50.165

ORSZ. SZÉCHÉNYI KÖNYVTÁR

HÍRADÁSTECHNIKA

A HÍRADÁSTECHNIKAI TUDOMÁNYOS EGYESÜLET LAPJA

3

XX. ÉVFOLYAM, 3. SZÁM, 65–96 OLDAL, BUDAPEST, 1969. MÁRCIUS HÓ

1969. március, XX. évfolyam, 3. szám

HÍRADÁSTECHNIKA

A HÍRADÁSTECHNIKAI TUDOMÁNYOS EGYESÜLET LAPJA

TARTALOM

SZÉKELY VLADIMIR—DR. TARNAY KÁLMÁN: A Gunn-dióda 65
TIHANYI JENŐ: A fém-oxid-szilícium tranzisztorok működése és tervezésük fő szempontjai 78
DANI SÁNDOR— KRISKÓ FERENC: Tranzisztoros vízszintes eltérítő áramkörök. II. rész 84
DR. BAJOR GYÖRGY—NAGY ANDRÁS: Félvezető laboratóriumi gyakorlatok a BME Elektroncsövek és Félvezetők tanszéken 88
Könyvismertetések 92, 93
A HTE 1969. április havi rendezvényei 94
Diplomaterv-pályázat eredménye 94
Tartalmi összefoglalások 95
Обобщения 95
Zusammenfassungen 95
Summaires 95
Résumés 96

Szerkesztőség: BOGLÁR GYULA szerkesztő, SZŐLLŐSI GYÖRGYNÉ szerkesztőségi titkár, BALOGH PÁL, SÁRKÖZY GÉZA kandidátus és MAY PÉTER tudományos szerkesztők, FLESCH ISTVÁN, RUPPENTHAL PÉTER, VÁSÁRHELYI PÁL szerkesztőségi munkatársak. — A szerkesztőség címe: Budapest, V., Szabadság tér 5—6. III. em. 320. Telefon: 183-772 — A Híradástechnikai Tudományos Egyesület címe: Budapest, V., Szabadság tér 17. Telefon: 113-027

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, KŐMŰVES FRIGYES kandidátus, LAJKÓ SÁNDOR, MAGÓ KÁLMÁN, MAKÓ ZOLTÁN, NÁDAS TIBOR, POGÁNY KÁROLY, VALKÓ I. PÉTER, a műszaki tudományok doktora, VÍG 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 36 Ft, egész évre 72 Ft, Egyes szám ára: 6 Ft. Megjelenik havonta. Csekkszámlaszám: egyéni 61,254, közületi 61,066 vagy átutalás MNB 8. sz. folyószámlájára. A folyóirat külföldre előfizethető: „KULTURA" P. O. B. 149 Budapest, 62.

69.1966 Egyetemi Nyomda, Budapest. Felelős vezető: JANKA GYULA igazgató

HÍRADÁSTECHNIKA

A HÍRADÁSTECHNIKAI TUDOMÁNYOS EGYESÜLET LAPJA

SZÉKELY VLADIMIR—
DR. TARNAY KÁLMÁN
BME Elektroncsövek és Félvezetők Tanszéke

A Gunn-dióda

ETO 621.373.52:621.382.2

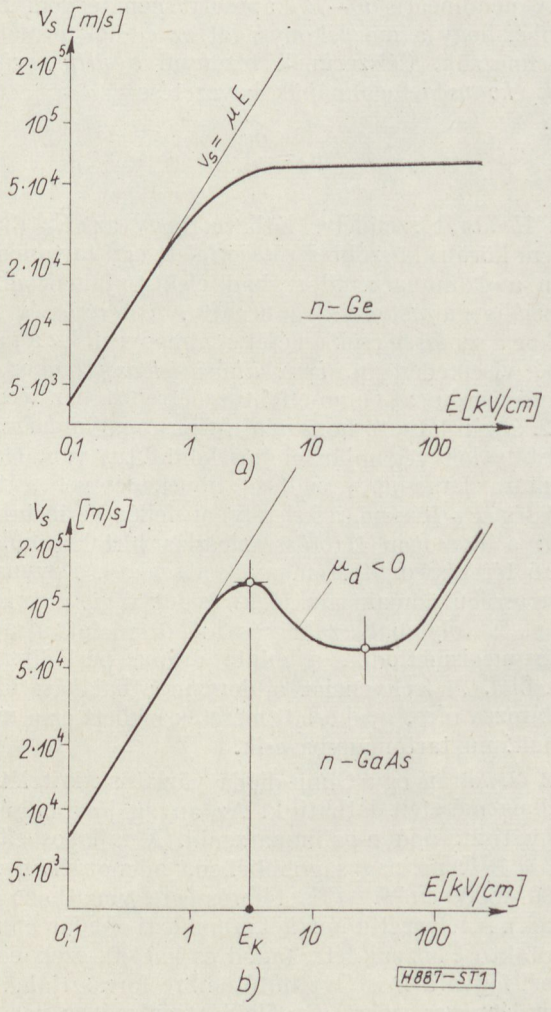
A félvezetők története immár második évtizedét zárja. A tranzisztor létrejötte első lépés volt csupán, azóta sorra ismerjük meg az új elveket, az új eszközöket. Ma sem mondhatjuk, hogy a félvezetők fegyvertára kimerült volna, — e témakör az utóbbi években is több meglepetéssel szolgált.

A kutatás ma az anyagi tulajdonságok részleteibe hatol. Újabb és újabb félvezető anyagokat vizsgálnak meg. A hosszú aprólékos kutatómunka eredményeként egyre jobban és pontosabban ismerjük a félvezetők jellemző elektromos adatait, viselkedésük finomabb részleteit. Lényeges építőkockák ezek az eredmények, bár egy-egy mérés, kísérlet csak ritkán tesz szert különös jelentőségre. Ilyen kivétel volt J. B. Gunn egyik munkája: a nagy térerősséggel terhelt n-típusú galliumarzenid viselkedésének vizsgálata [1]. Gunn az egyenárammal táplált félvezető minta áramának mikrohullámú oszcillációját tapasztalta. Az első észlelés után sikerült a hatás többszöri reprodukálása, a működés tökéletesítése, a jelenség elméletének tisztázása, a technológia kialakítása. Alig négy évvel az első észlelés után már biztosan állíthatjuk: új eszközzel gyarapodott a félvezető eszközök tábora, megszületett a mikrohullámú félvezető oszcillátor, a *Gunn-dióda*.

Cikkünk első ízben ismerteti a témakört a hazai szakirodalomban, ezért a fő súlyt az eszköz fizikájának, működésének tárgyalására helyezzük. Az alkalmazási területek közül csak a legfontosabbról, az oszcillátorüzemről szólunk bővebben, a további felhasználási lehetőségeket csak megemlítjük. A cikk egyes utalásait a függelékben részletezzük.

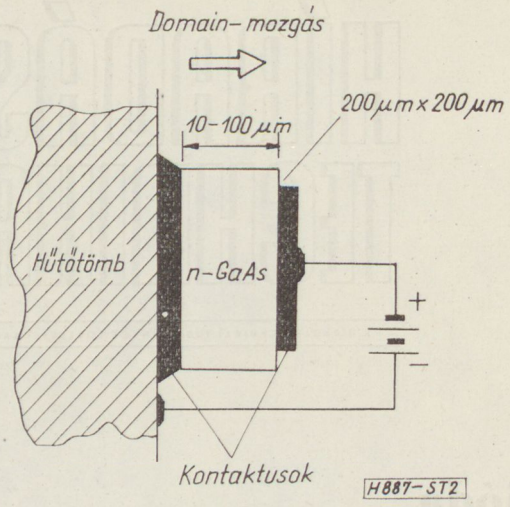
A Gunn-dióda általános jellemzése

A félvezető fizika régóta használt fogalma a töltéshordozók *μ mozgékonysága*. Ez az anyagi állandó az E térerősség hatására sodródó töltéshordozók átlagsebességét adja: $v_s = \mu E$. Ennek az egyszerű lineáris összefüggésnek az érvénye sajnos korlátozott. Egy határ felett hiába növeljük már a térerősséget, a sodródási sebesség nem fokozódik tovább (1*a* ábra). Ezen „sebességtelítődés" alól egyetlen félvezető anyag sem kivétel. Egyes különleges anyagoknál a térerősség és driftsebesség között még bonyolultabb összefüggés érvényesül. Ilyen jelenséggel találkozunk



1. ábra. A sodródási sebesség és térerősség kapcsolata: *a)* n-germánium, *b)* n-GaAs

Beérkezett: 1968. III. 13.



2. ábra. Gunn-dióda

pl. a galliumarzenidnál (1*b* ábra). A $v_s(E)$ függvény nem monoton lefutásának oka a galliumarzenid vezetési sávjának két völgyes szerkezete. E megállapítás részletesebb magyarázatát az 1. függelék tartalmazza, a továbbiak megértéséhez elegendő az 1*b* ábra karakterisztikáját elfogadni.

A nemlineáris $v_s - E$ kapcsolat nem engedi meg többé, hogy a mozgékonyságot az eddigi formában értelmezzük. Célszerűnek bizonyul a *differenciális mozgékonyság* fogalmának bevezetése

$$\mu_d = \frac{dv_s}{dE}.$$

Az 1*b* ábrát szemlélve látható, hogy az E_K (3000 V/cm körüli) küszöbtérerősség felett egy tartományban a galliumarzenid szabad elektronjainak differenciális mozgékonysága negatív. A térerősség növelése a sebesség csökkenését eredményezi. Ez a meglepő viselkedés ún. *instabilitási jelenséget* okoz, és végső soron a Gunn-effektus létrejöttéhez vezet. A 2. ábrán látható homogén n-típusú galliumarzenid kristály két véglapján ohmos kontaktus van. Ha a mintára kapcsolt feszültség növekedésével a térerősség E_K fölé nő, a kristályban fellép az instabilitás: a homogén térerősségeloszlás hirtelen különböző térerősségű tartományokra szakad. Egy nagy térerősségű domain alakul ki és fut végig a kristályon. E folyamat szabályos időközönként újra és újra megismétlődik, a minta árama periódikusan oszcillál. A frekvenciát a domain áthaladási ideje határozza meg, gyakorlati méretek mellett ez a mikrohullámú tartományba esik.

A 2. ábrán egy Gunn-dióda vázlatos kivitelét és tipikus méreteit láthatjuk. Az anyag jó minőségű, nagy tisztaságú n-galliumarzenid. A fajlagos ellenállás 1 Ωcm nagyságrendjében, a mozgékonyság 5000—8000 cm²/Vs (kis térerősségre vonatkozó értékek). A félvezetőtömb két szemközti oldalán ohmos kontaktust hoznak létre (anód és katód), ezek egyikénél fogva a kristályt hűtőtömbre forrasztják, ami igen lényeges, mert a működés során igen sok hő szabadul fel a kristályban.

A Gunn-dióda frekvenciatartománya kb. 1—50 GHz, a kimenőteljesítmény folyamatos oszcilláció esetén 100 mW nagyságrendű, impulzusüzemben több száz watt is lehet, a hatásfok 0,5—5%.

Domain-képződés és egyensúly

Az előzőkben láttuk, hogy a Gunn-dióda működésében meghatározó jelenség a félvezető kristályban fellépő instabilitás. Az első feladat annak tisztázása, hogy milyen értelemben beszélhetünk instabilitásról, mi az az egyensúlyi állapot, ami a legtöbb félvezető jelenség során stabilnak mutatkozik, és ennél a jelenségnél mégis megbomlik?

A homogén félvezető tömb minden részében azonosnak tekintjük a töltéshordozó sűrűséget. Az egyensúlyi állapot bármely megzavarása után visszaáll az egyenletes hordozósűrűség (3. ábra). Bármennyire magától értetődő ez a folyamat, mégis felléphetünk a bizonyítás igényével: *valóban* és *minden esetben* stabil állapottal állunk-e szemben?

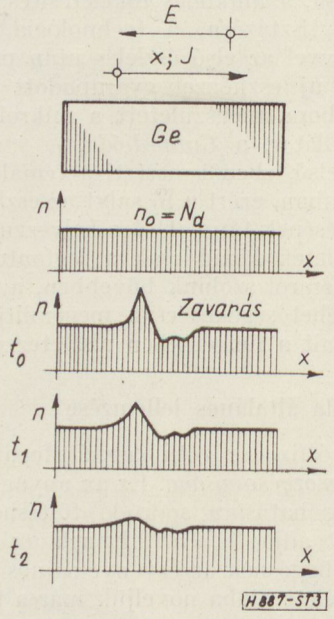
Ha pl. a homogén n-típusú félvezető egy helyén a zavarás folytán lecsökken az elektronsűrűség, ez a pont pozitívvá válik. A semlegesítetlen pozitív töltés térerőt hoz létre, az pedig driftáramot — ami itt a vizsgált helyre való elektron-*visszaáramlást* jelent: az $n = n_0$ állapot stabil. A jelenség hatáslánca: perturbáció → hordozósűrűségváltozás → térerősség → driftáram → ismét sűrűségváltozás.

Ha az egyensúly kvantitatív vizsgálata a célunk, kiinduló összefüggéseinknek éppen a fenti folyamatokat kell rögzíteni. Feltételezzük, hogy az $n_0 = N_d$ egyensúlyi sűrűségeloszlást egy csekély perturbáló tag módosítja

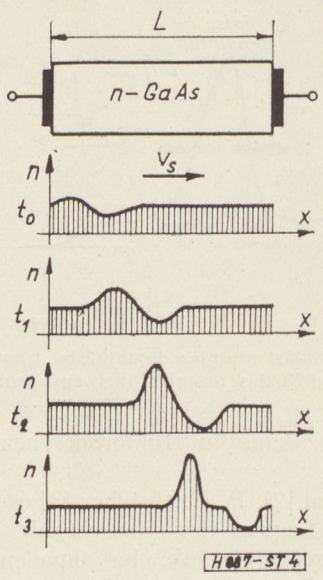
$$n(x,t) = n_0 + v(x,t) = N_d + v(x,t). \qquad (1)$$

A töltéssűrűség és térerősség kapcsolatát a Poisson-egyenlettel vesszük számításba

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{\varrho}{\varepsilon} = \frac{q}{\varepsilon}(n - N_d) = \frac{q}{\varepsilon} v(x,t). \qquad (2)$$



3. ábra. A homogén germániumtömbben a külső behatás megszűntével visszaáll az $n = n_0$ egyensúlyi állapot



4. ábra. A küszöbtérerősség felett táplált n-GaAs tömbben instabilitás lép fel

A térerősség által okozott driftáramot a

$$j = -qnv_s(E) = -qn\mu E \tag{3}$$

összefüggés határozza meg, az áram és a töltéshordozósűrűség kapcsolatát pedig a folytonossági egyenlet adja:

$$\frac{\partial j}{\partial x} = -\frac{\partial \varrho}{\partial t}. \tag{4}$$

E négy összefüggésből a $v \ll n_0$ többlet-elektronsűrűség differenciálegyenletére jutunk

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{qn_0\mu}{\varepsilon} v.$$

Ennek megoldása a $\tau = \frac{\varepsilon}{qn_0\mu}$ jelöléssel

$$v(x, t) = v(x, 0)e^{-\frac{t}{\tau}}. \tag{5}$$

A megzavart, majd magára hagyott rendszerben tehát az elektronsűrűség nem egyensúlyi összetevője exponenciálisan csökken. A stabilis egyensúlyi helyzet visszaállásának τ időállandóját *dielektromos relaxációs időnek* nevezzük.

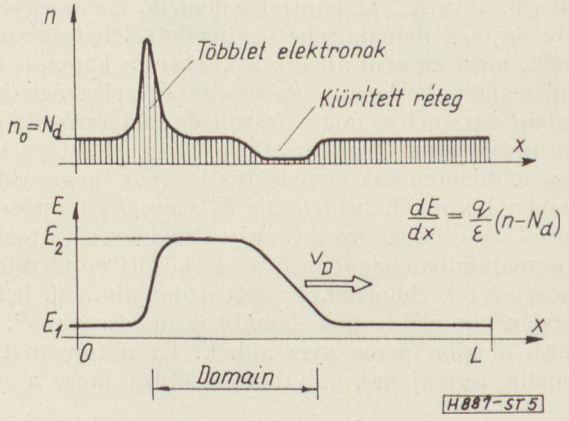
A nem egyensúlyi elektronsűrűség komponens a zavarás megszűnésével feltétlenül csökkenő tendenciát mutat. Ez a megállapítás legalább addig érvényes, amíg a relaxációs idő pozitív. Az elektromosan nem táplált félvezető kristályban nem is várhatunk mást. Az ellentétes folyamat — egy kezdeti perturbáció folytonos növekedése — ugyanis pozitív és negatív töltések szétválasztását jelenti, és nincs forrás, ami az ehhez kapcsolódó energianövekedést fedezné. Más a helyzet, ha a kristály végei között feszültség van és benne áram folyik. Ekkor már lehetséges, hogy a félvezető által felvett egyenáramú energia egy része a dielektromos relaxációval ellentétes folyamatot táplál.

Ez történik, ha az n-galliumarzenid kristályban igen nagy térerősséget hozunk létre. Láttuk, hogy egy térerősségküszöb felett a differenciális mozgékonyság negatív, ezért a vele arányos τ dielektromos relaxációs idő is az. A valamely zavarás által létrehozott nem egyensúlyi elektronsűrűség most nem hogy csökkenne, de exponenciálisan növekszik. Az $n_0 = N_d$ egyensúlyi állapot *instabillá* válik. τ az instabilitás kialakulásának gyorsaságára jellemző, ezért itt *felépülési időnek* nevezzük.

A 4. ábrán a kritikus térerősség felett táplált n-galliumarzenid minta elektronsűrűség-hely függvényét láthatjuk. Az egymást követő pillanatokra vonatkozó diagramok szemléletes képet adnak az instabilitás fellépéséről. A töltéshordozó hullám a növekedéssel egyidőben helyét is változtatja, mert az instabilitás energetikai okokból csak egyenáramú táplálás mellett lehetséges, akkor pedig az elektronok v_s drift sebességgel áramlanak. Az instabilitás a sodródó elektronfelhőben jön létre, és az egyre növekvő töltéshullám együtt sodródik az azt alkotó elektronokkal.

Az E_K küszöbnél nagyobb térerősséggel táplált galliumarzenid kristályban azonnal megindul a sűrűséghullám kiépülése, az egyensúlyból való „kibillentéshez" az elektronsűrűség termikus eredetű statisztikus ingadozása is elegendő. A növekvő elektronhullám egyben növekvő tértöltés-hullámot is jelent; utóbbihoz viszont egyre nagyobb amplitudójú térerősség ingadozás kapcsolódik. Ez az egyentérre szuperponálódó térerősséghullám végül annyira megnő, hogy „túlvezérli" a $v_s(E)$ karakterisztikát a pozitív mozgékonyságú tartományba. A növekedés lelassul, majd le is áll; a kialakult tértöltéshullám ezután változatlan formában sodródik tovább a kristályban.

Az 5. ábrán egy ilyen kialakult elektronsűrűség hullámot és a hozzátartozó térerősség-eloszlást láthatunk (utóbbi a Poisson-egyenlet integrálásával nyerhető). A minta nagy részében a viszonylag kicsiny E_1 térerősség uralkodik, és csak egy jól elhatárolt keskeny tartományban — domainben — ugrik a térerősség az E_2 értékre. A domainen kívül és a domain belsejében az elektronsűrűség éppen megegyezik a donorsűrűséggel, semlegesítetlen töltés nincs. Ezekben a zónákban a (2) egyenletnek megfelelően $dE/dx = 0$, a térerősség konstans, ami az 5. ábrán is látható.

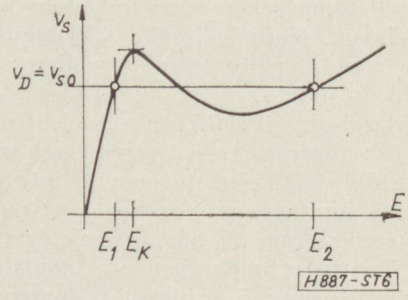


5. ábra. Az instabilitás által okozott elektronsűrűség és térerősséghullám. v_D a nagy térerősségű domain sodródási sebessége

A haladási irány szerinti hátsó domainfalban az elektronsűrűség sokszorosa a donorsűrűségnek, itt tehát negatív tértöltés gyűlik össze — ez okozza a térerősség meredek emelkedését. Az első domainfal kiürített, az elektronsűrűség elenyésző; a donorionok pozitív tértöltése dominál. Ez okozza a térerősség esését. A domain első falában a tértöltéssűrűség nem lehet nagyobb, mint ami a pozitív donorionok sűrűségéből adódik — a hátsó falban ennek sokszorosa is felléphet. Ennek következtében az első domainfal szélesebb, mint a hátsó.

A drift sebesség — térerősség diagramban a kialakult domain egyensúlyi állapotát a 6. ábrán láthatjuk. A domainen kívül és belül azonos az elektronsebesség, különben a domain elektronjai előresietnének, vagy hátramaradnának — ehhez kívül E_1, belül pedig E_2 térerősség tartozik.

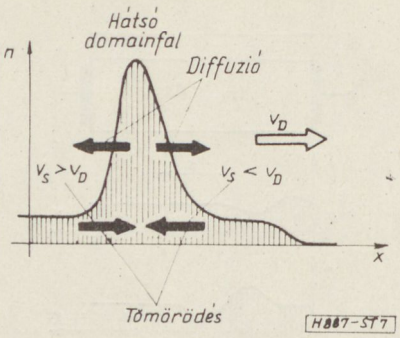
A Gunn-effektus lényeges vonásait elmondottak alapján összefoglaljuk. Az n-galliumarzenid kristályt a küszöbtérerősség felett táplálva az elektroneloszlás instabilitása lép fel. Egy viszonylag gyors felépülési folyamat eredményeként a kristályban nagy térerősségű sodródó domain alakul ki. Amíg ez a domain el nem éri a kristály határát, további instabilitás nem jelentkezik, ugyanis a domainen kívüli E_1 térerő kisebb a küszöbtérnél. Ilyen értelemben tehát a kialakult domain dinamikus egyensúlyi állapotáról beszélhetünk. Ha a domain kifutott



6. ábra. A domainegyensúly ábrázolása a v_s—E diagramban

a kristályból, a helyzet ismét instabil. Újra és újra ismétlődik a domainkeletkezés és végigfutás folyamata, a kristály árama periodikusan változik.

A kialakult domain dinamikus egyensúlyi állapotát a 6. ábra E_1, E_2 pontjai jellemzik. Ez az egyensúly számos domain-sebesség mellett lehetségesnek tűnik, mert ez nem adódik a kristályra kapcsolt feszültségből. A domain szélessége és sebessége két szabad paraméter, míg a feszültség (a térerősség integrálja) csupán egy megkötést ad. Tisztázatlan még a domainfalak egyensúlya is. Igaz, hogy a domainen kívül, ill. belül csak E_1 vagy E_2 térerősség lép fel, és ezekhez azonos elektronsebesség tartozik. A domainfalban azonban E_1 és E_2 között minden térerősség-érték előfordul. Emiatt a domainfalak belső oldalán az elektronok lassúbbak a domainnél, a külső oldalon pedig gyorsabbak. Ez a folyamat a domain formájának folytonos változásához, a domainfalak szakadatlan tömörödéséhez vezetne (7. ábra).



7. ábra. A sodródási áramlás domainfalat tömörítő hatásával a diffúziós áramlás tart egyensúlyt

J. E. Carrol [2], P. N. Butcher [3] és a szerzők [4] rámutattak, hogy a domainegyensúly lehetőségéről mégis meggyőződhetünk, ha figyelembe veszünk egy eddig mellőzött hatást, a diffúziót. Az egyre keskenyedő domainfalban növekszik az elektronkoncentráció gradiense. A koncentrációgradiens által okozott diffúziós áram éppen a domainfal elkeskenyedése ellen hat (7. ábra). Egyensúlyi állapotban a domainfalat tömörítő áramlás egyenlővé válik a diffúziós árammal, a kristály bármely keresztmetszetében az áramsűrűség azonos

$$\left.\begin{aligned} j_{tot} &= j_{diff.} + j_{sodr.} + j_{eltolási} \\ \frac{d}{dx} j_{tot} &= 0 \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

(a j_{tot} totális áramsűrűségben itt az eltolási áram is szerepel, fenti összefüggésünk így a folytonossági egyenletet is tartalmazza).

A totális áramsűrűség összefüggését kirészletezve

$$j_{tot} = qD\frac{\partial n}{\partial x} - qnv_s(E) - \varepsilon\frac{\partial E}{\partial t} \qquad (6a)$$

és a Poisson-egyenletet felhasználva, az $E(x)$ térerősség-hely függvény differenciálegyenletére jutunk (lásd. 2. függelék):

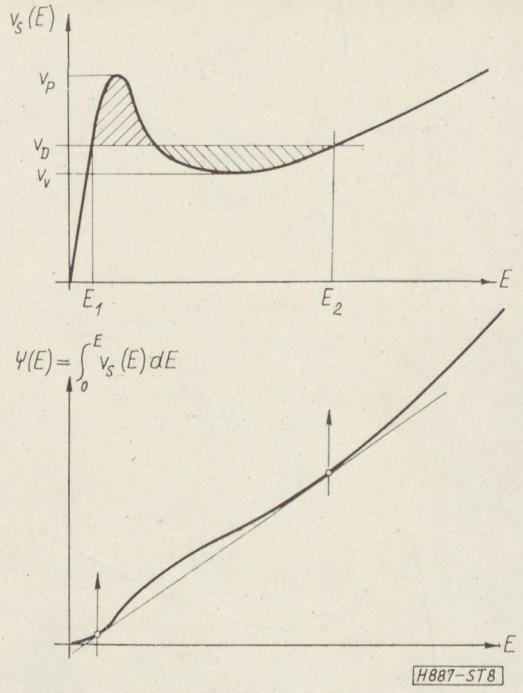
$$0 = \varepsilon D\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - qN_d[v_s(E) - v_{s0}] - \varepsilon\frac{\partial E}{\partial x}[v_s(E) - v_D] \qquad (7)$$

ahol v_D a domain-sebesség (a nem változó formájú térerősséghullám továbbhaladási sebessége),
v_{s0} az elektronok sodródási sebessége a domainen kívül.

E két sebességet egyelőre nem tekintettük egyenlőnek, hiszen nincs kizárva, hogy a domain a sodródó elektronfelhő felett előre vagy hátra gördül. A (7) differenciálegyenlet egyszeri integrálása a $v_s(E)$ függvénykapcsolat felhasználása nélkül is lehetséges és hasznos eredményekre vezet.

Az integrált E_1 és E_2 határok között írjuk fel (az integrálási tartomány, tehát lehet akár az első, akár a hátsó domainfal)

$$\int_{E_1}^{E_2}[v_s(E) - v_D]dE + (v_D - v_{s0})N_d\int_{E_1}^{E_2}\frac{dE}{n} = D\left[\frac{\partial E}{\partial x} - \frac{qN_d}{\varepsilon}\ln\left(1 + \frac{\varepsilon}{qN_d}\frac{\partial E}{\partial x}\right)\right]_{E_1}^{E_2} \qquad (8)$$



8. ábra. Lapos tetejű domain dinamikus egyensúlyának feltétele: *a)* az egyenlő területek szabálya, *b)* érintő egyenes módszer

Mivel a $\partial E/\partial x$ mennyiség mind a domainen belül, mind pedig azon kívül zérus (5. ábra), az egyenlet jobb oldala eltűnik. A bal oldal első tagja független attól, hogy melyik falra integrálunk, míg a másik tagban levő integrál az első ill. a hátsó falra bizonyosan eltérő értéket ad. Az egyenlet ennek dacára mindkét domainfalra érvényes — ez csak akkor lehetséges, ha a bal oldal másik tagja eltűnik, vagyis

$$v_D = v_{s0}, \tag{9}$$

egyenletünk tehát

$$\int_{E_1}^{E_2} [v_s(E) - v_D]\,dE = 0 \tag{10}$$

Ez a Butcher [3] és a szerzők [5] által felismert összefüggés az *„egyenlő területek szabálya"*. Segítségével határozhatjuk meg a v_D domain sebességet. Az elnevezés magyarázatát a 8. ábra adja: a (10) összefüggés a vonalkázott területek egyenlősége esetén teljesül.

A domainsebesség közelítő meghatározására szerzők a következő összefüggést találták [5]:

$$v_D = 0{,}16 v_p + 0{,}84 v_v \tag{11}$$

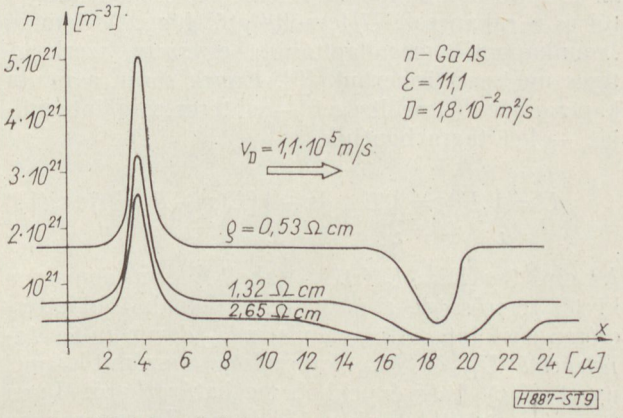
ahol v_p és v_v a v_D függvény maximum, ill. minimumpontjához tartozó driftsebesség. v_D pontosabb meghatározására a szerzők egyszerű grafikus módszert javasoltak [6]. A módszer alapja a $v_s(E)$ görbe integrálfüggvénye

$$\psi(E) = \int_0^E v_s(E)\,dE$$

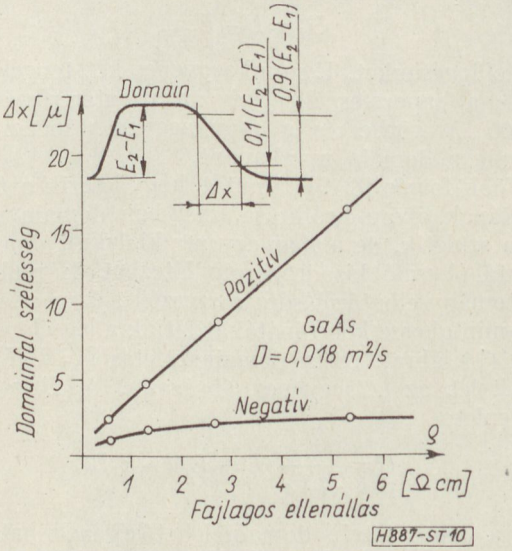
amit analitikus vagy numerikus módszerekkel nyerhetünk (8*b* ábra). Rajzoljuk meg a ψ függvényt alulról két pontban érintő egyenest. A két érintési pont kiadja az E_1 és E_2 térerősségeket, az érintő meredeksége a v_D domainsebesség. A módszer helyessége könnyen igazolható — kimutatva, hogy teljesíti mind az egyenlő területek szabályát, mind pedig a $v_s(E_1) = v_s(E_2) = v_D$ mellékfeltételeket.

A (7) differenciálegyenlet (8) első integrálja módot nyújt a domain pontos alakjának meghatározására is. A $v_s(E)$ függvényt behelyettesítve és a differenciálegyenletet megoldva a domain térerősség-helyfüggvényét, ill. töltéssűrűség-hely függvényét kapjuk. Ez a megoldás azonban csak numerikus módszerekkel lehetséges. A domain egyensúllyal kapcsolatos vizsgálataink [4, 7, 8] során itt számítógéphez folyamodtunk. A számítógépi munka egyes eredményeit a 9, és 10. ábrán közöljük.

Megállapítottuk, hogy a domainen kívüli ill. belüli E_1 és E_2 térerősséget az egyenlő területek szabálya egyértelműen meghatározza. Mivel az $U = \int E dx$ összefüggésnek is teljesülnie kell, a kapocsfeszültség változásával az E_1 és E_2 részaránya, vagyis a domainszélesség változik. Ha a kialakult domain sodródása



9. ábra. Elektronsűrűség-eloszlás különböző fajlagos ellenállású mintákban (számítógépi eredmény)



10. ábra. Az anódoldali (pozitív tértöltésű) és a katódoldali (negatív tértöltésű) domainfal szélessége a fajlagos ellenállás függvényében (számítógépi eredmény)

közben a kristályra kapcsolt feszültség folyamatosan csökken, a domain egyre keskenyebb lesz. Végül a két domainfal összeér és elvész az $E(x)$ függvény lapostetejű jellege. A feszültség kismértékű tovább csökkenése sem fojtja még el a domaint, a térerősségeloszlás azonban most háromszöghöz hasonló lesz, E_2-nél kisebb maximális térerősséggel (11. ábra).

A háromszög-domain is dinamikus egyensúlyi állapotot jelent, eddigi levezetéseink — csekély módosítással — most is érvényesek. Az egyenlő területek szabálya most a 12*a* ábra szerinti. Az ábrából jól látható, hogy a lapos tetejű domain esetéhez képest lecsökkent a térerősség-maximum és megnőtt a térerősség-minimum, valamint a domainsebesség. Háromszög-domain sok különböző $v_D - E_{max}$ értékpár mellett lehetséges. Ezeket a $v_s - E$ koordinátarendszerben ábrázolva, a Gunn-effektus ún. *dinamikus karakterisztikáját* nyerjük. Ez a dinamikus görbe könnyen származtatható a már említett grafikus módszerrel is (12*b* ábra). Most a $\varphi(E)$ függvényt egy pontban érintő, másikban metsző egyenesek jelölik ki a térerősség-maximumot, a domain-sebesség itt is az egyenes hajlásszögéből adódik.

Az, hogy háromszög vagy lapos tetejű domain alakul-e ki a kristályban, a félvezető L hosszúságától és a rákapcsolt U feszültségtől függ. A domain „munkapont" megállapítására egyszerű szerkesztéses módszert ismerünk [9]. Ennek során a minta kapcsain levő feszültséget — a térerősség integrálját — két tagra bontjuk

$$U = \int_L E\,dx = \int_L E_{min}\,dx + \int_L [E(x) - E_{min}]\,dx \quad (13)$$

Az első tag $E_{min} \cdot L$ értékű (ahol E_{min} a domainen kívüli térerősség), a második a domain-többlettérerősségének integrálja, vagyis az U_D *dommain-többletpotenciál* U_D és E_{min} kapcsolata a számítógéppel nyert $E(x)$ függvényekből meghatározható. Ilyen függvénygörbét látunk a 13. ábrán. Ugyanezekben a koordinátákban egyenes ábrázolja a (13) egyenletből nyerhető

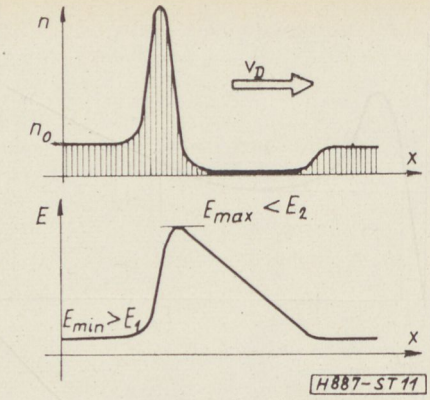
$$U_D = U - E_{min} \cdot L. \quad (13a)$$

összefüggésünket. E munkaegyenes két tengelymetszete a kapocsfeszültség és az átlagtérerősség. Az $U_D(E_{min})$ görbe és a munkaegyenes metszéséből adódik a domain munkapont.

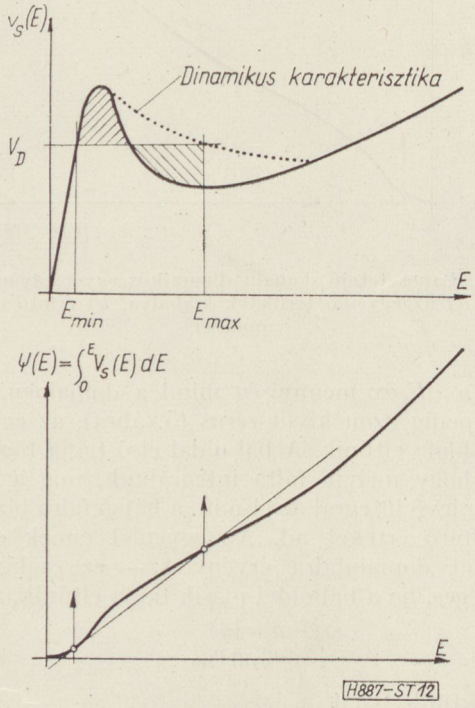
Több forrás [8, 9] rámutat, hogy létezik a Gunn-diódának olyan beállítása, melyben domain ugyan nem születik, de a már egyszer kialakult domain a mintából való kisodródásáig létezhet. E működési tartomány elhatárolására a szerzők a kapocsfeszültség-mintahossz koordinátákat látják a legcélszerűbbnek (14. ábra). Itt a domainszületés $E = U/L \geq E_K$ feltételét az A egyenes ábrázolja. A B egyenes egyenlete

$$U = \frac{\varepsilon}{2qN_d}(E_2 - E_1)^2 + E_1 L. \quad (14)$$

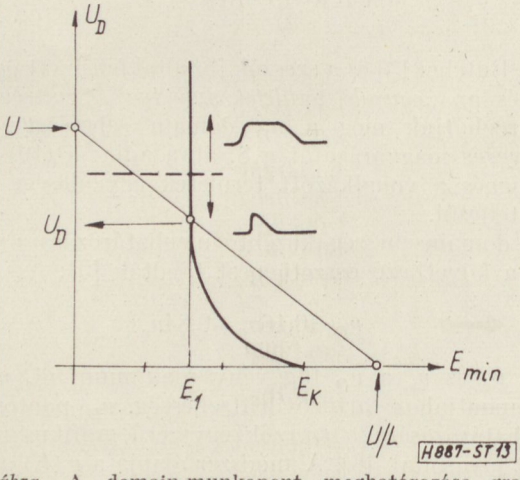
Ez a lapos tetejű domain lehetőségének határa a diffúzió elhanyagolásával. Nagy kristályhossznál a B egyenes A alatt fut, vagyis domain nem születhet, de létezhet [8].



11. ábra. Elektronsűrűség és térerősség-eloszlás háromszög-domain esetén



12. ábra. Háromszög-domain dinamikus egyensúlyának feltétele: *a)* az egyenlő területek szabálya, *b)* érintő-metsző egyenes módszer

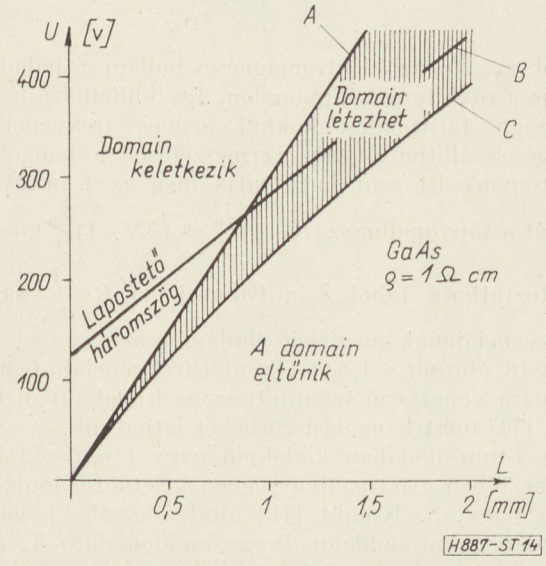


13. ábra. A domain-munkapont meghatározása grafikus módszerrel: a függőleges tengelyen a mintára kapcsolt U feszültségnek megfelelő pontot a vízszintes tengelyen az U/L átlagtérerősségnek megfelelő ponttal összekötve, a metsző egyenes és a görbe metszéspontja megadja a domain-többletpotenciált és a maximális térerősséget

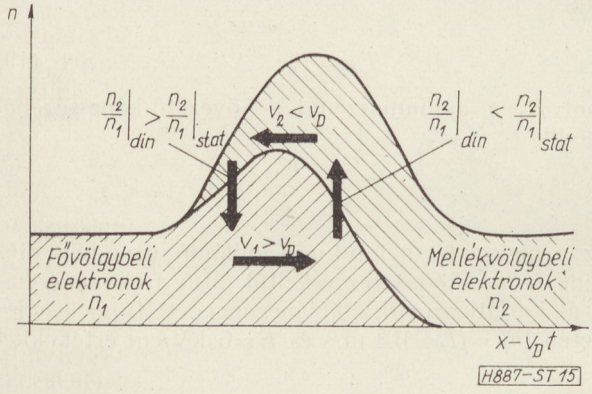
A 13. ábra munkaegyenes szerkesztéses módszere segítségével a háromszög-domain létezési határát is kijelölhetjük (14. ábra *C* görbéje). Az *A* és *C* görbe közötti vonalkázott területen domain nem születik, de a létező domain nem hal el. Ha a domainindulás után a munkapont a *C* görbe alá süllyed, a domain elfojtódik, eltűnik, még mielőtt végigfutott volna a kristályon.

A domain egyensúlyelmélete kiforrottnak, zártnak látszik, szükséges azonban rámutatni, hogy gondolatmenetünknek vannak sebezhető pontjai. Az egyenlő területek szabályának levezetésénél pl. konstansnak tekintettük a *D* diffúziós állandót — ami a térerősség-változáshoz kapcsolódó nagy elektronhőmérséklet és mozgékonyság-változások mellett már nem teljesen elfogadható.

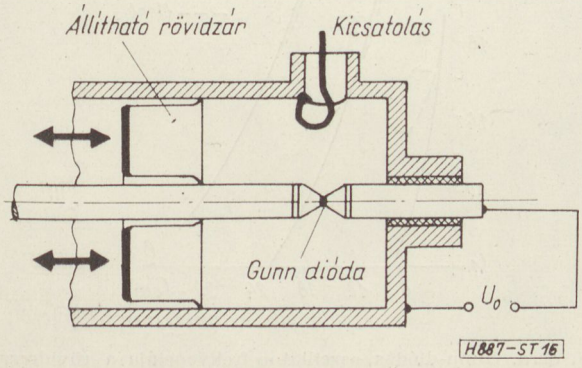
A $v_s(E)$ diagramot feltétlen érvényességűnek tekintettük, holott ez az összefüggés igen gyors térerősség-változások esetén módosul. Az elektronoknak a vezetési sáv fővölgye és a mellékvölgyei közötti átmenete, szóródása ugyanis nem történik végtelenül gyorsan. A szóródás átlagos idejét 10^{-12} ... $5 \cdot 10^{-12}$ s közöttire becsülik. Az előző számításainkból adódó tipikus számadatokkal (a hátsó domainfal-vastagság 1 μm, a domainsebesség 10^5 m/s) látható, hogy 10^{-11} s alatt a teljes domainfal átfut a kristály egy keresztmetszetén és ez már összemérhető a völgyek közötti szóródás idejével. Ha a diffúzió nem volna, akkor a szóródási idő is biztosíthatná a domain dinamikus egyensúlyát. A domainfal elektronjai előresietés, lemaradás és a völgyek közötti kölcsönös szóródás folytán ciklikus mozgást végeznek (15. ábra), és a két völgy közötti elektroneloszlás úgy módosul a sztatikus állapothoz képest, hogy a domainfal minden keresztmetszetében a domainsebességgel egyező az elektronok átlagsebessége. Önmagában ez a kép is hamis, a domainegyensúly tökéletesebb leírását a diffúzió és a szóródási mechanizmus egyidejű figyelembevétele jelenthetné.



14. ábra. Lehetséges üzemállapotok a kapocsfeszültség — mintahossz koordinátákban



15. ábra. A domainfal egyensúlya magyarázható az elektronoknak a fővölgy és mellékvölgyek közötti szóródásával is



16. ábra. Gunn-diódás oszcillátor. A koaxiális üreg mechanikus hangolása az állítható rövidzárral végezhető

A Gunn-diódás oszcillátor

A Gunn-dióda fő alkalmazási területe a mikrohullámú rezgéskeltés. Az üregrezonátorban elhelyezkedő Gunn-dióda (16. ábra) kapocsfeszültsége az U_0 egyenfeszültség és az alaphullámú rádiófrekvenciás áram által létrehozott U_1 rádiófrekvenciás feszültség eredője

$$U(t) = U_0 + U_1 e^{j\omega t} \tag{15}$$

A rezgéskeltő üzemmódja kétféle lehet:

a) ha az $U(t)$ feszültség pillanatértéke minden időpillanatban meghaladja az $E_K L$ küszöbfeszültséget

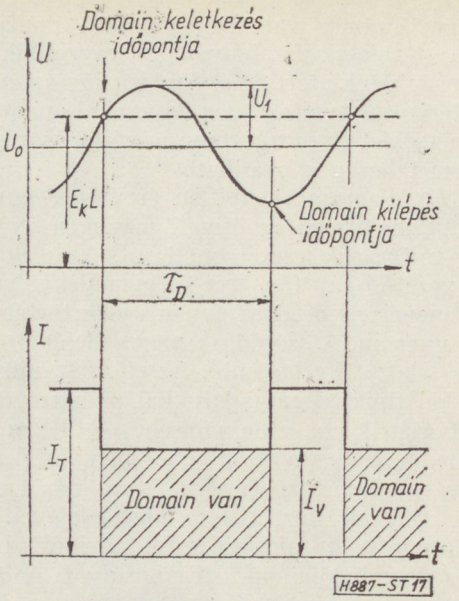
(pontosabban a rádiófrekvenciás összetevő a negatív félperiódus alatt — amikor $U = U_0 - U_1$ — sem csökken a domain fennmaradásához szükséges feszültség alá, lásd 14. ábrát),

az oszcilláció frekvenciáját a domaináthaladás ideje (τ_D) határozza meg. Az L hosszúságú dióda által gerjesztett rezgések frekvenciája

$$f \cong \frac{1}{\tau_D} = \frac{v_D}{L} \tag{16}$$

ahol v_D a domainsebesség. A (16) összefüggés által meghatározott frekvenciára kell hangolni az üregrezonátort.

Mivel a lapos tetejű domain v_D haladási sebessége anyagjellemző jellegű (kb. 10^5 m/s), ebben az üzemmódban a tápfeszültség alig befolyásolja az oszcillációs frekvenciát. M. Shoji ír le egy megoldást, melyben a csonkagúla alakú dióda oszcillációs frekvenciája a tápfeszültség változtatásával kb. 1 : 2 arányban szabályozható [10]. Háromszög-domain esetén a domain haladási sebesség — mint az a 12. és 13. ábrá-



17. ábra. Az üregben oszcilláló Gunn-dióda kapocsfeszültsége és árama. A domain minden periódusban akkor keletkezik, amikor a kapocsfeszültség eléri a küszöbfeszültséget

ból látható, kismértékben változik a feszültséggel, azonban ebben az esetben sem haladja meg a hangolási tartomány a 20—30%-ot. Mivel a disszipáció általában korlátozza az U_0 tápfeszültség maximális értékét, a Gunn-dióda hossza által meghatározott frekvenciájú üzemállapot rendszerint akkor jön létre, ha a Gunn-dióda kis jóságú rezgőkörben helyezkedik el, melyben az U_1 rádiófrekvenciás feszültségamplitúdó kis értékű.

b) Ha az $U(t)$ feszültség pillanatértéke a küszöbfeszültség, ill. a domain fennmaradásához szükséges feszültség alá csökken, a Gunn-diódás rezgéskeltő frekvenciáját az üregrezonátor határozza meg. Ebben az üzemmódban a domainképződés abban a pillanatban indul meg, amikor a Gunn-dióda kapocsfeszültsége éppen eléri a küszöbfeszültséget (17. ábra). A domain jelenlétében a diódán aránylag kis áram folyik át, mert a nagy térerősségű domain aránylag nagy feszültséget vesz fel. A domain τ_D idő után kilép az anódoldalon, és — ha ekkor a feszültség már a küszöbfeszültség alá csökkent, tehát új domain nem képződhet — az áram megnövekszik. Új domain csak a következő rádiófrekvenciás periódusban tud indulni, amikor a feszültség pillanatértéke ismét eléri a küszöbfeszültséget. Küszöbfeszültség körüli egyenáramú táplálás esetén stacionárius rezgési állapot akkor jön létre, ha a domain a negatív félperiódusban lép ki, vagyis

$$\frac{1}{2f} < \tau_D < \frac{1}{f}. \tag{17}$$

Megjegyezzük, hogy a rezgés csak akkor indul meg, ha a tápláló egyenfeszültség értéke meghaladja a küszöbfeszültség értékét, de rezgő állapotban levő Gunn-dióda oszcillációja csak akkor szakad le, ha U_0+U_1 kisebb a küszöbfeszültségnél.

A *b)* alatt tárgyalt, üregrezonátorral meghatározott frekvenciájú üzemmódban az oszcillátor a rezonátorral kb. 1 oktáv tartományban hangolható. A tápfeszültség most is csak kevéssé befolyásolja a frekvenciát. Az oszcillátor frekvencia-modulációja varaktor-dióda beépítésével oldható meg, mely a rezonátor elektromos hosszúságát változtatja. Tápvonalcsonkkal hangolt Gunn-oszcillátor esetén a *b)* üzemmódban több rezgési módus lehetséges. A szerzők által végzett elvi vizsgálat alapján (l. Függelék) a rezgések frekvenciája,

$$f = \frac{1}{\tau_D} \frac{N}{1+2\frac{\tau_h}{\tau_D}} \tag{18}$$

ahol $\tau_h = l/c$ az elektromágneses hullám áthaladási ideje a rövidrezárt tápvonalon. Így különböző hosszúságú tápvonalcsonkokkal azonos frekvenciájú rezgések állíthatók elő. Természetesen a hangolási tartomány itt sem haladhatja meg az 1 oktávot, tehát a tápvonalhossz $(N-1)\frac{\lambda_0}{2}$ és $(2N-1)\frac{\lambda_0}{2}$ között változtatható (ahol λ_0 a Gunn-dióda $f_0=\frac{1}{\tau_D}$ saját frekvenciájának megfelelő hullámhossz).

A 18. ábrán $f_0 = 1{,}85$ GHz saját frekvenciájú Gunn-diódára vonatkozó számított és az irodalomban közölt [11] mért hangolási görbéket láthatunk.

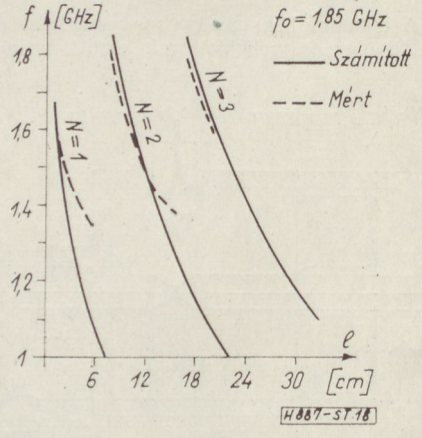
A Gunn-diódában kialakuló nagy térerősség következtében a térfogategységben keletkező Joule-hő igen nagy. S. Knight [12] által végzett vizsgálat alapján a katódoldalon (vagy anódoldalon) T_0 hőmérsékleten levő végtelen hőkapacitású hűtőlemezre csatlakozó dióda másik oldalának hőmérséklete

$$T_M = T_0 e^{\frac{\sigma E^2 L^2}{2K_1}} \tag{19}$$

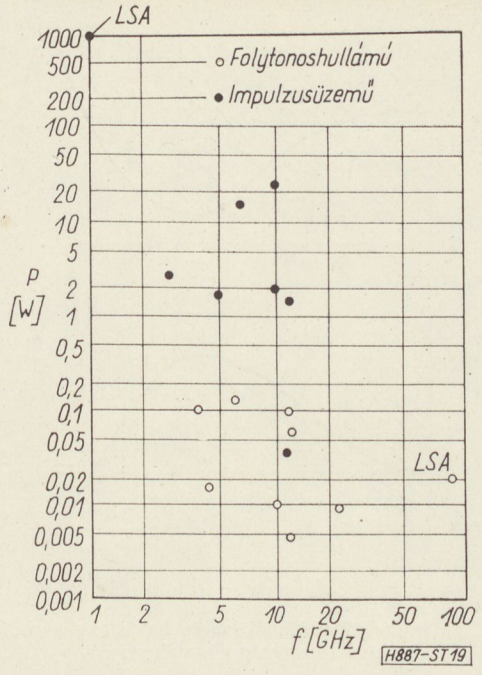
ahol K_1 a galliumarzenid $\varkappa$ hővezető-képességéből adódik

$$\varkappa = \frac{K_1}{T}.$$

Ez a melegedés a folytonos hullámú üzemben működő Gunn-diódás rezgéskeltők alsó frekvencia-határát korlátozza. Pl. 400° megengedett túlmelegedés esetén ($v_D = fL = 10^5$ m/s és $E = 5$ kV/cm értékekkel



18. ábra. Gunn-diódás oszcillátor frekvenciája a rövidrezárt tápvonal hosszának függvényében. Több rezgési modus lehetséges



19. ábra. Gunn-diódás oszcillátorokkal elért teljesítményértékek

számítva) a σ vezetőképességű anyagból olyan hosszúságú Gunn-dióda készíthető, melynek frekvenciája legalább

$$f \geqq 2{,}5\sqrt{\sigma}\ \text{GHz} \tag{20}$$

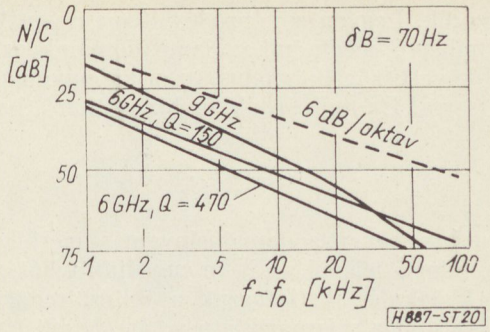
A melegedés a frekvencia növelésének nem szab határt, azonban a domainfelépülési idő következtében a nagyobb frekvenciákon működő Gunn-diódás oszcillátorok hatásfoka kisebb. A 19. ábrán irodalmi adatok alapján [13, 14, 15, 16] tüntettük fel a különböző frekvenciákon elért teljesítményértékeket.

A Gunn-diódás oszcillátor működésére a keletkező zajok is jellemzőek. Kísérleti eredmények szerint [17] az AM zaj jelentős mértékben kisebb az FM zajnál. A FM zaj keletkezése azzal magyarázható, hogy a katód környezetében számos — kb. a Λ Debye-hosszal összemérhető nagyságú — elemi domain alakul ki, azonban a helyi töltéskoncentráció fluktáció következtében nem pontosan azonos időpillanatban. Emiatt az elemi sűrűséghullámokból összenövő domain indulási ideje is ingadozik. Így a Q jóságú tényezőjű üreget gerjesztő áram fázishelyzete kis változásokat szenved és ez az oszcillátor frekvenciamodulációját okozza. G. S. Hobson [17] számítása szerint a 3 dB-es spektrális vonalszélesség

$$b = 0{,}095\,\frac{\pi^2 kT}{\varepsilon \Lambda E_K^2}\cdot\frac{1}{A}\cdot\frac{f_0}{Q} \tag{21}$$

és az f frekvencia környezetében δB sávban fellépő zajteljesítménynek a jelteljesítményhez viszonyított aránya

$$\frac{N}{C} = \frac{1}{2\pi}\,\frac{\delta\,\mathrm{d}B}{\left(\frac{b}{2}\right)^2 + (f-f_0)^2} \tag{22}$$

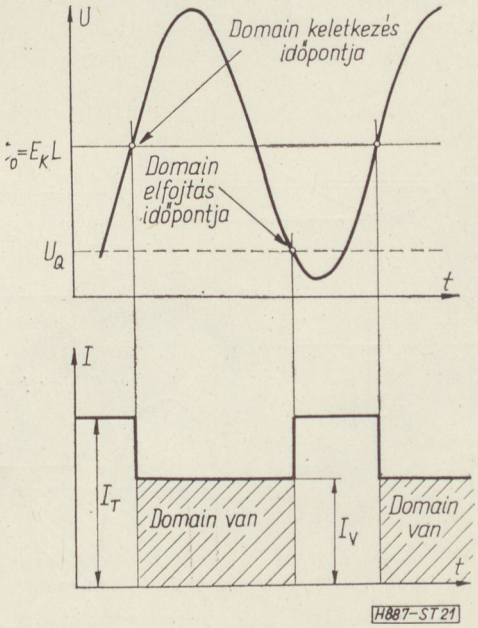


20. ábra. Gunn-diódás oszcillátor FM zaja

vagyis az FM zajteljesítmény 6 dB/oktáv meredekséggel csökken. A kísérleti eredmények 6—9 dB/oktáv csökkenést mutatnak (20. ábra).

Az LSA modus

A korábbiakban megállapítottuk, hogy a τ_D domaináthaladási idő szoros kapcsolatban van a frekvenciával. Azonban 1966 második felében több közlemény számolt be arról, hogy egyes diódákat a vártnál jóval nagyobb frekvenciákon is sikerült rezgésre kényszeríteni. A magyarázat az, hogy az elektromos tér nemcsak indítani, hanem elfojtani is tud domaint (21. ábra). Ha a domainátháladási idő nagyobb, mint a domainlétezési idő, azaz a frekvencia nagyobb az áthaladási idő által meghatározott frekvenciánál, végül is τ_D nem jut szóhoz. Az ábráról azonban látszik, hogy negatív elektronikus admittancia itt is fellép. Így azonban a mintának csak az a része hasznos számunkra, ahol a domain mozog, a többi csak felesleges többlet. Kívánatos, hogy a kristályt végig hasznossá tegyük, hogy ne legyen kitüntetett szakasz, ne képződjék domain. Mint az előbb láttuk, periódusonként képződik domain, majd



21. ábra. Az üregben oszcilláló Gunn-dióda kapocsfeszültsége és árama. A domaint az elektromos erőtér elfojtja, ha a kapocsfeszültség U_Q alá csökken

elnyomódik. Legyen a képződés üteme olyan lassú, hogy mihelyt megindult valami domainképződés, már a következő félperiódus, azaz az elnyomás kerüljön sorra. Ez nyilván akkor biztosítható, ha

$$\tau_{\text{felép}} > \frac{1}{2f}, \tag{23}$$

ugyanakkor legyen a domainelnyomás mértéke nagyobb, mint a felépülésé: Nem engedjük tehát a domaint kialakulni, korlátozzuk a töltésátrendeződés mértékét. Innen származik a név: *korlátozott tértöltés felhalmozás módus.* (Limited Space-Charge Accumulation).

Megvizsgálandók az alábbi kérdések:

a) aktív-e az eszköz ebben a modusban?

b) mi a feltétele az LSA modusnak?

Az első kérdés vizsgálatánál feltételezzük, hogy a tértöltéskorlátozás meg van oldva, és hely szerinti perturbáció nincsen. Ebben az esetben E csak az idő függvénye

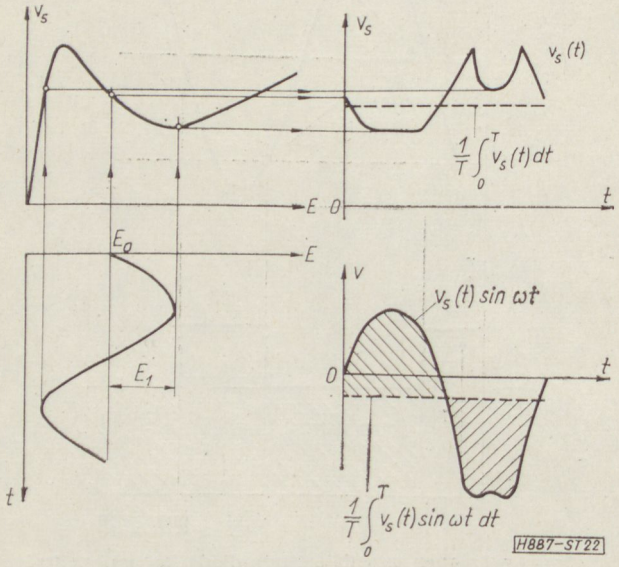
$$E(t) = E_0 + E_1 \sin \omega t. \tag{24}$$

Vizsgáljuk meg, hogy ebben az esetben egyetlen elektron milyen energia-kölcsönhatásba lép az egyenáramú térrel és a rádiófrekvenciás térrel. Az elektron egy periódus alatti energiafelvétele

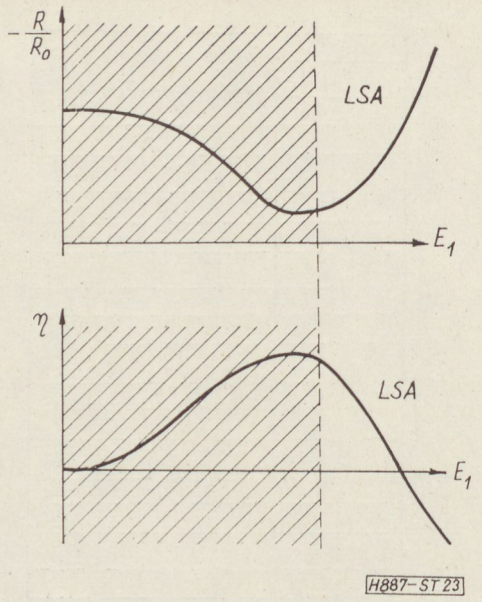
$$p_{DC} = qE_0 \frac{1}{T} \int_0^T v_s(t)\, dt, \tag{25}$$

$$p_{RF} = qE_1 \frac{1}{T} \int_0^T v_s(t) \sin \omega t\, dt. \tag{26}$$

Könnyen belátható, hogy ha kivezérlés negatív mozgékonyságú tartományra esik, p_{RF} negatív lesz, vagyis az elektron nem felvesz, hanem lead rádiófrekvenciás teljesítményt (22. ábra).



22. ábra. A Gunn-dióda aktív elemként viselkedik, ha az egy periódusra átlagolt differenciális mozgékonyság negatív



23. ábra. A Gunn-dióda ellenállása és hatásfoka a rádiófrekvenciás térerősség függvényében

Az átalakítási hatásfok

$$\eta = -\frac{p_{RF}}{p_{DC}}. \tag{27}$$

Az összes rádiófrekvenciás teljesítmény

$$P_{RF} = n_0 A L p_{RF} \tag{28}$$

és az eszköz negatív ellenállása

$$R = \frac{(E_1 L)^2}{2P_{RF}}. \tag{29}$$

Ezt az értéket célszerű a dióda $R_0 = \frac{1}{\sigma}\frac{L}{A}$ kisterű ellenállására vonatkoztatni, és így

$$\frac{R}{R_0} = \frac{(E_1 L)^2 \sigma A}{2n_0 A L p_{RF} L} = \frac{\sigma}{2n_0}\frac{E_1^2}{p_{RF}} = \frac{q\mu}{2} f(E_1; E_0). \tag{30}$$

A hatásfokot és az ellenállást a 23. ábra szemlélteti. Az egyensúlyi állapot akkor alakul ki, amikor a terhelő ellenállás megegyezik a forrás negatív ellenállásával.

A második kérdés a tértöltés-korlátozás módjára vonatkozik. Láttuk az előzőkben, hogy az instabilitás fellépésének milyen az üteme,

$$M(\Delta t) = e^{-\frac{\Delta t}{\tau}} = e^{-\frac{q n_0 \mu_s}{\varepsilon} \Delta t} \tag{31}$$

ill. ennek t_1 és t_2 közötti értéke

$$M(t_1 \to t_2) = e^{-\frac{q n_0}{\varepsilon} \int_{t_1}^{t_2} \mu_s(t)\, dt} \tag{32}$$

Ennek alapján biztosítani kell, hogy

a) az egész periódusra a $\int_0^T \mu_s(t)\, dt$ integrál pozitív

legyen (ehhez az szükséges, hogy a periódus egy részében a differenciális mozgékonyság legyen pozitív),

b) a negatív mozgékonyság félperiódusában a mozgékonyság kicsiny legyen:

Ezek alapján az LSA modus feltételei:

1. A szennyezettség és frekvencia kapcsolata:

$$2\times10^4 < \frac{n_0}{f} < 2\times10^5 \ \frac{1}{\mathrm{cm^3\ Hz}} \qquad (33)$$

2. A terhelő ellenállás az ábra LSA-val jelölt területébe essék.

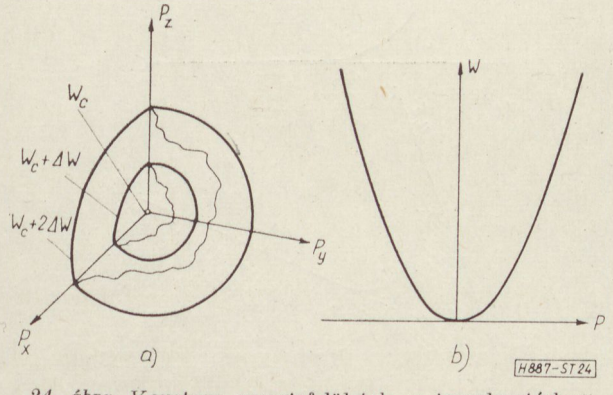
Látható, hogy az LSA modus beállítása nem könnyű, mind az illesztésben, mind pedig a n_0/f viszonyban szűk határokat kell tartani. Jóval homogénebb anyag kell mint a Gunn-modushoz stb. Előnye a nagyobb hatásfok és a nagyobb térfogat következtében nyerhető nagyobb teljesítmény. 2 GHz-en 33 W csúcsteljesítményt értek el 3,4% hatásfokkal, de az ez idő szerinti jóslatok MW nagyságrendű teljesítményekre utalnak.

A Gunn-dióda rezgéskeltésen kívül más célokra is felhasználható, ezekkel az alkalmazásokkal részletesen nem foglalkozunk, csupán az alábbi megjegyzésekre szorítkozunk:

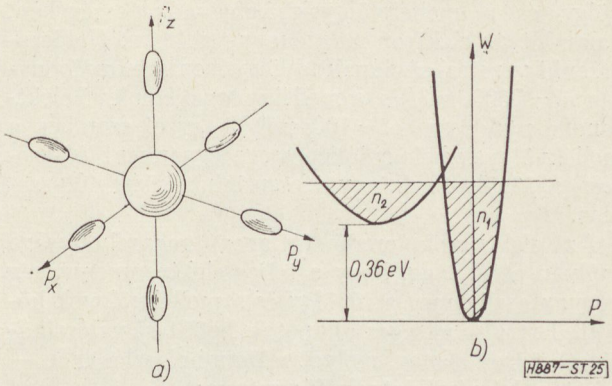
Bár elvileg azt bizonyították, hogy a Gunn-dióda nem stabilizálható negatív ellenállásként, mégis a tapasztalatok szerint nagy fajlagos ellenállású (40—100 Ωcm) mintákkal erősítés érhető el. Ennek magyarázata az lehet, hogy a nagy fajlagos ellenállás következtében a domainfelépülés lassú, és nem is épülhet fel, mert a domain kiürített fala szélesebb lenne mint a minta. Beáll egy sztatikus egyensúly, azonban ez nem feltétlenül egyensúlyi állapot kis perturbációkkal szemben. A minta impedanciájának valós része egyes frekvenciasávokban negatív lehet. Az erősítéssel elért eredmények ez idő szerint még nem túl biztatóak, pl. 10 dB teljesítményerősítés 4 GHz frekvencián 17—32 dB-es zajtényezővel, erős tápfeszültségfüggéssel és aránylag kis sávszélességgel. Kísérletek történtek digitális áramköri alkalmazásokra is.

* * *

A szerzők ezúton mondanak köszönetet Dr. Valkó Iván Péter egyetemi tanárnak munkájuk során tapasztalt értékes támogatásáért és Sárossy József okl. villamosmérnöknek a számítógépi munkában nyújtott segítségért.



24. ábra. Konstans energiafelületek az impulzustérben



25. ábra. GaAs konstans energiafelületei az impulzustérben

Függelék

1. A galliumarzenid sávszerkezete

A félvezető kristályban mozgó elektron számára megengedett és tiltott energiasávok vannak. Az egyes sávokban nem lehet tetszőleges számú elektron, a sáv meghatározott befogadóképességgel rendelkezik. Az elektronok mennyiségét a sávban levő betölthető állapotokon kívül azok betöltésének valószínűsége is befolyásolja. A sávszerkezet kialakulását az alábbi megfontolások alapján kaphatjuk: A kristályrács periodikus potenciálterében az elektronok mozgását a Schrödinger-egyenlet írja le. A kristályrács potenciálterének potenciálfüggvényét a Schrödinger-egyenletbe helyettesítve megkapjuk az elektron hullámfüggvényét

$$\psi(\mathbf{r}) = u(\mathbf{P}, \mathbf{r}) e^{j\frac{\mathbf{P}}{\hbar}\mathbf{r}} \qquad (34)$$

ahol $\boldsymbol{P}$ a kristálybeli impulzus, mely az energiával

$$W = \frac{\boldsymbol{P}^2}{2m_e} \qquad (35)$$

alakú kapcsolatban van, így $\boldsymbol{P} = f(W)$. A $\boldsymbol{P}-W$ összefüggés három dimenzióban ábrázolható. A $\boldsymbol{P}$ tér egyes pontjaival jellemezhetjük az egyes elektronállapotokat. A határozatlansági reláció alapján a megengedett állapotok az impulzustérben egyenletes sűrűséggel helyezkednek el. (35) szerint az energia gömbfelületek mentén állandó (24. ábra). Bonyolódik a helyzet, ha a W = állandó felületek nem gömbök. Vizsgáljuk meg pl. a galliumarzenid vezetési sávjára vonatkozó impulzusteret. A sávszél energiája W_c és itt a kristálybeli impulzus $\boldsymbol{P}=0$. Ha lassan növeljük az energiát W_c-hez képest $W_c+0{,}36$ eV-ig közel gömbfelületeket kapunk, tovább növelve az energiát, középen folytatódik a gömbszerű konstans energiafelületek kialakulása, emellett azonban hat ellipszoidszerű konstans energiafelület is megjelenik (25. ábra). Egy dimenzióban ábrázolva a $P-W$ kapcsolatot, látható, hogy a $W(P)$ függvénynek több minimuma van, azaz mellékvölgyek lépnek fel.

A félvezetőben mozgó elektron mozgásának lényeges jellemzői függenek az energiaállapottól, vagyis attól, hogy az elektron a fővölgyben vagy mellékvölgyben helyezkedik el. Eltérés tapasztalható a fő-

völgy és a mellékvölgyek befogadóképességében, valamint az elektron-mozgékonyságokban. Galliumarzenid vezetési sávjának fővölgyében a mozgékonyság $\mu_1 = 7000$ cm²/Vs, a mellékvölgyekben levő elektronoké mindössze $\mu_2 = 100$ cm²/Vs, ezzel szemben a mellékvölgyek befogadóképessége egyenként 60-szorosa a fővölgyének, együttesen tehát közel 400-szorosa.

Az elektronok eredő (átlagos) mozgékonysága nyilván attól függ, hogy a teljes elektronmennyiség hogyan oszlik meg a fővölgy és a mellékvölgyek között. Ezt a lehetséges állapotok betöltési valószínűsége határozza meg, melyet a Fermi-eloszlás ír le — tehát a hőmérsékletnek függvénye:

$T = 300$ K°-on gyakorlatilag valamennyi elektron a fővölgyben van, tehát az átlagos mozgékonyság megegyezik μ_1-gyel;

$T = 900$ K°-on az elektronok zöme a nagyobb befogadóképességű mellékvölgyekben helyezkedik el, tehát az átlagos mozgékonyság μ_2.

Első pillanatban úgy tűnik, hogy $T = 900$ K°-nak kevés a gyakorlati jelentősége, csakhogy a hőmérséklet a Fermi-eloszlásfüggvényben az elektronok hőmérséklete, azaz átlagenergiája. A kristályráccsl való energiacserében egyensúlyi állapotban hőmérsékleti egyensúly áll fenn, de ha az elektronokkal folytonosan közlünk energiát, azok hőmérséklete nagyobb lesz, mint a kristályrácsé. Az elektronokkal energiát pl. elektromos erőtér segítségével közölhetünk. Az elektronok ugyan időről időre leadják energiájukat — a kristályráccsal ütköznek — azonban átlagsebességük és ezzel hőmérsékletük megnövekszik. Extrém nagy térerősségeknél az elektron hőmérséklete elérheti a 800—900 K°-ot, és így a térerősség növekedésével az elektronok zöme a mellékvölgyekbe kerül át. Ennek alapján — figyelembe véve, hogy a fővölgyben μ_1, a mellékvölgyekben pedig μ_2 érvényes — meghatározható az átlagos sodródási sebesség. Az n-elektron összkoncentrációból legyen $n_1(E)$ a fővölgyben, $n_2(E)$ pedig a mellékvölgyekben. Így az E térerősség hatására keletkező áramsűrűség (a μ_1 és μ_2 mozgékonyságokat térerősségtől függetlennek tekintve)

$$j = q(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)E \tag{36}$$

Ezt az áramot az $n_1 + n_2$ összkoncentráció a v_s átlagos sebességgel való sodródás esetén hozná létre, vagyis

$$v_s(E) = \frac{j}{q(n_1+n_2)} = \frac{n_1\mu_1 + n_2\mu_2}{n_1+n_2} E. \tag{37}$$

Ebből látható, hogy E térerősség esetén az átlagos mozgékonyság

$$\mu_s(E) = \frac{n_1(E)\mu_1 + n_2(E)\mu_2}{n_1(E)+n_2(E)}. \tag{38}$$

A 26. ábrán $n_1/(n_1+n_2)$ és $v_s(E)$, valamint μ_s értékét tüntettük fel a térerősség függvényében.

2. A (7) differenciálegyenlet levezetése

A Poisson-egyenletből nyerhetők a következő összefüggések

$$n = \frac{\varepsilon}{q}\frac{\partial E}{\partial x} + N_d \tag{39}$$

$$\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{\varepsilon}{q}\frac{\partial^2 E}{\partial x^2}. \tag{40}$$

Ezeket a totális áramsűrűség

$$j_{tot} = qD\frac{\partial n}{\partial x} - qnv_s(E) - \varepsilon\frac{\partial E}{\partial t} \tag{41}$$

összefüggésébe helyettesítve

$$j_{tot} = \varepsilon D\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - \varepsilon\frac{\partial E}{\partial x}v_s(E) - qv_s(E)N_d - \varepsilon\frac{\partial E}{\partial t}. \tag{42}$$

A bármely keresztmetszetre azonos totális áramsűrűség a domainen kívül

$$j_{tot} = -qv_{s0}N_d \tag{43}$$

ahol v_{s0} a domainen kívüli elektronsebesség. Ezzel

$$0 = \varepsilon D\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - \varepsilon\frac{\partial E}{\partial x}v_s(E) - qN_d[v_s(E) - v_{s0}] + \\ + \varepsilon\frac{\partial E}{\partial x}v_D - \varepsilon\frac{\partial E}{\partial x}v_D - \varepsilon\frac{\partial E}{\partial t}. \tag{44}$$

A jobb oldal utolsó két tagja a térerősség idő szerinti deriváltja egy v_D sebességű koordinátarendszerre vonatkozóan. Ha v_D-t a domain (mint változatlan formájú térerősséghullám) sebességének tekintjük, e derivált zérus. További átrendezésekkel ez az összefüggés a

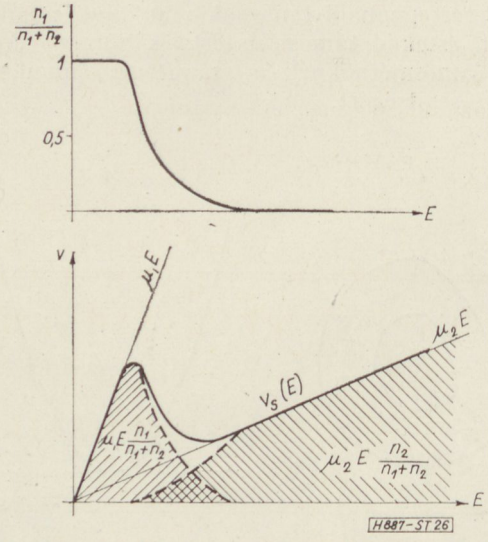
$$0 = \varepsilon D\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - qN_d[v_s(E) - v_{s0}] - \varepsilon\frac{\partial E}{\partial x}[v_s(E) - v_D] \tag{45}$$

alakra hozható.

3. Tápvonalcsonkokkal hangolt Gunn-oszcillátor rezgési modusai

Számítási feltételek:

1. A tápláló egyenfeszültség megegyezik a Gunn-dióda küszöbfeszültségével.
2. A domainkeletkezése és -kilépés ideje elhanyagolható az áthaladás idejéhez képest.

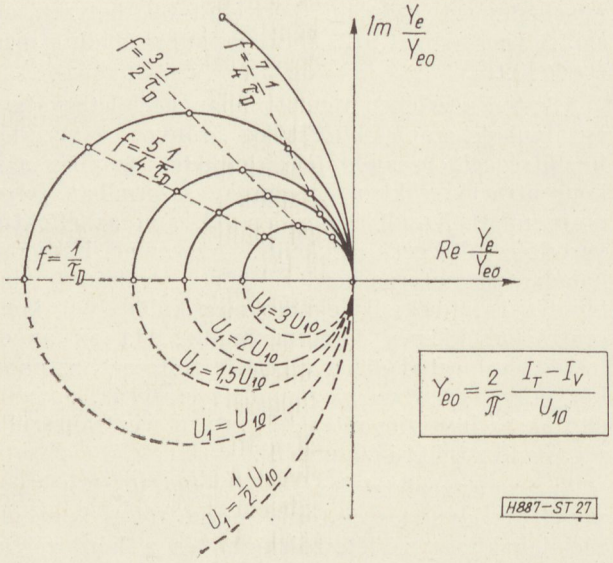


26. ábra. Az átlagos mozgékonyság származtatása

3. Lapos tetejű domain, elhanyagolható vastagságú domainfalak.
4. A domaináthaladás tartama alatt az áram I_V, domain nélkül pedig I_T.

A nullátmenet pillanatában induló domain által létrehozott áram alaphullámú összetevője

$$I_1=\frac{2}{\pi}(I_T-I_V)\sin\frac{\pi\tau_D}{T}\,e^{-j\left(\frac{\pi}{2}+\frac{\pi\tau_D}{T}\right)}. \qquad (46)$$



27. ábra. Gunn-dióda elektronikus admittanciája

Így a Gunn-dióda elektronikus admittanciája

$$Y_e=\frac{I_1}{U_1}=\frac{2}{\pi}\,\frac{I_T-I_V}{U_1}\sin\frac{\omega\tau_D}{2}\,e^{-j\left(\frac{\pi}{2}+\frac{\omega\tau_D}{2}\right)}. \qquad (47)$$

A 27. ábrán az elektronikus admittancia helygörbéjét tüntettük fel. Látható, hogy a rezgési amplitúdó növekedése csökkenti az elektronikus admittanciát: ez stabil rezgési állapot kialakulását teszi lehetővé. A stacionárius rezgési állapot feltétele Y külső terhelés esetén

$$Y_e+Y=0. \qquad (48)$$

Hangolóelemként l hosszúságú, Z_0 hullámellenállású veszteségmentes rövidrezárt tápvonalcsonkot alkalmazunk, melynek admittanciája

$$Y=-j\,\frac{1}{Z_0}\,\mathrm{ctg}\,\frac{2\pi l}{\lambda}. \qquad (49)$$

Ezek alapján a $G_t=1/Z_0$ terhelésű Gunn-diódás oszcillátor rezgésének fázisfeltétele

$$2\pi\frac{l}{\lambda}+N\pi-\frac{\pi}{2}=\mathrm{arc}\;Y_e=-\frac{\pi}{2}-\frac{\omega\tau_D}{2}.$$

Ebből a rezgési frekvencia

$$f=\frac{N}{\tau_D+2\frac{l}{c}} \qquad (50)$$

ahol N egész szám, de $0{,}5<f\tau_D<1$.

IRODALOM

1. *Gunn, J. B.:* Instabilities of Current in III—V Semiconductors. IBM Journ. Res. & Dev. 1964. ápr. 141—159. old.
2. *Carrol, J. E.:* Domain Stability in the Gunn Effect. Electronics Letters, 1965. szept. 189—190. old.
3. *Butcher, P. N.:* Theory of Stable Domain Propagation in the Gunn Effect. Physics Letters, 1965. dec. 15, 546—547. old.
4. *Székely V.—Tarnay K.:* Dinamikus domainegyensúly Gunn-diódákban. Kézirat, 1966 (anyaga megjelent a [8] alatt hivatkozott közleményben)
5. *Tarnay, K.:* The Domain Transit Time in Gunn Diodes. Proc. IEEE. 1966. dec. 2001—2002. old.
6. *Székely V.—Tarnay K.:* Egyszerű grafikus módszer a dinamikus domainegyensúly meghatározására. Kézirat, 1966 (anyaga megjelent Dr. Tarnay K.: Különleges elektronikus elemek, Tankönyvkiadó, 1967. c. kiadvány 182—183. oldalán; hasonló módszert ad meg H. J. Kroemer az IEEE Transactions on Electron Devices 1967. szeptemberi számában megjelent cikkében a 480. oldalon)
7. *Székely V.:* A Gunn-dióda (megjelent a Valkó—Kocsis—Székely—Tarnay: A félvezetőtechnika legújabb irányzatai, OMFB tanulmány Bp. 1966. okt. kiadvány 125—141 oldalán)
8. *Tarnay K.:* Semiconductor Device Theory. Az Uppsalai Egyetem Fizikai Intézetének kiadványa, 1966. jún.
9. *Butcher, P. N.—Fawcett, W.—Hilsum, C.:* A Simple Analysis of Stable Domain Propagation in Gunn Effect. Brit. Journ. of Appl. Phys. 1966. jul. 841—850. old.
10. *Shoji, M.:* A Voltage Tunable Gunn Effect Oscillator. Proc. IEEE. 1967. jan. 131—132. old.
11. *Robson, P. N.—Mahrous, S. M.:* Some Aspects of Gunn Effect Oscillators. The Radio and Electronic Engineer, 1965. dec. 345—352. old.
12. *Knight, S.:* Heat Flow in n++-n-n+ Epitaxial GaAs Bulk Effect Devices. Proc. IEEE. 1967. jan. 112—113. old.
13. *Hakki, B.—Irvin, J. C.:* CW Microwave Oscillations in GaAs. Proc. IEEE. 1965. jan. 80. old.
14. *Quist, T. M.—Foyt, A. G.:* S-Band GaAs Gunn Effect Oscillators. Proc. IEEE. 1965. márc. 303—304. old.
15. *Ebersol, E. T.:* LSA Promises Power at mm Waves Microwaves, 1967. febr. 10—12. old.
16. The Gunn Effect. Electronics, 1967. márc. 6. 134—139. old.
17. *Hobson, G. S.:* Source of FM Noise in Cavity-Controlled Gunn Effect Oscillators. Electronics Letters, 1967. febr. 63—64. old.

LAPUNK PÉLDÁNYONKÉNT MEGVÁSÁROLHATÓ:

V., VÁCI UTCA 10,

V., BAJCSY-ZSILINSZKY ÚT 76. SZÁM ALATTI

HÍRLAPBOLTOKBAN

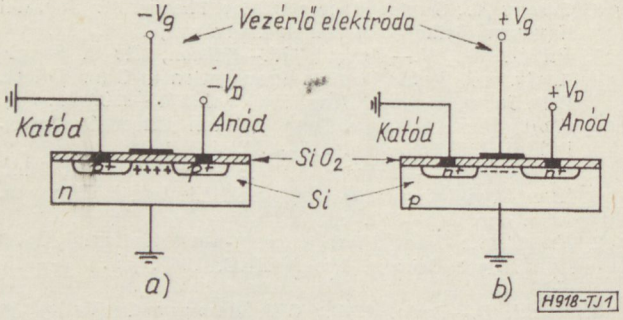
TIHANYI JENŐ
Híradástechnikai Ipari Kutató Intézet

A fém-oxid-szilícium tranzisztorok működése és tervezésük fő szempontjai

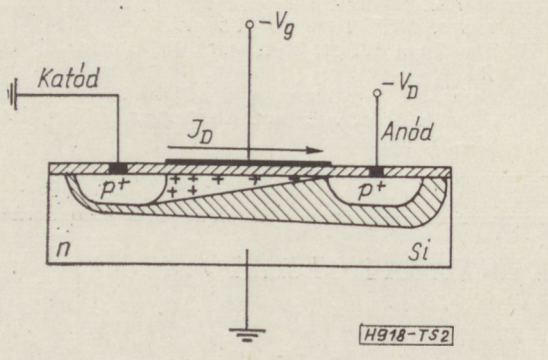
ETO: 621.315.592.4 : 621.382.3.001.2

A MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) térvezérelt tranzisztor elvileg rendkívül egyszerű: alacsony adalékanyag koncentrációjú Si hordozón párhuzamosan kialakított $p-n$ átmenet szigetek, a katód és anód helyezkednek el, a köztük levő zóna felületét pedig oxidréteggel elszigetelt fém vezérlőelektróda borítja. A vezérlőelektródára megfelelő feszültséget kapcsolva a kondenzátorhatás következtében a felületen inverziós réteg keletkezik, amely a katód és anód között vezető összeköttetést létesít. Az inverziós réteg által alkotott csatorna vezetése a vezérlőfeszültségtől függ, ennek változtatásával szabályozható. A térelektróda szigetelése miatt az eszköz bemeneti ellenállása rendkívül nagy, kb. 10^{14} ohm [1, 2, 3]. Két MOS tranzisztor-szerkezet vázlatát mutatja az 1. ábra.

Az 1*a* ábrán vázolt szerkezet alapanyaga n, a katód-, anód- és a csatornavezetés p típusú; az utóbbi miatt ezt a változatot p csatornás MOS tranzisztornak nevezzük. Hasonló alapon létezik n csatornás MOS tranzisztor is, amelynek hordozója p típusú, a katód-, anód- és a csatorna vezetése n típusú (1*b* ábra).



1. ábra. a) p csatornás, b) n csatornás MOS tranzisztorszerkezet vázlata



2. ábra. Az inverziós csatorna és a kiürült tartomány vázlata előfeszített, p csatornás MOS tranzisztorban

Beérkezett: 1968. VII. 10.

A csatornában folyó anódáram kis anódfeszültség esetén tisztán ohmos jellegű, az anódfeszültség növekedésével azonban bonyolultabb helyzet áll elő. A viszonyokat a 2. ábra alapján próbáljuk meg érzékeltetni.

A katód közelében a csatornában a felületegységre eső lyukak száma közelítőleg arányos a vezérlőfeszültséggel. Az anód felé közeledve azonban a p koncentráció csökken, hiszen a csatornában folyó áram miatt feszültségesés lép fel, ami az effektív vezérlőfeszültséget csökkenti. Az anód irányába haladva a csatorna-hordozó közti záróirányú előfeszítés is növekszik, emiatt még külön lyuk koncentrációcsökkenés következik be. Ha az anódfeszültség meghaladja a vezérlőfeszültséget, az anód közvetlen közelében megszűnik a csatorna, ugyanis eltűnik az inverziós réteget fenntartó vezérlőfeszültség. Beáll a telítési állapot [3].

Az áramegyenletek levezetéséhez a (V_g, V_h) függvényt (az inverziós csatorna mozgó töltés koncentrációjának a vezérlőfeszültségtől és a hordozócsatorna előfeszítéstől való függését) kell ismerni.

A felületi inverziós réteg, a MOS tranzisztorok működésének az alapja, a félvezető anyagok felületén a felületre merőleges, megfelelő irányú elektromos térerősség hatására keletkezik. Az elnevezés arra utal, hogy a felület közelében megfordul a vezetés típusa, mintegy $p-n$ átmenet keletkezik. Az inverziós rétegek töltésviszonyainak, potenciáleloszlásának pontos matematikai tárgyalása a bonyolult összefüggések miatt nehézségekbe ütközik. Az irodalomban általában matematikai közelítésekkel tárgyalják a problémát, majd a végképletek radikális egyszerűsítésével kapják meg a gyakorlatilag használható végeredményt [3].

A dolgozatban más úton közelítjük meg a kérdést. Arra törekszünk, hogy a fizikai szemléletet végig megőrizve, fizikai meggondolások alapján jussunk el azokhoz a képletekhez, amelyek már a MOS tranzisztorok tervezésére is felhasználhatók.

A felületi inverziós réteg

Homogén félvezető anyagban, termikus egyensúlyban bizonyos adalékanyag-koncentráció felett az adalékanyag-koncentráció és a töltéshordozó-koncentráció közel egyenlő; n típusú félvezetőben $n = N_D$. A feltétel a felület közelében is igaz, ha a térerősségnek nincs a felületre merőleges összetevője. Ezt az állapotot a Fermi-nívóval párhuzamos sávszerkezettel jellemezhetjük (3*a* ábra).

A felületre merőleges F elektromos térerősség létrejöttekor a félvezetőben tértöltési tartomány alakul ki,

amelynek össztöltése és a térerősség között a Poisson-egyenlet adja meg az összefüggést:

$$\mathbf{F}=\frac{\partial\psi}{\partial z}\bigg|_{z=0}=-\frac{1}{\varepsilon_{si}}\int_0^{\infty}\varrho(z)\,dz, \qquad (1)$$

ahol ψ az elektromos potenciál, ε_{si} a Si dielektromos állandója, ϱ a töltéskoncentráció. Az elektromos térerősség irányától függően a tértöltés pozitív vagy negatív lehet. Válasszuk meg **F** irányát úgy, hogy a tértöltés pozitív legyen.

Amennyiben a térerősség nem túl nagy, a felületen kompenzálatlan donorokból álló kiürült tartomány keletkezik, a mozgó töltéshordozók koncentrációja az egyensúlyi érték alá csökken [4].

A felület negatív töltéshordozóinak csökkenését a sávszerkezet elhajlásával szemléltethetjük (3*b* ábra).

Elegendő nagy térerősségnél a sávszerkezet elhajlása olyan nagy lesz, hogy a felületen a pozitív töltéshordozók kerülnek túlsúlyba, inverziós réteg keletkezik. Ha a felületi térerősséget V_g feszültséggel előfeszített vezérlő elektróda szolgáltatja, *n* típusú Si-nál negatív vezérlőfeszültséggel lehet az inverziót előidézni (3*c* ábra).

A teljes potenciálesés két tartományra oszlik: egyik az oxidtartomány, ahol a térerősség állandó, a másik a félvezető tértöltési tartománya, amelyben változó a térerősség.

A tértöltési tartományban, a felülethez közeli inverziós rétegben mozgó töltéshordozók találhatók. Ezek koncentrációja az anyag belseje felé haladva fokozatosan csökken, míg eléri a termikus egyensúlyi értéket. Az inverziós réteghez csatlakozik a kiürült tartomány, amelyben a kompenzálatlan donorok képezik a töltést. Tekintsük a kiürült tartomány határának azt a z_0 helyet, ahol $p=N_D$.

A 3*c* ábrán felvázolt potenciálviszonyok között a kiürült tartományon eső feszültség, $\psi_k\cong 0{,}7$ eV. Ehhez a megállapításhoz fel kell tételeznünk, hogy Si alapanyagunk Fermi-szintje közel van a tiltott sáv széléhez. A feltétel $5\cdot 10^{14}/\mathrm{cm}^3$ adalékanyag-koncentrációk felett már teljesül [9].

A Poisson-egyenlet alapján felírhatjuk a következő összefüggést:

$$|\mathbf{F}|=\left|-\frac{\partial\psi_s}{\partial z}\right|=-\frac{1}{\varepsilon_{si}}(Q_i+Q_k)=$$
$$=-\frac{1}{\varepsilon_{si}}\left(\int_0^{z_0}\varrho_i\,dz+\int_{z_0}^{\infty}\varrho\,dz\right). \qquad (2)$$

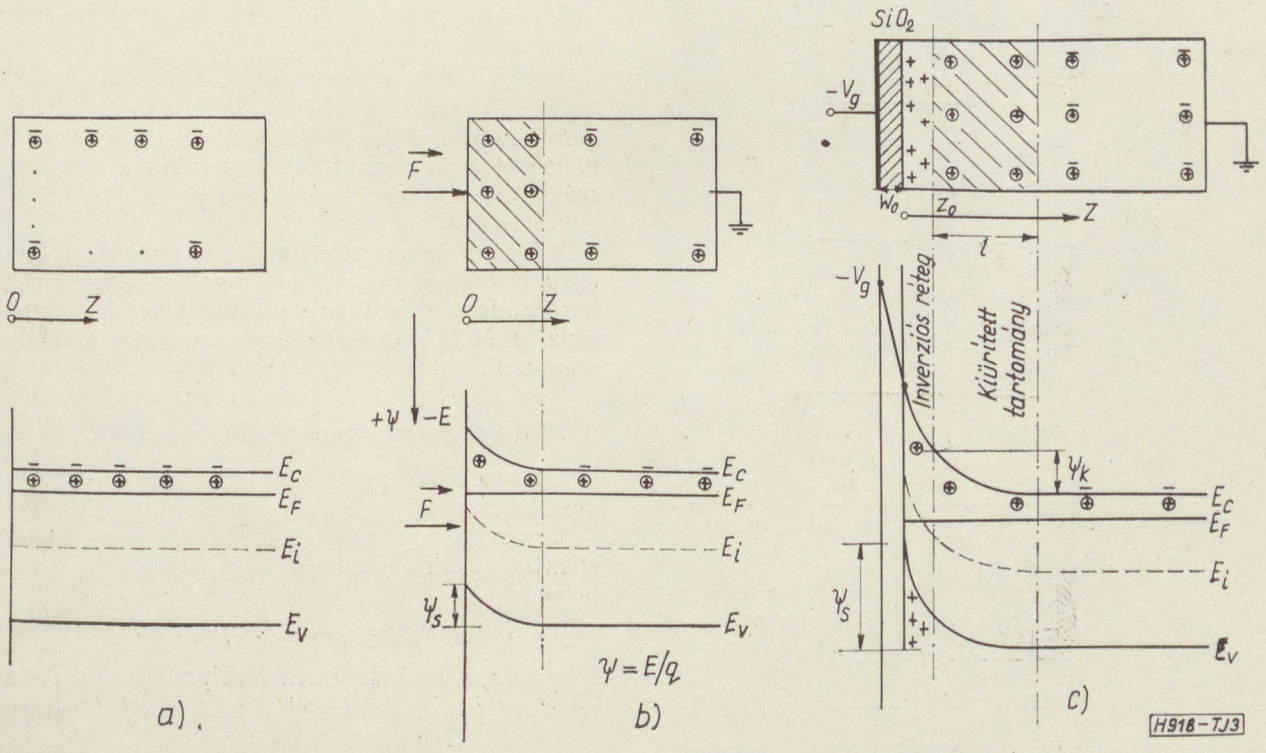
A kiürült réteg szélességét a félvezető-technikában jól ismert kifejezés alapján számolhatjuk:

$$l=\sqrt{\frac{2\cdot q\cdot\varepsilon_{si}\cdot\psi_k}{N_D}}, \qquad (3)$$

ahol q az elemi töltés, N_D pedig a donorkoncentráció.

A kiürült tartományban a töltéskoncentráció N_D, így a (3) kifejezés alapján a kiürült tartomány felületegységre eső töltése:

$$Q_k=l\cdot N_D=\sqrt{2\cdot q\cdot\varepsilon_{si}\cdot N_D\psi_k}. \qquad (4)$$



3. ábra. A felületi inverziós réteg kialakulása: *a)* külső erőtér nélküli állapot, *b)* az inverzióhoz nem elegendő nagy erőtérrel előállott helyzet, *c)* a sávszerkezet és a töltéseloszlás inverziós réteg kialakulásakor

A felületi térerősség az oxidrétegen eső feszültségből számolható:

$$|\mathbf{F}| = \frac{\varepsilon_0}{w_0}(V_g - \psi_s), \qquad (5)$$

ahol ε_0 a SiO_2 dielektromos állandója, w_0 az oxidréteg vastagsága, ψ_s az elektrosztatikus potenciál a felületen.

A (4) és (5) kifejezéseket a (2) egyenletbe helyettesítve megkapjuk az inverziós réteg felületegységére eső töltéshordozó-koncentrációt:

$$Q_I = \frac{\varepsilon_0}{w_0}(V_g - \psi_s) - \sqrt{2 \cdot q \cdot \varepsilon_{si} \cdot N_D \cdot \psi_k}. \qquad (6)$$

A (6) kifejezésből látható, hogy az inverziós réteg töltése eltűnik, ha a jobb oldali két tag egyenlő, vagyis

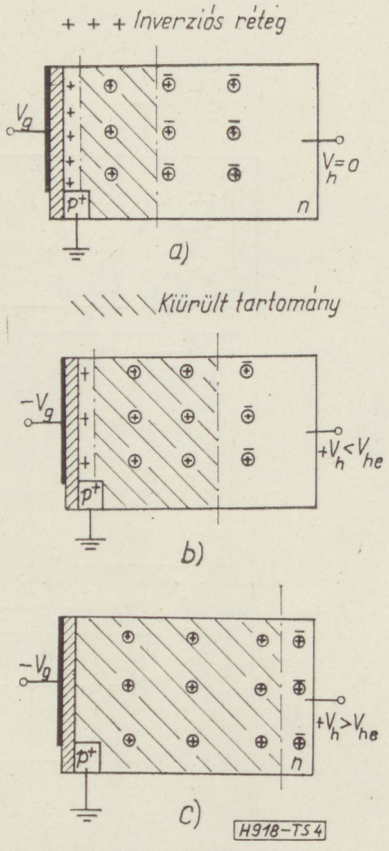
$$V_{ny} = \frac{w_0}{\varepsilon_0}\sqrt{2 \cdot q \cdot \varepsilon_{si} N_D \psi_k} + \psi_s. \qquad (7)$$

V_{ny} nyitófeszültség értéke láthatóan az alapanyagkoncentrációtól és az oxidvastagságtól függ.

Kis alapanyag adalék-koncentrációk esetén a négyzetgyökös tag értéke kicsi, így (6) az egyszerű kondenzátorképlettel közelíthető:

$$Q_F \cong \frac{\varepsilon_0}{w_0}(V_g - \psi_s). \qquad (8)$$

A (7) és a (8) kifejezések akkor érvényesek, ha az inverziós tartomány és a hordozó között külön elő-



4. ábra. Az inverziós réteg megszüntetése a hordozóhoz viszonyított előfeszültséggel: *a)* az inverziós réteg előfeszítés nélkül, *b)* az elzáródási feszültség alatt, *c)* az elzáródás után

feszítés nincs. Az inverziós réteg előfeszítése megoldható pl. a 4. ábra szerinti elrendezéssel.

Előfeszítés hatására az inverziós réteg ugyanúgy viselkedik, mint egy normális $p-n$ átmenet, így a p^+ szigettel azonos potenciálon van mindaddig, amíg az inverzió fennáll. Az előfeszítés hatására az inverziós $p-n$ átmenet kiürült tartománya szélesedik (a feszültség — kiürült tartomány szélesség összefüggést a (3) képlet adja meg), a vezérlő feszültséggel indukált össztöltés azonban adott, ezért kiürült tartomány kompenzálatlan donoraiból álló töltés növekedésével csökken a felület közelében a mozgó töltéshordozók felületi koncentrációja. Egy bizonyos V_{he} feszültségnél — nevezzük elzáródási feszültségnek — eltűnnek a mozgó töltéshordozók, eltűnik az inverziós réteg [3]. Ezt a folyamatot szemlélteti az 4. ábra.

Az előfeszített inverziós csatorna mozgó töltéshordozó koncentrációja a (7) képlettel számítható, csupán a négyzetgyök alatt $(\psi_k + V_h)$ szerepel:

$$Q_I = \frac{\varepsilon_0}{w_0}(V_g - \psi_s) - \sqrt{2 \cdot q \cdot \varepsilon_{si} \cdot N_D \cdot (\psi_k + V_h)}. \qquad (9)$$

Az elzáródási feszültségnél, V_{he}-nél $Q_i = 0$, vagyis

$$\frac{\varepsilon_0}{w_0}(V_g - \psi_s) = \sqrt{2 \cdot q \cdot \varepsilon_{si} \cdot N_D (\psi_k + V_{he})}. \qquad (10)$$

A (10) egyenlőségből látható, hogy az alapanyag-adalékkoncentráció csökkenésével nő az elzáródási feszültség. Ha $V_{he} \gg \psi_k$ és $V_g \gg \psi_s$, a kifejezések egyszerűsödnek. Így a (9) és (10) kifejezés a (11) és (12) alakban írható:

$$Q_I \cong \frac{\varepsilon_0}{w_0} V_g - \sqrt{2 \cdot q \cdot \varepsilon_{si} \cdot N_D}\sqrt{V_h}, \qquad (11)$$

$$V_g \cong \frac{w_0}{\varepsilon_0}\sqrt{2 \cdot q \cdot \varepsilon_{si} \cdot N_D}\sqrt{V_{he}}. \qquad (12)$$

A feltételek $N_D < 10^{16}/cm^3$ adalékanyag koncentrációk és vastag, $w_0 > 1000$ Å oxidrétegek esetében, a reális MOS tranzisztorok viszonyai között teljesülnek.

A (11) szerinti egyszerű alakban rendelkezésünkre áll a bevezetésben $Q_I(V_g, V_h)$-nak nevezett töltéshordozó-feszültség függvény, amelynek felhasználásával a MOS tranzisztor áramegyenletét ki tudjuk számítani.

A MOS tranzisztor áram-feszültség karakterisztikája

A levezetésben az 5. ábra elrendezését és jelöléseit vesszük alapul.

A vezetési csatorna réteg-vezetőképessége a V_g effektív vezérlőfeszültségű, V_h előfeszültségű, x helyen:

$$G(x) = \mu_p \cdot Q_I(V_g(x) V_h(x)). \qquad (13)$$

Az $r(x)$ ellenállás ennek reciproka, a csatornaszélesség B, figyelembevételével a következő:

$$r(x) = \frac{1}{G(x) \cdot B} = \frac{1}{B \cdot \mu_p \cdot Q_I(V_g(x) V_h(x))}. \qquad (14)$$

A differenciális feszültségesés az x helyen:

$$\mathrm{d}V(x) = I_D \cdot r(x)\,\mathrm{d}x = I_D \frac{1}{B}\frac{1}{\mu_p \cdot Q_I(V_g, V_h)}\,\mathrm{d}x\,, \quad (15)$$

mert az I_D anódáram mindenütt állandó.

A $V(x)$ mennyiség a csatorna adott helyeinek potenciálja. Ha a hordozó és a katód feszültsége zérus (5. ábra), V azonos a fentiekben bevezetett V_h-val, míg az effektív vezérlőfeszültség $(V_g - V)$ alakban írható.

A (11) kifejezést a (15) egyenletbe behelyettesítve a (16) differenciálegyenletet kapjuk:

$$\mathrm{d}V\left\{(V_g - V) - \sqrt{V}\frac{w_0}{\varepsilon_0}\sqrt{2 \cdot q \cdot \varepsilon_{si} N_D}\right\} = I_D \frac{w_0}{\varepsilon_0 \cdot \mu_p \cdot B}\,\mathrm{d}x\,. \quad (16)$$

Nevezzük el a $\frac{w_0}{\varepsilon_0}\sqrt{2 \cdot q \cdot \varepsilon_{si} \cdot N_D}$ mennyiséget Φ-nek, és integráljuk a (16) egyenletet $V=0$ és $V=V_D$, illetve $x=0$ és $x=L$ között. Az eredmény a (17) kifejezés, amelyet a (18) alakban átírva a keresett áramegyenletet kapjuk:

$$V_g - V_D - \frac{1}{2}V_D^2 - \frac{2}{3}V_D^{2/3} \cdot \Phi = I_D \cdot \frac{w_0}{\varepsilon_0} \cdot \frac{L}{B} \cdot \frac{1}{\mu_p}\,, \quad (17)$$

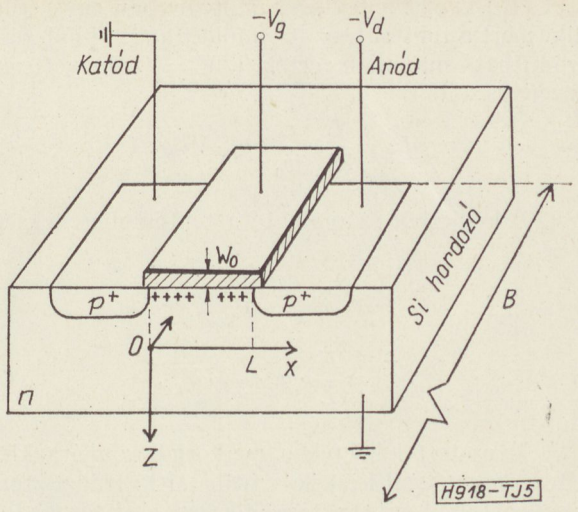
$$I_D = \frac{B}{L} \cdot \frac{\varepsilon_0}{w_0} \cdot \mu_p \cdot V_D\left(V_g = \frac{1}{2}V_D - \frac{2}{3}\sqrt{V_D} \cdot \Phi\right). \quad (18)$$

Ha az alapanyag-adalékkoncentráció kicsi, a (18) kifejezésben a Φ-t tartalmazó tag elhanyagolható, és az áramegyenlet (19) egyszerűbb alakot ölti.

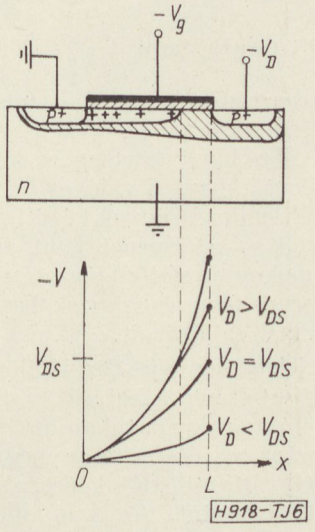
$$I_D \cong \frac{B}{L}\frac{\varepsilon_0}{w_0} \cdot \mu_p \cdot V_D\left(V_g - \frac{1}{2}V_D\right). \quad (19)$$

A (19) kifejezésnek maximuma van $V_g = V_D$ feszültségnél, a valóságban azonban e fölött a feszültség fölött közel állandó marad az anódáram. Erre a jelenségre, amelyet a bevezető részben telítődésnek neveztünk, pontos elméleti tárgyalást nem ad az irodalom. Fizikailag érthető a folyamat; az anód-feszültség növekedtével az anódhoz közeli csatornarészen csökken az effektív vezérlőfeszültség és nő a hordozóhoz képest az előfeszültség. Mindkettő azt eredményezi, hogy az anód szomszédságában fokozatosan eltűnik a csatorna. A telítési állapot a (19) egyenlet szerint, amely az előfeszítést nem veszi figyelembe, $V_g = V_{DS}$ feszültségnél, (18) szerint ennél kisebb (V_g) értéknél áll be. Telítési állapotban a MOS tranzisztor anódjának közelében a bipoláris tranzisztorok kollektorának kiürült tartományához hasonló anódtartomány képződik, és ezen esik a feszültség nagy része. A telítés fölött V_D további növelésével a vezetési csatorna töltése nem változik lényegesen, így az anódáram is közel állandó. A telítési állapot beállta utáni potenciálviszonyokat a 6. ábrán vázoltuk fel.

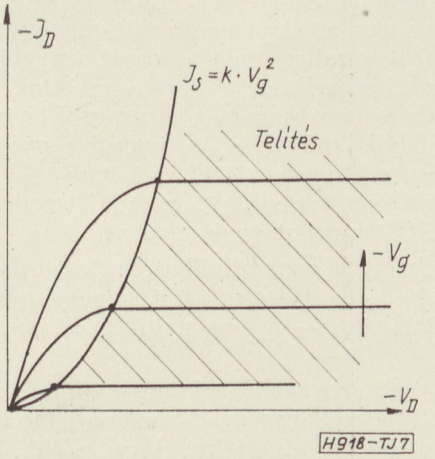
A MOS tranzisztor $I_D(V_D)$ karakterisztikaseregének jellegét a 7. ábra mutatja. A gyakorlati tervezés számára a (19) kifejezés tökéletesen megfelel, mivel általában kicsi, 10^{15} cm^{-3} nagyságrendű hordozó adalékanyag konventrációt használunk, amely legfeljebb 15—20% telítési feszültség eltérést okoz az (18) pontosabb kifejezéshez viszonyítva.



5. *ábra.* A levezetésekben alkalmazott geometriai adatok



6. *ábra.* Potenciálviszonyok a telítési állapotban



7. *ábra.* A MOS tranzisztor vázlatos áram-feszültség karakterisztikaserege

A (19) képlet a telítési tartományban egyszerűsödik, mert a telítési feszültség fölött a (19) kifejezéssel számítható maximális érték, a $V_g = V_{DS}$ helyettesítés érvényes:

$$I_{DS} = \frac{B}{2L} \cdot \frac{\varepsilon_0}{w_0} \cdot \mu_p \cdot V_{DS}^2 . \qquad (20)$$

A (20) képletből számolható a telítési meredekség;

$$g_{ms} = \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_g}$$

$$g_{ms} = \frac{B}{L} \cdot \mu_p \cdot \frac{\varepsilon_0}{w_0} \cdot V_g . \qquad (21)$$

A levezetett képletek a gyakorlat számára kielégítő pontossággal írják le a reális MOS tranzisztorok viselkedését. A tranzisztorok tervezésekor természetesen az elméleti meggondolásokon túlmenően technológiai szempontokat is figyelembe kell venni. Mielőtt a tervezési kérdésekre térnénk, tekintsük át röviden a technológiai tényezőket.

A reális MOS tranzisztorok

A MOS tranzisztor lényege a vezérlőelektródával fedett vezető csatorna, a gyakorlatban azonban technológiai okokból kifolyólag a reális MOS TVT változatos formákban, járulékos elemekkel kerül kivitelezésre. Reális viszonyok között figyelembe kell venni az anód p—n átmenet mint dióda tulajdonságait, a termokompressziós kivezetések, a felforrasztáshoz szükséges fémezés-szigetek kapacitását és az oxidréteg fizikai sajátságait.

Ez utóbbi jelenségcsoport közül külön ki kell emelni az oxid pozitív töltésének hatását [5, 6, 7]. A pozitív töltés jelenléte már egymagában azt okozza, hogy a MOS tranzisztor nyitófeszültsége megváltozik. Ha a töltés még helyváltozatásra is képes, akkor a tranzisztor instabilitást mutat. Az oxid, illetve a SiO_2-Si határfelület töltésének eredetével sokat foglalkoztak, erre a kérdéskörre most nem kívánunk kitérni.

Az oxid pozitív töltése oly módon hat mint egy pozitív vezérlőfeszültség, vagyis a felületen negatív töltést indukál. Emiatt a p csatornás MOS tranzisztorokban nem az alapanyag adalékanyag koncentráció által megszabott, hanem annál nagyobb negatív nyitófeszültségnél kezd el folyni az áram, míg az n csatornás változatban már zérus vezérlő feszültségnél is folyik anódáram, és csak bizonyos negatív vezérlő feszültséggel lehet kiüríteni a csatornát. Az előbbi típust *felerősített*, az utóbbit pedig *kiürített* módú MOS tranzisztornak nevezzük.

A technológiailag realizálható legkisebb oxid pozitív töltés $5—8 \cdot 10^{11}$ elemi töltés/cm² nagyságrendű, ami általában 3—6 V-os nyitófeszültség-eltolódást okoz.

A tervezés szempontjából fontos kiinduló adat még a felületi mozgékonyság. A gyakorlati tapasztalatok szerint ez a térfogati értéknél jóval kisebb, jó közelítéssel $\mu_p \cong 100$ cm²/Vs, $\mu_n \cong 300$ cm²/Vs értékkel számolhatunk [1].

Alapvető tervezési szempontok

Az aktív elektronikai elemek egyik legfontosabb jellemzője a határfrekvencia. MOS tranzisztorok határfrekvenciájaként az $\omega_{gm} = g_m/C_{in}$ mennyiséget definiálhatjuk. A nagyfrekvenciás teljesítményerősítést azonban nem csupán ω_{gm}, hanem a visszaható kapacitás is befolyásolja [8]. A földelt emitteres, nem neutralizált teljesítményerősítést adott f frekvencián a (22) képlet szolgáltatja:

$$P_g \cong \frac{g_m(f)}{\omega \cdot C_{dg}} , \qquad (22)$$

ahol $g_m(f) = g_m \Big/ 1 + \frac{\omega}{\omega_{gm}}$, C_{dg} a visszaható kapacitás, C_{in} a bemeneti kapacitás.

A (22) kifejezés szerint a nagyfrekvenciás teljesítményerősítés akkor nagy, ha nagy a határfrekvencia és a meredekség, ugyanakkor kicsi a visszaható kapacitás. A visszaható kapacitás nagysága a geometriai elrendezéstől és a tokozás parazita kapacitásától függ.

A bemeneti kapacitás első közelítésben a csatorna feletti fémezés és az alapanyag közötti kapacitásnak és a parazita kapacitásnak az összege. Ez utóbbi a geometriától függ, természetesen célszerű a lehető legkisebbre leszorítani. Ha a parazita kapacitást elhanyagoljuk, C_{in} (23) szerint adható meg:

$$C_{in} \cong B \cdot L \cdot \frac{\varepsilon_0}{w_0} . \qquad (23)$$

Elméletileg levezethető, hogy telítésben ennek 2/3 részére csökken a bemeneti kapacitás értéke.

A telítési meredekséget a (21) kifejezés adja, így a (21) és a (23) összevonásával kifejezhetjük a határfrekvenciát a (24) alakban:

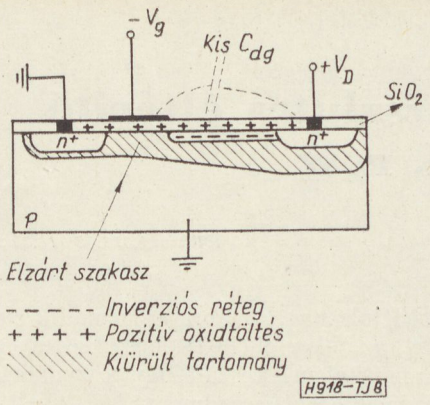
$$\omega_{gm} = \frac{g_{gm}}{C_{in}} = \frac{1}{L^2} \cdot \mu_p \cdot V_g = \frac{3}{2} . \qquad (24)$$

A képlet szerint telítésben a határfrekvencia csak a csatorna hosszától, a mozgékonyságtól és a vezérlőfeszültségtől függ. A csatorna szélességének növelésével nő ugyan a meredekség, de ugyanúgy nő a bemeneti kapacitás is, így a két hatás kiegyenlíti egymást. Hasonló okok miatt az oxidvastagság változtatásával sem tudjuk a határfrekvenciát befolyásolni.

A (20) és (21) kifejezések alapján összehasonlítva az egyenáramú meredekséget a g_m dinamikus meredeksséggel telítési állapotban az alábbi kapcsolatot állapíthatjuk meg:

$$\frac{I_{DS}}{V_g} = \frac{1}{2} \cdot g_{ms} . \qquad (25)$$

Az előző fejezetekben a számolásokat p csatornás változatra végeztük el. Természetesen a képletek a megfelelő paraméterek helyettesítése után n csatornás változatra is érvényesek. Az n csatornás MOS tranzisztor meredeksége ugyanazon geometria esetén a



8. ábra. Nagyfrekvenciás, kiürített, *n* csatornás MOS tranzisztor szerkezete

p csatornás tranzisztorénak többszöröse, így nagyfrekvenciás alkalmazásokra az *n* csatornás változat előnyösebb. Kapcsoló üzemben viszont a *p* csatornás változat kedvezőbb, mivel az oxid töltése miatt felerősített módban működik, így a tranzisztor lezárásához nincs szükség az anódfeszültséggel ellentétes előjelű lezáró előfeszítésre.

Az alábbiakban röviden körvonalazzuk egy nagyfrekvenciás erősítésre szánt MOS tranzisztor tervezésének menetét. Célszerű a kívánt nagyfrekvenciás teljesítményerősítésből és az adott munkapontból kiindulni. A típus természetesen *n* csatornás lesz.

A munkapont (I_D, V_{DS}) a (25) képlet alapján meghatározza a munkaponti meredekséget, amelyből az oxidvastagság rögzítése után s B/L viszony a (21) egyenlőség felhasználásával adódik.

A meredekség a frekvencia növekedtével csökken, ezért nem célszerű ω_{gm}-et a kívánt f működési frekvenciának megfelelő ω-nál alacsonyabbra választani. Legyen $\omega_{gm}=2\pi f$, akkor a $g_m(f)$ kiszámítása után a (22) egyenletből kapjuk a megengedhető legnagyobb visszaható kapacitás értéket.

A (24) egyenlőség alapján, az oxidvastagság — mint technológiai paraméter — rögzítése után kiszámíthatjuk az L mennyiséget. B/L már ismert, így a vezető csatorna méreteit ebből meg tudjuk határozni.

A visszaható kapacitás értéke geometriafüggő, így a szerkezet alakját, elrendezését úgy kell megválasztani, hogy C_{dg} a megengedett maximális értéknél ne legyen nagyobb. *n* csatornás MOS tranzisztorok kiürített módú működése lehetővé teszi, hogy csak a vezető csatorna egy részét fedjük a vezérlő elektródával (8. ábra).

Ez a megoldás a C_{dg}-t szinte csak a parazita kapacitásra (TO-18 toknál 0,1 ~ 0,2 pF) korlátozza, ezért ezzel a geometriával igen kedvező tulajdonságú *n* csatornás, kiürített módú nagyfrekvenciás MOS tranzisztorokat lehet készíteni. Az RCA 3N128 például hasonló konstrukciójú, 200 MHz-en 18 dB a teljesítményerősítése.

IRODALOM

1. *Sah, C. T.* IEEE Trans. DE—11. p. 320. (1964)
2. *Root, C. D.—Vadász, L.:* IEEE Trans. ED—11. p. 294. (1964)
3. *Ihantola, H. K.:* Design theory of a surface field effect transistor. U. S. Gov. Technical Report. No. 19661—1. 1961 aug. 17.
4. *Many, A.—Goldstein, V.—Grover, N. B.:* Semiconductor Surfaces, North-Holland Publ. Co. Amsterdam, 1965.
5. *Deal, B. E.—Snew, E. H.—Grove A. S.:* SCP and Solid State Techn. Vol. 9. No. 11 (1966). pp. 25—33.
6. *Hofstein, R. S. :* Solid State Electronics. Vol. 20. pp. 657—670. (1967)
7. *Lindmayer, J.:* Solid State El. Vol. 9. pp. 225—235. (1966).
8. *Luettgenau, G. G.—Barnes, S. H.:* Electronics, 1964. dec. 14. pp. 53—58.
9. *Goetzberger, A.:* Bell System Techn. Jaurnal, XV—9. 1966. sept. p. 1067.

Az Elektroakusztikai Gyár Akusztikai Kutatólaboratóriuma keres akusztikai, elektroakusztikai kutató- és tervező munkára fiatal fizikust, villamos- és műszermérnököt azonnali belépésre. Jelentkezés 633-047 telefonszámon.

DANI SÁNDOR—KRISKÓ FERENC
VIDEOTON Rádió és Televízió Gyár

Tranzisztoros vízszintes eltérítő áramkörök II. rész

ETO 621.373.52.018.75 : 621.397.332

7. Tervezési eljárás

A tranzisztoros vízszintes eltérítő áramkör méretezési eljárását egy konkrét példa kapcsán tárgyaljuk. A tervezendő áramkör specifikációja:

Képcső: AW 47-91.
Nagyfeszültség: $U_H = 16$ kV, terhelése max. 300 μA.
A képcső segédrács- és fókuszfeszültsége: +500 V.
A video tápegység feszültsége: +140 V, terhelése max. 20 mA.
Segédimpulzusok: $U_{pp} = \pm 150$ V.
A hálózati tápegység feszültsége: 16 V.

A tervezést a következő lépésekben végezzük el. A visszafutási idő meghatározása után az adott képcsőhöz szükséges kapcsolási teljesítmény alapján kiválasztjuk a megfelelő tranzisztort, diódát és az alapáramkörök közül a legmegfelelőbbet. Ezután az eltérítő egység (eltérítő tekercs, amplitúdó szabályzó, S-korrektor), majd a sorkimeneti transzformátor méretezése következik. Végül a végfokozatban fellépő összes veszteséget is kiszámítjuk. A méretezés során egyes paramétereket az irodalom alapján ismertnek tételezünk fel, ezeket azután ellenőrizzük, és a szükséges korrekciót elvégezzük.

7.1 A visszafutási idő meghatározása

Az OIRT szabvány sorvisszafutásra 16%-ot (10,2 μs) ír elő. A 110°-os képcsövek függőleges és vízszintes képméretaránya 4:5, az adó által szolgáltatott képméretarány 3:4. Ezért ilyen képcsövek visszafutási ideje 22%-ra (14 μs) növelhető, de ebben az esetben kioltás szükséges.

A minimálisnál hosszabb visszafutási idő a következő jelentős előnyökkel jár:

— a visszafutási idő növelésével a tranzisztortól megkívánt csúcsfeszültség-csúcsáram szorzat egyenes arányban csökken,

— a tranzisztorban a visszafutás alatt keletkezett veszteség a visszafutási idő reciprokával négyzetesen arányos,

— a tápfeszültség a kisebb visszafutási impulzus következtében növelhető.

A visszafutási idő növelése azonban a sorkimeneti transzformátor konstrukciójánál nehézséget okoz, ezért jó kompromisszumnak fogadható el $t_R = 12$ μs választása.

7.2 A sorvégfokozat tranzisztor kiválasztása

A végtranzisztortól megkívánt kapcsolási teljesítményt (Volt-Amper szorzatot) a 7. ábra alapján határozhatjuk meg. Az ábra a harmadik harmonikus hangolás, az S-korrekció és a szükséges egyenáram figyelembevételével készült, így a gyakorlati esetet igen jól megközelítő eredményt ad. $t_R = 12$ μs visszafutási idő és $U_H = 16$ kV esetén

$$[U_{cp} I_{cp}]_{max} = 2230 \text{ VA},$$

$$[U_{cp} I_{cp}]_{névl} = 1420 \text{ VA}$$

értékek nyerhetők.

Katalógusadatok alapján a soreltérítő áramkörökhöz ajánlott tranzisztorok adatai a következők:

	U_{ceS}	$I_{c\,max}$	$(U_{cp} I_{cp})$
AU 103	155 V	10 A	1550 VA
AU 106	320 V	10 A	3200 VA
AT 450	430 V	10 A	4300 VA

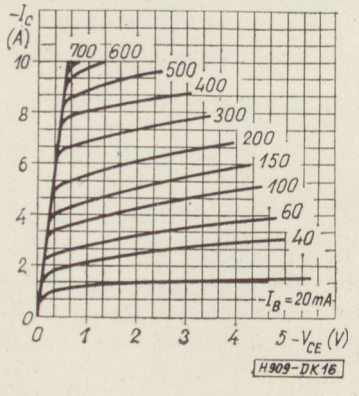
Látható, hogy a felsorolt típusok közül céljainkra az AU 106 megfelel.

7.3 Az AU 106 tranzisztor katalógusadatai

A maximálisan megengedhető kollektorfeszültséget a 8. ábra szemlélteti, a bázis-emitter lezárás függvényében. A bázis-emitter dióda a visszafutási impulzus időtartama alatt záró irányban van előfeszítve, ezért a maximális kollektorfeszültség túllépheti a $Z_{be} = 0$ értékhez tartozó BU_{ceS} értéket, ami nem megengedett. A 16. ábrán az $U_{ce} - I_c$ karakterisztikasereg látható.

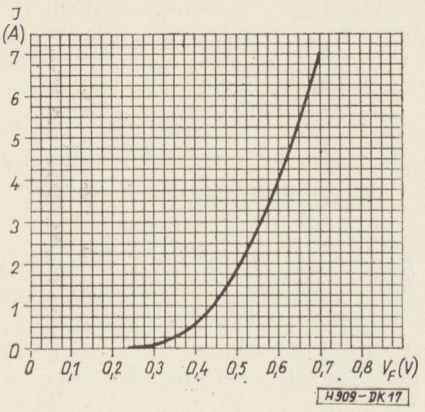
A méretezéshez szükséges egyéb adatok:

$I_{c\,max} = 10$ A; $I_{cb0} = 30$ mA; $P_{imp} = 5$ W;
$R_{thj-mb} = 1{,}5$ C°/W; $T_{j\,max} = 90$ °C;
turn-off time = 1 μs.



16. ábra

Beérkezett: 1968. V. 4. Az I. rész a f.é. 2. számban jelent meg.



17. ábra

Az AU 106 tranzisztorhoz kifejlesztett csillapító dióda az AY 102 típus. Karakterisztikáját a 17. ábra tünteti fel.
Egyéb lényeges adatai:

$$U_{p\,\text{záró}}=320\ \text{V};\qquad I_{p\,\text{nyitó}}=10\ \text{A}.$$

7.4 Az alapkapcsolás meghatározása

Adott visszafutási idő esetén a 6. ábrából leolvashatjuk a $B=U_{cp}/U_T$ értéket, amelyből meghatározhatjuk a megengedhető tápfeszültséget.

$t_R=12$ μs esetén $B_{\max}=9{,}4$; $\quad B_{\text{névleges}}=7{,}5$.

A megengedhető tápfeszültség:

$$U_{T\max}=\frac{U_{ceS}}{B_{\max}}=34\ \text{V}.$$

A hálózati tápegység feszültsége 16 V. Áramvisszanyerő kapcsolás választása esetén a 16 V tápfeszültség mellett $U_{cp}=150$ V, a szükséges csúcsáram 15 A, ami meghaladja a megengedett értéket Szükséges a tápfeszültség megnövelése, ami booster kapcsolással lehetséges. Az ehhez szükséges speciális elektrolit kondenzátor megtakarítása érdekében feszültség- és áramvisszanyerő kapcsolást alkalmazunk. A tápfeszültség megengedett maximális értékét kihasználva a 13. ábra jelöléseivel, névleges esetben a kollektor csúcsfeszültsége:

$$U_{cp\,\text{névl}}=B_{\text{névl}}\cdot U_0=255\ \text{V}.$$

A kollektoráram csúcsértéke a 7. ábra alapján

$$I_{cp\,\text{névl}}=\frac{[I_{cp}U_{cp}]_{\text{névl}}}{U_{cp\,\text{névl}}}=5{,}6\ \text{A}.$$

7.5 Az eltérítő tekercs paramétereinek meghatározása

A méretezés megkönnyítése érdekében feltételezzük, hogy a végfokozat összes veszteségét ismerjük. A kinyert teljesítmény adott, a kapcsolási elemeken fellépő veszteségeknél pedig a szakirodalomban közölt mérési eredményekre támaszkodunk.

A nagyfeszültségű tápegységből felvett maximális teljesítmény:

$$P_H=U_H I_{\text{sugár}}=16\ \text{kV}\cdot 300\ \mu\text{A}=4{,}8\ \text{W}.$$

A video tápegységből felvett maximális teljesítmény:

$$P_{\text{video}}=140\ \text{V}\cdot 20\ \text{mA}=2{,}8\ \text{W}.$$

A sorvégfokozatból kinyert egyéb teljesítmény: 1 W.
A sorvégfokozat veszteségei: 15 W
A kinyert és veszteségi teljesítmény összege:

$$P_{\text{összes}}=23{,}6\ \text{W}.$$

A tápfeszültségforrásból kifolyó egyenáram I_{dc} értéke:

$$I_{dc}=\frac{P_{\text{összes}}}{U_0}=0{,}695\ \text{A}.$$

Az eltérítő tekercs árama és a sorkimeneti transzformátor mágnesező árama hasonló összefüggésből nyerhető:

$$I_{\text{elt}_{pp}}=\frac{U_0\cdot t_H}{L_{\text{elt}}};\qquad I_{m_{pp}}=\frac{U_0\cdot t_H}{L_p}.$$

Az eltérítéshez szükséges maximális energia csökkentése céljából a sorkimeneti transzformátor primer induktivitását, L_p-t úgy választjuk meg, hogy az eltérítő tekercs induktivitásának 5—10-szerese legyen. A primer induktivitás növelésének két tényező szab határt: a transzformátor vasmagjának minősége és a nagyfeszültségű tekercs menetszáma.
Elfogadható értéket ad az $L_p=7\ L_{\text{elt}}$ választás. Ekkor

$$I_{\text{elt}_{pp}}=7\ I_{m_{pp}}.$$

A tranzisztor csúcsáramának kifejezése a már ismertetett összefüggés alapján:

$$I_{cp}=\frac{I_{\text{elt}_{pp}}+I_{m_{pp}}}{2}+\frac{I_{dc}}{t_H\cdot f_H}.$$

Az $I_{\text{elt}_{pp}}=7\ I_{m_{pp}}$ összefüggés felhasználásával

$$I_{\text{elt}_{pp}}=8{,}3\ \text{A};\qquad I_{m_{pp}}=1{,}2\ \text{A}.$$

Az eltérítő tekercs induktivitása:

$$L_{\text{elt}}=\frac{U_0\cdot t_H}{I_{\text{elt}_{pp}}}=212\ \mu\text{H}.$$

A 6. és 7. ábrák a gyakorlatban előforduló átlagos értékeket adják meg. Ezért a méretezés folytatása előtt célszerű az előállított kísérleti eltérítő tekercs mért paramétereit figyelembe venni, és a szükséges korrekciót elvégezni.
A gyártásban előforduló szórások ellenére is biztosítani kell, hogy minden esetben elérhető legyen a kívánt eltérítési amplitúdó. Ez kétféle módon lehetséges. Az egyik megoldás az, ha a gyártásban csak kis szórást engednek meg, hatásának kiküszöbölésére pedig a szükségesnél valamivel nagyobb amplitúdót írnak elő névleges esetre, és adott tűrést a meg-

engedhető képméret változásra. A szükséges gyártási pontosság a megengedett változás mértékétől függ. A másik lehetséges megoldás amplitúdószabályzó beépítése. Ez állhat abból, hogy az eltérítő tekercscsel változtatható induktivitást kapcsolnak sorba, amellyel adott határokon belül a szórás kiegyenlíthető. A kísérleti áramkörnél ez utóbbit választottuk.

Az elkészített eltérítő tekercs adatai:

$$L_{elt}=200\ \mu H;\quad R_{elt}=0{,}3\ ohm;$$
$$I_{elt_{pp}}=8{,}3\ A\ (U_H=16\ kV).$$

7.6 Amplitúdószabályzó méretezése

Az amplitúdószabályzó közepes induktivitását válasszuk a számított és az elkészített eltérítő tekercs induktivitásának különbségére. Ebben az esetben $U_0=34$ V tápfeszültségen $I_{elt_{pp}}=8{,}3$ A eltérítő áram a névleges eltérítést hozza létre.

A gyakorlatban jól megvalósítható, folyamatosan változtatott induktivitásoknál $L_{max}/L_{min}=5$. Ebben az esetben $L_{max}=20\ \mu H$; $L_{min}=4\ \mu H$ adódik, az amplitúdószabályzás mértékére pedig $\pm 3{,}75\%$. A várható szórások figyelembevételével ez elegendő.

7.7 S-korrekció méretezése

Az eltérítés linearitásának tárgyalásánál említettük, hogy azonos képcső esetén lineáris eltérítéshez az $L_{elt}C_{korr}$ szorzatnak a különböző eltérítő egységeknél állandónak kell lennie. Az AW 47-91 képcsővel készült Favorit típusú készülékben

$$L_{elt}C_{korr}=7{,}5\cdot 10^{-10}\ s^2.$$

Így $L_{elt}=212\ \mu H$ esetén $C_{korr}=3{,}53\ \mu F$ adódik. A legközelebbi szabványos érték 3,3 μF.

7.8 A sorkimeneti transzformátor méretezése

A transzformátorhoz M 2000 U típusú, 57 mm gerincméretű ferritet használunk fel (keresztmetszet: $A=1{,}7\ cm^2$; közepes erővonalhossz $l_m=16{,}3$ cm).

Az alacsony környezeti hőmérséklet figyelembevételével a ferrit alábbi határadatait kell betartani:

$$\Delta B\leq 2600\cdot 10^{-8}\ Vs/cm^2$$
$$\hat{B}\leq 2600\cdot 10^{-8}\ Vs/cm^2.$$

A primer menetszám az

$$n_p=\frac{U_0\cdot t_H}{\Delta B\cdot A}$$

képlet alapján számítható, ahol U_0 a tápfeszültség, t_H a felfutási idő, A a ferritmag keresztmetszete, ΔB a változó indukció értéke csúcstól csúcsig. A primer tekercsre $n_p=40$ menet adódik.

A primer résztekercsek menetszámainak aránya a feszültségvisszanyerő áramkör tárgyalásakor levezetett képlet alapján:

$$\frac{n_1}{n_2}=\frac{U_T-U_{cesat}-U_D}{U_0-U_T+U_{cesat}+U_D}=0{,}81.$$

U_{cesat} és U_D értékek a tranzisztor, ill. dióda karakterisztikáiból határozhatók meg a csúcsáramok ismeretében. A menetszámok pedig:

$$n_1=18\ menet;\quad n_2=22\ menet.$$

A transzformátor primer tekercsén átfolyó egyenáram következtében fellépő előmágnesezés értéke:

$$H=\frac{n_p I_{dc}}{l_m}=1{,}7\ A/cm.$$

Ez légrés alkalmazását teszi szükségessé.

A primer induktivitásra az $L_p=7\ L_{elt}$ választással 1,5 mH körüli értéket várunk. Az

$$L_p=\mu_0\cdot\mu_\Delta\frac{n_p^2\cdot A}{l_m}$$

képletből μ_Δ értékére 700 adódik, amelyhez $H=1{,}7$ A/cm-nél $l_l=0{,}18$ mm légrés tartozik.

A segédtekercsek menetszámai a szükséges áttételekből számíthatók. Az így nyert menetszámok:

$$n_{video}=165\ menet$$
$$n_{fókusz}=90\ menet$$
$$n_{impulzus}=2\times 27\ menet$$

A nagyfeszültségű tekercs konstrukciójánál figyelembe vettük a harmadik harmonikus hangolással várható nyereséget. Ezt 1,6–1,7 között feltételezve a nagyfeszültségű tekercs menetszáma 1700.

7.9 A sorvégfokozat veszteségei

Az eltérítő tekercs méretezésénél kiszámítottuk, hogy a kinyert teljesítmény 8,6 W, és feltételeztük, hogy a sorvégfokozat vesztesége 15 W. Ezt számítással ellenőriznünk kell.

7.10 A tranzisztor disszipációja

A visszafutási disszipációra nyert

$$P_{to}=\frac{I_{cp}^2\cdot t_{off}^2}{12\cdot C\cdot T}$$

képlet felhasználásával, 1 μs esési időt behelyettesítve

$$P_{to}=0{,}8\ W.$$

A felfutási idő alatti disszipáció:

$$P_{sat}=\frac{t_v}{T}\cdot\frac{I_{cp}U_{cesat}}{3}.$$

A 16. ábrából leolvasható, hogy $I_{cp}=5{,}6$ A-hez $U_{cesat}=0{,}4$ V tartozik. $t_v=35$ μs esetén

$$P_{sat}=0{,}4\ W.$$

Az I_{cb0} következtében fellépő veszteség $I_{cbo}=30$ mA behelyettesítésével:

$$P_{I_{cbo}}=U_0\cdot I_{cbo}=1\ W.$$

A bázisban fellépő disszipációt csak a vezérlő jel pontos ismerete alapján határozhatjuk meg. Közelítő értéke:

$$P_{bázis}=0{,}6\ W.$$

A tranzisztor teljes disszipációja:

$$P_{tr}=2{,}8 \text{ W}.$$

A tranzisztor átlagos disszipációja nem teszi szükségessé hűtőborda alkalmazását, mivel

$$R_{th\,j-mb}=1{,}5 \text{ C°/W} \quad \text{és} \quad P_{tr}=2{,}8 \text{ W}$$

értékekkel a tok és réteg közötti hőmérséklet alig tér el. Azonban a tranzisztor ennek a teljesítménynek több mint 50%-át az 1 μs tartamú esési idő alatt disszipálja, ezért a pillanatnyi disszipáció ekkor elérheti a 100 W-ot. Hűtőborda alkalmazásával a tranziens hőellenállást csökkentjük, ami a megbízhatóságot növeli.

7.11 A csillapító dióda disszipációja

A dióda 17. ábrán látható karakterisztikáját egyenessel közelítve a $V_F=0{,}4$ V; $I_F=0$ és a $V_F=0{,}6$ V; $I_F=4$ A közötti szakaszon a disszipáció értékére

$$P_{D_{es}}=0{,}3 \text{ W}$$

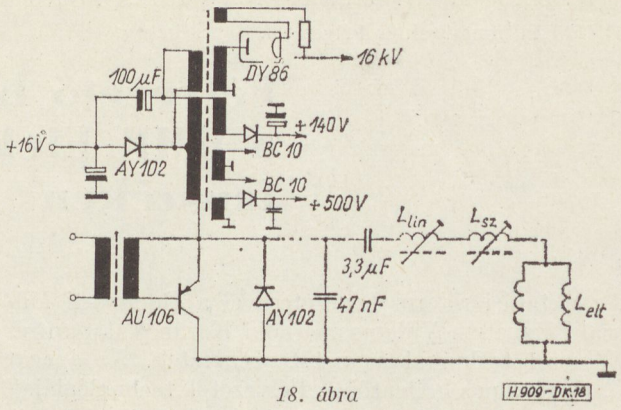
adódik.

A booster dióda disszipációjának közelítő értéke:

$$P_{Db}\cong 0{,}5 \text{ W}.$$

Az eltérítő tekercscsel sorbakapcsolt ohmos komponensek is veszteséget jelentenek. Számításkor csak az eltérítő tekercs és az S-korrektor kondenzátor ekvivalens soros ellenállását kell figyelembe venni, mivel a többi összetevő egy nagyságrenddel kisebb.

$$R_{összes}=R_{elt}+R_{Ckorr}=0{,}8 \text{ ohm}.$$



18. ábra

A fellépő veszteségi teljesítmény:

$$P_R=\frac{1}{12} I_{elt}^2 R_{összes}=4{,}5 \text{ W}.$$

A vasveszteség és a nagyfeszültségű tekercs dielektromos vesztesége különböző transzformátorkonstrukcióknál általában azonos. Ezért a mérési eredmények jó közelítő értéket adnak.

$$P_{vas}\cong 4 \text{ W}; P_{diel}\cong 3 \text{ W}.$$

Az előző adatok figyelembevételével

$$P_{összes}=23{,}7 \text{ W}.$$

Ez az érték jó közelítéssel megegyezik a feltételezettel, korrekciót végezni nem szükséges.

A megtervezett vízszintes eltérítő áramkör teljes kapcsolási rajzát a 18. ábra mutatja.

Irodalmat l. I. résznél.

MAGYAR KÁBEL MŰVEK
VEZÉRIGAZGATÓSÁGA
Budapest, XI., Budafoki út 60 • Telefon: 453-590

GYÁRTMÁNYOK:

Jelző-, mérő-, működtetőkábelek
Erősáramú szigetelt vezetékek
Erősáramú kábelek 1—35 kV-ig
Alumínium és acél-alumínium szabadvezetékek
Tekercselőhuzalok
Switch-kábelek
Gumitömlő vezetékek
Híradástechnikai vezetékek
Távkábelek
Hírközlő kábelek
Hajókábelek
Zománchuzalok
Zárt-acélkötelek

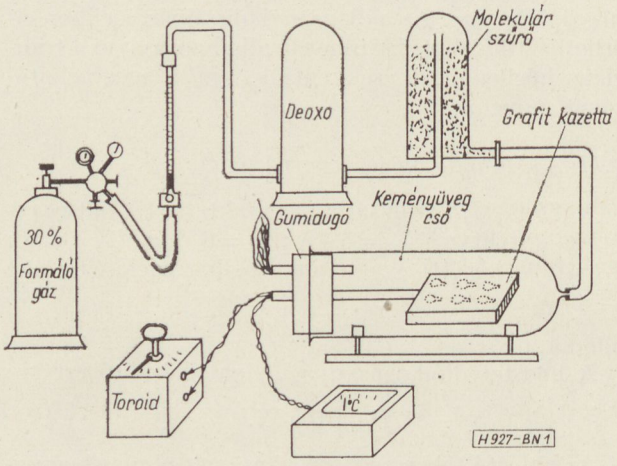
DR. BAJOR GYÖRGY—NAGY ANDRÁS
BME Elektroncsövek és Félvezetők Tanszéke

Félvezető laboratóriumi gyakorlatok a BME Elektroncsövek és Félvezetők tanszéken

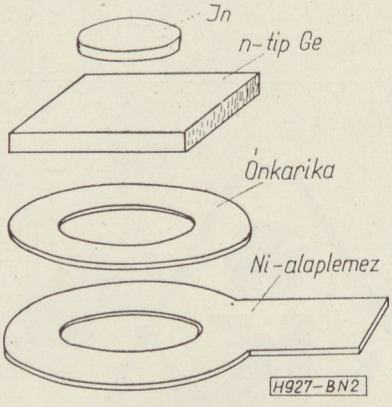
ETO 621.315.592.002.2.2 (076) : 621.382 (076)

Az oktatási reform bevezetésével a Budapesti Műszaki Egyetem Villamosmérnöki Karán Vákuum- és Félvezetőtechnikai ágazatot szerveztek. Az ágazat 5. évfolyamos hallgatói a „Félvezetők technológiája" c. tantárgy keretében laboratóriumi gyakorlatokon vesznek részt. A laboratóriumi gyakorlatok célja, hogy a hallgatók tapasztalatot szerezzenek a legalapvetőbb félvezető technológiai műveletek elvégzésében és a félvezető anyagok legfontosabb fizikai paramétereinek mérésében. A gyakorlatok tematikája szorosan kapcsolódik az előadások anyagához. Az egyes foglalkozások feladatait úgy válogattuk össze, hogy egyszerű eszközök és berendezések segítségével minél átfogóbb gyakorlati ismereteket tudjunk bemutatni. A félvezető laboratóriumot az Elektroncsövek és Félvezetők Tanszék szerelte fel a Híradástechnikai Ipari Kutató Intézet Félvezető Laboratóriumának és az Egyesült Izzólámpa és Villamossági Rt Félvezetőfejlesztési Főosztályának segítségével.

A laboratóriumi gyakorlatok a következő 10 foglalkozásból állnak: 1. *technológiai gyakorlatok*; *a)* p-n átmenet készítése ötvözéses technológiával, *b)* p-n átmenet készítése diffúziós technológiával, *c)* félvezető eszközök elektrokémiai maratása és *d)* planár technológia; 2. *félvezető mérések*; *a)* félvezető anyagok fajlagos ellenállásának és vezetési típusának meghatározása, *b)* kisebbségi töltéshordozók élettartamának meghatározása, *c)* töltéshordozók koncentrációjának és mozgékonyságának meghatározása Hall-effektus segítségével, valamint *d)* különleges félvezető eszközök karakterisztikáinak felvétele. Egy-egy foglalkozás két órát vesz igénybe. Tekintettel arra, hogy a diffúziós technológiai processzus és a planár technológiai munkák 2 óra alatt nem végezhetők el, ezeket a gyakorlatokat a hallgatók kettős foglalkozáson végzik. Az alábbiakban az egyes gyakorlatok tematikáját ismertetjük.



1. ábra. Ötvöző berendezés vázlata



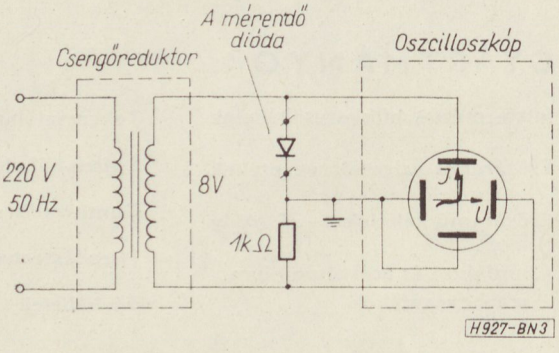
2. ábra. Ötvözött dióda elemei

p-n átmenet készítése ötvözéses technológiával

n-típusú germániumkristályban indium ötvözésével p-n átmenetet hozunk létre. Az ötvöző berendezés vázlatát az 1. ábrán mutatjuk. be. A keményüveg csőben gumidugóval elzárhatóan foglal helyet a grafit ötvöző kazetta, amelybe fűtőtestet építettünk be.

Az ötvözést redukáló atmoszférában végezzük.

Az ötvözés munkamente a következő: A megfelelően előkészített alkatrészeket a hallgatók a 2. ábra szerint az ötvözőkazettába egymásra helyezik. Formálógázt (30% H_2, 70% N_2) áramoltatnak 3—4 percig



3. ábra. Karakterisztika rajzoló

Beérkezett: 1968. VII. 26.

100 l/óra áramlási sebességgel az üvegcsövön keresztül, majd toroid transzformátor segítségével a kazetta hőmérsékletét 20 C°/perc sebességgel 450 C°-ig, ezután 30 C°/perc sebességgel 550 C°-ig, az ötvözés véghőmérsékletéig növelik. A kazettát 1—2 percig ezen a hőmérsékleten tartják, míg beáll az egyensúlyi oldódás. Ezután a rendszert 30 C°/perc sebességgel szobahőmérsékletre hűtik le, majd a gázáramot elzárják.

Az elkészült mintákat elektromos szempontból karakterisztika rajzolóval (3. ábra) minősítik.

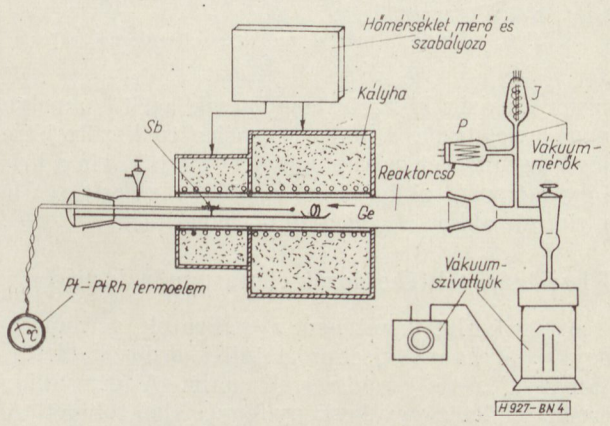
p-n átmenet készítése diffúziós technológiával

A p-típusú germániumkristályban antimon diffúziójával p-n átmenetet hozunk létre. A diffúziós berendezés vázlata a 4. ábrán látható.

A diffúziós kályha két részből, alacsony és magas hőmérsékletű részből áll. Az alacsony hőmérsékletű részen elérhető maximális hőmérséklet 650 C°, a magas hőmérsékletű részen pedig 850 C°. A kályha két részének hőmérséklete külön-külön vas—konstantán termoelem érzékelővel ellátott ejtőkengyeles hőmérsékletszabályozók segítségével szabályozható. A reaktorcső egy 1,5 m hosszú, 30 mm átmérőjű kvarccső, amely egyik végén kúpos csiszolattal csatlakozik a vákuumrendszerhez. A reaktorcső másik végén oldható vákuumzáró tömítést helyeztünk el. Erről az oldalról helyezzük be a reaktortérbe a germániumot molibdén csónakban, a diffuzáns anyagot, esetünkben antimont pedig kvarc csónakban. A tömítés le-levegőző csappal van ellátva. Vákuum előállítására egy rotációs és vele sorba kapcsolt diffúziós szivattyú szolgál. A legjobb vákuum, amit a vákuumrendszerben lehetséges létrehozni, 10^{-5} Hgmm. Mérésére 1 — Piráni és 1 — IM-2 ionizációs vákuummérőt alkalmazunk. A germánium szeletek és az antimon diffuzáns hőmérsékletének ellenőrzésére Pt-PtRh termoelem szolgál, amely a vákuumzáró tömítésen keresztül nyúlik be a reaktortér megfelelő helyére.

A diffúziós technológiát a következőképpen hajtjuk végre:

A reaktortér magas hőmérsékletű részébe behelyezzük a megfelelően előkészített germánium szeletet, az alacsony hőmérsékletű részbe pedig az antimont. A kályhák fűtését akkor kezdjük meg, ha



4. ábra. Vákuum diffúziós kályha

a reaktortérben a vákuum elérte a 10^{-4} Hgmm-t. Az alacsony hőmérsékletű részt 560 C°-ra, a magas hőmérsékletű rész hőmérsékletét pedig 750 C°-ra szabályozzuk. A diffúziós idő 30 perc. A diffúziós idő elteltével a kályhák fűtését kikapcsoljuk és a kályhákat hűlni hagyjuk. A gyakorlat befejezéseként a diffúziós réteggel ellátott próbatesten a hallgatók meghatározzák a diffúziós mélységet. A germánium szeleten 3°-os ferde csiszolatot készítenek, majd a réteget 10%-os $CuSO_4$ oldattal elektrolitikusan előhívják. Az előhívott réteg vastagságát mikroszkóp segítségével mérik.

Félvezető eszközök elektrokémiai maratása

Állványra szerelt ötvözött germánium tranzisztorok elektrolitikus maratását 10%-os KOH-ban végezzük. A maratandó tranzisztor kivezetéseit rövidre zárva a germánium kristályt az elektrolitba helyezzük. A tranzisztort anódnak kapcsolva az elektroliton 50 mA áramot bocsátunk keresztül. Katód nikkel lemezt alkalmazunk. A maratást 3×30 mp-ig végezzük.

A hallgatók feladata maratás előtt és minden maratási fázis után a tranzisztor kollektor-bázis dióda feszültség-áram karakterisztikájának felvétele, valamint a tranzisztor h_{21e} paraméterének meghatározása. Az elektromos jellemzők változásából ellenőrizni lehet a maratás hatását a félvezető eszközök elektromos jellemzőire. A maratási árok kialakulása mikroszkóp segítségével vizuálisan megfigyelhető.

Planártechnológia

Ezen a foglalkozáson a hallgatók technológiai bemutató gyakorlat keretében megismerik a planártechnológia teljes keresztmetszetét, nevezetesen: oxidációt, diffúziót, fotoreziszt technikát stb.

Félvezető anyagok fajlagos ellenállásának mérése

A gyakorlat feladata, hogy a hallgatók megismerkedjenek a félvezető technikában legáltalánosabban alkalmazott kéttűs és négytűs fajlagos ellenállás mérési módszerekkel. A méréseket germánium egykristály rudakon és vékony lemezeken végzik.

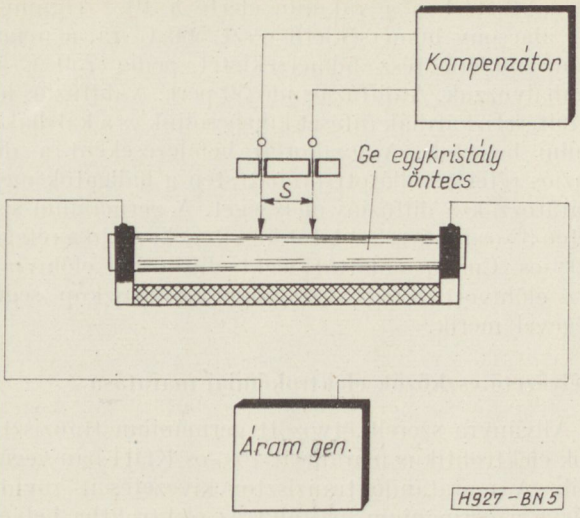
A kéttűs módszer lényege, hogy ha egy ismert állandó keresztmetszetű mintán az adott keresztmetszetre merőleges irányban „*I*" áramot bocsátunk keresztül, akkor az áram irányában valamely „*s*" hosszon létrejövő feszültségesésből a fajlagos ellenállás a következő képlettel számítható:

$$\varrho = \frac{A}{s}\,\frac{U}{I} \qquad (1)$$

ahol „*A*" a mérendő minta keresztmetszete cm²-ben.

A kéttűs mérőberendezés elektromos kapcsolási rajzát az 5. ábrán mutatjuk be. A mérőáramot áramgenerátorral állítjuk elő. A mérőtűk acélból készültek. A tűk között létrejövő feszültségesést kompenzációs módszerrel mérjük.

Az 5. ábrán bemutatott berendezés alkalmas ún. négytűs fajlagos ellenállásmérésre is, ha a kéttűs mérőfejet megfelelő négytűs mérőfejre cseréljük ki.



5. ábra. Fajlagosellenállás-mérő műszer vázlata

A négytűs fajlagos ellenállásmérés elve az, hogy ha egy félvezető kristállyal négy tűt érintkeztetünk a 6. ábra szerinti elrendezésben, és a két szélső tűn I áramot bocsájtunk keresztül, akkor a két középső tűn keletkező U feszültségből számítható a félvezető kristály fajlagos ellenállása:

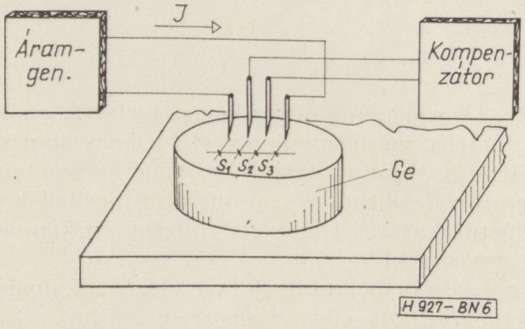
$$\varrho = \frac{2\pi}{\frac{1}{s_1} + \frac{1}{s_3} - \frac{1}{s_1+s_2} - \frac{1}{s_2+s_3}} \frac{U}{s} \qquad (2)$$

ahol s_1, s_2, s_3 a tűtávolságok a 6. ábra jelölései szerint. Abban az esetben, ha a tűtávolságok egyenlőek, azaz $s_1=s_2=s_3=s$, akkor a (2) képlet helyett írhatjuk:

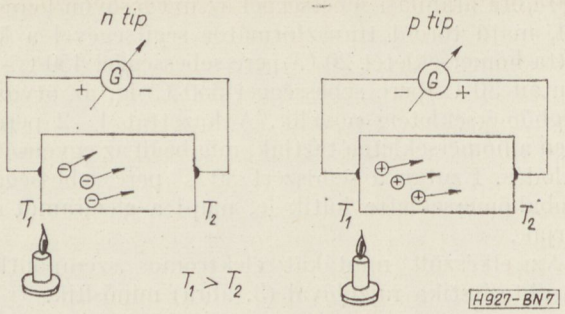
$$\varrho = 2\pi s \frac{U}{I} \qquad (3)$$

A (2) és (3) összefüggések csak akkor adják a fajlagos ellenállás pontos értékét, ha a mérendő félvezető kristály méretei a tűtávolságoknál jóval nagyobbak, és a tűk jóval távolabb helyezkednek el a minta szélétől, mint a tűtávolság. Ha a fenti feltételek a mérés során nem teljesülnek, akkor megfelelő korrekciót kell figyelembe venni.

A laboratóriumunkban alkalmazott berendezésben a tűtávolság 0,8 mm. A berendezés alkalmas



6. ábra. Négy tűs fajlagosellenállás-mérés elvi elrendezése

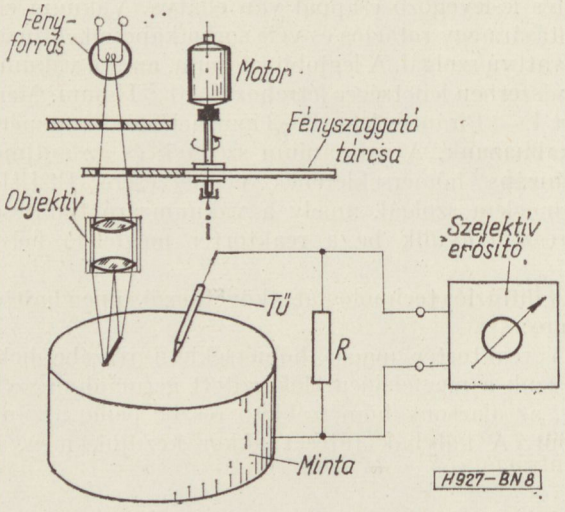


7. ábra. Termofeszültség keletkezésének elvi vázlata

0,01 – 1000 Ωcm határok között germánium, vagy szilícium egykristály fajlagos ellenállásának meghatározására.

Ezen mérés során ismerkednek meg a hallgatók az ún. melegtűs vezetési típus meghatározási módszerrel is. Ha egy félvezető kristály egy részét melegítjük (7. ábra), akkor a felmelegedett helyeken a többségi töltéshordozók koncentrációja megnövekszik. Ennek következtében a kristályban töltéshordozó gradiens jön létre, és megindul a töltéshordozók diffúziós áramlása. Így a kristály egyes részei megszűnnek elektromosan semlegesek lenni és a meleg és hideg kristályrészek között feszültséget mérhetünk.

A mérésnél egy kb. 100 °C-ra felmelegített acéltűt alkalmazunk a kristály egy részének felmelegítésére. Ez a tű képezi egyúttal az egyik elektromos kivezetést. A másik kivezetés ugyancsak acéltű, amelyet nem melegítünk. A hideg és meleg tű között létrejövő feszültséget galvanométerrel mérjük. Ha a kristály n-típusú, akkor a meleg tű + polaritású, ha p-típusú, akkor a meleg tű – polaritású.



8. ábra. „Valdes" mérési módszer elrendezési rajza

Kissebbségi töltéshordozók élettartamának mérése

A gyakorlat keretében a hallgatók germánium egykristályban a kisebbségi töltéshordozók élettartamát „Valdes" módszerrel mérik. A germánium szelet felületén egy keskeny fénycsíkkal többlet töltéshordozókat gerjesztünk (8. ábra). A kontinuitási

egyenlet szerint a többlet töltéshordozók koncentrációja a fénycsík szélétől távolodva exponenciálisan csökken. Az exponens időállandója a diffúziós hossz, amely az élettartammal $L=\sqrt{D\tau}$ szerint függ össze (D — diffúziós állandó).

A többlet töltéshordozók koncentrációjának helyfüggését a 8. ábra alapján egyenirányító tű kontaktuson keletkező fotofeszültség mérésével határozzuk meg. A gerjesztő fényt forgó tárcsa segítségével $f=190$ Hz frekvenciával szaggatjuk, így a fotofeszültséget szelektív erősítővel erősíteni lehet, ami a mérés pontosságát jelentősen növeli. Figyelembe véve, hogy a többlet töltéshordozók koncentrációja és az azzal arányos fotofeszültség a távolság függvényében exponenciálisan változik, a diffúziós hossz a következő összefüggés szerint számítható:

$$L=\frac{x_2-x_1}{\ln\frac{U_1}{U_2}} \tag{4}$$

ahol U_1 és U_2 a fotofeszültség az x_1, ill. x_2 helyeken.

Töltéshordozók koncentrációjának és mozgékonyságának meghatározása Hall-effektus segítségével

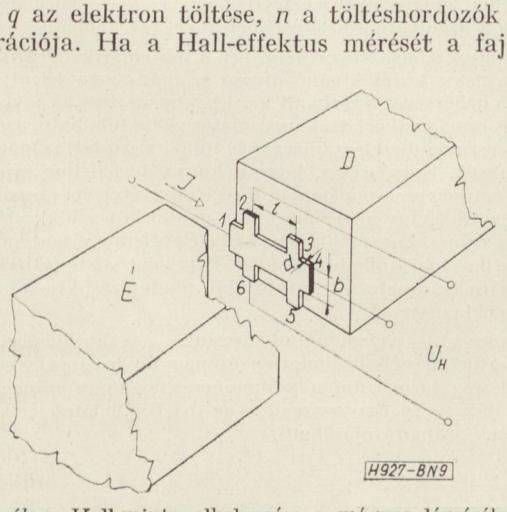
Germánium kristályban a többlet töltéshordozók koncentrációja és mozgékonysága Hall-effektus alapján határozható meg. A mérőberendezés elvi vázlatát a 9. ábrán mutatjuk be. A félvezető kristályt $B=0{,}3$ T indukciójú mágneses térbe helyezzük. A térre merőleges irányban $I=1$ mA „húzóáramot" bocsátunk a kristályon keresztül. A mágneses térre és a húzóáram irányára merőleges harmadik irányban az ún. Hall-feszültség jelenik meg. Az U_H Hall-feszültségből és a B mágneses tér erősségéből a próbatest méreteinek ismeretében (9. ábra) kiszámítható a Hall-állandó

$$R_H=\frac{U_H d}{IB} \tag{5}$$

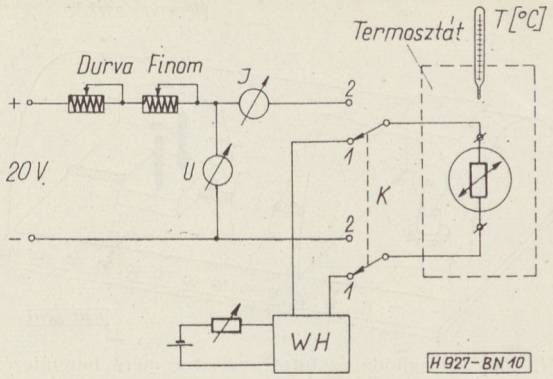
A Hall-állandó nagysága a többségi töltéshordozók koncentrációjától függ:

$$R_H\cong\frac{1}{nq} \tag{6}$$

ahol q az elektron töltése, n a töltéshordozók koncentrációja. Ha a Hall-effektus mérését a fajlagos



9. ábra. Hall-minta elhelyezése a mágnes légrésében



10. ábra. Mérőkapcsolás termisztor karakterisztikák felvételére

ellenállás mérésével kötjük össze, akkor a töltéshordozók mozgékonyságát is kiszámíthatjuk. Ha a mágneses tér $B=0$, akkor a próbatest 2–3 kivezetésein az I húzóáram hatására U_{23} feszültségesés jön létre, amelyből a próbatest méreteinek ismeretében a fajlagos ellenállás kiszámítható:

$$\varrho=\frac{bd}{l}\,\frac{U_{23}}{I} \tag{7}$$

A töltéshordozók mozgékonyságára pedig felírható:

$$\mu_H=\frac{R_H}{\varrho} \tag{8}$$

A mérés során különböző termikus és termomágneses effektusok jönnek létre, amelyek a mérés eredményét meghamisítják. Ezen effektusok hatásainak kiküszöbölésére a mérőberendezés olyan konstrukciójú, hogy lehetőség van a húzóáram irányának és a mágneses tér irányának reverzálására. Így az eredő Hall-feszültség:

$$U_H\cong\frac{U_1-U_2+U_3-U_4}{4} \tag{9}$$

ahol U_1 — ha $I+;\ H+$ $\quad U_3$ — ha $I-;\ H-$
U_2 — ha $I-;\ H+$ $\quad U_4$ — ha $I+;\ H-$

A hallgatók a mérés során a Hall-feszültséget és a mintán hosszirányban eső feszültséget Feussner-féle kompenzátorral mérik. Lehetőség van a Hall-feszültség hőmérsékleti függésének mérésére is.

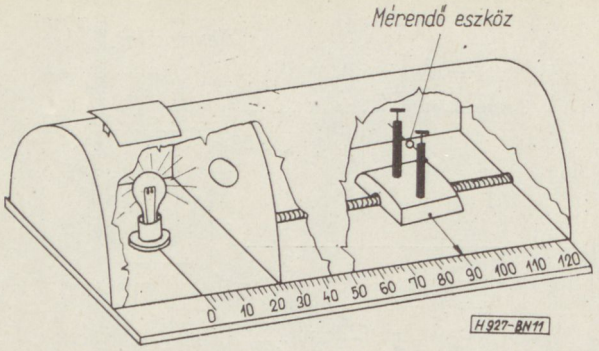
Különleges félvezető eszközök karakterisztikáinak felvétele

A mérési gyakorlat keretében a hallgatók *a)* termisztorok, *b)* félvezető fényérzékelő eszközök jellegzetes karakterisztikáit mérik és diagrammban ábrázolják.

a) A termisztor villamos viselkedését teljes mértékben meghatározó jelleggörbét hőmérséklet-ellenállás karakterisztikának nevezzük. A termisztor működési hőmérséklethatárain belül a hőmérséklet-ellenállás összefüggés a következő egyenlettel fejezhető ki:

$$R=R_1\exp\left(B/T-B/T_1\right) \tag{10}$$

ahol R_1 ellenállásként a $T_1=20$ C°-on mért ún. névleges ellenállást választottuk. A (10) összefüggés alapján a mért karakterisztikából meghatározható



11. ábra. Fotodióda és fototranzisztor mérő berendezés

a termisztorra jellemző B állandó:

$$B=\frac{T_1T_2}{T_2-T_1}\ln\frac{R_1}{R_2} \qquad (11)$$

T_1 és T_2 értékeket $K°$-ban helyettesítjük.

A hallgatók a karakterisztikát a 10. ábra szerinti mérési összeállításban veszik fel. A mérendő termisztort szabályozható hőmérsékletű termosztátba helyezik. A „K" kapcsoló 1 állásában egy Wheatstone-híd segítségével a termisztor ellenállás-hőmérséklet karakterisztikát, míg 2 állásában az egyes hőfokokhoz tartozó $U-I$ karakterisztikákat lehet meghatározni.

b) Félvezető fényérzékelő eszközök karakterisztikáinak mérései keretében a hallgatók fotoellenállás, fotodióda és fototranzisztor fotoelektromos tulajdonságait vizsgálják. A mérést a 11. ábrán bemutatott mérési összeállítás szerint végzik. A fény intenzitását a mérendő eszköz és a megvilágító lámpa közötti távolság változtatásával szabályozzák.

Félvezető laboratóriumunkat jelenlegi formájában első lépésnek tekintjük a félvezető eszközök korszerű oktatásának kiegészítésére. A félvezető eszközök fejlődésének iránya a szilícium alapanyagú diódák, tranzisztorok és szilárdtest integrált áramkörök alkalmazásának jelentős megnövekedéséhez vezet. Szükséges, hogy a mérnökhallgatók laboratóriumi gyakorlataik során bővebben megismerkedjenek a szilícium alapanyagú félvezető eszközök technológiájával és szilícium egykristályok különböző fontos fizikai paramétereinek mérési módszereivel. Ezeket a szempontokat figyelembe véve laboratóriumunkat állandóan fejlesztjük és korszerűsítjük.

A szerzők köszönetet mondanak Dr. Valkó Iván Péter egyetemi tanárnak és Dr. Szép Iván laboratóriumvezetőnek, hogy nagyfokú támogatásukkal segítették laboratóriumunk felszerelését. Ugyancsak köszönet illeti Szentesi Imre és Szirmai Miklós technikusokat, akik a laboratórium felszerelésében értékes munkát végeztek.

KÖNYVISMERTETÉSEK

Vincze István: **Matematikai statisztika ipari alkalmazásokkal,**

Műszaki Könyvkiadó, Budapest 1968, 352 oldal, ára 60 Ft.

Az ipari kutató és fejlesztő munka számos területén elengedhetetlenül szükséges a matematikai statisztikai módszerek alkalmazása. Ez a követelmény tette időszerűvé olyan magyar nyelvű matematikai statisztikai könyv kiadását, amely kézikönyvül és egyszersmind tankönyvül is szolgál az ipari szakemberek számára. A Műszaki Könyvkiadó gondozásában megjelent könyv az első olyan magyar nyelvű összefoglaló, amely a matematikai statisztika legfontosabb területeit áttekinti, az alapfogalmakat ismerteti és rámutat a gyakorlati alkalmazás lehetséges területeire. A szerző a részletes bizonyításoktól eltekint, a fő súlyt a valószínűségszámítás gondolkozásmódjának megvilágítására és az alkalmazás feltételeinek pontos meghatározására helyezi.

A könyv első két fejezete a valószínűségszámítás legfontosabb alapfogalmait és tételeit ismerteti, amelyek szükségesek a további fejezetek megértéséhez. A harmadik fejezet a mintavétel alapjait tárgyalja. A negyedik fejezet a statisztikai becslések elméletének rövid összefoglalását adja, amelyben a pont- és intervallumbecslés ismertetésén, a becslések tulajdonságainak tárgyalásán kívül példákat láthatunk a különböző becslési módszerek alkalmazására, valamint a rétegzett mintavétel esetén történő becslésre. Az ötödik fejezetben számos ipari gyakorlatból vett példával megvilágítva a statisztika hipotézisvizsgálat legfontosabb kérdéseit tárgyalja a szerző, ismerteti a leghasználatosabb paraméteres és nemparaméteres statisztikai próbákat. A Kolmogorov-próbára példaként elektrolitkondenzátorok élettartam-vizsgálatával kapcsolatos problémát tárgyal. A hatodik fejezet a szórásanalízis témakörét tárgyalja. A hetedik fejezet a műszaki kutatás és fejlesztés számára igen gyakran szükséges és igen jól használható matematikai segédeszközzel a korreláció- és regresszióanalízissel foglalkozik. Ebben a fejezetben tárgyalja a szerző a mérési helyek megválasztásának kérdését is. A fejezet végén ipari példát mutat be a regresszióanalízis alkalmazására, amelynek során rámutat arra, hogy ha az $y=ax+bx^2+cx^3+dx^4$ függvény a, b, c, d állandóit a legkisebb négyzetek módszere alapján határozzuk meg és a mérési eredmények alapján a számítások ezt a függvényt jó közelítéssel adják, ez nem jelenti feltétlenül, hogy az együtthatók így becsült értékeiből jó közelítést nyújt az $k=y/x$ függvény is. A nyolcadik fejezet a minőségellenőrzés statisztikai módszereit ismerteti. A gyártásellenőrzéssel, az ellenőrzések időközének megválasztásával és a késztermék-ellenőrzéssel foglalkozik ebben a fejezetben a szerző. A méréses és minősítéses mintavétel tárgyalása, a megfelelő mintavételi tervek ismertetése teszi ezt a fejezetet teljessé. A könyv végén találjuk meg a legfontosabb statisztikai táblázatokat, valamint az irodalomjegyzéket, amely lehetővé teszi, hogy az egyes speciális kérdésekkel az olvasó részletesebben megismerkedjék.

A könyv stílusa közérthető, így a matematikai statisztikával megismerkedni kívánó olvasó számára nem jelent különösebb nehézséget a tárgyalt kérdések megértése. A könyvben számos ipari gyakorlattal kapcsolatos példa található, azonban az ipari szakemberek számára még több gyakorlati példára lenne szükség. Kétségtelen, hogy a könyv terjedelme és az áttekinthetőség szempontjainak figyelembevételével ez már nem vált lehetővé. Így arra mutat rá a gyakorlati példák viszonylag kis száma, hogy a jövőben szükséges lenne a matematikai statisztika ipari alkalmazásával kapcsolatban egy példatár kiadására is, amely a legfontosabb alkalmazásokra adna bőséges példaanyagot.

A könyv — véleményünk szerint — a híradástechnikai ipar területén nélkülözhetetlen és nagyon hasznos segédeszköznek fog bizonyulni a szakemberek számára mindennapi munkájuk során, így beszerzése az ipari vállalatok és kutató intézetek számára ajánlható.

Balogh Albert

Iparjogvédelmi ismeretek

Közgazdasági és Jogi Kiadó, 432 oldal, ára 40,— Ft.

Az „Iparjogvédelmi ismeretek" c. könyv, amelyet az *Országos Találmányi Hivatal* készíttetett el, áttekintést nyújt az iparjogvédelem fogalmával, tárgyával, jelentőségével kapcsolatos általános tudnivalókról, a szabadalmi, a védjegy és a licencpolitika legfontosabb szocialista alapelveire vonatkozóan. Ismerteti az iparjogvédelmi jogszabályok helyét jogrendszerünkben és ezek összefüggéseit az egyes jogszabályokkal.

Teljes részletességgel tárgyalja a magyar szabadalmi és eljárási jogra, a védjegyre és az ipari mintára vonatkozó jogszabályi rendelkezéseket, ideértve az ezek alapján kialakult hatósági és bírósági joggyakorlatot. Gyakorlati példákat ad a találmányi bejelentések szerkesztésére, az újdonságkutatásra, a felszólalásra, a peres ügyek vitelére stb., továbbá ismerteti az említett tárgykörökkel összefüggő legfontosabb nemzetközi szerződések és megállapodások lényegesebb rendelkezéseit. Mélyrehatóan tárgyalja az újításokkal és találmányokkal kapcsolatos jogszabályi rendelkezéseket és bírói gyakorlatot, a népgazdasági eredményszámítás módszereit. Ismerteti az állami és vállalati szervek szerepét és feladatait az újítói és feltalálói mozgalom területén, különös tekintettel a gazdaságirányítási rendszer reformjára. A könyv magába foglalja a polgári és büntető, anyagi és eljárási jognak azokat a rendelkezéseit (ideértve a jogi alapfogalmakat), amelyeknek ismerete az iparjogvédelmi jogszabályok megértéséhez, gyakorlati alkalmazásához, iparjogvédelmi ügyintézői, újítási előadói, szabadalmi ügyvivői munkakörök betöltéséhez szükségesek.

E sokrétű ismerettel foglalkozó szakkönyvet elsősorban iparjogvédelmi szakképzésben részt vevő tanfolyami hallgatók számára kívánják hozzáférhetővé tenni. Ezzel párhuzamosan nélkülözhetetlen segédletként szolgál a könyv az újítás, a találmány, a védjegy, az ipari minta stb., ügyeivel közvetlenül foglalkozó újítási előadók, iparjogvédelmi ügyintézők, szabadalmi ügyvivők, egyszemélyi elbírálók számára.

A könyv szerkesztője *dr. Krasznay Mihály*. Szerzők: ismert iparjogvédelmi szakemberekből álló nyolctagú kollektíva.

Dr. Géher Károly: **Lineáris hálózatok,** Műszaki Könyvkiadó Budapest, 1968, 478 oldal, ára: 80,— Ft

A magyar nyelvű híradástechnikai irodalom eddig nélkülözte az összefoglaló jellegű hálózatelméletet. Dr. Géher Károly munkája ezt a hiányt teljes egészében pótolja.

A szerző kettős feladatot oldott meg: olyan egyetemi tankönyvet írt, mely az iparban dolgozó mérnökök mindennapi munkájában kézikönyvként is használható. Dr. Géher több, mint egy évtizedes egyetemi oktató tevékenységének bőséges tapasztalatai, valamint iparunk tervező szakembereivel való állandó, közvetlen személyi kapcsolatai együttesen biztosították a kitűzött célok kiváló teljesítését.

A magyar szűrőszakirodalom Hennyey Zoltán úttörő tevékenységével indult a háború utáni években. Az akkori időkben csak egyetemi jegyzetek és szakcikkek jelentek meg, az újjáépülő híradástechnikai ipar, felszabadulás utáni mérnökképzés teljesen lekötötte a szakembereket. Sajnos, az úttörők közül olyan kiváló egyéniségek, mint dr. Radványi László és Rajó László már nem élnek. Kár, hogy az irodalomjegyzékből kimaradtak, pedig mind fejlesztők, mind oktatók kiválót nyújtottak. Eddig két nyomdatechnikával készült kis szakkönyv állt csupán rendelkezésre. Egyedi Andor kis összeállítása és Hennyei Zoltán 1958-ban megjelent „Lineáris áramkörök elmélete" c. munkája. Jelentős a szakemberképzés hazai eredménye: a magyar hálózatelméleti szakemberek relatíve igen kimagasló arányban vesznek részt az egyetemes műszaki haladásban.

Ezt a nemes hagyományt szolgálja híven a jelen könyv, mely az alábbi főfejezeteket tartalmazza; 1. Bevezetés; 2. Nagypólusok Szintézise; 3. Négypólusok; 4. Példák négypólusú kapcsolásokra; 5. Transzfer függvény szintézis; 6. Négypólus tervezése; Hullámparaméteres tervezés; 8. Az áramköri paraméterek tartománya.

Az egyes fejezetek arányai bár nagyjából helyesek néhány észrevétel: A korrektorokat tárgyaló 6.3 és 6.4 fejezetek elvi teljességét fokozták volna a gyakorlati korrektorméretezéshez használt néhány táblázat és a korrektorszámítást bemutató gyakorlati példa (irodalom), ezzel szemben 6.5 fejezetben 6.5—6.14 táblázatok ebben a terjedelemben talán mellőzhetők lettek volna, mert a fülszövegben hirdetett és kapható Albác: Szűrők és késleltető vonalak zsebkönyve c. munkában a teljes anyag régebben megjelent. Az eredeti forrás, [111], az irodalomjegyzékben szerepel, de 6.5.3.-ban erre nincs hivatkozás! A 7.2 fejezet hullámparaméteres méretezés jelentősége ma már aluláteresztőből frekvenciatranszformációval nem származtatható sávszűrők tervezése, azaz olyan esetek, melyeknél a katalógusok és „kész programok" nem használhatók. Sajnos, e fejezetből ez teljesen hiányzik.

A 8. fejezetet, mely „Az áramköri paraméterek tartománya" címet viseli csak elismerőleg lehet méltatni. Az itt közölt anyag minden tömörsége ellenére is igen világos, pontos és főleg korszerű ismereteket ad. Ebbe a szerző néhány eredeti eredménye is be van építve igen nagy szerénységgel.

Úgy érezzük, hogy egy ilyen átfogó munkában néhány oldalt a kvarcszűrők és egyéb elektromechanikus (piezokerámiás) elemeket tartalmazó hálózatok megérdemeltek volna. Egy későbbi esetleges bővítésnél mérlegelni kellene, hogy a lineáris hálózatok realizáló elemeinek tényleges tulajdonságairól és a beállítási-méréstechnikai kérdésekről nem lenne-e célszerű egy enciklopedikus jellegű tömör összeállítást közölni, főleg azért, hogy a megfelelő irodalomra utalni lehessen.

Feltétlenül szükséges ilyen könyvnél a betűrendes tárgymutató, hiszen a gyakorló mérnök kézikönyvként használja. Nem érthető miért hagyták el?

A kiállítás és a nyomdatechnika is kiváló, méltó a belbecshez.

Dicséri ez a könyv a Műszaki Kiadó szerkesztőjét, Illés Árpádnét, a Szegedi Nyomdát és a lektorokat: Herendi Miklóst és dr. Lajtha Györgyöt.

Boglár Gyula

Diplomaterv-pályázat eredménye

A Híradástechnikai Tudományos Egyesület 1968-ban is megrendezte — korábbi gyakorlatnak megfelelően — a végző híradástechnikus mérnök-hallgatók diplomaterv pályázatát.

A 210 végző közül az alábbiak vettek részt a pályázaton:

Abos Imre	Gerencsér András
Bánfalvy Károly	Hantos M. Zoltán
Cseri Éva	Hegyesi Csaba
Czéh András	Mihályi Zoltán
Eisler Péter	Sallai Gyula
Erdősi Gyula	Széchényi Kálmán
Gallai Sándor	Varró László

Minthogy a Telefongyár hozzájárulásával a kiadható díjösszeg jelentősen megnövekedett, a kiadott díjak száma és összege nagyobb az eddigieknél.

I. díjat (1600,— Ft) nyertek:

Sallai Gyula: Torzítások transzformációja FM rendszerben.

Széchenyi Kálmán: PN átmenet kapacitásának automatikus mérése.

Cseri Éva: Tértöltéses félvezető eszközök.

II. díjat (1100,— Ft) kapott:

Hegyesi Csaba: Varaktor diódák technológiája.

III. díjat (800,— Ft) nyertek:

Abos Imre: Diódás mikróhullámú kapcsoló.

Gerencsér András: Tunneldiódás oszcillátorok teljesítményének összegezése.

Hantos M. Zoltán: Nyirokkeringési rendszer elektronikus modellje.

A pályázat nyertesei jogot kaptak a diplomatervük alapján írt cikkük közlésére a Híradástechnikában.

Dr. Ambrózy András
a HTE Oktatási Bizottság vezetője

A HTE 1969. április havi rendezvényei

Összeállította: VALKÓ PÉTERNÉ

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

1969. április	SZAKOSZTÁLY	ELŐADÁS
11. péntek 16.30 óra	Környezetállósági Szakosztály (volt: Klimatizációs B.) Elnök: **Schmidt János**	*Kesselyák Péter* (BHG) Por befolyása a híradástechnikai érintkezők megbízhatóságára
18. péntek 16 óra	Alkatrész Szakosztály Elnök: **dr. Katona János**	*Pálffy Árpád* (Remix) Nikkel-króm ötvözetű ellenállások

HIRDESSEN A

HÍRADÁSTECHNIKA

CÍMŰ FOLYÓIRATBAN

A hirdetések az alábbi címre küldendők:

LAPKIADÓ VÁLLALAT, BUDAPEST, VII., LENIN KÖRÚT 9—11

Telefon: 221-285

Tartalmi összefoglalások

ETO 621.373.52:621.382.2

Székely V.—dr. Tarnay K.:

A Gunn-dióda

HÍRADÁSTECHNIKA XX. (1969.) 3. sz.

A cikk az n-GaAs-ban kialakuló instabilitás elvi vizsgálatából kiindulva tárgyalja a Gunn-dióda működését. Eredeti eredményeket közöl a domain dinamikus egyensúlyával kapcsolatosan. Az „egyenlő területek szabályának" gyakorlatban nehezen kiértékelhető módszere helyett egyszerű grafikus eljárást ismertet a dinamikus egyensúly meghatározására. Részletesen analizálja a Gunn-diódás oszcillátorok működését és röviden foglalkozik az LSA modussal.

ETO 621.315.592.4:621.382.3.001.2

Tihanyi J.:

A fém-oxid-szilícium tranzisztorok működése és tervezésük fő szempontjai

HÍRADÁSTECHNIKA XX. (1969) 3. sz.

A MOS tranzisztorok áramegyenletének levezetése fizikai meggondolások alapján. Levezetjük hogyan függ az inverziós csatorna töltésének felületi koncentrációja a vezérlő feszültségtől és a csatornahordozó feszültségétől. Ennek alapján eljutunk az általános $I_D(V_D,V)$ összefüggéshez, amelyet a valóságos viszonyoknak megfelelően egyszerűsítünk, és így könnyen kezelhető egyenleteket kapunk.
Adott tulajdonságú MOS tranzisztorok tervezése az összefüggések felhasználásával, valamint az alapvető tervezési szempontok ismertetése.

ETO 621.373.52.018.75:621.397.332

Dani S.—Kriskó F.:

Tranzisztoros vízszintes eltérítő áramkörök II. rész

HÍRADÁSTECHNIKA XX. (1969) 3. sz.

A cikk első része a tranzisztoros televízió-vevőkészülék vízszintes eltérítő áramkörének elméleti összefoglalása. Részletesen foglalkozik azokkal a követelményekkel, korlátozásokkal, amelyeket a tervezés során figyelembe kell venni. Ezek közül a legfontosabbak a kapcsoló tranzisztorral szemben támasztott követelmények, a fellépő disszipáció, megfelelő vezérlőjel biztosítása, az eltérítés linearitása. Az alapáramkörök tárgyalásán kívül tartalmazza a képcső anódfeszültségének és egyéb segédfeszültségek nyerésének lehetőségét.
A cikk második része egy asztali tranzisztoros televízió-vevőkészülék soreltérítő fokozatának teljes méretezését ismerteti.

ETO 621.315.592.002.2.(076):621.382(076)

Dr. Bajor Gy.—Nagy A.:

Félvezető laboratóriumi gyakorlatok a BME Elektroncsövek és Félvezetők Tanszékén

HÍRADÁSTECHNIKA XX. (1969) 3. sz.

Ismertetjük a Budapesti Műszaki Egyetem Elektroncsövek és Félvezetők Tanszék által összeállított félvezető laboratóriumi gyakorlatok anyagát, melyeket az V. évfolyam vákuum és félvezető technika ágazatos hallgatói végeznek a „Félvezetők technológiája" c. tantárgy keretében. A gyakorlatok egy része félvezető eszközök gyártási technológiájával, másik része pedig félvezető anyagok minősítésével kapcsolatos mérésekkel foglalkozik.

Обобщения

ДК 621.373.52:621.382.2

В. Секель—Д-Р К. Тарнаи:

Диод Ганна

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XX. (1969) № 3.

Излагается работа диода Ганна исхода из принципиальной проверки нестабильности в n-GaAs. Даны первоначальные результаты по динамическому равновесию домэна. Вместо метода «равных поверхностей», трудно оценивать в практике, дан простый графический метод для определения динамического равновесия. Подробно анализируется работа осцилляторов с диодом Ганна и кратко описан образ LSA.

ДК 621.315.592.4:621.382.3.001.2

Й. Тихани:

Работа и основные точки зрения проектирования транзисторов

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XX. (1969) № 3.

Происхождение уравнения тока транзисторов МОП на основе физических соображений. Доказывается зависимость концентъации поверхностного заряда инверсионного канала от напряжения каналаносителя. На основе этого достигается общее соотношение $I_D(V_D, V)$, которое может быть упрощено в соответствии с действительными условиями, таким образом получается легко употребляемое уравнение. Проектирование транзисторов МОП с данными параметрами на основе вышеприведенных соотношений и изложение точке зрения проектирования.

ДК 621.373.52.018.75 : 621.397.332

Ш. Дани—Ф. Кришко:

Схемы горизонтального отклонения на транзисторах II. Часть

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XX. (1969) №3

Первая часть статьи является теоретическим обобщением схемы горизонтального отклонения телевизора на транзисторах. Подробно рассматриваются требования и ограничения, которые должны быть приняты во внимание в течение проектирования. Важнейшими из этих являются требования коммутационных транзисторов, созданное рассеяние, генерация пригодного возбуждающего сигнала, линейность отклонения. Кроме дискуссии основных схем показывается возможность создания анодного напряжения и других вспомогательных напряжений кинескопа. Вторая часть статьи излагает полное проектирование каскада строчной развертки столового телевизора на транзисторах.

Д-р Д. Байор—А. Надь:

Лабораторные упражнения по полупроводниковым приборам на кафедре «Электронные лампы и полупроводниковые приборы» Будапештского Технического Университета

TÜ 621.315.592.002.2(076):621.382(076)

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XX. (1969) № 3.

Излагаются материалы лабораторных упражнений составлянные кафедрой «Электронные лампы и полупроводниковые приборы» Будапештского Технического Университета по полупроводниковым приборам, исполненных студентами отрасля вакуумной и полупроводниковой техники пятого курса в рамках предмета «Технология полупроводниковых приборов». Часть упражнений занимается производственной технологией полупроводниковых приборов а другая часть измерениями по квалификации полупроводниковых материалов.

Zusammenfassungen

DK 621.373.52:621.382.2

V. Székely—Dr. K. Tarnay:

Die Gunn-diode

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) Nr 3.

In dem Artikel wird die Funktion der Gunn-Diode auf dem Grund der prinzipiellen Untersuchung der in den n-GaAs entstehenden Instabilität diskutiert. Es werden ursprüngliche Ergebnisse bezüglich des dynamischen Gleichgewichtes der Domäne erörtert. Eine einfache graphische Behandlung wird statt der in der Praxis schwer auswertbarer „Methode des Regels der gleichen Flächen" beschrieben. Die Funktion der Oszillatoren mit Gunn-Dioden wird eingehend analysisert und der LSA-Modus kurz behandelt.

Summaries

UDC 621.373.52:621.382.2

V. Székely—Dr. K. Tarnay:

The Gunn Diode

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) N° 3.

The paper discusses the funtion of the Gunn diode starting from the examination of the principles of the instability in n-GaAs. It presents original results in connection with the dynamic equilibrium of the domain. To determine the dynamic equilibrium a simple graphical method instead of the method of the "law of equal areas" difficult to apply in practice is described. It analyses in detail the function of the oscillators with Gunn diodes and deals briefly with the LSA mode.

DK 621.315.592.4:621.382.3.001.2

J. Tihanyi:

Funktion und Hauptentwurfsgesichtspunkte der Metal-Oxyd-Silizium Transistoren

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) Nr 3.

Ableitung der Stromgleichung der MOS Transistoren auf dem Grund physikalischer Überlegungen. Es wird abgeleitet wie die Oberflächenkonzentration der Ladung des Inversionskanals von der Steuerspannung und der substrat spannung abhängt. Auf diesem Grund erreichen wir den allgemeinen Zusammenhang $I_D(V_D,V)$, den wir entsprechend den echten Verhältnissen reduzieren und eine leicht handelbare Gleichung bekommen. Ferner werden der Entwurf der MOS Transistoren mit gegebenen Eigenschaften und Anwendung der Zusammenhänge und die grundsätzlichen Entwurfgesichtspunkte erörtert.

DK 621.373.52.018.75:621.397.332

S. Dani—F. Krisko:

Horizontale Ablenkungsstromkreise mit Transistoren II. Teil

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) Nr 3

Der erste Teil des Artikels ist die theoretische Zusammenfassung des horizontalen Ablenkungsstromkreises des Fernsehempfangsgerätes mit Transistoren. Jene Forderungen und Beschränkungen werden eingehend beschrieben, die während des Entwurfes berücksichtigt werden müssen. Von diesen sind die gegenüber den Schalttransistoren gestellten Forderungen die wichtigsten; die auftretende Dissipation, die Erzeugung des geeigneten Steuerungssignales, die Linearität der Ablenkung. Ausser der Diskussion der Grundstromkreise befasst sich der Artikel mit der Möglichkeit der Gewinnung der Anodenspannung und anderer Hilfspannungen der Bildröhre. In dem zweiten Teil des Artikels wird der volle Entwurf der Zeilenablenkungsstufe des Tafelempfangsgerätes mit Transistoren erörtert.

DK 621.315.592.002.2(076):621.382(076)

Dr. Gy. Bajor—A. Nagy:

Halbleiterlaboratoriumpraxis auf dem Lehrstuhl für Elektronenröhren und Halbleiter der Technischen Universität Budapest

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) Nr 3.

Es werden die Arbeiten der Halbleiterlaboratoriumpraxis, die auf dem Lehrstuhl für Elektronenröhren und Halbleiter der Technischen Universität Budapest zusammengestellt worden sind, erörtert und welche im Rahmen des Lehrgegenstandes „Halbleitertechnologie" durch die Studenten des V. Semesters der Sektion Vakuum- und Halbleitertechnik ausgeführt werden. Ein Teil der Praxis beschäftigt sich mit der Fabrikationstechnologie der Halbleitergeräte und der andere mit den Messungen, die mit der Qualifikation der Halbleitermaterialen zusammenhängen.

UDC 621.315.592.4:621.382.3.001.2

J. Tihany:

Operation of Metal-Oxide-Silicon Transistors and the Main Aspects of Their Design

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) N° 3.

On the basis of physical considerations the derivation of the current equation of MOS transistors is described. It is deduced how the surface concentration of the charge of the inversion channel depends on the control voltage and channel substrate voltage. On this basis the general relation $I_D(V_D,V)$ is obtained which is simplified according to the real condition and thus easily treatable equations are reached. Further the design of MOS transistors with given properties and with the use of the retations and the basic points of view of design are presented.

UDC 621. 3.52.018.75:621.397.332

S. Dani—F. Krisko:

Horizontal Deflecting Circuits with Transistors. Part II.

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) N°3

The first part of the paper presents the theoretical summary of the horizontal deflecting circuit of the television receiver with transistors. It deals in detail with the requirements and limitations which have to be met in the course of the design. The most important of these are the requirements set against the switching transistors, the general dissipation, the production of the proper driving signal, the linearity of the deflection. Besides the discussion of the fundamental circuits the possibility of the generation of the anode voltage and other auxiliary voltages of the picture tube are described. The second part of the paper presents the complete design of the stage of the line deflection of a table television receiver with transistors.

UDC 621.315.592.002.2(076):621.382(076)

Dr. Gy. Bajor—A. Nagy:

Laboratory Excersises on Semiconductors in the Chair of Electronic Tubes and Semiconductors of the Technical University Budapest

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) N° 3.

The subjects of the semiconductor laboratory excersises worked out by the Chair of Electronic Tubes and Semiconductors of the Technical University Budapest and carried out by the students of the V. course on the section of the vacuum and semiconductor techniques within the scope of the subject "Semiconductor Technology" are presented. One part of exercises deals with the manufacturing technology of the semiconductor devices the other part with the measurements regarding the qualification of semiconductor materials.

Résumés

CDU 621.373.52:621.382.2

V. Székely—Dr. K. Tarnay:

La diode Gunn

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969.) N° 3.

Dans l'article la fonction de la diode Gunn est discutée, départant de l'analyse de principe de l'instabilité dans le n-GaAs. Des résultats originaux sont exposés en connexion avec l'équilibre dynamique du domaine. Au lieu de la méthode de "la théorème des surfaces égales" — qui peut être difficilement évaluée, une méthode graphique simple est exposée pour déterminer l'équilibre dynamique. La fonction des oscillateurs utilisant des diodes Gunn est analysée en détail, et puis la mode LSA est aussi traitée brièvement.

CDU 621.315.592.4:621.382.3.001.2

J. Tihanyi:

Fonction des transistors métal-oxyde-silicium et considérations principales de leur projet

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) N° 3.

La déduction de l'équation du courant des transistors MOS sur la base des considérations physiques. La dépendence de la concentration superficielle de la charge électrique du canal d'inversion de la tension de commande et de la tension du canal-porteur est déduite. Par conséquence on arrive à la rélation universelle $I_D(V_D,V)$ qui peut être simplifiée correspondant aux conditions réelles, et ainsi une équation aisément traitée est obtenue.
Calculations des transistors MOS de paramètres donnés en utilisant les rélations, et puis exposition des considérations principales de leur projet.

CDU 621.373.52.018.75:621.397.332

S. Dani—F. Krisko:

Circuits de déviation horizontale à transistors. Partie II.

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) N°3

La première partie de l'article donne un résumé théorique des circuits de déviation horizontale du récepteur de télévision à transistors. Les exigences et limitations sont traités en détail lesquels doivent être considerés au cours du projet. Les plus importants de ceux-ci sont les exigences pour le transistor de commutation, la dissipation produite, la génération d'un signal de commande adéquat, la linéarité de la déviation. La deuxième partie de l'article donne e projet complet de l'étage de déviation de ligne d'un récepteur de télévision à table transistorisé.

CDU 621.315.592.002.2(076):621.382(076)

Dr. G. Bajor—A. Nagy:

Exercises de laboratoire avec sémiconducteurs á la «Chaire des lampes électroniques et sémiconducteurs» de l'Université Technique de Budapest

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) N° 3.

Les matières composées par la «Chaire des lampes électroniques et sémiconducteurs» de l'Université Technique de Budapest pour les exercices avec sémiconducteurs sont exposées, lesquelles les étudiants de l'année cinquième de la section de technique de vide et sémiconducteurs doivent achever dans les cadres de la matière «Technologie des sémiconducteurs». Une partie des exercices s'occupe de la technologie de production des dispositifs sémiconducteurs, l'autre partie avec les mesures pour determiner la qualité des matières sémiconductrices.

SZERSZÁMGÉPIPARI MŰVEK

Budapest, X., Liget u. 22. Tel.: 472-750, 472-759, 148-932, 148-932.
Levélcím: Budapest 10. Postafiók 77. Telex: 481 Távirat: szimkoezpont

Pontosság

+

Termelékenység

=

Megbízhatóság

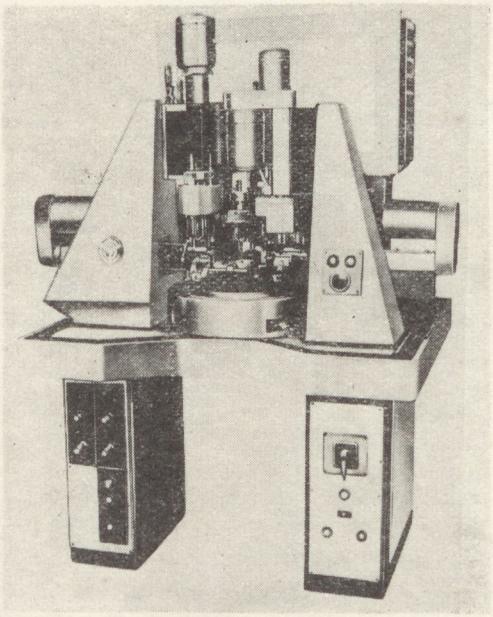
Nagy választék aggregát egységekben és a célgépgyártásban alkalmazott más tipizált egységekben.

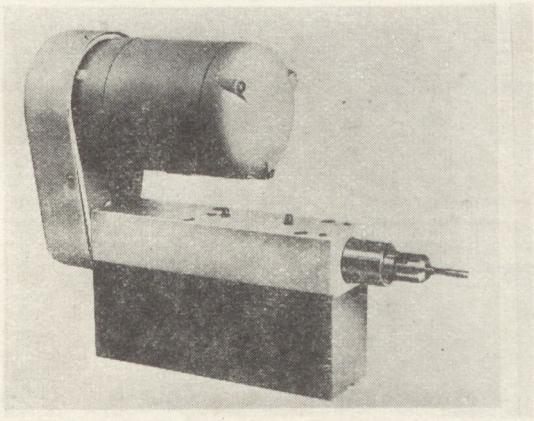
Az aggregát egységekből és tipizált elemekből saját kivitelezésben állíthatók össze az egyes célgépek.

A finommechanikai, — műszer, — híradástechnikai, — elektromos — és elektronikus iparágak nagysorozatban gyártott alkatrészeinek pontos és termelékeny előállítására szállítunk:

— *célgépeket vagy*
— *aggregát egységeket:*

Fúróegységek,
menetfúróegységek,
mély-lyukfúróegységek,
asztalok,
állványok,
szánok,
vezérlőegységek.





KÜLÖNLEGES CÉLGÉPESÍTÉSI FELADATAINAK MEGOLDÁSÁHOZ KÉRJE SEGÍTSÉGÜNKET, MŰSZAKI TANÁCSADÓ SZOLGÁLATUNK KÉSZSÉGGEL ÁLL RENDELKEZÉSRE MEGFELELŐ TECHNOLÓGIAI ELJÁRÁSOK KIDOLGOZÁSÁVAL, AJÁNLATADÁSSAL

GÉP-TEK

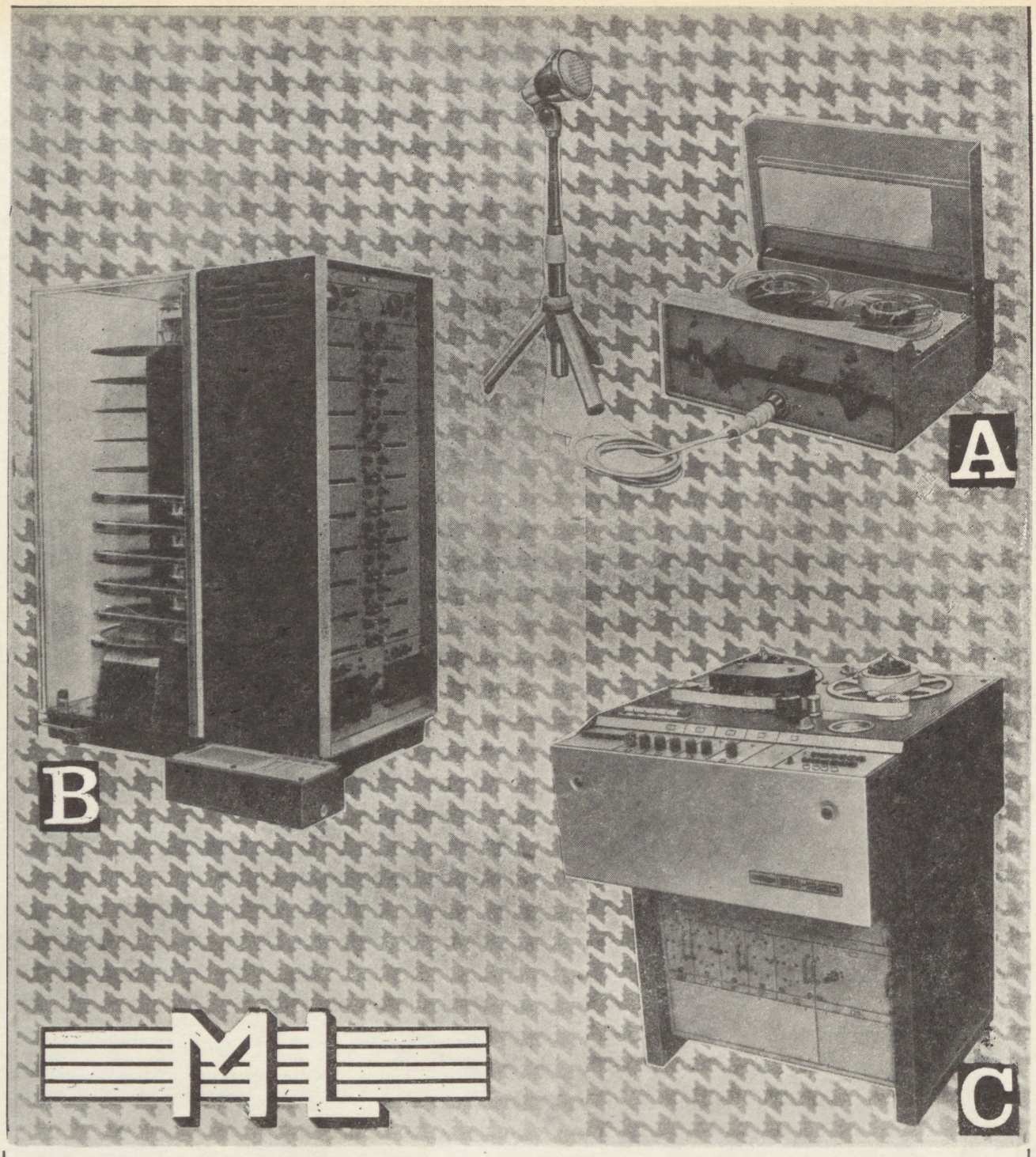
Gyártómű:

SZIM CÉLGÉPGYÁRA

Győr, Csipkegyár u. 6.

Telefon: 43-42 • Telex: 459

SZIM



MECHANIKAI LABORATÓRIUM
HÍRADÁSTECHNIKAI KÍSÉRLETI VÁLLALAT
Budapest, Gorkij fasor 25—27.

A **RIPORTERMAGNETOFON**

Teljesen kontaktusok nélküli egyenáramú elektromotor alkalmazásával készült. A beépített dinamikakompresszor a tízszeres hangerőnövekedést kevesebb mint 4/1000 mp alatt szabályozza le önműködően normál szintre.

Szalagsebesség: 9,5 és 19,05 cm/mp

B **INFORMÁTOR-AUTOMATA**

Mágnesesen rögzített és tárolt hanginformációt távindításra lejátszik. Hálózati táplálással működik, a felvétel mikrofonról történik.
Műsorideje: 2 × 10 csatorna esetében csatornánként max. 5 perc.

C **STM-220 NÉGYCSATORNÁS (PLAY-BACK) STÚDIÓMAGNETOFON**

Alkalmazásával sztereo műsorok elkészítése lényegesen egyszerűbbé válik.

Csíkszélesség: 4,5 mm. Minden csík külön törölhető és rájátszható.

Szalagsebesség: 38,1 és 19,05 cm/mp *Max. tekercsátmérő:* 300 mm

Alkalmazott szalag: 25,4 mm széles.