. A gyártási módszerben és a gyártmányok természetében rejlik ezen tulajdonságot az iparban «szórás»-nak nevezik. Az ohmérték szabályozása nagyjából a felhasznált vezető és a hozzákevert szigetelő-kötőanyag, illetve semleges tömőanyagok különböző arányú összeállításával történik. Befolyásolja az ohmértéket a felhasznált szilárd anyagok, különösen a vezető szemcsenagysága is.

A gyártásnál természetesen arra töreksznek, hogy az ohmérték befolyásoló összes tényezőket számbavéve, azok pontos reprodukálásával ugyanazon ohmértéket sikerüljön



előállítani, tehát a gyártott ellenállások ohmértéke az egymásután következő gyártási sorozatokban azonos legyen. A szórás fogalmához éppen az a tapasztalati megismerés vezetett, hogy a leggyöngyösebb gyártási és előkészítési munka folyamán sem sikerül, még egyetlen gyártási sorozaton belül sem azonos ohmértékű ellenállásokat előállítani. Némely gyártási sorozatban szűkebb, másokban tágabb ohmértékhatárok között «szórnak» az ellenállások ohmértékei.

A feltevések és a tapasztalat szerint a préselési körülmények nagy mértékben befolyásolják az ohmértéket. Ez a megállapítás jól igazolható ott, ahol többrészes számszámot használnak. Ilyen számszám használatával elvégezhető a következő mérésorozat: több egymásután következő préselést végzünk azonos körülmények között előkészített, pontosan bemért és azonos nyomáson tablettázott anyaggal, és a kész ellenállások ohmértékét megmérjük, mindegyikről figyelembe véve a prészámszámban elfoglalt helyét. Azt fogjuk tapasztalni, hogy megállapíthatók a többrészes számszámban olyan helyek, amelyek az esetek többségében az átlagosnál magaabb és olyan helyek, amelyen az átlagosnál alacsonyabb ohmértékű ellenállások préselődnek. Ez az eredmény két dolog fontosságát bizonyítja. Az egyik, hogy a prés kiválasztása, a számszámképzés nagyon gondosan kell, hogy történjen, a másik, hogy fűtőtest tervezése és beépítése mennyire fontos a hőmérsékletingadozás kiküszöbölése miatt.

A préselést igen sok esetben még egy öregítési folyamat követi, amelynek a préselmenyeket további feldolgozás előtt vetik alá. A gyártási tapasztalatok ugyanis azt mutatják, hogy a présből kikerült ellenállások az idő folyamán változtatják ellenállásukat, mégpedig eleinte nagyobb mértékben, később egyre csökkenően, ami arra a megfontolásra vezetett, hogy ezt a változást meggyorsítsa a gyártás során előidézze. Legáltalánosabb öregítés a melegítés, melynek során végbe megy az utólagos molekuláris átrendeződések legnagyobb része, amelyek különben az idő folyamán mennének végbe; kiegyenlítődnek a préselés következtében esetleg előállott belső feszültségek.

Még egy másik előnyös hatása is van az utólagos hőkezelésnek. A tapasztalat szerint a terhelésnél is előáll ellenállásváltozás, ezt azonban még egy másik jelenség is kíséri: igen sokszor, és pedig a kontaktusok kis mérvű kilazulása, amelyet az ellenállástest terfogatának zsugorodása idéz elő. Ez a zsugorodás hőkezelésnél is bekövetkezik.

Növelni lehet a hőkezelés hatását azáltal, ha ciklikusan, lehűtési periódusok közbeiktatásával alkalmazzák. A hőkezelés hőmérséklete függ az alkalmazott anyagok természetétől. Általában a hatékonyság alsó határa 15–30° C-al a préselési hőmérséklet felett van, az egyáltalán alkalmazható hőfok felső határát a műanyagféleség, illetve bizonyos esetekben (pl. fűrészpor töltőanyag esetében) a töltőanyag bomlási, elszénesezési hajlama határozza meg.

A hőkezelés időtartama általában pár órától egy-két napig terjed.

#### IV.

A tömör ellenállások kontaktussal való ellátása a tömeggyártásban nehezen megoldható probléma. Eleinte ennél a gyártásnál a kivezető megoldásokat a kerámiatartóra vitt vezetőréteges ellenállásoknál alkalmazottakról vették át. Így került sor a húzott és esztergált kupakok alkalmazására, előre, vagy utólag ráforrasztott, ráperemezett vagy más módon ráerősített kivezetésekkel. Használtak spirálalakban körbe hajlított önzott rézdrótot, amelyet az ellenállástest végeire préseltek, majd a drótok közeit forrasztópáka, vagy olvadt forrasztófémbe való mártás segítségével kitöltötték a forrasztófémrel és ezáltal megszilárdították. Az ilyen típusú kivezetések alá a jó érintkezés biztosítása végett az ellenállástest végeire jól vezető réteget kell felvinni, ami nagyon sokféle módon történhet és a különböző gyártók a legkülönbözőbb eljárásokat használták fel. Ilyen eljárások pl. ezüst hígiden redukció útján vegyületekből, pl. a szokásos ammóniás ezüstoldatból szőlőcukorral kiredukálva. Másik mód finom eloszlású grafitot jól kötő lakkféleségben szuszpendálni, ezt mártással vagy szórással az ellenállástest végeire vinni, majd a lakkféleség természetének megfelelő hőmérsékleten hőkezeléssel megszilárdítani. Grafitpor helyett finomszemcséjű fémporokkal is lehet ugyanilyen módon ellenállástestvégeket kontaktusrésszel ellátni és elég finom eloszlás esetén a grafitnál jobb eredmények érhetők el.

Vittek fel kontaktusréteget a tömör ellenállások végeire soppolás útján is. A jól vezető rétegek tapadásának elősegíté-

sére az ellenállástest felületét a végükön fel szokás lazítani, homokfúvással vagy más hasonló módon. Minthogy azonban az ellenállásanyag hőtágulási együtthatója és a fém kontaktusrézeké különbözők, azért ezek a próbálkozások nem voltak kielégítőek.

Volt olyan megoldás, melynél az ellenállástestet csak egy jólvezető réteggel vonták be, vagy a végeket jobban vezető anyagból készítették, és egy rugózó érintkezőbe nyomták a darabot. Ilyenkor az ellenállástest és a fém hozzávezető között az érintkezési nyomás ingadozása zavarokat idézett elő, amely az ellenállások felhasználhatóságát korlátozta. Azonfelül olyan tömör ellenállás előállítása, mely a két végén jobban vezető anyagból áll, meglehetősen körülményes és ezért költségesebb is.

Alapvetően másfajta megoldástípus az, amelynél a kivezetőket nem utólag vitték rá az ellenállásra, hanem egyidejűleg belepréselték vagy belefűcsözték, úgy hogy a fém kontaktus körülvevő ellenállásanyag a kivezetőket mechanikailag elmozdíthatatlanul körülvette és a nyomás által a jó áramvezetést biztosította. Ilyen esetekben az érintkezések pl. rövid fém pálcikák, amelyek a botformájú ellenállások homlokfelületein előre állnak. A rövid fém pálcikák helyett drótokat vagy szalagforma kivezetőket is lehet az ellenállástestek oldalába beágyazni. Az ilyen kivezetéseket különösen kényelmes a kapcsolásoknál felhasználni, mert egyszerűen beforraszthatók. Az ilyen kivezetések előállításánál is lépnek fel nehézségek. A kivezetések egymástól való távolságát pontosan be kell tartani, mert az amúgy is komoly szórást a különböző távolságban elhelyezett kivezetők még csak fokoznak. Ha a drót- vagy szalagkivezetéseket egy prés- vagy fröccsölő számszámra helyezik, ezeket a nem nagyon merev belső résszel bíró elektródákat az ellenállásanyag könnyen elmozdítja helyükről és az ellenállástest értékei változásain felül még rossz felfekvések is jönnek létre a kivezetéseken, mivel bizonyos körülmények között úgy deformálódhatnak, hogy az ellenállástest felületénél ágyazódnak be. Ennek elkerülése előre tablettázták az ellenállásanyagot és alacról beleszűrték a kivezetéseket, majd végső préselésnél tolták a tengely irányába azokat.

Körülményesebb megoldás az ellenállástest végeibe csavarmentet vájni és beleillő fémcsavarokkal érintkeztetni.

Ezek a kivezetésmegoldások a szigetetlen típusoknál alkalmazhatók. Készítenek azonban tömör ellenállásokat szigetelt kivitelben is. Ezeknél vezetővé tett cementféleséggel ráragasztják a spirálalakban hajlított drótot az ellenállástest végére, vagy az ellenállástest végeit bevonják a jól vezető réteggel és rézkupakokat préselnek rá, mindezt mielőtt a szigetelő burkot rávinnék.

#### V.

A tömör ellenállások természeténél fogva a burkolat védő szerepe nem elsőrendű fontosságú. Az ellenállástest mechanikai szilárdsága kielégítő és azáltal, hogy az elektromos vezetékben a teljes keresztmetszet szerepel, a levegő nedvességének esetleges befolyása a külső rétegekre az egész ellenállás működésében csak elenyésző jelentőséggel mutatkozik.

Szigetelési célokra burkolatokat a legkülönbözőbb típusokban készítenek, az egyszerű lakkburkolattól a legmasszívabb cementburkolatig.

Egy fajtánál pl. elkészítik az ellenállástestet, ellátják kivezetőkkel, majd behúzzák keramikusszóba és a szóvégeit kitöltik cementtel úgy, hogy a kivezetők kiálljanak a cementdugókból. Ennél a típusnál a kivezetőket úgy készítik, hogy kis spirálist alakítanak drótból, majd ezt a spirálist vezető cementtel erősítik az ellenállástest végéhez.

Egy másik gyártó az ellenállástest végeit jól vezető réteggel vonja be, kis rézkupakokat nyom rájuk és azután húzza őket a keramikusszigetelő szóba. Kivülről a két típus csaknem egyforma.

Másik alaptípusa a szigetelő burkolat, a melegen rápréselhető műanyagból pl. bakelitből készült burkolat. Ilyen burkolathoz először elkészítik az ellenállástestet, rápréselik a bakelitburkolatot és ugyanazzal a préselési művelettel a kivezetőket is beleágyazzák. Az egész ellenállás egységes, kemény, szilárd darab lesz, nem kerül levegő az ellenállástest és a burkolat közé. Töréskor a törési felület teljesen egyenesen halad át a vezető közepén és a szigetelő burkon, mintha azonos anyag volna a kettő, különbséget szemre legfeljebb a szín okoz. A kivezető vége kis bütyökké van kiképezve, ez van az ellenállástest végébe illesztve, úgy hogy a préselési



művelet után a kivezető felduzzasztott vége benne van az ellenállástestben, onnan kihúzni nem lehet, csak az ellenállás széttörése után. Hasonlóan készül egy másik fajta ellenállás, csak kivezető drótja nem büttykös, hanem egyszerűen meghajlított.

A tömör ellenállások gyártása a rádiózás első évtizedeinek fontos problémája volt. Gazdaságilag előnyös volta ezt a gyártási ágat nagyon kívánatosá tette, s ezért a szakemberek nagy tömegének figyelme fordult a téma felé, amit a szabadalmak sokrétűsége is mutat.

## Egy elektron-optikai problémáról

SEBESTYÉN LÁSZLÓ  
(Távközlési Kutató Intézet)

**Összefoglalás:** Nagyáramú jól fókuszált elektronnyalábot előállító ún. »Pierce-katód« méretezésénél a »legkedvezőbb viselkedésű« nyaláb fogalmának bevezetésével újabb méretezési feltételek adódnak. A méretezés alapjául szolgáló egyenleteket diagramokban tüntetjük fel és szampéldát dolgozunk ki; ismertetjük a kivitelezett katódon mért értékeket, amelyek a számításokkal kielégítően egyeznek.

### Bevezetés

A probléma felvetése. Teljesítmény-erősítő és nagyenergiájú oszcillátor-klisztronoknál, haladóhullámú csövek-nél a katódsugár csövekhez képest nagy áramsűrűségű nyalábot kell viszonylag nagy távolságra (10–60 cm) eljuttatni. A haladóhullámú csőnél és néhány nagyteljesítményű klisztronnál a katódból kilépő elektronokat tengelyirányú mágnes tér igyckszik állandó átmérőn tartani. A haladóhullámú csőnél szükséges lehet magát a katódot és fókuszáló rendszert a mágnes téren kívül elhelyezni, egyrészt az ebből adódó gerjesztőtekercs megtakarítás, másrészt a mágneses fókuszálás úgynevezett Brillouin feltételének alkalmazhatósága érdekében (1). A nyaláb legyen axiálisan szimmetrikus, a fókuszálás történjen tisztán elektrosztatikus eszközökkel, a fókuszáló elektródák ne vegyenek fel áramot és hatásuk olyan legyen, hogy a katódból kilépő nagy áramsűrűségű nyaláb szélső elektronjai radiális sebességkomponens nélkül induljanak a nyalábot együtt tartó tengelyirányú mágnes térbe.

A katódsugár csöveknél szokásos elektronágyúk kevésbé alkalmasak arra, hogy kis feszültség mellett nagy áramú és áramsűrűségű jól fókuszált nyalábot állítsanak elő, mert a tértöltésnek — a katódsugár csöveknél rendszerint elhanyagolható — hatása következtében a nyaláb erősen szóródik és a katódáram jelentős része elvész a fókuszáló elektródákon. Ezért nagyáramú nyaláb esetén, amikor is fontos, hogy a teljes katódáram eljusson a kollektor-elektrodáig, a katódsugár csövektől eltérő katód és fókuszáló rendszer tervezése vált szükségessé.

A tervezés számítási része jelentős nehézségekkel jár. Az elektronpályáknak a tértöltés és kezdeti sebességek figyelembevételével történő meghatározása, görbevonalú elektronpályák számítása — tudomásunk szerint — mind-egyedül meg nem oldott feladat. Ez azt jelenti, hogy nagy áramú, jól fókuszált nyalábot jó katódhatásfokkal előállító katód tervezésénél lényegileg kérdésekre vagyunk utalva. (Katódhatásfok alatt a használt, tehát a kollektor elektródáig, illetve a katódsugár cső ernyőjéig eljutó áramnak és a teljes katódáramnak viszonyát értjük.)

A számítási nehézség megoldható akkor, hogyha a katód és gyorsító rendszert olyan geometriai rendszerekből képezzük ki, amelyekre a tértöltés által korlátozott áram törvényei jól ismertek. Ilyenek párhuzamos síkok, koncentrikus hengerek és koncentrikus gömbök.

Pierce szerint (2) koncentrikus gömbök szegmenseiből alkotott katódnál a katód és gyorsító elektróda megfelelő alakú kiképzésével el lehet érni azt, hogy a nyaláb szélein úgy változzon a potenciál, mint változna akkor, ha a teljes gömbfelületek közt folyna áram, vagyis a gömbszegmensek között folyó áramrésznél a széleknél hiányzó tértöltési áram hatását terelőlemezekkel pótoljuk. Az ilyen elven működő katódok »Pierce-katód« néven ismeretesek.

A probléma amely nagy áramsűrűségű nyalábot előállító katódok tevezésénél felmerül, nem korlátozható

magára a katód és fókuszáló rendszer tervezésére, hanem két egymással szorosan összefüggő részből áll:

a) Mekkora az adott hosszúságú és átmérőjű csővön mágneses fókuszálás nélkül átvihető legnagyobb áram?  
b) Milyen legyen a maximális áram átviteléhez szükséges jóhatásfokú katód és fókuszáló rendszer?

Igazolni fogjuk, hogy adott hengeren akkor vihető át legnagyobb áram, illetve adott áram a legnagyobb távolságra, ha a beesési szög meghatározott nagyságú. Az a) és b) probléma tehát szorosan összefügg: a »Pierce-katódot« úgy kell méretezni, hogy az optimális beesési szög feltételét kielégítse. A továbbiakban Pierce és Spangenberg (3) nyomán haladva az elméletet az »optimális viselkedésű« nyaláb fogalmának bevezetésével egy lépéssel továbbfejlesztjük, és leírjuk egy optimális méretezésű katód tervezését.

### I.

#### Adott hengeren átvihető legnagyobb áram

1. Elektronpályák egyenlete körszimmetrikus hengeres elektromos erőterben, a kezdeti sebességek és a tértöltés hatásának elhanyagolásával, a tengellyel kis szöget alkotó elektronokra.

Hengerszimmetrikus erőterre a Laplace-egyenlet

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial V}{\partial r} \right) = 0 \quad (1)$$

ahol  $r$  a tengelytől mért távolságot,  $z$  pedig a tengelymenti koordinátát jelenti. Ebből kis  $r$  értékek esetén és a tértöltés elhanyagolásával az elektronoptika egyik legfontosabb alapegyenlete nyerhető (4), (5), (6):

$$r'' + \frac{r' V_0'}{2 V_0} + \frac{r V_0''}{4 V_0} = 0 \quad (2)$$

ahol a vessző a  $z$  szerinti első és második deriváltat jelent  $V_0$  pedig a potenciál értékét a tengely mentén.

2. Tengelyközeli elektronpályák meghatározására szolgáló egyenlet kiegészítése a tértöltés hatásának figyelembevételével.

Tételezzünk fel olyan áramsűrűséget, amelynél a tértöltésnek a tengelymenti potenciál-eloszlásra és ezzel az elektronok tengelymenti sebességére elhanyagolhatóan kis befolyása van. Ilyen, viszonylag kis áramsűrűségeknél is a tértöltés jelentős radiális sebességkomponens ad a nyaláb elektronjainak. Feltesszük továbbá, hogy az egyes elektronpályák nem keresztezik egymást, azaz elhanyagoljuk a kezdősebességeket. A tértöltésmentes esetre vonatkozó Laplace-egyenlet helyébe a Poisson-egyenlet lép:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + \frac{\rho}{\epsilon_0} = - \left( \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} \right) \quad (3)$$

Itt  $\rho$  a térbeli töltéssűrűség  $\epsilon_0$  pedig a vákuum dielektromos állandója. Az (1)-est a (3)-as egyenlettel összehasonlítva látható, hogy tértöltéses esetben  $V_0''$  helyébe  $V_0'' - \frac{\rho}{\epsilon_0}$  lép.

Ezt a (2)-es egyenletben felhasználva

$$r'' + \frac{r' V_0'}{2 V_0} + \frac{r V_0''}{4 V_0} - \frac{r \rho}{4 V_0 \epsilon_0} = 0 \quad (4)$$



3. Az elektronpálya kiszámítása a tengelyközeli, tértöltési tagot is tartalmazó elektronpálya-egyenletből konstans potenciál esetén. (7)

Konstans potenciál esetén, minthogy ilyenkor  $V_0$  és  $V'_0$  zérus, a (4)-es egyenlet

$$r'' = \frac{r \varrho}{4 V_0 \epsilon_0} \quad (5)$$

alakra egyszerűsödik. Az elektronnyalábot fókuszáló rendszer olyan legyen, hogy a katódból kilépő elektronokat a katódnál kisebb keresztmetszetre szorítja össze; a nyaláb elér egy legkisebb keresztmetszetet, amely után ismét tágulni kezd.

Jelöljük a nyaláb legkisebb keresztmetszetét  $2r_0$ -al. Az áramsűrűség a legkisebb keresztmetszet helyén

$$\varrho_0 = \frac{I}{r_0^2 \pi z} = \frac{I}{r_0^2 \pi \sqrt{2 \frac{e}{m} V_0}} \quad (6)$$

Az áramsűrűség a legkisebb keresztmetszettől valamilyen  $z$  távolságra

$$\varrho = \frac{I}{r^2 \pi \sqrt{2 \frac{e}{m} V_0}} \quad (7)$$

A (6) és (7) egyenleteket (5)-be helyettesítve

$$r'' = \frac{\varrho_0 r_0^2 e}{2 m v^2 r \epsilon_0} \quad (8)$$

Vezessük be új változóként

$$R = \frac{r}{r_0} \quad (9)$$

és

$$R' = \frac{dR}{dz}, \quad R'' = \frac{d^2R}{dz^2}$$

Ezzel a (8) egyenlet a következő alakba megy át:

$$R'' = \frac{\varrho_0 e}{2 m v^2 \epsilon_0 R} \quad (10)$$

illetve  $R'$ -vel történő szorzás és rendezés után

$$\frac{R'}{R} = \frac{m v^2 \epsilon_0}{\varrho_0 e} 2 R' R'' = C_1 R' R'' \quad (11)$$

Integrálva

$$\ln R = C_1 (R')^2 \quad (12)$$

Az integrációs állandó = 0, mert koordináta rendszerünket a legkisebb keresztmetszet helyén vettük fel, itt a  $z = 0$  helyen  $R = 1$ ,  $R' = 0$ . A (12) egyenletből

$$dz = \sqrt{C_1} \frac{dR}{\sqrt{\ln R}} \quad (13)$$

amelyből

$$z = \sqrt{C_1} \int_1^R \frac{dR}{\sqrt{\ln R}} \quad (14)$$

A konstans értékét kiszámítva a (14) egyenlet a következő alakban írható:

$$\frac{z}{r_0} = 5,74 \cdot 10^{-3} \frac{V^{3/4}}{I^{1/2}} \int_1^R \frac{dR}{\sqrt{\ln R}} \quad (15)$$

Vezessük be új változóként  $t = \sqrt{\ln R}$ , ezzel

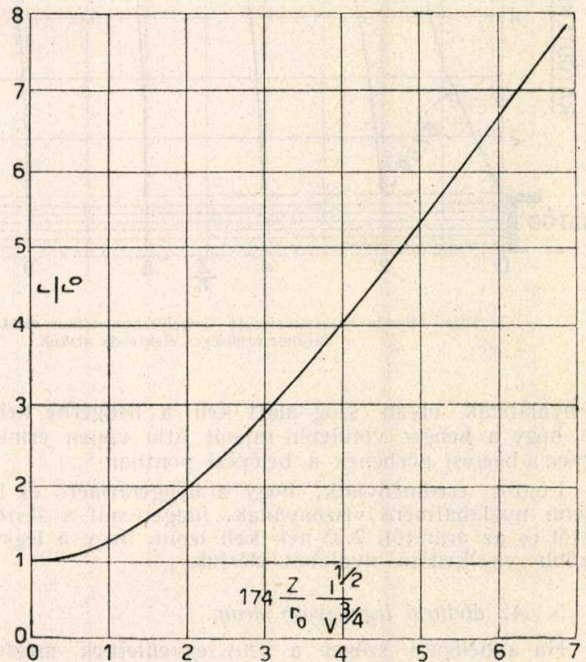
$$\int_1^R \frac{dR}{\sqrt{\ln R}} = 2 \int_0^{\sqrt{\ln R}} e^{t^2} dt \quad (16)$$

Az  $\int_0^t e^{t^2} dt$  függvény táblázatosan megtalálható (8) alatt.

A (15), illetve (16) egyenlet alapján számított, eredetileg párhuzamos keresztmetszetű nyaláb feltágulását az 1. ábra mutatja.

4. »Legkedvezőbb viselkedésű« nyaláb.

A (15) egyenlet, illetve az 1. ábra alapján meghatározható, hogy eredetileg párhuzamos nyaláb hogyan tágul fel a tértöltés hatása alatt; ezzel előkészítettük adott hengeren átvihető maximális áram kiszámítását.



1. ábra. Párhuzamos nyaláb tágulása a tértöltés hatásának következtében.

Nyilvánvaló, hogy a hengeren átvihető áramerősség akkor lesz a legnagyobb, ha a beeső nyaláb konvergencia, a henger közepén éri el legkisebb keresztmetszetét és a henger végére tágul fel ismét eredeti átmérőjére. A kérdés fogalmazható úgy is, hogy adott feszültség mellett milyen legyen a nyaláb beesési szöge ahhoz, hogy a nyaláb legmesszebb jusson el, anélkül, hogy a henger falára ráfutna. A beesési szög a (15) egyenletből az állandó numerikus értékét beírva

$$\operatorname{tg} \gamma = 174 \frac{I^{1/2}}{V^{3/4}} (\ln R)^{1/2} \quad (17)$$

Nevezzük azt a beesési szöget, amely mellett a nyaláb a legnagyobb távolságra eljut  $\gamma_0$ -nak és a henger átmérőjét  $2r_a$ -nak.  $z$  akkor lesz a legnagyobb, ha

$$\frac{r_a/r_0}{\sqrt{\ln \frac{r_a}{r_0}}} = \frac{r_a/r_0}{\int_0^{\sqrt{\ln R}} \frac{dR}{\sqrt{\ln R}}} \quad (18)$$

A (18) egyenlet grafikus megoldásának eredménye:

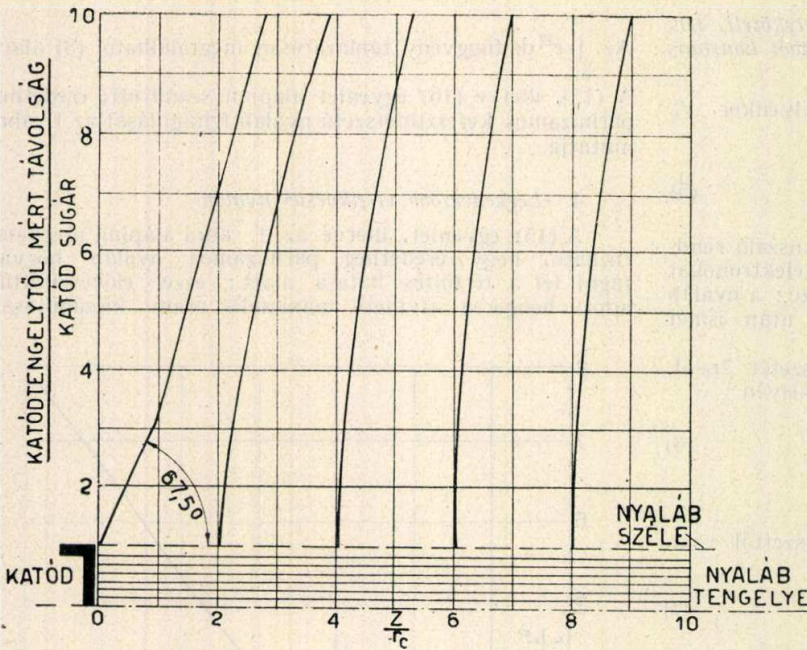
$$\left(\frac{r_a}{r_0}\right)_{opt} = 2,35 \quad (19)$$

amelyből

$$\operatorname{tg} \gamma_0 = 161 \frac{I^{1/2}}{V^{3/4}} \quad (20)$$

Ezzel — eltérő megfontolás alapján — ugyanarra az eredményre jutottunk, mint (3). Az optimális beesési szöget úgy kapjuk meg, hogy az 1. ábrán feltüntetett nyaláb-tágulási görbéhez az origó átmenő érintőt szerkesztünk





2. ábra. Állandó keresztmetszetű tengelyszimmetrikus elektronnyaláb előállításához szükséges elektróda alakok.

A nyalábnak olyan szög alatt kell a hengerbe belépnie, hogy a henger vetületén rajzolt átló éppen érintője legyen a beesési görbének a belépési pontban.

Fontos eredményünk, hogy a hengerátmérő és legkisebb nyalábátmérő viszonyának, függetlenül a feszültségtől és az áramtól, 2,35-nek kell lenni, hogy a legkedvezőbb viselkedésű nyalábot elérjük.

5. Az átvihető legnagyobb áram.

Ha a belépési szöget a (20) egyenletnek megfelelően vesszük fel, akkor a (15) egyenletből

$$I_{max} = V^{3/2} \left[ 5,74 \cdot 10^{-3} \frac{r_o}{z} \left( \int_1^R \frac{dR}{\sqrt{\ln R}} \right) \frac{r_a}{r_{opt}} \right]^2 = 38 \cdot 10^{-6} V^{3/2} \left( \frac{D}{L} \right)^2 \quad (21)$$

Itt  $D$  a henger átmérője,  $L$  a hosszúsága, az áramot és feszültséget amperben, illetve voltban kell helyettesíteni.

Megjegyezzük, hogy ha a nyaláb szétterjedését úgy akarjuk megakadályozni, hogy tengelyirányú mágnetérrel fókuszáljuk, akkor az átvihető áramnak az szab határt, hogy a nyalábon belüli potenciáeloszlás ol an lesz, hogy a közepén a potenciál egyre csökken a szélekhez képest. Ez a jelenség a csövet teljesen kitöltő nyaláb esetén

$$I_{max} = 1,02 V_{[kV]}^{3/2} \quad (22)$$

értéküre korlátozza az átvihető áramot. (9)

II. Konvergens nyalábot előállító katód

6. Párhuzamos nyaláb előállítása.

Az elektronnyaláb legkedvezőbb beesési szögének meghatározása és az adott hengeren átvihető legnagyobb áramerősség kiszámítása után rátérhetünk a második kérdésre, vagyis nagy áramú meghatározott szög alatt konvergáló nyaláb előállításának egyik lehetséges módjára.

Elő lépésként — Pierce (1) nyomán — nézzük meg párhuzamos nyalábok előállításának lehetőségét. Gondolatmenetünk a következő: körkeresztmetszetű nyaláb szélén az elektródákat úgy kell kiképezni, hogy ugyanolyan potenciáeloszlás lépjen fel, mintha a nyaláb végtelen kiterjedésű lenne, a nyaláb szélén lévő elektródák pótolják a hiányzó tértöltési áram hatását. A katód és gyorsító

elektródának olyan teret kell előállítani, hogy

$$V(r, z) = k z^{4/3} \quad (23)$$

$$\frac{dV(r, z)}{dr} = 0 \quad (24)$$

ahol  $r$  a nyaláb sugara és  $z$  a nyaláb terjedési irányában a katódtól mért távolság,  $k$  pedig egy állandó. A probléma, hogy olyan hengersizmetrikus erőteret keressünk egy adott hengeren kívül, amely eleget tesz a Laplace-egyenletnek a (23) és (24) egyenletben foglalt megkötések mellett, elektrólit tank segítségével oldható meg. Megfelelő elektróda alakokat a 2. ábra mutat. A 0 potenciálú elektróda a  $z$  tengellyel  $67,5^\circ$ -os szöget alkot. Ez megegyezik a nem körkeresztmetszetű, hanem 2 dimenziósnak feltételezett négyszögletes nyaláb vizsgálatánál nyerhető analitikus megoldással (ilyen esetben ugyanis a feladat számítás útján megoldható).

Ha a 2. ábra szerint kiképzett katód, terelőlemez és gyorsító elektródákból forgástestet készítünk, akkor hengeres párhuzamos nyaláb keletkezik. Ha a pozitív feszültségű gyorsító elektróda után nincs erőter, akkor a katódgyorsító által alkotott lencse következtében a nyaláb divergáló lesz.

7. Radiális elektronáramlás két gömbszegmens között.

Az előbbieket szerint legkedvezőbb viselkedésű nyaláb előállításához a nyalábnak konvergálna kell belépni a hengerbe. Konvergáló nyaláb előállításához felhasználható két olyan gömbszegmens, amelyek közül a nagyobbik sugarú a katód. Két koncentrikus gömb között a tértöltési áram (10)

$$I_a = \frac{16}{9} \pi \epsilon_0 \sqrt{2 \frac{e}{m}} \frac{V^{3/2}}{(\alpha_-)^2} = 29,34 \cdot 10^{-6} \frac{V^{3/2}}{(\alpha_-)^2} \quad (25)$$

ahol  $V$  az elektródák közötti feszültség-különbség és

$$\alpha_- = f \left( \frac{r_c}{r_a} \right)$$

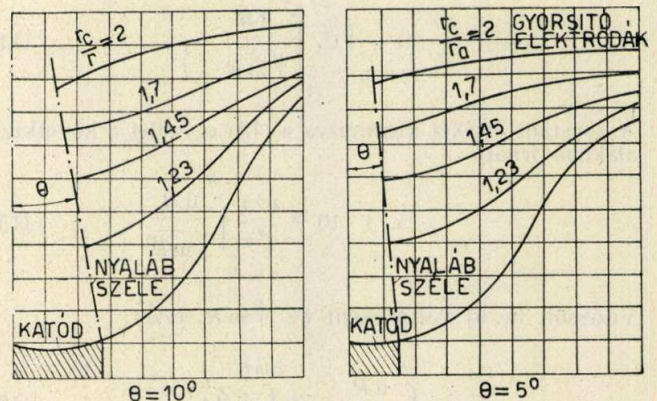
a katód és anód sugarak hányadosának függvénye; értékét Langmuir és Blodgett táblázata an közlik.

Ha a gömbökből  $\Theta$  félkúpszögű nyílással szegmenseket vágunk ki, akkor

$$I = I_a \left( \frac{1 - \cos \Theta}{2} \right) = 14,67 \cdot 10^{-6} \frac{1 - \cos \Theta}{(\alpha_-)^2} V^{3/2} \quad (26)$$

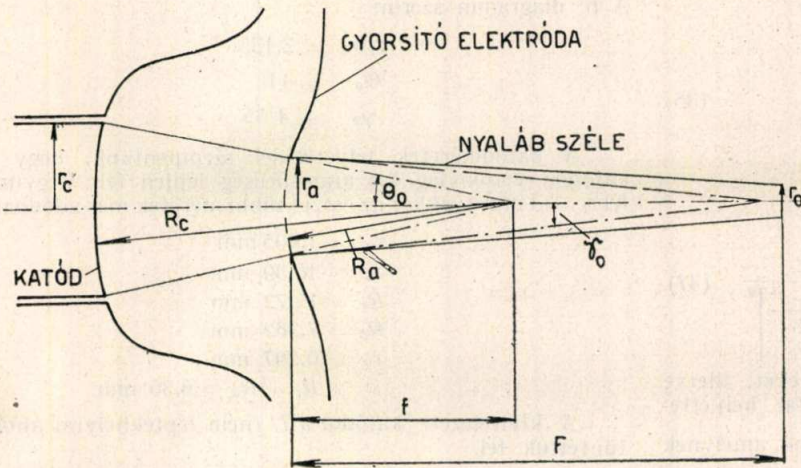
Ezt  $V$ -re megoldva

$$V = \frac{I^{2/3}}{14,67 \cdot 10^{-4} (1 - \cos \Theta)^{2/3}} (\alpha_-)^{4/3} = k (\alpha_-)^{4/3} \quad (27)$$



3. ábra. A gyorsító elektróda alakja különböző  $\Theta$  szögek és  $r_c/r_a$  viszonyok mellett. (11)





4. ábra. Konvergens nyalábot előállító katód- és gyorsító rendszer.

és a nyalábon belül

$$\frac{dV}{d\theta} = 0 \tag{28}$$

Megfelelő — elektrolit tank segítségével nyert — elektroda alakokat a 3. ábra mutat.

A katód melletti terelő elektroda az eddigieknek megfelelően 67,5° szöget alkot a tengellyel.

Abban az esetben, ha a gyorsító elektrodat követően nincs erőter, a katód-gyorsító rendszer mint szórólencse működik, a nyalábnak pedig az előző fejezetben elmondottak miatt meghatározott szög alatt konvergálnak kell lenni. A katód-gyorsító rendszert tehát úgy kell méretezni, hogy az ebből kilépő nyalábnak a tengellyel alkotott szöge megegyezzen a legkedvezőbb viselkedésű nyaláb eléréséhez szükséges szöggel. Mint ismeretes, egyszerű köraperitúrájú lencse fókusztávolsága, ha a gyorsító elektroda felőli oldalon nincsen potenciál-grádiens:

$$f = \frac{4V}{V'} \tag{29}$$

ahol  $V$  a katód-gyorsító közti feszültség,  $V'$  pedig a katód-gyorsító közötti tér potenciál-grádiense. A (27) egyenletből

$$V' = \frac{2}{3} \frac{d(\alpha_-)^2}{d \frac{r_c}{r_a}} \cdot \frac{1}{(\alpha_-)^2} \frac{r_c}{r_a^2} V \tag{30}$$

A keskeny lencsékre érvényes összefüggések szerint

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{r_a} - \frac{1}{F} \tag{31}$$

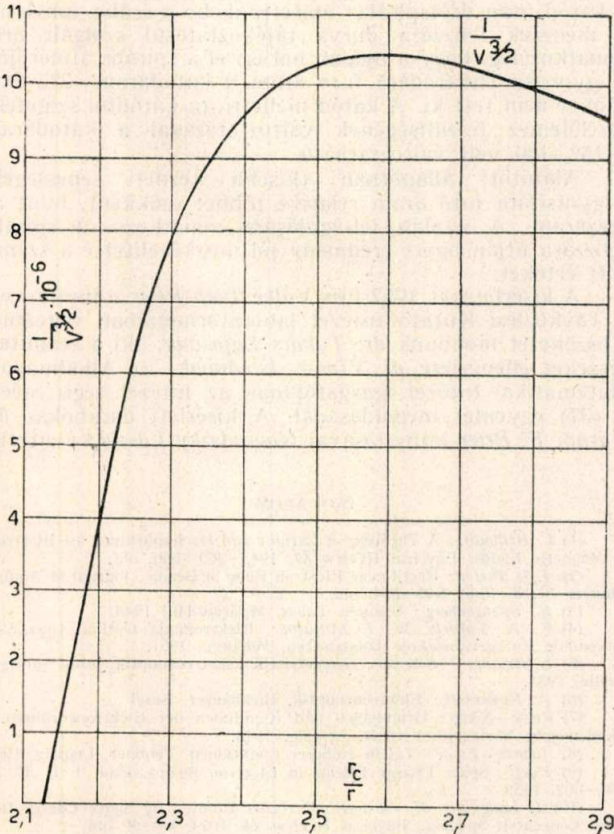
illetve

$$F = \frac{r_a f}{f - r_a} \tag{32}$$

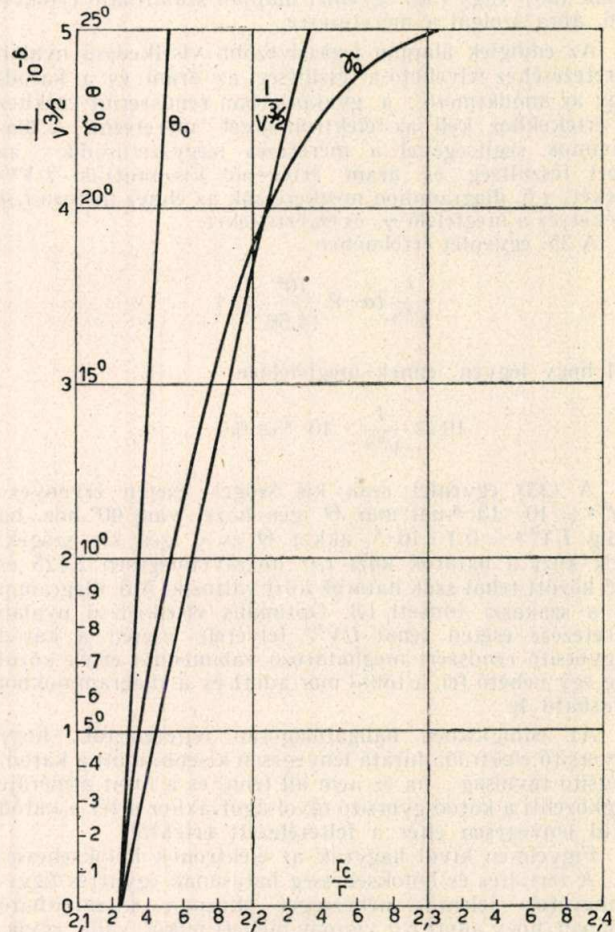
A konvergens nyalábot előállító katód és gyorsító rendszert a 4. ábra mutatja, ezen leolvashatók a (31) és (32) egyenletekben használt jelölések.

A 4. ábra alapján kis szögekre

$$\frac{|\sin \theta_0|}{|\sin \gamma_0|} \approx \frac{\sin \theta_0}{\text{tg } \gamma_0} = \frac{F}{r_a} = \frac{f}{f - r_a} \tag{33}$$



5. ábra. Összefüggés  $r_c/r$  és  $1/V^{3/2}$  között.



6. bra. Méretezésre szolgáló diagramm. Összefüggés  $1/V^{3/2}$ ,  $r_c/r$ ,  $\gamma_0$  és  $\theta_0$  közt.

innen

$$\sin \theta_0 = \text{tg } \gamma_0 \frac{1}{1 - \frac{r_a}{f}} \tag{34}$$

Másrészt a (26) egyenletből

$$\cos \theta = 1 - \frac{I}{V^{3/2}} (\alpha_-)^2 \frac{10^6}{14,66} \tag{35}$$



A (34) egyenletbe  $\text{tg } \gamma_0$  és  $f$  értékét beírva

$$\sin \Theta_0 = \frac{161 \frac{I^{1/2}}{V^{3/4}}}{1 - \frac{1}{6(\alpha_-)^2} \frac{r_c}{r} \frac{d(\alpha_-)^2}{d \frac{r_c}{r}}} \quad (36)$$

Végül a (35) és (36) egyenletekből

$$\frac{I}{V^{3/2}} = \frac{29,33}{(\alpha_-)^2} 10^{-6} - \frac{(161 \cdot 14,66)^2}{\left[ (\alpha_-)^2 - \frac{1}{6} \frac{r_c}{r} \frac{d(\alpha_-)^2}{d \frac{r_c}{r}} \right]^2} \quad (37)$$

A (37) egyenletbe különböző  $r_c/r$  értékeket, illetve az ehhez tartozó  $(\alpha_-)^2$  értékeket és a deriváltat, helyettesítve egy  $I/V^{3/2} = f\left(\frac{r_c}{r}\right)$  összefüggést kapunk, amelynek alapján legkedvezőbb viselkedésű nyaláb méretezhető. A meglehetősen hosszás számítások eredményét az 5., illetve 6. ábrában tüntettük fel.

Az 5. ábrán feltüntettük az  $I/V^{3/2} = f\left(\frac{r_c}{r}\right)$  görbét, a 6. ábrában pedig kirajoltuk ennek a görbének a méretezéshez szükséges részét és feltüntettük  $\gamma_0$ -nak a (20), illetve  $\Theta$ -nak (35) vagy (36) egyenlet alapján számítható értékét. A 6. ábra szolgál a méretezésre.

Az eddigiek alapján legkedvezőbb viselkedésű nyaláb méretezéséhez felvehető a feszültség, az áram és a katód-vagy az anódatmértő; a gyakorlatban rendszerint ezekhez az értékekhez kell az elektroncsövet méretezni. A diagrammok segítségével a méretezés leegyszerűsödik: az adott feszültség és áram értékéből kiszámítjuk  $I/V^{3/2}$  értékét, a 6. diagrammon megkeressük az ehhez tartozó  $r_c/r$  értéket, és a megfelelő  $\gamma_0$  és  $\Theta_0$  értékeket.

A 35. egyenlet értelmében

$$\frac{I}{V^{3/2}} (\alpha_-)^2 \frac{10^6}{14,66} \leq 1$$

kell hogy legyen, ennek megfelelően

$$10 \geq \frac{I}{V^{3/2}} \cdot 10^{-6} \geq 0,0 \dots$$

A (33) egyenlet csak kis szögek esetén érvényes;  $I/V^{3/2} = 10 \cdot 10^{-6}$ -nál már  $\Theta$  igen közel van  $90^\circ$ -hoz, ha pedig  $I/V^{3/2} = 0,1 \cdot 10^{-6}$ , akkor  $\Theta$  és  $\gamma$  igen kis szögek. Ezek közt a határok közt  $r_c/r$  hozzávetőlegesen 2,125 és 2,45 között tehát szűk határok közt változik. A 6. diagramm ezt a szakaszt tünteti fel. Optimális viselkedésű nyaláb méretezése esetén tehát  $I/V^{3/2}$  felvétele esetén a katód és gyorsító rendszert meghatározó valamennyi érték közül még egy vehető fel, a többi már adott és a diagrammokról olvasható le.

Az eddigiekben hallgatólagosan feltételeztük, hogy a gyorsító elektróda furata lényegesen kisebb, mint a katód-gyorsító távolság; ha ez nem áll fenn, és a furat átmérője megközelíti a katód-gyorsító távolságot, akkor a tér a katód körül lényegesen eltér a feltételezett értéktől.

Figyelmen kívül hagytuk az elektronok hőfoksebességét. A tértöltés és hőfoksebesség hatásának együttes figyelembevételét jelentős nehézséget okozna; kiszámítható azonban, hogy adott  $r_c/r$  viszony mellett mikor válik egyik, illetve másik hatás túlnyomóvá. A nagy áramú nyalábok tervezésénél a legkisebb keresztmetszetet rendszerint nem a hőfoksebesség korlátozza, hanem a tértöltés. A tervezett katódnál a kezdeti sebességeket — itt nem részletezett megfontolások alapján — egyszerűen úgy vettük számításba, hogy a gyorsító furatának átmérőjét a számított értékhez képest 15%-kal megnöveltük.

### 8. Számpélda méretezésre.

Legyen az átvinni kívánt áram  $I = 9 \text{ mA}$ ,  $V = 1000 \text{ V}$  feszültség mellett. Ezzel

$$I/V^{3/2} = 0,2845 \cdot 10^{-6}$$

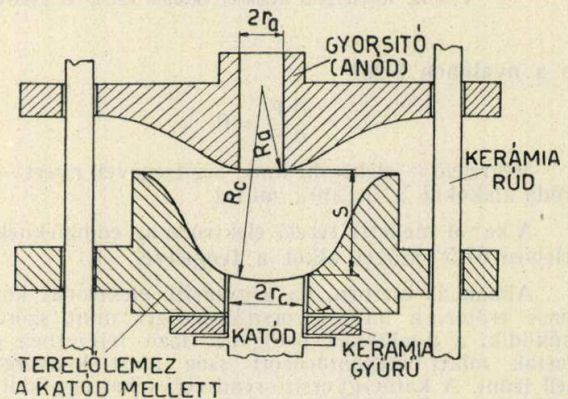
A 6. diagramm szerint

$$\begin{aligned} r_c/r_a &= 2,135 \\ \Theta_0 &\cong 11^\circ \\ \gamma_0 &\cong 4^\circ 55' \end{aligned}$$

A katódméretek felvételénél szempontunk, hogy a katódon viszonylag kis áramsűrűség lépjen fel. Vegyünk fel  $r_c = 3 \text{ mm}$ -t, akkor az összes többi méretek már adódnak:

$$\begin{aligned} r_a &= 1,405 \text{ mm} \\ z_a &= 16,39 \text{ mm} \\ R_c &= 15,72 \text{ mm} \\ R_a &= 7,362 \text{ mm} \\ r_o &= 0,597 \text{ mm} \\ s &= R_c - R_a = 8,36 \text{ mm}. \end{aligned}$$

A kivitelezett katódot a 7. (nem léptékhelyes) ábrán tüntettük fel.



7. ábra. Kivitelezett katód rajza.

### 9. Kísérletek.

Az előbbieken leirt és a 7. ábrában feltüntetett katódnál a nyaláb feltágulását úgy ellenőriztük, hogy a katód után drótspirálisan építettünk be a csőbe, amelynek a menetek felizása durva tájékoztatásul szolgált arra vonatkozólag, hogy a nyaláb hol éri el a spirális átmérőjét. A gyorsító elektródára futó áram a katódáram 2%-ánál többet nem tett ki. A katód melletti, (a katódtól szigetelt) terelőlemez feszültségének változtatásával a katódáram  $\pm 15\%$ -kal volt változtatható.

Aláfűtött állapotban, (kisebb kezdeti sebességek) a gyorsítóra futó áram relatíve többet csökkent, mint az összárám. A nyaláb feltágulására vonatkozó, a spirális felizása útján nyert eredmény jól megközelítette a számított értéket.

A kísérleteket 1952-ben Valkó Iván Péter irányításával a Távközlési Kutató laboratóriumában végeztük. Köszönetet mondunk dr. Takács Lajosnak, aki a számítási részeket ellenőrizte, dr. Vincze Istvánnak, az Alkalmazott Matematikai Intézet igazgatójának az intézet segítségéért a (37) egyenlet megoldásánál. A kísérleti darabokat dr. Váradi F. Péter irányításával Navradzsky László készítette.

### IRODALOM

- (1) L. Brillouin: A Theorem of Larmor and Its Importance for Electrons in Magnetic Fields. Physical Review 67. 1945. 260—266. old.
- (2) J. R. Pierce: Rectilinear Electron Flow in Beams. Journal of Applied Physics 11. 8. 1940. 548—554. old.
- (3) K. Spangenberg: Vacuum Tubes. McGraw-Hill 1948.
- (4) E. A. Vajnrub, W. I. Miljutin: Elektronnaja Optika. Goszudarstvennoje Energeticeszkoe Izdatelstvo, Moszkva, 1951.
- (5) E. Brüche, O. Scherzer: Geometrische Elektronenoptik. Julius Springer, Berlin, 1934.
- (6) A. Rusterholz: Elektronenoptik. Birkhäuser, Basel.
- (7) Rothe-Kleen: Grundlagen und Kennlinien der Elektronenröhren. Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1943.
- (8) Jahnke-Emde: Tafeln Höherer Funktionen. Teubner, Leipzig, 1952.
- (9) Haeff: Space Charge Effects in Electron Beams. Proc. I. R. E. 27. 586—602. 1939.
- (10) I. Langmuir, K. Blodgett: Currents Limited by Space Charge Between Concentric Spheres. Physical Review 24. 1924. 49—59 old.
- (11) R. Helm, K. Spangenberg, L. M. Field: Cathode-Design Procedure for Electron-Beam Tubes. Elec. Comm. 24. No. 1. 1947 márc. 101—107 old.



# A reflex klystron elmélete

TARNAY KÁLMÁN

(Budapesti Műszaki Egyetem, Vezetéknélküli Híradástechnika Tanszék)

**Összefoglalás:** A reflex klystron a mikrohullámú technika kisteljesítményű oszcillátorcsöve: lokátorvevők helyi oszcillátorfokozatában, mikrohullámú szignálgenerátorokban alkalmazzák. A cikk első része az irodalom alapján ismerteti a reflex klystron oszcillátor működésének elvét és feltételeit. A második rész az elektronikus hangolás lehetőségeivel foglalkozik, mely egyszerű felépítésű automatikus frekvenciaszabályozást, vagy kisteljesítményű frekvenciamodulált oszcillátorként való alkalmazást tesz lehetővé. Az elektronikus hangolásnál zavaró jelenségeként lép fel az ú. n. hisztérézis, melyet a cikk kvalitatíve tárgyal. A befejező rész a reflex klystron frekvenciamodulált oszcillátorként való alkalmazásával és a fellépő torzításokkal foglalkozik.

## I. Bevezetés

A reflex klystron a kis tápfeszültségekkel dolgozó sebességmodulációs csövek egyik kisteljesítményű típusa. A kétüreges klystronnal szemben a következő előnyei vannak rezgéskeltés szempontjából:

a) csak egyetlen ürege van, ennél fogva hangolása sokkal egyszerűbb, mert nem kell két üreg szimultán hangolását biztosítani.

b) a visszacsatolás elektronikus, a visszatérítő erőter segítségével történik, melyet a repellerfeszültség változtatásával szabályozhatunk, szemben a kétüreges klystronnal, amelynél a visszacsatolás külön visszacsatoló áramkörön keresztül történik.

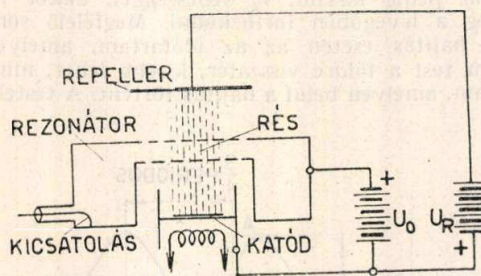
c) a repellerfeszültség változtatásával a gerjesztett frekvencia kismértékben változtatható, méghozzá teljesítményszükséglet nélkül: ez lehetővé teszi reflex klystron oszcillátoroknál egyszerű felépítésű automatikus frekvenciaszabályozás alkalmazását, vagy frekvenciamodulált oszcillátorként való felhasználását.

Hátrányai viszont a következők:

a) a tápfeszültség-ingadozások következtében fellépő frekvenciaingadozás, amely lehetővé teszi AFC vagy frekvenciamoduláció alkalmazását, azonban a szabályozásban illetve modulációban részt nem vevő elektródákat stabilizált egyenfeszültséggel kell táplálni.

b) a rezonátorüreg a katódhoz képest többszáz voltnyi pozitív feszültségen van, a gerjesztett nagyfrekvenciás teljesítmény elvezetése kisebb technikai nehézségekbe ütközik.

A reflex klystron elvi felépítése az 1. ábrán látható.



1. ábra. Reflex klystron elvi felépítése.

Működési elve a következő:

A közvetett fűtésű katódból kilépő egyenes áramú elektroncsugár a katód és rezonátor közötti térben a rezonátoron levő egyenfeszültségnek megfelelő sebességre gyorsul (néha a rezonátor előtt egy gyorsító rács is van). A rezonátor a klystronoknál szokásos re-entrant rezonátor, mely két rácsot vagy iriszt tartalmaz, ezek alkotják a körkapacitív részét, közöttük lép fel a maximális térerősség. A két rács közötti térben az elektroncsugár sebességmodulációt szenved. A sebességmodulált elektroncsugár a résből kilépve a rezonátor és a negatív feszültségen lévő repeller

közötti erőterben, mely az elektronok kinetikus energiáját felemészti — lelassul, majd visszafordul és gyorsulva halad vissza a rezonátor felé, eközben a különböző sebességű elektronok kötegelődnek, és helyesen beszabályozott visszaterítő erőter esetén olyan fázisban érkeznek vissza a rezonátor részébe, hogy a pillanatnyi résfeszültség az elektronokat fékezi, ekkor az elektronok energiát adnak le a résnek. Az energiának az a része, mely az üregrezonátor veszteségeinek fedezése után fennmarad, az üregből egy csatolóhurokkal koaxiális kábel, illetve az üregbe csatlakozó csőtápvonal segítségével elvezethető.

## 2. Az elektronsugár áthaladása a résen

A katódból kilépő egyenes áramú elektroncsugár a résbe lépve a rés rádiófrekvenciás erőterének hatása alá kerül. A résfeszültség értéke

$$U = U_1 \sin \omega t$$

ha a  $v_0$  sebességű elektronnak a résen való áthaladása közben a résfeszültség nem változik meg észrevehetően, vagyis, ha

$$\frac{d}{v_0} < \frac{2\pi}{\omega}$$

akkor a résben az elektron kinetikus energiája

$$\Delta W_0 = e U$$

értékkel változik meg az áthaladás következtében.

A klystron esetében azonban a periódusidő összemérhető a résen való áthaladás idejével, ezért a résfeszültség nem tekinthető változatlanul. A résfeszültség változása következtében az elektron kinetikus energiájának megváltozása a résen való áthaladás következtében

$$\Delta W = \beta e U$$

értékű lesz. A modulációs  $\beta$  együttható tehát az elektron energiájának megváltozása viszonyítva a változást okozó feszültség által létrehozható maximális energiaváltozáshoz.

A következőkben a  $\beta$  modulációs együttható értékét fogjuk meghatározni az alábbi feltételek mellett:

a) a tértöltés hatása elhanyagolható

b) a résfeszültség sokkal kisebb, mint a gyorsítófeszültség, tehát a résen való áthaladás idejét a résfeszültség nem befolyásolja

c) a rés szélessége kicsiny a hullámhosszhoz képest, így a résben mágneses tér nem alakul ki.

A résbe  $t_0$  időpontban belépő elektron helyzete  $t$  időpontban

$$x = v_0 (t - t_0)$$

a térerősség értéke a résben

$$E = \frac{dU(x)}{dx} e^{j\omega t}$$

azonban  $t$  értéke az elektron által megtett út ( $x$ ) és az elektron sebességének ( $v_0$ ) hányadosával nagyobb  $t_0$ -nál, ha a b) feltétel alapján az elektron mozgását a résben egyenes mozgásnak tekintjük, vagyis

$$E = \frac{dU(x)}{dx} e^{j\left(\frac{\omega x}{v_0} + \omega t_0\right)} = \frac{dU(x)}{dx} e^{j(\gamma x + \omega t_0)}$$

Az elektron mozgásmennyiségének megváltozása a résen való áthaladás közben

$$\Delta m v = \int e E dt = \frac{e}{v_0} \int_a^b \frac{dU(x)}{dx} e^{j(\gamma x + \omega t_0)} dx$$

Ha az elektromos erőter nem változik meg a résen való áthaladás alatt, akkor az elektron mozgásmennyiségének megváltozása

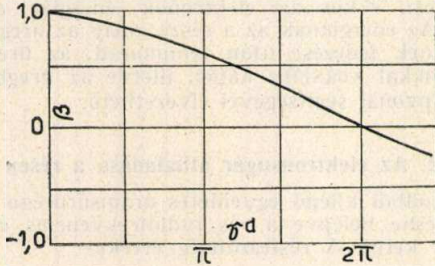


$$(\Delta m v)_0 = \frac{e \varepsilon^{j\omega t_0}}{v_0} \cdot \int_a^b \frac{dU(x)}{dx} dx = \frac{eU}{v_0} \varepsilon^{j\omega t_0}$$

$$\beta(r) = \frac{I_0(\gamma r)}{I_0(\gamma R)}$$

Ha a  $v_0$  sebességű elektron  $v_0$ -tól csak kismértékben eltérő  $v_1$  sebességre gyorsul, akkor kinetikus energiájának megváltozása

$$\frac{m v_1^2}{2} - \frac{m v_0^2}{2} = \frac{m}{2} (v_1 + v_0)(v_1 - v_0) \cong \cong m v_0 (v_1 - v_0) = v_0 \Delta m v$$



2. ábra. Modulációs együttható síkszimmetrikus erőter esetén.

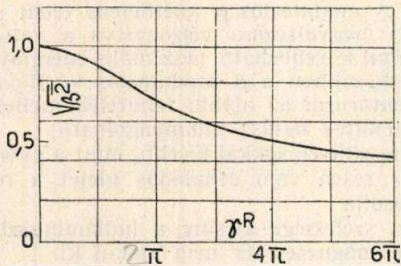
tehát a kinetikus energia megváltozása ilyen körülmények között arányos a mozgásmennyiség megváltozásával. Ezek alapján

$$\beta = \frac{\Delta W}{\Delta W_0} = \frac{\Delta m v}{(\Delta m v)_0} = \frac{1}{U} \left| \int_a^b \frac{dU(x)}{dx} \varepsilon^{j\gamma x} dx \right| \quad (2-1)$$

Vizsgáljuk meg két végtelen finom szövésű rác között kialakuló erőter esetét. A térerősség nagysága

$$E = \frac{dU}{dx} = \frac{U}{d}$$

tehát a modulációs együttható



3. ábra. Modulációs együttható írisz esetén.

$$\beta = \frac{1}{U} \frac{U}{d} \left| \int_0^d \varepsilon^{j\gamma x} dx \right| = \frac{1}{\gamma d} \left| 1 - \varepsilon^{j\gamma d} \right| = \frac{\sin \frac{\gamma d}{2}}{\frac{\gamma d}{2}} \quad (2-2)$$

A 2. ábrán  $\gamma d$  függvényében látható a modulációs együttható.

Tengelyszimmetrikus erőter esetén, mely írisz alkalmazáskor lép fel, ha a rendszer tengelyében a modulációs együttható értéke  $\beta_0$ , akkor a tengelytől  $r$  távolságra

$$\beta(r) = \beta_0 I_0(\gamma r)$$

Ha a két elektróda végtelen közel van egymáshoz, akkor könnyen belátható, hogy a fal közvetlen közelében haladó elektronokra a modulációs együttható éppen egyenlő, ebből az következik, hogy

$$\beta_0 = \frac{1}{I_0(\gamma R)}$$

tehát

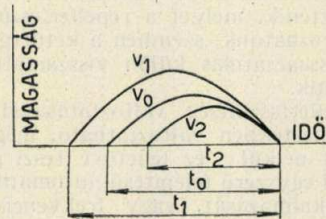
Mivel a modulációs együttható a tengelytől mért távolság függvénye, átlagolást kell végezni. Figyelembe véve azt, hogy az elektronok kétszer haladnak át a résen, a nevezetes átlagértéket kell kiszámolni

$$\bar{\beta}^2 = \frac{1}{R} \int_0^R \beta^2(r) dr = 1 - \frac{I_1^2(\gamma R)}{I_0^2(\gamma R)} \quad (2-3)$$

A 3. ábrán látható  $\gamma R$  függvényében a modulációs együttható írisz esetén.

A következőkben a résen áthaladó elektronsugárnak a résre való hatását fogjuk megvizsgálni. A résfeszültség által gyorsított elektronok rövidebb ideig fognak a résben tartózkodni, mint a résfeszültség által lassított elektronok. Ebből következik, hogy a gyorsított és lassított elektronok impulzusa nem fog megegyezni. Ha a gyorsító félperiódus alatti impulzusok összege abszolútértékre nézve különbözik a lassító félperiódus alatti impulzusok összegétől — vagy más módon kifejezve: ha egy periódusra nézve az impulzusok összege zérustól különböző, akkor a rés és az elektronsugár között energiaátadás fog lejátszódni, mely az elektronsugár terhelés admittanciájával jellemezhető, melynek értéke

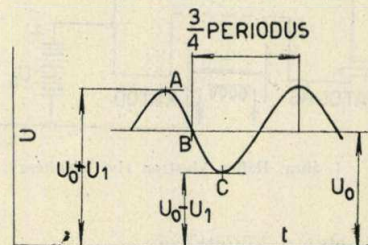
$$G_{es} = -\frac{1}{4} \frac{I_0}{U_0} \gamma \frac{d\beta^2}{d\gamma} \quad (2-4)$$



4. ábra. Kötegelődés.

### 3. Kötegelés a reflex klystronban

A sebességmodulált elektronsugár kötegelődése a rezonátor és repeller közötti erőterben játszódik le. A visszaterítő erőterben az elektronok egy olyan szilárd testhez hasonlóan viselkednek, melyet a Föld gravitációs erőterében felfelé hajtunk. Ha a testet  $v_0$  sebességgel hajtottuk, akkor  $t_0$  idő múlva fog a föld felszínére visszaérni. Ha az előbbinél nagyobb,  $v_1$  sebességgel hajtottuk, akkor hosszabb ideig, ha pedig kisebb,  $v_2$  sebességgel, akkor rövidebb ideig fog a levegőben tartózkodni. Megfelelő sorrendben végzett hajtás esetén az az időtartam, amelyen belül a három test a földre visszatér, kisebb lehet, mint az az időtartam, amelyen belül a hajtás történt. A testek vissza-



5. ábra. A résfeszültség.

térése ebben az esetben a közepes sebességű test köré csoportosul: kötegelődés következik be. Ezt az esetet a 4. ábrán láthatjuk.

Hasonlóan játszódik le a reflex klystronban is a kötegelődés. Az 5. ábra alapján fogjuk vizsgálni a reflex klystronban lejátszódó kötegelődési folyamatot.



Az az elektron, mely a résen való áthaladásakor az  $U_1$  résfeszültség hatására gyorsul, ekvivalens az első, legnagyobb sebességgel hajított testtel (A). A résen való áthaladásakor sebességét nem változtató elektron (B) a közepes kezdősebességű, a résfeszültség hatására lassuló elektron (C) pedig a legkisebb kezdősebességű testnek felel meg. A működésnek ebben a részében a rezonátor energiája nem változik meg, mert a lassított elektronoktól éppen annyi energiát vesz fel, mint amennyit a gyorsított elektronoknak lead (az elektronikus sugárterhelést elhanyagoljuk).

Ezután az elektronok a közepes sebességű elektronok körül kötegelődnek. A visszatérő elektronkötegeknek olyan fázisban kell a résen áthaladnia, hogy energiájukat képesek legyenek leadni a rezonátornak. A közepes sebességű elektronok első áthaladása után  $\frac{3}{4}$  periódussal az erőter, a katód felől jövő elektronokra maximális gyorsítóhatást, a visszatérő elektronokra nézve pedig maximális (kezdő) hatást gyakorol, tehát a közepes sebességű elektronok köré kötegelődött elektronkötegeknek ekkor kell a résbe visszatérnie. Ugyanez tapasztalható

$$1\frac{3}{4}, 2\frac{3}{4}, 3\frac{3}{4}, \dots n + \frac{3}{4}$$

periódus eltelte után. Megállapíthatjuk ezek alapján, hogy a közepes sebességű elektronoknak  $n + \frac{3}{4}$  periódus tartamáig kell a visszatérítő erőterben tartózkodniuk.

A következőkben a kötegelés lefolyását matematikailag fogjuk követni az alábbi feltételek szemelött tartásával:

- a) a tértöltés hatása elhanyagolható,
  - b) a résfeszültség sokkal kisebb, mint a gyorsítófeszültség,
  - c) az elektronoknak a résen való áthaladása közben a résfeszültség változik, ezért az elektronok mozgási energiája  $e U_1$  helyett csak  $\beta e U_1$ -gyel változik meg,
  - d) a visszatérítő erőter homogén,
  - e) a  $\beta$  modulációs koeficiens az egész sugárkeresztmetszetben állandó,
  - f) az elektronsugárban a töltéelosztás folytonos,
  - g) a kilépő és visszatérő elektronsugár kölcsönhatását figyelmen kívül hagyjuk,
  - h) a termikus sebességeloszlást nem vesszük számításba.
- A résen való áthaladás után az elektronok egy statikus visszatérítő erőterbe kerülnek, ahol a térerősség

$$E_0 = \frac{U_R + U_0}{l}$$

melynek hatására az elektronok lelassulnak, visszafordulnak, majd visszatérnek a résbe.

Ha a résfeszültség

$$U = U_1 \sin \omega t$$

akkor a résből  $t_1$  időpontban kilépő elektronok sebessége

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m} (U_0 + \beta U_1 \sin \omega t_1)}$$

A visszafordulás akkor következik be, ha  $x_1$  távolságra a potenciális energia megegyezik az elektron kezdeti mozgási energiájával

$$e E_0 x_1 = \frac{m v^2}{2}$$

ebből az elektronok által a visszatérítő erőterben megtett út

$$x_1 = \frac{v^2}{\frac{2e}{m} E_0}$$

ezt az utat az elektronok a homogén erőter hatására egyenletesen lassuló mozgással teszik meg, ezért a futási idő

$$\tau_1 = \frac{2x_1}{v} = \frac{v}{\frac{e}{m} E_0}$$

A visszatérített elektronok ezután

$$v_1 = \sqrt{\frac{2e}{m} (-E_0) (-x)}$$

sebességgel haladnak a rezonátor felé. A visszafutás időtartama

$$\tau_2 = - \int_{x_1}^0 \frac{dx}{v_1} = \frac{v}{\frac{e}{m} E_0}$$

tehát a visszatérítő erőterben az elektronok

$$\tau_a = \tau_1 + \tau_2 = \frac{2v}{\frac{e}{m} E_0} \tag{3-1}$$

ideig tartózkodnak. A visszatérés időpontja

$$t_2 = t_1 + \tau_a \tag{3-2}$$

A töltés megmaradásának elve alapján a résbe  $dt_1$  időtartam alatt belépő töltésnek egyenlőnek kell lennie a  $dt_1$ -hez tartozó  $dt_2$  időtartam alatt visszatérő töltéssel

$$I_0 dt_1 = i dt_2 \tag{3-3}$$

Ezek alapján  $i_2$  meghatározható. Tételizzük fel, hogy

$$i = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n e^{jn(\omega t_2 + \varphi)} \tag{3-4}$$

ahol a Fourier-együtthatók

$$A_0 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} i d\omega t_2 \tag{3-5}$$

$$A_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} i e^{jn(\omega t_2 + \varphi)} d\omega t_2 \tag{3-6}$$

Áttérve  $t_1$ -re az (3-1), (3-2) és (3-3) egyenletek felhasználásával

$$A_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} I_0 \exp[jn\omega(t_1 + \tau_a + \varphi)] d\omega t_2$$

Vezessük be a következő jelöléseket:  
A belépő fázis

$$\Theta_1 = \omega t_1$$

A közepes sebességű elektronok futási szöge a repeller erőterében

$$\Theta = \omega \tau_0 = \frac{2\omega}{E_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} U_0$$

A kötegelési paraméter

$$x = \Theta \frac{\beta U_1}{2U_0}$$

Igy

$$\tau_a = \tau_0 \sqrt{1 + \frac{2X}{\Theta} \sin \Theta_1}$$

A számítás elején kikötöttük, hogy

$$U_1 \ll U_0$$

Ezért

$$\frac{2X}{\Theta} \ll 1$$

Ez az egyenlőtlenség lehetővé teszi  $\tau_a$  kifejezésében a négyzetgyök végtelen Taylor-sorba való fejtejtését  $\sin \Theta_1$  szerint

$$\sqrt{1 + \frac{2X}{\Theta} \sin \Theta_1} = 1 + \frac{X}{\Theta} \sin \Theta_1 - \frac{1}{2} \frac{X^2}{\Theta^2} \sin^2 \Theta_1 + \dots$$

Kis jelek esetére végezve a számítást, elegendő csak az elsőfokú tagot figyelembevenni, ebben az esetben



$$A_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} I_0 \exp j n \left[ \Theta_1 + \varphi + \Theta \left( 1 + \frac{X}{\Theta} \sin^2 \Theta_1 - \dots \right) \right] d \Theta_1$$

legyen

$$\varphi = -\Theta$$

ekkor

$$A_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} I_0 \exp j n [\Theta_1 + X \sin \Theta_1] d \Theta_1 \quad (3-7)$$

Az (3-7) egyenletet az Euler-reláció segítségével felírva látható, hogy a szinuszos tagok  $-\pi$ -től  $\pi$ -ig integrálva zérust adnak, mert a szinusz páratlan függvény (az origótól jobbra és balra lévő területek egyenlők, de ellentétes előjelűek, tehát az összegük zérus) tehát csak a cosinuszos integrál marad meg

$$A_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} I_0 \cos n (\Theta_1 + X \sin \Theta_1) d \Theta_1$$

Az integrál Bessel-függvények segítségével zárt alakban megadható

$$A_0 = I_0 \quad (3-8)$$

$$A_n = 2 (-1)^n I_0 J_n (n X) \quad (3-9)$$

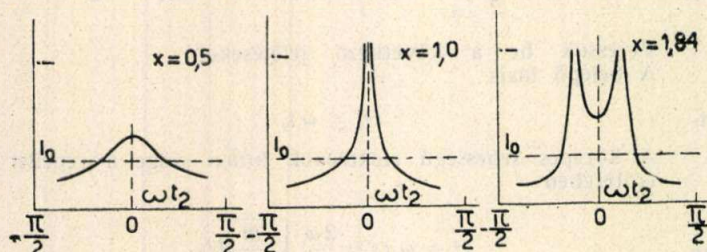
Mindezek alapján a résbe visszatérő sugáraram

$$i = I_0 \left[ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_n (n X) \cos n \omega (t_2 - \tau_a) \right] \quad (3-10)$$

és ennek a résfeszültséggel megegyező frekvenciájú komponense

$$(i)_1 = -2 J_1(X) \varepsilon^{j \omega (t_2 - \tau_a)} \quad (3-11)$$

A sugáraram időbeli lefolyása a 6. ábrán látható a kötegelési paraméter különböző értékei esetén.



6. ábra. A sugáraram időbeli lefolyása.

#### 4. Oszcilláció a reflex klystronban

A rezonátorba visszatérő kötegelt elektronsugár a résben a sugáraram  $\beta$ -szorosát indukálja

$$i_1 = \beta 2 I_0 J_1 \left( \frac{\beta U_1 \Theta}{2 U_0} \right) \varepsilon^{j(\omega t - \Theta)}$$

A visszatérés időpontjában a résfeszültség értéke

$$U_{10} = U_1 \varepsilon^{j(\omega t - \frac{\pi}{2})}$$

ezek hatására a résben

$$Y_e = \frac{2 I_0 \beta}{U_1} J_1 \left( \frac{\beta U_1 \Theta}{2 U_0} \right) \varepsilon^{j(\frac{\pi}{2} - \Theta)} \quad (4-1)$$

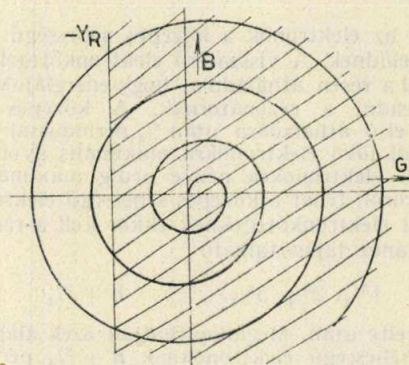
nagyágú elektronikus admittancia fog fellépni. Ha az elsőrendű Bessel-függvény argumentuma az egységnél sokkal kisebb, akkor

$$J_1(x) \cong \frac{x}{2}$$

ezt az összefüggést felhasználva

$$Y_{e0} = \frac{\beta^2 I_0}{2 U_0} \Theta \varepsilon^{j(\frac{\pi}{2} - \Theta)} = y_e \varepsilon^{j(\frac{\pi}{2} - \Theta)}$$

A 7. ábrán látható az elektronikus admittancia a komplex admittanciasíkon ábrázolva: igen kis oszcillációs amplitudó esetén az admittanciavektor végpontja  $\Theta$  változtatásával egy archimedesi spirálison mozdul el.



7. ábra. Az elektronikus admittancia.

A rezonátor terhelése és vesztesége következtében jelentkező köradmittancia értéke rezonancia környezetében

$$Y_R = G_R + 2 j B_0 \frac{A \omega}{\omega} \quad (4-2)$$

Ez az összefüggés a komplex admittanciasíkon egy függőleges egyenessel ábrázolható.

Stabil oszcilláció feltétele az, hogy az elektronikus admittancia és a köradmittancia összege zérust adjon, vagyis a rendszerből elvett teljesítményt és a veszteségeket az elektronsugár mozgási energiája fedezze.

$$Y_e + Y_R = 0 \quad (4-3)$$

A köradmittancia negatívját ábrázoltuk a 7. ábrán. A (4-3) egyenlet, mint oszcillációs feltétel alapján oszcilláció a köradmittancia egyenesétől balra fekvő ívszakaszokon léphet fel, és ezeknek az ívszakaszoknak mindegyike egy-egy ún. móduszt jelent.

$\Theta$  értékét a repellerfeszültség segítségével változtathatjuk, mivel

$$\Theta = 2 \omega \sqrt{\frac{m}{2e}} l \frac{\sqrt{U_0}}{U_R + U_0} \quad (4-4)$$

Látható, hogy  $\Theta$  változtatása hatására az admittanciavektor forog. Forgása közben a köradmittancia egyenesét mindig más helyen metszi. A metszéspont és a valós (konduktanciategely) között mért távolság a köradmittancia képzetes része, mely rezonancia környezetében a (4-2) egyenlet alapján a frekvenciával arányos. Ebből az következik, hogy a repellerfeszültség segítségével az oszcilláció frekvenciája változtatható (elektronikus hangolás).

Az elektronikus hangolás lehetősége a magasabb móduszok felé növekszik. Ez a megállapítás a 7. ábra alapján könnyen belátható, mert az elektronikus admittanciát ábrázoló spirális és a köradmittancia egyenesének metszéspontjai  $\Theta$  növekedésével egyre távolabb kerülnek a konduktanciategelytől. A terhelés növelése csökkenti az elektronikus hangolás frekvenciaátfogását, mert a köradmittancia egyenes a terhelésnövelés következtében balra tolódik el. Nagy terhelés esetén esetleg egyes móduszok nem is alakulnak ki, mert a móduszhoz tartozó spirális ív teljes egészében a köradmittancia egyenesétől jobbra helyezkedik el, és így a (4-3) oszcillációs feltétel nem teljesül.

A (4-1) egyenletből látható, hogy az elektronikus admittancia valós és negatív, ha

$$\Theta = 2 \pi \left( n + \frac{3}{4} \right)$$



ekkor

$$Y_e = G_e = -\frac{2 I_0 \beta}{U_1} J_1\left(\frac{\beta U_1 \Theta}{2 U_0}\right)$$

A teljesítmény

$$P = \frac{1}{2} U_1^2 G_e = P_0 \frac{\beta U_1}{U_0} J_1\left(\frac{\beta U_1 \Theta}{2 U_0}\right)$$

a kötegelési paraméter bevezetésével

$$P = P_0 \frac{2X}{\Theta} J_1(X) \quad (4-5)$$

Az előzőekben a teljesítményt azzal a feltétellel határoztuk meg, hogy az üregnek csak egyetlen rezonanciafrekvenciája van. Ismeretes azonban, hogy egy üregrezonátornak a határhullámhossz alatt végtelen sok önhullámhossza van. A kötegelt elektronsugár áthaladva a

$$\omega_1, \omega_2, \omega_3 \dots \omega_k \dots$$

rezonanciafrekvenciákkal bíró üreg részén, a részben

$$U_e = \sum_{k=1}^{\infty} U_k \beta_k \sin(\omega_k t + \varphi_k)$$

rádiófrekvenciás feszültséget gerjeszt a kölcsönhatás következtében.

A résből  $t_1$  időpontban kilépő elektron

$$\tau(t_1) = \tau_0 \sqrt{1 + \frac{U_e(t_1)}{U_0}}$$

idő eltelte után tér vissza a részbe, és ott

$$U_e = (t_1 + \tau)$$

nagyságú lassító rádiófrekvenciás feszültség hatása alá kerül, és a  $dt_1$  időtartam alatt belépő  $I_0 dt_1$  töltés a rezonátornak

$$dW = U_e(t_1 + \tau) I_0 dt_1$$

nagyságú energiát ad le.

A teljesítmény ennek az energiának az időbeli átlaga

$$P = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T I_0 U_e(t_1 + \tau) dt_1 = I_0 \overline{U_e(t_1 + \tau)} = I_0 \sum_{k=1}^{\infty} \beta_k U_k \sin(\omega_k t_1 + \omega_k \tau + \varphi_k)$$

$\tau(t)$ -t a binomiális tétel segítségével sorbafejtjük, és csak az elsőfokú tagot vesszük figyelembe, mert feltételezzük, hogy a részfeszültség sokkal kisebb, mint a gyorsító egyenfeszültség

$$\tau(t) = \tau_0 \left[ 1 + \frac{1}{2} \frac{U_e(t)}{U_0} + \dots \right]$$

Ezt a teljesítmény kifejezésébe beírva a gerjesztett teljesítmény  $\omega_1$  frekvencián

$$P_1 + jQ_1 = -j I_0 \beta_1 U_1 \varepsilon^{j\omega_1 \tau_0} \varepsilon^{j\omega_1 t_1} \varepsilon^{\sum_k \frac{\Theta_1 \beta_k U_k}{2 U_0} \sin(\omega_k t_1 + \varphi_k)}$$

mivel

$$\omega_1 \tau_0 = 2 \pi N_1$$

ebből

$$\frac{\omega_1}{\omega_2} = \frac{N_1}{N_2}$$

a kötegelési paraméter felhasználásával

$$P_1 + jQ_1 = -j I_0 \beta_1 U_1 \varepsilon^{j\omega_1 \tau_0} \varepsilon^{j\omega_1 t_1} \prod_{k=-\infty}^{\infty} \exp \left[ \frac{N_1}{N_2} X_k \sin \left( \frac{N_1}{N_2} \omega_1 t + \varphi_k \right) \right]$$

Mivel a Bessel-függvények elmélete alapján

$$\varepsilon^{jz \sin \Theta} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l(z) \varepsilon^{j \Theta l}$$

írható, hogy

$$P_1 + jQ_1 = -j \frac{P_0}{\pi N_1} \varepsilon^{j2\pi N_1 X_1} \varepsilon^{j\Theta} \prod_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l \left( \frac{N_1}{N_2} X_k \right) \varepsilon^{j l \left( \frac{N_1}{N_2} \Theta + \varphi_k \right)} \quad (4-6)$$

Ha az üreg csak egyetlen frekvencián képes rezegni, akkor a leadott teljesítmény, tekintve, hogy móduszközépen

$$N_1 = n + \frac{3}{4}$$

ezért (4-6)-nek csak valós része van

$$P = P_0 \frac{2X_1}{\Theta} J_1(X_1)$$

Két számbajöhető rezonanciafrekvencia esetén

$$P_1 + jQ_1 = -j \frac{I_0 U_0}{\pi N_1} \varepsilon^{j2\pi N_1} \varepsilon^{j\Theta} \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(X_1) \varepsilon^{jk\Theta} \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l \left( \frac{N_1}{N_2} X_2 \right) \varepsilon^{j l \frac{N_2}{N_1} \Theta}$$

Mivel csak a  $\Theta$ -tól független tagok adnak teljesítményt, az oszcilláció feltétele

$$\Theta + k \Theta + l \frac{N_2}{N_1} \Theta = 0$$

vagyis

$$1 + k + l \frac{N_2}{N_1} = 0$$

Ez az egyenlet kielégíthető a

$$k = -1 \\ l = 0$$

értékpárral tetszőszerinti  $N_1$  és  $N_2$  esetén, Mivel

$$J_{-l}(x) = (-1)^l J_l(x)$$

tehát ebben az esetben

$$P_1 + jQ_1 = -j P_0 \frac{2X_1}{\Theta} \varepsilon^{j2\pi N_1} J_1(X_1) J_0 \left( \frac{N_1}{N_2} X_2 \right)$$

$$P_2 + jQ_2 = -j P_0 \frac{2X_2}{\Theta} \varepsilon^{j2\pi N_2} J_1(X_2) J_0 \left( \frac{N_2}{N_1} X_1 \right)$$

Láttuk az előzőekben, hogy  $\omega_1$  frekvencián egyetlen oszcilláció esetén a teljesítmény

$$P_1 + jQ_1 = -j P_0 \frac{2X_1}{\Theta} \varepsilon^{j2\pi N_1} J_1(X_1)$$

és ez a második oszcilláció hatására  $J_0 \left( \frac{N_1}{N_2} X_2 \right)$ -jal való beszorzás arányában csökken. Ha a Bessel-függvény argumentuma eléri a 2,40 értéket, akkor a kisebb frekvenciájú oszcilláció megszűnik.

Erőteljes kisebb frekvenciájú oszcilláció esetén második oszcilláció akkor léphet fel, ha

$$\frac{N_2}{N_1} X_1 > 2,408$$

és ez akkor lesz maximális, ha

$$N_2 \cong n + \frac{1}{4}$$



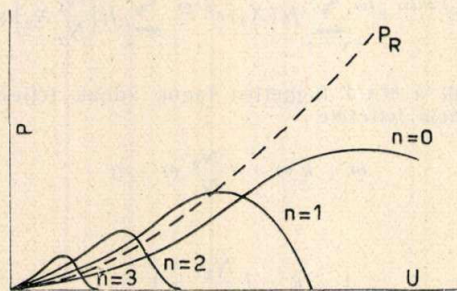
Látható, hogy a második, parazitikus oszcilláció teljesítménye akkor maximális, ha a repellerfeszültség félúton van két, csak egyedül jelentkező  $\omega_1$  frekvenciájú módusz között.

A két különböző frekvenciájú módusz közötti kölcsönhatás eredményezhet egy dinamikus instabil állapotot, melynél az alacsonyabb frekvenciájú módusz megjelenését megelőzi a nagyobb frekvenciájú módusz amplitúdójának növekedése (ha erre a móduszra az elektronikus admittancia nagy negatív értékű). A növekedés hatására viszont az alacsonyabb frekvenciájú módusz nem tud kialakulni. Ezzel a folyamattal magyarázható a reflex klystronnál megfigyelt »fighting action«-nak nevezett zajjelenség.

Vizsgáljuk meg az üregrezonátor veszteségeinek hatását a reflex klystron kimenőteljesítményére. A rés által a sugártól átvett rádiófrekvenciás teljesítmény a 8. ábrán látható a résfeszültség függvényében a (4-5) egyenlet alapján. Az ábrán fel van tüntetve a rezonátor által disszipált teljesítmény is, amely a résfeszültség négyzetével arányos

$$P_R = \frac{1}{2} U_1^2 G_R$$

A résben jelenlévő rádiófrekvenciás teljesítmény görbéiből kitűnik, hogy a teljesítmény értéke a módusz rendszámának növelésével csökken. Ennek az a magyarázata, hogy magasabb móduszoknál kisebb résfeszültségnél jön



8. ábra. Reflex klystron kimenőteljesítménye a résfeszültség függvényében.

létre az optimális kötegelés, a sugáráram értéke pedig alig függ a módusz rendszámától: a teljesítmény tehát, mely a résfeszültség és sugáráram szorzatával arányos, a magasabb móduszok felé csökkenni fog.

A kimenőteljesítményt úgy kapjuk meg, hogy a gerjesztett rádiófrekvenciás teljesítményből kivonjuk az üreg által disszipált teljesítményt

$$P_1 = P_0 \frac{2X}{\Theta} J_1(X) - \frac{1}{2} U_1^2 G_R$$

A reflex klystron hatásfoka pedig a kimenőteljesítmény és az egyenáramú teljesítmény (a sugáráram és a gyorsító feszültség szorzata) hányadosa

$$\eta = \frac{P_1}{P_0} = \frac{2}{\Theta} \left[ X J_1(X) - \frac{G_R X^2}{y_e} \right] \quad (4-6)$$

Móduszközépen

$$N = n + \frac{3}{4}$$

tehát itt a hatásfok

$$\eta = \frac{1}{\pi} \frac{X J_1(X) - \frac{G_R X^2}{y_e}}{N}$$

Maximális a hatásfok, ha

$$\frac{\partial \eta}{\partial X} = 0$$

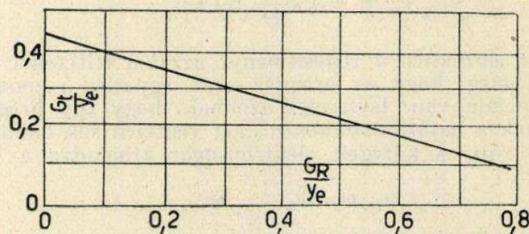
ebből a

$$\frac{G_R}{y_e} = J_0(X) \quad (4-7)$$

feltétel adódik.

A következőkben a külső terhelés hatását fogjuk megvizsgálni:

Laza csatolás esetén az oszcillációs feszültség nagy, azonban a laza csatolás miatt a teljesítmény nem vezethető el, a gerjesztett teljesítmény jelentős részét az üregrezonátor veszteségei emésztik fel. Szoros csatolásnál a résfeszültség kicsiny, és nem tud hatásos sebességmodulációt létrehozni, tehát már eleve kis teljesítmény keletkezik. Nyilvánvaló, hogy a kettő között kell lenni egy optimális csatolásnak,



9. ábra. Reflex klystron optimális terhelése.

(fix csatolás esetén terhelésnek), amely esetén maximális kimenőteljesítmény lép fel.

Az oszcillációs feltétel alapján a terhelő admittancia ( $G_t$ ) és az üregrezonátor veszteségei admittanciájának ( $G_R$ ) összege megegyezik az elektronikus admittancia negatívjával

$$G_t + G_R = -Y_e$$

ezt az egyenletet végigosztva a kis jelekre vonatkozó elektronikus admittancia értékével

$$\frac{G_t}{y_e} + \frac{G_R}{y_e} = -\frac{Y_e}{y_e}$$

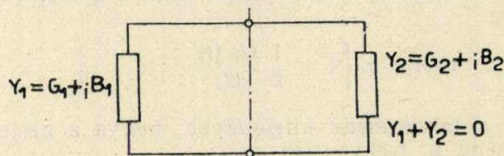
azonban móduszközépen

$$-Y_e = y_e \frac{2J_1(X)}{X}$$

a rezonátor veszteségi admittanciájának optimális értékét (4-7 egyenlet) helyettesítve megkapjuk az optimális terhelő admittanciát, mely nem egyezik meg a híradástechnikában megszokott illesztési szabály alapján számított admittancia értékével

$$\frac{G_t}{y_e} = \frac{2J_1(X)}{X} - J_0(X)$$

A 9. ábrán látható az optimális terhelő konduktancia értéke az üregrezonátor veszteségi konduktanciájának függvényében.



10. ábra.

### 5. Elektronikus hangolás

Egy oszcillátor oszcillációs állapota akkor stabil, ha a kör bármely pontján az admittanciák összege zérus (10. ábra).

A reflex klystron elektronikus admittanciája az oszcillációs amplitúdó növekedésével csökken és fázisát változtatja. Az elektronikus admittancia fázisa erőteljesen változtatható a repellerfeszültség segítségével. A repeller erőterében a közepes sebességű elektronok futási szöge

$$\Theta = \omega \tau_0$$

(3-1) alapján a futási idő

$$\tau_0 = 2 \sqrt{\frac{m}{2e}} l \frac{\sqrt{U_0}}{U_R + U_0}$$



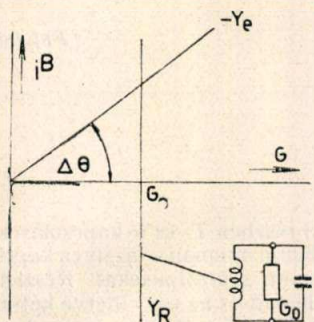
tehát

$$\frac{\partial \theta}{\partial U_R} = - \frac{\theta}{U_R + U_0}$$

ebből

$$\Delta \theta = \frac{\partial \theta}{\partial U_R} \Delta U_R = - \theta \frac{\Delta U_R}{U_R + U_0} \quad (5-1)$$

Ebben a számításban figyelmen kívül hagytuk azt, hogy a futási szög megváltozása esetleg frekvenciaváltozást is hoz létre, ez pedig a futási szög további változását vonja maga után. A következőkben a frekvenciaváltozást mindig olyan kismértékűnek tételezzük fel, hogy a frekvenciaváltozás által létrehozott futási szög változás elhanyagolható. Elhanyagoljuk továbbá azt, hogy az elektronikus admittancia abszolút értéke és fázisa is függ az oszcillációs



11. ábra. A köradmittancia és az elektronikus admittancia negatívja.

frekvenciától. Ez az elhanyagolás azért jogos, mert rezonancia közelében ez a változás sokkal kisebb, mint a köradmittancia változása.

Feltételezzük továbbá azt, hogy az elektronikus admittancia abszolútértékét csak az oszcillációs amplitudó, fázisát pedig csak a repellerfeszültség határozza meg.

Ha a gerjesztett frekvencia a kör rezonanciafrekvenciájától ( $\omega_0$ )  $\Delta \omega$ -val eltér, akkor a veszteséges rezonátor admittanciája a (4-2) egyenlet alapján

$$Y_R = G_R + 2j B_0 \frac{\Delta \omega}{\omega_0}$$

Ez az admittancia a komplex admittanciasíkon egy függőleges egyenessel ábrázolható. Az elektronikus admittancia értéke a (4-1) egyenlet alapján

$$Y_e = -y_e \frac{2J_1(X)}{X} e^{-j\Delta\theta}$$

A 11. ábrán látható a köradmittancia és az elektronikus admittancia negatívja. A metszéspontban

$$Y_R + Y_e = 0$$

vagyis a (4-3) egyenlet által kifejezett oszcillációs feltétel ki van elégítve.

Meg akarjuk határozni a gerjesztett frekvenciát  $\Delta \theta$  függvényében. A 11. ábra alapján

$$2 B_0 \frac{\Delta \omega}{\omega_0} = - G_R \operatorname{tg} \Delta \theta$$

ebből

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} = - \frac{G_R}{2 B_0} \operatorname{tg} \Delta \theta = - \frac{1}{2 Q_t} \operatorname{tg} \Delta \theta \quad (5-2)$$

Oscilláció addig állhat fenn, míg az elektronikus admittancia vektorának valós része nagyobb, mint a körkonduktanciája, vagyis ameddig a 11. ábrán metszéspont egyáltalán létrejöhet, tehát amíg

$$y_e \cos \Delta \theta > G_R$$

és így az oszcilláció határhelyzete

$$y_e \cos \Delta \theta = G_R$$

vagyis

$$\cos \Delta \theta_{\max} = \frac{G_R}{y_e} = \frac{B_0}{Q_t y_e}$$

tehát

$$\operatorname{tg} \Delta \theta_{\max} = \pm \sqrt{Q_t^2 \left( \frac{y_e}{B_0} \right)^2 - 1}$$

ebből a maximális elhangolás

$$\left( \frac{\Delta \omega}{\omega_0} \right)_{\max} = - \frac{1}{2 Q_t} \operatorname{tg} \Delta \theta_{\max} = \pm \frac{1}{2} \frac{y_e}{B_0} \sqrt{1 - \left( \frac{G_R}{y_e} \right)^2} \quad (5-3)$$

A 12. ábrán látható az (5-3) egyenlet alapján  $\Delta \omega/\omega_0$  a  $\Delta U_R$  repellerfeszültségváltozás függvényében az (5-1) egyenlet felhasználásával.

Ha  $\theta$  mellett  $\Delta \theta$  elhanyagolható, akkor az

$$X = \frac{\beta \theta}{2 U_0} U_1$$

kötegelési paraméter a rádiófrekvenciás feszültség mérőszámának tekinthető. Határozzuk meg a kötegelési paramétert a 11. ábra alapján az elhangolás függvényében. A Pythagoras-tétel alkalmazásával

$$G_R^2 + \left( 2 B_0 \frac{\Delta \omega}{\omega_0} \right)^2 = y_e^2 \left[ \frac{2 J_1(X)}{X} \right]^2$$

ha

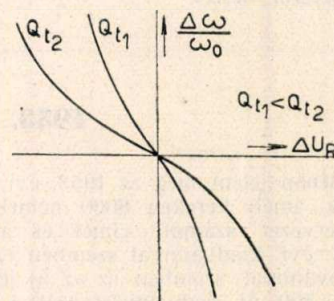
$$\Delta \omega = 0$$

akkor

$$X = X_0$$

és ezzel

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} = \frac{y_e}{B_0} \sqrt{\left[ \frac{J_1(X)}{X} \right]^2 - \left[ \frac{J_1(X_0)}{X_0} \right]^2}$$



12. ábra. Az oszcillációs frekvencia a repellerfeszültség függvényében.

Fél teljesítményt akkor kapunk, ha

$$U_1 = \frac{U_{10}}{\sqrt{2}}$$

ahol  $U_{10}$  az oszcillációs feszültség módusközépen. A kötegelési paraméterrel kifejezve

$$X_1 = \frac{X_0}{\sqrt{2}}$$

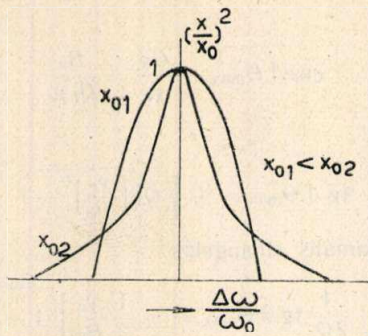
ezt az (5-4) egyenletbe helyettesítve

$$\left( \frac{\Delta \omega}{\omega_0} \right)_{1/2} = \frac{y_e}{B_0} \sqrt{\left[ \frac{J_1(X_0/\sqrt{2})}{X_0/\sqrt{2}} \right]^2 - \left[ \frac{J_1(X_0)}{X_0} \right]^2} \quad (5-5)$$

Az (5-4) egyenlet alapján ábrázolhatjuk az

$$\left( \frac{X}{X_0} \right)^2$$





13. ábra. A normalizált teljesítmény a relatív frekvencia függvényében.

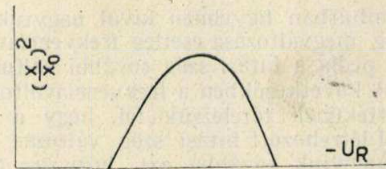
normalizált teljesítményt a frekvencia függvényében (13. ábra)

Az (5-1), (5-2), (5-4) egyenletek alapján meghatároz-

hatjuk a normalizált teljesítményt a repellerfeszültség függvényében

$$\text{tg } \Delta \theta = \pm \frac{y_e}{Q_R} \sqrt{\left[ \frac{J_1(X)}{X} \right]^2 - \frac{J_1(X_0)}{X_0}^2}$$

Ez az összefüggés a 14. ábrán látható.



14. ábra. Normalizált teljesítmény a repellerfeszültség függvényében.

(Folytatása következik)

### Könyvszemle

**Dr. Radványi László: »Elektromos szűrők és kiegyenlítők elmélete és méretezése«**

(M. T. K. I. jegyzet, 278 oldal, 188 ábra).

A jegyzet igen alapos és gondos munkára vall.

Egy rövid alkalmazási bevezetés után áttekintést ad az általános négy pólusokról, paramétereikről és üzemi viszonyaikról. Ezután részletesen és könnyen érthetően tárgyalja a reaktáns kétpólusok elméletét és tervezését, ismeretve mind a négy kanonikus kapcsolást.

Az általános szűrőelméleti részben ismerteti a legáltalánosabb lehetőségeket és ezeknek X-tag alakjában való megvalósítását. Ezután a  $\gamma$ -transzformáció alkalmazásával a csillapítás-tervezésről beszél.

A gyakorlati részben T- és  $\pi$ -kapcsolásokra szorítkozva ismerteti — Guillemin nyomán — az ilyen kapcsolásokkal elérhető legáltalánosabb szűrőtípusokat. Részletesen tárgyalja az illesztés problémáit és az egy- illetve kétszeresen derivált féltagokkal való illesztést. Külön tárgyalja a veszteségek figyelembevételét és kompenzálását.

A következő részben a négy alap szűrőtípus (aluláteresztő, felüláteresztő, sávszűrő és sávzáró) tervezésére ad utasítást, melyet több példával illusztrál. Végül az utolsó részben a használatos kiegyenlítő típusokkal foglalkozik.

Érdeme a jegyzetnek, hogy az apró fogásokra és részletekre, melyek a gyakorlatban igen fontosak, lehetőség szerint mindenütt rámutat. A közölt irodalom elég bőveges és a magyar nyelvű szakirodalom nagy hiányaira mutat rá.

Szentirmai György

### 1953. évi DIN szabványjegyzék

A közelmúltban jelent meg az 1953. évi német (DIN) szabványjegyzék, amely kereken 8000 német szabvány és 750 szabványtervezet számát, címét és adatát tartalmazza. A múlt évi kiadvánnyal szemben ez az új jegyzék 375 új szabvánnyal szemben ez az új jegyzék 375 új szabvánnyal és 560 új szabványtervezettel bővült. Felünteteti a 300-nál több átdolgozott, vagy újjal helyettesített szabványt, továbbá az utóbbi években hatálytalanított szabványokat is, megfelelő megjegyzés kíséretében. Elsőzben sorolja fel azokat a DIN-szabványokat, amelyek angol, francia, spanyol és portugál fordításban is beszerez-

hetők. Az anyagot az egyetemes tizes osztályozó rendszer szerint csoportosítja. Lényegesen bővített szám- és tárgyjegyzék könnyíti meg a szakcsoportok és szabványok kikeresését.

A jegyzék a «Deutscher Normenausschuss, Beuth-Vertrieb GmbH, Berlin W 15 kiadásában megjelent DIN-közlemények (a német szabványügy központi orgánumának) 1953 februári számával zárult.

A DIN A5 alakú, 344 oldalas fűzött kiadvány ára 9,60 DM.

### Helyreigazítás

1953. 7-8. számunk 94. és 95. oldalain

Takács Jenő: »A Fourier-amplitúdók meghatározása operatorszámítással« (3,6) egyenletében

$e^{\epsilon_1 p}$  helyesen  $e^{ap}$  és  $e^{\epsilon_2 p}$  helyesen  $e^{-ap}$

Az operátortáblázatban a hatodik hullámalaknál

$e^{\epsilon p}$  helyesen  $e^{-\epsilon p}$

Az (5,1) előtti sorban

$\varphi(t)$  függvény Laplace integrálja helyesen

$\Phi(p)$  függvény Mallin integrálja.

Az (5,3) és (5,6) egyenletekben

$$\frac{d^{k-1} [M(p) e^{pt}]}{dp^{k-1}} \text{ helyesen } \frac{1}{(k-1)!} \frac{d^{k-1} [M(p) e^{pt}]}{dp^{k-1}}$$