

Tartalomjegyzék

3. FÉLVEZETŐK.....	2
3.1. A FÉLVEZETŐKKEL KAPCSOLATOS ALAPFOGALMAK.....	2
3.1.1. A <i>pn</i> átmenet.....	4
3.2. Dióda.....	5
3.2.1. A dióda rétegkapacitásai.....	7
3.2.2. A diódák hőfokfüggése.....	8
3.2.3. A valóságos dióda.....	10
3.2.4. A dióda munkapontja.....	12
3.2.5. Zener dióda.....	14

3. FÉLVEZETŐK

3.1. A FÉLVEZETŐKKEL KAPCSOLATOS ALAPFOGALMAK

A félvezetők a szilárd testek csoportjába tartoznak. A leggyakrabban használt félvezető anyag a szilícium és a germánium, de léteznek ezen kívül más félvezető alapú elektronikai eszközök is.

A tiszta – nem adalékolt – szilícium kristályrácsában minden egyes rácsponton *Si* atom van. Négy vegyérték elektronnal rendelkeznek és az atomok szabályos kristályrácsban kovalens kötással kapcsolódnak egymáshoz. A vegyértékelektronok energiája nem elegendő ahhoz, hogy leszakadjanak az atomról, így a szilícium hibátlan kristályráccsal rendelkezik, szigetelő tulajdonságú. Külső energiaközléssel – pl. magasabb hőmérsékleten, a hőmozgás következtében – elérhető, hogy egy-egy elektron kilép a kötésből és átmenetileg szabadabbá válik. A kötésből kilépő elektronok helyén elektronhiány – lyuk – keletkezik. A szabad elektronok és lyukak állandóan keletkeznek, illetve egyesülnek, rekombinálódnak. Egyensúlyi állapotban az időegység alatt és térfogategységben keletkező és rekombinálódó elektron-lyuk párok száma statisztikusan megegyezik. A szabad elektron és lyuksűrűség dinamikus egyensúlyban van és adott hőmérsékleten állandó:

$$n_i = p_i, \quad (3.1)$$

ahol n_i a tiszta (intrinsic) félvezetőben termikus gerjesztés hatására keletkező elektronsűrűség, p_i pedig a lyuksűrűség.

A hőenergia mellett fényenergia hatására is létrejöhetnek elektron-lyuk párok, számuk a beeső fény energiájától függ. A félvezetők fényérzékenységét az optoelektronikai eszközök hasznosítják.

A félvezetőkben a szabad töltéshordozók sűrűsége nagymértékben növelhető a kristály idegen anyaggal való szennyezésével. A szennyezőanyag főképp ötvegyértékű (antimon, arzén), vagy pedig háromvegyértékű (indium, gallium, bór) atom.

Az *n-típusú félvezető* akkor jön létre, ha a négyvegyértékű kristályrácsban egyes szilícium atomokat ötvegyértékű (donor) atomok helyettesítenek. A donor atomok négy elektronja szorosan kapcsolódik az atomhoz, de az ötödik elektron már kis energiaközléssel is könnyen szabadabbá tehető. Szobahőmérsékleten gyakorlatilag minden donor atom elveszti többlet elektronját és ezenkívül még elektron-lyuk párok is keletkeznek, így az elektronok száma nagyobb, mint a lyukaké, vagyis az

elektronok a többségi, a lyukak pedig a kisebbségi töltéshordozók, amelyek áramvezetésre alkalmasak. Az ionizálódott donor atomoknak egységnyi pozitív töltésük lesz, de ezek nem fognak be még egy elektront, mert a kristályszerkezet így hibátlan. Az össztöltés a teljes kristályszerkezetben nulla, az anyag villamosan semleges állapotban van.

A *p* típusú félvezető háromvegyértékű anyaggal szennyezett. A kristályrácsban a *Si* atomokat helyettesítő ún. akceptor atomok a három vegyértékelektron mellé befognak egy többlet elektront a szomszédos kötésből és így kiegészül a kristályszerkezet. A szennyező atomok negatív töltésű akceptor ionokká válnak. Azok a félvezető atomok, amelyekről leszakadnak az elektronok és ezáltal elektron hiányok, lyukak keletkeznek, szabad pozitív töltéshordozóként foghatók fel és így az áramvezetésben részt vesznek. Ezenkívül elektron-lyuk párok is keletkeznek, így az elektronok lesznek a kisebbségi, a lyukak pedig a többségi töltéshordozók. A kristály kifelé villamosan továbbra is semleges marad, mert a lyukak és az akceptorionok töltése kompenzálja egymást.

Ha a félvezető kristályra külső villamos tér nem hat, a töltéshordozók mozgásának nincs kitüntetett iránya, a homogén szennyezésű kristályban áram nem folyik. A félvezetőben két különböző jellegű áramvezetés jöhet létre: a drift és a diffúziós áram.

Drift (sodródási) áram: a félvezetőben a villamos tér hatására létrejövő áram. A félvezető kristályban létesített villamos térerősség hatására a szabad töltéshordozók mozgásának kitüntetett iránya van. A lyukak a tér irányába, az elektronok a tér irányával ellentétesen mozognak, sebességük arányos a villamos tér nagyságával és az illető töltéshordozó mozgékonyosságával. A mozgékonyosság függ a félvezető anyagától, a töltéshordozók számától és a kristály hőmérsékletétől. A mozgékonyosság a hőmérséklet növekedésekor csökken. A térerősség növelésével kezdetben lineárisan nő a töltéshordozók sebessége, majd egy bizonyos határon túl a sebesség már nem növekszik, gyakorlatilag független a térerősségtől. Igen nagy térerősségnél, egy kritikus értéken felül, a sebesség ugrásszerűen megnövekszik, "átütés" következik be.

Diffúziós áram. Amennyiben a félvezetőben töltéshordozókoncentráció különbség van, külső erőter nélkül is folyik áram; a töltéshordozók az egyenletes sűrűségeloszlásra törekszenek. Az egyenlőtlen sűrűségeloszlás a töltéshordozók folyamatos pótlásával és elszállításával fenntartható, ekkor a kristályban állandó áram folyik.

3.1.1. A pn átmenet

A félvezető kristályban különböző szennyezettségű rétegek alakíthatók ki, amelyek határán p - n szennyezésátmenet jön létre. Az átmeneten a töltéssűrűség ugrásszerűen változik, ezért egy p és egy n típusú réteg képzeletbeli összeillesztésének pillanatában a töltéskiegyenlítődéssel miatt nagy diffúziós lyuk és elektronáram indul meg külső feszültség rákapcsolása nélkül. A pn átmeneten keresztül nagyszámú lyuk áramlik a p oldalról az n oldalra és ugyancsak nagyszámú elektron az n oldalról a p oldalra. A folyamat eredményeként a p és az n oldalon semlegesítetlen töltések halmozódnak fel, amelyek villamos erőteret és feszültségkülönbséget létesítenek. A kialakuló villamos erőter olyan irányú, hogy gátolja a diffúziós áramlást, vagyis a térerősség az őt létrehozó diffúziós folyamatot igyekszik megszüntetni. A térerősség növekedésével egyre kevesebb elektron tud átdiffundálni az n oldalról a p oldalra, illetve lyuk a p oldalról az n oldalra. A villamos tér hatására a mindkét oldalon jelenlévő kisebbségi töltéshordozók átsodródnak az ellenkező oldalra, tehát a villamos tér a diffúziós árammal szemben folyó driftáramot létesít. A kialakuló térerősség és feszültségkülönbség nagysága éppen akkora, hogy az átfolyó áramok összege nulla, a drift és a diffúziós áram megegyezik.

Az átmenet két oldalán az oda átdiffundált töltéshordozók az egyensúlyi töltéshordozó-sűrűséghez képest többlet töltéshordozókat jelentenek és az átmenet közelében az ott levő többségi töltéshordozókkal rekombinálódnak. Egyrészt a rekombináció miatt, másrészt a diffúzió miatt a többségi töltéshordozó-sűrűség az átmenet két oldalán lecsökken, egy olyan réteg keletkezik, amelyből „elfogytak” a töltéshordozók, így *kiürített réteg*, vagy másképpen *záróréteg* alakul ki. Zérus külső feszültség esetén a külső áramkörben nem folyik áram, a pn átmenet drift és diffúziós árama kiegyenlíti egymást.

A pn átmenet a rákapcsolt feszültség irányától függően különbözőképpen viselkedik.

Záróirányú igénybevétel esetén a kristály p szennyezésű oldalára negatív feszültség kerül az n szennyezésű oldalhoz képest. Ennek hatására a kiürített réteg „szélessége” és a térerősség növekszik, a feszültségmentes állapotra jellemző diffúziós és driftáram egyensúly felbomlik és az átmeneten eredő driftáram folyik, amelynek értéke μA nagyságrendű, tehát a pn átmenet gyakorlatilag nem vezet áramot. A negatív feszültség egy meghatározott értékénél a záróirányú áram megnövekszik. Az áramnövekedés egyik oka, hogy a nagy zárófeszültség hatására a pn rétegben kialakuló nagy térerősség elektronokat szakít le a félvezető atomokról, ezáltal megnövekszik a töltéshordozók száma, megnövekszik az áram. Ez a jelenség a *Zener-letörés*. A másik ok az ún. *lavinasokszorozódás*. A töltéshordozók a nagy térerősség miatt nagy sebességgel mozognak a tértöltési tartományban és ütközéseikkel újabb töltéshordozókat hoznak létre. Az a feszültség, amelynél a

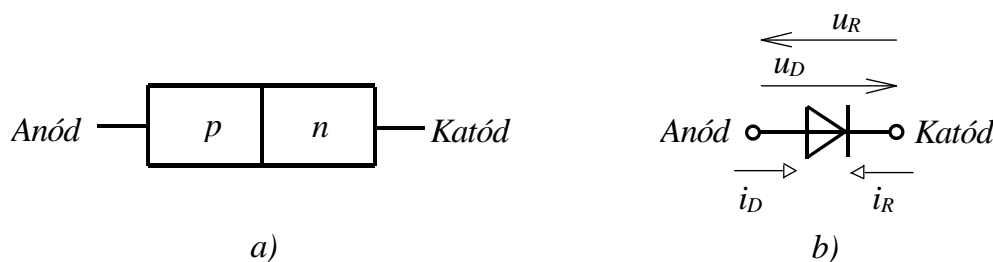
hirtelen áramnövekedés bekövetkezik, az U_{BR} *letörési feszültség*. A letöréskor kialakuló nagy áram és nagy feszültség hatására keletkező villamos teljesítmény hőhatása a pn átmenetet tönkretelheti.

Vezetőirányú (nyitóirányú) feszültségigénybevétel esetén az átmenet p szennyezésű oldalára pozitív külső feszültség jut az n szennyezésű oldalhoz képest. Már egészen kis értékű nyitóirányú feszültség hatására is igen nagy diffúziós áram folyik a pn átmeneten, amely a külső feszültség növelésével exponenciálisan növekszik.

A pn átmenet egyenirányító tulajdonságú: csak nyitóirányú feszültségigénybevétel esetén vezet áramot, záróirányú feszültségigénybevétel esetén az átmenet árama elhanyagolható mértékű.

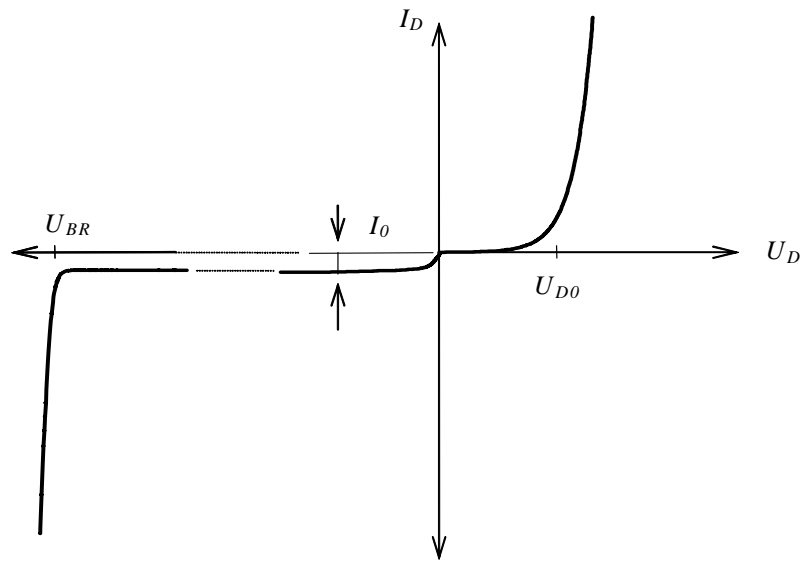
3.2. Dióda

A szilícium egykristály lapkában kialakított egyenirányító tulajdonságú pn átmenet alkotja a rétegdiódát. A félvezető lapkához kivezetések csatlakoznak, a p típusúan szennyezett réteghez az *anód*-, az n típusúhoz a *katódelektroda* (3.1a ábra). A dióda jelképi jelölése a 3.2b ábrán látható.



3.1. ábra. A dióda a) szerkezeti felépítése és b) jelképi jelölése

A diódára kapcsolt feszültség és a diódán átfolyó áram viszonyát a dióda feszültség-áram karakterisztikája szemlélteti. A karakterisztika nemlineáris, a dióda árama nem arányos a rákapcsolt feszültséggel.



3.2. ábra. A dióda feszültség-áram karakterisztikája

Az áram és a feszültség közötti kapcsolatot az

$$I_D = I_0 e^{\frac{U_D}{U_T}} - I_0 = I_0 (e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1) \quad (3.2)$$

exponenciális összefüggés, az ún. dióda-egyenlet adja meg, ahol

I_D a pn átmenet árama,

U_D a pn átmenetre kapcsolt feszültség,

I_0 a pn átmenet záróirányú (drift) árama adott hőmérsékleten,

U_T a termikus feszültség, amely az $U_T = \frac{kT}{q}$ összefüggéssel határozható meg.

Ebben az összefüggésben a

$k = 1,3806505 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Joule}}{\text{Kelvin}}$ a Boltzmann állandó,

T a kristály hőmérséklete Kelvin fokban,

$q = 1,60217653 \cdot 10^{-19} \frac{\text{Coulomb}}{\text{elektron}}$ az elektron töltése.

$T = 28,6 \text{ C}^\circ$ ($T \approx 300 \text{ K}^\circ$) hőmérsékleten a termikus feszültség $U_T \approx 26 \text{ mV}$.

A karakterisztika áthalad az origón: nulla feszültséghez nulla áram tartozik. A nyitóirányú feszültséget növelve kezdetben az áram csak nagyon kis mértékben növekszik, mert csak kis számú töltéshordozónak van elegendő energiája a pn átmenetnél kialakult záróréteg potenciálgátját átlépni. A nyitóirányú feszültség csökkenti a záróréteg szélességét, egyben a potenciálját is, így fokozatosan nő a

töltéshordozók száma és az exponenciális jelleg miatt a diffúziós áram a feszültség kis értékű növelésének hatására is rohamosan növekszik. Megállapítható, hogy a nyitóirányú áram csak egy U_{D0} nyitóirányú feszültség elérése után lesz számottevő, majd a további kis feszültségváltozást is nagy áramváltozás követi. Az U_{D0} nyitóirányú feszültség értéke függ a hőmérséklettől és jellemző a diódák alapanyagára is: például a germánium alapanyagú diódáknál az $U_{D0} = 0,2 \dots 0,3$ V, szilícium alapú diódák esetén kb. 0,6 V körüli érték.

A dióda nyitóirányú feszültség igénybevétele esetén a dióda-egyenletben az U_D dióda feszültség pozitív, így az exponenciális függvény miatt a diffúziós áramösszetevő jóval nagyobb, mint az I_0 driftáram, ezért az

$$I_D \approx I_0 e^{\frac{U_D}{U_T}} \quad (3.3)$$

közelítéssel számítható a dióda nyitóirányú árama.

A dióda záróirányú feszültség igénybevétele esetén a pn átmenet zárórétegének szélességét a rákapcsolt feszültség növeli, a diffúziós áram ezért lecsökken, majd elegendően nagy (általában 1...2 V-nál nagyobb) feszültség esetén nulla lesz, miközben a kisebbségi töltéshordozók átsodródnak az ellentétesen szennyezett oldalra, így a driftáram I_0 értéken állandósul, amíg a záróirányú feszültség el nem éri az U_{BR} letörési feszültséget. A letörési feszültségnél nagyobb negatív feszültség esetén az áram nagy értékű lesz, így a keletkező nagy disszipációs teljesítmény általában tönkre teszi a félvezetőt.

A dióda-egyenletben az U_D dióda feszültség negatív, így az exponenciális tag elhanyagolható az I_0 driftáram értéke mellett:

$$I_D \approx -I_0. \quad (3.4)$$

Az I_0 záróirányú áram értéke függ:

- a félvezető anyagától,
- a félvezető hőmérsékletétől,
- a pn átmenet felületétől.

3.2.1.A dióda rétegekcapacitásai

A dióda pn átmenetének tároló, kapacitív tulajdonsága is van. A pn átmenet két oldalán az ellentétes töltésű ionokból álló kettős töltésréteg szélessége a rákapcsolt záróirányú feszültség hatására megváltozik. A feszültség ΔU növelésekor a tértöltési tartomány kiszélesedik és az átmenet két oldalán felhalmozódó Q_j töltésmennyiség is ΔQ_j -vel megváltozik. Az új egyensúly kialakulásáig a töltéshordozók mozgása miatt járulékos áram folyik. Ez a folyamat hasonlít a kondenzátorban lejátszódó folyamatokhoz, ezért a záróirányban igénybevett pn

átmenetnek egy $C_j = \frac{dQ_j}{dU}$ *tértöltési kapacitás* tulajdonítható, amely ugrásszerű szennyezés átmenetre a

$$C_j = \frac{k}{\sqrt{U_R}}, \quad (3.5)$$

folyamatos szennyezés átmenetre pedig a

$$C_j = \frac{k}{\sqrt[3]{U_R}} \quad (3.6)$$

összefüggéssel közelíthető, ahol

- k az átmenet felületétől és a szennyezettségi koncentrációtól függő állandó,
- U_R a diódára kapcsolt zárófeszültség.

A C_j *tértöltési kapacitás* nem állandó, függ a záróirányú feszültség nagyságától, értéke pF nagyságrendű.

Nyitóirányú feszültség hatására a pn átmeneten diffúziós áram folyik, nagyszámú többségi töltéshordozó áramlik át az egyik rétegből a másikba. Ha a nyitóirányú feszültség ΔU -val megváltozik, mindkét oldalon megnő a Q_D kisebbségi töltéshordozó sűrűség is, és az új állandósult állapot beálltaig egy járulékos áram folyik, amely szintén hasonlítható a kapacitásban lejátszódó folyamatokhoz. Ennek alapján nyitóirányban egy $C_D = \frac{dQ_D}{dU}$ *diffúziós kapacitás* definiálható, amely a

$$C_D = \tau \frac{I_{(M)}}{U_T} \quad (3.7)$$

összefüggéssel közelíthető, ahol

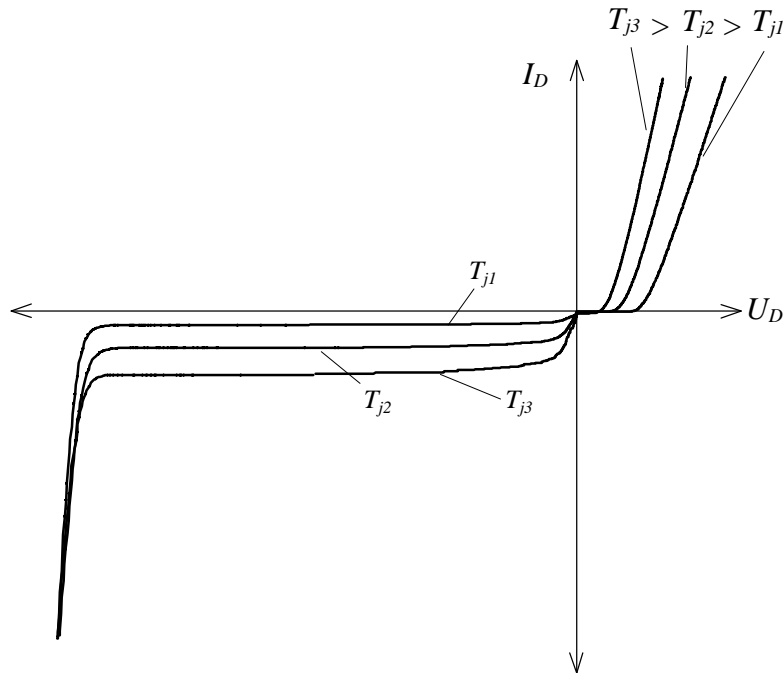
- $I_{(M)}$ a munkaponti diffúziós áram,
- U_T a termikus feszültség,
- τ a diffúziós áramot szállító többségi töltéshordozók átlagos élettartama.

A diffúziós kapacitás általában több nagyságrenddel nagyobb, mint a záróirányú *tértöltési kapacitás*.

3.2.2. A diódák hőfokfüggése

A félvezetők működése hőmérsékletfüggő. A szennyezetlen félvezetőben a keletkező elektron-lyuk párok sűrűségét, a szennyezett félvezetőben a töltéshordozók számát befolyásolja a hőmérséklet változása. A környezeti hőmérséklet hatásán kívül a félvezetőn átfolyó áram által keltett hő miatt a dióda igénybevételenek változásakor a hőmérséklete is változik.

A rétegdióda nyitó és záróirányú áramának hőfokfüggése azonos, a változás jellege exponenciális.



3.3. ábra. A dióda hőfokfüggése

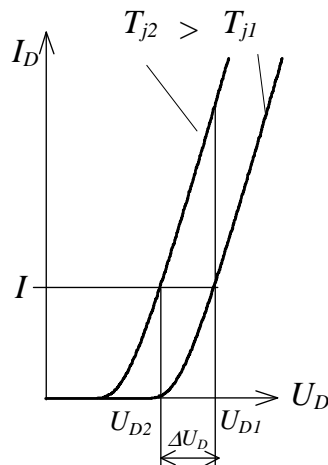
A dióda nyitóirányú árama, ha a hőmérséklete $T_{j2} > T_{j1}$ -re változik, az

$$I_{D2} = I_{D1} e^{b(T_{j2}-T_{j1})} \quad (3.8)$$

összefüggéssel határozható meg, ahol

- I_{D2} a dióda nyitóirányú árama a T_{j2} hőmérsékleten,
- I_{D1} a dióda nyitóirányú árama a T_{j1} hőmérsékleten,
- b a félvezető alapanyagától, a termikus feszültségtől és a hőmérséklettől függő állandó.

A nyitóirányú karakterisztika a hőmérséklet hatására önmagával párhuzamosan eltolódik: nagyobb hőmérsékleten változatlan U_D nyitóirányú feszültség esetén az áram megnövekszik. A nyitóirányú jelleggörbe hőfokfüggése az állandó áramhoz tartozó feszültségesés mértékével is jellemezhető. A hőmérsékleti együttható jó közelítéssel $-2 \text{ mV}/^\circ\text{C}$, így ahhoz, hogy az áram állandó maradjon, minden 1°C hőmérséklet növekedéskor 2 mV -tal kell csökkenteni a dióda nyitóirányú feszültségét (3.4. ábra).



3.4. ábra. A dióda nyitóirányú karakterisztikájának hőfokfüggése.

A záróirányú áram hőmérsékletváltozása szintén exponenciális:

$$I_{02} = I_{01} e^{b(T_{j2}-T_{j1})}, \quad (3.9)$$

ahol

- I_{02} a dióda záróirányú árama a T_{j2} hőmérsékleten,
- I_{01} a dióda záróirányú árama a T_{j1} hőmérsékleten,
- b a félvezető alapanyagától, a termikus feszültségtől és a hőmérséklettől függő állandó.

Szilícium alapanyagú dióda esetén, 25°C hőmérsékleten a hőmérsékleti együttható $b \approx 0,1$ értékkel vehető figyelembe, így a $\Delta T_j = T_{j2} - T_{j1} = 1^\circ\text{C}$ hőmérséklet különbségre számított záróirányú áram

$$I_{02} = I_{01} e^{b(T_{j2}-T_{j1})} = I_{01} e^{0,1 \cdot 1} = 1,1 \cdot I_{01} \quad (3.10)$$

értékű, tehát minden 1°C hőmérséklet növekedés hatására 10 %-ot növekszik az áram, s mivel a következő 1°C változásra a megnövekedett érték 10%-os növekedése következik be („kamatos kamat” jelleg), így a záróirányú áram a hőmérséklet növekedés hatására rohamosan növekszik.

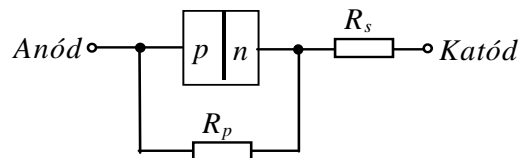
3.2.3. A valóságos dióda

A valóságos dióda jelleggörbéje eltér az ideális pn átmenet feszültség-áram karakterisztikájától. Az eltérést a diódát alkotó kristályrészek és a kivezetések ohmos ellenállása, valamint a felületi hatások, az átmenet széleinek a hatása, a kristályszerkezeti hibák, idegen szennyeződések okozzák.

A pn átmenet és a kivezetések között található kristályrészek hatását az R_s soros ellenállással lehet figyelembe venni, amelynek nagysága néhány tízed ohmtól

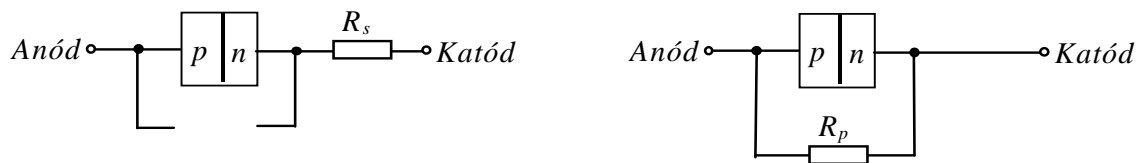
több száz ohmig terjed, a dióda szennyezettségének mértékétől, méreteitől és egyéb technológiai jellemzőitől függően.

A pn átmenet ohmos átvezetése, amelyet a felületi hatások okoznak, az R_p párhuzamosan kapcsolt nagy értékű ($M\Omega$ nagyságrendű) ellenállással modellezhető. A valóságos dióda helyettesítő képe a parazita ellenállásokat figyelembe véve a 3.5. ábrán látható.



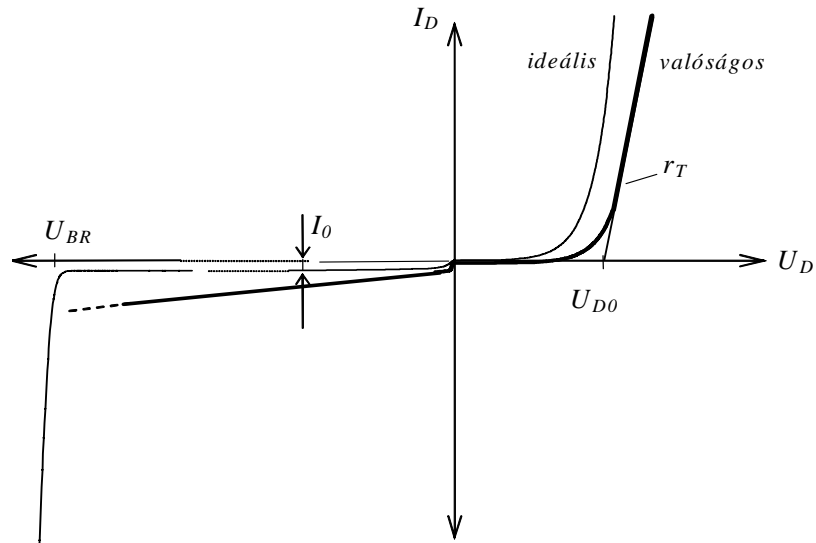
3.5. ábra. A dióda általános helyettesítő képe

Az R_s soros ellenállás a dióda nyitóirányú karakterisztikáját befolyásolja, mert a viszonylag nagy értékű nyitóirányú áram a kis értékű ellenálláson is mérhető nagyságú feszültségesést hoz létre. A nagy értékű R_p ellenállás ilyenkor szakadásnak tekinthető (3.6a ábra).



3.6. ábra. A dióda helyettesítő képe a) nyitóirányban, b) záróirányban.

Az R_p párhuzamos ellenállás a dióda záróirányú karakterisztikáját módosítja: az ohmos átvezetés miatt a zárófeszültség növekedésével a záróirányú áram lineárisan növekszik. Ilyenkor a kis értékű R_s soros ellenállás hatása hanyagolható el (3.6b ábra).



3.7. ábra. Valóságos dióda feszültség-áram karakterisztikája.

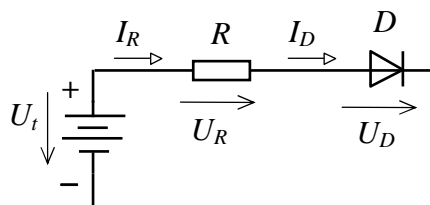
A valóságos dióda nyitóirányú karakterisztikája az ideális pn átmenet exponenciális jelleggörbéjének, és a soros ellenállás lineáris jelleggörbéjének eredője. A karakterisztika kis áramú tartományában a soros ellenállás hatása alig érvényesül, míg a nagy áramú tartományban a hatása jelentős: a jelleggörbe lineárisává válik. (3.7. ábra). A lineáris szakasz képzeletbeli meghosszabbításának a feszültség-tengellyel való metszéspontja a dióda U_{D0} küszöbfeszültsége. A karakterisztika lineáris szakaszát a teljes üzemi tartományra számított

$$r_T = \frac{\Delta U_D}{\Delta I_D} \quad (3.11)$$

nyitóirányú helyettesítő ellenállás jellemzi.

3.2.4. A dióda munkapontja

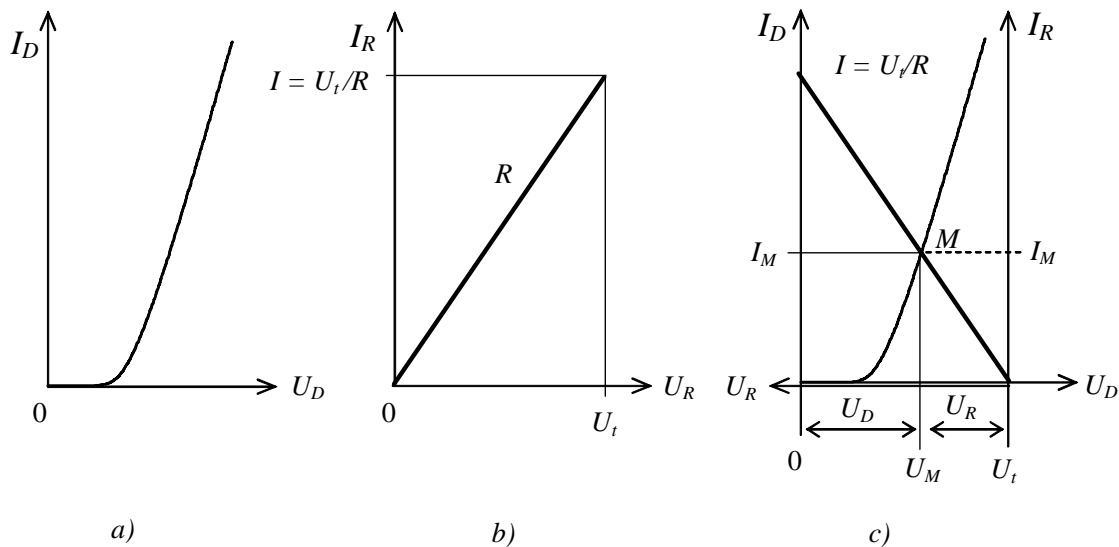
A dióda nyitóirányú árama már kis feszültségváltozás hatására is nagymértékben változik (gyakorlatilag rövidzárként viselkedik), ezért feszültséggenerátorral táplált áramkörben alkalmazva soros ellenállással kell az áramát korlátozni.



3.8. ábra. A dióda munkapont-beállító kapcsolása.

A 3.8. ábrán látható áramkörben az összetartozó egyenáram-egyenfeszültség, vagy egyenfeszültség-egyenáram érték a két sorba kapcsolt elem munkapontja. A nemlineáris karakterisztikával rendelkező dióda, és a lineáris karakterisztikájú ellenállás munkapontjának meghatározása lineáris egyenlettel nem megoldható, a számítással való meghatározás nehézkes.

A munkapont meghatározás egyik gyakori és egyszerű módja a feszültség-áram jelleggörbék ismeretén alapuló grafikus módszer.



3.9. ábra. A munkapont szerkesztése: a) dióda feszültség-áram karakterisztikája, b) az ellenállás feszültség-áram karakterisztikája, c) a kapcsolás munkapontja.

Két sorba kapcsolt elem munkapontja meghatározható a „visszafelé” való szerkesztéssel. A dióda karakterisztikájával (3.9a ábra) az ellenállás karakterisztikáját (3.9b ábra) az U_t tápfeszültség távolságában szembefordítva (3.9d ábra), a két karakterisztika metszéspontja adja a munkapontot. Ebben a pontban mindkét elemen azonos I_M áram folyik, és a dióda U_D , valamint az ellenállás U_R feszültségének összege a kapcsolást tápláló U_t feszültség.

Ha a nemlineáris karakterisztikájú dióda az egyenáramú hálózatban egy meghatározott munkapontban működik, akkor helyettesíthető egy olyan ellenállás értékkel, amely a karakterisztikán az adott munkaponthoz tartozó U_M munkaponti feszültség és I_M munkaponti áram hányadosával egyezik meg. Ez a dióda R_s statikus, vagy egyenáramú ellenállása:

$$R_s = \frac{U_M}{I_M}, \quad (3.12)$$

amely munkapont függő, de nem ad választ arra, hogy a munkaponti feszültség megváltozásával hogyan változik meg a dióda árama?

A *dinamikus, vagy váltakozóáramú ellenállás* a diódát a munkapont körüli feszültség- és áramváltozás esetére jellemzi. Az r_D dinamikus ellenállás a karakterisztika adott munkapontja körüli kis feszültségváltozáshoz tartozó áramváltozás hányadosa,

$$r_D = \left. \frac{dU_D}{dI_D} \right|_{U_M, I_M}, \quad (3.13)$$

a feszültségnek az áram szerinti deriváltja.

A dióda karakterisztikájában a munkaponthoz húzott érintő meredeksége a dinamikus ellenállás reciprok értéke, azaz a dióda meredeksége:

$$g_D = \left. \frac{dI_D}{dU_D} \right|_{U_M, I_M}. \quad (3.14)$$

A nyitóirányú tartományban a dióda árama

$$I_D \approx I_0 e^{\frac{U_D}{U_T}}. \quad (3.15)$$

Az áram összefüggését behelyettesítve a 3.13 egyenletbe, a dióda meredeksége a

$$g_D = \left. \frac{dI_D}{dU_D} \right|_{U_M, I_M} = \left. \frac{dI_0 e^{\frac{U_D}{U_T}}}{dU_D} \right|_{U_M, I_M} = \frac{1}{U_T} I_0 e^{\frac{U_D}{U_T}} \bigg|_{U_M, I_M} = \frac{I_M}{U_T} \quad (3.16)$$

összefüggéssel határozható meg. Ennek az összefüggésnek a felhasználásával a dióda dinamikus ellenállása az

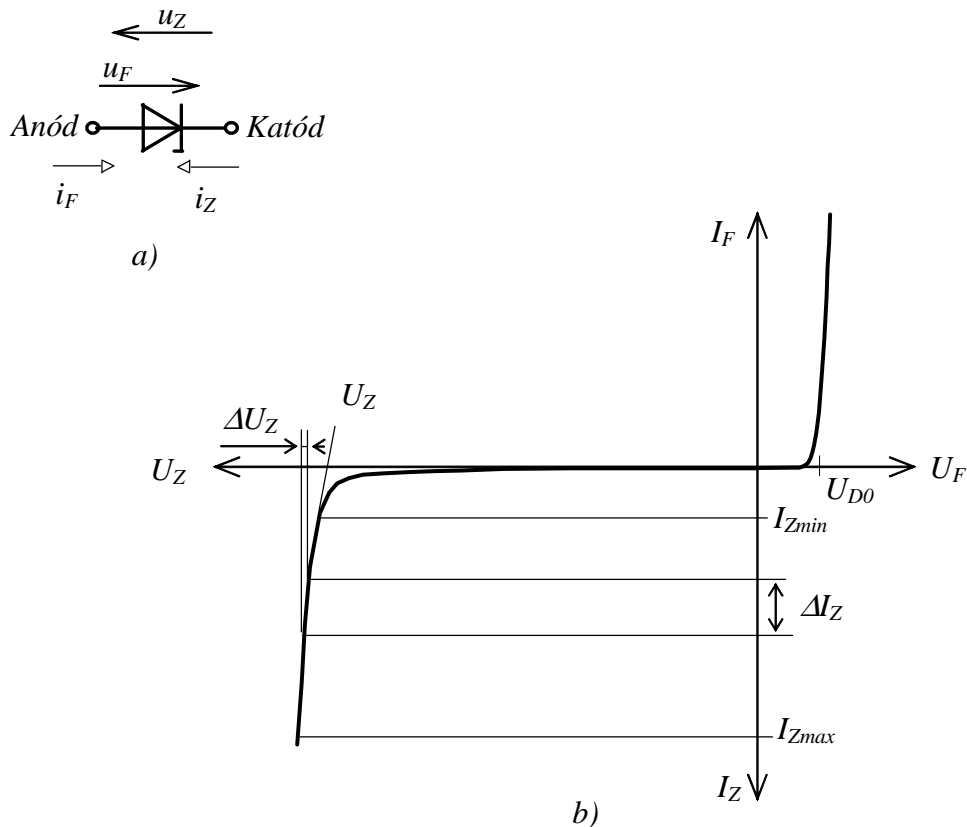
$$r_D = \frac{U_T}{I_M} \quad (3.17)$$

összefüggéssel a kis áramok tartományában jó közelítéssel meghatározható, ahol I_M a dióda munkaponti árama. A termikus feszültség $T = 28,6^\circ \text{C}$ hőmérsékleten $U_T = 26 \text{ mV}$ értékű.

3.2.5. Zener dióda

A félvezető dióda a nyitóirányú névleges veszteségével üzemeltethető a letörési tartományban is, ha a veszteség a *pn* átmenetben egyenletesen oszlik meg. A karakterisztika letörési feszültségénél a meginduló nagy záróirányú áramhoz csak elha-

nyagolható mértékű zárófeszültség változás tartozik, ezért a letörési tartományban üzemelő dióda feszültségstabilizálásra használható. Az ilyen célra készült diódákat a letörés jellege alapján Zener diódáknak nevezik. A Zener-dióda jelképi jelölése és karakterisztikája a 3.10. ábrán látható.



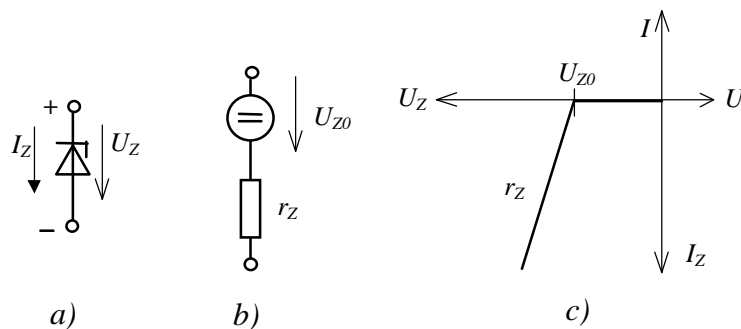
3.10. ábra. A Zener-dióda a) jelképi jelölése, b) feszültség-áram karakterisztikája.

A Zener dióda dinamikus ellenállása az

$$r_z = \frac{dU_Z}{dI_Z} = \frac{\Delta U_Z}{\Delta I_Z} \quad (3.18)$$

összefüggéssel határozható meg. A dinamikus ellenállás értékét közlik a katalógusok, vagy a Zener dióda feszültség-áram karakterisztikájából meghatározható (3.10. ábra).

A Zener dióda helyettesítő képe a letörési feszültség és a dinamikus ellenállás segítségével adható meg (3.11b ábra). A 3.11c ábrán a Zener dióda feszültség-áram karakterisztikájának törtvonalas közelítése látható.



3.11 .*ábra.* Zener dióda *a)* jelképi jelölése, *b)* helyettesítő képe, *c)* és a feszültség-áram karakterisztikájának törtvonalas közelítése.

A Zener dióda nyitóirányú karakterisztikája azonos a diódáéval. A Zener-diódák letörési feszültsége a szennyezés mértékével és megfelelő technológiával néhány voltól száz volt nagyságrendig beállítható.