

50. 165



XVI. ÉVFOLYAM, 12. SZÁM, 353—384 OLDAL
BUDAPEST, 1966. DECEMBER HÓ **12**

HÍRADÁSTECHNIKA

A HÍRADÁSTECHNIKAI
TUDOMÁNYOS
EGYESÜLET LAPJA

HÍRADÁSTECHNIKA

A HÍRADÁSTECHNIKAI TUDOMÁNYOS EGYESÜLET LAPJA

TARTALOM

DR. GÁL JÓZSEF: Feszültségkapcsoló logikai áramkörök tervezése	353
DR. KOMARIK JÓZSEF—SAUFERT JÁNOS: Közvetlen mutató lavina- és érintkezési feszültség mutató műszer ..	361
DR. BOLGÁRFALVI KÁROLY: Közvetlen módszer a konnektorok reflexiós mátrixának meghatározására	368
SZÉKELY VLADIMIR: Tunneldiódák karakterisztika számítása	373
FRIVALDSZKY SÁNDOR: Logikai egyenletrendszer megoldása elektronikus számológép segítségével	379
Külföldi események	366
Egyesületi Hír	372
Könyvismertetés	372
Tartalmi összefoglalások	381
Обобщения	381
Zusammenfassungen	382
Summaries	382
Résumés	383

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

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

Index: 25.375

DR. GÁL JÓZSEF

BME Vezetékes Híradástechnika Tanszék

Vasúti Tudományos Kutató Intézet

Feszültségkapcsoló logikai áramkörök tervezése

ETO 164.1:621.318.57.015

„Új eljárás mozgó elemektől mentes logikai áramkörök megvalósítására” c. korábbi közleményünkben foglalkoztunk az ún. feszültségkapcsoló logikai áramkörök alapvető kapcsolástechnikai jellemzőivel.

Bemutattuk, hogy ezek elemi hálózataiban, a kapcsolások lényegét tekintve, egyforma sikerrel használhatók fel mind jelfogók érintkezőiből, mind elektronikus vagy mágneses elemekből kialakított kapcsolópárok. A hálózatok kimenetén megjelenő IGEN—NEM jelfeszültségek egymástól olyan nagyságrendben térnek el, ami a kapcsolópárokat alkotó elemek két különböző állapotbeli impedanciájának arányaként adva van. Ebből a szempontból tehát ezen a területen is a jelfogó a legideálisabb kapcsoló eszköz, s minden más esetben kedvezőtlenebb arányokkal s emellett minden hálózatban feszültségesséssel kell számolnunk.

A feszültségkapcsoló hálózatok alakjában eképpen rendelkezésünkre áll az a logikai kapcsolórendszer, amelyben közös elvi kapcsolástechnikai alapokon rendeződnek el mozgó jelfogóérintkezőkből és statikus elemekből felépített logikai hálózatok. Ez a rendszer felkínálja azt a lehetőséget, hogy jelfogós áramköröket közvetlenül, alkalmas elemek egyszerű behelyettesítésével alakíthassunk át mechanizmusoktól és érintkezőktől mentes logikai áramkörökké.

E felismerés után az a kérdés érdemi a legnagyobb figyelmet, milyen tervezési eljárás során nyerjük valamely kapcsolási feladat megoldását feszültségkapcsoló hálózatok alakjában. Amint a már idézett cikk is kifejezésre juttatta, a feszültségkapcsoló hálózat az áramkapcsoló hálózatok mintájára szerkeszthető meg alkalmas eljárás szerint, tehát pl. közvetlenül a logikai függvények alapján. Általában azonban egy adott kapcsolástechnikai feladat megtervezését a jól ismert relés áramkörök tervezési módszerei szerint végezzük, s ennek a munkának a során nyert áramköröket, ill. logikai hálózatokat alakítjuk végső lépésként feszültségkapcsoló áramkörökké. Mint a későbbiek során láthatjuk, ez az átalakítási művelet egyszerű szerkesztési szabályok gépies alkalmazásával végezhető el.

Soron következő feladatunk tehát az, hogy „közös nevezőre” hozzuk az áram és feszültségkapcsoló logikai hálózatokat. Meg kell vizsgálnunk evégből az utóbbiakban mindazokat a kapcsolástechnikai

problémákat, amelyek az áramkapcsoló rendszerben is figyelmet érdemeltek, amilyenek például a soros — párhuzamos kapcsolás, kétpólusú és többpólusú hálózatok kialakítása, a multiplikáció képzés problémája stb.

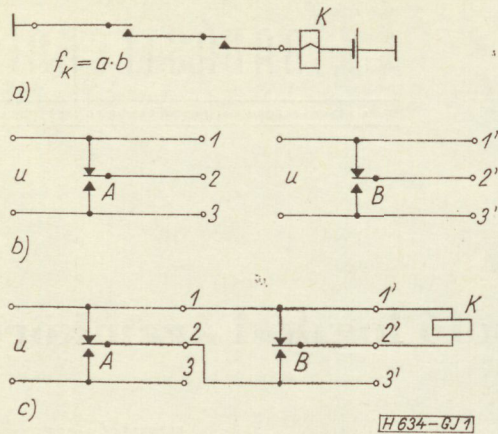
A jelen cikk keretében ezekkel s az ezekhez kapcsolódó egyéb kérdések tárgyalásával foglalkozunk azzal a célkitűzéssel, hogy végül a feszültségkapcsoló hálózatokról ugyanolyan világos képet alakíthassunk ki, amilyenrel a relés áramköröket illetően már rendelkezünk. A jelfogó érintkezőkkel és változtatható impedanciájú sztatikus elemekkel egyaránt megvalósítható feszültségkapcsoló hálózatok szerkesztésében a feszültségosztó kapcsolópárokat minden esetben váltó (morze) érintkezőkkel ábrázoljuk. Ilyen jelölés mellett a valóság hiteles s egyben a legkönnyebben áttekinthető képét kapjuk.

1. Feszültségkapcsoló logikai áramkörök analízise

Amint a relés áramkörökben a jelfogók érintkező párai és a jelfogó működtető tekercse képezik lényegében az áramkörök alkotó elemeit, ugyanúgy kell tekintenünk és vizsgálnunk a feszültségkapcsoló áramkörökben a feszültségosztó kapcsolópárokat s az ezek működtetését végző elektromechanikus vagy elektronikus egységeket, közös néven az ún. meghajtó áramköröket. Mindezek alapján indokoltnak látszik továbbá a jelfogó elnevezés tartalmi körét kiterjeszteni az érintkezőmentes, kapcsolópárokból és meghajtó áramkörből álló, kapcsolóegységekre is.

A kapcsolópárok a hálózatok építőelemei, a meghajtó áramkörök pedig a hálózatok által létrehozott események kifejezői. A kettő között szoros összefüggés van, hiszen az utóbbiakat azoknak az IGEN—NEM jeleknek kell működésbe hozniok, amelyek a hálózatok rendszerén át a kimeneten megjelennek.

Logikai kapcsolástechnikai szempontból lényegesen sokrétűbb figyelmet kívánnak a kapcsoló hálózatok, annál is inkább, mert azokat illetően kettős feladatot kell elvégeznünk. Egyrészt önmagában kell vizsgálnunk a feszültségkapcsoló hálózatot a különféle lehetséges kapcsolások szempontjából, másrészt egyidejűleg összefüggést kell keresni és létrehozni az áramkapcsoló érintkező hálózatokkal. A kérdések tárgyalásánál lehetséges mértékben iga-



1. ábra

zodunk ahhoz a tárgyalási módhoz, amely e téma területén — különösképpen az áramkapcsoló hálózatok terén — kialakult.

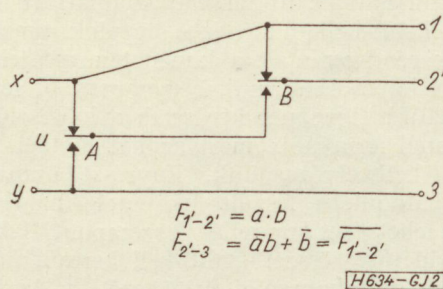
1.1 Soros-párhuzamos kapcsolás

Az 1a ábra szerinti $f_K = a \cdot b$ áramkapcsoló két-pólus feszültségkapcsoló hálózattá az 1b ábra szerinti két elemi feszültségosztó kapcsolópárból alakítható ki azzal a logikai megfontolással, hogy az $F_{1-2} = a$ és $F_{1'-2'} = b$ hálózatelemekből az $F_K = a \cdot b$ hálózat azáltal nyerhető, hogy az előbbi kimeneti sarkaira kötjük az utóbbi bemenő kapocspárját. (f_K kifejezésnek a feszültségkapcsoló rendszerben F_K felel meg.) Ezt az elrendezést mutatja az 1c ábra.

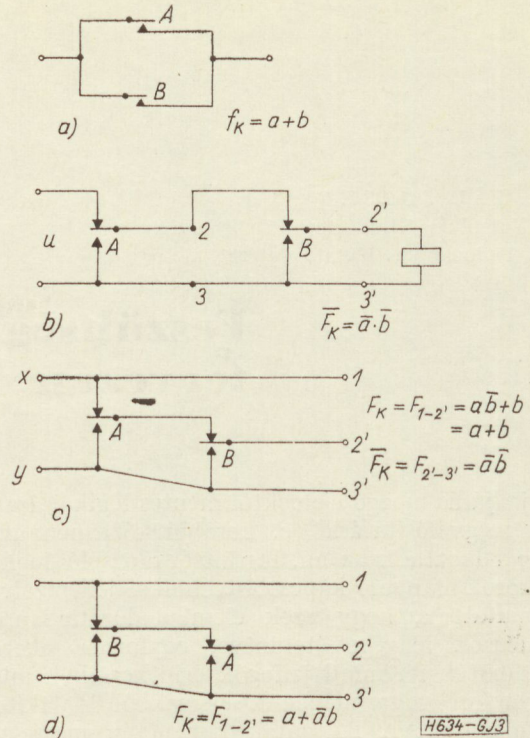
A K jelfogó sarkain a feszültség kizárólag akkor jelenik meg, ha mind az A , mind a B jelfogó meghúz. Az A és B további három lehetséges állapotában az $1'-2'$ kimenetek rövidzárlatban vannak, mert vagy az A vagy a B összekapcsolja ezeket a sarkokat. Ez a jelenség ad útmutatást arra, miként kell szerkesztenünk párhuzamos kapcsolású áramkapcsoló hálózatok feszültségkapcsoló megfelelőjét. Vizsgáljuk evégből a 2. ábrán ismételt a szóban forgó eredő hálózatot, bizonyos leegyszerűsítéssel.

Nyilvánvaló, hogy A és B változóknak abban a három állapotában, amelyben $1'$ és $2'$ kimenetek rövidzárlatban vannak — azaz $2'$ az x bemenethez van kapcsolva — az U feszültség a $2'-3$ pólusok között jelenik meg. Ezúton belátható, hogy az $F_{1-2'}$ és az $F_{1'-3'}$ feszültségkapcsoló hálózatok egymás negatívjai.

$$F_{1'-2'} = a \cdot b; \quad F_{2'-3} = \bar{a}b + \bar{b} = \bar{a} + \bar{b} = \overline{F_{1'-2'}}$$



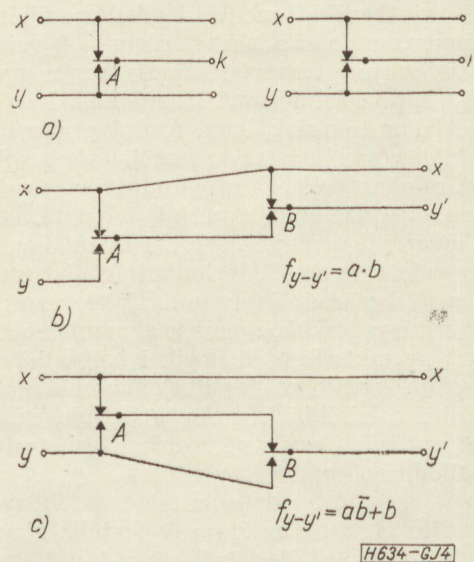
2. ábra



3. ábra

E felismerés alapján készítjük el az $f_K = a + b$ áramkapcsoló kétpólusos feszültségkapcsoló változatát. Az előző eljárás alapján a 3. ábra szerint, előbb az $\bar{F}_K = \bar{a} \cdot \bar{b}$ soros elrendezésű hálózatot szerkesztettük meg, s ennek során alakítottuk ki a keresett $F_K = a + b$, vagy az ezekkel tartalmilag azonos: $F_K = \bar{a}b + a$, ill. $F_K = a + \bar{a}\bar{b}$ hálózatokat attól függően, milyen sorrendben helyezük el a változókat.

A soros-párhuzamos elrendezésű feszültségkapcsoló hálózatok egyszerű formális szerkesztési eljárásának kialakítása végett a 4. ábrán vizsgáljuk meg ismételt



4. ábra

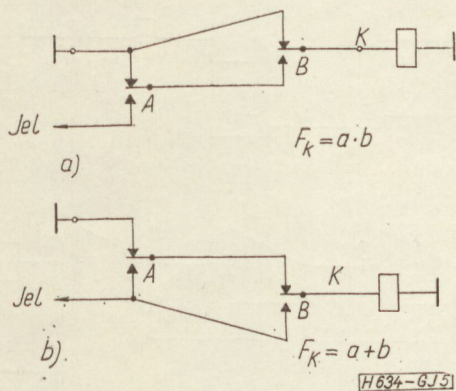
ten miként származtathatók az elemi feszültségosztó kapcsolópárokból a soros és párhuzamos elrendezésű összetett hálózatok. A 4b ábra szerinti soros kapcsolású hálózatot azáltal nyerjük, hogy az A feszültségosztó kapcsolópár közös kimeneti pontjára (k) a B-nek az y bemenetét kapcsoljuk, az x sarkokat pedig közösítjük. Eképpen az y bemenet és az y' kimenet között egy áramkapcsoló hálózatként felfogható logikai kapcsolási út alakul ki, amely éppen $a \cdot b$ -vel egyenlő. A 4c ábra szerint a párhuzamos kapcsolást úgy valósítjuk meg, hogy az A közös kimenetére a B-nek az x bemenetét kapcsoljuk és az y sarkokat közösítjük. Most is fennáll, hogy az y és y' pontok között található kontaktushálózat a keresett hálózatot adja áramkapcsoló formában. Megjegyezzük, hogy a hálózat említett pólusaira vonatkozó összefüggések igazodnak a morze-érintkezőkből alkotott kapcsolópároknak az ábra szerinti nyugalmi állásához.

Az y és y' pólusokra vonatkozólag nyert megállapítások rendkívül megkönnyítik a feszültségkapcsoló hálózatok szerkesztését, különösképpen az ellenőrzést illetően. A hálózatoknak részleteiből való összeállításánál pedig azok csatlakoztatására tett észrevételek bírnak jelentőséggel.

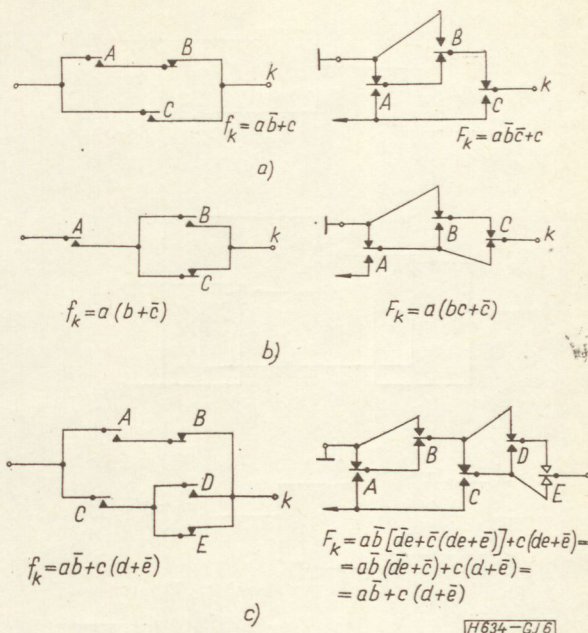
A soros-párhuzamos kapcsolású hálózatok elemi formáinak vizsgálatát célszerű kiterjeszteni az ún. egysarkú elrendezés változataira is. Gyakorlatban a hálózatokat általában ilyen elrendezésben építjük meg.

A 4b és 4c ábrákon látható feszültségkapcsoló hálózatok y' kimenete az A és B változók állapotaitól függően vagy az x , vagy az y bemenő sarkokkal áll kapcsolatban, s mindkét kapcsolási utat egy-egy kimeneti függvény írja le. A függvények eo ipso egymás negatívjai.

A gyakorlatban a kimeneti esemény bekövetkezésének érzékelésére, illetőleg e jelenség kimutatására alkalmas meghajtó áramkört az y' kimenetre kötjük. Nyilvánvaló, hogy a bemenetekre kapcsolt feszültségértékeknek és a kimenetre kötött meghajtó áramkörnek úgy kell egymáshoz illeszkedniök, hogy az egyik bemeneti pólusra adott ún. jelfeszültséggel való logikai kapcsolat mellett a meghajtó áramkör működjék (aktív állapotba kerüljön), a másik pólusra kapcsolt nulla feszültséggel való kapcsolat



5. ábra



6. ábra

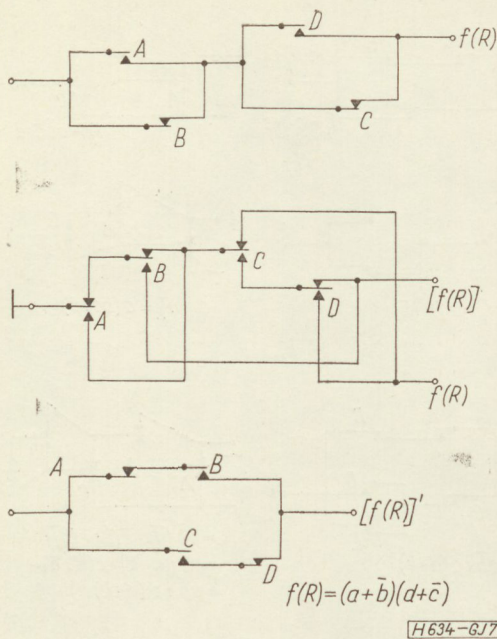
mellett pedig ne működjék, illetőleg ha működésben volt, álljon vissza nyugalmi (inaktív) állapotába. Ilyen viszonyok létesítésére utal az 5. ábrán bemutatott soros, ill. párhuzamos kapcsolású elrendezés.

Hangsúlyoznunk kell, hogy mind az itt tárgyalt elemi hálózatok, mind az ezek alapján szerkeszthető összetett hálózatok tervezésében — elsősorban ellenőrzés céljából — a kimenetnek a jelfeszültségre kapcsolt bemeneti pólussal létrehozható logikai kapcsolata érdemel figyelmet.

1.2 Kétpólusú hálózatok

Ez az elnevezés a feszültségkapcsoló hálózatok körében szó szerinti értelemben nem volna azonosítható az áramkapcsoló hálózatok kétpólusaival, hiszen itt — még az egysarkú kimenetekkel szerkesztett hálózatoknál is — a bemeneti oldalon mindenképpen két csatlakozó pólussal kell számolnunk. Fennáll azonban a teljes tartalmi azonosság a két különböző rendeltetésű hálózat között s éppen ezért ahogyan már korábban is, az F_x logikai függvények felírásánál tettük, megtartjuk a kétpólus elnevezést az egy bemeneti utasítást tartalmazó hálózatokra.

A 6. ábrán néhány összetett áramkapcsoló kétpólusú feszültségkapcsoló változatát mutatjuk be. Példáinkban jól követhető, miként kerülnek a munka és nyugalmi érintkezőpárok helyébe a feszültségkapcsoló hálózatokban morze érintkezőkből kialakított feszültségosztó kapcsolópárok. Figyelmet érdemel továbbá a hálózatoknak az a tulajdonsága, hogy a be- és kimenet közötti párhuzamos kapcsolási utak közül a feszültségkapcsoló hálózatban mindig csak egy valamelyik alakulhat ki. Biztosítva van tehát, hogy a kimeneten a változóknak minden kombinációjában a bemeneti póluspárra adott feszültségpolaritások közül határozottan vagy az egyik, vagy a másik mutatkozzék.



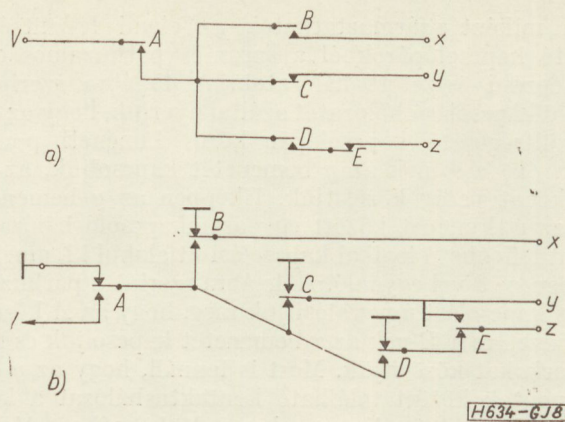
7. ábra

Meg kell itt emlékeznünk azokról az irodalmi utalásokról, amelyekben fellelhetők a feszültségkapcsoló kétpólusok jellemzői. Amikor pl. az érintkezőhálózatok körében azt a kérdést elemezzük: miként vonható össze valamely kétpólus saját negatívjával, hangsúlyozzuk, hogy az összevonás eredményeként olyan hárompólus keletkezik, amely legegyszerűbb formában kizárólag váltó (morze) érintkezőket tartalmaz s így biztosítva van, hogy a változók állapotától függően vagy csak az egyik, vagy csak a másik kimenet kerüljön az egyetlen bemenettel kapcsolatba. A 7. ábrán idézzük a Keister-Ritchie-Washburn: Design of switching circuits c. könyv vonatkozó példáját az ott alkalmazott jelölések meghagyásával. Megfigyelhető, hogy a bemenet és kimenetek szerepének felcserésével feszültségkapcsoló kétpólus keletkezik.

1.3 Többpólusú hálózatok

Az érintkezőhálózatokkal kapcsolatban akkor beszélünk többpólusról, amikor egy kontaktushálózat egy bemenettel és több kimenettel rendelkezik s ugyanakkor tartalmaz a hálózat olyan közös részletet, amely a bemenetnek bármelyik kimenettel fennálló kapcsolatában résztvesz. A 8a ábra egy ilyen három kimenettel rendelkező többpólusú érintkezőhálózatot mutat. Ezt az elrendezést még további értelemben is emlegetik, mégpedig az úgynevezett multiplikáció képzés szempontjából.

Az elvégzendő kapcsolási feladat az, hogy v bemeneti pólust A jelfogó meghúzott állapotában x , y vagy z kimenetekre kapcsoljuk tetszés szerinti csoportosításban, B , C , D és E jelfogók állapotától függően. Elvégezvén — a 8b ábra szerint — a feszültségkapcsoló hálózattá való átalakítást, megállapítható, hogy többpólusok, ill. multiplikáció képzésének a feszültségkapcsoló áramkörök keretében



8. ábra

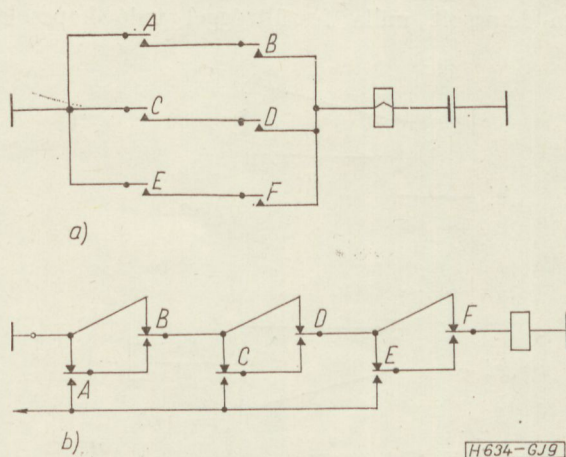
nincs akadálya. Ami itt különös figyelmet érdemel, az a kimenetek száma, más szóval a multiplikációképzés foka. Érintkezőmentes elrendezés esetén ugyanis a közös kapcsolópáron a feszültségesés figyelemre méltóan megnövekedhet.

1.4 Kétpólusok összevonása

A relés áramkörök tervezésénél az érintkezők minimális számának kialakításában a szóban forgó eljárás jelentős szerepet játszik. Ennek jelentősége a feszültségkapcsoló hálózatokban semmivel sem kisebb. Nyilvánvaló azonban, hogy ezzel az eljárással kapcsolatos tevékenység a tervezésnek arra a szakaszára esik, amelyben a számítások és egyszerűsítések még az áramkapcsoló hálózatok területén folynak. Feszültségkapcsoló hálózattá a már összevonás által nyert többpólusokat alakítjuk át.

1.5 Kétpólusok szétválasztása

A kétpólusú feszültségkapcsoló hálózatok kimenetén az IGEN-NEM jeleknek megfelelően két feszültségint valamelyike jelenik meg. Bizonyos esetekben érdemes lehet, sőt szükségessé válhat, a párhuzamos kapcsolású kétpólusokban a párhuzamos kapcsolási utak szétválasztása. Tekintettel e kérdés jelentőségére, vizsgáljuk meg ezt a 9. ábrán bemu-

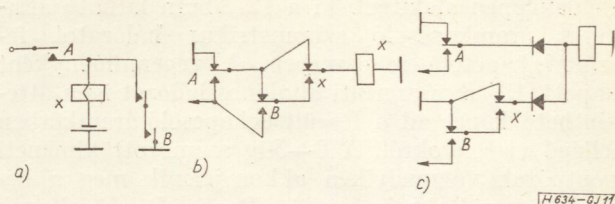


9. ábra

tatott kapcsolásokon. Az *a)* ábra szerinti áramkapcsoló elrendezés *b)* szerinti feszültségkapcsoló megfelelője szigorúan teljesíti azt a feltételt, hogy a lehetséges kapcsolási utak közül egyidejűleg csak egy vehessen részt a kimenetnek a jelpólussal való összekapcsolásában. Ez a körülmény kapcsolástechnikai szempontból nem hasonlítható össze az áramkapcsoló hálózatoknál is megvalósítható hasonló lehetőséggel, ahol ez az elkülönítés határozott előnyként alkalmazható konkrét esetekben. A feszültségkapcsoló hálózatoknak a természetéhez tartozik ez a tulajdonság s voltaképpen olyan állapotok bekövetkezését zárja ki, amelyben a kimenetre a párhuzamos kapcsolási utakon ellentétes feszültségpólusok kerülhetnek szembe. Kapcsolástechnikai szempontból — számos okból — hátrányos tulajdonságnak kell minősítenünk.

Szerencsésen illeszkedik azonban a félvezető dióda a feszültségkapcsoló hálózatok természetéhez s jelen esetben pl. egyszerű szétválasztást tesz lehetővé a párhuzamos kapcsolású kétpólusokban. A 10. ábra szerinti elrendezésben — a jelfeszültséget a földnél negatívabbnak tételezve fel — három egymástól függetlenül ható kétpólusra bontottuk a 9b ábra szerinti feszültségkapcsoló hálózatot. Különösen szembetűnő előnyök jelentkeznek akkor, ha a párhuzamosan kapcsolt áramkörök bemenő jelpólusai más hálózatokhoz és multiplikat logikai áramkörökhöz kapcsolódnak. (Lásd a későbbi példát.)

Ezen a szűkebb témakörön belül érdemes foglalkozni az ún. *tartó áramkör* kérdésével. A probléma azonos a jelfogós áramkörökben hasonló néven emlegetett kapcsolással. Függetlenül attól, hogy a kapcsolópárok kialakítása szerint milyen meghajtó áramkörrel kell számolnunk, a 11. ábrán áttekinthető kép adódik a szóban forgó kapcsolásról. Az *X* jelfogó, *b* és *c* ábra szerint feszültségkapcsoló rendszerben — *B* aktív állapotában tartó áramkört kapcsol saját működtető bemenetére. Kétségtelen, hogy elektronikus kapcsolópárok esetén elvileg mindkét feszültségkapcsoló áramkör megoldás helyes, a *b* ábra szerinti elrendezés azonban mégis problematikusá válhat, ha a kapcsolópár működésében nincs biztosítva a sorrend, hogy a nagy impedanciájú elem előbb váljék kis impedanciájúvá, mint a kicsi nagygyá. Ez a követelmény kevésbé játszik szerepet akkor,



11. ábra

ha a működtető áramkör bemenő ellenállása jóval nagyobb a kapcsolópár két elemének impedanciájánál. Minden esetben megnyugtató viszonyokat teremt azonban a *c* ábra szerinti megoldás.

2. Szimmetrikus hálózatok

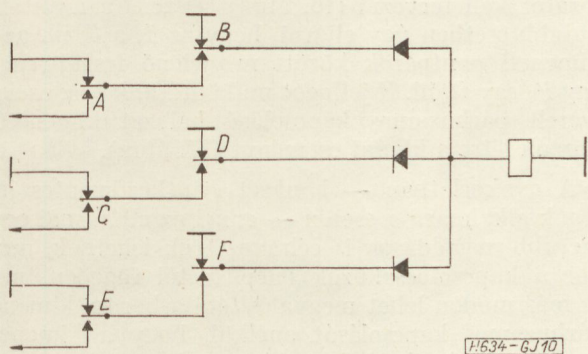
Ezeknek a logikai hálózatoknak közismerten az ellenőrzés területén van nagy szerepük. A híradástechnikában az információk helyes átvitelének kontrollálására használják számos területen. Tervezésük módszereink tárgyalásával a kapcsolástechnikai irodalom kiterjedten foglalkozik.

A szimmetrikus hálózat onnan kapta nevét, hogy benne nem jut szerep a jelfogók helyzetével összefüggő tényezőknek. Egy adott szimmetrikus áramkörben bármelyik jelfogó ugyanolyan mértékben járul hozzá az események kialakításához. Az eseményeknek a bekövetkezése kizárólag a működő jelfogók számától függ.

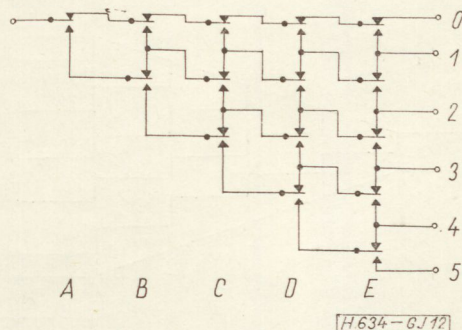
A szimmetrikus hálózatok komplikált elrendezések. A hálózat egy pontja sok úton érhető el a kapcsolás során. Ezzel magyarázható, hogy ezeknek az áramköröknek elektronikus eszközökkel felépített változatai nagyon költségesek.

A szimmetrikus hálózatok kiterjedt felhasználására tekintettel (adatközlés, vasútbiztosító berendezések stb.) nagy jelentőséget tulajdonítunk annak a ténynek, hogy ezek az áramkörök a feszültségkapcsoló hálózatok rendszerében, az áramkapcsoló hálózatok mintájára, egyszerű és könnyen kezelhető tervezési apparátussal valósíthatók meg.

A szimmetrikus hálózatoknak feszültségkapcsoló rendszerben való megvalósítása fokozott figyelmet érdemel abból a szempontból, miként teszi lehetővé ez a rendszer olyan komplikált hálózatok realizálását, mint amilyenek a szimmetrikus hálózatok.

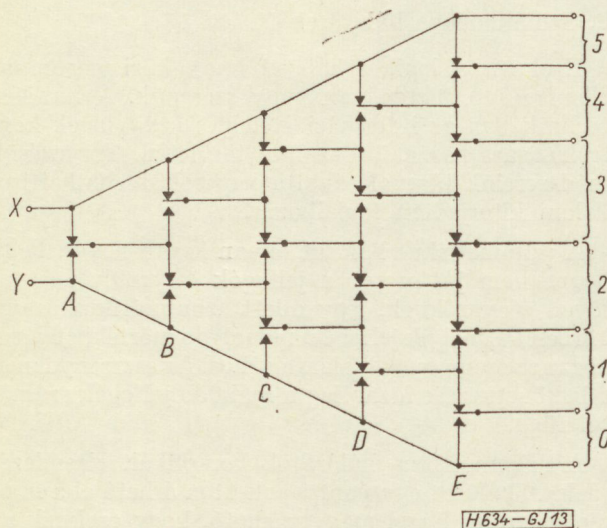


10. ábra



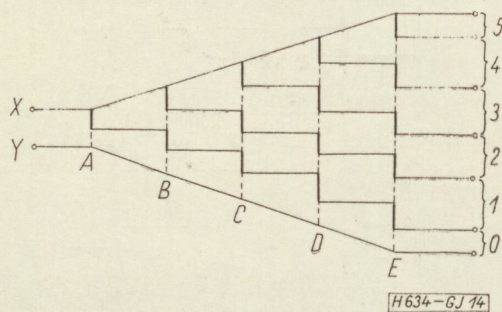
12. ábra

Példaképpen alakítsuk ki a 12. ábrán látható általános áramkapcsoló szimmetrikus hálózatot feszültségkapcsoló rendszerben. A végeredményként kapott 13. ábra szerinti általános hálózat igen áttekinthető képet ad a feszültségkapcsoló áramkörben fellépő viszonyokról. A 0–5-ig számozott kimeneti pontpárok valamelyikén akkor jelenik meg a bemeneti feszültség, ha az $A-B-C-D-E$ jelfogók közül vele egyező számú jelfogó húz meg. A hálózat egyszerűsége amellet szól, hogy lehetőség szerint ne változtassunk ezen a kétsarkú kimenetekkel bíró elrendezésen. Ehelyett a meghajtó áramkörök működtetésében alkalmazzunk a szükséges mértékben módosításokat.



13. ábra

E javaslat helyessége könnyen belátható, ha meggondoljuk, hogy az egysarkú elrendezésű hálózat kialakítását milyen körülmények nehezítenék. Egy n jelfogóra épített k -edik kimenetre záródó hálózat ugyanis $\binom{n}{k}$ kapcsolási utat foglal magába — ami pl. $n = 5$ és $k = 3$ esetén 10 különböző kétpólust jelent — s ez a szám hamar elriaszt attól a gondolattól, hogy az egyes jelfogókon imponálóan kevés kapcsolópárt igénylő hálózatot sokszorta nagyobb számú kapcsolópárt involváló kétpólusokra válasszuk szét. Az ugyancsak klasszikus elrendezésű faáramkörök esetében az egysarkú hálózatok alkalmazása azért jöhet szóba, mert ott minden kime-

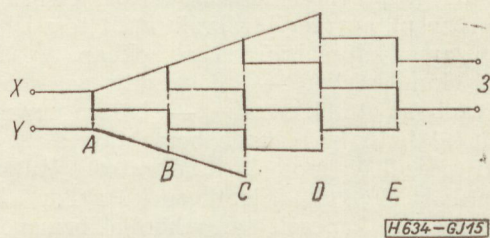


14. ábra

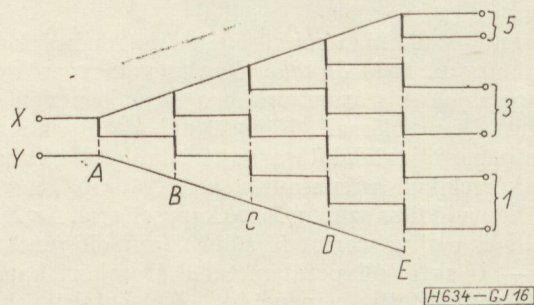
nethez egyetlen kapcsolási út vezet. Ezzel a problémával már bevezető közleményünkben részletesen foglalkoztunk.

A szimmetrikus hálózatok tervezésében közismert eljárás az ún. szimbolikus hálózat bevezetése. Jelen esetben különösen szemléletes képet ad ez a hálózaton belül kialakuló feszültségviszonyokról. A szimbolikus hálózat most célszerűen arra a jelölésre épül, amelyet a feszültségkapcsoló hálózatokban már korábban bevezettünk. A hálózat viselkedése minden feltétel mellett könnyen követhető (14. ábra).

Olyan konkrét feladat esetében, amikor 5 jelfogóra bármelyik 3 meghúzása esetén záródó hálózatot kell szerkeszteni (röviden 5/3), az általános hálózatnak most is csupán a kérdéses kimenetek kapcsolására alkalmas részét hagyjuk meg. A végleges áramkör most a 15. ábra szerint adódik.



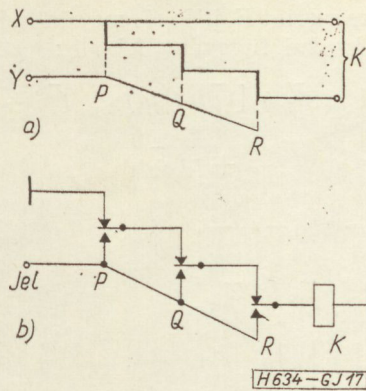
15. ábra



16. ábra

Azok az egyszerűsítési eljárások, amelyek az áramkapcsoló szimmetrikus hálózatok körében ismertek (csúsztatás, leforgatás stb.), vizsgálataink szerint csak speciális esetekben alkalmazhatóak. Olyan feladat esetében tehát, amikor pl. 5 jelfogón valamelyik 1,3 vagy 5 meghúzása esetén záródó hálózatot kell tervezni (16. ábra) célszerű a legáltalánosabb esetben úgy eljárni, hogy az 1, a 3, ill. az 5 kimeneti pontpárok között megjelenő feszültséggel egy P , egy Q , ill. R jelfogót működtetünk s az ezekre szerelt párhuzamos kapcsolású hálózat kimenetén hozzuk létre a kívánt eseményt (17. ábra).

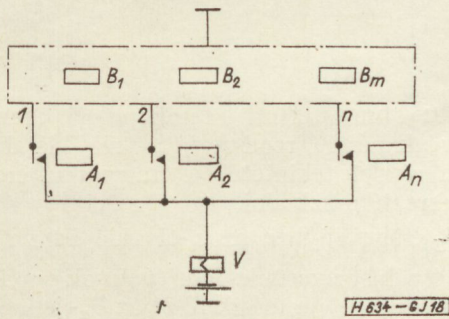
A gyakorlatban — konkrét érintkezőmentes jelfogók alkalmazása esetén — ennél az eljárásnál egyszerűbb megoldások is célravezetőek lehetnek, amikor a kapcsolóeszközök felépítésétől függően, más és más módon lehet megvalósítani a három kimenet párhuzamos kapcsolását anélkül, hogy a kimeneti események érzékelésében bizonytalanságok mutatkoznának.



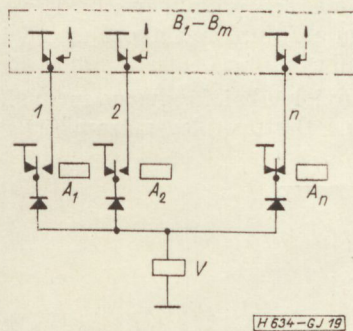
17. ábra

3. Kereső áramkörök

Ezek az áramkörök elnevezésüknek megfelelően legegyszerűbb formájukban annak a feladatnak elvégzésére alkalmasak, hogy n jelfogó közül az egyetlen működésben levőt megkeressék s helyszámát azonosítsák. Az áramkörnek evégből — a 18. ábra szerinti áramkapcsoló elrendezésben — két jelfogó csoportja van: $A_{1n} - A_n$ a jelentkező jelfogók, $B_{1n} - B_n$ pedig olyan mozgó jelfogóláncot alkot, amely az $1-n$ kimenetekre egymást követően földet kapcsol. B jelfogók kombinációi szolgálnak A_K helyszámának meg-



18. ábra



19. ábra

jelölésére, a keresés befejezését, s egyidejűleg B jelfogók állapotának rögzítését pedig a kimenetre kapcsolt s ezidőben működő V jelfogó végzi el.

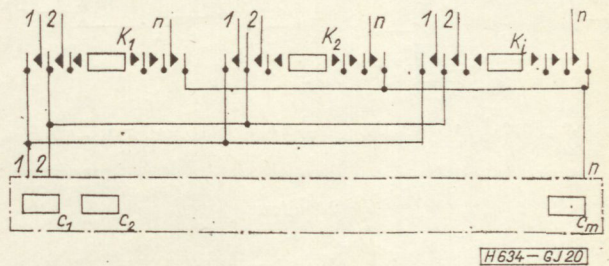
Az a logikai hálózat, amely V működtetését létrehozza, voltaképpen kétpólus, amelynek feszültségkapcsoló rendszerben történő megvalósítását általában az 1.5 pontban mondottak szerint kell elvé-

gezni. A 19. ábra mutatja a 18. ábrának megfelelő feszültségkapcsoló elrendezést.

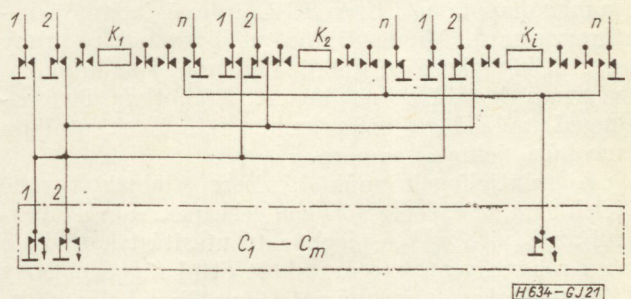
4. Választó áramkörök

A választó áramkörök alapelrendezésében a jelfogóknak ugyancsak két csoportját különböztetjük meg. A $C_1 - C_m$ jelfogók bizonyos információk vételének eredményeképpen választási utasítást állítanak elő $1-n$ kimenetek különféle földelési variációival. Ezeknek az utasításoknak több (i) áramkör valamelyikébe való eljuttatását $K_1 - K_i$ jelfogók biztosítják (20. ábra).

Az a logikai hálózat, amely alkalmas e probléma megoldására többpólus, amely multiplikáció képzés szempontjából is tipikus esetet vet fel. Ez az elrendezés logikai áramkörökben igen sűrűn megtalálható s éppen ezért jelentősnek kell tekinteni azt a tényt, hogy ilyen feladatok a feszültségkapcsoló rendszerben egyszerűen és megbízható módon oldhatók meg. A 21. ábrán látható a 20. ábrabeli áramkapcsoló hálózat feszültségkapcsoló megfelelője.



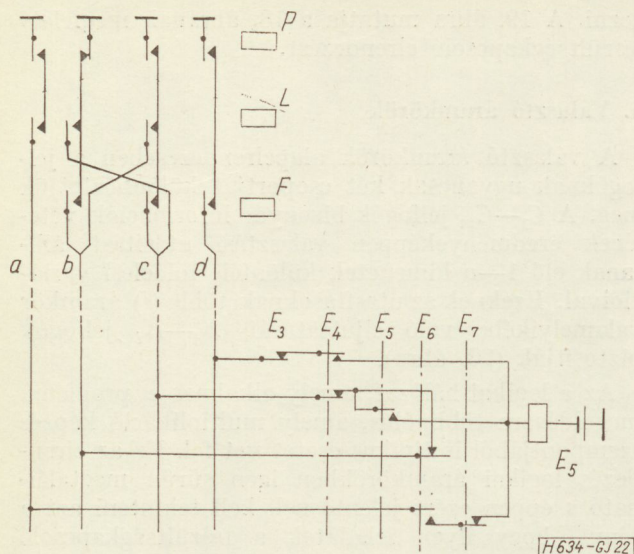
20. ábra



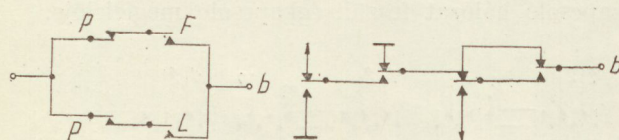
21. ábra

5. Példa

Egy automatikus vezérlésű felvonóberendezésben az ún. szint-regiszter rögzíti a járószék helyzeti adatait abban a legegyszerűbb megoldásban, hogy valamely emelet elérésekor — mind fel, mind le irányban való haladás mellett — a regiszterben a kérdéses emelethez rendelt jelfogó húz meg s mindaddig meghúzva marad, amíg újabb helyzetváltozás nem történik. A regiszter a mindenkor helyzeti adat feljegyzéséhez az információkat, impulzusok formájában kapja. A felvonó elindításakor a FEL, ill. LE jelű gomb lenyomása után, a járószék mindkét irányú haladásakor, egy-egy impulzus érkezik a regiszterbe, valahányszor a járószék újabb szinthez érkezik.



22. ábra



$$f_b = \bar{p}f + pl$$

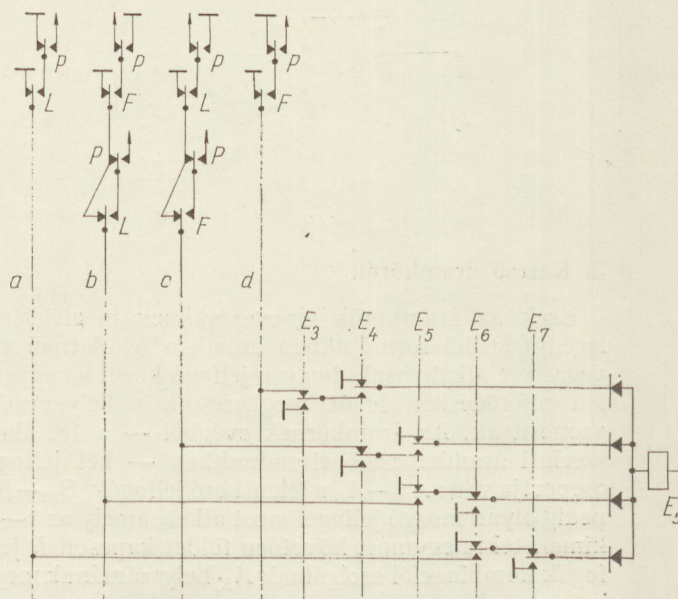
$$F_b = \bar{p}f(\bar{p}l + \bar{l}) + pl = \bar{p}f + pl$$

H634-GJ23

23. ábra

A 22. ábra szerint E_5 jelfogó működtető áramkörét az alábbi logikai függvény írja le:

$$f_{E_5} = p \cdot l \cdot e_6 \cdot \bar{e}_7 + [(\bar{p}f + pl)\bar{e}_6 + (\bar{p}l + pf)\bar{e}_4] e_5 + pf \bar{e}_3 e_4$$



24. ábra

A 22. ábra szerinti elrendezésben E_n jelű jelfogók szolgálnak az egyes szintek jelzésére, az impulzusokat pedig P jelfogó közvetíti. L és F további jelfogók munkaállapota a LE és FEL irányú haladást határozza meg. Minden impulzus kezdetén az irány szerint következő szintjelfogó húz meg s az impulzus végén a korábban meghúzott állapotban levő elenged, miközben tartóáramkör létesül az utoljára meghúzó jelfogó számára.

A szintjelfogók működtetésére szolgáló vezérlő jelek az a, b, c, d vezetéseken érkeznek. a és d sínekről az E_n jelfogók a meghúzó utasítást kapják, b és c -ről pedig a tartó áramkört attól függően, hogy P nyugalmi vagy meghúzott állapotában kell-e a tartást biztosítani.

A 22. ábra szerinti áramkapcsoló áramkörnek feszültségkapcsoló rendszerben való kialakításakor minden részlet tekintetében érdemes az eredeti elrendezésre támaszkodni.

Az f_{E_5} függvényben az e_5 -el való beszorzás után négy kétpólust nyerünk. A kétpólusok egyik része a P, L és F jelfogóra, másik része az E_n -jelfogóra épül s e két részt az $a-b-c-d$ multiplikáció köti össze. Az említett áramköri részleteket rendre feszültségkapcsoló rendszerben alakítjuk ki. E részletek közül példaképpen a b sinre csatlakozó áramkört mutatjuk be a 23. ábrán.

Valamennyi logikai függvény megvalósítása után a 24. ábrán látható végleges áramkört nyerjük.

Közvetlen mutató lavina- és érintkezési feszültség mutató műszer

ETO 621.382:621.318,57-015:621.317, 7

1. A tranzistorokban fellépő lavina és érintkezési jelenségek

Lavinasokszorozási jelenség, a pn átmenet lavinaletörése

A pn átmenet elméletéből ismeretes, hogy a pn átmenet záróirányú előfeszítése esetén a kisebbségi töltéshordozók által szállított záróáram a kiürített rétegen, mint vezetési áram folyik keresztül. E rétegen levő nagy elektromos térerősség a töltéshordozókat gyorsan átviszi a kiürített tartományon. A töltéshordozók a térerő hatása alatt is (a térerőtől függetlenül) végzik rendezetlen hőmozgásukat, közben a kristály atomjaival ütközve átadják az elektromos térből az ütközések között felvett többlet energiájukat. A töltéshordozók által leadott energia a kristályt melegíti és így a töltéshordozók hőmozgásának közepes sebessége is növekszik. A leggyorsabb részecskék kinetikus energiája eléri az ionizációhoz szükséges energiaértéket (ez a tiltottsáv szélességének megfelelő energia). Ezek a leggyorsabb hordozók ütköznek a kristály atomjaival és a valenciakötésből elektronokat szakítanak ki, így járulékos elektronlyukpárok keletkeznek. Nagyobb térerősség esetén több lesz az olyan töltéshordozók száma, amelyek ionizálásra képesek, ezért a térerősség növekedésével a záróáram növekszik és a kritikus térerősség elérésekor az áram lavinaszerűen megnő, a karakterisztikában letörés következik be [1].

Hordozósokszorozódás nélkül (kis zárófeszültség mellett) az áram a diffúziós záróárammal egyezik, ha van hordozósokszorozódás (vagy zárófeszültség esetén) a záróáram M -szeresére nő meg (M a lavinatényező).

A pn tranzisztor kollektor-bázis átmeneténél az n bázis gyengén a p kollektor pedig erősen szennyezett, így a kiürített zóna túlnyomórészt a bázisban helyezkedik el.

Lavinasokszorozódás esetén az alábbi egyenlet érvényes [2]

$$1 - \frac{1}{M} = \int_0^w \alpha_i dx \quad (1)$$

ahol: w = a kiürített réteg szélessége,

α_i = az ionizációs tényező, ennek jelentése: egy töltéshordozó által egységnyi út megtétele alatt keltett hordozópárok száma.

Az ionizációs tényező a térerősség függvénye:

$$\alpha_i = KE^\lambda \quad (2)$$

K és λ anyagtól függő állandók.

A Poisson-egyenlet segítségével az (1) sokszorozódási egyenletből x -et kiküszöbölhetjük. $N(x)$ szenny-

yezéskonzentráció átmenetet véve a Poisson-egyenlet:

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = -\frac{qN(x)}{\epsilon} = -\frac{dE}{dx} \quad (3)$$

Ennek segítségével az (1) egyenlet a következő alakban írható:

$$1 - \frac{1}{M} = \int_0^E \frac{\alpha_i(E)}{\frac{dE}{dx}} dE \quad (4)$$

Az átmenet lavinaátütése akkor következik be, ha $M \rightarrow \infty$, ekkor $E = E_B$ lesz, így a letörésre az

$$\int_0^{E_B} \frac{\alpha_i(E)}{\frac{dE}{dx}} dE = 1 \quad (5)$$

egyenlet érvényes.

Vegyünk példának az ugrásszerű szennyezéskonzentráció átmenetet, mivel a bázis gyengén szennyezett. Ekkor $N(x) = N_d$ = állandó. Feltesszük, hogy a kiürülési zóna teljes egészében az n típusú bázisban van. Így a Poisson-egyenlet:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{qN_d}{\epsilon} = \frac{d^2 U}{dx^2} \quad (6)$$

N_d a donorkonzentráció a bázisban. A sokszorozási egyenlet alakja ez utóbbi egyenlet segítségével:

$$1 - \frac{1}{M} = \int_0^E \frac{KE^\lambda}{qN_d/\epsilon} dE = \frac{\epsilon K}{qN_d} \cdot \frac{E^{\lambda+1}}{\lambda+1} \quad (7)$$

letörés esetén $M = \infty$ és $E = E_B$

$$1 = \frac{\epsilon K}{qN_d} \cdot \frac{E_B^{\lambda+1}}{\lambda+1} \quad (8)$$

Képezzük az előző két egyenlet hányadosát:

$$1 - \frac{1}{M} = \left(\frac{E}{E_B} \right)^{\lambda+1} \quad (9)$$

innen kapjuk a lavinatényezőt:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{E}{E_B} \right)^{\lambda+1}} \quad (10)$$

A letörési feszültséget az $U = -\int E dx$ alapján

kapjuk meg, ha dx -et a (6)-os egyenlet segítségével dE -vel fejezzük ki.

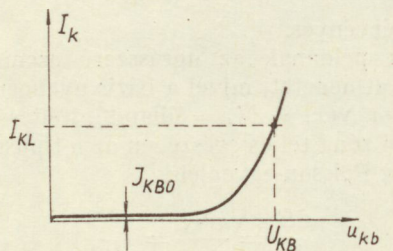
$$U = \frac{\varepsilon}{2qN_d} E^2, \quad U_{KB} = \frac{\varepsilon}{2qN_d} E_B^2 \quad (11)$$

A lavinatényező a feszültségekkel kifejezve:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_{KB}}\right)^{\frac{1+\lambda}{2}}} = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_{KB}}\right)^n} \quad (12)$$

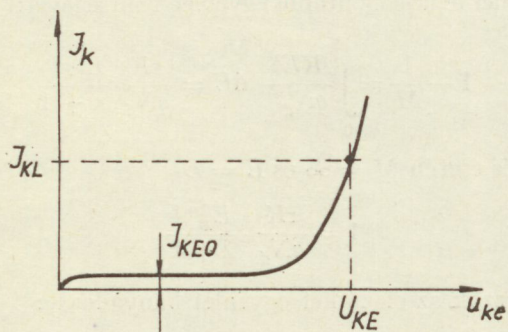
ahol n ugrásszerű szennyezésátmenet és germánium alapanyag esetén pnp tranzisztornál 3 körüli érték.

Az U_{KB} lavinaletörési feszültség a kevésbé szennyezett oldal (bázis) szennyezettségétől függ, ugyanis a kiürített zóna szélességét és a fellépő térerőt a szennyező atomok kompenzálatlan töltése szabja meg. Reális tranzisztornál eltérés mutatkozik a bázisréteg térfogatára érvényes adalékkoncentrációból számolható lavinafeszültséghez képest a felületi jelenségek hatása miatt. A felületen le nem zárt valencia-kötések és adszorbeált ionrétegek vannak jelen, és a pontos számításhoz az ezekből eredő többlet töltéssűrűséget is figyelembe kell venni. A felületi hatásokon kívül a lavinafeszültség értékét befolyásolják még a bázistömbben jelentkező helyi adalékkoncentráció inhomogénitások is. Mindezeket a hatásokat számításokkal figyelembe venni lehetetlen, és ezért célszerű az U_B letörési feszültséget méréssel meghatározni.



H 603-KS1

1. ábra



H 603-KS2

2. ábra

Kimutatható, hogy az U_B letörési feszültség a bázisréteg fajlagos ellenállásával van kapcsolatban. Helyettesítsük a (8) egyenletből E_B értékét a (11) egyenletbe:

$$U_{KB} = \frac{\varepsilon}{2qN_d} \left[\frac{1+\lambda}{\varepsilon K} qN_d \right]^{\frac{2}{1+\lambda}} = \text{konst} \cdot N_d^{\frac{1-\lambda}{1+\lambda}} \quad (13)$$

ismeretes, hogy a bázis fajlagos ellenállása

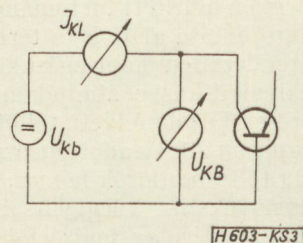
$$\varrho_b = \frac{1}{q\mu_n N_d} \quad (14)$$

μ_n az elektron mozgékonyasága a bázisban. Ezekután a letörési feszültség alakja:

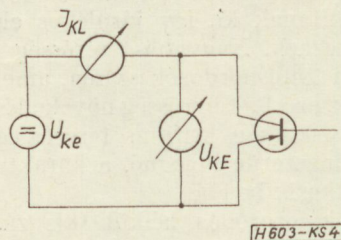
$$U_{KB} = \text{konst} \cdot \varrho_b^{\frac{\lambda-1}{\lambda+1}} \quad (15)$$

(esetünkben, az $n = 3$ értékből $\lambda = 5$ és így $\frac{\lambda-1}{\lambda+1} = \frac{2}{3}$). Ez jól egyezik az irodalomban közölt tapasztalati képlettel [1].

$$U_{KB} = 88 \varrho_b^{0,64}, \quad 0,15 < \varrho_b < 50 \text{ ohm} \cdot \text{cm}. \quad (15a)$$



3. ábra



4. ábra

Eszerint az U_{KB} mérésénél a bázis fajlagos ellenállása, valamint a donorkoncentráció is meghatározható a bázisban.

A tranzistor visszaramainak lavinakarakterisztikáit az 1. és 2., a karakterisztikák felvételére szolgáló elvi áramkört a 3. és 4. ábrák mutatják be. A 3. ábra alapján a kollektor-bázis dióda lavinafeszültsége U_{KB} , míg a 4. ábra alapján a kollektor és emitter közötti U_{KB} lavinafeszültséget mérhetjük. A két feszültség között az

$$U_{KB} = U_{KE} \sqrt[n]{1+\beta} \quad (16)$$

összefüggés áll fenn [4]. Itt β a tranzistor egyenáramú közös emitterű áramerősítési tényezője.

Van még egy harmadik fontos eset, amikor a bázis egy R_{eb} ellenálláson keresztül az emitterre kapcsolódik. Ilyenkor a letörési feszültség [6]

$$U_{KER} = U_{KB} \sqrt{1 - \frac{\alpha_n}{1 + \frac{kT}{q} \frac{1 - \alpha_n \alpha_i}{R_{eb} I_{e0}}}} \quad (17)$$

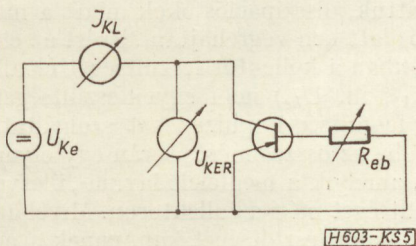
ahol: α_n a tranzisztor normál irányú egyenáramú közösbázisú áramerősítési tényezője,
 α_i a fordított irányban kapcsolt (emitter és kollektor szerepet cserél) tranzisztoráramerősítési tényezője,
 I_{e0} az emitter-bázisdióda záróárama.

Az elvi mérőáramkört és az $U_{KER} R_{eb}$ -től való függését az 5. és 6. ábrák mutatják be.

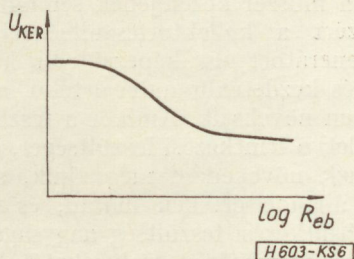
Az ismertett lavinaletörési feszültségek sorrendje nagyság szerint:

$$U_{KE} < U_{KER} < U_{KB}$$

A letörési karakterisztikák a valóságban letöréskor nem rendelkeznek függőleges érintővel (a differenciális ellenállás nem zérus), ezért a lavina-feszültség megadásának csak úgy van értelme, ha megadjuk a hozzátartozó áramértéket is.



5. ábra



6. ábra

A lavina-feszültséget általában 100 mA kollektoráram (I_{KL}) mellett méri kisteljesítményű tranzisztorok esetében. Ilyenkor, mivel az U_B nagy, rendkívül nagy disszipáció adódik, ami a tranzisztort rövid idő alatt tönkretesz, ezért az U_{KB} statikusan nem, csak impulzus módszerrel mérhető. A méréshez keskeny (10 μ sec) kis jel/szünet arányú impulzus-sorozatot alkalmaztunk.

A vizsgálóimpulzus szélességét és a szünetidőt úgy kell megválasztani, hogy a pn átmenet csúshőmérséklete a megengedett réteghőmérséklet alatt maradjon.

A hővezetés differenciálegyenletének közelítő megoldása gyorslefolyású hőjelenségek esetében [6]:

$$T_j(t) = T_c + P_0 R_{th} \sqrt{\frac{t}{\tau_{jc}}}, \quad 0 \leq t \leq 2\tau_{jc} \quad (18)$$

ahol: T_j = a réteg hőmérséklete
 T_c = a tok hőmérséklete

P_0 = a disszipáció csúcserőtelje
 R_{th} = a tranzisztor teljes termális ellenállása
 $\tau_{jc} = R_{jc} C_j$ a termális időállandó
 R_{jc} = a réteg és a tok közötti termális ellenállás
 C_j = a réteg hőkapacitása.

Érintkezési feszültség

Sok esetben a tranzisztorra kapcsolható maximális feszültséget az érintkezési-feszültség korlátozza. Érintkezés úgy jön létre, hogy a kollektoroldali kiürített réteg szélessége a kollektorfeszültség növelésével a bázisátmenetén keresztül az emitterbázis átmenet felé nő, és egy meghatározott, ún. érintkezési-feszültségnél a kiürített réteg eléri az emitter-bázis átmeneti tartományt. A kiürített zóna helyhez kötött ionizált donortörzseket tartalmaz (a pnp tranzisztor bázisában). Ez a zóna a mozgó töltéshordozók számára vezetőnek tekinthető, mivel azokra itt gyorsító elektromos tér hat. Érintkezéskor az effektív bázis-szélesség zérusra csökken, így a kollektor-emitter rövidzárra kerül és, ha az áramkörben nincs áramkorlátozás, a tranzisztor tönkremegy, a kollektor-emitter zárlatos lesz. Az ily módon tönkrement tranzisztor kollektor-bázis és emitter-bázis diódája séretlen és a tranzisztor diódként alkalmazható.

Az effektív bázis-szélesség:

$$W_{eff} = W_0 - X \quad (19)$$

ahol: W_0 = a metallurgiai bázis-szélesség

X = pedig a kiürített réteg szélessége.

Érintkezéskor:

$$W_0 = X \quad \text{és} \quad U_{kb} = U_{pt}$$

Ismeretes, hogy a kiürített réteg szélessége a Poisson-egyenlet integrálásával határozható meg.

Ötvöztött tranzisztoroknál (ugrásszerű adalék-koncentráció átmenet) a kiürített réteg szélessége [6]:

$$x = \sqrt{q_b U_{kb}} \quad (20)$$

Az érintkezési feszültség pedig:

$$U_{pt} = \frac{W_0^2}{q_b} \quad (21)$$

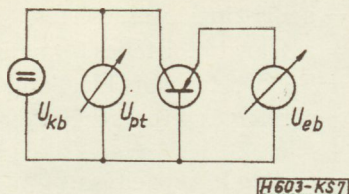
ahol: W_0 = a metallurgiai bázis-szélesség (μ m-ben),
 q_b = a bázis fajlagos ellenállása ohm cm-ben.

Zérus emitteráram esetén, ha közben a lavina-feszültség nem lép fel, elérhetjük, sőt túl is haladhatjuk az érintkezési feszültséget.

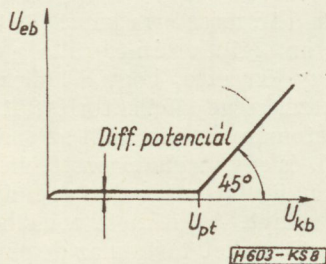
Azoknál a tranzisztoroknál, amelyeknél $U_{pt} > U_B$ a különböző kapcsolásokra vonatkozó megengedhető maximális feszültséget a lavina-feszültségek korlátozzák.

Abban az esetben, ha $U_{pt} < U_{KEB}$, akkor a maximális feszültséget az érintkezési feszültség határozza meg.

Ha a 7. ábra szerinti elrendezésben a kollektor-bázis feszültséget (U_{kb}) növeljük (olyan tranzisztor-nál, amelynél $U_{kb} > U_{pt}$) és mérjük az emitter-bázis-



7. ábra



8. ábra

feszültséget (U_{eb}), akkor mindaddig, amíg az U_{kb} el nem éri az érintkezési feszültség értékét, az U_{ek} egy-két tized volt feszültségű marad, az érintkezési feszültség elérése után U_{eb} az U_{kb} -vel lineárisan növekszik (8. ábra). A továbbiakban ezt a jelenséget használjuk ki az érintkezés észlelésére.

Ha a bázis vastagsága nem homogén, akkor érintkezés nyilvánvalóan a minimális bázisszélességű helyen következik be, a (21) képletből tehát a minimális bázisszélesség határozható meg.

$$W_{0 \min} = \sqrt{\rho_b U_{pt}} \quad (21a)$$

A lavina-feszültség (U_{KB}) ismeretében a ρ_b meghatározható. A közösbázisú kapcsolat határfekvenciájából az ideális planparallel bázisszélességű tranzisztor bázisszélessége számolható:

$$W_{ekv} = \sqrt{\frac{3430}{f\alpha} [\text{MHz}]} \quad (22)$$

Homogén bázisszélességű tranzisztor esetében $W_{0 \min} = W_{ekv}$, ha a bázisszélesség inhomogén, akkor $W_{0 \min} < W_{ekv}$. Jó tranzisztorok esetében a $\frac{W_{ekv}}{W_{0 \min}}$ hányados nem sokkal nagyobb egynél.

A fentiekből látható, hogy a lavina- és érintkezési feszültség ismeretében, nemcsak a tranzisztorok különböző letörési feszültségértékeire tudunk következtetni, hanem az $f\alpha$ ismeretében a tranzisztor belső szerkezetére is.

2. Lavina- és érintkezési feszültség mérő készülék

A továbbiakban egy olyan készüléket fogunk ismertetni, amelynek segítségével az előző fejezetben tárgyalt lavina- és érintkezési feszültségek mérhetők kis teljesítményű tranzisztorok esetében. A kis teljesítményű megkötés nem a mérés elvével kapcsolatos, mindössze az ismertetésre kerülő műszer mérési határaitra vonatkozik. Ugyanezen elv alapján nagy teljesítményű tranzisztorok mérésére alkalmas készülék is tervezhető. A berendezés a mért lavina- és érintkezési

zési feszültségeket közvetlenül mutatja, a mutató beállási ideje kb. 1 sec. Így a készülék tömegvizsgálatra alkalmas, célszerűen felhasználható tranzisztorgyártás ellenőrzésére, de hasznos az áramkörtervező számára is.

A mérés elve

A berendezés négy különböző mennyiséget mér. Ezek a következők:

1. Kollektor-bázis lavina-feszültség (emitter-kör megszakítva): U_{KB} .
2. Kollektor-emitter lavina-feszültség (bázis-kör megszakítva): U_{KE} .
3. Kollektor-emitter lavina-feszültség (bázis-emitter körben ellenállás): U_{KER} .
4. Érintkezési feszültség: U_{pt} .

A felsorolt négy feszültség mérésének elvét a 3., 4., 5. és 7. ábrák mutatják. Miként az előző fejezetben láttuk, disszipációs okok miatt a mérést igen rövid idő alatt kell végrehajtani. Ezért az előbb említett ábrákban a kollektor feszültségét előállító generátor (U_{kb} , ill. U_{ke}) nem egyenfeszültséget, hanem keskeny feszültség-impulzusokat szolgáltat. Szükséges továbbá az összes mérés során egy olyan feszültségmérő, amelyik a megfelelő lavina-, illetve érintkezési feszültséget méri a kollektoron. Mivel a kollektor impulzus alakú feszültséget kap, ennek a műszernek impulzus-csúcsmérőnek kell lennie.

A mérést automatikusan kívánjuk végrehajtani, úgy, hogy a műszer kezelőjének semmit állítani ne kelljen. Ezért a kollektorfeszültséget szolgáltató impulzus-generátort úgy képezzük ki, hogy feszültsége a mérés kezdetekor nulla értékű, majd az idő függvényében növekszik. Amikor a feszültség elérte a lavina-, illetve érintkezési feszültséget, a generátor feszültségének növekedése megszűnik, a generátor feszültsége állandó értéken marad, és a megfelelő lavina-, ill. érintkezési feszültség nagysága az impulzus csúcs-feszültségmérőn leolvasható. A megfelelő lavina-feszültség elérése, miként a 3., 4. és 5. ábrákból látható, a kollektorkörben elhelyezett I_{KL} árammérővel észlelhető. Az automatikus mérőberendezésben I_{KL} helyére egy olyan érzékelő elemet kell tenni, amelyik egy előre beállítható I_{KL} értéknél egy jelet ad ki, amely jel egy megfelelő közbeavatkozó szerv segítségével megállítja a kollektor feszültség növekedését.

Érintkezési feszültség mérésekor az érzékelő elemet a bázis és emitter közé kell kapcsolni (1—7. ábra). Ha itt a feszültség egy bizonyos meghatározott érték fölé nő, akkor az érzékelő által szolgáltatott jel a közbeavatkozó szerv segítségével állítja a kollektorfeszültség növekedését.

A mérőberendezés

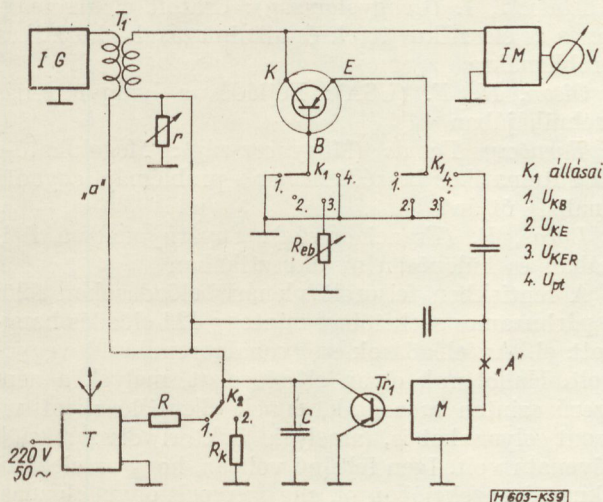
A fent ismertetett elvek alapján működő berendezés blokkvázlata a 9. ábrán látható.

Az IG impulzusgenerátor két fokozatból áll. A 10 μsec szélességű és 10 msec ismétlődési idejű impulzus-sorozatot egy záró-oszcillátor állítja elő. A záró-oszcillátor egy teljesítményerősítő fokozatot vezérel.

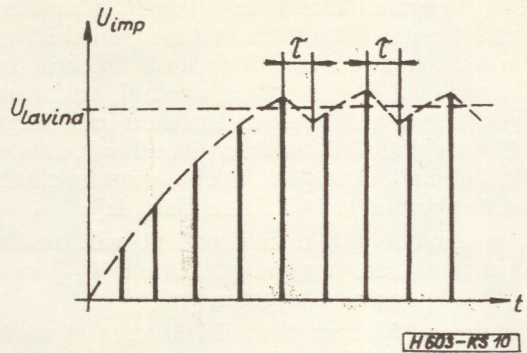
Ez a teljesítményerősítő fokozat a T_1 transzformátoron keresztül szolgáltatja a mérendő tranzisztor impulzusalakú kollektor feszültségét. A teljesítményfokozat az „a” vezetéken át kap tápfeszültséget és oly módon van méretezve, hogy a kimenő feszültsége (impulzus) a tápfeszültséggel arányos. A mérendő tranzisztor kollektorfeszültségét az IM impulzus csúcsmérő méri. Ezen a műszeren olvasható le a különböző lavina- és érintkezési feszültségek nagysága.

A mérési elvnek megfelelően a teljesítményfokozatnak az „ a ” vezetéken az idő függvényében növekvő tápfeszültséget kell kapnia. Ezt az E és C elemek segítségével állítjuk elő. A T tápegység egyenfeszültsége a K_2 kapcsoló 1. (mérés) jelű állásában az R ellenálláson keresztül tölti a C kondenzátort. (A Tr_1 tranzisztor ekkor zárva van.) A C kondenzátor feszültsége az idő függvényében exponenciális törvényszerűség szerint növekszik. Ez a feszültség szolgál a teljesítményfokozat tápfeszültségeként. A berendezés többi része azt a célt szolgálja, hogy ezt a tápfeszültséget a lavina-, illetve érintkezési feszültség elérésekor növekedésében megállítsa és állandó értéken tartsa.

A lavinafeszültségek mérésekor az érzékelő elem az r ellenállás. Ezen átfolyik az impulzusgenerátor árama, tehát rajta olyan feszültség keletkezik, amelyik az árammal arányos. Mint az előzőekben láttuk a lavinafeszültségek mérésekor az impulzus generátor feszültségének a növekedését egy adott áram elérésekor kell megállítani. Így, ha az r ellenálláson fellépő feszültség egy adott értéket elér, az impulzus generátor tápfeszültségét meg kell fogni. Ezt a célt szolgálja az M monostabil multivibrátor és a Tr_1 kisütő tranzisztor. Az M multivibrátor olyan előfeszültséget kap, hogy az r ellenállásról érkező feszültségimpulzusok csak egy bizonyos szint elérése után tudják működtetni. Ha az impulzusgenerátor feszültsége eléri a lavinafeszültséget, az r ellenálláson megjelenő impulzusok elérik azt a szintet, ahol az M multivibrátor átbillen. M átbillenésekor kinyitja a Tr_1 tranzisztort, ez pedig kezd kiűzni a C kondenzátor feszültségét. Ezáltal lecsökken a teljesítményfokozat tápfeszültsége és az általa kiadott impulzusok nagysága is. Az M multivibrátor nyitvatartási ideje,



9. ábra



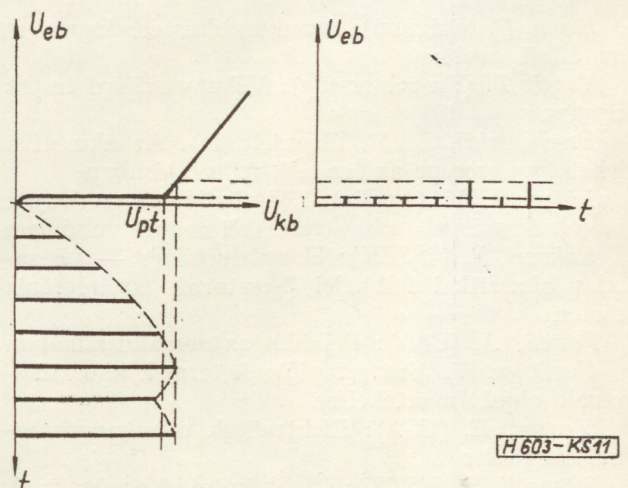
10. ábra

valamint Tr_1 kisütő árama oly módon van beállítva, hogy a kisütési folyamat végén az impulzusgenerátor feszültsége valamivel kisebb, mint a lavina-feszültség. Ekkor M visszabillen (monostabil multivibrátor!) és újra megindul a C töltődése és a feszültségek növekedése. Az impulzus újra eléri a lavina-feszültségnek megfelelő értékét és a kisütőkör újra működésbe lép. A C kondenzátoron tehát állandósult állapotban a feszültség a töltés és kisütés miatt ingadozik. Ennek megfelelően az impulzusgenerátor által kiadott impulzusok nagysága is a lavina-feszültség értéke körül ingadozik. Az áramkör megfelelő méretezésével ez az ingadozás igen kis értéken tartható. (Relatív értékben 1—2%.)

Az impulzusgenerátor feszültségét az idő függvényében a 10. ábra mutatja. Az ábrában τ a monostabil multivibrátor időzítési idejét jelenti.

Az érintkezési feszültség mérése során a kisütő rendszer működése megegyezik az előbb elmondottakkal. Különbőség mindössze abban van, hogy az M multivibrátor billentését végző jel ilyenkor nem az r ellenállásról, hanem a K_1 kapcsolón keresztül a mérendő tranzisztor emitteréről érkezik. Az érintkezési feszültség mérésekor az impulzusgenerátor feszültségét, valamint a tranzisztor emitter-bázis feszültségét (U_{eb}) a 11. ábra mutatja.

A blokkvázlathatban látható K_1 kapcsoló segítségével lehet a kívánt lavina-, illetve érintkezési feszültség mérését beállítani. A K_2 kapcsoló nyomógombos



11. ábra

kivitelű. Nyugalmi állásában (2) az R_n ellenállás segítségével kisüti a C kondenzátort és így biztosítja azt, hogy a mérés során a feszültség nulla értékről induljon. Méréskor a K_2 -t meg kell nyomni, ezáltal az 1. érintkező zár és a C kondenzátorban a feszültség növekedése megindul. A rendszer állandósult állapotba való beállításának az ideje rövidebb, mint az alkalmazott mutatós műszer beállításának az ideje.

Az r ellenállás értéke lépésenként változtatható, annak megfelelően, hogy milyen áram (I_{KL}) mellett kívánjuk a lavina-feszültséget mérni.

A műszer a K_1 kapcsoló 4. állásában méri az érintkezési feszültséget (U_{pt}). Ebben az esetben az M multivibrátort indító jel a mérendő tranzisztor emitteréről jön. Ebben az állásban, miként az a 10. ábrán látható az r ellenállásról jövő és a lavina-feszültség mérésakor felhasznált vezeték nincs megszakítva. Tehát a műszer ebben az állásban kollektor-bázis lavina-feszültséget is mérhet (U_{KB}). Ennek az az oka, hogy a lavina-feszültségnél (U_{KB}) nagyobb érintkezési feszültség (U_{pt}) nem mérhető meg. A lavina-feszültség elérésekor ugyanis az áram elméletileg végtelen nagy lesz, gyakorlatilag olyan nagy értéket érhet el, ami a tranzisztort tönkre teszi. Ezért gondoskodni kell arról, hogy U_{KB} elérésekor az impulzusgenerátor feszültsége ne növekedhessen tovább. Méréskor tehát először az 1. állásban mérünk (U_1), majd a 4. állásba kapcsolunk (U_4). Ha $U_1 > U_4$, akkor $U_1 = U_{KB}$ és $U_4 = U_{pt}$. Ha $U_1 = U_2$, akkor az érintkezési feszültség nem mérhető ki, és mindössze annyit tudunk,

hogy az érintkezési feszültség vagy egyenlő a lavina-feszültséggel, vagy nagyobb annál.

A berendezés mind $p-n-p$, mind pedig $n-p-n$ tranzisztorok mérésére alkalmas. Ha a 10. ábrán megadott kapcsolás $p-n-p$ tranzisztorok mérésére szolgál, akkor $n-p-n$ tranzisztorok mérésére való áttérés mindössze annyi változtatást igényel, hogy a 1_1 transzformátor szekunder tekercsének végződés it fel kell cserélni és az M multivibrátorhoz menő vezetékbe az „A” pontban egy fázisfordító fokozatot kell beiktatni.

A megépített műszer félvezető elemeket alkalmaz. A maximálisan beállítható lavinaáram (I_{KL}) 100 mA, a legnagyobb mérhető lavina- és érintkezési feszültség 300 V. A berendezés teljesítményfelvétele a hálózatról kb. 5 VA.

IRODALOM

1. K. McKay—J. McAfee: Electron Multiplication in Silicon and Germanium. Phys. Rev. 91. köt. 5. szám 1079—1084. oldal. (1953 szept.)
2. K. McKay: Avalanche Breakdown in Silicon. Phys. Rev. 94. köt. 4. szám 877—884. oldal (1954 máj.)
3. H. L. Armstrong: On Avalanche Multiplication in Semiconductor Devices. Journal of Electronics and Control. Vol. V. First Series. No 2. aug. 1958.
4. R. A. Schmelzer: Maximum Stable Collector Voltage for Junction Transistors. Proc. IRE March 1960. p 332—340.
5. H. Schenkel—H. Statz: Junction Transistors with Alpha Greater than Unity. Proc. IRE March. 1956. p 360—371.
6. Kocsis Miklós: Tranzisztor impulzustechika. Mérnöki Továbbképző Intézet. Bpest 1963.

KÜLFÖLDI ESEMÉNYEK

V. Nemzetközi Akusztikai Kongresszus

Liège-ben, 1965. szeptember 7—17 között rendezték meg a Nemzetközi Akusztikai Bizottság (International Commission on Acoustics, ICA) ötödik kongresszusát. A kongresszus igen nagyszabású volt, a résztvevők száma meghaladta az 1000 főt.

A kongresszuson a következő plenáris előadások hangzottak el:

Brien, P. (Belgium): Az akusztikus érzékszerv és az állati evolúció

Vogel, T. (Franciaország): Vékony szilárd testek rezgése

Brechovszkij, L. M. (Szovjetunió): Az akusztika lehetséges szerepe az óceánok felkutatásában

Lilley, G. M. (Anglia): Lökéshullámok szerkezete nagy sebességgel mozgó testektől nagy távolságban

Kolmer, F. (CSSZK): Hangfelvétel és — visszaadás akusztikai feltételei 3-csatornás sztereofónia esetén

Powell, A. (USA): Fejlődés az aeroakusztikában

Furdujev, V. (Szovjetunió): A termék akusztikájának objektív értékelése

Yeager, E. (USA): Elektrolitok ultrahangos tanulmányozása

Stämpfli, R. (NSZK): Újabb kutatási eredmények a neurofiziológiában

Rechardt, W. (NDK): Az elektromechanikus és elektroakusztikus átalakítók elméletéhez

Spandöck, F. (NSZK): Termék akusztikájának meghatározása modellkísérletek segítségével

Rosenberg, L. D. (Szovjetunió): Ultrahangos képek keletkezése és láthatóvá tétele

Stevens, K. W. H. (Anglia): Mikrohullámú ultrahang technika

Malecki, I. (Lengyelország): Csatolt elektromágneses és elasztikus terek és alkalmazásuk akusztikus problémákra

Olson, H. F. (USA): Fejlődés a hangvisszadás technikájában

Tarnóczy Tamás (Magyarország): Megoldható-e az automatikus beszédfelismerés problémája egyedül analízis útján?

Lucas, R. (Franciaország): Sugárnyomás a fizikában és különösen az akusztikában

A fentiekben felsorolt plenáris előadásokon felül 9 párhuzamos szekcióban mintegy 424 előadás hangzott el. Az előadások színvonala rendkívül vegyes volt. Hallottunk olyan előadásokat, melyek a népszerű szinten mozogtak, ennek ellenpólusaként viszont olyanokat is, amelyek doktori disszertációk kivonata volt. Igen feltűnő volt az, hogy az elektroakusztika szekcióban pl. alig szerepelt olyan előadás, amely hangszugárzás témakörrel lett volna kapcsola-

tos. Ez feltehetően annak tulajdonítható, hogy a téma hadifontosságú lévén, újból a bizalmasan kezelendő kérdések közé tartozik. Ezzel szemben feltűnően megszaporodott a pszichoakusztikai, valamint a beszéd kutatással foglalkozó előadások száma. Az előbbi feltehetően az magyarázza, hogy az elektroakusztikai átvitelnél egyre inkább felismerik a pszichoakusztikai vonatkozások rendkívül nagy jelentőségét. A beszédhang kutatás egyre növekvő jelentőségét viszont beszéd felismerésen alapuló írógépek, várhatóan újabb hírközlési módszerek nagy jelentősége indokolja. Külön ki kell emelni azt, hogy az egyik előadásban a Telefunken cég kutatói ismertették az általuk kidolgozott miniatürizált elektromechanikai KF szűrőt. A kidolgozott szűrő gyakorlatilag téglalap alakú jelleggörbéjű, sáv szélessége ± 5 kHz. Az így kialakított szűrőtípus a jelenlegi LC elemekből felépített szűrőkhöz képest nagyságrendileg jobb átviteli tulajdonságaival az AM rádiózást forradalmasíthatja. A vonatkozó hazai kutatás és fejlesztés igen indokolt. E téren már fegyelemre méltó eredményeink vannak.

A kongresszust a Palais de Congrèsban tartották. A kongresszusi épületet 4 évvel ezelőtt emelték, kifejezetten abból a célból, hogy abban hazai és nemzetközi kongresszusokat és egyéb rendezvényeket tartsanak. A kongresszusi palota legnagyobb előadóterme 1000 személy befogadóképességű. Ezenkívül egy 500, és egy 200 személyes előadóteremmel, valamint 15, mintegy 100 személy befogadására alkalmas teremmel rendelkezik. A kongresszus hivatalos nyelve francia, angol és német volt. A nyitó- és záróülést szimultán tolmácsberendezés segítségével lehetett a fenti nyelvek valamelyikén hallgatni. A tolmácsberendezés hordozható, 3 fix frekvenciára lehangozt tranzisztoros vevőkészülékből állt, ferrit-antennával. A hangosságot visszacsatolással lehetett szabályozni. Az egyes csatornák hangminősége nagyon különböző volt, a berendezések súlya mintegy 50 dkg, nyakba akasztható, a hangot a hozzá csatlakoztatott közönséges 4000 ohmos mágneses fejhallgatón lehetett hallani. A nagyteremben az összes előadó beszédét helyi hangerősítéssel erősítették eléggé rosszul sikerült módon úgy, hogy a mintegy 25 m hosszú színpad két szélén elhelyezett hangszólopot egyidejűleg működtették. Ennek megfelelően a

beszélő szája szubjektíve óriásinak tűnt. A hangminőség egyébként megfelelő volt.

A kongresszus keretében alkalmunk volt megtekinteni a Palais de Congrès folytatásában elhelyezett liégei rádió stúdióit. A rádió stúdiók meglehetősen kisméretűek, a szokásos megoldásoktól lényegében nem térnek el.

A stúdiók egyetlen különlegessége az, hogy kellő hanggátlás érdekében háromszoros ház a házban elrendezést alkalmaztak. Erre az kényszerítette őket, hogy a kongresszusi palotával szemben a Meuse túlsó partján helyezkedik el a Sabena helikopter repülőtér s a város fölött ezenkívül is igen gyakran lehet hallani és látni katonai sugárhajtású repülőgépet.

A magnetofonok Telefunken gyártmányúak, a mikrofonok túlnyomórészt nyugatnémet Neumann és néhány AKG típus. A közvetítésekhez túlnyomóan kondenzátormikrofonokat alkalmaznak. A stúdióberendezések nyugatnémet egységekből (Telefunken, Siemens) a helyszínen összeszerelt berendezések. Stúdióellenőrző hangszóróként a maguk által tervezett dobozban elhelyezett Tannoy gyártmányú hangszórókat használnak.

A kongresszuson több nemzetközileg ismert cég állított ki. Így a dán Brüel-Kjaer, az amerikai General Radio, az angol Dawe, elektroakusztikai műszereket, a Telefunken, EMT és Tolana elektroakusztikai stúdiótechnikai berendezéseket, a dán Komplex nagyotthalló készülékeket, valamint számos nyugatnémet, olasz, Benelux-állambeli cég akusztikai anyagokat propagált. Véleményünk szerint sajnálatos volt az a tény, hogy Magyarország stúdióberendezéseivel nem vett részt ezen a kiállításon.

Az ICA úgy határozott, hogy a legközelebbi, VI. kongresszust 1968-ban, Tokióban rendezi meg. Ennek szervezését a japán akusztikai társaság vállalta. A következő kongresszus elnöke J. Saneyoshi prof. bejelentette, hogy az eddigiektől eltérően számos ipari látogatást kívánnak beiktatni a kongresszus programjába.

A VII. ICA kongresszus helye még nincs kijelölve. Olyan hangok hallatszottak az ICA-ban, hogy szívesen vennék, ha a VII. kongresszus szervezését Magyarország vállalná.

Husztly Dénes

Közvetlen módszer a konnektorok reflexiós mátrixának meghatározására

ETO 621.372.011.2.001.24: 621.372.83

Ismeretes, hogy valamennyi lineáris passzív hálózatnak van reflexiós mátrixa, ugyanakkor nem mindegyik rendelkezik impedancia, vagy admittancia mátrixszal [1]. Azoknak a hálózatoknak a reflexiós mátrixát könnyű meghatározni, melyeknek van impedancia, vagy admittancia mátrixa. Létezik eljárás az impedancia vagy admittancia mátrixszal nem rendelkező hálózatok reflexiós mátrixának meghatározására is. Ennek lényege, amint azt később látni fogjuk, hogy a hálózatot oly módon bővítik, hogy a bővített hálózatnak már legyen impedancia vagy admittancia mátrixa.

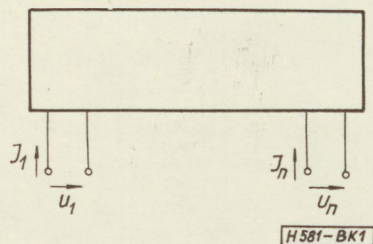
A reflexiós mátrix eddig ismert meghatározási módszereit közvetett eljárásnak tekintjük. A reflexiós mátrix kiszámításához ugyanis ismerni kell az impedancia, vagy admittancia mátrixot, amely éppen úgy leírja a hálózat elektromos tulajdonságát, mint maga a reflexiós mátrix.

A dolgozat célja, hogy az impedancia és admittancia mátrixszal nem rendelkező hálózatok egy osztályánál lehetővé tegye a reflexiós mátrix közvetlen számítását. Itt a közvetlen jelző arra utal, hogy a számításnál nem használunk fel olyan mennyiséget, mely éppen úgy leírja a hálózat elektromos tulajdonságát, mint a reflexiós mátrix. Azon hálózat-osztályt, amelyre a reflexiós mátrix közvetlen számítása elvégezhető, konnektoroknak nevezzük.

A konnektor fogalma

Feltételezzük, hogy koncentrált paraméterű hálózatunk passzív elemként R , L , C kétpólusokat, aktív elemként pedig csak lineáris generátort tartalmaz. Továbbá feltételezzük, hogy ezen kétpólusokat vezeték segítségével kapcsoljuk össze hálózattá.

Ha az n kétpólusból felépített hálózatban valamennyi kétpólus paramétere rögzítve van, akkor a hálózatot zártnak nevezik. Megtörténhet azonban, hogy az n kétpólus közül k -nak az értéke nincs rögzítve. Ez azt jelenti, hogy a nem rögzített kétpólusok helyébe tetszőleges kétpólust köthetünk. Ámde ekkor



1. ábra. A $2n$ pólus ábrázolása

a nem rögzített kétpólusokat a hálózatból kiemelhetjük és helyébe egy póluspár marad vissza. Az ilyen hálózatot k kapcsán nyitott hálózatnak, vagy $2k$ pólusnak nevezik.

Ha a hálózatban szereplő valamennyi n kétpólus értékét nem rögzítjük, akkor a teljesen nyitott hálózathoz jutunk, melyet konnektornak fogunk nevezni. Tehát a konnektor olyan hálózat, melyből valamennyi kétpólus ki van emelve és csak az összekötő vezeték maradnak vissza. A konnektort $2n$ pólusként ábrázolhatjuk, vagyis egy dobozzal, melyből n számú vezetékpár jön ki (lásd 1. ábrát).

Koncentrált paraméterű hálózatok számításánál az összekötő vezeték veszteségeit elhanyagolják. Ha ezt az elhanyagolást a konnektorok esetében is megtesszük, akkor az alábbi két axiómát mondhatjuk ki:

1 axióma. A konnektor nem vesz fel és nem ad le sem valós, sem pedig képzetes teljesítményt.

Az 1 axióma az összekötő vezeték veszteségmentességének következménye. Az 1 axiómát másképpen megfogalmazva kimondhatjuk, hogy a konnektor kapcsain a komplex teljesítmények összege zérus, vagyis harmonikus időfüggés esetén:

$$U_1 J_1^* + U_2 J_2^* + \dots + U_n J_n^* = 0 \quad (1)$$

2 axióma. A konnektor homogén lineáris.

A 2 axióma azt mondja ki, hogy ha egy n dimenziós feszültség, vagy áramvektor megoldása a konnektornak, akkor annak többszöröse is az.

Egy n kétpólust tartalmazó zárt hálózat elektromos állapotát ismerjük, ha valamennyi kétpóluson ismerjük a feszültséget és áramot. Ez azt jelenti, hogy összesen $2n$ ismeretlent kell meghatározni, amelyhez $2n$ egyenletre van szükség. Ismeretes, hogy n számú egyenletet szolgáltat az n kétpólus karakterisztika egyenlete. További n számú egyenletet a Kirchhoff-törvények adnak.

A konnektor nem tartalmaz kétpólust, tehát n számú kétpólusegyenlet hiányzik. Így a $2n$ ismeretlen meghatározására csak n számú egyenlet van, amelyet a Kirchhoff-egyenletek szolgáltatnak. Természetesen n számú egyenletből csak n ismeretlent lehet meghatározni. Ez azt jelenti, hogy konnektor esetén n számú elektromos mennyiséget (feszültséget és áramot) szabadon fel lehet venni és a még ismeretlen n számú elektromos mennyiség kifejezhető a szabadon felvett elektromos mennyiségekkel.

Hogy a szabadon felvett n számú elektromos mennyiség közül hány feszültségértéket és hány áramértéket lehet megválasztani, azt a konnektor topológ-

giai struktúrája dönti el. A topológiai struktúrát pedig a gráfelmélet alapvető számaival és mátrixaival jellemezzük [2].

Zárjuk rövidre a konnektor valamennyi kapcsát, így eljutunk a konnektor gráfjához. Legyen a gráf ciklomatikus száma ν , a független incidencia egyenletek száma pedig $\varrho = n - \nu$. Ismeretes, hogy egy adott gráf esetén ν számú ágáramot szabadon fel lehet venni, a maradék ϱ számú áramot pedig csomóponti egyenletekből lehet meghatározni. Továbbá ϱ számú feszültséget szabadon fel lehet venni és a maradék ν számú feszültséget hurokegyenletekből lehet meghatározni.

Válasszuk ki a gráf egy teljes elágazását, amely nyilván ϱ számú ágat tartalmaz. Ezen ágakat jelöljük 1-től ϱ -ig terjedő indexszel, míg a teljes elágazásban részt nem vevő ágakat jelöljük $\varrho + 1$ -től n -ig terjedő indexszel. A teljes elágazásban szereplő ágakon felvesszük az $U_1, U_2, \dots, U_\varrho$ ágfeszültségeket, a teljes elágazásban részt nem vevő ágakban pedig felvesszük a $J_{\varrho+1}, \dots, J_n$ ágáramokat.

A csomóponti egyenleteket a $[D]$ általánosított incidencia mátrix segítségével írjuk fel [3]

$$[D][J] = 0 \quad (2)$$

ahol $[J]$ a $J_1, J_2, \dots, J_n$ ágáramokból képzett áramvektor. Ha feltételezzük, hogy $[D]$ normál alakú akkor írható:

$$\begin{bmatrix} J_1 \\ \vdots \\ J_\varrho \\ J_{\varrho+1} \\ \vdots \\ J_n \end{bmatrix} = -[D_{ih}] \begin{bmatrix} J_{\varrho+1} \\ \vdots \\ J_n \end{bmatrix} \quad (3)$$

Tehát a $(J_1, J_2, \dots, J_\varrho)$ ismeretlen ágáramokat kifejeztük a szabadon felvett $(J_{\varrho+1}, \dots, J_n)$ ágáramokkal

Hasonlóan, a hurokegyenleteket felírhatjuk a $[C]$ ciklomatikus mátrix segítségével

$$[C][U] = 0 \quad (4)$$

ahol $[U]$ az $U_1, U_2, \dots, U_n$ ágfeszültségekből képzett feszültségvektor. Ha feltételezzük, hogy $[C]$ normál alakú, akkor lesz:

$$\begin{bmatrix} U_{\varrho+1} \\ \vdots \\ U_n \end{bmatrix} = -[C_{in}] \begin{bmatrix} U_1 \\ \vdots \\ U_\varrho \end{bmatrix} \quad (5)$$

Itt az $(U_{\varrho+1}, \dots, U_n)$ ágfeszültségeket kifejeztük a szabadon felvett $(U_1, \dots, U_\varrho)$ ágfeszültségekkel.

Most vizsgáljuk meg, hogy milyen kötést jelent a $[C_{ik}]$ és $[D_{ik}]$ mátrix számára az a tény, hogy a konnektor komplex teljesítményt nem ad le és nem vesz fel. Kössünk a konnektor i -edik kapcsára egy feszültségforrást $U_i = U_g$, és a k -edik kapcsára egy áramforrást: $J_k = J_g$. Ekkor írható:

$$U_i I_i^* + U_k I_k^* = d_{ik} U_g I_g^* + C_{ki} U_g I_g^* = 0 \quad (6)$$

mivel valamennyi d_{ik} és c_{ik} együttható valós és értéke 0, +1 vagy -1. Innen a két mátrix elemei között a következő összefüggést kapjuk

$$d_{ik} = -c_{ki} \quad (7)$$

Mivel a (7) összefüggés minden mátrixelemre fennáll, tehát lesz

$$[D_{ik}] = -[C_{ik}]^T \quad (8)$$

ahol az indexben levő T transzponálást jelent.

A (3) és (5) egyenletet, amely tulajdonképpen a konnektorra vonatkozó n számú Kirchhoff-egyenlet, fel lehet írni a (8) összefüggés felhasználásával ilyen alakban:

$$\begin{bmatrix} J_1 \\ \vdots \\ J_\varrho \\ J_{\varrho+1} \\ \vdots \\ J_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [0]_{\varrho \times \varrho} [C_{in}]_{\varrho \times \nu}^T \\ -[C_{ik}]_{\nu \times \varrho} [0]_{\nu \times \nu} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_1 \\ \vdots \\ U_\varrho \\ J_{\varrho+1} \\ \vdots \\ J_n \end{bmatrix} \quad (9)$$

A (9) egyenlet tulajdonképpen nem más, mint a konnektor elektromos állapotát leíró egyenlet, vagyis a konnektor karakterisztika egyenlete. Látható, hogy ez az egyenlet homogén lineáris, vagyis elegendő tesz a 2. axióma követelményének.

A $2n$ pólus reflexiós mátrixának meghatározása közvetett módszerrel

Vegyünk egy passzív $2n$ pólust, amelynek nincs admittancia mátrixa. Bármelyik kapcsán, így a j -ediken is, a feszültség és az áram előállítható a beeső és visszavert hullám lineáris kombinációjaként az alábbi egyenlet szerint

$$\left. \begin{aligned} U_j &= \sqrt{r_{0j}} [V_{ij} + V_{rj}] \\ J_j &= \frac{1}{\sqrt{r_{0j}}} [V_{ij} - V_{rj}] \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

ahol r_{0j} egy valós normalizáló szám, mely tetszőleges lehet, de egyszeri megválasztással már le van rögzítve.

Ha bevezetjük a normalizált feszültséget és áramot

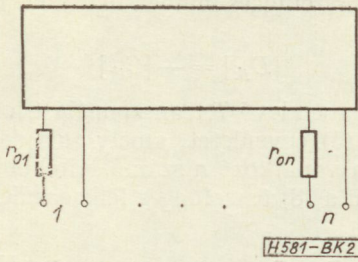
$$\left. \begin{aligned} U'_j &= \frac{U_j}{\sqrt{r_{0j}}} \\ J'_j &= J_j \sqrt{r_{0j}} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

akkor (10) felírható ilyen alakban

$$\left. \begin{aligned} U'_j &= V_{ij} + V_{rj} \\ J'_j &= V_{ij} - V_{rj} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Hogy a számításokat el tudjuk végezni, kössünk valamennyi kapoccsal sorba egy r_{0j} valós ellenállást, mely számértékben megegyezik a kapocsra felvett r_{0j} normalizáló számmal. Ily módon egy bővített hálózathoz jutunk, mely a 2 ábrán látható. Könnyen kimutatható, hogy a bővített hálózatnak már van rövidzárási admittancia mátrixa, tehát a bővített hálózatra írható

$$[J] = [Y][U] \quad (13)$$



2. ábra. Bővített hálózat

ahol $[J]$ -vel jelöltük a $J_1, J_2 \dots J_n$ áramokból képzett áramvektort, $[U]$ -val jelöltük az $U_1, U_2 \dots U_n$ feszültségekből álló feszültség vektort, $[Y]$ -al pedig a bővített hálózat admittancia mátrixát.

Bevezetve az alábbi egyenletek szerint az

$$\begin{cases} [U'] = [R_0]^{-1} [U] \\ [J'] = [\sqrt{R_0}] [J] \end{cases} \quad (14)$$

normalizált feszültség és áramvektort, ahol $[\sqrt{R_0}]$ egy diagonál mátrix, $[\sqrt{R_0}] = \text{diag}(\sqrt{r_{01}}, \sqrt{r_{02}} \dots \sqrt{r_{0n}})$. Ekkor a normalizált admittancia mátrixra kapjuk

$$[Y'] = [\sqrt{R_0}] [Y] [\sqrt{R_0}] \quad (15)$$

Mivel illesztett esettel van dolgunk, tehát írható

$$[U'] = 2[V_i] \quad (16)$$

ahol $[V_i]$ a $v_{i1}, v_{i2} \dots v_{in}$ beeső hullámokból képzett vektor. Továbbá írható

$$[J'] = [V_i] - [V_r] \quad (17)$$

ahol $[V_r]$ a $v_{r1}, v_{r2}, \dots, v_{rn}$ reflektált hullámokból képzett vektor.

A normalizált áram és feszültség között a kapcsolatot a normalizált admittancia mátrix szolgáltatja

$$[J'] = [Y'] [U'] \quad (18)$$

Behelyettesítve (18)-ba (16)-ot és (17)-et és a tagokat átrendezve, lesz

$$[V_r] = [E] - 2[Y'] [V_i] \quad (19)$$

Ahol $[E]$ az idem mátrix. Mivel a reflexiós mátrix definíció szerint így írható fel

$$[V_r] = [S] [V_i] \quad (20)$$

tehát a (19) egyenletből a reflexiós mátrix meghatározható:

$$[S] = [E] - 2[Y'] \quad (21)$$

Ezzel tulajdonképpen már le is tárgyaltuk a reflexiós mátrix közvetett meghatározásának egy módszerét. Természetesen a reflexiós mátrix meghatározására felhasználhatjuk az impedancia mátrixot is, de ezt az eljárást itt nem fogjuk ismertetni.

Közvetlen módszer a konnektorok reflexiós mátrixának meghatározására

A konnektorra felírható n számú Kirchhoff-egyenletből indulunk ki:

$$\begin{bmatrix} U_{q+1} \\ \vdots \\ U_n \end{bmatrix}_v = -[C_{ih}]_{v \times q} \begin{bmatrix} U_1 \\ \vdots \\ U_q \end{bmatrix}_q \quad (22)$$

$$\begin{bmatrix} J_1 \\ \vdots \\ J_q \end{bmatrix}_q = [C_{ih}]_{q \times v}^T \begin{bmatrix} J_{q+1} \\ \vdots \\ J_n \end{bmatrix}_v \quad (23)$$

Vezessük be a következő jelöléseket

$$\left\{ \begin{aligned} \begin{bmatrix} U_{q+1} \\ \vdots \\ U_n \end{bmatrix}_v &= [U]_v; & \begin{bmatrix} U_1 \\ \vdots \\ U_q \end{bmatrix}_q &= [U]_q \\ \begin{bmatrix} J_1 \\ \vdots \\ J_q \end{bmatrix}_q &= [J]_q; & \begin{bmatrix} J_{q+1} \\ \vdots \\ J_n \end{bmatrix}_v &= [J]_v \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

akkor (22) és (23) helyett írható

$$\begin{cases} [U]_v = -[C_{ih}]_{v \times q} [U]_q \\ [J]_q = [C_{ih}]_{q \times v}^T [J]_v \end{cases} \quad (25)$$

Mivel konnektor tulajdonképpen egy $2n$ pólus, tehát bármelyik k -adik kapcsán felírhatjuk a feszültséget és az áramot beeső és visszavert hullám lineáris kombinációjaként. Az r_0 értéket valamennyi kapocsra egységesen 1-nek választva, a k -adik kapocsra írható

$$\begin{cases} U'_k = U_k = V_{ik} + V_{rk} \\ J'_k = J_k = V_{ik} - V_{rk} \end{cases} \quad (26)$$

Vezessük be a következő jelöléseket

$$\left\{ \begin{aligned} \begin{bmatrix} V_{iq+1} \\ \vdots \\ V_{in} \end{bmatrix}_v &= [V]_v; & \begin{bmatrix} U_{i1} \\ \vdots \\ U_{iq} \end{bmatrix}_q &= [V]_q \\ \begin{bmatrix} V_{rq+1} \\ \vdots \\ V_{rn} \end{bmatrix}_v &= [V]_v; & \begin{bmatrix} V_{r1} \\ \vdots \\ V_{rq} \end{bmatrix}_q &= [V]_q \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Ha a (25) egyenletbe valamennyi feszültség és áram helyett beeső és visszavert hullámot írunk és fenti jelöléseket alkalmazzuk, akkor a következő egyenletrendszerre jutunk

$$\begin{cases} [V]_v + [V]_v = -[C_{ih}]_{v \times q} [V]_q - [C_{ih}]_{v \times q} [V]_q \\ [V]_q - [V]_q = [C_{ih}]_{q \times v}^T [V]_v - [C_{ih}]_{q \times v}^T [V]_v \end{cases} \quad (28)$$

Rendezzük át a (28)-ban szereplő egyenleteket oly módon, hogy a baloldalon csak visszavert hullám, a jobboldalon pedig csak beeső hullám szerepeljen:

$$-[V_r]_q + [C_{ih}]_{qxv}^T [V_r]_v = -[V_i]_q + [C_{ih}]_{qxv}^T [V_i]_v \quad (29)$$

$$[C_{ih}]_{vxq} [V_r]_q + [V_r]_v = -[C_{ih}]_{vxq} [V_i]_q - [V_i]_v$$

Szorozzuk be (29) második egyenletét balról — $-[C_{ih}]_{qxv}^T$ -vel és adjuk össze az első egyenlettel, eredményül kapjuk:

$$-([E]_{qxq} + [C_{ih}]_{qxv}^T [C_{ih}]_{vxq}) [V] = (-[E]_{qxq} + [C_{ih}]_{qxv}^T [C_{ih}]_{vxq}) [V_i]_q + 2[C_{ih}]_{qxv}^T [V_i]_v \quad (30)$$

Megszorozva balról a (30) egyenletet

$$([E]_{qxq} + [C_{ih}]_{qxv}^T [C_{ih}]_{vxq})^{-1} \text{el}$$

a következő egyenletre jutunk:

$$[V_r]_q = [S_{qxq}] [V_i]_q + [S_{qxv}] [V_i]_v \quad (31)$$

ahol

$$[S_{qxq}] = -([E]_{qxq} + [C_{ih}]_{qxv}^T [C_{ih}]_{vxq})^{-1} \quad (32)$$

$$(-[E]_{qxq} + [C_{ih}]_{qxv}^T [C_{ih}]_{vxq})$$

és

$$[S_{qxv}] = -2([E]_{qxq} + [C_{ih}]_{qxv}^T [C_{ih}]_{vxq})^{-1} [C_{ih}]_{qxv}^T \quad (33)$$

Most szorozzuk be a (29) első egyenletét balról $[C_{ih}]_{vxq}$ -val és adjuk össze a két egyenletet

$$([E]_{vxv} + [C_{ih}]_{vxq} [C_{ih}]_{qxv}^T) [V_r]_v = -2[C_{ih}]_{vxq} [V_i]_q + (-[E]_{vxv} + [C_{ih}]_{vxq} [C_{ih}]_{qxv}^T) [V_i]_v \quad (34)$$

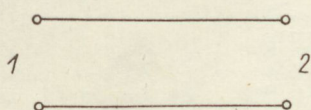
$$[S] = \begin{bmatrix} -(E_q + C^T C)^{-1} (-E_q + C^T C) & -2(E_q + C^T C)^{-1} C^T \\ -2(E_v + C C^T)^{-1} & (E_v + C C^T)^{-1} (-E_v + C C^T) \end{bmatrix} \quad (40)$$

A (40) egyenletből látható, hogy az $[S]$ reflexiós mátrix meghatározásához pusztán a konnektor $C = [C_{ih}]_{vxq}$ ciklomatikus mátrixának ismerete szükséges.

4. Példa

Az elmondottak illusztrálására nézzük meg a legegyszerűbb konnektort, és pedig a kétkapcsú konnektort.

$$[Y'] = \begin{bmatrix} \sqrt{r_{01}} & 0 \\ 0 & \sqrt{r_{02}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{1}{r_{01} + r_{02}} & -\frac{1}{r_{01} + r_{02}} \\ -\frac{1}{r_{01} + r_{02}} & \frac{1}{r_{01} + r_{02}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sqrt{r_{01}} & 0 \\ 0 & \sqrt{r_{02}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{r_{01}}{r_{01} + r_{02}} & -\frac{2\sqrt{r_{01} r_{02}}}{r_{01} + r_{02}} \\ -\frac{2\sqrt{r_{01} r_{02}}}{r_{01} + r_{02}} & \frac{r_{02}}{r_{01} + r_{02}} \end{bmatrix} \quad (42)$$



3. ábra. Kétkapcsú konnektor

Megszorozva balról a (34) egyenletet

$$([E]_{vxv} + [C_{ih}]_{vxq} [C_{ih}]_{qxv}^T)^{-1} \text{el}$$

a következő egyenletre jutunk

$$[V_r]_v = [S_{vxq}] [V_i]_q + [S_{vxv}] [V_i]_v \quad (35)$$

ahol

$$[S_{vxq}] = -2([E]_{vxv} + [C_{ih}]_{vxq} [C_{ih}]_{qxv}^T)^{-1} [C_{ih}]_{vxq} \quad (36)$$

és

$$[S_{vxv}] = ([E]_{vxv} + [C_{ih}]_{vxq} [C_{ih}]_{qxv}^T)^{-1} \cdot (-[E]_{vxv} + [C_{ih}]_{vxq} [C_{ih}]_{qxv}^T) \quad (37)$$

A (31) és (35) egyenlet már megadja a végeredményt Ugyanis bevezetve a

$$\begin{bmatrix} [V_r]_q \\ [V_r]_v \end{bmatrix} = [V] ; \quad \begin{bmatrix} [V_i]_q \\ [V_i]_v \end{bmatrix} = [V_i] \quad (38)$$

és

$$[V_r] = [S] [V_i] \quad (38a)$$

jelöléseket, az $[S]$ reflexiós mátrixra írhatjuk

$$[S] = \begin{bmatrix} [S]_{qxq} & [S]_{qxv} \\ [S]_{vxq} & [S]_{vxv} \end{bmatrix} \quad (39)$$

Figyelembe véve a (32), (33), (36) és (38) egyenleteket és a $[C_{ih}]_{vxq} = C$, $[C_{ih}]_{qxv}^T = C^T$, $[E]_{qxq} = R_q$ és $[E]_{vxv} = R_v$ rövidített jelöléseket bevezetve, a (39) egyenletet így lehet felírni:

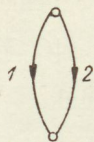
Először is közvetett eljárással fogjuk kiszámítani a reflexiós mátrixot. E célból az 1-es kapoccsal sorba kötünk egy r_{01} ellenállást, a kettes kapoccsal pedig sorbakötünk egy r_{02} -es ellenállást. A bővített hálózat rövidzárási admittancia mátrixa a következő

$$[Y] = \begin{bmatrix} \frac{1}{r_{01} + r_{02}} & -\frac{1}{r_{01} + r_{02}} \\ -\frac{1}{r_{01} + r_{02}} & \frac{1}{r_{01} + r_{02}} \end{bmatrix} \quad (41)$$

A normalizált admittancia mátrixra kapjuk

Most képezzük az $[S]$ mátrixot

$$[S] = [E] - 2[Y'] = \begin{bmatrix} 1 - \frac{2r_{01}}{r_{01} + r_{02}} & \frac{2\sqrt{r_{01} r_{02}}}{r_{01} + r_{02}} \\ \frac{2\sqrt{r_{01} r_{02}}}{r_{01} + r_{02}} & 1 - \frac{2r_{02}}{r_{01} + r_{02}} \end{bmatrix} \quad (43)$$



H581-BK4

4. ábra. A kétkapcsú konnektor gráfja

Illesztett esetben $r_{01} = r_{02}$, és akkor kapjuk

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (44)$$

Most közvetlen eljárással fogjuk meghatározni a reflexiós mátrixot. A kétkapcsú konnektor gráfját a 4. ábra tünteti fel. A gráfelmélet szerint

$$\begin{aligned} C_{ik} &= -1 \\ C_{ik}^T &= -1 \end{aligned}$$

A (40) képletbe való közvetlen behelyettesítésből kapjuk

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}$$

A példából látható a (40) képlet előnye, mely első rátekintésre igen bonyolultnak látszik. Ámde figyelembe kell venni azt a tényt, hogy a $[C_{ik}]$ mátrix lényegesen alacsonyabb rendű, mint az $[Y]$ mátrix és ezért a számítási munka a (40) képlet alkalmazásakor jóval kisebb is.

IRODALOM

1. H. J. Carlin: The Scattering Matrix in Network Theory. IRE Transaction on Circuit Theory CT-3 No. 2 (1956)
2. C. Berge: Theorie des Graphes et ses Applications. Dunod, Paris 1958.
3. Bolgárfalvi Károly: Az összefüggő véges gráfok ciklomatikus mátrixának és általánosított incidencia mátrixának egy teljes elágazásra vonatkozó normál alakja és a normál alakok közötti kapcsolat. TKI Közleményei IX. évfolyam 3. szám (1964).

EGYESÜLETI HÍR

Az Egyesület Vezetősége célul tűzte ki, hogy a tagszámszámot mintegy 2000 főre növeli és az Egyesület folyóirata számára is nagyobb nyilvánosságot biztosít. E célok megvalósítása érdekében megteremtette annak lehetőségét, hogy 1966 január 1-től a tagdíjat rendszeresen fizető tagok részére a HÍRADÁSTECHNIKA havonta megjelenő számait díjtalanul megküldik. A tagsági díj — tekintettel a folyóirat megrendelésével kapcsolatos adminisztrációs teendőkre — elő-

re fizetendő 1966 január 1-től kezdődően. A tagdíj-fizetés a tárgynegyedévet megelőző hónap 5-ig esedékes. Csak azok a tagok kaphatják a lapot díjmentesen, akik a tagdíjat az esedékesség időpontjáig befizették.

A Híradástechnikai Tudományos Egyesület csekk-számlaszáma: 61755. Az évi tagdíj 60, — Ft, félévi tagdíj 30, — Ft.

KÖNYVISMERTETÉS

Dr. Hedvig Péter:

Kvantumelektronika

Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1965.
Új Technika sorozat.

Ára: 14,50 Ft.

A kvantumelektronika olyan elektronikus berendezésekkel foglalkozik, melyek a kvantumfizika közvetlen műszaki alkalmazásán alapulnak. Ilyenek: a maser, laser stb. Ezeket ma már általánosan használják nemcsak híradástechnikai, de ipari, gyártástechnológiai célokra is. Ezért a kvantumelektronika alapjainak ismerete hozzátartozik az általános műszaki műveltséghez. Hedvig Péter könyve, melyet dr. Simonyi

Károly professzor lektorált, híven szolgálja az Új Technika sorozat célkitűzéseit: egyik legmodernebb műszaki területre vezeti be az olvasót közérthető módon.

A könyv négy fejezetre oszlik:

1. Bevezetés, mely a főbb jelöléseket ismerteti.
2. Elméleti alapok. Összefoglalja a továbbiakhoz szükséges fizikai ismereteket.
3. Kvantum-erősítők és -generátorok. A molekula és spin-erősítők és -generátorok műszaki kérdéseit tárgyalja.
4. Alkalmazások (méréstechnikai, hírközlési és anyagvizsgálati célokra).

B. Gy.

Tunneldiódák karakterisztika számítása*

ETO 621.382.23.012.001.24

A tunneldióda, a félvezetőtechnika nagyon fiatal és nagyon figyelemre méltó eszköze, igen gyors működése mellett jellegzetes feszültség-áram karakterisztikájának köszönheti különleges technikai érdekességét. Érthető tehát, hogy sokan foglalkoztak a karakterisztika függvényének meghatározásával. E törekvések kétirányúak voltak. Egyrészt szükséges volt a karakterisztikához közelálló egyszerű matematikai függvények keresése, mindenféle fizikai megalapozottság igénye nélkül, de jó eszközt adva a tunneldiódás áramkörök méretezéséhez. Másrészt, a tunneldiódára vonatkozó fizikai elmélet próbaköve, hogy az azzal számolt karakterisztika mennyire hasonlít a valóságos diódáéhoz. A működés fizikájának egyre alaposabb megismerése vezetett az egyre pontosabb (és sajnos egyre bonyolultabb) fizikai, kvantummechanikai alapokon álló karakterisztika számításokhoz.

Cikkünkben az utóbbi, tehát az eszköz működéséből kiinduló számításokkal kívánunk foglalkozni.

A működés elve. Az Esaki integrálok

Ismeretes, hogy egy közönséges félvezető rétegdiódában két típusú áram folyik:

a) a többségi töltéshordozók *diffúziós áramlása*, mely a PN átmenet két oldalán kiürített zónákat hoz létre. Ezáltal a P és N oldal között potenciál-
lépcső alakul ki, mely korlátozza a diffúziós áramot;

b) a kisebbségi hordozók *sodródási árama*, melyet a fentiek szerint kialakult potenciál-
lépcső okoz.

Ha a diódán nincs külső feszültség, az átmenet potenciálugrása olyan értéket vesz fel, hogy a fenti két áramlás éppen kiegyenlíti egymást. Ebben az egyensúlyi állapotban az N és P oldal Fermi-nívója azonos.

A tunneldióda olyan PN rétegdióda, melynek mindkét oldala igen erősen szennyezett, ún. degenerált félvezető: az E_F Fermi-szint az N oldalon a vezetési sáv belsejében, a P oldalon a vegyértéki sáv belsejében van (1. ábra). A külső feszültség nélküli, egyensúlyi állapotban a két Fermi-szint egy magasságban helyezkedik el; a P oldal vegyértéksávja és az N oldal vezetési sávja az E_M energia-intervallumban átfedésben van. Ez a tény a töltéshordozók áramlásának új lehetőségét rejti magában: az elektronok a kvantummechanikai tunneleffektus alapján átke-
rülhetnek a P oldali vegyértéksávból az N oldali vezetési sávba és viszont, *energiájuk megváltozása nélkül*. Az ilyen áthaladásokból származó töltésáramlást nevezzük *tunneláramnak*.

Kétirányú tunneláramot különböztetünk meg:

c) *Zener (téremissziós) áram*. A P oldal vegyértéksávjából az N oldal vezetési sávjába jutó elektronok alkotják, a sodródási (záró) árammal megegyező irányú.

d) *Esaki áram*. Az N oldal vezetési sávjából a P oldal vegyértéksávjába átjutó elektronok árama. A diffúziós árammal egyező irányú.

Természetesen ahhoz, hogy a tunneláramok észrevehetőek legyenek, a tunnel áthaladás elfogadható valószínűsége — vagyis igen vékony átmeneti zóna (50—200 Å) — szükséges.

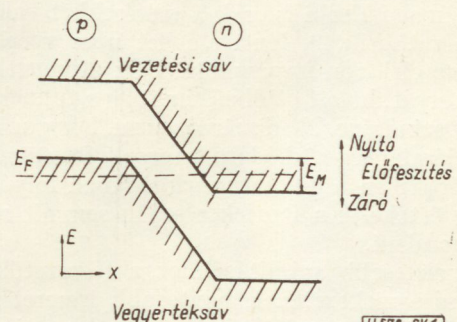
Esaki első közleményében, melyben a tunneldióda karakterisztika észleléséről beszámolt [1], már közelítő magyarázatát adta a megfigyelt jelenségnek. Az általa felhasznált integrál-összefüggések (1) (1a) sokáig szolgáltak a karakterisztikasámítások alapjául.

Esaki szerint pl. a téremissziós áram egy ΔE energiasávban egyenesen arányos a vegyértéksáv elektronjainak számával (melyek tehát képesek a tunnel áthaladásra), a vezetési sáv üres elektronállapotainak sűrűségével és a tunnel áthaladásnak egységnyi időre vonatkoztatott Z valószínűségével. Ezek szerint a ΔE sávra a Zener-áram $N_v(E) \cdot f_v(E) \cdot N_c(E) [1 - f_c(E)] Z \cdot \Delta E$ -vel arányos (ahol $N(E)$ a lehetséges állapotok sűrűsége, $f(E)$ a Fermi—Dirac eloszlás-függvény a vezetési (c), ill. a vegyérték (v) sávban). A teljes Zener-áramot az E_M átfedési tartományra való integrálással nyerjük:

$$i_z = -\text{const} \cdot Z \int_{E_M} N_v(E) \cdot f_v(E) \cdot N_c(E) \cdot [1 - f_c(E)] dE \quad (1)$$

Ugyanígy az Esaki áramra:

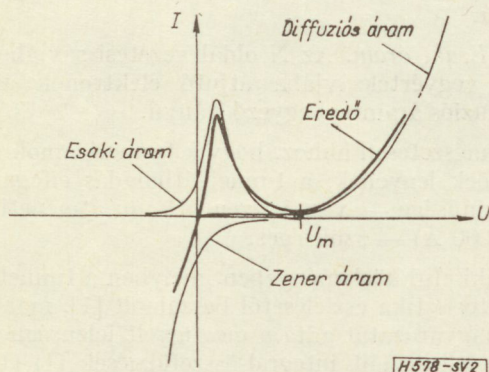
$$i_e = \text{const} \cdot Z \int_{E_M} N_c(E) \cdot f_c(E) \cdot N_v(E) \cdot [1 - f_v(E)] dE \quad (1a)$$



1. ábra

* A cikk a szerző által 1964-ben benyújtott és díjat nyert diplomatervezet alapján készült.

Számításba véve, hogy az eszközre kapcsolt külső feszültség az 1. ábrán megjelölt módon csúsztatja el egymáshoz képest az energiasáv-vázlat két oldalát, (1) és (1a) szerint az Esaki- és Zener-áram feszültségfüggése a 2. ábrán látható jellegű lesz. Ezeket, és a diffúziós áram függvényét összegezve, a tunneldiódára jellemző karakterisztikát nyerünk. A valóságos tunneldiódánál az U_m minimumponti feszültség környezetében fellép még egy másodlagos hatásokból eredő áramkomponens, az ún. járulékos áram. Hatása káros, mert megnöveli a minimumpont áramát.



2. ábra

Az (1) — (1a) integrálok kiszámításánál az $N(E)$ állapotsűrűség-függvényeket általában parabolikusnak, a Z áthaladási valószínűséget konstansnak feltételezik. Ezzel, s a Fermi-függvény behelyettesítésével az integrálás meglehetősen bonyolulttá válik. Mégis, egyes egyszerűsítő feltételek bevezetésével a karakterisztika minimumpontig (U_m) terjedő szakaszának leírására viszonylag egyszerű kifejezések nyerhetők ([2], ill [3] után):

$$i = i_e + i_z \cong K \cdot (U_m - U)^2 \cdot \text{th} \frac{qU}{2kT} \quad (2)$$

$$i \cong K \cdot (U_m - U)^2 \cdot (1 - e^{-\frac{qU}{kT}}) \quad (3)$$

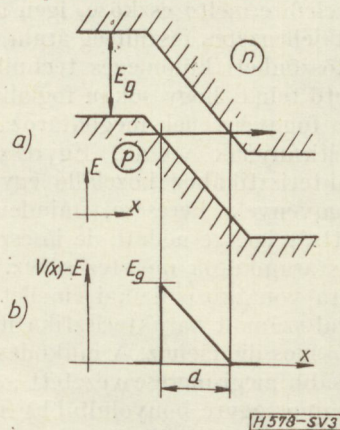
stb. (ahol k a Boltzmann-állandó, T az abszolút hőmérséklet).

A kapott eredmények nem nélkülözik a fizikai megalapozottságot, a kísérletileg tapasztalható hasonló karakterisztikát adnak, mégsem teljesen megnyugtatóak. Az (1) — (1a) kifejezések magától értedőnek látszanak, de bizonyításukat sehol nem találjuk; maga Esaki is csak a mérésekkel való egyezésre hivatkozik. A fenti elmélet nem veszi figyelembe az elektron impulzusának az átmenethez képesti irányát, holott ettől erősen függ a tunneláthaladás valószínűsége. Nem számol azzal, hogy az áthaladási valószínűség a diódára kapcsolt feszültségtől is nagymértékben függ. A tunneldiódában folyó áramsűrűség értékéről a fentiek alapján semmit sem tudunk mondani.

A részletesebb számításokhoz a félvezetőkristály energiasáv-szerkezetének pontosabb ismerete, a sávok közötti tunneláthaladás gondos vizsgálata szükséges.

A félvezetőkristály sáv szerkezete. A tunneláthaladás valószínűsége

A tapasztalat és a kvantummechanika eredményei szerint van lehetőség arra, hogy egy elektron a 3a ábrán vízszintes nyílal jelölt tunneláthaladást végezzen. Milyen valószínűséggel következik ez be? Az áthaladás valószínűségének számításához tudnunk kell, hogy a tiltott sáv milyen akadályt jelent az elektron számára. Ezt a potenciálakadályt az irodalom gyakran adja a 3b ábra szerint.



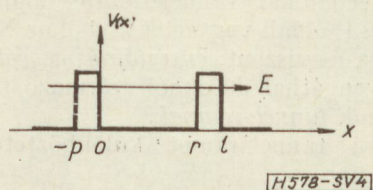
3. ábra

A háromszög alakú potenciálakadály felemás szemlélet eredménye. Figyelembe veszi, hogy a félvezetőkristályban az elektron nem vehet fel tetszőleges állapotot, hiszen számára megengedett és tiltott zónák léteznek, de ezen túl úgy számol, mintha az elektron szabad lenne: a tiltott sáv egyes pontjai „annyira tiltottak”, amennyire a megengedett sáv szélének energiaszintje alatt fekszenek. Ez vezet ahhoz az érezhetően pontatlan eredményhez, hogy a — megengedett — vegyértéki sáv közvetlen közelében ütközik az elektron a tunnel áthaladás során a legnagyobb akadályba.

A pontosabb karakterisztikasámítás elvégzéséhez tehát meg kell vizsgálnunk, hogy a kristályrácsban haladó elektron számára miért vannak megengedett és tiltott sávok, és hogy pontosan milyen az elektron állapota az egyes tiltott energia értékeknél.

A félvezetőkristály atomjai (pozitív ionjai) a térben szigorúan meghatározott, periodikus elrendezésben foglalnak helyet. Az elektron számára a kristály belseje mint a pozitív ionok (és a többi elektron) periodikus potenciáltere jelentkezik. Közelítő számításaink céljára egydimenziós $V(x)$ periodikus potenciál-függvényt vegyünk fel (4. ábra). Erre a potenciáltérre megoldva a

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [E - V(x)] \psi = 0 \quad (4)$$



4. ábra

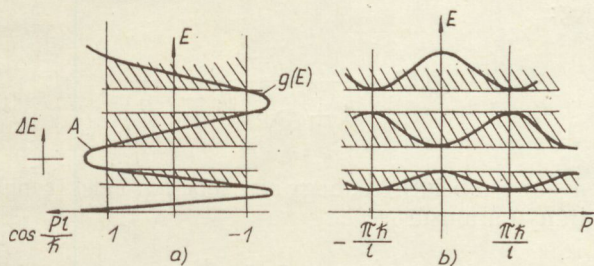
Schrödinger-egyenletet (ahol m az elektron tömege, $2\pi\hbar = h$ a Planck-állandó), kiadódik, hogy az elektron csillapítás nélkül terjedhet egyes olyan energia értékeknél is, melyek a 4. ábra potenciálfüggvényén V_0 maximumszintje alatt vannak. A megoldás feltétele ugyanis ([4] után):

$$\cos \frac{Pl}{\hbar} = \text{ch} \frac{P}{2s} \cdot \cos n \cdot r - \frac{4n^2 s^2 - 1}{4ns} \cdot \text{sh} \frac{P}{2s} \cdot \sin nr = g(E) \quad (5)$$

ahol l a kristály rácslátszója;

$$n^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \quad s^2 = \frac{\hbar^2}{8m(V_0 - E)}$$

(5) közelítőleg az 5a ábra szerinti függvény. A vonalkázott energiasávokban P valós (megengedett sáv), máshol komplex — a $\psi = u(P; x) \cdot e^{\frac{j}{\hbar}(Px - Et)}$ — a hullámfüggvény csillapodó: tiltott sáv.



5. ábra

A P mennyiség (az ún. kristálybeli impulzus) külön figyelmet érdemel. Bevezetését az indokolja, hogy a kristályban terjedő elektron energiája, sebessége (tk. a kvantummechanikai elektronhullám csoportsebessége) és az elektronra a rácsonok terétől függetlenül ható F erő között a kapcsolat más, mint a szabad elektron esetén. P impulzusjellegű mennyiség. Változása és a ható erő közötti kapcsolat ugyanolyan, mint a valódi impulzusnál: $F = \frac{dP}{dt}$. A szabad részecskére vonatkozó

$$E = \frac{1}{2m} p^2 \quad (6)$$

$$\frac{dE}{dp} = \frac{p}{m} = v \quad (6a)$$

$$\frac{d^2 E}{dp^2} = \frac{1}{m} \quad (6b)$$

összefüggések helyére azonban az (5) szerinti sokkal bonyolultabb $E-P$ kapcsolat lép. Ha bevezetjük a következő jelölést:

$$m^* = \left(\frac{d^2 E}{dp^2} \right)^{-1} \quad (7)$$

ahol m^* az ún. effektív tömeg; az energiasávok szélein az $E-P$ kapcsolatot (6)-hoz hasonlóan közelítjük:

$$E \simeq \frac{1}{2m^*} P^2 \quad (8)$$

Tehát a megengedett sáv széléhez közeli energiájú kristálybeli elektron úgy viselkedik, mintha m^* tömegű szabad elektron lenne. Az elektronhullám csoportsebessége (6a)-hoz hasonlóan

$$v = \frac{dE}{dP} \text{-re adódik.} \quad (9)$$

Az (5) egyenlet alapján magyarázatot kaptunk a megengedett és tiltott sávok kialakulására. További feladatunk az elektron tiltott sávbeli állapotának vizsgálata. Keressük tehát P és E kapcsolatát az egyik tiltott sávban. (5)-ből az 5a ábra A görbeszakaszára a $\sin$, $\cos$, sh , ch függvények sorbafejtésével és megengedhető elhanyagolásokkal nyerjük:

$$P = j|P|; \quad |P|^2 = P_M^2 \left(1 - \frac{4}{E_g^2} \Delta E^2 \right) \quad (10)$$

ahol E_g a tiltott sáv szélessége. P_M (a maximális tiltottsávbeli képzetes kristálybeli impulzus nagysága) abból a feltételezésből határozható meg, hogy az effektív tömeg nem változik ugrásszerűen a megengedett és tiltott sáv határán. (10)-ből (7) alapján az m^* a tiltott sáv szélén:

$$m^*_{\text{tiltott}} = 2P_M^2 \frac{1}{E_g}$$

$$\text{ebből:} \quad P_M = \frac{1}{2} \sqrt{2m^* E_g} \quad (11)$$

A tunneldióda átmeneti zónájában konstans térerősséget és ezzel az elektronra ható konstans F erőt feltételezve, s felhasználva az áthaladási valószínűség (T) ismert közelítését [5]:

$$T \approx \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_d jP \, dx \right\} \quad (12)$$

az integrálás elvégzése után a következő összefüggést kapjuk:

$$T \approx \exp \left\{ -\frac{\pi m^{*1/2} E_g^{3/2}}{2\sqrt{2} \hbar F} \right\} \quad (13)$$

Az eddigi számítást egydimenziós modell alapján végeztük. Ez az egyszerűsítés elfedi azt a tényt, hogy az elektron impulzusának iránya nem szükségképpen esik egybe a tunneláthaladás irányával. Az elektron sávszéltől számított energiáját bontsuk fel az áthaladás irányú P_x kristálybeli impulzushoz tartozó E_x , és az arra merőleges $P_\perp$ hez tartozó $E_\perp$ részre. Az impulzus $P_\perp$ része, és ezzel $E_\perp$ a tunnel áthaladás során nem változik. (Ez az ún. direkt tunnel áthaladás esete; a továbbiakban erre az esetre szorítkozunk.)

Az az elektron, melynek E sávszéltől számított összenergiájánál kisebb az E_x áthaladási irányú energiája, el sem tud menni a megengedett sáv széléig, mert az E_x energiarész előbb elfogy. Ennek az elektronnak tehát a szélesebb, $d' = d + 2E_\perp / F$ távolságot kell a tunneleffektus alapján megtennie (6. ábra).

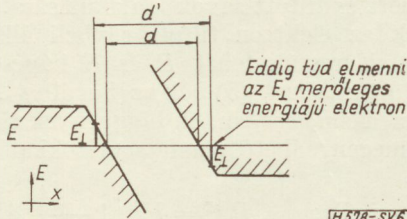
Ezt (13)-ban számításba véve, a tunnelláthaladás valószínűségének $E_{\perp}$ -től függő kifejezését kapjuk:

$$T \approx \exp\left(-\frac{2}{3} E_g \bar{E}_{\perp}\right) \cdot \exp(-2E_{\perp} / \bar{E}_{\perp}) \quad (14)$$

ahol

$$\bar{E}_{\perp} = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2} \hbar F}{\pi m^{*1/2} E_g^{1/2}} \quad (14a)$$

energiadimenziójú konstans.



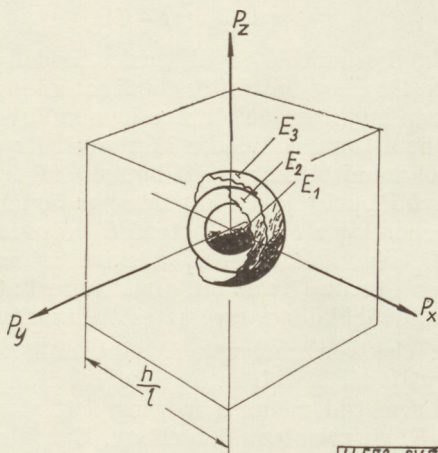
6. ábra

A tunnellátmenet felé folyó elektronáram számítása

Vizsgáljuk meg közelebbről, milyen lehetséges energiaállapotok vannak az energiasávokon belül. Tekintettel arra, hogy az egyes energiasávok $E(P)$ függvényei periodikusak (lásd 5b ábra), egy-egy megengedett sáv lehetséges kvantumállapotait (energiaértékeit) P -nek $-\frac{\pi\hbar}{l}$ és $+\frac{\pi\hbar}{l}$ közötti értékeivel tud-

juk jellemezni. Ezt a tartományt nevezzük *első Brillouin-zónának*. Az 5b ábra $E(P)$ függvénye egy képzetbeli, egydimenziós kristályra vonatkozik. Háromdimenziós, valóságos kristályrács esetén P vektorális mennyiség; az első Brillouin-zóna a P vektortér origója körül felvett, $\frac{2\pi\hbar}{l} = \frac{h}{l}$ élhosszúságú kocka

(7. ábra). Az $E(P)$ összefüggés most skalár-vektor függvény. Ábrázolására a P -térben konstans energiájú felületeket vehetünk fel, melyek az első Brillouin-zóna közepén — a sávszélen — origóközéppontú, közelítőleg gömbalakú felületek. A sávszéleken továbbra is fennáll a (8) közelítés:



7. ábra

$$E \approx \frac{1}{2m^*} (P_x^2 + P_y^2 + P_z^2) \quad (8a)$$

Az elektronhullám csoportsebessége pedig:

$$v = \text{grad}_P E(P) \quad (9a)$$

A Brillouin-zónában a sáv lehetséges elektronállapotainak megfelelő pontok egyenletes sűrűséggel helyezkednek el. Ha pl. egy V térfogatú kristályban N atom van, egy-egy energiasávban $2N$ elektron számára van hely (minden kvantumállapotban két, ellentett spinű elektron lehet), egy elektronhoz $(h^3/l^3)/2N = h^3/2V$ P -térbeli „térfogat” tartozik. A Brillouin-zóna dV_P térfogatában tehát

$$dN = 2V \frac{dV_P}{h^3} \quad (15)$$

elektron számára van hely. E helyek betöltöttségének valószínűségét természetesen a Fermi-függvény adja meg:

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} \quad (16)$$

Könnyen belátható, hogy a v_x sebességű elektronok x irányú áramsűrűsége

$$di_x = -q \cdot v_x \cdot R$$

ahol R a v_x sebességű elektronok sűrűsége. A Brillouin-zóna dV_P térfogatához tartozó elektronok áramát tehát (9a), (15) és (16) alapján a következő formában írhatjuk:

$$di_x = -2q \frac{dE}{dP_x} \frac{1}{V} V \frac{dV_P}{h^3} \cdot f(E) \quad (17)$$

A teljes i_x áram számításához fenti kifejezést a Brillouin-zóna térfogatára integrálnunk kell. Differenciális térfogat-tartományként P_x tengelyű, $P_{\perp}$ sugarú, $dP_x \cdot dP_{\perp}$ keresztmetszetű gyűrűt veszünk fel:

$$dV_P = 2\pi P_{\perp} dP_x dP_{\perp}$$

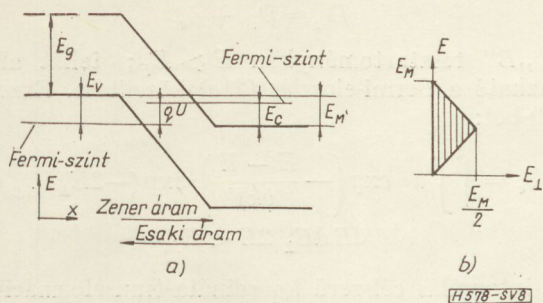
Ezt (17)-be helyettesítve és (8a)-val E szerinti integrálásra áttérve:

$$di_x = -\frac{qm^*}{2\pi^2 \hbar^3} \cdot f(E) \cdot d(E) dE_{\perp} \quad (18)$$

Ezt a kifejezést $0 < E_{\perp} < E$ és $0 < E < E_{\max}$ tartományra integrálva a 0 és $E_{\max}$ közötti elektronoknak az átmenet felé folyó áramsűrűségét kapjuk meg.

A tunnelláram számítása $T = 0^\circ\text{K}$ mellett

A PN átmenet felé folyó áramsűrűség kifejezését (18) megszorozva a tunnelláthaladás valószínűségével (14), s integrálva az E_M sávátfedési tartományra, a tunnelláthaladást végző elektronok áramsűrűségét



8. ábra

kapjuk meg. Eszerint, pl. az Esaki-áramra:

$$i_e = \underbrace{\frac{qm^*}{2\pi^2\hbar^3} \cdot \exp\left(-\frac{2}{3} E_g/\bar{E}_\perp\right)}_{\text{const}} \cdot \underbrace{\int_0^{E_M} f_c(E) \cdot \exp(-2E_\perp/\bar{E}_\perp) dE dE_\perp}_{D_e} \quad (19)$$

ahol $f_c(E)$ a Fermi-függvény a vezetési sávban.

Megfontolandó még a (19) kifejezés integrálási tartománya. Az összenergia (E) szerint a teljes sávátfedésre, $0 - E_M$ -ig kell integrálnunk. Ez $E_\perp$ merőle-

ges energia az áthaladás előtt és után ugyanannyi s mindkét esetben kisebbnek kell lennie a sávszéltől számított összenergiánál. Ezeket a feltételeket a 8b ábra szerinti integrálási tartomány teljesíti.

A Zener-áramra (19)-hez hasonló kifejezés adódik:

$$i_z = - \underbrace{\frac{qm^*}{2\pi^2\hbar^3} \cdot \exp\left(-\frac{2}{3} E_g/\bar{E}_\perp\right)}_{\text{const}} \cdot \underbrace{\int_0^{E_M} \int_0^{E_M/2} f_v(E) \cdot \exp(-2E_\perp/\bar{E}_\perp) dE dE_\perp}_{D_z} \quad (19a)$$

A fenti integrálok kiértékelését Kane végezte el [6], mégpedig a Fermi-függvény lépcsős közelítésével, vagyis $T = 0^\circ\text{K}$ -ra. A szakaszonkénti integrálás eredményei áttekinthetőbbé válnak, ha bevezetjük az

$$\eta(X) = \frac{\bar{E}_\perp^2}{4} \left[\exp(-2X/\bar{E}_\perp) - 1 + 2 \frac{X}{\bar{E}_\perp} \right] \text{ függvényt}$$

és külön határozzuk meg az Esaki-áramot és a Zener-áramot. Természetesen: $i = i_e + i_z = \text{const} (D_e - D_z)$ A jelölések magyarázata a 8a ábrán látható.

A D_0 függvények szakaszai folytonosan és folytonos deriválttal csatlakoznak. A kapott karakterisztikák kissé szögletesek, lapostetejűek (10a ábra).

$$D_{e0} = \begin{cases} 2\eta\left(\frac{E_c + E_v}{2} - \frac{qU}{2}\right) & E_v < qU < E_c + E_v \\ 2\eta\left(\frac{E_c + E_v}{2} - \frac{qU}{2}\right) - \eta(E_v - qU) & E_v - E_c < qU < E_v \\ \eta(E_c) & qU < E_v - E_c \end{cases} \quad (20)$$

$$D_{z0} = \begin{cases} 0 & E_c < qU < E_c + E_v \\ \eta(E_c - qU) & E_c - E_v < qU < E_c \\ 2\eta\left(\frac{E_c + E_v}{2} - \frac{qU}{2}\right) - \eta(E_v) & qU < E_c - E_v \end{cases} \quad (20a)$$

A tunneláram számítása tetszőleges hőmérsékletre

A [6] munka eredményeit tartalmazó (20)–(20a) kifejezések csak $T = 0^\circ\text{K}$ -en adják pontosan a direkt tunneláram értékét. A Fermi-eloszlás, a sáv-szerkezet és egyéb tényezők hőmérsékletfüggése miatt T növekedtével változik a tunneláram. Az alábbiakban a (20)–(20a) eredmények korrekcióját végezzük el, a Fermi-eloszlás hőmérsékletfüggésének figyelembevételével.

A (16) Fermi-függvény behelyettesítésével a D_e , ill. D_z integrálok elvégzése nagy nehézségekbe ütközik. Ha azonban a Fermi-függvény következő közelítésével számolunk:

$$\frac{1}{1 + e^x} \sim 1 - a \cdot e^{\frac{x}{b}} \quad -\infty < x < 0 \quad (21)$$

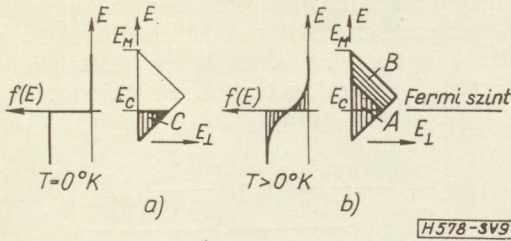
$$\frac{1}{1 + e^x} \sim a \cdot e^{-\frac{x}{b}} \quad 0 < x < \infty \quad (21a)$$

az integrálás már könnyen elvégezhető. Mivel a közelítő függvényünk szakaszonként adott, a D függvények is szakaszokban (még hozzá (20)–(20a)-val megegyező szakaszokban) adódnak. A (21)–(21a) közelítésben célszerű az $a = 0,6$; $b = 1,1$ választás; ekkor a közelítés a korrekciós függvényben nem okoz nagyobb hibát, mint a korrekció 5–10%-a!

Először az Esaki-áramot számoljuk, a $2E_c < E_M$ tartományra. A (19) egyenlet szerint, a Fermi-függvényt behelyettesítve és a 8b ábra tartományára integrálva:

$$D_e = \int_0^{E_M/2} \int_{E_\perp}^{E_M - E_\perp} \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_c}{kT}}} \cdot \exp(-2E_\perp/\bar{E}_\perp) dE dE_\perp \quad (22)$$

A $T = 0^\circ\text{K}$ -ra vonatkozó D_{e0} (20) számításánál elegendő volt a 9a ábra C részlettartományára végezni (22) integrálását a Fermi-függvény egységnyi



9. ábra

értéke mellett, hiszen C fölött az integrandus zérus. $T < 0^\circ\text{K}$ mellett a teljes tartományra el kell végezni az integrálást, de a következő könnyítés lehetséges: a Fermi-függvény szimmetria tulajdonságai miatt a 9b ábrán látható A résztartományra végzett integrál megegyezik a D_{e0} értékkel! (22)-t tehát csupán a B résztartományra integrálva, megkapjuk az Esaki-áram δ_e korrekciós függvényét a $T = 0^\circ\text{K}$ -nak megfelelő függvényre vonatkozóan.

$$D_e = D_{e0} + \delta_e \quad (23)$$

A „ B ” résztartományban $E > E_F$; tehát alkalmazható a Fermi-eloszlás (21a) közelítése. Ezzel és (22)-ből:

$$\delta_e = \int_B \int a \cdot \exp\left(-\frac{E - E_c}{bkT}\right) \cdot \exp(-2E_L/\bar{E}_L) dE dE_L \quad 2E < E_M \quad (24)$$

Az integrálás célszerű koordináta-transzformációval könnyen elvégezhető. Az Esaki-áram függvény további két szakaszára és a Zener áramra a korrekciós függvény hasonló módon nyerhető. Bevezetve a

$$\gamma(X) = \frac{2a}{\alpha(\alpha + \beta)} e^{-ax} \left(1 - \alpha \frac{e^{-\beta x} - 1}{\beta}\right) \quad \text{jelölést}$$

(ahol $\alpha = \frac{1}{bkT} + \frac{1}{0,5\bar{E}_L}$ és $\beta = \frac{1}{bkT} - \frac{1}{0,5\bar{E}_L}$), az Esaki áram δ_e korrekciós függvényei:

$$\delta_e = \begin{cases} [\gamma(E_M/2) - \gamma(0)] \cdot \exp\left(\frac{E_M - E_c}{bkT}\right) & E_v < qU < E_c + E_v \\ [\gamma(E_M/2) - \gamma(E_M - E_c)] \cdot \exp\left(\frac{E_M - E_c}{bkT}\right) & E_v - E_c < qU < E_v \\ [\gamma(E_c) - \gamma(E_M/2)] \cdot \exp(E_c/bkT) & qU < E_v - E_c \end{cases} \quad (25)$$

a Zener áram δ_z korrekciós függvényei:

$$\delta_z = \begin{cases} [\gamma(0) - \gamma(E_M/2)] \cdot \exp\left(\frac{E_M - E_v}{bkT}\right) & E_c < qU < E_c + E_v \\ [\gamma(E_M - E_v) - \gamma(E_M/2)] \cdot \exp\left(\frac{E_M - E_v}{bkT}\right) & E_c - E_v < qU < E_c \\ [\gamma(E_M/2) - \gamma(E_v)] \cdot \exp(E_v/bkT) & qU < E_c - E_v \end{cases} \quad (25a)$$

ahol, a 8. ábrából láthatóan

$$E_M = E_c + E_v - qU \quad (26)$$

A δ_e és δ_z függvények és deriváltjaik három szakasza folytonosan illeszkedik.

Fentiek során a tunneldióda működésének mélyére hatoló karakterisztikaszámítást végeztünk; éltünk azonban néhány elhanyagolással. Nem vettük tekintetbe azt, hogy az igen erősen szennyezett félvezető sávszerkezete megváltozik. Feltételeztük, hogy a térerő a helytől független a PN átmenetben, holott a valóságban ez távolról sincs így; sőt a térerősség a külső feszültségtől is függ. A [7] munkák tartalmazzák a térerősség hely- és feszültségfüggését is figyelembe vevő számításokat; ezeknek eredményeit terjedelmességük miatt itt nem közöljük.

Példa a karakterisztikaszámításra

A (20)–(20a) összefüggések és (25)–(25a) korrekciók eredményeit illusztrálja az alábbi numerikus példa, mely Ge alapanyagú tunneldiódára vonatkozik.

Adatok: $E_g = 0,8 \text{ eV}$ (a P -tér azonos pontjaihoz energia-szélsőértékek között értve)

$N_d = 4,5 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ (az N , ill. P oldal szennyezési-koncentrációja)

$N_a = 11,6 \cdot 10^{19}/\text{cm}^2$

$E_c = 60 \text{ meV}$

$E_v = 240 \text{ meV}$

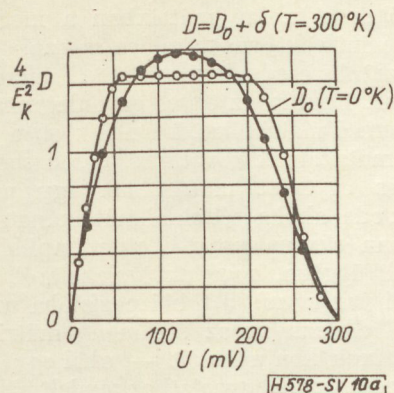
$\epsilon_r \approx 16$

Az átmenet szélessége $d = 77 \text{ \AA}$ -ra adódik. Az effektív tömeg $m^* = 0,45m$ elektron. Az átlagos térerő az átmenetben $1,85 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$. (14a)-ból $\bar{E}_L = 51 \text{ meV}$.

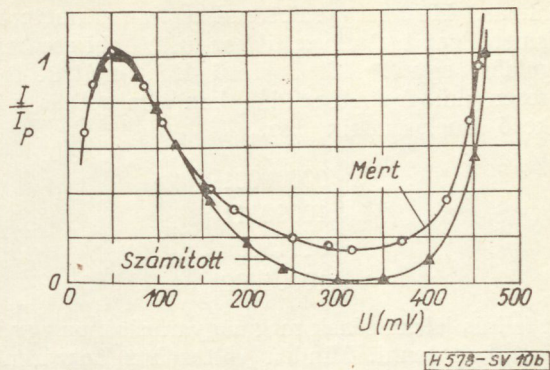
Az áthaladási valószínűség $T = 3 \cdot 10^{-5}$.

A 10a ábrán a (20)–(20a) szerint számolt karakterisztikafüggvény ($T = 0^\circ\text{K}$), és (25)–(25a) alapján $T = 300^\circ\text{K}$ -ra elvégzett korrekciója látható. A korrigált karakterisztikán már nem jelentkezik az előbbi görbe „lapos” teteje.

A PN átmenetben fellépő térerősség — és emiatt a (13) áthaladási valószínűség — függ a P és N oldal közti potenciállépcső nagyságától, vagyis a külső



10a ábra



10b ábra

feszültségtől. Fenti hatás és a diffúziós áram közelítő számításbavételével, a 10b ábra „számított” karakterisztikája adódik. A 10b ábra „mért” görbéje a ZJ 56 A Ge-tunnel-dióda karakterisztikája, amit összehasonlítás céljából tüntettünk fel. A két görbe közti különbség oka a számításban figyelembe nem vett járulékos áram.

IRODALOM

1. Esaki L.: Phys. Rev. 109 (2), 603. 1958.
2. Tarnay K.: Proc. IRE Vol. 50, No. 2. 1962.
3. Deschamps R.: L'onde Électrique 41, 132. 1961.
4. Dr. Marx Gy.: Kvantummechanika
5. Blohincev: Bevezetés a kvantummechanikába
6. Kane E. O.: J. A. P. 32. 1961. 1.
7. Boncs-Bruevics—Serebrennikov: Radioteknikai elektronika 1961. 12. és 1963. 6.
8. Székely V.: Diplomatervezés 1964.

FRIVALDSZKY SÁNDOR
KGM Ipargazdasági és Üzemszervezési Intézet

Logikai egyenletrendszer megoldása elektronikus számológép segítségével

ETO 164:518.5:681.142—523.8

A logikai egyenletrendszerek megoldására főként a logikai áramkörök tervezésénél van szükség. A híradástechnikában a leggyakrabban jelgóg és elektronikus vezérlésű telefonközpontok tervezésénél merülhet fel ilyen feladat. A tanulmány egy elektronikus számológépi programot ismert a logikai áramkörök tervezéséhez szükséges logikai egyenletrendszerek megoldására. Magát a logikai egyenletrendszert az alábbi példán mutatjuk be.

$$A \vee B \& X \& \bar{Y} \vee C \& Y \equiv \bar{A} \& \bar{X} \& \bar{Y} \vee \bar{B} \& \bar{X} \vee (C \vee A \& B)$$

$$B \& X \& Y \vee C \& (A \vee B) \& Y \equiv \bar{B} \& \bar{X} \& \bar{Y}$$

$$A \& C \& (X \vee Y) \vee A \& B \& (X \vee \bar{Y}) \rightarrow X \& Y \vee A \& C$$

ahol A, B, C logikai paramétert, X, Y pedig logikai ismeretlent jelent. A paramétereknek és ismeretleneknek valamilyen logikai értéket (az *igaz* vagy a *hamis* értéket) adva ezek nem feltétlenül elégítik ki a felírt ekvivalenciákat és implikációkat. Keresendők azok az összetartozó értékek, amelyek kielégítik azokat. Pontosabban tudni akarjuk, hogy a paraméterek összes lehetséges értékvételei mellett ($2^3=8$

eset) mindenegyes esetben az egyenletrendszert az ismeretlenek mely értékrendszere elégíti ki. A paraméterek minden egyes helyettesítésekor 0, 1 vagy több ismeretlen értékrendszer elégítheti ki az egyenletrendszert.

Az egyenletrendszer tetszőleges számú egyenletből állhat, ahol a két oldalt ekvivalencia ($\equiv$), vagy implikáció ($\rightarrow$) köti össze. Egy egyenlet egy oldalán változók (paraméterek és ismeretlenek) és negáltjaik állhatnak konjunkciókkal ($\&$) és diszjunkciókkal ($\vee$) összekötve. Más műveleti jel az egyenlet egy oldalán belül nem szerepelhet. A műveletek elvégzési sorrendje *negáció*, *konjunkció*, *diszjunkció*, végül *ekvivalencia* és *implikáció*. Ha a preferenciától el akarunk tekinteni, akkor zárójeleket használhatunk egy-egy oldalon belül. A megoldás megkapható diagramok, vagy Boole-mátrixok segítségével (amelyek csak 0-t és 1-t tartalmaznak elemként). Az előbbi a gyorsabb eljárás, azonban nagyobb feladatok megoldására nem alkalmazható, mert áttekinthetetlen. Az utóbbi módszer akármilyen nagy feladatra alkalmazható, de mivel viszonylag hosszadalmasabb, ezért célszerű azt elektronikus számológép segítségével elvégezni. (Az előbbi módszer számológépre nem

alkalmas.) Ha az egyenletrendszer n paramétert és m ismeretlen tartalmaz, akkor az utóbbi esetben a megoldást egy $2^n \times 2^m$ méretű Boole-mátrix fogja reprezentálni. A fenti példánkban a megoldás a következő Boole-mátrix lesz.

$$\begin{pmatrix} 00000001 \\ 10000111 \\ 01111000 \\ 10001000 \end{pmatrix}$$

A felírás jelentésének megmagyarázásához egy kis kitérőt kell tenni. Minden változóhoz hozzárendelünk egy Boole-vektort, amely paraméterek esetén 2^n elemű sorvektor, ismeretlenek esetén 2^m elemű oszlopvektor. A jelen esetben pl. az A, B, C -hez rendre az alábbi vektorokat rendeljük:

A 01010101
B 00110011
C 00001111

Egy változó negáltjának vektorát úgy kapjuk, hogy a változó vektorában a 0-ák, illetve 1-ek helyére rendre 1-eket, illetve 0-akat írunk. Két változó konjunkcióját, illetve diszjunkcióját úgy kapjuk, hogy mindenegyes pozícióba a két változó vektorának megfelelő pozíciójából vett konjunkcióját, illetve diszjunkcióját képezzük, ahol 1 az *igaz*-nak, a 0 a *hamis*-nak felel meg. Így minden kifejezésnek megfelelő egy-egy Boole-vektor.

Most ha keressük például a fenti egyenletrendszer azon partikuláris megoldását, amelyre $A = 1$; $B = 0$; és $C = 0$, akkor képezzük az $A \& \bar{B} \& \bar{C}$ -nek megfelelő vektort:

01000000

Az 1-ekhez tartozó oszlopok reprezentálják a megoldásmátrixban a partikuláris megoldást. Ilyen egy van, a második oszlop

0
0
1
0

amely $\bar{X} \& Y$ -nak felel meg. A partikuláris megoldás tehát $X = 0$; $Y = 1$.

A megoldási módszer röviden a következő: minden egyenlet mindkét oldalát felbontjuk diszjunktív tagokra (a zárójeleken kívül található diszjunkciós jelek mentén), és egy diszjunktív tagon belül a konjunkatív tényezőket szétválasztjuk paraméter részre és ismeretlen részre. (Megszorítás: bármely zárójelen belül nem lehet egyszerre ismeretlen is, paraméter is.) A paraméter részhez és az ismeretlen részhez egy-egy vektor rendelhető az ismert módon. Így minden diszjunktív taghoz két vektort rendeltünk hozzá. Ekkor egy egyenlet egy oldalán belül két mátrixot készítünk: az oszlopvektorok balról jobbra egymás mellé — illetve a sorvektorok egymás alá — írásával. A kapott két mátrix rendre $2^m \times S$ illetve $S \times 2^n$ méretű, ahol S az oldalon szereplő diszjunktív tagok száma. Szorozzuk ezeket össze Boole módon. (Az eredmény Boole-mátrixnak ott lesz 0 eleme, ahol a

szorzandó és a szorzó mátrixban a megfelelő két vonalnak mint vektornak skaláris szorzata 0. A többi elem 1 lesz.) Az eredmény egy $2^m \times 2^n$ méretű Boole-mátrix lesz. Ezután az egyes egyenletekhez rendelt $2^n \times 2^n$ méretű mátrixokat készítjük el, a megfelelő két oldal mátrixának következő összehasonlításával: a kérdéses egyenlet mátrixának egy pozíciójába 1-et írunk oda, ahol a két oldal mátrixának megfelelő pozíciójában ekvivalensek, illetve implikánsok állnak (attól függően, hogy ekvivalenciáról, vagy implikációról van-e szó), a többi pozícióba pedig 0 kerül. Végül elkészítjük az eredmény mátrixot — a fenti mátrixok konjunkcióit —, ahol egy pozícióba 1 kerül, ha az összes egyenlethez rendelt mátrix megfelelő pozíciójában 1 áll és 0 kerül a többi pozícióba [1].

Az elektronikus számológépi megoldó programnak két problematikus része van. Mivel egy logikai egyenletrendszer nem rögzíthető és vihető be a számológépbe úgy, mint egy algebrai egyenletrendszer, együttthatóval és jobb oldalaival, ezért a logikai egyenletrendszert csak úgy lehet számológépbe vinni, hogy azt eredeti formájában gépeljük az adatszagra. A megoldandó program feladata a megfelelő jelek (változók, műveleti jelek és — zárójelek) értelmezése. Ezen belül a programnak mint fordítóprogramnak kell elemeznie, hogy a kérdéses jel — az aktuális kapcsolójelnek megfelelően — betű vagy egyéb jel-e.

Ahhoz, hogy az egyenletet adatszagra lehessen gépelni, szükség van arra, hogy a műveleti jeleknek Elliott (illetve Telex) kódbeli megfelelőiket kijelöljük. Így lehet értelemeszerűen a *negáció* jele a „—” (a változó elé írva), a *konjunkció* jele a „·”, a *diszjunkció* jele a „+”, az *ekvivalencia* jele az „=”, az *implikáció* jele a „:”. A program elején pedig egy külön fordítóprogram értelmezi az egyes jeleket és lefordítja azokat gépi nyelvre.

Másik problémát a zárójelek használata okozza. A programban szerepelni kell egy olyan programrészletnek, amely a zárójel felbontására *képes* úgy, hogy a zárójelen belül elvégzi a műveleti jeleknek megfelelő vektorhozzárendelést, majd a zárójeleket eltünteteti és rátér egy következő, vagy külső zárójel felbontására stb. A program zárójel felbontója a következőképpen működik: egy diszjunktív tagban megkeresi balról jobbra haladva a legbelső zárójelet (ha több ilyen van, akkor ezek közül a legbaloldalt) és ezen belül elvégzi (balról jobbra) a konjunkciókat (a negációk már eleve elvégzettek), utána pedig a diszjunkciókat. Ezután — ha ez a művelet ki van jelölve — negálja a zárójel egész tartalmát és törli a zárójeleket. A fenti műveletet balról jobbra haladva addig ismétli, ameddig zárójelet talál.

A program a National Elliott 803/B elektronikus számológépre készült el. Magát a logikai egyenletrendszert adatszagra kell gépelni. Az adatszagra készülhet mind Telex, mind Elliott kódban, a program automatikusan értelmezi a megfelelő kódot. A logikai műveletek jeleinek villamos írógépi megfelelőit már ismertettük. Az adatszalg gépelésénél néhány kisebb szabályt be kell tartani, azonban a

kapcsolójelek korlátlanul használhatók, mert a program az aktuális kapcsolójel szerint értelmezi a beolvasott jeleket [2].

A program a megoldandó logikai egyenletrendszerben legfeljebb 11 ismeretlent és 11 változót enged meg. Az egyenletek száma korlátlan lehet. A program külső tárolóegységeket használ. (Két filmmemóriát.) A számítás eredményének Boole-mátrixát a program 32 bitenként decimális számra konvertálva balról jobbra soronként nyomtatja ki. A program futása közben leáll, ha az adatszalagon hibát talál, ha az adatszalagon 5000-nél több jel van, vagy ha

egy egyenlet, egy oldalán 38-nál több diszjunktív tag van.

A program lefutásának idejére az alábbi becslés használható: ha i ismeretlent, j paramétert és k egyenletet használunk, akkor a lefutási idő kb.

$$2^{i+j-22}(560k+360)+30 \cdot 2^{i-11}k+0,8(i+j) \text{ perc.}$$

IRODALOM

1. A. Svoboda: The algorithm for solving Boolean equations. (Information Processing Machines 1963. 9. sz. 271 — 282 old.
2. A National Elliott 803 elektronikus számológép programozása. (Mérnöktoábbképző Intézet Előadássorozatából 1962.)

Tartalmi összefoglalások

ETO 164.1 : 621.318.57.015

Dr. Gál J.:

Feszültségkapcsoló logikai áramkörök tervezése

HÍRADÁSTECHNIKA XVI. (1965) 12. sz.

A cikk anyaga szorosan kapcsolódik az „Új eljárás mozgó elemektől mentes logikai áramkörök megvalósítására” c. korábbi közleményhez (XVI. évf. 10. szám). Ez alkalommal a szerző a feszültségkapcsoló logikai áramkörök általános és alapvető kapcsolástechnikai problémáit tárgyalja. Az egyes kérdések elemzésénél súlyt helyez a relés áramkörökkel fennálló szoros kapcsolat kidomborítására, s az azokban kialakult szemléletnek e témakörben való felhasználására. Ugyanekkor azonban a cikk ilyen irányú konkrét ismeretek és tapasztalatok hiányában is bevezetést nyújt feszültségkapcsoló áramkörök tervezésébe.

ETO 621.382 : 621.318.57.015 : 621.317.72

Dr. Komarik J. — Saufer J.:

Közvetlen mutató lavina- és érintkezési feszültségmérő műszer

HÍRADÁSTECHNIKA XVI. (1965) 12. sz.

A félvezető elemeknek egyre bővülő kapcsoló üzemi felhasználása előtérbe hozta a félvezető elemek megengedhető maximális feszültségkérdésének a vizsgálatát. Ezek a vizsgálatok vezettek a lavina (avalanche) és érintkezési (punch through) jelenségek felismeréséhez és részletesebb analíziséhez. A továbbiakban röviden összefoglaljuk a lavina és érintkezési jelenségek fizika hátterét. Ebben az összefoglalásban rövidsége törekedtünk, ezért nem térünk ki a probléma részletkérdéseire. A részletkérdések iránt érdeklődők számára megadtuk a legfontosabb irodalmi forrásokat.

A közlemény második részében egy olyan mérőberendezést ismertetünk, amelynek segítségével a kapcsolóüzemi működés szempontjából fontos lavina- és érintkezési feszültség mérhető.

ETO 621.372.011.2.001.24 : 621.372.83

Dr. Bolgárfalvi K.:

Közvetlen módszer a konnektorok reflexiós matrixának meghatározására

HÍRADÁSTECHNIKA XVI. (1965) 12. sz.

Valamennyi lineáris passzív hálózathoz van reflexiós matrixa, ugyanakkor nem mindegyik rendelkezik impedancia vagy admittancia matrixszal. Az impedancia vagy admittancia matrixszal nem rendelkező hálózatok reflexiós matrixának meghatározását eddig közvetlen eljárással végezték. A cikkben tárgyalt módszer lehetővé teszi az impedancia és admittancia matrixszal nem rendelkező hálózatok egy osztályánál a reflexiós matrix közvetlen számítását.

Обобщения

ДК 164.1:621.318.57,015

Д-р Гал, Гал:

Проектирование логических цепей для включения напряжения

НІРАДАСТЕХНІКА (ХІРАДАШТЕХНІКА, Будапешт) XVI. (1965) № 12

Статья тесно связана с публикацией «Новый метод осуществления логических цепей без подвижных элементов» (1965. г., № 10.). В настоящей статье излагаются общие основные проблемы логических цепей для включения напряжений. В анализе отдельных вопросов подчеркиваются тесная связь с релейными цепями и применение их решений разработанных по данной теме. Кроме того даются основные сведения по проектированию цепей для включения напряжений, несмотря на отсутствие конкретных знаний и опытов в этой области.

ДК 621.382:621.318.54.015:621.317.72

Д-р Й. Комарик — Й. Сауферт:

Прибор для измерения напряжений лавины и контакты с непосредственным показанием

НІРАДАСТЕХНІКА (ХІРАДАШТЕХНІКА, Будапешт) XVI. (1965) № 12

Постоянно расширяющееся применение полупроводниковых приборов в переключательном режиме ставило в первый план испытание максимально допустимого напряжения на полупроводниковом приборе. Эти испытания давали возможность узнавать явления лавина и контакты и их подробного анализа. В дальнейшем кратко обобщены физические основы явления лавины и контакты. В этом обобщении — в следствие его краткости — детальные вопросы проблемы не изложены. Для специалистов интересующихся в детальных вопросах дана литература. В второй части статьи описано устройство для измерения напряжений лавины и контакты, важных в переключательном режиме.

ДК 621.372.011.2.001.24:621.372.83

Д-р К. Болгарфалви:

Непосредственный метод для определения отражающей матрицы коннекторов

НІРАДАСТЕХНІКА (ХІРАДАШТЕХНІКА, Будапешт) XVI. (1965) № 12

Каждая линейная пассивная сеть имеет отражающую матрицу, но не каждая имеет матрицу импеданса или проводимости. Отражающая матрица сетей не имеющих матрицу импеданса или проводимости определялась до сих пор непосредственным методом. Метод описанный в статье дает возможность непосредственного расчёта отражающей матрицы одной части сетей, не имеющих матрицу импеданса или проводимости.

ETO 621.382.23.012.001.24

Székely V.:

Tunneldiódák karakterisztika számítása

HÍRADÁSTECHNIKA XVI. (1965) 12. sz.

A szerző a cikkben 1964-ben megvédett és a Híradástechnikai Tudományos Egyesület pályázatán díjat nyert diplomatervének egy részét: a tunneldiódák karakterisztika számítását ismerteti. A diplomaterv másik lényeges fejezetéről: a tunneldióda működését tárgyaló oktatófilm-forgatókönyvről a HTE-ben előadáson számolt be. Röviden összefoglalja a tunneldióda működési elvét és az Esaki által adott integrálformulák kiértékeléséből származó karakterisztika-közelítéseket. Ezután a pontosabb számítások megértéséhez szükséges félvezető-fizikai alapokat ismerteti. Ezek felhasználásával végzi el az ún. direkt tunneláram számítását $T = 0^\circ\text{K}$ -re. A továbbiakban ismertetésre kerül ennek a számításnak tetszőleges hőmérsékletre való kiterjesztése. A cikk numerikus példával, számítási és mérési eredmények összehasonlításával fejeződik be.

ETO 164:518.5:681.142 — 523.8

Frivaldszky S.:

Logikai egyenletrendszer megoldása elektronikus számológép segítségével

HÍRADÁSTECHNIKA XVI. (1965.) 12. sz.

A tanulmány egy elektronikus-számológépi programot ismerteti a logikai áramkörök tervezéséhez szükséges logikai egyenletrendszerek megoldására. Röviden ismerteti a logikai egyenletrendszer fogalmát és megoldási algoritmusát. Utána bemutatja a program főbb jellemzőit: az egyenletrendszer gépbe vitelét, a műveletek kódolását, a megengedhető maximális méretet, a lefutási időt és a programba beépített hibakontrollokat. Röviden vázolja a program két legnehezebb részét, az egyenletrendszert értelmező és a zárójelek felbontására szolgáló szubrutint.

Zusammenfassungen

DK 164.1 : 621.318.57.015

Dr. J. Gál:

Planung von logischen Stromkreisen für Spannungsschaltungen

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVI. (1965) Nr 12

Das Thema des Artikels ist in engem Zusammenhang mit dem früheren Artikel des Verfassers „Ein neues Verfahren zur Verwirklichung von logischen Stromkreisen ohne bewegliche Elemente“ (Híradástechnika, 16. Jahrgang, Nr. 10). In diesem Artikel werden die allgemeine und grundsätzliche Probleme der logischen Stromkreise für Spannungsschaltungen behandelt. Bei der Analyse der einzelnen Probleme wird auf die Hervorhebung der engen Zusammenhang mit den Relaisstromkreisen und auf die Anwendung der dort entwickelten Anschauung auf diesem Gebiet grosses Gewicht gelegt. Zur derselben Zeit gibt der Verfasser im Mangel diesbezüglicher konkreter Kenntnisse und Erfahrungen, doch eine Einführung in die Planung logischer Stromkreise für Spannungsschaltungen.

DK 621.382 : 621.318.57.015 : 621.317.72

J. Komarik—J. Saufert:

Direkt anzeigender Messinstrument für Lavinendurchbruch und Durchgreifspannung

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVI. (1965) Nr 12.

Der Verbreiterung der Anwendung der Halbleiterelemente im Schaltverhalten stellt im Vordergrund die Prüfung der Frage der maximalen Spannung in dem Halbleiterelement. Diese Prüfungen führten zur Erkennung der Lavinin- und Durchgreifphänomenen und derer eingehenden Analyse. Es werden kurz die physikalischen Hintergründe der Lavinin- und Durchgreifphänomenen zusammengefasst. Um in dieser Zusammenfassung kurz zu sein gehen wir auf die Teilfragen der Probleme nicht ein. Wir haben aber die wichtigsten Bibliographiequellen derselben für denen, die sich für die Einzelheiten der Fragen interessieren gegeben.

In dem zweiten Teil des Artikels erörtern wir solchein Messinstrument mit welchem wichtige Lavinin- und Durchgreifspannungen bezüglich des Schaltverhaltens gemessen werden können.

DK 621.372.011.2.2001.24 : 621.372.83

Dr. K. Bolgárfalvi:

Eine direkte Methode zur Beestimmung der Reflexionsmatrix von Netzwerken

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVI. (1965) Nr 12.

Jedes lineare passive Netzwerk hat eine Reflexionsmatrix, aber nicht alle haben eine Impedanz- oder Admittanz-Matrix. Die Bestimmung der Reflexionsmatrix von Netzwerken, die keine Impedanz- oder Admittanz-Matrix besitzen, wurde durch eine indirekte Methode durchgeführt. Die im Artikel ausgelegte Methode ermöglicht die direkte Berechnung der Reflexionsmatrix einer Gruppe von Netzwerken, die keine Impedanz- oder Admittanz-Matrix besitzen.

DK 621.382.23.012.001.24

B. Секель:

Расчет характеристик туннельных диодов

HíRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XVI. (1965) №12

Автор описывает часть его проекта диплома, премированного Научным Обществом Техники Связи. Дано краткое обобщение принципов работы туннельного диода, а также приближения характеристик по оценке формул интегралов эсаки. Потом изложены полупроводниковые-физические основы необходимые для того, чтобы понимать более точные расчеты. Применяя эти вычисленны т. н. «непосредственные туннельные токи» Для $T = 0^\circ\text{K}$. В дальнейшем расчёты расширены на любые температуры. Наконец даны цифровой пример и сравнение результатов расчётов измерений.

DK 164:518.5:681.142—523.8

Ш. Фривальдски :**Решение логической сисаемы уравнений с домшью электронной вычислительной машины**

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XVI. (1965) № 12

Излагается программ электронной вычислительной машины для решения систем логических уравнений, необходимых к проектированию логических цепей. Кратко объясняются понятия системы логических уравнений и алгоритма решения. Потом показываются основные параметры программы: введение системы уравнению в машину, кодирование сигналов операций, допускаемый максимальный объём, время прохождения и контроля включённые в программу. Кратко излагаются два самые трудные части программы.

Summaries

UDC 164.1 : 621.318.57.015

Dr. J. Gál:

Design of Logical Circuits for Voltage Switching

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVI. (1965) № 12

The subject of the paper is in close connection with the authors' former article "A New Method for the Realisation of Logical Circuits Free of Moving Elements" (Híradástechnika Vol. 16. Nr. 10). Here the general and basic switching problems of the logical circuits for voltage are dealt with. Analysing the individual problems special importance is given to its close connection with the relay circuits and the application of the viewpoints established in this field. Despite the lack of concrete knowledge and experience in this respect, an introduction of the design of voltage switching circuits is given.

UDC 621.382 : 621.318.57.015 : 621.317.72

Dr. J. Komarik—J. Saufert:

Direct Reading Measuring Equipment for Avalanche Breakdown and Punch Through Voltages

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVI. (1965) № 12.

The wide range application of switching operation of semiconductor devices thrust into prominence the investigation of the problem concerning the maximum permissible voltage of semiconductor devices. These investigations lead to the recognition of the avalanche and punch through phenomena and to their detailed analysis. The physical background of the avalanche and punch through phenomena are briefly summarized. We wanted to be short and therefore did not go into details. For those who are interested in the question of detail we gave the most important literature on the object.

In the second part of the paper such a measuring equipment is presented by the means of which both avalanche and punch through voltage can be measured being important from the point of view of switching operation.

UDC 621.372.011.2.2001.24 : 621.372.83

Dr. K. Bolgárfalvi:

A Direct Method to Determine the Reflection Matrix of Connectors

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVI. (1965) № 12.

Every linear passive network has a reflection matrix, but not all of them have an impedance or admittance matrix. The determination of the reflection matrix of networks not having an impedance or admittance matrix was hitherto carried out by an indirect method. The method expounded here enables the direct computation of a group of networks not having an impedance or admittance matrix.

DK 621.382.23.012.001.24

V. Székely:

Berechnung der Charakteristiken von Tunnelnioden

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVI. (1965) Nr 12.

Der Verfasser veröffentlicht einen Teil seiner, durch den Fernmelde-technischen Wissenschaftlichen Verein prämierten Diplomarbeit: die Berechnung der Charakteristiken von Tunnelnioden. Die Arbeitsweise der Tunnelnioden, sowie die Näherungen der Charakteristiken durch die Esaki'schen Integralformeln werden kurz zusammengefasst. Zunächst werden die Grundlagen der Halbleiterphysik, die zum Verstehen der genaueren Berechnungen notwendig sind erörtert. Mit Hilfe derjenigen wird die Berechnung des sogenannten direkten Tunnelstromes für $T=0^\circ\text{K}$ durchgeführt. Weiterhin werden diese Berechnungen für beliebige Temperaturen erweitert. Zum Schluss wird ein Zahlenbeispiel und ein Vergleich der berechneten und gemessenen Resultate gegeben.

DK 164.518.5:681.142 — 523.8

S. Frivaldszky:

Lösung der logischen Gleichungssysteme mit Hilfe elektronischer Rechenanlagen

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVI. (1965) Nr 12

In dem Artikel wird eine elektronische Rechenanlage-Programm zur Lösung von logischen Gleichungssystemen, die zum Entwurf der logischen Stromkreise notwendig sind, gegeben. Es wird eine kurze Übersicht über die Begriffe und Lösungsalgorithmen des logischen Gleichungssystems gegeben. Das Programm wird in grossen Zügen beschrieben, uzw.: Einspeisung des Gleichungssystems in der Maschine, Kodierung der Operationsignale, maximale Dimensionen, Ablaufzeit und die in dem Programm eingebauten Fehlerkontrollen. Es werden die zwei schwersten Teile des Programms kurz beschrieben, die Erklärung des Gleichungssystems und die zur Lösung der Paranthese dienende Subroutine.

CDU 164.1 : 621.318.57.015

Dr. J. Gál:

Projet des circuits logiques de connexion

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVI. (1965) № 12

Le sujet de l'article est une continuation de la publication intitulée "Un nouveau procédé de réalisation des circuits logiques sans éléments mobiles" (XVI, e année, N° 10). Maintenant les problèmes généraux et fondamentaux des circuits logiques pour connecter des tensions sont exposés. En analysant les questions individuelles les relations étroites avec les circuits à relais sont soulignées et les idées réalisées dans eux est encouragée. En même temps une introduction au projet des circuits pour la connexion des tensions est donnée, en dépit du manque des connaissances et expériences concrètes dans ce domaine.

CDU 621.382 : 621.318.57.015 : 621.317.72

Dr. J. Komarik—J. Saufert:

Un instrument pour mesurer les tensions d'avalanche et de contact avec lecture directe

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVI. (1965) № 12.

L'emploi des éléments semiconducteurs de plus en plus augmentant pour services de connexion souligne l'importance de l'essai de la tension permmissible au maximum sur eux. Ces essais ont données la possibilité de découvrir et analyser les phénomènes de l'avalanche et de contact („punch through"). Un bref résumé est donné sur les fonds physiques des phénomènes d'avalanche et de contact. Les détails du problème ne sont pas exposés à cause de brièveté. Pour ceux qui sont intéressés dans les détails les sources les plus importantes de littératures sont données.

Dans la deuxième partie de l'article un appareil de mesure est décrit, à l'aide duquel les tensions d'avalanche et de contact, essentielles dans services de connexion, peuvent être mesurées.

CDU 621.372.011.2.001.24 : 621.372.83

Dr. K. Bolgárfalvi:

Une méthode directe pour déterminer la matrice de réflexion des connecteurs

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVI. (1965) № 12.

Tous les réseaux passifs linéaires ont des matrices de réflexion, mais chacun des eux n'a pas une matrice d'impédance ou d'admittance.

UDC 621.382.23.012.001.24

V. Székely:

Calculation of the Characteristics of Tunnel Diodes

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVI. (1965) № 12.

The author publishes a part of his diploma dissertation rewarded by the Scientific Association of Telecommunication: the calculation of the characteristics of tunnel diodes. A brief summary of the principle of operation of the tunnel diode and the approximations of characteristics derived from the integral functions of Esaki are given. Hereafter the basic concepts of semiconductor physics required to understand the more accurate calculations are expounded. Utilizing these concepts the so-called direct tunnel current is calculated for $T = 0^\circ\text{K}$. Furthermore the extension of this calculation for an arbitrary temperature is given. Finally a numerical example and a comparison of calculated and measured results is presented.

UDC 164.518.5:681.142 — 523.8

S. Frivaldszky:

Solution of Logical Equation Systems With Computer

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVI. (1965) № 12

In the paper a computer program to solve the logical equation system required for the design of logical circuits is presented. A brief review is given of the concept and solving algorithm of the logical equation system. The main features of the program are described: input of the equation system in the computer, operation signal coding, maximum dimension, computing time and the error control inserted in the program. The two most difficult parts of the program are briefly outlined: the part of program compiling the equation system and the subroutine serving to dissolve the parantheses.

Résumés

ce. La détermination de la matrice de reflexion des réseaux n'ayant pas des matrices d'impédance ou admittance a été faite avec un procédé indirect. La méthode exposée dans l'article donne la possibilité du calcul direct de la matrice de réflexion pour une certaine classe des réseaux n'ayant pas des matrices d'impédance ou admittance.

CDU 621.382.23.012.001.24

V. Székely:

Calcul des caractéristiques des diodes à tunnel

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVI. (1965) № 12.

L'auteur expose une partie de son projet de diplôme récompensé en 1964 par l'Association Scientifique de Télécommunication: le calcul des caractéristiques des diodes à tunnel. Il donne un bref résumé du fonction des diodes à tunnel et les approximations de caractéristiques obtenues par l'évaluation des formules d'intégral de Esaki. Depuis les concepts fondamentaux de la physique des semiconducteurs nécessaires pour comprendre les calculs plus précis sont exposés. Utilisant ces formules, le calcul du courant de tunnel direct est exécuté, pour $T = 0^\circ\text{K}$. Dans la partie suivante l'extension de ce calcul pour une température quelconque est donnée. L'article est fini par un exemple numérique et par la comparaison des résultats calculés et mesurés.

CDU 164.518.5:681.142 — 523.8

S. Frivaldszky:

Solution d'un système d'équations logiques à l'aide d'un calculateur électronique

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVI. (1965.) №. 12

L'article expose un programme de calculateur électronique pour la solution des systèmes d'équations logiques nécessaires au cours du projet des circuits logiques. Un bref résumé du concept de système d'équations logiques et l'algorithme de la solutions est donné. Puis les paramètres principaux du programme: l'introduction du système d'équations dans le calculateur, le codage des signaux d'opération, les dimensions maximales permmissibles, le temps de transit et les contrôles des fautes sont présentés. Les parties les plus difficiles du programme sont discutées particulièrement.

A Kohó- és Gépipari Minisztérium
a Híradástechnikai Igazgatóságának megbízása alapján
a „KGM MTTI” a „KKKV” és az érdekelt profilgazda vállalatok
közreműködésével elkészült és



megjelent

KÖZÉPGÉPIPARI KÉSZLETEZŐ ÉS KERESKEDELMI VÁLLALAT

(Budapest, XIII. Visegrádi utca 47 a-b. T.: 495—340, 495—940)
által forgalombahozott

elektromos és elektromechanikai alkatrészekre vonatkozó

ELEKTRONIKUS ELEMEEK

c. katalógus sorozatból

VII. Induktív alkatrészek (130,— Ft)

X. Áramvezető mechanikai alkatrészek (160,— Ft)
kötet.

Folyó évben kiadásra kerül még

V. Ellenállások (200,— Ft)

VI. Kondenzátorok (240,— Ft)
kötet is!

A négy kötet előfizetési ára 730,— Ft.

Nélkülözhetetlen segédeszköz

mind a híradástechnika, mind a műszeripar és az elektronikai
ipar egyéb területén dolgozó szakemberek részére.

Megrendelésre azonnal szállít:

SZABVÁNYBOLT

Budapest, V. Szt. István tér 4. T.: 181—694.



TRANSZFORMÁTOR KTSZ

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

Nagyfeszültségű készülékek:

anyagvizsgáló röntgenberendezések,
elektrosztatikai készülékek

Feszültség gyors szabályozók:

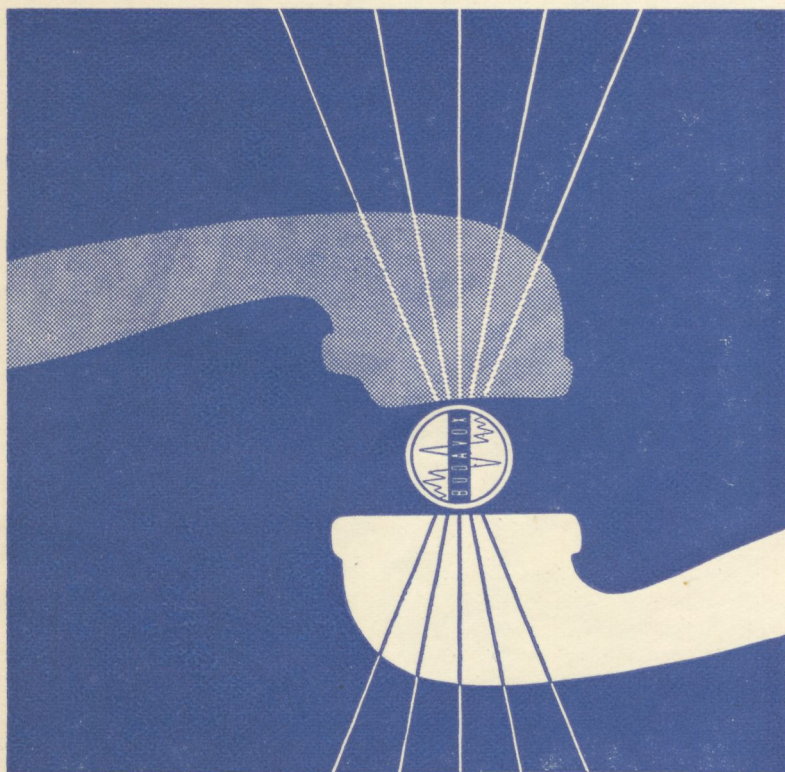
váltakozó áramú stabilizátorok,
generátor gyors szabályozók

Feszültség szabályozók:

kézi, motoros és automatikus működésű **mozgótekercses**
vagy toroidrendszerű szabályozó berendezések

Transzformátorok:

egy- és háromfázisú sorozat, különleges transzformátorok
100 kVA-ig és híradástechnikai transzformátorok



- CB és LB telefonkészülékek
- Pénzbedobós telefonkészülékek
- Átviteltechnikai berendezések
- Többcsatornás mikrohullámú berendezések
- Szélessávú mikrohullámú berendezések
- Hordozható és fix URH adó-vevők
- Átviteltechnikai mérőműszerek

BUDAVOX

BUDAPESTI HÍRADÁSTECHNIKAI VÁLLALAT

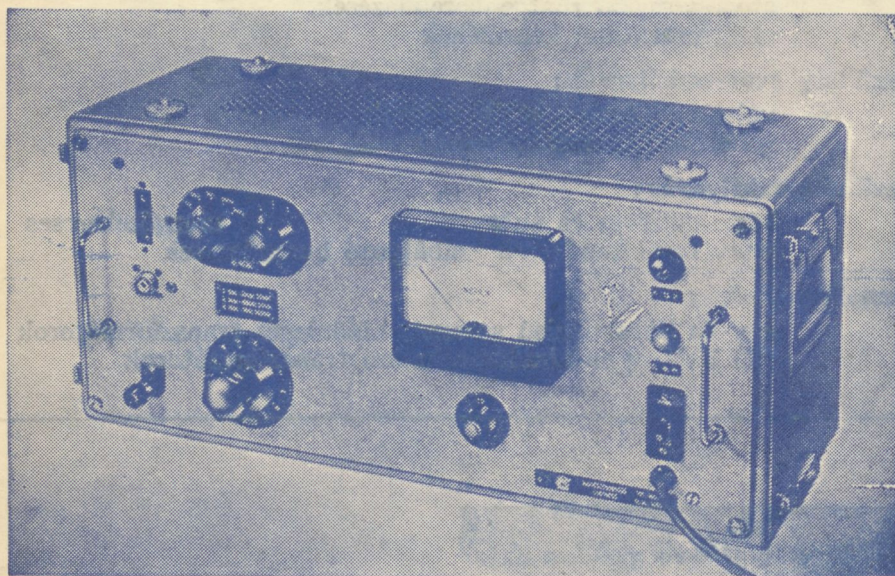
Budapest, VII., Tanács körút 3/a Telefon: 426-549

Távirat: Budavox, Budapest

TT 1102 TYP. NAGYÉRZÉKENYSÉGŰ SZINTMÉRŐ

A korszerű távbeszélőtechnika minden területén előnyösen használható. Vívőfrekvenciás berendezések, sokcsatornás láncok fejlesztésénél, üzembehelyezésénél, karbantartásánál nélkülözhetetlen eszköz.

Széles frekvenciasávban (30 Mz—1 MHz) nagy érzékenységgel rendelkezik (-10 Np). Jól használható hidméréseknél, mint indikátor. Szimmetrikus illesztett és aszimmetrikus nagy impedanciájú bemenetei a műszer sokoldalú felhasználását teszik lehetővé.



Műszaki adatok:

FREKVENCIA TARTOMÁNY: 30 Hz — 1 MHz
SZINTMÉRÉSI TARTOMÁNY: -10 Np — $+2,1$ Np

BEMENŐ IMPEDANCIÁK:

I. Szimmetrikus 30 Hz — 20 kHz > 20 k Ω
II. Szimmetrikus 3 kHz — 600 kHz $> 3,5$ k Ω
III. Aszimmetrikus 30 Hz — 1 MHz > 500 k Ω || < 50 pF

SZIMMETRIKUS ILLESZTÉSEK:

Kapcsolható lezárások 75 — 135 — 150 — 600 Ω

ALKALMAZOTT CSÖVEK:

5 db 18 042, E83F.
PL 81, 85A2.

GYÁRTJA:

ELEKTRONIKA

Budapest, VII., Klauzál u. 30. Telefon: 221-646, 221-825

