

FÉLVEZETŐ ÁRAMKÖRI ELEMEEK

4—1. A rétegdíóda felépítése és fizikai tulajdonságai

4-1.1. Bevezetés

A félvezető anyagok áramvezetési mechanizmusának kvalitatív leírásával a Kisérleti fizika c. kollégium keretében már foglalkoztunk. Megállapítottuk, hogy a tiszta félvezetőben - amelyet intrinsic, i típusu vagy szerkezeti félvezetőnek neveznek - az elektromos áramot elektronok és velük azonos számú lyukak közvetítik. Az elektron- és lyukkonzentráció (n_i és p_i) a Fermi—Dirac-statisztika alapján számítható

$$n_i p_i = (n_i)^2 = A_0 T^3 e^{-\frac{E_i}{kT}} = A_0 T^3 e^{-\frac{U_{Ti}}{U_T}} \quad (4-1)$$

ahol

$U_{Ti} = \frac{E_i}{q}$ és $U_T = \frac{kT}{q}$ potenciálkülönbséggé áttranszformált sáv szélesség illetve termikus energia tiszta anyagban. U_T értéke szobahőmérsékleten kb. 26 mV;

| | |
|-------|--|
| T | a félvezető hőmérséklete K-ban |
| q | az elektron töltése: $1,6 \cdot 10^{-19}$ C |
| k | a Boltzmann-féle állandó: $1,38 \cdot 10^{-23}$ Ws/K |
| E_i | a tiltott sáv szélessége: germániumban 0,72 eV szilíciumban 1,12 eV |
| A_0 | a félvezető anyagától függő állandó |

Szobahőmérsékleten n_i értéke germániumra $2,4 \cdot 10^{13}$ /cm³,
szilíciumra $2 \cdot 10^{10}$ /cm³.

Mivel a fajlagos vezetőképesség egyenesen arányos az anyagban lévő szabad töltéshordozók számával, a hőhatással előidézett saját (intrinsic) vezetés exponenciálisan növekszik a hőmérséklettel.

Ha a Si vagy Ge alapú félvezetőt ötvegyértékű (foszfor, arzén, antimon) donor vagy háromvegyértékű (bór, alumínium, indium) akceptor anyaggal szennyezzük, [41], a tiltott sávban olyan donor ill. akceptor szintek keletkeznek, amelyek $\sim 0,01$ eV távolságra helyezkednek el a vezetési, ill. a vegyértéksávtól. Ez gyakorlatilag azt jelenti, hogy szobahőmérsékleten, ahol a termikus energia $\sim 0,025$ eV, minden donor-

szint kiürül ill. minden akceptor-szint megtelik, így a szennyezett félvezető vezetőképességét a szennyezés mértéke szabja meg. Természetesen ezen kívül termikusan is gerjesztődnek elektron-lyuk párok a félvezető alapanyagában. Így az n típusu félvezetőben a nagyszámu vezetési elektron (többségi töltéshordozó) mellett jelen vannak lyukak is (kisebbségi töltéshordozók). Hasonló a helyzet a p típusu félvezetőben, ahol a lyukak a többségi és az elektronok a kisebbségi töltéshordozók.

Összefüggést kaphatunk a tömeghatás törvényének nevezett egyenlet segítségével [17]:

$$np = (n_i)^2$$

amely szerint az elektronok koncentrációja egyensulyban van a lyukak koncentrációjával. Minél erősebben van szennyezve az n típusu félvezető, annál kisebb lesz a lyukak koncentrációja, mert az ujonnan létrehozott lyukak sokkal nagyobb valószínűséggel találkoznak elektronokkal és rekombinálnak velük.

Szobahőmérsékleten pl. a tiszta germániumban a töltéshordozók sűrűsége $n_i = 2,4 \cdot 10^{13} / \text{cm}^3$, a germánium atomok száma $4,4 \cdot 10^{22} / \text{cm}^3$. $10^{16} / \text{cm}^3$ sűrűségnek megfelelő donor atomokat bevive, a lyukak sűrűsége az előbbi egyenletből:

$$p = \frac{(n_i)^2}{n} = \frac{5,7 \cdot 10^{26}}{10^{16}} = 5,7 \cdot 10^{10} / \text{cm}^3$$

tehát az elektronok-lyukak számaránya: $10^{16} : 5,7 \cdot 10^{10} = 175000$.

Ebből látható, hogy a vezetőképességet elsősorban a szennyezési koncentráció szabja meg.

4-1.2. A töltéshordozók mozgása félvezetőkben

A félvezetőkben két oka lehet a töltéshordozók mozgásának: a nem egyenletes, változó eloszlású koncentráció, és az elektromos tér.

Ha a töltéshordozók koncentrációja valamilyen okból kifolyólag nem egyenletes, azaz eltér a termikus egyensulyi koncentrációtól, kiegyenlítődési folyamat indul meg. Félvezetőkben többféle módon is elérhetők a termikus egyensulyi koncentrációtól eltérő elektron- és lyukkonzentrációk: például fémkontaktuson keresztül töltéshordozók juttathatók be, elektron-lyukpár gerjeszthető fénybesugárással, vagy töltött részecskékkel való bombázással stb.

Ha a félvezető anyagban valamelyik töltéshordozó sűrűséggradiense dn/dx , akkor a keletkező diffúziós áram áramsűrűsége

$$i_D = -qD \frac{dn}{dx} \quad (4-2)$$

ahol

q a töltéshordozó töltése,

D a diffúziós állandó (cm^2/s -ban), amelynek értéke az anyagtól, a hőmérséklettől és a részecske típusától függ, a negatív előjel pedig azt mutatja, hogy a töltéshordozók a nagyobb koncentrációju hely felől a kisebb felé áramolnak.

A diffúzióknak lényeges szerepe van a dióda- és a tranzisztorhatásban, amivel a későbbiekben még foglalkozunk.

A töltéshordozók mozgásának másik oka az elektromos erőtér. A kristályban létesített elektromos tér hatására az elektronok és a lyukak egymással ellentétes irányba mozognak. Mozgásukat sodródásnak (driftnek), nevezzük. A közepes sodródási sebesség arányos a térerősséggel:

$$v_s = \mu E .$$

A töltéshordozók mozgékonyágát jellemző μ arányossági tényező (cm^2/Vs -ban), az anyagtól és a részecske típusától függ és a hőmérséklet emelkedésével csökken. A diffúziós állandó és a mozgékonyág között az Einstein összefüggés ad kapcsolatot [17]:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{q} \quad (4-3)$$

A sodródási mozgásnak áram felel meg, az elektronok esetén a sodródási áram sűrűsége A/cm^2 -ben kifejezve:

$$i_s = n q v_s = n q \mu E .$$

Ez az egyenlet az Ohm-törvény módosított alakja, ahol az áramsűrűség és az elektromos térerősség közötti $n \cdot q \cdot \mu$ arányossági tényező a σ fajlagos vezeték. Ha az áramban az elektronok és a lyukak egyaránt résztvesznek, akkor:

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = q\mu_n n + q\mu_p p \quad (4-4)$$

és a teljes driftáram sűrűsége:

$$i_s = q (\mu_n n + \mu_p p) E . \quad (4-5)$$

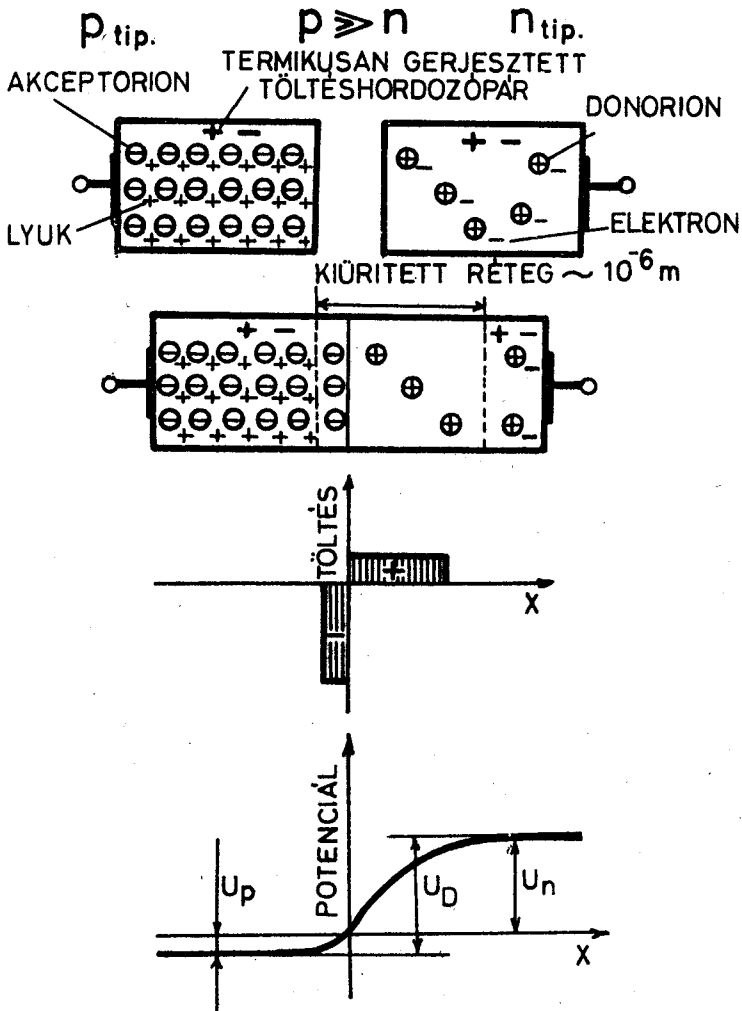
4-1.3. A p-n átmenet

A p-n átmenet a kristály két ellentétes vezetési típusu tartománya közötti réteg. Ez az átmenet csak akkor alakul ki helyes módon, ha a p és n réteget egyetlen félvezető kristály belsejében hoztuk létre. A jelenség kvalitatív értelmezését azonban olyan gondolatkísérleten mutatjuk be, amikor azonos anyagból készült n és p típusu félvezető kristályokat érintkezésbe hozunk. Nyilvánvaló, hogy az első pillanatban óriási diffúziós áram indul meg, hiszen az egyik oldalon sok lyuk és igen kevés elektron, a másik oldalon sok elektron és igen kevés lyuk van. Az átmenet felületét tehát a p rétegből nagyszámu lyuk, az n rétegből nagyszámu elektron lépi át. Ezzel azonban az átmenet környékén megszűnik az anyag elektromosan semleges volta. A p oldalon a negatív töltésű akceptor ionok elvesztik a közelükben tartózkodó és töltésüket semlegesítő lyukakat, az n oldalon viszont a pozitív töltésű donor ionok mellől tűnnek el az elektronok.

Az átmenet két oldalán tehát szabad töltéshordozókban elszegényedett réteg alakul ki s e rétegek helyhez kötött ionjai semlegesítetlen, ellenkező előjelű töltésként mutatkoznak. Ezt a réteget tértöltés-tartománynak vagy kiürített rétegnek is nevezik. A kétféle töltés térben el van választva egymástól, akár csak egy kondenzátorban, közöttük elektromos erőter alakul ki és a tértöltési tartomány két oldala között feszültségkülönbség lép fel. Ez a potenciálkülönbség ugyanolyan jellegű, mint a fémek kontaktpotenciálja.

Mivel a p réteg határán a semlegesítetlen negatív ionok vannak többségben, ez a réteg a másikkhoz képest negatív potenciálra kerül. A kialakuló erőter mind az átmeneten keresztül $p \rightarrow n$ irányban diffundáló lyukakra, mind az $n \rightarrow p$ irányban diffundáló elektronokra fékezően hat. A többségi töltéshordozókból álló diffúziós áram tehát lecsökken az átmenet környéki térerősség gyors növekedése következtében, és a töltéshordozók közül csak a legnagyobb mozgási energiával rendelkezők képesek átjutni az átmenet másik oldalára. Ugyanekkor azonban megindul a kisebbségi töltéshordozók ellentétes irányu árama, mivel a kialakult erőter ezeket átsodorja a másik oldalra. Amikor a két egymással ellentétes irányu áram eredője zérus lesz, dinamikus egyensúly áll be, és amíg kívülről nem adunk feszültséget a kristályra, állandó marad az átmeneten a potenciálkülönbség (4-1. ábra).

Egyensúlyi állapotban a kiürített réteg szélessége a félvezető fajlagos ellenállásától függ, kisebb fajlagos ellenálláshoz vékonyabb réteg tartozik. Ennek oka abban keresendő, hogy a kellő tértöltésű réteg kialakításához hozzátétőlegesen állandó számu szennyező atomra van szükség. Minél nagyobb az egységnyi térfogatra eső szennyezőanyagok mennyisége (vagyis minél kisebb a fajlagos ellenállás), annál kisebb távolságra kell kiterjednie a határfelületről a kiürített rétegnek ahhoz, hogy

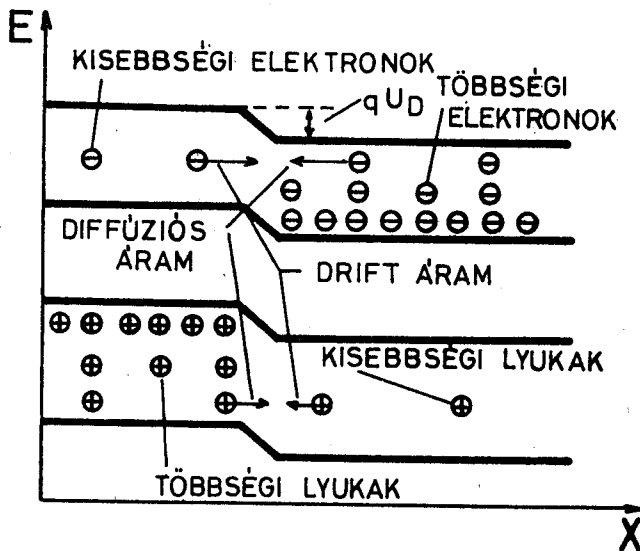


4-1. ábra

Az érintkezési potenciálkülönbség kialakulása

elegendő szennyező atomot foglaljon magába. Például az 5 ohmcm fajlagos ellenállású Ge-ban egyensúlyi állapotban a kiürített réteg szélessége kb. 10^{-6} m . A p-n átmenet környékén kialakult töltés és potenciálviszonyokat a 4-2. ábrán láthatjuk.

Megjegyezzük, hogy külső mérőeszközökkel a kiürített rétegben felépő potenciálkülönbség nem mérhető, mert az így nyert zárt áramkörben a félvezető és a hozzá kapcsolódó fémhuzal érintkezési helyein is



4-2. ábra
Energiaviszonyok a pn átmeneten

kontaktpotenciálok lépnek fel, amelyekkel a feszültségesések összege nullát ad, ha az érintkezési pontok hőmérséklete azonos.

A kiürített réteg szélessége függ a külső feszültségtől is. Ezen kívül, mint később látni fogjuk, előnyös, ha az egyes rétegek szennyezettségének mértéke nem egyforma, ami a fentiek szerint szintén befolyásolja a kiürített réteg vastagságát.

Ha például a p réteg szennyezettsége nagyobb, mint az n rétegé és az átmeneten U potenciálkülönbség van - ami a kontaktpotenciál és kristályra kapcsolt külső feszültség összege -, akkor a rétegvastagság:

$$s = \sqrt{\frac{2\varepsilon U}{q N_d}}$$

Itt ε az anyag dielektromos állandója, N_d a donorionok sűrűsége.

A kiürített réteg feltöltött kondenzátorként viselkedik. Ha az átmenet felülete A , a kiürített rétegben tárolt töltés mennyisége:

$$Q = q A S N_d$$

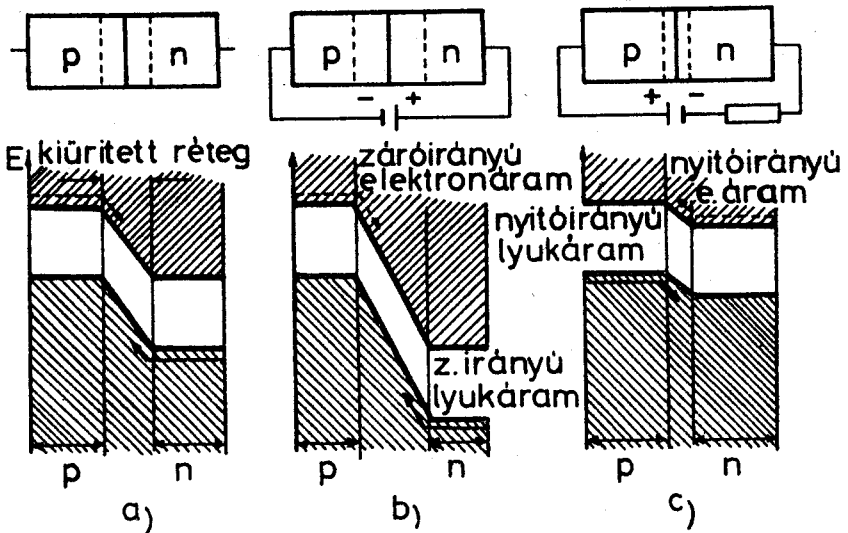
Mivel a töltés a feszültségtől függ, meghatározható a kiüritett réteg kapacitása:

$$C = \frac{dQ}{dU} = q A N_d \frac{dS}{dU} = A \sqrt{\frac{\epsilon_q N_d}{2U}} \quad (4-6)$$

Ezzel a kapacitással párhuzamosan kapcsolódik a határréteg ellenállása, amely jelentős mértékben söntöli azt. A kapacitás értéke 5...100 pF között van.

4-1.4. A félvezető dióda működése

Ha a p-n kontaktus két kivezetésére külső feszültségforrást kapcsolunk, akkor áram fog folyni. Mivel az n és a p zónák ohmos ellenállása elhanyagolható az átmeneti réteghez képest, a feszültség teljes egészében a kiüritett rétegre esik, tehát algebrailag összegződik a már kialakult érintkezési potenciálkülönbséggel. Ha a külső feszültségforrás negatív sarkát a p oldali kivezetéshez, pozitív sarkát a negatív kivezetéshez kapcsoljuk, a már kialakult érintkezési potenciálkülönbséget növeljük. A külső potenciálkülönbség folytán a p és n rétegek energiasávjai egymáshoz képest eltolódnak (4-3. ábra), a p-n átmenet



4-3. ábra

Energiaszintek a pn átmenetnél

- a) külső feszültség nélkül, b) záróirányban előfeszített átmenet esetén, c) nyitóirányban előfeszített átmenet esetén

záróirányban van előfeszítve. A megnövekedett potenciálgát hatására a többségi töltéshordozók áramlása gyakorlatilag zérus. A záróirányú áram, vagy maradékáram (I_0), amelyet a kisebbségi töltéshordozók hoznak létre, elég nagy tartományon belül csak kismértékben függ a feszültségtől, de erősen hőmérsékletfüggő

$$I_0 = \text{const.} \cdot T^3 \cdot e^{-U_{T1}/U_T} \quad (4-7)$$

Szobahőmérsékletin, Ge esetében egy fok hőmérsékletnövekedés kb. 10%-kal növeli meg a visszáramot, míg Si esetén 16%-os a növekedés. A záróirányú áram értéke - a dióda méreteitől függően - Ge esetében μA , Si esetében nA nagyságrendű.

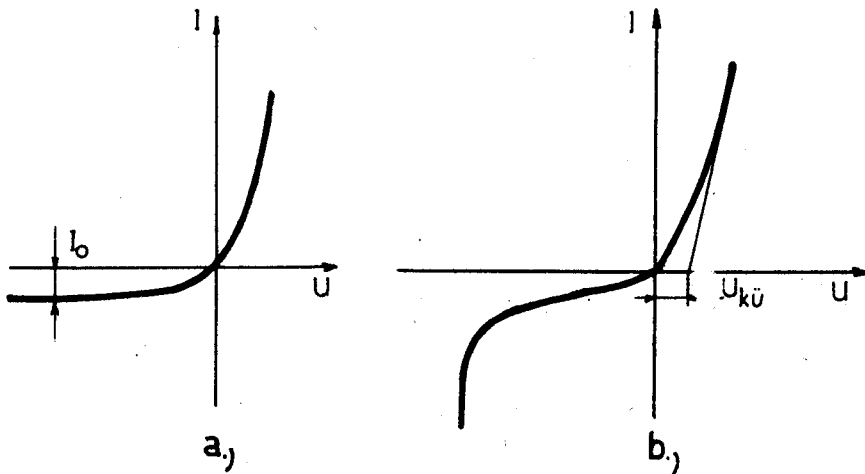
A záróirányú feszültséget növelve bizonyos küszöbfeszültség után a záróirányú áram, amely addig egészen csekély volt, rohamosan megnövekszik. A jelenséget először Zener írta le. Nagy gyakorlati fontossága miatt a jelenség tárgyalására még visszatérünk.

Ha a külső feszültségforrás pozitív sarkát a p oldali kivezetéshez, negatív sarkát az n oldalhoz kapcsoljuk, akkor a határrétegen fellépő potenciálkülönbséget csökkentjük, a p-n átmenetet nyitóirányban feszítjük elő. Ennek hatására megindul a többségi töltéshordozók áramlása. Minél nagyobb nyitóirányú feszültséget kapcsolunk a kristályra, annál kisebb lesz a határrétegen fellépő potenciálgát és annál nagyobb lesz a többségi töltéshordozók árama. Elméleti megfontolások alapján [33] U nyitóirányú feszültség esetén ($U > U_T$) a diódán átfolyó áram a többségi és kisebbségi töltéshordozók áramának különbsége:

$$I = I_0 e^{U/U_T} - I_0 = I_0 (e^{U/U_T} - 1), \quad (4-8)$$

tehát a nyitóirányú áram exponenciálisan nő a nyitóirányú feszültséggel. Az egyenlet - amely az idealizált félvezető dióda karakterisztikaegyenlete - mind a pozitív, mind a negatív U feszültségeknél érvényes. Ha U negatív, de $|U| \gg U_T$, akkor az első tag elhanyagolhatóvá válik, így $I = -I_0$, ha viszont $U \gg U_T$ akkor $I \approx I_0 e^{U/U_T}$.

A diódakarakterisztika jellegét a 4-4. ábra mutatja. Az a) ábrán az elméletből levezetett ideális diódakarakterisztikát láthatjuk, amelytől azonban a mérésekből nyert karakterisztikák eltérést mutatnak (b) ábra). Ez egyrészt abban mutatkozik meg, hogy a ténylegesen mérhető záróirányú áram nagyobb, mint a geometriai adatokból és a félvezető anyag tulajdonságaiból kiszámított érték, valamint a záróirányú áram kissé feszültségfüggő. Ezek okát a következőkkel magyarázhatjuk:



4-4. ábra
 Dióda karakterisztikák:
 a) ideális. b) teljes dióda karakterisztika

- különösen a régebbi technológiával gyártott germánium diódáknál a felületi réteg véges ellenállású összeköttetést hoz létre a kivezetések között, amely párhuzamosan kapcsolódik az egyenirányító diódával, és egy járulékos, feszültségfüggő áramot eredményez,

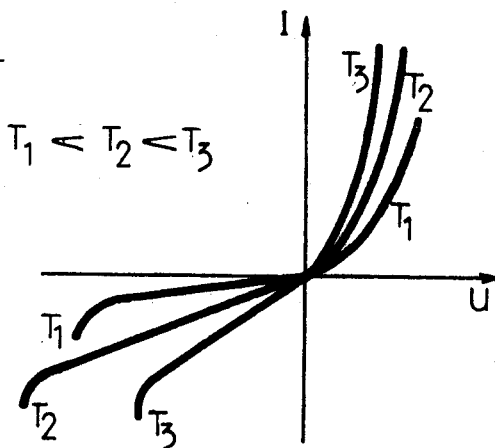
- a kiürített rétegben is keletkeznek hőmérséklet hatására lyuk-elektron párok és ezek is hozzájárulnak a záróirányú áramhoz. Germániumban ez az áram elhanyagolható a kisebbségi töltéshordozókból származó záróirányú áram mellett, de szilícium diódánál már jelentős lehet. A záróirányú feszültség növekedésével nő a kiürített réteg térfogata és ezzel a benne keletkező elektron-lyuk párok száma is. Ezért a visszáram a feszültség növekedésével nő;

- további áramnövekedést okoz a Schottky-féle effektus, amelyet a p-réteg felőli fémelektrodából kilépő elektronemisszió okoz.

A nyitóirányú feszültség növekedésével a határréteg ellenállása csökken. Amikor az összemérhető lesz a kristálytömb ellenállásával, a karakterisztika elveszti exponenciális jellegét. Nagyobb áramoknál az ellenállás az átfolyó áramtól függetlenné válik, tehát ohmos ellenállásnak tekinthető. Ha a nyitóirányú jelleggörbe közel egyenes szakaszát lefelé meghosszabbítjuk, a feszültségtengelyen megkapjuk a metszéspontnak megfelelő $U_{kü}$ küszöbfeszültséget (maradék feszültséget).

Eddig a dióda-karakterisztikát állandó félvezető-hőmérséklet mellett ábrázoltuk. Más-más hőmérsékleten a jelleggörbék is különböznek egymástól. A 4-5. ábra szilícium diódára vonatkozik.

A nagy hőmérsékletváltozás a nyitóirányu jelleggörbét csak kevésbé befolyásolja, a záróirányu karakterisztikát azonban nagyon megváltoztatja. Normál üzemi hőmérsékleten a letörési feszültség alatt a záróirányu áram csak kismértékben függ a hőmérséklettől, a hőmérséklet-növekedés hatására viszont ez a függés egyre jelentősebbé válik. A letörési feszültség értéke a hőmérsékletet növelve eleinte nő, majd rohamosan csökken.



4-5. ábra
Dióda-karakterisztika hőmérsékletfüggése

A dióda-karakterisztika hőmérsékletfüggésének az előbbieken elmondott viselkedését a felhasználás során figyelembe kell venni; ez a tulajdonsága bizonyos esetekben lehetőséget ad arra, hogy a diódát hőkompenzáló áramköri elemként használjuk.

A dióda-karakterisztika egyenletéből differenciálással meghatározható a dióda belső ellenállása. Zárótartományban, ha $|U| \gg U_T$ akkor $R_{b \text{ záró}} \approx \infty$ értéknek adódik. A nyitótartományban a belső ellenállást mint a belső vezetés reciprokát határozhatjuk meg:

$$R_{bny} = \left(\frac{dI}{dU} \right)^{-1}$$

$$\frac{dI}{dU} = \frac{d}{dU} I_0 \left(e^{U/U_T} - 1 \right) = \frac{I_0 e^{U/U_T}}{U_T} = \frac{I + I_0}{U_T}$$

$$R_{bny} = \frac{dU}{dI} = \frac{U_T}{I + I_0} \approx \frac{U_T}{I} \quad (4-9)$$

R_{bny} tehát közelítően fordítva arányos az áram értékével. Szobahőmérsékleten 1 mA nyitóirányu áramnál 26 ohm.

A nyitóirányban előfeszített diódában is van átmeneti kapacitás, amelynek értéke jóval nagyobb, mint a záróirányban fellépő. A növekedést a diffúzió idézi elő: az átmeneti rétegen most nagy számban haladnak át szabad töltéshordozók, és a másik oldalra jutva gyorsan rekombinálódnak. Pl. az n rétegben levő lyukak sűrűsége az átmenettől távolodva rohamosan csökken, és ugyanez történik az elektronokkal is a p rétegben. Nagy elektromos térerősség alakul ki, akárcsak egy kondenzátorban. A nyitóirányú vagy diffúziós kapacitás értéke a dióda típusától függően elég nagy, 50...500 pF is lehet.

Összefoglalva tehát, a p-n átmenetnek a külső feszültség polaritásától függetlenül átmeneti vagy tértöltéskapacitása és diffúziós kapacitása is van. Ha az átmenetet záróirányban feszítjük elő, akkor a tértöltés-kapacitás sokkal nagyobb, mint a diffúziós kapacitás, nyitóirányban előfeszítve azonban a diffúziós kapacitás a nagyobb.

A diódakapacitások hatása alacsony frekvenciákon elhanyagolható, nagyfrekvencián azonban jelentős mértékben lerontják a dióda hatásfokát és üzemi tulajdonságait. Ezért a rétegdiodák alkalmazása nagyfrekvencián hátrányos, helyettük - a sokkal kisebb átmeneti kapacitással rendelkező - tiszta diódákat használnak.

4-1.5. Átütési jelenségek: a lavina- és a Zener-hatás

A dióda karakterisztika tárgyalásánál már megemlítettük, hogy a záróirányú feszültséget növelve bizonyos küszöbfeszültség elérése után a záróirányú áram rohamosan növekszik, miközben a feszültség gyakorlatilag állandó marad. A jelenséget a következő folyamatokkal magyarázhatjuk:

a) A záróirányú feszültség növelésével a p-n átmeneten a potenciálgát egyre nagyobb lesz és ezzel együtt növekszik az elektromos térerősség is. Ennek hatására a zárórétegen áthaladó kisebbségi töltéshordozók sebessége, energiája is. Ha a térerősség eléri a $10^4 \dots 10^5$ V/cm értéket, a töltéshordozók energiája olyan nagy lesz, hogy a kristály atomjaival ütközve, azokról újabb vegyértékelektronokat szakítanak le, így újabb elektron-lyuk párok keletkeznek. Ezek szintén felgyorsulnak a nagy térerő hatására és további töltéspárokat hoznak létre, aminek eredményeként igen nagy áram folyik az átmeneti rétegen. A folyamatot lavinahatásnak, a feszültséget, amelynél ez bekövetkezik, lavinafeszültségnek nevezik. Amíg a külső feszültség nagyobb a lavinafeszültségnél, addig az áram felső határértékét elsősorban a félvezető kristály ellenállása szabja meg.

b) Ha a félvezető fajlagos ellenállása kicsi, akkor a p-n átmeneti réteg keskeny. Ekkor az átmenet mentén már viszonylag kisebb feszültségeknél is olyan nagy lesz a térerősség, hogy ennek hatására leszakad-

nak vegyérték elektronok a kristály atomjairól, tehát ismét elektron-lyuk párok keletkeznek. Magát a mechanizmust belső téremisszióknak, vagy felfedezőjéről Zener-hatásnak, a jelenséget előidéző feszültséget pedig Zener feszültségnek nevezik.

A Zener-hatás tehát akkor következik be, amikor a tértöltési tartomány keskeny. Az n vagy a p réteg fajlagos ellenállásának növelésével a tértöltési tartomány kiszélesedik, egy - a szennyezés mértékétől és az alapkristály minőségétől függő - vastagság elérése után már a lavina-hatás veszi át a főszerepet a vezetési mechanizmusban. A letörési feszültség hőmérsékletfüggő. A hőmérsékleti együttható, amelynek értéke néhány mV fokként, a Zener-hatásnál negatív, a lavina-hatásnál pozitív. Si diódák esetében ha az átütési feszültség 6 V körül van - a két átütési mechanizmus keveredik; hőmérsékleti együtthatójuk többé-kevésbé kiegyenlítik egymást. Ezeknek a diódáknak a Zener feszültsége a hőmérséklettől kevésbé függ, ami különösen akkor fontos, amikor a letörési jelenséget feszültség stabilizálására használják.

Az átütéskor fellépő nagy áramerősség önmagában nem okozna maradandó változást a diódában, erre csak akkor kerül sor, ha a keletkező Joule-féle hő erősen felmelegíti a záróréteget. Magas hőmérsékleten ugyanis az átmeneten keresztül megindul a szilárd szennyezőanyagok difúziója, irreverzibilis változások mennek végbe és a dióda elveszti egyenirányító hatását.

Ha gondoskodnak arról, hogy a dióda geometriailag tökéletes legyen az átmenet mentén, csekélyek legyenek az ohmos veszteségek és nagyon jó legyen a hőelvezetés, akkor a Zener-vagy lavinahatást fel lehet használni a gyakorlatban. Erre a célra elsősorban Si alapú un. Zener-diódákat gyártanak. (A gyakorlatban akár a Zener-, akár a lavinahatás okozza a letörési mechanizmust, egységesen Zener-diódáról beszélünk.)

4-1.6. A félvezető diódák veszteségi teljesítménye

Ha a diódára kapcsolt U feszültség hatására azon I áram folyik keresztül, akkor a hővé alakuló veszteségi teljesítmény

$$P_v = UI,$$

amely hatására a kristály és az átmeneti réteg egyaránt felmelegszik. Nagyon fontos, hogy tartós üzemben mekkora az átmeneti réteg hőmérséklete. Ha ez bizonyos határ fölé emelkedik, nagymértékben megnő a kisebbségi töltéshordozók száma, igen nagy lesz az átfolyó áram, amely tovább emeli a hőmérsékletet; végül is maradandó roncsolás éri a szabályos átmenetet, a dióda tönkremegy, elveszti egyenirányító tulajdonsá-

gát. Az átmenet megengedett maximális üzemi hőmérséklete germánium diódákban 75...90 °C, szilícium diódákban 130...175 °C.

A félvezető hőmérséklete azonban csak addig emelkedik, amíg az alkatrész felületéről a környezetnek átadott $P_{h\delta}$ hőteljesítmény egyenlővé válik a kristályban fejlődött P_v veszteségi teljesítménnyel. Mivel a termelt hő gyakorlatilag hővezetés útján távozik a kristályból és a hővezetés törvénye szerint két felület között időegység alatt áthaladó hőmennyiség (Q) a felületek hőmérsékletkülönbségével arányos, a jelenség analógiát mutat Ohm törvényével. Állandó jellegű hőáramlás esetén a legfontosabb fogalom a termikus ellenállás (R_{th}), amely megadja, hogy két egységnyi felület között mekkora hőmérséklet-különbség lép fel, ha közöttük a hőáram állandó

$$R_{th} = \frac{T_2 - T_1}{Q}.$$

A műszaki gyakorlatban a Q hőáram helyett $P_{h\delta}$ disszipált hőteljesítményt használják, és ez alapján adják meg a dióda (vagy egyéb félvezető eszköz) félvezető rétege és külső háza közötti hőellenállást

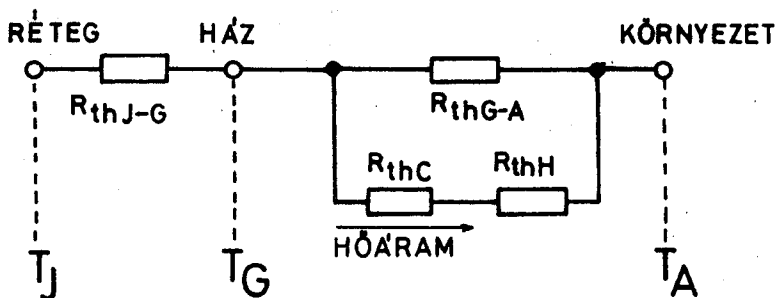
(R_{thj-G}):

$$R_{thj-G} = \frac{T_j - T_G}{P_{h\delta}},$$

ahol T_j a réteghőmérséklet, T_G a külső ház hőmérséklete.

A félvezető diódákkal kapcsolatban a határréteg és a környezet közötti hőellenállás a lényeges, amelyet R_{thj-A} -val jelölnek. Szokásos értéke közepes teljesítményű diódákra 50...250 °C/W. Nagyobb veszteségi (disszipációs) teljesítmény esetén már nem elég a dióda burájának hőelvezetőképessége, a hőátadó felületet meg kell növelni hűtőbordák alkalmazásával.

A rétegdiodában (és a tranzisztoroknál is) a hőelvezetés úgy történik, hogy a kristály termikus érintkezésben van a tokkal, az pedig a környezettel vagy egy nagyobb hűtőfelülettel. Ezek hőellenállásai sorba és párhuzamosan kapcsolódhatnak, ilyenkor az eredő ellenállás az elektromos ellenállásokhoz hasonlóan számítható ki. A 4-6. ábrán egy hűtőbordára felszerelt dióda hőellenállásokkal felépített helyettesítő képe látható. Itt R_{thj-G} és R_{thG-A} (a ház és a környezet közötti hőellenállás) egymással sorba kapcsolódik.



4-6. ábra

Hűtőbordára szerelt dióda hőellenállásokkal felépített helyettesítő képe

Ha hűtőbordát alkalmazunk, megnövekszik a hőátadó képesség, lecsökken az eredő hőellenállás, amely azt jelenti, hogy a hűtőborda hőellenállása, R_{thH} , párhuzamosan kapcsolódik az R_{thG-A} -val. Ha a diódát elektromosan elszigeteljük a hűtőbordától, akkor annak hőellenállását, R_{thC} -t is figyelembe kell venni.

A katalógusok R_{thJ-G} -t minden esetben megadják.

Teljesítmény-diódáknál, ahol hűtőborda alkalmazása szükséges, R_{thG-A} értéke általában sokkal nagyobb, mint $R_{thC} + R_{thH}$ ezért az előbbi elhanyagolható. Tehát hűtőborda esetén a diódán megengedhető maximális teljesítmény:

$$P_{\max} = \frac{T_j - T_A}{R_{thJ-G} + R_{thC} + R_{thH}} \quad (4-10)$$

ahol T_j a megengedett maximális réteghőmérséklet és T_A a legnagyobb környezeti hőmérsékletet jelenti.

A gyárak különböző, nagy felületű hűtőborda profilokat készítenek, megadják az 1 cm hosszra eső hatásos hűtőfelületet cm^2 -ben, valamint az ahhoz tartozó R_{thH} -t. Utóbbi érték adott hűtőbordánál nagymérték-

ben függ a felület hőszugárzó képességétől (ennek növelése érdekében általában matt fekete felületűre készítik), valamint a hűtőlevegő áramlási sebességétől. Nagy teljesítmény disszipáció esetén ventilátoros (forszírozott) hűtést alkalmaznak.

A példatárban a hűtőborda méretezését konkrét példán mutatjuk be.

A jelenleg forgalomban levő rétegdiodák nyitóirányu névleges árama mA-es értéktől több száz A-ig terjed. A megengedett maximális záróirányu feszültség lehet néhány 10V, de több száz V is. Az adott célnak megfelelő diodát katalógusokból választhatjuk ki [23], amelyek rendszerint tartalmazzák a legfontosabb határadatokat, de a gyakran használt típusoknál a tervezéshez szükséges karakterisztikákat is. A következőkben röviden összefoglaljuk a katalógusokban megadott legfontosabb határadatokat és üzemi jellemzőket, valamint azok jelölését:

| | |
|------------------|---|
| \bar{U}_{Rmax} | a záróirányban megengedett legnagyobb egyenfeszültség |
| \hat{U}_{Rmax} | a záróirányban megengedett legnagyobb feszültség csúcserőértéke |
| I_{Fmax} | a nyitóirányban megengedett legnagyobb tartós egyenáram |
| \hat{I}_{Fmax} | a nyitóirányban megengedett meghatározott ideig tartó egyenáram csúcserőértéke, adott ismétlődési frekvencián |
| T_{Jmax} | a megengedett maximális záróréteg hőmérséklete |
| I_R | záróirányu áram adott zárófeszültség mellett |
| I_F | nyitóirányu áram adott nyitóirányu feszültség mellett |
| C | dióda kapacitás. |

4-2. Félvezető diódák gyakorlati kivitelezése

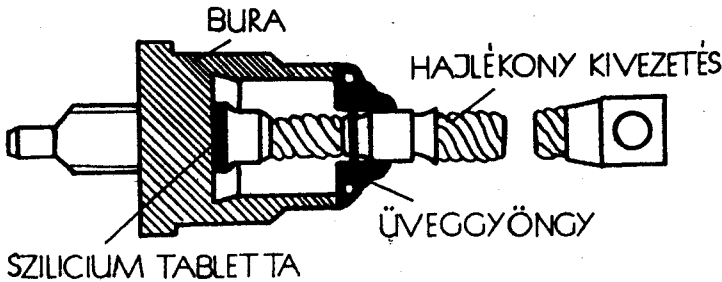
4-2.1. Teljesítménydiodák

Hiradástechnikai készülékek, ipari berendezések egyenáramu táplálását a hálózati váltóáram egyenirányítása útján biztosítjuk. Erre a célra az olyan rétegdiodák alkalmasak, amelyeknek nagy a letörési feszültségük és a jó hatásfok elérése miatt lehetőleg kicsi a záróirányu áramuk, valamint a nyitóirányu ellenállásuk. A viszonylag nagy nyitóirányu áram miatt nagy felületű p-n átmenetre van szükség. Az említett követelmények részben ellentmondanak egymásnak. Például a kis nyitóirányu ellenállás megvalósításához erősebben szennyezett kristályra van szükség. Viszont minél nagyobb a szennyezettség mértéke, annál keskenyebb a kiürített réteg és annál nagyobb a benne fellépő elektromos térerősség, záróirányu elfeszítés esetén. Emiatt már kisebb zárófeszültség hatására is bekövetkezik a letörés. Továbbá ha a nyitóirányu ellenállás csökkentése érdekében növeljük a p-n átmenet keresztmetszetét, akkor megnő a visszáram. Nyilvánvaló, hogy a kedvező hatások elérése miatt

ezen követelményeket összhangba kell hozni egymással, ami kompromisszumos megoldást jelent mind a szennyezettség mértékét, mind a keresztmetszet nagyságát illetően. A kis szennyezettségű réteg nagy ellenállása miatt célszerű ennek egy részét nagyobb mértékben szennyezni (eltemetett réteg). Ez nem befolyásolja a p-n átmenet tulajdonságát, ugyanakkor csökkenti a dióda nyitóirányu ellenállását.

Lényeges javulást eredményezett a p-s-n dióda, amely az erősen szennyezett p és n tartomány között egy gyengén szennyezett vagy teljesen tiszta harmadik s réteget is tartalmaz. A záróirányu feszültség hatására a tötेशhordozók kilépnek ebből a középső rétegből, ezért megnő a letörési feszültség. Nyitóirányu feszültség esetén azonban nagyon sok szabad tötेशhordozó áramlik a középső rétegbe, így a nyitóirányu ellenállás nem nő meg jelentős mértékben. Ehhez természetesen az is szükséges, hogy az s réteg elég vékony legyen. Teljesítménydiódákat ma már kizárólag Si-ből készítenek, mivel réteghőmérsékletük, letörési feszültségük és a hatásfokuk lényegesen nagyobb, mint a Ge diódáké.

Egy teljesítménydióda kivitelét a 4-7. ábrán láthatjuk. A teljesítménydiódák tokozását úgy tervezik, hogy a diódában disszipált hőt könnyen el lehessen vezetni. Ezért az egyenirányító kristálylapocskát réz bázistömbhöz forrasztják, amely csavarmenettel is el van látva a hűtőbordákra



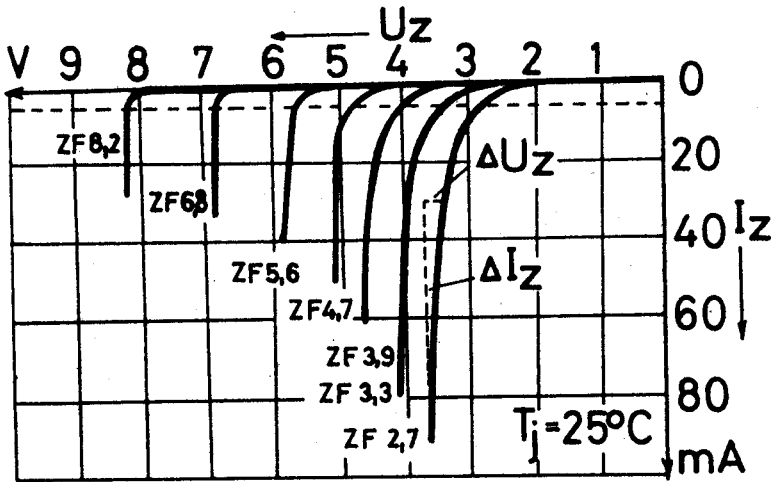
4-7. ábra
Teljesítménydióda felépítése

történő felerősítés céljából. Rendszerint ez egyben a katódkivezetés is. Az anódkivezetés vastag huzal, vagy huzalsodrony, amelyet üveggöngyön keresztül vezetnek ki a fém védőburán.

A szerkezeti anyagok megválasztásánál vigyázni kell arra, hogy a bázistömb és az anóderintkező anyaga a félvezető kristályéval azonos hő-tágulási együtthatóval rendelkezzen, valamint a forrasztóanyag ne hozzon létre újabb p-n átmenetet.

4-2.2. Zener-diódák

A 4-8. ábrán különböző ZF típusjelű, Intermetall gyártmányu Zener-dióda karakterisztikáit láthatjuk. A kisebb letörési feszültségű diódák jelleggörbéinek könyöke nagyobb ivben hajlott (Zener-hatás), míg a nagyobb letörési feszültségű diódákra vonatkozó jelleggörbék éles könyökkel rendelkeznek (lavinahatás).



4-8. ábra

Intermetall gyártmányu ZF típusu Zener-diódák karakterisztikái

A katalógusok a következő adatokat adják meg a Zener-diódákra, amelyeket felhasználásuk során figyelembe kell vennünk:

a) U_Z Zener-feszültség, amely a letörési tartományban az I_Z Zener-áram valamilyen középértékére vonatkozik. Rendszerint ezt a feszültséget írják a típusjel után: a ZF 5,6 tehát olyan Zener-diódát jelent, amelyiknek Zener-feszültsége 5,6 volt.

b) r_Z dinamikus vagy differenciális ellenállás, amelyet a Zener-áram középértékének megfelelő helyen a feszültség és az áram növekményének hányadosaként definiálunk:

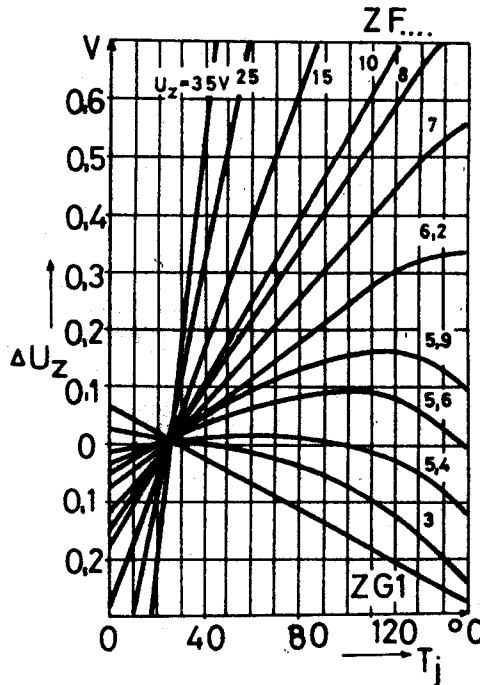
$$r_Z = \frac{dU_Z}{dI_Z} \quad (4-11)$$

Ideális esetben a differenciális ellenállás nem lenne több néhány ohm-nál, ha az átfolyó áramerősség néhány milliampere. Ezt a nagyságrendet azonban csak a 6 V körüli Zener-feszültségű diódáknál mérhetjük, ennél kisebb vagy nagyobb letörési feszültségű diódáknál a differenciális ellenállás jóval nagyobb, 100 ohm körüli érték is lehet.

c) α_Z a Zener-feszültség hőmérsékleti együtthatója, amely definíció szerint:

$$\alpha_Z = \frac{\Delta U_Z}{U_Z} \cdot \frac{1}{\Delta T} \quad (4-12)$$

A 4-9. ábrán néhány ZF típusu Zener-dióda Zener-feszültségének változását mutatjuk be a réteghőmérséklet függvényében.



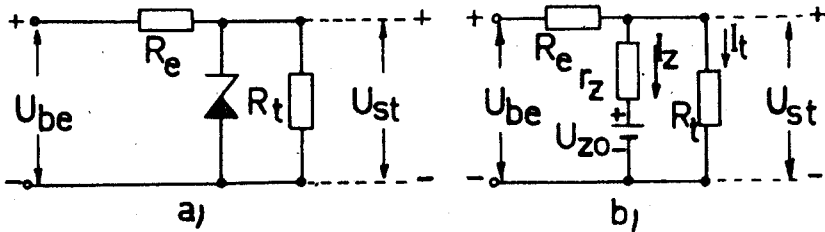
4-9. ábra
ZF Zener-diódák Zener-feszültségének változása a hőmérséklet függvényében

d) P_{\max} megengedett legnagyobb veszteségi teljesítmény, amelyet léghűtésre vonatkoztatnak,

$T_{j\max}$ maximális réteghőmérséklet,

R_{th} hőellenállás.

A Zener-dióda záróirányú feszültség-áram karakterisztikája nem lineáris (4-8. ábra). A letörési feszültség környezetében egyre meredekebbé válik és a dióda differenciális ellenállása néhány (esetleg néhány tíz) ohmra csökken. Ebben a tartományban a diódaáram nagymértékű változásához kis feszültségváltozás tartozik. A jelenség feszültségstabilizálásra használható. A Zener-diódás feszültség-stabilizátor alapkapcsolást a 4-10. ábra mutatja. Itt U_{st} az R_t terhelésen megjelenő



4-10. ábra

Zener-diódás feszültségstabilizátor alapkapcsolása és helyettesítő képe

stabil feszültség, U_{be} az előbbinél nagyobb tápfeszültség. A terhelés vagy a bemeneti feszültség megváltozása Zener-áram (I_Z) változást okoz. Például a terhelő áram (I_t) növekedése a Zener-áram csökkenését vonja maga után. A Zener áram megváltozása viszont a kis differenciális diódaellenállás miatt nem eredményez nagy kimenőfeszültség változást, U_{st} közel állandó marad. A 4-10/b) ábrán a Zener-diódát állandó feszültségforrással (U_{Z0}) és egy vele sorba kapcsolt ellenállással (r_Z) helyettesítettük. Ez utóbbi a dióda differenciális ellenállásának, míg az U_{Z0} a munkaponti Zener-feszültségnek felel meg.

A helyettesítő kapcsolás alapján felírhatjuk, hogy ha R_e az előtét ellenállás értéke,

$$U_{be} - U_{st} = (I_Z + I_t) R_e \quad \text{és} \quad I_Z = \frac{U_{st} - U_{Z0}}{r_Z} .$$

Ezekből

$$U_{be} = U_{st} + R_e I_t + (U_{st} - U_{Z0}) \frac{R_e}{r_Z} . \quad (4-13)$$

A stabilizátornak a bemenőfeszültség- és a terhelésváltozás hatását kell kompenzálnia. Az előbbi jellemzésére az un. stabilizálási tényező - S_s - szolgál, amelyet definíciószerűen a (4-13) egyenlet U_{st} szerinti differenciálhányadosa adja:

$$S_s = 1 + \frac{R_e}{r_Z} \approx \frac{R_e}{r_Z} \quad (4-14)$$

mivel $R_e \gg r_Z$. Ahhoz, hogy a bemenőfeszültség ingadozása a lehető legkisebb kimenőfeszültség-változást idézze elő, R_e értékét célszerű igen nagyra választani, amely nagy bemenőfeszültséget igényel. R_e értékét a maximális kimenőáram szabja meg. A kapcsolás működésénél figyelembe kell azt is venni, hogy stabilizálás csak addig történik, ameddig Zener-áram folyik.

A stabilizátor másik fontos jellemzője a belsőellenállás, R_b . Ennek ismeretében meg tudjuk mondani, hogy a terhelés-ingadozás milyen kimenőfeszültség-változást eredményez. A belsőellenállás meghatározásához - a (4-13) összefüggésből kifejezhető - U_{st} kimenőfeszültségnek kell I_Z szerinti differenciálhányadosát képezni $U_{be} = \text{áll.}$ esetén:

$$R_b = \frac{R_e r_Z}{r_Z + R_e} \approx r_Z \quad (4-14)$$

Tehát $R_e \gg r_Z$ miatt a Zener-diódás feszültségstabilizátor belső ellenállása jó közelítéssel megegyezik a dióda differenciális ellenállásával.

Zener-diódás feszültségstabilizátornál a diódára eső teljesítmény a kimenőáram nagyságától és a terhelés ingadozásától függ. A diódákat kis-, közepes és nagyteljesítményű kivitelben gyártják. A közönséges diódákhoz hasonlóan a kis és közepes teljesítményű Zener-diódákat üveg-házazas kivitelben készítik, míg a nagyteljesítményűeket fémtokban helyezik el, amely hűtőbordára is csatlakoztatható.

4-2.3. Változtatható kapacitású diódák

A kiírtított rétegnek a (4-6) egyenlettel leírt azon viselkedését, hogy az átmeneti réteg kapacitása fordítottan arányos a rákapcsolt feszültség négyzetgyökével, hasznosíthatjuk az ún. változtatható kapacitású (varicap) diódáknál. Nyitóirányú igénybevételnél a határréteg kapacitásával párhuzamosan kapcsolódó, kísértékü nyitóirányú ellenállás igen nagy veszteséget okoz. Záróirányú feszültségnél a határréteg ellenállása igen nagy, így a kondenzátor vesztesége több nagyságrenddel kisebb, mint az előbbi esetben. A varicap diódákat rendszerint Si-ből készítik, mivel ebben az esetben kicsi a visszáram, tehát ezzel is biztosítható a veszteségek kis szinten való tartása.

A varicap diódák legfontosabb adatai:

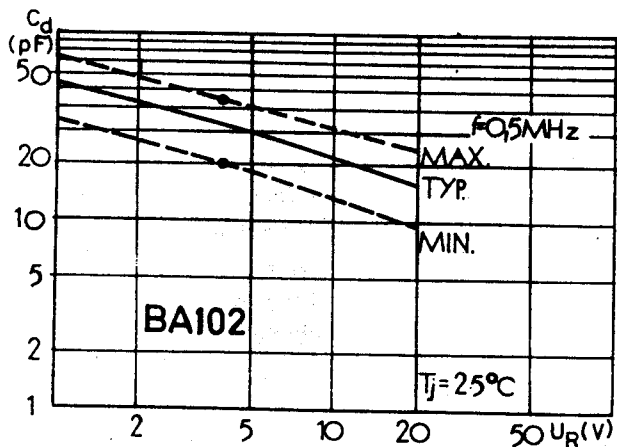
| | |
|-----------------|--|
| U_R | a diódára kapcsolható maximális záróirányú feszültség; |
| C_d | névleges kapacitás adott záróirányú feszültség mellett; |
| C_{d1}/C_{d2} | kapacitásátfogás, az U_R feszültség két adott értékéhez tartozó maximális kapacitások hányadosa; |
| Q_c | a kondenzátor jósági tényezője adott frekvencián; |
| P_{max} | megengedett legnagyobb energia-disszipáció; |
| I_R | legnagyobb záróirányú áram; |
| R_{th} | hőellenállás; |
| T_j | maximális réteghőmérséklet. |

A 4-11. ábrán egy Philips gyártmányú varicap dióda feszültség-kapacitás-karakterisztikáját mutatjuk be.

A varicap diódának nagy a műszaki jelentősége, mivel kapacitásának értékét mechanikai beavatkozás nélkül, nagy sebességgel tág határok között tudjuk változtatni. Ez lehetőséget biztosít rezgőkörök, vagy akár teljes vevőkészülékek hangolására, frekvenciamodulációra, sávszűrők építésére stb.

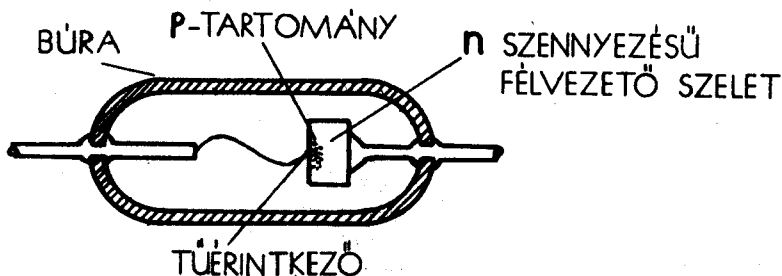
4-2.4. Tűs diódák

A tűs dióda a legrégebb félvezető eszköz, a rádiólokátorok demodulátoraihoz a második világháború alatt fejlesztették ki. Szerkezeti felépítését a 4-12. ábrán láthatjuk. Az n szennyezésű Ge vagy Si kristálylemezkehez többnyire rugónyomással csatlakozik az arany-indium ötvözetből vagy wolframból gyártott huzal csucsa, amelynek átmérője 1μ -nál kisebb, és a nyomás következtében kissé behatol a félvezető lemezkebe.



4-11. ábra

BA 102 tip. varicap dióda záróirányú feszültség-kapacitás karakterisztikái



4-12. ábra

Tűs dióda felépítése

A gyártás során alkalmazott erőteljes formáló áramimpulzus hatására a csucs alatt kis p tartomány keletkezik a félvezetőben. Így parányi méretű és ennek megfelelően kis kapacitású p-n átmenet alakul ki. A huzal csúcsa az egyik kivezetés. A másik kivezetés elkészítéséhez az n szennyezésű félvezető lemezkét úgy forrasztják hozzá a fémfoglalathoz, hogy közöttük ne alakuljon ki záróréteg. A kész rendszert üveg vagy kerámia csőbe helyezik. A katódot egy vagy több színes gyűrűvel jelölik a burán. A tűs diódák alkalmazási területe közel 30 GHz-ig terjed (koaxiális diódák).

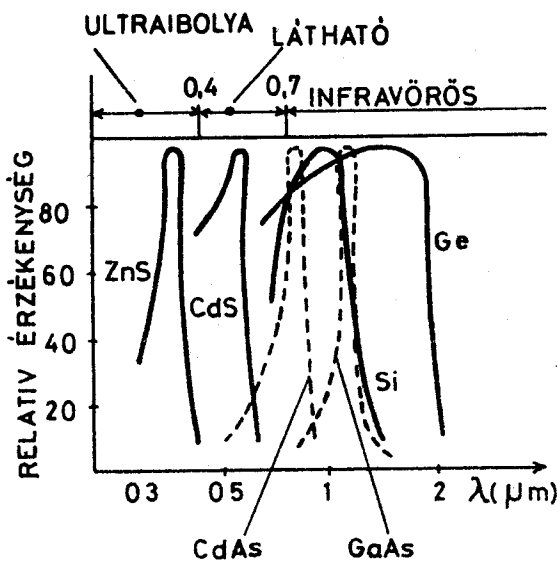
4-2.5. A fotodióda

Kísérleti fizikai tanulmányainkból ismeretes egyes anyagok azon tulajdonsága, hogyha olyan fotonokat abszorbeálnak, amelyek energiája, nagyobb mint a tiltott sáv szélessége, akkor azokban elektron-lyuk párok keletkeznek. Ezen alapul legtöbb fénydetektor működése. A 4-1. táblázatban felsoroltunk néhány fénydetektorként használatos anyagot, megadva szobahőmérsékleten a tiltott sáv szélességét. Ezen anyagok zöme intermetallikus ötvözet és a germániumhoz hasonlóan a gyémánt-rács szerkezetnek megfelelően kristályosodik.

Tiltott sáv szélessége félvezetőkben, szobahőmérsékleten

4-1. táblázat

| Kristály | E_g (eV) | Kristály | E_g (eV) |
|----------|------------|----------|------------|
| CdS | 2,4 | InAs | 0,43 |
| GaP | 2,2 | PbS | 0,37 |
| GaAs | 1,4 | PbTe | 0,29 |
| Si | 1,1 | InSb | 0,23 |
| Ge | 0,7 | | |



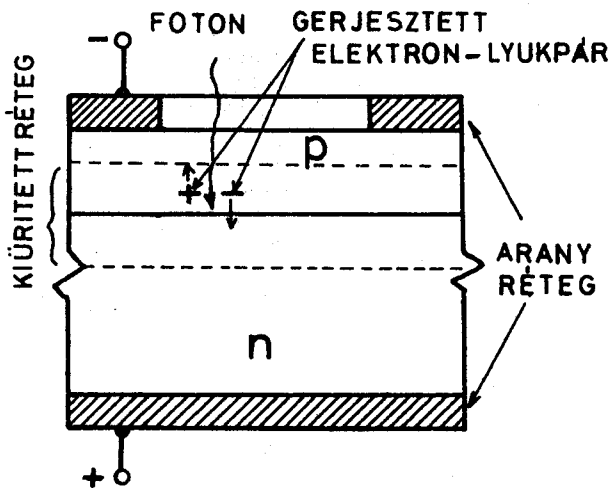
4-13. ábra

Fotodióda alapanyagok viszonylagos spektrálérzékenysége

A 4-13. ábrán bemutatjuk néhány fotodióda-alapanyag viszonylagos spektrálérzékenységét. A Si és Ge esetén látható $1,1\mu$ és $1,8\mu$ hosszuhullámu levágás az $1,1$ és $0,7$ eV-os tiltott-sáv szélességgel kapcsolatos. Ezen hullámhosszak felett már olyan kicsi a fotonok energiája, hogy nem tudnak töltéshordozókat gerjeszteni. A rövidebb hullámhosszu tartományban a levágás viszont a nagyobb energiájú fotonok már a felület közelében létrehozzák a töltéshordozókat, amelyek a gyors rekombináció miatt nem jutnak el

a kiürítési tartományba. Ezen kívül a legtöbb fotodióda az ultraibolya sugárzási tartományban kisebb fotoáramot mutat, mivel a diódák burkolatán levő ablak ezeket a sugarakat már nagymértékben abszorbeálja.

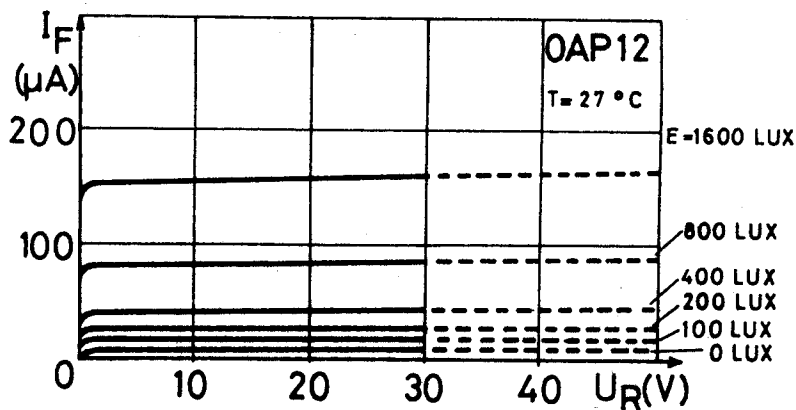
A 4-14. ábrán egy pn fotodióda felépítését és működési alapelvét láthatjuk. A záróirányban előfeszített fotodiódán - ha nem esik rá fény igen kicsiny záróirányú áram folyik, amelyet a termikusan gerjesztett



4-14. ábra

pn fotodióda felépítési és működési elaprve

kisebbségi töltéshordozók közvetitene. Fény hatására a dióda különböző rétegeiben elektron-lyuk párok keletkeznek, az előbb említett feltételek mellett. Ha a töltéshordozó-párok a p vagy n tartományban keletkeznek, akkor az ott levő szabad töltéshordozók miatt igen nagy a rekombináció valószínűsége. A fotoáram létrehozásában azok az elektronok és lyukak játsszák a döntő szerepet, amelyek a kiürített rétegben gerjesztődnek és ezeket a nagy térerő - a kisebbségi töltéshordozókhöz hasonlóan - átemeli a potenciálgáton. Ebből kifolyólag a záróirányú áram a megvilágítás erősségének függvényében változik (4-15. ábra). A fotodióda alkalmazhatósága szempontjából igen fontos az érzékenység növelése, azaz, hogy adott megvilágítás hatására a lehető legnagyobb fényáram keletkezzen. Ehhez az előbbieknak megfelelően azt kell elérnünk, hogy minél több foton a kiürített rétegben gerjesszen töltéshordozókat. Ezt úgy tudjuk megvalósítani, hogy a p réteget igen vékonyra ($\sim 1\mu$) készítjük, másrészt vastag kiürített réteget hozunk létre, amit a szennyezés mértékével, valamint a zárófeszültség nagyságával tudunk beállítani.



4-15. ábra

OAP 12 tip. fotodióda záróirányu áramának változása a megvilágítás függvényében

Tájékoztatásul megadjuk a Philips gyártmányú OAP 12 Ge fotodióda fontosabb adatait:

| | | |
|--|------------------------------------|------------------|
| U_{Rmax} | maximális záróirányu feszültség | 30 V |
| I_{Rmax} | maximális záróirányu áram | 3 mA |
| P_{max} | maximális teljesítmény disszipáció | 30 mW |
| Sötétáram | $U_R = 10$ V esetén | $15 \mu A$ |
| r_d | dióda ellenállása | 3 Mohm |
| Érzékenység | | $0,05 \mu A/lux$ |
| Fényérzékeny terület | | $1 mm^2$ |
| Maximális érzékenységhöz tartozó hullámhossz | | $1,55 \mu$. |

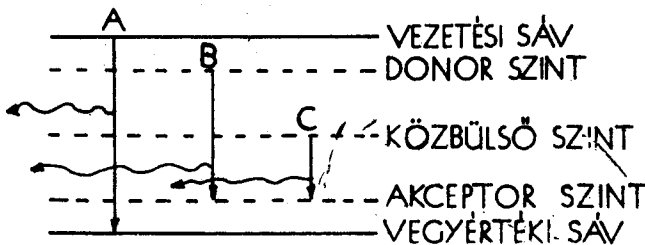
Ha a fotodiódára nem kapcsolunk külső feszültséget, akkor sötétben a p-n átmenet vizsgálatánál leirtaknak megfelelő egyensúlyi állapot áll be. Ha azonban a diódát megvilágítjuk, akkor az elektron-lyuk párok keletése megindul, a kiüritett rétegben fellépő elektromos tér hatására a lyukak a p, az elektronok az n réteg felé diffundálnak. Ennek következtében a p réteg pozitív, az n réteg negatív potenciálra töltődik fel, és ún. fényelektromos feszültség keletkezik. Ez a feszültség nyitóirányban mérhető. Ha terhelést kapcsolunk a p-n átmenetre, akkor a körben mindaddig áram folyik, amíg a megvilágítás tart, így a fotodióda elektromos energiaforrásként is alkalmazható. Ilyen elven működnek a speciális kiképzésű, nagyfelületű fotodiódaként felfogható napelemek is.

A korszerű fotodiódák igen magas frekvencián (néhány száz MHz) használhatók, mivel a fényimpulzust követően 1 ns-on belül megindul a fotoáram.

4-2.6. Fényemittáló diódák

Az a jelenség, hogy a p-n átmenetben abszorbeált fény hatására áram keletkezik, régóta ismert, és számos területen alkalmazást is nyer. A jelenség fordítottja is igaz: ha megfelelő anyagú és ötvözésű félvezetőbe elektronokat és lyukakat injektálunk, akkor a dióda fényt bocsát ki. A fényemisszió az elektronok-lyukak rekombinációjának eredménye. A jelenség könnyen megérthető, ha arra gondolunk, hogy a szabad elektronok rekombinációja tulajdonképpen nem más, mint visszatérés a nagyobb energiájú (gerjesztett) állapotból az alapállapotba, és az átmenethez tartozó energiakülönbség megfelelő hullámhosszú fény formájában kisugárzódik.

Ez az átmenet történhet közvetlenül a vezetési sávból a vegyérték sávba, de nagyobb tiltott sáv szélesség esetén közbenső energiaszintek közötti átmenetek is lehetségesek (4-16. ábra), ennek megfelelően a kisugárzás is különböző hullámhosszú tartományokba esik [8].

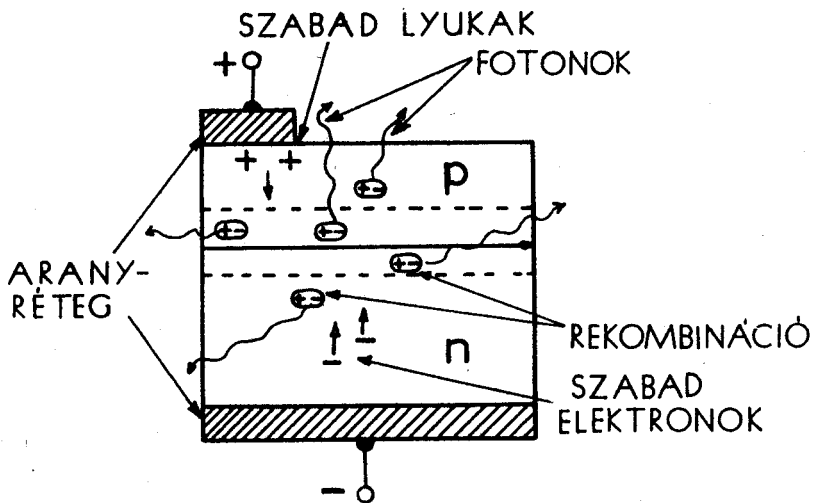


4-16. ábra

Különböző LED anyagok energia diagramja és a lehetséges átmenetek

A szilárdtest fényemittáló diódáknál a nagyobb energiájú elektronok nyitóirányú feszültség hatására injektálódnak az n rétegbe (és a lyukak a p rétegbe), mint ahogy azt a 4-17. ábra mutatja. A diódába injektált elektronok és lyukak a p-n átmenet közelében rekombinálódnak és a minden irányba kibocsátott fotonok közül a külső megfigyelő számára azok válnak láthatóvá, amelyek a felső, vékony rétegben keletkeznek.

A legrégebben használt fényemittáló félvezető anyag a gallium-arszenid, amely főleg az infravörös tartományban sugároz. A GaP tiltott sáv-



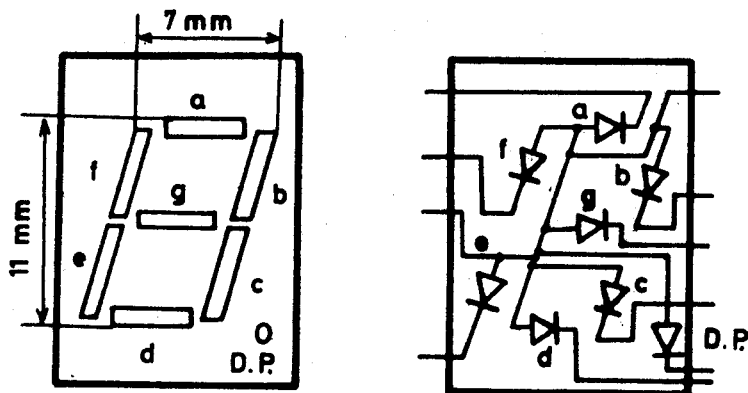
4-17. ábra
Fényemittáló dióda keresztmetszete

ja széles, két átmenetben sugároz, a látható spektrum zöld és vörös részében. A GaAsP hármass vegyület, amelyben az As/P arány megfelelő beállításával a tiltott sáv 1,4 és 2,2 eV között változtatható. Narancssárga és vörös színben sugárzó diódákat gyártanak belőle. Az utóbbi években több új anyaggal kísérleteznek. Egyike ezeknek a szilícium-karbid, amely narancs, sárga, zöld és kék színű fények kisugárzására alkalmas. Előállításukhoz és ötvözésükhöz magas, 2500 °C hőmérsékletre van szükség, ami nagyon megnehezíti ipari gyártásukat. Jelenleg még csak a sárga fényt sugárzó típusa van kereskedelmi forgalomban. További új, nagy reményeket keltő anyag a GaN, amely az egész látható spektrumot átfogó fényemissziós diódáknak alapanyagául szolgálhat majd, ha megfelelő fajlagos ellenállású és fényhatású vegyületet sikerül belőle kialakítani.

Vannak olyan fényemittáló diódák is, amelyek egymással ellentétes polaritással párhuzamosan vannak kapcsolva, vörös és zöld színt kibocsátó rétegből épülnek fel, lehetővé téve a rajta levő feszültség polaritásának jelzését.

Az utóbbi években a fényemittáló diódákat - amelyeket angol nevük: Light-Emitting Diode kezdőbetűi után töviden LED-nek jelölik - igen széles körben alkalmaznak. Készítenek belőlük néhány mm nagyságu jelzőlámpákat; előnyük a kis anód-katód feszültség, a néhány mA-es áramfelvétel és a korlátlan élettartam. Lényegesen nagyobb jelentőségűek azok a dióda rendszerek, amelyek szám és betűjelzésre alkalmasak és digitális mérőkészülékek, számológépek, órák kijelző rendszerét alkot-

ják. Számok kiírására az ún. hétszegmenses LED kijelzők terjedtek el (4-18. ábra), amelyekben a számjegyeket 0-tól 9-ig a hét vonalszerűen kiképzett dióda megfelelő kombináció szerinti működtetésével lehet láthatóvá tenni. Feszültség és áramigényük nagyon kicsi, általában néhány V üzemi feszültségűek.

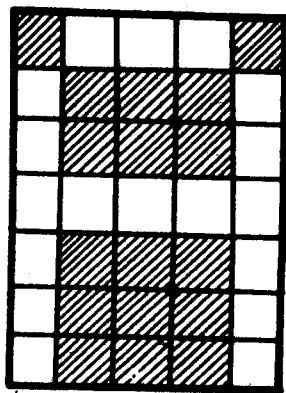


4-18. ábra
Hét szegmenses LED kijelző és elvi kapcsolása

Tájékoztató adatként közöljük, hogy az előbbi ábrán bemutatott viszonylag nagyméretű (8 mm) hétszegmenses számkijelző feszültségigénye 1,6 V, szegmensenként 20 mA az áramfelvétele.

Számok és betűk kiírására fényemittáló diódás matrixokat alkalmaznak. A legtöbb esetben elegendő a 35 diódából álló 7x5 mátrix használata (4-19. ábra). Itt a számjegyek és betűk kijelzése a megfelelő pontok világitásából adódik. (Az ábra éppen az A betű kijelzését mutatja.)

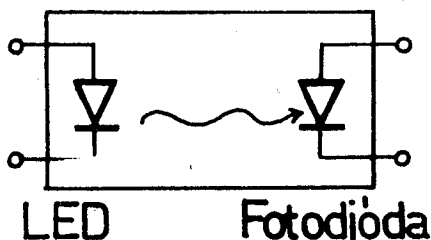
A korszerű LED-ekben a nyitóirányú feszültség bekapcsolása után nanosecundumon belül megindul a fényemisszió. Ezeket a típusokat impulzustechnikai célokra készítik.



4-19. ábra
35 LED diódából álló kijelző mátrix

4-2.7. Optikai izolátorok (optikai kapcsolók)

Mint az előbbieken már láttuk, a LED-ek elektromos áram hatására fényt bocsátanak ki és a fényintenzitás arányos az áramerősséggel. Ezzel ellentétben, a fotodiódák a beeső fény intenzitásával arányos fotóáramot hoznak létre. E két alkatrész felhasználásával olyan új elektronikus elem alakítható ki, amely jelátvitelt tesz lehetővé galvanikus kapcsolat nélkül (4-20. ábra). (Az angol nyelvű irodalomban ezen elektronikus elemek Photon-Coupled Pairs vagy Optically Coupled Isolators néven ismeretesek). A bemeneten átfolyó áram és annak változásai a kimeneten a bemenő jelhez hasonló elektromos jelet hoz létre optikai csatolás révén. A rendszer felépítésétől függően a be- és kimenet közötti szigetelő ellenállás értéke igen nagy lehet. Készítenek olyan optikai izolátorokat is, amelyek be-



4-20. ábra

Optikai izolátor elvi felépítése

és kimenete között 100 kV nagyságú feszültségkülönbség engedhető meg.

A fentiek szerint az optikai izolátor lehetővé teszi elektronikus egységek és berendezések illesztését galvanikus kapcsolat nélkül. A módszer egyik előnye, hogy az optikai csatolás révén kiküszöbölődik az egységek közötti zavaró kölcsönhatás. További előny a nagy és kisfeszültségek elválasztása, ami biztonságtechnikai okokból is kívánatos.

Mivel mind a LED-ek, mind a fotodiódák igen nagy frekvenciákig használhatók, elsősorban impulzustechnikai (digitális mérés technikai) áramkörökben alkalmazzák mint illesztő elemeket.

Az utóbbi időben készítenek olyan optikai izolátorokat is, amelyek bemenő és kimenő jele között a kapcsolt nagymértékben lineáris, ami alakú jelátvitelt tesz lehetővé.

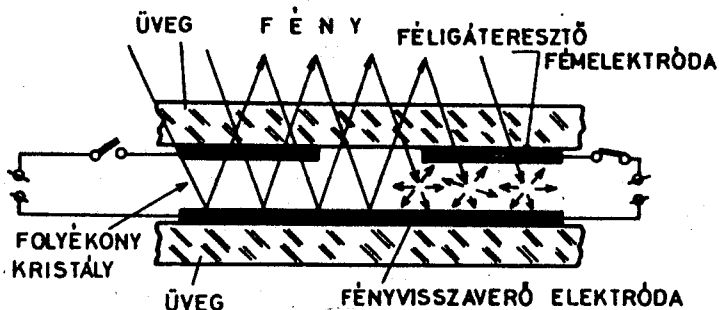
4-2.8. A folyadékkristályok

Bár a folyadékkristályok nem tartoznak a félvezetők csoportjába, de az utóbbi időben széles körben alkalmazzák számkijelző eszközökben s így célszerűnek tartjuk működési elvük rövid ismertetésére kitérni.

Folyadékkristályoknak olyan anyagokat nevezünk, amelyek különleges közbenső állapotot képeznek a szilárd és a cseppfolyós halmazállapot között. Ezek az anyagok szivar alakú szerves molekulákból állnak. Két fő csoportjukat a nematikus és a koleszterikus kristályok alkotják.

A nematikus folyadékkristályokban rendszerint hossz tengelyükkel majdnem teljesen párhuzamosan helyezkednek el a hosszukás molekulák, bár az is előfordulhat, hogy kis szögben eltérnek ettől a helyzettől. A koleszterikus kristályokra a réteges szerkezet jellemző. A rétegen belül úgy rendeződnek a molekulák, mint a nematikus kristályokban, de rétegenként változik az irányuk oly módon, hogy összességükben spirális alakot alkotnak, és ennek a spirálisnak a tengelye merőleges a rétegek síkjára.

Az elektromos térben elhelyezett nematikus folyadékkristályban turbulens tartományok keletkeznek, ezeken a tartományokon szóródik a beeső fény, és a folyadék átlátszatlanná, homályossá válik. Az erőter megszüntetésekor megszűnik a turbulencia, a molekulák újra rendeződnek, újra átlátszóvá válik a folyadékkristály. A kristályban létrejövő turbulens állapotot azzal magyarázzák, hogy az elektromos térben mozgó ionok megzavarják a molekulák eloszlását. 2000 V/cm-nél kisebb térerősségnél a folyadékkristály még átlátszó, a térerősség növelésével azonban megkezdődik a fényszóródás, amely kb. 60 000 V/cm-nél megy telítésbe. Hogy kis feszültségeknél is telítési tartományba viessük a kristályt, a rétegvastagság nem lehet nagyobb 100 μ -nál. Például 20 μ vastagságú rétegben néhány volt feszültséggel 7:1 kontrasztosságnak megfelelő szórást lehet elérni. A 4-21. ábrán a két üveglemez közötti teret nematikus folyadékkristály tölti ki. Lent a tömör fényvisszaverő elektróda látható. Az ábrán a két felső, félig-áteresztő fémlelektróda közül a bal oldali nem kap feszültséget, így gyakorlatilag nincs szerepe, a jobb oldali viszont feszültség alatt van és az alatta levő réteg szórja a fényt. Az elektróda "kiugrik" a háttérből.



4-21. ábra

Folyadékkristályos kijelző elvi felépítése

Ha a felső lemezen levő félig-áteresztő vezető réteget pl. a LED-eknél bemutatott szegmenseknek megfelelően képezik ki, akkor számkijelzőkre használhatók.

A nematikus folyadékkristályból készített szerkezet működtethető átvilágítással is. Ekkor mindkét üveglemezen az elektródáknak átlátszónak

kell lenniök. Ebben az esetben azonban külön fényforrásra is szükség van, ami jelentősen megnöveli az energiaigényt. A visszavert fényrel működő szerkezetek teljesítménye mindössze $10...100 \mu W/cm^2$, de rossz megvilágításnál vagy sötétben a számok nem láthatók.

A kőleszterikus folyadékkristályok molekulatengelyeinek említett csavarmenetszerű elrendeződéséből következik, hogy az ilyen anyagoknak igen nagy az optikai forgatóképességük. Másrészt, mivel az egyes me-
netek távolsága megegyezik a látható fény meghatározott hullámhosszával, a folyadékkristály fényvisszaverése szelektív, tehát anyagi minőségüktől függően különböző színű kijelzők készíthetők belőlük.

4-2.9. Kapcsolódiódák

A félvezető diódák mint külső feszültséggel működtetett kapcsolók is felhasználhatók. A bekapcsolt állapotot nyitóirányu, a kikapcsolt állapotot záróirányu feszültséggel lehet létrehozni. A félvezető diódákban lejátszódó kapcsolási folyamatok sebességével kapcsolatban néhány késleltető hatással kell számolni.

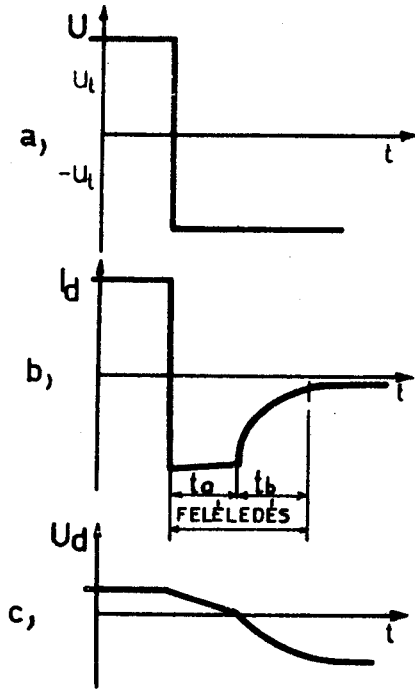
Vezető állapotban a félvezető diódában tárolt diffúziós töltés nagy, amely kisebbségi és az ezt egyensúlyban tartó többségi töltéshordozóból áll. Szakadósos (lezárt) állapotban a tárolt töltés értékét közelítően zérusnak vehetjük. Ettől függetlenül kell figyelembe vennünk az átmenetnél levő tértöltés-réteget, amely változó értékű kapacitásként viselkedik.

Kikapcsoláskor tehát el kell tüntetni a diffúziós töltést. Ekkor például az n rétegben felhalmozott lyukak rekombinálnak vagy az átmeneten keresztül visszatérnek a p rétegbe. Ezt követően a töltéshordozók mozgása a kiüritett réteget szélesíti. Mindehhez olyan áramra van szükség, amely a dióda záróirányu áramával egyező irányu. A kikapcsolás során tehát a diódán rövid, záróirányu kisütő áramimpulzus folyik és csak ezután áll be az állandósult záróáram (4-22. ábra). Azt az időt, amely alatt a visszáram az átkapcsolást követően egy meghatározott és előre megadott értékre csökken, feléledési vagy zárási késleltetési időnek nevezzük. Ez az idő két részből tevődik össze: a diffúziós töltés eltávolításához szükséges t_a és a tértöltés megváltoztatásához szükséges t_b időtartamból. A kvantitatív elemzést mellőzve [21] csupán azt jegyezzük meg, hogy mivel a tértöltési tartomány kapacitás értéke néhány pF, a terhelő ellenállás megfelelő megválasztásával t_b értéke nagymértékben csökkenthető. Így döntő szerephez jut a kisebbségi töltéshordozók rekombinációs idejének, élettartamának a csökkentése t_a csökkentésében.

A gyorsabb átkapcsolás érdekében rekombinációt elősegítő szennyezést visznek be az anyagba. Gyors működésű diódákat aranyadalékkal szennyeznek, így legalább két nagyságrenddel lehet csökkenteni a feléledési időt. Még jobb eredmény érhető el a szennyezésprofil különleges kialakításával. Rendkívül nagy kapcsolási sebességet lehet elérni a gallium-arzenid anyagu diódákkal, mert ebben a félvezetőben különösen nagy a töltéshordozók mozgékonyasága.

Bekapcsoláskor lényegesen kisebb a feléledési idő szerepe, mivel a tértöltés-kapacitás kezdeti kisütő árama a stacionárius vezetési áramtól alig tér el.

Nagy kapcsolási sebességek elérésére a Schottky-diódákat használják.



4-22. ábra

Félvezető dióda kikapcsolási tranziense: a) meghajtó feszültség, b) a dióda árama, c) a dióda feszültsége

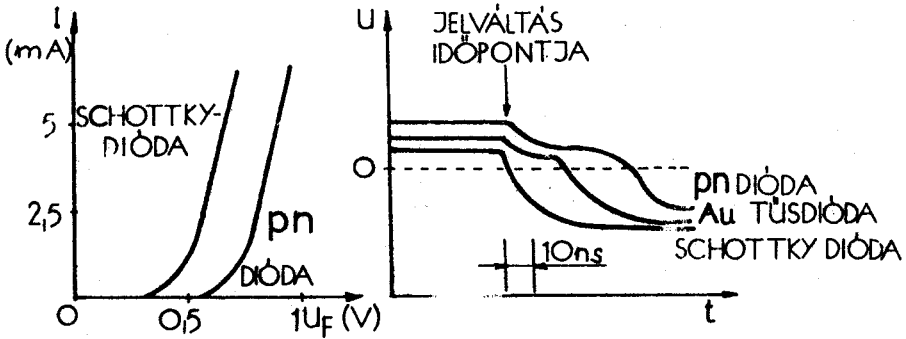
4-2.10. Schottky-dióda

A Schottky-dióda lényegében egy fém-félvezető átmenet, amelynek töltéstárolási képessége lényegesen kisebb, mint az arannyal szennyezett diódáké. A Schottky-dióda karakterisztikáját és töltéstárolási tulajdonságát a 4-23. ábra mutatja. Látható, hogy lényegesen kisebb nyitófeszültség mellett kezd működni, mint a pn-diódák [6].

A Schottky-diódát elterjedten alkalmazzák logikai áramkörökben, mint kapcsolódiódákat, valamint az ún. Schottky-tranzisztorok felépítésénél, amivel majd a későbbiekben fogunk foglalkozni.

Tájékoztatásul megadjuk a HP 2305 tip. Schottky-dióda főbb paramétereit:

a letörési feszültség minimális értéke 30 V ; $U_R = 15 \text{ V}$ záróirányú feszültségnél a záróirányú áram maximális értéke $I_R = 300 \text{ nA}$; $U_F = 0,4 \text{ V}$ nyitóirányú feszültségnél az áram $I_F = 1 \text{ mA}$; a záróirá-



4-23. ábra

Schottky-dióda sztatikus karakterisztikája és töltéstárolási tulajdonsága pn (1) és arannyal szennyezett (2) pn diódával összehasonlítva

nyu diódkapacitás $U_R = 0$ V esetén 1 pF, $U_R = 12$ V-nál már csak 0,3 pF. A kisebbségi töltéshordozók élettartama 100 ps.

4—3. A tirisztor

4-3.1. A tirisztor felépítése, kapcsolási folyamatok

A tirisztor négyrétegű vezérelt szilícium egyenirányító (4-24. ábra), amelynek két szélső rétege erősebben, a két belső - un. bázisrétegek - pedig gyengébben van szennyezve. A rétegek között p-n átmenetek alakulnak ki. A két szélső valamint a közbenső p-bázisréteget kivezetéssel látják el, az utóbbit vezérlő elektródának nevezik. A tirisztor szerkezeti felépítése a 4-25. ábrán látható.

Kösszünk a tirisztorra olyan polaritású feszültséget, hogy az A anód pozitívabb legyen, mint a K katód (nyitóirányú igénybevétel), és a G vezérlő elektródát hagyjuk szabadon. Ekkor az 1 és 3 átmenetek nyitó, a 2 átmenet pedig záróirányú feszültséget kap. Az egyes rétegek valamint a nyitóirányban előfeszített átmenetek ellenállással elhanyagolhatóan kicsinyek a 2 átmenet ellenállásához képest. Tehát a külső feszültség döntő része a 2 átmenetre jut és normál üzemi feszültség mellett a tirisztoron első közelítésben csak a lezárt 2 réteg igen kicsi záróirányú árama folyik keresztül. A valóságban azonban ez az áram valamivel nagyobb, mint a záróirányú áram és ezzel magyarázható a tirisztor jellegzetes működése. A tirisztoron átfolyó teljes áram (I_A) úgy áll elő,