

50.16J

HB



XVIII. ÉVFOLYAM, 1. SZÁM, 1-32 OLDAL
BUDAPEST, 1967. JANUÁR HÓ 1

HÍRADÁSTECHNIKA

A HÍRADÁSTECHNIKAI
TUDOMÁNYOS
EGYESÜLET LAPJA

HÍRADÁSTECHNIKA

A HÍRADÁSTECHNIKAI TUDOMÁNYOS EGYESÜLET LAPJA

TARTALOM

PRIBÉK MIHÁLYNÉ †	1
DR. AMBRÓZY ANDRÁS: Lineáris integrált szilárdtest áramkörök	2
Egyesületi hírek	8
ZOMBORY LÁSZLÓ: Félvezető laserek	9
A HTE 1967. február havi rendezvényei	14
DR. POSZLER LÁSZLÓNÉ: Polikristályos ferritek mikrohullámú veszteségeinek alakulása a kristályszerkezet függvényében	15
CZA KE-KUNG: Haladóhullámú-csöves oszcillátor	20
Tartalmi összefoglalások	27
Обобщения	27
Zusammenfassungen	28
Summaries	28
Résumé	29

Szerkesztőség: BOGLÁR GYULA szerkesztő, BALOGH PÁL és SÁRKÖZY GÉZA kandidátus, tudományos szerkesztők, SZÖLLŐSI GYÖRGYNÉ szerkesztőségi titkár, FLESCHE ISTVÁN, RUPPENTHAL PÉTER, VÁSÁRHELYI PÁL szerkesztőségi munkatársak. — A szerkesztőség címe: Budapest, V., Október 6. utca 7. IV. 421. Telefon: 183-772. — A Híradástechnikai Tudományos Egyesület címe: Budapest, V., Szabadság tér 17. Telefon: 113-027

A szerkesztő bizottság tagjai: ALMÁSSY GYÖRGY kandidátus, BARTA ISTVÁN akadémikus, BATTISTIG GYÖRGY, BÍRÓ FERENC, BUDAI LAJOS, CZEGLÉDY GYÖRGY, ERDÉLYI JÁNOS kandidátus, GERGELY ÖDÖN, GIBER JÁNOS kandidátus, KATONA JÁNOS, a műszaki tudományok doktora, KÖMÜVES FRIGYES kandidátus, MAGÓ KÁLMÁN, MAKÓ ZOLTÁN, NÁDAS TIBOR, NOVÁK ISTVÁN, POGÁNY KÁROLY, VALKÓ I. PÉTER, a műszaki tudományok doktora, VIG ISTVÁN

Index: 25.375

HÍRADÁSTECHNIKA

Kiadja a Lapkiadó Vállalat Budapest, VII., Lenin körút 9–11. Telefon: 221-285. Felelős kiadó: SALA SÁNDOR igazgató. Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető a Posta Központi Hirlapirodánál (Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850) vagy bármely postahivatalnál. Előfizetési díj: félévre 24 Ft, egész évre 48 Ft. Egyes szám ára: 4 Ft. Megjelenik havonta. Csekk számlaszám: Egyéni 61,254, közületi 61,066 vagy átutalás MNB 8. sz. folyószámlájára. A folyóirat külföldre előfizethető: „KULTÚRA”: P. O. B. Budapest 62.

66,1795 Egyetemi Nyomda, Budapest

Tartalomjegyzék

XVIII. évfolyam (1967)



	Szám:	Oldal:		Szám:	Oldal:
Dr. Ambrózy András: Lineáris integrált szilárdtest áramkörök	1	2	Madas István: Egy sávszűrő elemeinek tűrés-határtervezése	4	104
Baranyi András: Szimmetrikus futási idő karakterisztikájú sávszűrő	8	237	Magos András—Zombory László: Kisfrekvenciás adóhurok mágneses tere	10	301
Bárdos Sándor: Központi vevőantenna-rendszerek nagyfrekvenciás elosztóhálózatának méretezése	5	151	Mihályi Antal: Nagystabilitású fémrétegellenállások hazai kutatásának néhány kérdése	8	249
Bársony Péter: Szalagtápvonalas Y cirkulátor	5	138	Musztács István: Mikrohullámú oszcillátorcsövek zajának mérése	8	258
Bóka Andrásné: Információ tárolására alkalmas, széles hőmérséklet-tartományban használható négyszögletes hiszterézishurkú ferritek	8	246	Nagy Endre: A magyar vákuum- és híradástechnikai ipar gazdasági fejlődésének értékelése	2	34
Cza Ke-Kung: Haladóhullámú-csöves oszcillátor	1	20	Nagy László—Kormány Teréz—Varga Lászlóné—Vértesy Miklós: Diffúziós technikával előállított p-n átmenetek helyének számítása	11	346
Csepregi-Horváth Kázmér—Venczel János: Videójelet regeneráló készülékek. I. rész	12	365	Pálhidi Attiláné—Haskó Ferenc: Kontakt korróziós vizsgálatok	12	389
Csornai László: Germánium tranzisztorok termikus stabilitása	6	173	Pogány Károly: Az olvasókhoz	2	33
Dani Sándor: Tranzisztoros hangolt erősítők gyors tervezési módszere	11	351	Pogány Károly: Gépesítés, automatizálás gazdaságossága a híradástechnikai iparban. I. rész	7	212
Faragó Tamás—Rét András: Közepes sebességű adatátviteli vizsgálatok mikrohullámú összeköttetésen	4	113	Pogány Károly: Gépesítés, automatizálás gazdaságossága a híradástechnikai iparban. II. rész	9	280
Ferencz Csaba—Gschwindt András—Pápay Zsolt: Meteorológiai mesterséges holdak hazai megfigyelésének eredményei	6	184	Dr. Poszler Lászlóné: Polikristályos ferritek mikrohullámú veszteségeinek alakulása a kristályszerkezet függvényében	1	15
Dr. Ferenczy Pál: Televízió-vevőkészülékek zajjal korlátozott érzékenységeinek néhány problémája	9	277	Ruszthy Csaba: Ultrarövidhullámú szűrők tervezése	5	144
Földvári Rudolf: Fázismodulátor és demodulátor adatátviteli célokra	6	178	Saufert János: Tirisztoros kikapcsoló áramkörök és impulzusgenerátorok	7	222
Dr. Géher Károly—Halász Edit: Hálózat-tervezés lineáris programozással	7	206	Schronk László: Teljesítmény tranzisztorok	5	163
Gosztony Géza—Rét Andrásné: A telefonforgalom utánzás általános kérdései	12	371	Szárász György: Effektív értéket mérő műszerek pontosságának mérése	12	383
Dr. Habermajer Istvánné: Sávszűrők futási idő ingadozásának vizsgálata	2	49	Szebeni Nándor: Professzionális távközlő készülékek és berendezések biztonsági követelményei	11	349
Hennyei Zoltán—Kiss István: Modulátor áramkörök négyfázisú elméleti tárgyalása. II. rész	3	77	Szentannai Péter: Dinamikus áramkörök működési idejének meghatározása	10	308
Herendi Miklós: A T2 típusú szűrők karakterisztikus és átviteli függvényei	9	269	Tardos Lászlóné: Idegen ionok hatása Mn-Zn ferritek mágneses sajátságaira	10	319
Kauker János: Tunnel-diódás áramkörök stabilitás kritériumai és a lehetséges üzemmódok határai	4	97	Karel Tomasek: Nomogramok Zener-diódás stabilizáló kapcsolások számításához	8	255
Kádár Ágoston: Tájékoztató adatok egyes távbeszélő-áramkör típusok csoportfutási idő torzításáról	9	288	Tőkés Szabolcs—Csanády Sándor: A laserek híradástechnikai alkalmazása	4	118
Dr. Kása István—B. Nagy András: Mikrohullámú oszcillátorok stabilizálása fáziszinkronizálással	3	65	Varga András: Középsébségű adatátviteli csatorna statisztikus vizsgálata. I. rész	3	72
Kiss Dénes: Elemérzékenységek meghatározása differenciálás nélkül, az állapotváltozás analízis segítségével	11	333	Varga András: Középsébségű adatátviteli csatorna statisztikus vizsgálata. II. rész	6	182
			Dr. Vágó István: Elektromágneses hullámok csoportosítása a terjedési együtthatók jellege alapján	11	340
			Zombory László: Félvezető laserek. I. rész	1	9
			Zombory László: Félvezető laserek. II. rész	2	40

Egyéb

Nekrológ Pribék Mihálynéről	1	1	Az Oktatási Minisztérium felhívása	7	221
Az Egyesület Ipargazdasági Szakosztályának 1966. évi vidéki ankétjai	1	8	ITT Átviteli Technikai Szimpózium	7	232
Közgazdász Klub megalakulása	2	57	Szovjet tudomány-technika hónapja	8	245
1966. évi Virág—Pollák-díjasaink	2	58	Dr. Barta István kitüntetése	8	248
Puskás Tivadar emlékérmeseink	2	58	A Híradástechnikai Tudományos Egyesület évkönyve	8	263
Az 1966. évi Diplomaterv Pályázat ered- ménye	2	59	MTESZ AIOT Számítógéptechnikai Kon- ferencia 1968	9	294
Az URSI Magyar Nemzeti Bizottságának megalakulása	2	60	Szilikátipari Tudományos Egyesület IX. Szilikátipari Konferenciája	9	294
A HTE 1967. évi munkaterve	3	85	Párizsi elektronikai alkatrész kiállítás	10	317
Félvezető eszközök vizsgálati módszerei szimpózium	3	87	A Popov Egyesület tudományos ülészaka	10	327
V. Országos Anyagmozgatási Konferencia	4	112	Nekrológ Zakariás Jánosról	11	345
Winter Ernő 70 éves	5	137	A HTE évkönyvéről	11	350
II. Vékonyréteg kollokvium	6	177	Seminar on Ultra High Vacuum Science Technique and Applications (Ultravákuum szeminárium), Esztergom	11	361
Félvezető szimpózium	6	191	Gergely Ödön kitüntetése	12	370
Védjegy—Márka	6	192	<i>Könyvismertetések</i>		
Bogdány Miklós—Fekete András: Új elekt- ronikus feszültségmérők	6	199	Dr. Izsák Miklós: Távközléstechnikai Kézi- könyv	7	231
Nekrológ dr. Istvánffy Edvinről	7	205	Dr. Istvánffy Edwin: Tápvonalak, antennák hullámterjedése	11	361
Hálózatelméleti szimpózium Belgrádban ...	7	211			



PRIBÉK MIHÁLYNÉ

Fájdalommal közöljük, hogy Pribék Mihályné, született Láng Éva, lapunk egyik legrégebbi munkatársa, a Budapesti Műszaki Egyetem Elektroncsövek és Félvezetők Tanszékének tanársegéde 1966. december 27-én, 34 éves korában, váratlanul elhunyt.

Megdöbbenő hír, Éva több mint egy évtizeden keresztül volt munkatársunk. Még egyetemista volt, mikor először rajzolta a készülők cikkek ábráit. Csak a szerkesztők és a szerzők ismerték mint a Híradástechnika munkatársát, az olvasók széles köre számára ismeretlen maradt. Mindig nagyon szerény, a háttérben névtelennek maradó volt, ugyanakkor minden számunk szinte minden cikke viselte kezemunkája nyomát. Jelen szám összes ábráját is ő rajzolta.

Nagykanizsán született. Mindig jelesen tanult, diplomáját is jeles eredménnyel védte meg a BME Villamosmérnöki Karán. Először az Egyesült Izzólámpa és Villamosági RT-nél dolgozott. A Budapesti Műszaki Egyetemen az 1964/65-ös tanévben külső előadó volt, majd Valkó Iván Péter professzor meghívására megvált az EIVRT-től és 1965 óta az Elektroncsövek és Félvezetők Tanszéken tanársegédként dolgozott. Tehetséges, ambiciózus szakemberként ismerték, doktorálni készült. Mindemellett példás családanya is volt, gondosan nevelte 6 éves és 3 éves kisfiait. December 26-án családja körében ünnepelt, mikor váratlanul rosszul lett és az orvosi beavatkozás sem tudta már megmenteni az életnek.

Évát nagyon szerettük. Kellemes, pontos, lelkiismeretes munkatárs volt, jó kolléga, akire mindig számítottunk és számíthattunk. Nehéz elhinni, nehéz beletörődni, hogy nincs többé.

Lineáris integrált szilárdtest áramkörök

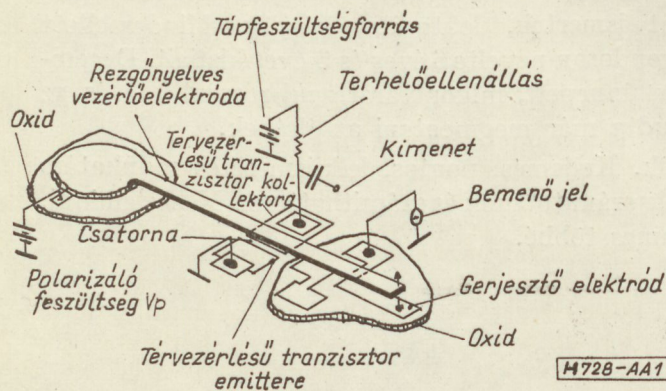
ETO 621.382.334:621.396.62

Az utóbbi években több száz, az integrált áramkörök tervezésével, technológiájával, kapcsolástechnikájával és alkalmazásaival foglalkozó cikk jelent meg. E lap hasábjain is találkozhattunk már összefoglaló tanulmányokkal [1], [2]. 1964-ben még nagyon borúlátóan ítélték meg a lineáris (alakhú átvitelt megvalósító) áramkörökben való alkalmazást; ebben az időben még úgy tűnt, hogy a félvezető alapú integrált szilárdtest áramkörök főként a digitális berendezésekben fognak elterjedni. Egy évvel később a helyzet megváltozott: ma már egyre komolyabban foglalkoznak az utóbbi területtel is, mind híradástechnikai (professzionális és szórakoztató), mind pedig mérés-technikai szempontból.

Amint ismeretes, a félvezető alapon könnyen készíthetünk aktív elemeket (tranzisztorokat és diódákat), lényegesen bonyolultabb viszont a kis tűrésű ellenállások és méginkább a kondenzátorok előállítása. Még matematikusabb — és ma sem tökéletesen megoldott — a rezonáns körök kérdése. Így érthető, hogy a tervezők figyelme először a digitális áramkörök felé fordult. Újra felül kellett vizsgálni a lineáris áramkörök tervezési módszereit ahhoz, hogy az integrálás ide is behatolhasson. E cikk — az integrált rezonáns körök mai helyzetének ismertetése után — főként az új lineáris áramkörtervezési és rendszertechnikai szempontokkal kíván foglalkozni.

1. Rezonáns (szelektív) körök

Legnehezebb az induktivitások megvalósítása. Egyes kutatók ezért a szokványos elrendezés lekicsinyítésén fáradoznak [3]. Itt két fő problémát kell megoldani ahhoz, hogy a mikrominiatürizált tekercsek elektromos tulajdonságai ne legyenek lényegesen rosszabbak a hagyományos méretűekénél:



1. ábra. Rezgőnyelvező szelektív kör

igen nagy permeabilitású, kis veszteségű vasmagokat kell alkalmazni és gondoskodni kell arról, hogy a hengeres tekercs menetei minél közelebb helyezkedjenek el a vasmag felületéhez.

A legkisebb eddig készített tekercs magja 0,3 mm átmérőjű és 0,75 mm hosszú volt. Valamivel kisebb a jósági tényezőjük, mint a hagyományos tekercseké. Megoldották a tekercsek hangolhatóságát is; e hangolható egységek mérete $\varnothing 2,5 \times 10$ mm. A megvalósítható maximális induktivitás 7 nH—5,8 mH. Ezek az alkatrészek csak kis jelszinten használhatók, de ez mikroáramkörökben nem hátrányos.

Jobban illeszkedik az integrált áramkörökhöz a vékonyréteg felépítésű induktivitás [4]. Ferrit alapanyagra archimédeszi spirális alakban fémsíkot gözölögtetnek, majd galvanikus úton megvastagítják. A permeabilitás növelése érdekében előle újabb ferritréteget visznek fel, ismét gözöléssel. E réteg előállítását igen nehéz; a Ni, Zn, Co tartalmú ferrit egyes alkotói nem a kívánt arányban válnak ki a felületen.

6×6 mm-es alaplamezre felvitt 20 menetű, spirális tekercs induktivitása 2,5—4 μ H; ez mintegy 20—30-szorosa a nem mágneses hordozón készített hasonló tekercs induktivitásának. A jósági tényező 1 MHz-en 10...20.

Integrálható rezonáns elem leírását találhatjuk az [5] irodalomban. A cikk inkább elméleti jellegű, csak felhívja a figyelmet a piezoelektromos hatás kihasználásának lehetőségére. Félhullámhossz vastagságú piezoelektromos rétegben akusztikus rezonanciát hozhatunk létre a réteg elektromos gerjesztésével. Sajnos, ez a rezonátor lemezke nem építhető fel közvetlenül az alaplapra, mert illesztési problémák lépnek fel. Ezért két különböző hullámmellenállású, negyedhullámhossz vastagságú közbenső réteget kell elhelyezni, melyekkel az illesztés, illetőleg az alaplameztől való elválasztás megvalósítható. A réteges szerkezetet elvileg könnyen meg lehet valósítani a ma ismert technológiai lépésekkel. Sajnos a rezonáns tulajdonságok a rétegvastagságoktól függenek, ezért ezeket igen pontosan kell tartani, másrészt pedig nincs mód az utánhangolásra.

Az 1965-ös irodalmi forrásokban új irányzat kezd feltűnedezni: az integrált áramkörök kiterjesztése a mechanikai behatások tartományára. Rezonáns elemként szolgálhat például az integrált áramkör fölött kis magasságban elhelyezkedő rezgőnyelvecske [6] (1. ábra). A szilíciumfelület fölött kis magasságban elhelyezkedő rezgőnyelvet elektrosztatikusan lehet gerjeszteni. A gerjesztő váltakozó feszültségre nagy egyenfeszültséget superponálnak, hogy a második harmonikus gerjesztést elkerüljék.

A rezgőnyelv és az alaplemez között kialakuló erőter kis mélységben behatol a félvezető alaplemezbe is. Így egy tervezérlésű tranzisztoron átfolyó áramot vezérelni lehet.

A rezgőnyelv pl. aranyból készülhet. 1 mm-nél hosszabb nyelvet nem célszerű választani, mivel erre a gravitáció és a rázkódás már nem elhanyagolható mértékben hat. Ilyen méretek mellett a rezonanciafrekvencia 1 és 7 kHz közé esik, a mérhető jósági tényező 400 körül van.

A cikk szerzői számos alkalmazási lehetőséget említenek meg. Rezonáns elemként használható az eszköz a hang- és középfrekvenciás tartományban. Ugyanabban a tartományban visszacsatolással kielégítő stabilitású generátorok is előállíthatók.

Elméletileg tisztán elektronikus úton is lehet induktivitást megvalósítani. Egy régebbi irodalmi forrás igen részletes összefoglalást ad a félvezető eszközökben fellépő induktív hatások kihasználásáról [7]. Nagy injektálási szinten ugyanis a félvezető dióda kevésbé szennyezett rétegében, illetve a tranzisztor bázisában az injektált kisebbségi töltéshordozók mennyisége összemérhetővé válik a többségi töltéshordozókéval; ekkor a dióda vagy tranzisztor helyettesítő képében az ellenállásokon és kondenzátorokon kívül induktivitás is megjelenik. Ez az induktivitás nagyon veszteséges; a jósági tényező, erősítő hozzákapcsolásával az ismert módon növelhető. Erősítőként negatív ellenállású eszközt (tunnel-dióda, négyrétegű dióda, lavinatranzisztor, kétbázisú dióda) használhatunk. Különleges elrendezésben erősítő hozzákapcsolása nélkül is előállíthatunk viszonylag nagy jósági tényezőjű induktivitást [8].

Egészen alacsony frekvenciákon szóba jöhetnek a félvezetőkben fellépő termikus hatások is. Ha a félvezető eszköz hőkapacitása kicsiny, hőmérséklete a lassan változó elektromos terhelés hatására ingadozni fog, ez pedig visszahat elektromos paramétereire. Mésa tranzisztorok ilyen viselkedéséről a [9], a véges hőterjedési sebességet kihasználó különleges eszközökről pedig a [10] irodalmi forrásban olvashatunk.

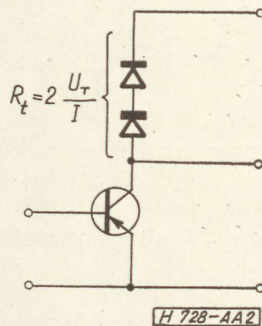
Induktivitásokat vagy rezonáns köröket aktív RC hálózatokkal is megvalósíthatunk. Itt a legfőbb problémát a passzív alkatrészek és az erősítés toleranciái okozzák [11], [12]. Minél nagyobb szelektivitást akarunk elérni, annál kisebb a stabilitási tartalék, annál könnyebben gerjed be hőmérsékletváltozás, öregedés, munkaponteltolódás stb. miatt az áramkör.

Szellemes javaslat az erősítés stabilizálására a következő [13]: Az erősítőtranzisztor kollektorkörében két nyitóirányban előfeszített dióda van sorba kötve (2. ábra). Ilyen körülmények között a kapcsolás feszültségerősítése

$$A \approx g_m R = \alpha \frac{q I_E}{kT} \cdot 2 \frac{kT}{q I_E} = 2\alpha$$

széles áram- és hőmérséklettartományban közel kétszeres. Ugyanakkor a munkaponti áram változtatásával a kollektorköri diódák differenciális ellen-

állása széles tartományban változtatható, így pl. RC oszcillátor elektronikus hangolása megoldható. Igen egyszerűen lehet a működést hőfokfüggetlenné tenni. A szerző állítása szerint a rádióműsorszóró sávban 1:3 átfogás valósítható meg 100 és 500 közötti jósági tényezővel. Szuperrendszerű vevőkben külön előnyt jelent, hogy az állandó frekvenciakülönbség állandó egyenáramkülönbségnek felel meg.



2. ábra. Stabil erősítésű áramkör elektronikus szabályozható munkaellenállással

Az eddig ismertetett megoldások sokfélesége éppen azt bizonyítja, hogy az induktivitások és hangolt körök integrálása ma még nem lezárt kérdés, tehát az áramkörtervezési alapelveket úgy kell módosítani, hogy a kívánt specifikáció minél kevesebb ilyenfajta elem alkalmazásával legyen megvalósítható.

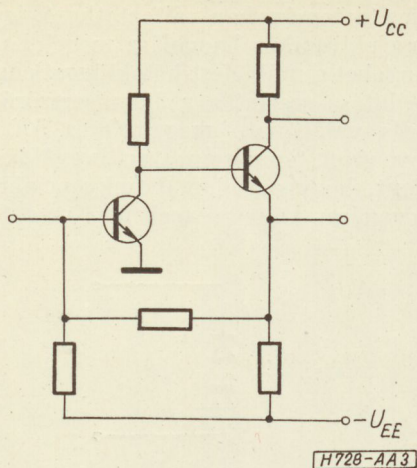
2. Lineáris erősítők

2.1 Szélessávú és nagyfrekvenciás erősítők

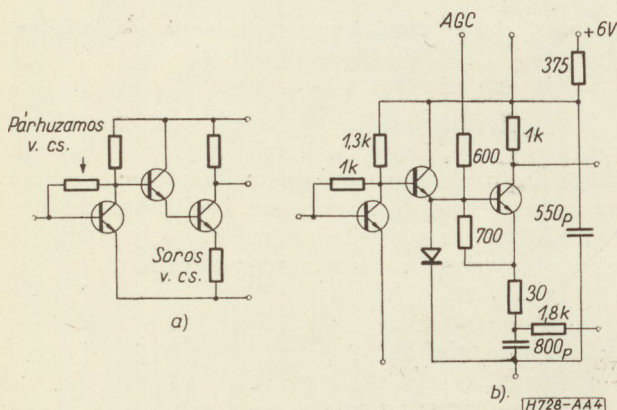
A lineáris áramkörökkel megvalósítandó funkciók sokfélesége csaknem reménytelenné teszi az általános szabványosítást, ami pedig a nagysorozatú, gazdaságos gyártáshoz szükséges lenne.

Kiderült viszont, hogy majdnem univerzális követelmény az erősítő kellő erősítése és munkaponti stabilitása. Rendszerint jó egyenáramú stabilitásra és nagyfrekvenciás működési képességre is szükség van. Ha ezek az adottságok megvannak, az erősítő tulajdonságait kívülről csatlakoztatott visszacsatolásokkal állíthatjuk be. Lényegében véve ezt a gondolatot az analóg számítógépekben a műveleti erősítőkkel kapcsolatban már kiterjedten használják.

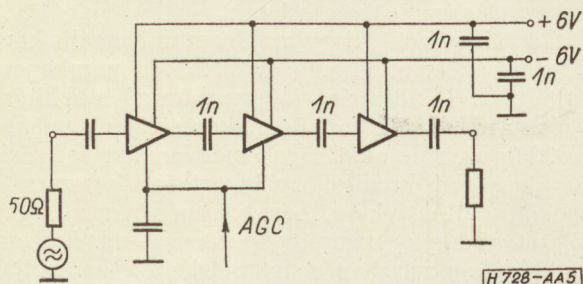
Jelen esetben a kérdés csak az volt, hogy mit válasszanak alapáramkör gyanánt. A vizsgálatokból kiderült, hogy minden tekintetben legmegfelelőbb a két tranzisztort tartalmazó, párhuzamos áramvisszacsatolású fokozat [14], [15], [16], (3. ábra). A visszacsatolás miatt a bemeneti impedancia lecsökken, a kimeneti megnő, így a bemenet közel rövidzárként, a kimenet pedig szakadásként működik. A belső visszahatás erősen lecsökken, ennek következtében több egymásután kapcsolt fokozat esetén is sokkal kisebb a gerjedési veszély, mint a különálló tranzisztorokat tartalmazó áramkörökben. További erősítés-növekedést és visszahatáscsökkenést érhetünk el, ha az áramkörbe még egy emitterkövető fokozatot is



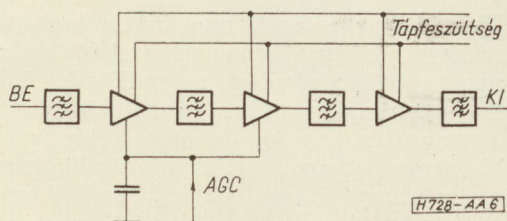
3. ábra. Erősítő alapáramkör



4. ábra. Integrált erősítő áramkörök



5. ábra. Integrált áramkörös szélessávú erősítő



6. ábra. Integrált áramkörös középfrekvenciás erősítő

beiktatunk (4a ábra). Ez a fokozat alkalmas egyébként a nagyfrekvenciás erősítőkben rendszerint szükséges automatikus erősítésszabályozás megvalósítására is. A 4b ábrán a kiegészített áramkört láthatjuk, az emitterkövető emitterkörébe beépített dióda a szabályozást javítja. Érdemes megemlíteni, hogy az első tranzisztor emitterét külön kiveztették, a káros csatolások elkerülése érdekében (lásd elektroncsövek kettős katód-kivezetése).

Ezzel a módosított áramkörrel felépített széles-sávú, illetve 60 MHz-es középfrekvenciás erősítő láthatunk az 5. és 6. ábrán. Mind a csatoló-kondenzátorokat, mint pedig a sávszűrőket külön kell az áramkörbe beépíteni.

Az eddigiekből azt láthatjuk, hogy a nagyfrekvenciás erősítők viszonylag kevésbé vannak integrálva. Felvetődhet a kérdés, hogy egyáltalán mi az előnye annak, hogy az egyes tranzisztorok helyett közös egyenáram táplálású visszacsatolt fokozatokat alkalmazunk. A kérdésre egyszerűen válaszolhatunk. Tételezzük fel, hogy azonos fokozatok következnek egymás után. Ekkor

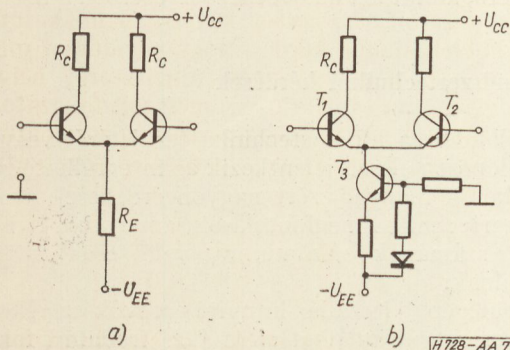
$$GS = \left| \frac{Y_{21}}{Y_{12}} \right|$$

ahol G a teljesítményerősítés, S a stabilitási faktor (a hurokerősítés reciproka), Y_{21} a fokozat meredeksége, Y_{12} pedig a visszaható admittancia. Egyetlen tranzisztort beépítve ez a szorzat nem növelhető tetszőlegesen, mert a visszaható admittancia meglehetősen nagy. Két fokozat esetén viszont a meredekség megnövekszik, a visszahatás pedig lecsökken, tehát kevesebb integrált fokozattal lehet ugyanolyan minőségű középfrekvenciás erősítőt készíteni. Számszerű adatok a következők [14]: A 6. ábra szerinti kapcsolás 90 dB-t erősít 10 MHz sáv szélességgel 60 MHz-en. Ugyanezekhez az adatokhoz, ha 2N 918 típusú tranzisztorokat használnánk, 7 tranzisztor, 8 szűrő, 30 ellenállás, 25 kondenzátor, azaz kb. 70 alkatrész lenne szükséges összehasonlítva az integrált felépítésű erősítő 8 vagy 9 alkatrészével.

2.2 Egyenáramú erősítők

A hagyományos elemekkel felépített egyenáramú erősítőkörök problémája a nem kielégítő stabilitás. Ebben a vonatkozásban az integrált áramkörök megjelenése — a korábban említett nehézségek ellenére — újat, minőségileg jobbat hozott. Bár az aktív és passzív elemek toleranciája itt sem kicsiny, szimmetrikus felépítés esetén a szimmetrikus felek közti eltérés jóval kisebb, mint amit hagyományos alkatrészekkel el lehet érni. Válogatás nélkül párosított szilícium-tranzisztorok bázis-emitterfeszültsége 50–100 mV-tal is különbözhet azonos kollektoráramot feltételezve. Válogatással ez 20 mV-ra csökkenthető, a különböző hőmérsékletfüggést is beleszámítva. Ugyanakkor az egyetlen alaplemezen létrehozott két tranzisztor bázis-emitterfeszültsége között kisebb a különbség 5 mV-nál, és ennek az 1°C-ra eső változása $< 5 \mu\text{V}$. A szoros termikus csatolás pedig igen erősen növeli a stabilitást [17].

A 7a ábrán differenciálerősítő alapkapsolását láthatjuk. A földpont és a bemenetek között közösen jelentkező esetleges zavarófeszültségnek annál kisebb a hatása, minél nagyobb R_E . Ismert tény azonban, hogy félvezető alapon csak igen költségesen — nagyfelületű alaplemez felhasználásával — lehet nagyohmikus ellenállást készíteni. Sokkal egyszerűbb és olcsóbb, ha a 7b ábra szerint a közös emitterkörbe iktatunk egy konstansáramú tranzisztorkapcsolást. A T_3 tranzisztor báziskörébe kapcsolt dióda hőkompenzációra szolgál. A 3 ellenállásból, 1 tranzisztorból és 1 diódából álló áramkör kimenőimpedanciája 200 k Ω , helyfoglalása viszont csak 1%-a egy ugyanekkora ellenállásnak [18].



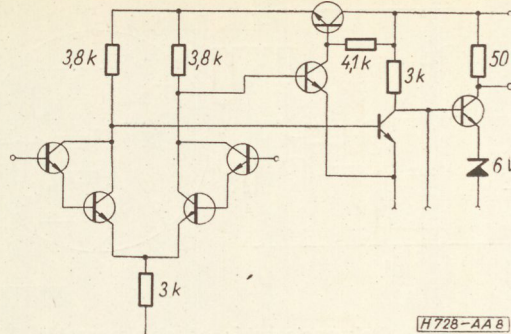
7. ábra. a) Differenciálerősítő alapkapsolása, b) megnövelt emitterellenállású differenciálerősítő

Ebből az egyszerű példából máris látható, hogy áramkörtervezési szokásainkat alaposan felül kell vizsgálni. A félvezető alapú integrált szilárdtest áramkörben az aktív elemek számának megtöbszörözése esetleg egyszerűbb és olcsóbb, mint egyetlen ellenállás, vagy méginkább kondenzátor beiktatása.

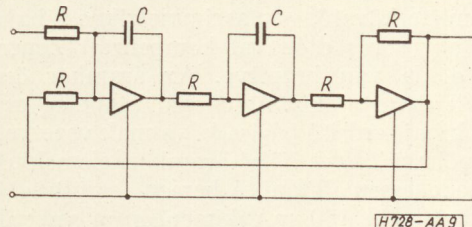
A 8. ábrán látható erősítő [14] szimmetrikus bemenőfokozatokkal kezdődik, mindkét fokozat Darlington kapcsolású. Ezután két aszimmetrikus fokozat következik, az utolsó emitterfeszültségét 6 V-os Zenerdióda stabilizálja, ez a megfelelő kimenőszint beállításához volt szükséges. Érdekes vonása az erősítőnek a beépített soros stabilizátor; ha ugyanis a szimmetrikus bemenőfokozatra nagy közös komponensű (common mode) jelet kapcsolunk, az erősítő munkapontja nagyon eltolódnék. Ezt akadályozza meg a soros stabilizátor, amely a bemenőköri erősítők részére éppen a megfelelő tápfeszültséget biztosítja.

Ezt az erősítőt elsősorban műveleti erősítőként használhatjuk. A 9. ábrán pl. 15 Hz közepes frekvenciájú sávszűrőt láthatunk. Az átviteli görbét a hálózatelmélet módszereivel szintetizálhatjuk. A pólus- és zérushelyeket hagyományos — tehát szűk toleranciájú — elemek határozzák meg.

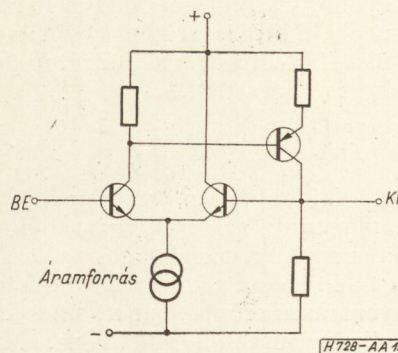
Az egyenfeszültségű erősítők különleges válfaja az impedanciaillesztő fokozat [19]. Feszültségerősítése egységnyi, bemenőimpedanciája nagy, kimenőimpedanciája kicsi. Az alapáramkör a 10. ábrán látható. Mivel a bemenet és a kimenet ugyanarra a differenciálerősítőre csatlakozik, tökéletes szimmet-



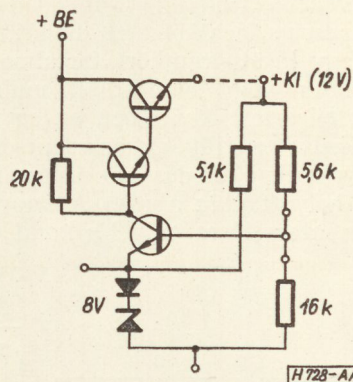
8. ábra. Többfokozatú egyenáramú erősítő



9. ábra. Integrált erősítőkkel és hagyományos elemekkel felépített 15 Hz-es sávszűrő



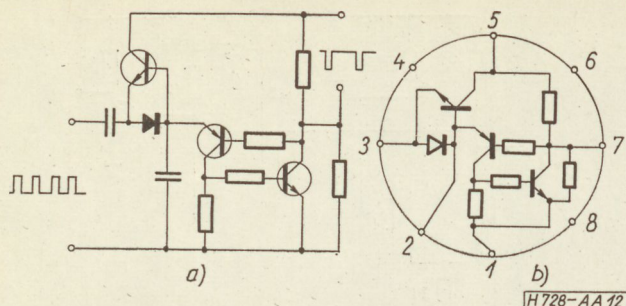
10. ábra. Egységnyi feszültségerősítésű impedanciaillesztő fokozat



11. ábra. Integrált feszültségstabilizátor

ria esetén a kimenő és a bemenőfeszültség megegyezik.

További jellegzetes alkalmazási terület a feszültségstabilizátor. Tipikus kapcsolásuk a 11. ábrán látható. Az áteresztő tranzisztoron kívül egy meg-



12. ábra. Lépcsős frekvenciaosztó: a) alapkapcsolás, b) integrált kivitel

hajtó emitterkövető, egy aszimmetrikus hibajel erősítő és egy soros diódával kompenzált Zener referencia dióda van beépítve. Az áramkör összesen 4 ellenállást tartalmaz. Az ellenálláslánc egyes pontjai és a hibajelerősítő bázisa ki vannak vezetve, hogy a kimenőfeszültséget külső áramköri elemekkel pontosan be lehessen állítani. A bemenőfeszültségtől függően körülbelül 100 mA kimenőáram vehető ki a stabilizátorból, mivel a megengedett disszipáció 25°C -on $\frac{1}{2}$ watt. A kimenőfeszültség 12 V vagy 24 V. A kapcsolás azonban olyan, hogy a soros tranzisztort egy még nagyobb, kívülről hozzákapcsolt áteresztő-tranzisztor meghajtására is fel lehet használni, következképp külső kibővítéssel a stabilizátor akár 10 A szolgáltatására is képes [20].

2.3 Egyéb lineáris áramkörök

Mindaddig tulajdonképpen két alapvető erősítő-típussal foglalkoztunk, az egyik univerzálisan használható kis- és nagyfrekvenciákon, és a visszacsatolás megválasztásától függ az alkalmazási területe, a másik pedig egyenáramú erősítő, bár itt sincs kizárva a szélessávú alkalmazhatóság lehetősége. Mindezzel azonban még nem merítettük ki az összes lineáris áramkör területét.

Félig-meddig a digitális áramkörökhöz tartoznak a lépcsős frekvenciaosztók [21]. Mint ismeretes, egy ilyen osztókapcsolás legalább két diódát, két kondenzátort és egy kisütőáramkört tartalmaz, utóbbi blockingoscillátor vagy monostabil multivibrátor lehet. Továbbfejlesztett kivitelben az egyik diódát tranzisztorral helyettesítjük, ekkor a lépcsőfeszültség lineárisan növekszik a diódás kapcsolással elérhető exponenciális helyett (12a ábra). A kapcsolás nagyon alkalmas integrálásra, mivel a kondenzátorok

tól eltekintve 4 félvezetőt és 5 ellenállást tartalmaz. Az integrált áramkört a szükséges kivezetések megjelölésével a 12b ábrán láthatjuk. Ez a frekvenciaosztó 5–10 MHz frekvenciájú bemenőjel leosztására alkalmazható, a legkisebb frekvencia a kívülről csatlakoztatott kondenzátorok nagyságától függ.

A kiválasztott példák azt mutatják, hogy ma már az alakhű jelátvitel sok területén használhatók az integrált áramkörök. Elsősorban az aktív elemeket érdemes integrálni, nemcsak hely-, hanem költségmegtakarítás miatt is. A passzív elemek közül azokat, amelyek abszolút értékével szemben nagyok a pontossági igények, hagyományos formában kell az áramkörbe beépíteni. Ezeknek a száma azonban az áramkör ésszerű áttervezésével minimálisra csökkenthető, amint azt a következő fejezetben láthatjuk.

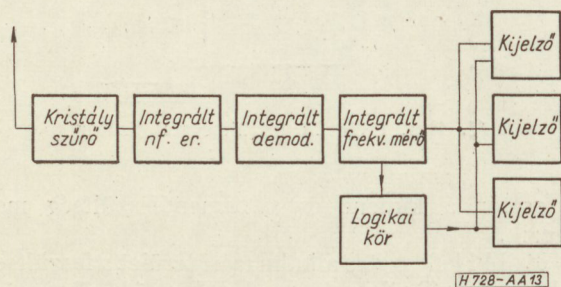
3. Rendszertechnikai kérdések

Példáinkat a híradástechnika területéről vesszük. Itt különösen élesen jelentkezik az integrálható rezonáns körök hiánya, ezért nagyon érdekesek azok a rendszertechnikai megfontolások, amelyek a hangolt körök számának minimumra való csökkentésére irányulnak.

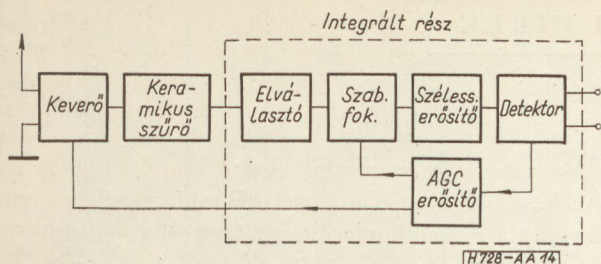
Repülőgép leszállás-irányító vevőkészülékének rendszerleírását találhatjuk a [22] irodalmi forrásban. A leszállás irányításához egyetlen vívőfrekvenciát — 75 MHz-et — használnak 3 különböző modulációval a repülőtértől való távolságtól függően. A vevőnek meglehetősen széles hőmérséklettartományban és érzékenységi tartományban kell üzemképesnek lennie. Egyenes rendszerű vevőkészüléket választottak, a szükséges szelektivitást egyetlen kristálysűrővel érték el, amely közvetlenül az antenára csatlakozik. A különböző frekvenciájú hangfrekvenciás modulálójelek szétválasztására először integrált körrel kombinált kettős T szűrőket alkalmaztak. Ezek azonban meglehetősen nagy köbtartalmat foglaltak el, mivel a pontossági követelmények miatt a kettős T hidakat csak hagyományos elemekből lehetett felépíteni.

A vevőkészülék második változatában sikerült megtalálni azokat a kapcsolási fogásokat, amelyek lényegesen jobban illeszkednek az integrált áramkörök természetéhez (13. ábra). Egyetlen lépcsős osztó típusú frekvenciamérőt (12. ábra) építettek be, melynek kimenőfeszültsége a moduláló frekvenciával arányos. 3 db B osztályú, különbözőképpen előfeszített fokozat érzékeli a beérkező egyenfeszültséget, és logikai áramkör gondoskodik arról, hogy egyszerre csak az egyik adjon ki jelet. Ez a kapcsolás főként tranzisztorokkal, néhány Zener-diódával és ellenállással valósítható meg, melyekkel szemben nem túlzottak a pontossági igények. Felismerve tehát a pontos célt, integrált áramkörökkel kényelmesen, kis helyfoglalással lehetett a problémát megoldani, anélkül, hogy nagytérfogató hagyományos elemekkel a szükségesnél jobb specifikációt értek volna el.

A szórakoztató célú rádió-vevőkészülékek tervezése nagyon lényegesen átalakulhat az integrált áramkörök szélesebbkörű elterjedésével [23]. Ezeket a ké-



13. ábra. Repülőgép leszállásirányító vevőjének blokkismája



14. ábra. Integrált áramkörös rádió-vevőkészülék blokk-sémája

szülékeket 3 kategóriába sorolhatjuk: hordozható készülékek, autórádiók és lakásokban használatos asztali készülékek. Valamennyi széles árskálában kapható. Szoros kapcsolat van az ár és a dobozméret, illetőleg a kimenőtéljesítmény között. Adott ár-kategóriában a specifikáció többé kevésbé stabilizálódott. Ezekből a gondolatokból kiindulva kell a készüléképítők fejlesztési tevékenységét megvizsgálni.

A rádiókészülék-gyárosok általában olyan kutatási munkák iránt érdeklődnek, melyek alacsonyabb előállítási árakkal ugyanolyan minőségű készülékeket eredményeznek. Kimutatható, hogy az önköltség legnagyobb részét az alkatrészarak és az összeszerelés költségei teszik ki. Az emberi munkaerő árának növekedése ezeket a költségeket egyre jelentősebbé teszi. Komoly redukciónak csak az automatizálás jelenthet. Ki kell választani az esetleges jövőbeli automatizálást is, figyelembe véve a legolcsóbb technológiát.

Ha abból indulunk ki, hogy a planártranszistor már adott és gyártása az eddig ismert típusok közül a legnagyobb mértékben automatizálható, közvetlenül eljutunk az integrált áramkörökhöz. Egyetlen nagyfrekvenciás planártranszistor ugyanis csak 1/20-ad részét foglalja el a legkisebb kezelhető kristálylemeznek, így az anyagkihasználás meglehetősen rossz. Ha ugyanerre a kristálylemezre integrált áramkört viszünk fel, lényegesen gazdaságosabb kihasználást kaphatunk. Természetesen megnő a selejt veszélye is, így a technológia állásától függően optimot várhatunk.

Jelenleg a készülék alábbi részeit érdemes integrálni:

AM vevőkészülékek KF fokozatai.

AM-FM vevőkészülékek KF fokozatai.

TV videó KF.

TV hang KF.

Hordozható készülékek hangfrekvenciás fokozata.

Hordozható lemezjátszók és magnetofonok hangfrekvenciás fokozata.

Természetesen most is fellép a hangolóelem problémája. A cikk szerzője — a repülőnavigációs vevőkészülék megoldásához hasonlóan — egyetlen keramikuszűrőre bízta a szelektivitást, ez azonban itt a középfrekvenciás áramkörbe van beépítve, mivel a készülék szuperrendszerű. A 14. ábrán az így megtervezett készülék blokk-sémáját láthatjuk,

A már említett visszahatásmentesség következtében olyan jó minőségű középfrekvenciás fokozatot lehet készíteni, amely asztali vevőkészülékhez is megfelel. Ha viszont a 14. ábra szerinti blokk-sémához még egy integrált hangfrekvenciás fokozatot kapcsolunk, igen kis méretű és jó műszaki paraméterekkel rendelkező hordozható vevőkészülékhez jutunk.

IRODALOM

1. Valkó I. P.: Integrált szilárdtest áramkörök. Híradástechnika Vol. 10. p. 309—312, 1965. okt.
2. Valkó I. P.: Integrált áramkörök újabb fejlődése. Híradástechnika 1966. szept.
3. S. Stenker: Inductors that fit integrated circuits Electronics 1965. május 31. p. 62—66.
4. —: Ferrites: Can they be deposited as thin films? Electronics 1964. febr. 7. p. 84.
5. W. E. Newell: Tuned integrated circuits — A state of the art survey. Proc. IEEE Vol. 52. p. 1603—1605, 1964. dec.
6. H. C. Nathanson; W. E. Newell, R. A. Wickstrom: „Tuning forks” sound a hopeful note. Electronics 1965. szept. 20. p. 84—87.
7. H. G. Diil: Inductive semiconductor elements and their application in bandpass amplifiers. IRE Trans on Military Electronics, 1961. júl. p. 239.
8. S. R. Morrison, R. Billette: Variable breakdown device as solid state inductance. Solid State Electronics Vol. 7. p. 563—574. 1964. aug.
9. O. Müller: Internal thermal feedback in four-poles, especially in transistors. Proc. IEEE. Vol. 52., p. 924—930. 1964. aug.
10. W. T. Matzen, R. A. Meadows: Low frequency integrated circuits. Electronics 1964. júl. 27. p. 54—57.
11. Géher K.: Lineáris hálózatok toleranciájáról és érzékenységről. Híradástechnika Vol. 10. p. 289—301. 1965. okt.
12. W. E. Newell: Selectivity and sensitivity in functional blocks. Proc. IRE, Vol. 50. p. 2517., 1962. dec.
13. A. Overbeek: Tunable resonant circuits suitable for integration. International Solid State Circuit Conference 1965.
14. R. C. Foss, P. Cooke, M. J. Gay: The use of amplifier blocks as standard components. Applications of Microelectronics, Southampton Symposium. IEE Conference Publication No 14, Paper 12.
15. R. C. Bowes, J. W. Granville: A 100 MC amplifier using thin film integrated circuits. Proc. IEEE Vol. 52. p. 1598—1600, 1964. dec.
16. M. D. Wood, A. Bradisley, J. Walker: High frequency tuned amplifier using integrated circuits. Proc. IEEE Vol. 52. p. 1608—1612., 1964. dec.
17. Ambrózy: Kis feszültségesű transzistoros mikroampermérő. Mérés és Automatika Vol. 9. p. 202—206., 1961. júl.
18. R. Hirschfeld: Integrated circuits improve differential amplifiers. Electronics 1965. aug. 9. p. 75—79.
19. H. C. Lin, R. Y. Hung, B. van der Leest: An integrated buffer amplifier. International Solid State Circuit Conference 1965.
20. General Instrument Technical Informations: Power supply voltage regulators.
21. S. Forte: Semiconductor integrated circuit building blocks for linear systems. The Marconi Review, Vol. 27., No 154.
22. S. Forte: Microelectronics in equipment design Electronic Engineering 1964. okt.
23. H. Ras, J. Rongen: The application of integrated circuits in radio receivers. Applications of Microelectronics, Southampton Symposium. IEE Conference Publication No 14, Paper No 13.

EGYESÜLETI HÍREK

Az Egyesület Ipargazdasági Szakosztálya 1966-ban két vidéki ankétot rendezett, amelyen alkalma volt a budapesti és a vidéki ipargazdasági szakembereknek találkozniok. A júniusi székesfehérvári ankét után szeptember végén Szombathelyen jöttek össze az ipargazdasági problémák iránt érdeklődők. Ez alkalommal az ankét a REMIX szombathelyi alkatrészgyártóegységének megtekintésével kezdődött, hogy a jelenlegi gyártelepítési helyzet és gyártási színvonal megismerése után kezdődjék meg az eszmecsere. Az ankétot a Megyei Tanács nagytermében folytatták le, mintegy 120 résztvevővel.

Az ankéton *Kovács Tibor*, a szombathelyi Központi Statisztikai Hivatal igazgatója, a Megyei Pártbizottság Ipari Osztályának vezetője elnökölt. A megnyitóbeszédet *dr. Páthy Lajos*, a Híradástechnikai Iparigazgatóság főkönyvelője tartotta. Rövid „történeti” áttekintést adott a vonatkozó párthatározat alapján megindult híradástechnikai vidéki ipartelepítésről, majd néhány számmal jellemezte a vidéki telepítési iparfejlesztési eredményeit.

A megnyitó után *Faluégi Lajosné*, a REMIX tervosztály-vezetője felolvasta *Erdős Sándornak*, a REMIX igazgatójának a gyár ipartelepítési tapasztalataival foglalkozó tanulmányát. Erdős Sándor, betegsége miatt, nem vehetett részt az ankéton.

A szombathelyi Vas Népe így írt az előadásról: „A beszámoló tartalmában, tényeiben és következtéseiben egyaránt rendkívül gazdag volt. A REMIX-központ részletesen és felelősséggel elemezte a vidéki iparépítés helyzetét, előnyeit, a feladatok megoldásának sorrendjét, a gazdasági és személyi feltételeket. Mint a tényekből kitűnik, a REMIX szombathelyi gyártóegységének telepítése minden vonatkozásban hasznosnak bizonyult.”

Az előadáshoz 4 korreferens szólt hozzá.

Kéri Lászlóné, gyártóegységvezető, a szombathelyi telep munkájának eredményességét elemezte. Foglalkozott az ár és minőség kérdésével és összefüggéseivel, majd a szombathelyi gyártelep további fejlesztésének szükségességével. Ezt alátámasztotta azal, hogy Szombathelyen jelenleg is mintegy 4000 fő az elhelyezkedni akaró, főként női munkaerő. Kihangsúlyozta, hogy a gyártóegység ma már megvalósí-

totta az ütemes termelést, nemcsak negyedéves, de dekád ütemezés tekintetében is.

Iklódi Gábor, a Budapesti Rádiótechnikai Gyár igazgatója a kecskeméti ipartelepítési tapasztalatokat ismertette az ankét hallgatóságával. Hangsúlyozta, hogy az anyavállalatoknak bizonyos áldozatokat kellett hozniok a vidéki ipartelepítés érdekében mutatóik átmeneti romlása folytán.

Vágújhelyi Pál, az Egyesült Izzó közgazdasági igazgatóhelyettese felvetette, hogy helyes lenne programba iktatni, megvizsgálni és összehasonlító adatokat kidolgozni arra vonatkozóan, hogy hogyan termelnek belföldön és külföldön, milyen árakon adnak el, milyen önköltséggel dolgoznak és ezekből meghatározni a jövő feladatait.

Bartók István, a Telefongyár gazdasági vezetője elsősorban a Telefongyár vidéki ipartelepítésével kapcsolatban a rossz telephely kiválasztás következményeiről beszélt, de egyben azt is érzékeltette, hogy megítélése szerint Szombathelyen a technológia illeszkedik a szétszórt pavillon rendszerhez.

A 4 korreferens után számos hozzászóló mondta el véleményét a vidéki ipartelepítéshez és a vita a késő esti órákban zárult.

Az ankét második napján *dr. Szalay Béláné*, a REMIX MEO-főosztályvezetője ismertette „A statisztikai módszerek gazdaságos alkalmazását a passzív villamos alkatrészek minősítésénél”.

A korreferensek, *Nádas Tibor*, a HIKI szabványcsoport vezetője, *Jeszenszky János*, MEEI osztályvezető, *Dutka Tibor*, a KGM Híradástechnikai Igazgatóság mérnöke, és *Fa József*, a REMIX szombathelyi vegyi laboratórium vezetője, értékes kiegészítéseket és értékelést adtak az előadáshoz. Ezt az előadást is hosszas vita követte. Különösen a HIKI szakemberei kapcsolódtak be a vitába és így ez a napirendi pont is gazdag vitaanyaggal zárult.

Az ankétot értékes program egészítette ki. A résztvevőknek szakavatott vezető mutatta be az ősi Savaria nevezetességét.

Az ankét sikerét a kitűnő rendezés, a szombathelyi lelkes rendezőgárda munkája, a gondos ellátás a hangulatos Pityerben, tette teljessé.

(*Dr. Szücs Jánosné*)

Félvezető laserek

I. rész

ETO 535.339:621.375.826:621.382

Elektromágneses sugárzás keltésére a legutóbbi időkig lényegében háromféle eszköz állt rendelkezésre: a termikus forrás, a lumineszcens forrás és az elektronikus generátor.

A termikus sugárzó forrás a fekete test spektrumához hasonló spektrumot bocsát ki, az energia széles frekvenciasávban oszlik el. Ezt az eloszlást a Planck formula írja le, amelyben a T hőmérséklet az egyetlen paraméter.

A lumineszcencia jelensége bonyolultabb, a spektrum több paramétertől függ. A kibocsátott sugárzó energia frekvenciasávja lényegesen keskenyebb a termikus forrásénál. A lumineszcens forrás jellemzésére annak a fekete testnek a hőmérsékletét használjuk, amelyik azonos frekvenciasávban ugyanannyi energiát sugároz ki. Ezt effektív hőmérsékletnek nevezzük, értéke a sávzélesség definíciójától függően ugyanazon anyag esetén is különböző lehet.

Az elektronikus generátorok lényegében monokromatikus sugárzást bocsátanak ki, frekvenciasávjuk igen keskeny és ezért effektív hőmérsékletük igen magas. Jellemzésükre inkább a sugárzás frekvenciáját és teljesítményét használjuk.

Elektronikus generátorokat a milliméteres hullámhosszak felett használunk, szubmilliméteres hullámok keltésére elsősorban termikus és lumineszcens források szolgálnak. Fény kisugárzása esetén ez több hátránnyal jár. Viszonylag széles a frekvenciasáv, az energia jelentős része eshet a látható tartományon kívül. A sugárzás irányítatlan. Irányítottság elérése végett a fényforrást megfelelő optikai rendszer fókuszpontjába kell helyezni. Ez az elkerülhetetlenül felépő veszteségeken kívül azt jelenti, hogy a fényforrás mérete csak korlátozott lehet — ami viszont csökkenti a teljes kisugározható energiát. A sugárzás egymástól függetlenül kibocsátott lecsengő hullámvonulatok sokasága, amelyek között nincsen fáziskapcsolat, más szóval: inkoherens.

A kvantumelektronikában az eddig általánosan ismert és használt elektronikus módszerekkel ellentétben — ahol szabad elektronok szolgálgják az erősítést és rezgéskeltést — felhasználjuk a kötött elektronok, sőt az atomok és molekulák energiaszintjeit is. A sugárzás erősítésére és keltésére gerjesztett (indukált) átmeneteket használunk. Ilyenkor a kibocsátott hullámvonulat fázisban van a térrel, koherens.

A sugárzás és anyag kölcsönhatása képezi a kvantumelektronikus generátorok működésének alapját. Ezt a kölcsönhatást elvileg Einstein tisztázta 1917-ben, majd 1950-ben Purcell és Pound figyelte meg először. A jelenséget rezgéskeltésre és erősítésre kezdetben a mikrohullámú sávban használták fel (másképpen — 1954 — Gordon, Zeiger és Townes). A hasonló

elvű fénykeltés lehetőségét Schawlow és Townes 1958-ban mutatták meg és 1960-ban született meg az első optikai kvantumgenerátor — Maiman rubinlasere. Röviddel ezután elkészült az első gázlaser, és rohamosan kutatás indult meg egyre újabb és újabb anyagok felhasználása érdekében. Ennek eredményeként ma már számos olyan anyagot ismerünk, amelyek az optikai tartományban koherens sugárzás keltésére alkalmasak, köztük folyadékokat, amorf és szerves anyagokat is [1].

A kutatásnak már kezdeti szakaszában felmerült a félvezető anyagok ilyen célú felhasználhatóságának kérdése. A félvezetők fénykibocsátó képessége, a sugárzásos rekombináció ismert jelenség volt. Ilyen irányú kísérletek 1960-ig az anyagok széles körére terjedtek ki és nagy segítséget jelentettek a félvezető laserek fejlesztésében. Baszov és munkatársai [2] már 1959-ben rámutattak a koherens fénykeltés lehetőségére félvezetőkben, kevésbé ezután pedig ötleteket adtak a szükséges nem egyensúlyi állapot létrehozásához [3]. Ezután már a feladat a megfelelő anyagok megkeresése volt. Több anyagban észleltek felhasználható sugárzásos rekombinációt és szerkesztettek optikai hullámhosszon működő generátorokat.

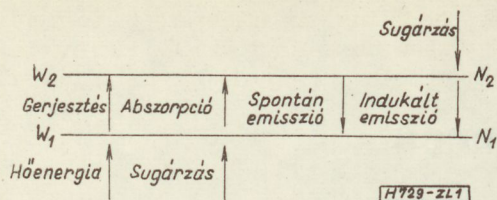
A gerjesztés módjai közül alapvetően új volt a p-n átmenetek gerjesztése nyitóirányú árammal. Ezt az ötletet már Neumann János felvette [4], konkrét formában tőle függetlenül Baszov, Krohin és Popov [5] publikálták 1961-ben. Az első diódalaser — egyben az első félvezető anyagú laser — 1962-ben készült el három amerikai laboratóriumban [6], [7], [8]. A diódalaser az első olyan eszköz, amely az elektromos áram energiáját közvetlenül alakítja át koherens fényenergiává. A kialakítása óta eltelt néhány év alatt óriási fejlődésen ment át; más gerjesztési móddal is hatásosan működő félvezető lasereket szerkesztettek, és felhasználásuk is megkezdődött.

A kvantumelektronika gyors fejlődésének, illetve az ezt előkészítő nagy szellemi teljesítményeknek méltó elismerése, hogy az 1964. évi fizikai Nobel-díjat megosztva a terület három élenjáró kutatója: Baszov, Prohorov és Townes kapta [9], [10], [11].

A laserek működésének feltételei

Az elmúlt években tekintélyes magyar nyelvű irodalom is foglalkozott a laserek alapvető jellemzőivel (lásd pl. [12]–[15]). Ennek ellenére a továbbiak szempontjából röviden áttekintjük a működés elvét.

A kvantummechanika kimutatja, hogy a mikrorendszerek energiája (elektronok, atomok vagy molekulák sokasága) csak meghatározott értékeket vehet fel. A mikrorendszer két energiaállapota kö-



1. ábra. Két energiaszint közötti átmenetek

zött négyféle átmenetet különböztetünk meg (1. ábra). Alacsonyabb szintről (W_1) magasabb szintre (W_2) jutáshoz hőenergia felvétele szükséges (termikus gerjesztés), vagy a sugárzási tér $\nu_{12} = \frac{W_2 - W_1}{h}$ frekvenciájú energiakvantumjának elnyelése (abszorpció). A termikus gerjesztés hatására a mikrorendszerek eloszlását az egyes nívókon a Boltzmann-féle törvény adja meg (betöltési számok aránya):

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{W_2 - W_1}{kT}}$$

Az abszorpció valószínűsége arányos a sugárzási tér energiasűrűségével $\rho(\nu_{12})$ -vel: $B_{12}\rho(\nu_{12})$.

Magasabb szintről alacsonyabb szintre ν_{12} frekvenciájú energiakvantum kibocsátásával juthat a mikrorendszer (emisszió). Ez történhet spontán úton A_{21} valószínűséggel, és a térrel kölcsönhatásban (indukált emisszió) $B_{21}\rho(\nu_{12})$ valószínűséggel.

Adott frekvencián sugárzó laserműködésnek első feltétele tehát megfelelő átmenet létezése.

Termikus egyensúlyban az emisszió és abszorpció mértéke egyenlő:

$$N_1 B_{12}\rho(\nu_{12}) = N_2 B_{21}\rho(\nu_{12}) + A_{21}$$

Einstein mutatta ki, hogy $B_{12} = B_{21}$. Így a térrel kölcsönhatásban elnyelődő fotonok száma

$$(N_1 - N_2)B_{12}\rho(\nu_{12}).$$

Ez az érték termikus egyensúly esetén pozitív, a sugárzás az anyagban haladva az

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

összefüggés szerint exponenciálisan csökken, és a μ abszorpciós tényező arányos $(N_1 - N_2)$ -vel.

Fényerősítés eléréséhez tehát valamilyen módon gondoskodnunk kell arról, hogy $N_2 > N_1$ legyen. $W_2 > W_1$ esetén is. Ezt az állapotot fordított betöltésű állapotnak nevezzük (inverz populáció). Az anyag ebben az állapotában nincs a környezetével termikus egyensúlyban. A fordított betöltésű szintekre formálisan alkalmazva a Boltzmann-féle eloszlási törvényt negatív hőmérsékletet kapunk. Ebben az esetben az abszorpciós tényező is negatív, a sugárzás intenzitása az anyagban exponenciálisan nő.

(Részletes vizsgálattal kimutathatjuk, hogy sugárzó térrel kölcsönhatásban levő átmenet nem szigorúan egyetlen frekvencián jöhet létre, valószínűsége más közeli frekvenciákon is véges. Ezt a tényt figyelembe véve az abszorpciós tényező pontos alakja [12]:

$$\mu(\nu) = \frac{c^2 A_{21}}{8\pi \nu^2 n^*} (N_1 - N_2) g(\nu)$$

ahol $g(\nu)$ az átmenetet jellemző „atomi vonalforma” függvény, c a fénysebesség vákuumban, n^* az optikai törésmutató.)

A laserműködés második feltétele ezek szerint fordított betöltésű állapot létrehozása a kiválasztott szintek között.

A vázolt két feltétel fényerősítéshez elegendő, fénykeltéshez (oszillációhoz) azonban még nem. Ehhez az erősítőrendszerben megfelelő pozitív visszacsatolásra van szükség. Lasereknél erre a célra rendszerint tükrökkel kialakított optikai rezgőüreg szolgál. Ez nemcsak a visszacsatolást biztosítja, de a sugárzást irányítja, móduskiválasztást tesz lehetővé, és az emisszió vonalának keskenyedését idézi elő. Természetesen az üregben a fényerősítésnek olyan mértékűnek kell lennie, hogy a kisugárzott energián felül az elkerülhetetlen veszteségeket is pótolni tudja. Ehhez az anyag és az üreg tulajdonságaitól függő küszöbértéket felülmúló fordított betöltésre van szükség. A visszacsatolás és a küszöbfeltétel biztosítása a laserműködés harmadik feltétele.

Ezeket a feltételeket részletesen csak félvezető laserek esetén vizsgáljuk.

Félvezető laserek elvi problémái

Láttuk, hogy laserműködéshez három feltételt kell teljesítenünk. Nézzük most, hogyan alkalmazhatók ezek a feltételek a különleges tulajdonságú félvezető anyagokra.

Két alapvető ténnyel kell számolnunk. Először: jól meghatározott energiaszintek helyett félvezetőknél általában folytonosnak tekinthető energiasávokat találunk. Másodsor: a töltéshordozók eloszlását nem a Boltzmann-féle, hanem a Fermi—Dirac eloszlásfüggvény írja le. A sugárzással kölcsönhatásban levő három átmenet lényegében változatlan. Leírásuk azonban módosul a félvezetőknél szokásos lyukfogalom bevezetésével.

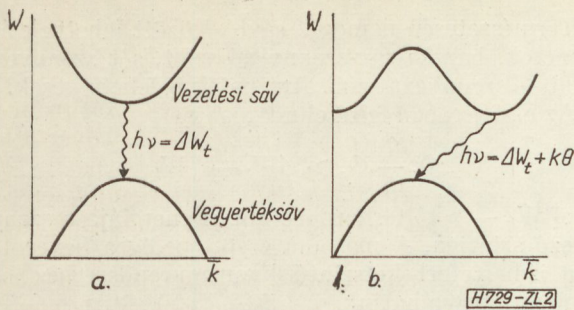
Így a sugárzás abszorpciója során a vegyértéksávból a vezetési sávba kerülő elektron lyukat hagy maga után: lyuk-elektron pár keletkezik. Hasonlóan az emisszió a lyuk-elektron pár megsemmisülésének, rekombinációnak az eredménye. W_2 energiájú elektron és W_1 energiájú lyuk esetén a kisugárzott fény frekvenciáját most is a Bohr-feltétel adja

$$\nu = \frac{W_2 - W_1}{h}$$

Első feltételünket tehát így fogalmazhatjuk: A rekombináció során kisugárzott fény az optikai tartományba essék.

Rekombináció szempontjából döntő fontosságú a sávszerkezet. Valamennyi átmenet során teljesülnie kell ugyanis az impulzusmegmaradás törvényének.

Vezessük be a $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ hullámszámot. Ennek felhasználásával bármely λ hullámhosszhoz tartozó impulzus $p = \frac{h}{2\pi} k$ formában írható. Látható, hogy a folyamatban részt vevő foton impulzusa elhanyagolható az elektron impulzusához képest, hiszen $k_{el} \gg k_{foton}$, mivel $\lambda_{el} \ll \lambda_{foton}$. Így az elektronra $k_{kezd} = k_{vé}$.



2. ábra. Félvezetők sáv szerkezete:

a) közvetlen átmenetű, b) közvetett átmenetű

A rekombináció valószínűsége az egymáshoz legközelebb eső energiájú lyuk-elektron párra a legnagyobb. Így a fenti feltétel könnyen teljesül, ha a vezetési sáv legkisebb energiájához és a vegyértéksáv legnagyobb energiájához azonos impulzusérték tartozik (2a ábra). Az ilyen sáv szerkezetű félvezetőt közvetlen átmenetűnek nevezzük. (Ilyen pl. a GaAs, InSb stb.)

Nem teljesül viszont az impulzusmegmaradás feltétele közvetett átmenetű félvezetőben (2b ábra), ahol a sávok energia-szélsőértékeihez tartozó impulzus értéke különbözik (pl. Si). A legnagyobb valószínűséggel rekombinálandó lyuk-elektron pár impulzusát ebben az esetben egy újabb részecskének kell tovább vinnie. Ez a részecske a fonon, a kristály rácsrezgés kvantuma. A fonon — a fotonhoz (fénykvantumhoz) hasonlóan részecsketulajdonságokkal is rendelkezik. Energiáját keletkezéskor a rekombináció során felszabaduló energiából nyeri. Ezért fononkeltéssel járó rekombináció esetén a foton energiája lecsökken:

$$h\nu = W_2 - W_1 - h\frac{\omega}{2\pi}$$

ahol ω a fonon körfrekvenciája.

Meg kell jegyeznünk, hogy fononkeltéssel járó rekombináció valószínűsége közvetlen átmenet esetén is véges.

A rekombinációban részt vevő töltéshordozók nemcsak a megengedett sávokban helyezkedhetnek el, hanem a tiltott sávban levő zavaró szinteken (termeken) is. Ezeket a zavaró szinteket a szennyezőkön kívül különböző típusú rács hibák és nem rekombinálandó lyuk-elektron párok, excitonok is létrehozhatják.

A fotonkeltéssel járó sugárzásos rekombináción kívül vannak nem sugárzásos rekombinációk is. Ilyenkor a lyuk-elektron pár energiája vagy csak fononokat kelt („melegíti a kristályrácsot”), vagy egy harmadik töltéshordozó energiáját növeli (háromtest- vagy Auger-rekombináció).

Összehasonlítva a közvetlen és közvetett átmenetű félvezetők különböző típusú rekombinációs élettartamait (3. ábra) láthatjuk, hogy fénykeltés céljára első sorban közvetlen átmenetű félvezető alkalmas [16]. Hasonló összehasonlításra ad alkalmat az emittáló és abszorbeáló folyamatok összevetése. Igazolható [17], hogy míg közvetlen átmenet esetén az emisszió („negatív abszorpció”) felülmúlja a veszteségeket, közvetett átmenetnél az ellenkezője igaz.

Nézzük ezután, hogyan értelmezhető a fordított betöltésű állapot. Egyensúly esetén az elektronok eloszlását a sávokban a Fermi—Dirac eloszlásfüggvény adja meg:

$$f(W) = \frac{1}{1 + e^{\frac{W - W_F}{kT}}}$$

ahol W_F a Fermi szint. Nem egyensúlyi esetben — például töltéshordozóknak a félvezetőbe kívülről történő folyamatos injekciója esetén — a két sávra külön-külön hasonló összefüggést írhatunk fel, ezek az ún. pszeudo-Fermi függvények. A vegyértéksávra:

$$f_v(W) = \frac{1}{1 + e^{\frac{W - \Phi_v}{kT}}}$$

A vezetési sávra:

$$f_c(W) = \frac{1}{1 + e^{\frac{W - \Phi_c}{kT}}}$$

Ezekben az összefüggésekben a Fermi szint szerepét a Φ_c , illetve Φ_v kvázi-Fermi szintek veszik át.

Az eloszlásfüggvény ismeretében az átmenetek sebessége meghatározható. Fononkeltés nélküli folyamatban az abszorpció sebessége [18]:

$$r^- = nw_{12}f_v(W)[1 - f_c(W_2)]$$

Itt n a $\nu = \frac{W_2 - W_1}{h}$ frekvenciájú fotonok sűrűsége, w_{12} — párkeltés valószínűsége.

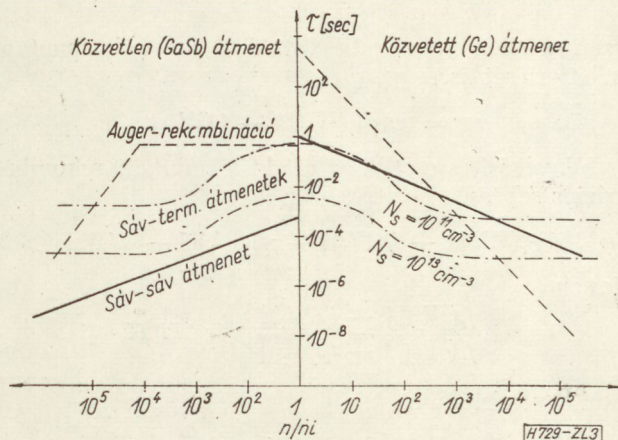
A rekombináció sebessége:

$$r^+ = (n + 1)w_{21}f_c(W_2)[1 - f_v(W_1)]$$

Itt az n mellett az 1 a spontán rekombinációt veszi figyelembe, w_{21} — a rekombináció valószínűsége. Einstein összefüggése alapján $w_{12} = w_{21} = w$ és így az effektív rekombinációs sebesség

$$r^+ - r^- = nw[f_c(W_2) - f_v(W_1)] + w f_c(W_2)[1 - f_v(W_1)]$$

A kifejezés első tagja az indukált, második tagja a spontán átmenetre utal. Egyensúlyban $r^+ - r^- = 0$,



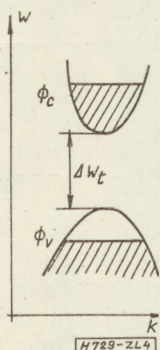
3. ábra. Különböző típusú átmenetek időtartama közvetlen és közvetett átmenetű félvezetőben

tehát az indukált átmenet effektív sebessége negatív. Ez a tag pozitívvá akkor válik, ha $f_c(W_2) > f_v(W_1)$. Félvezetők fonon nélküli folyamatainál ez jelenti a fordított betöltést. Könnyen igazolható, hogy ez a feltétel egyenértékű a

$$\Phi_c - \Phi_v > \Delta W_t$$

feltétellel.

Ez az eredmény igen szemléletesen értelmezhető. Abszolút zérus fok hőmérsékleten a szintek éppen a kvázi-Fermi szintekig betöltöttek (4. ábra). A fenti feltétel teljesülése esetén vannak rekombinációra al-



4. ábra. A sávok betöltöttsége 0 K°-on

kalmás lyuk-elektron párok. Ez az egyszerű kép a kisugárzott fény frekvenciájának meghatározására is alkalmas. Láthatóan igaz ugyanis a

$$\Phi_c - \Phi_v > h\nu > \Delta W_t$$

egyenlőtlenség [19].

$T \neq 0$ K° hőmérsékleten a betöltöttség határai elmosódnak, a felírt összefüggések azonban változatlanul érvényesek. Általában $h\nu \simeq \Delta W_t + 3kT$.

Vizsgáljuk meg most a foton-fonon átmeneteket. A multifonon folyamatok valószínűsége olyan kicsi, hogy azokat elhanyagolhatjuk [3].

A fononnélküli átmenet jelöléseit használva

$$r^+ = w(n+1)(\varphi+1)f_c(W_2)[1-f_v(W_1)]$$

ahol $\varphi = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$ a fononok sűrűsége. (Az összefüggésben figyelembe vettük a fononok spontán keletkezését is.)

$$r^- = wn\varphi f_v(W_1)[1-f_c(W_2)]$$

Fényerősítés esetén az effektív indukált rekombinációs sebesség pozitív, azaz

$$(\varphi+1)f_c(W_2)[1-f_v(W_1)] - \varphi f_v(W_1)[1-f_c(W_2)] > 0$$

Innen

$$\frac{f_c(W_2)[1-f_v(W_1)]}{f_v(W_1)[1-f_c(W_2)]} > e^{-\frac{h\nu}{kT}}$$

ami egyenértékű a

$$\Phi_c - \Phi_v > \Delta W_t - h\frac{\omega}{2\pi}$$

feltétellel.

Természetesen nemcsak sávok között lehetnek átmenetek, hanem sáv-szennyező szint, sőt szennyező szint — szennyező szint átmenetek is lehetségesek.

Az első esetben feltételünk alakja

$$\Phi_c - \Phi_v > \Delta W_t - |W_k|$$

ahol W_k — a töltéshordozó kötési energiája a szennyező szintjén. A második esetet pedig a bevezetôben ismertetett kétszintű kvantumrendszerhez hasonlóan tárgyalhatjuk.

A fordított betöltésű állapot értelmezése után vizsgáljuk meg létrehozásának lehetőségeit. Félvezető anyagok szivattyúzására a következő elképzelések születtek:

1. Erős elektromos térbe helyezett anyagban a szennyező atomok ütközéses ionizációja vagy Zener-effektus [20].

2. Optikai szivattyúzás.

3. Optikai szivattyúzás ciklotronrezonancia felhasználásával [21].

4. Elektronsugaras gerjesztés.

5. p - n átmenetekbe töltéshordozók bejuttatása (injekciója) nyitóirányú előfeszítéssel.

6. Kettős injekció p - n - p elrendezésben [22].

A gyakorlatban ezek a 2., 4. és 5. elgondolás bizonyult széles körben alkalmazhatónak.

Optikai szivattyúzás esetén nagyenergiájú fotonnal keltünk lyuk-elektron párt, és mindkét töltéshordozó relaxációs folyamattal jut a sávszélhez közeli szintre. Széles frekvenciasávval rendelkező (termikus és lumineszcens) fényforrások alkalmazásával elérhetünk fordított betöltést, de fényerősítést még általában nem [23]. Ennek oka, hogy párkeltésre csak a ΔW_t -nél nagyobb energiájú fotonok hasznosíthatók. A kisebb energiájúak csupán a rácsot melegítik. Rövid élettartamú töltéshordozók esetén nagy szivattyúzó teljesítmény szükséges. Ilyenkor a túlzott melegedés elkerülésére igen rövid impulzusokkal gerjesztünk, ez károsan befolyásolja a kimenő teljesítményt. További nehézséget okoz, hogy a nem monokromatikus fény rosszul fókuszálható. Végül, ha a besugárzott anyag az abszorpciós sávban nem elegendően jó fényáteresztő, a fordított betöltést csak vékony felületi rétegben érjük el.

A vázolt nehézségek legyőzését segíti a monokromatikus (laserrel történő) megvilágítás. Óriás impulzusú üzemben az energiasűrűség is elegendően nagy lehet. Jó hatásfokot azonban valószínűleg csak félvezető diódalaser felhasználásával érhetünk el.

Az optikai szivattyúzásnál jóval nagyobb hatásfokúnak ígérkezik az elektronsugaras gerjesztés. Nagy előnye, hogy elegendően nagy energiájú elektronsugár széles tiltott sávú félvezetők gerjesztésére is alkalmas. Ezzel a módszerrel tehát a távoli infravöröstől egészen az ultraibolya tartományig előidézhetünk fotonemissziót. Sajnos, a hatásfok nem múlhatja felül a 40%-ot, éppen a ráccsal termodinamikai egyensúlyban nem levő lyuk-elektron pár miatt. Ennek következtében a párkeltéshez szükséges energia mintegy 3-szor nagyobb a tiltott sáv szélességénél. Nagymértékű fordított betöltés létrehozásakor szükséges nagy

teljesítményű elektronsugár viszont könnyen tönkretelheti a kristályt.

Az eddig vizsgált módszerek lényegükben nem különböztek a „klasszikus” szilárdtest-, ill. gázlaserek szivattyúzásától. Alapvetően új és csak félvezetőkben alkalmazható a p - n átmeneti réteg nyitóirányú előfeszítésével történő injekció. Előnye, az elvileg biztosítható folyamatos működés mellett, hogy kicsi, a kontaktpotenciálnál kisebb nyitóirányú feszültség elegendő hozzá.

Természetesen most is igaz marad a

$$\Phi_c - \Phi_v > h\nu$$

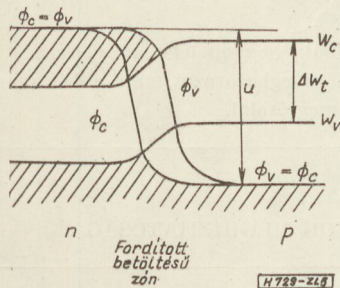
feltétel. Diódáknál azonban a kvázi-Fermi szintek különbsége nem múlhatja felül a kontaktpotenciált, tehát

$$eU_D > h\nu$$

Ez kikötést ad a szennyezésre, mivel U_D -t ez határozza meg. Szemléletesen is belátható, hogy a feltételek teljesülnek, ha a Fermi szint az átmenet egyik, vagy mindkét oldalán a sávokba esik. Ez a félvezető degenerált állapota. Injekció esetén a potenciálgát csökken, az átmeneti rétegben a Fermi szint felhasad, a kvázi-Fermi szintek különbsége ismét könnyen szemléltethetővé teszi a fordított betöltés kialakulását. A potenciálgát teljes eltűnése esetén az átmenet helyén mért hordozókoncentráció megegyezik a többi helyen mért koncentrációval, a Fermi szint felhasadása azonban továbbra is megmarad. A diffúziós áram következtében azonban fordított betöltés eléréséhez nem szükséges a potenciálgátat teljesen eltüntetni

$$U_{\min} = \frac{\Delta W_t}{e}$$

feszültség (5. ábra).



5. ábra. A fordított betöltésű állapot kialakítása p - n átmenetben

Az eddigiekben beláttuk, hogy megfelelő anyag kiválasztása és megfelelő gerjesztési módszer alkalmazása esetén félvezetőanyagok optikai sugárzás erősítésére használhatók fel. Fénygenerátor kialakításához azonban megfelelő visszacsatoló rendszert, optikai üregrezonátort kell kialakítanunk.

Félvezető lasereknél az egyetlen gyakorlatilag használt típus az ún. Fabry—Perot interferométer. Ez két párhuzamos, a fény haladás irányára merőlegesen elhelyezett siktükrökből áll. Tulajdonságait csak a tengelymenti módusok szempontjából vizsgáljuk.

1. Irányítja a sugárzást. A tükrörlapokra merőlegesen érkező és visszaverődő fotonok hosszú ideig tartózkodnak az erősítő (fordított betöltésű) térben. Így ebben az irányban a sugárzás intenzitása lényegesen erősebb lesz, mint oldalirányba kiszökő fotonok esetében.

2. Móduskiválasztást tesz lehetővé. A kialakuló alól hullámoknak a tükrökön csomópontjaik lesznek, így

$$m \frac{\lambda}{n^*} = 2l$$

Itt l a tükrök távolsága, λ a szabadtéri hullámhossz, n^* a törésmutató, m egész szám. Ebből a módusok távolságára:

$$\frac{l\delta\lambda}{\lambda^2} = \frac{1}{2n^* \left(1 - \frac{\lambda}{n^*} \frac{dn^*}{d\lambda}\right)}$$

3. Az emisszióvonalak keskenyedését idézi elő. Ennek vizsgálatához foglalkozzunk részletesebben a küszöbjelenséggel.

Említettük, hogy az oszcilláció feltétele: a fényerősítés győzze le a veszteségeket.

A szóba jöhető veszteségekre az abszorpciós tényezőjük jellemző:

a) térfogati veszteség: $\alpha_0(\nu)$; b) diffrakciós veszteség: $\alpha_{\text{diff}}(\nu)$; c) reflexiós veszteség: $\alpha(\nu) = \frac{1}{2l} \ln \frac{1}{r_1 r_2}$, itt r_1 és r_2 a tükrök reflexiós tényezője.

Feltételünk tehát

$$G(\nu) = -\mu(\nu) \geq \alpha_0(\nu) + \alpha_{\text{diff}}(\nu) + \frac{1}{2l} \ln \frac{1}{r_1 r_2}$$

formában írható, ahol $G(\nu)$ a fényerősítés tényezője. Ebben az összefüggésben valamennyi tag frekvenciafüggő. Az egyenlőség $G(\nu)$ növekedésével először csak egyetlen frekvencián teljesül, később az egyenlőtlenség csupán egy frekvenciasávban érvényes. Ez a sáv keskenyebb a spontán emisszió sávjánál [23]:

$$\Delta\nu = \Delta\nu_{sp} \frac{4(r_1 r_2)^{\frac{1}{4}} [1 - (r_1 r_2)^{\frac{1}{4}}]}{[1 - (r_1 r_2)^{\frac{1}{2}}]^{\frac{1}{2}}} \left\{ 1 - (r_1 r_2)^{\frac{1}{2}} e^{[G(\nu_0) - \alpha_0(\nu_0)]} \right\}$$

ahol ν_0 a spontán emisszió csúcsának frekvenciája. α_{diff} értékét elhanyagoltuk.

(Folyt. köv.)

IRODALOM

1. Bakos J.—Csillag L.: Fiz. Szemle 13, 359 (1963).
2. Басов, Н. Г.—Вул, Б. М.—Попов, Ю. М. ЖЭТФ 37, 587 (1959).
3. Басов, Н. Г.—Крохин, О. Н.—Попов, Ю. М. ЖЭТФ 40, 1203 (1961).
4. Lax, B.: IEEE Spectrum 2, 7, 62* (1965. július).
5. Басов, Н. Г.—Крохин, О. Н.—Попов, Ю. М. ЖЭТФ 40, 1879 (1961).
6. Nathan, M. I. és mások: Appl. Phys. Lett. 1, 62 (1962).
7. Hall, R. N. és mások: Phys. Rev. Lett. 9, 366 (1962).

8. *Quist, T. M.* és mások: Appl. Phys. Lett. 1, 91 (1962).
9. *Басов, Н. Г.* УФН 85, 585 (1965).
Magyar fordítása: Fiz. Szemle 16, 50 (1966).
10. *Прохоров, А. М.* УФН 85, 599 (1965). Magyar fordítása: Fiz. Szemle 15, 360 (1965).
11. *Townes, C. H.*: IEEE Spectrum 2, 8, 30 (1965. aug.).
12. *Simonyi Károly*: Elektronfizika. Tankönyvkiadó, Bp. 1965.
13. *Dr. Hedvig Péter*: Kvantumelektronika. Műszaki, Bp. 1965.
14. *Nagy Ernő*: A laser. Műszaki, Bp. 1965.
15. *Bakos J.—Csillag L.*: Fiz. Szemle 13, 304 (1963).
16. *Winstel, G.*: Z. Ang. Phys. 17, 10 (1964).
17. *Dumke, W. P.*: Phys. Rev. 127, 1559 (1962).
18. *Василов, В. С.*: Действие излучений на полупроводники физматгиз, Москва 1963. IV. fejezet.
19. *Bernard, M. G.—Durrafourg, G.*: Phys. Stat. Sol. 1, 699 (1961).
20. *Басов, Н. Г.—Крохин, О. Н.—Понов, Ю. М.* УФН 52, 161 (1960).
21. *Lax, B.*: Quantum Electronics I. Columbia, New York 1961. p. 428.
22. *Wang, S.*: J. Appl. Phys. 34, 3443 (1963).
23. *Bagayev, V. C.* és mások: Quantum Electronics III. Dunod, Paris 1964. p. 1891.

A HTE 1967. február havi rendezvényei

Összeállította: VALKÓ PÉTERNÉ

Az előadások helye: TECHNIKA HÁZA Budapest, V., Szabadság tér 17., III. 376.

Klíma.:	Klimatizációs Csoport	Elnök: SCHMIDT JÁNOS
R. TV.:	Rádió és TV Szakosztály	Elnök: MAKÓ ZOLTÁN
Telek.:	Telekommunikációs Bizottság	Elnök: NYÁRY GYÖRGY
A. a.:	Alapanyag Szakosztály	Elnök: DR. PATAKY BALÁZS
Váktechn.:	Vákuumtechnikai Szakosztály	Elnök: DR. ERDÉLYI JÁNOS
Iparg.:	Ipargazdasági Szakosztály	Elnök: POGÁNY KÁROLY

1967 február	Szakosztály	ELŐADÁS
7. kedd, 16.30 ó.	Klíma.	<i>Kesselyák Péter</i> (BHG) FÉLVEZETŐK MEGBÍZHATÓSÁGA KÖRNYEZETI TÉNYEZŐK HATÁSÁRA A beszámoló mesterséges és természetes trópusi klíma megbízhatóságra gyakorolt szerepét tárgyalja, kimutatva, hogy a megbízhatóság Weibull-eloszlás szerint csökken 0 és 1 közötti alakparaméterrel. A levont következtetések arra irányulnak, hogyan lehet az eloszlási törvény paramétereit rövid időtartamú vizsgálatokból meghatározni, majd ebből a megbízhatóság-csökkenés mértékét hosszú időre előre megjósolni.
15. szerda, 16 ó.	R. TV és Telek.	<i>Turi-Kováts Attila</i> (POSTA VEZÉRIG.) POSTAI MŰSORSZÓRÓ SZOLGÁLATOK MEGBÍZHATÓSÁGA
16. csütörtök, 15 ó.	A. a.	<i>Mihályi Antal</i> (HIKI) és <i>Jets Eszter</i> (HIKI) VÉKONY MÁGNESES MEMORIÁK
22. szerda, 17 ó.	Vák.	<i>András Károly</i> (TKI) VÁKUUMFIZIKAI MÉRÉSEKHEZ ALKALMAS MÁGNESES TÖMEGSPEKTROMÉTEREK
24. péntek, 15 ó.	Iparg.	<i>Pogány Károly</i> (KGM) a HTE közgazdasági titkára EGYESÜLETI CÉLKITÚZÉSEK AZ ÚJ MECHANIZMUS GAZDASÁGI FELADATAINAK ELŐKÉSZÍTÉSÉHEZ

Polikristályos ferritek mikrohullámú veszteségeinek alakulása a kristályszerkezet függvényében

ETO 621.318.13.017.3; 621.372.853.2

Sztatikus mágneses térben telítésig mágnesezett polikristályos szerkezetű ferrit ferrimágneses rezonanciája a Kittel-féle [1] rezonancia-egyenletnek Okamura [2] által kiegészített alakjával jellemezhető:

$$\omega \approx \gamma_{eff} (H_0 + H_{Aeff}), \quad (1)$$

ahol

ω a rezonancia frekvencia,

$$\gamma_{eff} = -\frac{M_1 - M_2}{M_1 - M_2} \frac{1}{\gamma_1 \gamma_2} \text{ a ferrit tetra- és oktaéderes}$$

alrácsaiban elhelyezkedő mágneses fémionok giromágneses arányaiból adódik, ahol $M_1 \neq M_2$, $\gamma_1 \neq \gamma_2$.

(Giromágneses arány $= g \frac{e}{2mc}$, ahol g a spektroszkópiai szóródási tényező, e az elektron töltése, m a tömege, c a fény terjedési sebessége.)

H_0 a belső mágneses térnek a külső mágneses tértől származó komponense.

H_{Aeff} a frekvenciától független belső mágneses tér, amely a külső térrel szemben lép fel és függ a mágneses anizotrópia energiáktól [3, 4, 5]:

$$H_{Aeff} = \frac{H_{A1} M_1 - H_{A2} M_2}{M_1 - M_2}; H_{A1} \neq H_{A2}.$$

H_{A1} és H_{A2} a tetra-, illetőleg oktaéderes alrácsban ható anizotrópia energiákat, M_1 és M_2 pedig e két fajta alrács mágneses momentumait jelenti.

Polikristályos ferritben a különféle irányú és nagyságú anizotrópia mezőkben levő ionok elektron-spinjei a $H_0 + H_{Aeff}$ -tér irányában precesszálnak (Larmor-precesszió). Adott külső sztatikus térben a Larmor-precessziót végző elektron-spinnek — mint-hogy az anizotrópia energiáktól származó H_{Aeff} -tér kristallitonként változik — az e tér által okozott különböző mértékű lemágnesező hatás miatt nem kerülnek egyszerre, ugyanannál a térnél mágnesesen telítésbe. Ez a különböző $H_0 + H_{Aeff}$ -térben levő kristallit szemcsékre az (1) szerinti, de természetesen különböző nagyságú rezonancia frekvenciákat eredményez, amely a rezonancia-sáv kiszélesedéséhez és ellaposodásához vezet.

Köbös szimmetriájú polikristályos ferritekben felépő mágneses anizotrópiák eredete a következő lehet [6]:

1. *Kristályanizotrópia*: Főleg a kétértékű mágneses fémionok spin-pálya kölcsönhatásának eredménye. Mértéke függ a rácspontokban elhelyezkedő fémionok minőségétől és egymástól való távolságuktól.

2. *Feszültségi anizotrópia*: Polikristályos rendszerek-nél a mágnesezés következtében a kristallitok megnyúlása, összehúzása nem lehetséges. Ezért feszültségek keletkezhetnek a kristályszerkezetben.

3. *Alakanizotrópia*: Zárványok (nem mágneses inhomogenitások, üregek, pórusok) lemágnesező hatásából ered.

A kristályképződés körülményeitől függően változik a polikristályos ferrit kristályrácsának különböző szimmetriájú helyein a fémionok megoszlása, a fém és oxigén-ionok egymástól való távolsága, a rácsba beépült oxigén mennyisége, valamint a kristályszerkezet mérete, szemcseméret megoszlása, a nem mágneses zárványok (alapanyagból visszamaradt fém-oxid, légzárvány stb.) jelenléte, mérete, alakja, mennyisége. Mindezek a tényezők befolyásolják a ferritben ható kristály, feszültségi, valamint alakanizotrópia energiák értékét. Az előállítási technológiát tehát úgy kell alakítani, hogy a mágneses anizotrópia-erők eredője minél kisebb legyen.

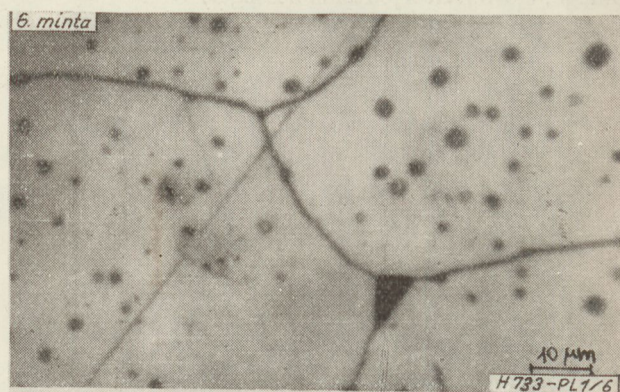
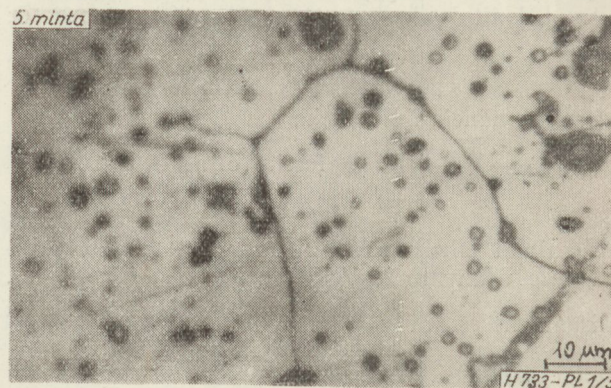
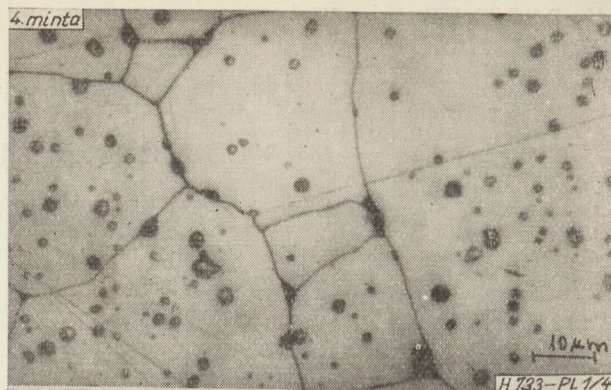
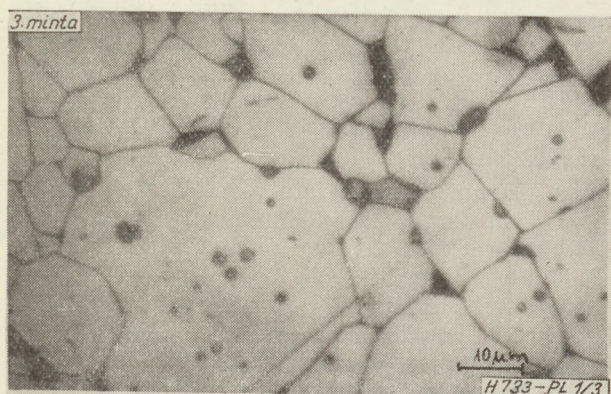
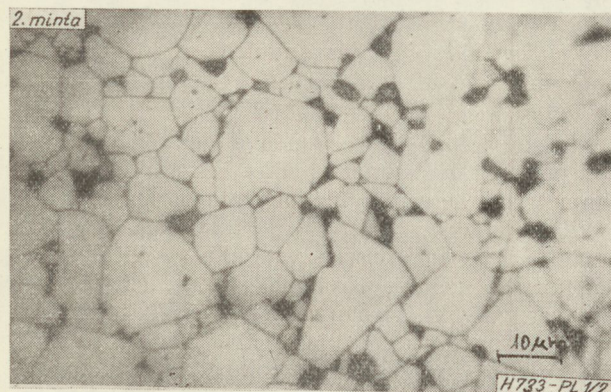
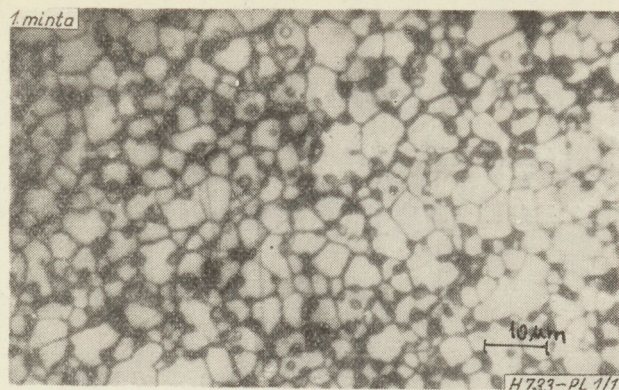
A Kittel-féle alapegyenlet értelmében ebben az esetben nyerhető kis mikrohullámú veszteségekkel rendelkező ferritanyag.

Ezen szempontok tekintetbevételével vizsgálat tárgyává tettük a mikrohullámú ferritek veszteségeinek alakulását polikristályos ferritek kristályszerkezetének függvényében.

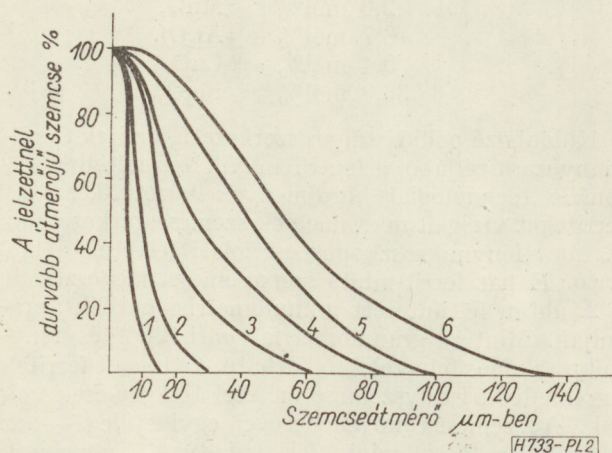
A kísérletekhez olyan ferritet választottunk, amelyből megfelelő körülmények között egységes kristályszerkezet keletkezzék. E célra megfelelőnek bizonyult a következő összetételű ötkomponensű rendszer:

47,0 mól%	MgO,
2,0 mól%	MnO,
8,7 mól%	Al ₂ O ₃ ,
5,4 mól%	CuO,
36,9 mól%	Fe ₂ O ₃ .

Különböző polikristályos szerkezetű ferritek tanulmányozása céljából a fenti fémoxid összetételből különféle technológiai körülmények között készített ferriteket vizsgáltunk, amelyek szemcseszerkezete az 1. ábra fénymikroszkópos csiszolati felvételein látható. E hat ferrit-minta szemcseméret-megoszlásait a 2. ábrán feltüntetett granulometriai görbék ábrázolják. Mint a granulometriai görbékből és fénymikroszkópos felvételekről látható, a vizsgált ferritek maximális kristályszerkezet méretei 140 μ m-esek voltak. A szemcsék növekedésével egyidejűleg — az 1. sz.-tól a 6. sz. minta felé haladva — növekszik a pórusok mennyisége és mérete is a szemcsék belsejében.



1. ábra. Az 1—6. sz. ferritminták maratott fénymikroszkópos felvételei

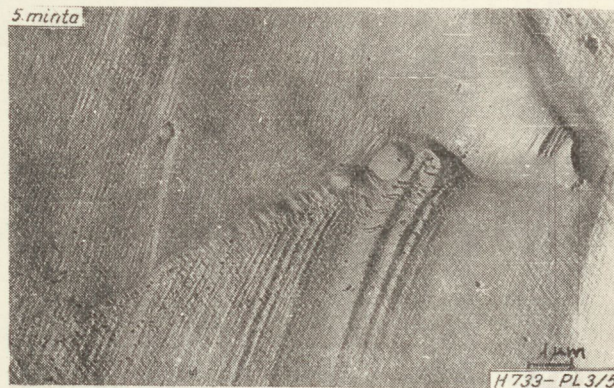
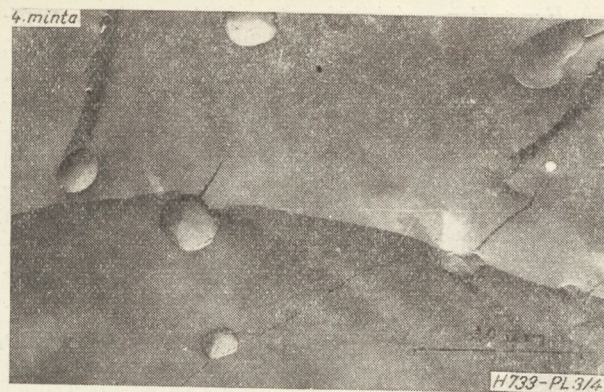


2. ábra. A vizsgált 6 ferritminta planimetriásan mért szemcse-eloszlásának granulometriai görbéi

A nagyobb diszperzitású 1—2—3 sz. és kevésbé a 4. számú minták fénymikroszkópos felvételein a kristályszemcsék közt látható szögletes határvonalú sötét fázisok részben üregek, de főként a polírozás, ill. a maratás során kitördelzett kristálykák helyei. A minták elektronmikroszkópos töret felvételein ezen apróbb kristályszemcsék is megtalálhatók.

Az elektronmikroszkópos felvételekből (3. ábra) is kitűnik, hogy a kristályszemcsék az 1. sz. mintától a 6. sz. minta irányában növekednek. Egyidejűleg növekszik a pórusok száma is. A legkisebb kristályszemcsékből álló 1. sz. minta szövetszerkezete a legtömörebb, de láthatóan egyenlőtlen kristályszemcsenövekedés következménye. A szemcsék között elfolyt, megolvadt fázisra utaló amorf jellegű részecskék is megfigyelhetők (3., 4. sz. minta).

A röntgenvizsgálatok szerint (I. táblázat) az 5. és



3. ábra. Az 1., 3., 4. és 5. sz. ferritminták elektronmikroszkópos töret felvételei

6. sz. minták teljes mértékben spinell szerkezetűek, a 2., 3., 4. sz. minták kevés, <2%, míg az 1. sz. minta 2%-nál nagyobb mennyiségű MgO-t tartalmaznak. A röntgenvizsgálatok során talált kis-mennyiségű, elreagálatlan MgO jelenléte, valamint az elektronmikroszkópos töretfelvételeken látható amorf fázisok azt bizonyítják, hogy az 1—2—3—4. sz. minták nem képeznek homogén polikristályos szerkezetű ferriteket.

Az 1. táblázatból látható, hogy az elreagálatlan MgO mennyiségének csökkenésével egyidejűleg növekedett a rácsállandó. A rácsállandó növekedése s a ferrit elemi cellájának tágulása a ferrit oxigéntartalmának növekedésére utal, amelynek következtében több magnézium-ion épülhetett a spinell-rácsba. Azok

a minták, amelyekben lényegileg a teljes Mg-tartalom beépült a kristályrácsba (5., 6. sz. minták), nem tartalmaznak szabad MgO-t. Ezeknél a kristályszerkezetek további növekedése esetében sem növekedtek a rácsállandók.

A kristályszerkezetbeli változásokról felvilágosítást nyújt a mágneses telítési indukció értékének változása is. Ezért vizsgálat tárgyává tettük a telítési indukció alakulását a szóbanforgó 6 minta esetében. A telítési indukció mérése 150 Oe télerősségen, szobahőmérsékleten történt. Az 1. táblázatban a B_s -jelzés az e körülmények között mért mágneses telítési indukció értéket, a $B_{s(korr)}$ jelzés a porozitás tekintetbevételével számítással korrigált B_s értéket jelzi.

1. táblázat

Ferritminta száma	Rácsállandó Å ±0,001	MgO % (rtg)	Mikrokeménység HV kg/mm ²	Tömörség % (±0,1%)	Mágneses telítési indukció		Porozitás %	Koercitív erő H _c őersted (± 0,05 Oe)	Szemcseméret μm Ø	
					B _s	B _s (korr)			50%	50%
					G a u s s (±3%)					
1.	8,328	> 2	1310	99,80	1530	1530	0,1	1,70	< 5	5— 15
2.	8,337	< 2	1345	—	1475	—	—	1,40	< 8	8— 30
3.	8,341	< 2	1380	98,40	1430	1450	1,6	1,20	< 15	15— 60
4.	8,342	< 2	—	97,80	1400	1430	2,2	1,15	< 24	24— 80
5.	8,342	0	—	—	1380	—	—	1,18	< 40	40—100
6.	8,343	0	1495	97,30	1365	1420	2,7	1,10	< 50	50—140

A B_s és $B_{s(korr)}$ értékek változását a 4. ábra szemlélteti, a szemcseméret függvényében. Mint a B_s görbe jelzi, a ferrit-rácsba beépülő magnézium-ionok mennyiségének növekedésével nagymértékben csökken a telítési indukció. Ez a jelenség a fémionok megoszlásának változására utal, a spinell kristályrács tetra- és oktaéderes helyei között. A porozitás korrekcióba vételével számított $B_{s(korr)}$ görbén azonban azon mintáknál, amelyekben már az összes magnézium-ion spinell szerkezetbe épült, gyakorlatilag további telítési indukció csökkenés nem tapasztalható. Minthogy ezek rácsállandói is közel azonos értékűek, feltehetően hasonló fémion megoszlással, és ennek következtében hasonló nagyságú kristály-anizotrópia energiákkal rendelkeznek e minták.

A kristályszerkezet növekedésével növekedett a légpórusok száma. A telítési indukció értékek csökkenése a szemcseméret növekedés irányában a porozitástól eredő alakanizotrópia lemágnesező hatásának következménye.

A mikro-Vickers-keménység (amelynek mérése Zeiss-féle Neophotmikroszkóp feltétjével készült) a szemcseméret növekedésével az 1–6. sz. minta irányában szintén növekedett. E jelenség is kristályrácsbeli változásokra, stabilisabb állapotba való átrendeződésre utal.

Összegezve a fentieket, megállapítható, hogy a kristályszerkezet növekedésével változott a fémionok megoszlása a kristályrácsban, valamint változott a polikristályos szemcseszerkezet is. Csökkent a ferritek szemcse-diszperzitásfoka, a szemcsék méretbeli különbözősége, bár egyidejűleg növekedett a pórusok mennyisége. Ezek a paraméterek — mint a bevezetőben láttuk — messzemenően befolyásolják a mágneses anizotrópia energiákat.

Mint ismeretes, lágymágneses anyagoknál a hőmérséklet emelkedésével jóval a Curie-hőfok előtt 0-ra csökken a kristály-anizotrópia és a magnetostrikció. Így a permeabilitás egészen addig növekszik,

míg a hőmozgás következtében meg nem szűnik az eredő mágneses momentum [8]. Kétfázisú anyagoknál azonban [9] ha a domen-falakat fizikai akadályok és feszültség gradiensek tartják kötve, tehát az anyagban mágneses anizotrópia erők hatnak, a hőfok emelésével csak kisebb mértékben növekedhet a permeabilitás. A permeabilitás növekedése a Curie-hőfok előtt annál kisebb mértékű lesz, minél nagyobb mágneses anizotrópia erők hatnak a ferritben. Ilyen jelenség észlelhető jelen esetben is. Az 5. sz. ábrán a tárgyalt 6 ferritminta permeabilitásának növekedése látható, a hőmérséklet függvényében. Mint a görbék jelzik, a Curie-hőfok előtti permeabilitás max. értéke az 1. sz. mintától a 6. sz. minta irányában növekedett. Legnagyobb értékeket az 5. és 6. sz. minták esetében ér el. A mágneses anizotrópia energiák tehát a 6. sz. mintánál voltak a legkisebbek.

A Curie-hőmérséklet közelében mért

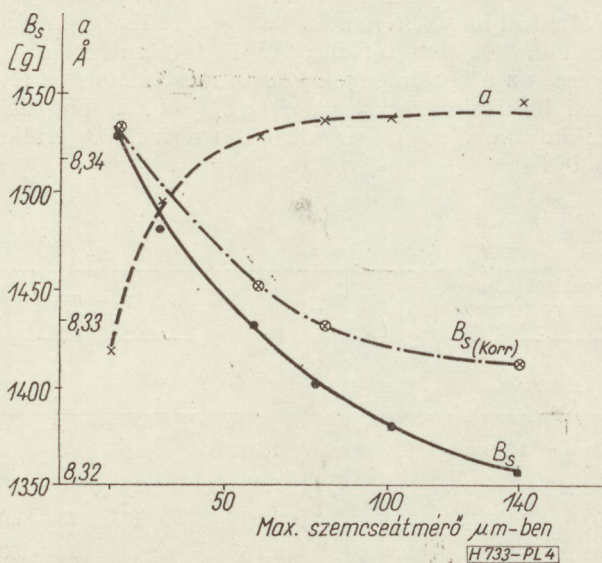
$$A = \left[\frac{\Delta\mu}{\mu_0(20^\circ)} \% \right]_{\max}$$

reciproka: $\frac{1}{A}$ arányos a ferritben ható összes

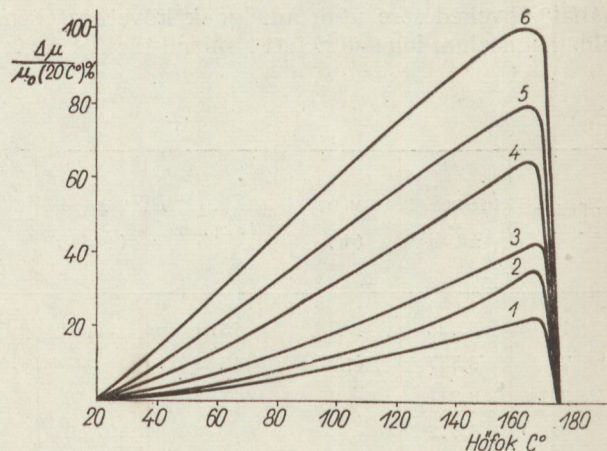
mágneses anizotrópia erők nagyságával. Ezek alakulását a 6. ábra szemlélteti, a polikristályos szemcseszerkezet és a rácsállandó függvényében. A jelzett ábrán látható, hogy az 1–6. sz. ferritminták irányában haladva nagymértékben csökkennek a mágneses anizotrópia erők. Legnagyobb $\frac{1}{A}$ értéket

a magnéziumoxid zárványt tartalmazó, nagy diszperzitásfokú szemcseszerkezettel rendelkező ferritmintáknál tapasztalhatók. A görbéből látható, hogy a porozitás, a légrések mennyiségének növekedésétől eredő alakanizotrópia (5., 6. sz. minták) sokkal kisebb lemágnesezést okoz, mint az inhomogén szemcseszerkezettől eredő kristály- és feszültségi anizotrópia (1., 2., 3. sz. minták).

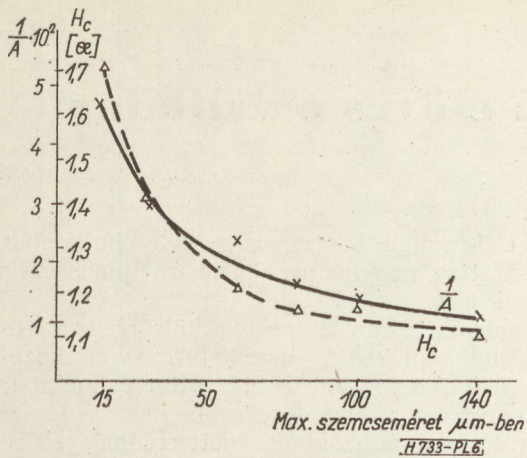
A homogenitás, valamint a szemcseméret növekedésével mindinkább lehetővé válik, a kisebb energiaszükségletű domen-fal eltolódással történő mágnesezés. Ez a jelenség hozzájárult a koercitív erő csökkenéséhez. Mint a 6. ábrán látható, a koercitív erő-



4. ábra. A mágneses telítési indukció (B_s és $B_{s(korr)}$) és a rácsállandó értékek alakulása a megfelelő ferritminták maximális szemcseméretének függvényében



5. ábra. A vizsgált ferritminták permeabilitásának alakulása a Curie-hőmérséklet terjedő szakaszban



6. ábra. A koercitív erő és az össz-anizotrópia erő ($1/A$) nagyságértékben csökkennek a ferritminták maximális szemcseméretének függvényében

2. táblázat

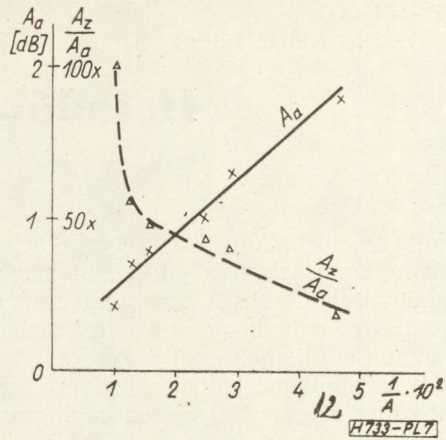
Ferritminta száma	$A = \left[\frac{\Delta\mu}{\mu_0(20^\circ\text{C})} \right] \%_{\text{max.}}$	$\frac{1}{A} \cdot 10^3$	$\frac{A_z}{A_a}$ dB	$\frac{A_z}{A_a}$
1.	21,7	4,6	1,8	19x
2.	35	2,86	1,3	30x
3.	41,5	2,41	1,0	43x
4.	64,0	1,56	0,8	47x
5.	80,0	1,25	0,7	55x
6.	100,0	1,0	0,4	100x

értékek (H_c) hasonló jellegű görbét alkotnak a szemcseszerkezet függvényében, mint az $\frac{1}{A}$ értékek. Tehát

a lyukak által okozott lemágnesező hatást túlkompensálták az egyéb inhomogenitások, feszültségek stb. által előidézett lemágnesező erők.

A tárgyalt 6 ferritminta mikrohullámú veszteségeinek alakulását az össz-anizotrópia erők mértékére jellemző $\frac{1}{A}$ értékek függvényében a 2. táblázat

foglalja össze. A mikrohullámú veszteségek, mint a rezonancia alapegységből várható, növekednek a polikristályos ferritminták mágneses anizotrópia erőinek növekedése függvényében.



7. ábra. A 3400 MHz-en működő ferritkapcsoló váltóizolátorában mért 6-féle ferritminta áteresztőirányú csillapítása rohamosan növekszik, a záró- és áteresztő-irányú csillapítások hányadosa csökken az össz-anizotrópia erők növekedése függvényében

A jelzett 6 ferritminta 3400 MHz frekvenciasávban működő ferritkapcsoló váltóizolátorában mért áteresztő és záróirányú csillapítás értékeinek alakulását a 7. ábra szemlélteti, az össz-anizotrópia erők csökkenése függvényében. Mint a görbéből látható, az áteresztőirányú csillapítás $A_a = 1,8$ dB-ről 0,4 dB-ra csökkent az anizotrópia erők csökkenése függvényében. Ezzel egyidejűleg növekedett a záróirányú csillapítás, amely az $\frac{A_z}{A_a}$ arány nagymértékű, kb. 80%-os javulását idézte elő.

IRODALOM

1. Ch. Kittel: Phys. Rev. V. 73. 155 old. 1948.
2. T. Okamura: Phys. Rev. 88. 1425. (1952)
3. G. T. Rado: Rev. of Modern. Phys. V. 25. No. 1. jan. 1953.
4. F. W. Smith: Proc. IEE. Part. B. V. 109. No. 47. 1962.
5. Schlömann: Proc. Conf. on Mag. and Mag. Materials, AIEE Spec. Publ. T-91. 600. old. 1957.
6. J. Smit, H. P. J. Wijn: Ferrites. 1959. Philips. Techn. Library.
7. L. Néel: Ann. Phys. Paris 3. 137—198 old. 1948.
8. Dr. Tardos Lászlóné, Dr. Bak Józsefné, Bedőcs Sándor (TKI): Az 1961. évi Híradástechnikai Konferencián elhangzott előadás.
9. R. E. Carter: Jl. of the Amer. Cer. Soc. V. 41. No. 12. dec. 1958.

Hibaigazítás

Az előző számhoz (VII. évf. 12.) mellékelt, a tavalyi évfolyam tartalomjegyzékében sajtóhibák vannak. Így a XVI. évfolyam (1965) helyett XVII. évfolyam (1966) értendő. Kérjük olvasóink szíves elnézését.

Haladóhullámú csöves oszcillátor

ETO 621.373.42:621.385.63:621.375.2

A mikrohullámú technikában igen gyakran használnak haladóhullámú csövet a jel előállítására, erősítésére, modulálására, stb. A haladóhullámú csövek leglényegesebb előnye, hogy széles frekvenciasávon belül üzemeltethetők. Felmerül a kérdés, alkalmazhatók-e a haladóhullámú csőnek a kedvező tulajdonságai többszörös kihasználás esetén is, vagyis, hogy egyetlen haladóhullámú csöves erősítővel a szélessávú csatorna jelet erősítsük és egyidejűleg azzal oszcillátor-üzemet létesítsünk. A dolgozat tárgya ennek a kérdésnek a vizsgálata. Ezzel a megoldással megtakaríthatjuk a költséges helyi oszcillátort és a hozzá tartozó szerelvényeket, továbbá egyszerűsödik a működés és a berendezés kezelése is.

A haladóhullámú csöves erősítőt már többen tárgyalták [1, 5, 6, 7], ezért jelen esetben főleg az oszcillátor részével foglalkozunk.

A haladóhullámú csőből hangolható frekvenciájú oszcillátort visszacsatolás segítségével valósíthatjuk meg [2, 3, 4]. Gyakorlatilag kétféle visszacsatolási módszer van. Egyik a belső, másik pedig a külső visszacsatolás. Az első esetben a visszacsatolás útját a helix alkotja, mely a visszatérő hullámot vezeti, ezért a teljes hurok hossza majdnem kétszer annyi, mint amennyi a helix hossza. A második esetben viszont sokkal rövidebb lehet a külső visszacsatoló áramkör hossza a helix hosszánál. Ennek következtében a külső visszacsatolású haladóhullámú csöves oszcillátornak jobb az üzemmód szeparációja és frekvenciatartománya nagyobb, mint a belső visszacsatolású. Mindkét esetben megkívánjuk, hogy legyen kicsi

a cső elektronikus hossza, az egységnyi hullámhosszra eső erősítése, hogy az oszcillációs tulajdonságai optimálisak legyenek.

A dolgozat során kizárólag a külső visszacsatolású haladóhullámú csöves oszcillátorra vonatkozó néhány lényeges fogalom tisztázására, valamint azokkal kapcsolatos levezetésekre kerül sor. Ezután a laboratóriumi mérésekből kapott eredmények ismertetése következik.

A haladóhullámú csöves erősítő-oszcillátor vázlatos megoldása

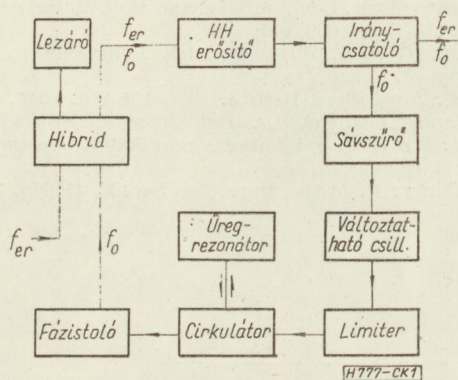
A haladóhullámú cső erősítő-oszcillátorként való felhasználásának vázlatos összeállítása az 1. ábrán látható. A jel egy hibriden keresztül jut a haladóhullámú cső bemenetére. A hibrid csillapítása 3 dB. A hibriddel biztosítható, hogy egyidejűleg jusson az oszcillációs jel és az erősítendő jel a haladóhullámú cső bemenetére. Természetes, hogy ilyen célra szűrőváltó is használható, így 3 dB csillapítás elkerülhető. A haladóhullámú cső kimenetére, iránycsatoló csatlakozik, melynek csillapítása 22 dB. A 22 dB-lel kisebb szintű jelet rávisszük egy sáváteresztő szűrőre, amely 3531 MHz-re van behangolva, majd egy csillapítóra és limiterre jut a jel. A limiter előtt elhelyezett kicsatoló hurokkal a limiterre jutó szint nagysága megmérhető. A csillapítóval és a limiterrel szabályozható a visszacsatolás mértéke. A limiterből a cirkulátoron keresztül az üregrezonátorba, majd ismét a cirkulátorba és a fázistolón keresztül a haladóhullámú cső bemenetére jut a visszacsatolt jel. Az üregrezonátorral és fázistolóval, a visszacsatolt jel fázisa kívánt értékre hangolható.

A haladóhullámú csőből kijövő különböző frekvenciájú (f_{er} erősítendő és f_0 oszcillációs) jeleknek szétválasztását szűrőváltóval valósíthatjuk meg. A szűrőváltó egy szélessávú hibridből, két azonos sávzélességű, kettős csatlakozók által összefogott szűrőből, és egy keskenysávú hibridből áll. A blokkvázlatot a 2. ábra mutatja.

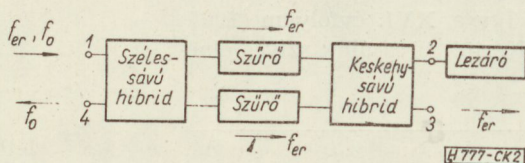
A haladóhullámú cső karakterisztikái

A haladóhullámú cső karakterisztikáját az irodalom kisjel elmélete [5, 6] alapján az (1) egyenletből kapjuk:

$$\begin{aligned} & \left(\delta + \frac{j\sqrt{4QC}}{1 - \sqrt{4QC^3}} \right) \left(\delta - \frac{j\sqrt{4QC}}{1 + \sqrt{4QC^3}} \right) \\ & \left(\delta + jb + d \right) \left(\delta - jb - d - j\frac{2}{C} \right) = \\ & = \left(\delta - \frac{j}{C} \right)^2 \left(\frac{2C(1 + Cb - jCd)}{1 - 4QC^3} \right) \end{aligned} \quad (1)$$



1. ábra. Haladóhullámú csöves erősítő-oszcillátor vázlatos összeállítása



2. ábra. Szűrőváltó vázlatos összeállítása

Ennek az egyenletnek négy komplex megoldása $\delta_m = Cx_m + jy_m$ a csőben terjedő négyféle hullámnak felel meg. Mindegyik hullám terjedési tényezőjét a következő alakban írhatjuk fel:

$$\gamma_m = -\beta_e Cx_m + j\beta_e (1 - Cy_m) \quad (2)$$

ahol $m = 1, 2, 3$ és 4 .

x nyereségi paraméter,
 y fázisparaméter.

Az x és y paraméterek görbéi a kísérleteinkben használt HO-2 típusú haladóhullámú cső esetére a 3. ábrán láthatók a b sebesség-paraméter függvényében. A γ tényező indexe 1-től 4-ig a 3 előre haladó (erősödő, csillapodó és változatlan), illetve a szemben futó hullámnak felel meg. Bennünket ezek közül csak az erősödő hullám érdekel, a többi figyelmen kívül hagyjuk.

Az oszcilláció fizikai képe

Az 1. ábrából láthatjuk, hogy a haladóhullámú csővel készített öngerjesztésű oszcillátor stabil oszcillációjához szükséges és elégséges feltételek a következők:

- a teljes hurok erősítése 1 legyen,
- a teljes hurok fázistolása 2π egész-számú többszörös legyen.

A következőkben elsősorban a b) feltételt tárgyaljuk, mivel ez határozza meg a frekvenciát.

A b) feltétel a (3) egyenletnek felel meg:

$$\omega \left(\frac{l_h}{v_{ph}} + \frac{l_v}{v_{pv}} \right) + \varphi(\omega) = 2\pi \cdot n \quad (3)$$

ahol:

$n = 1, 2, 3 \dots$ a hurok elektromos hosszát fejezi ki a hullámhossz egységeiben,

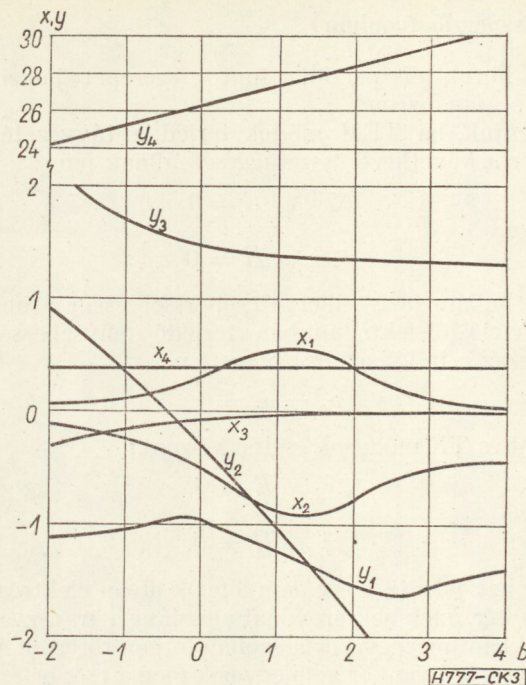
l_h és l_v a haladóhullámú cső helixének, illetőleg a visszacsatoló áramkörnek geometriai hosszúsága,

v_{ph} és v_{pv} a helixen, ill. visszacsatoló áramkörben terjedő hullám fázissebessége,

$\varphi(\omega)$ a többi elem (pl. fázistoló, üregrezonátor stb.) által okozott fázistolás a visszacsatoló áramkörben.

A (3) egyenletből láthatjuk, hogy más n -értéknek mindig más ω -érték felel meg. Ez azt jelenti, hogy az oszcilláció elméletileg végtelen sok diszkrét frekvencián keletkezhet egyidejűleg. Természetesen, az amplitúdó feltételt is figyelembe véve, egyidejű oszcillációs frekvencia már csak véges számú van. Az n minden egyes értékéhez egy oszcillációs üzemmód tartozik.

Gyakorlati követelmény, hogy az oszcillátorok csak egyetlen frekvencián rezegjenek és rendszerint a frekvenciát változtatni is kell. Ezt elérhetjük a haladóhullámú csöves oszcillátorral is. Ekkor a nemkívánt módusok megszüntetésére a visszacsatoló áramkörben sávszűrőt, vagy üregrezonátort kell alkalmazni. Az oszcillátor frekvenciáját valamelyik n_0 módusban a megfelelő ω_0 környezetben folyamatosan változtathatjuk, ha eközben a hurok fázisváltozásának, $\Delta\theta$ -



3. ábra. Haladóhullámú cső karakterisztikái

nak az abszolút értéke nem nagyobb, mint $\frac{1}{2}\pi$. Ilyenkor tartható fenn az önrezgő állapot az eredeti n_0 érték mellett.

A $|\Delta\theta| \leq \frac{1}{2}\pi$ feltétel és a (3) egyenlet felhasználásával nyerjük a (4) egyenletet (az egyszerűség kedvéért legyen $|\Delta\theta| = \frac{1}{2}\pi$):

$$\left| \left(\frac{l_h}{v_{ph}} + \frac{l_v}{v_{pv}} + \frac{\partial\varphi(\omega)}{\partial\omega} \right) \Delta\omega_{max} \right| = \frac{1}{2}\pi \quad (4)$$

A (3) és (4) egyenlet alapján kapjuk a

$$\left| \frac{2\Delta\omega_{max}}{\omega_0} \right| = \frac{1}{2n_0} \frac{\frac{l_h}{v_{ph}} + \frac{l_v}{v_{pv}}}{\left(1 - \frac{\varphi(\omega_0)}{2\pi n_0} \right) \left(\frac{l_h}{v_{ph}} + \frac{l_v}{v_{pv}} + \frac{\partial\varphi(\omega)}{\partial\omega} \right)} \quad (5)$$

összefüggést.

Az (5)-ből látjuk, hogy a jobb oldali nevezőben levő többi tag az n_0 -hoz képest kicsi. Ennélfogva a $\frac{2\Delta\omega_{max}}{\omega_0}$ értékét főleg az n_0 szabja meg. Belső visszacsatolás esetén $n_0 \approx 2n_H$, ahol n_H a helix hossza, hullámhosszban kifejezve, külső visszacsatolással viszont csökkenthetjük az n_0 -értékét, de minden esetre $n_0 > n_H$. Az erősítő célra készült haladóhullámú cső n_H nagyságrendje rendszerint $10 \sim 30$ között van. Ezért a cső oszcillátor üzemében a frekvenciahangolás a középfrekvenciához képest nem nagyobb, mint $\pm(1-3)\%$ valamely meghatározott n_0 üzemmódban. Ha minimumra csökkentjük a helix hosszát és egyúttal külső visszacsatolást használunk, akkor $\pm(2-5)\%$ -os frekvenciahangolás érhető el. A kísérleteinkben használt csőnél $n_H \approx 22$.

A diszperzió fogalma

A hurok diszperziója fontos szerepet játszik a további analízisnél.

Tudjuk, ha TEM módus terjed a távvezetéken, akkor a következő összefüggések állnak fenn:

$$\nabla_{(x,y)}^2 \vec{E} = 0 \quad (6)$$

illetve

$$\nabla_{(x,y)}^2 \vec{H} = 0 \quad (7)$$

és a hullám fázis-, illetve csoportsebessége azonos a megfelelő dielektrikumban terjedő fénysebességgel (c), azaz a frekvenciától független:

$$v_p = v_{cs} = c \quad (8)$$

A TM és TE módusok esetén viszont:

$$\nabla_{(x,y)}^2 \vec{E} \neq 0, \quad (9)$$

illetve

$$\nabla_{(x,y)}^2 \vec{H} \neq 0. \quad (10)$$

Ez azt jelenti, hogy nem létezik olyan elektrosztatikus tér, melynek erővonal eloszlása a transzverzális síkban megegyezik a szóban forgó erőterrel. A fázissebesség ilyenkor nem egyezik meg a csoportsebességgel, sem a fénysebességgel, hanem a frekvenciától függ:

$$v_p = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{f_c^2}{f^2}}} \quad (11)$$

illetve

$$v_{cs} = c \sqrt{1 - \frac{f_c^2}{f^2}} \quad (12)$$

ahol f_c a távvezeték határfrekvenciája.

A fázissebesség frekvenciától függő jelenségét *diszperzió*nak, illetve e jelenséget kifejező (11) egyenletet *diszperziós egyenlet*nek nevezzük.

A fizikai optikában két fogalmat szoktak használni: normális diszperzió és nem-normális diszperzió. Az előbbit a $\frac{dv_p}{df} < 0$ az utóbbit pedig $\frac{dv_p}{df} > 0$ feltétel határozza meg. Ezenkívül a mikrohullámú technikában még használják a pozitív és negatív diszperzió fogalmát is, amelyek megmutatják azt, hogy v_p és v_{cs} egyirányúak, vagy ellenkező irányúak.

Rendszerint a diszperzió károkát, ill. nem kívánt korlátozásokat okoz, de ilyen jelenség elkerülhetetlen a mikrohullámú technikában.

Az oszcillációs üzemmódok szeparációja

A (4)-ben kapott eredmény csak akkor igaz, ha a hurok diszperziómentes, vagy a lassító rendszer-, illetve visszacsatoló áramkör diszperziója ellenkező előjelű, vagyis megsemmisítik egymást. Gyakorlatilag azonban a hurok mindkét részében létezik normális diszperzió. Ezt figyelembe véve a (4) a következő formában írható fel.

$$\Delta\omega_{max} \left[\left(\frac{l_h}{v_{ph}} + \frac{l_v}{v_{pv}} \right) - \omega_0 \left(\frac{l_h}{v_{ph0}^2} \frac{\partial v_{ph}}{\partial \omega} + \frac{l_v}{v_{pv0}^2} \frac{\partial v_{pv}}{\partial \omega} \right) + \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} \right] = \frac{1}{2} \pi \quad (13)$$

Ennek következtében az (5) egyenlet így írható

$$\left| \frac{2\Delta\omega_{max}}{\omega_0} \right| = \frac{1}{2n_0} \frac{\left(\frac{l_h}{v_{ph0}} + \frac{l_v}{v_{pv0}} \right)}{\left[\left(\frac{l_h}{v_{ph0}} + \frac{l_v}{v_{pv0}} \right) - \omega_0 \left(\frac{l_h}{v_{ph0}^2} \frac{\partial v_{ph}}{\partial \omega} + \frac{l_v}{v_{pv0}^2} \frac{\partial v_{pv}}{\partial \omega} \right) + \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} \right] \left(1 - \frac{\varphi(\omega_0)}{2\pi n_0} \right)} \quad (14)$$

ahol a „0” index az ω_0 , ill. n_0 -hoz tartozó mennyiséget jelenti.

A (14) egyenlet az oszcillációs üzemmódok szeparációját adja meg, másként a megengedhető maximális relatív frekvenciaváltozás értékét határozza meg valamely n_0 oszcillációs üzemmódban. A (14) egyenlet nevezőjének második tagja a hurok diszperziós hatását tükrözi. Ez lecsökkenti az oszcillációs üzemmódok szeparációját normális diszperzió $\left(\frac{\partial v_p}{\partial \omega} < 0 \right)$

esetén. A nevező harmadik tagja a visszacsatoló áramkör többi elemének hatását fejezi ki. Közöséges passzív elemre $\frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} > 0$, ami szintén csökkenti az oszcillációs üzemmódok szeparációját.

A $\frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} > 0$ egyenlőtlenség tulajdonképpen nem más, mint a normális diszperzióknak egy kifejezési módja fázistolás formájában. Diszperziómentes esetben (természetesen ilyenkor a visszacsatoló áramkör-

ben nincs passzív elem) a (14) egyenletből kapjuk a következő összefüggést:

$$\frac{2\Delta\omega_{max}}{\omega_0} = \frac{1}{2n_0} \quad (15)$$

Tehát az oszcillációs üzemmódok szeparációja a hurok elektronikus hosszúságával fordított arányban van.

Az oszcilláció frekvenciahangolása

Elektronikus hangolás

Az oszcillációs frekvencia folyamatos változását a helix feszültség változtatásával érhetjük el. A haladóhullámú cső elméletéből tudjuk, hogy ez a csőben terjedő hullám fázisának megváltozását okozza. Ezt egyensúlyozza ki a frekvencia megváltozása, hogy fennmaradjon az oszcillációhoz szükséges fázisviszony. Ily módon már meg is valósítottuk a frekvencia hangolását, és e hangolási módszert *elektronikus hangolás*nak nevezzük.

Tudjuk azt is, hogy v_{ph} az elektron egyenáramú sebességének (u_0 -nak) függvénye. Ha az oszcilláció

üzem módját változatlanul hagyjuk és így differenciáljuk a (3) egyenletet, az u_0 szerint kapjuk

$$\frac{d\omega}{du_0} \left[\left(\frac{l_h}{v_{ph0}} + \frac{l_v}{v_{pv0}} \right) - \omega_0 \left(\frac{l_h}{v_{ph0}^2} \frac{\partial v_{ph}}{\partial \omega} + \frac{l_v}{v_{pv0}^2} \frac{\partial v_{pv}}{\partial \omega} \right) + \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} \right] = \omega_0 \left[\frac{l_h}{v_{ph0}^2} \frac{\partial v_{ph}}{\partial u_0} + \frac{l_v}{v_{pv0}^2} \frac{\partial v_{pv}}{\partial u_0} \right] \quad (16)$$

összefüggést. Továbbá, a mennyiségek differenciálja helyett azok megváltozását használjuk közelítően.

Így átrendezés után a következő összefüggéshez jutunk:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \approx \frac{u_0 \left(\frac{l_h}{v_{ph0}^2} \frac{\partial v_{ph}}{\partial u_0} + \frac{l_v}{v_{pv0}^2} \frac{\partial v_{pv}}{\partial u_0} \right)}{\left(\frac{l_h}{v_{ph0}} + \frac{l_v}{v_{pv0}} \right) - \omega_0 \left(\frac{l_h}{v_{ph0}^2} \frac{\partial v_{ph}}{\partial \omega} + \frac{l_v}{v_{pv0}^2} \frac{\partial v_{pv}}{\partial \omega} \right) + \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega}} \frac{\Delta V_0}{2V_0} \quad (17)$$

ahol

$$\frac{\Delta u_0}{u_0} = \frac{\Delta V_0}{2V_0}$$

A (17) kifejezés a frekvencia relatív elektronikus hangolási tartományát adja meg. A (17) jobb oldali nevezője hasonló a (14) egyenlet jobb oldali nevezőjéhez, vagyis a második és a harmadik tag a hurok diszperziós hatását fejezi ki, amely csökkenti az elektronikus hangolás mértékét normális diszperzió esetén.

Mechanikus hangolás

Az elektronikus hangolás módszerén kívül, a visszacsatoló áramkörben elhelyezkedő elemek segítségével szintén megvalósíthatjuk az oszcilláció frekvenciájának bizonyos sávon belüli folyamatos változását. Például, ha változtatjuk a fázistolót, vagy az üregrezonátort, akkor $\varphi(\omega)$ is változik, ami a frekvencia

megváltozását eredményezi. A helix feszültsége ilyenkor változatlan marad. Ezt nevezzük *mechanikus hangolásnak*.

Az előbbiekhöz hasonlóan a (3) egyenletet differenciáljuk $\varphi(\omega)$ szerint, akkor

$$\begin{aligned} \frac{d\omega}{d\varphi} \left[\left(\frac{l_h}{v_{ph0}} + \frac{l_v}{v_{pv0}} \right) - \omega_0 \left(\frac{l_h}{v_{ph0}^2} \frac{\partial v_{ph}}{\partial \omega} + \frac{l_v}{v_{pv0}^2} \frac{\partial v_{pv}}{\partial \omega} \right) \right] = \\ = \frac{\omega_0 l_h}{v_{ph0}^2} \frac{\partial v_{ph}}{\partial \varphi} + \frac{\omega_0 l_v}{v_{pv0}^2} \frac{\partial v_{pv}}{\partial \varphi} - 1 \end{aligned} \quad (18)$$

Most is a mennyiségek differenciálja helyett azok megváltozását használjuk, jó közelítésben, és átalakítás után kapjuk:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \approx \frac{\frac{l_h}{v_{ph0}^2} \frac{\partial v_{ph}}{\partial \varphi} + \frac{l_v}{v_{pv0}^2} \frac{\partial v_{pv}}{\partial \varphi} - 1}{\left(\frac{l_h}{v_{ph0}} + \frac{l_v}{v_{pv0}} \right) - \omega_0 \left(\frac{l_h}{v_{ph0}^2} \frac{\partial v_{ph}}{\partial \omega} + \frac{l_v}{v_{pv0}^2} \frac{\partial v_{pv}}{\partial \omega} \right)} \Delta\varphi(\omega) \quad (19)$$

Ez az összefüggés a relatív hangolási tartományt adja meg mechanikus hangolás esetében. A jobb oldali nevezőben a második tag alakja és szerepe ugyanolyan, mint a fentebb tárgyalt kifejezésekben.

Érdeemes megjegyezni, hogy az oszcillátor normális működésének biztosítása céljából a frekvencia megkívánt hangolási sávjának kisebbnek kell lenni az oszcillációs üzemmódok szeparációja által előírt $2\Delta\omega_{max}$ sávnál.

Az eddigi fejtegetések alapján látjuk, hogy a hurok diszperziója, illetve elektronikus hossza és a passzív elemek száma erősen befolyásolja a haladóhullámú csöves oszcillátor jellemzőit. Mivel a közönséges tápvonalakban és elemekben nem létezik nem-normális diszperzió $\left(\frac{\partial v_p}{\partial \omega} > 0 \right)$, az oszcillátor tulajdonságai-

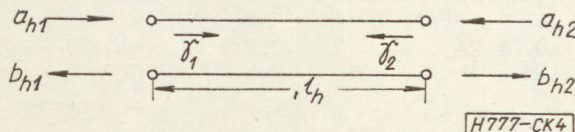
nak javítása céljából elsősorban a hurok teljes hosszát kell csökkenteni. A helix hosszának csökkentése azonban ellentétesen hat a cső erősítésének növekedésével, tehát a célszerű eljárás az, hogy minimálisra csökkentjük a visszacsatoló áramkör hosszúságát. Másodsorban csökkenteni kell a hurokban használt passzív elemek számát.

Az oszcillációs feltételek transzfer mátrix formájában

A haladóhullámú cső transzfer mátrixa

Feltételezzük, hogy kétféle hullám terjed a helixen: egyik a γ_1 terjedési tényezővel jelölt erősítendő hullám, másik pedig a γ_2 -vel jelölt szemben futó hullám. Továbbá feltételezzük, hogy a bemenet és a kimenet illesztve vannak a megfelelő tápvonalhoz. Ennek következtében a haladóhullámú csöves erősítő a 4. ábrán ábrázolt távvezetékkel ekvivalens és transzfer mátrixa:

$$\bar{T}_h = \begin{bmatrix} e^{-\gamma_1 l_h} & 0 \\ 0 & e^{\gamma_2 l_h} \end{bmatrix} \quad (20)$$



4. ábra. Haladóhullámú csöves erősítő ekvivalens áramköre

Ha figyelmen kívül hagyjuk a szemben futó hullámot és csak a haladóhullámot vesszük figyelembe, akkor

$$\bar{T}_h = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & e^{\gamma_{1h}} \end{bmatrix} \quad (21)$$

$$= \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{Y_{li}}{2}\right) e^{-(k+j\theta_{h \rightarrow i})} & \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{Y_{li}}{2} e^{(k+j\theta_q)} & \end{bmatrix}$$

ahol $T_i, \dots, T_{hi}$, az iránycsatoló, sávszűrő, csillapító, limiter, cirkulátor és üregrezonátor, fázistoló, továbbá a hibrid transzfer mátrixának felel meg sorban,

$$\bar{u} = \frac{1 - Y_{\bar{u}}}{1 + Y_{\bar{u}}} \quad \text{az üregrezonátor reflexiós tényezője,}$$

$$k = q + p \quad \text{az iránycsatolóban és változtatható csillapítóban fellépő csillapítást fejez ki,}$$

$$\Theta_{i \rightarrow h} = \Theta_i + \Theta_s + \Theta_{cs} + \Theta_{li} + 2\Theta_{cirk} + \Theta_f + \Theta_{hi}$$

az iránycsatolótól a hibrid felé terjedő hullám fázistolása a visszacsatoló áramkör mentén, a jobb oldali egyes tagok az iránycsatoló, sávszűrő, csillapító, limiter, cirkulátor fázistoló és hibrid fázistolását jelentik.

$$\Theta_{h \rightarrow i} = \Theta_i + \Theta_s + \Theta_{cs} + \Theta_{li} + \Theta_{cirk} + \Theta_f + \Theta_{hi}$$

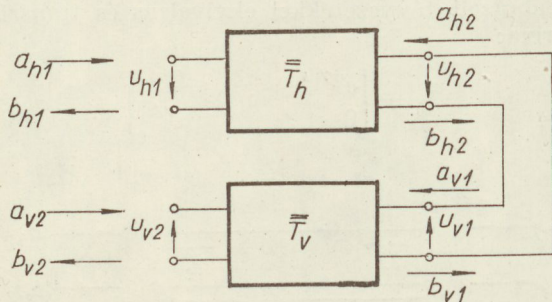
a hibridből az iránycsatoló felé terjedő hullám fázistolása a visszacsatoló áramkör mentén.

$$\bar{T} = \bar{T}_h \cdot \bar{T}_v = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{Y_{li}}{2} e^{(k+j\theta_q)+\gamma_{1h}} & \left(1 + \frac{Y_{li}}{2}\right) \frac{\sqrt{2}}{\bar{u}} e^{(k+j\theta_{h \rightarrow h})+\gamma_{1h}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \quad (25)$$

ahol a haladóhullámú csőnek (21) egyenlettel kifejezett transzfer mátrixát használtuk.

A visszacsatoló lánc hatását vegyük úgy figyelembe, hogy kikötjük a következő egyenletek teljesülését:

$$\left. \begin{aligned} a_{h1} &= b_{v2} \\ b_{h1} &= a_{v2} \end{aligned} \right\} \quad (26)$$



5. ábra. Lánc kapcsolás a hurok transzfer mátrixának a számítására

Visszacsatoló áramkör transzfer mátrixa

Mivel a láncba kapcsolt négypólusok eredő transzfer mátrixa az összetevő transzfer mátrixok szorzatával egyenlő, ezért a visszacsatoló áramkör transzfer mátrixa:

$$\bar{T}_v = \bar{T}_i \cdot \bar{T}_s \cdot \bar{T}_{cs} \cdot \bar{T}_{li} \cdot \bar{T}_c \cdot \bar{T}_{\bar{u}} \cdot \bar{T}_f \cdot \bar{T}_{hi} = \begin{bmatrix} -\frac{\sqrt{2}}{\bar{u}} \frac{Y_{li}}{2} e^{-(k+j\theta_p)} & \\ \left(1 + \frac{Y_{li}}{2}\right) \frac{\sqrt{2}}{\bar{u}} e^{(k+j\theta_{h \rightarrow h})} & \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{v11} & T_{v12} \\ T_{v21} & T_{v22} \end{bmatrix} \quad (22)$$

Mivel a cirkulátor nonreciprok elem, ezért a beeső és visszavert hullám úthossza nem egyezik meg egymással. Ennek következtében a következő összefüggés áll fenn:

$$\Theta_{i \rightarrow h} - \Theta_{h \rightarrow i} = \Theta_{cirk} \quad (23)$$

továbbá:

$$\begin{aligned} \Theta_p &= \Theta_i + \Theta_s + \Theta_{cs} - 2\Theta_{cirk} - \Theta_f - \Theta_{hi} \\ \Theta_q &= \Theta_i + \Theta_s + \Theta_{cs} + \Theta_{cirk} - \Theta_f - \Theta_{hi} \quad \text{és} \\ \Theta_q - \Theta_p &= \Theta_{cirk} \end{aligned} \quad (24)$$

Látjuk azt is, hogy szintén a cirkulátor miatt a $\bar{T}_v$ mátrix nem lesz szimmetrikus. A T_{v12} és T_{v22} -ben szerepelnek az üregrezonátor paraméterei, míg T_{v21} és T_{v11} -ben nem szerepelnek.

A hurok transzfer mátrixa

Az előbbi számítások alapján, most összekapcsoljuk a két részt (lásd az 5. ábrát). Ennek megfelelő transzfer mátrix a következő:

ahol a és b a haladó, illetve visszavert hullámot jelenti, az indexek jelentését pedig az 5. ábrán láthatjuk. Ilyenkor zárt áramkör alakul ki, mely a rezgés állapotának felel meg. Mondhatjuk ilyenkor, hogy $\bar{T}$ ennek a zárt áramkörnek transzfer mátrixa is.

Az 5. ábráról írhatjuk:

$$\bar{u}_{h1} = \bar{T} \bar{u}_{v2} \quad (27)$$

ahol $\bar{u}_{h1} = \begin{bmatrix} b_{h1} \\ a_{h1} \end{bmatrix}$ a haladóhullámú csőves erősítő bemenő oldali feszültsége, és

$\bar{u}_{v2} = \begin{bmatrix} a_{v2} \\ b_{v2} \end{bmatrix}$ a visszacsatoló áramkör kimenő oldali feszültsége.

Rezgés esetén a (26) kötés felhasználásával kapjuk, hogy:

$$\bar{u}_{h1} = \bar{T} \bar{u}_{h1}$$

vagy

$$(\bar{T} - \bar{E}) \bar{u}_{h1} = 0, \quad (28)$$

mely egyúttal az oszcillációs feltételeket is megadja. A (28)-ban szereplő $(\bar{T} - \bar{E})$ tényező a $\bar{T}$ -nek az ún. karakterisztikus mátrixa. Könnyen belátható, hogy a $\bar{T}$ -nek mindkét sajátértéke 1-gyel egyenlő. A (28) egyenletnek akkor van a triviális (azaz $\bar{u}_{h1} = 0$) megoldástól eltérő megoldása, ha

$$\det(\bar{T} - \bar{E}) = \begin{vmatrix} T_{11} - 1 & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} - 1 \end{vmatrix} = 0$$

$$= (T_{11} - 1)(T_{22} - 1) - T_{12}T_{21} = 0, \quad (29)$$

ezért elegendő az, hogy a (28) vizsgálata helyett a (29) egyenletet vizsgáljuk meg a következőkben.

Mivel $\bar{T}$ -nek minden eleme a frekvencia függvénye, ezért az oszcillációs feltételeket kiadó (28) egyenletnek van megoldása egy vagy több diszkrét ω_n frekvencia esetén, mint ezt már említettük.

Az oszcilláció amplitúdó- és fázisegyenlete

Kiindulásul a (29) egyenletet tárgyaljuk két esetben:

I. Ha a visszacsatoló áramkör passzív és reciproka, akkor

$$T_{v11}T_{v22} - T_{v12}T_{v21} = 1 \quad (30)$$

és

$$-T_{12}T_{21} + T_{11}T_{22} = e^{(\gamma_1 - \gamma_2)l_h} \quad (31)$$

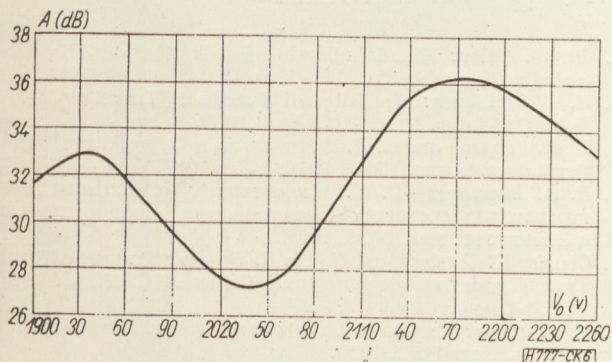
kötések állnak fenn. A (29) egyenletet a következő két részre bonthatjuk:

$$|T_{11} + T_{22} - e^{(\gamma_1 - \gamma_2)l_h}| = 1 \quad (32)$$

$$\frac{1}{l_h} \left[k + \ln \left(\frac{\sqrt{(1 + g_{ii})^2 + B_{ii}^2}}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{(1 + g_{ii})^2 + B_{ii}^2}}{\sqrt{(1 - g_{ii})^2 + B_{ii}^2}} \right) \right] = \beta_e c \chi_1 \quad (38)$$

$$-\frac{1}{l_h} \left[\Theta_{i \rightarrow h} + \arctg \frac{B_{ii}}{2 + g_{ii}} + \arctg \frac{B_{ii}}{1 + g_{ii}} - \arctg \frac{B_{ii}}{1 - g_{ii}} \right] = \beta_e (1 - c y_1) \quad (39)$$

A (38), illetve (39), valamint az előbb kapott (32), (33) és (34), valamint (35) összefüggéseket az oszcilláció amplitúdó- és fázisegyenletének nevezzük. E két egyenlet segítségével a hurokban felírhatjuk az amplitúdó és a frekvencia függését az áramköri paraméterektől. Természetesen az egyes elemek hatásának vizsgálatát ezen egyenletek segítségével is elvégezh-



6. ábra. A hurok csillapítása a helix-feszültség függvényében

és

$$\arctg [T_{11} + T_{22} - e^{(\gamma_1 - \gamma_2)l_h}] = 0 \quad (33)$$

E két képlet alapján végezhetjük a további számítást.

II. Ha a visszacsatoló áramkör passzív és non-reciproka, akkor közvetlenül keressük a (29) egyenlet amplitúdó és fázis részét, hogy eleget tegyenek az alábbi két megkötésnek:

$$|T_{12}T_{21} - T_{11}T_{22} + T_{11} + T_{22}| = 1 \quad (34)$$

és

$$\arctg [T_{12}T_{21} - T_{11}T_{22} + T_{11} + T_{22}] = 0 \quad (35)$$

Ezen összefüggések felhasználásával tovább folytathatjuk az analízist.

Ha (25)-ből kapott eredményt használjuk, akkor $T_{11} = T_{12} = 0$ miatt az oszcillációs feltételt a (29)-ből közvetlenül írhatjuk le a következő egyenlettel

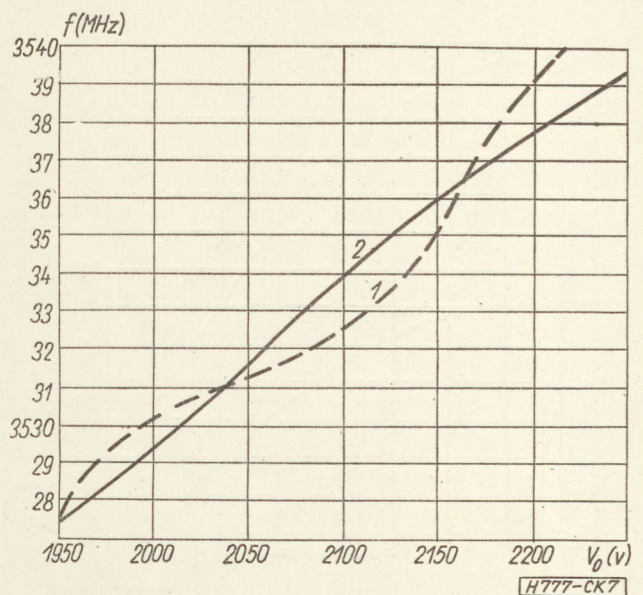
$$T_{22} = 1. \quad (36)$$

Ez sokkal egyszerűbb, mint a (28), illetve a (29) egyenlet, ugyanakkor világosan mutatja az oszcilláció keletkezésének fizikai feltételeit.

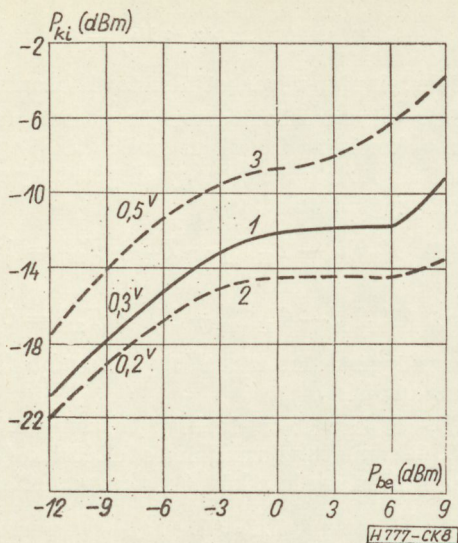
Ha a (36) egyenletbe behelyettesítjük a T_{22} értékét, akkor az alábbi összefüggésre jutunk:

$$\left(1 + \frac{Y_{li}}{2}\right) \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{ii}} e^{(k - j\theta_i \rightarrow h) + \gamma_1 l_h} = 1 \quad (37)$$

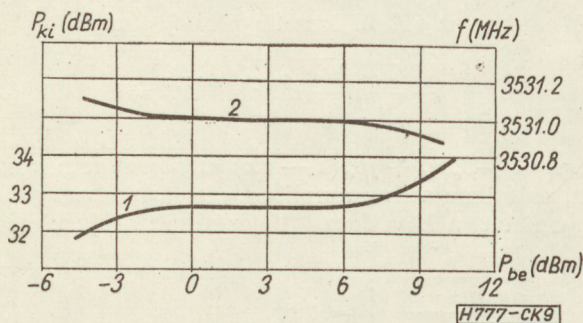
A $\gamma_1 = -\beta_e c \chi_1 + j\beta_e (1 - c y_1)$ kifejezést felhasználva, és felbontva az amplitúdó és fázis részét a (37) egyenletet, a következő kifejezéseket kapjuk:



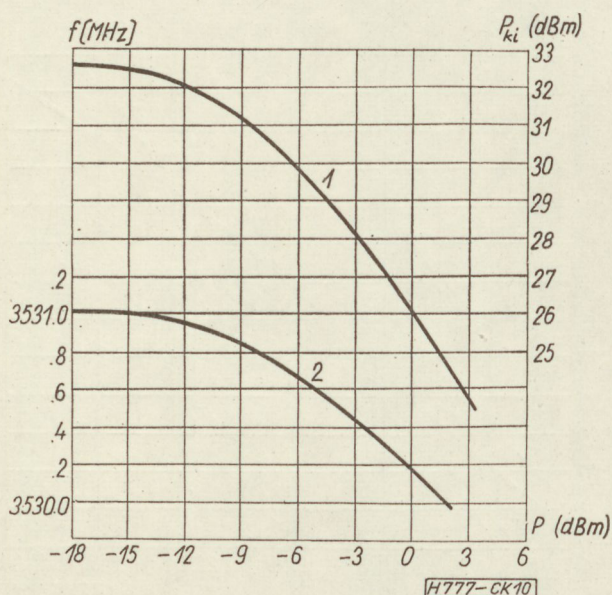
7. ábra. Az oszcillációs frekvencia a helix-feszültség függvényében



8. ábra. Félvezetős diódás limiter karakterisztikái



9. ábra. Az oszcilláció szintje és frekvenciája a limiter bemenő szintjének függvényében



10. ábra. Az oszcilláció szintje és frekvenciája az erősítendő jel szintjének függvényében

hetjük. Így kaptuk meg például a visszacsatoló hurok csillapítását állandó bemenő szint esetén a helix feszültség függvényében a 6. ábrán látható diagram alakjában.

Mérési eredmények

Elvégzett kísérleteinkben a HO-2 típusú haladóhullámú cső 3601 MHz-en 5 W-os kimenő szinten erősít és -15 dBm-es bemenő szint mellett 3531 MHz-en oszcillál. Az oszcilláció maximális kimenő teljesítménye 1 W körül van. A 7. ábrán látható az oszcillációs frekvenciának a helix-feszültségtől való függése, melyeket számítással (1. görbe) illetve méréssel (2. görbe) kaptunk. Látjuk, hogy a frekvenciahangolás teljes sávja kb. 14 MHz. Továbbá a frekvenciaváltozás

meredeksége $\frac{\Delta f}{\Delta V_0} \approx 0,044 \frac{\text{MHz}}{\text{volt}}$, vagyis elég kicsi,

ami viszont nagy stabilitású oszcillátor-üzemet ad. A frekvencia relatív elektronikus hangolási tartománya

$\frac{\Delta f}{f_0} \approx 0,004$. Az oszcillációs amplitúdót a félvezető diódás limiter határozza meg, amelynek karakterisztikáját a 8. ábra tünteti fel. Láthatjuk, hogy a limiter kimenő szintje majdnem változatlan marad, ha a bemenő szint -1 dBm-től $+7$ dBm-ig változik (lásd az 1. görbét), továbbá az előfeszültség függvényében a limiter kimenő szintje is változik (lásd a 2. és 3. görbét).

A 9. ábra viszont az oszcilláció szintjét (1. görbe) és frekvenciáját (2. görbe) mutatja meg, melyeket mérésből kaptunk a limiter bemenő szintjének a függvényében. Látható, hogy ezek igen stabilak. A 10. ábra az erősítendő jelnek az oszcillációra gyakorolt hatását mutatja. A haladóhullámú cső erősítési karakterisztikája nem lineáris, ill. fázistolása a ráadott jel szintjétől függ, ezért az oszcilláció amplitúdója (1. görbe) és frekvenciája (2. görbe) változik az erősítendő jel szintjének a függvényében. Ebből következik, hogy stabil oszcilláció fenntartásához az erősítendő jel szintjének közel állandónak kell lennie, ami viszont gyakorlatilag mindig teljesül is.

Végezetül köszönetet szeretnék mondani dr. Berceli Tibor aspiráns-vezetőmnnek, a feladat kidolgozása során nyújtott értékes segítségéért és kedves figyelméért, továbbá a TKI azon dolgozóinak, akik munkámban segítséget nyújtottak.

IRODALOM

1. Berceli Tibor: Haladóhullámú erősítők. Magyar Híradástechnika, 1960. No. 3.
2. E. M. T. Jones: An Internal Feedback Traveling-Wave Tube Oscillator. Proc. IRE April 1952.
3. H. R. Johnson and C. R. Whinnery: Traveling Wave Tube Oscillators. Trans. IRE PGED-2 Jan. 1953.
4. В. А. Мальшев—В. С. Михалевский: К теории ЛБВ-генераторов со слабой обратной связью радиотехника, и Электротесника, №, 3, 1961.
5. Charles K. Birdsall and George R. Brower: Traveling Wave Tube Characteristics for Finite Values of C. Trans. IRE PGED-1 Aug. 1954.
6. J. R. Pierce: Traveling Wave Tubes. D. Van Nostrand and Co., Inc. New York, 1950.
7. Valkó I. P.—Gál J.: Haladóhullámú csövek. Magyar Híradástechnika, No. 4, 1959.

Lapunk példányonként megvásárolható:

V., Váci utca 10 és

V., Bajcsy-Zsilinszky út 76

alatti Hírlapboltokban.

Tartalmi összefoglalások

ETO 621.382.334:621.396.62

Dr. Ambrózy A.:

Lineáris integrált szilárdtest áramkörök

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) 1. sz.

A félvezető alapú integrált szilárdtest áramkörök fejlődésének első éveiben kevés reményt fűztek a lineáris (alakhú átvitelt biztosító) áramköri alkalmazásokhoz. 1965-ben a helyzet megváltozott: kialakult néhány univerzálisan használható alapkapcsolás, amely a lineáris erősítőkben, oszcillátorokban, frekvenciaosztókban stb. használható. Ki kell emelni közülük a differenciálerősítőt, melyet integrált kivitelben jobb paraméterekkel lehet megvalósítani, mint a hagyományos elemekből. Nincs azonban még megoldva a hangolható (rezonáns) áramkörök kérdése. Emiatt a rendszertervezőnek figyelembe kell vennie a rendelkezésre álló lehetőségeket és új tervezési módszereket kell bevezetnie. Néhány példát ismertet a cikk az integrált rádióvevőkészülékek rendszertechnikájából.

ETO 535.339:621.375.826:621.382

Zombory L.:

Félvezető laserek

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) 1. sz.

A cikk a laserek fejlődésének rövid áttekintése után a laserműködés feltételeit ismerteti. Az I. részben bemutatja a félvezető laserekre vonatkozó legegyszerűbb elvi megfontolásokat. A továbbiakban a II. részben tárgyalja a félvezető laserek gyakorlati megvalósításának problémáit; az anyag és technológia megválasztását. Ismerteti a példányokon észlelhető effektusokat. Foglalkozik a sugárzás jellemzőivel és ezeknek a külső hatásokra történő megváltozásával, valamint a hatásokkal és teljesítménnyel. Végül összefoglalja a műszaki alkalmazás előnyeit és problémáit. Ismerteti már megvalósított felhasználási lehetőségeket és rámutat a félvezető laserek gyakorlati alkalmazásának további lehetőségeire.

ETO 621.318.13.017.3 : 621.372.853.2

Dr. Poszler Lászlóné:

Polikristályos ferritek mikrohullámú veszteségeinek alakulása a kristályszerkezet függvényében

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) 1. sz.

A polikristályos ferritek kristály- és szövetszerkezetének változásával nagymértékben változnak a mágneses tulajdonságok, s az anizotrópia viszonyok. A mágneses anizotrópia erők együttes mértékűl a Curie-hőfok előtti permeabilitás maximumának és a H_c értéknek változását vették tekintetbe. Polikristályos ferritek szerkezeti homogenitásának növekedése (nem mágneses anyagok, mikrorepedések stb. mennyiségének csökkenése) arányában csökkentek a ferritszerkezetben ható mágneses anizotrópia-erők, amely a mikrohullámú veszteségek nagymértékű csökkenését vonta maga után,

Обобщения

ДК 621.382.334:621.396.62

Д-р А. Амбрози:

Линейные интегрированные цепи

НÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XVIII. (1967) № 1.

В первые годы развития интегрированных цепей твёрдого тела имела малая надежда к применению в линейных цепях (для передачи точной формы сигнала). В 1965 г. положение изменилось: имеются некоторые основные цепи широкого применения, использованные в линейных усилителях, осцилляторах, делителях частоты и т. д. Из этих обращается внимание на дифференциальный усилитель, который может быть осуществлен в интегрированном исполнении с лучшими параметрами, чем из классических элементов. Еще нерешён вопрос настроенных (резонансных) контуров. По этому конструктор системы должен принимать во внимание возможности предоставленные ему в распоряжение и вводить новые методы проектирования. Даны несколько примеров в области интегрированных радиоприемников.

ДК 535.339:621.375.826:621.382

Л. Зомбори:

Полупроводниковые лазеры

НÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XVIII. (1967) № 1.

После краткого обозрения развития лазеров изложены условия работы лазеров. В части I показаны самые простые представления по полупроводниковым лазерам. В части II трактуются проблемы практического осуществления полупроводниковых лазеров: выбор материи и технологии. Показаны эффекты наблюдаемые на экспериментальных образцах, параметры излучения и их изменения вследствие внешних влияний, а также мощность и к. п. д. Наконец обобщены выгоды и проблемы технического применения. Показаны некоторые уже осуществленные и дальнейшие возможности применения.

ДК 621.318.13.017.3 : 621.372.853.2

Д-р Л. Послерне:

Потери поликристаллических ферритов в зависимости кристаллмезской структуры

НÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XVIII. (1967)

Магнитные параметры и анизотропические свойства поликристаллов ферритов значительно изменяются в зависимости кристаллической структуры. Общей мерой магнитных анизотропических сил является максимум проницаемости перед температурой Кюри и изменение величины H_c . Анизотропические силы в структуре феррита уменьшались пропорционально с увеличением однородности поликристаллической структуры (уменьшение числа немагнитных материалов, микроскопических щелей и т. д.); вследствие этого очень значительно уменьшаются микроволновые потери.

ETO 621.373.42:621.385.63:621.375.2

Cza Ke-Kung:

Haladóhullámú csöves oszcillátor

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) 1. sz.

A haladóhullámú cső többszörös kihasználásának egyik módja: egyik frekvencián erősít és egyidejűleg egy másik frekvencián oszcillál. A szerző előjáróban a többszörös kihasználású haladóhullámú csővel megvalósított oszcillátor jellemzőit tárgyalja, majd az oszcillációs feltételeket vizsgálja mátrixszal. Ennek eredményeként levezeti az oszcilláció amplitúdó, illetve fázisegyenletet. Közli a számítási és mérési eredményeket.

Zusammenfassungen

DK 621.382.334:621.396.62

Dr. A. Ambrózy:

Lineare integrierte Festkörperschaltungen

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) № 1.

In den ersten Jahren der Entwicklung der integrierten Festkörperschaltungen mit Halbleiter wurde wenig Hoffnung zur Anwendung der linearen Stromkreise gefügt. Im Jahre 1965 veränderte sich die Lage und es wurden einige universal verwendbare Grundsaltungen entwickelt, die in den linearen Verstärkern, Oszillatoren, Frequenzteiler u.s.w. anwendbar sind. Ausser den Grundsaltungen soll der Differentialverstärker betont werden, welcher in integrierter Ausführung, mit besseren Parametern durchgeführt werden kann, als mit traditionellen Elementen. Da die Frage der Resonanzstromkreise noch nicht gelöst ist, soll der Systemkonstrukteur die vorhandenen Möglichkeiten in Acht nehmen und neue Planungsmethoden einführen. Ferner werden einige Beispiele bezüglich der Systemtechnik der integrierten Radioempfangsgeräte erörtert.

DK 535.339:621.375.826:621.382

L. Zombory:

Halbleiterlaser

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) № 1.

Nach einem kurzen Überblick der Entwicklung der Laser werden die Umstände der Funktion der Laser erörtert. In dem I. Teil werden die einfachsten prinzipiellen Erwägungen bezüglich der Halbleiterlaser mitgeteilt. In dem II. Teil werden die Probleme der praktischen Verwirklichung der Halbleiterlaser und die Wahl der Materialien und Technologie erörtert. Es werden die auf den Versuchsexemplaren merkbare Effekte beschrieben. Es wird mit den Strahlungskennwerten, deren Änderung durch äussere Einwirkungen mit dem Wirkungsgrad und der Leistung beschäftigt, zuletzt werden die Vorteile und Probleme der technischen Anwendung zusammengefasst. Es werden ausgeführte Anwendungsbeispiele erörtert und auf die fernere praktische Anwendungsmöglichkeiten der Halbleiterlaser hingewiesen.

DK 621.318.13.017.3 : 621.372.853.2

Dr. Frau L. Poszler:

Mikrowellenverluste der Polykristallferrite in der Funktion der Kristallstruktur

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) № 1.

Mit der Veränderung der Kristallstruktur und Gefüge der Kristallferrite verändern sich in grossem Masse die magnetischen Eigenschaften und die anisotropischen Verhältnisse. Als gemeinsames Mass der magnetischen anisotropischen Kräfte wurden die Veränderung des Permeabilitätsmaximums vor der Curietemperatur und die Veränderung des H_c Wertes in Acht genommen. Proportional mit dem Wachstum der strukturellen Homogenität der Polykristallferrite (die Verminderung der nicht-magnetischen Stoffe, Mikrosplattungen u. s. w.) verringerten sich die in der Ferritstruktur wirkenden magnetischen anisotropischen Kräfte. Dieser Phänomen zog eine bedeutende Verminderung der Mikrowellenverluste nach sich.

DK 621.373.42:621.385.63:621.375.2

Cza Ke-Kung:

Wanderwellenröhren-Oszillator

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) № 1.

Eine Methode der Mehrfachausnutzung des Wanderwellenröhren-Oszillators ist, dass er gleichzeitig auf einer Frequenz verstärkt und auf einer anderen schwingt. Erst beschäftigt sich die Verfasserin mit den Kennwerten der Oszillatoren, welche mit mehrfach ausgenützten Wanderwellenröhren ausgeführt wurden, ferner untersucht sie die Schwingungsbedingungen mit Transfermatrix. Als dessen Ergebnis leitet sie die Schwingungsamplituden-, bzw. Phasengleichungen ab. Sie informiert uns über den Berechnungs- und Messergebnissen.

ДК 621.373.42:621.385.63:621.375.2

Цза Ке-Кунг:

Осцилятор с ЛБВ

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XVIII. (1967) № 1.

Одним методом многократного использования ЛБВ является: усиление на одной частоте, генерация колебаний на другой частоте. Излагаются параметры осцилятора многократного использования и испытываются условия генерации колебаний с помощью трансферной матрицы. Вследствие этого даны расчёт уравнений амплитуды и фазы, результаты расчётов и измерений.

Summaries

UDC 621.382.334:621.396.62

Dr. A. Ambrózy:

Linear Integrated Solid State Circuits

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) № 1.

In the first years of the development of integrated solid state circuits there was little hope for the future of their application for linear circuits. The situation changed in 1965, some universally utilizable basic circuits were developed, for the use in linear amplifiers, oscillators, frequency dividers, etc. The differential amplifier has to be emphasised, as it can be realized with favourable performance characteristics with the integrated technology, than with traditional elements. The problem of resonant circuits is not yet solved. The designer of the system has to take into consideration the possibilities available and has to introduce new designing methods. Some examples are presented concerning the system technique of the integrated radio receiver.

UDC 535.339:621.375.826:621.382

L. Zombory:

Semiconductor Lasers

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) № 1.

After a short review of the development of lasers the conditions of the laser operation are presented. The Part I. describes the simplest principal considerations concerning the semiconductor lasers, the Part II. the problems of their practical realization, further the choice of material and technology. It presents the effects observed on experimental samples. Further it deals with the characteristics of the radiation and with their alteration in consequence of other influences. It examines the efficiency and the power. Finally it summarizes the advantages and problems of the technical application. It presents realized application examples and refers to the further possibilities of the practical application of semiconductor lasers.

UDC 621.318.13.017.3 : 621.372.853.2

Dr. Mrs. Poszler:

Microwave Losses of Polycrystalline Ferrites as a Function of the Crystal Structure

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) № 1.

The magnetic properties and the anisotropic conditions change considerably with the alteration of the crystal structure and texture of polycrystalline ferrites. For the complex measure of the magnetic anisotropic forces the alteration of the maximum permeability before Curie temperature and of value of H_c are taken. In the proportion of the increase of the structural homogeneity of polycrystalline ferrites (the decrease of nonmagnetic materials, micro-cracks, etc.) the magnetic anisotropic forces active in the ferrite structure are reduced leading to the considerable reduction of the microwave losses.

UDC 621.373.42:621.385.63:621.375.2

Cza Ke-Kung:

Travelling Wave Tube Oscillator

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) № 1.

One method of the multiplex utilization of the travelling wave tube is, that at the same time it amplifies on one frequency and oscillates on the other. First the characteristics of the oscillators realized with a travelling wave tube of multiplex utilization are discussed. The oscillating conditions are examined with transfer matrix. As a result the oscillation amplitude and phase equations are deduced.

Resumés

CDU 621.382.334:621.396.62

Dr. A. Ambrózy:

Circuits solides intégrés linéaires

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) N° 1.

Au commencement du développement des circuits solides intégrés à base des semi-conducteurs il y avait peu d'espoir des utilisations linéaires (assurant une transmission fidèle de la forme). En 1965 la situation est changée: quelques circuits fondamentaux ont été développés pour utilisation dans amplificateurs linéaires, oscillateurs, diviseurs de fréquence etc. On doit souligner l'amplificateur différentiel qui peut être réalisé en construction intégrée avec paramètres plus favorables, comme avec des éléments traditionnels. Le problème des circuits accordés (résonants) n'est pas encore résolu. À cette cause le projecteur des systèmes doit prendre en considération les possibilités disponibles et introduire nouvelles méthodes de projet. Quelques exemples sont donnés pris du domaine des récepteurs de radio intégrés.

CDU 535.339:621.375.826:621.382

L. Zombory:

Lasers à semi-conducteurs

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) N° 1.

Après une revue brève du développement des lasers les conditions de fonction des lasers sont exposées. Dans la Partie I les considérations les plus simples concernant les lasers sont présentées. Dans la Partie II les "problèmes" de la réalisation pratique, la sélection de la matière et technologie des lasers à semi-conducteurs sont traités.

Les effets observés sur les échantillons expérimentaux sont exposés. Les paramètres du rayonnement et leurs changes à cause des influences extérieures, le rendement et la puissance sont décrits. Enfin un résumé des avantages et problèmes de l'utilisation technique, quelques exemples de réalisation et les possibilités potentielles de l'utilisation sont donnés.

CDU 621.318.13.017.3 : 621.372.853.2

Mme Dr. L. Poszler:

Pertes en micro-ondes des ferrites polycristallines en fonction de la structure cristalline

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) N° 1.

Les propriétés magnétiques et les conditions d'anisotropie changent considérablement en modifiant la structure cristalline et la texture des ferrites polycristallines. On a pris pour mesure conjuguée des forces magnétiques anisotropiques la modification du maximum de la perméabilité au-dessous la température Curie et la valeur de H_c . Proportionnellement à l'augmentation de la homogénéité structurale des ferrites polycristallines (en diminuant des matières non-magnétiques, des micro-craquelures etc.) décroissent les forces magnétiques anisotropiques dans la structure des ferrites entraînant la diminution considérable des pertes en micro-ondes.

CDU 621.373.42:621.385.63:621.375.2

Cza Ke-Kung:

Un oscillateur à lampe à ondes progressives

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) N° 1.

L'une des méthodes d'utilisation multiple des lampes à ondes progressives est l'arrangement, dans lequel la lampe fonctionne comme amplificateur sur une fréquence et comme oscillateur sur une autre fréquence. Les paramètres d'un oscillateur fonctionnant avec une lampe à ondes progressives en service multiple et les conditions d'oscillation à l'aide de matrice transfer sont exposés. Les équations d'amplitude et de phase et les résultats calculés et mesurés sont donnés.

PUBLISERVIS
PARIS

PARIS
porte de
Versailles
1967
APRILIS
5-től 10-ig

A világ minden tájáról jönnek látogatók,
hogy részt vegyenek az év két nagy világ-
találkozóján, az

ELEKTRONIKUS ALKATRÉSZEK

NEMZETKÖZI KIÁLLÍTÁSÁN ÉS AZ

ELEKTROAKUSZTIKA

NEMZETKÖZI KIÁLLÍTÁSÁN

Az Elektronikus Alkatrész Kiállítás, amelyet 1934-ben alapítottak, és 1958-ban lett nemzetközi jellegű, 900 konstruktört fog össze, akiknek fele külföldi. Ugyanabban az időben a szomszédos csarnokban az Elektroakusztikai Kiállítás nyitja meg kapuit valamennyi ország mérnökei és technikusai előtt

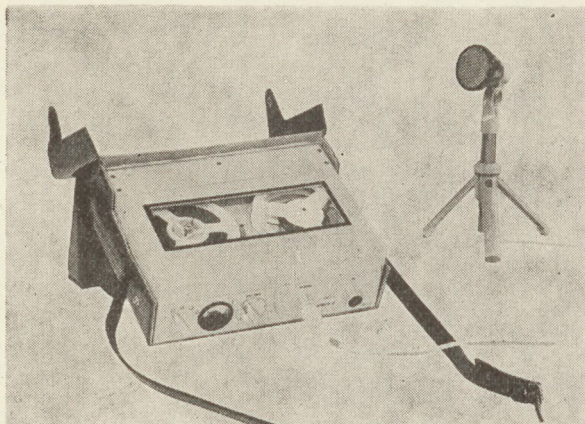
Nemzetközi Kollokvium az Elektronikáról és a Világúrról

Párizs, 1967. április 10–15, előzetes jelentkezésre



A kollokvium célja annak tanulmányozása, hogy a világűrben való alkalmazás által megszabott feladatok hatására hogyan alkalmazkodik, ill. újul meg az elektronika.

S.D.S.A. - RELATIONS EXTERIEURES
16, RUE DE PRESLES - 75 - PARIS 15^e - FRANCE

R-5

Az R-5 magnetofon stúdiók részére, riportfelvételek készítésére alkalmas, teljes csíkos készülék. Funkcióit riportercélokat határozzák meg.

Főfunkciói: FELVÉTEL (törléssel, dinamika kompresszorral vagy nélkül) — LEJÁTSZÁS.

Szalagsebesség: 9,53 cm/mp $\pm 2\%$.

Frekvenciatartomány: 60 Hz–10 kHz.

Behallgatás: fejhallgatóval vagy saját hangszóróval.

A készülék áramellátását 6 db 1,5 V-os Góliát rúdelem biztosítja.

A készülékben levő erősítők 6 V-os stabilizált tápfeszültséggel működnek (beépített stabilizátorról), amely még abban az esetben is biztosítja a 6 V $\pm 0,2$ V-os telepfeszültséget, ha a telepegyység feszültsége 7 V-ra esik vissza.

A készülék üzemeltetése, funkcióinak kiválasztása egyetlen forgatógomb működtetésével történik, az egyes állásokat egyezményes jelek jelzik.

A magnetofon üzemkész súlya telepekkel, hordtáskával és szalaggal 3,2 kg. A készülékhez használható szalagorsó max. 100 mm átmérőjű, normál közepű. A készülék $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ és $+40\text{ }^{\circ}\text{C}$ hőmérséklet határok között működik üzembiztosan.

Külön rendelésre pilotfejes kivitelben is készül. Filmkamerához csatlakoztatva filmmel szinkron futófelvétel készíthető.

Az STM-200 stúdiómagnetofon tranzisztorizált készülék, stúdiószintű hangfelvételek szalagos rögzítésére és lejátszására alkalmas.

Ebben a készülékben a legmodernebb és a teljesen új technikai megoldások egész sorát találjuk, minek folytán a készülék elektromos és mechanikus paramétereit az üzembiztonságot tekintve az elérhető legjobbakat nyújtja.

Minden erősítője teljesen tranzisztorizált.

A blokkrendszer — mely eddig az elektromos egységek beépítésénél nagyon jól bevált — a mechanikus egységekre is ki terjesztették. Mono- és stereokivitelben kerül gyártásra, automatikus szalagkiemeléssel. Teljes távvezérelhetőség. Automatikus szalagfeszítés-szabályozás. Folyamatos gyorstekerseles-szabályozás.

Szalagsebesség: 38,1 cm/mp és 19,05 cm/mp $\pm 0,3\%$.

Lejátszási frekvenciamenet: 38,1 cm 30–16 000 Hz,
19,05 cm 40–14 000 Hz.

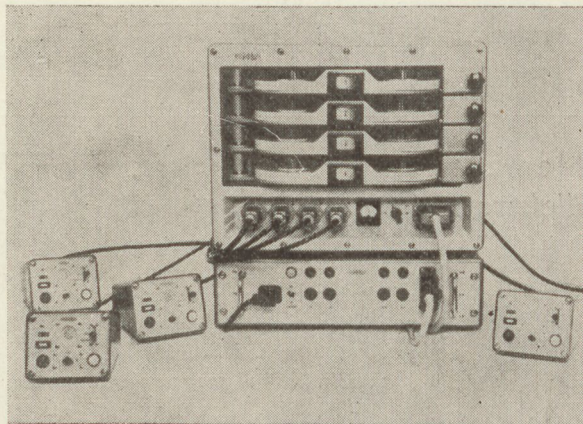
Teljesítményfelvétel: 160 W.

A készülék súlya futóművel, erősítővel 73 kg.

Méretetek: 870 $\times$ 565 $\times$ 420 mm.

Állvánnyal: 870 $\times$ 565 $\times$ 920 mm.

Külön rendelésre stereokivitelben is készítjük.

STM-200**M-5**

Az M-5 négycsatornás magnetofon lehetővé teszi, hogy a négy csatornán egy időben történjen a kívánt hangfrekvenciájú jel — főleg beszéd — rögzítése.

Négy kezelőegységhez nyolc vevő csatlakoztatható és átkapcsolással egyszerre négy vevő jele rögzíthető. A kezelőegységek egyúttal mikrofonerősítők, beépített mikrofonnal.

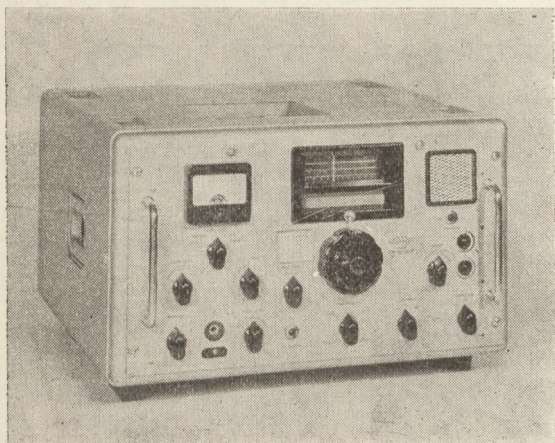
Ha a felvétel mikrofonról történik, a kezelőegységhez csatlakozó vevők lekapcsolódnak.

Mechanikai kivitele lehetővé teszi a szállíthatóságot és gépkocsiba való beépítését.

A készülékhez max. 130 mm átmérőjű orsók használhatók.

Szalagsebessége: 9,5 cm/mp $\pm 3\%$.

A készülék teljesítményfelvétele: a hálózathoz kb. 160 VA.

ML-400/F

Az ML-400/F típ. kommunikációs rövidhullámú vevőkészülék nagy érzékenységu, stabil, szelektív vevő.

Továbbfejlesztett változata az ML-400 típ. rövidhullámú kommunikációs vevőkészüléknek. 6 fix kristályhangolású és átkapcsolható folyamatos hangolásra 1,85–25 MHz-ig.

A kvarcvezérlésű állásban tetszőlegesen választhatunk a 6 db beépített kristályoszillátor frekvenciája között.

Az egyes kvarekristályok könnyen cserélhetők a készülék kidobozolása nélkül is.

Felhasználható megfigyelőállomások, meteorológiai intézetek, távirati irodák részére, komplex összeállításokban rádióközpontok, diversity vevőberendezések vevőjeként.

Az UAE-63A típ. antennaosztó erősítő a legcélszerűbben a több vevőkészülékkel rendelkező munkahelyeken, pl. vevőállomásokon vagy vevőközpontokban használható. Alkalmazásával antennák létesítési költsége, valamint helyszükséglete takarítható meg.

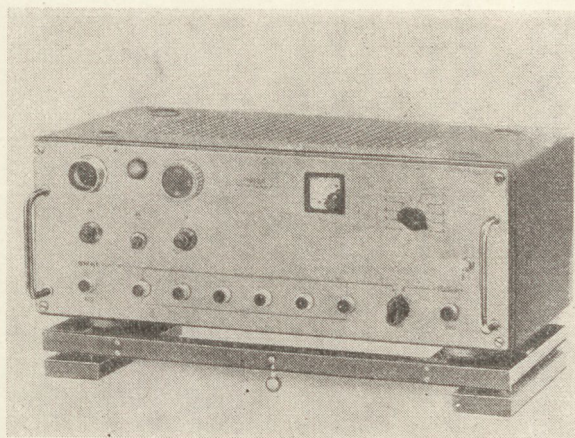
Kétféle üzemmódban működtethető:

1. *Antennaosztó erősítő* üzemmódban lehetővé teszi több vevő egyidejű üzemeltetését egy antennáról a 20...100 MHz-es frekvenciatartományban.

Alkalmazása: 6 db vevőkészülék csatlakoztatása egy osztó erősítőre.
Több osztó erősítő kaszkád kapcsolása.

2. *Antennaerősítő* üzemmódban a vevőkészüléktől nagyobb távolságra felállított antenna és a vevő közötti kábel csillapítását kompenzálja ki.

Alkalmazása: antennakábel csillapításának kiegyenlítése.
Szélessávú erősítő mérési célokra.

UAE-63A

**MECHANIKAI LABORATÓRIUM
BUDAPEST**



MAGYAR KÁBEL MŰVEK

IGAZGATÓSÁG ÉS KÖZPONTI GYÁR

Budapest, XI., Budafoki út 60 • Telefon: 466-770, 266-670

ZOMÁNCBUZALGYÁR | SZEGEDI KÁBELGYÁR

Budapest, XI., Hunyadi J. út 1. Szeged, Huszár út 1.

Telefon: 268-930

GYÁRTMÁNYOK:

Erősáramú szigetelt vezetékek

Jelző, mérő, működtető kábelek

Erősáramú kábelek 1—35 kV-ig

Alumínium és acél-alumínium
szabadvezetékek

Tekercselő huzalok

Switch-kábelek

Gumitömlő-kábelek

Híradástechnikai vezetékek

Távkábelek

Távbeszélő kábelek

Hajókábelek

Szigetelt zománcbuzalok

Mikroszeparátor lemezek

Zárt-acélkötelek

Hullámosított lemezek

Kábeldobok



TRANSZFORMÁTOR KTSZ

Budapest, VII., Nefelejts utca 39. Telefon: 428-969, 228-401

Nagyfeszültségű készülékek:

anyagvizsgáló röntgenberendezések,
elektrosztatikai készülékek

Feszültség gyorsszabályozók:

váltakozó áramú stabilizátorok,
generátor gyorsszabályozók

Feszültségsszabályozók:

kézi, motoros és automatikus működésű mozgótekercses
vagy toroidrendszerű szabályozó berendezések

Transzformátorok:

egy- és háromfázisú sorozat, különleges transzformátorok
valamint híradástechnikai transzformátorok



HÍRADÁSTECHNIKAI ANYAGOK GYÁRA

VÁC, ZRÍNYI UTCA 17

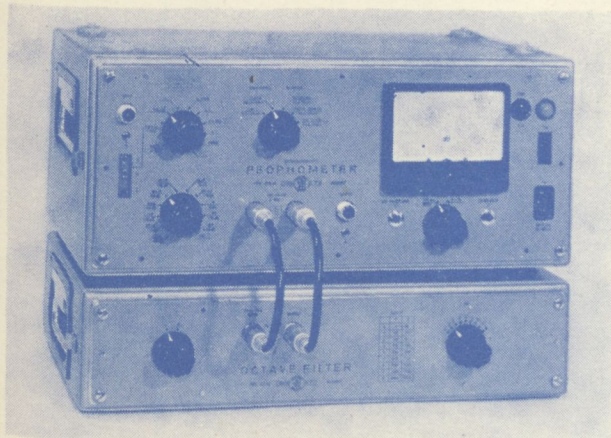
Ferrit lágymágneses alkatrészek: fazékmagok, árnyékoló serlegek, E-magok, U-magok, eltérő gyűrűk, antenna rudak, menetes magok, ferrit rudak.

Transzformátor alkatrészek, lemezmaglapok, köpeny transzformátorokhoz és fojtótekercecsekhez: tekercselt vágott vasmagok, csévetestek, hálózati-, valamint hangfrekvenciás transzformátorok és fojtótekercecsek.

Fénycsőfojtók.

Nyomtatott áramköri huzalozású lemezek.

Töltött és töltet nélküli forrasztóórnok.



MŰSZAKI ADATOK:

Frekvencia tartomány:	15 Hz — 20 kHz
Lineáris torzítás:	± 0.5 dB
Mérési tartomány	100 μ V — 10 V
11 fokozatban:	— 80 db-től 20 dB
Legkisebb leolvasható feszültség:	20 μ V

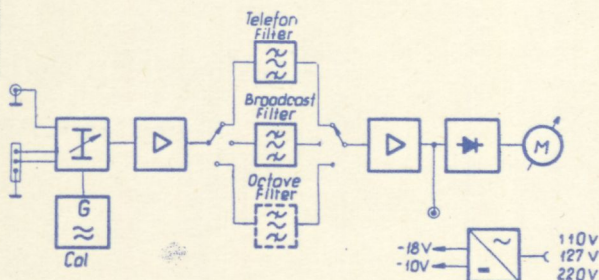
BEMENŐ IMPEDENCIÁK:

Szimmetrikus:	600 Ohm ± 2 %
Aszimmetrikus:	> 10 kOhm
Fogyasztás:	≈ 100 kOhm
	5 VA

Tranzisztoros

PSOPHOMETER

Zajfeszültségek mérésére és analizésére szolgáló műszer, mely kielégíti a CCITT legújabb ajánlásait (1960. Róma). Ennek megfelelően kiválóan alkalmas műsorszórtó és telefonberendezések vizsgálatára.



Gyártja: ELEKTRONIKA

Budapest, VII., Klauzál u. 30.
Telefon: telefonkönyv 31 oldal

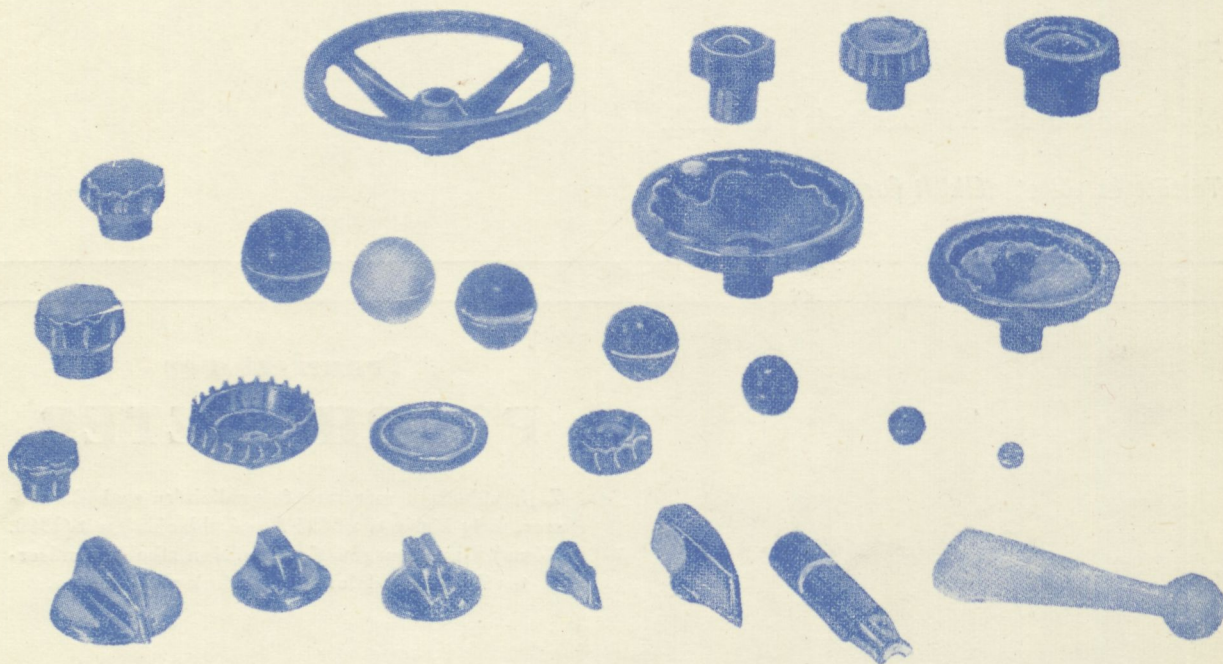


Villamosszigetelő és Műanyaggyár

BUDAPEST, XI., FEHÉRVÁRI ÚT 120.

Műanyag kezelőelemek

forgató és kapcsológombok, kézikerekek, fogantyúk stb.
korszerű, formatervezett kivitelben, hőre lágyuló
és hőre nem lágyuló műanyagból.



**híradástechnikai,
műszeripari
és szerszámgépipari
felhasználásra**

Gyártja és készletezi:

Villamosszigetelő és Műanyaggyár

Budapest, XI., Fehérvári út 120.

Telefon: 266-880

Távíratcím: ELEKTRISOL