

Lavina-fotodiódák alkalmazása impulzusüzemű zárófeszültséggel

ETO 621.383.52.013.756

A lavina-fotodióda olyan pn átmenetet tartalmazó fotodetektor, amelyben a fény által keltett töltéshordozók ütközési ionizációval sokszorozódnak. Ennek eléréséhez meglehetősen nagy, tipikusan 100 V feletti zárófeszültséget kell az eszközre adni. A lavinasokszorozódás időben rendkívül gyorsan lejátszódó folyamat, ezért ha a diódát elegendően kicsiny átmenetterületűre készítik az eszköz a GHz nagyságrendjébe eső fénymodulációs frekvenciákig működtethető. A multiplifikálás miatti 100...500-szoros belső erősítés következtében tehát a lavina-fotodióda erősítés-sáv szélesség szorzata valamennyi fotodetektor közül a legnagyobb.

A lavina-fotodiódák egyre szélesebb körű elterjedése indokoltá teszi azok működésének és működtetési módjainak további vizsgálatát. Az eszközt — miként a záróréteges pn-fotodiódákat — alkalmazása során állandó zárófeszültséggel látják el, és a detektálandó fénynyalábot szaggatják, ill. modulálják. Így váltakozóáramú jel erősítése és regisztrálása lehetséges. Kérdés, hogyan viselkedik az eszköz, ha a megvilágítás erőssége időben állandó, és a zárófeszültséget változtatják. Ez a működtetési mód csakis lavinasokszorozódással rendelkező eszközknél lehetséges, mert a pn-diódáknál a zárófeszültség változtatása a kimenő jel lényegtelen változását vonja maga után.

A lavina-fotodióda impulzusüzemű zárófeszültséggel való működtetése jelentős lehet az olyan alkalmazásoknál, ahol időben állandó (illetve lassan változó) fényjelet kívánunk váltakozó áramjelként detektálni. Ebben az esetben a zárófeszültség szaggatása helyettesítené a mechanikus (pl. forgó tárcsa vagy tükör) fényszaggatót. Lehetséges azonban olyan alkalmazás is, amikor mind a fényjelet, mind a zárófeszültséget modulálják: ebben az esetben a lavina-fotodióda szorzó- (keverő) áramkör funkcióját látná el.

1. Elméleti vizsgálatok

A lavina-fotodiódák váltakozó fényjelű multiplifikációs folyamatait számos szerző vizsgálta, közöttük Emmons és Lucovsky [1], Chang [2], valamint Misawa [3]. A kiindulás alapját a félvezetőkre érvényes transzportegyenletek és a Poisson-egyenlet [4] képezte. Az egyenletek általános alakja csapdaszinteket nem tartalmazó félvezetők esetében:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{(p-p_e)}{\tau} + g - \frac{1}{q} \operatorname{div} J_p, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{(n-n_e)}{\tau} + g - \frac{1}{q} \operatorname{div} J_n, \quad (2)$$

$$J_p = q\mu_p p E - qD_p \operatorname{grad} p, \quad (3)$$

$$J_n = q\mu_n n E + qD_n \operatorname{grad} n, \quad (4)$$

$$J = J_p + J_n + \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (5)$$

$$\operatorname{div} E = \frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} [(p-p_e) - (n-n_e) + N_D^+ - N_A^-], \quad (6)$$

ahol:

p és n a lyukak, ill. az elektronok sűrűsége;

p_e és n_e az egyensúlyi töltéshordozó sűrűségek;

τ a töltéshordozók élettartama;

g a generáció mértéke;

μ a töltéshordozók mozgékonyasága;

D a diffúziós állandó;

J az áramsűrűség;

E az elektromos térerősség;

N_D^+ és N_A^- az ionizált donor, ill. akceptoratomok sűrűsége.

Záróirányú előfeszültségnél PIN-struktúra esetén a kiürített rétegben a térerősség olyan nagy, hogy a töltéshordozók futási ideje sokkal kisebb a rekombináció időállandójánál. Így az (1) és (2) egyenletben szereplő rekombinációs tagok elhanyagolhatók. Ugyancsak a nagy térerősség következménye, hogy az áramsűrűséget kifejező (3) és (4) egyenletekben a vezetési áramösszetevő mellett a diffúziós komponens elhanyagolható. Egyenfeszültséggel lezárva az átmenetet, az (5) egyenletben szereplő utolsó tag is elhagyható, amennyiben a terhelő ellenálláson eső feszültség sokkal kisebb az átmeneten eső feszültséghez képest (rövidzárási áram mérése).

A generáció mértékét, az időegység alatt keltett töltéshordozó-sűrűséget a g tényező írja le:

$$g(x, t) = g'(x, t) + \alpha \mu_n n E + \beta \mu_p p E. \quad (7)$$

A $g'(x, t)$ tag a fényelektromos generáció mértékére jellemző, míg a másik két tag a lavina multiplifikáció révén sokszorozódott töltéshordozó-sűrűséget adja meg; α és β az elektronok, ill. a lyukak ionizációs mértékét jelentik, tehát az egységnyi úthossz befutására eső ionizációs valószínűséget. Ha a gerjesztés mértéke az időtől függetlenül állandó (állandó fényerősséggel való megvilágítás esete):

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial n}{\partial t} = 0,$$

és a megoldás:

$$J_{dc} = J_{n0} + J_{p0} = \frac{\int_0^w qg_0 \exp \left\{ \int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right\} dx}{1 - \int_0^w \beta \exp \left\{ \int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right\} dx} \quad (8)$$

ahol:

w a kiürített réteg szélességét jelenti és g_0 a $g'(x, t)$ időfüggetlen tagja.

A számításoknál feltételezték, hogy a mozgó töltéshordozók okozta télerősség-változás elhanyagolható a pn átmenet erőteréhez képest.

A J_{dc} egyenáramú áramsűrűséget kifejező (8) megoldás részletesebb kifejtéséhez a dióda felépítésének ismerete is szükséges. Általánosságban a következő megállapításokat tehetjük:

1. Ha $\alpha = \beta$, tehát az elektronok és lyukak ionizációs mértéke egyenlő, az exponensben szereplő integrálok értéke α -tól és β -tól függetlenül állandó. Feltételezve, hogy α és β helyfüggetlen, a fotoáram az ionizációs mértéktől csak igen kevésé függ.

2. J_{dc} értéke nő, ha $\alpha \gg \beta$, a multiplifikáló fotoáram számára tehát kedvező, ha az ionizációt döntő mértékben a nagyobb ionizációs mértékkel rendelkező töltéshordozók hozzák létre. Szilícium esetében ezek a töltéshordozók az elektronok.

A multiplifikációs tényező meghatározásához a fotoáram multiplifikáció nélküli értékét is ki kell számítani. Ekkor $\alpha = \beta = 0$, tehát a (7) egyenletben szereplő generációs mérték a g' értékkel lesz azonos. Állandó zárófeszültségnél és állandó megvilágításnál

$$J_{dc0} = \int_0^w qg_0 dx \quad (9)$$

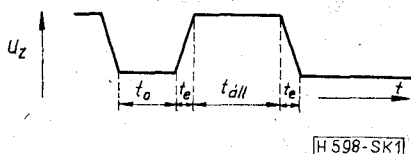
Az M multiplifikációs tényező értékét a (8) és (9) egyenlet hányadosa adja:

$$M = \frac{J_{dc}}{J_{dc0}} \quad (10)$$

Impulzusüzemű zárófeszültség

Ha állandó megvilágítási szint mellett a zárófeszültséget impulzusüzemben adjuk a lavina diódára, négy időszakaszban kell a folyamatot vizsgálni (l. 1. ábra).

1. Az impulzusok közötti szünetek t_0 időszakasza. Ekkor a diódára kicsiny, esetleg néhány voltos zárófeszültség jut, amely biztosítja a zárófeszültséges működést, azonban multiplifikációs folyamatot nem okoz. A kiürített réteg ekkor keskeny és feltételezhető, hogy a kiürített rétegen kívüli tartományban abszorbeálódott fotonok is hozzájárulnak a fotoáramhoz.



1. ábra. A lavina-fotodiódára jutó zárófeszültség-impulzus jelalakja

2. A zárófeszültség állandósult, t_{all} időszakasza. Ekkor a diódára jutó zárófeszültség maximális, és a fotoáram értéke a (8) egyenlettel, ill. a multiplifikáció a (10) egyenlettel fejezhető ki. (Ennél a megállapításnál feltételezzük, hogy a diódára jutó zárófeszültség-impulzus időtartama nagyobb a diódaiban lejátszódó tranziensek idejénél.)

3. A feszültségimpulzusok emelkedési és esési (t_e) időszakasza. Tételezzük fel, hogy a feszültségimpulzus időbeli változása lineáris, tehát a fel- és lefutási időben

$$U = at, \quad (11)$$

ahol a a meredekség. Ebben az időszakaszban két tényező befolyásolja az áram alakulását:

- a megvilágítás által gerjesztett töltéshordozók sokszorozódása;
- a kapacitív áramösszetevő.

A sokszorozódás ebben az esetben lényegesen eltér az egyenfeszültségű esettől, mivel az állandó megvilágítás következtében állandó fotoáram folyik, és ez a fotoáram a kiürített réteg szélességének időbeli változását követve sokszorozódik. (11) értelmében tehát

$$M = M(t) \quad (12)$$

adódik. $M(t)$ pontos meghatározása igen bonyolult feladat, mivel csaknem valamennyi jellemző időfüggő. A (7) egyenlet által megadott gerjesztési tag

$$g(x, t) = g'(x) + \alpha(E(t)) \cdot \mu_n n E(t) + \beta(E(t)) \mu_p p E(t) \quad (13)$$

alakú lesz, és az (1)...(6) egyenletekben szereplő áramsűrűség- és télerősség-tagok is időfüggőek lesznek. Végül időfüggő lesz a w kiürített rétegszélesség is w zárófeszültség-függése következtében, és így időfüggővé válik a (8) egyenletben szereplő integrál határa is.

A második lényeges különbség az egyenfeszültségű alkalmazáshoz képest abból adódik, hogy az impulzusfelütás időtartama alatt jelentős kapacitív áram lép fel, mivel az (5) egyenletben szereplő télerősség-változásra nézve

$$\epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \neq 0$$

adódik. A kapacitív áramsűrűség

$$J_{ac}^c = \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} = \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{U(t)}{w} \right) \quad (14)$$

alakban írható fel, ahol w a kiürített réteg szélessége. Tekintve, hogy w is függ az átmenetre jutó zárófeszültségtől, így (14)-ben mind U , mind w időfüggő. Tételezzük fel, hogy a lavina dióda p^+ n átmenete lépcsős struktúrájú, és a két oldal adalékoltasága olyan, hogy a p^+ oldalra jutó kiürített réteg szélessége elhanyagolható az n oldaléhoz képest:

$$w = w_n + w_p \approx w_n \quad (15)$$

Ugrásátmenetnél, mint ismeretes:

$$w_n = \sqrt{\frac{2e \epsilon_0 U_z}{q N_D}} \quad (16)$$

ahol $U_z = U(t) + U_0$. U_0 az átmenet érintkezési potenciálja (Si esetében mintegy 0,6...0,7 V), amely – értelemszerűen – időfüggetlennek tekinthető.

Behelyettesítve (14)-be és (16)-ba a (11) összefüggést $t=0$ esetén

$$J_{ac}^c(t=0) = \frac{U}{t_e} \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0 N_D}{2U_0}} \quad (17)$$

adódik és $t=t_e$ esetében a

$$J_{ac}^c(t=t_e) = \frac{U}{t_e} \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0 N_D}{2U_0}} \cdot \frac{2U_0 + U}{2(U_0 + U)^{3/2}} \quad (18)$$

eredményt kapjuk. Ha $U \gg U_0$:

$$J_{ac}^c(t=t_e) \cong \frac{U}{t_e} \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0 N_D}{2U_0}} \cdot \frac{1}{2\sqrt{U}} \quad (19)$$

Képezve (17) és (19) hányadosát:

$$\frac{J_{ac}^c(t=0)}{J_{ac}^c(t=t_e)} = 2\sqrt{U} \quad (20)$$

adódik.

A fenti áramcsökkenés annak eredménye, hogy a kiürített réteg szélessége is feszültség- (III. idő-) függő. Ha az átmenetkapacitás időben nem változónék, a bekapcsolás pillanatától kezdve a jól ismert

$$J_{ac}^c = C'a \quad (21)$$

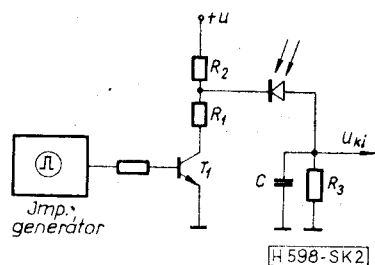
áramsűrűséget kapnánk, ahol C' a felületegységre jutó kapacitást jelenti. Hangsúlyozzuk, hogy a számításokban szereplő J_{ac}^c -értékek kizárólag a kapacitív áramot jelentik, tehát az ellenállásokkal kiegészített teljes áramkörben folyó tényleges áram az ellenállások korlátozó hatását is magában foglalja.

Áttekintve a fenti eredményeket, nyilvánvaló, hogy a lavina-fotodióda impulzusüzemű működtetésének legfőbb nehézsége a zárófeszültség-impulzusok fel- és lefutásakor jelentkező nagy értékű kapacitív áram, amely kedvezőtlenül befolyásolja a működést.

2. Kísérletek

Alapkapcsolás vizsgálata

Nagyfeszültségű impulzusok előállítására sokféle kapcsolás készíthető. Az impulzusamplitúdót a lavinadiódára maximálisan megengedett zárófeszültség korlátozza, ez az érték a legtöbb típusnál 50...250 V közé esik. Olyan meghajtó tranzisztor szükséges tehát, amely ebben a feszültségtartományban alkalmazható. Méréseinkhez BF 259 típusú eszközt alkalmaztunk, amelynek U_{CEO} -értéke 300 V. Inverter kapcsolásban működtetve a tranzisztort, a fokozat vezérléséhez bármilyen, néhány volt amplitúdójú



2. ábra. Lavina-fotodióda impulzusüzemű működtetésére alkalmas egyszerű kapcsolás

pozitív impulzussorozat megfelel. Alkalmazható kész impulzusgenerátor, vagy pl. TTL-kapukból kialakítható inverter-oszcillátor [5]. Nagy pontosságú ismétlődési frekvencia igénye esetén kristályvezérelt oszcillátorkapcsolást célszerű készíteni.

A mérőkapcsolást a 2. ábra szemlélteti. Az R_1 ellenállást úgy kell megválasztani az R_2 -höz képest, hogy a T_1 tranzisztor telítése esetén is jusson a lavinadiódára legalább 1 V zárófeszültség. Az R_3 ellenállás sarkairól levett feszültségjel állandósult értéke a megvilágítással arányos. A kapacitív áramcsúcscsökkentése céljából a C kondenzátorral hidaltuk át a munkaellenállást, amely integráló hatást fejt ki.

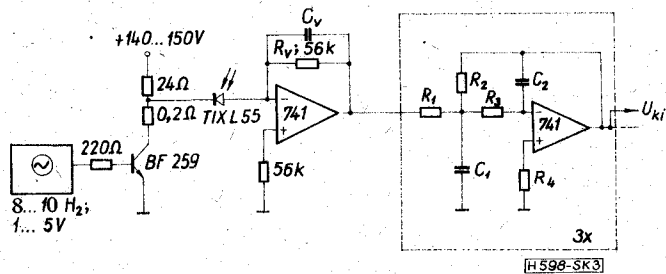
Linearitásvizsgálat

A gyakorlati alkalmazásoknál feltétlenül előnyben részesül az a fotodetektor, amely lineáris működésű, tehát a megvilágítás 1:2:3... növelésével a válaszjelnek is 1:2:3... arányú növekedése figyelhető meg. Mint ismeretes, [6] a rövidzár-üzemben működő fényelemek és a záróréteges fotodiódák nagy pontossággal elegendenek ennek a követelménynek, ugyanakkor a fényelem üresjárás feszültsége logaritmikusan függ a megvilágítástól, és a fotoellenállások válaszjelváltozása szintén a logaritmikus menethez áll közel.

A lavina-fotodióda, amely lényegében multiplifikációval rendelkező záróréteges fotodiódának tekinthető, ugyancsak lineáris viselkedésű abban a megvilágítástartományban, amelyben az M multiplifikációs tényező szintfüggetlen. A multiplifikáció meghatározásánál, tehát az (1)...(6) egyenletek megoldásánál feltételként szerepelt a kisszintű injekció, vagyis hogy a megvilágítással létrehozott többlet töltéshordozó-sűrűség sokkal kisebb az egyensúlyi töltéshordozó-sűrűségénél. Mivel a (7) egyenletben szereplő g generációs mérték az α és β ionizációs tényezőktől és a mozgékonyaságoktól is függ, ezek szintfüggése is szerephet juthat. A részletesebb elméleti vizsgálatok mellőzésével is belátható tehát, hogy a lavina-fotodióda — éppen a multiplifikálódás miatt — hamarabb átlépi a kisszintű injekciót, mint egy hasonló felépítésű PIN fotodióda. Ennek tudható be, hogy a lavina-fotodiódák általában szűkebb megvilágítástartományban tekintendők lineárisnak, mint az a gyártó cégek adatlapjain szereplő értékekből is kitűnik.

A lavina-fotodióda impulzusüzemű működésénél ugyancsak meg kell vizsgálnunk a linearitás kérdését. Mint rámutattunk, az állandósult tartományban elvileg nincs eltérés az állandó zárófeszültségű működéshez képest, azonban az átmeneti tartományban a kapacitív áramlökések következtében a dióda viselkedése messze nem lineáris. Ezt a hátrányt valamilyen áramkörü megoldással kell kiküszöbölni, a válaszjelből ki kell vágni vagy ki kell szűrni a kellemetlen kapacitív komponenszt.

Egy lehetséges áramkörü megoldást mutat be a 3. ábra kapcsolása. A lavinadióda fotoáramát 741 műveleti erősítőre vezetjük, amelynek R_0 visszacsatoló ellenállását kondenzátorral hidaltuk át. C_0 értékét olyanra kell választani, hogy az alkalmazott maximális megvilágításnál éppen kiintegálja a kapacitív áramcsúcsot. Az első fokozat jelét három-



3. ábra. Impulzusüzemben működtetett lavina-fotodióda linearitásvizsgálatára szolgáló kapcsolás

fokozatú aktív aluláteresztő szűrőre vezettük, amely maximális laposságra méretezett; határfrekvenciája $f_0 = 11$ Hz és erősítése: $A = 2$ fokozatonként. A szűrőkör méretezési egyenletei megtalálhatók a [7] irodalomban. Az általunk vizsgált kapcsolás adatai:

- $R_v = 56$ k Ω
- $R_1 = 39$ k Ω
- $C_1 = 462$ nF
- $C_v = 2,2$ nF
- $R_2 = 82$ k Ω
- $C_2 = 66,2$ nF
- $R_3 = 27$ k Ω
- $R_4 = 20$ k Ω

A szűrő kimeneti jelét indikátorműszerre (voltmérő, oszcilloszkóp) vezetve vizsgálhatjuk.

Linearitásvizsgálatnál problémát okoz a fény ismert arányú gyöngítése. Erre a célra szürke szűrősorozatot alkalmaztunk, amelynek gyengítési tényező—hullámhossz függését előzőleg meghatároztuk. Az eredményeket az 1. táblázat tartalmazza.

A lavina-fotodiódán végzett méréseket 140 V és 150 V zárófeszültségű impulzusokkal végeztük. A szállámpa a lavinadiódtól 8,5 cm-re helyezkedett el. A lámpát egyenfeszültségről tápláltuk: 6 V, 660 mA-es és 5 V, 595 mA-es beállításban. A lámpa színhőmérséklete az első esetben 2482 K és a második esetben 2351 K volt. A mért gyengítési tényezőket a 2. táblázat tartalmazza.

A vizsgált eszközök hullámhosszfüggő viselkedését a 4. ábra szemlélteti. Itt feltüntettük a TIXL 55 lavina-fotodióda relatív kvantumhatásfokát, az alkalmazott izzólámpa spektrális emisszióját 2400 K színhőmérsékletnél $\lambda = 1200$ nm-re normálva, továbbá ábrázoltuk a szűrők gyöngítési együtthatójának hullámhosszfüggését.

Az I. és II. táblázat összehasonlítása alapján az

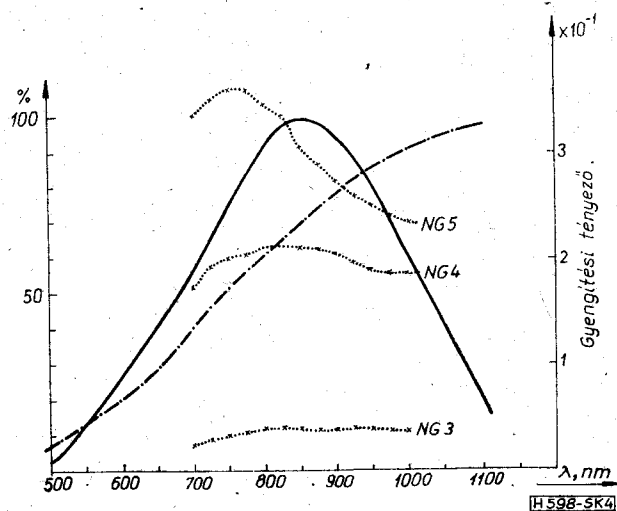
- NG 3 szűrőnél a 875...950 nm;
- NG 4 szűrőnél a 875...925 nm;
- NG 5 szűrőnél a 850...875 nm

1. táblázat Szűrősorozat gyengítési tényezőinek monokromátorral mért értékei

λ nm	NG 3	NG 4	NG 5
800	0,0393	0,213	0,345
825	0,0405	0,212	0,332
850	0,0398	0,208	0,302
875	0,0388	0,209	0,288
900	0,0378	0,204	0,273
925	0,0365	0,198	0,259
950	0,0357	0,188	0,249

Szűrősorozat gyengítési tényezőinek impulzusüzemű lavina-fotodióddal mért értékei

Szűrő	Lámpafesz. (V)	140 V	150 V
NG 3	5	0,0355 ± 0,0017	0,0385 ± 0,0015
	6	0,0363 ± 0,0015	0,0384 ± 0,0015
NG 4	5	0,193 ± 0,004	0,197 ± 0,004
	6	0,200 ± 0,004	0,200 ± 0,004
NG 5	5	0,295 ± 0,003	0,294 ± 0,003
	6	0,297 ± 0,003	0,301 ± 0,003



4. ábra. — lavina-fotodióda, - - - izzólámpa emissziója 2400 K-en, szűrők relatív spektrális eloszlása

hullámhossztartományban mért értékek feleltethetők meg egymásnak. A 4. ábrán felvett spektrális eloszlások alátámasztják ezt a feltételezést, és az NG 5 esetében tapasztalható, rövidebb hullámhosszak felé való eltolódást a szűrő karakterisztikája magyarázza.

Vizsgálataink alapján az impulzusüzemben működtetett lavina-fotodióda lineáris viselkedésére következtethetünk.

A szerző köszönetét fejezi ki Káldi Tibornak, az Országos Mérésügyi Hivatal munkatársának az optikai mérésekben nyújtott segítségével.

IRODALOM

- [1] R. B. Emmons—G. Lucovsky: The Frequency Response of Avalanche Photodiodes; IEEE Trans. on Electron Devices, ED—13, 297, 1966.
- [2] J. J. Chang: Frequency Response of PIN Avalanche Photodiodes; IEEE Trans. on Electron Devices, ED—14, 139, 1967.
- [3] T. Misawa: Negative resistance in p-n junctions under avalanche breakdown condition; IEEE Trans. on Electron Devices, ED—13, 137, 1966.
- [4] A. B. Phillips: Transistor Engineering; McGraw-Hill Book Co., Inc.; New York, 1962.
- [5] Simonjai L.—Póty P.—Mayer G.: Digitális integrált áramkörök alkalmazástechnikája; BME Továbbképző Intézete; 4757., 1972.
- [6] Szentiday Klára: Félvezető fotodetektorok; Műszaki Könyvkiadó, Bp., 1977.
- [7] U. Tietze—Ch. Schenk: Analóg és digitális áramkörök; Műszaki Könyvkiadó, Bp., 1974. 2. kiadás.